

Energiasensitiiviset fotoninlaskenta- ilmaisimet ja niiden käyttö röntgen- kuvien kontrastin parantamisessa

Pro gradu -tutkielma, 28.5.2019

Tekijä:

JANNE YLIHARJU

Ohjaajat:

MARKKU KATAJA

JONI PARKKONEN



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIIKAN LAITOS

Tiivistelmä

Yliharju, Janne

Energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet ja niiden käyttö röntgenkuvien kontrastin parantamisessa

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2019, 146 sivua

Tutkielman aiheina ovat energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet ja röntgenkuvien kontrastin parantaminen. Tutkielma koostuu kirjallisuuskatsauksesta ja kokeellisesta osuudesta. Kirjallisuuskatsauksen tärkeimpinä tavoitteina oli selvittää, millaisia energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia on kehitetty ja millaisissa sovelluksissa niitä on käytetty. Teoriaosuudessa esitellään myös energian integroivia ilmaisimia. Erilaisiin mittausperiaatteisiin perustuvia ilmaisimia on vertailtu sekä teoriassa että käytännössä. Advacam MiniPIX on energiasensitiivinen fotoninlaskentailmaisim, jota käytettiin kokeissa. Kokeellisen osan tärkeimpänä tavoitteena oli testata, pystytäänkö koko spektrillä kuvattaessa vaikeasti eroteltavien materiaalien kontrastia parantamaan käyttämällä kuvan muodostuksessa tiettyjä energia-alueita. Tätä testattiin kuvaamalla erilaisia muoveja sekä Nb- ja Rh-kalvoja. Muovien tapauksessa kontrastissa ei havaittu merkittäviä muutoksia, vaikka kuvaukset tehtiin erilaisilla energia-alueilla. Oletettavasti tämä johtuu muovien koostumuksen samankaltaisuudesta. Selvin havainto oli kontrastin huonontuminen, kun kuvan muodostukseen käytettiin spektrin suurimpia energian arvoja. Lisäksi fotonien laskenta paransi hieman kontrastia verrattuna energian integrointiin, kun kuvauksessa käytettiin käytännössä samaa energia-aluetta. Nb ja Rh ovat alkuaineita, joiden vaimennuskertoimien K-reunat ovat ilmaisimen toiminta-alueella. Mittausten perusteella kontrastin merkittävä parannus on mahdollista hyödyntämällä K-reunoja.

Avainsanat: röntgenkuvantaminen, röntgenilmaisimet, heterogeeninen materiaali, energiariippuvuus, fotonien laskenta, kontrasti

Abstract

Yliharju, Janne

Energy sensitive photon-counting detectors and contrast enhancement of x-ray images by using them

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2019, 146 pages.

The subjects of thesis are energy sensitive photon-counting detectors and contrast enhancement of x-ray images. The thesis comprises a literature review and an experimental part. The most important aims of the literature review were to find out what kind of energy sensitive photon-counting detectors have been developed and in what kind of applications they have been used. In addition, energy-integrating detectors are discussed in the theory section. Detectors based on different measurement principles have been compared in theory and in practice. Advacam MiniPIX is an energy sensitive photon-counting detector which was used in the experiments. The most important aim of the experimental part was to find out whether it is possible to enhance the contrast of materials which are hard to differentiate from each other when the whole energy spectrum is used by using some specific energy intervals in the image formation. This was tested by imaging different types of plastics and also Nb and Rh foils. In the case of plastics remarkable changes in contrast were not observed although imaging was done by using different energy intervals. Presumably this was caused by similarity of the composition of the plastics. The most evident observation was deterioration of the contrast when imaging was done by using the largest values of the spectrum. Furthermore, the contrast was slightly improved by using a photon-counting detector instead of an energy-integrating detector, when practically the same energy interval was used in both cases. Nb and Rh are elements which have their K-edges of the absorption coefficients in the energy range of the detector. Based on the measurements remarkable enhancement of the contrast is possible by utilizing K-edges.

Keywords: x-ray imaging, x-ray detectors, heterogeneous material, energy dependence, photon-counting, contrast

Esipuhe

Kiitokset työn ohjaajille professori Markku Katajalle sekä FM Joni Parkkoselle todella mielenkiintoisesta aiheesta, joka liittyy potentiaalisesti suureen röntgenkuvantamisen kehitysaskelukseen. Olen saanut arvokkaita neuvoja liittyen tähän tutkielmaan ja yleisesti tutkimustyöhön. Jälkimmäistä seikkaa pidän jopa tärkeämpänä kuin tämän työn sisältöön vaikuttaneet asiat.

Kiitän myös työn toista tarkastajaa professori Ilari Maasiltaa tämän pitkäksi venyneen tutkielman tarkastamisesta.

Kiitän myös kaikkia röntgentomografiaryhmän jäseniä opettavaisista keskusteluista ja mukavasta työskentelyilmapiiristä. Kiitokset myös kaikille opiskelukavereille niin ikään hyvästä ilmapiiristä, jossa opiskeluvuodet ovat kuluneet.

Viimeisenä mutta ei vähäisimpänä kiitän lähimmäisiäni ja erityisesti omaa perhettä kaikesta mahdollisesta tuesta, jota olen elämäni aikana saanut.

Jyväskylässä 28. toukokuuta 2019

Janne Yliharju

Sisältö

Tiivistelmä	3
Abstract	5
Esipuhe	7
1 Johdanto	11
2 Röntgensäteilyn vuorovaikutus väliaineen kanssa	15
2.1 Röntgensäteilyn intensiteetin vaimeneminen	15
2.2 Valosähköinen ilmiö	21
2.3 Comptonin sironta	24
2.4 Rayleigh-sironta	27
3 Röntgenkuvantaminen	31
3.1 Johdanto röntgenkuvaukseen	32
3.1.1 Historiaa	32
3.1.2 Röntgenkuvan muodostuminen	33
3.2 Röntgenlähteet	39
3.3 Energian integroivat röntgenilmaisimet	43
3.3.1 Tuikeaine ja CCD-kamera	44
3.3.2 Aktiivimatriisi-ilmaisimet	49
3.4 Röntgentomografia	51
3.4.1 Johdanto röntgentomografiaan	51
3.4.2 Energiainformaation hyödyntäminen tomografiassa	54
4 Energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet	59
4.1 Puolijohdeiden fysiikkaa	59
4.1.1 Kiinteän aineen vyörakenne	59
4.1.2 Itseispuolijohde sekä n- ja p-tyypin puolijohdeet	62

4.1.3	pn-liitos	65
4.2	Energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien yleisiä ominaisuuksia	67
4.2.1	Hybridi-ilmaisimien rakenne	67
4.2.2	Röntgensäteilyn absorptio yleisissä sensorimateriaaleissa . . .	71
4.2.3	Röntgensäteilyn energian siirto puolijohteeseen	72
4.2.4	Varauksen siirtoon vaikuttavia tekijöitä	74
4.2.5	Integrointiajan vaikutus	76
4.2.6	Energiaresoluutio	77
4.3	Medipix-projektit	79
4.3.1	Medipix-projekteissa kehitettyyn teknologiaan perustuvien ilmaisimien sovelluksia	80
4.3.2	Medipix1	81
4.3.3	Medipix2	82
4.3.4	Medipix3 ja Medipix4	84
4.4	Medipix-projektien ulkopuolella kehitettyjä ilmaisimia	87
4.4.1	PSI-SLS:n ilmaisinyhmän kehittämät laitteet	88
4.4.2	Direct Conversion-ilmaisimet	89
4.4.3	KTH:ssa kehitetyt ilmaisimet	90
4.5	Yhteenvedo energiasensitiivisistä fotoninlaskentailmaisimista	91
4.6	Vertailua energian integroiviin ilmaisimiin	96
5	Kokeellinen osuus	99
5.1	Mittauslaitteisto	99
5.1.1	Advacam MiniPIX	99
5.1.2	Xradia MicroXCT™-400	100
5.2	Mittaukset ja mittaustulosten analyysi	102
5.2.1	Nb- ja Rh-kalvojen tutkiminen energiakynnyksen funktiona . .	102
5.2.2	Muovinäytteiden kuvaus	115
5.2.3	Puu-vesi näytteen tomografiaskannaus	127
6	Johtopäätökset	133
	Lähteet	137

1 Johdanto

Röntgenkuvaus mahdollistaa kuvattavan kohteen sisäisen rakenteen näkemisen. Röntgenkuvuissa voidaan erotella materiaaleja, jos ne vaimentavat röntgensäteilyn intensiteettiä eri tavalla. Tämän ansiosta esimerkiksi ihmisen kuvauksessa luu ja pehmytkudos eroavat toisistaan selvästi, sillä luu huomattavasti tiheämpänä materiaalina vaimentaa säteilyä enemmän. Vaimennuskerroin on fysikaalinen suure, joka määrittää tietyn materiaalin aiheuttaman intensiteetin vaimenemisen. Jos kuvattavana on kaksi samankokoista kappaletta eri materiaaleja, röntgenkuvuissa saadaan kontrasti kyseisten materiaalien välille vaimennuskertoimien arvojen erosta. Kontrastin parannusta ajatellen tärkein asia on, että tietyn materiaalin vaimennuskerroin riippuu energiasta.

Jotta röntgenkuva saadaan aikaan, täytyy kuvattavan kohteen läpäisevä röntgensäteily mitata jollain tavalla. Tällöin saadaan selville, miten kuvattava kohde vaikuttaa röntgenlähteestä peräisin olevaan säteilyyn. Perinteisissä röntgenilmaisimissa mitataan kuvauksen aikana röntgensäteilyn ilmaisimeen kuljettama kokonaisenergia. Tällöin ei tiedetä, mikä on ilmaisimeen saapuvien yksittäisten fotonien energia. Tiedetään kuitenkin, että kuvanmuodostukseen osallistuu eri energian fotoneita, kun röntgenlähteenä käytetään röntgenputkia, joista emittoituu laaja pääosin jarrutussäteilystä koostuva energiaspektri.

Tässä työssä käsitellään erityisesti röntgenkuvausta, joka tehdään ilmaisimilla, joilla pyritään havaitsemaan yksittäisen fotonin energian suuruus. Tällaisissa ilmaisimissa on myös vähintään yksi energiakynnys, jolla voidaan valita, mitä energia-aluetta käytetään kuvanmuodostuksessa. Ilmaisimissa on lisäksi laskuri, joka laskee jokaisen kynnyksen ylittävän fotonin. Mittausperiaatteesta johtuen tällaisista laitteista puhutaan jatkossa energiasensitiivisinä fotoninlaskentailmaisimina.

Yksittäisten fotonien energian havaitseminen mahdollistaa heterogeenisista materiaaleista koostuvien näytteiden rakenneosien selvemmän erottelun. Heterogeenisilla materiaaleilla tarkoitetaan tässä työssä materiaaleja, jotka koostuvat vähintään kahdesta erilaisesta materiaalista. Kyseessä voi olla kaksi tai useampi eri ainetta tai saman aineen eri olomuotoa. Käytännössä heterogeenisten materiaalien kuvaus teh-

dään niin, että valitaan kuvanmuodostukseen vain tietyn energian omaavat fotonit, joilla kontrasti eri materiaalien välillä saadaan mahdollisimman suureksi. Toisin sanoen, valitaan sellainen energia-alue, jossa materiaalien vaimennuskertoimet poikkeavat toisistaan mahdollisimman paljon. Tällöin perinteisillä ilmaisimilla kuvattaessa vaikeasti eroteltavat, esimerkiksi samankokoiset ja samanlaisen tiheyden omaavat mutta eri alkuaineista koostuvat rakenneosaset, voidaan mahdollisesti erottaa toisistaan paremmin röntgenkuvassa.

Energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla tehtävä röntgenkuvaus, jossa tarkastellaan säteilyn intensiteetin muutoksia tietyissä energia-alueissa, on analoginen tavanomaisen värivalokuvauksen kanssa. Digitaalikameroissa eräs tapa muodostaa värikuva on asettaa valon havaitsevan sensorin, esimerkiksi CCD-kennon eteen värisuotimia, jotka päästävät lävitseen vain tietyn aallonpituuden fotoneja. Usein värisuotimia on kolmen tyyppisiä, joista yksi päästää lävitseen vihreää väriä vastaavat aallonpituudet, toinen punaiset ja kolmas siniset aallonpituudet. Röntgenilmaisimissa kynnyksen avulla valikoidaan niin ikään vain tietyt aallonpituudet, joilla kuva muodostetaan.

Kuvanmuodostus nimenomaan laskemalla fotoneja tuo myös oman hyötynsä. Kokonaisenergian integroivissa ilmaisimissa jokaisen fotonin aiheuttama signaali, josta kuva muodostetaan, on verrannollinen fotonin energiaan. Erityisesti kevyistä alkuaineista koostuvia näytteitä kuvattaessa tämä aiheuttaa ongelmia, sillä karkeasti sanottuna eri alkuaineiden vaimennuskertoimet lähestyvät toisiaan, kun energia kasvaa. Perinteisissä ilmaisimissa suurimman energian fotonien kontribuutio kuvanmuodostuksessa on siis suurin ja juuri tällä energia-alueella kontrasti on huonoin. Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa ei ole tällaista ongelmaa, sillä jokainen kynnyksen ylittävä fotonit tuottaa kuvanmuodostukseen saman painoarvon omaavan signaalin.

Tässä työssä keskitytään pääasiassa kaksiulotteiseen röntgenkuvaukseen. Energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet mahdollistavat myös röntgentomografian kehityksen. Tomografiassa näytteestä otetaan useita kaksiulotteisia röntgenkuvia, joista muodostetaan laskennallisesti kolmiulotteinen malli näytteen sisäisestä rakenteesta. Oleellista on, että tomografia perustuu röntgenkuvaukseen. Näin ollen röntgenkuvauksessa saavutettu kehitys mahdollistaa myös tomografiakuvien kontrastin parannuksen.

Teoreettinen hyöty fotonien energian mittaamiselle on selvä johtuen sähkömag-

neettisen säteilyn ja väliaineen rakenneosien vuorovaikutusten todennäköisyyksien energiariippuvuuksista, jotka johtavat vaimennuskertoimen energiariippuvuuteen. Näitä energiariippuvuuksia on voitu hyödyntää, kun kuvantamiseen on käytetty synkrotronilähteitä, joiden avulla voidaan tehdä röntgenkuvauksia käyttämällä hyvin kapeita energia-alueita. Kun kuvantamiseen käytetään laajan energiaspektrin tuottavia lähteitä, kuvattavien näytteiden vaimennusominaisuuksien energiariippuvuutta ei ole voitu hyödyntää kovin hyvin, sillä yksittäisten fotonien tarkastelu vaatii hyvin kehittyntä ilmaisinteknologiaa. Tällainen teknologia on ollut yleisesti saatavilla vasta noin 20 vuotta. Koska tällaiset laitteet mahdollistavat muun muassa röntgenkuvauksen ja -tomografian merkittävän kehityksen, nykyään niitä kehitetään useissa yhtiöissä ja tutkimuslaitoksissa ympäri maailman. Yksi tämän työn tärkeimmistä tavoitteista on saada käsitys siitä, millaisia energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia on jo kehitetty. Näiden laitteiden ominaisuuksia tullaan esittelemään pääpiirteittäin ja tässä työssä annetaan myös lähdekirjallisuutta, josta löytyy yksityiskohtaisempia kuvauksia. Laitteistojen lisäksi tavoitteena on tutustua sovelluksiin, joissa tällaisia ilmaisimia voidaan hyödyntää. Ilmaisimia kehitetään eri tavoitteet mielessä riippuen siitä, mihin sovelluksiin laitteet on tarkoitettu. Tässä työssä tullaan keskittymään pääasiassa sellaisiin ilmaisimiin, jotka soveltuvat materiaalitutkimukseen, mitä tehdään esimerkiksi Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksella. Tällaisille laitteille ominaista on hyvin tarkka paikkaresoluutio ja pieni koko. Energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia kehitetään paljon myös sairaaloihin ihmisen kuvantamiseen ja siellä on tarpeellista, että ilmaisimet ovat pinta-alaltaan suurempia ja pystyvät käsittelemään suuria määriä fotoneja lyhyessä ajassa, kun taas paikkaresoluution ei tarvitse olla niin tarkka kuin materiaalitutkimuksessa.

Tutkielmaan kuuluu myös kokeellinen osuus, jossa testataan erästä energiasensitiivistä fotoninlaskentailmaisinta. Tärkein kysymys on, pystytäänkö koko spektrillä kuvattaessa vaikeasti eroteltavien materiaalien kontrastia parantamaan käyttämällä kuvan muodostuksessa tiettyjä kynnystyksellä valittuja energia-alueita. Laite on Advacam MiniPIX-röntgenilmaisin, jonka toiminta perustuu Timepix1 signaalin luenta ja -käsittelysiruun. Timepix1 on kehitetty Medipix-nimisessä laajassa ilmaisinkerhoitusprojektissa, johon on osallistunut useita tutkimuslaitoksia ympäri maailman. Medipix yhteistyöprojekteja, [1], on tähän mennessä ollut useita ja niissä on saatu aikaan merkittävää kehitystä energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien toimintaan. Tästä syystä Medipix-projektit tullaan käsittelemään tarkasti.

Kokeellisessa osassa on muun muassa kuvattu erilaisia muoveja. Röntgenkuvista on määritetty eri materiaalien läpäisevän röntgensäteilyn transmittanssien arvot. Tässä tutkielmassa kontrastilla tarkoitetaan tarkalleen ottaen röntgensäteilyn transmittanssien erotusta. Muovien välistä kontrastia on tutkittu eri energia-alueilla muodostetuista kuvista. Lisäksi on kuvattu niobium- ja rodium-kalvoja, sillä näiden alkuaineiden K-kuorien sidosenergiat ovat ilmaisimen toiminta-alueella. Näitä kalvoja on kuvattu useilla energiakynnyksen arvoilla K-kuorien sidosenergioiden lähellä ja röntgenkuvista on määritetty säteilyn transmittanssi energiakynnyksen funktiona. Edellä kuvatut testit ovat kaksiulotteisia röntgenkuvauksia. Advacam MiniPIXillä on tehty myös yksi tomografiakuvaus, jossa on kuvattu vedessä olevaa koivu puutikkua.

Tässä tutkielmassa keskitytään siis pääasiassa energiasensitiivisiin fotoninlaskentailmaisimiin, ja niillä tehtävään röntgenkuvantamiseen. Tutkielmassa käsitellään kuitenkin myös energian integroivilla ilmaisimilla tehtävää röntgenkuvausta. Ilmaisteknologioita ja eri mittausperiaatteilla tehtävää kuvantamista tullaan myös vertailemaan sekä teoriaosuudessa että kokeellisessa osuudessa. Vertailun avulla pystytään tuomaan paremmin esiin potentiaalisia hyötyjä, joita yksittäisten fotonien energiaselektiivinen laskenta voi tuoda röntgenkuvantamiseen.

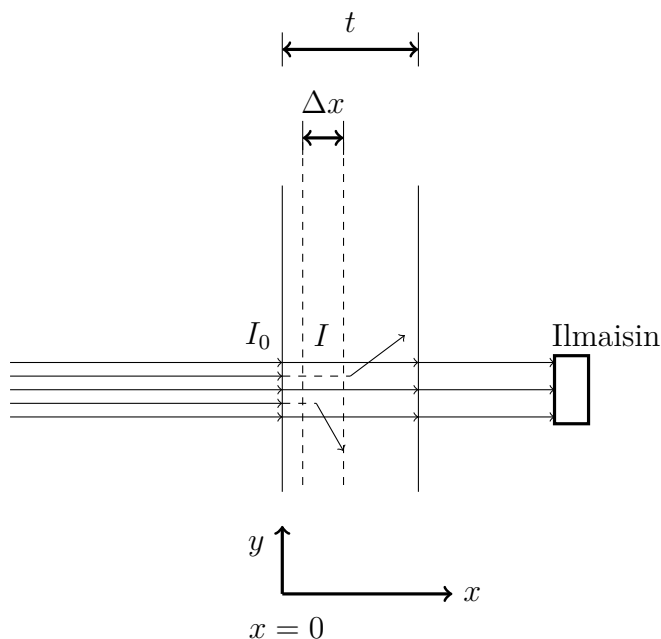
2 Röntgensäteilyn vuorovaikutus väliaineen kanssa

Röntgensäteily on sähkömagneettista säteilyä, jota syntyy virittyneissä atomeissa, kun atomiin sidotut elektronit siirtyvät korkeammalta energiatilalta alemmalle energiatilalle. Röntgensäteilyä syntyy myös jarrutussäteilynä varattujen hiukkasten hidastuessa. Sähkömagneettisen säteilyn spektrissä röntgensäteilystä puhutaan yleensä, kun säteilyn energia on välillä 100 eV – 100 keV. Tässä luvussa tarkastellaan röntgensäteilyn vuorovaikutustapoja väliaineen kanssa, jotka johtavat röntgensäteilyn intensiteetin vaimenemiseen. Säteilyn intensiteetin vaimeneminen aiheuttaa röntgenkuvuissa kontrastin kuvattavan kohteen rakenneosien välille eli se on koko röntgenkuvauksen perusta. Vuorovaikutuksissa keskitytään niihin, jotka ovat merkittävimpiä tyypillisellä kuvausalueella, joka rajoittuu noin 100 keV:iin. Tästä syystä parinmuodostusta, tripletin muodostusta ja fotonin vuorovaikutusta atomiytimen kanssa ei käsitellä. Tyypillisellä kuvausalueella merkittävät ilmiöt ovat valosähköinen ilmiö, Comptonin sironta ja Rayleigh-sironta.

2.1 Röntgensäteilyn intensiteetin vaimeneminen

Kun röntgenfotonit etenevät väliaineessa, ne vuorovaikuttavat väliaineen rakenneosasten kanssa useiden mekanismien kautta. Valosähköisen ilmiön seurauksena alkuperäinen foton katoaa kokonaan. Rayleigh-sironta sekä Comptonin sironta aiheuttavat fotonin energian pienentymisen tai liikesuunnan muutoksen tai molemmat. Kyseisten vuorovaikutusten todennäköisyydet riippuvat sekä röntgensäteilyn energiasta että väliaineen koostumuksesta. Seuraavaksi tarkastellaan vaimenemisprosesseja tarkemmin ja määritellään erilaisia säteilyn vaimenemista kuvaavia fysikaalisia suureita. Tämä osuus perustuu pääasiassa kirjallisuuteen [2], [3].

Tarkastellaan kuvan 1 mukaista tilannetta, jossa kapea suihku alunperin yhden-suuntaisesti eteneviä ja saman energian, E , fotonia etenee t paksuisen kappaleen läpi. Oletetaan aluksi, että kappale sisältää vain yhtä alkuainetta, jonka tiheys voi kuitenkin muuttua paikan funktiona. Suihkun kapeus tarkoittaa käytännössä, et-



Kuva 1. Hahmotelma tilanteesta, jossa kapea suihku röntgenfotoneja etenee näytteen läpi. Aluksi säteilyn intensiteetti on I_0 ja fotonit etenevät yhdensuuntaisesti x -akselin suuntaan. Kuvaan on myös hahmoteltu näytteestä siroavia fotoneja. Näytteen paksuus on t ja sen takana on intensiteetin mittaava säteilyilmaisim.

tä näytteestä siroavat fotonit poistuvat suihkusta kokonaan. Kuvaan 1 on piirretty myös ilmaisim, joka mittaa kappaleen läpäisevän säteilyn intensiteetin. Säteilykeilan kapeudesta johtuen ilmaisimelle päätyy siis vain ne fotonit, jotka eivät osallistu vuorovaikutuksiin kappaleen sisällä.

Kuvassa 1 säteilyn intensiteetti kappaleen etureunalla on $I(x = 0) = I_0$. Vuorovaikutuksista johtuen intensiteetti vaimenee kappaleessa. Tarkastellaan intensiteetin muutosta ΔI , kun fotonit etenevät x -akselin suuntaan matkan Δx , kiinnitetyllä korkeudella y . On havaittu, että intensiteetin muutoksen odotusarvo on verrannollista itse intensiteettiin ja kuljettuun matkaan eli

$$\Delta I = -\mu I \Delta x. \quad (1)$$

Yhtälössä (1) miinus-merkki tulee siitä, että intensiteetti pienenee ja kaikki oikealla olevat tekijät ovat positiivisia. Oletuksena on lisäksi, että muutos ΔI on niin pieni, että intensiteetti I pysyy lähes muuttumattomana matkalla Δx . Yhtälössä (1) verrannollisuuskertoimenä on lineaarinen vaimennuskerroin μ , joka kuvaa tietyn

materiaalin aiheuttamaa säteilyn intensiteetin vaimenemista. Lineaarinen vaimennuskerroin riippuu sekä paikasta että säteilyn energiasta eli $\mu = \mu(x, y, E)$. Paikkarippuvuus syntyy siitä, että väliaineen koostumus voi muuttua paikan funktiona, jolloin myös vaimennuskerroin muuttuu. Energiariippuvuus taas johtuu säteilyn ja väliaineen välisten vuorovaikutusten todennäköisyyksien energiariippuvuudesta.

Jos tarkastellaan yhtälöä (1) rajalla, jossa muutokset ovat infinitesimaalisen pieniä, saadaan differentiaaliyhtälö

$$\frac{dI}{dx} = -\mu(x, E)I(x). \quad (2)$$

Nyt energia on kiinnitetty, joten yhtälö (2) on ensimmäisen kertaluvun separoituva differentiaaliyhtälö. Käyttämällä reunaehto $I(x = 0) = I_0$ yhtälön (2) ratkaisuksi saadaan

$$I(x) = I_0 e^{-\int_0^x \mu(\tilde{x}, E) d\tilde{x}}. \quad (3)$$

Jos materiaali on homogeeninen myös tiheyden suhteen, μ on vakio ja integroimalla koko kappaleen paksuuden yli saadaan kappaleesta ulostuleva intensiteetti muodossa, joka tunnetaan Beer-Lambertin lakina

$$I(x = t) = I_0 e^{-\mu t}. \quad (4)$$

Yhtälö (4) pätee, kun säteily on monokromaattista, väliaine on homogeenista, säteily on alunperin yhdensuuntaista ja säteilykeila on kapea. Käytännössä, jos säteilykeila on riittävän leveä, eri kohdista näytettä siroavat fotonit voivat osua ilmaisimeen ja vaikuttavat havaittavaan intensiteettiin. Nämä sirontaprosessit voivat siis kasvattaa tietyssä pisteessä mitattavaa intensiteettiä. Edellä tehty tarkastelu ei ota huomioon tällaista mahdollisuutta vaan jokainen vuorovaikutus vähentää suihkussa olevien fotonien lukumäärää ja siten intensiteettiä.

Beer-Lambertin lakia johdettaessa oletettiin, että säteily on yhdensuuntaista. Tästä syystä johtuen intensiteetti ei muutu pelkästään etäisyyden muutoksen takia. Säteilylähteenä käytetään usein röntgenputkea, joka käyttäytyy enemmän pistemäisen säteilyä isotrooppisesti emittoivan lähteen tapaan. Tällöin pätee etäisyyden neliölaki, joka seuraa siitä, että lähteen emittoima energia jakaantuu kasvaville pallopinnoille, ja pallon pinta-ala kasvaa verrannollisena etäisyyden neliöön.

Yhtälöt (3) ja (4) eivät siis ota huomioon edellä mainittuja pääasiassa geometriasta johtuvia tekijöitä, kun tarkastellaan intensiteettiä, ja sen muutoksia. Nämä

yhtälöt ovat kuitenkin hyödyllisiä, kun tarkastellaan tietyn materiaalin aiheuttamaa intensiteetin vaimenemista, jota kuvaa lineaarinen vaimennuskerroin. Tähän vaimennuskertoimeen liittyy läheisesti myös keskimääräinen vapaa matka t_{mfp} , joka vastaa etäisyyttä, jonka aikana intensiteetti pienenee tekijällä e . Fotonin keskimääräinen vapaa matka on siis $t_{\text{mfp}} = 1/\mu$, jolloin yhtälön (4) nojalla $I/I_0 = 1/e$. Keskimääräinen vapaa matka kuvaa myös keskimääräistä etäisyyttä, jonka fotonit etenee väliaineessa vuorovaikutusten välillä [3].

Tietyn aineen lineaarinen vaimennuskerroin voidaan määritellä myös seuraavalla tavalla [3]

$$\mu = n\sigma = \frac{\rho}{uA}\sigma. \quad (5)$$

Yhtälössä (5) n on alkuaineen tai yhdisteen lukumäärätiheys, σ kokonaisvaikutusala, ρ massatiheys, u atomimassayksikkö ja A on suhteellinen atomimassa. Vaikutusala on energiasta riippuva fysikaalinen suure, joka kuvaa tietyn vuorovaikutuksen todennäköisyyttä. Vaikutusalan yksikkönä käytetään yleensä cm^2 . Kokonaisvaikutusala voidaan esittää eri vuorovaikutusten vaikutusalojen summana

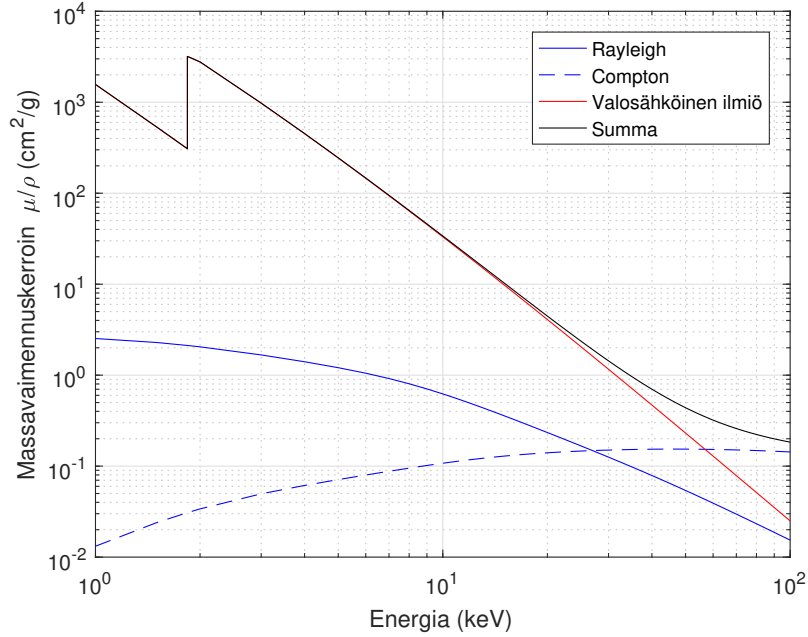
$$\sigma = \sigma_{\text{vi}} + \sigma_{\text{c}} + \sigma_{\text{r}}. \quad (6)$$

Yhtälössä (6) σ_{vi} , σ_{c} ja σ_{r} ovat valosähköisen ilmiön, Comptonin sironnan ja Rayleigh-sironnan vaikutusalat, vastaavassa järjestyksessä.

Kuten yhtälöstä (5) nähdään, lineaarinen vaimennuskerroin μ riippuu materiaalin tiheydestä. Vaikka tutkittava kappale koostuisi vain yhdestä alkuaineesta, sen tiheys voi muuttua paljonkin riippuen olosuhteista, kuten lämpötilasta ja paineesta. Tästä syystä usein varsinkin teoreettisessa käsittelyssä tarkastellaan massavaimennuskerrointa, joka saadaan, kun lineaarinen vaimennuskerroin jaetaan tiheydellä. Massavaimennuskerroin ei siis riipu tiheydestä ja on lähes riippumaton ympäristön olosuhteista. Massavaimennuskerroin μ/ρ on siis yhtälöjen (5) ja (6) perusteella

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{uA} = \frac{\sigma_{\text{vi}}}{uA} + \frac{\sigma_{\text{c}}}{uA} + \frac{\sigma_{\text{r}}}{uA} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{vi}} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{c}} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{r}}. \quad (7)$$

Yhtälön (7) nojalla, tietyn alkuaineen massavaimennuskerroin μ/ρ on siis lineaarisesti verrannollinen vaikutusalaan, ja tällöin se on vain energian funktio. Yhtälössä (7) on myös määritelty vuorovaikutuksille erilliset massavaimennuskertoimet. Kuvassa 2 on piin eri vuorovaikutusten massavaimennuskertoimet energian funktiona. Pii on tätä työtä ajatellen mielenkiintoinen alkuaine, sillä useissa röntgenilmaisimissa sensoriosa on tehty piistä. Kuvasta nähdään, että valosähköinen ilmiö on selvästi merkittävin vuorovaikutus pienimmillä energian arvoilla ja suurimmilla energian



Kuva 2. Piin massavaimennuskertoimien arvoja energian funktiona. Kuvassa on erikseen Rayleigh-sironnan, Comptonin sironnan ja valosähköisen ilmiön massavaimennuskertoimet sekä näiden summana saatava kokonaismassavaimennuskertoimen. Vaimennuskertoimien arvot on haettu NIST XCOM tietokannasta [4].

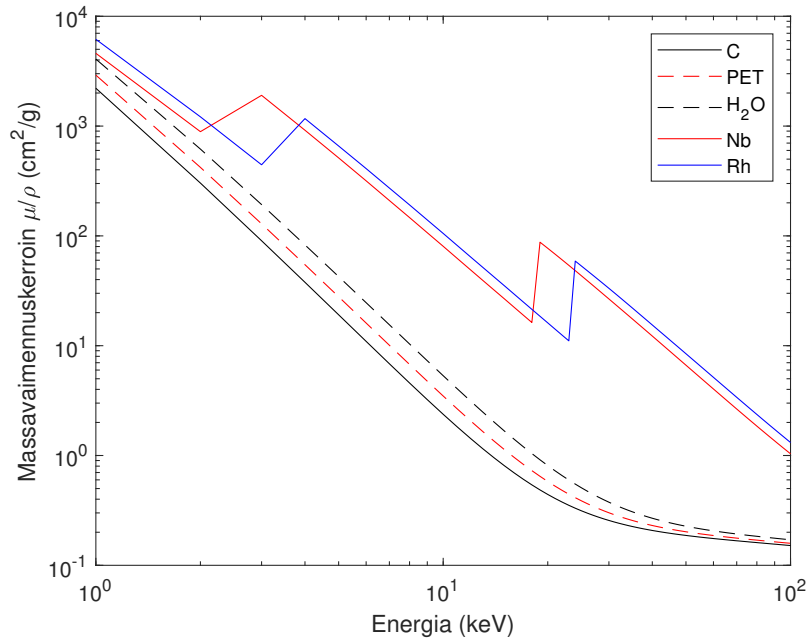
arvoilla Comptonin sironta on merkittävin. Rayleigh-sironta on merkittävää vain matalimmilla energian arvoilla.

Yhdisteiden massavaimennuskertoimet voidaan laskea suoraviivaisesti alkuaineiden massavaimennuskertoimien avulla seuraavalla tavalla [3]

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i w_i \frac{\mu_i}{\rho_i}. \quad (8)$$

Yhtälössä (8) μ_i ja ρ_i ovat alkuaineen i lineaarinen vaimennuskertoimen ja tiheys vastaavassa järjestyksessä. Painotuskerroin w_i lasketaan suhteellisten atomimassojen avulla $w_i = x \cdot A_i/A_{\text{tot}}$, missä x kertoo, kuinka monta atomia alkuainetta i on molekyyllissä, A_i on atomin i suhteellinen atomimassa ja A_{tot} on molekyylin atomien suhteellisten atomimassojen summa. Seosten vaimennuskertoimet voidaan laskea vastaavasti painottamalla rakenneosasen vaimennuskertointa sen suhteellisella massalla.

Kuvassa 3 on esimerkkeinä muutamien aineiden massavaimennuskertoimia energian funktiona. Tärkeimpänä huomiona on, että massavaimennuskertoimen pienenee



Kuva 3. Hiilen, PET-muovin, veden, niobiumin ja rodiumin massavaimennuskertoimet energian funktiona. Vaimennuskertoimien arvot on haettu NIST XCOM tietokannasta [4].

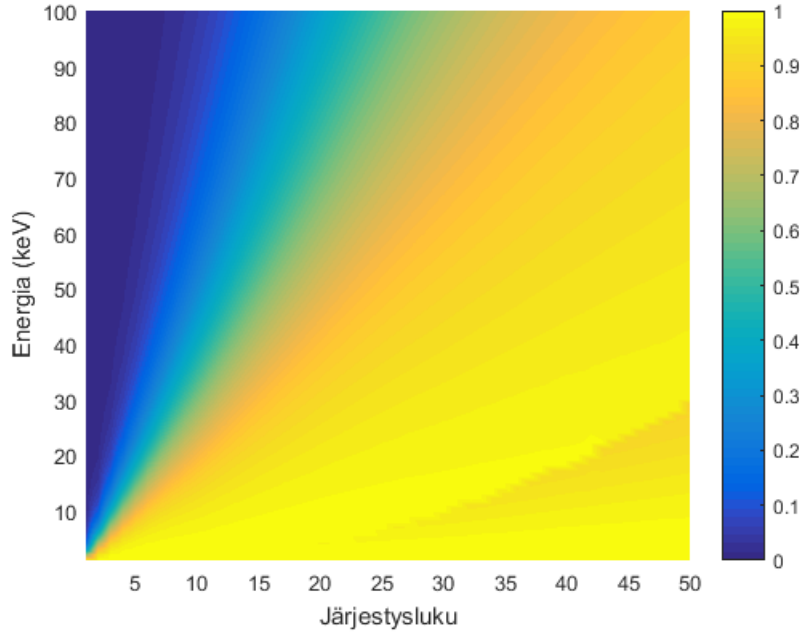
systemaattisesti energian kasvaessa. Poikkeuksen tähän käyttäytymiseen tuo niobiumin ja rodiumin massavaimennuskertoimissa näkyvä äkillinen kasvu, joka johtuu valosähköisen ilmiön todennäköisyyden muutoksesta, johon palataan osiossa 2.2. Kuvassa on myös hiilen, polyetylenitereftalaatin ja veden vaimennuskertoimet. Nämä koostuvat kevyistä alkuaineista ja niiden vaimennuskertoimet lähestyvät toisiaan, kun energia kasvaa. Tämä on tärkeää ajatellen röntgenkuvausta, jossa tavoitteena on hyvä kontrasti tällaisten kevyistä alkuaineista koostuvien materiaalien välille. Kontrasti syntyy vaimennuskertoimen eroista, joten oletuksena on, että kontrasti on suurin pienillä energian arvoilla.

2.2 Valosähköinen ilmiö

Valosähköisessä ilmiössä fotonin luovuttaa kaiken energiansa atomiin sitoutuneelle elektronille. Tämän seurauksena fotonin katoaa kokonaan ja elektroni irtoaa atomista, jonka jälkeen atomi jää viritystilaan. Energian säilyminen vaatii, että irtoavan elektronin kineettinen energia on fotonin energian ja elektronin sidosenergian erotus. Koska energian lisäksi myös liikemäärän täytyy säilyä, atomi saa vuorovaikutuksessa osan alkuperäisen fotonin liikemäärästä. Tämä seuraa siitä, ettei liikemäärän ja energian säilyminen päde yhtä aikaa, jos oletetaan, että fotonin luovuttaa kaiken energiansa vapaalle elektronille. Liikemäärän vaihtoon täytyy siis osallistua myös kolmas osapuoli elektronin ja fotonin lisäksi. Tästä syystä valosähköinen ilmiö täytyy ajatella fotonin ja atomin välisenä vuorovaikutuksena eikä vain fotonin ja yksittäisen elektronin välisenä prosessina. Valosähköiseen ilmiöön voivat osallistua kaikki atomin elektronit, joiden sidosenergia on riittävän pieni eli pienempi kuin fotonin energia. Kuitenkin, jos ollaan sellaisella energia-alueella, jossa useiden elektronikuorien elektronien irrottaminen on mahdollista, niin kaikista tiukimmin sidottujen elektronien irtoaminen on todennäköisintä, ja niiden kontribuutio valosähköisen ilmiön vaikutusalaan on suurin [5].

Kuvassa 4 on esitetty valosähköisen ilmiön massavaimennuskertoimen, $(\mu/\rho)_{\text{vi}}$, suhteellinen osuus kokonaismassavaimennuskertoimesta, μ/ρ , energian ja järjestysluvun funktiona. Energia-alueena on 1 keV – 100 keV ja järjestyslukuina ovat 1 – 50. Energiaväli kattaa tyypillisen kuvausalueen ja järjestysluvut kattavat tässä työssä tutkitut näytteet. Yleisenä huomiona voidaan sanoa, että tällä tarkastelualueella, valosähköinen ilmiö on hyvin suurella osalla alueesta selvästi merkittävin vuorovaikutus. Yleinen huomio on myös, että järjestysluvun kasvaessa valosähköisen ilmiön merkitys kasvaa.

Jos valosähköisen ilmiön suhteellista osuutta kuvassa 4 tarkastelee tietyllä järjestysluvun arvolla, huomaa, että energian kasvaessa suhteellinen osuus pienenee. Poikkeuksena on oikeassa alanurkassa näkyvä alue, jossa suhteellinen osuus äkillisesti kasvaa, kun energia kasvaa. Tällainen käyttäytyminen alkaa noin järjestysluvun arvolla 22 ja alle 10 keV energialla. Suhteellisen osuuden äkillinen kasvu seuraa siitä, että saavutaan alkuaineiden K-elektronikuorien sidosenergian arvoille. Valosähköisen ilmiön todennäköisyys kasvaa voimakkaasti energian kasvaessa, kun ylitetään K-reuna, koska tällöin on mahdollista irrottaa K-kuorella olevia elektroneja.



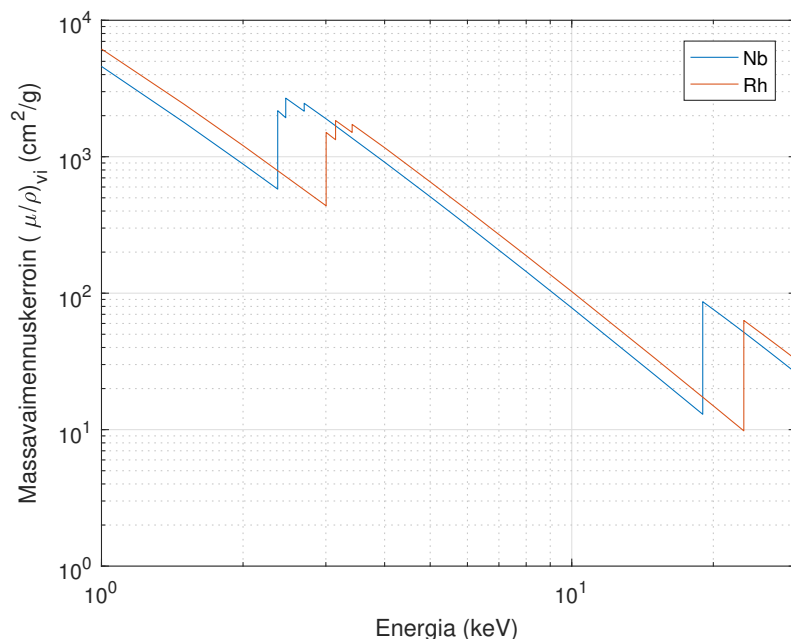
Kuva 4. Valosähköisen ilmiön massavaimennuskertoimen suhteellinen osuus kokonaisuusmassavaimennuskertoimesta energian ja järjestysluvun funktiona. Massavaimennuskertoimien arvot on haettu NIST XCOM tietokannasta [4].

Kuvaan 5 on piirretty esimerkkinä niobiumin ja rodiumin valosähköisen ilmiön massavaimennuskertoimet energian funktiona. Kuvasta nähdään tarkemmin elektronikuorien sidosenergioiden vaikutus massavaimennuskertoimeen. Massavaimennuskertoimen arvo ja näin ollen myös valosähköisen ilmiön vaikutusala pienenee systemaattisesti energian kasvaessa, kun ei olla elektronikuorien sidosenergioiden lähellä. Sidosenergioiden kohdalla todennäköisyys kasvaa nopeasti ja massavaimennuskertoimen arvoissa nähdään niin sanottu K- tai L-reuna.

Osittain elektronikuorien aiheuttamien hyppäysepäjatkuvuuksien takia valosähköisen ilmiön teoreettinen mallintaminen on haastavaa. Varsinkin silloin, kun tavoitteena on kehittää malli, joka pätee laajalla energia- ja järjestyslukualueella. Kokoluokka-arviona vaikutusalue per atomi energian ja järjestysluvun funktiona annetaan kirjallisuudessa seuraava käyttäytyminen [6],[2]

$$\sigma_{\text{vi}} \sim \frac{Z^n}{E^3}. \quad (9)$$

Yhtälössä (9) järjestysluvun Z eksponentti n on välillä [4; 4,8] siten, että fotonin energian ollessa noin 100 keV, eksponentin arvo on noin neljä. Energian kasvaes-



Kuva 5. Niobiumin ja rodiumin valosähköistä ilmiötä vastaava massavaimennuskertoimen energian funktiona. Energia-alueella 2,5 keV – 3 keV näkyy L-kuorista johtuva äkillinen muutos valosähköisen ilmiön massavaimennuskertoimessa ja noin energialla 20 keV näkyy K-kuorien vaikutus. L-kuorien kohdalla näkyy myös erilaista pyörimismäärää vastaavien alikuorien vaikutus.

sa eksponentti lähestyy arvoa 4,8. Energian E eksponentti riippuu niin ikään siitä, millä energia-alueella tilannetta tarkastellaan, mutta E^{-3} käyttäytyminen pätee tyypillisillä röntgenkuvantamisessa käytetyillä energian arvoilla eli alle 100 keV [6]. Tämä energian ja järjestysluvun funktiona sileä kokoluokka-arvio ei tietenkään päde sidosenergioiden lähellä.

Valosähköisen ilmiön seurauksena atomi jää viritystilaan, joka voi purkautua kolmella tavalla, jotka ovat röntgenfluoresenssi, Auger-efekti ja Coster-Kronig siirtymä [2], [7]. Röntgenfluoresenssissa ylempältä elektronikuorelta siirtyy elektroni täyttämään alemman elektronikuoren aukon. Energiatilojen sidosenergioiden erotus emittoituu röntgensäteilynä, jota kutsutaan karakteristiseksi röntgensäteilyksi. Niin ikään Auger-efektissä ylempällä elektronikuorella oleva elektroni siirtyy täyttämään ionisaation seurauksena olevaa aukkoa. Auger-efektissä emittoituu elektroni, jonka kineettinen energia vastaa alkuperäisen siirtymän sidosenergioiden erotusta miinus ulkoelektronin sidosenergia. Jos valosähköisen ilmiön seurauksena syntyy

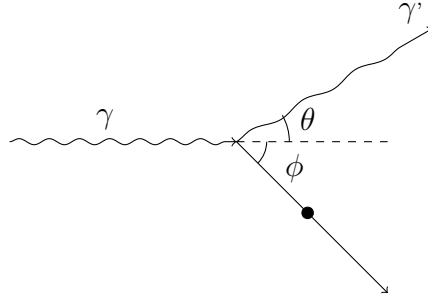
aukko ylemmille elektronikuorille, pääkvanttiluku vähintään kaksi eli vähintään L-kuorelle, aukko voi täytyä myös niin sanotun Coster-Kronig siirtymän kautta [7]. Tässä ilmiössä L-kuoren alikuoren aukko täyttyy ylemmän alikuoren elektronilla. Tällöin elektronisiirtymä tapahtuu saman elektronikuoren sisällä, eikä sen tuloksena emitoidu karakteristista röntgensäteilyä, sillä energian muutos energiatilojen välillä on niin pieni. Coster-Kronig siirtymän tuloksena syntyvä aukko täyttyy edelleen jollain edellä mainituista prosesseista. Näistä ilmiöistä röntgenfluoresenssiin ja Auger-efektiin palataan myöhemmin luvussa 4, kun tarkastellaan röntgensäteilyn energian siirtoa röntgenilmaisimen puolijohdesensoriin.

Valosähköisessä ilmiössä emittoituvan elektronin etenemissuunta riippuu atomiin absorpoituvan fotonin energiasta. Tässä tarkoitetaan siis elektronia, jolle fotoni luovuttaa energiansa. Karkeasti sanottuna kulmariippuvuus käyttäytyy siten, että alle 100 keV:n energian arvoilla elektronin suunta on lähes kohtisuorassa fotonin liikemäärään nähden [6]. Kun fotonin energia kasvaa, emittoituvan elektronin suunta lähestyy fotonin liikemäärän suuntaa. Röntgenfluoresenssifotoneilla ei ole tällaista kulmariippuvuutta vaan ne emittoituvat atomista isotrooppisesti.

2.3 Comptonin sironta

Comptonin sironnalla tarkoitetaan fotonin siroamista vapaasta tai heikosti atomiin sidotusta elektronista. Tässä prosessissa fotonin etenemissuunta ja energia voivat muuttua ja lisäksi elektroni, josta fotoni siroaa, irtoaa atomista. Hahmotelma Comptonin sironnasta on kuvassa 6. Sironneen fotonin energia on alkuperäisen fotonin energia miinus elektronin sidosenergia ja kineettinen energia, jonka elektroni sironnassa saa. Comptonin sironta on esimerkki sironta-ilmiöstä, jota ei voi selittää klassisen fysiikan avulla ajatellen sähkömagneettista säteilyä aaltona. Sähkömagneettinen säteily täytyy ajatella hiukkasina, fotoneina, joiden liikemäärää ei voida jättää huomiotta laskuissa.

Kuvassa 7 on esitetty Comptonin sironnan massavaimennuskertoimen suhteellinen osuus kokonaismassavaimennuskertoimesta vastaavalla tavalla kuin valosähköiselle ilmiölle kuvassa 4. Kuvien tarkastelualueella valosähköinen ilmiö on dominoiva vuorovaikutus, joten Comptonin sironnan suhteellinen osuus on selvästi alle yksi suurimmalla osalla alueesta. Tähän yleiseen käytökseen tulee tosin muutos järjestyksluvun pienentyessä ja energian kasvaessa. Kyseisellä alueella näkyy Comptonin sironnan todennäköisyyden kasvu, kun fotonien energia on selvästi suurempi kuin



Kuva 6. Hahmotelma Comptonin sironnasta. Alkuperäinen fotoni γ siroaa vapaasta elektronista, jonka seurauksena elektronin liike-energia kasvaa ja se etenee kulman ϕ suuntaan. Sironnut fotoni γ' etenee suuntaan θ suhteessa alkuperäisen fotonin etenemissuuntaan.

atomiin sidottujen elektronien sidosenergia.

Comptonin sironnan suhteellinen osuus röntgensäteilyn intensiteetin vaimenemisessa on siis suurella osalla kuvan 7 tarkastelualueesta selvästi pienempi kuin valosähköisen ilmiön. Comptonin sironta on kuitenkin ilmiö, joka aiheuttaa ongelmia röntgenkuvaukseen ja röntgentomografiaan [8]. Lisäksi Comptonin sironta on toinen prosesseista, joiden kautta röntgenfotonien energia absorboituu puolijohdesensoriin.

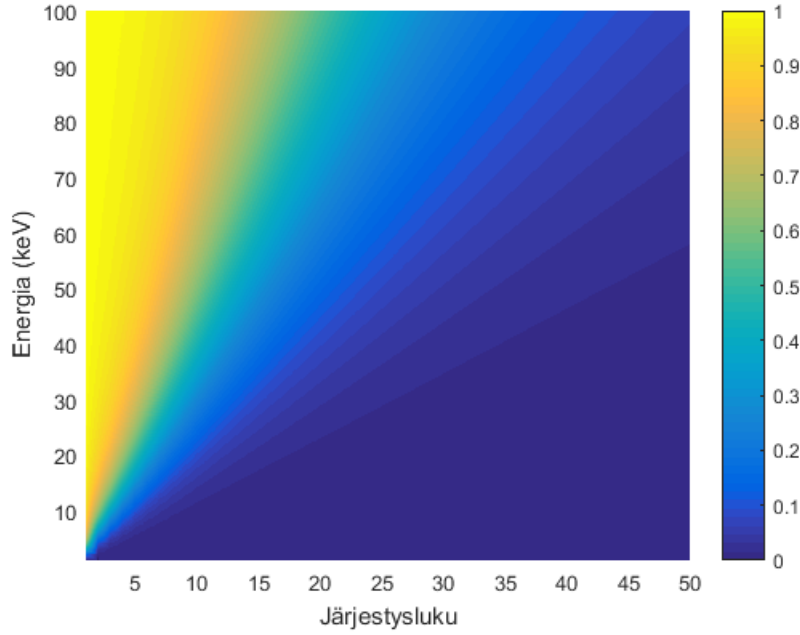
Energian ja liikemäärän säilymlakien avulla voi ratkaista sironneen fotonin energian $E_{\gamma'}$ muodossa

$$E_{\gamma'} = \frac{m_e c^2}{1 - \cos \theta + m_e c^2 / E_{\gamma}}. \quad (10)$$

Yhtälöä (10) johtaessa on otettava huomioon, että elektronin vauhti voi olla hyvin suuri ja laskuissa on käytettävä relativistista energian lauseketta. Yhtälössä (10) E_{γ} on alkuperäisen fotonin energia, θ on kuvaan 6 merkitty sirontakulma, m_e on elektronin lepomassa ja c on valon nopeus. Yhtälöstä (10) nähdään, että kiinniteyllä alkuperäisen fotonin energialla E_{γ} sirontakulman kasvaessa $0 \rightarrow \pi$ energia $E_{\gamma'}$ pienenee.

Seuraavaksi siirrytään tarkastelemaan Comptonin sironnan vaikutusalaa. Ensimmäisen tuloksen, joka ottaa huomioon sekä relativistiset efektit että kvanttimekaanikan, johtivat Klein ja Nishina [2]. He johtivat yleisen tuloksen, josta saadaan differentiaalinen vaikutusala polarisoitumattoman sähkömagneettisen säteilyn siroamiselle vapaasta elektronista per yksikköavaruuskulma per elektroni muodossa

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \cdot F_{\text{KN}} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) F_{\text{KN}}, \quad (11)$$



Kuva 7. Comptonin sironnan massavaimennuskertoimen suhteellinen osuus kokonaismassavaimennuskertoimesta energian ja järjestysluvun funktiona. Massavaimennuskertoimien arvot on haettu NIST XCOM tietokannasta [4].

missä

$$F_{\text{KN}} = \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \times \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \alpha(1 - \cos \theta))(1 + \cos^2 \theta)} \right]. \quad (12)$$

Kokonaisvaikutusala σ_c saadaan differentiaalisesta vaikutusalasta integroimalla yli kaikkien sirontakulmien θ . Avaruuskulman Ω ja sirontakulman välillä on seuraava yhteys $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$, jonka avulla voi tehdä muuttujanvaihdon integroimista varten. Yhtälö (11) on kirjoitettu Thomsonin sironnan differentiaalisen vaikutusalan $d\sigma_T$ avulla, jota kerrotaan Klein-Nishina kertoimella F_{KN} . Yhtälössä (11) r_e on suure, jota kutsutaan kirjallisuudessa klassiseksi elektronin säteeksi [2]. Se saadaan luonnonvakioista muodossa $r_e = (ke^2)/(m_e c^2)$, missä k on Coulombin vakio ja e on alkeisvaraus. Yhtälössä (12) esiintyvä parametri α on alkuperäisen fotonin energia yksikkönä elektronin lepoenergia eli $\alpha = E_\gamma/(m_e c^2)$.

Yhtälössä (11) on esitetty differentiaalinen vaikutusala $d\sigma_c$. Kyseisen termin tulkintana on, että todennäköisyys, jotta energian E_γ fotonin siroaa kulmassa θ olevan infinitesimaalisen avaruuskulman $d\Omega$ läpi, on verrannollista differentiaaliseen sirontavaikutusalaan. Toisin sanoen, mitä suurempi differentiaalinen vaikutusala tietyllä

kulman arvolla on sitä todennäköisempää, että fotonin siroaa kyseiseen kulmaan.

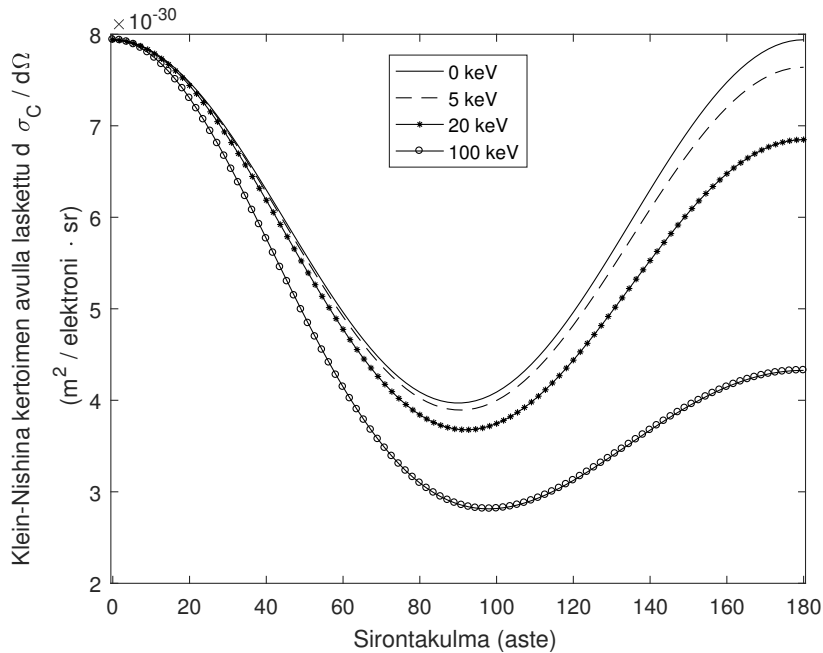
Klein-Nishina kerroin on aina korkeintaan yksi [2]. Maksimiarvo saadaan, kun $E_\gamma = 0 \Rightarrow \alpha = 0$ tai $\theta = 0$, jolloin sironta voidaan tulkita Thomsonin sirontana. Thomsonin sironta voidaan tulkita ajatellen sähkömagneettista säteilyä aaltona, joka pakottaa elektronin kiihtyvään liikkeeseen, joka tällöin emittoi sähkömagneettista säteilyä. Nollasta eroavilla energian ja kulman arvoilla sironnan vaikutusala on aina pienempi kuin sähkömagnetismin aaltomalli ennustaa. Kuvaan 8 on piirretty yhtälön (11) mukainen differentiaalin vaikutusala neljällä eri energian arvolla, jotka ovat $E_\gamma = 0$ keV, 5 keV, 20 keV, 100 keV.

Kleinin ja Nishinan vaikutusala on johdettu vapaalle elektronille. Sidosenergian vaikutusta ei voida jättää huomiotta, kun elektronin sidosenergia on merkittävä suhteessa fotonin energiaan. Tällöin vaikutusalan lauseketta täytyy korjata kertomalla sitä epäkoherentilla sirontafunktiolla [2]. Kleinin ja Nishinan tulos on kuitenkin hyvä approksimaatio sillä alueella, missä Comptonin sironta on merkittävä eli säteilyn energian ollessa selvästi suurempaa kuin elektronien sidosenergia. Kun säteilyn energia on lähellä elektronien sidosenergiaa, valosähköinen ilmiö on huomattavasti todennäköisempää kuin Comptonin sironta [6]. Comptonin sironnan kokonaisvaikutusala per atomi riippuu lineaarisesti järjestysluvusta Z , jos vaikutusala per atomi lasketaan Kleinin ja Nishinan tuloksen avulla. Tämä seuraa siitä, että Kleinin ja Nishinan tulos on vaikutusala per elektroni.

2.4 Rayleigh-sironta

Rayleigh-sironta on ilmiö, jossa atomista sironneen fotonin energia on sama kuin alkuperäisen fotonin, mutta fotonin liikemäärän suunta voi muuttua. Kuvassa 9 on esitetty Rayleigh-sironnan massavaimennuskertoimen suhteellinen osuus kokonais-massavaimennuskertoimesta. Ensimmäisenä huomiona voi todeta, että säteilyn intensiteetin vaimenemista ajatellen Rayleigh-sironnan merkitys on yleisesti ottaen hyvin pieni. Mielenkiintoinen alue on suurilla Z ja pienillä energian arvoilla, missä Rayleigh-sironnan merkitys on suurempi kuin Comptonin sironnan. Matalilla energian arvoilla Rayleigh-sironta on todennäköisempää kuin Comptonin sironta, sillä Comptonin sironnan vaikutusala pienenee elektronien sidosenergian takia.

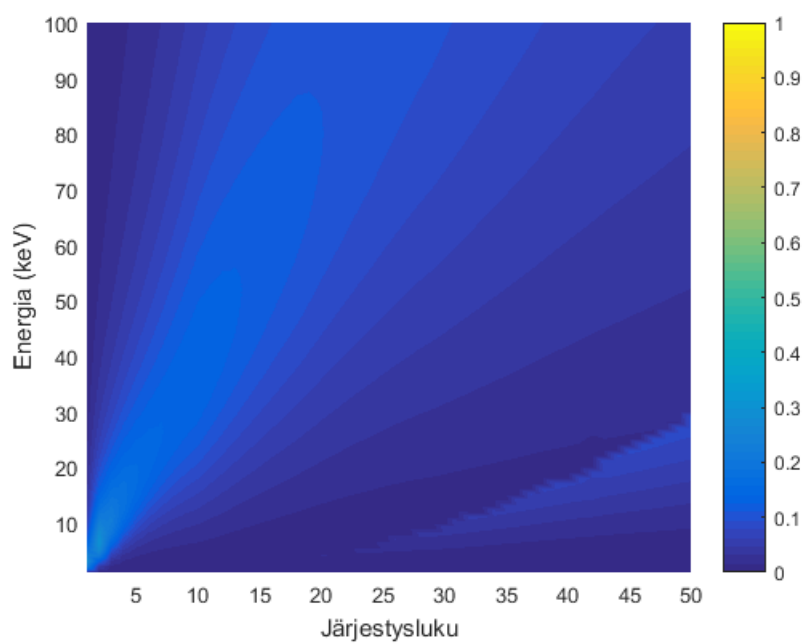
Rayleigh-sironta tulkitaan usein klassisen fysiikan aaltomallin kautta [2]. Rayleigh-sironnassa säteily vuorovaikuttaa kaikkien atomiin sitoutuneiden elektronien kanssa. Sähkökenttä kohdistaa voiman elektroneihin ja aiheuttaa niille kiihtyvyyden. Kaik-



Kuva 8. Klein-Nishina kertoimen avulla, yhtälö (12), laskettu differentiaalinen vaikutusala Comptonin sironnalle per yksikkö avaruuskulma per vapaa elektroni sirontakulman funktiona. Sirontakulma on alkuperäisen fotonin ja sironneen fotonin etenemissuuntien välinen kulma. Energian arvolla 0 keV saadaan klassista Thomsonin sirontaa vastaava differentiaalinen vaikutusala.

kien elektronien kiihtyvyyden suuntaan, joten säteily aiheuttaa atomin polarisoitumisen. Ajan funktiona oskilloiva sähkökenttä aiheuttaa edelleen elektronien värähtelyä ja synnyttää näin ollen sähköisen oskilloivan dipolin. Tämä dipoli emittoi sähkömagneettista säteilyä, jonka energia on sama kuin alkuperäisen säteilyn. Tässä oletetaan, että sähkökenttä ei oleellisesti muutu paikan funktiona atomin sisällä eli säteilyn aallonpituus täytyy olla riittävän suuri, joka edelleen tarkoittaa, että energian täytyy olla riittävän pieni.

Rayleigh-sironnan kokonaisvaikutusala σ_r on lineaarisesti verrannollista järjestyksluvun neliöön [3]. Rayleigh-sironnan todennäköisyys kasvaa siis nopeammin kuin Comptonin sironnan todennäköisyys, kun järjestykseluku kasvaa. Rayleigh-sirontaa tapahtuu todennäköisimmin pienillä sirontakulman arvoilla [6]. Se ei siis vaikuta merkittävästi fotonin etenemissuuntaan. Tästäkin syystä Rayleigh-sironnan merkitys kuvantamisessa on pienempi kuin Comptonin sironnan.



Kuva 9. Rayleigh-sironnan massavaimennuskertoimen suhteellinen osuus kokonaismassavaimennuskertoimesta energian ja järjestysluvun funktiona. Massavaimennuskertoimien arvot on haettu NIST XCOM tietokannasta [4].

3 Röntgenkuvantaminen

Tässä luvussa käsitellään röntgenkuvausta sekä röntgentomografiaa. Nyt tarkastellaan erityisesti polykromaattisella säteilyllä tehtävää röntgenkuvantamista, koska se on yleisempää kuin monokromaattisella säteilyllä tehtävä, sillä polykromaattista säteilyä on helpompi tuottaa. Yleisin käytössä oleva röntgensäteilylähde tyyppi on röntgenputki, joka tuottaa nimenomaan polykromaattista säteilyä ja myös tähän työhön kuuluvat kuvaukset on tehty röntgenputkella.

Luvun 2 perusteella tiedetään, miten kuvattava kohde voi vaikuttaa sen läpäisevään röntgensäteilyyn. Jotta voidaan arvioida, mitä röntgenkuva oikeastaan kertoo kuvattavasta näytteestä, täytyy ottaa huomioon säteilyn mittaustapa, joka luonnollisesti vaikuttaa kuvanmuodostukseen. Tarkastelussa onkin sekä energian integroivilla ilmaisimilla että energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla tehtävä kuvaus. Molemmille ilmaisintyypeille sisääntuleva tieto polykromaattisen säteilyn vaimenemisesta on sama mutta erilaiset mittaustavat siirtävät tätä tietoa eri tavoilla eteenpäin. Yksittäisten fotonien energian mittaaminen mahdollistaa säteilyn vaimenemisen ja edelleen tutkittavan näytteen analysoinnin energian funktiona. Energian integroivilla ilmaisimilla tällainen tarkastelu ei ole mahdollista ja tällöin käytännössä menetetään osa mahdollisesta tiedosta. Yksittäisten fotonien energian mittaaminen siis lisää saatavilla olevan informaation määrää.

Tomografia on tavallista röntgenkuvausta kehittyneempi kuvantamismenetelmä, joka mahdollistaa kolmiulotteisten mallien tuottamisen. Tomografiakin kuitenkin perustuu tavallisiin röntgenkuvauksiin ja onnistunut tomografiatutkimus vaatii onnistuneet röntgenkuvat. Tomografian teoriaa ja käytännön toteutusta käsitellään lyhyesti luvun lopussa. Tämän luvun aikana tarkastellaan myös kahta tärkeintä kuvauslaitteiston osaa eli röntgenlähdettä ja röntgenilmaisimia. Tässä luvussa tarkastellaan vain perinteisiä energian integroivia ilmaisimia.

3.1 Johdanto röntgenkuvaukseen

Seuraavassa käsitellään röntgenkuvauksen historiaa, joka alkaa vuodesta 1895, kun Wilhelm Conrad Röntgen teki ensimmäisiä havaintoja uudesta tuntemattomasta säteilystä [9]. Koska tässä tutkielmassa käsitellään paljon röntgensäteilyn mittaamista ja siihen käytettäviä laitteita, myös röntgenkuvauksen historian tarkastelussa keskitytään erityisesti röntgensäteilyn mittaustapoihin.

Historiakatsauksen jälkeen siirrytään tarkastelemaan röntgenkuvan muodostusta. Tarkoitus on muun muassa vertailla energian integroivilla ilmaisimilla ja energiasensiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla tehtävää kuvausta. Tämän tukena tullaan esittelemään muutamia säteilyn vaimenemista kuvaavia integraaliyhtälöitä.

3.1.1 Historiaa

Wilhelm Röntgen teki kokeita kaasupurkausputkella, joita käytettiin katodisäteiden eli elektronisuihkujen tutkimiseen [9]. Hän huomasi, että pimennetyssä huoneessa olleet paperit, jotka olivat päällystetty barium platinasyanidilla, alkoivat fluoresoimaan näkyvää valoa. Röntgen alkoi heti tutkimaan hyvin kattavasti fluoresenssin aiheuttavan säteilyn ominaisuuksia. Tarkennuksena mainittakoon, että alkuperäisen julkaisun englanninkielisessä käännöksessä vuodelta 1896, [9], viitataan nimenomaan fluoresenssiin, joka liitettiin tuohon aikaan näkyvään valoon. Tämä kertoo siitä, että tuntemattoman säteilyn ja näkyvän valon välillä epäiltiin olevan jonkinlainen yhteys. Wilhelm Röntgen muun muassa testasi säteilyn läpäisykykyä asettamalla erilaisia materiaaleja putken ja fluoresoivan materiaalin väliin. Näissä testeissä hän havaitsi, että materiaalin tiheys on tärkein läpäisykykyyn vaikuttava tekijä. Toisaalta kokeissaan hän päätyi johtopäätökseen, ettei tiheys ole ainoa vaikuttava tekijä, sillä hän testasi läpäisykykyä materiaaleilla, joiden tiheys oli samanlainen mutta havaittu säteilyn läpäisykyky oli hyvin erilainen.

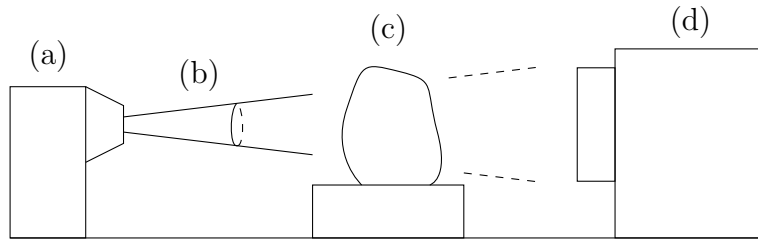
Röntgenin julkaistua havaintonsa alkoivat useat muut kaasupurkausputkien kanssa työskennelleet tutkijat toistaa vastaavia testejä [9], [10]. Röntgenkuvaus otettiin nopeasti käyttöön myös sairaanhoidossa. Ensimmäiset välineet, joita kuvanmuodotuksessa käytettiin, olivat erilaisia fluoresoivia materiaaleja. Tällaisessa kuvauksessa ei tosin saanut aikaan pysyvää varjokuvaa, sillä fluoresointi lakkaa lähes heti, kun säteilytyksen lopettaa. Ensimmäisiä varsinaisia kuvia saatiin valokuvauslevyjen ja filmien avulla, joita jo Röntgen testasi kokeissaan [9]. Valokuvauslevyt olivat lasi-

levyjä, joiden päällä oli hopeabromidia, joka toimi säteilylle herkkänä osana [10]. Noin vuoden 1920 tienoilla filmit syrjäyttivät kuvauslevyn kuvausvälineenä osin siitä syystä, että filmejä käytettäessä kuvanmuodostus oli selvästi nopeampaa [10]. Röntgenfilmit olivat pitkään yleisesti käytössä kuvantamisessa, kunnes 1900-luvun lopulla digitaalinen kuvanmuodostus alkoi yleistymään sekä ilmaisinteknologian että tietokoneiden kehittyessä.

Röntgenfilmi koostuu gelatiinin ja hopeahalidikiteiden muodostamasta seoksesta, jota kutsutaan emulsioksi, ja joka on tuettu läpinäkyvällä materiaalilla [11]. Halidina käytetään pääasiassa hopeabromidia. Filmi yksinään ei pysäytä röntgensäteilyä kovin tehokkaasti, joten sen kanssa käytetään vahvistuslevyjä, joissa röntgensäteily muutetaan ensin näkyväksi valoksi. Vasta näkyvän valon fotonit vuorovaikuttavat filmin kanssa. Kuvauksen aikana vahvistuslevyltä emittoituu näkyvän valon fotoneja, jotka vuorovaikuttavat hopeabromidikiteiden kanssa ja irrottavat elektroneja. Elektronit jäävät kiteeseen ansaan tiettyihin pisteisiin. Säteilytyksen jälkeen filmi kehitetään, jolloin ansoissa olevat elektronit vuorovaikuttavat positiivisten hopea-ionien kanssa, jonka seurauksena ionit muuttuvat metalliseksi hopeaksi. Mitä enemmän filmissä on hopeaa kehityksen jälkeen sitä enemmän fotoneja siihen kohtaan on osunut. Näkyvän valon fotonien määrä on taas verrannollista vahvistuslevyyn osuvan röntgenfotonin energiaan. Kohdat joihin ei osunut fotoneja ovat kehityksen jälkeen läpinäkyviä, kun niissä olleet hopeahalidikiteet on liuotettu pois.

3.1.2 Röntgenkuvan muodostuminen

Röntgenkuva muodostetaan mittaamalla kuvattavan kohteen läpäisevää säteilyä paikan funktiona. Kuvausasetelma on hahmoteltu kuvassa 10. Mittaustavasta riippuen röntgenkuvan voi ajatella olevan näytteen läpäisevä kokonaisenergia tai fotonien kokonaislukumäärä paikan funktiona. Luvun 2 perusteella tiedetään, että kuvattavan kohteen aiheuttama säteilyn vaimeneminen riippuu sen rakenneosien tiheydestä, alkuainekoostumuksesta ja paksuudesta. Näin ollen ilmaisimelle muodostuva paikkajakauma sisältää informaatiota näytteen rakenteesta. Paikkainformaatio saadaan digitaalisissa ilmaisimissa siten, että ilmaisimissa koostuu periaatteessa useasta erillisestä hyvin pienestä röntgenilmaisimesta, ja jokainen näistä muodostaa yhden osan kuvasta, jota kutsutaan pikseliksi. Analogisissa ilmaisimissa, kuten röntgenfilmi, ilmaisinta ei ole jaettu diskreetteihin yhtäsuuriin osiin. Filmitkin koostuvat kuitenkin äärellisen kokoisista elementeistä, hopeahalidikiteistä, joiden koko on alle



Kuva 10. Kaaviokuva röntgenkuvauslaitteistosta. Merkintöjen selitykset: (a) on röntgenlähde, (b) on kartiomainen säteilykeila, joka läpäisee näytteen (c) ja (d) on röntgenkamaralaitteisto.

yhden mikrometrin [11], joka rajoittaa filmien avulla saavutettavaa paikkaresoluutiota. Jatkossa käsitellään vain digitaalista röntgenkuvausta.

Muodostuvan kuvan tulkinta olisi yksinkertaista, jos tilanne olisi jokaisen pikselin kohdalla kapean suihkun tilanne, joka käsiteltiin luvussa 2 ja joka on hahmoteltu kuvassa 1. Ensimmäinen ero tähän tilanteeseen on, että säteily ei välttämättä ole yhdensuuntaista. Esimerkiksi röntgenputkesta saatava fotonisuihku on kartiomainen säteilykeila, joka avautuu lähteestä ulospäin. Tämän takia röntgenkuva on todellisuudessa suurennos näytteen suorasta projektiokuvasta [11]. Suurennosta voidaan kasvattaa, kun näytteen ja ilmaisimen etäisyyttä kasvatetaan tai näytteen ja säteilylähteen etäisyyttä pienennetään.

Toisena erona kapean suihkun tilanteeseen on, että näytteestä pienessä kulmassa etusuuntaan siroavat fotonit voivat osua ilmaisimeen. Sironneet fotonit voivat siis kasvattaa jonkin pikselin kohdalla havaittavaa arvoa ja tällöin sironta vääristää paikkajakaumaa, joka edelleen vääristää kuvassa havaittavaa näytteen rakennetta.

Sirontaa ajatellen on hyödyllistä tehdä kuvaukset käyttäen mahdollisimman pientä energiaa. Tämä on nähtävissä kuvasta 4, joka kuvaa valosähköisen ilmiön merkitystä säteilyn vaimenemisessa. Yleisesti ottaen pienillä energian arvoilla valosähköisen ilmiön vaikutusala on selvästi suurempi kuin sironta-ilmiöiden vaikutusalat. Valosähköisessä ilmiössä ongelmia voi aiheuttaa röntgenfluoresenssin seurauksena emittoituvat fotonit, jotka voivat osua ilmaisimeen ja vääristää paikkajakaumaa. Tämä on merkittävää vain jos näyte sisältää riittävän raskaita alkuaineita, joiden karakteristiset röntgenfotonit ovat niin korkeaenergisinä, että ne voivat päätyä ilmaisimelle.

Kapean suihkun tilanteessa tarkasteltiin monokromaattisen säteilyn vaimenemista. Usein röntgenkuvaukset tehdään kuitenkin polykromaattisella säteilyllä. Kuvassa

11 on hahmoteltu polykromaattisen säteilyn vaimenemista, kun se läpäisee heterogeenisen materiaalin. Kuvassa 11 sisääntuleva spektri on hahmoteltu vastaamaan röntgenputkesta emittoituvan säteilyn intensiteetin energiajakaumaa. Röntgenputki ja sen toiminta tullaan käsittelemään osiossa 3.2. Luvusta kaksi tiedetään, että yleisesti ottaen vaimennuskerroin pienenee energian kasvaessa. Kuvassa 11 on pyritty tuomaan tämä esiin siten, että spektrin matalimpien energian arvojen osuus on pienentynyt suhteessa enemmän kuin suurempien energioiden. Vaimennuskertoimen energiariippuvuuden takia spektrin keskimääräinen energia voi kasvaa, kun se etenee väliaineessa ja tätä ilmiötä kutsutaan säteilyn kovenemiseksi [8]. Kuvassa 11 on pyritty hahmottelemaan myös paksuuden ja tiheyden vaikutusta säteilyn vaimenemisessa. Vasemmanpuoleinen vaimentunut spektri on samanlainen kuin keskimäinen spektri, kun se on kulkenut paksuuden mutta pienemmän tiheyden rakenneosan läpi. Oikean reunan spektrissä on hahmoteltu K-reunan vaikutusta säteilyn vaimenemisessa. Sisääntuleva spektri sisältää materiaalin C K-reunaa suurempia energioita ja nämä energian arvot ovat vaimentuneet voimakkaasti ulostulevassa spektrissä.

Luvussa 2 johdettiin monokromaattisen säteilyn vaimenemista kuvaavat yhtälöt (3) ja (4). Polykromaattiselle säteilylle pätee vastaavat yhtälöt. Tarkastellaan tilannetta lähteestä emittoituvan energian energiajakauman, merkitään $F_0(E)$, vaimenemisena ensin kiinnitetyllä energian arvolla, joka saadaan Beer-Lambertin laista

$$F(E) = F_0(E) e^{-\int \mu(s,E) ds}. \quad (13)$$

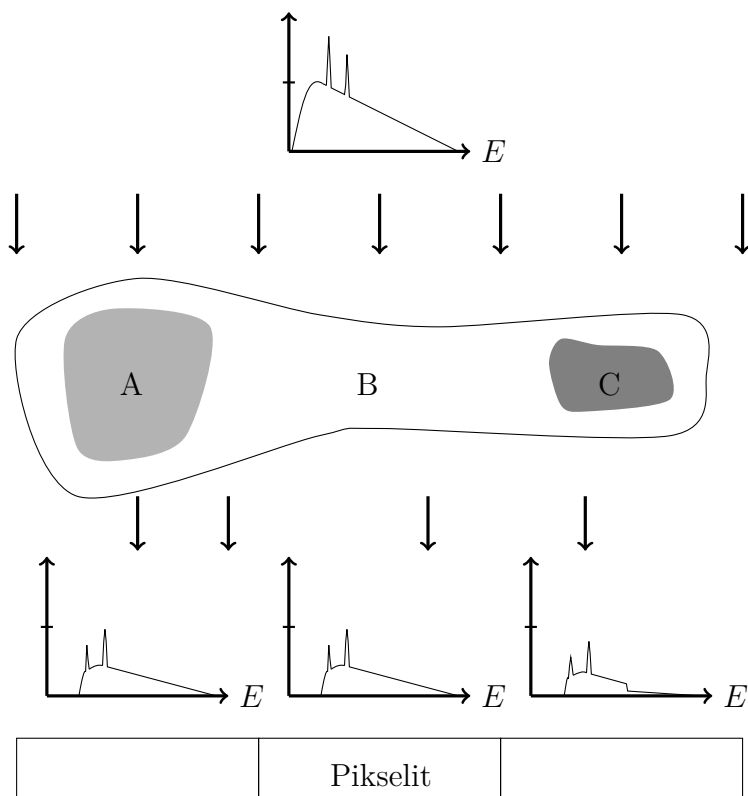
Lähteestä emittoituvan intensiteetin I energiajakauma saadaan siis jakamalla $F_0(E)$ ilmaisimen pinta-alalla ja kuvausajalla. Vaimennuskerroin integroidaan yli polun, joka kulkee lähteestä tietylle pikselille.

Jos nyt halutaan saada selville ilmaisimeen saapuva kokonaisenergia, täytyy koko jakauma integroida energian funktiona. Tällöin havaittu kokonaisenergia saadaan muodossa

$$E_{\text{tot}} = \int_0^{\infty} F_0(E) e^{-\int \mu(s,E) ds} dE. \quad (14)$$

Energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla tehtävässä kuvauksessa havaitaan ilmaisimen pikseleihin saapuvien fotonien kokonaislukumäärä N . Tämä lukumäärä voidaan laskea vastaavasti kuin edellä kokonaisenergia

$$N = \int_{E_{th}}^{\infty} S_0(E) e^{-\int \mu(s,E) ds} dE. \quad (15)$$



Kuva 11. Hahmotelma heterogeenisen kappaleen aiheuttamasta polykromaattisen röntgensäteilyn vaimenemisesta. Kappale koostuu kolmesta materiaalista: A, B ja C. Näiden materiaalien tiheyksille pätee $\rho_A < \rho_B < \rho_C$.

Yhtälössä 15 energiaintegraalin alarajana on energiakynnys E_{th} , jonka ylittävät fotonit lasketaan. Fotonien kokonaismäärä saadaan integroimalla funktiota $S_0(E)$, joka on lähteestä emittoituvien fotonien lukumäärän energiajakauma. Tarkemmin sanottuna $S_0(E)dE$ antaa energiaväliltä $[E, E + dE]$ emittoituvien fotonien lukumäärän. Vastaavasti $F_0(E)dE$ antaa väliltä $[E, E + dE]$ emittoituvan energian. Kokonaisenergia voidaan laskea funktion $S_0(E)$ avulla muodossa

$$E_{\text{tot}} = \int_0^{\infty} E \cdot S_0(E) e^{-\int \mu(s,E) ds} dE \quad (16)$$

Yhtälö (16) vastaa energian integroivan ilmaisimen havaitsemaa arvoa ja yhtälö (15) vastaa energiasensitiivisen fotoninlaskentailmaisimen havaitsemaa arvoa. Näistä yhtälöistä näkee, että energian integroivissa ilmaisimissa painotetaan ilmaisimelle saapuvia fotoneja niiden energialla E . Lisähuomautuksena mainittakoon, että nyt energiaintegraalien arvoista on puhuttu havaittuina arvoina. Tarkalleen ottaen tämä

ei pidä paikkaansa, sillä jokaisella säteilyilmaisimella on sille ominainen energiavaste, joka määrittää todelliset havaitut arvot. Edellä esiteltyt yhtälöt pätevät ideaaliselle ilmaisimelle, josta ulostuleva havaittu signaali on täsmälleen sama kuin sisääntuleva mitattava signaali.

Tämän työn aiheena on heterogeenisten materiaalien röntgenkuvien kontrastin parantaminen. Tässä työssä kontrastilla tarkoitetaan transmittanssin $T = I/I_0$ tai $T = N/N_0$ eroa. Transmittanssi on siis tietyn materiaalin läpäisevän säteilyn osuus. Käytännössä se lasketaan ottamalla röntgenkuva ilman näytettä ja näytteen kanssa. Jakamalla näytteen kanssa otettu kuva pikseleittäin röntgenkuvalla, jossa näyte ei ole ilmaisimen ja lähteen välissä, pikseliarvot vastaavat näytteen läpäisevän säteilyn transmittanssia. Mitä enemmän säteilyn transmittanssi eroaa rakenneosien välillä sitä paremmin ne voidaan erottaa röntgenkuvissa. Tavallisen kaksiulotteisen röntgenkuvauksen suurin ongelma on se, että myös näytteen rakenneosien paksuus vaikuttaa säteilyn vaimenemiseen. Tämä hankaloittaa koostumukseltaan erilaisten rakenneosien erottelua. Kaksiulotteisessa röntgenkuvauksessa kontrasti ei siis synny pelkästään vaimennuskertoimen eroista.

Energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet mahdollistavat kuvattavan kohteen tutkimisen energian funktiona. Jos halutaan saada mahdollisimman hyvä kontrasti erilaisen alkuainekoostumuksen omaaville rakenneosille, röntgenkuvaus kannattaa yleisesti ottaen tehdä pienillä energian arvoilla. Poikkeuksen tähän tuovat mahdolliset elektronikuorien sidoseenergiat, jotka ovat käytetyn ilmaisimen toiminta-alueella. Rajoitutaan nyt hetkeksi sellaisiin rakenneosiin, joiden paksuus on sama, jolloin kontrasti syntyy vaimennuskertoimen eroista. Kuten edellä on mainittu, valosähköinen ilmiö on selvästi todennäköisin vuorovaikutus matalilla energian arvoilla ja valosähköisen ilmiön vaikutusala on verrannollinen vähintään järjestysluvun neljännenteen potenssiin. Tällöin siis kokonaisvaimennuskerroin muuttuu voimakkaasti, jos järjestysluku muuttuu. Kontrastia ajatellen kannattaa siis tehdä kuvaukset alueella, jossa valosähköinen ilmiö dominoi eli mahdollisimman pienillä energian arvoilla. Onnistunut röntgenkuvantaminen vaatii kuitenkin, että näytteen läpäisevän säteilyn osuus on riittävällä tasolla. Tämä asettaa käytännön rajoituksen sille, kuinka pieniä energian arvoja kuvauksessa voidaan käyttää. Jos säteilyn transmittanssi on hyvin pieni koko näytteen osalta, ei kontrasti eri rakenneosien välillä ole hyvä.

Kuvauksessa käytettävä energia ja siten säteilyn transmittanssi voidaan valita myös optimaaliseksi pienille paksuuden muutoksille. Tavoitteena on saada mahdol-

lisimman suuri kontrasti paksuudeltaan lähellä toisiaan oleville näytteen alueille. Eräessä tutkimuksessa on osoitettu teoreettisesti lähtien Beer-Lambertin laista, että on olemassa transmittanssin arvo, jolloin säteilyn transmittanssi on maksimaalisen herkkä pienille paksuuden muutoksille [12]. Tulos oli, että kuvattaessa kappaletta, jonka paksuus on suurimmaksi osaksi vakio, $t = t_0$, niin säteilyn transmittanssi on maksimaalisen herkkä pienille paksuuden muutoksille transmittanssin arvon ollessa $I/I_0 = 1/e$. Herkkyys tarkoittaa käytännössä, että kuvaustilanteessa transmittanssin paksuuden suhteen otetun osittaisderivaatan $\partial/\partial t (I/I_0)$ suuruus on maksimiarvossaan vaimennuskertoimen μ suhteen, kun paksuuden arvo on $t = t_0$. Kyseisessä tutkimuksessa on tehty myös käytännön mittauksia, joiden tulokset vastasivat hyvin teoreettista tarkastelua.

Toisessa tutkimuksessa on tarkasteltu teoreettisesti ja kokeellisesti paksuuden muutoksista syntyvän kontrastin suhdetta kohinaan [13]. Kontrasti on määritetty niin ikään transmittanssin paksuuden suhteen otetun osittaisderivaatan avulla. Kohinalle on saatu lauseke olettaen, että ilmaisimelle saapuvat fotonit noudattavat Poisson-jakaumaa. Kohinassa ei ole huomioitu laitteiston kohinaa. Teoreettisen tarkastelun tuloksena oli, että kontrastin suhde kohinaan on maksimissa vaimennuskertoimen suhteen, kun transmittanssin arvo on $I/I_0 = 1/e^2$. Käytännön mittausten johtopäätöksenä oli kuitenkin, että optimaalinen transmittanssi kontrastikohinasuhdetta ajatellen voi riippua kuvauksiin vaikuttavista käytännön tekijöistä, joita ei ole huomioitu teoriassa. Yksi optimaalinen arvo ei päde välttämättä kaikissa tilanteissa. Tässä tutkimuksessa on tarkasteltu minimaalista transmittanssin arvoa ja sen mukaan tehtyä kuvausenergian valintaa. Laskut ovat kuitenkin hyvin lähellä ensin mainittuja, [12], sillä ensimmäiseksi mainitussa tutkimuksessa tarkasteltiin lähes tasapaksua näytettä, jolloin minimaalinen transmittanssi on lähes sama kuin keskimääräinen tai maksimaalinen transmittanssi. Teoreettiset optimaalisen transmittanssin arvot poikkeavat edellä mainituissa tutkimuksissa niin paljon, että röntgenkuvausta suunniteltaessa täytyy miettiä kumpi on oleellisempi tutkittavaa näytettä ajatellen: absoluuttinen kontrasti vai kontrasti-kohinasuhde.

Edellä johdetut tulokset perustuvat siis Beer-Lambertin lakiin, joka pätee lähtökohtaisesti vain monokromaattiselle säteilylle. Beer-Lambertin laki voidaan yleistää polykromaattiselle säteilylle efektiivisen energian avulla [8]. Efektiivinen energia on se energia, jota vastaava vaimennuskertoimen tuottaa havaitun transmittanssin, kun käytetään polykromaattista säteilyä. Efektiivistä energiaa vastaavaa vaimen-

nuskerrointa kutsutaan efektiiviseksi vaimennuskertoimeksi. Muuttamalla kuvauksessa käytettävää energia-aluetta muutetaan siis efektiivistä vaimennuskerrointa, joka määrittää transmittanssin arvon.

Yleisesti oletetaan, että ilmaisimen havaitsemat fotonien lukumäärät ovat satunnaismuuttujia, jotka noudattavat Poisson-jakaumaa. Tällöin, jos N on tietyltä energia-alueelta havaittavien fotonien lukumäärä, niin keskihajonta on \sqrt{N} . Signaali-kohinasuhteen kasvattamiseksi täytyy siis kasvattaa fotonien lukumäärää. Jos pienennetään energia-aluetta ja halutaan säilyttää sama signaali-kohinasuhde, täytyy kuvausaikaa pidentää tai lähteen kokonaisintensiteettiä kasvattaa. Näistä parempi vaihtoehto on kuvausajan pidentäminen, sillä kokonaisfotonivuon kasvattaminen voi aiheuttaa ongelmia, joihin palataan luvussa 4. Lyhyesti sanottuna fotonien aiheuttamat signaalit voivat mennä päällekkäin ja vääristää havaittua spektriä. Tämä aiheuttaa siis ongelmia, kun kuvauksessa käytetään energiasensitiivistä fotoninlaskentailmaisinta, jolla pyritään havaitsemaan jokainen foton yksitellen.

3.2 Röntgenlähteet

Tärkeimmät materiaalitutkimuksessa käytettävät röntgenlähteet ovat röntgenputki ja synkrotroni. Röntgenputket ovat yleisempiä yksinkertaisesti siitä syystä, että synkrotronit ovat hyvin suuria tutkimusvälineitä niin fyysiseltä kooltaan kuin rakentamiskustannuksiltaan. Röntgenputkia on sekä avointa että suljettua tyyppiä. Suljetuissa putkissa röntgensäteilyn tuottoon vaadittavat laitteiston osat on suljettu ilmatiiviisti tyhjiöön. Avoimien lähteiden käyttö vaatii, että laitteiston ympäristöön pumpataan tyhjiö. Tässä osuudessa tarkastellaan suljettuja putkia, sillä sellaisella on tehty tähän työhön kuuluvat röntgenkuvaukset. Synkrotronilähteiden etuna on hyvin suuri intensiteetti, joka mahdollistaa nopeat röntgenkuvaukset [14]. Synkrotronilähteillä voidaan myös tuottaa lähes monokromaattista röntgensäteilyä. Tällaisilla laitteistoilla voidaan siis valita kuvauksessa käytettävä energia lähteen tasolla. Energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien avulla voidaan valita käytettävä energia myös, kun käytetään laajan spektrin tuottavaa röntgenputkea.

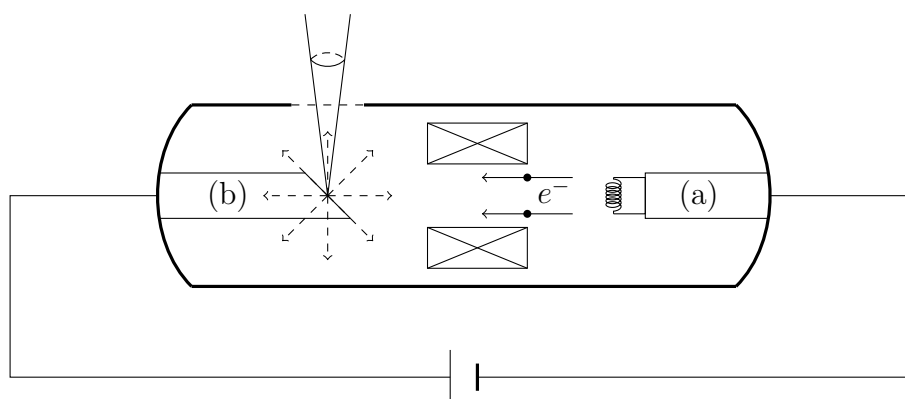
Synkrotronilähteet ovat hiukkaskiihdyttimiä, joissa elektronit kiertävät suljetulla radalla [14]. Elektronien rata koostuu suorista ja kaarevista osuuksista. Synkrotroneissa röntgensäteilyn tuotto perustuu siihen, että elektroneihin kohdistetaan magneettinen voima, joka aiheuttaa elektronien nopeudelle kohtisuoran kiihtyvyyden ja tällöin elektronit emittoivat sähkömagneettista säteilyä. Säteilyä syntyy tai-

vutusmagneettien kohdalla, kun elektroneja ohjataan pysymään suljetulla radalla. Taivutusmagneettien lisäksi myös kiihdyttimen suoralla osuudella voi olla laitteita, jotka koostuvat useasta jonossa olevasta magneetista, joissa peräkkäisten magneettien napaisuudet ovat vastakkaisia. Näillä osuuksilla elektronit pakotetaan aaltoilevalle liikeradalle, jolloin radiaalisen kiihtyvyyden takia emittoituu röntgensäteilyä. Radan suoralla osuudella eteneviin elektroneihin voidaan myös kohdistaa infrapuna-alueen fotoneja. Nämä fotonit vuorovaikuttavat elektronien kanssa, jonka seurauksena elektronit päätyvät aaltoilevaan liikkeeseen. Tällaisista synkrotronilähteen osuuksista emittoituu energia-alueeltaan kapea spektri verrattuna röntgenputkien tuottamaan spektriin. Niistä osista synkrotonia, joista röntgensäteilyä emittoituu, lähtee erillisiä suihkulinjoja. Suihkulinjat sisältävät muun muassa suodattimia ja röntgenpeilejä, joilla fotonisuihkua muokataan halutun kaltaiseksi. Suihkulinjoilla voi olla myös diffraktioon perustuvaa optiikkaa, joilla säteilyä voidaan edelleen monokromatisoida.

Röntgenputki on periaatteessa pienikokoinen elektronikiihdytin, jossa kiihdytetyt elektronit törmäävät metalliin. Röntgenputken rakennetta on hahmoteltu kuvassa 12. Putkessa on katodi, jonka hehkulangasta emittoituu termisen elektroniemission seurauksena elektroneja. Tällöin hehkulangan lämpötila on niin korkea, että osalla elektroneista on riittävän suuri kineettinen energia, että se voittaa sidosenergian, joka pitää elektroneja metallissa. Yleensä tämä hehkulanka on tehty volframista, jonka sulamislämpötila on hyvin korkea. Nämä elektronit kiihdytetään kohti metallista anodia, kun katodin ja anodin välille kytketään korkeajännite. Jännitteen suuruus on tyypillisesti kokoluokassa useita kymmeniä kilovoltteja. Röntgenputken sisällä on tyhjiö, jonka ansiosta elektronit eivät menetä kineettistä energiaa törmäämällä ilman tai muun kaasun molekyyliin.

Elektronien osuessa anodimateriaaliin osa elektronien ja anodin rakenneosien välisistä vuorovaikutuksista johtaa röntgensäteilyn emissioon. Anodin aluetta, josta röntgensäteilyä emittoituu, kutsutaan lähteen fokukseksi. Röntgenfotoneja emittoituu joka suuntaan mutta vain osa läpäisee putken seinämässä olevan ikkunan. Tämä osa röntgensäteilystä on käytettävissä kuvantamisessa. Suurin osa elektronisuihkun energiasta johtaa anodimateriaalin lämpötilan nousuun. Tämän takia anodimateriaalin täytyy kestää korkeita lämpötilan arvoja, jonka takia myös anodi on usein tehty volframista. Anodia voi myös olla tarpeellista jäähdyttää tehokkaasti.

Röntgenputkista emittoituva säteilykeila on usein kartiomainen, joka mahdol-



Kuva 12. Hahmotelma röntgenputken rakenteesta. Elektronit emittoituvat katodin (a) hehkulangasta, jonka jälkeen ne kiihdytetään kohti anodia (b). Osa anodimateriaalissa tapahtuvista vuorovaikutuksista johtaa röntgensäteilyn emissioon. Kuvaan on hahmoteltu ikkuna, jonka osa röntgenfotoneista läpäisee. Kuvaan on myös hahmoteltu anodin ja katodin väliin sähkömagneettisia fokusointivälineitä, joilla elektronisuihku ohjataan mahdollisimman pieneen pisteeseen anodilla.

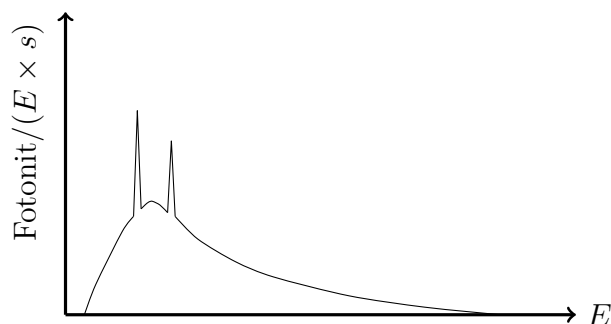
listaa geometrisen suurennoksen käyttämisen, jonka avulla kuvattavan kohteen rakenteita voidaan nähdä tarkemmin. Teoriassa pienimmät yksityiskohdat, joita kuvassa voidaan erottaa toisistaan ovat samankokoisia, kuin röntgenputken fokus [11]. Käytännössä tähän vaikuttaa myös käytetyn ilmaisimen ominaisuudet. Jotta fokus olisi kooltaan hyvin pieni, röntgenputki sisältää erilaisia sähköstaattisia ja magneettisia linssejä, kuten keloja, joilla elektroneja voidaan kohdistaa samaan pisteeseen anodilla [15]. Kuvan tarkkuutta ajatellen on myös oleellista, että kuvausasetelma ja röntgenputken toiminta kaikin osin pysyy mahdollisimman stabiilina kuvauksen aikana.

Kun elektroni törmää anodiin useat vuorovaikutusmekanismit anodin atomin kanssa ovat mahdollisia ja yleisesti ottaen yksi suurienerginen elektroni vuorovaikuttaa usean atomin kanssa. Elektroni voi törmätä atomien ulkoelektronien kanssa, jolloin atomin ulkoelektronit joko nousevat korkeammalle energiatilalle tai irtoavat kokonaan atomista. Nämä vuorovaikutukset vähentävät alkuperäisen elektronin kineettistä energiaa ja johtavat anodin lämpötilan nousuun. Nämä prosessit eivät tuota röntgensäteilyä mutta ovat hyvin todennäköisiä. Kun elektronin energia on tarpeeksi suuri, se voi vuorovaikuttaa jonkin anodin atomin sisäelektronin kanssa ja irrottaa kyseisen elektronin. Ionisoidun atomin sisäkuorella oleva aukko täyttyy,

kun ulomman kuoren elektroni siirtyy siihen. Tällöin emittoituu karakteristista röntgensäteilyä. Anodille saapuvat elektronit voivat myös sirota anodin atomiytimistä Coulombin voiman kautta, jolloin niiden suunta ja energia voivat muuttua. Elektronien sironna voi tapahtua elastisesti tai epäelastisesti [6]. Kun elektroni siroaa epäelastisesti, osa sen liike-energiasta emittoituu sähkömagneettisena säteilynä, jota kutsutaan jarrutussäteilyksi. Karakteristisesta röntgensäteilystä poiketen jarrutussäteilyn energiajakauma on jatkuva ja jakauman maksimi on anodiin tulevan elektronin kineettisen energian suuruinen.

Jarrutussäteilyn vaikutusala on verrannollista anodin järjestysluvun neliöön ja kääntäen verrannollista jarruuntuvan hiukkasen massan neliöön [6]. Voimakas riippuvuus massasta tarkoittaa, että röntgensäteilyn tuottoa ajatellen on hyödyllistä käyttää nimenomaan elektroneja eikä esimerkiksi protoneja, joiden massa on neljä kertalukua elektronin massaa suurempi.

Kuvassa 13 on hahmoteltu röntgenputken emittoimien fotonien lukumääräjakauma. Jakauma koostuu jarrutussäteilyn tuottamasta jatkuvasta jakaumasta sekä karakteristisen röntgensäteilyn piikeistä. Tämä jakauma on hahmoteltu intensiteetin energiajakauman mukaan, jolle annetaan kirjallisuudessa lineaarinen approksimaatio $dI/dE \propto Z(E_{\max} - E)$, missä E_{\max} vastaa röntgenputkessa kiihdytetyn elektronin kineettistä energiaa ja Z on anodin järjestysluku [6]. Intensiteetin energiajakauma saadaan kuvan 13 jakaumasta kertomalla lukumääräjakauman arvoa tietyssä pisteessä vastaavalla energian arvolla. Matalilla energian arvoilla on hahmoteltu röntgenputken ikkunassa tapahtuvan vaimenemisen vaikutusta spektriin, jota edellä mainittu approksimaatio ei huomioi. Vaimentumista voi tapahtua myös ikkunan eteen asetetuissa kalvoissa. Tällaisilla kalvoilla suodatetaan spektrin pienimpien energian arvojen osuutta, kun halutaan nostaa spektrin keskimääräistä energiaa. Tällaiseen voi olla tarvetta silloin, kun kuvattava näyte on röntgensäteilyä voimakkaasti vaimentava ja halutaan kasvattaa näytteen läpäisevän säteilyn osuutta.



Kuva 13. Hahmotelma röntgenputken emittoimasta spektristä. Kuvaan on hahmoteltu röntgenfotonien lukumäärän energiajakauma, jossa on kaksi karakteristisen röntgensäteilyn piikkiä sekä jarrutusäteilystä syntyvä jatkuva jakauma. Matalilla energian arvoilla röntgenputkesta ulos tuleva fotonivuo on pieni voimakkaan vaimentumisen takia.

3.3 Energian integroivat röntgenilmaisimet

Tässä osuudessa käsitellään kahta yleisesti röntgenkuvauksissa käytettyä laitetta: CCD-kameraa ja aktiivimatriisi-ilmaisinta. Molemmissa röntgensäteilyn energia muutetaan varaukseksi, josta varsinainen havaittava signaali muodostuu. Varauksen tuottaminen voi tapahtua suoraan röntgenfotonien ja sensorimateriaalin vuorovaikutuksen seurauksena. Kaksivaiheisessa prosessissa röntgensäteily muutetaan ensin näkyväksi valoksi sopivassa materiaalissa ja näkyvän valon fotonit synnyttävät sähköisen varauksen röntgenilmaisinsysteemin seuraavassa osassa.

Molemmat ilmaisinteknologiat edustavat energian integroivia ilmaisimia, joissa yksittäisten fotonien aiheuttamia signaaleja ei eroteta toisistaan. Kolmas ilmaisintyyppi on CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor)-teknologiaan perustuvat ilmaisimet. Tällaisissa ilmaisimissa sensorista saatavien raakasignaalien lukemiseen ja käsittelyyn käytettävä elektroniikka perustuu CMOS-teknologiaan. Sensoreita voi olla erilaisia mutta yhteinen tekijä CMOS-ilmaisimilla on, että yksittäinen pikseli sisältää yleisesti ottaen paljon enemmän komponentteja ja toimintoja kuin CCD-kamerassa ja aktiivimatriisi-ilmaisimessa. CMOS-ilmaisimia pystytään myös yleisesti ottaen lukemaan huomattavasti nopeammin kuin CCD-kameraa tai aktiivimatriisi-ilmaisinta. Tämä mahdollistaa hyvin nopeat röntgenkuvaukset. CMOS-teknologia on tätä työtä ajatellen hyvin tärkeä, sillä energiasensitiivinen fotoninlaskentailmaisin on eräs CMOS-teknologiaan perustuva ilmaisintyyppi. Näitä

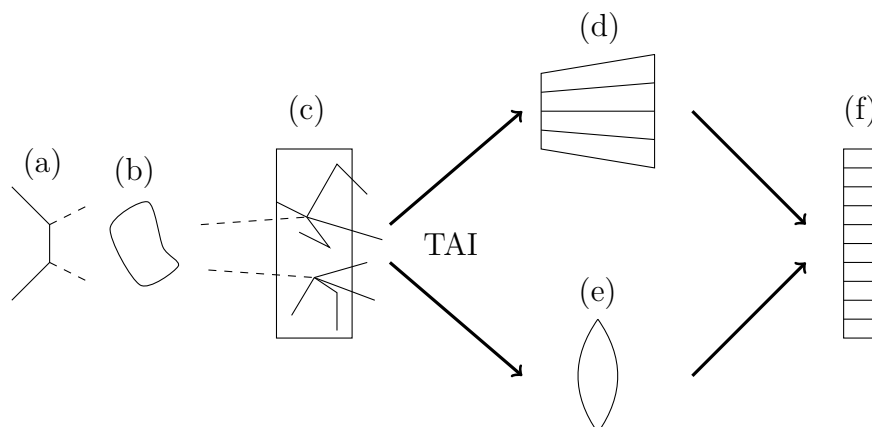
käsitellään seuraavassa luvussa. CMOS-teknologiaan perustuu siis sekä energian integroivia ilmaisimia että energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia.

Tässä osuudessa käsitellään pääasiassa CCD-kameraa yhdistettynä näkyvän valon fotoneja emittoivaan tuikeaineeseen, sillä tällaisella ilmaisinsysteemillä on tehty työhön kuuluvat vertailumittaukset. Aktiivimatriisi-ilmaisinteknologia esitellään siitä syystä, että se mahdollistaa pinta-alaltaan suurien ilmaisimien valmistuksen käytännöllisesti ja edullisesti verrattuna CCD-kameraan ja energiasensitiivisiin fotoninlaskentailmaisimiin.

3.3.1 Tuikeaine ja CCD-kamera

CCD(Charge-Coupled Device)-kameroita käytetään yleisesti röntgenkuvauslaitteistoissa, joilla tehdään materiaalitutkimusta. CCD-kameroita ei kuitenkaan voida käyttää yksinään, sillä niiden puolijohdesensoriosat ovat hyvin ohuita ja röntgensäteily ei absorpoidu niihin kovinkaan tehokkaasti ja lisäksi röntgensäteily voi vaurioittaa CCD-kuvasensoria [16]. Näkyvän aallonpituuden fotonit sen sijaan voidaan havaita tehokkaasti CCD-kameroilla. Näistä syistä johtuen röntgenkuvauksessa käytetään CCD-kameran lisäksi tuikeaineita, joissa röntgensäteily muutetaan ensin näkyväksi valoksi. Tuikeaineesta emittoituva valo ohjataan CCD-kameralle käyttämällä erilaisia optisia välineitä, kuten kuituoptiikkaa tai linsskejä. Linssien avulla voidaan toteuttaa niin sanottua röntgenmikroskopiaa, jossa kuvasuurennos saadaan linssien avulla eikä geometrista suurennosta tarvitse käyttää. Kuvaan 14 on hahmoteltu röntgenkuvausasetelmia, joissa käytetään CCD-kameraa.

Röntgenkuvantamiseen soveltuvalta tuikeaineelta vaaditaan useita ominaisuuksia. Tuikeaineen täytyy ensinnäkin absorpoida tehokkaasti röntgensäteilyä ja edelleen muuttaa röntgenfotonin energia mahdollisimman tehokkaasti näkyvän valon fotonien energiaksi. Tuikeaineen pitäisi myös toimia lineaarisesti eli röntgenfotonin energian kasvaessa pitäisi myös näkyvän valon määrä kasvaa samassa suhteessa. Tuikeaineen täytyy olla läpinäkyvä siinä syntyvälle valolle, jotta signaali saadaan siirrettyä eteenpäin. Signaalin siirtoa ajatellen olisi hyödyllistä, että tuikeaineesta emittoituvan valon aallonpituus on sellainen, jossa CCD-kameran toiminta on tehokkainta. Tuikeaineen pitäisi emittoida valoa mahdollisimman homogeenisesti koko kuvauksessa käytettävän pinta-alan osalta ja tähän liittyen tuikeaineessa pitäisi olla mahdollisimman vähän kidevirheitä, jotka vaikuttavat sen toimintaan. Tuikeaineen pitäisi pystyä vaimentamaan röntgensäteilyä ilman, että siinä syntyy nopeasti



Kuva 14. Kaaviokuva erilaisista kamerasysteemeistä, jotka koostuvat tuikeaineesta ja CCD-kamerasta. Laitteiston osia ei ole piirretty oikeassa mittasuhteessa. Kirjainten selitykset: (a) röntgenlähde, (b) näyte, (c) tuikeaine, (d) valokuituja, (e) linssi ja (f) CCD-kenno.

säteilyvaurioita. Jos tavoitteena on nähdä yksittäisten fotonien aiheuttamat signaalit, fotonin absorptio seurauksena syntyvä valo pitäisi emittoitua mahdollisimman nopeasti itse röntgenfotonin vuorovaikutuksen jälkeen. Kun tuikeainetta käytetään energian integrointiin, valon tuoton nopeus ei ole niin tärkeää.

Erityyppisen säteilyn havaitsemiseen käytettyjä tuikeaineita on valmistettu useista materiaaleista, kuten muoveista, erilaisista orgaanisista aineista, lasista ja epäorgaanisista materiaaleista. Epäorgaanisia tuikeaineita käytetään yleisesti nimenomaan röntgen- tai gammailmaisimena [17]. Röntgenkuvantamisessa käytettyjä epäorgaanisia tuikeaineita ovat muun muassa NaI(Tl) ja CsI(Tl) [16]. Merkintä tarkoittaa, että natrium- ja cesiumjodidi kiteeseen on lisätty epäpuhtautena talliumia. Epäpuhtauksien lisäyksen tarkoituksena on nopeuttaa valon tuottoa prosessissa ja kontrolloida tuikeaineessa syntyvän valon aallonpituutta. Näistä CsI(Tl)-kide voidaan valmistaa siten, että siihen syntyy muutaman mikrometrin halkaisijaltaan olevia pylvästä muistuttavia rakenteita, jotka ovat kohtisuorassa kiteen pintaan nähden [17]. Nämä rakenteet toimivat osittain valoa ohjaavina rakenteina, jotka myös jossain määrin eristävät eri pisteistä lähtöisin olevan valon. Tämä on hyödyllinen ominaisuus ajatellen kuvantamista, missä halutaan tietää signaalin syntypaikka mahdollisimman tarkasti. Tuikeaineissa tapahtuva valon leviäminen siroamisen seurauksena on ominaisuus, joka aina heikentää paikkaresoluutiota kaksivaiheisissa röntgenkuvauslaitteistoissa, missä röntgensäteilyä ei muuteta suoraan sähköiseksi varaukseksi.

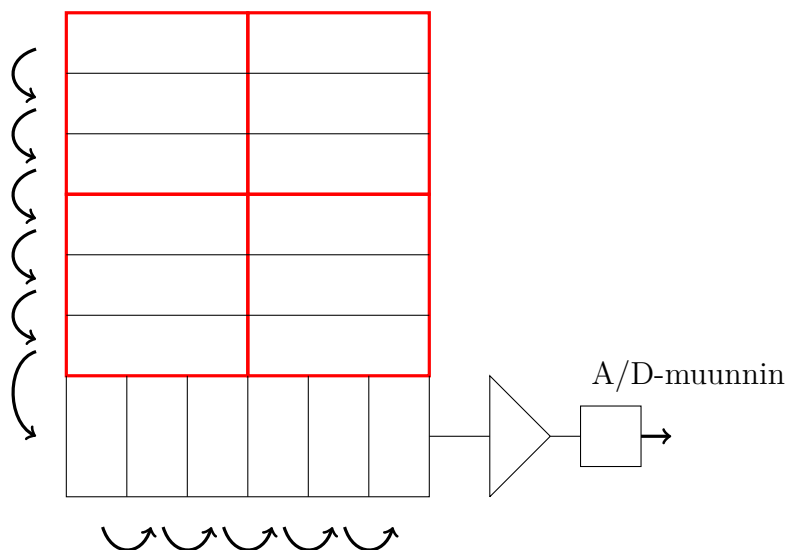
Valo leviää myös lähtökohtaisesti siitä syystä, että näkyvän valon fotoneja emittoituu luminesenssikeskuksista isotrooppisesti.

Tuikaineessa syntyvä valo ohjataan optisten välineiden avulla CCD-kameralle. CCD-kamerojen perustana oleva teknologia on kehitetty vuonna 1970 [18]. CCD on laite, jota voidaan käyttää varauksen varastointiin ja siirtämiseen. CCD:n rakennuspalikka on MOS(Metal-Oxide-Semiconductor)-kondensaattori, jota käytetään varauksen varastointiin. Varauksen siirtäminen tapahtuu siirtämällä sitä sarjaankytkettyjen fyysisesti lähekkäin olevien kondensaattorien välillä.

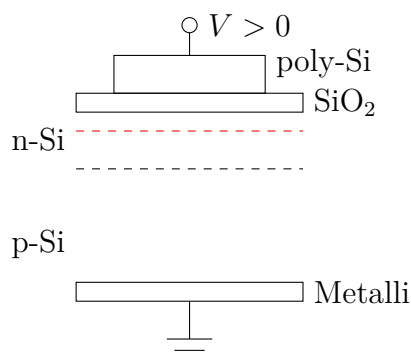
Kuvassa 15a on hahmoteltu CCD-pikselimatriisin rakennetta, jossa yksi pikseli koostuu kolmesta MOS-kondensaattorista. Yksittäinen pikseli voi koostua myös esimerkiksi kahdesta tai neljästä kondensaattorista [19]. Kuvaan 15a on piirretty vain neljä pikseliä mutta CCD-kameroissa voi olla useita miljoonia pikselejä. Kontrolloimalla kondensaattorien toimintaa saadaan pikseliin muodostettua potentiaalikuoppa, johon vapaat varauksenkuljettajat hakeutuvat. Edelleen kontrolloimalla kondensaattorien käyttöjännitteitä potentiaalini minimiä voidaan siirtää ja siten myös varausta voidaan siirtää kondensaattorista toiseen pikselin sisällä sekä pikselistä toiseen. Varauksen siirtoa on kuvassa 15a hahmoteltu kondensaattorista toiseen osoitavalla nuolella.

Röntgenkuvaustilanteessa pikseleihin kerääntyvä varaus on peräisin näkyvän valon fotonien energian absorptiosta MOS-kondensaattorien puolijohteeseen. Energian siirto tapahtuu näkyvän valon alueella pääasiassa valosähköisen ilmiön kautta, joka tuottaa vapaita varauksenkuljettajia. Kun kuvaus lopetetaan, pikseleihin kertynyttä varausta aletaan siirtämään kohti esivahvistinta ja analogia-digitaalimuunninta. Pikseleihin kertynyt varaus voidaan lukea eri tavoin, mutta kaikissa oleellista on, että varauksen siirtäminen tapahtuu systemaattisesti ja kelloitetusti, jotta tiedetään, mistä pikselistä tietty varauspaketti on alunperin peräisin. Varaus siirretään kuvan muodostavasta osasta siirtorekisteriin, joka voidaan toteuttaa myös CCD:llä. Siirtorekisteristä varaus siirretään edelleen esivahvistimelle, jossa sähköinen varaus muutetaan jännitesignaalksi. Tämä signaali muutetaan A/D-muuntimella digitaalliseksi arvoksi. Jokainen digitaalinen arvo vastaa yksittäiseen pikseliin kuvauksen aikana kertyneen varauksen määrää. Tämä taas on verrannollista siihen, kuinka paljon energiaa pikseliin on absorpoitunut.

Ideaalitilanteessa A/D-muuntimesta saatava signaali on peräisin fotonien generoimista vapaista varauksenkuljettajista, jotka on kerätty pikselissä olevaan poten-



(a) Kaaviokuva CCD-kennon osasta, jossa näkyy punaisella rajattuna neljä pikseliä.



(b) Kaaviokuva MOS-kondensaattorista.

Kuva 15. Kuvassa 15a jokainen pikseli koostuu kolmesta MOS (Metal-Oxide-Semiconductor)-kondensaattorista. Kuvaan on hahmoteltu myös varauksen siirtoa kuvaavia nuolia ja pikselien alapuolella oleva siirtorekisteri, jonka kautta varaus siirretään esivahvistimelle ja edelleen analogia-digitaalimuuntimelle. Kuvassa 15b on hahmoteltu MOS-kondensaattorin rakenne. Rakenteen alustana on p-tyypin pii, jonka yläreunassa on n-tyypin piitä. Kontrollioimalla monikiteisestä piistä (poly-Si) valmistetun elektrodin potentiaalia V kondensaattorin toimintaa voidaan muuttaa. CCD-kennossa kondensaattoreja käytetään varauksen varastointiin ja siirtämiseen. Punainen katkoviiva kuvassa 15b kuvaa potentiaalienergian minimin sijaintia.

tiaalikuoppaan. Käytännössä kuitenkin on useita mekanismeja, jotka vaikuttavat havaittuun arvoon ja aiheuttavat siihen satunnaista vaihtelua. Yksi oleellisimmista tekijöistä on niin sanottu pimeä virta, joka tarkoittaa puolijohdeessa termisesti generoituneita vapaita varauksenkuljettajia. Tämän ilmiön takia CCD-kamerasta saadaan nollasta eroavia signaaleja vaikka siihen ei absorpoituisi fotoneja. Pimeä virta heikentää pikselien varauksen varastointikykyä ja lisää myös kohinaa, sillä varauksenkuljettajia syntyy satunnaisesti [19]. Pimeän virran minimoimiseksi korkealaatuisia CCD-kameroita jäähdytetään. Lopulliseen signaaliin vaikuttaa myös elektronikan epäideaalisesta toiminnasta johtuva kohina [19].

Seuraavaksi siirrytään tarkastelemaan MOS-kondensaattorin toimintaa tarkemmin. Tämä vaatii perustietoa puolijohdeiden fysiikasta, jota käsitellään lyhyesti tässä työssä osiossa 4.1. Kuvassa 15b on hahmoteltu yksittäisen MOS-kondensaattorin rakenne. Ylimpänä on ohjauselektrodi, joka valmistetaan usein monikiteisestä piistä (poly-Si) ja sen alapuolella on eristekerros, joka taas valmistetaan usein piioksidista (SiO_2) [19]. Ohjauselektrodin potentiaalilla voidaan muuttaa MOS-kondensaattorissa olevan potentiaalikuopan syvyyttä ja siten ohjata varausta kondensaattorista toiseen. Eristeen alapuolella on puolijohdeosa, johon foton absorboituu ja muodostaa varauspaketin. Tämä puolijohdeosa koostuu usein n- ja p-tyypin piistä.

Kuvaan 15b hahmoteltu puolijohdeosan rakenne on haudatun kanavan CCD:n rakenne. Nimitys haudatun kanavan CCD johtuu siitä, että elektronit liikkuvat kanavassa, joka ei ole eristeen ja puolijohdeiden rajapinnassa vaan syvemmällä puolijohdeessa. Tässä rakenteessa puolijohdeosa on suurimmaksi osaksi p-tyypin piitä ja sen yläosassa on kapea osa n-tyypin piitä. Tällöin n- ja p-tyypin liitoskohtaan muodostuu niin sanottu tyhjennysalue, jossa ei ole vapaita varauksenkuljettajia. Tällaisessa rakenteessa kondensaattoriin kerättävä varaus ja samalla röntgenkuvan muodostava signaali koostuu elektroneista [19]. Kuvauksen aikana pn-liitos on biasoitu estosuuntaan ja tyhjennysaluetta on laajennettu [19]. Oleellista on, että tällaisessa rakenteessa ja biasoinnissa elektronien sähköisen potentiaalienergian minimi on n-tyypin pii kerroksen sisällä hieman Si-SiO₂-rajapinnan alapuolella. Kuvaan 15b on hahmoteltu punaisella katkoviivalla potentiaalienergian minimin sijainti. Elektronit kerätään tähän potentiaalikuoppaan ja myös siirretään tällä syvyydellä. Alkuperäisessä CCD-rakenteessa MOS-kondensaattorien puolijohdeosa koostuu kokonaan tietystä puolijohdetyypistä. Tällaisessa rakenteessa potentiaaliminimi on Si-SiO₂-rajapinnassa [18]. Haudatun kanavan rakenne on varauksen siirtoa ajatellen tehokkaampi ratkai-

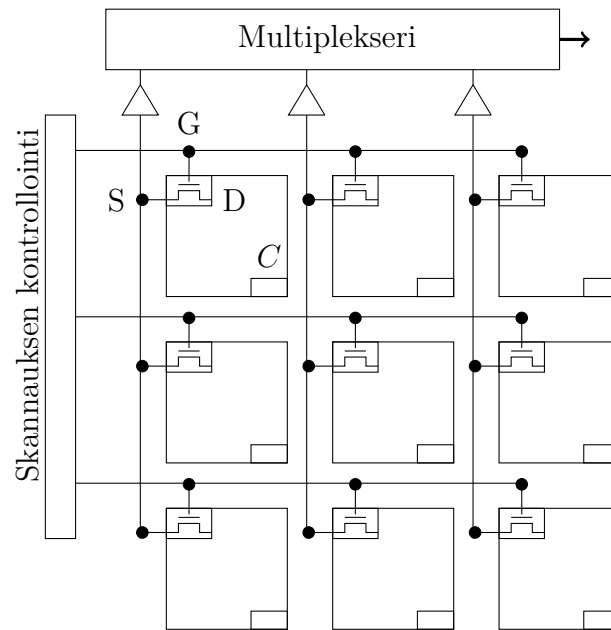
su, sillä puolijohteen ja eristeen liitoskohtaan syntyy niin sanottuja varausansoja, joihin elektronit voivat jäädä ansaan ja tällöin osa signaalista menetetään [19].

3.3.2 Aktiivimatriisi-ilmaisimien

Aktiivimatriisi-ilmaisimen (engl. flat-panel detector) perustana oleva teknologia on alunperin kehitetty esimerkiksi tietokoneiden näyttöjä varten [20]. Aktiivimatriisi-ilmaisimen rakenne on hahmoteltu kuvassa 16. Jokainen pikseli sisältää yhden ohutkalvotransistorin (TFT), joka toimii kytkimenä, jonka kautta pikseliin kuvauksen aikana kertynyt varaus luetaan. Pikselissä on myös kondensaattori, johon varaus kerätään ja joka on yhteydessä transistorin kollektoriin (D). Kondensaattori ja transistori sekä muu ilmaisimen toimintaan tarvittava elektroniikka valmistetaan lasikerroksen päälle. Lasikerroksen päälle valmistetaan myös elektrodi, joka kattaa suurimman osan pikselin pinta-alasta ja joka toimii kondensaattorin toisena johdinlevynä. Elektrodin päällä on varsinainen sensoriosa, johon röntgensäteily absorboituu. Yleinen materiaali sensoriosaksi on amorfinen seleeni (a-Se) [20]. Tämän puolijohdesensoriosan päällä on toinen elektrodi, jonka avulla a-Se osuus biasoidaan. Röntgenfotonit synnyttävät seleenissä elektroni-aukko-pareja, joista biasoinnista riippuen toinen ohjataan pikselin elektrodille ja varastoidaan kondensaattoriin. Tällaisessa rakenteessa röntgensäteily muutetaan suoraan varaussignaaliksi. Röntgensäteilyn muuttaminen varaukseksi voidaan toteuttaa myös kahdessa vaiheessa. Tällaisessa toteutuksessa aktiivisen TFT-matriisin päällä on tuikeaine, esimerkiksi CsI(Tl), jossa röntgensäteily muutetaan näkyväksi valoksi, joka muutetaan edelleen varaukseksi jollakin näkyvälle valolle herkällä materiaalilla [11].

Kun säteilytys on käynnissä, transistorit ovat pois päältä ja varausta kerätään pikselien kondensaattoreihin. Kuvauksen loppuessa pikseleihin kertynyttä varausta aletaan lukemaan. Yhden rivin transistorien hilat ovat kytketty samaan ohjausjännitteeseen, joten yhden rivin transistorit kytketään päälle yhtä aikaa. Pikseliin kertynyt varaus luetaan transistorin emitteriin (S) kytketyn linjan kautta. Jotta rivissä olevien pikselien varaus pystytään lukemaan kontrolloidusti, pikselisarakkeet on kytketty multiplekserin eri sisäänmenoihin. Multiplekserin avulla esivahvistimessa jännitteeksi muutetut varaussignaalit voidaan lukea järjestelmällisesti. Multiplekserin jälkeen signaali digitalisoidaan. Oleellinen ero CCD-matriisin lukemiseen on, ettei varausta siirretä pikselien välillä vaan se siirretään suoraan erillisen linjan kautta.

Aktiivimatriisi-ilmaisinteknologian merkittävä hyöty on, että se mahdollistaa



Kuva 16. Kaaviokuva aktiivimatriisi-ilmaisimen rakenteesta muutaman pikselin osalta. Jokainen pikseli sisältää TFT-transistorin, joka toimii kytkimenä, minkä kautta pikseliin kertynyt varaus luetaan. Pikselit sisältävät myös kondensaattorin, C , johon säteilyn generoimat varauksenkuljettajat kerätään. Yhden rivin TFT-transistorien hilat (G) on kytketty samaan jännitteeseen, joten rivin transistorit kytketään päälle yhtä aikaa. Kun tietyn rivin transistorit ovat kytketty hila-jännitteellä päälle, kondensaattorien varaukset luetaan multiplekserin kautta.

pinta-alaltaan suurien röntgenilmaisimien valmistuksen käytännöllisesti ja edullisesti verrattuna esimerkiksi CCD-kameraan [11], [20]. Lasikerroksen päällä käytetään hydrattua amorfista piitä ($a\text{-Si:H}$), joka helpottaa suuren pinta-alan ilmaisimen valmistamista. Sensoriosan amorfista seleeniä voidaan myös valmistaa suhteellisen helposti siten, että suuret pinta-alat ja paksut kerrokset ovat rakenteeltaan ja edelleen toiminnaltaan tasalaatuisia [20]. CCD ja myös energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet täytyy valmistaa käyttämällä yksittäisiä piikidelevyjä [11]. Tällaisten kidemuodossa olevien puolijohdeiden valmistaminen siten, että suuret pinta-alat ovat mahdollisimman homogeenisia, on selvästi kalliimpaa ja haastavampaa verrattuna amorfisiin puolijohdeisiin [20]. Energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien pinta-alaa pyritäänkin kasvattamaan yhdistämällä useita pieniä puolijohdelevyjä yhdeksi suuremmaksi rakenteeksi.

3.4 Röntgentomografia

Röntgentomografia on röntgenkuvaukseen perustuva laskennallinen kuvantamismenetelmä, jonka avulla pystytään muodostamaan kolmiulotteinen malli kuvattavan kohteen sisäisestä rakenteesta ilman, että kohdetta täytyy hajottaa pienemmiksi kappaleiksi. Tarkemmin sanottuna tomografiassa ratkaistaan kuvattavan kohteen vaimennuskertoimen arvoja kolmiulotteisessa hilassa röntgenkuvien avulla. Vaimennuskertoimen ratkaisuprosessia kutsutaan kuvan rekonstruktioksi.

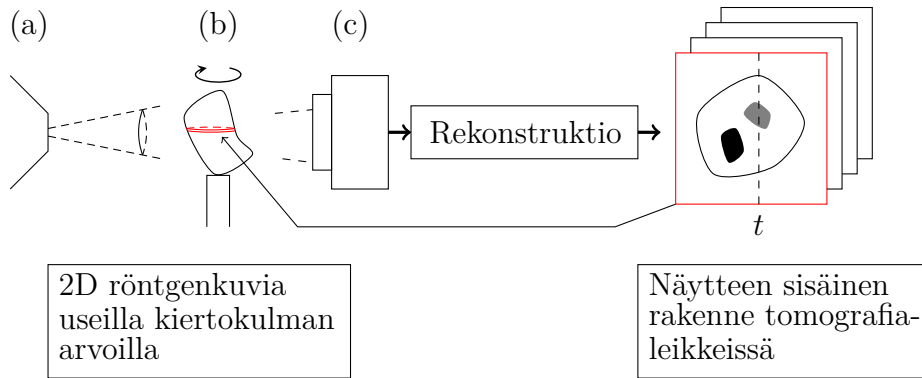
Aluksi annetaan lyhyt yleiskatsaus tomografian käytännön toteutuksesta. Tämän jälkeen esitellään yleinen rekonstruktiomenetelmä, joka on Fourier-muunnokseen perustuva suodatettu takaisinprojektio. Tämän menetelmän matemaattinen perusta esitellään sanallisesti.

Tässä osiossa esitellään myös tavallisesta poikkeavia menetelmiä, joiden yhteisenä nimittäjänä on hyödyntää energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla saatava energiainformaatio mahdollisimman hyvin. Röntgentomografiaan liittyen on jo varhaisessa vaiheessa kehitetty teoreettisia menetelmiä, joissa tarkastellaan polykromaattisen säteilyn vaimenemista, kuten Alvarez ja Macovski vuonna 1976 [21]. Tämä on kuvantamismenetelmää ajatellen varhainen ajankohta, kun ottaa huomioon, että Godfrey Hounsfield esitteli ensimmäisen kaupallisen tomografialaitteen vuonna 1973 [22].

3.4.1 Johdanto röntgentomografiaan

Kaksiulotteinen röntgenkuvaus mahdollistaa kuvattavan kohteen sisäisen rakenteen näkemisen. Kaksiulotteisissa kuvauksissa ongelmana on kuitenkin, että kaikki informaatio näytteen rakenteesta menee säteilyn kulkusuunnassa päällekkäin. Röntgentomografiassa ei ole tällaista ongelmaa, sillä sen ansiosta voidaan muodostaa kolmiulotteinen kuva näytteen sisäisestä rakenteesta. Tomografiassa näytteen voi ajatella koostuvan useasta päällekkäin olevasta leikkeestä, joista jokainen on näytteen poikkileikkaus tietyllä korkeudella. Rekonstruktioprosessin tuloksena saadaan näytteen sisäinen rakenne näissä leikkeissä.

Kuvassa 17 on hahmoteltu tomografian toteutuksen eri vaiheet. Ensimmäisenä vaiheena on varsinaiset käytännön mittaukset eli röntgenkuvien ottaminen. Röntgentomografiassa näytettä pyöritetään vähintään 180° ja röntgenkuvia otetaan useilla kulman arvoilla. Tomografian yhteydessä näistä kuvista puhutaan usein projek-



Kuva 17. Hahmottelu röntgentomografian toteutuksesta. Merkintöjen selitykset: (a) röntgenlähde, (b) näyte, (c) röntgenkeralaitteisto. Punaisella rajattuun tomografia-leikkeeseen on lisäksi hahmoteltu katkoviivalla yhtälön (17) integrintipolku, joka on suora lähteeltä näytteen läpi ilmaisimen pikseliin t .

tiokuvina. Projektiokuvien lukumäärä on vähintään muutamia satoja, jotta informaatiota on riittävästi rekonstruktion onnistuneeseen toteutukseen. Projektiokuvat syötetään tämän jälkeen rekonstruktio-ohjelmalle, jonka tuloksena saadaan tomografialeikkeet.

Röntgentomografiassa laitteistolta ja kuvausten toteutukselta vaaditaan useita ominaisuuksia, jotta rekonstruktioleikkeet sisältäisivät mahdollisimman vähän virheellistä tietoa näytteen koostumuksesta. Leikkeet voivat sisältää rekonstruktion tuottamia rakenteita, jotka eivät kuvaa näytteen todellista rakennetta. Tällaisia rakenteita kutsutaan artefaktoiksi. Ensinnäkin projektiokuvien ottamisen aikana koko systeemin pitäisi pysyä mahdollisimman stabiilina, jotta projektiokuvien erona olisi todella vain kulma, jossa säteily läpäisee näytteen. Ongelmia aiheutuu myös siitä, että yleisesti käytössä olevat rekonstruktio-menetelmät olettavat, että projektiokuvaukset on tehty monokromaattisella säteilyllä. Näiden lisäksi ideaalilanteessa kuvauksessa käytettävän ilmaisimen jokainen pikseli toimii täysin samalla tavalla, joka ei kuitenkaan todellisuudessa ikinä pidä paikkaansa. Artefaktoja voi aiheutua myös useista muista tekijöistä. Toisaalta artefaktojen syntymekanismit tunnetaan suurelta osin, jonka ansiosta on kehitetty useita menetelmiä, joilla joko estetään artefaktojen syntymistä tai korjataan niitä jälkikäteen.

Rekonstruktio-menetelmien tavoitteena on ratkaista lineaarisen vaimennuskertoimen arvoja, jotka kuvaavat näytettä tomografiassa. Mittaamalla näytteen läpäisevien fotonien lukumäärä tai säteilyn kokonaisintensiteetti määritetään kokeellisesti

vaimennuskertoimen polkuintegraalin arvo. Rekonstruktio menetelmien tavoite onkin ratkaista alunperin tuntematon funktio, μ , sen polkuintegraalien arvojen perusteella [8]. Yksinkertaisin tilanne on tarkastella tiettyä kaksiulotteista leikettä, jossa näyte voidaan kuvata kahden paikkamuuttujan funktiona $\mu(x, y, E)$, jota säteilytetään monokromaattisella yhdensuuntaisesti etenevällä röntgenfotonisuihkulla. Integrointipolkuna on suora viiva lähteestä näytteen läpi ilmaisimen pikseliin. Tiettyä integrointipolkua merkitään jatkossa $\mathcal{C}_{\theta,t}$. Merkinnässä θ viittaa tietyllä kiertokulman arvolla otettuun projektiokuvaan ja t viittaa tiettyyn ilmaisimen pikseliin. Eräs integrointipolku on hahmoteltu kuvaan 17. Rekonstruktio matematiikan perustana on Beer-Lambertin laki, joka voidaan kirjoittaa yhdelle pikselille muodossa

$$-\log\left(\frac{N}{N_0}\right) = \int_{\mathcal{C}_{\theta,t}} \mu(s, E) ds. \quad (17)$$

Yhtälössä (17) N_0 ja N ovat lähteestä emittoituvien ja ilmaisimeen saapuvien fotonien lukumäärät vastaavassa järjestyksessä. Vaimennuskertoimen polkuintegraali lasketaan s :n avulla parametrisoidulla suoralla. Koko projektiokuva koostuu useista tällaisista polkuintegraaleista.

Yleisesti ottaen tomografiakuvauksen perustana edellä kuvatussa tilanteessa on Fourierin leike teoreema [8]. Teoreeman mukaan havaitun projektion yksiulotteinen Fourier-muunnos antaa vaimennuskertoimen kaksiulotteisen Fourier-muunnoksen arvot tietyllä suoralla Fourier-tasossa. Fourier-muuntamalla havaittuja arvoja saadaan siis näytteitä rekonstruoitavan funktion kaksiulotteisen Fourier-muunnoksen arvoista ja ottamalla tarpeeksi projektioita voidaan alkuperäinen funktio ratkaista periaatteessa käänteismuunnoksella. Koska projektioita otetaan aina kuitenkin äärellinen määrä, vaatii lopullinen ratkaisu interpolaatioita. Interpolaatio on kuitenkin haastavaa, sillä projektiokuvauksista saatavat Fourier-muunnoksen arvot eivät ole tasavälein Fourier-tasossa. Rekonstruktio-ongelman ratkaisuna, jossa ei vaadita interpolaatioita, on suodatettu takaisinprojektiio (engl. filtered backprojection, FBP) [8]. Tämän yleisesti käytetyn algoritmin yksityiskohdat on esitetty kirjallisuudessa; ks. esimerkiksi [8]. FBP:n merkittävä etu verrattuna muihin rekonstruktio menetelmiin on, että se voidaan käytännössä implementoida nopealla Fourier-muunnoksella [8], mikä tekee rekonstruktioista aikavaativuudeltaan paremman kuin vaihtoehtoiset menetelmät. FBP:n lähtökohtana on Beer-Lambertin laki, joten FBP ratkaisee efektiivisiä lineaarisia vaimennuskertoimia.

Koska rekonstruktio menetelmän lähtökohtana on Beer-Lambertin laki, menetel-

mä olettaa, että säteily on monokromaattista. Tästä seuraa säteilyn kovenemisesta johtuvia artefaktoja. Kuten osiossa 3.1.2 käsiteltiin säteilyn koveneminen tarkoittaa spektrin keskimääräisen energian kasvamista, johtuen vaimennuskertoimen energiariippuvuudesta. Homogeenisen näytteen tapauksessa säteilyn kovenemisartefaktat johtavat siihen, että tomografialeikkeissä näytteen ulkoreunalla vaimennuskertoimen arvot ovat suurempia kuin sisäosan, vaikka rakenne olisi tasalaatuinen. Ainakin homogeenisen materiaalin tapauksessa säteilyn kovenemisestä johtuvat artefaktat pystytään kuitenkin korjaamaan suhteellisen hyvin [8]. Energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla tehtävissä kuvauksissa voidaan pyrkiä vähentämään säteilyn kovenemisestä johtuvien artefaktujen syntymistä käyttämällä kuvan muodostuksessa kapeaa energia-alueita. Tällöin todellinen kuvaustilanne vastaa paremmin monokromaattisen säteilyn oletusta.

3.4.2 Energiainformaation hyödyntäminen tomografiassa

Tässä osuudessa esitellään erilaisia menetelmiä, joilla pyritään hyödyntämään energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla saatavaa informaatiota mahdollisimman hyvin. Yksinkertainen tapa, mitä tähän työhön kuuluvissa kuvauksissakin on käytetty, on hyödyntää eri materiaalien vaimennuskertoimien energiariippuvuuksia. On kuitenkin pitemmälle vietyjä menetelmiä, jotka muun muassa tavoittelevat parempaa kontrastia, signaali-kohinasuhdetta, säteilyn kovenemisartefaktujen vähentämistä ja jopa näytteen sisältämien alkuaineiden tunnistamista.

Yksi tapa hyödyntää energiainformaatiota on painottaa eri energiakanavien kuvauksia energiasta riippuvalla painotusfunktiolla. On esimerkiksi osoitettu simulaation avulla, että kahdesta vaimennuskertoimeltaan erilaisesta materiaalista koostuvan näytteen kuvauksessa voidaan teoriassa löytää optimaalinen painotusfunktio, joka maksimoi signaali-kohinasuhteen [23]. Tämän painotusfunktion toimivuus on vahvistettu myös kokeellisella tutkimuksella [24]. Tarkasteltu signaali oli eri materiaalien a ja b läpi kulkevien fotonien lukumäärien erotus ja kohina on näiden neliöllisesti yhdistetty kohina olettaen, että havaittujen fotonien lukumäärä noudattaa Poisson-jakaumaa. Tutkijat päätyivät tulokseen, jonka mukaan signaali-kohinasuhteen maksimi saavutetaan kertoimella $w(E)$, joka voidaan ilmaista materiaalien transmitanssien, $T_a(E)$ ja $T_b(E)$, avulla muodossa [23]

$$w(E) = \frac{T_a(E) - T_b(E)}{T_a(E) + T_b(E)}. \quad (18)$$

Tämän painotusfunktion soveltamisen vaatimus on siis, että tutkittavan näytteen koostumus tunnetaan, ja kuten sanottu tässä on tarkasteltu vain kahta materiaalia. Merkittävä tulos samassa tutkimuksessa on myös, että matalilla energioilla, noin alle 40 keV, painotusfunktioiksi käy valosähköisen ilmiön energiariippuvuutta vastaava $1/E^3$ [23]. Tällä alueella optimaalinen painotusfunktio ei juurikaan riipu materiaalien koostumuksesta tai paksuudesta. Kontrastin parannusta ajatellen on luonnollista, että matalia energian arvoja pitää painottaa eniten varsinkin heikosti säteilyä vaimentavien materiaalien tapauksessa.

Energiainformaatiota voidaan hyödyntää myös kirjoittamalla lineaarinen vaimennuskerroin lineaarikombinaationa etukäteen valittujen kantafunktioiden avulla. Näihin tiedettyihin kantafunktioihin sisällytetään vaimennuskertoimen energiariippuvuus. Kantafunktioita voidaan valita useilla tavoilla, joista osa perustuu vuorovaikutusten energiariippuvuuksiin ja toisissa menetelmissä koko kuvattavan näytteen vaimennuskerroin muodostetaan tiettyjen materiaalien avulla, joista näytteen uskotaan koostuvan. Projektiokuvausten tai rekonstruktion perusteella pyritään ratkaisemaan näiden lineaarikombinaatioiden kertoimet, jotka sisältävät energiasta riippumatonta tietoa näytteen koostumuksesta.

Vuorovaikutusten avulla on esimerkiksi tehty seuraava kantafunktioiden valinta perustuen kokeellisiin tuloksiin tehtyihin sovituksiin [21]

$$\mu(x, y, E) = a_1(x, y) \frac{1}{E^3} + a_2(x, y) f_{\text{KN}} \left(\frac{E}{E_e} \right). \quad (19)$$

Yhtälössä (19) E_e on elektronin lepoenergia $E_e = m_e c^2 \approx 511$ keV. Yhtälössä (19) $1/E^3$ -termi kuvaa approksimatiivisesti valosähköisen ilmiön energiariippuvuutta ja Comptonin sironnan energiariippuvuutta kuvaa Klein-Nishina funktio [21]

$$f_{\text{KN}}(\alpha) = \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}. \quad (20)$$

Tekijä f_{KN} saadaan siis differentiaalisesta vaikutusalasta yhtälöstä (11) integroimalla kaikkien sirontakulmien yli ja lisäksi parametri α on lyhennysmerkintä fotonin energian ja elektronin lepoenergian suhteelle eli $\alpha = E/E_e$.

Kun vaimennuskerroin kirjoitetaan yhtälön (19) mukaisessa muodossa, ongelmana on, kuinka kertoimet a_1 ja a_2 ratkaistaan. Koska ratkaistavana on kaksi tuntematonta, tarvitaan kaksi yhtälöä. Tämä tarkoittaa edelleen, että projektiokuvaukset täytyy tehdä kahdella eri energiaspektrillä. Tällöin saadaan yhtälön (15) mukaiset

integraaliyhtälöt kertoimien a_1 ja a_2 viivaintegraaleille. Erilaiset energiaspektrit saadaan esimerkiksi tekemällä kaksi kuvausta erilaisilla röntgenputken parametreilla tai tekemällä yhden kuvauksen ja käyttämällä energiasensitiivistä fotoninlaskentailmaisinta, jossa on riittävästi kynnyksiä. Tällöin siis valikoidaan kaksi energia-aluetta, josta kerätään fotoneja. Kun tällaiset mittaukset on tehty, on periaatteessa mahdollista ratkaista kertoimet a_1 ja a_2 .

Jos kertoimet $a_1(x,y)$ ja $a_2(x,y)$ tiedetään kaikkialla, niin näytteen lineaarinen vaimennuskerroin voidaan määrittää millä energian arvolla tahansa. Yksi merkittävimmistä hyödyistä on, että tomografialeikkeet voidaan tällöin muodostaa ilman säteilyn kovenemisesta johtuvia artefakteja [8]. Tämän lisäksi pelkästään kertoimet a_1 ja a_2 sisältävät mielenkiintoista tietoa näytteen koostumuksesta. Kerroin a_1 sisältää valosähköisen ilmiön voimakkaan riippuvuuden alkuainekoostumuksesta ja kerroin a_2 taas sisältää Comptonin sironnan riippuvuuden elektronitiheydestä joka on verrannollinen massatiheyteen [21].

Edellä mainittiin, että vaimennuskerroin voidaan kirjoittaa myös lineaarikombinaationa materiaaleista, joita näytteen uskotaan sisältävän. Tällöin kantafunktioina on valittujen kantamateriaalien massavaimennuskertoimet, jotka saadaan esimerkiksi NIST XCOM-tietokannasta [4], ja tehtävänä on ratkaista kertoimet, jotka kuvaavat tietyn materiaalin massaosuutta näytteestä [25]. Tällaisia menetelmiä kutsutaan usein materiaalihajotelmiksi (engl. material decomposition). Etukäteen valittujen materiaalien massavaimennuskertoimien avulla tehdyt hajotelmat ovat itse asiassa hyvin lähellä vuorovaikutusten perusteella tehtyjä hajotelmia, sillä massavaimennuskertoimet voidaan edelleen hajottaa valosähköistä ilmiötä ja Comptonin sirontaa kuvaaviin tekijöihin.

Materiaalien tunnistamista voidaan tehdä myös analysoimalla eri energia-alueilla määritettyjen vaimennuskertoimien suhteita. Voidaan esimerkiksi tehdä kuva, jonka akseleina ovat efektiivisen vaimennuskertoimen arvot eri energia-alueilla [26]. Tällöin kemialliselta koostumukseltaan samanlaiset materiaalit osuvat kuvassa samalle suoralle. Tällaisten materiaalien energiariippuvuudet ovat siis samanlaisia ja vaimennuskertoimen erot syntyvät pääasiassa tiheyden eroista. Vaimennuskertoimien suhde taas on tiheydestä riippumaton. Kemialliselta koostumukseltaan poikkeavat materiaalit ovat tällaisessa kuvassa suorilla, joiden kulmakertoimet poikkeavat toisistaan.

Energiainformaatiota voidaan hyödyntää myös rekonstruktiovaiheessa kehittä-

mällä uusia rekonstruktio menetelmiä, joissa tarkastellaan polykromaattisen säteilyn vaimenemista. Tällaisen mahdollistaa esimerkiksi niin sanotut statistiset rekonstruktio menetelmät [27]. Statistiset rekonstruktio menetelmät ovat yksi esimerkki iteratiivisista rekonstruktio menetelmistä [28]. Iteratiivisten rekonstruktio menetelmien toteutus voidaan kuvata seuraavalla tavalla [28]: iteraatio alkaa joko FBP:n avulla tehdyistä tomografialeikkeistä tai tyhjästä leikkeistä. Nämä leikkeet muunnetaan projektiokuviksi prosessissa jota kutsutaan eteenpäinprojektioksi. Näitä laskettuja projektioita verrataan kokeellisiin projektiokuviin ja samalla lasketaan projektiokuvien erotus. Uudet tomografialeikkeet lasketaan takaisinprojisoimalla erotusprojektiokuvat. Päivitetyt leikkeet eteenpäinprojisoidaan ja verrataan uudestaan kokeellisiin projektioihin. Tätä jatketaan niin kauan, että tietty määrä iteraatiokierroksia tulee täyteen tai erotus on tarpeeksi pieni. Koska iteratiivisissa menetelmissä toistetaan useita kertoja eteenpäin- ja takaisinprojektiot, ne ovat aina laskennallisesti selvästi vaativempia kuin FBP. Statistisissa menetelmissä pyritään mallintamaan kuvanmuodostusprosessi tarkasti. Mitä paremmin kuvanmuodostus mallinnetaan sitä paremmin eteenpäinprojektiio onnistuu. Polykromaattisissa statistisissa menetelmissä pyritään erityisesti mallintamaan erilaisia energiasta riippuvia tekijöitä, jotka vaikuttavat kuvanmuodostukseen. Tällaisia tekijöitä ovat esimerkiksi röntgenspektri, vaimennuskerroin, sironta ja ilmaisimen energiavaste. Tässä joudutaan tosin tekemään jonkinlainen kompromissi menetelmän monimutkaisuuden ja kuvan laadun välillä ettei menetelmästä tule epäkäytännöllisen monimutkaista.

E. J. Schioppa kehitti väitöskirjassaan statistisen rekonstruktio menetelmän, jossa mallinnetaan energiasensitiivisellä fotoninlaskentailmaisimella tehtäviä kuvauksia [29]. Seuraavassa pyritään kuvaamaan menetelmän idea sanallisesti. Tämä menetelmä perustuu suurimman uskottavuuden estimointiin (engl. maximum likelihood), jossa maksimoidaan tilastollisen mallin uskottavuusfunktiota mallin parametrien suhteen. Menetelmässä oletetaan, että havaitut fotonien lukumäärät tietyllä pikselillä noudattavat Poisson-jakaumaa. Poisson-jakauman odotusarvona on tällöin fotonivuon odotusarvo, joka voidaan määrittää teoriassa, kun tunnetaan ilmaisimen energiavaste, jonka Schioppa tutkimuksessaan teki. Kun energiavastefunktio tunnetaan, fotonivuon odotusarvo voidaan parametrisoida vaimennuskertoimien avulla. Tällöin siis Poisson-jakauman parametreina ovat vaimennuskertoimet. Projektiokuvauksista saadaan havaitut fotonien lukumäärät. Nyt suurimman uskottavuuden menetelmän mukaan oletetaan, että nämä arvot ovat todennäköisimmät arvot, jot-

ka kuvanmuodostusprosessi voi tuottaa. Tällöin kaikkien pikselien yhteinen pistetodennäköisyysfunktio on maksimiarvossaan. Seuraavaksi etsitään, millä parametrien arvoilla tämä maksimi saavutetaan. Toisin sanoen rekonstruktio menetelmässä etsitään ne vaimennuskertoimen arvot, jotka tekevät havaitut projektio mittaukset todennäköisimmiksi tuloksiksi, mitä kuvanmuodostusprosessi voi tuottaa. Menetelmässä maksimoidaan koko ilmaisimen pistetodennäköisyysfunktiota, joka saadaan pikselien Poisson-jakaumien pistetodennäköisyysfunktioiden tulona, kun oletetaan, että pikselien mittaustulokset ovat toisistaan riippumattomia.

4 Energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet

Tässä luvussa tarkastellaan kuvantamiseen soveltuvia energiasensitiivisiä ilmaisimia, joilla voidaan laskea energiakynnyksen ylittävät fotonit. Aluksi käydään läpi perusasioita puolijohteista, joista näiden ilmaisimien sensoriosat on tehty. Tarkoitus on tuoda esiin ominaisuuksia, jotka tekevät puolijohteista hyviä röntgenilmaisimia. Tämän jälkeen siirrytään itse laitteistoihin. Ilmaisimien rakenteen ja toiminnan läpikäymisessä keskitytään niin sanottuihin hybridi-ilmaisimiin, jotka muodostuvat kahdesta erillisestä osasta: puolijohdesensori sekä signaalin luenta- ja käsittelysiiru. Kuvantamiseen soveltuvien ilmaisimien kehityksessä on useita haasteita, jotka ovat seurausta muun muassa vaatimuksista hyvään paikka- ja energioresoluutioon. Ilmaisimien pitää myös pystyä käsittelemään suuria fotonivuon arvoja. Tarkoituksena on tuoda esiin suurimpia ongelmia, ja miten nykyisissä laitteissa niitä pystytään ratkaisemaan. Luvun lopussa tehdään yhteenveto energiasensitiivisistä fotoninlaskentailmaisimista ja vertaillaan niitä energian integroiviin ilmaisimiin.

4.1 Puolijohteiden fysiikkaa

Seuraavassa käsitellään perusasioita puolijohteiden fysiikasta, jotka ovat tarpeellisia puolijohdesensorin toiminnan ymmärtämiseksi. Tarkoituksena ei ole antaa laajaa oppikirjamaista kuvausta puolijohdefysiikasta vaan tavoitteena on keskittyä puolijohdesensorin signaalinmuodostukselle oleellisimpiin asioihin. Tämä käsittely seuraa hyvin pitkälti kirjallisuutta [30].

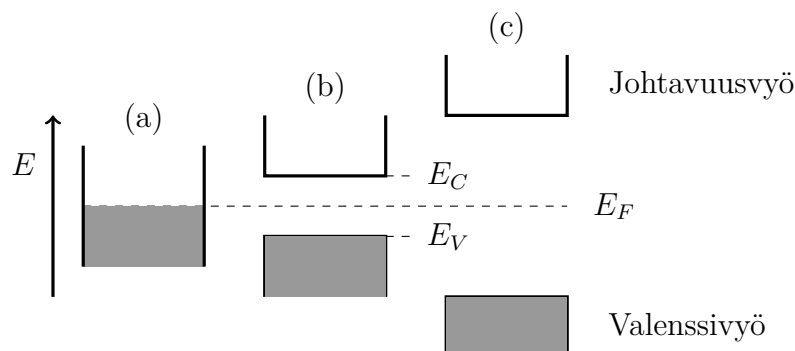
4.1.1 Kiinteän aineen vyörakenne

Röntgenilmaisimien puolijohdesensorin toiminnan kannalta on oleellista ymmärtää kiinteän aineen atomien uloimpien elektronien energiatilojen rakenne. Nämä elektronit osallistuvat aineen rakenneosasten välisten sidosten muodostamiseen ja tästä syystä usein ajatellaan, etteivät ne ole täysin lokalisoituneita yhden atomiytimen vaikutusalueelle. Sen sijaan voidaan ajatella, että atomien ulkoelektronit liikkuvat useiden atomiytimien vaikutusalueella. Jos materiaalin kidehila on rakenteeltaan

säännöllinen, elektronit liikkuvat jaksollisessa potentiaalissa. Nämä sähköiset potentiaalit syntyvät siis atomiytimistä. Tällöin elektronin aaltofunktiota ratkaistaan Schrödingerin yhtälöstä kolmiulotteisessa jaksollisessa potentiaalissa. Oleellista tässä ratkaisussa on, että mahdolliset energiatilat muodostavat niin sanottuja energiavöitä. Võissä on alueita, jotka sisältävät useita energian arvoltaan hyvin lähellä toisiaan olevia tiloja ja toisaalta alueita, joissa ei ole sallittuja energiatiloja lainkaan. Alueita, joissa ei ole energiatiloja, kutsutaan kielletyiksi vyöhykkeiksi, ja sallittuja energiatiloja sisältävät alueet ovat energiavöitä.

Kuvaan 18 on hahmoteltu sähkönjohtavuudeltaan poikkeavien johteen, puolijohteen ja eristeen energiavöiden rakenne. Sähkönjohtavuutta ajatellen merkittävä asia on, että vain elektronimiehitykseltään vajaa energiavyö voi tuottaa nollasta eroavan virtatiheyden. Sähkövirran aikaansaamiseksi elektroneja täytyy olla võillä, jotka eivät ole täynnä. Näistä elektroneista puhutaan ”vapaina” varauksenkuljettajina, sillä ne voivat liikkua laajoilla alueilla kidehilassa. Johteessa suurimman energian arvon miehitettyt energiatilat ovat aina vajaalla energiavyöllä ja tästä syystä johteet sisältävät aina vapaita varauksenkuljettajia. Puolijohteella ja eristeellä taas ylimmän miehitetyn tilan ja alimman miehittämättöman tilan välillä on energia-aukko. Elektroneja täytyy tavalla tai toisella nostaa energia-aukon yli, jotta puolijohteessa tai eristeessä voidaan saada aikaiseksi sähkövirta. Puolijohteen ja eristeen ero ei ole kovinkaan selkeä. Yleisesti ottaen, puolijohteiden energia-aukko on niin kapea, että lämpötila vaikuttaa merkittävästi vapaiden varauksenkuljettajien määrään. Elektroneja voi nousta termisen energian avulla energia-aukon yli ja lisäksi itse energia-aukon suuruus riippuu lämpötilasta. Puolijohteiden sähkönjohtavuuteen voidaan vaikuttaa myös epäpuhtauksien lisäämisellä, joka on erilaisten puolijohdekomponenttien valmistuksessa oleellista.

Kuvaan 18 on hahmoteltu myös Fermi-tason E_F sijainti suhteessa energiavöihin. Lämpötilassa $T = 0$ K Fermi-taso vastaa ylimmän miehitetyn energiatilan energian arvoa. Nollasta eroavilla lämpötilan arvoilla myös Fermi-tason yläpuolella olevien tilojen miehittämisen todennäköisyys on nollasta eroava. Kuva 18 on hahmoteltu vastaamaan nimenomaan tilannetta $T = 0$ K. Johteessa on jopa tässä tilanteessa rakenne, joka mahdollistaa sähkövirran syntymisen. Energiavöihin liittyy nimeämiskäytännöt, joiden mukaan ylintä miehitettyä vyötä kutsutaan valenssivyöksi ja alinta miehittämätöntä vyötä kutsutaan johtavuusvyöksi. Puolijohteessa täytyy siis nostaa elektroneja johtavuusvyölle, jotta siinä saadaan aikaan sähkövirta.



Kuva 18. Hahmottelu johteen (a), puolijohteen (b) ja eristeen (c) vyörakenteesta, joka kuvaa kiinteän aineen atomien ja molekyylien uloimpien varauksenkuljettajien mahdollisia energiatiloja. Alue, joka sisältää miehittyjä energiatiloja on väritetty harmaalla. Kuvaan on merkitty myös Fermi-taso E_F ja valenssivyön suurin energian arvo E_V sekä johtavuusvyön pienin energian arvo E_C . Energia E on elektronien energia, joka kasvaa ylöspäin.

Kuvan 18 kaltainen hahmotelma on hyvin yksinkertaistettu malli vyörakenteesta. Todellisuudessa tiettyjen tilojen energian arvot pitäisi kuvata elektronin aaltovektorin \vec{k} funktiona. Aaltovektori määrittää elektronin liikemäärän. Merkittävä seikka todellisessa vyörakenteessa on, että valenssivyön ja johtavuusvyön väliin jäävä alue ei ole kaikilla aaltovektorin arvoilla yhtä suuri. Energia-aukolla tarkoitetaan minimierotusta valenssivyön ja johtavuusvyön välillä. Tähän liittyy suorien ja epäsuorien puolijohteiden käsitteet. Suorissa puolijohteissa valenssivyön maksimi ja johtavuusvyön minimi ovat samalla aaltovektorin arvolla. Epäsuorissa puolijohteissa ääriarvokohdat eivät ole samalla aaltovektorin arvolla. Epäsuorassa puolijohteessa elektronin siirtyminen valenssivyön maksimista johtavuusvyön minimiin, tai toisinpäin, vaatii näin ollen myös liikemäärän muutoksen. Yleisesti käytetty puolijohdesensorimateriaali pii on esimerkki epäsuorasta puolijohteesta [30].

Röntgensäteilyilmaisimissa röntgenfotonien energia muutetaan varaukseksi. Röntgenfotonien absorptio puolijohteeseen tapahtuu valosähköisen ilmiön ja Comptonin sironnan kautta. Molemmat tuottavat yhden tai muutaman elektronin, joiden kiineettisen energian arvo on suuri. Nämä elektronit vuorovaikuttavat muiden elektronien kanssa. Fotonin energian avulla elektroneja nousee valenssivyöltä johtavuusvyölle. Tällöin elektroni jättää jälkeensä aukon valenssivyölle. Valenssivyöllä olevat aukot käyttäytyvät kuten positiivisesti varatut hiukkaset ja myös valenssivyön au-

kot tuovat oman kontribuution puolijohteen sähkönjohtavuuteen. Esimerkiksi piissä elektroni-aukko parin synnyttäminen vaatii energian 3,62 eV ($T = 300$ K) [17]. Toisaalta puhtaan piin energia-aukko on 1,12 eV ($T = 300$ K) [17]. Näiden erosta näkee sen, että energia-aukko on nimenomaan minimiero valenssivyön ja johtavuusvyön välillä. Siirtymiä voi tapahtua myös muilla aaltovektorin arvoilla, joilla energiati-
 jen erotus on suurempi kuin energia-aukko [31].

Ilmaisimien sensoriosaksi kehitetään myös seospuolijohteita. Tällaisia ovat esimerkiksi GaAs ja CdTe, jotka ovat molemmat suoria puolijohteita. Energia-aukkojen suuruudet ovat GaAs (1,43 eV) ja CdTe (1,45 eV) lämpötilassa $T = 300$ K [30]. Seospuolijohteita pyritään kehittämään ominaisuuksiltaan optimaalisiksi röntgenkuvantamiseen.

Kuten osiossa 3.3.2 todettiin, aktiivimatriisi-ilmaisimissa sensoriosana voidaan käyttää amorfista puolijohdetta, esimerkkinä amorfinen seleeni. Vaikka amorfisista aineista puuttuu jaksollinen pitkän matkan samanlaisena jatkuva rakenne, niin myös amorfisissa puolijohteissa syntyy energiavyörakenne ja erityisesti energia-aukko. Oleellinen ero kiderakenteessa oleviin puolijohteisiin on, että amorfisissa materiaaleissa energia-aukko ei ole niin selväpiirteinen kuin kidemuodon puolijohteissa. Kidemuodossa olevissa puolijohteissa sallitut tilat loppuvat äkillisesti, kun tullaan vyön reunalle. Amorfisissa puolijohteissa taas tilojen tiheys painuu reunalla hitaammin nol-
 laan.

4.1.2 Itseispuolijohde sekä n- ja p-tyypin puolijohteet

Usein puolijohdelaitteissa, kuten röntgenilmaisimissa, yksittäisestä alkuaineestakin koostuva puolijohdeosa sisältää tarkoituksella lisättyjä epäpuhtausatomeja. Tarkoituksena on muokata vapaiden varauksenkuljettajien konsentraatioita ja edelleen sähkönjohtavuutta tiettyä sovellusta ajatellen riittävälle tasolle. Epäpuhtausatomeja on kahta tyyppiä, jotka ovat donori ja akseptori. Donoriepäpuhtaudet lisäävät vapaiden johtavuusvyön elektronien konsentraatiota ja akseptorit lisäävät vapaiden valenssivyön aukkojen konsentraatiota.

Piissä yleisesti käytetty donoriatomi on fosfori. Fosforilla on viidennen pääryhmän alkuaineena viisi elektronia uloimmalla elektronikuorella. Pii taas on neljännen pääryhmän alkuaine ja sen uloimmalla kuorella on neljä elektronia. Piikide muodostuu sp^3 -hybridisaatiolla, missä uloimman kuoren s-alikuori ja kolme p-alikuorta muodostavat hybridirakenteen, jossa on neljä saman energian arvon alikuorta. Pii-

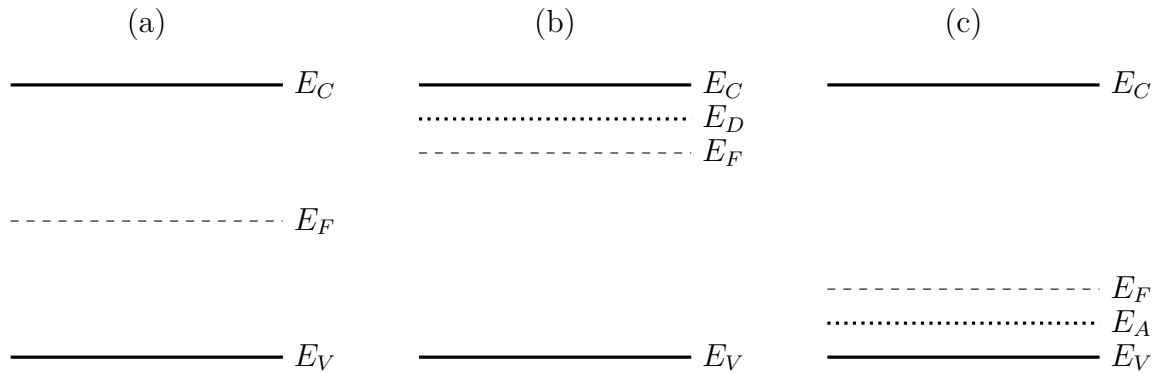
atomien ympäröivät fosforiatomit tarvitsevat samankaltaiseen sitoutumiseen neljä elektroniaan. Tällöin yksi fosforin elektroneista ei juurikaan osallistu sidosten muodostamiseen ja on hyvin heikosti sidottu fosforiatomiin. Näiden uloimpien elektronien takia fosforiatomit voivat ionisoitua selvästi pienemmällä energialla kuin puhtaassa piissä olevat piiatomit. Fosforin tapauksessa kokeellisesti määritetty ionisaatioenergia on noin 45 meV [30]. Tämä vaaditaan nostamaan elektroni donoriepäpuhtaudesta johtavuusvyölle.

Akseptoriepäpuhtautena piissä käytetään yleisesti booria, joka on kolmannen pääryhmän alkuaine. Tällöin boorin sp^3 -hybridikuorien miehitys jää periaatteessa yhden elektronin vajaaksi. Tästä syystä valenssivyöltä voi nousta elektroni täyttämään akseptoriatomin energiatilan. Kokeellisesti määritetty ionisaatioenergia boorin tapauksessa on noin 45 meV [30].

Kuvassa 19 on hahmoteltu epäpuhtausatomien vaikutus puolijohteen uloimpien energiatilojen rakenteeseen. Kuvassa on käytetty seuraavia yleisiä nimeämiskäytäntöjä: itseispuolijohde tarkoittaa puhdasta puolijohdetta, donoriatomeja sisältävää puolijohdetta kutsutaan n-tyyppin puolijohdeksi ja akseptoriepäpuhtauksia sisältäviä puolijohdeita sanotaan p-tyyppin puolijohdeksi. N-tyyppin puolijohdeessa vapaat varauksenkuljettajat ovat pääasiassa johtavuusvyön elektroneja ja p-tyyppin puolijohdeessa pääasialliset varauksenkuljettajat ovat valenssivyön aukkoja. Kuviin on hahmoteltu myös donori- ja akseptoriatomien perustilojen energioiden arvot E_D ja E_A , vastaavassa järjestyksessä. Tämän tarkoituksena on hahmotella elektronisiirtymiin vaadittavan energian muutoksia. N-tyyppin puolijohdeessa vaaditaan noin erotuksen $E_C - E_D$ arvon verran energiaa, jotta elektroni voidaan nostaa donoriepäpuhtaudesta johtavuusvyölle. Vastaavasti $E_A - E_V$ kuvaa energian muutosta, joka vaaditaan elektronin siirtymiseen valenssivyöltä akseptoriatomiin. Todellisuudessa epäpuhtausatomien perustilan ja energiavöiden välissä on viritystiloja, jotka vaikuttavat havaittuun ionisaatioenergiaan. Kuvaan 19 on hahmoteltu myös Fermi-tason sijainnin muutoksia. Verrattuna puhtaaseen puolijohdeeseen n-tyyppin puolijohde sisältää enemmän lähellä johtavuusvyön reunaa olevia energiatiloja ja lisäksi korkeamman energian tilojen miehitys on todennäköisempää kuin puhtaassa puolijohdeessä. Tästä syystä Fermi-taso nousee ylemmäs. Vastaavasti p-tyyppisissä on alemman energian arvon tiloja enemmän kuin puhtaassa puolijohdeessä ja se laskee Fermi-tasoa.

Puolijohteen sähkönjohtavuus σ voidaan kirjoittaa muodossa [30]

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p). \quad (21)$$



Kuva 19. Itseispuolijohteen (a) sekä n-tyypin (b) ja p-tyypin (c) puolijohteen vyörakenne. Kuvaan on hahmoteltu Fermi-tason sijainti suhteessa valenssivyön maksimienergiaan E_V ja johtavuusvyön minimienergiaan E_C . Kuvaan on merkitty lisäksi donoriatomien perustilan energian arvo E_D ja akseptoriatomien perustilan energian arvo E_A .

Yhtälössä (21) e on alkeisvaraus, n on vapaiden johtavuusvyön elektronien konsentraatio, p on vapaiden valenssivyön aukkojen konsentraatio, μ_n ja μ_p ovat elektronien ja aukkojen liikkuvuudet, vastaavassa järjestyksessä. Puhtaassa puolijohhteessa jokainen johtavuusvyöllä oleva elektroni on peräisin valenssivyöltä, jonne jää aukko, joten puhtaassa puolijohhteessa $n = p$. Epäpuhtauksien lisäämisen jälkeen konsentraatiot eivät enää välttämättä ole yhtäsuuria, sillä esimerkiksi n-tyypin puolijohhteessa johtavuusvyöllä oleva elektroni voi olla peräisin myös donoriatomista.

Sähkönjohtavuuden lauseke näyttää harhaanjohtavan yksinkertaiselta. Todellisuudessa vapaiden varauksenkuljettajien liikkuvuudet ovat termejä, jotka riippuvat muun muassa varauksenkuljettajien energiasta ja lämpötilasta. Niiden mallintaminen tarkasti vaatii useiden tekijöiden huomioimisen. Varauksenkuljettajien liikkuvuuteen vaikuttaa muun muassa siroaminen kidehilan lämpövärähtelyistä ja siroaminen ionisoiduista epäpuhtausatomeista, jotka molemmat ovat lämpötilasta riippuvia ilmiöitä. Liikkuvuudet riippuvat myös sähkökentän voimakkuudesta. Tämä on oleellista, sillä puolijohdekomponenteissa itse puolijohteen yli on yleensä bias-jännitteellä synnytetty sähkökenttä.

Edellä on puhuttu puhtaasta puolijohhteesta tai tarkoituksella lisätyistä epäpuhtauksista. Todellisuudessa puolijohdeet sisältävät aina myös ei-toivottuja epäpuhtauksia. Lisäksi puolijohhteessa voi olla kidevaurioita. Molemmat ovat tekijöitä, joiden seurauksena kidehila ei enää vastaa puhtaasta materiaalia, jolla on säännöllinen

itseään toistava rakenne. Epäpuhtaudet ja kidevirheet vaikuttavat lokaalisti vyörakenteeseen ja näin ollen ne vaikuttavat myös varauksenkuljettajien konsentraatioon ja liikkuvuuteen.

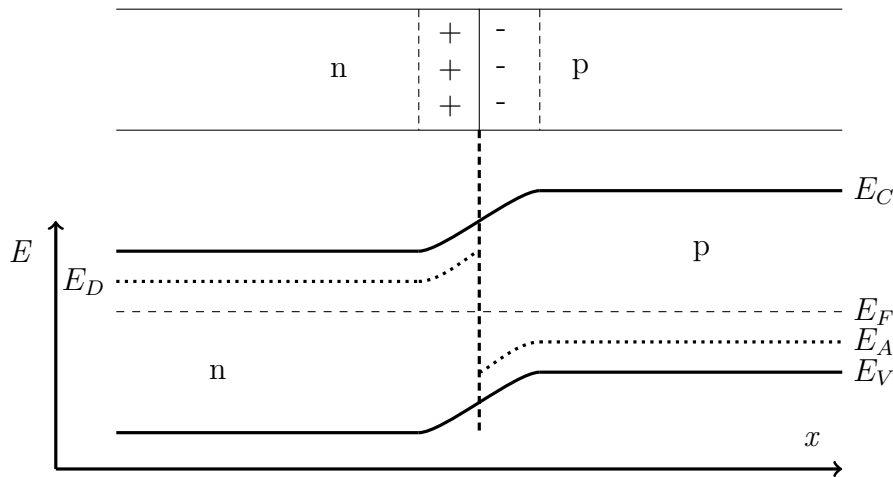
4.1.3 pn-liitos

Seuraavaksi tarkastellaan lyhyesti rakennetta, joka soveltuu muun muassa röntgensäteilyilmaisimiin. Tämä rakenne on pn-liitos, joka muodostuu nimensä mukaisesti p- ja n-tyyppin puolijohdeiden liitoskohtaan. Tällaisessa rakenteessa on useita hyviä ominaisuuksia ajatellen säteilyilmaisimen toimintaa. Yleisesti ottaen, säteilyilmaisimen sähkönjohtavuus pitäisi olla hyvin pieni, kun säteilyä ei absorpoidu puolijohdeeseen. Tällöin niin sanottu pimeä virta¹ ja siihen liittyvä kohina olisivat vähäisiä. Kun röntgenfotoni absorpoiduu puolijohdeeseen ja synnyttää elektroni-aukko pareja, nämä elektronit ja aukot täytyy erottaa toisistaan. Muuten elektroni voi tippua takaisin valenssivyölle ja täyttää jonkin siellä olevan aukon, jolloin menetetään vapaita varauksenkuljettajia. Aukon täyttymistä kutsutaan rekombinaatioksi. Vapaiden varauksenkuljettajien liikuttaminen on oleellista myös ilmaisimen nopeutta ajatellen. Se, kuinka suuria fotonivuon arvoja voidaan käsitellä, riippuu siitä, kuinka nopeasti fotoneista aiheutuvia signaaleja saadaan muodostettua ja käsiteltyä. Tästä syystä varauksenkuljettajia on hyödyllistä saada liikutettua mahdollisimman nopeasti. Sensoriosan täytyy olla myös tehokas pysäyttämään röntgensäteilyä. Tähän voidaan vaikuttaa sensorimateriaalin valinnalla ja tietyn materiaalin määrällä.

Kun p- ja n-tyyppin puolijohdeet ovat liitettynä toisiinsa, diffuusion seurauksena donoriatomien elektronit alkavat siirtymään n-tyyppin puolijohdeestä p-tyyppin puolelle. Tällöin elektronit ionisoivat akseptoriatomeja ja jättävät jälkeensä positiivisesti varautuneita donoriepäpuhtauksia. Kuvassa 20 on hahmoteltu pn-liitos termisessä tasapainossa, jolloin n- ja p-tyyppin puolijohdeiden Fermi-tasot ovat samalla korkeudella. Koska Fermi-tasot ovat samalla tasolla, vyöt taittuvat liitoskohdassa.

Tasapainotilanteessa varaustenkuljettajien nettodiffuusio on nolla. Tällöin nettodiffuusion estää sähkömagneettinen repulsio, joka johtuu jo tiettyyn puolijohdeeseen ennemmin siirtyneistä saman merkkisistä varauksenkuljettajista. Diffuusion seurauksena siis alunperin neutraaliin p-tyyppiin syntyy alue, joka on negatiivisesti varautunut ja alunperin neutraaliin n-tyyppiin syntyy alue, joka on positiivisesti varautunut. Molemmat ovat hahmoteltu kuvaan 20.

¹Ilmaisimella havaittava virta, kun ilmaisimelle saapuvan säteilyn intensiteetti on nolla.



Kuva 20. Hahmotelma n- ja p-tyypin puolijohdeiden liitoksesta termisessä tasapainossa. Ylhäälle on hahmoteltu puolijohdekappaleet ja niiden liitoskohta. Alapuolella on energiavyökaavio, kun oletuksena on, että siirtymä n-tyypin puolijohdeesta p-tyyppiin on äkillinen.

Liitoskohtaan syntyy varauksenkuljettajien diffuusion seurauksena niin sanottu tyhjennysalue, joka on tyhjennetty vapaista varauksenkuljettajista. Tyhjennysalueen leveys riippuu epäpuhtauksien konsentraatioista ja se jatkuu pidemmälle matalamman konsentraation puolella. Liitoskohdassa on kyllä varautuneita ioneja mutta nämä ovat ionisoituneita epäpuhtauksia, jotka ovat lokalisoituneita tiettyyn alueeseen kidehilassa. Tästä syystä tyhjennysalueen johtavuus on matala. Liitoskohtaan syntyy diffuusion seurauksena sähkökenttä, jonka suunta on n-tyypistä p-tyyppiin. Näin ollen tyhjennysalueella oleviin vastakkaismerkkisiin varauksiin kohdistuu vastakkaisuuntaiset voimat.

Kuvassa 20 on hahmoteltu pn-liitos termisessä tasapainossa. Yleensä röntgenilmaisimissa pn-liitos biasoidaan estosuuntaan. Tällöin n-tyypin osa kytketään korkeampaan potentiaaliin kuin p-tyypin osuus. Silloin ulkoinen potentiaali kasvattaa edelleen potentiaalieroja n- ja p-tyypin osien välillä. Estosuunta viittaa tässä siihen, että jännitteellä estetään pääsiallisten varaustenkuljettajien liike liitoskohdan yli. Estosuuntaan kytkennässä myös laajennetaan tyhjennysaluetta. Tämän voi ajatella siten, että esimerkiksi n-tyyppiin kytketty positiivinen potentiaali vetää elektroneja kauemmas liitoskohdasta. Röntgenilmaisimissa tyhjennysaluetta laajentamalla saadaan kasvatettua aluetta, jossa muodostuu havaittavia signaaleja röntgenfotonien absorptio seurauksena. Usein ilmaisimien sensoriosat on biasoitu siten, että lähes ko-

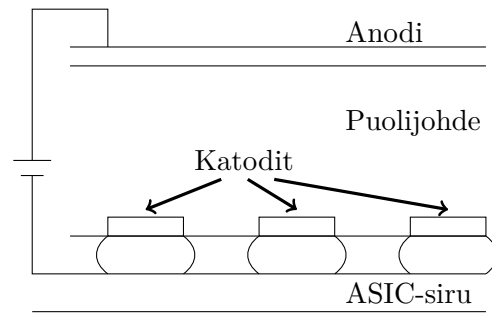
ko puolijohdeosuus on tyhjennysaluetta. Kun tyhjennysalue kattaa koko tilavuuden, bias-jännitteen kasvattaminen edelleen nopeuttaa varauksen siirtoa tyhjennysalueella. Estosuuntaan kytkennässäkin liitoskohdan yli kulkee pieni sähkövirta. Tämä niin sanottu vuotovirta johtuu n- ja p-tyyppin puolijohdeissa olevista vastakkaistyyppisistä varauksenkuljettajista. N-tyyppi sisältää myös valenssivyön aukkoja, jotka voivat sähkökentän aiheuttaman voiman takia siirtyä n-tyypistä p-tyyppiin ja vastaavasti voi käydä p-tyypissä oleville vapaille elektroneille. Nämä varauksenkuljettajat syntyvät pääasissa termisen generaation seurauksena.

4.2 Energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien yleisiä ominaisuuksia

Seuraavassa käsitellään kuvantamiseen soveltuvien puolijohdeesta valmistettujen energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien rakennetta ja toimintaa. Tässä keskitytään pääasiassa niin sanottuihin hybridi-ilmaisimiin, joilla tarkoitetaan ilmaisimia, jotka koostuvat kahdesta erillisestä osasta: puolijohdesensori sekä signaalin luenta- ja käsittelysiru. Kirjoittajan tämän hetkisen käsityksen mukaan hybridi-ilmaisimet kattavat suurimman osan materiaalitutkimukseen soveltuvista energiasensitiivisistä fotoninlaskentailmaisimista. Kuitenkin useat käsiteltävät asiat ovat hyvin yleisiä ja liittyvät kaikkiin puolijohdesensoreihin, kuten röntgensäteilyn energian siirron mekanismit ja varauksen siirtoon vaikuttavat tekijät. Erityisesti kuvantamiseen liittyvä asia on esimerkiksi röntgenfotonin generoiman varauspilven jakaantuminen usealle pikselille, joka on ongelmana useissa pienen pikselikoon ilmaisimissa.

4.2.1 Hybridi-ilmaisimien rakenne

Hybridi-ilmaisimilla tarkoitetaan tässä työssä kahdesta erillisestä osasta koostuvia energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia. Nämä osat ovat puolijohdesensori ja signaalin luenta- ja käsittelysiru, jolla luetaan puolijohdesensorista saatava raaka-signaali, joka syntyy röntgenfotonin generoimista varauksenkuljettajista. Sensoriossa ja signaalin luenta- ja käsittelysiru voidaan valmistaa erikseen ja kytkeä jälkikäteen toisiinsa. Tämän ansiosta sama signaalin luenta- ja käsittelysiru voidaan yhdistää erilaisiin sensoreihin. Kuvassa 21 on hyvin yksinkertaistettu kaaviokuva hybridi-ilmaisimen rakenteesta. Sensoriosa, johon röntgensäteily absorboituu ja generoi varauksenkuljettajia, on yhtenäinen ja sensoriosan yläpuolella säteilyn saa-



Kuva 21. Kaaviokuva energiasensitiivisen fotoninlaskentailmaisimen rakenteesta. Kuvassa näkyy puolijohdesensoriosa, johon fotonien energia absorboituu. Kuvaan on hahmoteltu myös pikseli-elektrodeja, joihin varauksenkuljettajat ohjataan bias-jännitteen avulla.

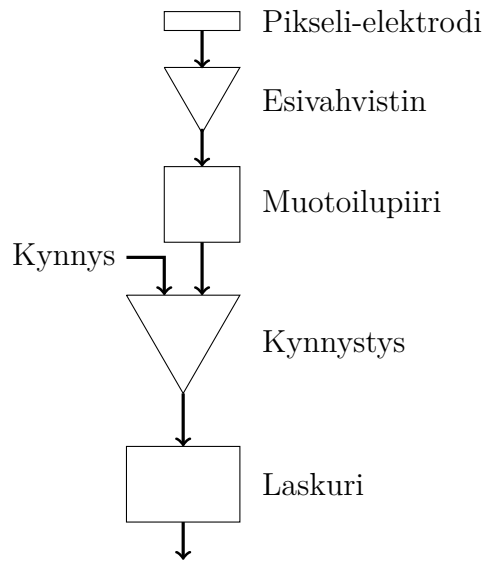
pumissuunnassa on yhtenäinen elektrodi. Jotta saadaan selville signaalin paikkainformaatio, puolijohteen toisella puolella on pikselielektrodeja, jotka ovat kytketty signaalin luenta- ja käsittelysiruun. Jatkossa tähän siruun viitataan nimellä ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) -siru. ASIC-siru on edelleen jaettu pikselihin, joiden koko vastaa pikseli-elektrodien keskipisteiden etäisyyttä. Tämä alue vastaa siis ideaalitulanteessa sitä aluetta, jossa syntyvät varauksenkuljettajat havaitaan tietyllä pikseli-elektrodilla. Tämä määrittää siis pikselikoon. Pikseli-elektrodi on fyysiseltä kooltaan pienempi kuin itse pikseli. Anodin ja katodien välille on kytketty bias-jännite, jonka avulla pn-liitos biasoidaan estosuuntaan ja varauksenkuljettajat ohjataan pikseli-elektrodeille.

Kuvantamisessa käytettävissä laitteissa on vähintään kymmeniä tuhansia pikseleitä, joiden koko on pienimmillään noin $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$. Jokainen sensorin pikseli-elektrodi on kytketty erikseen vastaavaan ASIC-sirun pikseliin. Tämä rakenne mahdollistaa sen, että jokaisesta pikselistä saatavat signaalit voidaan lukea omia kanavia pitkin. Tämä on nopeampi periaate kuin esimerkiksi CCD-kamerassa, jossa pikseleihin kertyneet varaukset joudutaan siirtämään ensin pikselistä toiseen ja koko pikselimatriisilla on yksi tai muutama yhteinen esivahvistin. Hybridi-ilmaisimien tapauksessa haasteena on muun muassa tarvittavien kytkentöjen suuri määrä ja ne ovat myös hyvin tiheässä. Kytkennät tehdään yleensä pienillä juotosmetallipalloilla, joiden materiaalina on esimerkiksi indium tai lyijyn ja tinan seos, ja niiden halkaisija on pienimmän pikselikoon ilmaisimissa noin $20\ \mu\text{m}$ [32]. Näihin juotoksiin viitataan englanninkielisessä kirjallisuudessa usein nimellä ”bump bonds”.

Puolijohdesensori voidaan valmistaa useilla tavoilla käyttäen erilaisia materiaa-
livalintoja. Eräs yleinen tapa toteuttaa sensori on niin sanottu p-in-n rakenne [32].
Tässä rakenteessa puolijohdesensori on suurimmaksi osaksi matalan donorikonsent-
raation omaavaa n-tyypin piitä. Pikseli-elektrodit ovat selvästi suuremman akseptor-
rikonsentraation p-tyypin piitä. Tällöin pikselien rajalle syntyy tyhjennysalue, joka
jatkuu pitkälle sensoriosaan ja biasoinnilla tätä aluetta kasvatetaan edelleen katta-
maan lähes koko tilavuuden.

Kuvassa 22 on hahmoteltu lohkokaaavion avulla yksittäisen pikselin rakennetta.
Pikseli-elektrodi on kytketty esivahvistimeen, joka havaitsee röntgenfotonin tuot-
tamat varauksenkuljettajat. Esivahvistimesta ulostuleva havaittu varaus syötetään
useissa toteutuksissa signaalin muotoilupiirille. Tämän muotoilupiiriin tehtävänä on
muun muassa vahvistaa edelleen esivahvistimesta saatavaa signaalia [33]. Muotoilu-
piiri toimii myös kaistanpäästösuodattimena, joka suodattaa esivahvistimessa syn-
tyvää kohinaa ja muuttaa varaussignaalin jännitesignaaliksi, jolla on hyvin määri-
teltä korkeus [34], [35]. Tämän jännitepulssin korkeus riippuu sisääntulevan fotonin
energiasta. Muotoilupiiristä ulostulevat jännitepulssit syötetään edelleen kynnystys-
piirille. Tietyn jännitesignaalin korkeutta verrataan valittuun kynnykseen. Kuvaan
22 on piirretty vain yksi kynnystyspiiri mutta energiakynnyksiä voi olla useampia.
Laitteen toiminnalle oleellista on, että kaikilla pikseleillä olisi sama kynnys. Tästä
syystä useissa toteutuksissa, esimerkiksi [33] ja [34], koko pikselimatriisille syötettä-
vä alunperin digitaalinen kynnys muutetaan pikselissä analogiseksi signaaliksi hienosä-
ätöä varten. Lisäksi esimerkiksi Medipix-siruissa on vielä 3–4 bitin hienosäätövara
per pikseli, jotta kynnykset olisivat mahdollisimman lähellä toisiaan [36]. Kynnykset
poikkeavat aina jonkin verran toisistaan, sillä pikselien rakenne on todellisuudessa
aina hieman erilainen, vaikka ne ovat rakennettu nimellisesti samanlaisista kompo-
nenteista. Jos sisääntuleva signaali ylittää asetetun kynnyksen, laskuriin lisätään
yksi arvo. Yksittäisen pikselin sisältämää elektroniikkaa käsitellään Medipix-sirujen
osalta tarkemmin osiossa 4.3.

Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa yksi pikseli sisältää paljon mo-
nimutkaista elektroniikkaa. Tämä poikkeaa selvästi esimerkiksi CCD-kamerasta, jos-
sa yksittäinen pikseli koostuu muutamasta MOS-kondensaattorista. Energiasensitiiv-
isissä fotoninlaskentailmaisimissa yksittäinen pikseli on miltei oma röntgenilmai-
sin. Tällaisten laitteiden kehityksen on mahdollistanut CMOS-teknologian kehitty-
minen yhä pienempien komponenttien suuntaan. Tämän ansiosta laitteiden suun-



Kuva 22. Lohkokaavio energiasensitiivisen fotoninlaskentailmaisimen yksittäisestä pikselistä.

nittelijat ovat voineet lisätä yhden pikselin sisältämiä toimintoja, vaikka pikselien koko on hyvin pieni. Esimerkiksi uusien Medipix-siruista, nimeltään Medipix3, sisältää noin 1600 transistoria yhden pikselin alueella ASIC-sirussa ja tämän alueen koko on $55\ \mu\text{m} \times 55\ \mu\text{m}$ [34]. Oleellista on myös, että CMOS-tekniikan ansiosta ilmaisimen tehonkulutus pystytään pitämään matalana ja laitteen rakentamisessa voidaan käyttää teollisuuden standardiprosesseja, jotka alentavat valmistuskustannuksia kohtuullisiksi [34]. CMOS-tekniikalla pystytään valmistamaan myös laitteita, jotka kestävät suuria säteilyannoksia tuhoutumatta [37], [38]. Tämä on oleellista, sillä kaikki röntgenfotonit eivät välttämättä absorpoidu puolijohdesensoriin tai juotospallioihin.

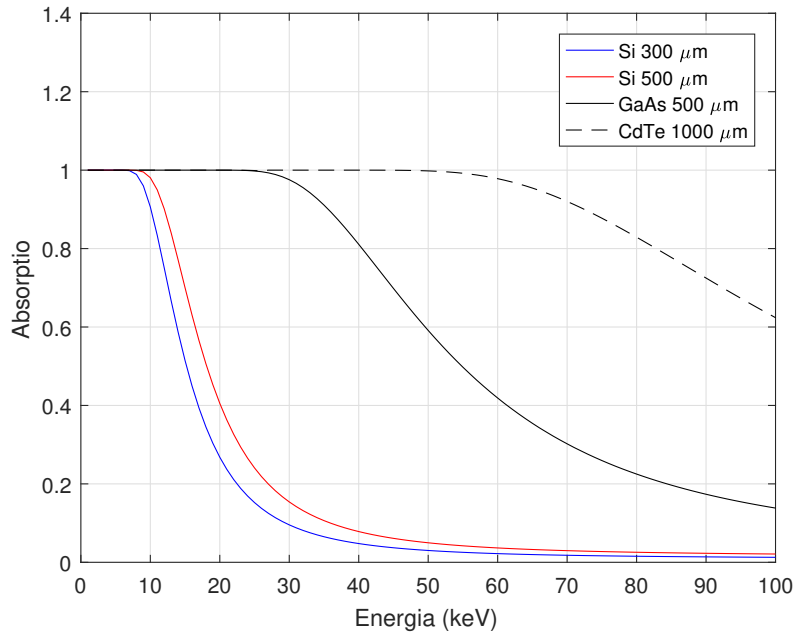
Kuvassa 21 pikseli-elektrodien kokoa verrattuna puolijohdesensorin paksuuteen on liioiteltu. Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa pikseli-elektrodien koko on yleensä selvästi pienempi kuin sensorin paksuus. Tällaisella rakenteella on merkittävä vaikutus signaalin muodostukseen. Kun röntgenfotonin absorptio seurauksena syntyy useita elektroni-aukko pareja, havaittava signaali alkaa muodostumaan pikseli-elektrodeilla näiden varaustenkuljettajien liikkeen takia. Paikallaan pysyvä varaus ei aiheuta havaittavaa muutosta. Varaustenkuljettajien liike sensorissa aiheuttaa virran elektrodeilla, joka integroidaan ajan suhteen esivahvistimella. Tästä saadaan havaittu varaus. Signaalin muodostus puolijohdesäteilyilmaisimissa

tulkitaan yleensä Shockley-Ramo-teoreeman avulla [39]. Tässä työssä ei mennä teoreemaan tarkemmin. Oleellista on niin sanottu pienen pikselin efekti. Tällaisessa elektrodirakenteessa suurin kontribuutio tietyllä pikselillä havaittavaan signaaliin syntyy varaustenkuljettajien liikkeestä hyvin lähellä pikseli-elektrodia [39]. Tästä seuraa, että tietyn varauspilven aiheuttama signaali muodostuu nopeasti verrattuna siihen, että elektrodit olisivat suuria. Jos pikseleiden tilalla olisi yhtenäinen elektrodi, esivahvistimella havaittava signaali muodostuisi merkittävässä määrin koko varauksenkuljettajien kulkeman matkan ajalta. Pienien pikselien tapauksessa signaali nousee nopeasti varauksenkuljettajien kulkeman matkan loppuosan aikana. Toinen seuraus on, että ilmaisimessa syntyvä signaali aiheutuu pääasiassa vain toisen varauksenkuljettajatyypin liikkeestä. Tämä on hyödyllistä erityisesti seospuolijohteiden, kuten CdZnTe, tapauksessa [40], sillä yleensä seospuolijohteissa aukkojen liikkuvuus on huonompi kuin elektronien [17].

Pienen pikselin efektin ansiosta signaalin muodostuksessa voidaan hyödyntää niitä varauksenkuljettajia, joilla on parempi liikkuvuus eli seospuolijohteiden tapauksessa elektroneja. Jos puolijohdesensorin rakenne on sellainen, että pikseleille ohjataan nimenomaan elektronit, yhtenäiselle elektrodille ohjattavat aukot eivät juurikaan vaikuta havaittavaan signaaliin. Tarkalleen ottaen molemmat varauksenkuljettajatyypit täytyy ohjata omille elektrodeilleen, jotta signaalin korkeus olisi oikea. Pienen pikselin efektin ansiosta signaali kuitenkin muodostuisi oleellisesti vain pikselin lähellä liikkuvista elektroneista, eikä aukkojen huono liikkuvuus tällöin vaikuta merkittävästi energieresoluutioon.

4.2.2 Röntgensäteilyn absorptio yleisissä sensorimateriaaleissa

Kuvassa 23 on muutamille yleisesti käytetyille puolijohdesensorimateriaaleille laskettuja röntgensäteilyn absorptiokäyriä. Materiaalit ja paksuudet ovat sellaisia, joita on tarjolla kaupallisesti saataviin laitteisiin. Piisensorit ovat hyvin yleisiä ja niitä pystytään valmistamaan siten, että suhteellisen suuret pinta-alat ovat hyvin homogeenisia [32]. Kuvan 23 käyristä kuitenkin nähdään, että säteilyn absorptio on molempien paksuuksien kohdalla alle 20 % jo alle 30 keV:n energialla. Ne eivät siis sovellu kovinkaan hyvin suurilla energian arvoilla tehtävään kuvantamiseen. Tästä syystä on kehitetty seospuolijohteita, kuten GaAs ja CdTe, joissa absorptiotehokkuus on selvästi suurempi kuin piissä. Seospuolijohteiden valmistaminen siten, että ne ovat hyvin homogeenisia on kuitenkin haastavampaa kuin piisensorien tapauk-



Kuva 23. Röntgensäteilyn absorptio energian funktiona yleisille puolijohdesensorimateriaaleille Si, GaAs ja CdTe. Paksuudet ovat yleisiä kaupallisissa laitteissa olevien sensorien paksuuksia. Vaimennuskertoimien arvot on haettu NIST XCOM-tietokannasta [4].

sessä [32].

4.2.3 Röntgensäteilyn energian siirto puolijohteeseen

Energiailmaisimen tärkein tehtävä on muuttaa ilmaisimeen saapuvan fotonin energia mitattavaksi signaaliksi, joka on verrannollista energiaan. Röntgenilmaisimissa fotonien energia absorboituu puolijohteeseen valosähköisen ilmiön ja Comptonin sironnan kautta. Paikkaresoluutiota ajatellen Comptonin sironnassa ongelmia voi tuottaa se tosiasia, että sironnan voi tapahtua monta kertaa ja tällöin osa alkuperäisen fotonin energiasta voidaan havaita pisteessä, johon se ei alunperin olisi osunut. Kuvasta 2 nähdään, että esimerkiksi piin tapauksessa valosähköinen ilmiö on selvästi merkittävin vuorovaikutus noin 40 keViin asti. Molemmat prosessit tuottavat yksittäisen suuren kineettisen energian arvon omaavan elektronin. Nämä elektronit vuorovaikuttavat edelleen kidehilan atomien kanssa prosesseissa, joita käsiteltiin röntgenputken yhteydessä osiossa 3.2. Oleelliset vuorovaikutukset ovat törmäykset valenssielektronien kanssa, joiden seurauksena elektroneja nousee johtavuusvyölle.

Puolijohdesensorin tapauksessa röntgenfotoni tuottaa useita vapaita varauksenkuljettajia, jotka synnyttävät varauspilven. Tämä varauspilvi pitäisi ideaalitulanteessa havaita sillä pikselillä, jonka alueella kyseinen varauspilvi alunperin syntyy. Pienen pikselikoon ilmaisimissa on kuitenkin merkittävää, kuinka suuri kyseinen varauspilvi on. Hyvin suuri varauspilvi voi indusoida signaaleja useilla pikseleillä, vaikka otettaisiin huomioon pienen pikselin efekti. Kokoluokka-arvion syntyvälle varauspilvelle saa laskemalla primäärielektronin kantaman. Primäärielektronilla tarkoitetaan nyt valosähköisessä ilmiössä fotonin energian vastaanottavaa elektronia tai Comptonin sironnassa atomista irtoavaa elektronia. Tämä kantama on siis arviona matkalle, jossa primäärielektroni voi nostaa muita elektroneja valenssivyöltä johtavuusvyölle. Elektronien ekstrapoloitun kantaman R , yksikkönä cm, saa laskettua empiirisestä lausekkeesta [41]

$$R = \frac{W}{\rho} = \frac{W_0}{\rho} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-b \ln(\frac{E}{E_0})}. \quad (22)$$

Yhtälössä (22) esiintyvien vakioiden arvot ovat: $W_0 = 27\,295,717 \text{ mg/cm}^2$, $E_0 = 757,466 \text{ MeV}$ ja $b = 0,0954$. Yhtälössä (22) elektronin kineettisen energian E yksikkönä on MeV ja materiaalin tiheyden ρ yksikkönä on mg/cm^3 . Ekstrapoloitu kantama ei ole elektronien maksimikantama mutta se kuvaa etäisyyttä, joka on kokeellisesti määritettävissä ja jossa lähes kaikki elektronin aiheuttamat ionisaatiot tapahtuvat [6]. Tässä työssä kuvaukset on tehty röntgenputken kiihdytysjännitteen ollessa 30 kV. Tällöin maksimienergia, joka sensorissa olevalle elektronille voi siirtyä, on 30 keV. Soveltamalla yhtälöä (22) piisensorille ja 30 keV:n elektronille ekstrapoloitua kantamaksi saa noin 6,5 μm . Tämä antaa siis arvion varauspilven koolle. Toki elektronit etenevät eri suuntiin ja vuorovaikuttavat useiden elektronien kanssa, joilla on taas omat kantamat. Tällaisen karkean arvion perusteella varauspilvi on lähtökohtaisesti jonkin verran pienempi kuin pienimmät pikselit, joiden koko on 55 μm . Signaalin muodostusta ajatellen on kuitenkin otettava huomioon, että varauspilvi siirretään kohti pikseli-elektrodi ja vasta liike lähellä elektrodia indusoi suurimman osan havaittavasta signaalista. Tähän mennessä varauspilvi on voinut kasvaa diffuusion ja sähkömagneettisen repulsion seurauksena. Varauksen siirtoon palataan seuraavassa osuudessa 4.2.4.

Kun tarkastellaan energian siirtymistä valosähköisen ilmiön kautta, on myös oleellista, miten atomiin syntyvä viritystila purkautuu. Luvussa 2 esiteltiin energian siirtoa ajatellen tärkeät prosessit, jotka ovat röntgenfluoresenssi ja Auger-efekti. Näistä röntgenfluoresenssi voi aiheuttaa ongelmia paikkaresoluutiota ajatellen, sillä

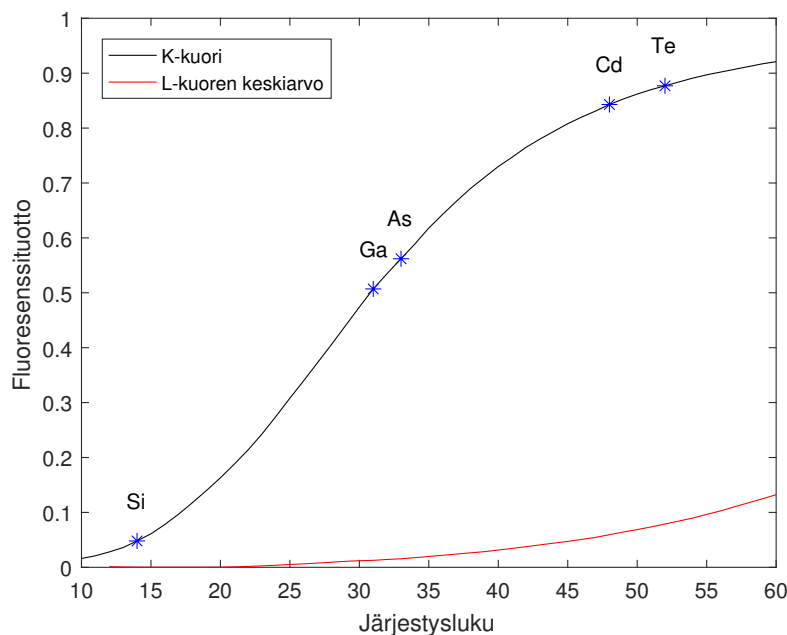
fluoresenssifotonien keskimääräinen vapaa matka voi olla niin suuri, että ne absorboituvat toisen pikselin alueella [42]. Röntgenfluoresenssin merkitys on suurempi, kun sensorimateriaalin järjestysluku kasvaa, koska fluoresenssifotonien energia kasvaa. Esimerkiksi CdTe seospuolijohdeessa kadmiumilla on fluoresenssifotonit, joiden energiat ovat 23,17 keV ja 22,98 keV, ja joiden keskimääräiset vapaa matkat CdTe:ssä ovat 113,20 μm ja 110,75 μm [42]. Nämä ovat merkittäviä matkoja verrattuna pikselien kokoon. Vertailun vuoksi piissä fluoresenssifotonien keskimääräinen vapaa matka on noin 12 μm [42]. Paikkaresoluutiota ajatellen Auger-ilmiö on parempi, sillä siinä emittoituvien elektronien kantama on lyhyempi kuin fluoresenssifotonien keskimääräinen vapaa matka [42]. Röntgenfluoresenssifotonit voivat myös läpäistä sensorin ja paeta puolijohdekiteestä, jolloin osa alkuperäisen fotonin energiasta menetetään.

Kuvassa 24 on esitetty röntgenfluoresenssituotto järjestysluvun funktiona. Röntgenfluoresenssituotto kuvaa todennäköisyyttä, jolla viritystila purkautuu nimenomaan fluoresenssin kautta [43]. K-kuorien aukkojen täytyessä emittoituu suuremman energian fotoneja kuin L-kuorien aukkojen täytyessä, joten ne ovat paikkaresoluutiota ajatellen tärkeämpiä.

Energiakynnyksen avulla voidaan periaatteessa sulkea pois fluoresenssifotoneista peräisin olevat signaalit, jos uskotaan, että ne heikentävät paikkaresoluutiota. Tätä ei tietenkään voida tehdä, kun haluttu kuvausenergia-alue sisältää fluoresenssifotonien energiat. Tästä syystä nykyisissä laitteissa pyritään pikselielektroniikan avulla korjaamaan muun muassa fluoresenssin aiheuttamia ongelmia. Esimerkiksi uusimmassa Medipix-sirussa pikselimatriisiin erilliset pikselit muodostavat pieniä ryhmiä, joissa pikselit ikään kuin keskustelevat keskenään ja fluoresenssifotonien energia pyritään palauttamaan oikealle pikselille [44]. Tähän palataan tarkemmin, kun Medipix3-siru esitellään osuudessa 4.3.4.

4.2.4 Varauksen siirtoon vaikuttavia tekijöitä

Röntgenfotonin energian absorptioon seurauksena syntyvät elektroni-aukko parit ohjataan sähkökentän avulla omille elektrodeilleen. Ideaalitulanteessa tämä varauksenkuljettajien siirto pystyttäisiin tekemään siten, että kaikki generoidut varauksenkuljettajat osallistuvat havaittavan signaalin muodostukseen. Todellisuudessa varauksenkuljettajia menetetään siirtoprosessin aikana rekombinaation ja puolijohdesensorissa olevien kidevirheiden takia. Sensorin valmistusvaiheessa syntyvät kidevirheet



Kuva 24. Röntgenfluoresenssituotto järjestysluvun funktiona K- ja L-kuorille. L-kuoren arvot ovat alikuorien fluoresenssituottojen keskiarvoja. L-kuorella olevat aukot täyttyvät pääosin Auger-efektin kautta. Kuvaan on merkitty myös yleisten sensorimateriaalien K-kuoren röntgenfluoresenssituotot. Kuvaajat on piirretty taulukkoarvoilla [43].

synnyttävät valenssivyön ja johtavuusvyön välille energiatiloja [32]. Varauksenkuljettajat voivat siirtyä näiden tilojen kautta vyöltä toiselle. Varauksenkuljettajien siirtoa ajatellen oleellista on myös, että varauksenkuljettajat voivat jäädä tällaisiin energiatiloihin. Kidevirheiden ja metallisten epäpuhtauksien seurauksena syntyvät energiatilat ovat kaukana vöiden reunoista, jonka takia niihin päätyvät varauksenkuljettajat ovat näissä tiloissa suhteellisen kauan [32]. Tarkoituksella lisätyt epäpuhtausatomit n- ja p-tyypin puolijohdeissa synnyttävät myös tällaisia energia-aukossa olevia energiatiloja. Nämä energiatilat ovat kuitenkin lähellä vöiden reunoja, jonka takia niihin päätyvät varauksenkuljettajat siirtyvät niistä pois nopeammin kuin kidevirheistä aiheutuvista energiatiloista [32].

Energiavöiden välissä oleviin energiatiloihin jäävillä varauksenkuljettajilla voi olla myös laajempi vaikutus koko puolijohdesensorin toimintaan. Tässä tarkoitetaan sensorin polarisoitumista, joka on seurausta puolijohdeeseen jäävästä stationäärisestä varauksesta. Tämä heikentää biasoinnilla aikaan saatua sähkökenttää ja vaikut-

taa siten negatiivisesti varauksenkuljettajien siirron tehokkuuteen. Tämä stationäärinen varaus johtuu osittain ansoihin jäävistä varauksenkuljettajista. Polarisaatio on merkittävää erityisesti seospuolijohteissa, joissa on hyvin todennäköistä, että aukot jäävät pitkäksi aikaa vöiden välissä oleviin tiloihin [32]. Tällöin positiivisesti varautuneet aukot jäävät siis negatiivisen elektrodin lähelle, johon niitä ohjataan, ja siten aukkojen vaikutuksesta sensorin ylittävä sähkökenttä heikkenee.

Rekombinaatio ja varausten joutuminen ansoihin on yleinen ongelma puolijohderöntgenilmaisimissa. Kuvantamisessa käytettävissä ilmaisimissa on myös omat ongelmansa, jotka johtuvat pikselielektrodien pienestä fyysisestä koosta. Edellisessä osuudessa viitattiin jo siihen, että varauspilven koko voi pienimmän pikselikoon ilmaisimissa olla jo hyvin merkittävä verrattuna pikselien väliseen etäisyyteen. Alunperin generoitunut varauspilvi myös kasvaa, kun pilveä siirretään pikselielektrodia kohti. Tämän aiheuttaa konsentraatiogradientin ajama diffuusio sekä saman merkisten varauksenkuljettajien välinen sähkömagneettinen repulsio [32]. Varauspilvi voi siis aiheuttaa havaittavia signaaleja useilla pikseleillä. Tämä on todellinen ongelma, joka on havaittu useissa laitteissa, esimerkiksi [38], [45], [46], ja sitä pyritään korjaamaan pikselielektroniikan avulla [44]. Varauksen jakaantumisen merkitys myös kasvaa, kun sensorin paksuus kasvaa suhteessa pikselikokoon [44]. Tästä syystä on ongelmallista kasvattaa esimerkiksi piisensorin paksuutta röntgensäteilyn pysäytystehokkuuden lisäämiseksi koska samalla varauksen jakaantumisen aiheuttamat ongelmat kasvavat. Lisäksi paikkaresoluutiota ajatellen pikselien olisi hyvä olla mahdollisimman pieniä mutta varauksen jakaantumisen takia energioresoluutio voi samalla huonontua. Laitteiden suunnittelijoiden on siis päädyttävä jonkinlaiseen kompromissiin.

4.2.5 Integrointiajan vaikutus

Ideaalitilanteessa jokaisen yksittäisen fotonin indusoima signaali havaitaan erillisenä signaalina. Todellisuudessa ilmaisimet eivät voi erottaa toisistaan ajan funktiona mielivaltaisen lähekkäin toisiaan syntyviä signaaleja. Jokaisella säteilyilmaisimella on niin sanottu kuollut aika, joka tarkoittaa aikaväliä, mikä vaaditaan, että kaksi sisääntulevaa signaalia todella havaitaan kahtena erillisenä signaalina [17].

Useissa energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa käytetään varauksen havaitsevaa esivahvistinta (engl. charge sensitive amplifier, CSA) [36]. Tällaisissa vahvistimissa integroidaan puolijohteessa liikkuvan varauksen indusoimaa virtaa, josta

saadaan havaittu varaus [17]. Yleensä laitteet on suunniteltu siten, että esivahvistimesta ulostuleva varaus tai jännitepulssi nousee niin kauan kuin varausta kerätään pikseli-elektrodille. Tämän integroidun pulssin korkeus riippuu sensorissa generoitujen varauksenkuljettajien määrästä, joka kasvaa fotonin energian kasvaessa. Integroitu varaus puretaan, kun se on noussut lakikorkeuteen. Yleensä esivahvistin-elektronikka on aikavasteeltaan niin hidas, että esivahvistimesta ulostulevan pulssin nollaamiseen tarvittava aika on pidempi kuin pulssin nousuaika [17]. Tästä syystä peräkkäin saapuvat signaalit voivat mennä osittain päällekkäin. Seuraava pulssi alkaa siis nousemaan ennen kuin edellinen on nollattu. Tämä vääristää jälkimmäisen pulssin amplitudia ja edelleen havaittua energiaa. Jos sisääntulevat signaalit saapuvat hyvin lähellä toisiaan, niiden aiheuttamat pulssit voivat mennä päällekkäin jo pulssien nousuaikana. Tällöin kahta fotonia ei enää eroteta toisistaan vaan ne havaitaan yhtenä fotonina, jonka energia on summa kahdesta todellisesta sisääntulevasta fotonista. Edellä kuvattuja signaalien päällekkäin kasautumisia kutsutaan pile-up ilmiöksi [17].

Pile-up ilmiöiden välttämiseksi signaalin muodostuminen ja nollaus pitäisi tapahtua mahdollisimman nopeasti. Signaalin muodostumisajan lyhentäminen voi kuitenkin lisätä kohinaa ja huonontaa siten ilmaisimen signaali-kohinasuhdetta [17]. On myös todettu, että integrointiaikaa ei voi lyhentää mielivaltaisen pieneksi, jos halutaan saada koko fotonin energia mukaan signaalin muodostukseen [47]. Tässä viitataan siihen, että valosähköisessä ilmiössä syntyvän fluoresenssifotonin ja Compton-sironneen fotonin generoimat varauksenkuljettajat pyritään havaitsemaan samalla kertaa alkuperäisen fotonin generoimien varauksenkuljettajien kanssa.

4.2.6 Energiaresoluutio

Energian mittaamiseen vaikuttaa useita tekijöitä, joiden seurauksena ilmaisimelle saapuvien saman energian arvon fotonien havaitut energian arvot voivat poiketa toisistaan. Energian määrittäminen voidaan tehdä vain äärellisellä tarkkuudella, joka määrittää ilmaisimen energiaresoluution. Vaikka ilmaisimeen absorpoituisi monokromaattista säteilyä, niin havaitut energian arvot muodostaisivat jakauman, jota usein approksimoidaan Gaussin jakaumana [17]. Kaksi energian arvoltaan poikkeavaa fotonia voidaan erottaa toisistaan, jos niiden energian arvot poikkeavat toisistaan enemmän kuin mitä laitteen energiaresoluutio on.

Säteilyilmaisimen energiaresoluutio määräytyy lähtökohtaisesti sensoriosan omi-

naisuuksien perusteella. Signaalin käsittely- ja lukuelektronikalla on toki oma roolinsa mutta alaraja resoluutiolle määräytyy sensorin vasteesta sisääntulevalle röntgensäteilylle. Puolijohdeilmaisimien tärkeä ominaisuus on, että elektroni-aukko parin generoiminen vaatii muutaman elektronivoltin, kun taas kuvantamisessa käytetyn säteilyn energia on tyypillisesti kokoluokassa kiloelektronivolteja. Tästä seuraa, että yksi röntgenfotoni tuottaa tuhansia varauksenkuljettajia. Tämä on oleellista energioresoluutiota ajatellen, sillä varaustenkuljettajien generoituminen tapahtuu satunnaisprosessien kautta. Tällöin yhtä suuren energian fotonit eivät tuota välttämättä samaa varaustenkuljettajien lukumäärää. Tarkastelemalla pelkästään varaustenkuljettajien tuottamisprosesseja voidaan osoittaa, että energioresoluutiolle R saadaan alarajaksi seuraava arvio, jota kutsutaan Fano-rajaksi [17]

$$R_{\text{Fano-rajaksi}} = \frac{\text{FWHM}}{E_0} = 2,35\sqrt{\frac{F}{N}}. \quad (23)$$

Yhtälössä (23) FWHM on Gaussin jakauman puoliarvoveveys (engl. Full width at half maximum) ja E_0 on jakauman keskiarvo. Resoluution arvot annetaan usein prosentteina. F on Fano-tekijä ja N on generoitujen varaustenkuljettajien keskimääräinen lukumäärä. Fano-tekijä saadaan jakamalla N :n havaittu varianssi Poisson-jakauman ennustamalla varianssin arvolla eli N :llä [17]. Varianssien suhtena Fano-tekijällä ei ole yksikköä. Oleellista on, että kasvattamalla varaustenkuljettajien lukumäärää N , energioresoluutio pienenee.

Fano-rajaa asettaa siis alarajan saavutettavissa olevalle resoluutiolle. Käytännössä resoluutioon vaikuttaa useat aikaisemmin esiteltyt tekijät, jotka ovat varauksen jakaantuminen väärille pikseleille, Comptonin sironta, sensorissa tapahtuva röntgenfluoresenssi, varauksenkuljettajien joutuminen ansoihin ja rekombinaatio sekä pile-up-ilmiö.

Elektroniikan kohinalla on myös oma vaikutuksensa havaittuun energiaan. Tärkeintä on esivahvistimen edessä syntyvä kohina, jota vahvistetaan yhtä paljon kuin itse mitattavaa signaalia. Säteilyilmaisimien elektroniikan kohinaa ajatellen muun muassa ilmaisimen kapasitanssi on merkittävää, sillä kohina kasvaa verrannollisena kapasitanssiin [48]. Ilmaisimen kapasitanssi on verrannollista pikseli-elektrodin pinta-alaan [32]. Pienentämällä pikseli-elektrodin kokoa voidaan siis vähentää kapasitanssista aiheutuvaa kohinaa. Osittain tästä syystä kuvantamiseen on kehitetty ilmaisimia, jotka hyödyntävät niin sanottua drift-rakennetta [33]. Tällaisessa rakenteessa pikseli-elektrodi ympäröi ohjauselektrodeja, joilla varauksenkuljettajia oh-

jataan pikseli-elektrodille. Näin pikseli-elektrodin koko suhteessa tilavuuteen, josta varauksenkuljettajia kerätään, pienenee. Tällöin kohina ja myös signaalin muodostusaika pienenevät suhteessa pienen pikselin efektiä hyödyntävään saman pikselikoon rakenteeseen [33]. Tällainen drift-rakenne on kuitenkin selvästi monimutkaisempi toteuttaa ja erityisesti kytkennät ASIC-piiriin tulevat haastaviksi [33].

Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa käytetään myös energiakynnystä, jolla on oma energiaresoluutionsa. Vaikka tavoitteena on, että kaikkien pikselien kynnykset olisivat yhtäsuuret, niin ne eroavat kuitenkin aina hieman. Tämä johtuu pääosin nimellisesti samanlaisten transistorien eroista, jotka syntyvät komponenttien valmistusvaiheessa [42]. Pikselien kynnysten väliset erot vaikuttavat erityisesti tomografian toteutukseen, johon palataan työn kokeellisessa osuudessa.

4.3 Medipix-projektit

Monien nykyään kaupallisessa levityksessä olevien energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien toiminta perustuu Medipix-projekteissa kehitettyihin ASIC-siruihin. Näillä Medipix-siruilla voidaan lukea esimerkiksi puolijohdesensorista saatavat säteilyn synnyttämät raakasignaalit. Medipix-siruihin perustuvat ilmaisimet ovat hybridi-ilmaisimia, joiden rakennetta käsiteltiin osiossa 4.2.1. Medipix-sirujen taustalla oleva teknologia on alunperin kehitetty CERNiin hiukkasfysiikan tutkimusvälineisiin [36]. CERNissä hybridi-ilmaisimia käytetään hiukkasten törmäyksissä syntyvien sekundäärihiukkasten ja primäärihiukkasten ratojen ”kuvaamiseen” [48]. Medipix-projektien tavoitteena on ollut siirtää sama teknologia esimerkiksi röntgenkuvantamisessa käytettäviin laitteisiin. Sirujen kehittäjien oletuksena on ollut, että teknologia siirtyisi erityisesti lääketieteelliseen kuvantamiseen, jonka takia sirut ovat nimetty Medipix-siruiksi [49].

Medipix-projekteissa on CERNin lisäksi ollut mukana useita yliopistoja ja tutkimuslaitoksia ympäri maailman [1]. Ensimmäisen Medipix-yhteistyöprojektin tuloksena vuonna 1997 valmistui Medipix1 niminen ASIC-siru [36]. Tämän jälkeen on ollut kaksi muuta Medipix-projektia ja neljäs projekti alkoi vuonna 2016. Näissä projekteissa on kehitetty Medipix1, Medipix2 ja Medipix3 nimiset ASIC-sirut, joilla pystytään laskemaan energiakynnyksillä valittuja fotoneja. Projekteissa on kehitetty myös Timepix1 ja Timepix3 nimiset sirut, joilla pyritään saamaan enemmän tietoa sisääntulevasta hiukkasesta verrattuna Medipix-siruihin. Kaikki kehitetyt ASIC-sirut tullaan esittelemään pääpiirteittäin tässä osuudessa ja lisäksi anne-

taan viittauksia kirjallisuuteen, josta löytyy tarkempia teknisiä yksityiskohtia. Osuuden aluksi esitellään muutamia Medipix-siruihin perustuvien ilmaisimien sovelluksia.

4.3.1 Medipix-projekteissa kehitettyyn teknologiaan perustuvien ilmaisimien sovelluksia

Mahdollisimman alhaisilla energian arvoilla tehtävä röntgenkuvaus on laaja sovel-lusalue, jossa on mahdollista nähdä paremmin röntgensäteilyä heikosti vaimentavien materiaalien sisäinen rakenne. Matalilla energian arvoilla tehtyä röntgentomografi-aa on testattu esimerkiksi Medipix3-siruun perustuvalla ilmaisimella [50]. Kuvatta-va näyte koostui polypropeenista, joka sisälsi muun muassa EG(expanded graphite EG40)-nimistä täyteainetta. Röntgenputken kiihdytysjännite oli 17 kV ja kuvauk-sessa käytettiin yhtä energiakynnystä, jonka arvo oli 5 keV. Tomografialeikkeistä oli mahdollista erottaa täyteaineesta koostuvat kasautumat polymeeristä. Täyteai-neen erottaminen tällaisesta polymeeristä on lähtökohtaisesti haastavaa, sillä sekä täyteaine että polymeeri ovat hiilipohjaisia materiaaleja. Matalan energian röntgen-kuvausta, energia < 10 keV, on testattu myös kuvaamalla selluloosasta koostuvan näytteen sisäistä rakennetta [51]. Selluloosa on lähes läpinäkyvää röntgensäteilylle mutta Medipix-ilmaisimen avulla tehdyn tomografiatutkimuksen kuvista on näh-tävissä selluloosanäytteen sisäistä rakennetta. Pienillä röntgensäteilyn energian ar-voilla tehtävän kuvauksen hyöty on huomattu myös tutkimuksessa, jossa on kuvattu alumiinista ja piistä koostuvaa näytettä eri energiakynnyksen arvoilla [52]. Alumii-ni ja pii ovat vaimennusominaisuuksiltaan hyvin samanlaisia alkuaineita. Matalilla kynnyksen arvoilla kontrastia alkuaineiden välillä on saatu parannettua selvästi ver-rattuna kuvauksiin, jossa on käytetty vain korkeita energioita [52].

Timepix-sirujen avulla voidaan myös mitata ilmaisimelle saapuvan fotonin ener-gia. Tätä on hyödynnetty asettamalla Timepix-ilmaisimien kuparilevyn taakse ja mit-taamalla kuparin läpäisevä röntgenspektri [51]. Tekemällä sovitusta havaittuun spekt-riin voidaan määrittää näytteen koostumus ja paksuus, jotka vaikuttavat spektrin muotoon.

Tomografia-osuuden lopussa mainittiin energiainformaation painottaminen. Tä-tä on testattu kokeellisesti näytteellä, jossa on ollut PMMA(Polymetyylimetakrylaatti)-muovia vedessä [24]. Kyseisessä tutkimuksessa kontrasti-kohinasuhdetta veden ja muovin välillä on pystytty parantamaan energiapainotuksen avulla. Materiaaliha-

jotelmia on niin ikään toteutettu Medipix-ilmaisimilla, esimerkkinä tutkimus, jossa hiirelle tehtiin tomografiakuvaus ja kantamateriaaleina olivat vesi ja hiireen lisätty jodi [53]. Materiaalien tunnistukseen on myös ehdotettu menetelmää, jossa kuvataan näytettä kahdella eri energia-alueella ja analysoidaan näistä kuvista määritetyjä transmittanssien suhteita [52].

Hyvin erilainen sovellustapa on mitata Medipix2-siruun perustavalla ilmaisimella kuvattavasta kohteesta emittoituvia röntgenfluoresenssifotoneita [54]. Tällaisessa tutkimuksessa näytettä säteilytetään röntgenputkesta emittoituvalla säteilyllä, kuten röntgensäteilyn transmissioon perustuvassa ”tavallisessa” röntgenkuvauksessa. Nyt ilmaisimella ei kuitenkaan mittaa näytteen läpäisevää röntgensäteilyä vaan näytteestä emittoituvia röntgenfluoresenssifotoneja ohjataan hyvin pienen aukon kautta ilmaisimelle. Esimerkkitutkimuksessa Medipix2-sirun alemmaa energiakynnystä on nostettu askel kerrallaan ja jokaisen pikselin osalta on mitattu röntgenfluoresenssifotonien lukumäärä energiakynnyksen funktiona [54]. Derivoimalla tätä fotonien lukumäärä-kuvaajaa, saadaan arvio pikseliin saapuvasta spektristä, josta voidaan tunnistaa spektriipiikit. Näiden piikkien paikat vastaavat röntgenfluoresenssifotonien energioita, joten tällaisella röntgenfluoresenssikuvauksella voidaan tutkia näytteen alkuaineosuutta paikan funktiona.

Näiden lisäksi Timepix-siruihin perustuvaa ilmaisinta on sovellettu muun muassa lentokoneteollisuuden käyttämien hiilikuitukomposiittien sisältämien erilaisten kidevirheiden tutkimisessa [55]. Röntgenkuvista on muun muassa pystytty kuva-analyysin avulla selvittämään hiilikuidun polymeerimatriisin sisältämien ilmakuplien määrä, joka on oleellista materiaalin ominaisuuksia ajatellen. Soveltuvuus laadunvarmistukseen on havaittu myös kuvauksessa, jossa Medipix-ilmaisimen avulla on nähtävissä lasi-epoksi näytteeseen syntynyt väsymismurtuma, vaikka kyseisen murtumakohdan päällä oli niitinpää ja alumiiniseosta [51].

4.3.2 Medipix1

Ensimmäisen Medipix-projektin tuloksena syntyi Medipix1-siru [56]. Kyseinen siru koostuu $170\ \mu\text{m} \times 170\ \mu\text{m}$ kokoisista pikseleistä, joita on 64×64 kappaletta. Kuvanmuodostukseen osallistuva pinta-ala on noin $1\ \text{cm}^2$. Kuvantamista varten Medipix1-siru täytyy kytkeä samankokoiseen puolijohdesiruun, jonka dimensiot ovat samat kokonaisalan ja pikselien osalta. Jokainen pikseli sisältää esivahvistimen, diskriminaattorin, jolla toteutetaan energiakynnystys sekä laskurin. Medipix1-sirun teknisiä

yksityiskohtia löytyy kirjallisuudesta [37]. Medipix1-sirussa on yksi energiakynnys ja tällä sirulla voidaan laskea fotoneja, joiden energia ylittää kynnyksen arvon. Sirun jokaiselle pikselille viedään sama kynnyksen arvo mutta jokainen pikseli sisältää myös 3 bitin säätövaran, jotta kynnyks olisi mahdollisimman samanlainen yli koko pikselimatriisin. Laskurin syvyys on 15 bittiä eli yhdessä kuvauksessa tietyllä pikselillä havaittujen fotonien maksimilukumäärä on 32768.

Medipix1-siruun perustuvilla ilmaisimilla pystyttiin osoittamaan hiukkasten rajojen tutkimiseen käytetyn teknologian soveltuvuus röntgenkuvantamisessa [56]. Teknologian erityisominaisuus on mahdollisuus yksittäisten fotonien laskentaan, jonka vaikutusta ja etuja kuvanmuodostukseen on käsitelty tässä työssä muun muassa osiossa 3.1.2. Hybridi-ilmaisimen rakenteessa hyödyllistä on myös, että sensori ja signaalinkäsittely-elektroniikka sijaitsevat fyysisesti hyvin lähellä toisiaan. Tällöin yksittäisen pikselin sisäänmenon kapasitanssi on matala, jonka ansiosta esivahvistimen sisäänmenon kapasitanssista johtuva kohina pystytään pitämään niin ikään matalana [36]. Usein kirjallisuudessa puhutaan, että Medipix-ilmaisimien kaltaisilla laitteilla pystytään toteuttamaan kohinasta vapaata röntgenkuvausta. Tällä viitataan siihen, että pelkästä kohinasta syntyvät signaalit voidaan sulkea pois pitämällä kynnyks tarpeeksi korkealla, kun otetaan huomioon pikselien kynnysten jakauma. Ilmaisimen kohina määrittääkin minimikynnyksen arvon. Energiakynnyksen minimin numeroarvo riippuu siitä, mihin sensoriin Medipix-siru on kytketty. Kohina kuitenkin vaikuttaa havaitun signaalin suuruuteen eli havaittuun energiaan. Fotonien laskennassa energian määrittäminen täytyy tosin tehdä vain sillä tarkkuudella, ylittääkö energian arvo kynnyksen vai ei. Koska eteenpäin siirtyvä signaali on havaittujen fotonien lukumäärä eikä niiden energia, ei energian määrittämiseen vaikuttava kohina juurikaan vaikuta itse mittaustulokseen. Tästäkin syystä voidaan puhua kohinasta vapaasta kuvauksesta.

4.3.3 Medipix2

Medipix2-yhteistyöprojekti alkoi vuonna 1999 [49]. Projektin tuloksena syntyivät Medipix2-siru, [57], ja Timepix1-siru, [58]. Medipix2-sirulla pystytään laskemaan fotoneja, kuten Medipix1-sirulla. Medipix2-sirun teknisiä yksityiskohtia löytyy kirjallisuudesta [59]. Medipix2-sirusta on tehty useampia versioita ja lopullisen version tarkempi nimi on MPIX2MXR2.0 [36]. Kun jatkossa puhutaan Medipix2-sirun ominaisuuksista, viitataan lopulliseen versioon. Sama pätee myös kaikille muille

Medipix-projekteissa kehitetyille ASIC-siruille. Medipix2-sirussa on kaksi energiakynnystä, joilla voidaan määrittää energiaikkuna, jonka sisään osuvat signaalit lasketaan. Selvä ero verrattuna Medipix1-siruuun on myös pikselien koko ja lukumäärä. Pikseleitä on 256×256 kappaletta ja niiden koko on $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$, joka mahdollistaa paremman paikkaresoluution. Kynnystys on toteutettu kahdella identtisellä diskriminaattorilla. Kynnysjännite tuotetaan pikselimatriisille 10 bitin digitaali-analogiamuuntimella. Jokaisella pikselillä on lisäksi 3 bitin säätövara. Pikseli sisältää 14 bitin laskurin, jonka syvyys on rajoitettu arvoon 11810. Medipix2-sirussa myös puolijohdesensorien vuotovirta havaitaan eri tavalla kuin Medipix1-sirussa.

Medipix2-sirun sovellusmahdollisuuksia lisää se, että esivahvistin pystyy havaitsemaan molempien merkkisiä varauksenkuljettajia, kun taas Medipix1-sirulla voi havaita vain positiivisia varauksenkuljettajia [59]. Sirujen suunnittelijoiden tavoitteena oli myös kehittää rakenne, joka mahdollistaa pinta-alaltaan suurempien ilmaisimien rakentamisen. Medipix1-sirussa ongelmana on, että sirun reunoilla on noin $500 \mu\text{m}$:ä leveä alue, joka ei osallistu kuvanmuodostukseen [59]. Sirut pitää pystyä yhdistämään mahdollisimman saumattomasti, joka vaatii reuna-alueiden kaventamista. Pinta-alan kasvattaminen yksinkertaisesti kasvattamalla yhden Medipix-sirun pinta-alaa on haastavaa, sillä mitä suurempia sirut ovat sitä todennäköisempiä erilaiset valmistusvaiheessa syntyvät vauriot ovat [32]. Medipix2-sirussa pikselikennon kolmella sivulla oleva alue, joka ei osallistu kuvanmuodostukseen, on pystytty pienentämään alle 50 mikrometriin [57]. Neljäs sivu on paksumpi, noin 2 mm [57], sillä se sisältää elektroniikkapiirejä, joita vaaditaan pikselimatriisista saatavien signaalien lukemiseen. Neljännellä sivulla on myös muun muassa liitokset käyttöjännitteille.

Timepix1-siru on on Medipix2-sirusta kehitetty ASIC-siru, jolla saadaan enemmän informaatiota sensoriin saapuvasta hiukkasesta. [58]. Timepix1-sirussa on yhtä paljon ja samankokoisia pikseleitä kuin Medipix2-sirussa ja sirulta saatavan informaation lukemiseen käytettävä rakenne on lähes sama kuin Medipix2-sirussa.

Timepix1-sirun pikseleiden etuosan, elektrodi, esivahvistin ja diskriminaattori, rakenne on hyvin samanlainen verrattuna Medipix2-sirun pikseleihin [57]. Laskurin maksimiarvo on myös sama 11810. Timepix1-sirun rakenne on esitelty tarkasti kirjallisuudessa [57]. Selkeitä erojakin kuitenkin on. Nämä vaikuttavat erityisesti pikseleillä tehtäviin toimintoihin. Ensinnäkin Timepix1-sirussa on vain yksi energiakynnys, jolle on käytössä 4 bitin hienosäätövara per pikseli. Timepix1-sirulla voidaan mitata

signaalin saapumisaika Time of Arrival (ToA) toiminnon ansiosta. Vaihtoehtoisesti voidaan mitata sisääntulevan fotonin energia Time-over Threshold (ToT) toiminnon avulla. ToA-tilassa signaalin ylittäessä energiakynnyksen kello lähtee käyntiin ja mittaa aikaa siihen asti, että kuvaus lopetetaan. Tämä aika kertoo siis tietyllä pikselillä ensimmäisen havaitun signaalin saapumisajan. ToT-moodissa kello lähtee niin ikään käyntiin, kun signaali ylittää energiakynnyksen mutta ajanotto pysähtyy, kun signaali putoaa takaisin kynnyksen alapuolelle. Aika, jonka signaali pysyy kynnyksen yläpuolella, on verrannollista signaalin korkeuteen eli sensoriin saapuvan fotonin energiaan. Näiden kahden tilan lisäksi Timepix1-sirulla voidaan laskea kynnyksen ylittävien fotonien lukumäärä, kuten Medipix1/2-siruihin perustuvissa ilmaisimissa.

Ajan mittaamista varten Timepix1-sirussa käytetään kelloa, jonka maksimitaajuus on 100 MHz [58]. Tämä kellosignaali viedään kaikille pikseleille ja sen avulla mitataan ToT- ja ToA-tiloissa tarvittava aika ja lisäksi sen avulla käytetään laskuria, kun sirua käytetään fotonien laskentaan. Koska ToT-tilassa määritetään fotonin energia perustuen ajanmittaukseen, aikaresoluutiolla on oma roolinsa ilmaisimen energiaresoluutioon. 100 MHz:in kellotaajuus vastaa kymmenen nanosekunnin aika-askelta. Taajuutta kasvattamalla saadaan siis parannettua energian mittaamisen tarkkuutta ajan mittauksen suhteen.

4.3.4 Medipix3 ja Medipix4

Kolmas Medipix yhteistyöprojekti alkoi vuonna 2005 [36]. Tuloksena olivat Medipix3-siru, [60], ja Timepix3-siru [61]. Medipix3-siru on Medipix2-sirun seuraava sukupolvi, jossa on kaksi energiakynnystä per pikseli ja sillä voidaan laskea fotoneja [60]. Molemmille kynnyksille on omat laskurinsa. Jos signaali ylittää molemmat kynnykset, kumpaankin laskuriin lisätään arvo. Tässä signaalin ei siis tarvitse osua kynnysten väliin, kuten Medipix2-sirussa. Lopullisen version tarkempi nimi on Medipix3RX. Pikselien lukumäärä on sama 256×256 kappaletta ja niiden koko on $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$. Esivahvistimen jälkeen yksittäisellä pikselillä on muotoilupiiri, joka toimii muun muassa kohinan suodattimena ja toisena vahvistimena. Muotoilupiiri myös AC-kytkee esivahvistimen muotoilupiirin jälkeen tuleviin komponentteihin, jolloin loppuosa piiristä ei ole niin herkkä esivahvistimella tapahtuville muutoksille [34].

Medipix3-sirua voidaan käyttää useilla eri tavoilla. Eräs hyvin merkittävä omi-

naisuus on mahdollisuus korjata varauksen jakaantumisen aiheuttamia ongelmia. Varauksen jakaantuminen usealle pikselille seuraa varauspilven leviämisestä ja sensorissa tapahtuvasta röntgenfluoresenssista. Näitä ilmiöitä käsiteltiin osioissa 4.2.3 ja 4.2.4. Medipix2-sirun pikselikoko on niin pieni verrattuna sensorin paksuuteen, joka on pienimmillään useita satoja mikrometrejä, että varauksen jakaantuminen aiheuttaa merkittäviä ongelmia energian määrittämiseen [42]. Piitä raskaammisissa sensorimateriaaleissa myös fluoresenssifotonit voivat siirtää osan alkuperäisestä energiasta väärälle pikselille [42]. Medipix3-sirussa pikselit eivät toimi täysin itsenäisesti vaan vierekkäiset pikselit keskustelevat keskenään ja muodostavat 2×2 pikselin kokoisia ryhmiä, joissa korjataan varauksen jakaantumisen aiheuttamia ongelmia [60]. Tällöin, jos varauspilvi indusoi signaaleja usealle pikselille, vierekkäisten pikselien signaalien suuruuksia verrataan toisiinsa. Pikselien välistä kommunikointia hyödynnetään edelleen summaamalla neljän vierekkäisen pikselin varaukset yhteen. Pikseleillä havaitut signaalit summataan ja siirretään sille pikselille, jossa on havaittu suurin varaus. Näin havaittu energia saadaan korjattua oikeaksi. Oletus on siis, että se pikseli, jossa havaitaan suurin varaus, on se pikseli, jonka alueelle fotoni osui. Energian arvon korjaamisen lisäksi tällainen pikselien välinen kommunikointi eliminoi mahdollisuuden, jossa yksi fotoni laskettaisiin useaan kertaan. Tämä voisi tapahtua, jos varauspilvi indusoisi kynnyksen ylittäviä signaaleja usealle pikselille. Medipix3-sirua voidaan käyttää myös siten, että jokainen pikseli toimii itsenäisesti, jolloin toiminta vastaa Medipix2-sirua.

Medipix3-sirua voidaan edelleen käyttää myös siten, että neljä ASIC-sirun pikseliä toimii yhdessä ja vain yksi pikseli neljästä on kytketty puolijohdesensoriin [60]. Tällöin yksi sensorin pikseli on kooltaan $110 \mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$. Tämän hyötynä on, että yksittäiselle pikselille saadaan käyttöön useampia energiakynnyksiä. Huonona puolelta ajatellen paikkaresoluutiota on pikselien pinta-alan nelinkertaistuminen. Jos ilmaisinta ei käytetä varauksen summaus-tilassa, käytössä on kahdeksan kynnystä. Jokaiselta pikseliltä saadaan siis kaksi kynnystä. Jos Medipix3-siru on ohjelmoitu toimimaan varauksen summaus-tilassa, käytössä on vain neljä energiakynnystä.

Medipix3-sirussa yksittäisellä pikselillä on siis käytössä kaksi 12 bitin laskuria, jotka lisäävät edelleen erilaisia mahdollisuuksia, jossa Medipix3-sirua voidaan käyttää [60]. Tällä on vaikutusta erityisesti signaalin luentaan. Aikaisemmissa ASIC-sirussa pikseleitä joudutaan lukemaan siten, että laskuriin lisätään arvoja, jonka jälkeen se luetaan, minkä jälkeen sitä voidaan taas käyttää fotonien laskentaa [36].

Tällöin signaalin lukuvaiheessa laskuri ei siis voi vastaanottaa uusia signaaleja, jotka saapuvat kynnystyspiiriltä. Medipix3-sirussa voidaan käyttää yhtä laskuria kerrallaan fotonien laskentaan ja samalla aikaa luetaan toista laskuria [60]. Tällöin ei periaatteessa ole sellaista vaihetta, missä signaaleja ei voida ottaa vastaan ja siirtää eteenpäin. Toisaalta käytössä on tällöin vain yksi kynnys per ASIC-sirun pikseli. Medipix3-sirua voidaan käyttää myös tilassa, jossa molemmat laskurit ovat käytössä fotonien laskennassa, jolloin maksimisyvyys kasvaa 24 bittiin mutta luenta täytyy tehdä peräkkäisellä laskennalla ja luennalla.

Edellisiin viitaten voidaan siis sanoa, että Medipix3-sirun toimintaa voi muokata hyvin paljon ja vaadittavat ominaisuudet täytyy valita sen mukaan, missä sovelluksissa ilmaisinta tullaan käyttämään.

Timepix3 on Timepix1-sirun seuraava sukupolvi, jonka rakenne ja toiminta on esitelty kattavasti kirjallisuudessa [62]. Kuten edeltäjässään, myös Timepix3-sirussa on 256×256 pikseliä, joiden koko on $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$. Jokaisella pikselillä on yksi energiakynnys, jossa on 4 bitin hienosäätövara. Timepix3-sirussa voidaan myös tehdä ToA ja ToT-mittaukset yhtä aikaa, mitä Timepix1-sirulla ei voi tehdä vaan mittaajan täytyy valita toinen mittaustavoista. Timepix3-sirussa kellon maksimitaajuus on 640 MHz, jota vastaava aika-askel on noin 1,56 ns eli ajanmääritys voidaan tehdä tarkemmin. Fotonin laskennassa käytetään 10 bitin laskuria.

Timepix3 eroaa aikaisemmista Medipix-projekteissa kehitetyistä ASIC-siruihin myös siinä, miten informaatiota lähetetään sirulta eteenpäin. Kaikissa aikaisemmissa siruissa pikselit luetaan niin sanotun ”frame-based” -arkkitehtuurin avulla [36]. Tällöin pikseleiltä saatavia mittausrvoja käsitellään matriisina, joka luetaan kerralla. Tässä toteutuksessa pikselimatriisin luennan aikana ei voida ottaa vastaan uusia signaaleja. Timepix3-sirussa informaation siirto tapahtuu täysin erilaisella tavalla, jota kutsutaan nimellä ”data-driven” -arkkitehtuuri [36]. Tässä arkkitehtuurissa aina, kun tietyllä pikselillä havaitaan signaali, se lähetetään heti eteenpäin kyseiseltä pikseliltä. Tällöin ei siis lueta koko pikselimatriisia kerrallaan vaan pikseleitä luetaan itsenäisesti heti, kun pikselillä havaitaan signaali. Tällaisessa rakenteessa ei ole informaation luennasta johtuvaa aikaa, missä ei voida ottaa vastaan uusia signaaleja.

Medipix1/2/3-sirut ovat siis yksittäisten fotonien laskentaan tarkoitettuja ASIC-siruja, joilla pystytään tekemään kuvauksia käyttäen yhtä tai useampaa energiakynnystä. Timepix1/3-sirulla pyritään saamaan enemmän informaatiota ilmaisimelle saapuvasta hiukkasesta. Medipix4-yhteistyöprojekti alkoi vuonna 2016 ja tä-

män työn kirjoituksen aikaan kehitystyö on edelleen meneillään [1]. Tavoitteena on kehittää Medipix4-siru, jossa olisi parempi energiaresoluutio ja kyky käsitellä suuria fotonivuon arvoja [36]. Medipix-siruihin perustuvien ilmaisimien energiaresoluutioon ja nopeuteen palataan luvun lopussa, kun tehdään yhteenveto energiasensitiivisistä fotoninlaskentailmaisimista. Timepix4-sirun kehityksen tavoitteena on parantaa ajanmäärityksen tarkkuutta ja mahdollisesti pienentää pikselikokoja [36]. Tavoitteena on myös kehittää ASIC-sirut, joiden reuna-alueet ovat kaikkien pikselimatriisin sivujen osalta mahdollisimman kapeita [1], [63]. Tämä helpottaisi sirujen yhdistämistä ja pinta-alaltaan suurempien ilmaisimien rakentamista. Tällaisen rakenteen mahdollistaa ”Through Silicon Via (TSV)” teknologia [63]. Medipix2- ja Medipix3-projekteissa kehitetyissä siruissa yksi pikselimatriisin reuna sisältää aina elektroniikkaa, jota vaaditaan muun muassa pikselien mittaustiedon siirtämiseen eteenpäin ASIC-sirulta. TSV-teknologia mahdollistaa sen, että tällaiset piirit ja kytkennät pystytään siirtämään jokaisen yksittäisen pikselin takapuolelle, jolloin kaikki informaatio kulkee ASIC-sirun pikselin etuosasta pikselin takapuolen kautta eteenpäin. Tällöin kaikkien neljän reuna-alueen leveys voidaan minimoida.

4.4 Medipix-projektien ulkopuolella kehitettyjä ilmaisimia

Tässä osuudessa esitellään energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia, joiden toiminta ei perustu Medipix-projekteissa kehitettyihin ASIC-siruihin. Näitä on kehitetty muun muassa PSI(Paul Scherrer Institut):llä sekä ilmaisimia valmistavassa Direct Conversion AB yhtiössä. Nämä ilmaisimet ovat rakenteeltaan hyvin samankaltaisia hybridi-ilmaisimia, kuin Medipix-projekteissa kehitettyihin ASIC-siruihin perustuvat. Hyvin erilainen rakenne on KTH(Kungliga Tekniska Högskolan):lla kehitetyissä ilmaisimissa. KTH:n kehitystyön tavoitteena on pääasiassa lääketieteellinen kuvantaminen ja ilmaisimien pikselikoko onkin selvästi suurempi kuin esimerkiksi Medipix-sirujen pikselikoko. KTH:n laitteet ovat kuitenkin siitä mielenkiintoisia, että niiden arkkitehtuuri poikkeaa selvästi muista tässä työssä esitellyistä laitteista.

4.4.1 PSI-SLS:n ilmaisinyhmän kehittämät laitteet

Energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia on kehitetty pitkään PSI:n Swiss Light Source (SLS):n ilmaisinyhmässä [64]. Ilmaisimet ovat rakenteeltaan samankaltaisia hybridi-ilmaisimia, kuin Medipix-projekteissa kehitettyihin ASIC-siruihin perustuvat ilmaisimet. PSI-SLS ilmaisinyhmä on kehittänyt kolme sukupolvea energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia. Ensimmäisenä on kehitetty MYTHEN [65], jota seurasi PILATUS [66] ja viimeisimpänä sukupolvena on EIGER [67]. Kehitystyön pääasiallisena tavoitteena on ollut valmistaa ilmaisimia synkrotronisovelluksiin, kuten erilaisiin röntgensäteilyn diffraktioon perustuviin materiaalitutkimuksen menetelmiin [67]. Erityisesti PILATUS- ja EIGER-ilmaisimet soveltuvat kuitenkin myös röntgenkuvantamiseen.

MYTHEN on yksiulotteinen röntgenilmaisim, joka koostuu $50\ \mu\text{m}$ leveydeltään ja $8\ \text{mm}$ pituudeltaan olevista liuskoista [65]. MYTHEN-ilmaisimen sensorina on $300\ \mu\text{m}$:n paksuinen Si-sensori, jossa pikselielektrodit ovat suorakulmaisen muotoisia. MYTHEN sisältää fotonin laskentaan vaadittavaa elektroniikkaa sekä yhden energiakynnyksen. Tarkempi kuvaus MYTHEN-ilmaisimesta löytyy kirjallisuudesta [65].

PILATUS on kaksiulotteinen energiasensitiivinen fotoninlaskentailmaisim, jonka toiminta perustuu PILATUS II nimiseen ASIC-siruuun [68]. Yhdessä PILATUS II -sirussa on 60×97 pikseliä, joiden koko on $172\ \mu\text{m} \times 172\ \mu\text{m}$. Jokainen pikseli sisältää varauksen havaitsevan esivahvistimen ja muotoilupiirin, jonka jälkeen signaali syötetään komparaattorille. Käytössä on yksi komparaattori eli yksi energiakynnys per pikseli. Jokaisen pikselin kynnystä pystytään hienosäätämään 6 bitin digitaali-analogiamuuntimella. Jos signaali ylittää kynnyksen, 20 bitin laskuriin lisätään yksi arvo.

PILATUS-ilmaisim koostuu useista yksiköistä, jotka edelleen koostuvat 8×2 PILATUS II-sirusta [68]. Yleisenä sensorimateriaalina on pii, jonka paksuus on noin $300\ \mu\text{m}$:ä. PILATUS-ilmaisimessa käytetään myös p-in-n rakennetta, jossa pikselielektrodit ovat suuren epäpuhtauskonsentraation p-tyypin piitä ja loppuosa sensorista on alhaisemman konsentraation n-tyypin piitä. Puolijohdesensorin pikselielektrodi kytketään vastaavan pikseliin PILATUS II -sirulla indium pallojen kautta, joiden halkaisija on noin $20\ \mu\text{m}$. Tällainen 16 PILATUS II -sirua sisältävä ilmaisim voidaan lukea maksiminopeudelle 200 Hz. PILATUS-ilmaisimia voidaan rakentaa myös suuremmiksi yhdistämällä useita edellä mainittuja yksikköjä.

EIGER ilmaisimet perustuvat samannimiseen ASIC-siruuun [67]. Yhdessä sirussa on 256×256 pikseliä, joiden koko on $75 \mu\text{m} \times 75 \mu\text{m}$. Yksittäinen pikseli sisältää esivahvistimen, muotoilupiirin ja komparaattorin. Kuten PILATUS II -sirussa myös EIGER-sirulla jokaisen pikselin kynnystä voidaan hienosäätää 6 bitin digitaali-analogiamuuntimella. Puolijohdesensorin rakenne on samanlainen kuin PILATUS-ilmaisimissa ja myös EIGER-ilmaisimia voidaan rakentaa eri kokoisiksi yhdistämällä useita ASIC-siruja [69].

Pikselikoon lisäksi selviä eroja verrattuna PILATUS II -siruuun ovat laskurin syvyys ja laskurin arvojen lukemistapa. Laskurin syvyydelle voidaan valita jokin arvoista 4, 8 tai 12 bittiä. Laskurin syvyyden valinnalla on vaikutusta koko ilmaisimen lukunopeuteen, joka on maksimissaan 24 000 fps(frames per second), kun laskuria käytetään 4 bitin moodissa. EIGER-sirun pikseliarvojen lukeminen on selvästi nopeampaa kuin PILATUS II -sirun. EIGER-sirun pikselissä fotoneja voidaan laskea samalla, kun edellisen mittauksen tuloksia luetaan. Toiminta on siis samankaltainen kuin Medipix3-sirussa, kun käytössä on kaksi laskuria, joista toinen laskee, kun toista luetaan. EIGER-sirun pikselissä ei tosin ole kahta laskuria vaan käytössä on kaksi puskurointipiiriä, johon havaitut arvot väliaikaisesti tallennetaan [69].

Dectris valmistaa kaupallisesti saatavilla olevia MYTHEN, PILATUS ja EIGER-ilmaisimia [70]. Tuotteisiin kuuluu useita erikokoisia versioita. Osuudessa 4.5 olevassa taulukossa 1 on yksi PILATUS-ilmaisimien ja yksi EIGER-ilmaisimien sekä niiden ominaisuuksia.

4.4.2 Direct Conversion-ilmaisimet

Direct Conversion AB on röntgenilmaisimia valmistava yhtiö, joka valmistaa muun muassa energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia [71]. Direct Conversion AB on erikoistunut hybridi-ilmaisimiin, joiden sensorimateriaalina on CdTe. Energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet kuuluvat XCounter-tuotantolinjaan. Direct Conversion AB valmistaa myös energian integroivia ilmaisimia, jotka kuuluvat AJAT-nimiseen tuotantolinjaan. Eräs energiasensitiivinen fotoninlaskentailmaisimien nimeltään XC-Actaeon, josta on saatavilla usean koon versioita. Muista ilmaisimista löytyy tietoa Direct Conversion AB -kotisivuilta [71]. Kaikissa XC-Actaeon ilmaisimissa pikselikoko on $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. Sensorimateriaalina on edellä mainittu CdTe joko $0,75 \text{ mm:n}$ tai 2 mm:n paksuisena. Jokainen pikseli sisältää kaksi energiakynnystä ja kaksi laskuria eli molemmilla kynnyksillä on omat laskurinsa. Jos signaali

ylittää sekä alemman että ylemmän kynnyksen, molempiin laskureihin lisätään yksi arvo.

XC-Actaeon ilmaisimella pystytään korjaamaan varauksen jakaantumisen aiheuttamia ongelmia [72]. Pikselit toimivat 3×3 pikseliä sisältävinä ryhminä, joissa verrataan lähes yhtä aikaa usealle pikselille indusoituvia signaaleja. Oletuksena on, että se pikseli, jossa havaitaan suurin varauspulssi, on pikseli, jonka alueella todellinen röntgenfotonin vuorovaikutus tapahtuu. Kaikilla muilla pikseleillä havaitut signaalit lisätään tälle suurimman signaalin pikselille. Jos summasignaali ylittää kynnyksen, alunperin suurimman signaalin pikselin laskuriin lisätään yksi arvo. Tämä toiminto on siis hyvin samankaltainen kuin Medipix3-sirussa. CdTe-sensoreissa ongelmia voi aiheutua erityisesti sensorissa tapahtuvasta röntgenfluoresenssista.

4.4.3 KTH:ssa kehitetyt ilmaisimet

Tähän asti esiteltyjen ilmaisimien rakenne on pääpiirteittäin hybridi-ilmaisimien rakenne, joka esiteltiin osiossa 4.2.1. On kuitenkin valmistettu energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia, joiden arkkitehtuuri on täysin erilainen. Tällaiset ilmaisimet ovat niin sanottuja ”edge-on” -ilmaisimia. Nimitys johtuu siitä, että röntgensäteily absorboituu puolijohdelevyn reunan kautta. Kuvassa 21 olevaa puolijohdesensoria on siis käännetty 90 astetta. Nämä ilmaisimet sisältävät pikseli-elektrodeja, joilla ensinnäkin jaetaan levy leveyssuunnassa erillisiin pikseleihin. Tässä leveyssuunnalla tarkoitetaan säteilyn kulkusuunnalle kohtisuoraa suuntaa. Ideaa on kehitetty vielä pidemmälle jakamalla pikseli-elektrodit osiin myös säteilyn kulkusuunnassa [73]. Yksittäinen pikseli on siis jaettu syvyysuunnassa useaan osaan.

Edellä kuvatun kaltaisia ”edge-on” -ilmaisimia on kehitetty KTH:ssa [74], [75]. Näissä sensorimateriaalina on käytetty piitä. Tällaisessa rakenteessa sensori on hyvin paksu säteilyn kulkusuunnassa, minkä ansiosta myös piistä tehtyjen sensorien röntgensäteilyn absorptiotehokkuus on hyvä. Esimerkkinä erään ilmaisimen sensorin pituus on 30 mm:ä säteilyn kulkusuunnassa [75]. Kyseisen sensorin paksuus on 0,5 mm. Leveyssuunnassa koko puolijohdelevyn pituus on 20 mm:ä ja ilmaisimien on jaettu 50 pikseliin eli yhden pikselin leveys on 0,4 mm. Yhden pikselin koko, kun katsotaan röntgensäteilyn tulosuunnasta, on siis $0,4 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$. Tämän lisäksi kyseisen ilmaisimen sensoriosa on jaettu säteilyn kulkusuunnassa 16 kerrokseen jakamalla pikseli-elektrodi erillisiin osiin. Jokainen pikseli-elektrodi, joita on $50 \times 16 = 800$, on kytketty puolijohdesensorin vierellä olevaan ASIC-siruun. Yhdessä ASIC-sirussa

on 160 kanavaa, joten kaikkien pikselien jokaisen kerroksen lukemiseen vaaditaan 5 ASIC-sirua. Yksi ASIC-sirun kanava sisältää muun muassa esivahvistimen ja muo-
toilupiirin. Näiden lisäksi yhdessä kanavassa on 8 komparaattoria eli ilmaisimissa
on käytössä 8 energiakynnystä.

Tällaisen rakenteen eräs merkittävä hyöty on, että ilmaisimien pystyy käsittelemään
suuria fotonivuon arvoja per pikseli [76]. Tämä seuraa siitä, että sisääntuleva fo-
tonivuo jakaantuu eri kerrosten välille. Näiden kerrosten pituus kasvaa, kun men-
nään syvemmälle sensoriin. Tämän tavoitteena on, että jokaisessa kerroksessa ha-
vaittävien signaalien lukumäärä per aikayksikkö olisi suunnilleen yhtä suuri. Ra-
kenteen ansiosta sensorimateriaalina voidaan käyttää piitä eikä esimerkiksi CdTe-
seospuolijohdetta, jos tavoitteena on tehdä röntgenkuvauksia suurilla röntgensätei-
lyn energian arvoilla. Tämä on hyödyllistä, sillä kuten aikaisemmin on jo todet-
tu, piisensorien valmistamismenetelmät ovat kehittyneempiä ja suurien korkealaa-
tuisten sirujen valmistaminen on edullisempää kuin seospuolijohdesirujen valmis-
taminen. Piissä myös varauksenkuljettajien liikkuvuus on suurempi kuin seospuo-
lijohdeissa, joissa huono liikkuvuus voi johtaa suurilla fotonivuon arvoilla sensorin
polarisaatioon. Huonona puolena paikkaresoluutiota ajatellen on nykyisten laittei-
den suhteellisen suuri pikselikoko verrattuna esimerkiksi Medipix-siruihin. Lisäksi
kaksiulotteisten ilmaisimien rakentaminen täytyy tehdä yhdistämällä useita edellä
kuvatun kaltaisia yksiulotteisia ilmaisimia. Yksiulotteisia ilmaisimia ei voida kui-
tenkaan asettaa täysin toisiinsa kiinni, sillä niiden väliin täytyy saada mahtumaan
muun muassa jäähtytykseen vaadittavia rakenteita [77]. Kaksiulotteisten ilmaisi-
mien rakenne on monimutkaisempi ja tehonkulutukseltaan suurempi kuin useiden
Medipix-siruihin perustuvien ilmaisimien.

4.5 Yhteenveto energiasensitiivisistä fotoninlaskentailmaisi- mista

CMOS-teknologian kehityksen ansiosta on mahdollista valmistaa kaksiulotteisia ener-
giailmaisimia, joilla pystytään laskemaan tiettyyn pikseliin osuvia röntgenfotoneja.
Energiakynnyksen tai -kynnyksien avulla pystytään lisäksi valikoimaan ne fotonit,
joita lasketaan. Tällaisilla laitteilla tehtävissä röntgenkuvauksissa kuvattavaa koh-
detta voidaan tutkia energian funktiona. Tämä lisää saatavilla olevan informaa-
tion määrää ja avaa mahdollisuuksia sovelluksille, joita ei voi toteuttaa energian in-

tegroivilla ilmaisimilla. Fotonien laskenta ja energiakynnystys mahdollistavat myös kuvaukset, joissa laitteen epäideaalisesta toiminnasta johtuvan kohinan merkitys on vähäinen. Ensinnäkin pitämällä kynns riittävän korkealla pelkästä kohinasta aiheutuvat signaalit voidaan sulkea pois. Toiseksi havaittavan signaalin ollessa fotonien lukumäärä energian määrittämiseen virheitä aiheuttavien tekijöiden rooli ei ole niin merkittävä verrattuna siihen, että havaittava signaali olisi fotonin energia. Havaituilla signaaleilla tarkoitetaan tässä signaaleja, joista röntgenkuva muodostuu eli fotoneita laskevien ilmaisimien tapauksessa tarkoitetaan pikseleille saapuneiden fotonien lukumääriä. Laskurista eteenpäin havaittu signaali on fotonien lukumäärä, joten myöskään ilmaisimen pikselien lukeminen ei aiheuta enää kohinaa lopulliseen signaaliin. Ilmaisimien toiminnassa ja kehityksessä on kuitenkin edelleen useita haasteita. Laitteiden suunnittelijoiden on monessa tilanteessa tehtävä kompromisseja, sillä ilmaisimen tietyn ominaisuuden muuttaminen voi parantaa suorituskykyä yhden ominaisuuden osalta mutta huonontaa suorituskykyä toisen ominaisuuden osalta. Tällaisia optimoitavia tekijöitä ovat muun muassa ilmaisimen pikselien koko ja sensorin materiaalivalinta.

Pienentämällä pikselien kokoa voidaan parantaa kuvauslaitteiston paikkaresoluutiota. Ilmaisimien pystyy myös periaattessa käsittelemään suurempia kokonaisfotonivuon arvoja, kun kokonaisfotonivuo jaetaan usealle pienelle pikselille. Pikselielektrodien fyysisen koon pienentäminen vähentäisi myös niiden kapasitanssia ja edelleen kapasitanssista johtuvaa kohinaa. Pikselielektrodien pieni koko suhteessa puolijohdesensorin paksuuteen mahdollistaa myös pienen pikselin efektin hyödyntämisen signaalin muodostuksessa. Tämän ansiosta signaalin muodostuksessa voidaan käyttää sitä varauksenkuljettajatyyppejä, jonka liikkuvuus on parempi. Pienen pikselin efektin ansiosta yksittäisestä fotonista syntyvä signaali myös nousee nopeasti, minkä ansiosta ilmaisimien pystyy erottelemaan fotoneista peräisin olevia signaaleja myös silloin kuin ilmaisimeen saapuu suuria määriä fotoneja lyhyen ajan sisällä. Toisaalta pikselikoon pienentäminen voi johtaa suuriin ongelmiin varauspilven leviämisen ja sensorissa tapahtuvan röntgenfluoresenssin takia. Varauksen jakaantuminen väärille pikseleille on merkittävä energioresoluutiota huonontava tekijä. Pikselien välinen kommunikointi mahdollistaa varauksen jakaantumisen aiheuttamien ongelmien korjaamisen mutta sitä tuskin voidaan käyttää hyvin monen pikselin välillä ilman, että ilmaisimen rakenne tulee liian monimutkaiseksi.

Sensorimateriaalin valinta ja tietyn materiaalin paksuus on mietittävä sen pe-

rusteella, millä energian arvoilla kuvauksia on tarkoitus tehdä. Piin etuna on, että sen ominaisuudet tunnetaan hyvin ja piistä pystytään valmistamaan pinta-alaltaan suhteellisen suuria siruja, jotka sisältävät vähän kidevirheitä, jotka vaikuttavat negatiivisesti ilmaisimen toimintaan. Huonona puolena on piin huono absorptiotehokkuus, minkä takia piisensorit soveltuvat hyvin vain matalilla röntgensäteilyn energian arvoilla tehtäviin kuvauksiin. Yksinkertainen ratkaisu vähentää puolijohteen läpäisevän röntgensäteilyn osuutta on kasvattaa puolijohdesensorin paksuutta. Tässä on kuitenkin ongelmana taas varauspilven jakaantuminen väärille pikseleille, sillä varauspilven kulkiessa pidemmän matkan, se kasvaa yhä suuremmaksi. Parempi tapa on valmistaa sensori raskaammista alkuaineista, kuten seospuolijohdeet GaAs, CdTe ja CdZnTe. Nämä absorboivat röntgensäteilyä tehokkaammiin suurilla röntgensäteilyn energia arvoilla. Huonona puolena on, että seospuolijohdeita on haastavampi valmistaa yhtä korkealaatuisina ja suurina pinta-aloina kuin piitä. Ongelmia voi aiheutua myös röntgenfluoresenssifotoneista varsinkin CdTe-seospuolijohdeissa valmistetuissa sensoreissa. Näiden fluoresenssifotonien vapaa-matkat ovat merkittäviä verrattuna pikselien kokoon. Tällöin fluoresenssifotonin energia voidaan havaita sellaisella pikselillä, johon alkuperäinen fotoni ei olisi osunut. Röntgenfluoresenssin todennäköisyys suhteessa Auger-efektiin kasvaa, kun atomin järjestysluku kasvaa, ja tästäkin syystä röntgenfluoresenssin merkitys on suurempi raskaammissa sensorimateriaaleissa.

Tällä hetkellä useissa tutkimuslaitoksissa pyritään valmistamaan pinta-alaltaan suuria ilmaisimia. Tässä haasteena on pienen pinta-alan ilmaisimien yhdistäminen mahdollisimman saumattomasti. Yhdistäminen voidaan toteuttaa TSV-tekniikan avulla, johon viitattiin osuudessa 4.3.4. Tällöin pystytään minimoimaan ASIC-sirun reunoilla oleva pinta-ala, joka ei osallistu kuvan muodostukseen.

Tulevaisuudessa on mielenkiintoista nähdä, mihin suuntaan laitteiden kehityksessä mennään, jos CMOS-tekniikan komponenttien koko pienenee edelleen. Viime aikoina erityisesti Medipix-projekteissa on lisätty komponenttien määrää per pikseli ja edelleen toimintoja per pikseli. Pikselien koko on pidetty ennallaan mutta pienempiä komponentteja on ollut mahdollista lisätä enemmän samalle pinta-alalle. Toinen vaihtoehto on pitää toiminnot samana ja pienentää pikselien kokoa. Tosin Medipix-projekteissa kehitettyjen ilmaisimien rakenteessa jo useaan kertaan mainittu varauksen jakaantuminen asettaa oletettavasti rajan sille, kuinka paljon pikseleitä on järkevää pienentää.

Ilmaisinteknologian kehittyminen on siis mahdollistanut röntgenkuvantamisen kehityksen. Ilmaisimien kehittyminen jatkuu myös tulevina vuosina. Röntgenkuvantamista voidaan kuitenkin kehittää myös keksimällä uusia menetelmiä, joilla voidaan hyödyntää parhaalla mahdollisella tavalla energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla saatavaa informaatiota. Yksinkertainen tapa hyödyntää näitä ilmaisimia on tehdä kuvaukset mahdollisimman alhaisilla röntgensäteilyn energian arvoilla. Kuvan muodostaminen matalilla energian arvoilla voi parantaa röntgensäteilystä heikosti vaimentavien materiaalien välistä kontrastia. Pidemmälle kehitettyjä menetelmiä esiteltiin röntgentomografian yhteydessä osuudessa 3.4.2. Eräs mielenkiintoinen sovellusalue on materiaalien tunnistamiseen pyrkivät menetelmät. Näitä voidaan toteuttaa muun muassa vuorovaikutusten tai materiaalien perusteella tehtyjen hajotelmien avulla. Näiden lisäksi voidaan tutkia eri energia-alueilta määritettyjen efektiivisten vaimennuskertoimien suhteita. Jos alkuaineiden tai yhdisteiden tunnistaminen onnistuu, heterogeeninen näyte voidaan tomografialeikkeissä erotella näihin tunnistettuihin materiaaleihin. Tällaisilla menetelmillä voidaan myös tehdä leikkeitä, joissa näkyy pelkästään valosähköisen ilmiön kontribuutio tai pelkästään Comptonin sironnan kontribuutio. Materiaalien tunnistamiseen tarkoitettuja menetelmiä käsitellään paljon kirjallisuudessa², joka liittyy energiasensitiivisiin fotoninlaskentailmaisimiin.

Taulukkoon 1 on koottu muutamia energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia eri laitevalmistajilta. Näiden ilmaisimien ominaisuuksia on koottu laitevalmistajien kotisivuilta löytyvien dokumenttien perusteella. Taulukossa on esitetty vain muutamia esimerkkejä kunkin valmistajan tarjonnasta. Medipix3-siruihin perustuvien ilmaisimien kohdalla on ilmoitettu kynnysten lukumääräksi kaksi vaihtoehtoa, sillä niiden lukumäärä on valittavissa. Valmistajista vain Advacam ilmoittaa nimellisiä arvoja energiakynnistyksen resoluutiolle. Medipix3-siruihin perustuvan WidePIX 2(1)X5 - MPX3 energiaresoluutio riippuu käytetystä mittaustilasta. Taulukkoon on koottu lisäksi valmistajien ilmoittamia maksimiarvoja fotonivuolle, joita ilmaisimien pystyy käsittelemään. Yleensä maksiminopeudesta puhutaan silloin kun havaittu fotonivuo alkaa saturoitumaan sisääntulevan fotonivuon kasvaessa. Ideaalitulanteessa pikselillä havaittu fotonivuo kasvaa lineaarisesti verrannollisena pikseliin absorpoituvaan fotonivuohon. Ilmaisimen kuolleen ajan takia fotoneja kuitenkin menetetään. Maksimimaalisen fotonivuon arvolla havaittu fotonivuo ei enää seuraa li-

²Katso esimerkiksi [21], [26], [29], [53], [78], [79].

neaarista käyttäytymistä. Nopeuksien ja energiaresoluution vertailussa on otettava huomioon, että näiden parametrien numeroarvot riippuvat useista tekijöistä, kuten käytetystä sensorimateriaalista, energiakynnyksen/kynnyksien arvoista ja säteilyn energiasta. Ilmaisimien ominaisuuksia ei ole välttämättä määritetty samassa tilanteessa, joten taulukoidut arvot ovat enemmänkin suuntaa antavia ja antavat kuvan millaisista lukuarvoista tällaisten laitteiden yhteydessä puhutaan. Lisäksi nimellisesti samanlaiset ilmaisimet ovat aina yksilöllisiä ja lukuarvot voivat olla hieman erilaisia nimellisesti samanlaisten ilmaisimien välillä.

Taulukko 1. Energiasensitiivisiä fotoninlaskentailmaisimia ja niiden ominaisuuksia. Merkintöjen selityksiä: sensorimateriaaleiksi (mat) ja paksuuden (t) arvoiksi on ilmoitettu valmistajan antamat vaihtoehdot, E_{Th} lkm tarkoittaa energiakynnysten lukumäärää per pikseli ja E_{Th} Res. tarkoittaa energiakynnyksen resoluutiota. Lisäksi E_{min} tarkoittaa valmistajan ilmoittamaa minimienergiaa, joka ilmaisimella voidaan havaita. Valmistajissa ASI on lyhenne nimestä Amsterdam Scientific Instruments [80], [81]; QD on lyhenne nimestä Quantum Detectors [82] ja DC nimestä Direct Conversion [71]. Vertailun vuoksi taulukossa on myös yksi ilmaisim, joka on valmistettu KTH:ssa [77].

Valmistaja	Laite	Pikselit		Sensori		E_{Th}		E_{min} [keV]	Max. Nopeus [fotonit/s/pikseli]
		lkm	koko [μ m]	mat.	t [μ m]	lkm	Res. [keV]		
Advacam	Minipix(Timepix1)	256 × 256	55 × 55	Si	100/300/500	1	0,8	5	3 × 10 ⁶
Advacam	Advapix TPX3(Timepix3)	256 × 256	55 × 55	Si	100/300/500	1	0,5	3	
		256 × 256	55 × 55	CdTe	1000	1	1,1	3	
Advacam	WidePIX 2(1)X5 - MPX3(Medipix3)	512(256) × 1280	55 × 55	Si	300/500	1/2	0,7 - 2,3	5	3 × 10 ⁶
Xspectrum	LAMBDA 60K(Medipix3)	256 × 256	55 × 55	Si	300	1/2		6	0,8 × 10 ⁶
		256 × 256	55 × 55	GaAs	500	1/2		8	0,8 × 10 ⁶
		256 × 256	55 × 55	CdTe	1000	1/2		8	0,8 × 10 ⁶
ASI	LynX 1800(Medipix3)	512 × 512	55 × 55	Si	300/500	1/2			10 ⁶
		512 × 512	55 × 55	GaAs	500	1/2			10 ⁶
		512 × 512	55 × 55	CdTe	1000	1/2			10 ⁶
ASI	LynX 1800s(Medipix3)	256 × 256	110 × 110	Si	300/500	4/8			10 ⁶
		256 × 256	110 × 110	GaAs	500	4/8			10 ⁶
		256 × 256	110 × 110	CdTe	1000	4/8			10 ⁶
QD	MerlinX(Medipix3)	256 × 256	55 × 55	Si		1/2		5	
Dectris	EIGER2 R 500K	1030 × 514	75 × 75	Si	450	2		5,4	2 × 10 ⁶
Dectris	PILATUS3 R 300K	487 × 619	172 × 172	Si	320/450/1000	1		4,5	2 × 10 ⁶
DC	XC-Actaeon	256 × 256	100 × 100	CdTe	750/2000	2		10	2 × 10 ⁶
KTH	Si-strip detector	3 × 50	400 × 500	Si	30000	8			18 × 10 ⁶

4.6 Vertailua energian integroiviin ilmaisimiin

Energiasensitiivisillä fotoninlaskentailmaisimilla tehtävissä röntgenkuvauksissa voidaan valita, mitä energia-aluetta käytetään kuvan muodostuksessa. Tämä on suurin ero ja etu verrattuna energian integroiviin ilmaisimiin, kuten CCD-kamera yhdistettynä tuikeaineeseen ja aktiivimatriisi-ilmaisimiin. Energian integroivat ilmaisimet myös painottavat jokaista ftonia kyseisen fotonin energialla. Tämä tuottaa ongelmia erityisesti silloin kun kuvataan heterogeenistä näytettä, joka sisältää useita röntgensäteilyä heikosti vaimentavia materiaaleja. Fotonien laskennassa jokaisen kynnynksen ylittävän fotonin painoarvo kuvan muodostuksessa on yhtä suuri. Energian integroivien ilmaisimien selvä etu on, että ne pystyvät muodostumaan kuvia vaikka ilmaisimeen saapuva fotonivuo olisi hyvin suuri. Tämä johtuu yksinkertaisesti siitä, ettei energian integroivissa ilmaisimissa tarvitse erotella jokaista ftonia. Yksittäisten fotonien laskenta taas perustuu siihen, että jokaisesta ftonista syntyvät varauspulssit todella havaitaan erillisinä pulsseina.

Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa röntgenfotonien energia muutetaan suoraan varaukseksi puolijohhteessa. Kuvauslaitteistossa, jossa käytetään tuikeainetta, röntgensäteily täytyy ensin muuttaa näkyväksi valoksi. Vasta näkyvä valo vuorovaikuttaa kuvan muodostavan laitteen puolijohdesensorin kanssa. Tällainen kaksivaiheinen prosessi heikentää lähtökohtaisesti saavutettavissa olevaa paikkaresoluutiota, sillä näkyvän valon fotoneja emittoituu isotrooppisesti. Näkyvän valon ftonit voivat myös sirotta tuikeaineessa. Toisaalta röntgensäteilyn muuttaminen näkyväksi valoksi mahdollistaa röntgenmikroskopian. Tällöin kuvan suurentaminen voidaan tehdä näkyvälle valolle suunnitellun optiikan avulla, eikä geometrista suurennotta tarvitse käyttää.

Energian integroivissa ilmaisimissa kuvauksen aikana varastoidaan varausta pikseleille. Yksittäisen pikselin varauksen varastointikyky on kuitenkin äärellinen. Pelkästään pimeä virta aiheuttaa nollasta eroavia signaaleja ja täyttää CCD-kameran tapauksessa pikseleissä olevia potentiaalikuoppia. Fotonien laskennassa tietyllä pikselillä voidaan havaita kuvauksen aikana laskurin syvyyden verran fotoneja. Energiakynnynksen avulla voidaan kuitenkin sulkea pois pelkästä kohinasta johtuvat signaalit, eikä pimeä virta tällöin lisää laskuriin arvoja. Näistä eroista johtuen energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet soveltuvat paremmin tilanteisiin, joissa näyte vaimentaa säteilyä hyvin eri tavoin eri alueilla. Vierekkäin saattaa olla sellaisia

pikseleitä, joihin ei osu juurikaan fotoneja kuvauksen aikana ja sellaisia pikseleitä, joihin absorboituu todella suuria fotonivuon arvoja. Jos laskurin syvyys on riittävä, tällaisessakin tilanteessa voidaan tehdä pitkä kuvaus, mikä parantaa signaalikohinasuhdetta, jos ilmaisimeen saapuvien fotonien ajatellaan noudattavan Poisson-jakaumaa. Energian integroivissa ilmaisimissa ongelmia voi aiheuttaa suuren intensiteetin arvon alueella olevien pikselien pikseliarvojen saturoituminen maksimiarvoon. Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa voi myös olla mahdollista summata eri kuvauksen tuloksia yhteen, kuten tässä työssä käytetyssä Advacam Minipixissä. Tällöin efektiivinen laskurin syvyys on lähes rajaton.

Ilmaisimen kohinan merkitys on myös hyvin erilainen riippuen mittaustavasta. Kuten edellisessä osuudessa mainittiin, fotonien laskenta energiakynnyksen avulla vähentää kohinan merkitystä kuvan muodostuksessa. Energian integroivissa ilmaisimissa taas jokaisen röntgenfotonin kontribuutio kuvan muodostukseen on verrannollista kyseisen fotonin energiaan. Tällöin kaikki prosessit, jotka vaikuttavat energian siirtoon varaukseksi vaikuttavat edelleen myös kuvan muodostukseen. CCD-kamerassa tiettyyn pikseliin varastoitunut varaus täytyy lisäksi siirtää pikselistä toiseen, kun pikseleitä luetaan. Tämä voi edelleen vaikuttaa varauksen suuruuteen ja lisätä kohinaa. Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa energian määrittämiselle riittävä tarkkuus on, ylittääkö energia kynnyksen vai ei. Tämän energian määrittämisen tarkkuus on merkittävää toki siinä tilanteessa, kun halutaan tehdä kuvauksia hyvin kapealla energia-ikkunalla. Energian mittaamisen tarkkuus on oleellista myös silloin, kun halutaan tutkia kuvattavaa näytettä energian funktiona.

CCD-kameran ja aktiivimatriisi-ilmaisimen usealla pikselillä on yhteinen esivahvistin. Energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa signaali muutetaan jo digitaaliseksi tietyllä pikselillä. Energian integroivien ilmaisimien rakenteessa etuna on, etteivät pikselit poikkea toisistaan lähtökohtaisesti niin paljon, sillä elektroniikka on yhteistä monelle pikselille. Yksittäisten fotonien energian määrittäminen ja laskeminen vaatii paljon monimutkaista elektroniikkaa per pikseli, minkä takia pikselit voivat erota toisistaan enemmän. Toisaalta fotonien laskennassa ainoat merkittävät erot pikseleissä ovat esivahvistimen ja muotoilupiirin vahvistuksen voimakkuudet ja energiakynnyksen arvot.

Aktiivimatriisi-ilmaisimien etu verrattuna energiasensitiivisiin fotoninlaskentailmaisimiin on, että niitä on helpompaa ja edullisempaa valmistaa pinta-aloiltaan suuremmiksi. Energiasensitiivisten fotoninlaskentailmaisimien rakenne on välttämättä

monimutkaisempi kuin aktiivimatrii-ilmaisimien rakenne. Tästä syystä ne tuskin voivat ikinä kilpailla valmistuskustannuksissa aktiivimatriisi-ilmaisimien kanssa.

5 Kokeellinen osuus

Tässä luvussa käsitellään työn aikana tehtyjä röntgenkuvauksia ja röntgentomografiakuvauksia. Ensimmäisenä esitellään käytetty laitteisto. Kuvauksia on tehty sekä energiasensitiivisellä fotoninlaskentailmaisimella että energian integroivalla ilmaisimella. Energiasensitiivisenä fotoninlaskentailmaisimena on tässä työssä käytetty Advacam MiniPIX röntgenilmaisinta. Laitteiston esittelyn jälkeen siirrytään itse kuvauksiin. Kokeellisen osan tärkeimpänä tavoitteena oli testata, pystytäänkö tiettyjä energia-alueita käyttämällä erottelemaan paremmin materiaaleja, jotka ovat vaikeasti eroteltavissa kuvista, joissa kuvanmuodostukseen käytetään koko energiaspektriä. Kontrastin parannusta on testattu erilaisilla muoveilla, jotka koostuvat suurimmaksi osaksi kevyistä alkuaineista. MiniPIXin avulla on muodostettu kuvia eri energia-alueilla ja näistä kuvista määritettyjä transmittanssin arvoja on vertailtu. Erityisesti on vertailtu sellaisia kuvia, jotka muodostetaan käyttämällä kaikkia MiniPIXin havaitsemia röntgensäteilyn energian arvoja kuviin, jotka muodostetaan käyttämällä matalia energian arvoja. Vertailua on tehty myös MiniPIXillä otettujen ja energian integroivalla ilmaisimella otettujen kuvien välillä. Työssä on kuvattu myös niobium- ja rodium-kalvoja. Näiden alkuaineiden K-reunat ovat ilmaisimen toiminta-alueella ja K-reunaa onkin hyödynnetty kontrastin parannuksessa. Säteilyn transmittanssia on myös tutkittu laajemmin energiakynnyksen funktiona. Tässä on tarkasteltu, miten selkeitä muutoksia K-reuna aiheuttaa transmittanssiin, sillä tämä kertoo kynnyksen resoluutiosta ja energiakalibraation pätevyydestä. Luvun lopussa käsitellään tomografiakuvaus, jossa on kuvattu vedessä olevaa puuta.

5.1 Mittauslaitteisto

5.1.1 Advacam MiniPIX

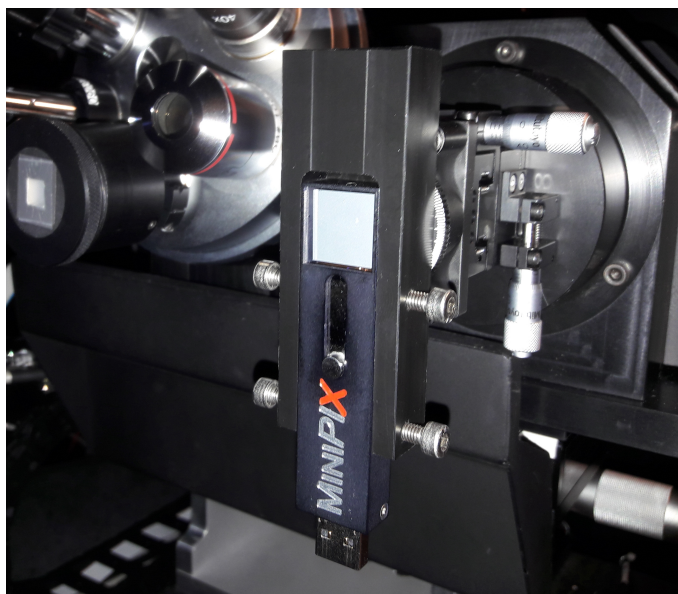
Advacam MiniPIX on Timepix1-siruun perustuva ilmainen [83]. MiniPIX sisältää yhden Timepix1 ASIC-sirun, joten siinä on 256×256 pikseliä, joiden koko on $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$. Sensorina on piilevy, jonka standardipaksuus on $300 \mu\text{m}$, mikä on myös työssä käytetyn laitteen sensorin paksuus. Kuvan muodostukseen osallistuva

pinta-ala on $14 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$. Mitattuja arvoja voidaan lukea nopeudella 45 fps. Valmistaja ilmoittaa suurimmaksi nopeudeksi, jolla MiniPIX voi laskea fotoneja, arvon 3×10^6 fotonia/s/pikseli. Röntgensäteilyn minimienergia, jonka MiniPIX havaitsee, on 5 keV. Energiakynnyksen resoluutio on 0,8 keV. Kynnyksen arvoa voi muuttaa 0,1 kiloelektronivoltin askeleilla. Koska MiniPIX perustuu Timepix1-siruun, sillä voidaan mitata ilmaisimeen absorboituvan hiukkasen saapumisaika ToA-toiminnon avulla. ToT-toiminnon avulla voidaan mitata hiukkasen energia. Tähän työhön kuuluvissa testeissä MiniPIXiä on käytetty vain fotonien laskentaan. Tämä soveltuu parhaiten röntgensäteilyn transmission tarkasteluun.

MiniPIXin sensoriosassa käytetään p-in-n rakennetta [84]. Ilmaisin on kooltaan hyvin pieni, sillä sen dimensiot ovat: pituus 77 mm, leveys 21 mm, paksuus 10 mm [83]. Valokuva Advacam MiniPIXistä Xradia MicroXCT™-400 röntgentomografiaskannerin sisällä on kuvassa 25. MiniPIXin asennuksen on tehnyt työn toinen ohjaaja Joni Parkkonen. MiniPIX on ilmajäähdytteinen, eikä se tarvitse mitään erillistä jäähdytysjärjestelmää [84]. Useat muut energiasensitiiviset fotoninlaskentailmaisimet vaativat vesijäähdytyksen. Varsinkin pinta-alaltaan suuremmissa ilmaisimissa käytetään vesijäähdytystä, kuten Advacam WidePIX 2(1)X5 - MPX3 -ilmaisimessa [85]. MiniPIXiä käytetään USB 2.0 -liittimen kautta. Tiedonsiirron lisäksi USB-liitännän kautta siirretään myös ilmaisimen käyttöjännite [84]. Kun MiniPIX on kytketty USB:n avulla tietokoneeseen, muita kytkentöjä ei tarvitse tehdä. Ilmaisinta käytetään PIXET PRO -ohjelman avulla.

5.1.2 Xradia MicroXCT™-400

Tämän työn röntgenkuvaukset ja röntgentomografiaskannaukset on tehty Xradia (nykyään ZEISS) MicroXCT™-400 röntgentomografiaskannerilla. Kyseessä on niin sanottu 3D röntgenmikroskooppi, jonka röntgenkamerallaitteisto koostuu tuikeaineesta, näkyvän valon optiikasta ja CCD-kamerasta [86], [87]. Advacam MiniPIX on myös asennettu Xradia MicroXCT™-400:n sisään. Jatkossa tähän röntgentomografiaskanneriin viitataan lyhyemmin nimellä Xradia Micro. Tomografiaskannaukset tehdään tässä laitteessa siten, että röntgenlähde ja röntgenkamerallaitteisto pysyvät paikallaan ja kuvattava näyte kiinnitetään pyörityspöydälle, jonka avulla näytettä pyöritetään. Näytettä voidaan liikuttaa myös lineaarisesti kolmessa toisiaan vasten kohtisuorassa suunnassa. Koko kuvauslaitteisto on lyijy-seinäisen kaapin sisällä normaalissa ilmanpaineessa.



Kuva 25. Valokuva Advacam MiniPIXistä asennettuna Xradia MicroXCT™-400 röntgentomografia-skanneriin. Puolijohdesensoria suojaa metalli-ikkuna, joka on tässä kuvassa avattuna.

Röntgenlähteenä Xradia Microssa on Hamamatsu L9421-02 mikrofokus röntgenputki [88]. Kyseessä on suljettu röntgenputki, jonka anodimateriaalina on volframi. Röntgensäteily läpäisee 150 μm :ä paksun beryllium-ikkunan. Putken kiihdytysjännitteen toiminta-alue on 20 kV – 90 kV. Putken virran toiminta-alue on 10 μA – 200 μA , kuitenkin niin, että maksimiteho on 8 W. Lähteen fokuksen koko on 7 μm (5 μm kun teho on 4 W). Tähän työhön kuuluvissa kuvauksissa ei olla käytetty lisäsuodatusta Be-ikkunan lisäksi, jotta kuvauksissa on voitu hyödyntää mahdollisimman alhaisia röntgensäteilyn energian arvoja.

Tuikaineesta emittoituva valo ohjataan linsistä koostuvan objektiivin avulla CCD-kameralle. Objektiivien avulla kuvaa voidaan suurentaa ilman geometrisen suurennoksen käyttöä ja kuvauksissa näyte pyritäänkin asettamaan mahdollisimman lähelle tuikainetta. Tällöin geometrisen suurennoksen aiheuttaman puolivarjo on mahdollisimman vähäinen. Xradia Microssa on useita objektiiveja, joilla voidaan suurentaa kuvaa eri kertoimilla. Käytössä on 5X-, 10X- ja 20X-objektiivit. 10X- ja 20X-objektiiveissa tuikaineena on ZnS(Cu). 5X-objektiivissa tuikaineena on GAGG(Gadolinium Aluminium Gallium Garnet), jossa on epäpuhtauksina ceriumia ja magnesiumia. Kuvassa 25 MiniPIXin vasemmalla puolella on nähtävissä objektiivirevolveri, jossa kaikki objektiivit ovat kiinni. CCD-kamera on Andor

DW436-BV-550 [87]. Kamerassa on 2048×2048 pikseliä. Kamera on 16-bittinen eli maksimipikseliarvo on 65536. Kuvauksien nopeuttamiseksi pikseleitä voidaan yhdistää, jolloin esimerkiksi 4×4 kameran pikseliä toimii yhdessä. Andor DW436-BV-550 on tieteellinen CCD-kamera, jossa käytetään Peltier-elementtejä kameran jäähdytykseen, jotta pimeä virta olisi mahdollisimman vähäinen. Kameran lämpötila on kuvausten aikana noin -60°C .

5.2 Mittaukset ja mittaustulosten analyysi

5.2.1 Nb- ja Rh-kalvojen tutkiminen energiakynnyksen funktiona

Advacam MiniPIXillä on kuvattu niobium- ja rodium-kalvoja eri energiakynnyksen arvoilla. Kalvot olivat paksuudeltaan $10\ \mu\text{m}$ (Nb) ja $6\ \mu\text{m}$ (Rh). Jokaisella kynnyksen arvolla on otettu myös referenssikuva ilman näytettä. Näytteestä otettu kuva on jaettu tällä referenssikuvalla, jotta pikseliarvot vastaavat röntgensäteilyn transmittanssia N/N_0 . Tämän referenssikuvan avulla pystytään myös teoriassa ottamaan huomioon pikselien väliset erot. Tässä testissä on tutkittu erityisesti molempien alkuaineiden K-kuorten sidosenergioiden vaikutusta transmittanssiin. Niobiumin K-kuoren sidosenergia on $18,986\ \text{keV}$ ja rodiumin K-kuoren sidosenergia on $23,220\ \text{keV}$ [89]. Energiakynnyksen muutokset on tehty energia-alueilla, jotka sisältävät nämä K-kuorien sidosengiat. Transmittanssin määrittäminen on siis tehty kuvista, jotka sisältävät valitun kynnyksen ylittävien fotonien lukumäärän per pikseli. Transmittanssin analyysiä ei ole tehty erotuskuvista, jotka laskettaisiin kahden eri kynnyksellä otetun kuvan erotuksena.

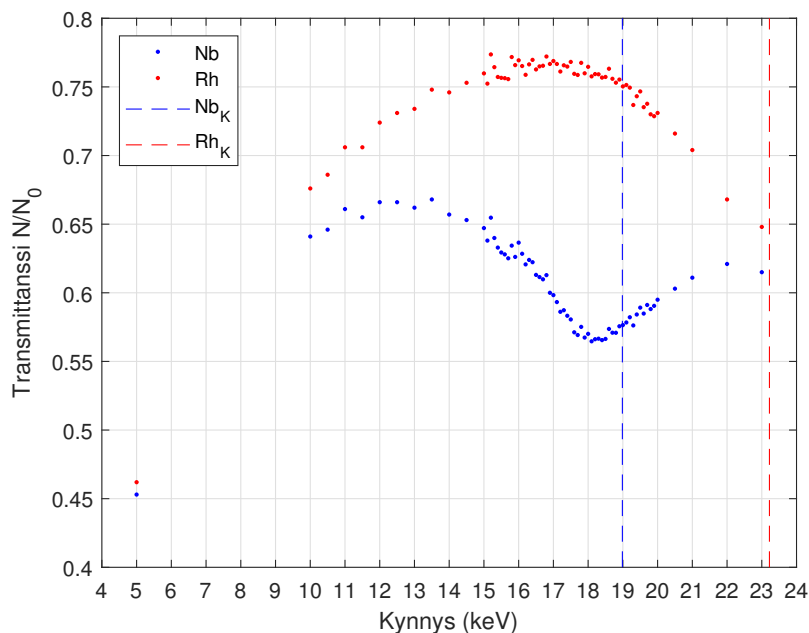
Transmittanssin tutkiminen energiakynnyksen funktiona on toistettu kolme kertaa muuttamalla kynnyksen arvoa askel kerrallaan tietyn energia-alueen yli. Seuraavassa esitellään jokaisen testin röntgenkuvausasetelmat ja tärkeimmät kuvausparametrit. Kaikkien mittausten tulosten esittelyn jälkeen seuraa näiden tulosten tulkinta-osuus. Tulosten tulkinnassa keskitytään siihen, mitä ne kertovat MiniPIXin ominaisuuksista. Tämän lisäksi keskitytään K-reunojen aiheuttamiin hyvin selviin muutoksiin transmittanssin käyttäytymisessä kynnyksen funktiona.

Ensimmäisessä mittauksessa kynnystä on liikutettu välillä $5\ \text{keV} - 23\ \text{keV}$. Röntgenputken kiihdytysjännite oli $30\ \text{kV}$ ja teho oli $1\ \text{W}$ eli putken elektronisuihkun virta oli noin $33\ \mu\text{A}$. Kuvauksien kesto on määritetty siten, että kaikilla kynnyksen arvoilla niobiumin on läpäissyt noin 10000 fotonia per pikseli. Tällöin kynnyksen kasvaessa

myös kuvausaika kasvoi. Tarkoituksena oli havaita suunnilleen saman verran fotoneja jokaisessa kuvauksessa, että signaali-kohinasuhteet olisivat Poisson-jakauman mukaan samanlaisia. Kuvauksessa röntgenlähteen fokuksen etäisyys näytteestä oli 95,5 mm. Tässä on otettu huomioon, että fokuksen etäisyys röntgenlähteen reunasta on 9 mm. Ilmaisimen puolijohdesirun etäisyys näytteestä oli $(44,2 \pm 1,0)$ mm. Ilmaisimen etäisyys näytteestä on mitattu mittanauhan avulla. Etäisyydessä on otettu huomioon, että puolijohde on 2,4 mm:n syvyydellä ilmaisimen etureunasta [83]. Xradia Microa kontrolloidaan XMController-ohjelman avulla, joka ilmoittaa röntgenlähteen etäisyyden pyörimisakselista sekä näytteen etäisyyden pyörimisakselista. MiniPIX on jälkikäteen asennettu röntgentomografia-skanneriin, joten MiniPIXin etäisyyttä näytteestä ei saa määritettyä XMControllerin avulla. Etäisyydet näytteestä tarkoittavat nyt tarkalleen ottaen etäisyyttä pyörimisakselista. Näyte oli asetettu suunnilleen pyörimisakselin päälle. Edellä mainituilla etäisyyksillä geometrisen suurennoksen arvo oli noin $1 + 44,2/95,5 \approx 1,5$. Metallikalvot oli liimattu polystyreenimuoviin, johon on porattu reiät, joiden päällä kalvot olivat. Muovi toimi siis kehyksenä kalvoille.

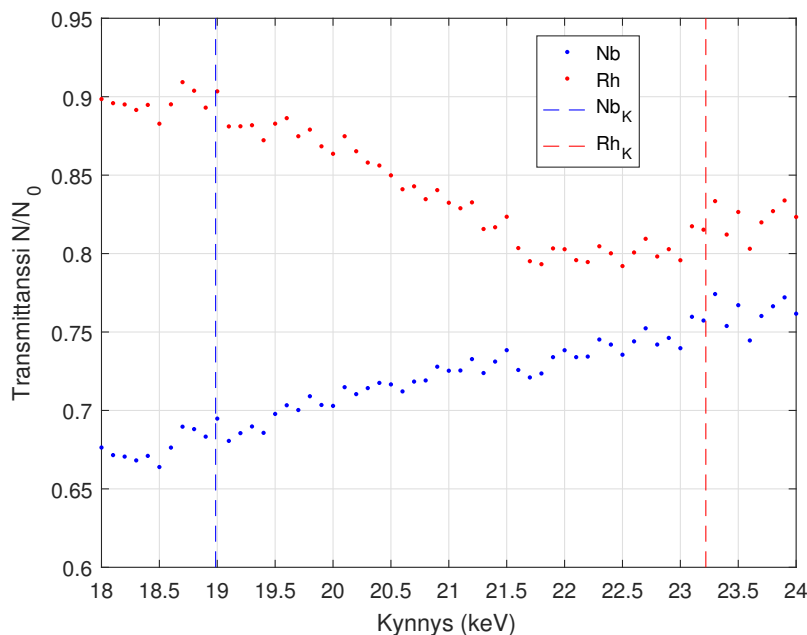
Röntgenkuvista määritetyt transmittanssin arvot on esitetty kuvassa 26. Transmittanssin arvot on määritetty mittaamalla röntgenkuvien pikseliarvojen keskiarvo 101×256 pikseliä kattavalta alueelta, joka kattaa suurimman osan kalvosta. Molempien alkuaineiden osalta pinta-ala pikselinä on ollut sama. Kuvaukset on tehty siten, että kalvojen liitoskohta on ollut suunnilleen keskellä kuvaa, ja molemmat kalvot ovat mahtuneet samaan kuvaan. Esimerkkiröntgenkuvia tutkitusta näytteestä on kuvassa 29. Tiettyä kynnystä vastaava transmittanssi on siis määritetty molemmille alkuaineille samasta kuvasta. Kuvaa 26 ei ole merkitty virherajoja mutta kaikkien mitattujen arvojen keskihajonnat ovat noin välillä 0,01 – 0,015. Pikseliarvojen keskiarvon ja -hajonnan määritykset on tehty Fiji-ohjelmalla. Mittauspisteitä on kerätty eniten niobiumin K-reunan läheltä muuttamalla kynnystä 0,1 keV:a kerrallaan. Matalemmilla energian arvoilla askel on ollut suurempi ja näiden mitausten tarkoitus onkin ollut saada yleiskäsitys transmittanssin käytöksestä laajalla energia-alueella. Rodiumin K-reunan läheltä ei tässä mittauksessa ole juurikaan mittauspisteitä mutta tätä aluetta on tutkittu tarkemmin toisessa mittauksessa.

Toisessa mittauksessa energia-alueena, jossa kynnystä muutettiin, oli 18 keV – 24 keV. Röntgenputken kiihdytysjännite oli 30 kV ja teho oli 2 W, joten elektronisuihkun virta oli noin 67 μ A. Koko tämän alueen yli kynnystä on muutettu 0,1 keV:a



Kuva 26. Niobiumin ja rodiumin läpäisevän röntgensäteilyn transmittanssi kynnyksen funktiona energia-alueella 5 keV – 23 keV. Kuvaan on merkitty myös niobiumin ja rodiumin K-kuorien sidosenergiat, jotka ovat 18,986 keV (Nb) ja 23,220 keV (Rh).

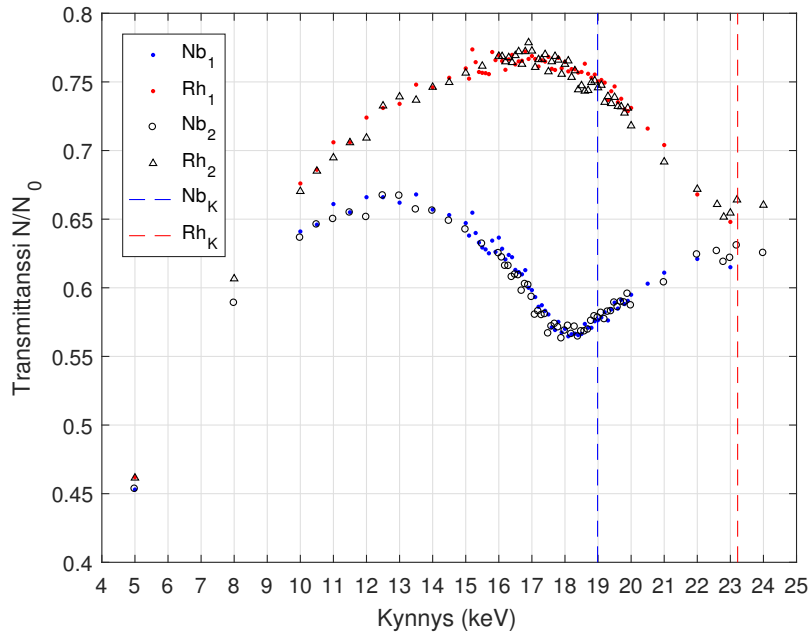
kerrallaan. Tässäkin mittauksessa kuvauksen kesto on määritetty siten, että kuvaus on lopetettu, kun niobiumin on läpäissyt noin 10000 fotonia per pikseli. Röntgenlähteen fokuksen etäisyys näytteestä oli 114,1 mm. Ilmaisimen puolijohdesirun etäisyys näytteestä oli $49,8 \pm 1,0$ mm. Näillä etäisyyksillä geometrisen suurennoksen arvo oli noin 1,4. Röntgenkuvista määritetyt keskimääräiset transmittanssit on esitetty kuvassa 27. Keskimääräiset transmittanssit ovat pikseliarvojen keskiarvoja, jotka on laskettu 115×222 pikseliä sisältävältä alueelta molempien alkuaineiden tapauksessa. Keskiarvojen keskihajonnat ovat noin välillä 0,01 – 0,02. Näissäkin mittauksissa näyte on asetettu siten, että kuvan keskellä on kalvojen liitoskohta ja pikseliarvojen keskiarvot on määritetty molemmille alkuaineille samasta kuvasta. Nyt etäisyys lähteen ja näytteen välillä oli hieman suurempi ja lähteen teho oli kaksinkertainen verrattuna ensimmäiseen mittaukseen. Tällöin on oletettavaa, että näytteen läpäisevä röntgensäteilyn spektri ei ole täysin samanlainen kuin ensimmäisessä mittauksessa. Tehon noston pääasiallinen syy oli se, että suurillakin energian arvoilla, $E > 20$ keV, fotoneja emittoituisi niin paljon, että kuvausajat pysyisivät suhteellisen



Kuva 27. Niobiumin ja rodiumin läpäisevän röntgensäteilyn transmittanssi kynnyksen funktiona. Kuvaan on merkitty myös molempien alkuaineiden K-kuorien sidosenergiat. Kuvaukset on tehty siten, että kynnyksen arvoa on muutettu 0,1 keV:a kerrallaan.

lyhyinä. Toinen tapa kasvattaa fotonivuota koko energia-alueella on nostaa kiihdytysjännitettä. Tällöin kuitenkin kasvatetaan myös niiden energian arvojen fotonivuota, jossa 300 μm :ä paksu piisensori on lähes läpinäkyvä, katso kuva 23. Vaikka CMOS-teknologian komponentit kestävät ionisoivaa säteilyä hyvin, niin tarkoituksena on kuitenkin ollut välttää turhaa ASIC-sirun säteilyannosta.

Kolmas mittaus oli lähes ensimmäisen mittauksen toisto. Eräänä motivaationa tälle mittaukselle olikin testata, kuinka hyvin samassa mittausasetelmassa toistettujen mittausten tulokset vastaavat toisiaan. Tässä testissä kynnystä siirrettiin energia-alueella 5 keV - 24 keV. Röntgenlähteen parametrit ja lähteen sekä ilmaisimen etäisyydet näytteestä olivat samat kuin ensimmäisessä mittauksessa. Kuvaus lopetettiin, kun niobiumin oli läpäissyt noin 10000 fotonia per pikseli. Kalvojen liitoskohta oli keskellä kuvaa ja tiettyä kynnystä vastaavat transmittanssin arvot on määritetty samasta kuvasta molemmille alkuaineille. Transmittanssit ovat 118×226 pikseliarvon keskiarvoja molempien alkuaineiden tapauksessa. Keskihajonnat ovat noin välillä 0,01 – 0,015. Määritetyt transmittanssit on esitetty kuvassa 28, jossa



Kuva 28. Niobiumin ja rodiumin läpäisevän röntgensäteilyn transmittanssi energiakynnyksen funktiona. Kuvassa ovat samat mittauspisteet kuin kuvassa 26 (Nb₁ ja Rh₁) sekä samassa mittausasetelmassa toistettujen mittauksien tulokset (Nb₂ ja Rh₂).

on vertailun vuoksi myös ensimmäisen mittauksen tulokset. Kuvasta nähdään, että mittausten tulokset ovat hyvin lähellä toisiaan. Jälkimmäisessä mittauksessa on otettu mittauservoja hieman enemmän, jotta olisi mahdollista tulkita transmittanssin käyttäytymistä paremmin laajalla alueella.

Jokaisen kuvauksen alussa on määritetty etäisyydet ja lähteen teho siten, että energiakynnys on asetettu kiihdytysjännitettä vastaavalle energian arvolle. Teoriatyössä kynnyksen ylittäviä signaaleja ei tällöin pitäisi havaita. Kuitenkin pile-up ilmiön takia tällaisia teoreettisen maksimienergian ylittäviä signaaleja voi olla. Ilmaisimelle saapuvaa fotonivuota on muokattu siten, että maksimienergian ylittäviä signaaleja havaitaan vain muutamia per sekunti per pikseli. Tällainen testaus ei luonnollisesti sulje pois mahdollisuutta, että spektrin matalan energian arvon fotonien aiheuttamat signaalit kasautuisivat pile-up ilmiön takia päällekkäin. Tässä matalat energian arvot tarkoittavat sellaisia energian arvoja, jotka eivät ylitä kaksinkertaistettuna spektrin maksimienergiaa. Kun kuvaukset tehdään polykromaattisella säteilyllä, on hankala varmistaa, ettei pile-up ilmiötä tapahdu. Valmistajan ilmoittamat maksi-

milaskentanopeudet viittaavat fotonivuon arvoihin, joilla havaittu fotonivuo saturoiduu. Pile-up ilmiötä voi tapahtua myös tätä alemmilla fotonivuon arvoilla. Etäisyydet on valittu myös siten, että molemmista kalvoista näkyisi kuvassa suunnilleen saman pinta-alan verran.

Kaikkien mittausten tuloksista on kiinnostavaa nähdä, miten K-kuoren sidosenergian lähellä olevat suuret vaimennuskertoimen arvot vaikuttavat polykromaattisen säteilyn transmittanssiin. Nyt kuva muodostetaan energia-alueella, jonka minimienergia on energiakynnys. Kun kynnysenergiaa nostetaan, polykromaattisen säteilyn efektiivinen energia kasvaa. Jos energia-alueella ei ole K-kuoren tai muiden elektronikuorien sidosenergioita, vaimennuskerroin pienenee systemaattisesti energian kasvaessa. Tällaisessa tilanteessa transmittanssin arvo kasvaa systemaattisesti, kun kynnystä kasvatetaan. Kuvissa 26, 27 ja 28 transmittanssin arvot kasvavat systemaattisesti, kun energiakynnyksen arvo on selvästi, vähintään 10 keV, K-kuoren sidosenergian arvon alapuolella. Transmittanssin arvot kasvavat systemaattisesti myös K-kuorien sidosenergioiden yläpuolella. Systemaattiseen käyttäytymiseen tulee toki poikkeuksia vierekkäisten arvojen välillä mutta tämä on todennäköisesti energiakynnyksen resoluutiosta johtuvaa satunnaista vaihtelua. Tällainen käyttäytyminen on havaittavissa erityisesti niillä alueilla, jossa kynnyksen arvoa on muutettu 0,1 keV:n askeleilla. Valmistaja ilmoittaa kynnyksen resoluutioksi 0,8 keV, joten on luonnollista, että muutettaessa energiaa näin pienillä askeleilla havaitaan satunnaista vaihtelua.

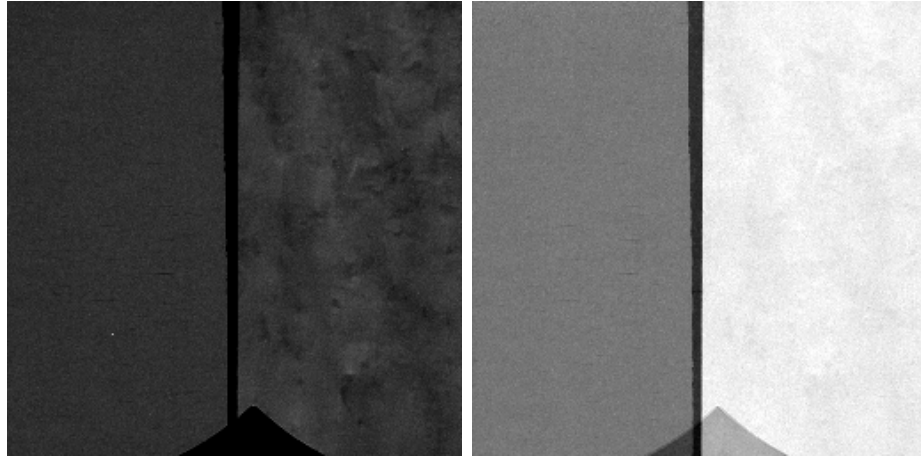
Transmittanssien arvot lähtevät laskuun noin 7 – 8 kiloelektronivolttia K-reunan alapuolella. Tämä näkyy kuvista 26 ja 28. Tällöin efektiivisen vaimennuskertoimen täytyy siis kasvaa, joka on seurausta K-reunalla olevista suurista vaimennuskertoimen arvoista. K-reunan merkitys kasvaa, kun K-reunan sisältävä energia-alue kapenee. Huomionarvoinen seikka kuvissa 26, 27 ja 28 on, missä kohtaa transmittanssi lähtee uudelleen nousuun kynnyksen edelleen kasvaessa. Kaikissa tapauksissa transmittanssin arvot alkavat kasvamaan hieman ennen K-kuoren sidosenergiaa. Transmittanssin lokaali minimi saavutetaan noin 1 keV ennen K-kuoren sidosenergiaa. Selkeimmin tämä on nähtävissä niobiumin transmittanssin käyttäytymisessä kuvissa 26 ja 28.

Transmittanssin arvojen lähtö nousuun ennen K-kuoren sidosenergiaa on teoreettisen tarkastelun kannalta hieman erikoista. Oletus on, että niin kauan, kun kynnystä siirretään ylöspäin K-kuoren sidosenergian alapuolella, poistetaan vaimen-

nuskertoimen arvoja, jotka ovat pieniä suhteessa K-reunan vaimennuskertoimen arvoihin. Tällöin on oletettavaa, että efektiivinen vaimennuskerroin kasvaa ja edelleen transmittanssi pienenee. Kun kynnyks ylittää K-kuoren sidosenergian, palataan taas energia-alueelle, jossa vaimennuskerroin pienenee systemaattisesti energian kasvaessa. Tästä syystä vaikuttaa siltä, että MiniPIXin energiakynnyksen kalibraatioissa on noin 1 keV:n virhe. Todellinen kynnyksen arvo olisi siis noin yhden kiloelektronivoltin verran suurempi kuin PIXET PRO-ohjelmaan asetettu arvo.

Mielenkiintoinen huomio transmittanssin käyttäytymisessä on myös ero kuvan 27 arvojen ja kuvien 26 ja 28 välillä. Samoilla kynnyksen arvoilla transmittanssin arvot eroavat vähintään noin 10 %. Kuvattava näyte ja röntgenputken kiihdytysjännite on ollut kaikissa kuvauksissa sama. Näin selkeä ero transmittanssissa kertoo kuitenkin siitä, että kuvan muodostava spektri on välttämättä ollut selvästi erilainen. Kuvan 27 mittaustulokset on saatu kuvauksista, jossa putken teho oli kaksinkertainen verrattuna ensimmäiseen ja kolmanteen mittaukseen. Tehon kasvattamisen pitäisi periaatteessa kasvattaa fotonivuota kaikilla energian arvoilla samalla kertomella. Tällöin spektrin muoto ei periaattessa muutu. Kuvan 27 mittaukset on tehty siten, että lähde on ollut noin 18,6 mm:ä kauempana näytteestä verrattuna teholla 1 W tehtyihin kuvauksiin, joiden tulokset ovat kuvissa 26 ja 28. Varsinkin hyvin matalat energian arvot, alle 10 keV, vaimenevat merkittävästi jo ilmassa. Tällöin spektrin keskimääräinen energia olisi hieman suurempi verrattuna kuvauksiin, jossa lähde oli lähempänä näytettä. Tästä seuraa, että lähteen ollessa kauempana pitäisi transmittanssin olla suurempi, joka selittäisi eron mittausten välillä.

K-reunojen aiheuttamia voimakkaita muutoksia alkuaineiden vaimennusominaisuuksissa voidaan hyödyntää röntgenkuvien kontrastin parannuksessa. Tästä esimerkkinä on kaksi kolmannessa mittauksessa Nb-Rh-näytteestä otettua röntgenkuvaa kuvassa 29 ja näitä kuvia vastaavat pikseliarvojen histogrammit kuvassa 30. Toinen kuvista on otettu kynnyksen arvolla 5 keV, jolloin kuvan muodostukseen käytetään oleellisesti koko spektriä. Alle 5 keV:n röntgensäteily vaimenee voimakkaasti jo ilmaan, sillä lähteen etäisyys ilmaisimesta oli noin 131 mm. Jos ilman olettaa koostuvan vain typpikaasusta, 5 kiloelektronivoltin röntgensäteilyn transmittanssi on noin 60 % ja 4 kiloelektronivoltin säteilyn transmittanssi on enää noin 36 %. Vertailukuva on otettu, kun energiakynnyksen arvo on ollut 18 keV. Tämä arvo on haettu sellaiseksi, että kontrasti alkuaineiden välillä olisi mahdollisimman suuri. Röntgenkuvien kontrasti on säädetty täsmälleen samalla tavalla, joten sama har-



(a) Kynnys 5 keV

(b) Kynnys 18 keV

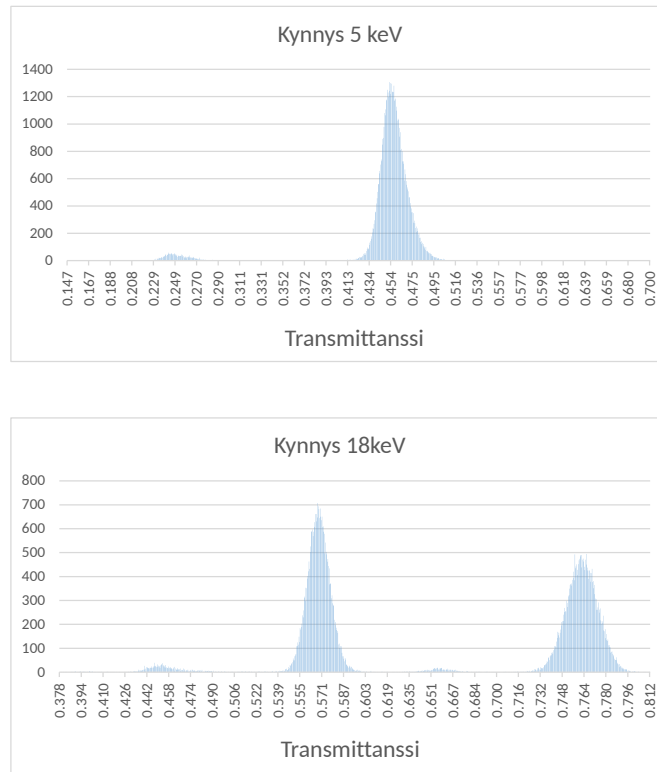
Kuva 29. K-reunan hyödyntäminen kontrastin parantamisessa Nb-Rh-näytteellä. Niobium on kuvissa vasemmalla ja rodium oikealla.

maasävy vastaa samaa pikseliarvoa molemmissa kuvissa. Eron kuvien välillä näkee selkeimmin histogrammeista. Kynnyksen ollessa 5 keV alkuaineiden jakaumat menevät päällekkäin kun taas kynnyksen ollessa 18 keV jakaumat ovat täysin erillään toisistaan.

Edellä on mitattujen transmittanssien käyttäytymisen perusteella esitetty epäily, että ilmaisimen energiakalibraatioissa on noin yhden kiloelektronivoltin virhe. Luotettavempien johtopäätösten tekeminen vaatisi kuitenkin, että mitattuja arvoja voisi verrata taulukoituihin referenssiarvoihin. Seuraavassa osoitetaan, miten mitatuista arvoista on mahdollista määrittää massavaimennuskertoimen arvot. Näitä arvoja voidaan verrata NIST XCOM tietokannasta saataviin teoreettisiin arvoihin. Vertailu tullaan tekemään niobiumille, sillä sen K-reunan läheltä on eniten mittauspisteitä ja on erityisen mielenkiintoista nähdä kokeellisesti määritettyjen vaimennuskertoimien arvojen käyttäytyminen lähellä K-reunaa.

Määritellään käytännön laskuja varten fotonivirta J , joka saadaan jakamalla havaittu fotonien lukumäärä N ilmaisimen pinta-alalla ja kuvausajalla. Niobiumkalvon läpäisevä fotonivirta saadaan laskettua luvussa kolme mainitun yhtälön (15) avulla

$$J(E_{th}) = \frac{N(E_{th})}{A\Delta t_{th}} = \frac{1}{A\Delta t_{th}} \int_{E_{th}}^{\infty} S_0(E) e^{-\int \mu(s,E) ds} dE. \quad (24)$$



Kuva 30. Kuvia 29a ja 29b vastaavat histogrammit. Kynnyksen arvoa 18 keV vastaavassa histogrammissa niobiumin jakauma on vasemmalla ja rodiumin oikealla.

Yhtälössä (24) pinta-alan A yksikkönä on laskuissa käytetty pikseliä ja kuvausajan yksikkönä Δt_{th} on sekunti. Merkinnällä Δt_{th} korostetaan, että kuvausaika on muuttunut, kun kynnystä on muutettu. Jakamalla havaittu fotonien lukumäärä kuvausajalla saadaan kuvausten välille vertailukelpoinen arvo. Pinta-ala on kaikissa tapauksissa ollut sama, joten sillä jakaminen ei ole välttämätöntä. Näin määritelty fotonivirta on siis keskiarvoistettu suure. Todellisuudessa fotonien lukumäärä per pinta-alayksikkö per aikayksikkö voi muuttua paikan ja ajan funktiona.

Määritellään vastaavasti fotonivirta ilman kalvoa J_0

$$J_0(E_{th}) = \frac{N_0(E_{th})}{A\Delta t_{th}} = \frac{1}{A\Delta t_{th}} \int_{E_{th}}^{\infty} S_0(E) dE. \quad (25)$$

Fotonivirran J_0 arvot saadaan määritettyä referenssikuvista, joiden avulla transmittanssin arvot ovat määritetty. Näin ollen tiettyä kynnystä vastaava kuvausaika Δt_{th} on sama molemmille fotonivirroille J ja J_0 . Pinta-ala pikseleinä on niin ikään

kaikissa tapauksissa sama.

Vaimennuskerrointa ei voida määrittää suoraan fotonivirtojen avulla vaan sitä varten fotonivirtoja täytyy derivoida energiakynnyksen suhteen, josta saadaan

$$J'(E_{th}) = \frac{-1}{A\Delta t_{th}} S_0(E_{th}) e^{-\mu(E_{th})h} \quad (26)$$

$$J'_0(E_{th}) = \frac{-1}{A\Delta t_{th}} S_0(E_{th}). \quad (27)$$

Yhtälössä (26) eksponentissa ollut vaimennuskertoimen polkuintegraali on laskettu olettaen, että vaimennuskerroin μ ei riipu paikasta. Tämä on perusteltua, sillä metallikalvojen koostumus on oletettavasti hyvin homogeeninen. Kalvon paksuutta on yhtälössä (26) merkitty kirjaimella h .

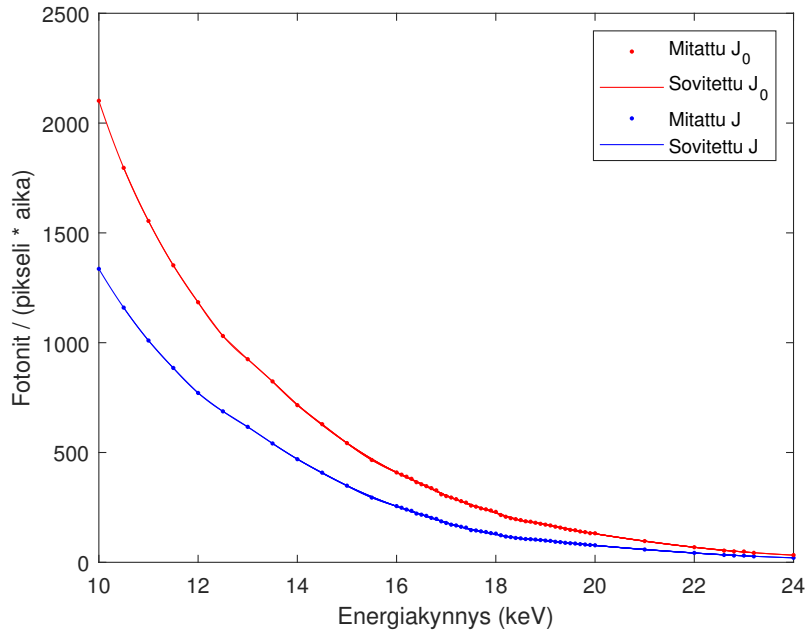
Yhtälöjen (26) ja (27) perusteella energiasta riippuva lineaarinen vaimennuskerroin saadaan laskettua seuraavalla kaavalla

$$\mu(E) = \frac{1}{h} \log \left(\frac{J'_0(E)}{J'(E)} \right). \quad (28)$$

Yhtälössä (28) energiakynnys E_{th} on korvattu energialla E merkintöjen yksinkertaistamiseksi.

Vaimennuskertoimen määrittäminen vaatii siis fotonivirtojen derivaattojen määrittämisen. Mittausarvoista lasketut fotonivirtojen arvot ovat esitetty kuvassa 31. Mittauspisteisiin on lisäksi tehty lokaaleja sovituksia derivaattojen arvojen määrittämiseksi. Sovitukset on käytännössä tehty siten, että leveydeltään yksi kiloelektro-nivolttia olevaan ikkunaan, jonka keskipisteenä on mittauspiste, on sovitettu toisen asteen polynomi. Koska mittauspisteitä ei ole tasavälein, energiaikkunaan kuuluvien mittauspisteiden lukumäärä ei ole vakio. Ikkunan leveys on haettu sellaiseksi, jotta leveyden arvon muuttuessa vähän tietyllä energian arvolla määritetty derivaatan arvo muuttuu myös vähän. Derivaatan arvo on laskettu jokaisen ikkunan keskipisteessä käyttämällä sovituksesta saatuja polynomien kertoimia. Molempien fotonivirtojen derivaattojen arvot ovat määritetty täysin samalla tavalla. Sovitukset on tehty MATLABilla käyttäen funktiota `polyfit`.

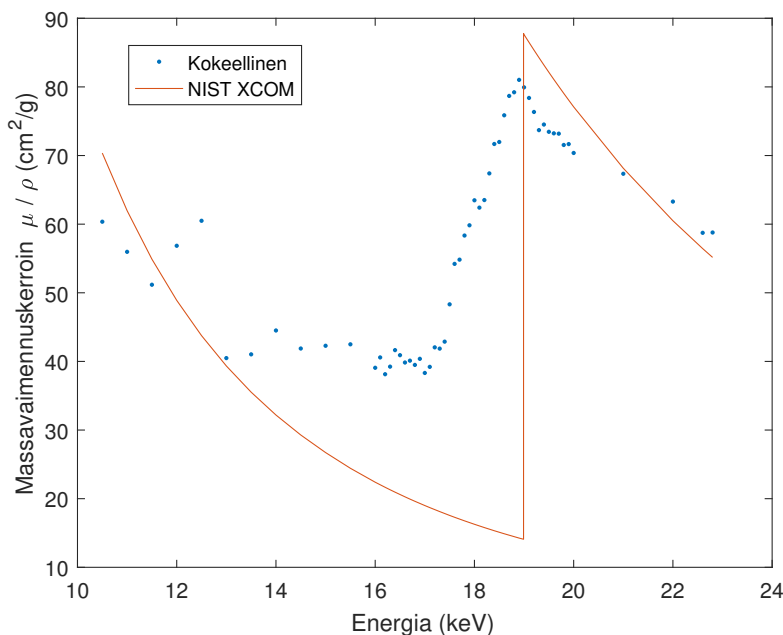
Fotonivirtojen derivaattojen avulla saadaan laskettua lineaarisen vaimennuskertoimen arvot yhtälön (28) mukaisesti. Lineaarisen vaimennuskertoimen avulla on laskettu edelleen niobiumin massavaimennuskertoimen arvot μ/ρ . Niobiumin tiheyden arvona on käytetty arvoa $\rho = 8,57 \text{ g/cm}^3$. Kuvassa 32 on kokeellisesti määritetyt massavaimennuskertoimen arvot ja NIST XCOM tietokannasta haetut teoreettiset arvot.



Kuva 31. Mitatuista fotonien lukumääristä yhtälöjen (24) ja (25) mukaisesti lasketut fotonivirtojen arvot. Kuvaan on piirretty myös lokaalit sovitukset, jotka on saatu sovittamalla mittauspisteisiin lokaalisti toisen asteen polynomi. Näiden sovitusten avulla on laskettu fotonivirtojen derivaattojen arvot mittauspisteissä.

Kuvan 32 kokeellisesti määritetyistä massavaimennuskertoimen arvoista on nähtävissä selvästi niobiumin K-reuna. Kokeelliset vaimennuskertoimen arvot eivät nouse läheskään niin äkillisesti kuin teoreettiset arvot. Tämä johtuu fotonien energian mittaamisen ja energiakynnyksen rajallisesta resoluutiosta. Tällöin kynnykystä ei voida toteuttaa ideaalisella tavalla, jossa lasketaan vain kynnyksen ylittävät fotonit. Todellisuudessa ilmaisin voi laskea myös energian arvoltaan kynnyksen alapuolelle jääviä fotoneja. Vastaavasti osa fotoneista, joiden todellinen energian arvo ylittää kynnyksen, voi jäädä laskematta. MiniPIXin sisältämän Timepix1-sirun tapauksessa energiakynnys tarkoittaaakin todellisuudessa sitä energian arvoa, jota vastaavista fotoneista lasketaan puolet [58]. Toisin sanoen energialtaan kynnyksenergiaa vastaava fotonit lasketaan 50 prosentin todennäköisyydellä. Kirjoittajan käsityksen mukaan energiakynnystys tapahtuu useimmissa laitteissa tällä periaatteella.

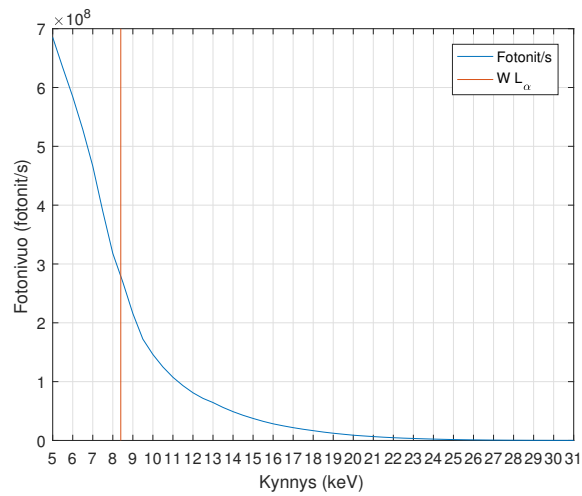
Kynnykysten rajallisesta resoluutiosta johtuen on siis luonnollista, etteivät kokeelliset vaimennuskertoimen arvot nouse niin nopeasti kuin teoreettiset arvot. Tiedossa on edelleen, että energiakynnys tarkoittaa energian arvoa, jota vastaava fotonit



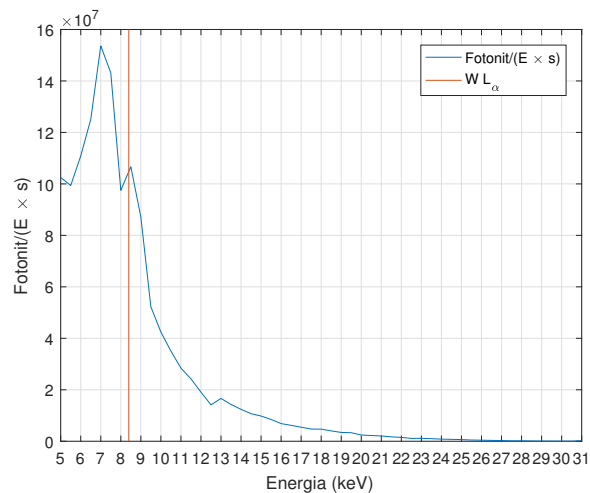
Kuva 32. Kokeellisesti määritetyt niobiumin massavaimennuskertoimen arvot. Kuvaan on piirretty myös NIST XCOM tietokannasta, [4], haetut massavaimennuskertoimen arvot

lasketaan 50 prosentin tarkkuudella. Tästä syystä teoreettisen K-reunan pitäisi leikata kokeellisten arvojen muodostaman hitaasti nousevan K-reunan keskeltä tätä kyseistä nousevaa suoraa. Kokeellisia arvoja pitäisi siirtää noin yhden kiloelektroonivoltin verran oikealle. Tämä vahvistaa siis transmittanssin tulosten tulkinnessa esitetyn epäilyksen, että energiakalibraatiossa olisi noin yhden kiloelektroonivoltin virhe. Todellinen energiakynnyksen arvo on siis noin yhden kiloelektroonivoltin verran suurempi kuin laitteeseen on asetettu.

Energiakynnyksen avulla on tutkittu myös laajemmin röntgenlähteestä emittoituvien fotonien lukumäärän energiajakaumaa. Lähteestä emittoituvaa säteilyä ilman näytettä on mitattu luonnollisesti myös referenssikuvia otettaessa. Näissä ollaan kuitenkin keskitytty alkuaineiden K-reunojen lähelle, eikä niistä saa kovin kattavaa kuvaa lukumäärän energiajakaumasta. Tämä testi on tehty samassa kuvausasetelmas-
sa kuin ensimmäinen ja kolmas Nb-Rh-näytteen tutkiminen, joiden tulokset ovat kuvassa 28. Kaikilla kynnyksen arvoilla kuvauksen kesto oli 60 s. Kuvassa 33a on esitetty kaikilla pikseleillä havaittujen fotonien lukumäärä energiakynnyksen funktiona. Fotonien lukumäärä on jaettu kuvausajalla, joka kuitenkin tässä mittauksessa



(a) Havaittujen fotonien lukumäärä per sekunti energiakynnyksen funktiona.



(b) Kuvan 33a mittaustuloksien kulmakerroin, joka antaa approksimaation fotonien lukumäärän energiajakaumalle.

Kuva 33. Röntgenputkesta emittoituvan fotonivuon tutkimista energiakynnyksen funktiona. Fotonien lukumäärä on kaikilla pikseleillä havaittujen fotonien summa. Kaikilla kynnyksillä tehdyt kuvaukset olivat minuutin mittaisia. Kuviin on lisäksi merkitty volframin L_α -siirtymää vastaavan röntgenfluoresenssifotonin energian arvo. Röntgenputken kiihdytysjännite oli 30 kV ja teho oli 1 W.

tarkoittaa vain vakiolla kertomista, sillä kaikki kuvaukset olivat yhtä pitkiä. Tästä kuvasta näkee selvästi, että fotonien lukumäärän energiajakauma painottuu voimakkaasti matalille energian arvoille noin alle 10 kiloelektronivolttiin. Yli 20 kiloelektronivoltin fotonien merkitys kokonaislukumäärään on hyvin pieni. Jakauman muoto selittyy osin jarrutussäteilyjakauman ominaisuuksien perusteella, sillä lähes elektronien kineettistä energiaa vastaavan energian jarrutussäteilyfotonien emittoituminen on hyvin epätodennäköistä. Toinen tekijä, joka selittää yli 20 kiloelektronivoltin fotonien pienen lukumäärän, on 300 μm :n piisensorin huono absorptiotehokkuus näin suurilla energian arvoilla. Kuvaan on merkitty myös volframin L_α röntgenfluoresenssifotonin energian arvo. Oletus on, että kynnyksen ylittäessä tämän arvon, fotonien lukumäärä vähenisi merkittävästi. Nyt käyrän jyrkempi kohta on kuitenkin hieman ennen L_α -siirtymää vastaavaa energian arvoa. Tähän palataan seuraavassa.

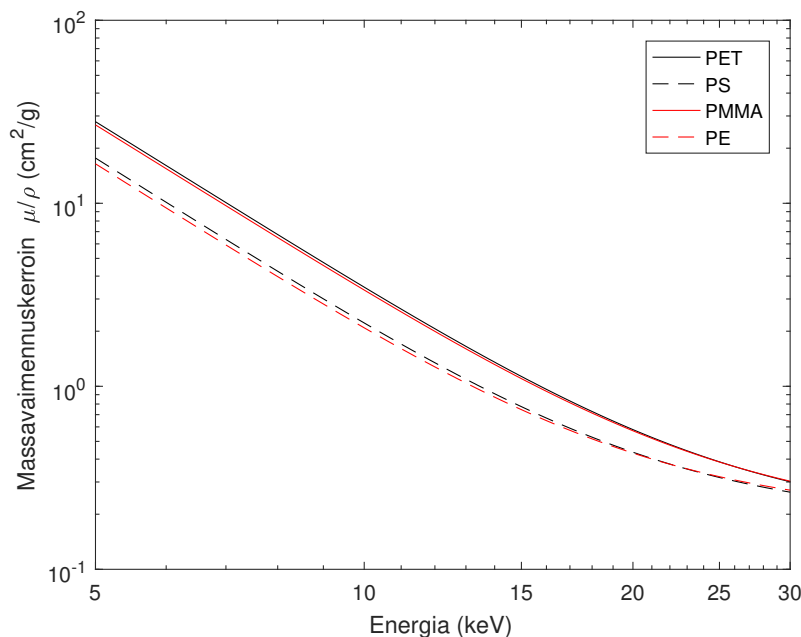
Havaituista fotonien lukumääristä on lisäksi laskettu kuvan 33a käyrän kulma-kerroin. Teoriassa fotonien lukumäärän derivaatta energiakynnyksen suhteen antaa energiakynnystä vastaavan energian fotonien lukumäärän per aikayksikkö per energiayksikkö. Tämän näkee esimerkiksi edellä lasketuista fotonivirran derivaatoista yhtälöissä (26) ja (27). Kulma-kerroin toimii siis approksimaationa tälle derivaatalle ja edelleen fotonien lukumäärän energiajakaumalle. Tässä kuvassa mielenkiintoista on jakauman maksimin sijainti suhteessa volframin röntgenfluoresenssifotonin energiaan. Maksimi on noin yhden kiloelektronivoltin verran alempana kuin $W L_\alpha$ siirtymää vastaava energia. Tämän kuvaajan tulokinnassa on syytä ottaa huomioon, että energia-askel oli 0,5 keV, joten spektrin muotoa ei ole oletettavaa nähdä kovinkaan tarkasti. Maksimin sijainti on kuitenkin sopuinnassa edellä tehdyn johtopäätöksen kanssa, jonka mukaan MiniPIXin energiakalibraatiossa on systemaattinen virhe.

5.2.2 Muovinäytteiden kuvaus

Toisena tutkimuskohteena olivat erilaiset muovit. Röntgenkuvien avulla on määritetty tietyn muovin läpäisevän röntgensäteilyn transmittanssin arvoja. Nyt, kuten Nb- ja Rh-kalvojen tutkimisen yhteydessä, transmittanssilla tarkoitetaan referenssikuvalla normitetun röntgenkuvan pikseliarvojen keskiarvoja. Tutkitut muovit olivat PE(polyeteeni, $(C_2H_4)_n$), PMMA(polymetyylimetakrylaatti, $(C_5O_2H_8)_n$), PS(polystyreeni, $(C_8H_8)_n$) ja PET(polyetyleenitereftalaatti, $(C_{10}H_8O_4)_n$). Nämä ovat esimerkkejä materiaaleista, joiden alkuainekoostumus on hyvin samanlainen. Tästä syystä ne ovat lähtökohtaisesti haastavia erottaa toisistaan röntgenkuviissa.

Nb-Rh-näytteen yhteydessä kontrastin parannuksessa hyödynnettiin alkuaineiden K-kuorten sidosenergioiden aiheuttamia voimakkaita muutoksia vaimennuskerroimen arvoissa. Kun tutkittavat näytteet koostuvat kevyistä alkuaineista, kuten nyt hiilestä, vedystä ja hapesta, K-kuorten sidosenergioita ei voi hyödyntää, sillä ne ovat liian alhaisilla energian arvoilla. MiniPIX havaitsee minimissään 5 keV:n energian arvoja, kun esimerkiksi hapen K-kuoren sidosenergia on noin 0,5 keV [89]. Näin alhaisilla energian arvoilla röntgenkuvausten toteuttaminenkin alkaa olla jo epäkäytännöllistä, sillä säteily vaimenisi voimakkaasti jo ilmassa. Onnistunut röntgenkuvaus vaatii, että transmittanssi näytteen läpi on riittävällä tasolla. Kuvassa 34 on esitetty tutkittujen muovien massavaimennuskertoimet energia-alueella 5 keV – 30 keV. Tämä kattaa alueen MiniPIXin havaitsemiskynnyksestä röntgenputken kiihdytysjännitteen määrittämään jarrutus säteilyfotonin maksimienergiaan. Kaikki muovien kuvaukset on tehty röntgenputken kiihdytysjännitteen ollessa 30 kV. Kuvasta nähdään, että hiilestä ja vedystä koostuvien PS:n ja PE:n massavaimennuskertoimet ovat koko energia-alueella hyvin lähellä toisiaan. Vastaavasti happea sisältävien PET:n ja PMMA:n massavaimennuskertoimen arvot seuraavat toisiaan. Kuitenkin hiilivetyjen ja happea sisältävien muovien välillä on selvempi ero erityisesti matalilla energian arvoilla.

Tässä osuudessa vertaillaan röntgensäteilyn transmittanssin arvoja, jotka on määritetty eri tavoilla. Pääasiassa vertailua tehdään kuvien välillä, jotka on otettu Advacam MiniPIXillä käyttäen useita energiakynnyksen arvoja. Näistä kuvista on myös laskettu erotuskuvia, joiden avulla voidaan tarkastella säteilyn transmittanssia energia-ikkunoissa. Erityisen kiinnostavaa on verrata kaikilla MiniPIXin havaitsemilla energian arvoilla muodostettuja kuvia sellaisiin kuviin, joihin on kynnyksen avulla valittu vain matalia energian arvoja. Lisäksi energia-ikkunan leveyden vaikutusta on tarkasteltu. Vertailua on tehty myös Xradia Micron tuikeaineen ja CCD-kameran avulla otettuihin kuviin. Tällöin vertailua tehdään siis energian integroivaan ilmaisimeen. Näiden tulosten vertailussa on tosin otettava huomioon, että Xradia Micro on röntgenmikroskooppi, jolla on tarkasteltu huomattavasti pienempiä pinta-aloja näytteestä kuin MiniPIXillä. Lisäksi Xradia Microlla otetuissa kuvissa pikselikoko on selvästi pienempi ja pikseleitä on käytettävissä enemmän kuin MiniPIXissä. Toisaalta tutkitut muovin kappaleet olivat suurimmaksi osaksi rakenteeltaan ja paksuudeltaan hyvin homogeenisia, joten pikselikoolla ja tarkasteltavalla pinta-alalla ei ole juurikaan merkitystä transmittanssin arvoon. Vertailu

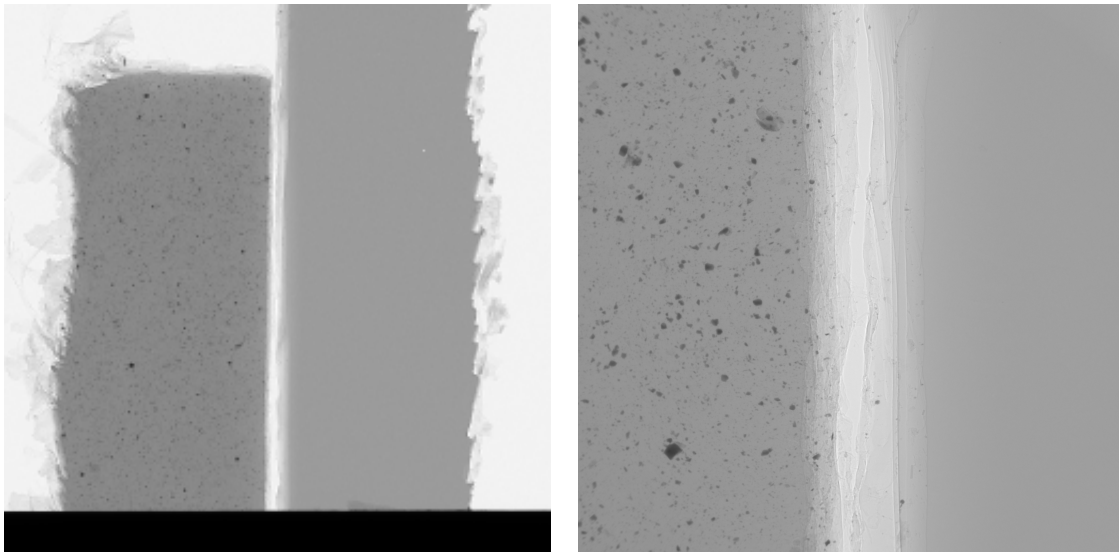


Kuva 34. PET-, PS-, PMMA- ja PE-muovien massavaimennuskertoimet energia-alueella 5 keV – 30 keV. Massavaimennuskertoimen arvot on haettu NIST XCOM tietokannasta [4].

MiniPIX-kuvien välillä on kuitenkin siinä mielessä helpompaa, että periaatteessa ainoa muuttuva kuvausparametri kuvien välillä on ollut energia-alue, jolla tietty kuva muodostetaan.

Näissäkin kuvauksissa lähteen teho sekä ilmaisimen ja lähteen etäisyydet on valittu kuvaamalla energiakynnyksen arvolla, joka vastaa teoreettista spektrin maksimienergiaa. Tässä on siis tarkistettu, ettei pile-up ilmiön seurauksena olevia maksimienergian ylittäviä signaaleja juurikaan havaita. Etäisyydet lähteen, näytteen ja ilmaisimen välillä on valittu myös siten, että muoveista on nähtävissä kattavat pinta-alat röntgenkuvissa.

Ensimmäisenä on kuvattu PE- ja PMMA-muoveja. Kuvassa 35 on esimerkkiröntgenkuvia kyseisistä muovin kappaleista. Kappaleiden paksuudet on määritetty työntömitalla ja ne olivat: $(2,17 \pm 0,05)$ mm (PE), $(0,99 \pm 0,05)$ mm (PMMA). Advacam MiniPIXillä otetusta kuvasta on nähtävissä kappaleet koko leveyden osalta ja Xradia Microlla otetussa kuvassa nähdään muovien liitoskohta tarkemmin. Röntgenmikroskoopissa objektiivina oli käytössä 10X ja kuvan pikselikoko on $0,95 \mu\text{m} \times 0,95 \mu\text{m}$. Pikseleitä kuvassa 35b on 2048×2048 . Tällöin molempia muoveja näkyy kuvassa



(a) Advacam MiniPIXillä otettu kuva, kun energiakynnyksen arvo oli 5 keV.

(b) Xradia Microlla otettu kuva muovien liitoskohdasta.

Kuva 35. PE- ja PMMA-muoveista otettuja röntgenkuvia. PE on kuvissa vasemmalla ja PMMA oikealla. Advacam MiniPIXillä on kuvattu laajempi pinta-ala ja Xradia Microlla on tarkasteltu huomattavasti pienempää pinta-alaa muovien liitoskohdassa. Molemmissa kuvauksissa röntgenputken kiihdytysjännite oli 30 kV. Kuva 35a on otettu putken tehon ollessa 1 W ja kuva 35b on otettu tehon ollessa 3 W.

noin pinta-ala $1 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. Muovinpalojen kokonaisleveys oli noin 4 mm. Sahausjäljestä johtuen kappaleiden reunat eivät tosin ole suoria, joten leveys on hyvin karkea arvio. Tästä saadaan hyvin karkeaksi arvioksi MiniPIXillä otettujen kuvien pikselien kooksi $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$. PE-muovissa on nähtävissä pieniä tummia pisteitä, jotka ovat ympäröivää materiaalia tiheämpiä kohtia. PMMA-muovi taas on hyvin homogeenista myös röntgenmikroskoopin pikselikoolla kuvattuna.

Taulukkoon 2 on koottu röntgenkuvista määritettyjä transmittanssin arvoja. Taulukkoon on myös laskettu muovien transmittanssien erotus, joka määrittää kontrastin muovien välillä. Advacam MiniPIXillä otettujen kuvien arvot ovat 73×186 pikselin keskiarvoja ja keskihajontoja. Arvojen määrittäminen on tehty Fiji-ohjelmalla. Xradia Microlla otettujen kuvien arvot ovat 576×2048 pikseliarvon keskiarvoja.

Tässä testissä näytettä on kuvattu hyvin usealla energiakynnyksen arvolla. Näiden avulla on määritetty transmittanssi energia-ikkunoissa. Esimerkiksi (5 – 10) keV

Taulukko 2. Röntgensäteilyn transmittanssin keskiarvoja PE(polyeteeni, $(C_2H_4)_n$)-muoville ja PMMA(polymetyylimetakrylaatti, $(C_5O_2H_8)_n$)-muoville. Oikeassa reunassa on transmittanssien erotus, joka määrittää kontrastin muovien välillä. Erotuksen virhe on laskettu yhdistämällä keskihajonnat neliöllisesti. Vertailuarvona on Xradia Microlla tehty kuvaus.

Ilmaisoin	Lähde	E-ikkuna [keV]	Transmittanssi				Erotus	Erotuksen virhe
			PE _{avg}	PE _{std}	PMMA _{avg}	PMMA _{std}		
Xradia	30kV & 3W	koko spektri	0,690	0,034	0,748	0,007	0,058	0,034
Minipix	30kV & 1W	> 5	0,557	0,021	0,642	0,004	0,085	0,022
Minipix	30kV & 1W	(5 – 6)	0,428	0,026	0,511	0,019	0,083	0,033
Minipix	30kV & 1W	(5 – 7,5)	0,430	0,020	0,517	0,009	0,087	0,022
Minipix	30kV & 1W	(5 – 10)	0,483	0,022	0,576	0,007	0,093	0,024
Minipix	30kV & 1W	(6 – 10)	0,495	0,024	0,590	0,009	0,095	0,026
Minipix	30kV & 1W	(7,5 – 12,5)	0,570	0,026	0,661	0,006	0,091	0,027
Minipix	30kV & 1W	(7,5 – 15)	0,587	0,025	0,675	0,006	0,088	0,026
Minipix	30kV & 1W	(15 – 20)	0,830	0,019	0,879	0,014	0,049	0,024
Minipix	30kV & 1W	> 20	0,881	0,020	0,919	0,018	0,038	0,027

energia-ikkunaa vastaava transmittanssi on määritetty seuraavalla tavalla: Ensin on vähennetty 5 keV:n kynnyksellä otetusta kuvasta 10 keV:n kynnyksellä otettu kuva pikseleittäin. Tämän jälkeen on laskettu vastaavien kynnyksen arvojen referenssikuvien erotus. Nyt on saatu teoriassa kuva, joka on muodostettu näytteestä käyttämällä fotoneja, joiden energian arvo on välillä (5 – 10)keV ja myös kuva ilman näytettä, joka on muodostettu samaan energia-alueeseen kuuluvilla fotoneilla. Nyt erotuskuva näytteen kanssa jaetaan erotuskuvalla ilman näytettä, jolloin pikseliarvot vastaavat röntgensäteilyn transmittanssia. Erotuskuvien laskennassa on oleellista, että eri kynnyksen arvoilla otettujen kuvien säteilytysaika on yhtä pitkä. Tällöin yhteisellä energia-alueella havaitaan suunnilleen sama määrä fotoneja. Fotonien saapuminen ilmaisimelle on tosin satunnaisprosessien tulos, joten fotonien lukumäärät eivät oletettavasti ole täysin samoja varsinkin, jos kuvausaika on hyvin lyhyt. Nyt kaikkien MiniPIX-kuvausten kesto oli 60 s.

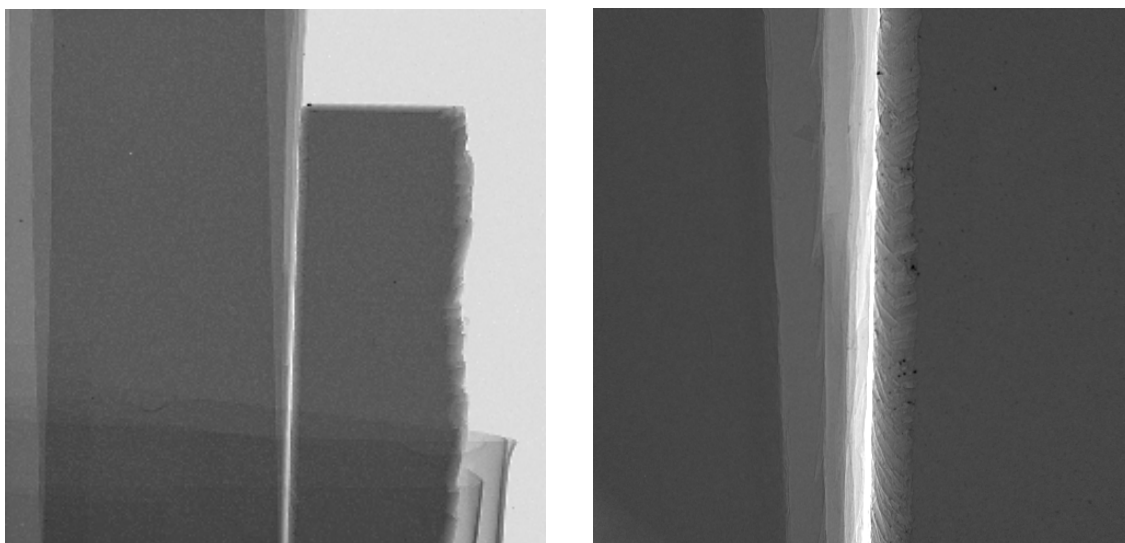
Taulukon 2 arvoista nähdään, että kynnyksen arvolla 5 keV muodostetun kuvan transmittanssien erotus on itse asiassa hyvin lähellä matalan energian arvojen energia-ikkunoista määritettyjä. Energia-ikkunoista määritetyt transmittanssien erotukset ovat useissa tapauksissa hieman suurempia mutta erotuksen virhe huomioiden arvot eivät poikkea toisistaan merkittävästi. Selvempi ero on kuvissa, jotka

on muodostettu suurilla energian arvoilla taulukon kahdella alimmalla rivillä. Näistä määritetyt transmittanssien erot ovat selvästi pienempiä kuin muista energiaikkunoista määritetyt. Tämä on oletettavaa, sillä energian kasvaessa vaimennuskerroimet lähestyvät toisiaan näin samanlaisen koostumuksen omaavien materiaalien tapauksessa.

Muoveja kuvattiin, kun röntgenputken kiihdytysjännite oli 30 kV. Nb- ja Rh-kalvojen tutkimisen yhteydessä analysoitiin lähteestä emittoituvaa fotonien lukumäärän energiajakaumaa tällä jännitteen arvolla. Suurin osa emittoituvista fotoneista ovat energian arvoltaan alle 10 keV. Tästä syystä on loogista, että esimerkiksi energia-ikkunasta (5 – 10) keV määritetyt arvot ovat lähellä kynnyksen arvolla 5 keV otetusta kuvasta määritettyjä arvoja. Suurien energian arvojen alueelta tuleva kontribuutio erotukseen selittänee sen, miksi 5 keV:n kynnyksellä otetusta kuvasta määritetty erotus on hieman pienempi, kuin matalan energian arvojen ikkunoista määritetyt arvot. Energian arvoltaan yli 20 keV:n fotoneja on hyvin vähän, joten niiden vaikutus ei ole kovinkaan suuri, kun tarkastellaan säteilyn vaimenemista koko MiniPIXin havaitsemalla energia-alueella.

Lukuun ottamatta suurilla energian arvoilla muodostettuja MiniPIX-kuvia, Xradia Microlla otetusta kuvasta määritetty transmittanssien erotus on pienempi verrattuna MiniPIX-kuvista määritettyihin erotuksiin. Kiinnostavaa on verrata energiakynnyksen arvolla 5 keV otettua kuvaa Xradia Microlla otettuun kuvaan. Näissä käytetty energia-alue on lähes sama, sillä alle 5 keV:n fotonit vaimenevat voimakkaasti näytteisiin ja ilmaan. Fotonien laskenta näyttäisi siis hieman parantavan kontrastia. Energian integroivissa ilmaisimissa tapahtuva suurten energian arvojen signaalien painottuminen selittänee tämän eron. Tuokeaine on myös oletettavasti tehokkaampi absorpoimaan röntgensäteilyä kuin MiniPIXin puolijohdesensori, sillä laitteiston maksimikiihdytysjännite, jolla kuvauksia voi tehdä on 90 kV. Toki lukuarvojen vertailussa täytyy pitää mielessä, että kuvausten erona on käytetyn laitteen lisäksi myös tarkasteltava pinta-ala ja pikselikoko.

Toisessa testissä on kuvattu PS- ja PET-muoveja. Esimerkkiröntgenkuvia muovin kappaleista on kuvassa 36. Kappaleiden paksuudet on määritetty työntömitalla ja paksuuden arvot olivat: $(2,90 \pm 0,05)$ mm (PS), $(1,38 \pm 0,05)$ mm (PET). PET-näyte koostuu kuudesta liuskasta, joiden paksuus oli $(0,23 \pm 0,05)$ mm. Näytteen paksuus on valittu tarkoituksella sellaiseksi, että transmittanssin arvot olisivat mahdollisimman lähellä toisiaan. PS-kappaleen leveys oli noin 2,9 mm. MiniPIX-



(a) Advacam MiniPIXin avulla määritetty (b) Xradia Microlla otettu kuva muovien liitospaikka (5 – 10)keV.

Kuva 36. Röntgenkuvia PET- ja PS-muoveista. Vasemmalla kuvissa on PET-liuskoja ja oikealla yksittäinen kappale PS-muovia. Molemmat kuvat ovat otettu röntgenputken kiihdytysjännitteellä 30 kV. Advacam MiniPIXillä kuvaukset on tehty putken teholla 1 W. Kuva 36b on otettu putken tehon ollessa 2 W.

kuvissa PS-kappaleen leveys pikselinä on noin 75 pikseliä, josta saadaan karkeaksi arvioksi MiniPIX-kuvien pikselikooksi noin $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$. Näitäkin muoveja on kuvattu myös Xradia Microlla. Käytössä oli 494×494 pikseliä objektiivin ollessa 10X. Pikselikoko oli $4,3 \mu\text{m} \times 4,3 \mu\text{m}$. Xradia Microlla on otettu kolme kuvaa, joista yksi on otettu muovien liitospaikka, ja toiset kaksi on otettu siten, että niissä näkyy mahdollisimman suuri pinta-ala tiettyä muovia.

Taulukkoon 3 on koottu PS- ja PET-testien tuloksia vastaavalla tavalla kuin PE- ja PMMA-muoveille. MiniPIX-kuvien transmittanssin arvot ovat 56×133 pikselin keskiarvoja. Ensimmäisellä rivillä olevan Xradia Microlla otetun kuvan arvot on määritetty 150×494 pikselin keskiarvona, jotka on määritetty samasta kuvasta. Toisen rivin arvot ovat kahdesta kuvasta, joissa pikselien määrät olivat 400×494 (PET) ja 494×494 (PS).

Taulukon 3 transmittanssien erotuksista nähdään, että kaikilla energia-alueilla erotuksen arvot ovat hyvin pieniä. Kynnyksen arvolla 5 keV otetusta kuvasta määritetty erotus on hieman pienempi kuin matalan energian arvojen energia-ikkunoista määritetyt. Toisaalta energia-ikkunoista määritettyjen arvojen virheet ovat suurem-

Taulukko 3. Röntgensäteilyn transmittanssin keskiarvoja PS(polystyreeni, $(C_8H_8)_n$)-muoville ja PET(polyetyleenitereftalaatti, $(C_{10}H_8O_4)_n$)-muoville. Oikeassa reunassa on transmittanssien erotus, joka määrittää kontrastin muovien välillä. Erotuksen virhe on laskettu yhdistämällä keskihajonnat neliöllisesti. Vertailuarvoina ovat Xradia Microlla tehdyt kuvaukset.

Ilmaisoin	Lähde	E-ikkuna [keV]	Transmittanssi				Erotus	Erotuksen virhe
			PS _{avg}	PS _{std}	PET _{avg}	PET _{std}		
Xradia	30kV & 2W	koko spektri	0,589	0,004	0,587	0,004	0,002	0,006
Xradia	30kV & 2W	koko spektri	0,586	0,005	0,588	0,004	-0,002	0,006
Minipix	30kV & 1W	> 5	0,479	0,006	0,474	0,006	0,005	0,009
Minipix	30kV & 1W	5 – 7	0,329	0,007	0,321	0,007	0,008	0,010
Minipix	30kV & 1W	5 – 10	0,422	0,008	0,414	0,009	0,008	0,013
Minipix	30kV & 1W	7 – 12	0,518	0,018	0,510	0,018	0,008	0,026
Minipix	30kV & 1W	10 – 15	0,651	0,009	0,656	0,009	-0,005	0,013
Minipix	30kV & 1W	> 15	0,772	0,005	0,786	0,006	-0,014	0,008

pia. Tämä on loogista, sillä mitä kapeampi energia-ikkuna on käytössä sitä vähemmän siihen osuvia fotoneja on. Nyt jokaisen MiniPIX-kuvauksen kesto oli 180 s. MiniPIX-kuvien tuloksissa oudointa on taulukon viimeisen rivin erotuksen arvo. Tämä erotus on suurin, vaikka se on määritetty kynnyksen arvolla 20 keV otetusta kuvasta. Juuri tällä alueella kontrastin pitäisi olla huonoin. Tälle ei löydy loogista selitystä. Erotuksen merkki myös kääntyy verrattuna matalan energian arvon kuvauksiin. Toisaalta kaikki arvot ovat hyvin lähellä toisiaan, kun otetaan huomioon erotuksen virheet. Muutokset kuvien välillä ovat hyvin pieniä, joten erotuksen arvojen suuruusjärjestyksestä ei ole perusteltua vetää kovin pitkälle meneviä johtopäätöksiä.

MiniPIX-kuvista määritetyt erotukset ovat kaikilla energia-alueilla suurempia kuin Xradia Microlla otetuista kuvista määritetyt. Taulukon kahdella ensimmäisellä rivillä olevista tuloksista näkyy myös, ettei tarkasteltavalla pinta-alalla ole juurikaan merkitystä transmittanssien erotukseen. Transmittanssien keskihajonnat ovat pienempiä kuin MiniPIX-kuvissa mutta tämä selittyy yksinkertaisesti sillä, että käytössä oli enemmän pikseleitä kuin Advacam MiniPIXillä otetuissa kuvissa. Muovit olivat myös rakenteeltaan hyvin homogeenisia.

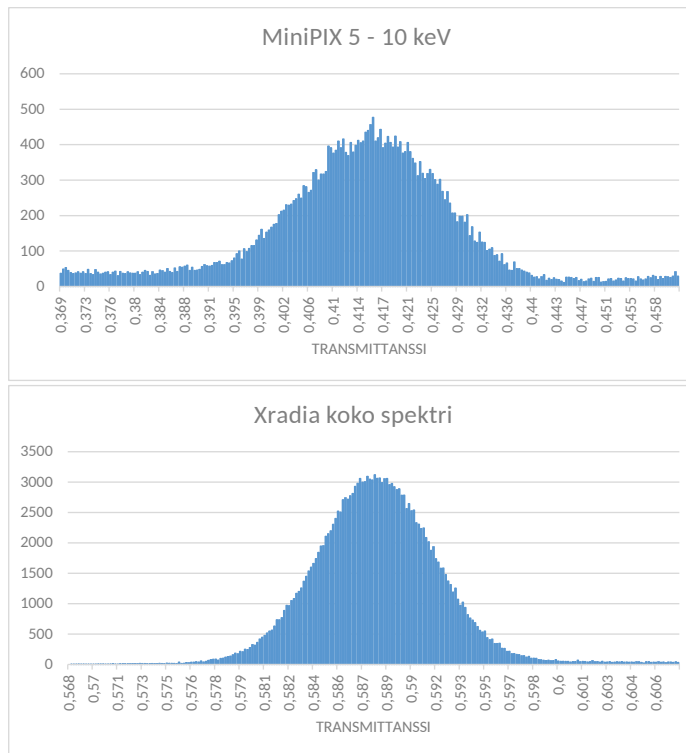
PET-liuskat ja PS-kappale muodostavat parin, jossa materiaaleja ei voi transmittanssin perusteella käytännössä erottaa toisistaan Xradia Microlla otetuista ku-

vista. Kuvassa 37 on esitetty muovien liitoskohdasta Xradia Microlla otetun kuvan histogrammi. Kyseinen röntgenkuva on kuvassa 36b. Histogrammin minimi- ja maksimi-arvo on valittu siten, että muovien osuus on nähtävissä tarkasti. Muovien jakaumat menevät täysin päällekkäin. Kuvassa 37 on esitetty myös MiniPIXillä otetuista kuvista määritetyn erotuskuvan histogrammi. Kyseinen kuva vastaa energia-aluetta (5 – 10) keV ja tämä röntgenkuva on kuvassa 36a. MiniPIXillä otetussa kuvassa jakauma on leveämpi ja epäsäännöllisen muotoinen mutta kahden muovin jakaumat menevät edelleen päällekkäin. Taulukosta 3 nähdään, että keskimääräiset transmitanssit kyseiselle erotuskuvalla ovat 0,422 (PS) ja 0,414 (PET). Jos jakaumat olisivat erottuneet toisistaan, näillä arvoilla pitäisi näkyä kaksi erillistä huippua mutta nyt tällaista ei tapahdu tai ainakaan huippuja ei voi nähdä helposti.

Kolmannessa testissä on kuvattu PMMA- ja PET-muoveja. Kuvassa 38 on esimerkkinä Advacam MiniPIXillä otetuista kuvista laskettu röntgenkuva. Työntömitalla määritetyt muovinäytteiden paksuudet olivat: $(1,61 \pm 0,05)$ mm (PET), $(1,94 \pm 0,05)$ mm (PMMA). PET-näyte koostui seitsemästä liuskasta, joiden paksuus oli $(0,23 \pm 0,05)$ mm. PMMA-kappaleen leveys oli noin 2,3 mm. Advacam MiniPIXillä otetussa röntgenkuvassa PMMA-kappaleen leveys on noin 65 pikseliä, joten karkea arvio MiniPIX-kuvien pikselikooksi on $35 \mu\text{m} \times 35 \mu\text{m}$. Tätäkin muoviparia on kuvattu myös Xradia Microlla. Objektiivina oli 10X ja pikseleitä kuvissa on 494×494 , joiden koko on $4,3 \mu\text{m} \times 4,3 \mu\text{m}$.

Taulukkoon 4 on koottu PMMA- ja PET-muovien röntgenkuvista määritettyjä transmittanssin arvoja. Advacam MiniPIXin arvot ovat 23×234 pikseliarvon keskiarvoja ja keskihajontoja. Xradia Microlla on tehty taas kolme kuvausta. Taulukon 4 ensimmäisellä rivillä olevat arvot on määritetty kuvasta, jossa näkyy molempia muoveja. Nämä arvot ovat 44×218 pikseliarvon keskiarvoja molempien muovien tapauksessa. Toiset kaksi kuvausta on tehty siten, että tietystä muovista näkyisi mahdollisimman suuri pinta-ala. Näistä kuvista määritetyt arvot ovat taulukon 4 toisella rivillä. Pikseleinä pinta-alat olivat 212×494 (PET) ja 357×494 (PMMA).

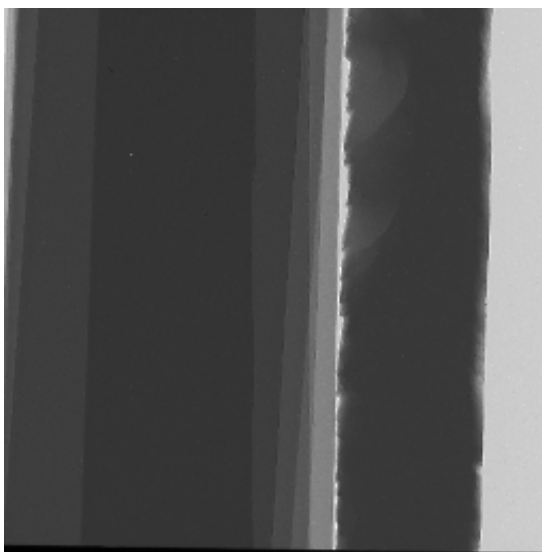
Taulukon 4 erotuksen arvoista nähdään, että myös tässä tapauksessa, kynnyksen arvolla 5 keV otetusta kuvasta määritetty arvo on lähellä matalan energian arvojen energia-ikkunoista määritettyjä erotuksen arvoja. Kynnyksen arvolla 12 keV otetusta kuvasta määritetty erotuksen arvo on selvästi pienin MiniPIXin avulla määritetty arvo. Tämä on taas teorian mukaan loogista, sillä energian kasvaessa vaimennuskerroimet lähestyvät toisiaan.



Kuva 37. PET-PS-näytteen röntgenkuvien histogrammeja. Ylemmän histogrammin arvot ovat erotuskuvasta, joka on määritetty kahdesta Advacam MiniPIXillä tehdystä kuvauksesta. Alemman histogrammin arvot ovat Xradia Microlla otetusta kuvasta.

Muiden muoviparien kanssa yhteinen tulos on, että suurin osa MiniPIXin avulla määritetyistä transmittanssien erotuksista ovat suurempia kuin Xradia Microlla otetusta kuvasta määritetty erotus. Vain kynnyksen arvolla 12 keV MiniPIX-kuvan erotuksen arvo on pienempi. Vertaamalla taulukon 4 kahta ensimmäistä riviä on havaittavissa myös, ettei tarkasteltavan pinta-alan suuruudella ole juurikaan merkitystä transmittanssien arvoihin. Keskihajonnatkin ovat lähes samoja. Tässäkin testissä kynnyksen arvolla 5 keV otetusta kuvasta mitattu erotus on selvästi suurempi kuin Xradia Micron avulla määritetyt erotukset.

Kaikkien muovien kuvausten perusteella voidaan sanoa, että ero 5 keV:n kynnyksellä otettujen kuvien ja matalan energian arvojen energia-ikkunoiden välillä on hyvin pieni. Oletettavasti tämä johtuu suuressa määrin siitä, että fotonien lukumäärän energiajakauma painottuu matalille energian arvoille. Tällöin esimerkiksi erotuskuva, joka kattaa energia-alueen (5 – 10) keV, sisältää suuren osan fotoneista,



Kuva 38. Advacam MiniPIXillä otettu röntgenkuva PET- ja PMMA-muovista. Kyseessä on erotuskuva, joka on muodostettu energia-ikkunalla (5 – 7) keV. PET-liuskat ovat kuvassa vasemmalla ja PMMA-kappale oikealla. Röntgenputken kiihdytysjännite oli 30 kV ja teho 1 W.

joilla kynnyksen arvolla 5 keV otettu kuva muodostetaan. Energia-ikkunan leveydellä ei myöskään vaikuta olevan suurta merkitystä. Nyt siis esimerkiksi erotuskuvan (5 – 7) keV laskemisella ei saa oleellisesti parannettua kontrastia verrattuna erotuskuvaan (5 – 10) keV. Tämä on oleellista, kun suunnitellaan kuvauksia. Mitä kapeampaa energia-ikkunaa käytetään sitä pidempiä kuvausaikoja joudutaan käyttämään, että signaali-kohinasuhde pysyisi samana. Toisaalta, jos energia-ikkunaa kaventamalla ei saa merkittävää hyötyä kontrastia ajatellen, sen tarpeellisuutta on syytä miettiä. Muovit koostuvat niin kevyistä alkuaineista, että täytyisi oletettavasti päästä vielä pienemmille energian arvoille, jotta kontrasti oleellisesti muuttuisi energian funktiona. Tuloksista on huomattavissa myös odotettu ilmiö, että suurilla energian arvoilla tehdyissä kuvauksissa kontrasti on huonompi. Tähän poikkeuksena on PS-PET-muovipari. Kyseisten muovien kontrasti oli tosin hyvin vähäinen kaikilla energia-alueilla.

Tutkituista muoveista PS ja PE sisältävät vain hiiltä ja vetyä. PMMA ja PET sisältävät lisäksi happea. Oletuksena oli, että kuvaamalla mahdollisimman alhaisilla energian arvoilla muoviparia, joista toinen sisältää happea, kontrastia olisi mahdollista saada parannettua verrattuna koko spektrillä tehtyihin kuvauksiin. Nyt tehdyissä testeissä kontrastin käyttäytymisessä energian funktiona ei kuitenkaan ole suurta

Taulukko 4. Röntgensäteilyn transmittanssin keskiarvoja PMMA- ja PET-muoville. Oikeassa reunassa on transmittanssien erotus, joka määrittää kontrastin muovien välillä. Erotuksen virhe on laskettu yhdistämällä keskihajonnat neliöllisesti. Vertailuarvoina ovat Xradia Microlla tehdyt kuvaukset.

Ilmaisoin	Lähde	E-ikkuna [keV]	Transmittanssi				Erotus	Erotuksen virhe
			PMMA _{avg}	PMMA _{std}	PET _{avg}	PET _{std}		
Xradia	30kV & 2W	koko spektri	0,567	0,005	0,552	0,004	0,015	0,007
Xradia	30kV & 2W	koko spektri	0,565	0,004	0,555	0,005	0,010	0,006
Minipix	30kV & 1W	> 5	0,434	0,005	0,411	0,005	0,023	0,008
Minipix	30kV & 1W	5 – 7	0,278	0,004	0,257	0,004	0,021	0,006
Minipix	30kV & 1W	5 – 10	0,373	0,008	0,348	0,008	0,025	0,012
Minipix	30kV & 1W	7 – 12	0,465	0,018	0,438	0,017	0,027	0,025
Minipix	30kV & 1W	> 12	0,684	0,006	0,675	0,006	0,009	0,009

eroa, kun PE-PMMA- ja PS-PET-näytettä verrataan PMMA-PET-näytteeseen. Jotta hiilen ja hapen välille saisi kontrastia, kuvaukset täytyisi luultavasti tehdä selvästi alhaisemmilla energian arvoilla. Lisäksi muovit voivat sisältää muitakin alkuaineita kuin mitä monomeeri sisältää. Nämä voivat olla esimerkiksi erilaisia epäpuhtauksia. Kaikkien muovien koostumus voi siis olla vielä lähempänä toisiaan kuin monomeerin rakenteesta voi päätellä. Alkuainekoostumuksen lisäksi atomien sitoutumistapa vaikuttaa vaimennuskertoimeen mutta nämä vaikutukset ovat merkittäviä vasta alle yhden kiloelektronivoltin energian arvoilla.

Yleisesti ottaen kynnyksen arvolla 5 keV otetusta kuvasta määritettyjen transmittanssien keskihajonnat ovat pienempiä verrattuna erotuskuvista määritettyihin. Muutamassa tapauksessa erotuskuvista määritettyjen arvojen keskihajonnat ovat lähes samoja tai hieman pienempiä kuin kynnyksellä 5 keV määritetyt. Teoriassa on oletettavaa, että energia-alueen pienenessä signaali-kohinasuhde huonontuu. Ensimmäkin fotonien lukumäärä pienenee, kun käytetään kapeampaa energia-ikkunaa. Tällöin signaali-kohinasuhde huonontuu, jos oletetaan, että ilmaisimelle saapuvat fotonit noudattavat Poisson-jakaumaa. Erotuskuvien muodostamisessa ongelmana on nyt myös se, että MiniPIXissä on vain yksi energiakynnys per pikseli. Jos halutaan muodostaa erotuskuva, täytyy tehdä kaksi erillistä kuvausta. Jos käytössä olisi kaksi kynnystä per pikseli, erotuskuva voitaisiin muodostaa saman mittauksen perusteella. Tässä tapauksessa verrattaisiin täsmälleen samoja signaaleja molempiin kynnyksiin. Koska nyt joudutaan tekemään kaksi toisistaan riippumatonta mitta-

ta, erotuskuvan pikseliarvojen signaali-kohinasuhde on pienempi.

Tutkittujen tapausten perusteella MiniPIXillä on mahdollista kasvattaa kontrastia muovien välillä verrattuna Xradia Micron energian integroivalla ilmaisinsysteemillä tehtyihin kuvauksiin. Erityisen kiinnostavaa on huomata, että energiakynnyksellä 5 keV otettujen kuvien kontrasti on parempi verrattuna energian integroivalla ilmaisimella otettuihin kuviin. Kuvan muodostava energia-alue on molemmissa tapauksissa lähes sama mutta vaikuttaa siltä, että fotonien laskenta parantaa kontrastia. Vaikka suurten energian arvojen fotoneja emittoituu lukumäärältään vähän, energian painotuksesta johtuen niiden vaikutus energian integroivalla ilmaisimella otettuihin kuviin on merkittävä. Nyt on tosin huomioitava, että eri ilmaisimella ei tutkittu täysin samoja alueita näytteestä, eikä pikselikoko ollut täysin sama.

5.2.3 Puu-vesi näytteen tomografiaskannaus

Advacam MiniPIXiä on sovellettu tässä työssä myös yhteen tomografia-tutkimukseen. Kuvattu näyte koostui vedessä olevasta koivu puutikusta. Näytteen valinta on tehty siitä syystä, että yleisesti ottaen on haastavaa erottaa orgaaninen aine vedestä röntgenkuvissa. Tarkoituksena oli toteuttaa tomografiaskannaus mahdollisimman alhaisilla energian arvoilla, jolloin on mahdollisesti helpompi erottaa puu sitä ympäröivästä vedestä. Ennen kuvausta puuta oli lisäksi pidetty vedessä noin kaksi vuorokautta, jonka aikana se on imenyt vettä itseensä. Tällöin tehtävänä on erottaa märkä puu vedestä, joka lisää haastetta röntgenkuvantamiselle.

Tutkittu näyte on kuvassa 39. Näytteen alustana on PMMA-tanko, jonka halkaisija on 8 mm. Muovitangon yläpäähän on liimattu mehupilli ja puutikku. Mehupillin halkaisija on noin 3 mm. Puutikun koko on noin 1,5 mm × 1,5 mm × 16,5 mm. Kuvauksen aikana mehupilli oli täytetty vedellä ja suljettu teipillä.

Tomografiakuvaus on toteutettu siten, että rekonstruktio on tehty erotuskuvista, joiden energia-alue oli (5–10) keV. Tomografia-leikkeiden rekonstruktio on toteutettu fysiikan laitoksen materiaalien rakenteen tutkimusryhmän jäsenen Arttu Miettisen tekemällä Optitomo-rekonstruktio-ohjelmalla. Rekonstruktioalgoritmina on kartiomaiselle säteilykeilalle soveltuva suodatettu takaisinprojektio. Energia-ikkuna on valittu siten, että pystytään käyttämään matalia energian arvoja mutta toisaalta projektiokuvaukset on pyritty pitämään käytännöllisen pituisina. Yksittäisen projektiokuvauksen kesto oli 3 s. Tässä ajassa näytteen paksuimman kohdan läpäisi noin 5000 fotonia per pikseli, joiden energia on välillä (5–10)keV. Säteilyn transmittans-



Kuva 39. Valokuva tomografiakuvauksessa käytetystä testinäytteestä. Näytteen alaosana on PMMA-tanko, jonka halkaisija on 8 mm. Muovitangon yläpäähän on porattu matala syvennys, johon mehupilli on liimattu. Mehupillin halkaisija on noin 3 mm. Koivu puutikku on liimattu mehupillin sisälle. Kuvauksen aikana mehupilli oli täytetty vedellä ja teipattu yläosasta kiinni.

sin arvo paksuimmasta kohdasta näytettä oli noin 0,2. Tomografiaskannaus on käytännössä tehty siten, että jokaisella kulman arvolla on otettu kaksi röntgenkuvaa: yksi kynnyksen arvolla 5 keV ja yksi kynnyksen arvolla 10 keV. Toinen vaihtoehto olisi ollut pitää kynnyksen tiettyssä arvossa ja ottaa projektiokuvat kaikilla kulman arvoilla. Tämän jälkeen olisi pitänyt toteuttaa sama projektiokuvien ottaminen toisella kynnyksen arvolla. Tässä ongelmana on ensinnäkin pyörityspöydän tarkkuus, sillä pöytää ei välttämättä saa täysin samaan asentoon, vaikka se asetettaisiin nimellisesti samaan kiertokulman arvoon. Lisäksi röntgenlähteen fokuksen paikka on voinut muuttua tietyllä kulmalla toistettavien kuvausten välillä. Molemmat tekijät aiheuttavat sen, että eri kynnyksen arvoilla otetut saman kiertokulman arvon kuvat eivät todellisuudessa ole täysin vastaavissa tilanteissa otettuja. Projektiokuvia on otettu 2×191 kappaletta, yksi molemmilla kynnyksillä, ja projektioiden välillä kulmaa on muutettu yhden asteen verran. Tomografiaskannauksen aluksi on lisäksi otettu referenssikuva molemmilla kynnyksen arvoilla. Projektiokuvien erotukset ovat jaettu näiden referenssikuvien erotuksella.

Tomografiaskannauksen aikana röntgenputken jännite oli 30 kV ja teho oli 2,5 W. Lähteen fokuksen etäisyys näytteen keskipisteestä oli 119,2 mm. MiniPIXin sensoriosan etäisyys näytteen keskipisteestä oli $(83,4 \pm 1,0)$ mm. Tällöin geometrinen suurennos oli noin $1 + 83,4/119,2 \approx 1,7$. Etäisyydet ja lähteen teho on tässäkin kuvauksessa valittu osin sen perusteella, että kynnyksen arvolla 30 keV ei havaita kuin muutamia signaaleja, jotka ovat todennäköisesti seurausta pile-up ilmiöstä. Geometrinen suurennos on valittu myös sillä perusteella, että näytteestä saataisiin näkyviin hyvin kattava osuus.

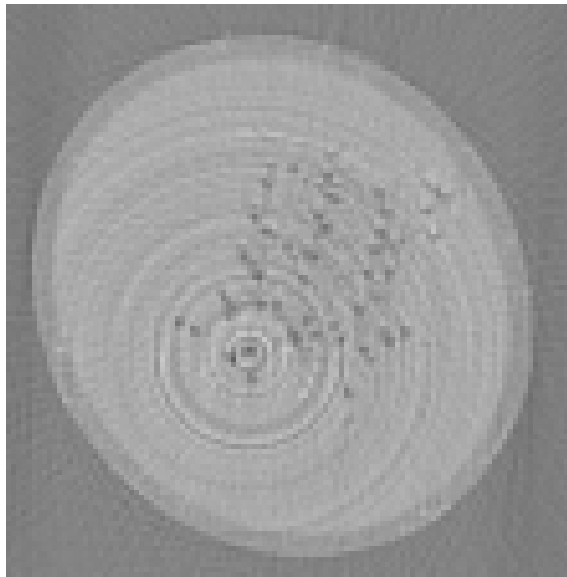
Samaa näytettä on kuvattu myös Xradia Microlla. Näissä kuvauksissa röntgenputken kiihdytysjännite oli 30 kV ja teho oli 3 W. Objektiivina oli 5X. Projektiokuvia on otettu yhden asteen välein 256 kappaletta. Tomografia-leikkeiden rekonstruktio on tehty ZEISS Xradia XMReconstructor-ohjelmalla, joka käyttää rekonstruktioalgoritmina kartiomaiselle säteilykeilalle soveltuvaa suodatettua takaisinprojektiota.

Kuvassa 40 on esimerkkinä yksi tomografia-leike molemmilla ilmaisimilla toteutetuista tomografiaskannauksista. Mehupillin halkaisija on MiniPIX-leikkeissä noin 100 pikseliä, joten tästä saadaan karkeaksi arvioksi leikkeiden pikselikoolle $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$. Xradia Microlla tuotettujen leikkeiden pikselikoko oli alunperin $13,52 \mu\text{m} \times 13,52 \mu\text{m}$, mutta kuvan pikselikokoa on jälkikäteen kasvatettu Fiji-ohjelman avulla kaksinkertaiseksi, jotta se vastaisi MiniPIXin avulla tuotettujen leikkeiden pikselikokoa.

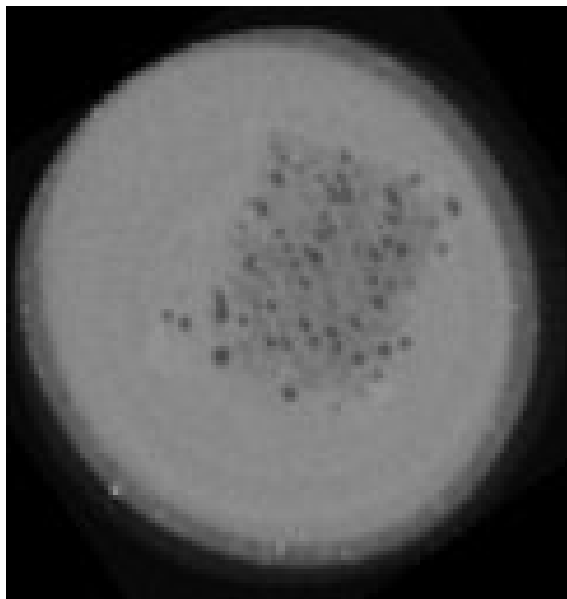
Vertaamalla kuvia 40a ja 40b näyttää selvästi siltä, että yllättävää kyllä Xradia Microlla tehdyistä tomografia-leikkeistä puu erottuu paremmin sitä ympäröivästä vedestä. Molemmissa tapauksissa puun huokosiin on jäänyt ilmaa, jonka ansiosta pystyy hahmottamaan, missä puutikun poikkileikkaus on. Näiden kuvien vertailussa on tosin merkittävänä ongelmana se, ettei kuvia ole otettu täysin samassa tilanteessa. Kuvaukset on toteutettu eri ajankohtina, joiden välisenä aikana puutikku on kuivunut täysin. Puutikun kastelu on pyritty tekemään samalla tavalla, eli yhtä kauan vedessä ennen kuvausta, mutta voi olla, ettei se molemmissa tilanteissa ole imenyt vettä yhtä paljon. Tämän testin tulokset ovat ristiriidassa muovi-kuvausten kanssa, joissa matalia energian arvoja hyödyntämällä oli mahdollista parantaa kontrastia verrattuna energian integroivaan ilmaisimeen. Muovien kuvausten tulokset ovat siinä mielessä luotettavampia, että niissä tutkittavat näytteet ovat olleet täsmälleen samoja, vaikka eri ilmaisimella on kuvattu eri alueita muovi-näytteistä.

Advacam MiniPIXillä otetuista projektiokuvista rekonstruoiduissa leikkeissä on

voimakkaita rengasartefaktoja, joita näkyy myös esimerkkileikkeessä kuvassa 40a. Tämä on röntgenkuvauslaitteistoissa yleinen ongelma, joka johtuu siitä, että kaikki ilmaisimen pikselit eivät toimi täysin samalla tavalla. Yleinen ratkaisu rengasartefaktojen synnyn estämiseen on liikuttaa näytettä projektiokuvien välillä. Tällöin näytteen yksittäistä tilavuusalkiota kuvataan useammalla ilmaisimen pikselillä. Ennen rekonstruktiota kuvia korjataan sen mukaan, kuinka paljon näytettä on liikutettu. Todennäköinen syy rengasartefaktoille on yksittäisten pikselien väliset erot energiakynnyksen arvoissa [74], [90]. Tällöin rengasartefaktoja voidaan korjata myös pyrkimällä hienosäätämään kaikkien pikselien kynnykset mahdollisimman lähelle toisiaan.



(a) Advacam MiniPIXillä tehdyn tomografiaskannauksen esimerkkileike.



(b) Xradia Microlla tehdyn tomografiaskannauksen esimerkkileike.

Kuva 40. Esimerkkileikkeitä puu-vesinäytteestä. Koko näytteen halkaisija on noin 3 mm. Kuvan 40a pikselikoko on noin $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ ja kuvan 40b pikselikoko on noin $27\ \mu\text{m} \times 27\ \mu\text{m}$. Kuva 40a on rekonstruoitu erotuskuvista, joiden energia-ikkuna oli (5 – 10) keV. Molemmat kuvaukset on tehty röntgenputken kiihdytysjännitteellä 30 kV. MiniPIX-kuvaukset on tehty putken tehon ollessa 2,5 W ja Xradia Microlla projektiokuvaukset on tehty putken teholla 3 W.

6 Johtopäätökset

Tässä työssä tehtyjen mittausten perusteella kontrastin kannalta ei ole suurta merkitystä, tehdäänkö kuvaukset 5 keV:n kynnyksen arvolla vai lasketaanko eri kynnyksen arvoilla otetuista kuvista erotuskuva, joka sisältää vain matalia energian arvoja. Tähän johtopäätökseen päätyy ainakin nyt tutkittujen muovien kohdalla. Jokainen näyte on luonnollisesti tutkittava tapauskohtaisesti ja haettava optimaalinen kuvausenergia kontrastia ja signaali-kohinasuhdetta ajatellen. Kuitenkin yleinen ominaisuus, joka vaikuttaa kuvan muodostukseen, on tässä tutkielmassa tehdyn testin perusteella se, että röntgenputkesta emittoituva fotonien lukumäärän energiajakautuma painottuu voimakkaasti matalille energian arvoille. Tästä syystä kiihdytysjännitteen ollessa 30 kV energia-ikkunalla (5 – 10) keV muodostettu kuva sisältää lähes saman lukumäärän fotoneja kuin kuva, joka sisältää kaikki energian arvoltaan yli 5 keV:n fotonit. Kontrastin kannalta on myös oleellista, ettei energiasensitiivisissä fotoninlaskentailmaisimissa painoteta suurten energian arvojen fotoneja niiden energialla. Tämä lienee pääasiallisena syynä siihen, miksi Advacam MiniPIXillä otetuissa kuvissa kontrasti muovien välillä on systemaattisesti parempi kuin Xradia MicroXCT™-400 röntgentomografiaskannerin energian integroivalla ilmaisimella otetuissa kuvissa.

Edelleen muovien röntgenkuvausten perusteella kontrastissa ei ole havaittavissa kovin selkeitä muutoksia, kun energia-aluetta muutetaan. Selvin havainto on kontrastin huonontuminen suurilla energian arvoilla. Advacam MiniPIXissä minimienergia, jonka se luotettavasti havaitsee, on 5 keV. Oletettavasti kevyistä alkuaineista koostuvien materiaalien tapauksessa kuvaukset täytyisi pystyä tekemään vielä matalemmilla energian arvoilla, jotta alkuaineiden väliset erot vaimennuskertoimessa alkaisivat olla merkittäviä.

Nb- ja Rh-kalvojen tutkimisen perusteella elektronikuorien sidosenergioiden kohdalla tapahtuva äkillinen muutos vaimennuskertoimen arvoissa mahdollistaa kontrastin merkittävän parantamisen. Jaksollisessa järjestelmässä lähellä toisiaan olevat alkuaineet voidaan erottaa toisistaan hyvin valitsemalla energiakynnyksen paikka sopivasti. Tällöin ei välttämättä tarvitse määrittää erotuskuvaa. Optimaalinen

kynnyksen arvo voidaan selvittää kokeellisesti muuttamalla energiakynnystä askel kerrallaan. Luonnollisena rajoituksena on, että kuvattavien alkuaineiden K- tai L-reunojen täytyy olla ilmaisimen toiminta-alueella, joka tarkoittaa Advacam MiniPIXin tapauksessa yli 5 keV:n energian arvoja.

Advacam MiniPIXin energiakynnyksen energiakalibraatio ei todennäköisesti ole täysin oikein vaan siinä on systemaattinen virhe, jonka seurauksena todellinen kynnyksen arvo on noin yhden kiloelektronivoltin verran suurempi kuin laitteeseen on PIXET PRO ohjelman kautta asetettu. Tämän johtopäätöksen tärkeimpänä perusteluna on kokeellisesti määritetyt niobiumin massavaimennuskertoimet. Näiden muodostaman K-reunan sijainti energian funktiona on ristiriidassa teoreettisten taulukoitujen referenssiarvojen kanssa. Nb- ja Rh-kalvojen läpäisevän röntgensäteilyn transmittanssin käyttäytyminen energiakynnyksen funktiona tukee samaa johtopäätöstä. Tämä on otettava jatkossa huomioon tai ilmaisimen uudelleen kalibroinnin mahdollisuutta on syytä selvittää.

Advacam MiniPIXillä tehdyn tomografiakuvauksen perusteella pikselit eroavat ominaisuuksiltaan toisistaan. Tämä näkyy tomografialeikkeissä voimakkaana rengasartefaktoina. Kirjallisuuden perusteella todennäköinen syy näille artefaktoille on pikselien väliset erot energiakynnyksen arvoissa. Rengasartefaktoiden syntymistä voidaan pyrkiä vähentämään tavanomaisella menetelmällä, jota käytetään myös energian integroivilla ilmaisimilla toteutettavissa tomografiakuvauksissa. Pikselien kynnyksiä on myös mahdollista hienosäätää lähemmäs toisiaan. Hyvin onnistuneella hienosäätöprosessilla rengasartefaktoiden voimakkuuden pitäisi vähentyä.

Advacam MiniPIX on eräs energiasensitiivinen fotoninlaskentailmaisim, joka osoittaa sen, että fotonien energiaselektiivinen laskenta on mahdollista. Tällaisilla ilmaisimilla voidaan tuottaa hyvälaatuisia röntgenkuvia, joissa ilmaisimen epäideaalisesta toiminnasta johtuvan kohinan merkitys on vähäinen. Ilmaisimia kehitetään edelleen useissa tutkimuslaitoksissa ja ilmaisimia valmistavissa yhtiöissä. Tulevaisuudessa onkin edelleen odotettavissa kehitystä kaikissa ilmaisimen ominaisuuksissa. Toisaalta ilmaisimien suunnittelussa on tehtävä kompromisseja eri ominaisuuksien välillä. Varsinkin kevyistä alkuaineista koostuvien näytteen tapauksessa oleellista on, kuinka alas ilmaisimen havainnointikynnys voidaan laskea. Kirjoittajan käsityksen mukaan AdvaPIX TPX3 ilmaisimen minimienergia 3 keV on pienin kaupallisesti saatavilla olevissa laitteissa. Nykyään useissa ilmaisimissa on käytössä myös menetelmiä, joilla voidaan korjata varauksen jakaantumisen aiheuttama ongelma, joka

on hyvin merkittävä energia- ja paikkaresoluutiota heikentävä tekijä pienen pikselikoon hybridi-ilmaisimissa. Timepix1-sirussa tällaista menetelmää ei ole, kun taas Medipix3-siruum perustuvissa saman pikselikoon ilmaisimissa tällainen korjausmenetelmä on käytössä. Advacam MiniPIXin eräs rajoitus on myös se, että käytössä on vain yksi energiakynnys. Tällöin erotuskuvien signaali-kohinasuhde on huonompi kuin ilmaisimissa, joissa voidaan käyttää vähintään kahta energiakynnystä per pikseli. Käytännön hyöty on myös kuvausten keston lyhentyminen, joka on erityisesti tomografiaskannauksissa merkittävää. Tämä voi olla merkittävää myös ajatellen kuvattavan näytteen säteilyannosta, jos näyte on herkkä säteilyvaurioille.

Tämän työn kokeellisessa osuudessa energiasensitiivistä fotoninlaskentailmaisinta on hyödynnetty siten, että tiettyä näytettä on kuvattu eri energia-alueilla. Näillä ilmaisimilla saatavaa informaatiota voidaan hyödyntää myös pidemmälle kehitetyillä menetelmillä. Tällainen on esimerkiksi eri energia-alueilla otettujen kuvien painottaminen energiasta riippuvalla painotusfunktiolla. Hyvin mielenkiintoinen sovel-lusalue on myös kuvattavan näytteen sisältämien materiaalien tunnistamiseen pyrkivät menetelmät, joita kehitetään erityisesti tomografian yhteydessä. Tällaisia ovat menetelmät, joissa analysoidaan eri energia-alueilta määritettyjen efektiivisten vaimennuskertoimien suhteita. Materiaalien tunnistamiseen voidaan pyrkiä myös hajot-tamalla näytteen vaimennuskerroin lineaarikombinaatioksi niiden materiaalien vai-mennuskertoimien avulla, joista näytteen uskotaan koostuvan. Näiden rajoituksena on siis se, että näytteen koostumus täytyy jossain määrin tuntea etukäteen. Vai-mennuskerroin voidaan kirjoittaa myös lineaarikombinaationa, jossa kantafunktiot approksimoivat valosähköisen ilmiön ja Comptonin sironnan energiariippuvuuksia. Molemmissa tapauksissa röntgenkuvantamisen avulla pyritään ratkaisemaan lineaarikombinaation kertoimet, jotka sisältävät energiasta riippumatonta tietoa näytteen koostumuksesta.

Lähteet

- [1] Medipix yhteistyöprojektin kotisivu. <https://medipix.web.cern.ch/>, toukokuu 2019.
- [2] H. E. Johns ja J. R. Cunningham. *The physics of radiology - 4th edition*. Charles C Thomas, Springfield, Illinois, USA, 1983.
- [3] J. H. Hubbell. Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients From 10 keV to 100 GeV. *National Bureau of Standards Report NSRDS-NBS29, Washington DC*, 1969.
- [4] M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar, D. S. Zucker ja K. Olsen. *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5)*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database>, Maaliskuu 2019.
- [5] J. H. Scofield. Theoretical photoionization cross sections from 1 to 1500 keV. Technical report, California Univ., 1973.
- [6] R. D. Evans. *The atomic nucleus*. Tata McGraw-Hill Publishing Company Ltd., 1955.
- [7] J. L. Campbell. Fluorescence yields and Coster–Kronig probabilities for the atomic L subshells. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 85(2):291 – 315, 2003.
- [8] A. C. Kak ja M. Slaney. *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. SIAM Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 2001.
- [9] W. C. Röntgen. On a New Kind of Rays, A. Stantonin käännös alkuperäisestä julkaisusta *Sitzungsberichte der Würsburger Physik-med. Gesellschaft*, 1895. *Nature*, 53(1369):274–277, 1896.

- [10] A. Feldman. A sketch of the technical history of radiology from 1896 to 1920. *Radiographics*, 9(6):1113–1128, 1989.
- [11] International Atomic Energy Agency. *Diagnostic Radiology Physics*. IAEA, Wien, 2014.
- [12] M. Vopálenskỳ, D. Vavřík ja I. Kumpová. Optimization of acquisition parameters in radiography and tomography. *7th Conference on Industrial Computed Tomography, Leuven, Belgium (iCT 2017) CT in NDT and Manufacturing: NDT. net*, 2017.
- [13] M. Reiter, M. Krumm, S. Kasperl, C. Kuhn, M. Erler, D. Weiß, C. Heinzl, C. Gusenbauer ja J. Kastner. Evaluation of transmission based image quality optimisation for X-ray computed tomography. *Conference on Industrial Computed Tomography (ICT), Sept*, sivut 241–250, 2012.
- [14] P. Willmott. *An introduction to synchrotron radiation: techniques and applications*. John Wiley & Sons, 2011.
- [15] U. W. Arndt, J. V. P. Long ja P. Duncumb. A microfocus x-ray tube used with focusing collimators. *Journal of applied crystallography*, 31(6):936–944, 1998.
- [16] S. R. Stock. *Microcomputed tomography, Methodology and Applications*. CRC Press, 2009.
- [17] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement - 3rd edition*. John Wiley & Sons, 2000.
- [18] W. S. Boyle ja G. E. Smith. Charge coupled semiconductor devices. *Bell System Technical Journal*, 49(4):587–593, 1970.
- [19] A. J. P. Theuwissen. *Solid-state Imaging With Charge-coupled Devices*. Kluwer Academic Publishers, 1995.
- [20] S. O. Kasap ja J. A. Rowlands. Review X-ray photoconductors and stabilized a-Se for direct conversion digital flat-panel X-ray image-detectors. *Journal of materials science: materials in electronics*, 11(3):179–198, 2000.
- [21] R. E. Alvarez ja A. Macovski. Energy-selective reconstructions in x-ray computerised tomography. *Physics in Medicine & Biology*, 21(5):733–744, 1976.

- [22] G. N. Hounsfield. Computerized transverse axial scanning (tomography): Part 1. description of system. *The British journal of radiology*, 46:1016–1022, 1973.
- [23] J. Giersch, D. Niederlöhner ja G. Anton. The influence of energy weighting on X-ray imaging quality. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(1-2):68–74, 2004.
- [24] J. Karg, D. Niederlöhner, J. Giersch ja G. Anton. Using the Medipix2 detector for energy weighting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 546(1-2):306–311, 2005.
- [25] X. Liu, L. Yu, A. N. Primak ja C. H. McCollough. Quantitative imaging of element composition and mass fraction using dual-energy CT: Three-material decomposition. *Medical physics*, 36(5):1602–1609, 2009.
- [26] X. Wang, D. Meier, K. Taguchi, D. Wagenaar, B. E. Patt ja E. C. Frey. Material separation in x-ray CT with energy resolved photon-counting detectors. *Medical physics*, 38(3):1534–1546, 2011.
- [27] I. A. Elbakri ja J. A. Fessler. Statistical image reconstruction for polyenergetic X-ray computed tomography. *IEEE transactions on medical imaging*, 21(2):89–99, 2002.
- [28] M. Beister, D. Kolditz ja W. A. Kalender. Iterative reconstruction methods in X-ray CT. *Physica medica*, 28(2):94–108, 2012.
- [29] E. J. Schioppa. *The color of X-rays*. PhD thesis, University of Amsterdam, 2014.
- [30] H. Ibach ja H. Lüth. *Solid-State Physics: An introduction to Principles of Materials Science - 4th edition*. Springer, 2009.
- [31] P. Y. Yu ja M. Cardona. *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties - 4th edition*. Springer, 2010.
- [32] M. J. Bosma. *On the cutting edge of semiconductor sensors. Towards intelligent X-ray detectors*. PhD thesis, University of Amsterdam, 2012.

- [33] J. S. Iwaczyk, E. Nygard, O. Meirav, J. Arenson, W. C. Barber, N. E. Hart-sough, N. Malakhov ja J. C. Wessel. Photon Counting Energy Dispersive Detector Arrays for X-ray Imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3):535–542, 2009.
- [34] R. Ballabriga, M. Campbell, E. Heijne, X. Llopart, L. Tlustos ja W. Wong. Medipix3: A 64 k pixel detector readout chip working in single photon counting mode with improved spectrometric performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 633:S15–S18, 2011.
- [35] R. Steadman, C. Herrmann, O. Mülhens ja D. G. Maeding. ChromAIX: Fast photon-counting ASIC for spectral computed tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 648:S211–S215, 2011.
- [36] R. Ballabriga, M. Campbell ja X. Llopart. Asic developments for radiation imaging applications: The medipix and timepix family. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 878:S10–S23, 2018.
- [37] B. Mikulec. *Single photon detection with semiconductor pixel arrays for medical imaging applications*. PhD thesis, Vienna U., 2000.
- [38] P. Kraft, A. Bergamaschi, Ch. Brönnimann, R. Dinapoli, E. F. Eikenberry, B. Henrich, I. Johnson, A. Mozzanica, C. M. Schlepütz, P. R. Willmott ja B. Schmitt. Performance of single-photon-counting PILATUS detector modules. *Journal of synchrotron radiation*, 16(3):368–375, 2009.
- [39] Z. He. Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 463(1-2):250–267, 2001.
- [40] M. D. Wilson, P. Seller, M. C. Veale ja P. J. Sellin. Investigation of the small pixel effect in CdZnTe detectors. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007. NSS'07. IEEE*, volume 2, pages 1255–1259. IEEE, 2007.

- [41] L. Katz ja A. S. Penfold. Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption. *Reviews of Modern Physics*, 24(1):28, 1952.
- [42] L. Tlustos. *Performance and limitations of high granularity single photon processing X-ray imaging detectors*. PhD thesis, Vienna, Tech. U., Atominst., 2005.
- [43] M. O. Krause. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells. *Journal of physical and chemical reference data*, 8(2):307–327, 1979.
- [44] R. Ballabriga, M. Campbell, E. H. M. Heijne, X. Llopart ja L. Tlustos. The Medipix3 prototype, a pixel readout chip working in single photon counting mode with improved spectrometric performance. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 54(5):1824–1829, 2007.
- [45] J. Jakubek. Energy-sensitive X-ray radiography and charge sharing effect in pixelated detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 607(1):192–195, 2009.
- [46] B. Norlin, C. Fröjdth, H.-E. Nilsson, H. Graafsma, V. Vonk ja C. Ponchut. Characterisation of the charge sharing in pixelated Si detectors with single-photon processing readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 563(1):133–136, 2006.
- [47] K. Taguchi ja J. S. Iwanczyk. Vision 20/20: Single photon counting x-ray detectors in medical imaging. *Medical physics*, 40(10), 2013.
- [48] R. Ballabriga, J. Alozy, M. Campbell, E. Frojdth, E. H. M. Heijne, T. Koenig, X. Llopart, J. Marchal, D. Pennicard, T. Poikela, L. Tlustos, P. Valerio, W. Wong ja M. Zuber. Review of hybrid pixel detector readout ASICs for spectroscopic X-ray imaging. *Journal of Instrumentation*, 11(01):P01007, 2016.
- [49] M. Campbell ja kaikki Medipix2 projektin jäsenet. 10 years of the Medipix2 Collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 633:S1–S10, 2011.

- [50] S. Procz, K-A. Wartig, A. Fauler, A. Zwerger, J. Luebke, R. Ballabriga, G. Blaj, M. Campbell, M. Mix ja M. Fiederle. Medipix3 CT for material sciences. *Journal of Instrumentation*, 8(01):C01025, 2013.
- [51] D. Vavrik, J. Dammer, J. Jakubek, I. Jeon, O. Jirousek, M. Kroupa ja P. Zlamal. Advanced X-ray radiography and tomography in several engineering applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 633:S152–S155, 2011.
- [52] B. Norlin, A. Manuilskiy, H.-E. Nilsson ja C. Fröjdh. Material recognition with the Medipix photon counting colour X-ray system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(1-2):265–269, 2004.
- [53] M. Firsching, A. P. Butler, N. Scott, N. G. Anderson, T. Michel ja G. Anton. Contrast agent recognition in small animal CT using the Medipix2 detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 607(1):179–182, 2009.
- [54] J. Uher, G. Harvey ja J. Jakubek. X-ray fluorescence imaging with the Medipix2 single-photon counting detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(1):54–61, 2012.
- [55] I. Jandejsek, J. Jakubek, M. Jakubek, P. Prucha, F. Krejci, P. Soukup, D. Turecek, D. Vavrik ja J. Zemlicka. X-ray inspection of composite materials for aircraft structures using detectors of Medipix type. *Journal of Instrumentation*, 9(05):C05062, 2014.
- [56] M. Campbell, E. H. M. Heijne, G. Meddeler, E. Pernigotti ja W. Snoeys. A readout chip for a 64×64 pixel matrix with 15-bit single photon counting. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(3):751–753, 1998.
- [57] X. Llopart, M. Campbell, R. Dinapoli, D. San Segundo ja E. Pernigotti. Medipix2: A 64-k pixel readout chip with $55 - \mu\text{m}$ square elements working in single photon counting mode. *IEEE transactions on nuclear science*, 49(5):2279–2283, 2002.

- [58] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Tlustos ja W. Wong. Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 581(1-2):485–494, 2007.
- [59] X. Llopart Cudié. *Design and characterization of 64K pixels chips working in single photon processing mode*. PhD thesis, Mid Sweden University, Sundsvall, 2007.
- [60] R. Ballabriga, J. Alozy, G. Blaj, M. Campbell, M. Fiederle, E. Frojdh, E. H. M. Heijne, X. Llopart, M. Pichotka, S. Procz, L. Tlustos ja W. Wong. The Medipix3RX: a high resolution, zero dead-time pixel detector readout chip allowing spectroscopic imaging. *Journal of Instrumentation*, 8(02):C02016, 2013.
- [61] T. Poikela, J. Plosila, T. Westerlund, M. Campbell, M. De Gaspari, X. Llopart, V. Gromov, R. Kluit, M. van Beuzekom, F. Zappone, V. Zivkovic, C. Brezina, K. Desch, Y. Fu ja A. Kruth. Timepix3: a 65K channel hybrid pixel readout chip with simultaneous ToA/ToT and sparse readout. *Journal of Instrumentation*, 9(05):C05013, 2014.
- [62] T. S. Poikela. *Readout Architecture for Hybrid Pixel Readout Chips*. PhD thesis, University of Turku, 2015.
- [63] M. Campbell, J. Alozy, R. Ballabriga, E. Frojdh, E. Heijne, X. Llopart, T. Poikela, L. Tlustos, P. Valerio ja W. Wong. Towards a new generation of pixel detector readout chips. *Journal of Instrumentation*, 11(01):C01007, 2016.
- [64] Paul Scherrer Instituutin (PSI) Swiss Light Source (SLS):n ilmaisinkhitysyhman kotisivut. <https://www.psi.ch/detectors/detectors-group>, tammi-kuu 2019.
- [65] A. Bergamaschi, A. Cervellino, R. Dinapoli, F. Gozzo, B. Henrich, I. Johnson, P. Kraft, A. Mozzanica, B. Schmitt ja X. Shi. The MYTHEN detector for X-ray powder diffraction experiments at the Swiss Light Source. *Journal of synchrotron radiation*, 17(5):653–668, 2010.
- [66] B. Henrich, A. Bergamaschi, C. Brönnimann, R. Dinapoli, E. F. Eikenberry, I. Johnson, M. Kobas, P. Kraft, A. Mozzanica ja B. Schmitt. PILATUS: A single

- photon counting pixel detector for X-ray applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 607(1):247–249, 2009.
- [67] R. Dinapoli, A. Bergamaschi, B. Henrich, R. Horisberger, I. Johnson, A. Mozzanica, E. Schmid, B. Schmitt, A. Schreiber, X. Shi ja G. Theidel. EIGER: Next generation single photon counting detector for X-ray applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 650(1):79–83, 2011.
- [68] P. Kraft, A. Bergamaschi, Ch. Brönnimann, R. Dinapoli, E. F. Eikenberry, H. Graafsma, B. Henrich, I. Johnson, M. Kobas, A. Mozzanica, C. M. Schlepütz ja B. Schmitt. Characterization and calibration of PILATUS detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3):758–764, 2009.
- [69] R. Dinapoli, A. Bergamaschi, D. Greiffenberg, B. Henrich, R. Horisberger, I. Johnson, A. Mozzanica, V. Radicci, B. Schmitt, X. Shi ja G. Tinti. EIGER characterization results. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 731:68–73, 2013.
- [70] Dectris. <https://www.dectris.com/>, tammikuu 2019.
- [71] Direct Conversion AB. <https://directconversion.com/>, tammikuu 2019.
- [72] A. Shankar, J. Krebs, D. R. Bednarek ja S. Rudin. Spectroscopy with a CdTe-based photon-counting imaging detector (PCD) having charge sharing correction capability. In *Medical Imaging 2018: Physics of Medical Imaging*, volume 10573, page 1057352. International Society for Optics and Photonics, 2018.
- [73] E. Beuville, R. Cahn, B. Cederström, M. Danielsson, A. Hall, B. Hasegawa, L. Luo, M. Lundqvist, D. Nygren, E. Oltman ja J. Walton. High resolution x-ray imaging using a silicon strip detector. *IEEE Transactions on nuclear science*, 45(6):3059–3063, 1998.
- [74] C. Xu, M. Danielsson, S. Karlsson, C. Svensson ja H. Bornefalk. Preliminary evaluation of a silicon strip detector for photon-counting spectral CT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 677:45–51, 2012.

- [75] C. Xu, H. Chen, M. Persson, S. Karlsson, M. Danielsson, C. Svensson ja H. Bornefalk. Energy resolution of a segmented silicon strip detector for photon-counting spectral CT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 715:11–17, 2013.
- [76] M. Persson, B. Huber, S. Karlsson, X. Liu, H. Chen, C. Xu, M. Yveborg, H. Bornefalk ja M. Danielsson. Energy-resolved CT imaging with a photon-counting silicon-strip detector. *Physics in Medicine & Biology*, 59(22):6709, 2014.
- [77] X. Liu, F. Grönberg, M. Sjölin, S. Karlsson ja M. Danielsson. Count rate performance of a silicon-strip detector for photon-counting spectral CT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 827:102–106, 2016.
- [78] J. P. Schlomka, E. Roessl, R. Dorscheid, S. Dill, G. Martens, T. Istel, C. Bäumer, C. Herrmann, R. Steadman, G. Zeitler, A. Livne ja R. Proksa. Experimental feasibility of multi-energy photon-counting K-edge imaging in pre-clinical computed tomography. *Physics in Medicine & Biology*, 53(15):4031, 2008.
- [79] R. Symons, B. Krauss, P. Sahbaee, T. E. Cork, M. N. Lakshmanan, D. A. Bluemke ja A. Pourmorteza. Photon-counting CT for simultaneous imaging of multiple contrast agents in the abdomen: an in vivo study. *Medical physics*, 44(10):5120–5127, 2017.
- [80] Amsterdam Scientific Instruments. <https://www.amscins.com/>, tammikuu 2019.
- [81] Amsterdam Scientific Instruments. Lynx hybrid pixel detectors for x-ray -esite. <https://www.amscins.com/products/lynx/download-lynx-brochure/>, tammikuu 2019.
- [82] Quantum Detectors Ltd. <https://quantumdetectors.com/>, tammikuu 2019.
- [83] Advacam MiniPIXin tietolomake. <http://advacam.com/system/wp-content/uploads/2017/05/MiniPIX-Datasheet-v2-45fps-2017-11-08.pdf>, tammikuu 2019.

- [84] C. Granja, K. Kudela, J. Jakubek, P. Krist, D. Chvatil, J. Stursa ja S. Polansky. Directional detection of charged particles and cosmic rays with the miniaturized radiation camera MiniPIX Timepix. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 911:142–152, 2018.
- [85] Advacam WidePIX 2(1)x5 MPX3 tietolomake. <http://advacam.com/system/wp-content/uploads/2018/11/W25xM3-Xxx180307-WidePIX-MPX3-21x5-Datasheet-2018-10-15.pdf>, tammikuu 2019.
- [86] Xradia, Inc. *MicroXCT-200 and MicroXCT-400 User's Guide*. Concord, CA 94520 USA, 7 edition, april 2010.
- [87] Xradia (ZEISS) MicroXCTTM-400 esittely Jyväskylän yliopiston kotisivulla. <https://www.jyu.fi/science/en/nanoscience-center/research/infrastructures/instruments/details/xradiamicro400>, helmikuu 2019.
- [88] Hamamatsu L9421-02 mikrofokus röntgenlähteen tietolomake. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/L9421-02_TXPR1011E.pdf, helmikuu 2019.
- [89] X-RAY DATA BOOKLET *Center for X-ray Optics and Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory*. http://xdb.lbl.gov/Section1/Table_1-1a.htm, helmikuu 2019.
- [90] X. Wang, D. Meier, S. Mikkelsen, G. E. Maehlum, D. J. Wagenaar, B. M. W. Tsui, B. E. Patt ja E. C. Frey. MicroCT with energy-resolved photon-counting detectors. *Physics in Medicine & Biology*, 56(9):2791, 2011.