

**SÄHKÖMAGNEETTINEN SÄTEILY  
JA SEN VUOROVAIKUTUS  
MATERIAN KANSSA**

**PRO GRADU -TUTKIELMA**

**HENRIK VAHTOLA**

**OULUN YLIOPISTO**

**FYSIKAALISTEN TIETEIDEN LAITOS**

**OULU 2000**

## **Alkusanat**

Kiitän professori Helena Akselaa ja professori Seppo Akselaa kannustavista ja hyödyllisistä ohjeista tutkielmani tekemisen eri vaiheissa ja yleensäkin fysiikan opintojeni edistämisestä.

Oulussa 1.11.2000

Henrik Vahtola

# SISÄLLYSLUETTELO

Tutkielman kuvallinen versio on lainattavissa Oulun yliopiston luonnontieteellisen tiedekunnan fysiikan ja matematiikan kirjastosta.

1. Johdanto	1
2. Sähkömagneettinen säteily ja sen dualistinen luonne	2
3. Sähkömagneettisen säteilyn spektri	5
3.1. Radioaallot	5
3.2. Mikroaallot	5
3.3. Infrapunasäteily	6
3.4. Näkyvä valo	6
3.5. Ultraviolettisäteily	7
3.6. Röntgensäteily	7
3.7. Gammasäteily	8
4. Atomin elektroniverho, virittyminen ja ionisaatio	9
4.1. Atomin elektroniverho	9
4.2. Atomin virittyminen ja viritystilän purkautuminen	11
4.3. Atomin ionisaatio	15
5. Näkyvän valon synty ja synnyttäminen	17
5.1. Näkyvän valon jatkuva emissiospektri	17
5.1.1. Kuumien kappaleiden emittoima näkyvä valo	17
5.1.2. Auringon säteilemä näkyvä valo ja muu sähkömagneettinen säteily	18
5.2. Näkyvän valon emissioviivaspektri	20
5.2.1. Näkyvän valon synty kaasutäytteisissä purkausputkissa	20
5.2.2. Revontulet	22
5.2.3. Fluoresenssi-ilmiössä syntyvä näkyvä valo	23

6. Ultraviolettisäteilyn synty ja synnyttäminen	25
7. Röntgensäteilyn synty ja synnyttäminen	27
7.1. Röntgenputken röntgensäteily	27
7.1.1. Jarrutussäteilyn syntymekanismi	28
7.1.2. Karakteristisen säteilyn syntymekanismi	30
7.2. Laservalon hyödyntäminen röntgensäteilyn synnyttämisessä	34
7.2.1. Laservalolla aikaansaatavat plasmaröntgensädelähteet	34
7.2.2. Röntgensädelaser	36
7.3. Muita röntgensäteilyn syntytapoja	37
7.4. Astrofysikaalinen röntgensäteily	37
7.4.1. Aurinko röntgensädelähteenä ja kosminen röntgensädeastronomia	37
7.4.2. Erilaisia kosmisen röntgensäteilyn syntymekanismieja	38
8. Synkrotronisäteily	41
9. Sähkömagneettisen säteilyn vuorovaikutus materian kanssa	45
9.1. Valosähköinen ilmiö	45
9.2. Röntgensäteilyn vuorovaikutus materian kanssa	47
9.2.1. Röntgensäteilykvantin aiheuttama ionisaatio	47
9.2.2. Röntgensäteilyn sironta	48
9.2.2.1. Yleistä	48
9.2.2.2. Thomson-sironta	49
9.2.2.3. Compton-sironta	52
9.2.3. Snelliuksen laki röntgensäteilylle	55
9.2.4. Röntgensäteilyn absorptio	55
9.2.4.1. Lineaarinen absorptiokerroin	55
9.2.4.2. Massa-absorptiokerroin	56
9.2.4.3. Röntgensäteilyn kantama	58
9.2.4.4. Röntgensäteilyn absorptio ilmassa	58
9.2.4.5. Väliaineen epähomogeenisuuden vaikutus röntgensäteilyn absorptioon	59
9.2.4.6. Röntgensäteilyn fysiologinen vaikutus	60

10. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö perus- ja soveltavassa tutkimuksessa	61
10.1. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö perustutkimuksessa	61
10.1.1. Elektronispektroskopia	61
10.1.2. Auger-elektronispektroskopia	65
10.1.3. Ionisaantispektroskopia	66
10.1.4. Koinsidenssimittaukset	67
10.2. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö lääketieteen tutkimuksessa	67
10.2.1. Röntgenkuvaus	67
10.2.2. Sepelvaltimokuvaus	69
10.2.3. Tietokonetomografia	70
10.2.4. Mammografia	70
10.2.5. Rintakasvaintutkimusten tutkiminen	71
10.2.6. Sädehoito	71
10.3. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö teknillisten sovellusten tutkimuksessa	72
10.3.1. Aineen makro- ja mikrorakenteen tutkiminen	72
10.3.2. Mikropiirien valmistus	73
10.3.3. Kiinteän aineen fysiikka, materiaalitieteet ja elektroniikka	75
11. Yhteenveto	76
Lähdeviitteet	78

## 1. Johdanto

Tutkielmassani käsitellään sähkömagneettisen säteilyn spektrin näkyvän valon, ultraviolettisäteilyn ja röntgensäteilyn syntyä ja vuorovaikutusta materian kanssa. Atomien elektroniset viritykset tapahtuvat näiden säteilylajien energia-alueella. Tässä tutkielmassa painottuu röntgensäteilyn ja materian välinen vuorovaikutus, koska röntgensäteily energettisenä säteilynä vuorovaikuttaa materian kanssa monipuolisesti ja nykyisillä laitteilla saadaan tuotettua energettistä röntgensäteilyä suhteellisen helposti, kuten luvuissa 7 ja 9 tullaan huomaamaan.

Luvuissa 2 ja 3 luodaan katsaus koko sähkömagneettisen säteilyn spektriin ja tarkastellaan sähkömagneettista säteilyä ja sen dualistista aalto- ja hiukkasluonnetta. Tietyt perusasiat, kuten atomin elektroniverhon rakenne ja atomin virittyminen, viritystilan purkautuminen ja ionisaatio, käydään läpi mahdollisimman havainnollisesti luvussa 4, koska niihin pohjautuvat monet sähkömagneettisen säteilyn syntyyn ja sähkömagneettisen säteilyn ja materian vuorovaikutukseen liittyvät ilmiöt. Näkyvän valon, ultraviolettisäteilyn ja röntgensäteilyn synty pohjautuu atomien viritystilojen purkautuessa emittoituvaan säteilyyn ja kiihtyvässä liikkeessä olevien varattujen partikkelien, kuten elektronien, emittoimaan säteilyyn. Näitä ilmiöitä käsitellään luvuissa 5, 6, 7 ja 8.

Luvussa 10 tarkastellaan sähkömagneettisen säteilyn käyttöä perustutkimuksessa, lääketieteessä ja teknillisissä sovelluksissa. Varastorenkasta saatava synkrotronisäteily on saavuttanut suuren suosion herättävänä säteilynä monien alojen tutkijoiden, erityisesti fyysikoiden, keskuudessa. Monia lääketieteen ja tekniikan menetelmiä voidaan kehittää synkrotronisäteilyn avulla. Synkrotronisäteilyä käsitellään luvussa 8.

Tutkielma on pyritty kirjoittamaan selkeästi ja yleistajuisesti, jotta se tavoittaisi mahdollisimman monta lukijaa. Tutkielmaa voi hyödyntää vaikkapa lukion atomifysiikan opetuksessa.

## 2. Sähkömagneettinen säteily ja sen dualistinen luonne

Valon luonteesta oli 1700-luvulla olemassa kaksi erilaista teoriaa. Englantilaisen fyysikon Isaac Newtonin klassilliseen mekaniikkaan nojautuen valoa pidettiin kimmoisten hiukkasten muodostamana virtana. Alankomaalaisen matemaatikon Christiaan Huygensin aalto-opin perusteella katsottiin, että valo etenee aaltoliikkeenä. Englantilainen fyysikko Thomas Young totesi 1800-luvun alussa valon interferenssin, minkä katsottiin lopullisesti osoittavan valon olevan luonteeltaan aaltoliikettä.

1800-luvun loppupuolella skotlantilainen fyysikko James Clerk Maxwell ja saksalainen fyysikko Heinrich Hertz osoittivat valon olevan sähkömagneettista säteilyä, joka sisältää energiaa. [1] Sähkömagneettisessa aaltoliikkeessä muuttuva sähkökenttä synnyttää magneettikentän ja muuttuva magneettikenttä synnyttää sähkökentän. Näin ollen muuttuva sähkökenttä ja muuttuva magneettikenttä indusoivat jatkuvasti toinen toisiaan sähkömagneettisen aallon kulkiessa eteenpäin ja kuljettaessa energiaa tyhjiössä.

Maxwell havaitsi, että on olemassa vain yksi sähkömagneettisen aaltoliikkeen nopeus, jolla aallon sähkö- ja magneettikenttä pysyvät balanssissa ja indusoivat jatkuvasti toinen toisiaan. [2] Tämä nopeus saadaan lausekkeesta:

$$v_{SM-aalto} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = c \quad (2.1)$$

missä  $\epsilon_0$  on sähkövakio eli tyhjiön permittiivisyys ( $\epsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ ),  $\mu_0$  magneettivakio

eli tyhjiön permeabiliteetti ( $\mu_0 = 1,25664 \cdot 10^{-6} \frac{N}{A^2}$ ) ja  $c$  on valon nopeus tyhjiössä

( $c = 2,99792458 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ ). [3] Sähkömagneettisen aallon nopeus tyhjiössä on siis sama kuin

tunnettu valon nopeus tyhjiössä. Tämä on ainoa nopeus, jolla tyhjiössä kulkiessaan sähkömagneettisen aallon energia pysyy vakiona. Tällöin se ei ota vastaan energiaa eikä se menetä energiaa: sähkömagneettisen aallon yksikäsitteinen nopeus pohjautuu energian säilymislakiin. Laskiessaan tätä nopeutta Maxwell käytti yhtälöissään hyväkseen vain vakioita, jotka oli saanut selville sähkö- ja magneettikenttiä koskeneissa laboratoriokokeissaan. Maxwell ei käyttänyt jo tunnettua valonnopeutta laskuissaan. Hän löysi valonnopeuden! Riippumatta

säteilyn taajuudesta sähkömagneettinen säteily etenee aina tyhjiössä nopeudella  $c$ . [4]

**Kuva 2.1. Sähkömagneettinen säteily on sähkö- ja magneettikentän poikittaista aaltoliikettä. [5]**

Vuonna 1900 saksalainen fyysikko Max Planck saavutti teorian ja koetulosten yhteensopivuuden olettamalla, että säteilevä kappale emittoi (lähettää) sähkömagneettista säteilyä vain epäjatkuvasti tietyn suuruisina energia-annoksina eli kvanteina. [6] Planck ei uskonut, että itse sähkömagneettinen säteily on kvantittunutta. [7] Vuonna 1905 saksalainen fyysikko Albert Einstein laajensi Planckin esittämää kvanttihypoteesia ja esitti, että taajuudella  $\nu$  värähtelevä sähkömagneettinen säteily on kvantittunut ja voi luovuttaa ja vastaanottaa energiaa vain kvanteina.

Sähkömagneettisella säteilyllä on aaltoluonne ja hiukkasluonne. Sähkömagneettinen säteily koostuu ”pienistä energiapaketeista” eli kvanteista, joiden energia  $E$  saadaan lausekkeesta:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.2)$$

missä  $h$  on Planckin vakio ( $h = 6,626076 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ ),  $\nu$  on säteilyn taajuus,  $\lambda$  on säteilyn aallonpituus ja  $c$  on valonnopeus tyhjiössä. Sähkömagneettisen säteilyn energiakvanttia nimitetään fotoniksi. Einsteinin esittämässä muodossa Planckin hypoteesi (lauseke (2.2)) on laki, jota sähkömagneettisen säteilyn ja hiukkasten kaikki atomaariset vuorovaikutusprosessit noudattavat. [8]

Yhtälö (2.2) antaa pienimmän mahdollisen energiamäärän, joka voidaan liittää sähkömagneettisen säteilyn aaltoon, jonka taajuus on  $\nu$ . Sähkömagneettinen säteily koostuu fotonivirrasta, ja kukin fotoni värähtelee taajuudella  $\nu$  ja sisältää energian  $h\nu$ .  $n$  fotonia sisältävän monokromaattisen säteilyn (säteily, jonka aalloilla on sama taajuus ja vaihe) fotonien



yhteenlaskettu energia on  $nh\nu$ . Säteilyn kvanttiteoria tarvitsee säteilyn aallonpituuden kuvailakseen säteilyn fotonin energian suuruutta. Fotonien määrä valoallossa kuvaa koko aallon kirkkautta, kun taas yhden yksittäisen fotonin energia riippuu aallon taajuudesta. [9], [10]

### 3. Sähkömagneettisen säteilyn spektri

Sähkömagneettisen säteilyn luokittelua sen aallonpituuden mukaan kutsutaan sähkömagneettisen säteilyn spektriksi. [11] Sähkömagneettisen säteilyn spektrin kirjo ulottuu radioaalloista, joiden taajuus voi olla vähemmän kuin  $10\text{ kHz}$ , gammasäteilyyn, jonka taajuus voi olla yli  $10^{24}\text{ Hz}$ . Sähkömagneettisen säteilyn spektrin laajuus on yli 20 kertalukua, kun tarkastellaan säteilyn taajuutta. Spektri jaetaan seitsemään osa-alueeseen säteilyn taajuuden mukaan. Käytännössä eri säteilylajit menevät hieman päällekkäin vierekkäisten säteilylajien kanssa. [12] Aurinko säteilee energiaa kaikilla sähkömagneettisen säteilyn spektrin kaistoilla, mutta intensiteetin maksimi on kapealla näkyvän valon alueella. [13]

**Kuva 3.1. Sähkömagneettisen säteilyn spektri. [14]**

#### 3.1. Radioaallot

Radioaaltojen aallonpituusalueena voidaan karkeasti pitää  $\lambda = 15\text{ cm} \dots 2000\text{ m}$ . [15] Radioaaltojen eri aallonpituusalueita kutsutaan aallonpituuden mukaan pitkiksi, keskipitkiksi tai lyhyiksi aalloiksi. Radioaaltoja syntyy sähköisten varausten värähtelyjen yhteydessä: niitä voidaan synnyttää laittamalla elektronit värähtelemään pitkin sähköä johtavaa antennia. [16] Radioaaltoja voidaan myös havaita antennien avulla, koska radioaallot aiheuttavat elektronien värähtelyä antenneissa. [17] Radioaaltoja on lähestulkoon kaikkialla ympäristössämme. Niitä käytetään viestintäaaltoina mm. radio- ja televisiolähetyksissä, NMT- ja GSM-puhelinverkoissa, tutkissa ja pidettäessä yhteyttä satelliitteihin.

#### 3.2. Mikroaallot

Mikroaallot esiintyvät likimain aallonpituusalueella  $\lambda = 1\text{ mm} \dots 15\text{ cm}$ . Myös mikroaallot syntyvät elektronien värähtelyjen seurauksena. Monet tietoliikennetyhteydet toimivat mikroaaltojen välityksellä. Mikroaaltoja käytetään hyväksi myös lääketieteessä esimerkiksi

syöpäsolujen tuhoamiseen. Kotitalouksissa käytettävissä mikroaaltouuneissa mikroaaltojen taajuus on noin 2450 MHz.

### 3.3. Infrapunasäteily

Infrapunasäteilyn (IR-säteily) eli lämpösäteilyn spektrin alue ulottuu noin aallonpituudesta 700 nm aallonpituuteen 1 mm. Infrapunasäteilyä syntyy molekyylien värähdellessä (vibraatio) ja pyöriessä (rotaatio). Me havaitsemme infrapunasäteilyn lämpönä. IR-säteilylle herkkää filmiä käytetään satelliiteissa geofysiikan tutkimuksessa. IR-säteilyä rekisteröiviä laitteita käytetään hyväksi myös lämpökameroissa (voidaan etsiä kadonneita ihmisiä) ja syöpätutkimuksessa (syöpäkasvaimet ovat lämpimämpiä kuin muu kudos).

### 3.4. Näkyvä valo

Likimain aallonpituusalueella  $\lambda = 400 \dots 700 \text{ nm}$  sijaitseva sähkömagneettinen säteily on ihmissilmälle näkyvää. Näkyvä valo kattaa siis hyvin pienen alueen sähkömagneettisen säteilyn koko spektristä. Näkyvästä valosta voidaan erottaa valon aallonpituudesta riippuvat eri värit seuraavasti: violetti (400–450 nm), sininen (450–520 nm), vihreä (520–560 nm), keltainen (560–600 nm), oranssi (600–625 nm) ja punainen (625–700 nm).

Tietyn aallonpituuden omaavaa näkyvää valoa voi syntyä atomeissa uloimmilla kuorilla atomien viritystilojen purkautuessa. Jatkuvan spektrin omaavaa näkyvää valoa (näkyvää valoa, joka sisältää kaikkia aallonpituuksia välillä 400–700 nm) syntyy kuumissa kappaleissa, joissa elektronit ovat kiihtyvässä liikkeessä satunnaisesti. Näkyvän valon syntymekanismeja käsitellään luvussa 5. Joissakin atomeissa sopivan aallonpituuden omaavan ultraviolettisäteilyn tai röntgensäteilyn absorptiota seuraa näkyvän valon emittoituminen. Tämä ilmiö on nimeltään fluoresenssi-ilmiö, josta kerrotaan tarkemmin luvussa 5.2.3. [18] Aistimaailmamme kannalta näkyvä valo ja muut sähkömagneettisen säteilyn lajit ovat varsin erilaisessa asemassa toisiinsa nähden: elollisilla olennoilla ei ole kykyä havaita kuin näkyvää valoa suoraan, ja tämän takia olemme muiden säteilylajien osalta täysin riippuvaisia erilaisista epäsuorista havaitsemismenetelmistä. [19]

### 3.5. Ultraviolettisäteily

Ultraviolettisäteilyn (UV-säteily) spektrin alue ulottuu likimain aallonpituudesta  $400\text{ nm}$  aallonpituuteen  $10\text{ nm}$ . Ultraviolettisäteilyä voi syntyä atomeissa uloimmilla kuorilla atomien viritystilojen purkautuessa. UV-säteilyä voidaan synnyttää UV-lampuissa, joita tarkastellaan lähemmin luvussa 6.

UV-säteily aiheuttaa ihon ruskettumisen. Jos UV-säteilylle altistuu liikaa, polttaa UV-säteily ihoa ja kudokseen voi tulla syöpäkasvain. Lasi absorboi UV-säteilyä ja suojaa siten auringon valon sisältämiltä UV-säteiltä. Ilmakehän otsoni absorboi alle  $300\text{ nm}$ :n aallonpituuden omaavat UV-säteet, mikä on yksi elämän ehdoista maapallolla. UV-säteilyä käytetään herättävänä säteilynä mm. fysiikan perustutkimuksessa. Lääketieteessä UV-säteilyn avulla voidaan antaa potilaalle sädehoitoa. Sädehoitoa tarkastellaan luvussa 10.2.6. [20]

### 3.6. Röntgensäteily

Röntgensäteilyn aallonpituusalueena voidaan karkeasti pitää  $\lambda = 10^{-2} \dots 10^2\text{ nm}$ . Fysiikan kansainvälisessä kirjallisuudessa röntgensäteilyn aallonpituudet ilmoitetaan usein ängströmyksiköissä:  $1\text{ nm} = 10\text{ \AA}$ . [21] Kun elektronit ovat voimakkaassa kiihtyvässä liikkeessä, emittoituu röntgensäteilyä. Röntgensäteilyä voi syntyä myös atomien viritystilojen tai ionisaatiotilojen purkautuessa. Avaruus on valtaisa röntgensädelähde. Röntgensäteilyn syntyä ja synnyttämistä käsitellään luvussa 7. [22]

Röntgensäteily kattaa suhteellisesti paljon laajemman aallonpituusalueen kuin näkyvä valo. Tästä johtuu, että röntgensäteilyn fysikaaliset ominaisuudet vaihtelevat eri aallonpituuksilla huomattavasti enemmän kuin näkyvän valon fysikaaliset ominaisuudet. Röntgensäteilyn absorptio-ominaisuudet vaihtelevat voimakkaasti riippuen siitä, minkä aallonpituuksinen röntgensäteily on kyseessä. Tämän vuoksi fyysikot puhuvat usein lyhyen aallonpituuden ja suuren tunkeutumiskyvyn omaavista kovista röntgensäteistä ja pitkän aallonpituuden ja heikon tunkeutumiskyvyn omaavista helposti absorboituvista pehmeistä röntgensäteistä. Kovan ja pehmeän röntgensäteilyn raja voidaan karkeasti asettaa aallonpituuteen  $0,5\text{ nm}$ , jolloin jako perustuu säteilyn absorptio-ominaisuuksiin ilmakehässä. Röntgensäteilyn absorptiota käsitellään

luvussa 9.2.4. [23] Röntgensäteilyn energia on suuri ja se on läpikäyvä säteilyä. Näin ollen se on ihmiskehölle suurina annoksina vaarallista, kuten luvussa 9.2.4.6 kerrotaan.

Röntgensäteilyä käytetään herättävänä säteilynä mm. fysiikan perustutkimuksessa kuten elektronispektroskopiassa. Elektronispektroskopiaan tutustutaan lähemmin luvussa 10.1.1. Röntgensäteilyä käytetään hyväksi aineiden kemiallisessa analyysissä ja atomien elektronirakenteen tutkimisessa: röntgenspektroskopiassa analysoidaan näytteen lähettämää säteilyä, joka on useimmiten peräisin elektronisiirtymästä atomien sisimpien kuorten välillä ja on kullekin alkuaineelle ominaista. Röntgensädediffraktion avulla tutkitaan kiteisten aineiden rakennetta, johon se soveltuu erinomaisesti säteilyn aallonpituuden ollessa atomien välisten etäisyyksien suuruusluokkaa ja diffraktioilmioiden ollessa siten hyvin voimakkaita. Röntgendiffraktiota ja sen sovelluksia käsitellään luvuissa 9.2.2.2, 10.2.5 ja 10.3.1. Röntgensäteilyllä suoritettavaa kohteen läpivalaisua käytetään hyväksi lääketieteessä ja teollisuudessa, kuten luvuissa 10.2 ja 10.3.1 tullaan huomaamaan. Avaruudessa syntyvän astrofysikaalisen röntgensäteilyn havainnoinnista on tullut tärkeä menetelmä universumin tutkimisessa. Astrofysikaalista röntgensäteilyä käsitellään luvussa 7.4. [24], [25]

### 3.7. Gammasäteily

Gammasäteilyn ( $\varphi$ -säteilyn) aallonpituus on karkeasti pienempi kuin  $10^{-2} \text{ nm}$ . [26] Gammasäteilyä syntyy tavallisesti atomien ytimissä ytimien viritystilojen purkautuessa: kun viritystilassa oleva ydin palaa perustilaansa, emittoi se fotonin/fotoneja. Emittoituvien fotonien energiat voivat olla useiden megaelektronivolttien luokkaa eli emittoituvat fotonit ovat hyvin energettisiä. Tällaisessa prosessissa syntyvän  $\varphi$ -säteilyn energiaspektri on diskreetti eli se on viivaspektri. Gammasäteilyä voi syntyä myös radioaktiivisten prosessien yhteydessä ja avaruudessa. Gammasäteet ovat sähkömagneettisen säteilyn spektristä kaikkein energettisimpiä. [27]

## 4. Atomin elektroniverho, virittyminen ja ionisaatio

### 4.1. Atomin elektroniverho

Atomi koostuu positiivisen varauksen omaavasta ytimeistä ja sitä ympäröivistä negatiivisen varauksen omaavista elektroneista. [28] Elektronin todennäköisintä löytymispaikkaa tietyllä hetkellä voidaan havainnollistaa todennäköisyysjakaumakuvaajien avulla (kuva 4.1). [29] Alue, jolta ydintä kiertävä elektroni todennäköisesti löytyy, voidaan määrittää ratkaisemalla Schrödingerin aaltoyhtälö. Näin saadaan tietää elektronin paikkaa kuvaava aaltofunktio, jolla on tarkka arvo avaruuden jokaisessa pisteessä. [30] Saatuja aaltoyhtälön ratkaisuja nimitetään orbitaaleiksi. [31] Atomiorbitaali ilmaisee alueen, missä elektroni kaikkein todennäköisimmin sijaitsee. [32]

#### Kuva 4.1. Atomin elektronirakenteen havainnollistaminen. [33]

Elektronin tilaa sen ollessa sidottuna atomin elektroniverhoon kuvaavat ko. tilalle ominaiset kvanttiluvut. Näistä pääkvanttiluku  $n$  kuvaa ensisijaisesti elektronia edustavan orbitaalin etäisyyttä atomin ytimeistä. [34] Mitä suurempi pääkvanttiluku  $n$  on, sitä kauempana elektroni todennäköisesti on ytimeistä. [35] Sivukvanttiluku  $l$  kuvaa orbitaalin muotoa. Magneettinen kvanttiluku  $m$  osoittaa elektronin atomiytimen ympäri suorittaman kiertoliikkeen suuntautumista ulkoisen magneettikentän suhteen. Neljäs kvanttiluku  $s$  kuvaa elektronin oman pyörimisliikkeen suuntausta sen rataliikkeeseen nähden. Spinkvanttiluvun  $s$  asemesta käytetään usein kvanttilukua  $j$ , joka kuvaa rataliikkeen ja spinin kiertoimpulsseista muodostuvaa kokonaiskiertoimpulsseja. Koska spinin suunta voi olla joko sama tai vastakkainen rataliikkeen

kiertosuunnalle, saadaan kvanttiluvulle  $j$  lauseke:

$$j = l \pm s = l \pm \frac{1}{2} \quad , j > 0 \quad (4.1)$$

Pääkvanttiluku  $n$  voi saada arvot:

$$n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.2)$$

Muiden kvanttilukujen arvot saadaan pääkvanttiluvun  $n$  avulla seuraavasti:

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1) \quad (4.3)$$

$$m = -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l \quad (4.4)$$

$$s = \frac{1}{2} \text{ tai } -\frac{1}{2} \quad (4.5)$$

Kunkin elektronin tilaa luonnehtii kvanttilukujen tietty yhdistelmä. Tilojen lukumäärää rajoittaa se, että vain eräät kvanttilukujen yhdistelmät ovat mahdollisia. Paulin kieltosäännön mukaan neljän yllämainitun kvanttiluvun määräämässä tilassa voi olla vain yksi elektroni. Toisin sanoen ei voi olla kahta elektronia, joilla olisi sama kvanttilukujen yhdistelmä. [36]

Elektronin sidosenergia voidaan laskea Schrödingerin aaltoyhtälön avulla. [37] Määräävä vaikutus elektronin sidosenergiaan on pääkvanttiluvulla  $n$ , jonka perusteella elektronit jakautuvat (elektroni)kuoriin. [38] Yhdellä kuorella voi olla korkeintaan  $n^2$  orbitaalia. [39] Myös sivukvanttiluku  $l$  vaikuttaa jonkin verran elektronin sidosenergiaan, joten saman pääkvanttiluvun  $n$  eri sivukvanttilukuja vastaavilla alikuorilla on hieman toisistaan poikkeavat sidosenergat. Pääkvanttilukua  $n$ , joka liittyy johonkin tiettyyn kuoreen, merkitään isolla kirjaimella:

$n = 1$ : K - kuori

$n = 2$ : L - kuori

$n = 3$ : M - kuori

$n = 4$ : N - kuori                    jne.

Sivukvanttiluvun symboleina käytetään englanninkielisten sanojen alkukirjaimia:

$l = 0$ : s(harp)

$l = 1$ : p(rincipal)

$l = 2$ : d(iffuse)

$l = 3$ : f(undamental)

Kukin alikuori saadaan yksiselitteisesti merkityksi sijoittamalla sivukvanttilukua kuvaavan kirjaimen eteen pääkvanttiluvun arvo. Esimerkiksi symboli  $3d$  vastaa alikuorta  $n = 3, l = 2$ . Sen sijaan alikuori  $2d$  ei ole mahdollinen, koska tällöin olisi  $l = n$ , mikä yhtälön (4.3) mukaan on mahdotonta.

Yksittäisen elektronin energia on yleensä luonnollista esittää vertaamalla sitä tilanteeseen, jossa saman elektronin ajatellaan olevan levossa äärettömän kaukana atomista. Kun tätä käytetään referenssitilanteena, on elektroniverhoon sidotun elektronin energia negatiivinen. Kauempana ytimeistä olevalla elektronilla on suurempi sähköinen potentiaalienergia (vähemmän negatiivinen energia) suhteessa ytimeen verrattuna elektroniin, joka on lähempänä ydintä. Atomin (elektroniverhon) kokonaisenergia muodostuu elektronien energioiden summasta. [40], [41]

#### 4.2. Atomin virittyminen ja viritystilän purkautuminen

Kun atomi on perustilassa, ovat atomin elektroniverhon kaikki elektronit Paulin kieltoääntö huomioonottaen niin alhaisessa energiatilassa kuin mahdollista. Kun elektroni vaihtaa jonkin prosessin seurauksena paikkaansa atomin elektroniverhossa Paulin kieltoääntöön puitteissa, puhutaan atomin viritymisestä perustilaa korkeampaan energiatilaan. Jos jokin elektroni on poistunut kokonaan atomin elektroniverhosta, on tapahtunut ionisoituminen. Näille kummallekin tapaukselle on yhteistä positiivinen muutos atomin kokonaisenergiassa perustilaan verrattuna eli niihin tarvitaan ulkopuolista energiaa. Jos tapahtuu ionisoituminen siten, että joltakin neutraalissa atomissa täysin täytetyltä kuorelta poistuu elektroni, näkee kyseinen kuori tapahtuman siten, että sille on syntynyt aukko. [42]

On olemassa kaksi päätapaa, joiden avulla atomi voidaan virittää perustilaa korkeammalle energiatasolle. Yksi tapa on kohdistaa aineeseen hiukkassuihku. Kun hiukkanen törmää johonkin atomin elektroniin, elektroni absorboi osan tulevan hiukkasen kineettisestä energiasta ja siirtyy jollekin atomin ylemmälle kuorelle. Tällöin atomi virittyy (kuva 4.2). Yleensä hiukkasvirityksessä käytetään elektronisuihkuja, koska tulevien hiukkasten kineettistä energiaa



siirtyy kaikkein tehokkaimmin kohdeatomien elektroneille silloin, kun törmäävät partikkelit ovat samankokoisia.

**Kuva 4.2. Atomin virittäminen hiukkastörmäyksellä ja atomin viritystilan purkautuminen. [43]**

Toinen viritystapa on kohdistaa aineeseen sähkömagneettista säteilyä. Atomi voi virittyä sähkömagneettisen säteilyn fotonin vaikutuksesta, jos fotonin energia on täsmälleen atomin joidenkin energiatasojen välinen erotus. Tällöin fotoni absorboituu valosähköisesti atomiin luovuttaen energiansa  $h\nu$  ja jokin atomin elektroni siirtyy jollekin ylemmälle elektronikuorelle. [44]

Viritettyyn tai ionisoituneeseen tilaan joutunut atomi pyrkii yleisen energiaminimoinnin periaatteen mukaisesti palaamaan perustilaansa, kuten palaa esimerkiksi auki työnnetty jousiovi. Jos atomin sisäkuoren elektroni on ionisoitu tai viritetty, niin joltakin ulommalta kuorelta siirtyy elektroni atomin sisäkuorella olleen aukon paikalle hyvin nopeasti. Aukon täyttävä elektroni voi olla viritetty elektroni tai jokin muu ulomman kuoren elektroni. [45], [46] Kun elektroni siirtyy ylemmältä kuorelta alemmalle kuorelle, atomi emittoi sähkömagneettisen säteilyn kvantin eli fotonin (kuva 4.3), jonka energia on viritystilassa olleen atomin ja perustilassa olevan atomin kokonaisenergioiden erotus:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = E_n - E_m \quad (4.6)$$

Atomin virittyneen/ionisoituneen tilan lauetessa voi fotonin asemesta emittoitua ns. Auger-elektroni. Fotoniemissio ja Auger-emissio ovat keskenään kilpailevia prosesseja. Prosessien todennäköisyys riippuu kyseessä olevan atomin järjestysluvusta. Auger-ilmiöstä kerrotaan lisää luvuissa 7.1.2 ja 10.1.2.

**Kuva 4.3. Atomin virittyminen ja viritystilan purkautuminen. Atomin viritystilan purkautuessa voi tapahtua fotoniemissio. [47]**

Atomin viritystilan purkautuessa fotoniemissiolla syntyvää viivaspektriä kutsutaan emissioviivaspektriksi (kuva 4.4). Fotonin absorboituessa atomiin syntyy absorptioviivaspektri (kuva 4.4). [48]

**Kuva 4.4. Emissioviivaspektrin ja absorptioviivaspektrin synty. [49]**

Energiat  $E_m$ , ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) ovat atomin kokonaisenergian mahdollisia arvoja. Atomaarisen systeemin kokonaisenergia on siis kvantittunut eli sillä on tietty joukko mahdollisia arvoja  $E_m$  (kuva 4.5). Tila, jonka energia on pienin, on atomin perustila. Muut tilat ovat sen viritystiloja. Näissä stationaarisissa tiloissa ollessaan atomin energia pysyy vakiona eikä atomi lähetä eikä vastaanota energiaa. Atomi voi luovuttaa ja vastaanottaa energiaa vain kvantteina, joiden energia on  $E_n - E_m$ . Kun atomin kokonaisenergia muuttuu arvosta  $E_n$  arvoon  $E_m$ , sanotaan, että atomi siirtyy energiatasolta  $E_n$  energiatasolle  $E_m$  (kuva 4.5). [50], [51]

**Kuva 4.5. Atomaarisen systeemin kokonaisenergia on kvantittunut. [52]**

Atomin energiatasokaaviossa absorptio- ja emissioviivaspektrien syntyä tai fotonien absorptiota ja emissiota kuvataan atomin energiatasolta toiselle ylös- ja alaspäin suuntautuvilla nuolilla (kuva 4.6). Havaittavan emissiospektrin syntymisen edellytys on, että riittävä määrä atomeja on viritystiloissa. Atomien emissiospektrit ovat viivaspektrejä (kuva 4.7). Sen muodostaa joukko spektriviivoja. Molekyyliden emissiospektrit ovat vyöspektrejä. Niissä on hyvin tiheässä olevien viivojen muodostamia vöitä. Molekyylistä emittoituvan sähkömagneettisen säteilyn spektriin muodostuu viivaryhmiä eli vöitä, koska molekyylissä on energiatilojen muutosmahdollisuuksia paljon runsaammin kuin atomissa. [53], [54]

**Kuva 4.6. Vetyatomin energiatasokaavio. [55]**

**Kuva 4.7. Vedyn, heliumin ja elohopean emissioviivaspektrien pääviivoja. [56]**

Lähempi tarkastelu osoittaa, ettei emissioviivaspektrissä esiinny kaikkia energiatasojen välejä vastaavia viivoja. Tämä selitetään siten, että atomien siirtymistä tilasta toiseen rajoittavat tietyt kvanttimekaaniset valintasäännöt. Nämä johtuvat yleensä säilymislaeista. Valintasäännöistä kerrotaan enemmän karakteristisen röntgensäteilyn synnyn yhteydessä luvussa 7.1.2. [57]

### 4.3. Atomin ionisaatio

Atomi voi ionisoitua, jos riittävän energettinen hiukkanen tai sähkömagneettisen säteilyn fotoni törmää siihen. Tulevan hiukkasen atomin elektronille luovuttaman energian  $E$  tai säteilykvantin energian  $E_{kv}$  (yleensä hiukkanen luovuttaa osan kineettisestä energiastaan atomin elektronille johon hiukkanen törmää, mutta fotoni luovuttaa kaiken energiansa atomin jollekin elektronille absorboituessaan atomiin) täytyy olla vähintään ionisaatiossa atomista poistuvan elektronin sidosenergian  $E_i$  suuruinen ( $E = E_i$  tai  $E_{kv} = E_i$ ). Tällöin elektroni juuri ja juuri irtoaa atomista.  $E_i$  on tarkkaan ottaen atomin kokonaisenergian muutos eli ionisoituneen atomin ja perustilassa olevan atomin kokonaisenergioiden välinen erotus. [58], [59] Atomista irtoavaa elektronia nimitetään fotoelektroniksi.

Mikäli johonkin atomin elektroniin törmänneen hiukkasen elektronille luovuttama energia tai atomiin absorboituneen säteilykvantin energia on suurempi kuin atomista irtoavan elektronin sidosenergia, saa poistuva fotoelektroni kineettistä energiaa. Lausekkeen (2.2) mukaan

säteilykvantin energia voidaan lausua lineaarisena funktiona kvanttiin liittyvän värähtelyn taajuudesta. Kynnystaajuudella  $\nu_i$  fotonin energia riittää juuri irrottamaan elektronin atomista.  $\nu_i$ :ta suuremmilla taajuuksilla  $\nu$  säteilykvantin ylimääräinen energia muuttuu atomista irtoavan fotoelektronin kineettiseksi energiaksi:

$$E_{kv} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = E_i + \frac{1}{2}m_e v^2 \quad (4.7)$$

missä  $m_e$  on fotoelektronin massa ja  $v$  on fotoelektronin nopeus.

Samoin voidaan lausekkeen  $E \geq E_i$  ollessa voimassa kirjoittaa:

$$E = E_i + \frac{1}{2}m_e v^2 \quad (4.8) \quad [60]$$

Tarkkaan ottaen atomista irtoava elektroni ei saa aivan kaikkea hiukkasen luovuttamaa energiaa tai fotonin energiaa johtuen energian ja liikemäärän säilymislaeista. Pieni osa hiukkasen luovuttamasta energiasta tai fotonin energiasta menee törmäykseen osallistuvan atomin rekyylienergiaksi. Relatioon (4.7) pohjautuvaa valosähköistä ilmiötä käsitellään luvussa 9.1. [61]

## 5. Näkyvän valon synty ja synnyttäminen

### 5.1. Näkyvän valon jatkuva emissiospektri

#### 5.1.1. Kuumien kappaleiden emittoima näkyvä valo

Kaikki kappaleet lähettävät lämpösäteilyä eli infrapunasäteilyä, jolla on jatkuva spektri. [62] Kun kappaleeseen kohdistetaan lämpösäteilyä, osa lämpösäteilystä absorboituu kappaleeseen ja kappale kuumenee saavuttaen lopulta ympäristön lämpötilan. Kappaleen täytyy myös lähettää lämpösäteilyä, koska kappaleen lämpötila ei kasva yli ympäristön lämpötilan. [63]

Hehkuva kiinteä kappale tai neste, esimerkiksi aurinko, plasma tai hehkulampun hehkulanka, lähettävät valoa, joka sisältää tietyllä alueella kaikkia aallonpituuksia. Jos tällainen spektri on näkyvän valon alueella, niin spektrissä eri värit vaihtuvat toisikseen ilman selviä rajoja. Tällaista emissiospektriä nimitetään näkyvän valon jatkuvaksi emissiospektriksi. [64], [65]

Kun kiinteää kappaletta lämmitetään voimakkaasti, se säteilee näkyvän valon spektrin alueelle sattuvaa valoa: ensin punaista, sitten keltaista ja lopulta valkoista valoa. [66] Kappaleen lähettämän säteilyn spektri siis riippuu lämpötilasta: kappaleen lämpötilan noustessa kappaleen lähettämä säteily voimistuu ja muuttuu keskimäärin yhä lyhytaaltoisemmaksi. Kappaleen lähettämä säteily johtuu lämpöliikkeestä, joka saa aineen varaukselliset rakenneosaset (lähinnä elektronit) kiihtyvään liikkeeseen. [67] Sähkömagneettisen teorian mukaan kiihtyvässä liikkeessä oleva varattu partikkeli säteilee osan liike-energiastaan sähkömagneettiseksi säteilyksi. [68]

Toisaalta kappaleen lähettämä näkyvän valon jatkuva emissiospektri johtuu atomien virittymisistä ja viritystilojen purkautumisista. Kun kappaletta lämmitetään voimakkaasti, törmäilevät kappaleen atomit toisiinsa ja virittyvät. Atomien viritystilat purkautuvat lähes välittömästi. Mutta eikö atomien viritystilojen purkautuminen johda tietyn taajuuksisen valon emittoitumiseen, koska atomien energiatasot ovat kvantittuneet? Tässä tapauksessa ei. Kiinteän kappaleen atomit ovat hyvin lähellä toisiaan (esimerkiksi  $1\text{ cm}^3$  kiinteää kuparia sisältää  $10^{23}$  atomia), joten niiden uloimmat orbitaalit tavallaan yhdistyvät ja osa atomien energiatasoista

muodostaa lähes jatkumon (atomien energiatasot ovat hyvin lähellä toisiaan). Näin ollen atomien viritystilojen purkautuessa emittoituu hyvin monen eri taajuuden omaavia fotoneja ja muodostuu jatkuva säteilyn spektri. Voidaan myös sanoa, että lähekkäin olevien atomien uloimpien orbitaalien elektronit voivat virittyä joko oman tai naapuriatomin jollekin ulommalle orbitaalille. Tämän vuoksi emittoituu hyvin monen eri taajuuden omaavia fotoneja. Kaikki tämä kuitenkin tapahtuu vain, jos kiinteän kappaleen lämpötila on riittävän suuri. [69], [70]

### 5.1.2. Auringon säteilemä näkyvä valo ja muu sähkömagneettinen säteily

Aurinkokuntamme keskuskappale aurinko on yli miljoonan kilometrin läpimittainen kaasupallo (kuva 5.1). Auringosta noin 98 % on maailmankaikkeuden yleisimpiä alkuaineita, vetyä ja heliumia. Säteilemänsä energian aurinko tuottaa sen sisuksissa tapahtuvalla ydinreaktiolla (fuusioreaktiolla), jossa vetyatomien ytimet yhtyvät heliumatomien ytimiksi. Reaktiossa muuttuu vähän ainetta ( $m$ ) energiaksi ( $E$ ) kuuluisan Einsteinin yhtälön

$$E = mc^2 \quad (5.1)$$

mukaan ( $c$  on valon nopeus tyhjiössä). Tämän yhtälön mukaan aine ja energia ovat yksi ja sama asia. Koska  $c$  on suuri, suunnattoman energiamäärän vapautumiseen tarvitaan vain vähän ainetta. [71]

#### Kuva 5.1. Auringon rakenne. [72]

Auringon ytimen lämpötilaksi on laskettu  $1,5 \cdot 10^7$  °C ja sen säde on noin neljäsnes koko auringon säteestä (kuva 5.1). Auringon ydin toimii ydinreaktorin tapaan, jossa energiaa vapautuu

fuusioreaktiossa pääasiallisesti hyvin energisinä fotoneina kuten gamma- ja röntgensäteilyn kvantteina.

Sydämen ulkopuolella on säteilyvyöhyke, jonka säde on vajaa kaksi kolmasosaa koko auringon säteestä (kuva 5.1). Säteilyvyöhykkeessä auringon sydäimestä tulevat energieettiset fotonit eivät pääse vaeltamaan pitkäänkään tulematta yhä uudelleen absorboiduksi ja sen jälkeen taas eteenpäin emittoiduksi. Fotonien matka auringon pinnalle kestää 10000–1000000 vuotta. Tällä matkalla fotonit menettävät energiaansa (silti energian kokonaismäärä pysyy samana, fotonien määrä vain kasvaa) ja muuttuvat näkyväksi valoksi tai sen lähialueella oleviksi infrapunasäteilyksi tai ultraviolettisäteilyksi. Pieni osa auringon sydämessä syntyneistä gamma- ja röntgensäteilyn kvanteista selviytyy auringon pinnalle asti.

Seuraavan vyöhykkeen, ns. konvektiovyöhykkeen, laajuus on 10-15 % auringon koko säteestä (kuva 5.1). Tämän vyöhykkeen läpi energia siirtyy konvektion eli lämmön virtauksen avulla. Täällä säteilyvyöhykkeestä tuleva fotonipitoinen kuuma kaasu nousee kohti auringon pintaa, kun taas pinnalla energiaansa luovuttanut kaasu laskeutuu jäähtyneenä alaspäin. Tällä tavoin auringon näkyvään pintakerrokseen eli fotosfääriin (kuva 5.1) tullut energia siirtyy säteilynä avaruuteen. Fotosfääristä avaruuteen lähtevä säteily on pääasiassa näkyvää valoa, infrapunasäteilyä ja ultraviolettisäteilyä, mutta fotosfääristä lähtee avaruuteen jonkin verran myös muita sähkömagneettisen säteilyn lajeja, kuten röntgensäteilyä ja gammasäteilyä (kuva 5.2). [73] Tarkkaan ottaen auringon säteilemän sähkömagneettisen säteilyn spektri ei ole aivan jatkuva, vaan siinä esiintyy useita tuhansia mustia absorptioviivoja, ns. Fraunhoferin viivoja. Nämä viivat aiheuttaa aurinkoa ympäröivä kaasukerros, jonka atomit absorboivat auringon emittoimasta säteilystä tiettyjä taajuuksia. [74], [75]



**Kuva 5.2. Auringon säteilemä spektri: kirkkaimmillaan aurinko on näkyvän valon alueella. [76]**

## **5.2. Näkyvän valon emissioviivaspektri**

### **5.2.1. Näkyvän valon synty kaasutäytteisissä purkausputkissa**

Kuva 5.3 esittää kaasutäytteistä purkausputkea, jossa olevan kaasun painetta voidaan tyhjöpumpulla vähentää. Putken päissä olevat elektrodit on kytketty korkeajännitelähteeseen.

**Kuva 5.3. Kaasutäyteinen purkausputki. [77]**

Virtapiirin virtamittari ei osoita virtaa, kun kaasulla on normaali ilmanpaine. Tällöin putkessa on paljon kaasuatomeja, ja elektronin kahden peräkkäisen törmäyksen välinen matka eli ns. vapaa matka on pieni. Putken sähkökenttä ei ehdi törmäysten välillä vauhdittaa elektroneja juuri

ollenkaan, joten niiden törmäykset kaasuatomeihin ovat kimmoisia (kuva 5.4 a).

Kun putkessa vallitseva kaasun paine on noin  $1\text{ mbar}$ , putkeen muodostuu voimakkaasti valoa hohtava kaasupatsas ja virtamittari osoittaa virtaa. Kun kaasun paine pienenee, se harvenee. Vapaiden elektronien vapaa matka kasvaa, joten ne ehtivät saada suuremman liike-energian törmäysten välillä. Elektronin törmäys kaasuatomin elektroniin voi virittää atomin (kuva 5.4 b). Atomin viritys laukeaa välittömästi ja tällöin vapautuva energia vapautuu sähkömagneettisen säteilyn kvanttina, kuten luvussa 4.2 kerrottiin. Energiaa muuttuu muodosta toiseen: putkessa liikkuvien elektronien kineettistä energiaa muuttuu sähkömagneettiseksi säteilyksi. Näkyvää valoa syntyy virittyneen elektronin siirtyessä atomin uloimpien kuorten välillä ja kun kuoret, joiden välillä viritetty elektroni liikkuu, ovat suhteellisen lähellä toisiaan. Toisin sanoen näkyvää valoa syntyy atomissa silloin, kun atomin viritystilan ja perustilan kokonaisenergioiden välinen erotus on suhteellisen pieni vastaten näkyvän valon fotonien energioita. Kaasussa syntyvää näkyvää valoa sanotaan kaasun hohtovaloksi.

Pienen massansa vuoksi suuren nopeuden saavuttaneet elektronit pystyvät törmätessään kaasuatomeihin myös ionisoimaan kaasuatomeja (kuva 5.4 c). Ionisoitumisessa vapautuvat elektronit ionisoivat puolestaan uusia kaasuatomeja, joten ionien lukumäärä kasvaa putkessa vyörynomaisesti. Kun atomien ionisoituneet tilat laukeavat, vapautuu säteilyä. Kaasun painetta ei saa kuitenkaan pienentää liikaa, koska silloin elektronien törmäystodennäköisyys kaasuatomeihin pienenee liikaa: kun painetta edelleen vähennetään noin  $0,01\text{ mbar}$ :iin, kaasun hohtovalo vähitellen häviää.

**Kuva 5.4. Elektronin törmäys kaasuatomiin voi olla elektronin kineettisen energian mukaan**

**a) kimmoinen b) atomin virittävä, jolloin syntyy säteilyä c) atomin ionisoiva, jolloin atomista irtoaa elektroni ja syntyy myös säteilyä [78]**

Edellä kuvailtua ilmiötä käytetään hyväksi mainosvaloissa. Jos kaasuputkessa on neonkaasua, syntyy kaasuputkessa neonille ominaista punaista hohtovaloa. Neonatomin energiatasojen välimatka on sellainen, että atomin viritystilan purkautuessa emittoituvan fotonin aallonpituus

sattuu punaisen valon aallonpituusalueelle. Koska kaasuputkessa on miljoonia neonatomeja ja elektroneja, ja kaasuputken neonatomit käyvät jatkuvasti läpi prosessia virittyminen-virityksen purkautuminen, näkyy mainosvalon neonvalo kirkkaana. Erivärisiä mainosvaloja saadaan aikaan käyttämällä kaasuputkessa erilaisista atomeista koostuvaa kaasua. Kunkin atomin energiatasojen väliset etäisyydet ovat kullekin atomille ominaisia, joten atomien viritystilojen purkautuessa emittoituu eriväristä valoa. [79], [80]

### 5.2.2. Revontulet

Sähkömagneettisen säteilyn lisäksi aurinko säteilee hiukkasia avaruuteen. Koronasta (kuva 5.1) virtaa jatkuvasti planeettain väliseen tilaan atomia pienempiä hiukkasia, pääasiassa elektroneja ja protoneja. Tämä ilmiö on nimeltään aurinkotuuli. [81] Aurinkotuulen nopeus on  $300 - 800 \frac{km}{s}$ .

Maapallon ilmakehän tiheys pienenee hyvin nopeasti korkeuden kasvaessa. Sadan kilometrin korkeuteen asti ilma sisältää samoja kaasuja kuin maanpinnallakin eli pääasiassa typpeä ja happea. Revontulien esiintymiskorkeudella, noin 100-200 kilometrin korkeudessa, ilma on ionisoituneita atomeja sisältävää sähköä johtavaa kaasua eli plasmaa. Plasma syntyy siten, että auringosta tuleva sähkömagneettinen säteily irrottaa elektroneja ilman atomeista ja molekyyleistä. Tätä sähköä johtavaa osaa ilmakehästä kutsutaan ionosfääriksi.

Osa aurinkotuulen varatuista hiukkasista, elektroneista ja protoneista, syöksyy ilmakehään maapallon magneettikentän ohjaamina. Avaruudesta syöksyvät hiukkaset kokevat ilmakehän koko ajan tihenevänä kaasuna. Mitä syvemmälle ilmakehään hiukkanen tunkeutuu, sitä todennäköisemmin se törmää ilmakehän atomiin tai molekyyliin. Törmäyksissä atomien ja molekyylien elektronit, joihin hiukkaset osuvat, ”imaisevat” itseensä osan hiukkasten energiasta: tällöin atomit ja molekyylit virittyvät saamansa energialisän vuoksi. Samalla hiukkanen itse menettää energiaa, eli sen nopeus pienenee. Riittävän monen törmäyksen jälkeen hiukkanen ei enää pysty tunkeutumaan syvemmälle ilmakehään. Ilmakehä on noin 100 kilometrin korkeudella liian tiheää, jotta hiukkaset voisivat tunkeutua syvemmälle.

Kun ilmakehän happiatomin, typpiätomien tai typpimolekyylin viritystila purkautuu, vapautuu valokvantti, joka sattuu näkyvän valon aallonpituusalueelle. [82] Kun viritystilojen

purkautumisia tapahtuu miljoonia ja taas miljoonia tuhansissa pienissä alueissa, näemme taivaalla revontulivaloa. [83] Koska ilmakehä koostuu pääasiassa typestä (78 %) ja hapesta (21 %) ja kullakin atomilla on tietyt, atomille ominaiset energiatasot, joihin se voi virittyä, määrittelevät kyseisten aineiden ominaisuudet revontulivalon värit. Ihmissilmälle näkyvä revontulten pääväri on hapen aiheuttama kellanvihreä ( $\lambda = 557,7 \text{ nm}$ ). Happi aiheuttaa myös revontulten syvänpunaisen ( $\lambda = 630,0 \text{ nm}$ ) värin. Typpimolekyyli puolestaan vastaa karmiininpunaisista ( $\lambda = 661,1 \dots 686,1 \text{ nm}$ ) revontulista. Sinisen ( $\lambda = 391,4 \text{ nm}$ ) ja violetin ( $\lambda = 427,8 \text{ nm}$ ) sävyt revontulissa johtuvat typestä. [84]

### 5.2.3. Fluoresenssi-ilmiössä syntyvä näkyvä valo

Monien aineiden atomit virittyvät, kun niihin kohdistetaan sopivan taajuuden omaavaa ultravioletisäteilyä tai röntgensäteilyä. Kun jokin atomi virittyy absorboidessaan sopivan energian omaavan fotonin, voi atomin elektroni hypätä muutaman atomin elektronikuoren yli jollekin ulommalle elektronikuorelle (kuva 5.5). Fluoresenssi-ilmiössä atomin viritystila purkautuu vaiheittain: elektronit tekevät kulkiessaan alkuperäistä aukkoa kohti monta pientä hyppäystä atomin kuorelta toiselle. Näin ollen atomi emittoi näkyvän valon alueella olevia fotoneja, koska emittoituvien fotonien energiat ovat pienempiä kuin atomin virittyessään absorboiman fotonin energia. Aina elektronin hypätessä atomin ydintä lähempänä olevalle kuorelle atomin kokonaisenergia pienenee hieman. Tämän johdosta atomi emittoi näkyvän valon aallonpituusalueelle sattuvan säteilykvantin.

**Kuva 5.5. Fluoresenssi-ilmiö havainnollistettuna elektronin liikkumisena atomin elektronikuorelta toiselle.**  
[85]

Atomin kvantittuneita, diskreettejä energiatasoja voidaan kuvata portaiden askelmien avulla

(kuva 5.6). Fluoresenssi-ilmiössä atomin viritystilan purkautuessa atomin kokonaisenergia pienenee asteittain eli atomi tulee portaat alas yksi tai kaksi askelmaa kerrallaan. Koska kullakin yksittäisellä askelmalla vapautuu vähemmän fotonenergiaa kuin atomi vastaanotti virittävältä UV-säteilyn tai röntgensäteilyn fotonilta, vapautuu atomin viritystilan purkautuessa useita pienemmän taajuuden omaavia fotoneja. Näin ollen UV-säteilyn tai röntgensäteilyn kohdistaminen johonkin fluoresoivaan materiaaliin saa materiaalin hehkumaan punaisena, keltaisena tai ihan minkä värisenä tahansa. Väri on kullekin materiaalille ominainen ja riippuu siitä, mistä alkuaineesta materiaali koostuu: toisten alkuaineiden atomien energiatasot ovat lähempänä toisiaan kuin toisten eli kuvan 5.6 porraskaskelmat ovat eri korkuisia. [86]

**Kuva 5.6. Fluoresenssi-ilmiö havainnollistettuna atomin liikkumisena atomin diskreeteilä energiatasoilta toisille. [87]**

Loistevaloputkessa käytetään täytekaasuna pienipaineista elohopeahöyryä. Virittyneiden elohopea-atomien viritystilojen purkautumisen seurauksena syntyvän säteilyn aallonpituus sattuu ultraviolettisäteilyn aallonpituusalueelle. Loisteputken sisäpinta on päällystetty hyvin ohuella fosforipitoisella loisteainekerroksella. Kun ultraviolettivalo osuu loisteainekerrokseen, absorboivat loisteainekerroksen fosforiatomit ultraviolettivalon kvantteja ja virittyvät. Kun fosforiatomien viritystilat purkautuvat asteittain, emittoituu näkyvää valoa, joka sisältää monia eri aallonpituuksia. Tämän vuoksi loisteputken valo on lähestulkoon valkoista. Tavallisessa hehkulampussa suurin osa lamppuun syötetystä energiasta muuttuu lämmöksi, mutta loistevaloputkessa huomattavasti suurempi osa lamppuun syötetystä energiasta muuttuu näkyväksi valoksi. [88]

## 6. Ultraviolettisäteilyn synty ja synnyttäminen

Kuten luvussa 5.1.2. kerrottiin, aurinko säteilee myös ultraviolettisäteilyä, jolla on käytännössä jatkuva spektri. UV-säteilyä voidaan myös synnyttää keinotekoisesti UV-lamppujen avulla. UV-lamppu on toimintaperiaatteeltaan samankaltainen kuin kaasutäyteinen purkausputki, josta kerrottiin luvussa 5.2.1. UV-lampuissa kaasuputken atomeja viritetään hohtopurkausputken tavoin elektronien törmäyksillä, mutta atomien virittämiseen voidaan käyttää apuna myös fotoneja (kuva 6.1). [89]

Heliumatomilla on kaiken kaikkiaan kaksi elektronia, eli sen  $1s$ -orbitaali on täysi (merkitään  $1s^2$ ). Kun heliumatomi virittyy, siirtyy toinen  $1s$ -orbitaalilla oleva elektroni todennäköisesti  $2p$ -orbitaalille (saadaan viritystila  $1s^1 2p^1$ ). Kun atomin viritystila purkautuu (tapahtuu siirtymä  $1s^1 2p^1 \rightarrow 1s^2$ ), vapautuu ultraviolettisäteilyn kvantti, jonka aallonpituus on  $58,4 \text{ nm}$  ja energia siten  $21,22 \text{ eV}$ . Tätä säteilyä kutsutaan *He I $\alpha$* -säteilyksi. Tämä säteily on riittävän energeettistä ionisoimaan melkein kaikkien atomien uloimpien kuorten valenssielektroneja. UV-lampun täytkekaasuna käytetäänkin usein heliumia (tällöin puhutaan heliumlampusta), koska se tuottaa tarpeeksi energeettistä säteilyä. [90]

Yli 96 % heliumlampun (kuva 6.1) tuottaman säteilyn intensiteetistä on *He I $\alpha$* -säteilyä. Heliumlamppu säteilee myös energeettisempiä fotoneja, jotka aiheutuvat heliumatomien muiden viritystilojen purkautumisista ja ionisoituneiden heliumatomien viritystilojen purkautumisista. Säteilyn joukossa on hieman myös epäpuhtauksia johtuen virittyneiden vetyatomien viritystilojen purkautumisista. Heliumlampusta ei saada pumpattua kaikkea vetyä pois, koska vety on niin kevyttä. Syntyvän säteilyn ulosmenoaukon läheisyydessä on pumppu, jolla pumpataan säteilyn tiellä olevat ylimääräiset heliumatomit (heliumatomit, jotka eivät ole virittyneet) pois, jotta syntyneet fotonit eivät absorboituisi niihin. Näin syntyneen säteilyn intensiteetti voidaan optimoida. [91]

**Kuva 6.1. Heliumlamppu, jossa heliumatomeja viritetään (a) fotoneilla tai (b) elektroneilla. Heliumin paine putkessa on 0,13 - 1,3 mbar. [92]**

## 7. Röntgensäteilyn synty ja synnyttäminen

### 7.1. Röntgenputken röntgensäteily

Kaikkein yleisin tapa synnyttää röntgensäteilyä perustuu suuren liike-energian omaavien varattujen hiukkasten vuorovaikutukseen niiden tielle osuvien atomien kanssa. Tavanomaisessa röntgenputkessa nämä suuren liike-energian omaavat varatut hiukkaset ovat elektroneja. Ns. Coolidge-röntgenputken rakenne on esitetty kuvassa 7.1.

#### Kuva 7.1. Kaaviopiirros Coolidge-röntgenputkesta. [93]

Tässä putkessa elektronisuihku saadaan aikaan kuumen, elektroneja emittoivan negatiivisesti varatun elektrodin eli katodin avulla. Katodilta irrotetaan termisesti elektroneja käyttämällä suurjännitegeneraattoria, joka on yhdistetty katodille. Suurjännitegeneraattori huolehtii katodin hehkulangan lämmityksestä ja sähkökentän synnyttämisestä katodin ja positiivisesti varatun elektrodin eli anodin välille. Katodilta lähtevää elektroniemissiota voidaan säädellä katodin lämpötilan avulla muuttamalla katodin kuumennustehoa. [94] Katodina voi olla hiusneulan muotoinen volframihehkulanka, jonka halkaisija on noin  $0,1\text{ mm}$ . Yleensä katodi lämmitetään noin 2700 Kelvinin ( $\approx 2427\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) lämpötilaan.

Nostettaessa riittävästi hehkulangan lämpötilaa se alkaa emittoida eri suuntiin Maxwellin nopeusjakautuman omaavia termisiä elektroneja. [95] Katodilta emittoituvat elektronit kiihtyvät katodin ja anodin välisessä sähkökentässä suurtyhjiössä (paine röntgenputkessa on likimain  $1\text{ mPa} = 10\text{ nbar}$  tai vähemmän ja katodin ja anodin välinen jännite on luokkaa  $5\text{--}100\text{ kV}$ ) suureen liike-energiaan. Negatiivisen varauksen omaavat elektronit osuvat siten suurella



nopeudella anodiin. Anodiaineen atomien ja anodiaineen atomeihin suurella nopeudella törmäävien elektronien välisten vuorovaikutusten johdosta syntyy röntgensäteilyä, joko ns. *jarrutussäteilyä* tai anodiaineelle ominaista säteilyä eli *karakteristista säteilyä*. [96], [97]

### 7.1.1. Jarrutussäteilyn syntymekanismi

Kun varatut hiukkaset kulkevat väliaineessa, kokevat ne lukuisia törmäyksiä väliaineen atomien kanssa. Elektronien kulkiessa väliaineessa niiden energia vähenee kokemiensa lukuisien törmäysten johdosta. Useimmissa törmäyksissä elektroni muuttaa suuntaansa atomin ytimen sähkökentän vaikutuksesta. Elektroni siis tällä tavalla jarruuntuu. Elektronin suunnanmuutos merkitsee elektronin kokemaa kiihtyvyyttä. Kiihtyvässä liikkeessä oleva varaus säteilee sähkömagneettista säteilyä, jonka voimakkuus riippuu hiukkasen kokeman kiihtyvyyden suuruudesta. Tämä ilmiö saa aikaan jarrutussäteilyn. Säteilyn energia on peräisin elektronin liike-energiasta, joka pienenee tämän johdosta. Suuri osa elektronien liike-energiasta muuttuu lämmöksi elektronien osuessa anodiin. [98] Tämän vuoksi anodia täytyy jäähdyttää.

Anodia jäähdytetään sen sisällä kulkevalla kylmällä vedellä, jotta se ei kuumene liikaa, kun elektronit osuvat siihen. Anodilla tapahtuvan suuren lämmönkehityksen vuoksi lyhytkin keskeytys veden virtauksessa on anodille tuhoisa. Laitteistot varustetaan tämän johdosta automatiikalla, joka valvoo veden virtausta ja katkaisee röntgenputken tehon virtauksen alittaessa pienimmän sallitun arvon. Monesti käytetään myös pyörivää anodia, jotta lämpökuorma jakautuisi isommalle pinta-alalle. Anodimateriaalilla täytyy olla korkea sulamispiste, jotta se ei sula, kun elektronit osuvat siihen. Anodimateriaalin valinta riippuu mittaushetkestä. Tavallisimmat anodimateriaalit ovat kupari, kromi, rauta, koboltti, molybdeeni ja volframi. [99]

Hiukkasen kiihtyvyys atomin ytimen sähkökentässä on kääntäen verrannollinen hiukkasen massaan. Jarrutussäteilyn intensiteetti vähenee nopeasti hiukkasen massan kasvaessa, koska hiukkasen kiihtyvyys on verrannollinen jarrutussäteilykentän amplitudiin ja amplitudin neliö jarrutussäteilyn intensiteettiin. Tästä syystä saavat elektronit aikaan olennaisesti enemmän jarrutussäteilyä kuin niitä useita kertaluokkia raskaammat muut varatut hiukkaset, protonit tai ionit.

Koska elektronien kiihtyvyydet vaihtelevat satunnaisesti törmäyksestä toiseen, eivät törmäyksissä emittoituvien fotonien energiakaan ole vakioita vaan vaihtelevat jatkuvasti. Anodilta emittoituu monen eri energian omaavia röntgensäteilykvantteja. Tuloksena on energialtaan jatkuva säteilyjakauma. Emittoituvan röntgensäteilykvantin energia on suurimmillaan elektronin röntgenputkessa katodin ja anodin välillä saama alkuperäinen liike-energia  $eV_0$ . Emittoituvan röntgensäteilyn taajuudella on siten yläraja  $\nu_{\max}$ , joka on suoraan verrannollinen röntgenputken jännitteeseen. Saadaan yhtälö:

$$eV_0 = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (7.1)$$

missä  $e = 1,6021773 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  on elektronin varaus,  $V_0$  röntgenputken katodin ja anodin välinen jännite,  $h$  Planckin vakio,  $\nu_{\max}$  emittoituvan röntgensäteilyn maksimitaajuus,  $\lambda_{\min}$  emittoituvan röntgensäteilyn minimaallonpituus ja  $c$  on valonnopeus tyhjiössä. Emittoituvan röntgensäteilykvantin energia saavuttaa maksiminsa, kun anodimateriaaliin osuva elektroni pysähtyy heti osuessaan ensimmäisen kerran johonkin anodimateriaalin atomiin. Näin ollen kaikki elektronin liike-energia muuttuu jarrutussäteilyksi.

Kuvaan 7.2 on piirretty jarrutussäteilyn spektri eli säteilyn intensiteetti aallonpituuden funktiona volframikohtiossa eri röntgenputken jännitteiden arvoilla. Kuvasta havaitaan, että mitä suurempaa elektronien kiihdytysjännitettä käytetään, sitä suurempi voi olla emittoituvan röntgensäteilyn maksimienergia ja -intensiteetti. Jarrutussäteilyn spektrin muoto ei riipu anodimateriaalin laadusta, mutta jarrutussäteilyn intensiteetti riippuu anodimateriaalin laadusta, sillä elektronit absorboituvat eri lailla erilaisista atomeista koostuviin aineisiin. [100]

Anodilta lähtevän röntgensäteilyn intensiteettiä lisätään kasvattamalla röntgenputken virtaa lämmittämällä katodia voimakkaasti. Tällöin katodilta emittoituvan elektronisuihkun virtatiheys kasvaa. Anodille osuvan elektronisuihkun virtatiheys ei saa kuitenkaan kasvaa liikaa, sillä silloin anodi lämpenee voimakkaasti ja alkaa höyrystyä. Anodilta emittoituvalla röntgensäteilyllä on siis tietty intensiteettiraja. [101]

**Kuva 7.2. Jarrutussäteilyn spektri volframikohtiosta eri röntgenputken jännitteiden arvoilla. [102]**

### **7.1.2. Karakteristisen säteilyn syntymekanismi**

Kun röntgenputkessa kiihdytetyt elektronit osuvat anodimateriaalin atomeihin, osa anodimateriaalin atomeista voi ionisoitua tai virittyä. Tämä tosin edellyttää sitä, että tulevilla elektroneilla on riittävästi energiaa. Röntgenputken jännitteen pitää siis olla riittävän suuri. [103] Nk. atomin resonanssivirityksessä atomin sisäkuoren elektroni siirtyy johonkin atomin miehittämättömään sidottuun tilaan eli ns. Rydberg-orbitaalille. Atomissa on miehitettyjen orbitaalien yläpuolella ns. Rydberg-orbitaaleja, joihin resonanssiviritys voi tapahtua. [104]

Kuten luvussa 4.2 kerrottiin, ionisoituneen tai virittyneen atomin elektroniverhon jokin tai jotkin elektronit muuttavat energiatilaansa alhaisemmaksi. Askelten suuruus riippuu tilasta toiseen siirtyvän elektronin kvanttiluvuista ja myös ytimen varauksesta. Muutokset ovat kullekin alkuaineelle ominaiset eli karakteristiset. Kun hyvin monen atomin viritystila purkautuu, syntyy röntgensäteilyspektriin suuri-intensiteettinen piikki. Karakteristisen röntgensäteilyn emissiolle on ominaista muutos elektroniverhon sisempien, suhteellisen tiukasti sidottujen elektronien tilassa.

Syntyvää karakteristista röntgensäteilyä nimitetään alkutilanteessa esiintyvän aukon perusteella. Jos aukko on K-kuorella, puhutaan K-röntgensäteilystä. Koska emittoituvan fotonin energia

riippuu myös aukon täyttävän elektronin lähtötilasta, muodostuu esimerkiksi K-säteily sarjasta erilaisia säteitä, jotka vastaavat siirtymiä eri tiloista K-kuorelle. Kuvassa 7.3 näkyvän siirtymän  $L_{III} \rightarrow K$  seurauksena emittoituvaa röntgensäteilykvanttia kutsutaan nimellä  $K_{\alpha_1}$ -säteily. Vastaavasti kuvassa 7.3 näkyvän siirtymän  $L_{II} \rightarrow K$  seurauksena emittoituvaa röntgensäteilykvanttia kutsutaan nimellä  $K_{\alpha_2}$ -säteily. Koska  $K_{\alpha_1}$ -säteilyn intensiteetti on suurempi kuin  $K_{\alpha_2}$ -säteilyn intensiteetti, käytetään siinä alaindeksiä  $\alpha_1$ . Koska  $L_{III}$ -alikuorella on 4 elektronia ja  $L_{II}$ -alikuorella on 2 elektronia, (kullakin alikuorella on  $(2j+1)$  elektronia), on sillä, että K-kuoren aukko täyttyy  $L_{III}$ -alikuorelta suurempi todennäköisyys, kuin sillä, että K-kuoren aukko täyttyy  $L_{II}$ -alikuorelta. Tämä näkyy spektrissä siinä, että ” $K_{\alpha_1}$ -piikillä” on suurempi intensiteetti kuin ” $K_{\alpha_2}$ -piikillä”.

Siirtymää  $L_I \rightarrow K$  ei voi tapahtua kvanttimekaanisista valintasäännöistä johtuen. Tärkeimpiä siirtymiä, jotka on esitetty kuvassa 7.3, ovat ns. dipolisiirtymät, joissa esiintyville kvanttilukujen muutoksille on voimassa seuraavat ehdot:

$$\Delta l = \pm 1 \quad (7.2)$$

$$\Delta j = \pm 1 \text{ tai } 0 \text{ (siirtymä } 0 \rightarrow 0 \text{ on kielletty) [105], [106] \quad (7.3)$$

**Kuva 7.3. Uraanin energiatasopiirros ja dipolisiirtymät. [107]**

Karakteristisen säteilyn intensiteetti on suuri verrattuna jatkuvan jarrutussäteilyn intensiteettiin samalla aallonpituudella. Esimerkiksi röntgenputkessa, jonka jännite on 30 kV ja jossa käytetään anodimateriaalina kuparia, on  $K_{\alpha}$ -säteilyn intensiteetti 90 kertaa suurempi kuin jarrutussäteilyn

intensiteetti, eli saadaan 
$$\frac{I_{K_{\alpha}}}{I_{\text{jarrutussäteily}}} \approx 90 . \quad [108]$$

Kuvaan 7.4 on piirretty molybdeenianodin spektri alueella  $\lambda < 0,1 \text{ nm}$  röntgenputken jännitteen ollessa  $35 \text{ kV}$ . Jarrutussäteilyn lisäksi havaitaan anodilta emittoituvassa spektrissä myös anodimateriaalin eli molybdeenin karakteristiset viivat, joiden herätys on mahdollinen käytetyllä röntgenputken jännitteellä. Koska elektronien kineettinen energia riittää käytetyllä röntgenputken jännitteellä K-kuoren ionisaatioon, havaitaan spektrissä jarrutussäteilyn lisäksi myös mitatulle aallonpituusalueelle osuvat K-sarjan pääviivat  $\text{MoK}_{\alpha}$  ja  $\text{MoK}_{\beta}$ . [109]

**Kuva 7.4. Molybdeenianodin spektri 35 kV röntgenputkijännitteellä. [110]**

Anodimateriaalin atomien useampikertaisten viritysten seurauksena voi olla ns. satelliittiviivojen syntyminen. Yleensä satelliittiviivat syntyvät kaksoisvirittymisen seurauksena. Voi käydä esimerkiksi niin, että alussa on aukko atomin K-kuorella ja L-kuorella. Kun K-kuoren aukko täyttyy L-kuorelta (tällöin vapautuu röntgensäteilyä), lopputilassa on kaksi aukkoa L-kuorella. Tällöin röntgensäteilyspektriin syntyy jatkuvan jarrutussäteilyn ja karakteristisen säteilyn piikkien lisäksi myös satelliittiviivoja, joiden intensiteetti on pieni. [111], [112]

Osa anodimateriaalin atomien ionisoituneista/virittyneistä tiloista saattaa laueta jollakin muulla prosessilla kuin sillä, joka johtaa karakteristisen röntgensäteilyn emissioon. Tällainen prosessi on ns. Auger-ilmiö, jossa ionisoidun kuoren täytyessä jonkin ulomman kuoren elektronin siirtyessä ionisoidun kuoren tyhjään tilaan vapautuva energia ei esiinny emittoituvana röntgensäteilykvanttina, vaan se saa aikaan jonkin toisen elektronin poistumisen atomin elektroniverhosta. Tällöin osa karakteristisen röntgensäteilyn kvanttia vastaavasta energiasta kuluu kyseiseen toiseen ionisaatioprosessiin. Loppuosa siirtyy kineettisenä energiana toisen

ionisaatioprosessin tuloksena syntyvälle Auger-elektronille. Karakteristisen röntgensäteilyn synty ja Auger-emissio ovat keskenään kilpailevia prosesseja. Karakteristisen röntgensäteilykvantin emissiota on tapana sanoa fluoresenssisaanniksi  $w_F$ . Vastaava Auger-saanti  $w_A$  on siten  $1 - w_F$ .

**Kuva 7.5. K-kuoren aukon täyttötodennäköisyys fotonin emissiolla ( $w_F$ ) ja Auger-elektroni-emissiolla ( $w_A$ ). ( $w_F + w_A = 1$ ). [113]**

Kun kyseessä on L-kuoren aukon täytyminen, on Auger-ilmiö vallitsevin, olipa anodimateriaalin alkuaineen massa mikä tahansa. K-kuoren aukon täytyessä Auger-ilmiö on hallitsevin prosessi kevyillä ( $Z < 32$ ) alkuaineilla (kuva 7.5). Fluoresenssisaanti on hallitsevin prosessi tätä raskaammilla alkuaineilla. Tämä seikka vaikeuttaa huomattavasti röntgenspektrometrinen analyysimenetelmien käyttöä keveille alkuaineille, koska pieni fluoresenssisaanti merkitsee vähäisiä karakteristisen röntgensäteilyn intensiteettejä. Täytyy kuitenkin muistaa, että Auger-spektrometria on erittäin tärkeä menetelmä esimerkiksi tunnistettaessa eri atomilajeja ja analysoitaessa atomilajien ominaisuuksia. Samoin kuin karakterististen röntgensäteilykvanttien energiat ovat myös atomeista emittoituvien Auger-elektronien kineettiset energiat emittoivalle atomille karakteristisia, ja niitä voidaan käyttää näytteen kemialliseen analyysiin. Auger-ilmiöstä kerrotaan enemmän luvussa 10.1.2. [114], [115]

## 7.2. Laservalon hyödyntäminen röntgensäteilyn synnyttämisessä

### 7.2.1. Laservalolla aikaansaavat plasmaröntgensädelähteet

Ensimmäinen laser kehitettiin 40 vuotta sitten. Joidenkin aineiden atomit palaavat viritystilasta

perustilaan suhteellisen pitkäaikaisen ( $n \cdot 10^{-3} s$ ) välitilan, ns. metastabiilin tilan kautta. Sopivissa oloissa moni atomi voidaan virittää optisella pumpaamisella tähän tilaan. Esimerkiksi kiinteäainelaserin kiinteää laserväliainetta säteilytetään sopivan taajuuden omaavalla valolla (optinen pumpaaminen), jolloin atomit absorboivat fotoneja ja siirtyvät metastabiiliin tilaan. Viritykset voidaan laukaista ulkopuolelta tulevilla fotoneilla, joiden energiat ovat yhtäsuuret kuin metastabiilin viritystilän ja perustilan energioiden erotus. Tätä ilmiötä kutsutaan stimuloituksi emissioksi. Atomin viritystilän purkautumisessa emittoituvalla fotonilla on sama vaihe kuin stimuloivalla fotonilla; näin syntyy toinen valopulssi edellisen seuraksi. Nämä voivat edelleen purkaa toisten virittyneiden atomien viritystiloja. Laserväliaineen atomien metastabiilien viritystilojen laukeaminen voi sopivissa olosuhteissa tapahtua ketjureaktion tavoin. Jos halutaan jatkuva emissio, optista pumpaamista on pidettävä jatkuvasti yllä. Stimuloitun emission avulla saadaan koherenttia säteilyä; säteilyn aalloilla on sama taajuus ja vaihe. Laservalolla on siten hyvin suuri intensiteetti. Lyhenne laser tulee sanoista 'light amplification by stimulated emission' eli 'valon vahvistaminen stimuloitun emission avulla'. [116], [117]

Laserit, joiden koherentti suuritehoinen säteily (yhden nanosekunnin mittainen lasersädepulssi voi sisältää 100 J energiaa) voidaan fokusoida siten, että kohteen (esimerkiksi alumiinilevy) yhdelle neliösenttimetrille kohdistuu  $10^{10} - 10^{13} W : n$  säteilyteho, on riittävä muuttamaan kohdemateriaalin pinnan plasmaksi. Tällöin kohdemateriaalin pinnan atomit ionisoituvat hyvin nopeasti. Kohdemateriaalista emittoituvien elektronien sanotaan olevan termisiä, koska niiden energia on verrannollinen plasman lämpötilaan.

Lasersäteilyllä kohteessa aikaansaataavassa ns. "laserplasmassa" on hyvin korkea lämpötila ( $5 \cdot 10^6 K$ ) ja suuri energiatiheys. Tiheimmässä kohdassa elektronitiheys on noin  $4 \cdot 10^{21} cm^{-3}$  ja tällä alueella paine on noin  $10 Mbar$ . Osa lasersäteilyn energiasta kuluu elektronien irrottamiseen atomeista, ja osa lasersäteilyn energiasta menee irronneiden fotoelektronien kineettiseksi energiaksi. Pääosa lasersäteilyn energiasta muuttuu kuitenkin kohdemateriaalin pinnassa lämmöksi, koska vapautuneet fotoelektronit törmäilevät toisiinsa. Lasersäteilyllä aikaansaadun kuuman plasman atomit ovat moneen kertaan ionisoituneita. Ionisoituneet atomit törmäilevät toisiinsa ja ionisoituvat näin lisää. Kun atomien ionisoituneet tilat laukeavat, vapautuu röntgensäteilyä. "Laserplasma" emittoi röntgensäteilyä kaikkiin suuntiin.



Plasmasta emittoituvat röntgensäteet ovat epäkoherentteja. Plasmasta emittoituvan röntgensäteilyn spektrissä näkyy piikkejä, jotka johtuvat ionisoitujen tilojen laukeamisista ja lisäksi spektrissä on ”taustana” jarrutussäteilyn jatkuva spektri. Spektrissä näkyy myös satelliittiviivoja. [118]

Laserin avulla aikaansaadut plasmaröntgensädelähteet ovat hyvin monipuolisia, koska laserin tehoa säätelemällä ja kohdemateriaalia muuttamalla saadaan tuotettua laajan aallonpituusalueen omaavaa röntgensäteilyä. Plasmaröntgensädelähteiden etu on se, että ne ovat aika pieniä verrattuna muihin röntgensädelähteisiin. Laserplasmaa käytetään hyväksi mm. atomi- ja molekyyli-spektroskopiassa. ”Laboratorioavaruusfysiikassa” tähtien lähettämiä säteily-spektrejä verrataan laserplasma-spektroskopian avulla saatuihin tuloksiin. [119]

### 7.2.2. Röntgensädelaser

Albert Einsteinin laskema yhteys spontaanin emission (atomin viritystila/ionisaatiotila laukeaa itsestään, ks. luku 4.2) ja stimuloitun emission todennäköisyyksien välillä sanoo, että suurilla säteilytaajuuksilla spontaani emissio on paljon todennäköisempi kuin stimuloitu emissio. Tämä tarkoittaa sitä, että edellä kuvattuun plasmaan perustuva röntgensädelaser vaatii äärimmäisen tehokkaan tehonlähteen pitääkseen yllä atomien viritettyjä tiloja, jotta ne eivät laukeaisi spontaanisti. Suurien säteilytaajuuksien ollessa kyseessä täytyy olla käytössä voimakas tehonlähde, jotta stimuloitu emissio saataisiin aikaan.

Röntgensädelaserissa käytettävä laserväliaineplasma saadaan aikaan, kun todella tehokas optisen laserin suihku (nanosekunnin murto-osien mittainen lasersädepulssi voi sisältää energiaa useita satoja tai tuhansia jouleja) fokusoidaan muutaman neliösenttimetrin alueelle kiinteässä metallilevykohteessa. Näin syntyvän kuumen plasman neonatomit tai nikkeliatomit ovat moneen kertaan ionisoituja. Röntgensädelaserin toiminta perustuu moniin yhtäaikaisiin ionisaatiotilojen purkauksiin, joissa vapautuu röntgensäteilyä. Jotta plasmassa saadaan aikaan ns. kyllästystila, missä stimuloitu emissio on todennäköisempi kuin spontaani emissio, täytyy röntgensädelaseriin syöttää tehoa ”ajolaserin” eli ”pumppauslaserin” avulla tyypillisesti vahvistuskertoimella  $10^6$ .

Röntgensädelasereiden emittoima suuren koherenssin omaava säteily on aallonpituusalueella  $\lambda = 4 \dots 40 \text{ nm}$ , ja sen hetkellinen pulssiteho voi olla megawattien luokkaa yhden pulssin keston

ollessa vain nanosekunnin murto-osia. Röntgensädelaserin lähettämien pulssien pulssienergia on vain luokkaa millijoule. Röntgensädelasereiden hyötysuhde on huono: jotta röntgensädelaserista saadaan ulos energiaa millijoule, täytyy siihen syöttää ”ajolaserin” avulla kilojouleja energiaa.

Röntgensädelaserin ongelmana on sen vaatima hyvin suuri ulkoinen teho. Keskeinen tutkimusaihe röntgensädelasereiden kehitystyössä on se, miten saadaan vähennettyä ”ajolaserin” lasersädepulssien energiaa. Tällä hetkellä ”ajolaserin” täytyy olla tehokas ja kallis laser, mikä rajoittaa röntgensädelaserin käyttäjäkuntaa huomattavasti. Vasta kun ajolaserongelma on ratkaistu, voimme todella sanoa röntgensädelaserin olevan olemassa. [120]

### **7.3. Muita röntgensäteilyn syntytapoja**

Röntgensäteilyä on mahdollista herättää myös käyttäen hyväksi atomiytimissä tapahtuviin muutoksiin liittyviä seurausilmiöitä. Elektronikaappauksessa radioaktiivisen muutoksen kohteena olevan atomin ydin saa aikaan tyhjän tilan muodostumisen saman atomin jollakin sisimmistä kuorista. Kun ydin sieppaa elektronin, muuttuu ytimen yksi protoni neutroniksi ja seurauksena on röntgensäteilykvantin emittoituminen. Tällainen röntgensädelähde ei tarvitse tavallisten röntgenputkien tapaan mitään tehölähdettä, mikä lisää oleellisesti niiden käyttömahdollisuuksia esimerkiksi kenttäolosuhteissa. Toisaalta käytettävissä olevat suhteellisen harvat radioaktiiviset säteilijät asettavat rajoituksia aikaansaadun röntgensäteilyspektrin luonteelle ja myös röntgensäteilyn intensiteetti on aina useita kertaluokkia pienempi kuin tavanomaisilla röntgenputkilla helposti saavutettavat intensiteettiarvot. [121], [122]

### **7.4. Astrofysikaalinen röntgensäteily**

#### **7.4.1. Aurinko röntgensädelähteenä ja kosminen röntgensädeastronomia**

Toisen maailmansodan jälkeen auringon koronan suuri säde ja sen läheisyydessä syntyvä suuri ionisaatioiden määrä selitettiin koronan erittäin suurella lämpötilalla. Pian englantilainen avaruusfyysikko Fred Hoyle ehdotti, että tuollainen kuuma plasma on runsas röntgensädelähde. Tämä selitti myös maapallon ionosfäärin alkuperän: kun röntgensäteet osuvat ylempään ilmakehään, aiheuttavat ne ylemmän ilmakehän atomien ionisaatioita (ks. luku 5.2.2).

Kiinnostus alkaa tutkia aurinkoa huomattavasti kaukaisempia kosmisia röntgensädelähteitä, kuten tähtiä ja supernovajäänteitä, kasvoi voimakkaasti 1950-luvun loppupuolella. 1960-luvulla toteutettiin monia avaruuslentoja, joiden avulla saatiin selville useiden röntgensäteilyä lähettävien tähtien paikat. Näiden mittauksen perusteella havaittiin, että tähtien lähettämän röntgensäteilyn intensiteetti on  $10^7 - 10^8$  kertaa suurempi kuin auringon lähettämän röntgensäteilyn intensiteetti. [123]

Ensimmäiset röntgensäteilyn tutkimiseen valjastetut satelliitit laukaistiin kiertoradoilleen 1970-luvun alussa maapallon läpinäkymättömän ilmakehän yläpuolelle. Satelliittien avulla löydettiin monia aurinkokunnan ulkopuolisia röntgensäteilyn lähteitä: satelliittien tehokkaat röntgensädespektrometrit paljastivat tuhansien tähtien, kaasupilvien, galaksien ja suurten kaukaisten galaksijoukkojen tuottavan röntgensäteilyä. Maailmankaikkeus on paljastunut mahtavaksi röntgensädelaboratorioksi: nykyisin tunnetaan jo kymmeniätuhansia kosmisia röntgensäteilyn lähteitä. [124] Universumin röntgenlähdetutkimusta nimitetään röntgensädeastronomiaksi. [125]

#### **7.4.2. Erilaisia kosmisen röntgensäteilyn syntymekanismeja**

Monet kaksoistähdet eli tähdet, jotka sijaitsevat toistensa lähellä ja kiertävät toisiaan, ovat voimakkaita röntgensäteilijöitä: ne voivat säteillä röntgensäteilyä jopa 10000 kertaa voimakkaammin kuin aurinko näkyvää valoa. Kaksoistähdessä vuorovesivoimat voivat olla niin suuria, että toinen tähdistä imee ainetta toisesta. Ainetta toisesta tähdestä imevä tähti on tavallisesti neutronitähti, joka on oman painovoimansa vaikutuksesta puristunut pieneksi ja hyvin tiheäksi. Kun aine syöksyy toisesta tähdestä toiseen tähteen hyvin kiivasta vauhtia, se jarruntuu nopeasti törmätessään tähden pintaan; syntyy jarrutussäteilyä samalla mekanismilla kuin röntgenputkessa. Aineen törmätessä toisen tähden pintaan voi myös syntyä karakteristista röntgensäteilyä samaan tapaan kuin röntgenputkessa. Lisäksi kun ainetta vastaanottavan tähden pinta kuumenee miljoonien asteiden lämpötilaan, törmäilevät pinnan atomit toisiinsa voimakkaasti ja virittyvät. Atomien viritystilojen purkautuessa emittoituu röntgensäteilyä.

Supernovatahtien jäännöksiä syntyy linnunrataamme tähtien ulkokuorten räjähtäessä. Tällöin tähti itse kutistuu massiiviseksi neutronikasauksi ja sitä ympäröi kaasupilvi. Supernovien jäännösten röntgensäteily perustuu kahteen eri mekanismiin. Osa säteilystä on peräisin kaasupilven keskellä

pyörivästä neutronitähdessä; tämä säteily tulee lyhyinä pulsseina noin 30 kertaa sekunnissa. Osa säteilystä on lähtöisin neutronitähteä ympäröivästä nopeasti laajenevasta kaasupilvestä.

Röntgensäteilyä ja sitäkin läpitunkevampaa gammasäteilyä tuottaa musta aukko, jonka painovoima on puristanut kaikkien havaintojen ulottumattomiin. Mustan aukon ympärillä on nopeasti pyörivä kiekko, johon musta aukko imee voimakkaasti ainetta läheisestä tähdestä. Lyhyen aallonpituuden omaavaa säteilyä syntyy sekä aineen kiertäessä tässä kiekossa että sen pudotessa kiekosta suurella kiihtyvyydellä mustan aukon nieluun.

Linnunradan keskus, aktiiviset galaksinytimet ja galaksijoukot, voivat lähettää röntgensäteilyä. Linnunradan keskuksessa aine on hyvin tiheää, ja sieltä havaittu röntgen- ja gammasäteily viittaa mustan aukon olemassaoloon. Aktiivisissa galaksinytimissä säteilyn tuottaa niiden keskellä oleva, jopa miljoonien aurinkojen massainen musta aukko, joka imee syövereihinsä kokonaisia tähtiä ympärillään pyörivästä valtavasta kiekosta. Galaksijoukoissa röntgensäteilyä syntyy sekä itse galakseissa että niiden välisessä harvassa ja kuumassa kaasussa kymmenien miljoonien valovuosien alueella. [126]

Vuosina 1983 – 1986 avaruudessa olleen eurooppalaisen EXOSAT-satelliitin kiertorata oli sellainen, että yksittäistä röntgensäteilylähdettä voitiin mitata jopa kolme päivää peräkkäin ilman maapallon varjostuksen aiheuttamaa häiriötä. Kuvassa 7.6 on EXOSAT-satelliitin mittaama kahden Seyfertin galaksin lähettämä röntgensäteilyn spektri. Siinä havaitaan jatkuvasti tapahtuvia, nopeita ja suuria amplitudin muutoksia. Tämän perusteella voidaan päätellä, että röntgensäteet lähtevät hyvin pieneltä alueelta, ehkäpä mustasta aukosta, joka on galaksin ytimessä. [127] Amerikkalainen Chandra- ja eurooppalainen XMM-satelliitti ovat tällä hetkellä maan kiertoradalla ja tuottavat hyvin tarkkoja kuvia avaruuden röntgensäteilijöistä. Näiden satelliittien odotetaan aloittavan uuden aikakauden röntgensädetähtitieteessä. [128]

**Kuva 7.6. EXOSAT-satelliitin mittaama kahden Seyfertin galaksin lähettämä röntgensäteilyn spektri. [129]**

Joku saattaa ihmetellä, mikseivät astronautit ole paistuneet kaiken röntgensädeloisten vaikutuksesta. Aurinkoa lukuun ottamatta taivaalliset röntgensäteilijät ovat kuitenkin hyvin kaukana, kaikkein kauimmaisat galaksit miljardien valovuosien päässä. Niistä tuleva säteily leviää hyvin laajalle alueelle. Siksi satelliittien havaitsema säteily on heikkoa ja vaatii hyvin tarkkoja mittalaitteita. [130], [131] Maan pinnalla olemme täysin suojassa taivaallisilta röntgensäteiltä, koska suurin osa avaruuden röntgensäteilystä absorboituu ilmakehään. [132] Käytännöllisesti katsoen kaikki elinympäristössämme esiintyvä röntgensäteily on keinotekoisesti aikaansaatu. [133]

Röntgensäteilymittausten kautta avaruusfysikot ovat oppineet paljon maailmankaikkeuden synnyn aikoina tapahtuneista energettisistä räjähdyksistä. [134] Mitattujen röntgensäteilyspektrien kautta saatavaa tietoa voidaan käyttää laskettaessa normaalien tähtien säteitä, massoja ja sisäisiä magneettikenttiä. Mittausten avulla voidaan laskea neutronitähteä kiertävän tavallisen tähden nopeus, ennustaa supernovajäänteiden ympärillä olevan kuumen kaasun lämpötilan ja tiheyden muutoksia ja myös arvioida galaksiryhmien massojen suuruuksia. Kosmisten röntgensäteiden avulla saadaan siis tietoa universumimme fysikaalisesta luonteesta. [135] Röntgensäteilyllä ja sen

syntymismekanismeilla on huomattava merkitys modernissa astrofysiikassa. [136]

## 8. Synkrotronisäteily

Synkrotronisäteilyksi kutsutaan varattujen hiukkasten kaarevalla radalla tyhjiössä lähes valon nopeudella kiertäessään lähettämää sähkömagneettista säteilyä. Hiukkaset saadaan lähes ympyräradalle ns. varastorenkaassa, jossa taivutusmagneettien avulla ohjataan niiden kulkua. Kiihtyvässä liikkeessä oleva varattu partikkeli säteilee osan liike-energiastaan sähkömagneettiseksi säteilyksi. Syöttämällä tilalle vastaava määrä energiaa partikkelit kiertävät renkaassa vakionopeudella useita tunteja.

Tavallisesti varastorenkaalla käytettävät hiukkaset ovat elektroneja tai positroneja, jotka ovat keveitä ja saavat suuren nopeuden ja kiihtyvyyden. Siten ne ovat tehokkaita säteilyn lähettäjiä. Elektronien ja positronien nopeus on erittäin lähellä valon nopeutta ja energia n.  $500 \text{ MeV} - 10 \text{ GeV}$ . Elektronien energia varastorenkaassa on siis huomattavasti suurempi kuin röntgenputkessa kiihtyvien elektronien energia, joka on muutamien kymmenien kiloelektronivolttien luokkaa (ks. luku 7.1). Elektronisuihkun poikkileikkaus on hyvin pieni, uusimmissa laitteissa noin  $0,1 \text{ mm} \cdot 0,1 \text{ mm}$  ja elektronit kiertävät radalla kimppuina, joiden ajallinen pituus on noin  $1 \text{ ns}$ . Synkrotronisäteily on saanut nimensä ydinfysiikan tutkimuksessa käytetyistä synkrotronikiihdyttimistä, jollaisesta tämä säteily ensimmäisen kerran havaittiin näkyvänä valona vuonna 1946 Schenectadyssa Yhdysvalloissa.

Varastorengas (halkaisija tavallisesti noin 10-50 metriä) koostuu suorista osista ja magneeteista, joiden avulla elektroneja poikkeutetaan suunnastaan ja aiheutetaan elektroneille paikallisesti mahdollisimman suuri säteittäinen kiihtyvyys säteilyn tuoton eli säteilyn intensiteetin maksimoimiseksi (kuva 8.1). Säteilyn intensiteettiä voidaan vielä lisätä ns. magneettijonolähteillä (kuva 8.2), joilla elektronit saadaan sinimuotoisesti oskilloivaan liikkeeseen. Elektronien oskillaatioiden lukumäärän perusteella puhutaan wigglereistä (vähän oskillaatioita) tai undulaattoreista (paljon mutkia matkassa). Koska elektronien nopeus on erittäin lähellä valon nopeutta, magneettijonolähteen eri oskillaatioista emittoituneet säteilyaallot interferoivat, jolloin säteilyn intensiteetti kasvaa. Nykyään rakennettavissa varastorenkaissa säteilyn tuotto perustuu ensisijaisesti undulaattoreiden käyttöön.

**Kuva 8.1. Ruotsin Lundissa sijaitsevan MAX-laboratorion varastorengas MAX 1. [137]**

**Kuva 8.2. Magneettijonolähteen periaatteellinen rakenne. Magneettinapojen väli on pieni, se voi olla esimerkiksi luokkaa 1 cm. [138]**

Kiihtyvässä liikkeessä olevat elektronit lähettävät jatkuvan aallonpituusjakautuman omaavaa sähkömagneettista säteilyä, jonka aallonpituusalue on hyvin laaja, ulottuen kaukaisesta infrapunasäteilystä näkyvän valon alueen kautta aina röntgensäteilyyn saakka. Synkrotronisäteily on hyvin voimakasta muiden säteilylähteiden lähettämään säteilyyn verrattuna. Koska elektronit kiertävät rataa kimppuina, säteily tulee lyhyinä pulsseina (kuva 8.3). Kun käytetään undulaattoria, saadaan jatkuvan säteilyspektrin sijasta piikkimäinen säteilyspektri, jossa huippujen intensiteetti on suuri.

**Kuva 8.3. Synkrotronisäteilypulssien emittoituminen. [139]**

Varastorenkalle voidaan rakentaa useita (10 – 30 kpl) säteilylinjoja, joissa hyödynnetään elektronien lähettämää synkrotronisäteilyä. Etuna muihin säteilylähteisiin synkrotronisäteilyä käytettäessä on, että säteilyn energia eli säteilyn aallonpituus on vapaasti valittavissa säteilylinjan monokromaattorilla. Energia voidaan valita esimerkiksi vain haluttujen atomien kuorten ionisoimiseksi tai elektronin virittämiseksi halutulle atomin ulommalle alikuorelle. Säteilylinjalla olevalla monokromaattorilla voidaan synkrotronisäteilystä erottaa karakteristista röntgensäteilyä vastaava aallonpituuskaista, jonka fotonivuo on useita kertalukuja suurempi kuin röntgenputkesta saatava (kuva 8.4). Synkrotronisäteilyn suuri intensiteetti nopeuttaa mittauksia ja parantaa mittausten tarkkuutta. Konventionaalisilla fotonilähteillä käytössä on vain muutamia energioita ja niiden säteilyn intensiteetti on paljon huonompi kuin synkrotronisäteilyn. Synkrotronisäteilyn huono puoli on lähinnä varastorenkaiden kalleus, ja myös tekniikka voi olla monimutkaista. [140]



**Kuva 8.4. Röntgensäteilylähteiden tuottaman säteilyn voimakkuuden kehitys 1900-luvulla. [141]**

## 9. Sähkömagneettisen säteilyn vuorovaikutus materian kanssa

### 9.1. Valosähköinen ilmiö

Kuten luvuissa 4.2 ja 4.3 kerrottiin, sähkömagneettinen säteily voi virittää tai ionisoida kohtaamansa väliaineen atomeja. Valosähköinen ilmiö perustuu luvussa 4.3 esiteltyyn relaatioon (4.7). Valosähköisessä ilmiössä sähkömagneettinen säteily irrottaa elektroniverhosta elektroneja. [142] Jo näkyvä valo on riittävän energettistä irrottamaan elektroneja alkalimetalleista, koska alkalimetalleilla ei ole kuin yksi löyhästi sidottu valenssielektroni uloimmalla elektronikuorella. [143] Valosähköinen ilmiö voidaan havaita hyvin myös käyttämällä ultraviolettisäteilyä tai röntgensäteilyä. Valosähköinen ilmiö voidaan selittää, jos ei ajatella sähkömagneettisen säteilyn sisältämän energian levinneen jatkuvana pitkien sähkömagneettisten aaltojen, vaan ajatellaan säteilyn sisältämän energian keskittyneeksi ”pienille energiapaketeille” eli fotoneille.

Valosähköisessä ilmiössä näytteen johonkin atomiin absorboituva tulevan säteilyn fotoni luovuttaa välittömästi käytännössä kaiken energiansa sille metallilevyn elektronille, johon fotoni osuu. Tämä on mahdollista sen tähden, että fotonin ja elektronin välisen törmäyksen kolmantena osapuolena on näytteen atomi, johon elektroni on sitoutunut. Valosähköistä ilmiötä ei voi esiintyä vapailla elektroneilla. [144]

Lausekkeen (4.7) mukaan kvantin energia kuluu elektronin irrottamiseen näytteestä ( $E_i$  on elektronin sidosenergia eli se on irrotustyö, jonka fotoni tekee irrottaessaan elektronin) ja säteilykvantin ylimääräinen energia muuttuu irtoavan fotoelektronin kineettiseksi energiaksi. Atomien elektroneilla on eri suuria sidosenergioita. Siksi näytteeseen kohdistettu säteily saa aikaan fotoelektroneita, joilla on eri suuria liike-energioita.

Koejärjestely valosähköisen ilmiön havaitsemiseksi on esitetty kuvassa 9.1. Valo, joka kohdistetaan negatiivisesti varattuun metallipintaan, vapauttaa metallipinnasta elektroneja. Positiivisesti varattu napa vetää elektroneja puoleensa ja näin ollen elektronit kulkeutuvat positiivisesti varatulle navalle ja aiheuttavat mitattavissa olevan virran virtapiiriin.

**Kuva 9.1. Koejärjestely valosähköisen ilmiön toteamiseksi. [145]**

Vain riittävän suuritaajuuksinen säteily pystyy irrottamaan metallilevyn pinnasta elektroneja (kuva 9.2). Pienintä elektroneja irrottavaa valon taajuutta kutsutaan kynnystaajuudeksi  $\nu_t$ . Mitä enemmän riittävän suuritaajuuksista säteilyä tulee metallilevyn pinnalle, sitä enemmän pinnasta irtoaa elektroneja (kuva 9.2). Valolähteen intensiteetin kasvu irrottaa metallilevyn pinnasta enemmän elektroneja, mutta mikäli valolähteen emittoiman säteilyn taajuus ei ole riittävän suuri, ei metallilevyn pinnasta irtoa yhtään elektronia. Ironneiden fotoelektroneiden maksimienergia riippuu valolähteen lähettämän säteilyn taajuudesta relaation (4.7) mukaan, ei säteilyn intensiteetistä. Tutkittavan näytteen ei tarvitse olla välttämättä metallia. Tämän asian suhteen on etenkin koulukirjoissa turhan vanhanaikainen esitystapa.

**Kuva 9.2. Valosähköinen ilmiö. [146]**

Valosähköinen ilmiö on selvä todiste sähkömagneettisen säteilyn hiukkasominaisuuksien puolesta. Ilmiötä ei voida selittää sähkömagneettisen säteilyn aaltomallin avulla. [147], [148] Mm. aurinkopaneelin toiminnan fysikaalisena perustana on valosähköinen ilmiö eli fotonin vuorovaikutus aineen kanssa. [149]

## 9.2. Röntgensäteilyn vuorovaikutus materiaan kanssa

### 9.2.1. Röntgensäteilykvantin aiheuttama ionisaatio

Esimerkiksi heliumlampulla aikaansaattava UV-säteily kykenee ionisoimaan lähes kaikkien atomien valenssielektroneja. Nykyisillä laitteilla aikaansaattava röntgensäteily pystyy energieettisenä säteilynä ionisoimaan kaikkien atomien sisäkuorten elektronejakin. Röntgensäteilykvantin aikaansaaman ionisaation todennäköisyys riippuu sekä atomin järjestysluvusta että kvantin energiasta. Usein on tapana tarkastella kvantin aallonpituuden vaikutusta ionisaatiotodennäköisyyteen. Kokeellisesti on tultu siihen tulokseen, että kunkin ionisaatioprosessin  $i$  vaikutusala  $\tau_i$  voidaan hyvällä tarkkuudella esittää kaavalla

$$\tau_i \approx Z^m \lambda^n \quad (9.1)$$

kun  $E_{kv} > E_i$ .  $m$  ja  $n$  ovat kullekin ionisaatiolle ominaisia parametreja. Hyvinä likiarvoina niille voidaan käytännön kannalta tärkeiden K- ja L- kuorten ionisaatioiden osalta käyttää arvoja  $m = 4$  ja  $n = 3$ .

Tarkasteltaessa todennäköisyyttä  $\tau$ , jolla röntgensäteilyn kvantti saa aikaan minkä tahansa kyseiselle atomille mahdollisen ionisaation, täytyy laskea yhteen kaikkien ionisaatioiden  $i$  todennäköisyydet:

$$\tau = \sum_i \tau_i \quad (9.2)$$

Näin saatu lauseke on samaa tyyppiä kuin lauseke (9.1), mutta siinä esiintyy  $\lambda$ :n kasvaessa kutakin  $E_i$ :n arvoa vastaavalla  $\lambda$ :n arvolla hyppy alaspäin. Tämä johtuu siitä, että tätä suuremmilla aallonpituuksilla jää vastaavan prosessin osuus pois summasta (9.2). Kuvasta 9.3 havaitaan, että K-kuoren kohdalla tulee äkkijyrkkä tipaus absorptiossa. Tämä johtuu siitä, että säteilyn energia menee niin pieneksi ( $\lambda$  suurenee), että se ei pysty ionisoimaan K-kuorta. Kun  $E_{kv} < E_i$ , ei kvantin energia riitä  $i$ -ionisaatioon. Jokainen kuori siis aiheuttaa kuvaajaan tipauksen, kun röntgensäteilykvantin energia alittuu verrattuna kuoren sidosenergiaan. Kuvaan merkitty röntgensäteilykvantin aallonpituus  $\lambda_K$  (absorptioraja) on suurin kvantin aallonpituus, joka pystyy ionisoimaan K-kuoren. Absorptiorajoista saadaan laskettua vastaavien elektronikuorten sidosenergia.

**Kuva 9.3. Lyijyn massa-absorptiokerroin aallonpituuden funktiona. K- ja L-absorptiorajat on osoitettu nuolilla.**  
[150]

## **9.2.2. Röntgensäteilyn sironta**

### **9.2.2.1. Yleistä**

Edellä kuvattu ionisaatioprosessi edustaa yhtä mahdollista vuorovaikutusta röntgensäteilyn kvantin ja atomin törmäyksessä. Sen tuloksena on, kuten edellä on tullut esille, fotonin energian kustannuksella tapahtuva atomin ionisoituminen tai mahdollisesti atomin virittyminen. Säteilykvantti siis häviää törmäyksessä. Törmäystä sanotaankin tämän johdosta todelliseksi absorptioksi (true absorption).

Toinen vaihtoehto on törmäys, jossa fotonin liikesuunta muuttuu, mutta fotoni ei häviä. Tätä ilmiötä sanotaan säteilyn sironnaksi. [151], [152] Röntgensäteilyn osuessa atomiin tapahtuu sirontaa sekä positiivisen varauksen omaavasta atomiytimeistä että sen ympärillä olevista negatiivisen varauksen omaavista elektroneista. Ytimeistä aiheutuva röntgensäteilyn sironta on huomattavasti vähäisempää kuin elektronien aiheuttama röntgensäteilyn sironta riippumatta atomin

järjestysluvusta. Atomin aiheuttama säteilyn sironta on siis pääasiallisesti peräisin sen elektroniverhon muodostaman sähkövarauspilven vuorovaikutuksesta siihen osuvan säteilyn kanssa. [153] Sironnan seurauksena röntgensäteilyn intensiteetti vähenee sen alkuperäisessä suunnassa, joten sironta edustaa tässä mielessä röntgensäteilyn absorptiota.

Kokonaisabsorptiovaikutusala  $\mu$  saadaan lausekkeesta:

$$\mu = \tau + \sigma \quad (9.3)$$

missä  $\tau$  on ionisaatiovaikutusala ja  $\sigma$  on kokonaissirontavaikutusala. Kokonaisabsorptiovaikutusala  $\mu$  kutsutaan lyhyemmin (kokonais)absorptiokertoimeksi. Kuten edellä ionisaatiota käsiteltäessä tuli ilmi, ionisaatiovaikutusala  $\tau \sim Z^4 \lambda^3$ . Sirontavaikutusala  $\sigma$  sen sijaan riippuu atomin järjestysluvusta ja röntgensäteilyn aallonpituudesta ensimmäisessä potenssissa:  $\sigma \sim Z\lambda$ . Koska  $\tau$  kasvaa huomattavasti nopeammin atomin järjestysluvun ja röntgensäteilyn aallonpituuden mukana, ionisaatio on vallitseva absorptioprosessi raskaille atomeille ja/tai lyhytaaltoiselle röntgensäteilylle (lyhytaaltainen röntgensäteily jaksaa ionisoida atomeja paremmin kuin pitkäaaltainen röntgensäteily). Valosähköinen ilmiö onkin herkästi havaittavissa raskaille alkuaineille. Sironta sen sijaan on säteilyn absorption huomattava osatekijä keveiden atomien ja pitkäaaltaisen röntgensäteilyn välisessä vuorovaikutuksessa.

Kuvan 9.3 esittämässä tapauksessa on  $Z = 82$  ja valosähköinen ionisaatio on näin ollen täysin vallitseva absorptiomekanismi. Kokonaisabsorptiokerroin on tässä tapauksessa käytännöllisesti katsoen sama kuin ionisaation osuus siihen. Kuva 9.3 esittää massa-absorptiokertoimen muuttumista röntgensäteilyn aallonpituuden kasvaessa. Massa-absorptiokerrointa käsitellään luvussa 9.2.4.2 tarkemmin.

### 9.2.2.2. Thomson-sironta

Tarkasteltaessa sironnutta röntgensäteilyä todetaan, että osa siitä koostuu röntgensäteilyn kvanteista, joiden energia ja siis myös aallonpituus on sironnassa säilynyt muuttumatta. Tällaista sirontaa sanotaan elastiseksi eli kimmoiseksi sironnaksi. Tällaista sirontaa nimitetään myös Thomson-sironnaksi.

Thomson-sironnassa röntgensäteilyn sironta johtuu vuorovaikutuksesta elektronin ja

suoraviivaisesti etenevän sähkömagneettisen aallon välillä. [154], [155] Kun poikittainen sähkömagneettinen tasoalto osuu pistemäiseen varaukseen, varaus joutuu sähkömagneettisen kentän vaikutuksesta värähtelyliikkeeseen, jonka suunta ja taajuus ovat samat kuin sähkömagneettisen säteilyn kentällä. Näin ollen varaus siis joutuu kiihtyvään liikkeeseen. Kiihtyvässä liikkeessä oleva varaus säteilee sähkömagneettista säteilyä. Nyt varaus säteilee ympäristöönsä sähkömagneettisen säteilyn kentän, jonka taajuus on sama kuin tulevan säteilyn ympärilleen säteilemän kentän taajuus. Tällaiset samantaajuiset sähkömagneettiset kentät merkitsevät sitä, että elektroniin osuva sähkömagneettinen säteily siroaa elektronista elastisesti, eli sen taajuus pysyy muuttumattomana. [156] Mikäli elastista röntgensäteilyn sirontaa tapahtuu useista atomeista samanaikaisesti, voidaan eri atomeista tulevat sirontakentät yhdistää. Niiden sanotaan tällöin interferoivan. Tätä elastisen sironnan ominaisuutta kutsutaan sironnan koherenssiksi. [157]

Röntgensäteilyllä on samat yleiset ominaisuudet kuin näkyvällä valolla. Röntgensäteilyn aallonpituus on pieni, ja tästä johtuu, että sen aaltoluonteen osoittaminen oli aikoinaan vaikeaa. Interferenssi-ilmiötä ei saatu esille samanlaisilla koejärjestelyillä kuin näkyvällä valolla (Youngin koe), koska ei kyetty rakentamaan hilaa, jonka rakojen välimatka olisi röntgensäteilyn aallonpituuden suuruusluokkaa. Vuonna 1912 saksalainen fyysikko Max von Laue oivalsi, että röntgensäteilylle sopiva hila on kite, koska kiteen atomitasojen välit ovat pienet, noin  $0,1 \text{ nm}$  eli röntgensäteilyn aallonpituuden suuruusluokkaa. Kidettä käyttäen saadaan esille diffraktiokuvio.

**Kuva 9.4. Röntgensäteiden ”heijastuminen” kiteen atomitasoista. [158]**

Tarkastellaan kuvan 9.4 mukaista tilannetta. Monokromaattisen röntgensäteilyn aaltorintama tulee kiteeseen kulmassa  $\varphi$ . Tätä aaltorintaman tulosuunnan ja kiteen pinnan välistä kulmaa nimitetään kiiltokulmaksi. [159] Kiteet ovat kolmidimensioisia jaksollisia rakenteita, ja ne voidaan ajatella koostuviksi kidetasoista, jotka ovat vakioetäisyydellä toisistaan. Säde 1 ”heijastuu” ensimmäisestä

atomitasosta ja säde 2 toisesta atomitasosta. Naapuriatomien lähettämät sirontakentät ovat samassa vaiheessa, jos säteiden matkaero  $ABC$  on säteilyn aallonpituus tai sen jokin kokonaislukumonikerta. Eri atomitasoista sironneet röntgensäteet siis vahvistavat toisiaan (havaitaan maksimiarvot diffraktiokuviossa), kun niiden matkaero on täysiä aallonpituuksia:

$$2d \sin \varphi = k\lambda \quad (9.4)$$

Tämä lauseke on nimetty keksijänsä englantilaisen fyysikon William Lawrence Braggin mukaan Braggin laiksi. Kun Braggin laki toteutuu, voidaan kaikkien atomien lähettämät sirontakentät laskea yhteen aritmeettisesti, ja osakenttien suhteen havaitaan konstruktiivinen interferenssi, eli osakentät vahvistavat toisiaan. Antamalla matkaerolle eri arvoja, jotka ovat aallonpituuden eri monikertoja, havaitaan useita eri sirontasuuntia, joissa esiintyy konstruktiivinen interferenssi. Havaitsemalla suunnat, joissa esiintyy sironnan voimakas maksimi, saamme atomiketjun diffraktiokuvion. Havaitsemalla sirontaintensiteetin suuntajakautuma voidaan saada tietoa sironnan aikaansaaneiden varauksien eli atomien jakautumisesta kohtiossa: kun interferenssimaksimin antamat kulmat  $\varphi$  ja käytetyn röntgensäteilyn aallonpituus  $\lambda$  tiedetään, saadaan kiteen atomitasojen välinen etäisyys eli hilavakio  $d$  laskettua.

On huomattava, että röntgensäteiden ”heijastus” yhdestä ainoasta kiteen atomitasosta on varsin heikko, ja voimme havaita ”heijastuksen” vain silloin, kun se tapahtuu konstruktiivisesti interferoiden monista päällekkäisistä yhdensuuntaisista tasoista. Röntgensäteilyn suuren kantaman johdosta voimme saada sirontaa myös suhteellisen syvällä pinnan alapuolella sijaitsevista atomitasoista. [160] Diffraktiokuva on käyttökelpoinen tutkittaessa kohtioita, jotka muodostuvat säännöllisesti toistuvista, keskenään samanlaisista osista. Röntgensädediffraktion sovelluksia käsitellään luvuissa 10.2.5 ja 10.3.1. [161]

Braggin laki osoittaa, että vastakohtana optiselle heijastusilmiölle on röntgensäteilyn ”heijastuessa” kiteen tasoista ”heijastus” mahdollinen vain niissä suunnissa, joissa Braggin lain mukainen interferenssiehto on täytetty. Muissa suunnissa röntgensäteilyaallot kumoavat toisensa. Yleisesti käytetty termi ”röntgensäteiden heijastus” perustuu ilmiön pinnalliseen analogiaan valon heijastumisen kanssa. Täytyy muistaa, että fysikaalisesti on kysymys kahdesta täysin erilaisesta ilmiöstä. Röntgensäteiden ”heijastus” atomitasosta perustuu röntgensäteiden sirontaan atomien elektroniverhoista ja ytimistä. [162], [163]



Röntgensäteiden intensiteettiä voidaan parantaa ns. röntgensädeinterferometrin avulla. Se koostuu peräkkäisistä ohuista kidelevyistä. Kun röntgensäteet etenevät näiden ohuiden levyjen läpi, tapahtuu edellä kuvattu interferenssi-ilmiö. Viimeisestä levystä saadaan ulos alkuperäistä röntgensäteilyä intensiteetiltään voimakkaampaa säteilyä. [164]

### 9.2.2.3. Compton-sironta

Atomista sironneessa röntgensäteilyssä havaitaan koherentin komponentin ohella toinen komponentti, jonka ominaisuudet poikkeavat oleellisesti edellisestä. Tätä sirontaa sanotaan löytäjänsä amerikkalaisen fyysikon Arthur Holly Comptonin mukaan Compton-sironnaksi. Compton-sironnassa (kuva 9.5) röntgensäteilykvanttien energia pienenee eli sironneen röntgensäteilyn aallonpituus kasvaa. Tämä ilmiö voidaan selittää tarkastelemalla röntgensäteilykvantin ja periaatteessa täysin levossa olevan vapaan elektronin törmäystä pitäen kvanttia liikemäärän  $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$  omaavana partikkelina. Röntgensäteilykvantin ja elektronin törmäyksessä siirtyy osa kvantin energiasta elektronille elektronin liike-energiaksi.

Röntgensäteilykvantin aallonpituuden muutos voidaan laskea periaatteessa samaan tapaan kuin kahden makroskooppisen hiukkasen törmäyksessä, mutta relativistiset korjaukset liikeyhtälöihin ovat välttämättömät. [165], [166] Seuraavassa Compton-sironnan käsittelyssä tehdään pieni approksimaatio, kun oletetaan, että atomin elektroniverhon valenssielektroni on täysin vapaa ja levossa. [167] Tämä oletus on mahdollista tehdä, koska röntgensäteilykvantin energia  $h\nu$  on paljon suurempi kuin elektronien sidosenergia. [168]

**Kuva 9.5. Compton-sironta.** [169]

Osa röntgensäteilykvantin energiasta  $h\nu$  muuttuu elektronin liike-energiaksi  $KE$  :

$$h\nu = h\nu' + KE \Leftrightarrow h\nu - h\nu' = KE \quad (9.5)$$

Massattoman partikkelin eli fotonin liikemäärä  $p$  voidaan lausua fotonin energian  $E$  avulla:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} \quad (9.6)$$

Liikemäärä säilyy fotonin ja elektronin välisessä törmäyksessä:

$$x\text{-akselin suunnassa: } \frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos\phi + p \cos\theta \Leftrightarrow pc \cos\theta = h\nu - h\nu' \cos\phi \quad (9.7)$$

$$y\text{-akselin suunnassa: } 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin\phi - p \sin\theta \Leftrightarrow pc \sin\theta = h\nu' \sin\phi \quad (9.8)$$

Korotetaan nämä yhtälöt neliöön ja lasketaan yhtälöt puolittain yhteen. Saamme:

$$p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') \cos\phi + (h\nu')^2 \quad (9.9)$$

Elektronin kokonaisenergia  $E$  on summa elektronin lepoenergiasta  $E_0$  ja kineettisestä energiasta  $KE$  :

$$E = E_0 + KE \Leftrightarrow E = m_0 c^2 + KE \Leftrightarrow mc^2 = m_0 c^2 + KE \quad (9.10)$$

Toisaalta kokonaisenergia voidaan kirjoittaa muodossa:

$$E = \sqrt{E_0^2 + p^2 c^2} = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (9.11)$$

Näistä kahdesta yhtälöstä saadaan:

$$(KE + m_0 c^2)^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \Leftrightarrow p^2 c^2 = KE^2 + 2m_0 c^2 KE \quad (9.12)$$

Koska elektronin kineettinen energia voidaan kirjoittaa muodossa (9.5):  $KE = h\nu - h\nu'$

$$\text{Saamme yhtälöstä (9.12): } p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') + (h\nu')^2 + 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu') \quad (9.13)$$

Kun (9.13) sijoitetaan yhtälöön (9.9) saamme:

$$\begin{aligned} 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu') &= 2(h\nu)(h\nu')(1 - \cos\phi) \Leftrightarrow \frac{m_0 c}{h} \left( \frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c} \right) = \frac{\nu \nu'}{c^2} (1 - \cos\phi), \text{ ja koska } c = \nu\lambda \\ \Leftrightarrow \frac{m_0 c}{h} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) &= \frac{1 - \cos\phi}{\lambda\lambda'} \Leftrightarrow \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\phi) \Leftrightarrow \Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\phi) \end{aligned} \quad (9.14)$$

missä  $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$  on ns. Compton aallonpituus. Elektronille  $\lambda_c = 2,426 \text{ pm}$ .

Yhtälö (9.14) antaa siis fotonin aallonpituuden muutoksen, kun fotoni siroaa kulman  $\phi$  verran partikkelista, jonka lepomassa on  $m_0$ . Yhtälöstä (9.14) havaitaan, että kun fotoni siroaa

elektronista, niin fotonin maksimi aallonpituuden muutos on  $\Delta\lambda = 2\lambda_C = 4,852 \text{ pm}$  ( $\phi = 180^\circ$ ). Näkyvällä valolla tällainen aallonpituuden muutos on noin 0,001 % alkuperäisestä säteilyn aallonpituudesta. Röntgensäteillä, jonka alkuperäinen aallonpituus on noin  $0,1 \text{ nm}$ , aallonpituus muuttuu Compton-sironnan seurauksena lähes 5 %. [170] Tämä muutos on kuitenkin niin vähäinen, ettei Compton-sirontaa yleensä voida erottaa koherentista sironnasta tavanomaisia säteilyn ilmaisimia käyttäen, vaan nämä ilmaisimet havaitsevat kummatkin sirontalajit yhtäaikaan. Compton-sironta on diffraktiomittauksissa haitallinen taustatekijä, joka pyritään arvioimaan ja poistamaan mittaustuloksista, koska vain koherentti sironta voi saada aikaan diffraktioilmiöitä.

Koherentti sironta on vallitseva vuorovaikutuksissa, joissa elektroni on atomin elektroniverhon sisäkuorilla, ts. elektroni on tiukasti sidottu. Compton-sironta, jossa elektroni oletetaan periaatteessa täysin vapaaksi, on merkittävä vuorovaikutuksissa atomin löyhästi sidottujen valenssielektronien kanssa. Compton-sironnan suhteellinen osuus vähenee atomijärjestysluvun kasvaessa, koska atomin sisäkuorilla olevien elektronien määrä kasvaa, kun atomin järjestysluku kasvaa.

Lausekkeen (9.14) antama arvo säteilykvantin aallonpituuden muutokselle ei ole alussa tehdyn pienen elektronin liiketilaa koskeneen approksimaation johdosta täysin oikea, vaan se olisi kunkin sirontaprosessin kohdalla korvattava kaavalla, joka ottaa huomioon elektronin liiketilaa ennen fotonin ja elektronin törmäystä. Kun eri elektronien liiketila vaihtelee, on seurauksena Compton-sironneen säteilyn aallonpituuden vastaava vaihtelu. Compton sironneen säteilyn spektrien viivamuodon tarkoilla mittauksilla voidaan tutkia atomin elektroniverhon uloimpien elektronien liikemäärän jakautumaa.

Thomson-sironta on osoitus röntgensäteilyn aaltoluonteesta, Compton-sironta sen hiukkasluonteesta. Se seikka, että molemmat sirontalajit käytännössä esiintyvät rinnan röntgensäteilyn ja elektronien vuorovaikutuksissa, on kokeellinen todiste siitä, ettei luvussa 2. käsiteltyä sähkömagneettisen säteilyn aalto- eikä hiukkasmallia kumpaakaan voida yksin pitää riittävänä. [171]

### 9.2.3. Snelliuksen laki röntgensäteilylle

Näkyvä valo taittuu kulkiessaan optisesti harvemmasta aineesta (ilma,  $n_1 = 1$ ) optisesti tiheämpään aineeseen ( $n_2 > 1$ ) normaaliin päin. Röntgensäteily sen sijaan kokee, että aine 2 on optisesti harvempaa ( $n_2 < 1$ ) kuin ilma. Niinpä röntgensäteily taittuu normaalista poispäin tullessaan aineeseen 2. On huomattava, että röntgensäteilyn täytyy tulla erittäin loivassa kulmassa optisesti harvemmasta aineesta optisesti tiheämpään aineeseen, jotta tapahtuu kokonaisheijastus (kuva 9.6). [172]

**Kuva 9.6. Snelliuksen laki optiselle valolle ja röntgensäteilylle. [173]**

### 9.2.4. Röntgensäteilyn absorptio

#### 9.2.4.1. Lineaarinen absorptiokerroin

Edellä on luvuissa 9.2.1 ja 9.2.2 käsitelty prosesseja, joiden kautta yhdensuuntaisen röntgensäteilysuihkun tiellä oleva atomi voi aiheuttaa säteilyn intensiteetin vähenemistä eli säteilyn absorptiota. Säteilyn intensiteetin vähenemistä voidaan kuvata lausekkeen (9.3) (kokonais)absorptiovaikutusalalla  $\mu$ .

Käytännössä tärkeä on kysymys, miten röntgensäteilyn absorptio määrä voidaan saada selville tapauksessa, jossa röntgensäteilysuihkun tiellä on yhden atomin asemesta tietty määrä absorboivaa ainetta. Yksi tapa tarkastella jonkin aineen absorptio-ominaisuuksia on käyttää parametria, joka on määritelty siten, että yksikön paksuinen kerros kyseistä ainetta asetettuna kohtisuoraan röntgensäteilysuihkua vastaan alentaa sen intensiteetin määrään  $e^{-\mu_l}$ , missä  $e \approx 2,718$ . Parametriä  $\mu_l$  sanotaan lineaarisesti absorptiokertoimeksi, joka on riippuvainen väliaineesta ja väliaineeseen tulevan säteilyn energiasta:  $\mu_l = \mu_l(Z, \lambda, \rho)$ , missä  $Z$  on väliaineen atomin järjestysluku,  $\lambda$  on väliaineeseen tulevan röntgensäteilyn aallonpituus ja  $\rho$  on väliaineen tiheys. Lineaarisen absorptiokertoimen yksikkö on  $[\mu_l] = \frac{1}{m}$ .

Aineessa olevaan ohueen kerrokseen  $\Delta x$  röntgensäteilystä poistunut intensiteetti  $\Delta I_x$  on suoraan verrannollinen tähän kerrokseen saapuvan säteilyn intensiteettiin  $I_x$  ja kerroksen paksuuteen:  $\Delta I_x = -\mu_l I_x \Delta x$ . Miinusmerkki johtuu säteilyn vaimenemisesta. Kun  $\Delta I_x$  ja  $\Delta x$  ovat infinidesimaalisen pieniä, voidaan kirjoittaa  $dI_x = -\mu_l I_x dx$ . Johdetaan seuraavassa absorptiolaki yhdensuuntaiselle ja monokromaattiselle röntgensäteilylle:

$$dI_x = -I_x \mu_l dx \Leftrightarrow \int_{I_0}^I \frac{dI_x}{I_x} = \int_0^x -\mu_l dx \Leftrightarrow \ln I - \ln I_0 = -\mu_l x \Leftrightarrow e^{\ln I} = e^{\ln I_0 - \mu_l x}$$

$$\Leftrightarrow e^{\ln I} = e^{\ln I_0} e^{-\mu_l x} \Leftrightarrow I = I_0 e^{-\mu_l x} \quad (9.15)$$

$I_0$  on röntgensäteilyn intensiteetti sen tullessa väliaineeseen. Aineen läpi päässeän säteilyn intensiteetti on  $I$  ja  $x$  on absorboivan ainekerroksen paksuus. Siis mitä pitemmän matkan  $x$  röntgensäteily kulkee väliaineessa, sitä pienempi on sen intensiteetti  $I$ .

#### 9.2.4.2. Massa-absorptiokerroin

Parametri  $\mu_m$  on määritelty siten, että kun röntgensäteilysuihkuun asetetaan yhtä massayksikköä vastaava määrä absorboivaa ainetta suihkun poikkipinnan yksikköä kohti, vähenee suihkun intensiteetti määrään  $e^{-\mu_m}$ , missä  $e \approx 2,718$ . Parametria  $\mu_m$  kutsutaan aineen massa-absorptiokertoimeksi, joka on riippuvainen väliaineesta ja väliaineeseen tulevan säteilyn

energiasta:  $\mu_m = \mu_m(Z, \lambda)$ . Massa-absorptiokerroin yksikkö on  $[\mu_m] = \frac{m^2}{kg}$ .

Lineaarisen absorptiokerroimen ja massa-absorptiokerroimen välillä on riippuvuus:

$$\mu_l = \rho \mu_m \quad (9.16)$$

missä  $\rho$  on absorbaattorin tiheys. Seosten massa-absorptiokerroin määritellään yhtälöllä:

$$\mu_m = \sum_i c_i \mu_{m_i} \quad (9.17)$$

missä  $c_i$  on aineen  $i$  pitoisuus (paino-osuus),  $(\sum_i c_i = 1)$  ja  $\mu_{m_i}$  on aineen  $i$  massa-absorptiokerroin ko. säteilylle.

Absorptiolaki massa-absorptiokerroimen avulla ilmoitettuna tulee muotoon:

$$I = I_0 e^{-\mu_m m} \quad (9.18)$$

missä  $m = \frac{\text{absorbaattorin kokonaismassa}}{\text{pinta - ala, johon röntgensäteily kohdistuu}}$

Kun röntgensädekimppu kohtaa eri alkuaineista koostuvan levyn, tulee edellä esitetty absorptiolaki muotoon:

$$I = I_0 e^{-\sum_i c_i \mu_{m_i} m} \quad (9.19)$$

Massa-absorptiokerroin on käyttökelpoinen tutkittaessa eri absorbaattorien ominaisuuksia, koska massa-absorptiokerroin ei ole riippuvainen siitä, miten absorboivat atomit ovat sijoittuneet röntgensäteilysuihkun etenemissuunnassa, kunhan niiden lukumäärä suihkua vastaan kohtisuorassa suunnassa on määrätty. Näin ollen on esimerkiksi vesihöyrykerroksella, joka on rajattu yhdensuuntaisilla seinillä kohtisuorassa suunnassa sen lävistävää röntgensäteilysuihkua vastaan, sama absorptiovaikutus kuin ohuella jäälevyllä, joksi höyry muodostuu lämpötilan laskiessa. Absorptio voidaan laskea kummassakin tapauksessa pelkästään veden sisältämien vety- ja happiatomien massa-absorptiokerroimien ja absorbaattorin kokonaismassan perusteella tarvitsematta tietää mitään aineen tiheydestä.

**Kuva 9.7. Röntgensäteilyn absorptio a) paksussa vesihöyrykerroksessa, b) ohuessa jääkerroksessa, joka muodostuu höyryn tiivistyessä.  $I_1 = I_2$ . [174]**

### 9.2.4.3. Röntgensäteilyn kantama

Lausekkeen (9.15) muodosta johtuen ei ole mahdollista pysäyttää röntgensäteilyosuutta täysin millään äärellisen paksuisella absorbaattikerroksella, koska vaimennuksen määräävä eksponenttiosa lausekkeessa (9.15) saavuttaa arvon nolla vasta äärettömän suurella absorbaattorin kerrospaksuudella. On kuitenkin hyödyllistä arvioida sellaisen kerroksen paksuus, joka absorboi pääosan siihen osuvasta säteilystä. Yleensä tälle asetetaan ehdoksi tilanne, jossa absorptiolain mukainen läpäisy saavuttaa arvon  $e^{-1}$ , eli lausekkeessa (9.15) eksponenttiosa  $\mu_t x = 1$ . Tätä vastaava levyn paksuus (säteilyn kantama) on siten:

$$x = \frac{1}{\mu_t} \quad (9.20)$$

### 9.2.4.4. Röntgensäteilyn absorptio ilmassa

Normaali-ilmakehän koostumuksesta voidaan laskea röntgensäteilyn absorptio ilmakehässä röntgensäteilyn eri aallonpituuksille. Käyttämällä lausekkeita (9.16), (9.17) ja (9.20) saadaan absorptiokertoimista lähtien ja käyttäen normaali-ilman tiheyttä  $\rho = 1,293 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  määrättyksi röntgensäteilyn lineaarinen kantama ilmakehässä. Saatu tulos on esitetty aallonpituuden funktiona kuvassa 9.8.

**Kuva 9.8. Röntgensäteilyn kantama ilmassa säteilyn aallonpituuden funktiona. [175]**

#### **9.2.4.5. Väliaineen epähomogeenisuuden vaikutus röntgensäteilyn absorptioon**

Edellisissä luvuissa on absorptiota tarkasteltaessa oletettu, että absorbaattori on täysin homogeeninen, eli että absorboivien atomien tiheys on sama kaikkialla absorbaattorissa. Mikäli on kysymys useamman atomilajin absorbaattorista, on edellä oletettu, että koostumus on sama kaikkialla absorbaattorissa. Lineaarinen absorptiokerroin vaihtelee absorbaattorin eri kohdissa, mikäli absorbaattori ei ole täysin homogeeninen. Tästä seuraa absorptiolain mukaan vaihtelu röntgensäteilyn läpäisyssä.

Röntgensäteilyn läpäisy voi vaihdella myös absorbaattorin paksuuden  $x$  vaihdellessa eri osissa täysin homogeenista absorbaattoria. Näin ollen esimerkiksi levyn sisässä oleva, pintaa tarkastelemalla näkymätön huokonen tai halkeama näkyy säteilyn epätavallisen suurena läpäisyinä kyseisessä kohdassa levyä. Raskaiden, suuren absorptiokertoimen omaavien atomien keskittymät levyssä absorboivat paikallisesti ympäristöä enemmän röntgensäteilyä. Näitä ilmiöitä voidaan käyttää hyväksi läpivalaisumenetelmissä tekniikassa ja lääketieteessä. Epähomogeeniselle absorptiolle on voimassa seuraava yleispätevä sääntö: keskimääräinen säteilyn läpäisy kasvaa aina, kun absorptio-ominaisuudet jakaantuvat epätasaisesti absorbaattorissa.



Kun röntgensäteily etenee erittäin virheettömissä kiteissä, voi tapahtua ns. sammumisilmiö. Syynä tähän on eri atomien lähettämän sironneen röntgensäteilyn voimakas destruktiivinen interferenssi, joka voi vaimentaa röntgensäteilysuihkun intensiteettiä huomattavasti enemmän kuin kiteen tavanomainen absorptio. [176], [177]

#### **9.2.4.6. Röntgensäteilyn fysiologinen vaikutus**

Koska röntgensäteily on hyvin energettistä ja läpitukevaa, on se suurina annoksina vaarallista. Röntgensäteily on vaarallista elollisille organismeille, koska se kykenee ionisoimaan kohtaamansa väliaineen atomeja. Elollisissa organismeissa ionisaatioista seuraa nimittäin erilaisia molekyyliarakenteiden hajoamisreaktioita.

Tämän vuoksi elollisiin organismeihin kohdistuvan säteilyn määrää ja laatua on tärkeätä valvoa. Sallittuja säteilyannoksia sekä jatkuvassa että lyhytaikaisessa työskentelyssä säteilyä aiheuttavilla laitteilla säätelee säteilysuojauslaki- ja asetus. Kaiken tarpeettoman säteilyaltistuksen välttäminen on asetettu säteilysuojelutyön tavoitteeksi. Röntgensädelaitteiden kannalta on aina muistettava röntgensäteilyn suuri intensiteetti, mikä asettaa säteilysuojaukselle- ja valvonnalle tiukat vaatimukset. Esimerkiksi hetkellinenkin röntgenputken suora säteily on hyvin vaarallista ja riittää aiheuttamaan pysyviä vammoja kehossa. [178], [179]

## 10. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö perus- ja soveltavassa tutkimuksessa

### 10.1. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö perustutkimuksessa

#### 10.1.1. Elektronispektroskopia

Elektronispektroskopia on yleisnimitys erilaisille tutkimusmenetelmille, jotka perustuvat pommittavien riittävän energiaisten fotonien tai partikkelien seurauksena näytteestä (kaasumaisessa tilassa olevat atomit tai molekyylit, neste, kiinteä aine) emittoituvien elektronien energia-analyysiin. [180] Elektronispektroskopiassa mallinnetaan atomien ja molekyylien elektroniverhon rakennetta ja pyritään ymmärtämään siinä tapahtuvia indusoituja ja spontaaneja muutoksia. [181] Fysiikan perustutkimuksessa elektronispektroskopian avulla saadaan tietoa atomien ja molekyylien elektroniverhoissa tapahtuvien elektronisten siirtymien aikarakenteesta ja elektronien energiatiloista. Näiden tietojen avulla voidaan ymmärtää paremmin atomien ja molekyylien elektroniverhon rakennetta ja sen dynamiikkaa. [182], [183] Kaaviokuva elektronispektroskooppisesta laitteistosta on esitetty kuvassa 10.1.

#### **Kuva 10.1. Kaaviokuva elektronispektroskooppisesta laitteistosta. [184]**

Esimerkiksi kaasumaiseen näytteeseen kohdistetaan tietyn energiaista UV-lampusta saatavaa ultraviolettisäteilyä, röntgenputkesta saatavaa röntgensäteilyä tai varastorenkkaan säteilylinjalta saatavaa synkrotronisäteilyä. Näytteen lähettämiä elektroneja (fotoelektroneja tai Auger-elektroneja) analysoidaan energia-analysaattorilla, jonka avulla mitataan spektri; voidaan

esimerkiksi mitata näytteestä emittoituvien ilmaisimelle osuvien elektronien intensiteetti (elektronien määrä) niiden kineettisen energian funktiona (siis elektronien sidosenergian funktiona) tai voidaan mitata elektronien kulmajakauma. Näytteen emittoimia elektroneja analysoidaan sähköstaattisella tai magneettisella energia-analysaattorilla. [185]

Fotoelektronimittauksissa saadaan selville mm. elektronien kokeelliset sidosenergiat eli ionisaatiopotentiaalit, ts. energia, joka vaaditaan poistamaan elektroni atomista. Kokeellisissa mittauksissa ei puhuta sidosenergioista vaan ionisaatiopotentiaaleista, koska foto/Auger-elektronin emittoituessa atomin/molekyylin muut orbitaalit eivät säily muuttumattomina prosessin aikana, vaan todellisuudessa myös muut orbitaalit järjestyvät uudelleen, ts. tapahtuu systeemin elektronisen varausjakautuman relaksaatio. [186], [187]

Kuvassa 10.2 on esitetty toisen jakson alkuaineiden  $K$  – kuorten fotoelektronispektrit. Kuvasta havaitaan, että kunkin atomin  $K$  – kuoren sidosenergia on kullekin atomille ominainen. Spektrit on mitattu käyttämällä röntgenputkesta saatavaa  $AlK\alpha$  – säteilyä. Kaikkein käytetyimpiä röntgenputken säteilylähteitä ovat  $AlK\alpha$  – ja  $MgK\alpha$  – säteilyt. Röntgenputkesta saatava energeettinen röntgensäteily soveltuu atomien sisäkuorten elektronien sidosenergioiden tutkimiseen ja UV-lampuista saatava ultraviolettisäteily soveltuu atomien ulompien kuorten elektronien sidosenergioiden tutkimiseen.

**Kuva 10.2. Toisen jakson alkuaineiden K-kuorten fotoelektronispektrit. [188]**

Elektronien sidosenergiat riippuvat atomien kemiallisesta ympäristöstä. Kun atomi muodostaa sidoksia naapuriatomien kanssa, elektronien jakautuma muuttuu vapaan atomin tilanteeseen nähden ja elektronien energiatilat hieman muuttuvat. Ilmiötä havainnollistaa kuva 10.3: samaan molekyyliin kuuluvien hiiliatomien  $1s$ -orbitaalien elektronien sidosenergiat ovat erisuuria. Kuvassa 10.3 vasemmanpuolimmaisena hiiliatomin  $1s$ -sidosenergia on kaikkein suurin, koska sen ympärillä on kolme fluoriatomia, jotka ovat hyvin elektronegatiivisia. Tietyn sisäkuoren ionisaatioenergia riippuu atomin ympäristöstä molekyylissä. Sisäkuorten sidosenergioissa havaittavia siirtymiä kutsutaan usein kemiallisiksi siirtymiksi niiden atomin kemiallisesta ympäristöstä tietoa antavan luonteen vuoksi. [189], [190], [191]

**Kuva 10.3.** Etyylitrifluoriasetaatin  $C 1s$ -fotoelektronispektri. Herättävänä säteilynä on käytetty röntgenputkesta saatavaa  $AlK\alpha$ -röntgensäteilyä. [192]

Kehitys elektronispektroskopian alalla on ollut verraten voimakasta erityisesti viimeisen

parinkymmenen vuoden aikana. Tehokkaiden tietokoneiden yleistyminen on mahdollistanut pitkien teoreettisten laskutoimitusten suorittamisen. Kokeelliset menetelmät, erityisesti luvussa 8 esiteltyjen synkrotronisäteilylähteiden käyttö näytteen herättävänä säteilynä ja spektrometrien erotuskyky, ovat kehittyneet niin pitkälle, että riittävän tarkkaerotteista kokeellista aineistoa on käytettävissä teoreettisesti saatujen tulosten vertailuun. Varastorenkasta saatavan synkrotronisäteilyn jatkuva energiaspektri ja suuri intensiteetti antaa hyvät mahdollisuudet atomien ja molekyylien elektronirakenteen tutkimukselle. Elektronispektroskopiassa on monenlaisia tutkimuskohteita, koska synkrotronisäteilystä voidaan valita säteilylinjan monokromaattorilla haluttuja fotonien energiaa laajalla energia-alueella. Synkrotronisäteilyn avulla on saatu paljon uutta tietoa atomien ja molekyylien elektroniverhojen rakenteesta. [193], [194]

Oulun yliopiston fysiikan laitoksen elektronispektroskopian ryhmässä tehdään pääasiassa kaasumaisessa tilassa olevien atomien ja molekyylien tutkimusta synkrotronisäteilyherätteen elektronispektroskopian alalla. Synkrotronisäteilyherätteisessä elektronispektroskopiassa esimerkiksi kaasumaiseen näytteeseen kohdistetaan monokromatisoitua eli tietyn energiaista ultraviolettisäteilyä tai röntgensäteilyä. Synkrotronisäteilyn suuri intensiteetti edesauttaa mittauksia, koska mitä enemmän sopivan energiaista säteilyä kohdistuu näytteeseen, sitä enemmän näytteestä emittoituu elektroneja. Erityisesti pienen partikkelitiheyden omaavien kaasumaisten näytteiden tutkimuksessa herättävän säteilyn riittävän suurella intensiteetillä on suuri merkitys.

Oululaiset tutkijat tekevät mittausmatkoja mm. Ruotsin Lundiin, koska Lundin MAX-laboratoriossa on varastorenkaita, joista saadaan synkrotronisäteilyä. [195], [196] MAX II-varastorenkassa kiertävien elektronien energia on  $1,5 \text{ GeV}$ . [197] Oulun yliopiston elektronispektroskopian ryhmä on rakentanut säteilylinjan MAX I-varastorenkalle, joka siirrettiin MAX II-varastorenkalle sen valmistuttua. Säteilylinjalla spektrien mittauksissa käytettävät fotonien energiat ovat luokkaa  $50\text{--}1500 \text{ eV}$ . Elektronispektroskopian ryhmän Oulun yliopistossa sijaitsevassa laboratoriossa tehtävissä elektronispektroskopian tutkimuksissa voidaan käyttää herättävänä säteilynä heliumlampusta saatavaa ultraviolettisäteilyä. Toinen vaihtoehto on kohdistaa näytteeseen elektronitykistä saatava riittävän energettinen elektronisuihku. [198]

Synkrotronisäteilyn pääkäyttäjät ovat eri alojen, mm. fysiikan, kemian, biologian, materiaalitieteiden ja lääketieteen tutkijat. Synkrotronisäteilykeskusten vaatimista suurista investoinneista ja varastorenkaiden käytön suuresta kysynnästä johtuen niitä hyödynnetään tehokkaasti. Monet varastorenkaat toimivat 24 tuntia vuorokaudessa. Synkrotronisäteilyn avulla tehtävät tutkimukset ovat usein useampien tutkimusryhmien kansainvälisiä yhteistöitä. Suurin osa synkrotronisäteilyn käytöstä kohdistuu perustutkimukseen. [199]

### 10.1.2. Auger-elektronispektroskopia

Oululaiset fyysikot käyttävät tutkimusmenetelmänä pääasiassa Auger-elektronispektroskopiaa, josta kerrottiin hieman luvussa 7.1.2. Auger-ilmiössä atomi ionisoidaan, ja syntynyt aukko täyttyy johtaen Auger-elektronin emittoitumiseen. Tapahtumaa, jossa sisäkuoren elektroni viritetään jollekin miehittämättömälle Rydberg-tilalle, minkä jälkeen syntynyt aukko täyttyy johtaen Auger-elektronin emittoitumiseen, sanotaan resonanssi-Auger-ilmiöksi. Viritetty elektroni voi olla ”katselijana” Rydberg-tilallaan tai osallistua elektroniemissioon. Eri prosessit on esitetty kuvassa 10.4.

**Kuva 10.4. Auger- ja resonanssi-Auger-siirtymät. a) normaali-Auger-siirtymä b) katselija-resonanssi-Auger-siirtymä c) osallistuja-resonanssi-Auger-siirtymä [200]**

Rydberg-tiloille viritetyt elektronit ikäänkuin mittaavat, mitä atomin elektroniverhossa tapahtuu. Katselijaelektroni voi sisäkuoren aukon täyttöprosessin yhteydessä myös siirtyä joko energeettisesti ylempään tai alempaan tilaan, joiden mukaisesti puhutaan shake up - tai shake down -ilmiöistä. Tällöin kuluva tai vapautuva energia kytkeytyy emittoituvan resonanssi-Auger -elektronin energiaan ilmeten spektreissä nk. shake-satelliitteina. [201] Satelliittirakennetta voi tulla spektriin myös kaksoisviritys/ionisaatiotilojen purkautuessa Auger-siirtymällä. [202] Monielektroniprosessit ovat voimakkaita nimenomaan synkrotronisäteilyllä aikaansaataavissa resonanssi-Auger-spektreissä.

Resonanssiviritys voi tapahtua vain fotonin energioilla, jotka vastaavat jotain jonkin atomin tai molekyylin viritysentergiaa. Synkrotronisäteily tarjoaa erinomaisen mahdollisuuden haluttujen resonanssiviritysten aikaansaamiseen ja niitä seuraavien elektroniemissioprosessien tutkimiseen, koska virittävän säteilyn energia voidaan tarkasti valita säteilylinjan monokromaattorilla. Synkrotronisäteilyn avulla voidaan kätevästi tutkia spektrien muuttumista, kun herättävä fotonenergia muuttuu. [203] Synkrotronisäteilyn avulla tutkitaan myös atomien ja molekyylien elektronisten viritysten ja ionisaatorajojen läheisyyden vaikutusta käyttämällä hyväksi herättävän synkrotronisäteilyn energian tarkkaa säädettävyyttä. Synkrotronisäteily on merkinnyt elektronispektroskopiassa oleellista spektrien viivojen leveyksien kapenemista: nykyään synkrotronisäteilyn fotonikaistan leveydet voivat olla luokkaa  $10-200\text{ meV}$  energia-alueella  $50-500\text{ eV}$ . Näin ollen spektrien hienorakennetta voidaan tutkia entistä paremmin. [204], [205]

Elektronispektrometrillä mitattuja Auger-elektronien kineettisiä energioita käytetään näytteiden kemialliseen analyysiin, kuten luvussa 7.1.2 kerrottiin. Auger-elektronimittausten antamaa tietoa käytetään myös mm. atomien ja molekyylien elektroniverhoihin liittyvien kvanttimekaanisten laskujen testaamiseen ja elektronien laskettujen aaltofunktioiden hyvyyden arviointiin. [206] Viritystilojen purkautumisien seurauksena emittoituvien elektronien intensiteettijakaumasta tutkitaan elektroni-elektroni-vuorovaikutusten merkitystä. Tämä menetelmä on tuottanut tarkkaa tietoa atomien/molekyylien orbitaalirakenteesta ja elektronisista siirtymistä. [207] Molekyyleissä resonanssiviritys voi aiheuttaa molekyylin hajoamisen. Tässä prosessissa syntyvien partikkelien tunnistus antaa tietoa mm. siirtymään osallistuvien molekyyliorbitaalien hajottavasta tai sitovasta luonteesta. [208] Muutokset varausjakautumassa, kun atomi tai molekyyli on erilaisessa kemiallisessa ympäristössä, aiheuttavat muutoksia spektrirakenteessa ja tarjoavat siten mahdollisuuden ympäristön vaikutusten tutkimiseen. [209]

### 10.1.3. Ionisaantispektroskopia

Oulun yliopistossa tutkitaan elektronispektrien lisäksi myös atomien ja molekyylien kokonais- ja osittaisionisaanteja. Erilaisissa synkrotronisäteilyllä kaasumaisissa näytteissä tai metallihöyryissä aikaansaaduissa prosesseissa syntyviä ioneja havaitaan käyttämällä lentoaika- eli time-of-flight (TOF)- massaspektrometriä. Ionien lentoaikaspektrometriaa käyttäen voidaan rekisteröidä erilaisten syntyvien ionien osuus herättävän säteilyn energian funktiona. Kokonaisionisaannin eli

näytteessä syntyvien kaikkien ionien mittausta fotonien energian funktiona vastaa absorptiospektroskopiamittauksista saatava informaatiota, koska fotonin absorptioon seurauksena syntynyt viritystila voi purkautua elektronisilla siirtymillä, jotka tuottavat eriasteisesti varattuja ioneja. Mittaamalla TOF-spektrometrillä osittaisionisaantispektrejä saadaan Auger-elektronispektroskopialle rinnakkaista kokeellista materiaalia: osittaisionisaantispektrien avulla voidaan määrittää mm. Auger-siirtymätodennäköisyyksien suhteita. Kokeellisen elektroni- ja ionispektroskopian avulla on atomien ja molekyylien elektronirakenteen teoreettinen, kvanttimekaaninen mallintaminen, mennyt huimasti eteenpäin. [210], [211], [212]

#### **10.1.4. Koinsidenssimittaukset**

Oulun yliopiston fysiikan laitoksen elektronispektroskopian ryhmässä tehdään myös synkrotronisäteilyherätteisiä koinsidenssimittauksia. [213] Fotoionisaatiossa herättävä säteily ionisoi ensin atomin tai molekyylin. Atomin/molekyylin ionisoituneen tilan purkautuessa voi emittoitua elektroni tai fotonin tai ioni voi hajota molekyylin ollessa kyseessä. Fotoionisaatiossa syntyvän ionin käyttäytymisen selvittämiseksi mitataan sekundääripartikkeli/partikkelit koinsidenssissä havaitun fotoelektronin kanssa. Voidaan esimerkiksi mitata elektroni-ioni koinsidenssia. Koinsidenssimittaukset perustuvat samasta prosessista lähtöisin olevien kahden tai useamman hiukkasen havaitsemiseen ja niiden avulla pyritään selvittämään atomien/molekyylien viritettyjen tilojen ajallista kehitystä.

Koinsidenssimittauksissa herättävänä säteilynä käytetään synkrotronisäteilyä, koska fotonit absorboituvat eli menettävät kokonaan energiansa tutkittavalle hiukkaselle. Tällöin koinsidenssin lopputuotteiden määrä on yhtä pienempi, kuin jos tutkittava hiukkanen ionisoitaisiin käyttämällä elektroneja, koska yleensä elektronit menettävät vain osan energiastaan ionisoidessaan jonkin atomin/molekyylin. [214], [215]

### **10.2. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö lääketieteen tutkimuksessa**

#### **10.2.1. Röntgenkuvaus**

Kaikkein vanhin ja yleisin röntgensäteilyn sovellus on röntgenkuvaus. Teollistuneessa



maailmassa tämä menetelmä otettiin käyttöön jo yli sata vuotta sitten heti saksalaisen fyysikon Wilhelm Conrad Röntgenin tekemän röntgensädelöydön jälkeen. Teollistuneissa maissa röntgenkuvausta käytetään hyvin rutiininomaisesti monien sairauksien ja vammojen toteamisessa ja seurannassa. On kuitenkin muistettava, että peräti noin kolme neljäsosaa maailman ihmisistä elää olosuhteissa, joissa röntgenkuvausta ei ole lainkaan saatavilla tai käytettävissä olevia laitteita on hyvin vähän.

Röntgenkuvauksessa röntgenputkesta saatava röntgensäteilysoihku suunnataan kohteeseen ja kohteen säteilysoihkuun aiheuttamat intensiteettierot (tutkittavan kohteen eri osat absorboivat säteilyä eri lailla) rekisteröidään filmille. Filmin tummentuminen on verrannollinen kohteen läpi tulleen säteilyn määrään eli mitä harvempi kohde on, sitä tummempana se näkyy filmillä ja päinvastoin. Näin ollen luu kuvautuu vaaleana ja pehmytkudokset harmaina.

Pehmytkudosten varjoainetutkimuksessa kohteen tiheys muutetaan ympäristöstään poikkeavaksi. Kohteen tiheyttä voidaan lisätä tai vähentää käyttämällä röntgenpositiivisia tai -negatiivisia varjoaineita. Varjoaine annetaan tavallisesti kyynärtaipeen laskimoon. Se sekoittuu vereen ja kulkeutuu joka puolelle elimistöä. Varjoaine pääsee aivokudokseen vain siinä tapauksessa, että jokin sairaus on vaurioittanut veri-aivoestettä. Varjoaine pysyy elimistössä muutaman tunnin ajan. Röntgenpositiivisten varjoaineiden kuten jodin tiheys on suurempi kuin kudosten. Tällöin varjoainetta sisältävä alue näkyy filmillä vaaleana.

**Kuva 10.5. Aortassa olevan jodivarjoaineen avulla verisuonet näkyvät röntgenkuvassa vaaleina muiden pehmytkudosten seasta. [216]**

Läpivalaisututkimuksessa kohteen röntgensäteilykeilaan aiheuttamat intensiteettierot rekisteröidään fluoresoivalle levyille, johon muodostuva kuva vahvistetaan kuvanvahvistimella ja

katsotaan televisioruudulta. Läpivalaisussa saadaan kohteesta jatkuva reaaliaikainen näyttö. Röntgenkuvaus- ja röntgenläpivalaisulaitteiden kehittymisen myötä on kohteesta saatavan informaation tarkkuus parantunut ja potilaiden saama säteily määrä pienentynyt. [217], [218], [219]

### 10.2.2. Sepelvaltimokuvaus

Selektiivisessä sepelvaltimokuvauksessa viedään valtimoiden ja aortan kautta tutkittavaan sepelvaltimeen katetri, jonka kautta varjoaine (jodi) ruiskutetaan. Sepelvaltimot kuvataan röntgenputkesta saatavilla röntgensäteillä. Tällä menetelmällä saadaan tarkkoja kuvia sepelvaltimoista ja niiden sivuhaaroista, mutta valtimojärjestelmä saattaa vahingoittua katetria asetettaessa.

Laskimonsisäisessä sepelvaltimokuvauksessa varjoaine ruiskutetaan kyynärtaipeen laskimoon. Tämä minimoi valtimojärjestelmän vahingoittumisriskin, mutta varjoaine ehtii laimentua huomattavasti ennen saapumistaan sepelvaltimoihin. Dikromografia on kuvausmenetelmä, jossa käytetään hyväksi energianvähentämistekniikkaa. Dikromografiaa voidaan käyttää laskimonsisäiseen sepelvaltimokuvaukseen. Tässä menetelmässä käytetään varjoaineena jodia, jolloin voidaan hyödyntää jodin K-absorptiorajan epäjatkuvuutta. Monokromaattisilla röntgensäteillä otetaan kohteesta yhtäaikaan toinen kuva jodin K-absorptiorajan alapuolelta ja toinen kuva jodin K-absorptiorajan yläpuolelta. Saaduille kuville suoritetaan logaritminen vähentäminen (kuvissa näkyvät muut rakenteet paitsi varjoaine kumoavat toisensa), jolloin nähdään ensisijaisesti varjoainetäyteen sepelvaltimorakenteen kuva.

Dikromografian käyttö laskimonsisäiseen sepelvaltimokuvaukseen edellyttää synkrotronisäteilyn käyttöä, koska perinteisillä röntgensäteilylähteillä ei voida tuottaa riittävän intensiteetin omaavaa monokromaattista röntgensäteilyä. Laskimonsisäinen sepelvaltimokuvaus on riittävän tarkka, kun käytetään hyväksi dikromografiaa. Laskimonsisäisen sepelvaltimokuvauksen käyttöä rajoittaa se, että kuvaukset on suoritettava varastorenkaiden yhteydessä olevilla säteilylinjoilla. Esimerkiksi Suomessa ei laskimonsisäistä sepelvaltimokuvausta voida toteuttaa. [220] Synkrotronisäteilyn avulla on mahdollista kehittää lääketieteen eri menetelmiä monilla tavoin. Tämä kuitenkin edellyttää pienten, sairaalamittakaavan varastorenkaiden kehittämistä. Tällaisten varastorenkaiden kehitystyö onkin käynnissä. [221]

### 10.2.3. Tietokonetomografia

Ihmiskehon kaksi- ja kolmedimensionaalisissa kuvauksissa voidaan käyttää tietokonetomografiakuvausta. Tietokonetomografialaitteisto on esitetty kuvassa 10.6. Tietokonetomografiassa yhdistyvät röntgen- ja tietotekniikka. Röntgenputki ja röntgensäteilynilmäsimet kiertävät kaareissa potilaan ja tutkivat näin kehon viipaleittain. Saadusta informaatiosta tietokone muodostaa kaksi- tai kolmiulotteisen kuvan. Nykyisillä laitteilla kyetään saamaan yksityiskohtaisia kuvia; esimerkiksi aivokasvain voidaan paikantaa tarkasti. Tietokonetomografian haittapuoli on potilaaseen kohdistuva suuri säteilyannos verrattuna tavanomaiseen röntgenkuvaukseen. [222], [223]

#### Kuva 10.6. Tietokonetomografialaitteisto. [224]

Tietokonetomografiakuvauksen kehittämistä rajoittavat röntgenputken rajalliset ominaisuudet röntgensäteilylähteenä. Tämän takia on kokeiltu synkrotronisäteilyn käyttöä TT-kuvauksiin. Synkrotronisäteilyyn pohjautuvan tietokonetomografiakuvauksen avulla koetetaan tutkia mm. aivokasvaimia sekä veri-aivoesteen vaurioitumista. Synkrotronisäteilyä käyttämällä tomografiakuvien tarkkuus voi parantua moninkertaisesti verrattuna perinteisiin menetelmiin tomografiakuvauksissa. [225], [226]

### 10.2.4. Mammografia

Rintakudoksen röntgenkuvantamisella eli mammografialla pystytään näkemään hyvissä kuvausolosuhteissa syöpäkasvain jo alle  $\frac{1}{2} \text{ cm} : n$  mittaisena. Tästä on lähtenyt ajatus oireettomien naisten systemaattisista seulontatutkimuksista rintasyövän varalta, koska mitä pienempänä kasvain havaitaan, sitä suuremmat mahdollisuudet potilaalla on selviytyä. Seulonta

tarkoittaa, että seulotut naiset kutsutaan mammografiakuvaukseen kahden vuoden välein, jotta syöpäkasvaimet havaittaisiin mahdollisimman varhain.

Synkrotronisäteily on käyttökelpoinen mammografiassa, sillä monet synkrotronisäteilyn ominaisuuksista soveltuvat mammografiakuvaukseen mainiosti. Synkrotronisäteilyn intensiteetti on mammografiassa käytetyllä energia-alueella huomattavasti suurempi kuin röntgenputkista saatavan säteilyn intensiteetti. Lisäksi mammografiassa on suuri etu, että synkrotronisäteilystä voidaan monokromaattorin avulla valita mikä tahansa energia hyvin tarkasti eli hyvin suurella monokromaattisuudella. Kun mammografiassa hyödynnetään synkrotronisäteilyä, paranee saatujen kuvien tarkkuus ja potilaan saama säteily määrä pienenee. [227], [228]

### **10.2.5. Rintakasvainkollageenien tutkiminen**

Röntgensäteilyn diffraktioilmiöön (ks. luku 9.2.2.2) perustuen voidaan tutkia mm. biologisten makromolekylien rakennetta. Kollageenit ovat sidekudoksissa kaikkialla läsnä olevia proteiineja. Varastorenkasta saatavan röntgensäteilyn diffraktiokuva normaalisti rintakasvainkudoksesta on huomattavasti havaittavampi kuin pahanlaatuisesta rintakasvainkudoksesta. Tehdyt kokeet osoittavat, että normaalin ja pahanlaatuisen kudoksen kollageenirakenteessa on eroavuuksia. Synkrotronisäteilyn avulla saatava diffraktiotieto sisältää tietoa erityisesti kudoksen syöpäviasta. [229]

Myös hiuksia on tutkittu röntgensädediffraktiolla käyttäen synkrotronisäteilyä. Rintasyöpäpotilaiden hiusten röntgensädediffraktiokuvot ovat erilaiset verrattuna terveiden ihmisten hiusten röntgensädediffraktiokuvioihin. Tehdyissä tutkimuksissa on havaittu, että rintasyöpää sairastavilla ihmisillä hiusten molekyylien välinen rakenne on erilainen kuin terveillä ihmisillä. [230]

### **10.2.6. Sädehoito**

Potilaalle voidaan antaa ultraviolettisäteilyn tai röntgensäteilyn avulla sädehoitoa. Avainkysymys sädehoidossa on, kuinka sädeherkkiä ihmisen syöpäsolut ovat suhteessa kasvaimen lähialueen terveisiin soluihin. Sädeherkkyydellä tarkoitetaan solujen herkkyyttä energgeettiselle, solujen atomeja/molekyylejä ionisoivalle säteilylle. Sitä voidaan kuvata esimerkiksi solujen

eloonjäämiskäyrällä. Sädehoito tehoaa eri kasvaimissa eri tavalla: osa kasvaimista voidaan tuhota pienehköillä säteilyannoksilla, kun taas jotkut kasvaimet eivät tuhoudu suurillakaan säteilyannoksilla. Sädehoidossa täytyy muistaa, että syöpäkasvaimen nopea kutistuminen siihen kohdistettavan säteilyn vaikutuksesta ei aina merkitse suurta paranemistodennäköisyyttä eikä toisaalta hitaasti tapahtuva kasvaimen pieneneminen huonoa paranemisennustetta. [231], [232]

### **10.3. Sähkömagneettisen säteilyn käyttö teknillisten sovellusten tutkimuksessa**

#### **10.3.1. Aineen makro- ja mikrorakenteen tutkiminen**

Paitsi lääketieteessä röntgenputkesta saatavan röntgensäteilyn avulla aikaansaataavaa kohteen läpivalaisua hyödynnetään myös teollisuudessa. Röntgensäteilyllä aikaansaataavaa läpivalaisua käytetään aineen makrorakenteen tutkimuksessa, esimerkiksi hitsaussaumojen tarkistamisessa. Mm. laivavarustamot käyttävät hyväksi tätä menetelmää.

Röntgensädediffraktiosta on muodostunut keskeinen tutkimusmenetelmä erityisesti kiteisten aineiden mikrorakenteen tutkimuksessa. Röntgensäteiden interferenssiin perustuen voidaan määrittää Braggin lain (lauseke (9.4)) avulla kiteisten aineiden rakennetta, virheitä ja jännityksiä. Ensimmäisen kiderakenteen (natriumkloridi  $NaCl$ ) määritti W. L. Bragg vuonna 1913. Koska aineen kiderakenne määrää täysin aineen diffraktiokuvion, voidaan kääntäen aineen diffraktiokuvion määrittää aineen kiderakenteen.

**Kuva 10.7. Röntgensäteilyn diffraktiokuva Myoglobiini-näytteestä. [233]**

Aineen kiderakenne määritetään diffraktioviivojen asemien ja intensiteettien perusteella. Mikäli kysymyksessä on täysin tuntematon näyte, on ensimmäinen tehtävä tunnistaa näytteessä olevat kiteet. Tunnistamista helpottavat luettelot kirjallisuudessa raportoiduista kiderakenteista ja niiden diffraktiokuvioista. On syytä ottaa huomioon, että mittauksissa käytettyjen laitteiden erilaiset ominaisuudet ja näytteen kiteiden mahdolliset virheet ja epäpuhtaudet aiheuttavat muutoksia näytteen diffraktiokuvioon. Tästä syystä täydellistä yhtäpitävyyttä muualta saatuihin tuloksiin ei voida edellyttää. Usein tunnistamistehtävä pelkistyy oikean kiderakenteen valitsemiseksi tunnettujen vaihtoehtojen joukosta. Kiteisten aineiden jännitysten mittaamisessa on röntgensädediffraktiomenetelmä ainoa ainetta rikkomaton ja luotettava menetelmä. [234], [235], [236], [237]

### **10.3.2. Mikropiirien valmistus**

Tärkeä sähkömagneettisen säteilyn teknillinen sovellus liittyy uusien, entistä tiheämpään pakattujen mikropiirien valmistukseen, joita käytetään mm. tietokoneiden muistipiireissä. Mikropiiri koostuu monista pienistä metalliliitoksilla toisiinsa liitetyistä komponenteista, kuten transistoreista, jotka ovat lähellä toisiaan ohuessa piilevyssä. Saman pinta-alan omaavaan piilevyyn pyritään kiinnittämään aina vain enemmän komponentteja. Näin esimerkiksi tietokoneiden muistipiirien toiminta nopeutuu huomattavasti. Nykyisten mikropiirien pienimpien yksityiskohtien valmistuksessa käytetään ultraviolettivalon avulla tapahtuvaa fotolitografiaa. [238], [239]

**Kuva 10.8. Mikropiirin työstö fotolitografiaa käyttäen. [240]**

Kuvassa 10.8 esitellään ultraviolettivalon avulla tapahtuvaa fotolitografiaa. Piilevy päällystetään ensin piioksidikerroksella. Tästä kerroksesta halutaan poistaa osia. Piioksidikerros peitetään valoherkällä materiaalilla eli fotoresistillä, jonka kemialliset ominaisuudet muuttuvat sen joutuessa alttiiksi sähkömagneettiselle säteilylle, kuten ultraviolettisäteilylle. Fotoresisti valotetaan ultraviolettisäteilyllä käyttäen maskia, johon on muodostettu haluttu kuvio. Maski eli ”sapluuna” on usein kromijuovilla päällystetty kvartsilevy. Ultraviolettisäteily pääsee fotoresistikerrokseen vain maskin läpäisykohdista. Kun fotoresisti kehitetään kemiallisesti, liukenevat siitä pois alueet, jotka ovat joutuneet ultraviolettisäteilylle alttiiksi. Etsauksessa piioksidikerros syövytetään sieltä, missä fotoresisti ei ole suojana. Lopuksi piilevyyn kiinnitetään komponentit, esimerkiksi transistorit, paikoilleen ja poistetaan loput fotoresististä.

Mikroelektroniikan menetelmät vaativat mikropiirien valmistuksessa mikrometriä pienempää resoluutiota eli tarkkuutta. Valon aallonpituudesta riippuvat diffraktioilmiöt maskissa rajoittavat saavutettavaa tarkkuutta, kun fotoresistin valotuksessa käytetään ultraviolettisäteilyä. Entistä tiheämpään pakattujen mikropiirien alle mikrometrin suuruusluokkaa olevien rakenteiden

aikaansaamiseen on käytettävä pehmeää röntgensäteilyä. Tällöin mm. maskiin on tehtävä tiettyjä muutoksia. Tarvittavan röntgensäteilyn tuottamiseen ollaan kehittämässä teollisuuden käyttöön sopivia pienoisvarastorenkaita, joiden halkaisija on luokkaa 1–10 metriä. Varastorenkasta saatavan röntgensäteilyn suuri intensiteetti vähentäisi mikropiirien tuotantokustannuksia, koska säteilyn suuri intensiteetti lyhentää fotoresistin valotusaikaa. [241], [242], [243]

### **10.3.3. Kiinteän aineen fysiikka, materiaalitieteet ja elektroniikka**

Synkrotronisäteilyllä on merkittäviä teknillisiä sovelluksia. Mm. kiinteän aineen fysiikka, materiaalitieteet ja elektroniikka ovat aloja, jotka ovat entistä voimakkaammin suuntautumassa synkrotronisäteilyn käyttöön. Synkrotronisäteilyllä on varsin huomattava sija uusien puolijohdemateriaalien tutkimuksessa. Korkealämpötilasuprajohteiden elektronirakennetutkimuksissa on saatu varsin huomattavia tuloksia käyttäen hyväksi synkrotronisäteilyherätteistä fotoelektronispektroskopiaa. Teollisuus valmistaa synkrotronisäteilyn avulla mikromekaanisia osia kuten hammasrattaita. [244], [245] Synkrotronisäteilyn teollinen käyttö on kasvamassa voimakkaasti. [246] Erityisesti Japanissa teollisuuden käyttöön soveltuvien pienoisvarastorenkaiden tuotekehitystä tehdään innokkaasti. [247]



## 11. Yhteenveto

Sähkömagneettinen säteily on sähkö- ja magneettikentän poikittaista aaltoliikettä. Sähkömagneettisella säteilyllä on sekä aalto- että hiukkasluonne. Sähkömagneettisen säteilyn spektri on hyvin laaja, yli 20 kertalukua, kun tarkastellaan säteilyn taajuutta. Aurinko säteilee energiaa kaikilla sähkömagneettisen säteilyn spektrin kaistoilla.

Atomaarisen systeemin kokonaisenergia on kvantittunut eli sillä on tietty joukko mahdollisia arvoja. Atomi voi vastaanottaa ja luovuttaa energiaa vain kvantteina. Atomi voidaan virittää/ionisoida hiukkasella tai sähkömagneettisella säteilyllä. Viritettyyn tai ionisoituneeseen tilaan joutunut atomi pyrkii yleisen energiaminimoinnin periaatteen mukaisesti palaamaan perustilaansa. Atomin viritystilän purkautuessa atomi emittoi tietyn aallonpituuden omaavan sähkömagneettisen säteilyn kvantin eli fotonin. Tähän ilmiöön pohjautuvat mm. näkyvän valon synty kaasutäytteisissä purkausputkissa, revontulet, ultraviolettisäteilyn synty UV-lampuissa ja karakteristisen röntgensäteilyn synty röntgenputkissa ja laservalolla aikaansaataavissa plasmaröntgensädelähteissä.

Kiihtyvässä liikkeessä oleva varattu partikkeli säteilee osan liike-energiastaan sähkömagneettiseksi säteilyksi. Tähän ilmiöön perustuvat mm. röntgensäteilyn synty röntgenputkissa (jarrutussäteily) ja synkrotronisäteilyn synty varastorenkaissa.

Avaruus on valtaisa röntgensädelähde. Mm. aurinko, tähdet ja galaksit lähettävät röntgensäteilyä. Nykyisin tunnetaan jo kymmeniätuhansia kosmisia röntgensäteilyn lähteitä. Maan pinnalla olemme täysin suojassa taivaallisilta röntgensäteiltä, koska suurin osa avaruuden röntgensäteilystä absorboituu ilmakehään. Käytännöllisesti katsoen kaikki elinympäristössämme esiintyvä röntgensäteily on keinotekoisesti aikaansaatua.

Synkrotronisäteilyksi kutsutaan varattujen hiukkasten, kuten elektronien, kaarevalla radalla tyhjiössä lähes valon nopeudella kiertäessään lähettämää sähkömagneettista säteilyä. Synkrotronisäteily kattaa laajan energia-alueen infrapunasäteilystä röntgensäteilyyn, mikä kattaa atomien ja molekyylien koko elektronirakenteen. Tämän vuoksi synkrotronisäteily on saavuttanut suuren suosion herättävänä säteilynä erityisesti fyysikoiden keskuudessa.

Valosähköinen ilmiö on selvä todiste sähkömagneettisen säteilyn hiukkasominaisuuksien puolesta. Valosähköinen ionisaatioprosessi edustaa yhtä mahdollista vuorovaikutusta röntgensäteilyn kvantin ja atomin törmäyksessä. Tällöin säteilykvantti absorboituu atomiin eli häviää kokonaan. Säteilyn sironnaksi sanotaan ilmiötä, jossa säteilykvantin liikesuunta muuttuu, mutta kvantti ei häviä. Säteilyn sironta johtuu atomin elektroniverhon muodostaman sähkövarauspilven vuorovaikutuksesta siihen osuvan säteilyn kanssa.

Osa sironneesta röntgensäteilystä koostuu säteilykvanteista, joiden energia on säilynyt muuttumattomana (Thomson-sironta) ja osa sironneesta röntgensäteilystä koostuu säteilykvanteista, joiden energia on pienentynyt (Compton-sironta). Thomson-sironta on osoitus sähkömagneettisen säteilyn aaltoluonteesta ja Compton-sironta sen hiukkasluonteesta. Röntgensäteilyn sironnan seurauksena säteilyn intensiteetti vähenee sen alkuperäisessä suunnassa, joten sironta edustaa tässä mielessä säteilyn absorptiota. Absorptiokertoimien avulla voidaan selvittää säteilyn absorption määrä tapauksessa, jossa säteilyn tiellä on yhden atomin asemesta tietty määrä absorboivaa ainetta. Koska röntgensäteily on hyvin energieettistä ja läpikäyvä, on se suurina annoksina vaarallista elollisille organismeille.

Sähkömagneettista säteilyä käytetään monin tavoin hyödyksi mm. perustutkimuksessa, lääketieteessä ja teollisuudessa. Röntgenkuvaus on kaikkein yleisin ja tunnetuin sähkömagneettisen säteilyn sovelluskohde. Paitsi erityisesti fysiikan perustutkimuksessa synkrotronisäteilyä voidaan hyödyntää myös lääketieteessä ja monilla tekniikan aloilla. Sairaala- ja teollisuuskäyttöön soveltuvien varastorenkaiden kehitystyö onkin käynnissä.

## LÄHDEVIITTEET

- [1] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 112.
- [2] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 452-454.
- [3] Read F. H. 1980. Electromagnetic Radiation. Bristol. S. 10.
- [4] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 452-454.
- [5] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 453.
- [6] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 113.
- [7] Read F. H. 1980. Electromagnetic Radiation. Bristol. S. 6.
- [8] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 245.
- [9] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 561, 564.
- [10] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 63.
- [11] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 454.
- [12] Read F. H. 1980. Electromagnetic Radiation. Bristol. S. 1-2.
- [13] Nicolson Iain - Moore Patrick 1991. Suomeksi toimittaneet: Jotuni Pertti - Hakanen Jarmo 1991. Tieteen maailma. Aurinkokunta. Helsinki. S. 93.
- [14] Benson Harris 1995. University Physics, revised edition. Yhdysvallat. S. 701.
- [15] Benson Harris 1995. University Physics, revised edition. Yhdysvallat. S. 702-703.
- [16] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 455.
- [17] Lerner Lawrence S. 1996. Physics for Scientists and Engineers. Yhdysvallat. S. 911.
- [18] Benson Harris 1995. University Physics, revised edition. Yhdysvallat. S. 700-703.
- [19] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 16.
- [20] Benson Harris 1995. University Physics, revised edition. Yhdysvallat. S. 701.
- [21] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 15.
- [22] Benson Harris 1995. University Physics, revised edition. Yhdysvallat. S. 703.
- [23] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 15-16.
- [24] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 3-4.

- [25] Korhonen Matti - Lindroos Veikko 1975. Röntgenmetallografia. Espoo. S. 11.
- [26] Benson Harris 1995. University Physics, revised edition. Yhdysvallat. S. 703.
- [27] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 440-441.
- [28] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 14.
- [29] Young Hugh D. - Freedman Roger A. 2000. University Physics with Modern Physics, tenth edition. Yhdysvallat. S. 1325-1326.
- [30] Laitinen Risto - Toivonen Jukka 1982. Yleinen ja epäorgaaninen kemia. Jyväskylä. S. 61.
- [31] Ahtineva Aila - Muilu Helena 1996. Kemian maailma 3, kemian elementit. Keuruu. S. 7.
- [32] Laitinen Risto - Toivonen Jukka 1982. Yleinen ja epäorgaaninen kemia. Jyväskylä. S. 61.
- [33] Young Hugh D. - Freedman Roger A. 2000. University Physics with Modern Physics, tenth edition. Yhdysvallat. S. 1326.
- [34] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 14.
- [35] Laitinen Risto - Toivonen Jukka 1982. Yleinen ja epäorgaaninen kemia. Jyväskylä. S. 61.
- [36] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 14-15.
- [37] Laitinen Risto - Toivonen Jukka 1982. Yleinen ja epäorgaaninen kemia. Jyväskylä. S. 61.
- [38] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 15.
- [39] Laitinen Risto - Toivonen Jukka 1982. Yleinen ja epäorgaaninen kemia. Jyväskylä. S. 65.
- [40] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 15-16.
- [41] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 542.
- [42] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 16-17.

- [43] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 543.
- [44] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 141-142.
- [45] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 16-17.
- [46] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 542.
- [47] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 542.
- [48] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 141-142.
- [49] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 142.
- [50] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 271.
- [51] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 542-543.
- [52] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 581.
- [53] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 267, 272.
- [54] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 129-130.
- [55] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 273.
- [56] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 127.
- [57] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 272.
- [58] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 32.
- [59] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 141-142.
- [60] Kivimäki Antti 2000. Molekyylien elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76143S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 132.
- [61] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 249-250.
- [62] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 238.
- [63] Aksela Helena, Nygren Tuomo ja Päivätie Janne 1996. Atomi- ja Ydinfysiikka. Fysiikan peruskurssin 76105P luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 23.
- [64] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 267.

- [65] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 129.
- [66] Aksela Helena, Nygren Tuomo ja Päivätie Janne 1996. Atomi- ja Ydinfysiikka. Fysiikan peruskurssin 76105P luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 23.
- [67] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 238.
- [68] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 33.
- [69] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 546.
- [70] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 351-353.
- [71] Nicolson Iain - Moore Patrick 1991. Suomeksi toimittaneet: Jotuni Pertti - Hakanen Jarmo 1991. Tieteen maailma. Aurinkokunta. Helsinki. S. 93, 98.
- [72] Kaila Kari 1997. Revontulet, kansankäsityksistä tutkimukseen. Jyväskylä. S. 211.
- [73] Nicolson Iain - Moore Patrick 1991. Suomeksi toimittaneet: Jotuni Pertti - Hakanen Jarmo 1991. Tieteen maailma. Aurinkokunta. Helsinki. S. 93-94.
- [74] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 548.
- [75] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 130.
- [76] Kaila Kari 1997. Revontulet, kansankäsityksistä tutkimukseen. Jyväskylä. S. 213.
- [77] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 66.
- [78] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 66.
- [79] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 66-67.
- [80] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 542-543.
- [81] Nicolson Iain - Moore Patrick 1991. Suomeksi toimittaneet: Jotuni Pertti - Hakanen Jarmo 1991. Tieteen maailma. Aurinkokunta. Helsinki. S. 94.
- [82] Rikkonen Martti, Turunen Esa ja Manninen Jyrki 1998. Revontulet. Sulkava. S. 85-86.
- [83] Kaila Kari 1997. Revontulet, kansankäsityksistä tutkimukseen. Jyväskylä. S. 209.
- [84] Rikkonen Martti, Turunen Esa ja Manninen Jyrki 1998. Revontulet. Sulkava. S. 86-87.
- [85] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 548.

- [86] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 548-549.
- [87] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 549.
- [88] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 543, 550.
- [89] Eland John H.D. 1984. Photoelectron Spectroscopy, Second Edition. Southampton. S. 32.
- [90] Hollas J. Michael 1996. Modern Spectroscopy. Englanti. S. 177-179, 257.
- [91] Eland John H.D. 1984. Photoelectron Spectroscopy, Second Edition. Southampton. S. 32-34.
- [92] Eland John H.D. 1984. Photoelectron Spectroscopy, Second Edition. Southampton. S. 33.
- [93] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 17.
- [94] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 16-17.
- [95] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 179-181.
- [96] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 16-17.
- [97] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 5-6.
- [98] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 66-67.
- [99] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 160.
- [100] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 66-67.
- [101] Key Mike 1996. How Lasers Generate Bright Sources of X-Rays. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S.226.
- [102] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 67.
- [103] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 16-17.

- [104] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 5.
- [105] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 16-18.
- [106] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 63.
- [107] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 25.
- [108] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 26.
- [109] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 71-72.
- [110] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 416.
- [111] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 416.
- [112] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 26.
- [113] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 51.
- [114] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 61-62.
- [115] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 23.
- [116] Benson Harris 1995. University Physics, revised edition. Yhdysvallat. S. 856-857.
- [117] Lehto Heikki - Luoma Tapani 1996. Fysiikka 5, moderni fysiikka. Jyväskylä. S. 41-42.
- [118] Lewis Ciaran 1996. Laser-Produced Plasma X-Ray Sources. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 193-194.
- [119] Lewis Ciaran 1996. Laser-Produced Plasma X-Ray Sources. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 198-199.



- [120] Key Mike 1996. How Lasers Generate Bright Sources of X-Rays. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 225-227, 234-235.
- [121] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 19.
- [122] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 418.
- [123] Pounds Ken 1996. X-Ray Astronomy. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 175-178.
- [124] Huovelin Juhani 1995. Röntgenuniversumi avautui rakettkokein ja satelliitein. Tiede 2000 5. Helsinki. S. 13-15.
- [125] Pounds Ken 1996. X-Ray Astronomy. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 175.
- [126] Huovelin Juhani 1995. Röntgenuniversumi avautui rakettkokein ja satelliitein. Tiede 2000 5. Helsinki. S. 13-15.
- [127] Pounds Ken 1996. X-Ray Astronomy. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 185-186.
- [128] Swanström Christoffer 2000. XMM ja Chandra: Kiertoradalla on käynnissä röntgenvallankumous. Tähdet ja avaruus 4. Huhmari. S. 12-13.
- [129] Pounds Ken 1996. X-Ray Astronomy. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 185.
- [130] Huovelin Juhani 1995. Röntgenuniversumi avautui rakettkokein ja satelliitein. Tiede 2000 5. Helsinki. S. 15.
- [131] Swanström Christoffer 2000. XMM ja Chandra: Kiertoradalla on käynnissä röntgenvallankumous. Tähdet ja avaruus 4. Huhmari. S. 13-14.
- [132] Huovelin Juhani 1995. Röntgenuniversumi avautui rakettkokein ja satelliitein. Tiede 2000 5. Helsinki. S. 13.
- [133] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 16.
- [134] Trümper Joachim E. 1997. X-rays from the Universe. Röntgen Centennial. X-rays in Natural and Life Sciences. Editors Haase Axel, Landwehr Gottfried ja Umbach Eberhard. Singapore. S. 27.
- [135] Pounds Ken 1996. X-Ray Astronomy. X-RAYS, The First Hundred Years. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 187-190.

- [136] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 20.
- [137] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 34.
- [138] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 42.
- [139] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 45->
- [140] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 33-42.
- [141] Winick Herman 1997. Synchrotron radiation sources: past, present and future. Röntgen Centennial. X-rays in Natural and Life Sciences. Editors Haase Axel, Landwehr Gottfried ja Umbach Eberhard. Singapore. S. 27.
- [142] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 562.
- [143] Lehto Heikki - Luoma Tapani 1996. Fysiikka 5, moderni fysiikka. Jyväskylä. S. 21.
- [144] Kurki-Suonio Kaarle ja Riitta 1997. Aaltoliikkeestä dualismiin. Helsinki. S. 249-250.
- [145] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 562.
- [146] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 563.
- [147] Hewitt Paul G. 1998. Conceptual Physics, eight edition. Yhdysvallat. S. 562-564.
- [148] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 59-62.
- [149] Lehto Heikki - Luoma Tapani 1996. Fysiikka 5, moderni fysiikka. Jyväskylä. S. 21.
- [150] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 33.
- [151] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 32-34.
- [152] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 54.

- [153] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 82-83.
- [154] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 34.
- [155] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 52, 63.
- [156] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S.39, 80.
- [157] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 35.
- [158] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 108.
- [159] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 107-108.
- [160] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 84-87.
- [161] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 78.
- [162] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 87.
- [163] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 108.
- [164] Bonse Ulrich 1997. Interferometry. Röntgen Centennial. X-rays in Natural and Life Sciences. Editors Haase Axel, Landwehr Gottfried ja Umbach Eberhard. Singapore. S. 521-523.
- [165] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 35-36.
- [166] Young Hugh D. - Freedman Roger A. 2000. University Physics with Modern Physics, tenth edition. Yhdysvallat. S. 1255-1256.
- [167] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 38.
- [168] Aksela Helena, Nygren Tuomo ja Päivätie Janne 1996. Atomi- ja Ydinfysiikka. Fysiikan peruskurssin 76105P luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 28.

- [169] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 72.
- [170] Beiser Arthur 1995. Concepts of modern physics, fifth edition, international edition. Yhdysvallat. S. 72-75.
- [171] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 37-38.
- [172] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 71.
- [173] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 71.
- [174] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 49.
- [175] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 49.
- [176] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 47-56.
- [177] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 52-53.
- [178] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. Instrumenttianalytiikka 4. Jyväskylä. S. 72.
- [179] Toivonen Harri - Niittylä Antti 1988. Historiallinen katsaus. Säteily ja turvallisuus. Toimittaneet: Toivonen Harri, Rytömaa Tapio ja Vuorinen Antti. Helsinki. S. 29.
- [180] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 2.
- [181] Huttula Marko 1999. Elektroni - ioni - koinsidenssispektrometri. Pro gradu -tutkielma. Oulun yliopisto. S. 1.
- [182] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 29.
- [183] <http://cc.oulu.fi/~elsp>

- [184] Kuusi Juhani, Pessa Markus ja Visapää Asko 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria II. Instrumenttianalytiikka 5. Jyväskylä. S. 276.
- [185] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 3.
- [186] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 3, 7-8.
- [187] <http://cc.oulu.fi/~elsp>
- [188] Siegbahn Kai, Nordling Carl, Fahlman Anders, Nordberg Ragnar, Hamrin Kjell, Hedman Jan, Johansson Gunilla, Bergmark Torsten, Karlsson Sven-Erik, Lindgren Ingvar ja Lindberg Bernt 1967. ESCA, atomic, molecular and solid state structure studied by means of electron spectroscopy. Uppsala. S. 17.
- [189] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 111-112.
- [190] Kivimäki Antti 2000. Molekyylisen elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76143S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 147.
- [191] Siegbahn Kai, Nordling Carl, Fahlman Anders, Nordberg Ragnar, Hamrin Kjell, Hedman Jan, Johansson Gunilla, Bergmark Torsten, Karlsson Sven-Erik, Lindgren Ingvar ja Lindberg Bernt 1967. ESCA, atomic, molecular and solid state structure studied by means of electron spectroscopy. Uppsala. S. 21.
- [192] Siegbahn Kai, Nordling Carl, Fahlman Anders, Nordberg Ragnar, Hamrin Kjell, Hedman Jan, Johansson Gunilla, Bergmark Torsten, Karlsson Sven-Erik, Lindgren Ingvar ja Lindberg Bernt 1967. ESCA, atomic, molecular and solid state structure studied by means of electron spectroscopy. Uppsala. S. 21.
- [193] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 2-3.
- [194] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 36.
- [195] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 3.
- [196] <http://cc.oulu.fi/~elsp>

- [197] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 44.
- [198] <http://cc.oulu.fi/~elbsp>
- [199] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 38.
- [200] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 28.
- [201] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 27-29.
- [202] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 144.
- [203] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 26, 28-29.
- [204] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 60.
- [205] <http://cc.oulu.fi/~elbsp>
- [206] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 23.
- [207] <http://cc.oulu.fi/~elbsp>
- [208] Nömmiste Ergo. Ionien lentoaikaspektroskopia. Esitelmä. Oulun yliopisto. S. 1.
- [209] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 161.
- [210] Aksela Seppo ja Helena 1993. Elektronispektroskopia. Fysiikan syventävän kurssin 76173S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 150.
- [211] Nömmiste Ergo. Ionien lentoaikaspektroskopia. Esitelmä. Oulun yliopisto. S. 7, 9.
- [212] <http://cc.oulu.fi/~elbsp>
- [213] <http://cc.oulu.fi/~elbsp>
- [214] Huttula Marko 1999. Elektroni - ioni - koinsidenssispektrometri. Pro gradu -tutkielma. Oulun yliopisto. S. 46-47.
- [215] Nömmiste Ergo. Ionien lentoaikaspektroskopia. Esitelmä. Oulun yliopisto. S. 7.

- [216] Standertskjöld-Nordenstam Carl-Gustaf, Kormanen Martti, Laasonen Erkki M., Soimakallio Seppo ja Suramo Ilkka 1998. Kliininen radiologia. Jyväskylä. S. 31.
- [217] Standertskjöld-Nordenstam Carl-Gustaf, Kormanen Martti, Laasonen Erkki M., Soimakallio Seppo ja Suramo Ilkka 1998. Kliininen radiologia. Jyväskylä. S. 5-6, 26, 30-32.
- [218] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 123.
- [219] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. Laaja Fysiikka 3. Helsinki. S. 109.
- [220] Dix W.-R. 1997. Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation. Röntgen Centennial. X-rays in Natural and Life Sciences. Editors Haase Axel, Landwehr Gottfried ja Umbach Eberhard. Singapore. S. 130-133.
- [221] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 37.
- [222] Standertskjöld-Nordenstam Carl-Gustaf, Kormanen Martti, Laasonen Erkki M., Soimakallio Seppo ja Suramo Ilkka 1998. Kliininen radiologia. Jyväskylä. S. 37-39.
- [223] Bettyann Kevles 1995. Röntgen läpäisi maailman. Tiede 2000 5. Helsinki. S. 8.
- [224] Standertskjöld-Nordenstam Carl-Gustaf, Kormanen Martti, Laasonen Erkki M., Soimakallio Seppo ja Suramo Ilkka 1998. Kliininen radiologia. Jyväskylä. S. 38.
- [225] Päre Arja 1999. Synkrotronisäteilyn lääketieteelliset sovellukset. Pro gradu -tutkielma. Oulun yliopisto. S. 39.
- [226] Hyodo Kazuyuki 1993. Monochromatic X-ray computed tomography. Synchrotron Radiation News 6.4. Reading. S. 22.
- [227] Johnston R. Eugene, Washburn David, Pisano Etta, Burns Charles, Thomlinson William C., Chapman L. Dean, Arfelli Fulvia, Gmur Nicholas F., Zhong Zhong ja Sayers Dale 1996. Mammographic Phantom Studies with Synchrotron Radiation. Radiology 200.3. Yhdysvallat. S. 659, 660, 662.
- [228] Burattini E., Gambaccini M., Marziani M., Rimondi O., Indovina P. L., Pocek M., Simonetti G., Benassi M., Tirelli C. ja Passariello R. 1992. X-ray mammography with synchrotron radiation. Review of scientific instruments 63.1. Yhdysvallat. S. 638.
- [229] Päre Arja 1999. Synkrotronisäteilyn lääketieteelliset sovellukset. Pro gradu -tutkielma. Oulun yliopisto. S. 50, 52, 55.

- [230] James Veronica, Kearsley John, Irving Tom, Amemiya Yoshiyuki ja Cookson David 1999. Using hair to screen for breast cancer. *Nature* 398, 4March. Lontoo. S. 33.
- [231] Kumpulainen Eero - Johansson Risto 1997. Sädeherkkyys. *Kliininen säteilybiologia*. Toimittaneet: Lahtinen Tapani - Holsti Lars R. Vammala. S. 83.
- [232] Ojala Antti 1997. Sädehoitovasteen mittaaminen. *Kliininen säteilybiologia*. Toimittaneet: Lahtinen Tapani - Holsti Lars R. Vammala. S. 176.
- [233] Fuller Watson 1996. X-Ray Diffraction. *X-RAYS, The First Hundred Years*. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 105.
- [234] Nikkola Jorma, Viljanmaa Lauri ja Virtanen Taisto 1990. *Laaja Fysiikka 3*. Helsinki. S. 108-109.
- [235] Suoninen Eero - Tuominen Pertti 1982. Röntgen- ja fotoelektronispektrometria I. *Instrumenttianalytiikka 4*. Jyväskylä. S. 78.
- [236] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 123.
- [237] Korhonen Matti - Lindroos Veikko 1975. Röntgenmetallografia. Espoo. S. 147-148, 195-196.
- [238] Smith Alistair 1996. X-Ray Lithography. *X-RAYS, The First Hundred Years*. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 155.
- [239] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 37.
- [240] Smith Alistair 1996. X-Ray Lithography. *X-RAYS, The First Hundred Years*. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 157.
- [241] Smith Alistair 1996. X-Ray Lithography. *X-RAYS, The First Hundred Years*. Edited by Alan Michette - Slawka Pfauntsch. Chichester. S. 157-162.
- [242] Kellosalo Ari 1999. Synkrotronisäteilyn käyttö teknillisissä sovelluksissa. Pro gradu - tutkielma. Oulun yliopisto. S. 24-27.
- [243] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 37.



- [244] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 37-38.
- [245] Jurvansuu Marko 1995. Synkrotronisäteilyn tuottaminen magneettijonolähteillä. Pro gradu -tutkielma. Oulun yliopisto. S. 2.
- [246] Kellosalo Ari 1999. Synkrotronisäteilyn käyttö teknillisissä sovelluksissa. Pro gradu -tutkielma. Oulun yliopisto. S. 53.
- [247] Aksela Seppo, Levoska Juhani ja Päivätie Janne 1996. Röntgen- ja synkrotronisäteilyfysiikka. Fysiikan syventävän kurssin 76146S luentomoniste. Oulun yliopisto. S. 37-38.





