

**Säteily- ja ydin-  
turvallisuus**

1 2 3 4 5 6 7



# Säteily *ja sen* havaitseminen

---

*Toimittanut Tarja K. Ikäheimonen*



Säteily- ja ydinturvallisuus -kirjasarjan toimituskunta:  
Sisko Salomaa, Tarja K. Ikäheimonen, Roy Pöllänen,  
Anne Weltner, Olavi Pukkila, Wendla Paile, Jorma Sandberg,  
Heidi Nyberg, Olli J. Marttila, Jarmo Lehtinen ja Hilikka Karvinen

Julkaisija

Säteilyturvakeskus

Toimittaja

Tarja K. Ikäheimonen

Taitto

Tmi Eija Högman

Toimitussihteeri

Hilikka Karvinen

Kansi

Virma Oy

Grafiikka

Juha Järvinen

Mainostoimisto Madison Avenue Oy

Copyright

Säteilyturvakeskus

ISBN

951-712-496-1 (sid.)

951-712-503-8 (pdf)

Paino

Karisto Oy:n kirjapaino, Hämeenlinna 2002

Tätä julkaisua myy

Säteilyturvakeskus, (09) 759 881

Laippatie 4, 00880 Helsinki

[www.stuk.fi](http://www.stuk.fi)

# ESIPUHE

Ionisoivaa säteilyä ei voi suoraan aistein havaita. Lisäksi ilmiöt, joihin säteilyn vaikutukset perustuvat, ovat sattumanvaraisia. Säteilyn ja elimistön atomien vuorovaikutukset voivat käynnistää sarjan prosesseja, ensin solussa, sitten kudoksessa, elimessä ja lopulta koko eliössä. Kun säteilyannos on pieni, haitallisten terveysvaikutusten todennäköisyys on niin vähäinen, että niiden tutkiminen on mahdollista vain tilastollisin menetelmin.

Säteilyn lääkintä-, tutkimus-, opetus- ja teollisen käytön alkuaikoina sattui varsin runsaasti tiedon puutteesta aiheutuneita vahinkoja. Röntgensäteilyn ja radiumin uskottiin tarjoavan parannuskeinon mitä erilaisimpiin vaivoihin; radiumpitoisten ”terveysvesien” väitettiin parantavan jopa sokeutta, impotenssista puhumattakaan. Ensimmäiset säteilyn terveyshaittoja koskevat varoitukset esitettiin kuitenkin jo 1800-luvun lopulla, ja ensimmäiset suositukset säteilyä käyttävän henkilökunnan suojaamiseksi ja säteilyn mittaamiseksi ovat peräisin 1910-luvulta. Silloin oli kyse suurten säteilyannosten aiheuttamista varhaisvaurioista.

Vähitellen, parin seuraavan vuosikymmenen aikana havahduttiin toteamaan, että siihen asti turvallisina pidetyistä pienistä säteilyannoksista saattoi seurata myöhäisvaikutuksia, ja suosituksia oli tarkistettava radikaalisti. Tiedon lisääntyessä annosrajoja vedettiin yhä tiukemmalle. Niinpä Suomessa sovellettavat normit ovat muuttuneet kahdesti sitten ensimmäisen säteilylain säätämisen 1957.

Säteilyn ja aineen vuorovaikutusten satunnaisuudesta huolimatta säteilyä voidaan mitata fysikaalisilla suureilla. Säteilyn terveysvaikutusten arvioimiseen ja säteilyn käytön säätelyyn tarvitaan kuitenkin myös SI-järjestelmästä poikkeavaa suurejärjestelmää, jossa säteilyä luonnehtivat fyysiset suureet yhdistyvät biologisista vaikutuksista kertyneeseen kokemukseen perustuviin tilastollisiin havaintoihin tai terveysvaikutuksiin.

Tämä teos, Säteily ja sen havaitseminen, on osa Säteilyturvakeskuksen julkaisemaa Säteily- ja ydinturvallisuus -kirjasarjaa. Tässä kirjassa määritellään sarjan terminologia ionisoivan säteilyn osalta eli esitellään säteilyfysiikan käsitteet sekä mittauksissa käytettävät suureet ja menetelmät. Toista säteilyturvallisuustyön perustieteenalaa, säteilybiologiaa, käsitellään kirjasarjan osassa 4, Säteilyn terveysvaikutukset. Kirjasarjassa ilmestyy kaikkiaan seitsemän osaa, joista neljä ensimmäistä käsittelee ioni-

soivaa säteilyä, sen käyttöä ja siltä suojautumista, viides ydinturvallisuutta ja kaksi viimeistä osaa ionisoimatonta säteilyä. Kirjasarja on tarkoitettu säteily- ja ydinturvallisuuden parissa työskenteleville ammattikirjallisuudeksi sekä käytettäväksi koulutusmateriaalina yliopistoissa ja muissa opilaitoksissa. Kirjaa voi tilata Säteilyturvakeskuksesta. Kirjat löytyvät myös pdf-muodossa STUKin Internet-sivuilta osoitteesta [www.stuk.fi](http://www.stuk.fi).

Säteily- ja ydinturvallisuus -kirjasarja korvaa vuonna 1988 ilmestyneen Säteily ja turvallisuus -teoksen, jonka toimittivat Harri Toivonen, Tapio Rytömaa ja Antti Vuorinen. Kiitämme edellisen teoksen toimittajia ja muita kirjoitustyöhön osallistuneita Säteilyturvakeskuksen asiantuntijoita uraa uurtavasta pohjatyöstä, joka on ollut hyvänä perustana uudelle kirjasarjalle.

Säteily ja sen havaitseminen -kirjan toteutuksesta kuuluu kiitos asiantuntemville kirjoittajille ja muille toimitustyöhön osallistuneille henkilöille. Erityiskiitoksen ansaitsee filosofian lisensiaatti Olli J. Marttila, joka oman tekstintekonsa lisäksi kommentoi ja oikoluki kirjan sisältöä.

---

## **Säteily- ja ydinturvallisuus -kirjasarja**

### **1 Säteily ja sen havaitseminen**

2 Säteily ympäristössä

3 Säteilyn käyttö

4 Säteilyn terveysvaikutukset

5 Ydinturvallisuus

6 Ionisoimaton säteily – Sähkömagneettiset kentät

7 Ionisoimaton säteily – Ultravioletti- ja lasersäteily

# SISÄLLYSLUETTELO

1	YDIN- JA SÄTEILYFYSIIKAN PERUSTEET .....	11
	<i>Jorma Sandberg ja Risto Paltemaa</i>	
1.1	Atomi- ja ydinfysiikan peruskäsitteitä .....	12
1.2	Radioaktiivinen hajoaminen .....	19
1.3	Ydinreaktiot ja vaikutusala .....	30
1.4	Varatut hiukkaset .....	36
1.5	Sähkömagneettinen säteily .....	44
1.6	Neutronit .....	49
1.7	Suurenergiaillmiöitä .....	59
2	SUUREET JAYKSIKÖT .....	65
	<i>Olli J. Marttila</i>	
2.1	Johdanto .....	66
2.2	Säteilykenttää luonnehtivia suureita .....	66
2.3	Dosimetriasuureita .....	68
2.4	Annosekvivalentti ja siitä johdettuja suureita .....	76
3	MITTANORMAALIT JA MITTAUSTARKKUUS .....	93
	<i>Hannu Järvinen</i>	
3.1	Metrologian peruskäsitteet .....	94
3.2	Yleinen kansainvälinen metrologia .....	95
3.3	Ionisoivan säteilyn kansainvälinen metrologia .....	97
3.4	Mittanormaalien tekniikkaa .....	100
3.5	Mittaustarkkuus .....	108
4	SÄTEILYN ILMAISIMET .....	115
	<i>Seppo Klemola</i>	
4.1	Perusteet .....	116
4.2	Kaasutäytteiset ilmaisimet .....	116
4.3	Tuikeilmaisimien .....	122
4.4	Puolijohdeilmaisimien .....	126
4.5	Filmi .....	130
4.6	Termoiloisteilmaisimien .....	132

5	AKTIIVISUUDEN MÄÄRITYS .....	137
	<i>Tarja K. Ikäheimonen, Seppo Klemola, Pia Vesterbacka, Tua Rahola</i>	
5.1	Yleistä .....	138
5.2	Gammaspektrometria .....	139
5.3	Alfaspektrometria .....	157
5.4	Nestetuikelaskenta .....	165
5.5	Muut määrittymenetelmät .....	178
5.6	Ihmisessä olevien radioaktiivisten aineiden mittaus .....	181
	LIITE .....	192
	HAKEMISTO .....	194





$b(t) = \lambda_2 \lambda_2(t)$

# 1

## YDIN- JA SÄTEILYFYSIIKAN PERUSTEET

Jorma Sandberg ja Risto Paltemaa

### SISÄLLYSLUETTELO

1.1	Atomi- ja ydinfysiikan peruskäsitteitä .....	12
1.2	Radioaktiivinen hajoaminen .....	19
1.3	Ydinreaktiot ja vaikutusala .....	30
1.4	Varatut hiukkaset .....	36
1.5	Sähkömagneettinen säteily .....	44
1.6	Neutronit .....	49
1.7	Suurenergiailmiöitä .....	59

## 1.1 | Atomi- ja ydinfysiikan peruskäsitteitä

Ionisoivan säteilyn ja aineen väliset fysikaaliset vuorovaikutukset saavat kudoksessa aikaan kemiallisia muutoksia, jotka ilmenevät säteilyn biologisina haittavaikutuksina. Myös säteilyn havaitseminen, sen vaimeneminen suojauksissa sekä säteilyn hyötykäyttö perustuvat vuorovaikutuksiin. Ionisoiva säteily voi olla joko sähkömagneettista säteilyä, kuten gamma- ja röntgensäteily, tai hiukkassäteilyä, kuten  $^4\text{He}$ -atomin ytimistä koostuva alfasäteily, elektroneista tai positroneista koostuva beetasäteily sekä neutronisäteily. Ionisoivaa säteilyä syntyy ydinreaktioiden ja radioaktiivisten ydinten hajoamisen sekä atomin elektroniverhon ilmiöiden yhteydessä. Ionisoivan säteilyn syntymisen ja sen vaikutusten ymmärtämiseksi on tarpeen tuntea eräitä atomi- ja ydinfysiikan ilmiöitä ja peruskäsitteitä. Tämän luvun esityksessä lähdetään liikkeelle koulukurssin perusasioista mutta pyritään esittämään myös suhteellisen vaativia aiheita tavalla, joka auttaa ymmärtämään fysikaalisten ilmiöiden merkitystä säteilysuojelun kannalta.

### Määritelmiä

Atomi muodostuu positiivisesti varautuneesta ytimestä ja sitä ympäröivistä negatiivisista elektroneista. Ydin puolestaan koostuu nukleoneista, joita ovat sähköisesti positiivinen protoni ja varaukseton neutroni. Perustilassaan oleva atomi on sähköisesti neutraali eli sen elektroniverhon elektronien lukumäärä on sama kuin ytimen protonien lukumäärä  $Z$ , jota sanotaan atomin ja ytimen järjestys-, varaus- tai protoniluvuksi. Järjestysluku määrää atomin kemialliset ominaisuudet, ja saman alkuaineen atomeilla on sama järjestysluku. Atomi voi myös menettää yhden tai useampia elektroneja tai siihen voi sitoutua ylimääräisiä elektroneja. Tällöin atomi saa sähkövarauksen ja sitä sanotaan ioniksi. Ionisaatioenergia on energia, joka tarvitaan elektronin irrottamiseen atomista. Ionisoiva säteily on säteilyä, joka aiheuttaa ionien muodostumista aineessa.

Ytimen neutronien lukumäärää  $N$  sanotaan neutroniluvuksi ja nukleonin kokonaismäärää  $A = Z + N$  nukleoni- eli massaluvuksi. Nuklidi on atomityyppi, jolla on tietty järjestys- ja massaluku. Saman alkuaineen atomeja, joilla on eri massaluku, sanotaan isotoopeiksi. Nuklideja merkitään siten, että alkuaineen kemiallisen symbolin vasempaan yläkulmaan kirjoitetaan massaluku. Esimerkiksi hiilen isotoopin 12 merkinä on  $^{12}\text{C}$ . Protonien lukumäärä voidaan merkitä symbolin vasempaan alakulmaan, esimerkiksi  $^{12}_6\text{C}$ .

Alkuaineen eri isotoopit käyttäytyvät kemiallisesti samalla tavalla. Joissain tapauksissa, esimerkiksi tavallisen ja raskaan vedyn välillä, voi tosin olla massaerosta johtuvia pieniä eroja muun muassa kemiallisten reaktioiden nopeuksissa. Saman alkuaineen eri isotooppien ydinfysikaaliset ominaisuudet sen sijaan voivat olla aivan erilaiset.

Atomin massan (atomimassan) yksikkönä käytetään usein niin sanottua atomimassayksikköä, lyhennettynä  $u$ , joka määritellään seuraavasti:

$$1 \text{ u} = \frac{{}^{12}\text{C} - \text{atomin massa}}{12}. \quad (1.1)$$

Tämän yksikön suuruus,  $1,6605 \cdot 10^{-27}$  kg, on suunnilleen sama kuin yhden nukleonin massa. Suhteellinen atomimassa  $A_r$  on atomimassa jaettuna atomimassayksiköllä  $u$ . Käytännössä suhteellinen atomimassa on hyvin lähellä atomin massalukua. Vastaavasti määritellään kemiallisen yhdisteen suhteellinen molekyyli massa  $M_r$ .

Yksi mooli (lyhenne mol) tarkoittaa sellaisen systeemin ainemäärää, joka sisältää yhtä monta atomia, molekyyliä tai muuta keskenään samanlaista perusosasta kuin 12 grammaa  ${}^{12}\text{C}$ -isotooppia. Tätä lukumäärää sanotaan Avogadron vakioksi  $N_A$ . Sen arvo on  $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ . Jos alkuaineen tai yhdisteen suhteellinen molekyyli massa on  $M_r$ , niin mooli ainetta on silloin  $M_r$  grammaa. Moolimassa  $M$  tarkoittaa moolin suuruisen ainemäärän massaa (kg/mol tai g/mol).

Atomien ja ytimien koot ovat käsitteinä epämääräisiä ja ne voidaan määrittellä eri tavoin. Ytimen säde  $R$  riippuu massaluvusta  $A$  likimäärin seuraavasti:

$$R = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ (m)}. \quad (1.2)$$

Ytimen säde on siis noin  $10^{-14}$  m. Tämä on vain noin sadastuhannesosa atomin säteestä.

## Atomin energiatilat ja transiitot

Atomissa kullakin elektronilla on tietty energiatila. Energiatila vastaa elektronin sidosenergiaa eli sitä energiaa, joka tarvitaan irrottamaan kyseisessä tilassa oleva elektroni atomista. Atomin pitää koossa ytimen ja elektronien välinen sähköinen Coulombin voima. Energiatilat ryhmitellään niin sanotuiksi elektronikuoriksi, joita merkitään isoilla kirjaimilla K, L, M, N...

tai vastaavilla pääkvanttiluvuilla 1, 2, 3, 4 ja niin edelleen. K-kuori on sisin elektronikuori ja sen elektronit ovat tiukimmin sitoutuneet atomiin, eli sen elektroneilla on suuremmat sidosenergiat kuin ulompien kuorten elektroneilla. Saman elektronikuoren elektroneilla on likimäärin sama sidosenergia. Ulommilla elektronikuorilla voi olla enemmän elektroneja kuin sisemmillä. Elektronien enimmäismäärä kuorella  $n$  on  $2n^2$ .

Kullakin kuorella on alakuoria, niin sanottuja orbitaaleja, jotka vastaavat elektronien täsmällisiä energiatiloja. Orbitaalien lukumäärä on ulommillä kuorilla suurempi kuin sisemmillä. Orbitaaleja merkitään pienillä kirjaimilla s, p, d, f... Yhdellä orbitaalilla eli energiatilalla voi olla enintään kaksi elektronia, joiden niin sanottu spinquanttiluku kuitenkin on vastakkainen. Kaksi elektronia ei voi olla täsmälleen samassa tilassa. Elektronikuoret ja orbitaalit ovat kvanttimekaniikan perusyhtälönä pidettävän Schrödingerin aaltoyhtälön ominaisratkaisuja.

Perustilassa olevan atomin energiatilat ovat täyttyneet järjestyksessä alimmasta eli suurinta sidosenergiaa vastaavasta tilasta alkaen. Jos atomin elektroni saa energiaa esimerkiksi sähkömagneettisten vuorovaikutusten kautta, se voi virittyä eli siirtyä ylempään energiatilaan (viritystilaan).

Siirtymää viritystilasta sidotumpaan ("alempaan") energiatilaan sanotaan myös transitioksi, viritystilan laukeamiseksi tai de-eksitaatioksi. Sähkömagneettinen säteily koostuu erillisistä energiakvanteista, fotoneista. Kvantin energia on transition alku- ja lopputilan energioiden erotus  $E = E_1 - E_2$ . Toisaalta kvantin energia on sähkömagneettisen säteilyn taajuuden  $f$  tai aallonpituuden  $\lambda$  avulla ilmaistuna

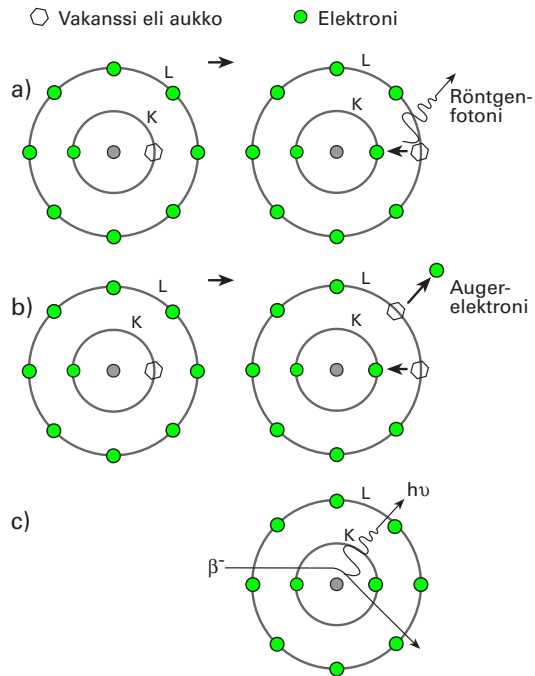
$$E_\gamma = hf = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.3)$$

missä  $c$  on valon nopeus tyhjiössä (299 792 km/s) ja  $h$  Planckin vakio ( $6,626 \cdot 10^{-34}$  J s =  $4,136 \cdot 10^{-15}$  eV s). Sähkömagneettisella säteilyllä on kahtalainen luonne: toisissa ilmiöissä se käyttäytyy aaltoliikkeen, toisissa hiukkasten tavoin. Mitä suurempi on säteilykvantin energia, sen korostuneempi on säteilyn hiukkasluonne.

Uloimpien elektronikuorten välisissä transitoissa syntyvän fotonin energia on tyypillisesti yhden elektronivoltin suuruusluokkaa, ja säteily havaitaan näkyvänä valona tai suurenergisempänä ultraviolettisäteilynä (UV). Valoa pitkäaaltoisempaa eli pienenergisempää infrapunasäteilyä (IR) syntyy muun muassa molekyylien energiatilojen välisissä transitoissa. UV- ja IR-säteily ovat ionisoimatonta säteilyä.

### KUVA 1.1 Röntgensäteily ja augerelektroni

Väliaineeseen, esimerkiksi röntgenputken anodiin, osuva suurenerginen elektroni voi irrottaa kohtioatomista sisemmän elektronikuoren tiukasti sitoutuneen elektronin, jolloin kuorelle jää tyhjä energiatila. Koska luonto pyrkii niin stabiiliin tilaan kuin mahdollista, ulommalta elektronikuorelta voi siirtyä löyhemmin sitoutunut elektroni tyhjälle energiatilalle. Tällöin tilojen sidosenergioiden erotusta vastaava energia voi vapautua suurenergisenä sähkömagneettisena säteilyinä, jota sanotaan karakteristiseksi röntgensäteilyksi (a). Vaihtoehtoisesti energia voi siirtyä elektroniverhosta irtoavalle ns. augerelektronille (b). Jarrutussäteilyä syntyy, kun elektroni muuttaa suuntaansa ytimen sähkökentässä (c).



Röntgensäteilyksi sanotaan atomin elektroniverhosta tai vapaan elektronin liiketilan muutoksista peräisin olevaa lyhytaaltoista (suurienergistä) sähkömagneettista säteilyä, jonka energia on suurempi kuin noin 0,1 keV. Termiä käytetään historiallisista syistä kahdesta syntymekanismiltaan eri ilmiöstä: karakteristisesta röntgensäteilystä ja jarrutussäteilystä.

Kumpaakin röntgensäteilyn lajia voidaan tuottaa röntgenputkella. Röntgenputken negatiivista elektrodia, katodia, kuumennettaessa tapahtuu termistä emissiota, katodista irtoaa elektroneja. Positiivinen elektrodi, anodi, on kytketty suurjännitelähteeseen, joten anodin ja katodin välillä on voimakas sähkökenttä. Tämä vetää elektronit anodille, johon ne törmäävät suurella nopeudella. Anodiin osuva elektroni voi irrottaa anodimateriaalin atomeista sisäkuoren elektronin, jolloin kuorelle jää tyhjä energiatila. Kun tähän siirtyy ulomman kuoren elektroni, elektronin sidosenergiaa vapautuu sähkömagneettisena säteilyinä, karakteristisena röntgensäteilyinä, kuva 1.1a. Nimitys johtuu siitä, että kullakin alkuaineella on sille ominainen röntgensäteilyn aallonpituusjakauma. Karakteristisen röntgensäteilyn alarajana on UV-säteilyn ja röntgensäteilyn raja, ylärajan asettaa alkuaineen järjestysluku; fermiumin ( $Z = 100$ ) K-säteilyn energia on enimmillään noin 140 keV. Transitiossa vapautuva energia ei aina vapaudu röntgensäteilyinä, vaan energia voi siirtyä jollekin ulomman kuoren elektronille, joka sinkoutuu irti atomista augerelektronina, kuva 1.1b.

Kun varattu hiukkanen on kiihtyvässä tai hidastuvassa liikkeessä (mukaan lukien suunnan muutokseen liittyvä säteittäiskiihtyvyys) osa sen liike-energiasta muuttuu jarrutussäteilyksi. Röntgenputkessa jarrutussäteilyä syntyy elektronien törmätessä anodiin. Pääosin jarrutussäteily syntyy elektronien suunnan muuttuessa ytimen sähkökentässä, kuva 1.1c. Vähäisessä määrin jarrutussäteilyä voi syntyä myös tulevien elektronien hidastuessa väliaineen elektronien vaikutuksesta. Suurin osa röntgenputken lähettämästä säteilystä on jarrutussäteilyä, karakteristisen säteilyn osuus on yleensä enintään muutamia prosentteja. Hidastuva varattu hiukkanen voi luovuttaa energiansa yhdelle tai useammalle fotonille, joten jarrutussäteilyn maksimienergia riippuu hidastuvan hiukkasen energiasta.

Tasaisella nopeudella kaarevaa rataa kulkevalla varatulla hiukkasella on säteittäiskiihtyvyyttä, joten se voi myös lähettää jarrutussäteilyä vastavaa synkrotronisäteilyä. Synkrotronisäteilyä syntyy esimerkiksi hiukkas-kiihdyttimissä, joissa elektronit kulkevat ympyränmuotoista rataa pitkin.

## Ytimen sidosenergia

Nuklideja tunnetaan lähes 2 000 ja niistä noin 270 on stabiileja eli pysyviä. Muut ovat epästabiileja, toisin sanoen ne muuttuvat spontaanisti, ilman ulkoisten tekijöiden vaikutusta, toisiksi nuklideiksi. Koska ytimet hajotessaan lähettävät säteilyä, sanotaan ilmiötä radioaktiiviseksi hajoamiseksi ja epästabiileja nuklideja radioaktiivisiksi nuklideiksi tai lyhyesti radionuklideiksi.

Ytimen stabiilisuutta kuvaa sen sidosenergia  $Q$ , joka tarvitaan erottamaan perustilassaan olevan ytimen nukleonit niin kauas toisistaan, että niiden väliset vuorovaikutukset ovat merkityksettömiä. Ytimen koossapitävänä voimana on nukleonien välinen vahva vuorovaikutus. Protonien osalta sidosenergiaan vaikuttaa myös sähköinen Coulombin voima. Sidosenegian takia ytimen massa on pienempi kuin sen muodostavien protonien ja neutronien massojen summa. Kun ytimen massa on  $M$ , neutronin massa  $m_n$  ja protonin massa  $m_p$ , sidosenergia on Einsteinin kaavan  $E = mc^2$  mukaan

$$Q = (Zm_p + Nm_n - M) c^2. \quad (1.4)$$

Ydinfysiikassa energian yksikkönä käytetään yleensä elektronivoltia (eV):  $1 \text{ eV} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ . Sen tavallisia kerrannaisyksiköitä ovat

keV = 1 000 eV, MeV =  $10^6$  eV ja GeV =  $10^9$  eV. Elektronin kiihtyessä tyhjiössä yhden voltin potentiaalieron yli sen liike-energia muuttuu yhden elektronivoltin verran.

Ytimen stabiiliudesta antaa hyvän kuvan sidosenergia nukleonia kohti,  $Q/A$ . Mitä suurempi tämä arvo on, sitä stabiilimpi ydin on. Nukleonia kohti laskettu sidosenergia on raskailla ja keskiraskailla ytimillä noin 8 MeV ja keveillä ytimillä tätä pienempi, kuva 1.17. Lepomassaa vastaavat energiat ovat sidosenergiaa huomattavasti suurempia, esimerkiksi protonin lepomassaa vastaava energia on 938,3 MeV.

## Ytimen energiatilat ja transiitot

Perustilan lisäksi ytimellä on viritystiloja samaan tapaan kuin atomilla. Ydin voi ottaa vastaan ja luovuttaa vain kahden energiatilan erotusta vastaavia energiamääriä. Sidotumpaan viritystilaan tai perustilaan siirtyvä virittynyt ydin lähettää sähkömagneettista säteilyä vastaavasti kuin atomi elektronien siirtymissä. Joissakin tapauksissa viritystilan laukeaminen voi tapahtua fotoniemission sijasta nukleonin emissiolla. Atomytimen energiatilan muutoksista peräisin olevaa sähkömagneettista säteilyä sanotaan gammasäteilyksi. Myös ydintransitioissa kvantin energia on alku- ja lopputilan energioiden erotus  $E_\gamma = E_1 - E_2$  eli sähkömagneettisen säteilyn taajuuden  $f$  tai aallonpituuden  $\lambda$  avulla ilmaistuna  $E_\gamma = hf = hc/\lambda$ , missä  $c$  on valon nopeus tyhjiössä ja  $h$  Planckin vakio. Tyypilliset ydintransitioiden gammaenergiat ovat muutamasta kymmenestä keV:sta noin kymmeneen MeV:iin. Gammasäteilyn fotoneja voidaan yleensä ajatella massattomina hiukkasina.

Virittynyt ydin voi siirtyä sidotumpaan tilaan myös siten, että viritysen energia siirtyy kokonaan tai osittain ydintä ympäröivälle elektroniverholle, mistä seuraa elektronin irtautuminen atomista. Ilmiötä sanotaan sisäiseksi konversioksi. Konversioelektronin samaa energia on vastaavan  $\gamma$ -kvantin energia vähennettynä ionisaatioenergialla, joka tarvitaan irrottamaan elektroni atomista. Ionisaatioenergia on yleensä pieni verrattuna gammaenergiaan. Konversiosuhde ilmoittaa kuinka suuressa osassa transitioista syntyy konversioelektroneja.

Sisäiseen konversioon liittyvän elektronin ja ytimen vuorovaikutuksen ymmärtämistä helpottaa kvanttimekaniikan mukainen ajattelu. Erityisesti sisimpien kuorten elektronien aaltofunktio ulottuu osittain ytimen alueelle, mikä voidaan tulkita niin, että elektroneilla on tietty todennäköisyys olla ytimen sisällä.



Nukleonien käyttäytymisen määrää niiden välinen vahva vuorovaikutus eli ydinvoima ja protonien välinen sähköstaattinen Coulombin voima. Nukleonin lähellä vaikuttava vahva vuorovaikutus pyrkii pitämään ydintä koossa, kun taas kauas ulottuva Coulombin poistovoima pyrkii hajottamaan ytimen, koska samanmerkkiset varaukset karkottavat toisiaan. Energiatilojen laskemiseksi pitäisi tarkastella kaikkien nukleoniparien välisiä vuorovaikutuksia, mikä olisi kuitenkin liian monimutkaista. Käytännössä tilannetta voidaan approksimoida tarkastelemalla yksittäistä nukleonia muiden nukleonien aiheuttamassa keskimääräisessä potentiaalissa. Neutronit näkevät vain vahvan vuorovaikutuksen aiheuttaman potentiaalikuopan, kun taas protoneihin vaikuttaa lisäksi Coulombin poistovoima, joka aiheuttaa niin sanotun Coulombin vallin. Yksinkertaisesti voidaan sanoa, kaukaa tulevan protonin energian pitää riittää vallin ylittämiseen, jotta se pääsisi ytimen sisällä vallitsevaan potentiaalikuoppaan. Vastaavasti protonin poistamiseksi ytimestä tarvitaan sen sidosenergian lisäksi Coulombin vallin ylittämiseen vaadittava energia. Hiukkanen voi myös läpäistä vallin kvanttimekaanisen tunneli-ilmiöön seurauksena.

## Hiukkaskertymä ja vaikutusala

Säteilykenttää voidaan kuvata muun muassa suureilla hiukkaskertymä ja hiukkaskertymänopeus.

Hiukkaskertymä  $\Phi$  on määrittämyspisteen ympärillä olevaan pieneen palloon tulevien hiukkasten määrä  $dN$  jaettuna kyseisen pallon isoympyrän pinta-alalla  $da$  eli

$$\Phi = dN/da \quad (1.5)$$

Hiukkaskertymän yksikkö on  $m^{-2}$ .

Hiukkaskertymänopeus  $\varphi$  on aikavälin  $dt$  kuluessa tapahtuva hiukkaskertymän lisäys  $d\Phi$  jaettuna tällä aikavälillä

$$\varphi = d\Phi/dt. \quad (1.6)$$

Hiukkaskertymänopeudelle käytetään myös nimitystä hiukkasvuontiheys ja sen yksikkö on  $m^{-2}s^{-1}$ .

Hiukkasvirran tiheys  $J$  on tietyn suuntaisen pinnan läpi kulkevien hiuk-

kasten nettomäärä aikayksikössä jaettuna pinta-alalla. Hiukkasvirran yksikkö on  $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Yhdensuuntaiselle suihkulle hiukkasvirran tiheys suihkun suunnassa on sama kuin hiukkasvuon tiheys. Jos taas hiukkasten kaikki suunnat jossain pisteessä ovat yhtä todennäköiset, hiukkasvirran tiheys kyseisessä pisteessä on nolla.

Hiukkasen tai fotonin ja väliaineen ytimien tai atomin vuorovaikutusten todennäköisyyttä kuvataan vaikutusalan avulla. Vaikutusala (mikrovaikutusala)  $\sigma$  on kohteen ja hiukkasen välisen vuorovaikutuksen todennäköisyys jaettuna kohteeseen tulleella hiukkaskertymällä. Vaikutusalan yksikkö on  $\text{m}^2$ , mutta usein käytetään yksikköä barn (b),  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ .

Vaikutusalasuureita ja vuontiheyssuureita on käsitelty tarkemmin kohdassa 1.3.

## 1.2 Radioaktiivinen hajoaminen

Ytimet voivat muuttua toiseksi ytimiksi radioaktiivisessa hajoamisessa tai ydinreaktioissa. Radioaktiivinen hajoaminen on spontaani prosessi, jossa epästabiili ydin muuttuu toiseksi ytimeksi ulkoisten tekijöiden vaikuttamatta. Samalla ydin lähettää hiukkasia tai fotoneja. Alkuperäistä nuklidia sanotaan emonuklidiksi ja syntyvää uutta nuklidia tytärnuklidiksi.

Radioaktiivisen lähteen aktiivisuus  $A$  on lähteessä tapahtuvien hajoamisten lukumäärä aikayksikössä. Aktiivisuuden SI-yksikkö on becquerel (Bq). Lähteen aktiivisuus on 1 Bq, jos siinä tapahtuu keskimäärin yksi hajoaminen sekunnissa ( $1 \text{ Bq} = \text{s}^{-1}$ ). Aktiivisuudelle käytetään myös vanhaa yksikköä curie (Ci),  $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$ . Curie-yksikkö määriteltiin alun perin 1900-luvun alussa hajoamisten lukumääränä yhden sekunnin aikana grammassa puhdasta radiumia. Aktiivisuus on usein tarpeen ilmaista aineen massaa, tilavuutta tai pinta-alaa kohti. Massa-aktiivisuus  $\alpha$  on tiettyyn ainemäärään sisältyvä aktiivisuus jaettuna sen massalla. Sen yksikkö on  $\text{Bq kg}^{-1}$ . Aktiivisuuspitoisuus  $c_A$  on tietyssä tilassa oleva aktiivisuus jaettuna tilavuudella, yksikkö  $\text{Bq m}^{-3}$ , ja aktiivisuuskate  $A_S$  on tietyllä pinnalla oleva aktiivisuus jaettuna pinta-alalla, yksikkö  $\text{Bq m}^{-2}$ .

Radioaktiivinen hajoaminen on satunnaisilmiö, eikä tietyn radioaktiivisen ytimen hajoamisen ajankohtaa ole mahdollista määrittää etukäteen. Radioaktiivisen aineen hajoamisen nopeutta kuvaa hajoamisvakio  $\lambda$ , joka on todennäköisyys, että tietty ydin hajoaa aikayksikön kuluessa. Hajoa-

misvakion SI-yksikkö on  $s^{-1}$ . Puoliintumisaika ( $T_{1/2}$ ) tarkoittaa sitä aikaa, jonka kuluessa tietyistä radionuklidista koostuvan radioaktiivisen lähteen aktiivisuus laskee puoleen. Puoliintumisaajan ja hajoamisvakion välillä on yhteys  $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda \approx 0,693 / \lambda$  (vertaa kohta Eksponentiaalinen hajoamislaki).

Ydinreaktiot ovat prosesseja, jotka tapahtuvat ytimen ja alkeishiukkasen välisessä törmäyksessä tai kahden ytimen törmäyksessä. Radioaktiivisella hajoamisella ja ydinreaktioilla on paljon yhteisiä piirteitä, sillä ne perustuvat samoihin fysikaalisiin perusmekanismeihin, ja niissä myös syntyy samoja säteilylajeja ja reaktiotuotteita.

## Alfahajoaminen

Alfahajoamisessa ytimestä lähtee kahden protonin ja kahden neutronin muodostama  $\alpha$ -hiukkanen ( ${}^4\text{He}$ -atomin ydin). Alfahajoaminen on yleistä raskailla nuklideilla. Kevein tunnettu  $\alpha$ -aktiivinen nukliidi on  ${}^{142}\text{Ce}$ , ja kaikki sitä raskaammat nuklidit ovat energiasyistä epästabiileja alfahajoamisen suhteen. Useimmilla on kuitenkin niin pitkät puoliintumisaajat, että käytännössä  $\alpha$ -aktiivisina pidetään vasta lyijyä raskaampia nuklideja. Tietyn nuklidin säteilemillä  $\alpha$ -hiukkasilla on joko kaikilla sama energia tai ne jakaantuvat muutamiksi samaenergisiksi ryhmiksi (diskreetti spektri eli viivaspektri). Hajoamisen tuloksena syntyvä tytärudin saattaa olla virittynyt, ja virityksen lauetessa syntyy sähkömagneettista säteilyä. Hajoamisessa syntyvien  $\alpha$ -hiukkasten energia on tyypillisesti muutamia megaelektronivoltteja.

Syynä siihen, että ydin hajoaa lähettämällä  $\alpha$ -hiukkasen, eikä yksittäisiä nukleoneja, on  $\alpha$ -hiukkasen suuri sidosenergia, noin 7,1 MeV nukleonia kohti. Jotta ytimestä voitaisiin poistaa nukleoni, pitäisi siihen tuoda sen sidosenergian verran energiaa; hajoaminen ei siis tapahdu spontaanisti. Jos ytimestä sitä vastoin lähtee  $\alpha$ -hiukkanen, tämän sidosenergia on käytettävissä hiukkasen poistamiseen. Alfahajoamista voidaan ajatella prosessina, jossa neljä nukleonia yhtyy  $\alpha$ -hiukkaseksi ytimen pinnalla ja vapautuva sidosenergia riittää poistamaan sen ytimestä.  $\alpha$ -hiukkasen energian pitää olla niin suuri, että se riittää voittamaan sidosenergian lisäksi myös Coulombin vallin. Käytännössä  $\alpha$ -hiukkasen energia ei riitä Coulombin vallin ylittämiseen, vaan vallin läpäisy perustuu kvanttimekaaniseen tunneli-ilmiöön. Tämän takia  $\alpha$ -epästabiileilla ytimillä on usein pitkä puoliintumisaika.

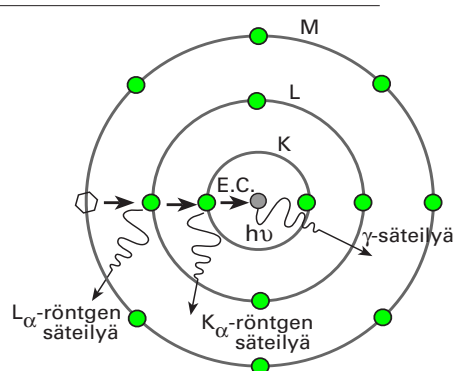
## Beetahajoaminen

Beetahajoamisessa ydin siirtyy alempaan energiatilaan siten, että ytimen varaus muuttuu, mutta massaluku ei muutu. Tämä voi spontaanisti tapahtua kolmella tavalla.  $\beta^-$ -hajoamisessa yksi ytimen neutroni hajoaa protoniksi ja elektroniksi, joita radioaktiivisen hajoamisen yhteydessä sanotaan  $\beta$ -hiukkasiksi. Vastamuodostunut protoni jää ytimeen, kun taas elektroni sinkoutuu ulos  $\beta^-$ -säteilynä.  $\beta^+$ -hajoamisessa yksi ytimen protonista hajoaa neutroniksi ja  $\beta^+$ -hiukkasiksi, positroniksi.  $\beta^+$ -hajoamisen yhteydessä esiintyy myös sähkömagneettista annihilaatiosäteilyä. Positroni (positoni) on negatiivisesti varautuneen elektronin (negatonin) antihiukkanen. Kun nämä hiukkaset yhtyvät, niiden lepomassa muuttuu (yleensä) kahdeksi annihilaatiosäteilyn kvantiksi, jotka sinkoutuvat vastakkaisiin suuntiin. Annihilaatiosäteily katsotaan yleensä gammasäteilyksi, vaikka se ei olekaan peräisin atomin ytimestä.

$\beta^+$ -hajoamisen kanssa vaihtoehtoinen prosessi on elektronikaappaus (EC), jossa ytimen protoniluku pienenee, kun ydin sieppaa atomin elektroniverhosta yhden elektronin. Kun kaapatun elektronin tilalle siirtyy ylemmän kuoren elektroni, atomin elektroniverhosta lähtee karakteristista röntgensäteilyä, kuva 1.2. Eri radioaktiivisia hajoamisprosesseja vastaavat siirtymiset nukliditaulukossa on esitetty kuvassa 1.3.  $\beta$ -hajoamisen esiintymiseen vaikuttava nuklidien stabiiliuskäyrä on esitetty kuvassa 1.4.

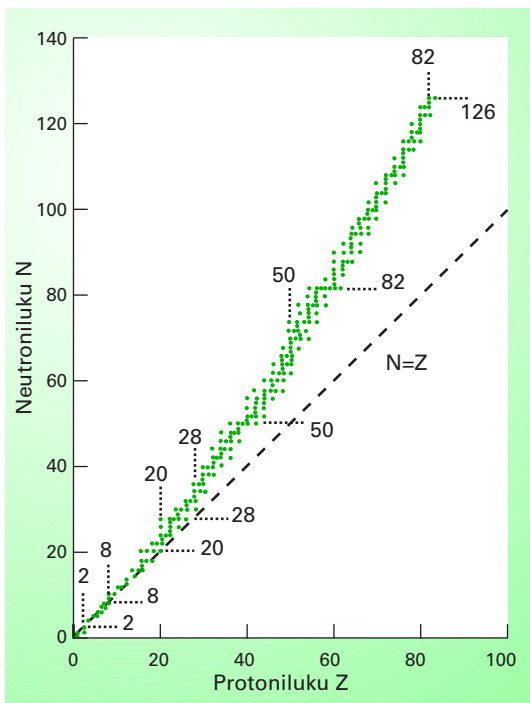
Elektronikaappauksen, samoin kuin sisäisen konversion, ymmärtämistä auttaa kvanttimekaaninen atomimalli. Erityisesti sisempien kuorten elektronien aaltofunktiot ulottuvat ytimen alueelle ja elektroneilla on tietty todennäköisyys olla ytimen sisällä. Koska elektronikaappaukseen liittyy ytimen ja elektroniverhon välisiä vuorovaikutuksia, atomin kemiallinen tila voi vähäisessä määrin vaikuttaa elektronikaappauksessa hajoavan nuklidin puoliintumisaikaan. Esimerkiksi  ${}^7\text{Be}$  hajoaa metallina noin 0,08 prosenttia nopeammin kuin fluoridina.

Beetasäteilylle on ominaista jatku-



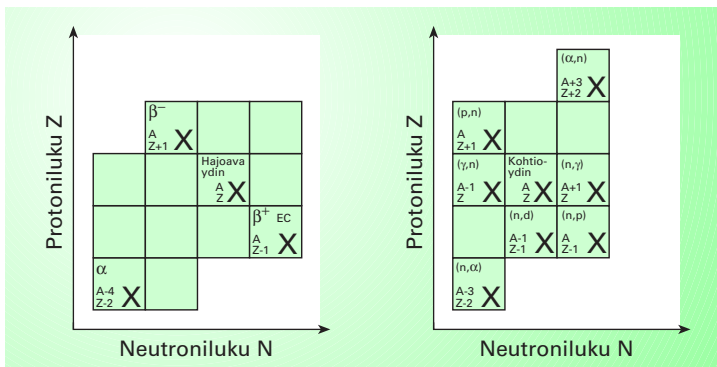
**KUVA 1.2 Elektronikaappaus**

Ydin kaappaa elektronin K-kuorelta. Kaapatun elektronin jättämä aukko täyttyy ylemmän kuoren elektronilla, jolloin syntyy karakteristista röntgensäteilyä. Elektronikaappauksen jälkeen ydin on viritustilassa, joka laukeaa  $\gamma$ -siirtymän tai sisäisen konversion avulla.



**KUVA 1.4 Nuklidien stabiiliuskäyrä**

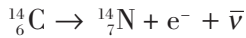
Z-N-koordinaatistossa stabiilit nuklidit sijaitsevat ylöspäin kaartuvalla vyöhykkeellä. Kuvaan on merkitty myös niin sanotut maagiset nukleoni-luvut, joilla ytimet ovat poikkeuksellisen stabiileja. Yleensä nuklidit ovat sitä epästabiilimpia, mitä kauempana stabiiliuskäyrästä ne ovat. Käyrän yläpuolella sijaitsevat nuklidit, esimerkiksi monet fissiotuotteet, ovat runsasneutronisia, ja ne pyrkivät hajoamaan  $\beta^-$ -prosessin kautta lähemmäksi stabiiliuskäyrää. Käyrän alapuolella sijaitsevat nuklidit ovat puolestaan vähäneutronisia, ja ne pyrkivät  $\beta^+$ -hajoamisella tai elektronikaappauksella lähemmäksi stabiiliuskäyrää.



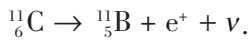
**KUVA 1.3 Hajoamisprosessit ja ydinreaktiot nuklidikartalla**

Vaaka-akselilla on neutroniluku  $N$  ja pystyakselilla protoniluku  $Z$ . Tällöin saman alkuaineen isotopit tulevat samalle vaakariville. Kunkin nuklidin kohdalle voidaan myös merkitä sen tärkeimpiä ominaisuuksia, kuten stabiilin nuklidin osuus luonnon alkuaineesta tai radioaktiivisen nuklidin puoliintumisaika, hajoamistavat ja tärkeimmät säteilyenergiat. Koska  $\beta^-$ -hajoamisessa massaluku ei muutu, syntyvät nuklidit siirtyvät kartalla yhden "askeleen" vasemmalle yläviistoon ( $\beta^-$ -hajoaminen) tai oikealle alaviistoon ( $\beta^+$ -hajoaminen). Alfahajoamisessa tytärydin siirtyy vasemmalle alaspäin kaksi "askelta". Nuklidikartasta nähdään myös helposti, mitä reaktiotuotteita ydinreaktioissa voi syntyä. Samoin nähdään, mistä nuklideista tietty nuklidi voi olla peräisin.

va energiaspektri, eli tietyistä lähteestä tulevien  $\beta$ -hiukkasten energioilla on kaikki mahdolliset arvot nollan ja kyseiselle lähteelle ominaisen maksimienergian väliltä.  $\beta^-$  ja  $\beta^+$ -säteilyn energiaspektrit ovat hieman erimuotoisia (kuva 1.5). Beetasäteilyn maksimienergia vastaa hajoavan ytimen alku- ja lopputilan energioiden erotusta. Useimmiten  $\beta$ -hiukkasen saama liike-energia jää tätä maksimienergiaa pienemmäksi. Erotuksen vie  $\beta^+$ -hajoamisessa ja elektronikaappauksessa syntyvä massaton ja varaukseton hiukkanen, neutriino ( $\nu$ ), tai  $\beta^-$ -hajoamisessa sen vastahiukkanen antineutriino ( $\bar{\nu}$ ). Esimerkiksi

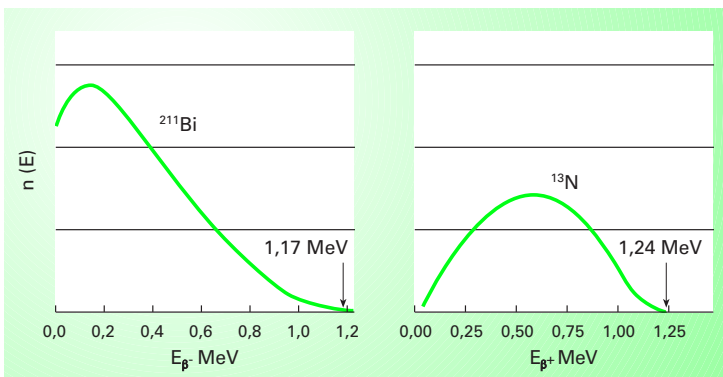


ja



Elektronikaappauksessa vapautuva energia siirtyy käytännöllisesti katsoen kokonaan neutriinolle. Vapaat neutronit hajoavat kaavan  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  mukaisesti ja niiden puoliintumisaika on 10,6 minuuttia.

Neutriinon olemassaolo päätettiin jo 1930-luvulla. Beetasäteilyn energian jakautuminen ei näyttänyt toteuttavan mekaniikan lakeja, joiden mukaan hajoamisessa vapautuvan energian olisi pitänyt jakautua aina samassa suhteessa  $\beta$ -hiukkasen ja ytimen rekyylienergian kesken. Selittääkseen tämän ristiriidan Wolfgang Pauli ehdotti, että hajoamisessa syntyy myös varaukseton ja massaltaan elektronia paljon kevyempi tai massaton alkeishiukkanen. Enrico Fermi nimesi sen neutriinoksi (pieni neutroni). Nykyään neutriinoa pidetään massattomana (muutaman elektroni-



KUVA 1.5 Tyypilliset  $\beta^-$ - ja  $\beta^+$ -säteilyn energiaspektrit

voltin lepomassa on koetulosten puitteissa mahdollista). Neutriinujen vuorovaikutukset aineen kanssa ovat hyvin epätodennäköisiä, joten ne yleensä kulkevat huomaamatta väliaineen läpi ja niiden havaitseminen on vaikeaa. Vasta vuonna 1956 Cowan ja Reines osoittivat kokeellisesti neutriinon olemassaolon reaktion  $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$  avulla.

## Spontaani fissio

Spontaanisissa fissiossa raskas ydin hajoaa kahdeksi keskiraskaaksi ytimeksi. Samalla vapautuu yleensä kaksi tai kolme neutronia. Luonnon nuklideista vain  $^{235}\text{U}$  fissioituu spontaanisti, ja silläkin fissioitumisen todennäköisyys on erittäin pieni. Keinotekoisesti valmistetuilla uraania raskaammilla nuklideilla spontaani fissio on yleisempää kuin  $^{235}\text{U}$ :ssä. Fissiossa vapautuvien neutronien energia on muutamia megaelektronivolteja.

## Isomeerinen transiitio

Hajoamisen tuloksena syntyvät ytimet ovat usein viritystiloissa, joiden laukeaminen yhden tai useamman peräkkäisen  $\gamma$ -transition kautta tapahtuu yleensä niin nopeasti, että syntyvää gammasäteilyä voidaan pitää osana itse hajoamisprosessia. Viritystilan elinikä on tyypillisesti alle  $10^{-8}$  s. Eräissä tapauksissa viritystilojen eliniät ovat siirtymää hallitsevien kvanttimekaanisten kieltoääntöjen takia niin pitkät, että viritettyä ydintä on tarkoituksenmukaista käsitellä itsenäisenä radioaktiivisena nuklidina. Näitä pitkäikäisiä tiloja sanotaan isomeeriseksi tai metastabiileiksi tiloiksi. Tällöin merkitään nuklidin tunnukseen m-kirjain (esimerkiksi  $^{113\text{m}}\text{In}$  tai  $^{113}\text{In}^{\text{m}}$ ).

Isomeerisen tilan laukeamista sidotumpaan tilaan, esimerkiksi  $^{113\text{m}}\text{In} \rightarrow ^{113}\text{In}$ , sanotaan isomeeriseksi transitioksi. Sitä käsitellään usein itsenäisenä radioaktiivisena prosessina. On määrittelykysymys, milloin viritystilaa pidetään isomeerisena tilana. Eräiden tärkeiden isomeeristen tilojen puoliintumisajat ovat muutamasta sekunnista useisiin vuosiin.

Jos isomeeriseen transitiioon liittyy sisäistä konversiota, siis vuorovaikutuksia elektroniverhon kanssa, hajoavien atomien kemiallinen tila voi lievästi vaikuttaa puoliintumisaikaan samoin kuin elektronikaappauksessa. Esimerkiksi  $^{235\text{m}}\text{U}$ :n isomeerisessä transitiiossa energia on niin pieni, noin 75 eV, että vain ulimpien kuorien elektronit voivat emittoitua sisäisen konversion seurauksena.  $^{235\text{m}}\text{U}$  hajoaa uraanimetallissa 0,3 prosenttia nopeammin kuin uraanimonokarbidissa.

## Rekyylienergia

Radioaktiivisessa hajoamisessa toteutuu yleinen liikemäärän säilymislaki. Jos levossa oleva ydin hajoaa lähettämällä yhden hiukkasen, saa ydin yhtä suuren mutta vastakkaisuuntaisen liikemäärän kuin lähtevä hiukkanen. Koska jäännösytimen massa on yleensä selvästi suurempi kuin hiukkasen, ytimen saama nopeus on vastaavasti pienempi, ja hajoamisessa vapautuva energia siirtyy pääosin hiukkaselle. Ytimen saama rekyylienergia on kuitenkin merkittävä väliaineen kemiallisiin sidosenergioihin ja ionisaatioenergiaan verrattuna, joten rekyylienergialla voi olla merkitystä säteilyn biologisten vaikutusten ja säteilyvaurioiden kannalta.

Alfahajoamisessa rekyylienergia on verrattain suuri. Jos  $\alpha$ -hiukkasen energia on  $E_\alpha$ , sen massa  $M_\alpha$  ja tytärytimen massa  $M$ , saadaan rekyylienergialle klassillisen mekaniikan mukaan arvo  $E_r = E_\alpha M_\alpha / M$ . Esimerkiksi arvoilla  $E_\alpha = 6$  MeV ja  $M = 240$ , rekyylienergia on 0,1 MeV.

Fotonin tai  $\beta$ -hiukkasen emissiossa rekyylienergia pitää laskea suhteellisuusteoreettisen mekaniikan mukaisesti, ja sille pätee  $\beta$ -hajoamisessa

$$E_{r\beta} = 549 E_\beta / M + 536 E_\beta^2 / M \quad (1.7)$$

ja  $\gamma$ -transitiossa

$$E_{r\gamma} = 536 E_\gamma^2 / M. \quad (1.8)$$

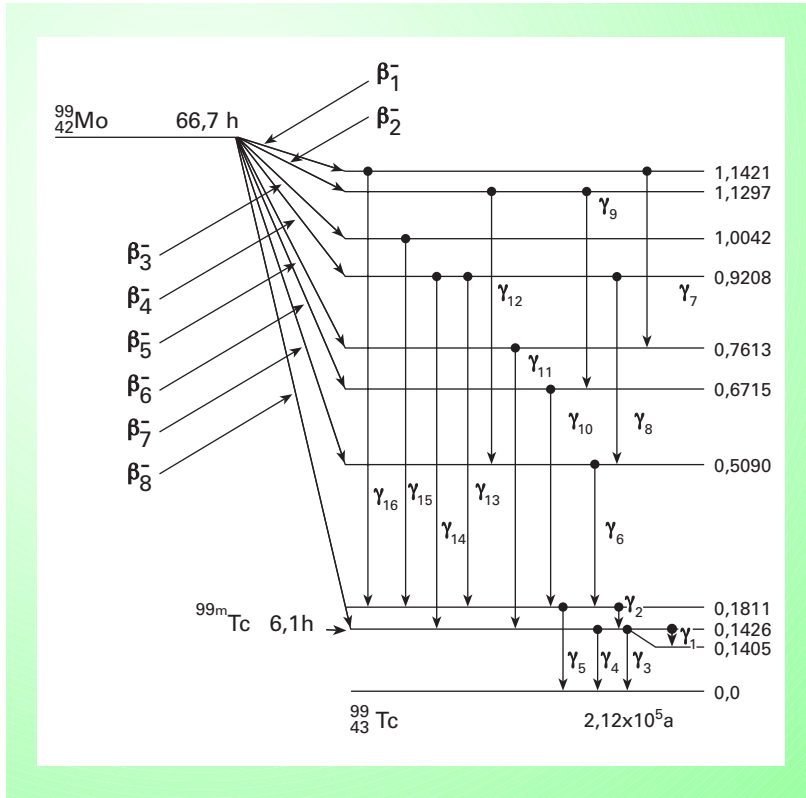
Tässä  $E_r$  on rekyylienergia (eV),  $E_\beta$  ja  $E_\gamma$  ovat beeta- ja gammaenergiat (MeV) ja  $M$  on ytimen massa (u). Taulukossa 1.1 on esitetty eräiden radionuklidien rekyylienergioita.

**TAULUKKO 1.1** Eräiden radionuklidien maksimirekyylienergiat

Taulukossa on kunkin nuklidin tärkein beeta- ja gammaenergia sekä niitä vastaavat maksimirekyylienergiat  $E_{r\beta}$  ja  $E_{r\gamma}$ . Eri siirtymien mahdollista yhteisvaikutusta ei ole otettu huomioon. Huomaa, että useimmat kemialliset sidosenergiat ovat noin 5 eV, joten  $^{14}\text{C}$  ja erityisesti  $^{32}\text{P}$  voivat katkaista DNA-molekyylin pelkän rekyylienergian avulla. Tritiumista aiheutuva rekyyli ei riko kemiallisia sidoksia.

Nuklidi	$E_\beta$ (MeV)	$E_{r\beta}$ (eV)	$E_\gamma$ (MeV)	$E_{r\gamma}$ (eV)
$^3\text{H}$	0,0186	3,5	–	–
$^{14}\text{C}$	0,156	7,0	–	–
$^{32}\text{P}$	1,71	78	–	–
$^{24}\text{Na}$	1,39	75	2,754	170
$^{40}\text{K}$	1,32	41	1,461	29
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	–	–	0,141	0,11
$^{131}\text{I}$	0,606	4,0	0,364	0,54
$^{132}\text{I}$	2,156	28	0,668	1,8
$^{133}\text{I}$	1,27	12	0,530	1,1
$^{137}\text{Cs}$	0,514	3,1	0,662	1,7





KUVA 1.6 Hajoamiskaavio

Kaaviot piirretään yleensä siten, että tytärytimen tulee lähtötimen oikealle puolelle, jos ytimen protoniluku kasvaa prosessissa ja vasemmalle puolelle, jos se pienenee. Energiatiloja kuvaavien vaakaviivojen viereen voidaan merkitä energia tytärytimen perustilaan verrattuna. Siirtymää kuvaavien nuolien viereen merkitään usein muun muassa siirtymän tyyppi, säteilyn energia ja siirtymän osuus kaikista hajoamisista.

## Hajoamiskaaviot

Radioaktiivisiin hajoamisprosesseihin liittyviä tietoja esitetään usein hajoamiskaavioiden avulla. Niissä kuvataan alkuperäisen ytimen ja tytärytimen energiatilat sekä näiden väliset mahdolliset siirtymät (1.6). Kaikki ajateltavissa olevat siirtymät eri energiatilojen välillä eivät kuitenkaan ole mahdollisia fyysikaalisten kieltosääntöjen takia.

Usein siirtymä virittyneestä tilasta perustilaan tai alempaan viritystilaan tapahtuu portaittain, useassa vaiheessa, jopa pitkin vaihtoehtoisia reitte-

jä. Eri osasiirtymät saattavat seurata toisiaan niin nopeasti, että niissä syntyvien hiukkasten tai fotonien voidaan katsoa syntyvän mittaustekniikan kannalta samanaikaisesti. Jos eri transiatioista tulevaa säteilyä havainnoidaan kahdella tai useammalla ilmaisimella, voidaan määrittää, mitkä siirtymät ovat samanaikaisia, ja mitata näiden koinsidenssien eli samanaikaisten tapahtumien taajuutta. Menetelmää voidaan käyttää hyväksi hajoamiskaavioiden tutkimisessa sekä radionuklidien tunnistamisessa ja niiden aktiivisuuden mittaamisessa.

## Ekspontiaalinen hajoamislaki

Radioaktiivinen hajoaminen on spontaania ja satunnaista: yksittäinen epästabiili ydin voi hajota millä hetkellä tahansa ulkoisista olosuhteista riippumatta. Koska radioaktiiviset lähteet sisältävät yleensä erittäin suuren määrän ytimiä, voidaan lähteen aktiivisuus laskea hyvin tarkkaan yksinkertaisten kaavojen avulla hajoamisen satunnaisuudesta huolimatta.

Merkitään  $\lambda$ :lla radioaktiivisen ytimen hajoamisvakiota eli yhden ytimen hajoamisen todennäköisyyttä aikayksikössä. Lyhyellä aikavälillä  $(t, t + dt)$  tapahtuvan yhden hajoamisen todennäköisyys on tällöin  $\lambda dt$ . Ytimien lukumäärän  $N(t)$  muutokselle  $dN(t)$  saadaan lauseke  $dN = -\lambda N dt$  eli

$$dN/dt = -\lambda N. \quad (1.9)$$

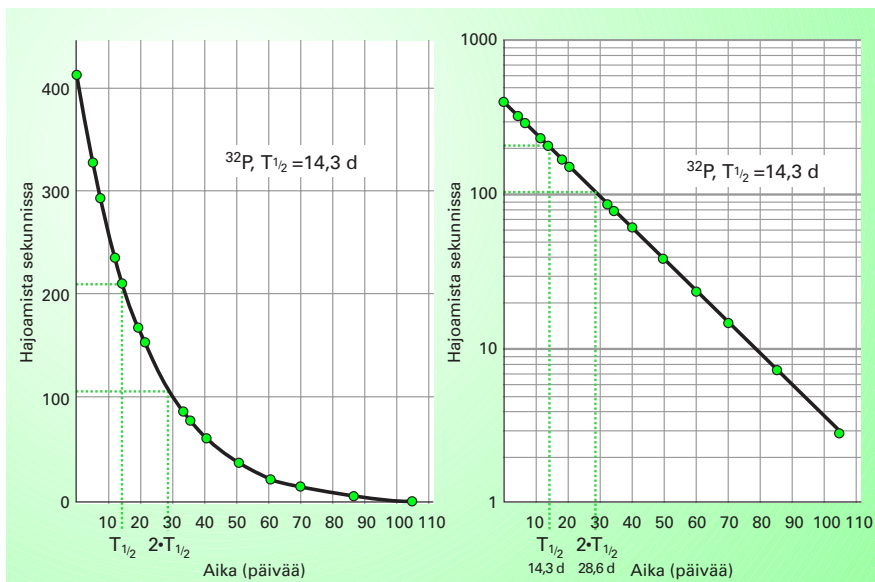
Jos ytimien määrä hetkellä  $t = 0$  on  $N_0$ , saadaan differentiaaliyhtälön (1.9) ratkaisuna ytimien määräksi hetkellä  $t$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.10)$$

Hajoamisten lukumäärä aikayksikköä kohti eli kyseisen ainemäärän aktiivisuus  $A(t)$  on yhden ytimen hajoamistodennäköisyys aikayksikköä kohti kerrottuna ytimien lukumäärällä:

$$A(t) = \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.11)$$

missä  $A_0 = \lambda N_0$  on aktiivisuus hetkellä  $t = 0$ . Aktiivisuuden eksponentiaalista vähenemistä ajan mittaan on havainnollistettu kuvassa 1.7. Ekspontiaalisen hajoamislain selvittivät Rutherford ja Soddy vuonna 1902.



**KUVA 1.7 Radioaktiivisen lähteen aktiivisuuden eksponentiaalinen pieneneminen**

Jos eksponentiaalisesti vähenevä aktiivisuus lineaarisella asteikolla (a) esitetään puolilogaritmiasteikolla, saadaan kuvaajaksi suora (b). Aktiivisuus pienenee yhden puoliintumisaian  $T_{1/2}$  kuluessa puoleen alkuperäisestä arvosta, kahden puoliintumisaian kuluessa yhteen neljäsosaan ja niin edelleen.

Sijoittamalla kaavaan (1.11) ajaksi yksi puoliintumisaika  $t = T_{1/2}$  ja aktiivisuudeksi  $A(t) = 0,5 A_0$ , saadaan hajoamisvakion  $\lambda$  ja puoliintumisaian välille yhteys

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{T_{1/2}}. \quad (1.12)$$

Aktiivisuuden eksponentiaalinen väheneminen koskee vain yhtä radio-nuklidia. Jos lähteessä on useita eri nuklideja, noudattaa jokaisen aktiivisuus erikseen eksponentiaalista hajoamislakia.

**ESIMERKKI 1.1**

Tshernobylin ydinturman aiheuttama  $^{137}\text{Cs}$ -laskeuma oli Etelä-Suomessa tyypillisesti  $10 \text{ kBq m}^{-2}$ . Kuinka suuri ainemäärä  $^{137}\text{Cs}$ :a laskeutui neliömetrin alueelle?

Kun otetaan huomioon aktiivisuuden ja atomien lukumäärän välinen yhteys  $A = \lambda N$  ja toisaalta atomien lukumäärän ja massan  $m$

yhteys  $N = mN_A/M$ , jossa  $N_A$  on Avogadron vakio ja  $M$  moolimassa, saadaan  $m = AM/\lambda N_A$ . Kun tähän sijoitetaan  $^{137}\text{Cs}$ :n hajoamisvakio  $\lambda = 7,29 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$  (puoliintumisaika 30,17 a) ja aktiivisuus  $A = 10\,000 \text{ Bq m}^{-2}$ , saadaan  $^{137}\text{Cs}$ :n massaksi neliometriä kohti

$$\frac{10\,000 \cdot 137}{7,29 \cdot 10^{-10} \cdot 6,022 \cdot 10^{23}} = 3,1 \cdot 10^{-9} \text{ g m}^{-2}.$$

Radioaktiivisen laskeuman ja monien muidenkin lähteiden tapauksessa on usein kyse mikroskooppisen pienistä ainemääristä, jotka voidaan käytännössä havaita vain niiden lähettämän säteilyn perusteella. Toisaalta radioaktiivinen isotooppi voi olla sekoittuneena hyvinkin suureen määrään saman alkuaineen stabiileja isotooppeja tai sitoutuneena esimerkiksi aerosolihiukkasiin.

## Peräkkäiset hajoamiset

Radioaktiivinen hajoaminen voi tapahtua ketjuna, jossa emonuklidin hajoatessa syntyvä tytärnuklidi on myös radioaktiivinen. Prosessi voi myös haarautua, toisin sanoen ketjun jäsenellä voi olla vaihtoehtoisia hajoamistapoja. Esimerkiksi alfa- ja beetahajoaminen voivat olla kilpailevia tapahtumia. Tällöin voi syntyä rinnakkaisia hajoamisketjuja, joiden välillä saattaa olla useita yhteyksiä.

Ketjun haarautuessa kullakin tytärnuklidilla on tietty syntymistodennäköisyys. Aktiivisuudet voidaan laskea differentiaaliyhtälöiden avulla. Seuraavassa lasketaan esimerkinluonteisesti tytärnuklidin aktiivisuus ajan  $t$  funktiona, kun emonuklidin hajoamisvakio on  $\lambda_A$ , tytärnuklidin  $\lambda_B$  ja kyseisen tytärnuklidin syntymistodennäköisyys  $b = \lambda_{AB}/\lambda_A$ , missä  $\lambda_{AB}$  on tytärnuklidin B syntymiseen johtavan hajoamistavan hajoamisvakio.

Olkoon  $N_B(t)$  tytärtymien lukumäärä ja  $A(t)$  emonuklidin aktiivisuus hetkellä  $t$ . Oletetaan lisäksi, että tytärnuklidia ei ole ollenkaan hetkellä  $t = 0$ , eli  $N_B(0) = 0$ . Aikavälillä  $(t, t + dt)$  syntyy  $bA(t)dt$  tytärnuklidia. Samanaikaisesti niitä hajoaa määrä  $\lambda_B N_B(t)dt$ . Tytärtymien lukumäärän muutokselle pätee siis

$$dN_B(t) = -\lambda_B N_B(t)dt + bA(t)dt \quad (1.13)$$

eli

$$dN_B(t)/dt = -\lambda_B N_B(t) + bA(t). \quad (1.14)$$

Ottamalla huomioon emonuklidin aktiivisuuden yhtälö (1.11) päädytään differentiaaliyhtälöön

$$dN_B(t)/dt = -\lambda_B N_B(t) + bA_0 e^{-\lambda_A t}. \quad (1.15)$$

Alkuehto on  $N_B(0) = 0$ , joten ratkaisu on

$$N_B(t) = bA_0(e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})/(\lambda_B - \lambda_A). \quad (1.16)$$

Tytärnuklidin aktiivisuus  $B(t)$  saadaan kertomalla ytimien lukumäärä hajoamisvakiolla eli

$$B(t) = b\lambda_B A_0(e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})/(\lambda_B - \lambda_A). \quad (1.17)$$

Jos hajoamisessa ei tapahdu haarautumista, vaan  $b = 1$ , ja jos emonuklidin puoliintumisaika on huomattavasti pitempi – eli hajoamisvakio huomattavasti pienempi – kuin tytärnuklidin, yhtälöstä (1.17) saadaan

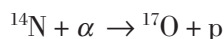
$$B(t) = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} A_0 e^{-\lambda_A t} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} A(t), \quad (1.18)$$

sillä  $e^{-\lambda_B t}$  on paljon pienempi kuin  $e^{-\lambda_A t}$ . Jos lisäksi voidaan olettaa, että  $\lambda_B - \lambda_A \approx \lambda_B$ , saadaan yhtälön (1.18) perusteella  $B(t) = A(t)$ . Jos siis tytärnuklidin puoliintumisaika on hyvin lyhyt verrattuna emonuklidin puoliintumisaikaan – kuten uraanin ja toriumin jälkeläisillä – nuklideilla on tasapainotilassa sama aktiivisuus.

### 1.3 | Ydinreaktiot ja vaikutusala

Jos kaksi ydintä tai ydin ja alkeishiukkanen tulevat riittävän lähelle toisiansa, saattaa tapahtua ydinreaktio, jossa nukleonit järjestyvät uudelleen. Jos reaktio tapahtuu varattujen hiukkasten välillä, täytyy niillä olla riittävästi energiaa Coulombin poistovoiman voittamiseksi. Kun kohtioydintä merkitään  $M_i$ :llä, tulevaa hiukkasta  $m_i$ :llä, lähtevää hiukkasta  $m_f$ :llä ja syntyvää ydintä  $M_f$ :llä, voidaan ydinreaktiosta käyttää merkintöjä  $M_i + m_i \rightarrow M_f + m_f$  tai  $M_i(m_i, m_f)M_f$ .

Pommitettaessa  $^{14}\text{N}$ -ytimiä  $\alpha$ -hiukkasilla voi tapahtua reaktio



tai lyhyesti  $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ . Tämän ensimmäisen keinotekoisen ydinreaktion sai aikaan Rutherford vuonna 1919 käyttämällä  $\alpha$ -lähteenä luonnossa esiintyvää nuklidia  $^{214}\text{Po}$ . Syntyvä  $^{17}\text{O}$ -ydin on stabiili. Ensimmäisen keinotekoisen radioaktiivisen nuklidin  $^{30}\text{P}$  saivat aikaan Frédéric Joliot ja Irène Curie vuonna 1934 reaktiossa  $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{P}$ .

Luonnollinen alfasäteily oli pitkään ainut tapa saada aikaan ydinreaktioita, kunnes Cockcroft ja Walton vuonna 1932 osoittivat, että 0,3 MeV:n energiaan kiihdytetyt protonit voivat aiheuttaa reaktion  $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$ . Tämän jälkeen ydinreaktioita on saatu aikaan useilla hiukkastyypeillä, kuten neutroneilla, protoneilla, deutroneilla ( $^2\text{H}^+$  tai d), tritoneilla ( $^3\text{H}^+$  tai t),  $^3\text{He}^{++}$ -ioneilla,  $\alpha$ -hiukkasilla, raskailla ioneilla (esimerkiksi  $^{12}\text{C}$ - ja  $^{16}\text{O}$ -ionit), elektroneilla ja fotoneilla.

Ydinreaktioissa syntyy jatkuvasti myös luonnollisia radionuklideja. Nuklidit ovat muodostuneet joko alkuaineiden syntymisen yhteydessä, toisten nuklidien hajoamisen tuloksena tai ydinreaktioiden kautta muista nuklideista. Koska alkuaineiden syntymisestä on kulunut useita miljardeja vuosia, täytyy radionuklideilla, joita on säilynyt havaittavia määriä, olla erittäin pitkä puoliintumisaika. Näillä nuklideilla on tärkeä merkitys luonnossa esiintyvien radioaktiivisten ketjujen emonuklideina. Radioaktiivisen hajoamisen ja ydinreaktioiden tuloksena syntyy myös nuklideja, joilla on lyhyt puoliintumisaika. Luonnossa esiintyvät ydinreaktiot aiheuttaa lähinnä avaruudesta tuleva kosminen säteily.

## Reaktiotyypit

Ydinreaktioiden selittämiseksi on esitetty erilaisia mekanismeja. Jos reagoivien hiukkasten energiat eivät ole kovin suuria, on väliydinreaktio yleinen. Tällaisessa reaktiossa kohtioydin sieppaa tulevan hiukkasen, jolloin muodostuu voimakkaasti virittyneessä energiatilassa oleva väliydin. Sen viritystila purkautuu niin, että ytimestä lähtee yksi tai useampia hiukkasia tai  $\gamma$ -kvantteja. Lähtevä hiukkanen voi olla samaa tai eri tyyppiä kuin tuleva hiukkanen. Väliytimellä on eräissä tapauksissa useita vaihtoehtoisia hajoamistapoja, joita sanotaan myös hajoamiskanaviksi.

Kaikkia ydinreaktioita ei voida kuvata väliydinmallin avulla. Niin sanotuista riisto- eli ”stripping”-reaktioista, esimerkiksi  $^{24}\text{Mg}(d, p)^{25}\text{Mg}$ , on kokeellisten tulosten perusteella päätelty, että ydin kaappaa riittävän lähelle tulleesta deuteronista neutronin ja protoni poistuu Coulombin poistovoiman takia, eikä prosessissa muodostu väliydintä.

Kaappausreaktiossa ydin absorboi hiukkasen. Näin syntyy virittynyt väliydin, joka perustilaan siirtyessään säteilee virityksensä  $\gamma$ -kvantteina, esimerkiksi  $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$  ja  $p(n,\gamma)d$ . Kaappausreaktion käänteinen prosessi on fotoydinreaktio, jossa ydin absorboi  $\gamma$ -kvantin ja lähettää nukleonin, esimerkiksi  $^{25}\text{Mg}(\gamma,p)^{24}\text{Na}$  tai  $d(\gamma,n)p$ .

Spallaatioreaktiossa suurienerginen neutroni, protoni tai kevyt ydin, esimerkiksi deuteroni, tritoni tai alfahiukkanen, osuu kohtioyttimeen, joka menettää useita, jopa kymmeniä nukleoneja. Tuloksena voi olla useita vaihtoehtoisia nuklideja, joista monet ovat radioaktiivisia. Spallaatioreaktioiden kynnyksenergiat ovat tyypillisesti useita kymmeniä megaelektronivolteja. Fragmentaatioreaktiot muistuttavat spallaatioreaktioita, mutta yhden jäännösytimen sijasta reaktiossa syntyy useita suhteellisen keveitä ytimiä. Muita reaktiotyyppejä ovat neutronien aiheuttama halkeamisreaktio eli fissio, johon perustuu nykyisten ydinreaktorien toiminta, sekä keveiden ytimien yhdistyminen eli fuusio.

Kun ydinreaktiossa tuleva ja lähtevä hiukkanen ovat samaa lajia, sanotaan prosessia sironnaksi. Jos ydin on ennen sirontaa ja sen jälkeen samassa energiatilassa, on sironta elastista eli kimmoista. Jos taas ytimen energiatila muuttuu, on sironta epäelastista, kimmotonta.

## Vaikutusala

Ytimen ja hiukkasen välisten prosessien todennäköisyyttä kuvataan vaikutusallalla, joka määritellään kohtioon osuvien hiukkasten määrän ja vuorovaikutusten määrän avulla. Seuraavat määritelmät koskevat ydinreaktioita, mutta samat käsitteet ja kaavat pätevät myös muihin vuorovaikutuksiin, esimerkiksi hiukkasten ja fotonien sirontaan ytimistä ja elektroneista. Reaktiotaajuus (reaktioiden määrä aikayksikköä kohti) on tällöin tulkittava vastaavaksi vuorovaikutustaajuudeksi.

Oletetaan, että yksienerginen ja yhdensuuntainen hiukkassuihku, jonka hiukkaskertymänopeus on  $\varphi$  ( $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), osuu kohtisuoraan ohueen kohtioon, jonka paksuus on  $\Delta x$  (m) ja jossa ytimien tiheys on  $N$  ( $\text{m}^{-3}$ ). (Huom. yhdensuuntaiselle hiukkassuihkulle hiukkaskertymänopeus on sama kuin hiukkasvirran tiheys). Jos reaktiotaajuus kohtion pinta-alayksikköä kohti on tällöin  $C$  ( $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), niin mikrovaikutusallaksi  $\sigma$  määritellään

$$\sigma = \frac{C}{\varphi N \Delta x} . \quad (1.19)$$

Reaktiotaajuus ( $s^{-1}$ ) yhtä kohtioydintä kohti on siis

$$r = \varphi\sigma. \quad (1.20)$$

Reaktiotaajuuden kaavasta seuraa, että mikrovaikutusalan (eli mikrokooppisen vaikutusalan) yksiköksi tulee  $m^2$ . Koska mikrovaikutusala on tyypillisesti noin  $10^{-28} m^2$ , käytetään usein erityisyksikköä barn:  $1 b = 10^{-28} m^2$ .

Mikrovaikutusala on kyseiselle nuklidille ja reaktiotyypille ominainen luonnonvakio, joka riippuu yleensä tulevan hiukkasen energiasta. Mikrovaikutusala voidaan tulkita ytimen ympärillä olevaksi hiukkasen kulkusuuntaa vastaan kohtisuoraksi pinta-alaksi, johon osuessaan tuleva hiukkanen aina aiheuttaa kyseisen reaktion. Todellisuudessa mikrovaikutusala voi kuitenkin olla useita kertalukuja suurempi tai pienempi kuin ytimen poikkipinta.

Mikäli kohtioon osuu yksienergisien hiukkassuihkun sijasta suihku, jonka spektrinen hiukkaskertymänopeus on  $\varphi(E)$  ( $m^{-2}s^{-1} eV^{-1}$ ), voidaan reaktiotaajuus ydintä kohti laskea kaavasta

$$r = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE, \quad (1.21)$$

missä  $\sigma(E)$  mikrovaikutusalan arvo, kun energia on  $E$ .

Kaavat (1.20), (1.21) pätevät myös tilanteessa, jossa reaktioita aiheuttavat hiukkaset eivät muodosta yhdensuuntaista suihkua, vaan liikkuvat väliaineessa eri suuntiin. Hiukkaskertymänopeuden energijakauma eli spektrinen hiukkasvuontiheys voidaan esittää muodossa

$$\varphi(E) = n(E) v(E), \quad (1.22)$$

missä  $v(E)$  on energiaa  $E$  vastaava hiukkasen nopeus ja  $n(E)$  on hiukkasitiheys tilavuus- ja energiayksikköä kohti. Energiavälillä  $(E, E + dE)$  olevien hiukkasten määrä tilavuusalkiossa  $dV$  on  $n(E) dE dV$ . Spektrisen hiukkaskertymänopeuden integraali

$$\varphi = \int_0^{\infty} \varphi(E) dE \quad (1.23)$$

on hiukkaskertymänopeus eli hiukkasvuontiheys. Joskus vuontiheydestä käytetään varsinkin reaktorifysiikassa myös nimitystä vuo. Kun spektrinen hiukkaskertymänopeus ja vaikutusala tunnetaan, voidaan reaktiota-



juus laskea kaavasta (1.21). Toisaalta usein on tarkoituksenmukaista käyttää spektrisellä hiukkaskertymänopeudella painotettua keskimääräistä vaikutusalaa

$$\sigma_{\text{av}} = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE / \int_0^{\infty} \varphi(E) dE. \quad (1.24)$$

Tällöin reaktiotaajuus voidaan kirjoittaa muodossa

$$r = \varphi \sigma_{\text{av}} \quad (1.25)$$

samaan tapaan kuin yksienergisille hiukkasille.

On kuitenkin huomattava, että yhtälö (1.25) pätee tarkasti vain sillä spektrisellä hiukkaskertymänopeudella, jolla keskimääräinen vaikutusala on laskettu.  $\sigma_{\text{av}}$  on taulukoitu kirjallisuudessa käytännön tarpeita varten tavallisimmille energijakaumille.

Mikrovaikutusalan  $\sigma$  lisäksi määritellään makrovaikutusala  $\Sigma$ , joka on mikrovaikutusala kerrottuna väliaineen atomitiheydellä  $N$ :

$$\Sigma = N\sigma = \frac{\rho N_A}{M} \quad (1.26)$$

tai nuklidiseokselle

$$\Sigma = \sum_i N_i \sigma_i = \sum_i \frac{w_i}{100} \frac{\rho N_A}{M_i} \sigma_i, \quad (1.27)$$

jossa  $\rho$  on aineen tiheys,  $M_i$  komponentin  $i$  moolimassa,  $N_A$  Avogadron vakio ja  $w_i$  on komponentin  $i$  osuus painoprosenteina. Koska  $\sigma$ :n yksikkö on  $\text{m}^2$  ja  $N$ :n  $\text{m}^{-3}$ , tulee  $\Sigma$ :n yksiköksi siis  $\text{m}^{-1}$ .

Koska makrovaikutusala (eli makroskooppinen vaikutusala) voidaan käsittää vaikutusalaksi tilavuusyksikköä kohti, siitä käytetään joskus myös nimitystä vaikutusalaatiheys (yksikkö  $\text{m}^2/\text{m}^3 = \text{m}^{-1}$ ). Mikrovaikutusalan avulla lasketaan reaktiotaajuus yhtä ydintä kohti; vastaavasti lasketaan makrovaikutusalan avulla reaktiotaajuus tilavuusyksikköä kohti:

$$R = \varphi \sigma N = \varphi \Sigma \quad (1.28)$$

yksienergisille hiukkasille ja

$$R = \varphi \Sigma_{\text{av}} = \int_0^{\infty} \Sigma(E) \varphi(E) dE, \quad (1.29)$$

kun hiukkasilla on jatkuva energiajakauma. Keskimääräinen makrovaikutusala  $\Sigma_{av}$  määritellään vastaavasti kuin  $\sigma_{av}$  yhtälössä (1.24).

Sähkömagneettisen säteilyn yhteydessä makrovaikutusalasta käytetään myös nimitystä vaimennuskerroin (matkavaimennuskerroin) ja symbolia  $\mu$ . Massavaimennuskerroin on vaimennuskerroin jaettuna väliaineen tiheydellä ( $\mu/\rho$ ). Massavaimennuskerrointa käytettäessä kaavassa ainekerroksen paksuus ilmaistaan massana pinta-alayksikköä kohti ( $\text{kg m}^{-2}$ ).

## Hiukkasuihkun vaimeneminen

Tarkastellaan yhdensuuntaisen yksienergisen (monoenergisen) hiukkasuihkun vaimenemista väliaineessa, jonka makrovaikutusala on  $\Sigma$ . Merkitään suihkun hiukkaskertymänopeutta syvyydellä  $x$  väliaineen rajapinnasta  $\varphi(x)$ :llä. Yhdensuuntaiselle suihkulle hiukkaskertymänopeus  $\varphi$  on sama kuin hiukkasvirran tiheys  $J$ . Ohuessa kerroksessa ( $x, x + dx$ ) suihkusta poistuvien hiukkasten lukumäärä pinta-alayksikköä kohti on reaktiotaajuus tilavuusyksikköä kohti,  $\Sigma\varphi(x)$ , kerrottuna kerroksen paksuudella  $dx$ . Hiukkaskertymänopeuden muutos on siten  $d\varphi = -\Sigma\varphi(x)dx$ , joten hiukkaskertymänopeudeksi saadaan

$$\varphi(x) = \varphi_0 e^{-\Sigma x}. \quad (1.30)$$

Tässä  $\varphi_0$  on tulevan suihkun hiukkaskertymänopeus. Tarkastelu koskee vain alkuperäisen suihkun vaimenemista, eikä yhtälössä (1.30) esitetty ratkaisu ota huomioon mahdollisten sironneiden hiukkasten eikä sekundaarisäteilyn osuutta hiukkaskertymänopeudessa.

## Aktivoituminen

Jos säteilyttämisen tuloksena syntyvä nuklidi on radioaktiivinen, voidaan reaktiossa syntyvien ytimien lukumäärälle  $N(t)$  yhtä kohtioyhtälöä kirjoittaa differentiaaliyhtälö

$$dN/dt = \sigma\varphi - \lambda N. \quad (1.31)$$

Jos  $N(t) = 0$  hetkellä  $t = 0$ , saadaan ratkaisuksi

$$N(t) = \sigma\varphi(1 - e^{-\lambda t})/\lambda, \quad (1.32)$$

joten reaktiotuotenuklidin aktiivisuus  $A(t)$  on

$$A(t) = \lambda N(t) = \sigma \varphi (1 - e^{-\lambda t}) = A_{\infty} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (1.33)$$

Kun  $t$  on suuri verrattuna nuklidin puoliintumisaikaan,  $A(t)$  lähestyy kyllästysaktiivisuutta  $A_{\infty} = \sigma \varphi$ . Pitkän säteilyttämisen jälkeen saavutettavassa tasapainotilassa syntyvän nuklidin aktiivisuus on siis yhtä suuri kuin sitä tuottavan reaktion reaktiotaajuus. Koko näytteen aktiivisuus saadaan kertomalla yhtälössä (1.33) laskettu aktiivisuus näytteen ytimien määrällä.

Kun säteilyttäminen on kestänyt nuklidin yhden puoliintumisajan verran, syntyneen nuklidin aktiivisuus on 50 prosenttia kyllästysaktiivisuudesta. Neljän puoliintumisajan jälkeen päästään 93,75 prosenttiin. Pienillä  $t$ :n arvoilla aktiivisuus kasvaa lähes lineaarisesti kaavan  $A(t) = A_{\infty} \lambda t$  mukaisesti. Kun säteilytysaika  $t$  on alle kymmenesosa puoliintumisajasta, lineaarisen approksimaation virhe on pieni, enintään 3,5 prosenttia.

#### ESIMERKKI 1.2

Natriumin radioaktiivista isotooppia  $^{24}\text{Na}$ , jonka puoliintumisaika on 15 tuntia, voidaan tuottaa reaktiossa  $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ . Reaktion keskimääräinen vaikutusala termisille neutroneille on  $\sigma_{\text{av}} = 0,5$  b. Tyypillisen tutkimusreaktorin terminen neutronivuontiheys on  $\varphi = 10^{17} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Mikä on kyllästysaktiivisuus, kun kohteen massa on  $1 \mu\text{g}$ ?

Yhtä kohtioydistä vastaava kyllästysaktiivisuus saadaan yhtälöstä (1.25). Säteilytettävän näytteen  $^{23}\text{Na}$  ytimien lukumäärä on  $mN_A/M$ . Natriumin ainoan luonnossa esiintyvän isotoopin moolimassa  $M = 23 \text{ g mol}^{-1}$ . Näytteen kyllästysaktiivisuudeksi saadaan

$$A_{\infty} = mN_A \sigma_{\text{av}} \varphi / M = 130 \text{ kBq}.$$

Tämä on tyypillinen tutkimuskäytössä tarvittavan pienen lähteen aktiivisuus.

## 1.4 | Varatut hiukkaset

Kun varattu (varauksinen) hiukkanen etenee väliaineessa, sillä on vuoro-vaikutusta ympäristönsä kanssa. Hiukkanen jarruuntuu ja energiaa siirtyy väliaineeseen. Tämän vuoro-vaikutuksen seurauksena ovat säteilyn haittavaikutukset ja siihen perustuu myös säteilyn havaitseminen.

Väliaineessa tapahtuu muutoksia siirtyneen energian vuoksi. Energian siirtyminen aineeseen on monimutkainen prosessi, jossa syntyy suuri määrä ioneja ja atomien viritystiloja sekä tapahtuu molekyylien sidosten katkeamista. Kiteisessä väliaineessa kiderakenteeseen tulee paikallisia muutoksia. Suurin osa aineeseen siirtyneestä energiasta muuttuu lopulta lämmöksi.

Atomista, joka menettää vuorovaikutustapahtumassa elektronin, tulee positiivinen ioni. Kun siroonnut elektroni liittyy neutraaliin atomiin, syntyy negatiivinen ioni. Usein ionipari syntyy myös molekyylien dissosioituessa. Jos atomiryhmälle jää pariutumaton valenssielektroni, se on kemiallisesti hyvin reaktiivinen, niin sanottu vapaa radikaali, jolla on tärkeä merkitys säteilyvaurion aiheuttajana elävässä kudoksessa.

Varatut hiukkaset tuottavat hidastuessaan sekundaarisäteilyä. Vuorovaikutuksissa syntyneet viritystilat purkautuvat muun muassa karakteristisenä röntgensäteilynä ja augerelektroneina. Kun nopea varauksinen hiukkanen hidastuu nopeasti, se lähettää jarrutussäteilyä. Näin tapahtuu lähinnä beetahiukkasen jarruuntuessa, sillä alfahiukkasten nopeus on liian pieni, jotta jarrutussäteilyä syntyisi havaittavasti.

## Vuorovaikutussuureita

Hiukkasen hidastumista ja energian siirtoa väliaineeseen kuvaa väliaineen jarrutuskyky, hiukkasen energian menetys  $dE$  lyhyellä matkalla  $dl$ :

$$S(E) = -\frac{dE}{dl} \quad (\text{J m}^{-1}). \quad (1.34)$$

Käytännön laskuissa jarrutuskyvyn yksikkönä on usein  $\text{MeV cm}^{-1}$  tai  $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$ .

Raskaan ionisoivan hiukkasen jarruuntuminen on suoraan verrannollinen järjestysluvun neliöön ja väliaineen elektronitiheyteen sekä karkeasti kääntäen verrannollinen hiukkasen nopeuden neliöön. Verrannollisuus voidaan myös ilmaista toisin:  $S(E)$  on karkeasti suoraan verrannollinen hiukkasen massaan ja kääntäen verrannollinen sen liike-energiaan. Siten, jos liike-energiat ovat samat, raskas hiukkanen menettää enemmän energiaa matkayksikköä kohden kuin kevyt ja kulkee näin lyhyemmän matkan.

Väliaineen tärkein jarrutuskykyyn vaikuttava tekijä, elektronitiheys, on verrannollinen aineen tiheyteen  $\rho$  ja osamäärään  $Z/A_r$ , jossa  $Z$  on järjestysluku ja  $A_r$  on suhteellinen atomimassa. Tietyn hiukkasen massajarru-

tuskyky,  $S(E)/\rho$  (yksikkö  $\text{J m}^{-2} \text{kg}^{-1}$ ) vaihtelee vain vähän eri väliaineissa, sillä vetyä raskaampien alkuaineiden  $Z/A_r$  on lähes vakio. Ainekerroksen paksuutta kuvataan usein pituusmitan  $l$  sijasta pinta-alamassalla  $\rho l$  (yksikkö useimmiten  $\text{g cm}^{-2}$ ), joten massajarrutuskyky tarkoittaa energianmenetystä pinta-alamassayksikköä kohti.

Kun keskimääräinen energiahäviö muodostunutta ioniparia kohti on  $W$  (taulukko 1.2), hiukkasen ionisointikyky väliaineessa on  $S(E)/W$  ioniparia jäljen pituusyksikköä kohti.

Kaasu	$E_i$ (eV)	$W$ (eV)
H <sub>2</sub>	15,4	36,3
He	24,6	41,1
N <sub>2</sub>	15,6	34,7
O <sub>2</sub>	12,2	31,1
Ar	15,8	26,1
Ilma	–	34,0

**TAULUKKO 1.2** Eräiden kaasujen ionisointienergia  $E_i$  ja keskimääräinen ioniparin muodostamiseen kuluva energia  $W$  (Sauter 1983)

Energiansiirtokyky  $L_\Delta$ , on hiukkasen matkalla  $dl$  sellaisissa törmäyksissä hiukkasen ja elektronien välisissä törmäyksissä menettämä energia  $dE$ , joissa energian menetys on pienempi kuin  $\Delta$ :

$$L_\Delta = (dE/dl)_\Delta. \quad (1.35)$$

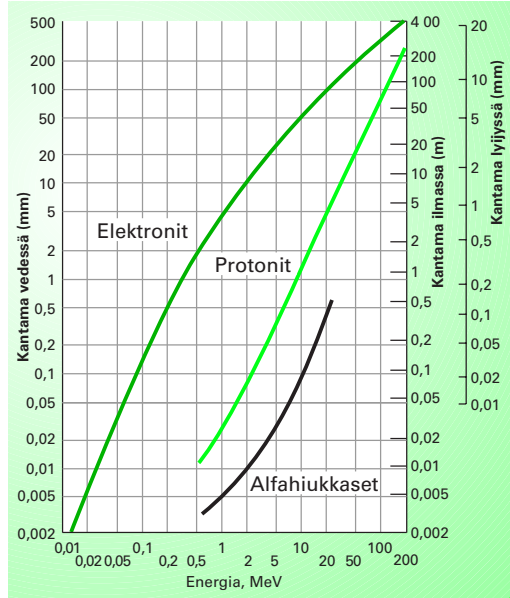
Se kuvaa paikallista energian absorboitumista tarkemmin kuin jarrutuskyky. Tällöin voidaan rajata pois esimerkiksi nopeimmat sekundaarielektronit (niin sanotut  $\delta$ -elektronit), jotka vievät energiaa pois hiukkasen jäljen välittömästä läheisyydestä. Määritelmän mukaisesti jarrutussäteilyä ei oteta huomioon energiansiirtokykyä laskettaessa. Raskaiden hiukkasten energiansiirtokyky on lähes sama kuin jarrutuskyky. Beetasäteilyn  $S$  ja  $L_\Delta$  sen sijaan poikkeavat toisistaan huomattavasti, koska törmäyksissä yksittäisille elektroneille voi siirtyä merkittävä osa hidastuvan hiukkasen energiasta, jolloin syntyy sekä nopeita sekundaarihiukkasia että jarrutussäteilyä.

Hiukkasen hidastuminen koostuu satunnaisista törmäyksistä. Hiukkasen ennen pysähtymistään kulkemaa matkaa tulevan säteilyn suunnassa sanotaan kantamaksi. Yksittäisten hiukkasten kantamat eivät ole samansuuruisia, vaan niillä on tietty satunnaisjakauma. Etäisyys, jolle hiukka-

set keskimäärin pysähtyvät, on keskikantama. Kevyiden hiukkasten, esimerkiksi beetahiukkasten, jälki on mutkitteleva ja yksittäiset hiukkaset etenevät hyvin eri etäisyyksille. Säteilysojelussa kantama tarkoittaa yleensä väliainekerroksen paksuutta, joka riittää juuri ja juuri pysäyttämään koko tarkastelun kohteena olevan hiukkasuihkun. Tämä kantama on aina suurempi kuin keskikantama. Beetasäteilylle käytetään myös suuretta  $R_{90}$ , pistelähteen ympärillä olevan pallon sädettä, johon 90 prosenttia säteilyn energiasta absorboituu.

Kantama riippuu hiukkasen ja väliaineen ominaisuuksista

karkeasti ottaen käänteisesti jarrutuskykyyn verrattuna: mitä suurempi hiukkasen energia ja mitä pienemmät varaus ja massa sekä väliaineen tiheys, sitä pitempi on kantama. Kuvassa 1.8 on eräiden varattujen hiukkasten kantamia energian funktiona eri väliaineissa.



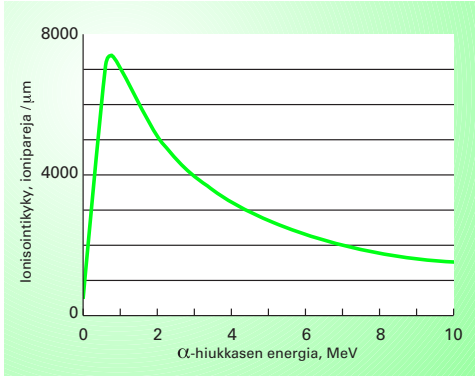
**KUVA 1.8** Alfahiukkasten, protonien ja elektronien kantamat vedessä, ilmassa ja lyijyssä

Kantamat pehmeässä kudoksessa ovat likimäärin samat kuin kantamat vedessä. Marttila OJ, et al. Säteily, sen käyttö ja valvonta, Helsinki: Tammi, 1971

## Alfasäteily

Alfahiukkasen massa on yli 7 000 elektronin massaa. Niinpä se kulkee aineessa suoraviivaisesti muuttamatta suuntaansa törmäyksissä. Se menettää energiaa epäelastisissa törmäyksissä väliaineen elektronien kanssa. Vasta aivan jarruuntumisen loppuvaiheessa, kun  $\alpha$ -hiukkanen ei enää ole ionisoitunut ja sen nopeus on pieni, sen hidastumiseen ja kulkusuuntaan vaikuttavat törmäykset väliaineatomien kanssa.

Koska alfahiukkasen massa ja varaus ovat suuremmat kuin beetahiukkasella, on tietyn väliaineen jarrutuskyky alfahiukkasille paljon suurempi kuin samanenergisille beetahiukkasille. Niinpä  $\alpha$ -hiukkanen hidastuu nopeasti ja sen kantama on lyhyt.



**KUVA 1.9** Alfahiukkasen ionisointikyky  $S(E)/W$  vedessä (kudoksessa) energian funktiona

Kun  $\alpha$ -hiukkaset jarruuntuvat kuivassa ilmassa, keskimääräinen energiahäviö  $W$  muodostunutta ioniparia kohti on noin 35 eV. Pehmeässä kudoksessa  $W$  on suunnilleen samansuuruisen. Alfahiukkasen ionisointikyky  $S(E)/W$  on suuri, esimerkiksi vedessä (kudoksessa) useita tuhansia ionipareja mikrometriä kohti (kuva 1.9).

Alfahiukkasen kantama  $R$  voidaan laskea jarruuntumisesta ja myös varsin helposti mitata esimerkiksi ilmassa. Kantama ilmassa normaalipaineessa ja -lämpötilassa on noin 10 prosentin tarkkuudella

$$\begin{aligned} R_{\text{ilma}} &= 0,56 E \quad (\text{cm}), \quad \text{kun } E < 4 \text{ MeV}, \\ R_{\text{ilma}} &= 1,24 E - 2,62 \quad (\text{cm}), \quad \text{kun } 4 \text{ MeV} < E < 8 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Näissä yhtälöissä energian  $E$  yksikkö on MeV. Kantama muissa aineissa pinta-alamassayksikköinä on

$$R_p = R/\rho = 0,56 A_r^{1/3} R_{\text{ilma}} \quad (\text{mg cm}^{-2}), \quad (1.37)$$

jossa  $A_r$  on väliaineen suhteellinen atomimassa.

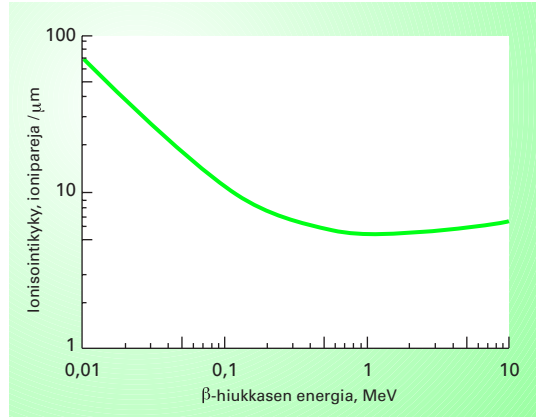
Esimerkiksi 6 MeV:n  $\alpha$ -hiukkasen kantama ilmassa on 4,6 cm, kudoksessa  $56 \mu\text{m}$  ja alumiinissa  $30 \mu\text{m}$ . Kun ihon orvaskeden paksuus on noin  $50 \mu\text{m}$ , voidaan päätellä, että ihon pinnalle joutuneet alfahiukkaset absorboituvat jo yleensä tällä matkalla pääsemättä varsinaisesti vaurioittamaan elävää kudosta.

## Beetasäteily

Beetasäteily on nopeista elektroneista tai positroneista koostuvaa ionisoivaa säteilyä. Nämä menettävät energiaansa pääasiassa sirotessaan epäelastisesti aineen elektroneista ja ytimistä. Ioniparien syntymisen, atomien viritymisen, molekyylien pilkkoutumisen ja radikaalien muodostumisen lisäksi syntyy lopulta negatiivisia ioneja (elektronien hidastuminen) tai häviämissäteilyä (positronit).

Beetahiukkanen kulkee aineessa eri tavalla kuin alfahiukkanen, koska sen massa on yhtä suuri tai paljon pienempi kuin sirottavan hiukkasen (elektronin, atomin) massa. Tämän vuoksi sen rata on voimakkaasti mutkitteleva. Se voi menettää yksittäisessä törmäyksessä jopa koko energiansa.

Koska beetahiukkasen massa ja varaus ovat pienemmät kuin alfahiukkasella, beetasäteily on selvästi harvemmin ionisoivaa kuin alfasäteily. Beetasäteilyn kantama on pitempi kuin alfasäteilyn. Kuvassa 1.10 on esitetty beetahiukkasen ionisointikyky  $S(E)/W$  vedessä (kudoksessa) energian funktiona.



**KUVA 1.10** Beetahiukkasen ionisointikyky  $S(E)/W$  vedessä (kudoksessa) energian funktiona

Ytimeistä sinkoutuessaan elektronin nopeus on yleensä lähellä valon nopeutta; ilmaa tiheämmässä väliaineessa se saattaa jopa ylittää paikallisen valon nopeuden (valon nopeus aineessa  $v = c/n$ ;  $n$  on aineen taitekerroin), jolloin hiukkanen lähettää näkyvän valon aallonpituudella Tsherenkovin säteilyä. Esimerkiksi yhden MeV:n energiaa vastaava elektronin nopeus on  $0,86c$ , kun se  $\alpha$ -hiukkasella on vain  $0,02c$ . Tsherenkovin säteilyn merkitys energian menetykseen on vähäinen: esimerkiksi yhden MeV:n elektronin jarruntuessa vedessä vain noin 0,1 prosenttia energiasta muuttuu Tsherenkovin säteilyksi.

Suurilla energioilla jarrutuskykyyn vaikuttaa niin sanottu tiheysefekti, aineen polaroitumisesta aiheutuva ilmiö, joka pienentää jarrutuskykyä. Esimerkiksi vesihöyryn massajarrutuskyky on suurempi kuin veden.

Joissakin törmäyksissä elektronin suunta muuttuu voimakkaasti ja suuri osa sen energiasta siirtyy väliaineeseen. Nopeasta hidastumisesta seuraa, että osa elektronin menettämästä energiasta muuttuu sähkömagneettiseksi jarrutus säteilyksi. Jarrutus säteilyä syntyy sitä enemmän, mitä suurempi energia elektronilla on ja mitä suurempi väliaineen järjestysluku  $Z$  on. Jarrutus säteilyksi keskimäärin muuttuva osuus beetahiukkasen energiasta voidaan arvioida karkeasti lausekkeesta

$$f = 4,5 \cdot 10^{-4} Z E_{\max} \quad (1.38)$$



jossa  $E_{\max}$  on beetasäteilyn maksimienergia (MeV). Syntyvien fotonien energia on välillä  $0 - E_{\max}$ . Kaava pätee tarkemmin yksienergisille (energia  $E$ ) elektroneille, jolloin  $E_{\max}$  on korvattava tekijällä  $E/0,3$ .

Jarrutussäteily on tärkeää ottaa huomioon suunniteltaessa säteilysuojauksia. Beetasäteily on pyrittävä hidastamaan materiaalissa, jonka järjestysluku on mahdollisimman pieni, ei siis esimerkiksi lyijyssä.

### ESIMERKKI 1.3

Pienikokoisen 10 GBq:n  $^{32}\text{P}$ -lähteen ympärillä on ohut lyijysuoja, joka pysäyttää beetasäteilyn. Mikä on jarrutussäteilyn aiheuttama energiakertymänopeus  $\psi$  (energiavirta pinta-alayksikköä kohti) yhden metrin päässä lähteestä?

Lyijyn  $Z$  on 82 ja  $^{32}\text{P}$ :n beetasäteilyn  $E_{\max}$  on 1,71 MeV. Kaavasta (1.38) saadaan jarrutussäteilyksi muuttuva osuus energiasta:

$$f = 4,5 \cdot 10^{-4} \cdot 82 \cdot 1,71 = 0,049.$$

$\beta$ -hiukkasten energia on keskimäärin noin  $0,3 E_{\max}$ . Hiukkasten hidastuessaan yhteensä luovuttama energia on  $E = 10 \text{ GBq} \cdot 0,3 E_{\max} = 0,3 \cdot 10^{10} \cdot 1,71 \text{ MeV s}^{-1} = 5,13 \cdot 10^9 \text{ MeV s}^{-1} = 0,825 \cdot 10^{-3} \text{ J s}^{-1}$ , josta jarrutussäteilyksi menee siis  $E_{\text{jar}} = 0,049 E = 40,4 \cdot 10^{-6} \text{ J s}^{-1}$ .

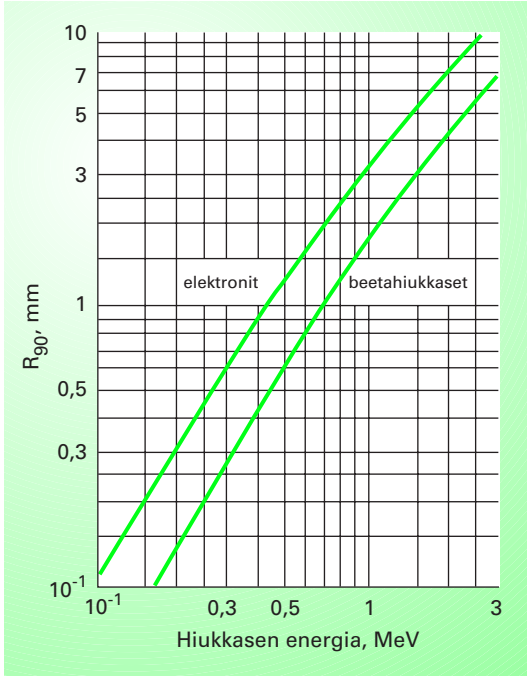
Yhden metrin etäisyydellä energia jakautuu 1 m säteisen pallon pinta-alalle

$$4\pi r^2 = 4\pi \cdot (1 \text{ m})^2 = 12,56 \text{ m}^2.$$

Energiakertymänopeus on siten  $\psi = E_{\text{jar}} / 4\pi r^2 = (40,4 \cdot 10^{-6} \text{ J s}^{-1}) / (12,56 \text{ m}^2) = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ .

Saatu tulos on karkea arvio, mutta riittävä jarrutussäteilyn merkityksen arvioimiseksi. Jos suojan materiaali olisi alumiinia, tulos pienenesi kertoimella  $Z_{\text{Al}}/Z_{\text{Pb}} = 0,16$ .

Positroni hidastuu lähes samalla tavalla kuin elektroni. Hidastumisen loppuvaiheessa positroni yhdistyy elektroniin, jolloin hiukkaset häviävät ja niiden massaa vastaava energia vapautuu häviämissäteilyinä.



KUVA 1.11. Elektronien kantama  $R_{90}$  vedessä

$R_{90}$  vedessä yksienergisille elektroneille, joiden energia on  $E_{\max}$ , ja beetasäteilylle, jonka maksimienergia on  $E_{\max}$ .  $R_{90}$  on pistelähdettä ympäröivän pallon säde, jonka sisälle 90 % lähteen säteilyenergiasta absorboituu. (Lähde: ICRUn raportti 32).

Yhdistyminen ja häviäminen, annihilaatio, tapahtuu yleensä positronin pysähtyessä, jolloin syntyy kaksi vastakkaisiin suuntiin poistuvaa fotonia, joista kummankin energia on sama kuin beetahiukkasten lepoenergia, 511 keV.

Beetahajoamisessa syntyvät elektronit tai positronit eivät ole yksienergisiiä kuten alfahiukkaset, vaan niiden energia on välillä  $0-E_{\max}$  (kuva 1. 5). Beetahiukkasten kantama on lyhyempi kuin yksienergistien elektronien, joiden energia on sama kuin beetahiukkasten maksimienergia (kuva 1.11).

Elektronin kantama ilmaistaan usein pinta-alamassayksiköissä. Kokeellisiin tuloksiin sovittamalla on saatu kantaman ( $\text{g cm}^{-2}$ ) lausekkeet

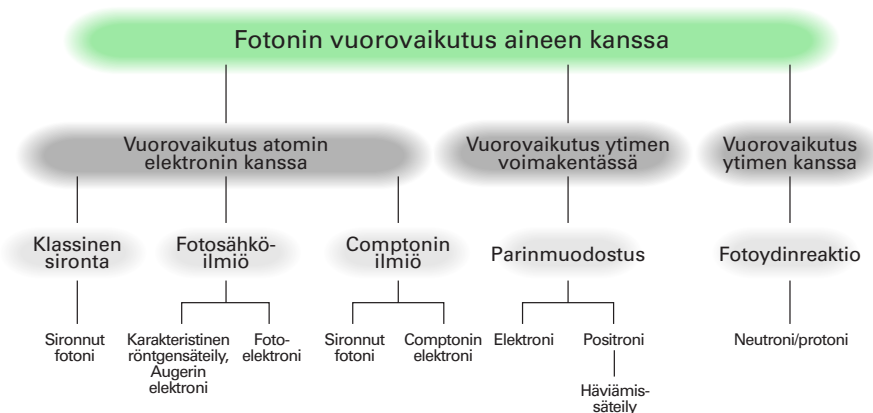
$$R_{\rho} = \begin{cases} 0,412 E^{1,254 - 0,0954 \ln E}, & \text{kun } 0,01 \text{ MeV} \leq E \leq 2,5 \text{ MeV} \\ 0,53 E - 0,106, & \text{kun } E > 2,5 \text{ MeV ja } R_{\rho} > 1,2 \text{ g cm}^{-2} \end{cases} \quad (1.39)$$

Tässä beetasäteilyn maksimienergiaa on merkitty  $E$ :llä (MeV).

## 1.5 | Sähkömagneettinen säteily

Ionisoiva sähkömagneettinen säteily (gamma- ja röntgensäteily) on epä-suorasti eli välillisesti ionisoivaa säteilyä. Sen vuorovaikutus aineen kanssa tuottaa ionisoivia sekundaarihiukkasia.

Sähkömagneettinen säteily voi olla vuorovaikutuksessa ydintä tai elektroneja ympäröivän sähkömagneettisen kentän tai ydinvoimien aiheuttaman kentän kanssa. Vuorovaikutus voi olla absorptio tai elastinen tai epäelastinen sironta. Kuvassa 1.12 on esitetty säteilysuojelun kannalta merkittävät vuorovaikutukset ja niissä syntyvät hiukkaset.



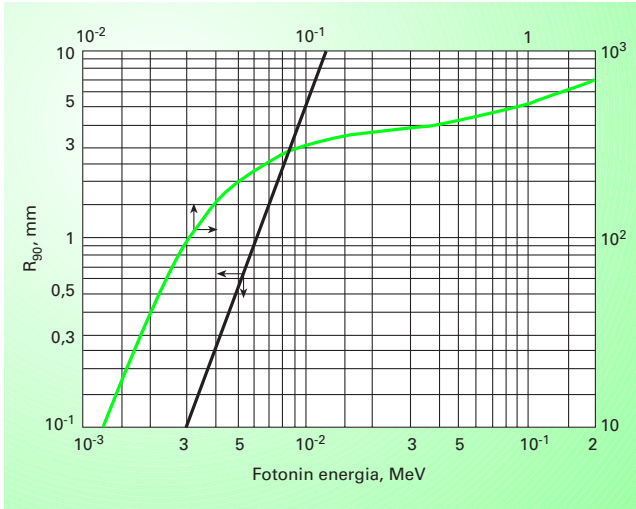
KUVA 1.12 Säteilysuojelun kannalta merkittävimmät fotonien vuorovaikutukset

### Klassinen sironta

Klassinen sironta (Rayleighin sironta) on fotonin elastista (koherenttia) sirontaa lujasti sitoutuneesta elektronista (elektroniverhosta). Sironnassa koko atomi ottaa vastaan rekyylienergian ja fotonin energia ei merkittävästi muutu. Suunnan muutokset ovat vähäisiä paitsi pienillä fotonin energioilla ja raskaissa aineissa. Tällä sironnalla on merkitystä vain raskaissa väliaineissa, kun fotonin energia on pieni (katso kuva 1.16). Sironnan vaikutusala on verrannollinen järjestysluvun neliöön.

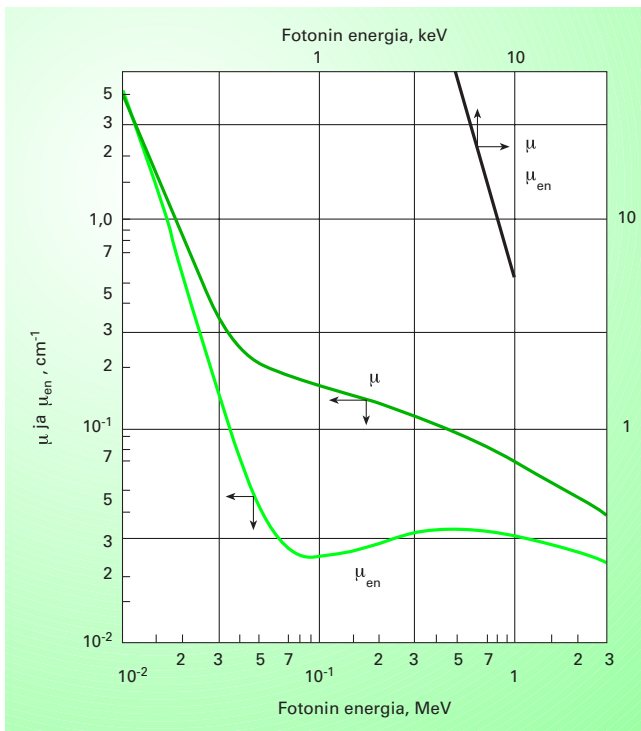
### Fotosähköilmiö

Fotosähköilmiössä fotoni luovuttaa koko energiansa atomin elektronille, joka sinkoutuu ulos atomista ja saa liike-energiakseen fotonin energian



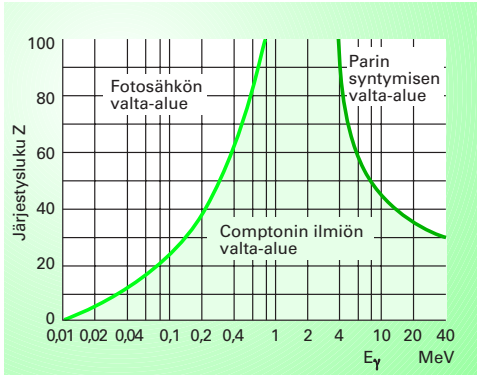
KUVA 1.13  $R_{90}$  vedessä fotonin energian funktiona

$R_{90}$  on pistelähdettä ympäröivän pallon säde, jonka sisälle 90 % lähteen säteilyenergiasta absorboituu. (Lähde: ICRU Report 32, 1979.)



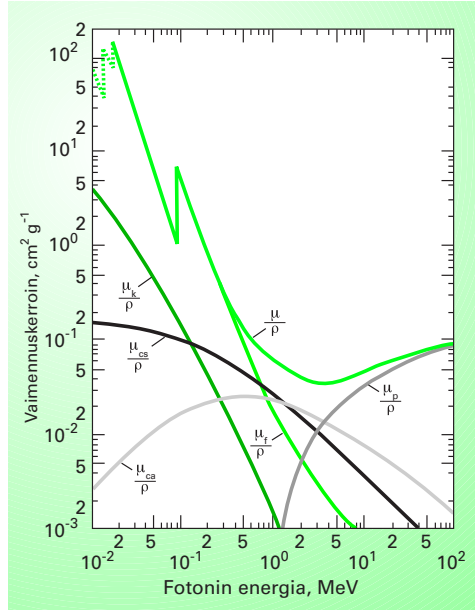
KUVA 1.14 Veden matkavaimennuskertoimen  $\mu$  ja energia-absorptiokerroin  $\mu_{en} = \mu_{tr}(1-g)$  fotonin energian funktiona

Tekijä  $g$  on jarrutussäteilyksi kuluva osuus. (Lähde: ICRU Report 32, 1979.)



**KUVA 1.15** Vallitseva vuorovaikutus fotonin energian ja väliaineen järjestysluvun funktiona

(Lähde: Marttila OJ, et al. Säteily, sen käyttö ja valvonta, Helsinki: Tammi, 1971)



**KUVA 1.16** Lyijyn massavaimennuskerroin  $\mu/\rho$  ja sen eri komponentit energian funktiona

Klassinen sironta k, Comptonin ilmiö: cs sironta, ca absorptio, fotosähköilmiö f, parinmuodostus p.

vähennettynä elektronin sidosenergialla. Fotoelektronit ovat pääasiassa tiukasti sitoutuneita atomin sisäkuorten (K, L, M) elektroneja, sillä liikemäärän säilyminen vaatii, että koko atomi ottaa vastaan rekyylienergian.

Elektronin jättämä aukko täyttyy ylempältä kuorelta siirtyvällä elektronilla, jolloin vapautuu karakteristisen röntgensäteilyn fotoneja tai varsinkin kevyillä aineilla augerelektroneja. Näiden energia (kuorten energiatasojen erotus) on niin pieni, että ne absorboituvat lähelle lähtöpaikkaansa.

Fotosähköilmiö on merkittävin vuorovaikutus pienillä energioilla (lyijyssä alle 0,6 MeV, kudosessa alle 30 keV). Sen vaimennuskerroin on verrannollinen tekijään  $Z^4 E^{-3,5}/A_1$ . Tämä makrovaikutusala riippuu siis erittäin voimakkaasti järjestysluvusta. Raskaat materiaalit ovatkin hyviä röntgen- ja gammasäteilyn absorbaattoreita.

Raskaissa aineissa fotosähköilmiön vaikutusalassa on teräviä hyppäyksiä tietyillä energioilla. Vaikutusala kasvaa voimakkaasti, kun fotonin energia ylittää L-absorptiorajan eli L-kuoren elektronien irrottamiseen tarvittavan energian. Vastaava hyppäys vaikutusalassa tapahtuu K-absorptiorajan kohdalla (katso kuva 1.16).

## Comptonin ilmiö

Comptonin ilmiössä fotoni siroaa löyhästi sitoutuneesta (sidosenergia paljon pienempi kuin fotonin energia) elektronista. Fotonin menettämä energia siirtyy elektronin liike-energiaksi. Energianmenetys riippuu sirontakulmasta ja fotonin alkuperäisestä energiasta ja se on suurin takaisinsironnassa (sirontakulma  $180^\circ$ ). Comptonin ilmiön makrovaikutusala pienenee energian funktiona ja on suoraan verrannollinen aineen elektronitiheyteen  $NZ = \rho N_A Z/M$ .

Comptonin ilmiön tuloksena on aina sekä sironneena jatkava fotoni, että elektroni, jonka energia absorboituu nopeasti väliaineessa. Sironneen säteilyn ja absorboituneen säteilyn suhteellista merkitystä voidaan kuvata sirontavaikutusosalalla  $\sigma_{cs}$  ja absorbtiovaikutusosalalla  $\sigma_{ca}$ .

Kuvassa 1.16 on esitetty Comptonin ilmiön massavaimennuskertoimet  $\mu_{cs}/\rho$  ja  $\mu_{ca}/\rho$  lyijyssä, jossa Comptonin ilmiö on merkittävin vuorovaikutusenergia-alueella 0,8–5 MeV. Kudoksessa tämä energiaväli on hyvin laaja: 0,06–20 MeV.

## Parinmuodostus

Kun fotonin energia ylittää arvon  $2m_e c^2 = 1,022$  MeV, ytimen voimakenttään joutunut fotoni voi hävitä. Sen energiasta syntyy elektroni ja positroni, joiden liike-energiaksi jää erotus  $E_\gamma - 2m_e c^2$ . Tämän vuorovaikutuksen täytyy tapahtua jonkin hiukkasen sähkömagneettisessa kentässä, jotta liikemäärä säilyisi. Parinmuodostuksen makrovaikutusala on verrannollinen tekijään  $Z^2/A$  ja karkeasti fotonien energian logaritmiin  $\log E$ . Lyijyn vaikutusala on esitetty kuvassa 1.16.

Parinmuodostuksessa syntyneet elektroni (negatoni) ja positroni menettävät energiaansa beetasäteilyn tavoin. Kun positroni on menettänyt tarpeeksi liike-energiaansa (yleensä lähes kaiken), se yhdistyy elektroniin, ja syntyy häviämissäteilyä. Parinmuodostuksen tuloksena on positronin ja elektronin liike-energian ( $E = 2m_e c^2$ ) absorboituminen väliaineeseen sekä kaksi vastakkaiseen suuntaan lähtevää 511 keV:n fotonia. Parinmuodostuksessa tapahtuu siis sekä energian absorptiota että säteilyn muuntumista. Parinmuodostus on tärkein vuorovaikutusmuoto suurilla energioilla, esimerkiksi lyijyssä yli 5 MeV:n ja kudoksessa (vedessä) yli 20 MeV:n energialla.

## Fotoydinreaktiot

Jos fotonin energia on tarpeeksi suuri, se voi ytimeen absorboituessaan aiheuttaa nukleonin irtoamisen. Tällaisilla fotoydinreaktioilla on nukleonien sidosenergiasta aiheutuva kynnysenergia, joka useimmilla teknisesti tärkeillä aineilla on 10–15 MeV. Joillakin aineilla, esimerkiksi  $^2\text{H}$ :lla,  $^9\text{Be}$ :lla ja  $^{13}\text{C}$ :lla, kynnysenergia on kuitenkin alle 5 MeV. Berylliumissa reaktio  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$  voi tapahtua jo 1,67 MeV:n energialla, joten se soveltuu neutronilähteeksi yhdessä sopivan gamma-aktiivisen nuklidin kanssa. Reaktio  $(\gamma, p)$ , jossa ytimeistä irtoaa protoni, on myös mahdollinen, mutta sen kynnysenergiat eri aineille ovat huomattavasti  $(\gamma, n)$ -reaktion kynnysenergioita suuremmat. Fotoydinreaktioiden vaikutusalat ovat hyvin pieniä verrattuna muihin vuorovaikutuksiin.

## Vuorovaikutusten yhteisvaikutus

Fotonien matkavaimennuskerroin  $\mu$  (tai  $\Sigma$ ) on verrannollinen vuorovaikutusten todennäköisyyteen. Kokonaisvaimennuskerroin on eri tapahtumien makrovaikutusalojen summa:

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p \quad (\text{m}^{-1}). \quad (1.40)$$

Tässä alaindeksi f tarkoittaa fotosähköilmiötä, c Comptonin sirontaa ja p parinmuodostusta. Primaarifotonien suihkun vaimenemisen ainekerroksen paksuuden funktiona voi laskea yhtälöstä (1.30). Jos väliainekerroksen paksuus halutaan ilmaista massana pinta-alayksikköä kohti, käytetään vastaavaa massavaimennuskerrointa  $\mu/\rho$ , joka on kokonaisvaimennuskerroin jaettuna väliaineen tiheydellä.

Vain fotosähköilmiössä fotoni absorboituu täysin; Comptonin sironnassa ja parinmuodostuksessa syntyy sironnutta fotonisäteilyä. Säteilysuojelussa kiinnostaa usein energian siirtyminen ja absorboituminen. Sen vuoksi määrittellään energian luovutuskerroin

$$\mu_{tr} = \mu_f + \mu_{ctr} + \mu_p \frac{E_\gamma - 1,022}{E_\gamma} \quad (\text{m}^{-1}), \quad (1.41)$$

jossa  $\mu_{ctr} = N\sigma_{ca}$  on Comptonin ilmiön energia-absorptiokerroin. Näin määritellyssä luovutuskertoimessa on mukana myös viritystilojen lauetessa fluoresenssisäteilyksi muuttuva osa energiasta. Energianluovutuksen massakerroin on energian luovutuskerroin jaettuna väliaineen tiheydellä ( $\mu_{tr}/\rho$ ). Energia-absorptiokerroin  $\mu_{en}$  ja energia-absorption massakerroin  $\mu_{en}/\rho$  saadaan vähentämällä energian luovutuskertoimesta ja energianluovutuksen

massakertoimesta varattujen sekundaarihiukkasten energiasta jarrutus-  
säteilyksi menevä osuus  $g$ , eli  $\mu_{\text{en}} = (1 - g) \cdot \mu_{\text{tr}}$  ja  $\mu_{\text{en}}/\rho = (1 - g) \cdot (\mu_{\text{tr}}/\rho)$ .  
Kuvassa 1.14 on esitetty matkavaimennuskerroin ja energia-absorptiokerroin  
vedessä fotonin energian funktiona.

Tärkeimpien vuorovaikutusten vaikutusalat (vaimennus- ja absorptioker-  
toimet) kasvavat järjestysluvun  $Z$  kasvaessa. Raskaimmat alkuaineet absorboi-  
vat siis tehokkaimmin fotonisäteilyä. Kun fotosähköilmiön vaikutusala on ver-  
rannollinen järjestysluvun neljanteen potenssiin ja parin muodostuksen vai-  
kutusalat järjestysluvun toiseen potenssiin, mutta Comptonin sironta vain ai-  
neen elektronitiheyteen, on selvää, että Comptonin ilmiön merkitys vähenee,  
kun  $Z$  kasvaa. Kuvassa 1.15 on esitetty vallitseva vuorovaikutus fotonin ener-  
gian ja väliaineen järjestysluvun funktiona.

Kuvassa 1.16 on esitetty eri vuorovaikutusten massavaimennuskertoimet ja  
kokonaisvaimennuskerroin lyijyssä. Muissa aineissa matkavaimennuskertoim-  
ille pätee

$$\begin{aligned}\mu_{\text{f}} &= 4,04 \cdot 10^{-7} \mu_{\text{f,Pb}} \cdot \rho Z^4 A_{\text{r}}^{-1} && (\text{cm}^{-1}), \\ \mu_{\text{c}} &= 0,223 \mu_{\text{c,Pb}} \cdot \rho Z A_{\text{r}}^{-1} && (\text{cm}^{-1}), \\ \mu_{\text{p}} &= 2,72 \cdot 10^{-3} \mu_{\text{p,Pb}} \rho Z^2 A_{\text{r}}^{-1} && (\text{cm}^{-1}).\end{aligned}\tag{1.42}$$

$\mu_{\text{f,Pb}}$ ,  $\mu_{\text{c,Pb}}$  ja  $\mu_{\text{p,Pb}}$  ovat lyijyn matkavaimennuskertoimia ( $\text{cm}^{-1}$ ),  $\rho$  aineen  
tiheys ( $\text{g cm}^{-3}$ ) ja  $A_{\text{r}}$  aineen suhteellinen atomimassa.

Sähkömagneettisen säteilyn ja aineen vuorovaikutuksissa energiaa sekä  
absorboituu että siroaa ja muuttuu häviämissäteilyksi. Edellä esitetyt vai-  
menemiskertoimet kuvaavat vain alkuperäisen fotonisuihkun vaimene-  
mistä. Niissä ei ole otettu huomioon sekundaarista säteilyä, jonka ener-  
gia- ja suuntajakaumat ovat erilaisia kuin alkuperäisessä fotonisuihkus-  
sa. Tämä on otettava huomioon säteilyannos- ja suojauslaskuissa (katso  
kirja 2 luku 8 ja kirja 3).

## 1.6 Neutronit

Neutroneilla ei ole sähkövarausta eikä siten Coulombin vuorovaikutuksia  
elektronien tai ytimien kanssa. Neutronisäteily tunkeutuu syvemmälle väliai-  
neeseen kuin varatut hiukkaset. Neutronien ja ytimien väliset ydinvoimat  
määräävät neutronien käyttäytymisen väliaineessa. Neutronien ja materian  
välillä voi olla myös sähkömagneettisia vuorovaikutuksia (neutronilla on mag-



neettinen momentti), mutta niillä ei ole merkitystä säteilysuojelun kannalta. Sen sijaan niitä voidaan käyttää hyväksi sovellettaessa neutronisäteilyä materiaalitutkimukseen.

Neutronien ja ytimien välisiä reaktioita ovat elastinen (kimmainen) ja epäelastinen (kimmoton) sironta, ydinreaktiot muun muassa  $(n,\gamma)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,2n)$  sekä fissio. Vaikka neutronit varauksettomina hiukkasina eivät aiheuta atomien ionisaatiota, voivat syntyvät varatut hiukkaset ja  $\gamma$ -kvantit sekä rekyylienergiaa saavat ytimet aiheuttaa atomien ionisaatiota ja virittymistä. Neutronisäteily on siis välillisesti ionisoivaa säteilyä.

Neutroni löydettiin huomattavasti myöhemmin kuin protoni, elektroni tai  $\alpha$ -hiukkanen. Vuonna 1930 Bothe ja Becker havaitsivat, että pommittaessa  ${}^9_4\text{Be}$ -ytimiä  $\alpha$ -hiukkasilla syntyy läpituokevaa säteilyä, jonka luultiin aluksi olevan gammasäteilyä. Vuonna 1932 Curie ja Joliot havaitsivat, että kyseinen säteily vapauttaa vetypitoisesta väliaineesta protoneja, joiden energiat eivät näyttäneet noudattavan energian ja liikemäärän säilymlakeja, jos kyseessä olisi ollut gammasäteily. Samana vuonna Chadwick osoitti, että ilmiö voidaan selittää siten, että reaktiossa vapautuu neutraali hiukkanen, jonka massa on suunnilleen sama kuin protonilla. Reaktio voidaan tällöin kirjoittaa muodossa  ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$ . Neutronin löytymisen jälkeen syntyi nykyinen kuva ytimen rakenteesta.

Neutronien ja ytimien vuorovaikutukset riippuvat voimakkaasti neutronien energiasta. Neutronit voidaan luokitella liike-energiansa perusteella esimerkiksi seuraavasti:

erittäin nopeat (relativistiset) neutronit	yli 10 MeV
nopeat neutronit	0,2–10 MeV
keskinopeat neutronit	0,1–200 keV
hitaat (epitermiset) neutronit	0,4–100 eV
termiset neutronit	0,003–0,4 eV
kylmät neutronit	alle 0,003 eV

Usein käytetään joistakin energia-alueista myös muita nimityksiä, muun muassa sen mukaan, millä energioilla jollakin reaktiotyyppillä on merkitystä. Esimerkiksi resonanssialueella tarkoitetaan energiaväliä noin 0,5–3 000 eV, jossa useilla tärkeillä nuklideilla on niin sanottujen resonanssireaktioita (vertaa kuva 1.18).

Keinotekoisien neutronisäteilyn lähteitä ovat ydinreaktorit, säteilyheräteiset neutronilähteet ja hiukkaskiihdyttimet, erityisesti niin sanotut

neutronigeneraattorit. Lisäksi neutroneja esiintyy kosmisessa säteilysä, ja niitä syntyy spontaanissa fissiona. Ydinreaktorien neutronit ovat peräisin fissioreaktioista, joissa syntyvien neutronien energia on noin 0,5–15 MeV.

Säteilyherätteiset neutronilähteet koostuvat yleensä  $\alpha$ -aktiivisesta lähteestä ja nuklidista, jonka ( $\alpha, n$ )-reaktion vaikutusala on suuri, tavallisimmin berylliumin isotoopista  $^9\text{Be}$  ("alfaneutronilähteet"). Suurienergiset, yli 2 MeV:n,  $\gamma$ -kvantit voivat aiheuttaa neutroneja tuottavia ( $\gamma, n$ )-reaktioita, esimerkiksi  $^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$  ja  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$  ("fotoneutronilähde"). Tiettyä gammaenergiaa vastaavat neutronit ovat tällöin yksienergisää. Neutronilähteenä voidaan käyttää myös keinotekoisia kalifornium-isotooppia  $^{252}\text{Cf}$ , jolla spontaanin fission osuus on noin kolme prosenttia kaikista hajoamisista.

Hiukkaskiihdyttimien käyttö neutronilähteenä perustuu varattujen hiukkasten aiheuttamiin ydinreaktioihin. Neutronigeneraattorit ovat suhteellisen pienikokoisia positiivisten ionien kiihdyttimiä. Kiihdytysjännite on yleensä välillä 100–500 kV. Runsain neutronituotto saadaan ampumalla deuteroneja tritiumkohtioon. Reaktiossa  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$  syntyy 14,1 MeV:n neutroneja. Hyvin suurienergisää neutroneja tuotetaan varsinaisilla hiukkaskiihdyttimillä.

## Elastinen sironta

Neutroneilla on syntyessään suhteellisen suuri energia. Väliaineessa liikkuessaan neutronit menettävät osan energiaansa eli ne hidastuvat. Hidastumisella on tärkeä merkitys sekä ydinreaktorien toiminnan että säteily-suojelun kannalta. Neutronien hidastuminen eli moderoituminen perustuu niiden sirontaan väliaineen ytimistä. Kun neutroni joutuu ytimen voimakenttään ja sen liiketila muuttuu, se luovuttaa osan liike-energiastaan ytimelle. Sironta voi olla joko elastista tai epäelastista. Elastisessa eli kimmoisessa sironnassa osa neutronin liike-energiasta voi siirtyä sirottavan ytimen liike-energiaksi, mutta kokonaisliike-energia ei muutu.

Klassisen mekaniikan avulla voidaan osoittaa, että hidastuminen on sitä tehokkaampaa, mitä kevyempi sirottava ydin on. Energianmenetys riippuu myös neutronin suunnanmuutoksesta: mitä suurempi suunnanmuutos, sitä suurempi energianmenetys. Vety-ytimeen törmätessään neutroni menettää keskimäärin puolet energiastaan, koska vety-ytimen ja neutronin massat ovat lähes samat. Alkuperäiseen suuntaansa jatkava neutroni

ei menetä energiaa lainkaan, kun taas neutroni, joka siroaa vety-ytimestä takaisin, vasten tulosuuntaansa, menettää koko liike-energiansa.

Jos neutronin liike-energia on  $E_1$  ennen sen elastista sirontaa ytimestä, jonka massaluku on  $A$ , ja sironnan jälkeen  $E_2$ , voidaan osoittaa, että  $E_2$ :n suurin mahdollinen arvo on  $E_{\max} = E_1$  ja pienin mahdollinen arvo on

$$E_{\min} = \alpha E_1, \quad (1.43)$$

missä

$$\alpha = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2. \quad (1.44)$$

Jos sironta massakeskipistekoordinaatistossa on isotrooppista eli yhtä todennäköistä kaikkiin suuntiin, kuten usein voidaan olettaa, neutronin energia sironnan jälkeen on keskimäärin

$$\bar{E}_2 = \frac{1}{2}(\alpha + 1)E_1. \quad (1.45)$$

Taulukossa 1.3 on hidastumiskykyä kuvaavia suureita eräille ytimille. Nähdään, että kevyet alkuaineet hidastavat neutroneja tehokkaasti, kun taas neutronin törmätessä raskaaseen ytimeen, esimerkiksi  $^{238}\text{U}$ :aan, on energian menetys erittäin vähäistä.

Neutronin hidastuminen jatkuu, kunnes se absorboituu väliaineeseen, karkaa tarkasteltavasta kohteesta tai joutuu termiseen tasapainoon väliaineen atomien kanssa. Termisessä tasapainossa neutronien ja väliaineen atomien energia noudattaa samaa Maxwellin jakaumaa. Hidastuminen termiseksi kestää tyypillisesti alle yhden millisekunnin. Termisellä alueella väliaineen atomien liike-energia saattaa olla suurempi kuin hitaimpien neutronien liike-energia. Tällöin neutronien energia voi sironnassa poikkeuksellisesti myös kasvaa ("ylössironta").

Alkuaine	Massaluku	$\alpha$	Törmäysten lukumäärä välillä 2 MeV - 1 eV
Vety	1	0	15
Deuterium	2	0,111	20
Hiihi	12	0,716	92
Happi	16	0,779	121
Uraani	238	0,983	1700

**TAULUKKO 1.3** Ytimien moderointiominaisuuksia

Neutronin menettämä energia siirtyy elastisessa siroinnassa kokonaan ja epäelastisessa siroinnassa osittain sirottavan ytimen liike-energiaksi. Tämä rekyylienergia on yleensä suuri verrattuna atomien sidosenergioihin. Niinpä rekyyliydin pystyy aiheuttamaan jopa useita satoja sekundaaritaantumia väliaineessa. Niitä voivat olla muun muassa hilavirheiden muodostuminen metalleissa tai kemiallisten sidosten katkeaminen orgaanisessa aineessa. Siten myös neutronisäteily johtaa väliaineen ominaisuuksien muuttumiseen, esimerkiksi metallien ja muovien haurastumiseen.

## Epäelastinen sironta

Epäelastisella (kimmottomalla) siroinnalla eli  $(n,n')$ -reaktiolla tarkoitetaan törmäystä, jossa osa neutronin liike-energiasta kuluu ytimen siirtämiseen viritystilaan. Neutronin osuessa kohdeyttimeen muodostuu virittynyt välydin. Tämä hajoaa välittömästi lähettämällä neutronin, jonka energia  $E_2$  (massakeskipistekoordinaatistossa) on pienempi kuin tulevan neutronin energia  $E_1$ . Energiaerotus jää ytimen viritysenergiaksi. Viritystila laukeaa siten, että ytimestä lähtee gammakvantti, jonka energia on  $E_\gamma = E_1 - E_2$ . Jotta epäelastinen sironta olisi mahdollista, täytyy tulevan neutronin liike-energian olla suurempi kuin kohdeytimen alin viritysenergia. Epäelastisen siroinnan kynnyenergia ja siten myös siroinnassa syntyvien gammakvanttien energiat ovat raskaille ja keskiraskaille ytimille tyypillisesti 0,1–1 MeV ja keveille ytimille muutamia MeV, esimerkiksi  $^{16}\text{O}$ :n tapauksessa 6 MeV. Koska tavallisen vedyn  $^1\text{H}$  ytimellä ei ole viritystiloja, ei epäelastinen sironta vedystä ole mahdollista.

Hyvin pienillä energioilla voi esiintyä epäelastista sirontaa molekyyliin sitoutuneen atomin ytimestä, jolloin voi tapahtua muutoksia rotaatio- tai vibraatiotiloissa, ja neutronin energia voi pienentyä tai kasvaa. Jos neutronin energia on vähintään muutamia elektronivolteja, ytimelle siirtyy törmäyksessä niin paljon energiaa, että sitä voidaan pitää vapaana.

Yleensä elastinen sironta hallitsee neutronien hidastumista keveistä alkuaineista koostuvassa väliaineessa, esimerkiksi kudoksessa. Raskaissa väliaineissa epäelastinen sironta voi olla hallitsevaa, ja säteilysuojelussa pitää ottaa huomioon myös syntyvä gammasäteily. Epäelastisessa siroinnassa voi syntyä pitkäikäisiä isomeerisiä tiloja, joiden lauetessa aineesta lähtee viivästyneesti säteilyä.

## Aktivoitumisreaktiot

Neutronin ja ytimen vuorovaikutus voi johtaa myös siihen, että ydin sieppaa neutronin, ja syntyvä viritetty väliydin laukeaa jollain muulla tavalla kuin emittoimalla yhden neutronin. Tällaisia ns. absorptioreaktioita on useaa tyyppiä, mm. säteilevä kaappaus  $(n, \gamma)$ ,  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,2n)$  sekä fissio.

Säteilevässä kaappauksessa neutronisieppauksen tuloksena syntynyt väliydin laukeaa lähettämällä yhden tai useampia  $\gamma$ -kvantteja. Reaktiossa syntyvä ydin on samaa alkuainetta kuin kohtio, mutta massaluvultaan yhtä raskaampi isotooppi. Reaktiotuotteet ovat usein radioaktiivisia, sillä kaapatesaan neutronin ydin siirtyä kauemmaksi nuklidien stabiiliuskäyrästä (kuva 1.4). Joissain kaappausreaktioissa, esimerkiksi  $^{155}\text{Gd}(n,\gamma)^{156}\text{Gd}$ , syntynyt ydin on stabiili.

$(n, \gamma)$ -reaktion vaikutusala riippuu yleensä voimakkaasti neutronin energiasta ja se on usein  $1/v$ -tyyppiä tai resonanssityyppiä.  $1/v$ -vaikutusala tarkoittaa sitä, että vaikutusala  $\sigma(E)$  pienenee kääntäen verrannollisesti neutronin nopeuteen eli

$$\sigma_{1/v}(E) = \sigma_0 v_0 / v = \sigma_0 \sqrt{E_0 / E}, \quad (1.46)$$

missä  $\sigma_0$  on nopeutta  $v_0$  vastaava vaikutusala  $\sigma(v_0)$ . Usein vertailuvaikutusalanana  $\sigma_0$  käytetään nopeutta  $v_0 = 2\,200$  m/s eli  $E_0 = 0,0253$  eV vastaavaa arvoa  $\sigma(2\,200)$  (neutronien spektrinen kertymänopeus on suurimmillaan lämpötilassa  $20^\circ\text{C}$ , jossa lämpöliikkeen energia on  $0,0253$  eV). Useiden reaktioiden vaikutusalan energiariippuvuuden kuvaajassa on yksi tai useampia selviä, kapeita piikkejä. Nämä absorptiomaksimit, resonanssimaksimit, vastaavat neutronienergian arvoja, joilla neutronin absorptio ytimeen aiheuttaa ytimen siirtymisen viritystilaan. Resonanssienergioiden alue ulottuu vajaan elektronivoltista kiloelektronivoltteihin. Resonanssialueen alapuolella näiden reaktioiden vaikutusala on usein  $1/v$ -tyyppiä (kuva 1.18).

$(n, \gamma)$ -reaktiossa syntyneiden  $\gamma$ -kvanttien kokonaisenergia on tyypillisesti välillä  $5\text{--}8$  MeV, vedyllä kuitenkin vain  $2,2$  MeV. Kaappausgammoilla on gammasäteilyn tavallisia vuorovaikutuksia väliaineen kanssa, ja ne on otettava huomioon säteilysuojelussa. Lisäksi ydin saa yhden  $\gamma$ -kvantin emissiossa yhtälön (1.8) mukaisen rekyylienergian, joka voi olla suuruudeltaan useita elektronivolteja. Tämä riittää hilavirheiden syntymiseen tai kemiallisten sidosten katkaisemiseen. Myös radioaktiivisten reaktiotuotteiden vaikutus on otettava huomioon.

On melko harvinaista, että hitaan neutronin absorptio johtaa varatun hiukkasen emissioon, sillä varatun hiukkasen pitää saada riittävästi energia Coulombin vallin ylittämiseen. Todennäköisimpiä nämä reaktiot ovat keveimmissä nuklideissa, joiden Coulombin vallit ovat matalimmat. Esimerkiksi reaktioissa  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  ja  $^6\text{Li}(n,p)^6\text{Be}$  syntyvä sekundaarisäteily on voimakkaasti ionisoivaa.

Nopeat neutronit voivat aiheuttaa kynnysreaktioita, joiden vaikutusala kasvaa nopeasti tietyn kynnysenergian kohdalla ja pysyy sitten likimäärin vakiona tai laskee hitaasti.  $(n,\alpha)$ - ja  $(n,p)$ -reaktioiden kynnysenergia on yleensä muutamia megaelektronivoltteja. Tällaiset varattujen hiukkasten tuottoreaktiot ovat suurilla energioilla yleensä todennäköisempiä kuin  $(n,\gamma)$ -reaktio. Noin 10 MeV:n energioilla alkaa esiintyä myös  $(n,2n)$ - ja  $(n,np)$ -reaktioita ja vielä suuremmilla energioilla reaktioita  $(n,3n)$ ,  $(n,2np)$  ja niin edelleen.

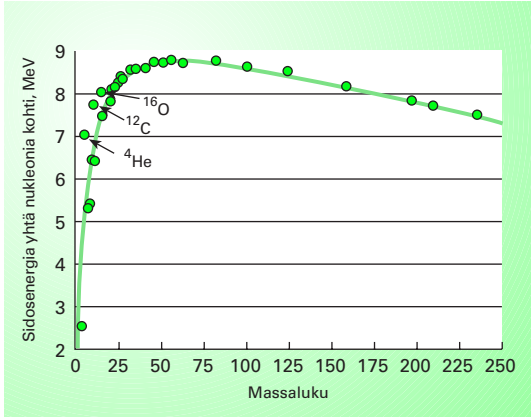
Aktivoitumisen ja säteilysuojelun kannalta  $(n,\gamma)$ -reaktiot ovat ydinreaktoireissa merkittävämpiä kuin kynnysreaktiot. Reaktoriteknikassa on kuitenkin eräitä tärkeitä kynnysreaktioita, mm.  $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ , jossa syntyvä  $^{16}\text{N}$  on  $\beta^-$ -aktiivinen,  $T_{1/2} = 7$  s. Se lähettää hajotessaan erittäin läpitunkevaa gammasäteilyä (6,1 ja 7,1 MeV).  $^{16}\text{N}$ -nuklidia syntyy ydinreaktoireissa jäähdytteenä käytetyn veden happiytimistä, ja se ehtii kulkeutua veden mukana reaktorin jäähdytyspiirin putkistoon, josta säteilyä tunkeutuu putkien seinämien läpi laitostiloihin.

Laskettaessa reaktiotuotteiden aktiivisuuksia tulee käyttää joko spektristä hiukkaskertymänopeutta ja vaikutusalaa tai kokonaiskertymänopeutta ja asianmukaisella spektrisellä kertymänopeudella painotettua keskimääräistä vaikutusalaa (katso kohta 1.3).

## Fissio

Eräissä raskaissa nuklideissa neutroni voi aiheuttaa fission, jossa ydin halkeaa kahdeksi keskiraskaaksi ytimeksi ja samalla vapautuu muutamia neutroneja. Koska keskiraskailla ytimillä on enemmän sidosenergiaa nukleonien kohti kuin raskailla ytimillä (kuva 1.17), vapautuu fissioreaktiossa myös energiaa.

Jotta fissio olisi mahdollinen, täytyy neutronikaappauksessa syntyvän väliytimen virityksen energia olla ainakin 4–6 MeV. Muutamissa nuklideissa absorboituvan neutronin sidosenergia on suurempi kuin fission kynnysenergia. Tällöin hidas (terminen) neutroni voi aiheuttaa fission.

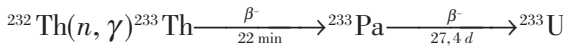


**KUVA 1.17 Ytimen sidosenergia yhtiä nukleonia kohti massaluvun funktiona**

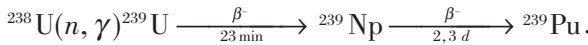
Käyrästä havaitaan, että keskiraskailla ytimillä on suurin sidosenergia.

Tällaisia nuklideja ovat muun muassa  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  ja  $^{239}\text{Pu}$ . Näissä ytimissä on parillinen määrä protoneja, mutta pariton määrä neutroneja. Kaapattu neutroni voi muodostaa parin ytimen parittoman neutronin kanssa, jolloin vapautuva pariutumisenergia on käytettävissä ytimen viritukseen. Eräissä muissa tapauksissa, esimerkiksi  $^{238}\text{U}$ :ssa, fission voi aiheuttaa vain nopea neutroni, eli kaapatun neutronin sidosenergian lisäksi tarvitaan vähintään noin yksi MeV kineettistä energiaa, jotta väliytimen viritysenergia ylittäisi fission kynnyksen.

Nuklideja, joissa voi tapahtua fissioreaktio, sanotaan fissio- eli halkeamiskelpoisiksi. Fissiilit nuklidit ovat nuklideja, joissa terminen neutroni voi aiheuttaa fission. Ydinreaktoreissa käytettävät fissiilit nuklidit ovat luonnossa esiintyvä  $^{235}\text{U}$ , jota on noin 0,72 % luonnonuraanista, ja keinotekoiset  $^{233}\text{U}$  ja  $^{239}\text{Pu}$ , joita syntyy reaktioissa



ja



Nuklideja, joista saadaan neutronikaappauksen kautta fissiilejä nuklideja, sanotaan fertiileiksi.

Fissioreaktiossa vapautuu neutroneja ja runsaasti energiaa. Neutronien vapautumisen ansiosta on mahdollista saada aikaan itseään ylläpitävä hallittu ketjureaktio, johon ydinreaktorin toiminta perustuu.

Yhdessä fissiossa vapautuu energiaa noin 200 MeV. Sen jakautuminen eri säteilylajien ja fissiotuotteiden kineettisen energian kesken  $^{235}\text{U}$ :n fissiossa on esitetty taulukossa 1.4.

Fissio ei yleensä ole symmetrinen: syntyvillä fissiotuotteilla on jonkin verran erisuuret massat. Raskaiden ytimien, kuten uraanin, neutronien ja protonien suhde  $N/Z \approx 1,55$ , kun taas keskiraskaiden stabiilien ytimien

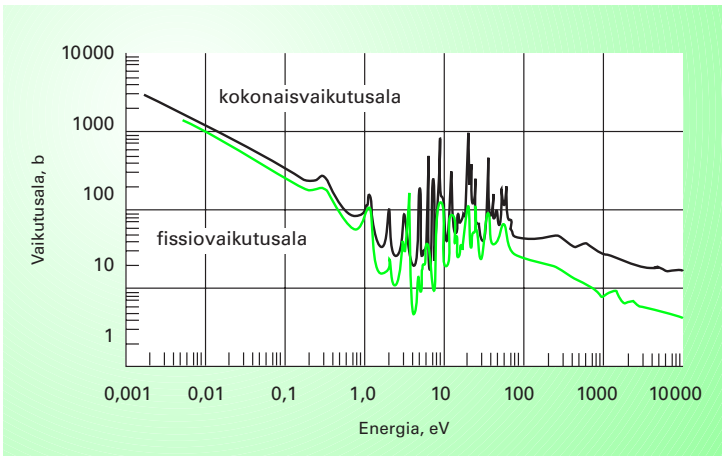
**TAULUKKO 1.4 Fissiossa vapautuvan energian jakautuminen**

Vapautuva energia absorboituu pääosin lämpönä reaktorin materiaaleihin lähellä fission tapahtumapaikkaa, mutta neutriinoiden energia ja osa gammasäteilyn energiasta karkaa reaktorista. Tätä energianhukkaa korvaa muissa ydinreaktioissa kuin fissioissa vapautuva energia, joten yhdestä fissiosta saatavalle lämpöenergialle käytetään yleensä likiarvoa 200 MeV. Tämä energia on useita kertalukuja suurempi kuin kemiallisissa palamisreaktioissa vapautuva energia, 3–10 eV atomia kohti. Ero on noin miljoonakertainen massayksikköä kohti.

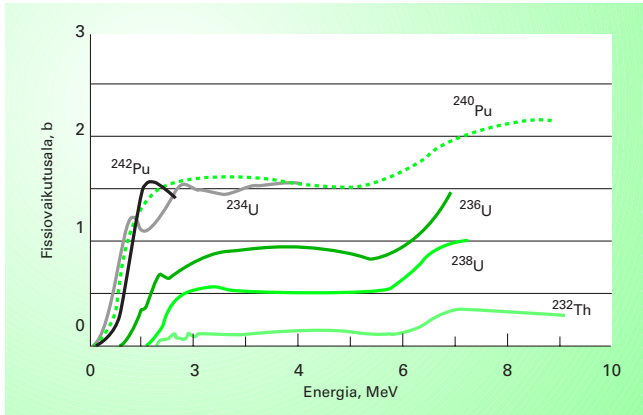
	MeV
Fissiotuotteiden liike-energia	167
Fissioneutronien liike-energia	5
Fissiossa syntyvän gammasäteilyn energia	7
Fissiotuotteiden beetasäteilyn energia	5
Beetahajoamisen neutriinoiden energia	11
Fissiotuotteiden gammasäteilyn energia	5
Kokonaisenergia	200

$N/Z \approx 1,30$ . Vaikka fissioreaktioissa vapautuukin keskimäärin noin 2,5 neutronia fissiota kohti, ovat useimmat fissiotuotteet liian neutronipitoisia ollakseen stabiileja, ja huomattava osa niistä on sen takia  $\beta^-$ -aktiivisia. Hajoamisessa niiden neutroniluku pienenee ja protoniluku kasvaa, joten ne lähestyvät stabiiliuskäyrää. Eräiden lyhytikäisten fissiotuotteiden hajoamisessa vapautuu neutroneja. Näillä niin sanotuilla viivästyneillä neutroneilla on tärkeä merkitys ydinreaktoreiden säädössä (katso kirja 5).

Fissiilien nuklidien fissiovaikutusalat ovat termisten energioiden alueella yleensä kääntäen verrannolliset neutronin nopeuteen. Suuremmilla energioilla vaikutusaloille on tunnusomaista suuri määrä resonanssiipikejä (kuva 1.18). Pelkästään nopeilla neutroneilla fissioituvilla nuklideilla, esimerkiksi  $^{238}\text{U}$ :lla, on kynnystyyppinen fissiovaikutusala (kuva 1.19).

**KUVA 1.18  $^{235}\text{U}$ :n kokonaisneutronivaikutusala ja fissiovaikutusala**





**KUVA 1.19 Eräiden nuklidien kynnystyyppinen fissionivaikutussala**

Harvinaisissa tapauksissa fissiossa voi syntyä kahden ytimen sijasta myös kolme ydintä, jolloin fissio on ternaarinen. Tällöin yksi fissiotuote on tritiumydin ja muut kaksi keskiraskaita ytimiä kuten tavanomaisessa binaarisessa fissiossa. Esimerkiksi  $^{235}\text{U}$ :ssa yksi fissio noin 100 000:sta on ternaarinen.

**ESIMERKKI 1.4**

Fissiotuotteena voi syntyä saman alkuaineen isotooppeja, joilla on eri puoliintumisaika. Koska eri isotoopit kulkeutuvat ja käyttäytyvät kemiallisesti samalla tavalla, aktiivisuuksien suhde tietyssä paikassa riippuu siitä, kuinka kauan fissiotuotteiden syntymisestä on kulunut. Isotooppisuhteiden perusteella voidaan tehdä päätelmiä radioaktiivisten päästöjen alkuperästä. Esimerkiksi ydinräjäytyksissä isotooppisuhteet ovat erilaisia kuin reaktoripäästöissä. Johda isotooppisuhteiden lauseke.

Jos alkuaineen kahta isotooppia syntyy vain suoraan fissiossa eikä niitä merkittävästi pala neutroniabsorptiossa, voidaan ytimien lukumäärille  $N_i(t)$  säteilytysajan  $t$  jälkeen kirjoittaa differentiaaliyhtälö

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_i F - \lambda_i N_i,$$

jonka ratkaisu on

$$N_i(t) = \gamma_i F (1 - e^{-\lambda_i t}) / \lambda_i$$

Tässä  $\lambda_i$  on isotoopin  $i$  hajoamisvakio,  $\gamma_i$  on isotoopin  $i$  fissiotuotto, eli yhdessä fissiossa syntyy keskimäärin  $\gamma_i$   $i$ -tyypin ydintä.  $F$  on fissioiden lukumäärä aikayksikköä kohti.

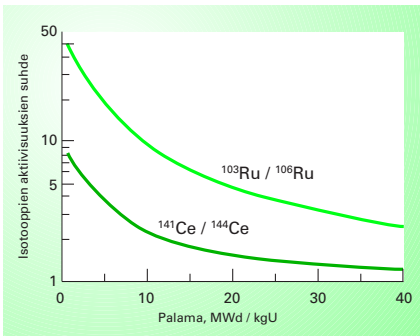
Aktiivisuuksien suhteelle saadaan lauseke

$$\frac{A_1(t)}{A_2(t)} = \frac{\lambda_1 N_1(t)}{\lambda_2 N_2(t)} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{1 - e^{-\lambda_2 t}}$$

Käytännössä tilanne on tätä monimutkaisempi muun muassa sen takia, että reaktorin käytön aikana syntyy fissiliä  $^{239}\text{Pu}$ :ia, joka fissioituu eri tavalla kuin  $^{235}\text{U}$ . Toisaalta myös polttoaineen teho ja fissionopeus vaihtelevat ajan mukana.

Isotooppisuhteet voidaan laskea tarkasti tietokoneohjelmilla. Ajan sijasta polttoaineen käyttöikää kuvataan yleensä palamalla, joka kertoo kuinka paljon lämpöenergiaa polttoaine on tuottanut uraanin massayksikköä kohti. Palaman tavallisin yksikkö on MWd/kgU.

Kuvassa 1.20 on esitetty kaksi tietokonelaskun tuloksena saatua isotooppisuhdetta palaman funktiona Loviisan painevesireaktoreille. Yllä esitetty yksinkertainen käsin lasku antaisi suunnilleen saman  $^{141}\text{Ce}/^{144}\text{Ce}$ -isotooppisuhteen, koska nuklidien tuotto  $^{235}\text{U}$ :n ja  $^{239}\text{Pu}$ :n fissiossa on lähes sama. Suhteelle  $^{103}\text{Ru}/^{106}\text{Ru}$  käsin lasku antaisi aivan virheellisen tuloksen. Lasketut suhteet koskevat tilannetta reaktorin sydämessä. Jos päästön ja isotooppisuhteen mittauksen välillä on kulunut merkittävästi aikaa, on tulosten tulkinnassa otettava huomioon isotooppien eripituiset puoliintumisajat.



**KUVA 1.20** Aktiivisuussuhteet  $^{103}\text{Ru}/^{106}\text{Ru}$  ja  $^{141}\text{Ce}/^{144}\text{Ce}$  palaman funktiona

Suhteet on laskettu Loviisan reaktorien polttoaineelle (keskimääräinen tehoteiheys 38,5 kW/kgU).

## 1.7 | Suurenergiailmiöitä

Suurenergiailmiöt ovat säteilysuojelussa yhä merkittävämpiä, koska esimerkiksi hiukkaskiihdyttimien käyttö yleistyy ja niissä saavutetaan aikaisempaa suurempia energioita. Toisaalta kosminen säteily ja sen tuottama

sekundaarisäteily aiheuttavat jonkin verran säteilyannoksia lentoliikenteessä ja myös avaruuslennoilla. Kun hiukkassäteilyn energia ylittää selvästi nukleonin sidosenergian, noin 10 MeV, vaihtoehtoisten reaktioiden määrä ja kussakin reaktiossa vapautuvien sekundaarihiukkasten lukumäärä lisääntyvät. Coulombin vallin suhteellinen merkitys vähenee, joten erot protonien ja neutronien käyttäytymisen välillä pienenevät.

Kun tulevan säteilyn energia ylittää riittävästi hiukkasten lepomassaa vastaavan energian, voi tulevien hiukkasten ja ytimien nukleonien välisissä reaktioissa syntyä uusia hiukkasia. Jos näiden energia riittää uusien suurenergiareaktioiden aiheuttamiseen, voi esiintyä kaskadi-ilmiöitä, joissa yksi primaarihiukkanen aiheuttaa useita sukupolvia sekundaarihiukkasia.

## Hadronikaskadi

Hadronit ovat hiukkasia, joilla on vahvoja vuorovaikutuksia. Tärkeimpiä näistä hiukkasista ovat protoni, neutroni, pionit ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) ja kaonit ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ). Kun suurienerginen hadronisäteily, esimerkiksi protonisuihku, osuu materiaan, voi esiintyä useita eri vuorovaikutuksia. Coulombin vuorovaikutuksella ja elastisella sironnalla on suhteellisen vähän merkitystä, ja kaskadin kehittyminen määräytyy epäelastisten vuorovaikutusten perusteella.

Suurienerginen hadronin ja ytimen välisessä reaktiossa voidaan erottaa kaksi vaihetta. Aluksi tapahtuvassa nopeassa vaiheessa ("knock-on") tuleva hadroni on vuorovaikutuksessa ytimen nukleonien kanssa ikään kuin ne olisivat vapaita. Törmäyksissä osa tulevan hadronin liike-energiasta voi kulua uusien hadronien luomiseen. Näin syntyneillä hadroneilla on pienempi energia kuin primaarihadroneilla, mutta ne voivat kuitenkin tuottaa uusia sekundaarihiukkasia vuorovaikutuksissa toisten ytimien kanssa, jolloin kehittyy internukleaarinen eli ytimenvälinen kaskadi. Toisaalta tuleva hadroni voi aiheuttaa ytimen sisällä nukleonien törmäyksiä. Tämän niin sanotun intranukleaarisen eli ytimensisäisen kaskadin seurauksena muutamia nukleoneja voi sinkoutua ulos ytimestä.

Kun intranukleaarinen kaskadivaihe päättyy, ydin jää voimakkaasti virityneeseen tilaan, jossa sen nukleonien liike-energiat ovat tasapainossa. Hadronin ja ytimen välisen reaktion toinen vaihe on evaporaatio- eli höyrystymisvaihe, jossa ytimen viritystila laukeaa siten, että siitä irtoaa ("höyrystyy") nukleoneja. Höyrystymisvaiheessa nukleonien energiat ovat suhteellisen pieniä "knock-on"-vaiheeseen verrattuna, tyypillisesti

kymmenisen megaelektronivolttia. Intranukleaarinen kaskadi ja evaporaatio selittävät myös yli 50 MeV:n energioilla esiintyvät spallaatioreaktiot, joissa ydin menettää suuren määrän nukleoneja.

Hadronikaskadissa syntyy myös neutraaleja pioneja, jotka hajoavat lähes välittömästi kahdeksi suurenergiseksi  $\gamma$ -kvantiksi. Siten hadronikaskadiin kytkeytyy sähkömagneettinen kaskadi. Kaskadissa syntyvät kaonit ja varauksiset pionit puolestaan tuottavat hajotessaan myoneja, joiden kantama väliaineessa on erittäin pitkä.

Hadronikaskadi on merkittävä ilmiö yli 10 GeV:n primaarienergioilla, sillä protonituottoon vaaditaan vähintään 5,4 GeV:n energia. Suurissa hiukkaskiihdyttimissä saavutetaan useiden satojen GeV:ien energia. Kun hiukkasten energia kaskadissa alittaa pionien tuottoon tarvittavan energian, noin 300 MeV, loppuu uusien hiukkasten syntyminen. Välillä 50–300 MeV kaskadin kehittyminen voi vielä jatkua intranukleaarisessa kaskadissa emittoituvien nukleonien ansiosta. Alle 50 MeV:n hiukkaset eivät enää merkittävästi jatka kaskadia, mutta niillä on suuri vaikutus väliaineen energia-absorptioon ja aktivoitumiseen.

Hadronikaskadeja esiintyy muun muassa suurenergisten protonikiihdyttimien suihkun osuessa kohtioon tai kiihdyttimen rakenteisiin. Kaskadi-ilmiötä voidaan käyttää apuna fysikaalisessa tutkimuksessa, esimerkiksi hiukkasten tuottamisessa ja niiden havaitsemisessa. Kaskadi on otettava huomioon säteilysuojelussa, koska se voi synnyttää hetkellisesti hyvin voimakkaan säteilykentän ja toisaalta aktivoida materiaaleja. Ulkoavaruudesta tuleva kosminen säteily aiheuttaa ilmakehässä hadronikaskadeja, joilla on merkittävä vaikutus luonnonsäteilyyn, luonnollisten radionuklidien syntyyn sekä ilmakehän ionisaatioon. Hadronikaskadi aiheuttaa myös materiaalin aktivoitumista avaruudessa.

## Sähkömagneettinen kaskadi

Kun suurenerginen elektroni ( $> 1$  GeV) osuu kohtioon, energian menetys tapahtuu pääasiassa jarrutussäteilynä. Syntyvien fotonien energia on tyypillisesti muutamia kymmeniä megaelektronivolteja ja niiden todennäköisin vuorovaikutus on parinmuodostus. Siinä syntyvät elektronit ja positronit aiheuttavat uudelleen jarrutussäteilyä ja tämä edelleen parinmuodostusta, mutta energian laskiessa myös Comptonin sironta alkaa olla merkittävää. Näin syntyvä sähkömagneettinen kaskadi jatkuu, kunnes primaarielektronin tuoma energia on kulutettu loppuun.

Sähkömagneettisessa kaskadissa voi esiintyä myös fotodydinreaktioita, joissa syntyy hadroneja. Nämä reaktiot ovat kuitenkin melko epätodennäköisiä, ja syntyvien hiukkasten energiat ovat melko pieniä. Tästä syystä kytkentä sähkömagneettisesta kaskadista hadronikaskadiin on yleensä heikko, kun taas toisin päin kytkentä on voimakas. Reaktioissa syntyvillä neutroneilla voi olla kuitenkin vaikutusta väliaineen aktivoitumiseen.

## KIRJALLISUUTTA

Alonso M, Finn E. Fundamental University Physics, Vol. III, Quantum and Statistical Physics, Reading, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1980.

Cember H. Introduction to Health Physics. New York: McGraw-Hill, 1996.

Chandra R. Introductory Physics of Nuclear Medicine, Malvern, Pennsylvania: Lea & Febiger, 1992.

Enge HA. Introduction to Nuclear Physics. Reading, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1979.

Glasstone S, Sesonske A. Nuclear Reactor Engineering, New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1981.

International Commission on Radiation Units and Measurements. Methods of Absorbed Dose in Clinical Use of Radionuclides. ICRU Report 32. Washington D.C., 1979.

International Commission on Radiation Units and Measurements. Radiation Quantities and Units. ICRU Report 33. Washington D.C., 1980.

International Commission on Radiation Units and Measurements. Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry. ICRU Report 51. Washington D.C., 1993.

International Commission on Radiation Units and Measurements. Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation. ICRU Report 60. Washington D.C., 1998.

L'Annunziata MF (ed.). Handbook of Radioactivity Analysis. New York: Academic Press, 1998.

Lederer CM, Shirley VS (eds.). Table of Isotopes, New York: John Wiley & Sons, Inc., 1978.

Marttila OJ, Isola A, Spring E, Vuorinen A. Säteily, sen käyttö ja valvonta, Helsinki: Tammi, 1971.

Marttila OJ. Säteilysuojelun käytäntö, Helsinki: Limes, 1989.

McKay H. Principles of Radiochemistry, London: Butterworths, 1971.

Sauter E. Grundlagen des Strahlenschutzes, München: Karl Thiemig Ag, 1983.

Evans RD. The Atomic Nucleus, York, Pa: McGraw Hill Book Company, 1955 / New York: Krieger Publishing Company, 1982.