

Pro Gradu –tutkielma

Tietokonetomografian annosmittaukset: kalibrointikäytännöt ja epävarmuudet

Juha Suutari



Jyväskylän yliopisto
Fysiikan laitos

Ohjaajat: Teemu Siiskonen (STUK) ja Jaana Kumpulainen
24. helmikuuta 2015

Tiivistelmä

Tietokonetomografiassa säteilyannoksen määrittämiseen käytettävät ionisaatiokammiot kalibroidaan tavallisimmin vapaasti ilmassa suhteessa ilmakermaan. Kalibrointikäytännöistä voi kuitenkin aiheutua epävarmuutta annoksen määrittämiseen fantomimittauksissa, sillä olosuhteet fantomissa ovat erilaiset kuin vapaasti ilmassa.

Tässä työssä tutkittiin kalibrointikäytännöistä johtuvia epävarmuuksia annosmittauksissa. Työn kokeellisessa osassa mitattiin erään puikkomaisen ionisaatiokammion energiavaste ja näiden tulosten pohjalta mallinnettiin kammio Monte Carlo -menetelmällä tehtäviä simulaatioita varten. Kammion mallintamisen jälkeen simulaatioissa tutkittiin absorboituneita annoksia fantomin ilmatilavuudessa ja kammion aktiivisessa tilavuudessa.

Simulaatioista havaittiin, että absorboitunut annos kammiossa oli noin 30–40 % suurempi kuin annos fantomin ilmatilavuudessa. Eron pääteltiin johtuvan pääosin kammion keskielektrodin aiheuttamasta sekundäärisäteilystä ja korjautuvan suurimmalta osin kalibrointikertoimessa. Sen sijaan spektrin muutoksesta laskettua noin 4 % eroa vapaasti ilmassa määritetty kalibrointikerroin ei huomioi.

Lyhenteet

BIMP	Kansainvälinen painojen ja mittojen toimisto (Bureau International des Poids et Mesures)
EURAMET	Kansallisten metrologian tutkimuslaitosten eurooppalainen liitto (European Association of National Metrology Institutes)
IAEA	Kansainvälinen atomienergiajärjestö (International atomic energy agency)
ICRU	Kansainvälinen säteilyn yksiköiden ja mittausten komissio (International commission on Radiation Units & Measurements)
IEC	Kansainvälinen sähköalan standardisoimisjärjestö (International Electrotechnical Commission)
ISO	Kansainvälinen standardisoimisjärjestö (International Organization for Standardization)
ISO N	Standardin ISO 4037-1:1996(E) mukainen säteilylaatusarja
MC	Monte Carlo
PMMA	Polymetyylimetakrylaatti (Akryyli)
PSDL	Primäärinormaalilaboratorio (Primary standard dosimetry laboratory)
RQT	Standardin IEC 61267 2005 mukainen säteilylaatusarja
SSDL	Sekundäärinormaalilaboratorio (Secondary standard dosimetry laboratory)
STUK	Säteilyturvakeskus
TCPE	osittainen (kvasi-)elektronitasapaino (Transient charged particle equilibrium)
TT	Tietokonetomografia
WHO	Maailman terveysjärjestö (World health organization)

Sisältö

1	Johdanto	1
2	Röntgensäteily kuvantamisessa	3
2.1	Röntgensäteily	3
2.2	Röntgenputki	4
2.3	Tietokonetomografialaite	5
2.4	Säteilyn vaimeneminen	9
2.5	Röntgensäteilyn ja aineen vuorovaikutukset	12
2.5.1	Valosähköinen ilmiö	13
2.5.2	Rayleighin sironta ja Comptonin sironta	15
3	Säteilyannossuureet ja niiden mittaaminen	18
3.1	Kerma	19
3.2	Säteilytys	19
3.3	Absorboitunut annos	20
3.4	Kerman ja absorboituneen annoksen keskinäinen suhde . . .	21
3.5	Tietokonetomografian annossuureet	23
3.5.1	Ilmakerman ja pituuden tulo	23
3.5.2	TT-kermaindeksi	24
3.5.3	Painotettu TT-kermaindeksi	25
3.5.4	Painotetun TT-kermaindeksi tilavuuskeskiarvo	27
3.6	Ionisaatiokammio	27
4	Säteilyannosten Monte Carlo -simulointi	29
4.1	Satunnaislukujen generointi	30
4.1.1	Lineaarinen kongruenssi -algoritmi	31
4.1.2	Viivästetty Fibonacci-algoritmi	31
4.2	Fotonien ja elektronien kulkeutuminen	31
4.3	EGSnrc	32
5	Kalibrointi	34
5.1	Kalibrointikertoimet	35
5.1.1	Ilman tiheyden korjaus	37
5.1.2	Säteilylaadun korjaus	37
5.2	TT-kammion kalibrointi	38

6	Mittauslaitteisto ja simulaatiomenetelmät	40
7	Tulokset	45
7.1	Ionisaatiokammion energiavaste	45
7.2	Annokset ionisaatiokammiossa ja fantomissa	46
8	Johtopäätökset	50
9	Viitteet	52

1 Johdanto

Suomessa tehtiin vuonna 2011 hieman yli 3,6 miljoonaa röntgentutkimusta. Näistä tutkimuksista 328 874 kappaletta, eli noin 9 %, oli tietokonetomografiatutkimuksia (TT- tutkimuksia). Tiedot käyvät ilmi Säteilyturvakeskuksen (STUK) vuonna 2012 tekemästä kyselystä [1]. Yleisimpiä TT-tutkimuksia olivat pään TT, vartalon laaja TT sekä vatsan varjoaine-TT. TT-tutkimusten määrän koko 2000-luvun jatkunut kasvu näyttää hidastuneen viime vuosina. Kansainvälisesti vertaillen Suomi oli vuonna 2011 lähellä kehittyneiden maiden keskiarvoja radiologisten tutkimusten ja toimenpiteiden määrissä asukaslukuun suhteutettuna [2].

Suomalaisten vuonna 2012 saama keskimääräinen efektiivinen annos oli 3,2 milliSievertiä (mSv). Suurin yksittäinen tekijä kokonaisannoksessa oli huoneilman radon, josta aiheutui noin 1,6 mSv annos [3]. Röntgentutkimuksista aiheutuva vuosittainen efektiivinen annos oli vuonna 2011 keskimäärin 0,45 mSv, josta TT-tutkimusten osuus oli 0,26 mSv [2]. Tilastoista siis nähdään, että TT-laitteiden käyttö on yleistynyt ja TT-tutkimuksista saatava annos on natiiviröntgentutkimuksia suurempi: 9 % tutkimuksista tuottaa 58 % efektiivisestä annoksesta. Lisäksi TT-tutkimusten osuus efektiivisestä annoksesta Suomessa on hieman Euroopan keskiarvoa suurempi.

Sosiaali- ja terveysministeriön asetuksella säteilyn lääketieteellisestä käytöstä (423/2000) säteilyn käyttäjät on määrätty säännöllisesti mittaamaan tai laskennallisesti arvioimaan röntgentutkimuksista aiheutuvia säteilyannoksia [4]. Lisäksi annos- ja aktiivisuustiedot on tallennettava ja niitä on järjestelmällisesti verrattava vertailutasoihin.

Potilaan säteilyaltistuksen määrittämiseen käytettävä säteilymittari tulee olla asiallisesti kalibroitu. Hyvän kalibroinnin avulla saadaan luotettavia arvioita potilasannoksista ja tämä yhdistettynä laadunvalvontamittauksiin voidaan seurata laitteiden tasaista toimivuutta. Kansainvälisen säteilyn yksiköiden ja mittausten komission (International commission on Radiation Units & Measurements, ICRU) mukaan mittalaitteiden kalibraatiokertoimien epävarmuus ei saisi ylittää 5 % kattavuuskertoimella $k = 2$ [5].

Tietokonetomografiassa potilasannoksen määrittämiseen käytettävät ioni-

1 Johdanto

saatiokammiot kalibroidaan Kansainvälisen atomienergiajärjestön (International atomic energy agency, IAEA) ohjeistuksen mukaisesti vapaasti ilmassa [6]. Yleensä kalibroinnit tehdään suhteessa ilmakeraan. Vapaasti ilmassa tapahtuvasta kalibroinnista voi aiheutua epävarmuutta ionisaatiokammion käytössä fantomimittauksissa¹. Mittauksia tehdään fantomissa, sillä fantomissa mitattava painotettu annosindeksi $CTDI_w$ kuvaa hyvin kudoksen keskimääräistä annosta. Fantomin sisällä olevan kammion havaitsema spektri poikkeaa kuitenkin sekundäärisäteilyn ja sironnan vuoksi energijakauman osalta kalibroinnissa käytetystä spektristä. Tämä yhdistettynä kammion heikkenevään energiavasteeseen matalilla energioilla voi aiheuttaa epävarmuutta annoksen mittauksessa, sillä matalammilla energioilla kammion aktiiviseen alueeseen absorboitunut annos ei anna samaa näyttämää mittariin kuin korkeammilla energioilla.

Tässä työssä tutkittiin mahdollisia kalibrointikäytännöistä johtuvia epävarmuuksia annosmittauksissa. Työn kokeellisessa osassa mitattiin erään puikkomaisen ionisaatiokammion energiavaste ja näiden tulosten pohjalta mallinnettiin kammio Monte Carlo -simulaatioita varten. Kammion mallintamisen jälkeen simulaatioissa tutkittiin absorboituneita annoksia fantomin ilmatilavuudessa ja kammion aktiivisessa tilavuudessa. Monte Carlo -menetelmien avulla pystyttiin laskemaan annoksia fantomissa ilman mittalaitteista mahdollisesti aiheutuvia epävarmuuksia.

¹Tietokonetomografiassa käytetyt fantomit ovat standardoituja halkaisijaltaan 32 cm ja 16 cm leveitä ja vähintään 15cm pitkiä akryylistä valmistettuja sylinterejä, jotka on tarkemmin määritelty lähteessä [7].

2 Röntgensäteily kuvantamisessa

2.1 Röntgensäteily

Röntgensäteily on sähkömagneettista säteilyä, ja sen havaitseminen ensimmäistä kertaa oli seurausta tyhjiöpumpputeknologian kehittymisestä 1800-luvun lopulla. Vuonna 1895 saksalainen fyysikko Wilhelm Conrad Röntgen kiihdytti tyhjiöputkessa katodilta irronneita termisiä elektroneja ja havaitsi uudentyyppistä säteilyä niiden osuessaan anodiin [8].

Aaltohiukkasdualismin mukaan kaikkea sähkömagneettista säteilyä voidaan kuvata joko aaltona tai hiukkasina. Albert Einsteinin 1905 esittämän postulaatin mukaan säteilyn energia E on kvantittunut ja fotonin energia on suoraan verrannollinen säteilyn taajuuteen ν [9]

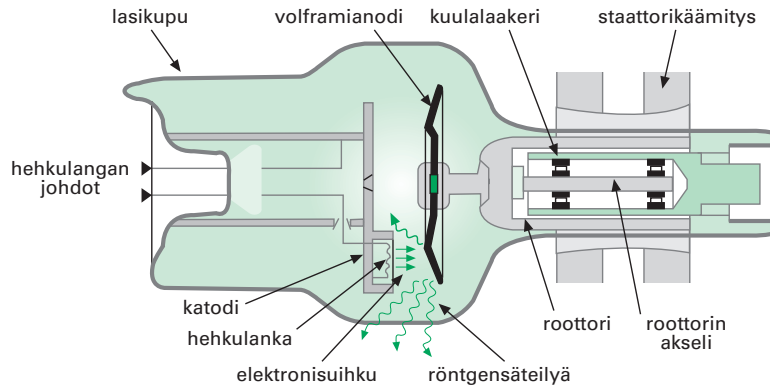
$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (1)$$

missä h on Plancin vakio, c valonnopeus ja λ aallonpituus.

Röntgensäteilystä yleisesti puhuttaessa fotonien energia on noin 10 eV – 500 keV. Röntgendiagnostiikassa käytettävien fotonien energia rajoittuu tyypillisesti 10–150 keV alueelle. Matalaenergisestä röntgensäteilystä voidaan käyttää myös termiä pehmeä röntgensäteily ja korkeaenergistä röntgensäteilyä voidaan luonnehtia kovaksi säteilyksi. Lisäksi röntgensäteily voidaan jaotella jarrutussäteilyyn ja karakteristiseen röntgensäteilyyn sen syntymekanismin perusteella. Jarrutussäteilyä vapautuu varatun hiukkasen jarruntuessa nopeasti ja karakteristista säteilyä muodostuu atomin viritystilan purkautuessa. Koska eri elektronikuorien energiatasot riippuvat kyseessä olevasta alkuaineesta, on myös karakteristinen röntgensäteily jokaiselle alkuaineelle ominaista. Tätä ominaisuutta käytetään hyväksi esimerkiksi alkuaineiden tunnistamisessa.

Röntgensäteilyn spektrin energia-alue menee lomittain ultraviolettisäteilyn sekä erityisesti gammasäteilyn kanssa. Röntgen- ja gammasäteilyn syntytavat ovat kuitenkin erilaiset. Röntgensäteilyä syntyy fotonien ja elektronien vuorovaikuttaessa atomin elektronikuorilla, kun taas gammasäteilyä

2 Röntgensäteily kuvantamisessa



Kuva 1. Pyöriväänodisen röntgenputken rakenne. Kuvasta puuttuu vaippa joka estää säteilyn pääsemisen ei-haluttuun suuntaan [10].

emittoituu atomytimen viritystilan purkautuessa. Lisäksi gammasäteilyn spektri koostuu yhdestä tai useammasta radioaktiiviselle nuklidille ominaisesta gammaenergiasta, mutta röntgensäteilyn spektri on jarrutussäteilyn osalta jatkuva. Useampaan kertaan sironneen säteilyn osalta tämä ero spektreissä kuitenkin pienenee [10].

2.2 Röntgenputki

Röntgendiagnostiikassa kuvantamisessa tarvittava säteily tuotetaan röntgenputkella. Nykyaikaisten röntgenputkien toimintaperiaate on hyvin samankaltainen kuin Röntgenin tapa tuottaa säteilyä 1800-luvun lopulla. Kuvassa 1 on esitetty tyypillisen röntgenputken rakenne. Röntgenputken lasisen kuoren sisällä on tyhjiössä katodi ja anodi. Katodi on yleisesti volframista valmistettu hehkulanka, jota lämmittämällä katodi alkaa emittoida termisiä elektroneja. Hehkulangan lämpötilaa ja emittoituvien elektronien lukumäärää ohjataan hehkulankaan syötettävän sähkövirran avulla. Katodilta irronneet elektronit kiihdytetään putkijännitteen avulla kohti anodia ja käytetyn jännitteen suuruus määrää anodilla syntyvän röntgensäteilyn maksimienergian.

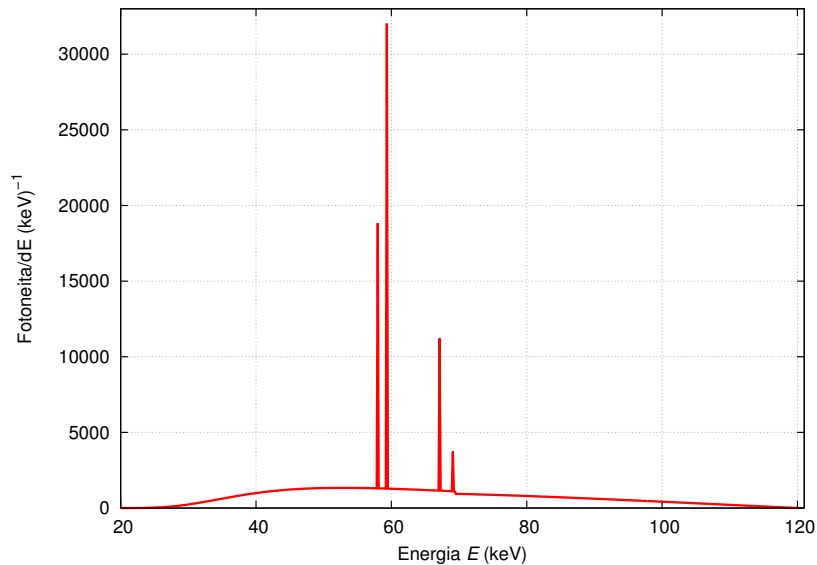
Röntgenputkessa kiihdytetetyt elektronit siroavat epäelastisesti osuessaan anodiin. Anodimateriaalin atomiytimien muodostaman sähkökentän ja kiihdytettyjen elektronien Coulombisessa vuorovaikutuksessa elektronit menettävät energiaansa, joka vapautuu pääosin lämpönä ja valona anodimateriaaliin. Noin 1 % elektronien luovuttamasta energiasta emittoituu röntgensäteilyä jota kutsutaan jarrutussäteilyksi [10]. Lisäksi elektronit voivat ionisoida anodimateriaalin atomeja, jolloin syntyy alkuaineelle, josta anodi on tehty, luonteenomaista karakteristista röntgensäteilyä. Kuvassa 2 on esitetty tyypillinen röntgendiagnostiikassa käytetty röntgenspektri.

Tehokkaamman röntgensäteilyn tuoton vuoksi anodit valmistetaan materiaaleista, joilla on korkea järjestysluku Z , sillä jarrutussäteilyteho on verrannollinen Z^2 . Lisäksi koska anodin on kestävä paljon lämpöä, on myös materiaalin sulamispisteen oltava korkea. Useimmiten käytetyt anodimateriaalit ovatkin volframi ($Z=74$, sulamispiste 3410 °C) ja renium ($Z=75$, sulamispiste 3180 °C) [11]. Lisäksi mammografiassa käytetään molybdeenikohtioita ($Z=42$, sulamispiste 2623 °C). Suurimmassa osassa röntgenputkia on lisäksi pyörivä anodilautanen, jolloin lämpö jakautuu suuremmalle alueelle. Nykyään on olemassa myös röntgenputkia, joissa koko katodi-anodi-rakennelma pyörii. Näissä ns. RET-putkissa (eng. rotating envelope tubes) on sähköinen elektronien poikkeutus, useampi fokuspiste samanaikaisesti ja parempi lämmönkesto [12].

2.3 Tietokonetomografialaite

Tietokonetomografiassa (TT) potilas asetetaan tutkimuspöydällä ympyrän muotoisen kuvauspään (gantryn) keskelle, jonka kehällä on röntgenputki ja röntgenilmäisin. Kuvassa 3a on esitettyä 3. sukupolven TT-laitteen geometria. Potilaasta otetaan röntgenkuvia eri kiertokulmilla ja jokaisesta kuvasta saadaan röntgenkeilan vaimenemisen johdosta viivaintegraalikulosten matkavaimennuskertoimesta (ks. kappale 2.4) kyseisestä suunnasta. Lopulta leikkeen kuva lasketaan rekonstruktion avulla tietokoneella. Matkavaimennuskerroin vaihtelee eri kudostyyppien välillä, joten TT:n avulla pystytään erottamaan luut ja jopa eri pehmytkudokset toisistaan. Verrattuna tavanomaiseen röntgenkuvaan TT-kuvan toinen vahvuus on

2 Röntgensäteily kuvantamisessa



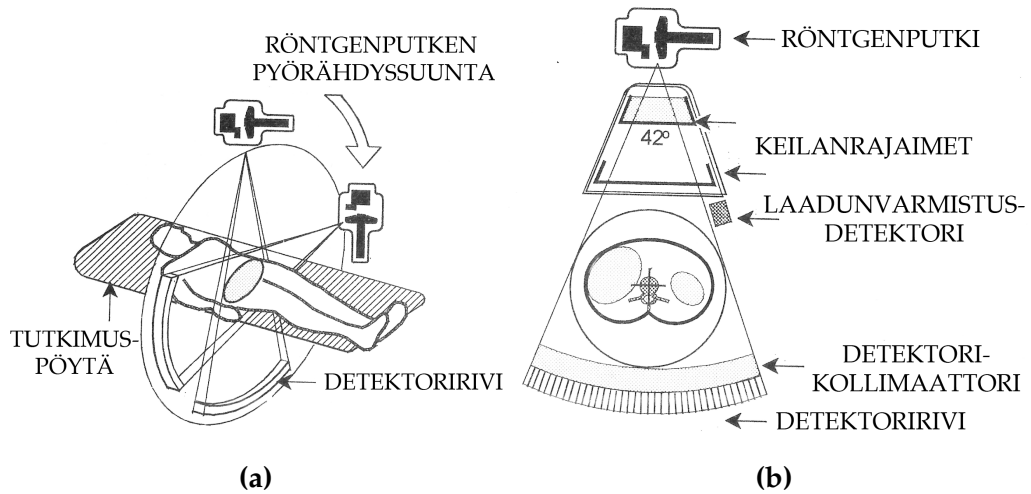
Kuva 2. Tyypillinen röntgendiagnostiikassa käytettävä röntgenspektri. Spektrissä on jarrutussäteilyn lisäksi nähtävissä selvät karakteristiset piikit.

kuvien helpompi tulkinta. Tietokonetomografian erottelukyky perustuu elektronitiheyksien muutoksiin eri kudosten välillä. Näin ollen kuvattavan alueen elimet eivät kuvaudu päällekkäin, vaan ne näkyvät leikekuvissa toisistaan erillään. Kuvassa 3b on kaaviokuva transversaalileikkeen muodostumisesta. Kuvassa 4 puolestaan näkyy kaulan alueen TT-tutkimuksen valmiit leikekuvat sekä niistä muodostettu 3D-malli.

Ensimmäisen kaupallisiin tarkoituksiin soveltuvan TT-laitteen kehittivät Allan Cormack ja Godfrey Hounsfield vuonna 1973. He saivat työstään lääketieteen Nobel-palkinnon vuonna 1979 [15]. Ensimmäisen sukupolven TT-laitteessa käytettiin kapeaa säteilykeilaa ja kuvaus tehtiin lineaarisella skannauksella, jossa röntgenputki ja -ilmaisin liikkuivat samanaikaisesti eri puolilla potilasta. Yhden asteen kiertokulman välein otettujen leikkeiden kuvaamisessa kesti useita minuutteja, ja toisen sukupolven laitteissa yksittäinen röntgenilmaisin korvattiinkin ilmaisinvillillä. Näin ollen vaiennusprofileja saatiin kuvattua useita kerralla ja kuvausaika lyheni noin 20 sekuntiin.

Nykyisin käytössä olevat TT-laitteet ovat kolmatta sukupolvea, joissa on

2 Röntgensäteily kuvantamisessa



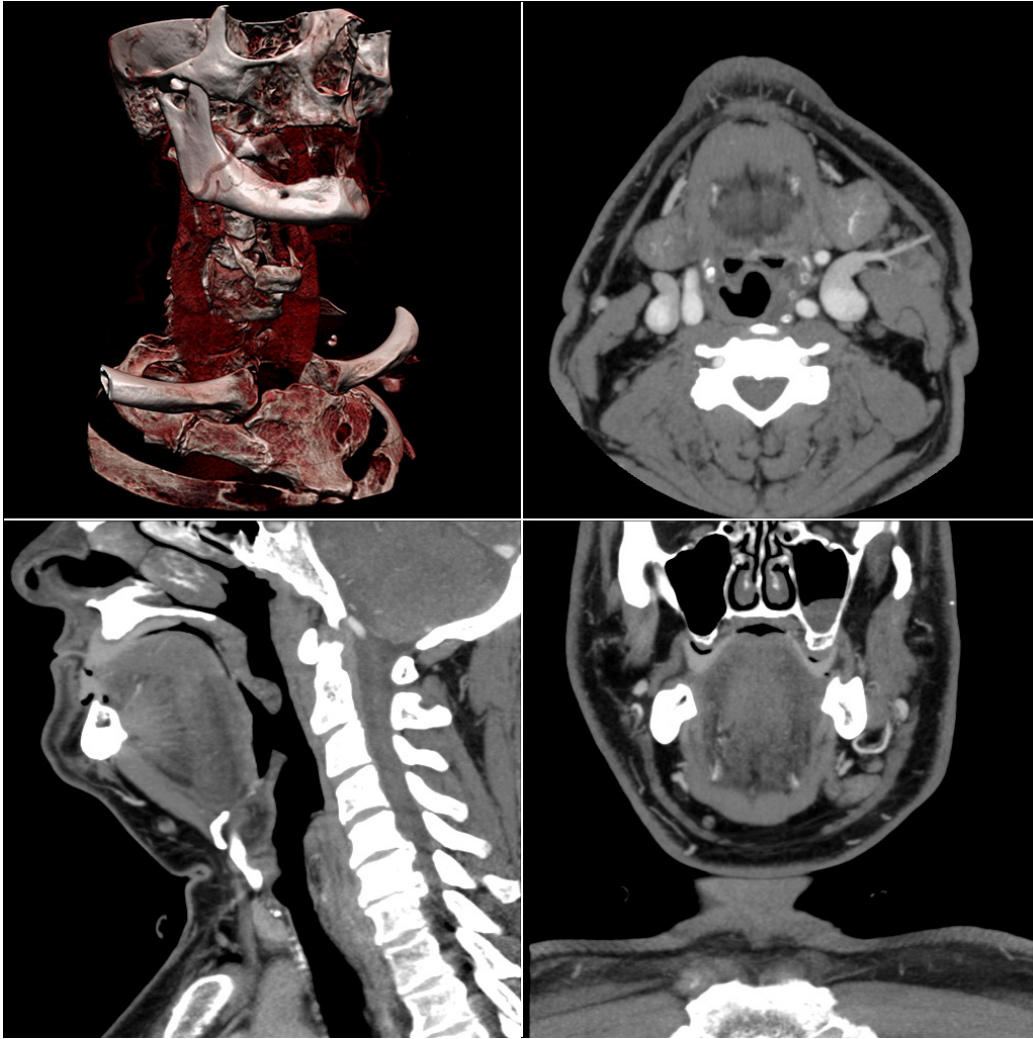
Kuva 3. (a) 3. sukupolven TT-laitteen geometria; (b) Viuhkamaisen säteilykeilan kokoonpano, jossa näkyvillä säteilykollimaattorit ja -ilmaisimet [13].

viuhkamainen säteilykeila, joka kattaa koko ilmaisinerivin. Yhden leikkeen kuvaaminen vie parhaimmillaan alle sekunnin ja tyypillisesti kuvataan useita vierekkäisiä leikkeitä. Tutkimuspöytä voidaan siirtää aina leikekuvien välissä. Vaihtoehtoisesti pöytä voi liikkua koko kuvauksen ajan tasaisella nopeudella, jolloin kyseessä on ns. helikaalikuvauks. Kuvassa 5 on esiteltyä perinteisen monileikekuvauksen ja helikaalikuvauksen eroavaisuuksia. Nykyisissä TT-laitteissa röntgenilmaisimet ovat ilmaisinkaareissa useassa rivissä, joita voi olla 64–320. Näin ollen on mahdollista kuvata suurempia tilavuuksia vastaavassa ajassa.

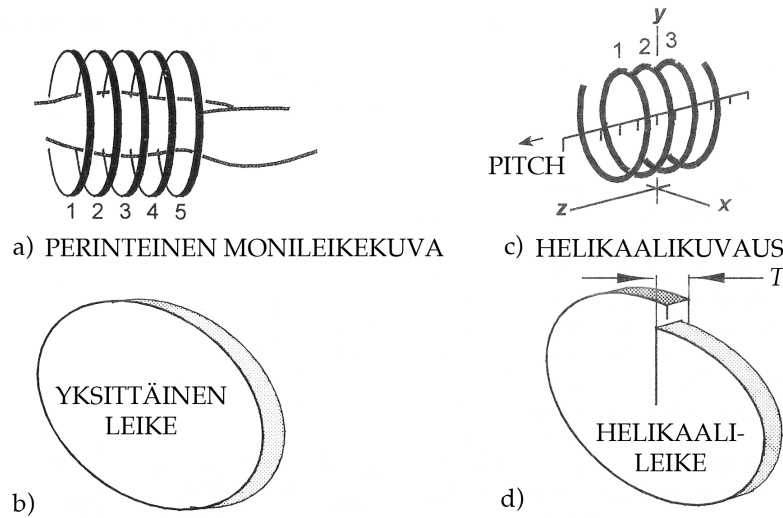
Neljännän sukupolven laitteissa pyörivä ilmaisinkaari on korvattu kiinteillä koko kuvausaukon ympyrän kehän peittäville röntgenilmaisimilla ja vain röntgenputki kiertää potilasta. Suurempi ilmaisinpinta-ala kasvattaa laitteen tehokkuutta, mutta kolmannen sukupolven laitetta vastaavaan resoluutioon päästäkseen ilmaisimien määrä, ja näin ollen myös hinta, kasvaa merkittävästi.

Viidennen sukupolven TT-laitteet poikkeavat merkittävästi edellisistä sukupolvista. Niissä röntgenputki on korvattu elektronitykillä, jonka suihku ohjataan magneettien avulla kohtioon. Tarvittavat vaimennusprofiilit eri suunnista saadaan kääntämällä elektronisuihku eri osaan kohtiorengasta. Viidennen sukupolven TT-laitteiden kuvausajat ovat muutaman kymme-

2 Röntgensäteily kuvantamisessa



Kuva 4. Tyypillisen TT-ohjelmiston näkymä kaulan alueelta otettujen kuvien diagnosointia varten. Ylhäältä oikealta myötäpäivään luetellen: aksiaali-, koronaali- ja sagittaalileike sekä näistä muodostettu 3D-kuva. 3D-mallin visuaalisesta näyttävydestä huolimatta sen diagnostinen arvo on yleensä leikekuvia vähäisempi [14].



Kuva 5. (a) Perinteinen monileikekuva, jossa leikkeet ovat vierekkäin ja pöytää siirretään yksittäisten leikekuvien (b) välissä; (c) Helikaalikuvauksessa pöytä liikkuu tasaisella vauhdilla röntgenputken kiertäessä potilasta. Tällöin yksittäinen leike (d) eroaa tavanomaisesta [13].

nen millisekunnin luokkaa laitteesta puuttuvien mekaanisten osien vuoksi. Nopeutensa puolesta se soveltuu erityisen hyvin kardiologisiin tutkimuksiin [16].

2.4 Säteilyn vaimeneminen

Röntgensäteily vaimenee sen satunnaisissa vuorovaikutuksissa väliaineen kanssa. Yksittäisellä fotonilla on pieni todennäköisyys (röntgendiagnostiikassa noin 5 % [17]) läpäistä makroskooppinen kappale ilman vuorovaikutuksia tai energiahäviötä, mutta todellisissa mittauksissa fotonien valtava lukumäärä tasoittaa satunnaisuudet.

Tarkastellaan monoenergistä ja yhdensuuntaista keilaa, joka koostuu hyvin suuresta määrästä N_0 fotoneja kohdistettuna kappaleeseen, jonka paksuus on L . Oletetaan lisäksi, että jokainen fotoni joko absorboituu täydellisesti yhdessä vuorovaikutuksessa ilman sekundärisäteilyä tai läpäisee materiaalin

2 Röntgensäteily kuvantamisessa

ilman energian tai suunnanmuutosta.

Olkoon lisäksi ($\mu \cdot 1$) todennäköisyys, että yksittäinen fotoni vuorovaikuttaa materiaalin kanssa yksikköpituuden matkalla. Tällöin vuorovaikutuksen todennäköisyys infinitesimaalisella paksuudella dl on μdl . Mikäli fotonien lukumäärä paksuudella dl on N , niin tällöin absorptioista johtuva fotonien lukumäärän muutos dN on [18]

$$dN = -\mu N dl, \quad (2)$$

josta saadaan fotonien lukumäärän muutoksen suhteelliseksi osuudeksi

$$\frac{dN}{N} = -\mu dl. \quad (3)$$

Integroimalla paksuutta l välillä $[0, L]$ vastaten fotonien lukumääriä N_0 ja N_L saadaan fotonien lukumääräksi paksuudella L

$$\int_{N=N_0}^{N_L} \frac{dN}{N} dl = - \int_{l=0}^L \mu dl \quad (4)$$

$$\int_{N_0}^{N_L} \ln N = \int_0^L -\mu l \quad (5)$$

$$\ln N_L - \ln N_0 = \ln \frac{N_L}{N_0} = -\mu l \quad (6)$$

$$N_L = N_0 e^{-\mu L}. \quad (7)$$

Edellä käytettyä suuretta μ kutsutaan lineaariseksi matkavaimennuskertoimeksi ja sen yksikkö on cm^{-1} tai m^{-1} . Kuvassa 8 on esitettyinä lihaskudoksen ja lyijyn matkavaimennuskertoimet röntgendiagnostiikan energia-alueella. Usein käytetään myös massavaimennuskerrointa μ_m , joka saadaan jakamalla lineaarinen matkavaimennuskerroin materiaalin tiheydellä ρ , ts. $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$. Matkavaimennuskerroin riippuu säteilyn energiasta ja materiaalista. Röntgendiagnostiikassa käytetään tavallisesti leveitä röntgenspektrejä, jolloin spektrin eri monoenergisillä osilla on toisistaan poikkeavat vaimenemiskertoimet. Näin ollen säteilyn edetessä väliaineessa sen pienien energiain osat vaimenevat tyypillisesti nopeammin ja säteilyn keskimääräinen energia kasvaa liikuttaessa syvemmälle väliaineessa. Tätä ilmiötä sanotaan säteilyn kovenemiseksi.

Matkavaimennuskertoimen avulla voidaan laskea aineen puoliintumispaksuus eli HVL (eng. Half-value layer). Puoliintumispaksuudella tarkoitetaan sitä materiaalipaksuutta, joka puolittaa säteilyn ilmakermanopeuden arvon. Yhtälön 7 avulla saadaan monoenergisien röntgensäteilyn puoliintumispaksuudeksi

$$\frac{N_{\text{HVL}}}{N_0} = e^{-\mu \cdot \text{HVL}} = \frac{1}{2} \quad (8)$$

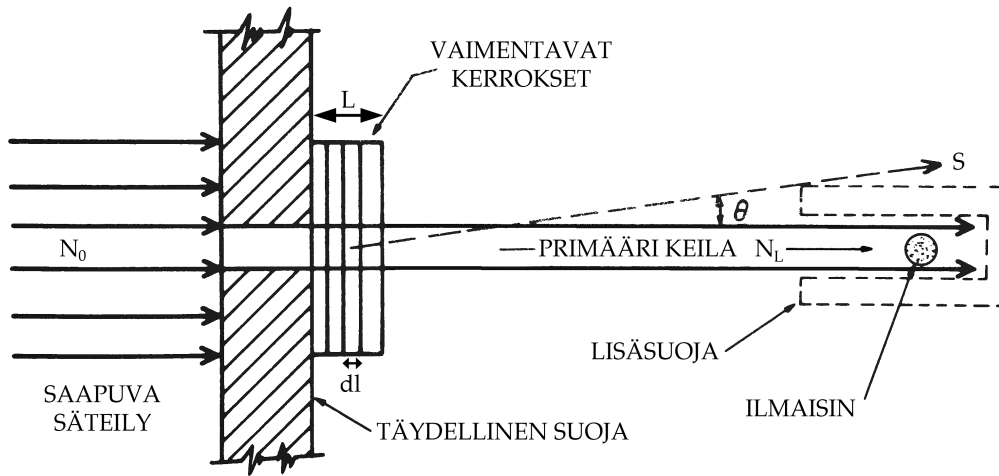
$$\Rightarrow \text{HVL} = -\frac{\ln 1/2}{\mu}. \quad (9)$$

Röntgendiagnostiikassa puoliintumispaksuus on käytetystä jännitteestä ja suodatuksesta riippuen noin 0,2–7 mm alumiinia [10].

Edellä tehdyt oletukset fotonien ideaalisesta käyttäytymisestä eivät päde todellisuudessa, vaan vuorovaikutusten seurauksena syntyy sekundäärisäteilyä ja sironneita primäärifotoneja. Havaittujen fotonien lukumäärä N_L on siis todellisuudessa suurempi kuin pelkästään vuorovaikuttamattomien fotonien lukumäärä. Lisäksi materiaalin läpäissyt spektri on vaimenemisen vuoksi erilainen kuin vaimentamaton (ks. kuva 10). Mikäli lukumäärään N_L päätetään laskea myös sekundäärifotonit puhutaan ns. leveän keilan geometriasta ja tällöin yhtälö 7 ei tässä tapauksessa kuvaa säteilyn todellista vaimenemista. Leveän keilan geometriassa täytyy huomioida lisäksi sekundäärisäteilystä aiheutuva vaimenemisen väheneminen (ns. Build-up-tekijä).

Jos materiaalissa syntyvän sekundäärisäteilyn ja sironneiden primäärifotonien pääsy ilmaisimelle estetään, on kyseessä tällöin kapean keilan geometria. Kuvassa 6 on esitetty kapean keilan geometrian mittaasetelma. Mittauksessa käytetty ilmaisimella on asetettu riittävän kauas, jolloin vuorovaikutuksen seurauksena sironneet fotonit S eivät tule lasketuksi. Lisäksi keila on kollimoitu peittämään vain juuri ilmaisimen, mikä minimoi sironneiden ja sekundäärifotonien lukumäärän. Olkoon vaimentavan materiaalin etäisyys säteilylähteestä d_0 ja ilmaisimen ja materiaalin välinen etäisyys d_1 . Mikäli primäärisen säteilyn intensiteetti on I_0 ja sironneen säteilyn I_1 , niin ehdolla $I_1/d_1^2 \ll I_0/d_0^2$ ilmaisimelle pääsevän ei-primäärisen säteilyn osuus on mahdollista saada hyvin vähäiselle tasolle.

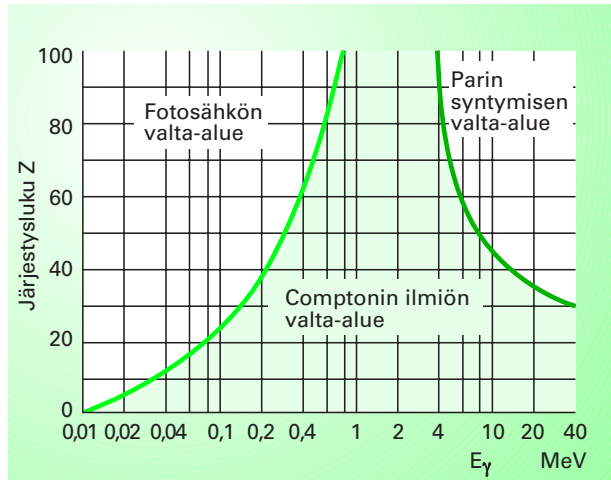
2 Röntgensäteily kuvantamisessa



Kuva 6. Kapean keilan geometrian mittaasetelma lähdeä [18] mukaillen.

2.5 Röntgensäteilyn ja aineen vuorovaikutukset

Röntgensäteily on epäsuorasti eli välillisesti ionisoivaa säteilyä [19]. Fotonien ja aineen vuorovaikutuksissa muodostuu sekundäärisäteilyä, joka ionisoi kohtiomateriaalin atomeja. Eri vuorovaikutusmekanismeja on viisi: valosähköinen ilmiö, Comptonin sironta, parinmuodostus, Rayleighin sironta (koherentti sironta) sekä fotodydinreaktiot. Näistä parinmuodostuksella on kynnyksenergia $2m_e c^2 = 1022$ keV ja fotodydinreaktioilla nukleonien sidosenergiasta riippuen vieläkin enemmän (>1500 keV). Näin ollen kuvantamisessa käytetyillä fotonienenergioilla 10–150 keV näitä vuorovaikutuksia ei tapahdu. Kuvassa 7 on esitettyinä eri vuorovaikutusmekanismien valta-alueet fotonin energian ja väliaineen järjestysluvun funktiona. Kuvasta nähdään, että pienen järjestysluvun materiaaleilla (kuten hiili, ilma, vesi ja pehmytkudos) Comptonin sironta on vallitseva vuorovaikutusmekanismi kaikilla yli 20–30 keV:n fotonienenergioilla. Kuvasta 8a puolestaan nähdään, että Rayleighin sironnan osuus lihaskudoksen matkavaimennuskertoimesta pienenee erittäin nopeasti energian kasvaessa.



Kuva 7. Todennäköisimmät röntgensäteilyn ja aineen väliset vuorovaikutukset fotonin energian ja väliaineen järjestysluvun funktiona [20].

2.5.1 Valosähköinen ilmiö

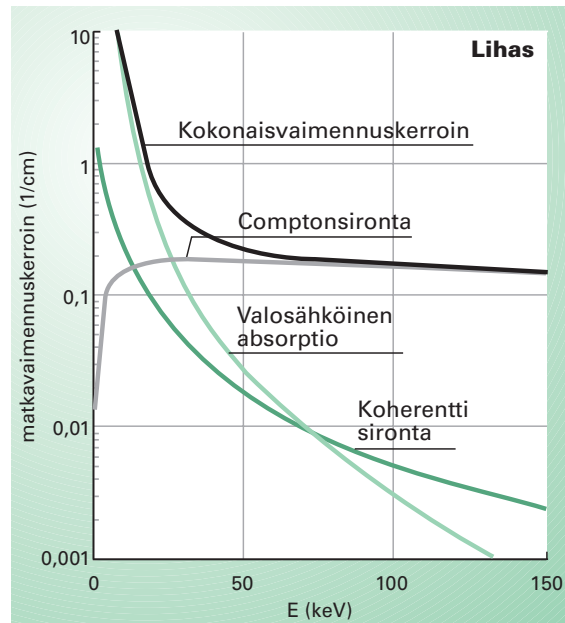
Valosähköisessä ilmiössä fotoni luovuttaa energiansa yhdelle sidotulle elektronille ja fotoni häviää. Elektronin sidosenergian B_e ylittävä osuus muuntuu elektronin liike-energiaksi. Vuorovaikutus on luonnollisesti mahdollista vain elektronin sidosenergiaa suuremmilla fotonien energioilla. Atomista emittoituvat fotoelektronit ovat peräisin pääasiassa atomin sisimmiltä elektronikuorilta, sillä energian ja liikemäärän säilymisestä johtuen valosähköistä ilmiötä ei voi tapahtua vapaalle elektronille. Valosähköisen ilmiön todennäköisyys kasvaa elektronin sidosenergian B_e kasvaessa. Näin ollen korkean järjestysluvun materiaaleilla valosähköisen ilmiön osuus suurenee. Vuorovaikutusten todennäköisyyttä kuvaavalle vaikutusalalle σ_{pe} voidaan johtaa approksimaatio [21]

$$\sigma_{pe} \propto \frac{Z^5}{E^{3.5}}, \quad (10)$$

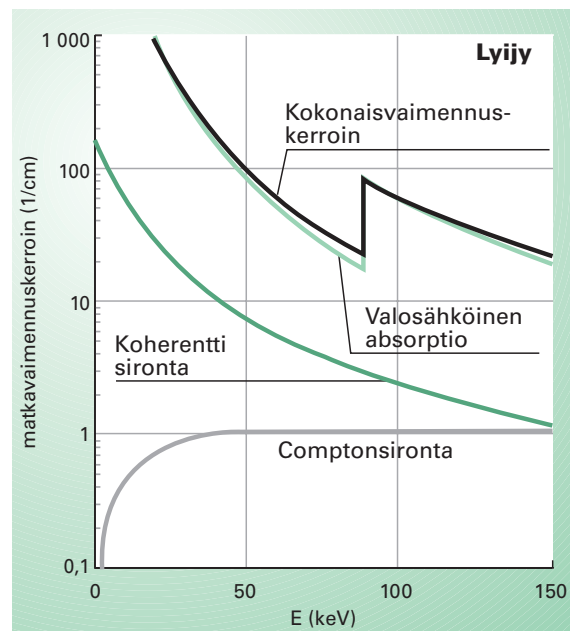
missä E on fotonin energia. Valosähköinen ilmiö on merkittävin vuorovaikutusmekanismi kudoksessa alle 30 keV energioilla.

Fotoelektronin emission jälkeen atomi on viritystilalla. Viritystilan purkautuessa atomi emittoi karakteristisen röntgenkvantin. Atomi voi palata perustilalle siirtymällä, jossa vapaa elektroni siirtyy emittoituneen elekt-

2 Röntgensäteily kuvantamisessa



(a)



(b)

Kuva 8. (a) Lihaskudoksen ja (b) lyijyn matkavaimennuskertoimien eri komponentit röntgendiagnostiikan energia-alueella. Huomaa kuvien logaritmistien pystyakselien eri skaalat. Näin ollen lyijy vaimentaa röntgensäteilyä huomattavasti enemmän kuin lihaskudos [10].

ronin tilalle. Tällainen siirtymä on kuitenkin erittäin epätodennäköinen ja yleisesti sisimpien kuorten elektronivajeen täyttää jokin heikommin atomiin sidottu elektroni [22]. Atomin viritystila voi purkautua myös vaihtoehdoisen prosessin, Auger-elektroniemission, avulla. Siinä viritystilän energia siirtyy ns. virtuaalisen fotonin välityksellä jollekin heikommin sidotulle elektronille, joka kasvaneen energian myötä emittoituu atomista.

Raskailla alkuaineilla, kuten lyijyllä, havaitaan röntgendiagnostiikan energia-alueella valosähköisen ilmiön todennäköisyyden hyppäyksellinen kasvu (ks. kuva 8b), kun fotonin energia ylittää K- ja L-kuoren elektronien sidosenergia. Tilanne on toinen keveillä alkuaineilla, joilla jokainen elektroni voi osallistua valosähköiseen vuorovaikutukseen.

2.5.2 Rayleighin sironta ja Comptonin sironta

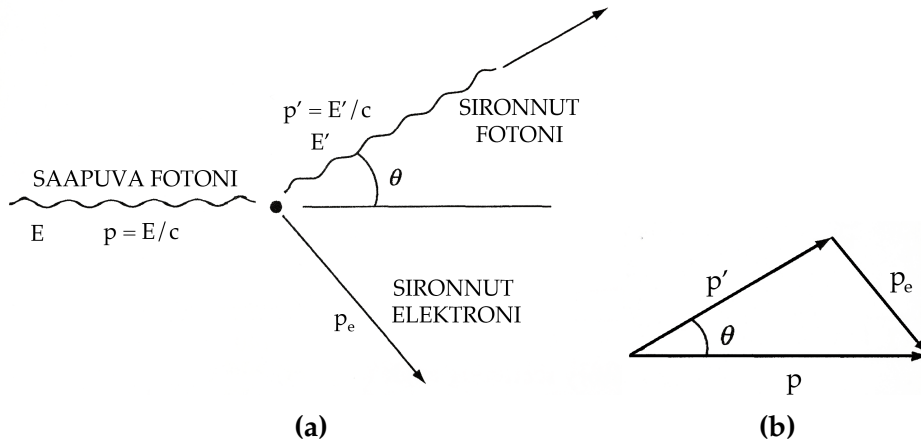
Rayleighin sironnassa fotonit siroaa elastisesti atomin elektroniverhosta tai suuremmasta ainekokonaisuudesta. Sironnassa koko atomille siirtyvän energian osuus on pieni ja fotonin energia säilyy lähes muuttumattomana. Rayleighin sironnan vaikutusala on verrannollinen järjestysluvun neliöön, mutta se pienenee nopeasti fotonin energian kasvaessa. Tämän vuoksi koherenttia sirontaa ei edes huomioida kaikissa tarkasteluissa. Biologisissa materiaaleissa se on kuitenkin matalilla energioilla Comptonin sirontaa todennäköisempää, ja siksi se on otettava huomioon.

Comptonin sironnassa fotonit, jonka energia on E , siroaa heikosti atomiin sidotusta elektronista jolloin fotonin suunta ja energia muuttuvat. Vuorovaikutuksen jälkeen fotonin energia on E' ja elektronin sirontakulmasta riippuva liike-energia T . Vuorovaikutusprosessi on esitetty kuvassa 9a.

Oletetaan, että siroava elektroni on alkutilanteessa vapaa. Tarkasti ottaen aineessa olevat elektronit eivät ole vapaita, mutta mikäli saapuvan fotonin energia on paljon suurempi kuin elektronin sidosenergia on ero lopputuloksessa pieni. Vapaan elektronin liike-energialle T saadaan relativistisen kinematiikan avulla

$$T = E - E' = E_e - m_e c^2, \quad (11)$$

2 Röntgensäteily kuvantamisessa



Kuva 9. (a) Comptonin sironnan geometria; (b) Saapuvan fotonin, sironneen fotonin ja elektronin liikemäärät p , p' ja p_e [21].

missä E_e on elektronin kokonaisenergia sisältäen sen lepoenergia $m_e c^2$. Liikemäärän säilymistestä seuraa, että liikemäärät $p = \frac{E}{c}$, $p' = \frac{E'}{c}$ ja p_e muodostavat kolmion kuvan 9b mukaisesti. Kosinilauseetta käyttämällä voidaan kirjoittaa

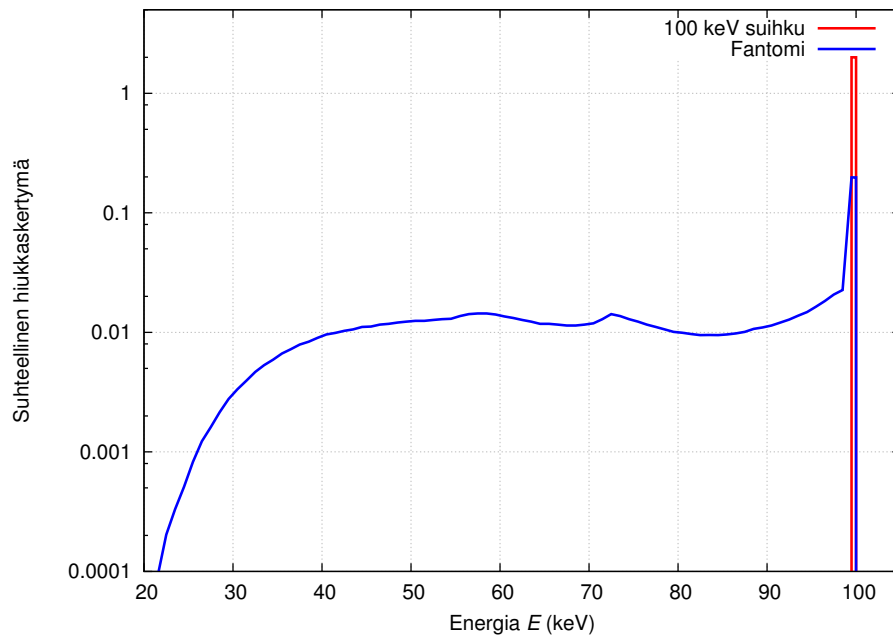
$$(p_e c)^2 = E^2 + (E')^2 - 2EE' \cos \theta = E_e^2 - m_e^2 c^4, \quad (12)$$

missä elektronin energialle E_e on käytetty lauseketta $E_e^2 = p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Eliminoimalla yhtälöistä 11 ja 12 elektronin energian E_e saadaan sironneen fotonin energialle

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (13)$$

josta nähdään, että fotonin elektronille luovuttama energia on suurimmillaan takaisinsironnassa, eli kun $\theta = 180^\circ$. Comptonin sironnan vaikutusala σ_c riippuu lineaarisesti aineen elektronitiheydestä. Näin ollen $\sigma_c \propto Z$ [23].

Kuvassa 10 on esitettyä Monte Carlo -simulaatio sironnan vaikutuksesta fotonispektriin. 100 keV:n monoenergiseen fotonispektriin muodostuu matalilla energioilla häntä, jonka muoto riippuu sirottavasta materiaalista.



Kuva 10. Fotonien hiukkaskertymä energian funktiona ihmistä mallintavan PMMA-fantomien keskellä. Kuvassa on lisäksi fantomiin kohdistettu 100 keV monoenerginen fotonisuihku. Molempien spektrien hiukkaskertymät, eli käyrien alle jäävät pinta-alat, on normitettu vastaamaan toisiaan. Kuvasta nähdään kuinka monoenerginen spektrin matalaenerginen osa muuntuu materiaalissa tapahtuvan sironnan vaikutuksesta.

3 Säteilyannossuureet ja niiden mittaaminen

Röntgendiagnostiikassa noudatetaan säteilylaissa määriteltyjä säteilysuojelun yleisiä oikeutus- ja optimointiperiaatteita [24]. Oikeutusperiaatteen mukaan potilaalle ionisoivan säteilyn avulla tehtävän tutkimuksen hyöty tulee olla suurempi kuin siitä aiheutuva haitta. Optimointiperiaatteen mukaisesti tutkimus on suunniteltava niin, että tutkimuksen tavoite saavutetaan ja samalla potilaalle aiheutuva säteilyannos pidetään mahdollisimman pienenä. Lääketieteellisten tutkimusten potilasannoksille ei ole asetettu enimmäisrajoja, sillä toimenpiteillä pyritään parantamaan potilaan terveydentilaa. Tällöin potilaan terveyttä edistävää toimenpidettä ei haluta estää annosrajoituksilla. Kuitenkin oikeutus- ja optimointiperiaatteiden toteuttamiseksi potilaalle annettavan säteilyannoksen suuruuden tunteminen on välttämätöntä.

Potilasannosten seuranta voidaan käyttää hyödyksi myös laadunvalvonassa. Röntgenlaitteen muuten huomaamaton vika voi näkyä tavallisesta poikkeavana säteilyannoksena. Tutkimustekniikoita voidaan parantaa myös vertailemalla eri sairaaloiden vastaavien tutkimusten säteilyannoksia [10]. Lisäksi STUK on määrännyt potilaiden säteilyaltistuksille vertailutasot (Päätös 2/3020/2013), joiden ei oleteta ylittävän normaalikokoiselle potilaalle hyvän käytännön mukaan tehdyssä tutkimuksessa [25]. Tutkimuksista aiheutuvia säteilyannoksia tulee Sosiaali- ja terveysministeriön asetuksen 423/2000 nojalla säännöllisesti mitata tai arvioida laskennallisesti ja verrata vertailutasoihin [4].

Säteilyn vaikutus kudoksessa perustuu kappaleessa 2.5 esitettyihin vuorovaikutusprosesseihin. Vuorovaikutusten ensimmäisessä vaiheessa röntgensäteilyn energia tuottaa sekundäärisäteilyä ja tätä energian siirtymistä kuvaavat suureet kerma ja säteilytys. Jälkimmäisessä vaiheessa kudokseen siirtynyt energia aiheuttaa molekyyli- ja atomitasolla muutoksia, joista lopulta saattaa seurata solutaso- ja kudosmuutoksia ja näin ollen koko elimistön vaurioita. Energian paikallista absorboitumista aineeseen mitataan absorboituneella annoksella [19]. Kuvassa 11 on koottuna alla esiteltävien annossuureiden eroavaisuudet.

3.1 Kerma

Tarkastellaan tilavuutta V , jonka massa on dm . Kerma K (eng. kinetic energy released per unit mass) määritellään varauksettomien hiukkasten tähän tilavuuteen synnyttämien varauksellisten hiukkasten saaman liike-energian $d\varepsilon_{tr}$ ja alkion massan dm suhdetta, ts. [18]

$$K = \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm}. \quad (14)$$

Kerman yksikkö J kg^{-1} on L. H. Grayn kunniaksi nimetty grayksi (Gy). On huomioitavaa, että kermaan ei lasketa varattujen hiukkasten sidosenergiaa.

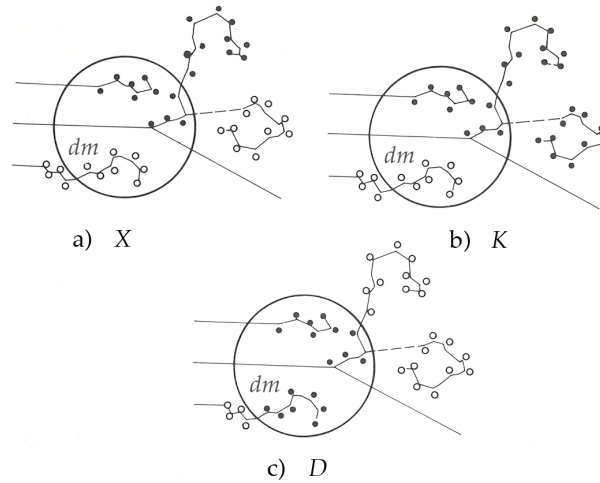
Kerma voidaan jakaa kahteen osaan riippuen siitä kuinka elektronit menettävät liike-energiaansa. Törmäyskerma K_c = on se osa kermasta, jonka elektroni menettää sironnoissa absorboivan materiaalin elektronien kanssa. Törmäyskerma voidaan ilmaista myös kokonaiskerman avulla $K_c = K(1 - g)$, missä g on varauksellisten sekundaarihiukkasten energiasta jarrutussäteilyksi siirtyvä osuus [26]. Säteilykerma K_r puolestaan sisältää elektronin jarrutussäteilynä menettämän energian. Röntgendiagnostiikan energia-alueella sekundaarielektronien synnyttämä jarrutussäteily on vähäistä ja näin ollen $K = K_c + K_r \approx K_c$

3.2 Säteilytys

Ensimmäiset 1900-luvun alun säteilyn ilmaisimet perustuivat säteilyn synnyttämien vapaiden varausten keräämiseen ja mittaamiseen ilmasta. Näiltä ajoilta on peräisin myös suure säteilytys X . Tarkastellaan ilmasta rajattua ilmatilavuutta, jonka massa on dm . Säteilyn ja aineen eri vuorovaikutusten seurauksena tähän tilavuuteen syntyy vapaita elektroneja. Kun nämä elektronit puolestaan pysähtyvät täydellisesti ilmaan, syntyvien samanmerkkisten ionien kokonaisvaraus on dQ . Näin ollen säteilytys on [27]

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (15)$$

3 Säteilystäsuureet ja niiden mittaaminen



Kuva 11. Säteilystyksen X (a), ilmakeimen K (b) ja ilmaan absorboituneen annoksen D (c) välinen ero. Suorat yhtenäiset viivat kuvaavat primäärifotonien ratoja, katkonaiset viivat jarrutussäteilystyssä syntyvien fotonien ratoja ja murtoviivat elektronien ratoja. Ympyrät kuvaavat vuorovaikutuspisteissä syntyneitä varausta tai törmäyksissä luovutettua energiaa. Kutakin suuretta laskettaessa huomioidaan vain mustien ympyröiden yhteenlaskettu energia tai varaus [26].

Säteilystyksen yksikkö on $C\text{ kg}^{-1}$ ja poistuva yksikkö röntgen ($1\text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-4}\text{ C kg}^{-1}$).

3.3 Absorboitunut annos

Absorboituneen annoksen määrittämiseen tarvitaan keskimääräinen aineeseen siirtynyt energia $d\bar{\epsilon}$ infinitesimaalisen pienessä massa-alkiossa dm . Tämä saadaan laskemalla kaikkien tarkastelupisteeseen tulevien varattujen ja varauksettomien hiukkasten tuoma säteilystyenergia R_{in} ja vähentämällä tästä kaikkien hiukkasten tarkastelupisteestä mukanaan viemä säteilystyenergia R_{out} . Lisäksi on huomioitava mahdollinen muutos hiukkasten lepoenergioiden muutos ΣQ . Näin ollen keskimääräinen aineeseen siirtynyt energia $d\bar{\epsilon}$ on

$$d\bar{\epsilon} = R_{in} - R_{out} + \Sigma Q. \quad (16)$$

3 Säteilyannossuureet ja niiden mittaaminen

Tällöin tarkastelupisteessä absorboitunut annos D on pisteeseen siirtynyt energia $d\bar{\epsilon}$ massayksikköä kohden, ts. [27]

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}. \quad (17)$$

Myös absorboituneen annoksen yksiköstä J kg^{-1} käytetään nimitystä gray (Gy).

Kuten yhtälöstä 17 nähdään, kuvaa absorboitunut annos sitä tarkastelupisteeseen jäävää energiaa, joka kykenee aiheuttamaan säteilyn haittavaikutuksia. Jotkin haittavaikutukset ovat suoraan verrannollisia absorboituneeseen annokseen toisten riippuessa siitä monimutkaisemmin. Toisaalta absorboituneen annoksen ollessa 0 pisteessä ei voi olla säteilyvaurioita. Näin ollen absorboitunut annos on dosimetrian tärkein suure [18].

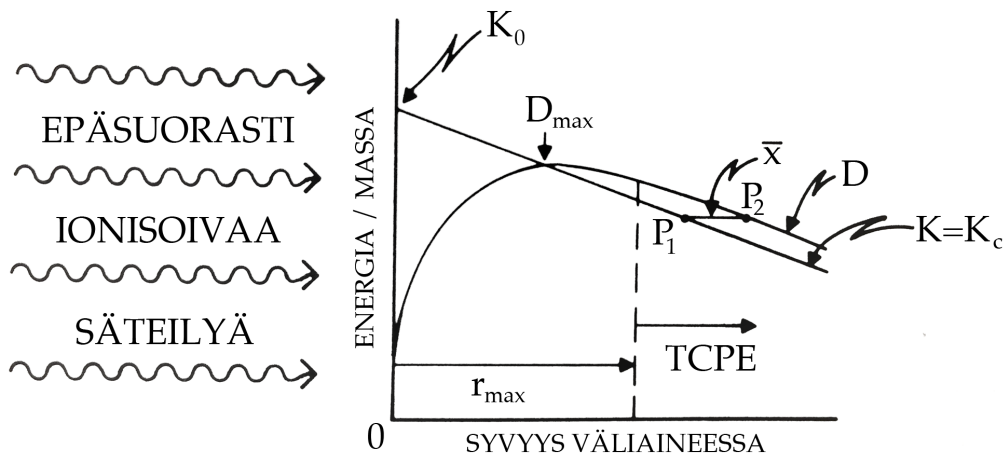
3.4 Kerman ja absorboituneen annoksen keskinäinen suhde

Yleisellä tasolla energian siirtyminen fotoneilta varatuille hiukkasille tietyssä pisteessä (kerma) ei johda energian absorboitumiseen kyseisessä pisteessä (absorboitunut annos). Näin ollen kerma ja absorboitunut annos eivät ole yhtä suuria sekundäärielektronien äärellisestä kantamasta johtuen [23].

Tarkastelupistettä ympäröivässä ilmatilavuudessa syntyvien sekundäärielektronien vaikutus kumoutuu elektronitasapainon (tai varauksellisten hiukkasten tasapainon) vallitessa ja $D = K_c$. Tällöin ilmaa säteilytettäessä fotoneilla tilavuusalkioon saapuvien sekundäärielektronien lukumäärä, energia ja suuntajakauma ovat samat kuin sieltä poistuvilla elektroneilla. Fotonisäteilyn vaimenemisen vuoksi täydellistä elektronitasapainoa ei kuitenkaan saavuteta juuri koskaan [26].

Niin sanottu osittainen (kvasi-)tasapaino TCPE (eng. transient charged particle equilibrium) vallitsee pisteessä, jossa absorboitunut annos on verrannollinen törmäyskermaan. Tällainen tilanne on havainnollistettu kuvas-

3 Säteilyannossuureet ja niiden mittaaminen



Kuva 12. Havainnekuva osittaisesta elektronitasapainosta (TCPE) fotonisäteilyllä. Sekundäärielektronien synnyttämän jarrutussäteilyn määrä on oletettu mitättömän pieneksi, jolloin $K_r = 0$ ja $K = K_c$ [18].

sa 12, jossa fotonisäteily on kohdistettu kohtisuorasti materiaaliin. Kuvassa kermaa materiaalin pinnassa on merkitty K_0 ja kerman arvo vaimenee eksponentiaalisesti syvyyden funktiona (ks. kappale 2.4). Oletetaan lisäksi, että sekundäärielektronien synnyttämä jarrutussäteily on vähäistä, jolloin $K_r \approx 0$. Tämä on totta varsinaisesti vain neutronisäteilyn tapauksessa, mutta keveissä materiaaleissa, kuten hiili, vesi ja ilma, $K_r/K < 1\%$ alle 3 MeV energioilla [18]. Absorboitunut annos suurenee kuvassa 12 syvyyden kasvaessa sekundäärielektronikertymän kasvun vuoksi. Tämä build-up-ilmion vuoksi absorboitunut annos saavuttaa maksimin D_{max} syvyydellä, jossa elektronikertymän kasvu tasapainottuu primäärisäteilyn vaimenemisella. Puhtaalle fotonisäteilylle annosmaksimi saavutetaan likimain samalla syvyydellä kuin kerman ja annoksen leikkauspiste [18].

Vielä syvemmällä materiaalissa syvyydellä r_{max} saavutetaan piste, jossa materiaalin pinnasta lähteneet sekundäärielektronit viimeistään pysähtyvät. Tällöin annoskäyrä ja kerma vaimenevat samassa suhteessa ja absorboitunut annos on siis verrannollinen kermaan. Tästä pisteestä eteenpäin vallitsee

3 Säteilyannossuuret ja niiden mittaaminen

TCPE ja absorboituneelle annokselle D voidaan kirjoittaa

$$D = K_c e^{\mu' \bar{x}} \quad (18)$$

$$= K_c \left(1 + \mu' \bar{x} + \frac{(\mu' \bar{x})^2}{2!} + \dots \right) \quad (19)$$

$$\approx K_c (1 + \mu' \bar{x}), \quad (20)$$

missä D ja K_c on annettu samassa pisteessä, μ' käyrien D , K ja K_c yhteinen kulmakerroin kyseisessä pisteessä ja \bar{x} sekundäärielektronien keskimääräinen kantama primäärisäteilyn suunnassa. Kuvassa 12 kerma pisteessä P_1 on yhtä suuri kuin absorboitunut annos pisteessä P_2 ja \bar{x} on etäisyys näiden pisteiden välillä.

3.5 Tietokonetomografian annossuuret

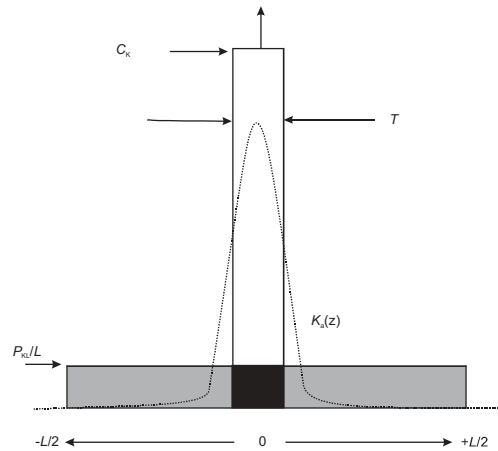
Annossuuret, joita käytetään erityisesti tietokonetomografian säteilyannosten kuvaamisessa, on määritelty ICRU:n raportissa 74 [5]. Monissa käytännön tapauksissa eri suureiden numeeriset arvot ovat alle mittausepä-tarkkuuksien päässä toisistaan, mikä saattaa aiheuttaa suureiden epäselvää käyttämistä ja huonoja toimintatapoja [28]. Koska lähes kaikki dosimetri-set suureet röntgendiagnostiikassa mitataan laitteilla, jotka on kalibroitu ilmakerman avulla, on yhdenmukaisempaa määritellä johdannaisuuret myös ilmakerman avulla. Monesti kuitenkin varsinkin potilasta mallintavan fantomin sisällä tehtävissä mittauksissa käytetään vastaavia suureita absorboituneen annoksen avulla johdettuna.

3.5.1 Ilmakerman ja pituuden tulo

Ilmakerman ja pituuden tulo P_{KL} saadaan vapaasti ilmassa mitatun ilmakerman K_a viivaintegraalina pitkin janaa L , joka on TT-laitteen pyörähdyksellin suuntainen. Näin ollen

$$P_{KL} = \int_L K_a(L) dL. \quad (21)$$

3 Säteilyannossuureet ja niiden mittaaminen



Kuva 13. Yksittäisen TT-leikkeen ilmakermaprofiili $K_a(z)$ ja siihen liittyvät suu-reet C_K , P_{KL} , L ja T , missä L on käytetyn ionisaatiokammion aktiivisen alueen pituus ja T leikepaksuus. Määritelmien nojalla katkoviivalla rajatun annosprofiilin pinta-ala on yhtä suuri molempien kuvaan piirrettyjen suorakulmioiden kanssa [5].

Ilmakerman ja pituuden tulo SI-yksikkö on $(\text{J/kg})\text{m}$, mutta yleisesti käytetympi yksikkö on Gy cm . Mikäli ilmakerma $K_a(L)$ on vakio pituudella L ja muulloin 0 , on P_{KL} nimensä mukaisesti vain termien tulo, ts. $P_{KL} = K_a L$. Vastaavasti voidaan määritellä fantomin sisällä mitatun absorboituneen annoksen avulla annoksen ja pituuden tulo P_{DL} tai DLP (eng. dose length product). P_{KL} ja P_{DL} voivat poiketa toisistaan varsinkin jos tarkastelualueella on materiaalien rajapintoja (ks kappale 3.4). Pituus L on mittauksissa käytetyn ionisaatiokammion aktiivisen alueen pituus.

3.5.2 TT-kermaindeksi

TT-kermaindeksi C_K on TT-laitteen pyörähdysakselin ilmakermaprofiilin $K_a(z)$ integraali koko pyörähdysakselin yli jaettuna TT-kuvan leikepaksuuden T ja yhden röntgenputken pyörähdysten aikana syntyvien leikkeiden lukumäärän N tulolla. Kuvassa 13 on esitettyä esimerkkinä annosprofiilista sekä kermaindeksin yhteydestä ilmakerman ja pituuden tuloon. Kermaindeksin määritelmän epäoleellinen integraali koko pyörähdysakselin yli ei ole kovin käytännöllinen ja integrointirajoille onkin

3 Säteilysuureet ja niiden mittaaminen

sovittu eri käytäntöjä. Kansainvälisesti käytetyissä TT-laitteita koskevissa IEC-standardeissa (International Electrotechnical Commission) rajoiksi on sovittu ± 50 mm. Näin ollen TT-kermaindeksi saadaan laskettua yhtälön

$$C_K = \frac{1}{N \cdot T} \int_{-50 \text{ mm}}^{+50 \text{ mm}} K_a(z) dz = \frac{P_{KL,100}}{N \cdot T} \quad (22)$$

avulla. Yhtälöstä 22 nähdään myös, että TT-kermaindeksi voidaan laskea ilmakerman ja pituuden tulon avulla valitsemalla yhtälössä 21 integrointirajoiksi ± 50 mm. TT-kermaindeksin yksikkö on gray ja siitä käytetään myös nimitystä CTKI (eng. computed tomography kerma index). Vastaavasti voidaan jälleen määrittellä absorboituneen annoksen avulla TT-annosindeksi CTDI. Mikäli TT-kermaindeksi mitataan standardifantomien sisällä, käytetään siitä merkintään $C_{K,PMMA}$ tai $C_{K,PMMA,100}$.

3.5.3 Painotettu TT-kermaindeksi

Fantomien keskellä ja pinnalla mitattujen TT-kermaindeksien avulla voidaan laskea keskiarvoinen ilmakerma fantomien leikkeessä yhden pyörähdyksen aikana. Oletetaan, että TT-kermaindeksi R -säteisen fantomien pinnalla on C_P ja keskellä C_C . Jos lisäksi oletetaan kuvan 14 mukainen lineaarinen annosprofiili yhdessä leikkeessä, saadaan painotetuksi TT-kermaindeksiksi $C_{K,w}$

$$C_{K,w} = \frac{1}{A} \iint_A D(r, \theta) dA \quad (23)$$

$$= \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \left[C_C + \frac{r}{R} (C_P - C_C) \right] r d\theta dr \quad (24)$$

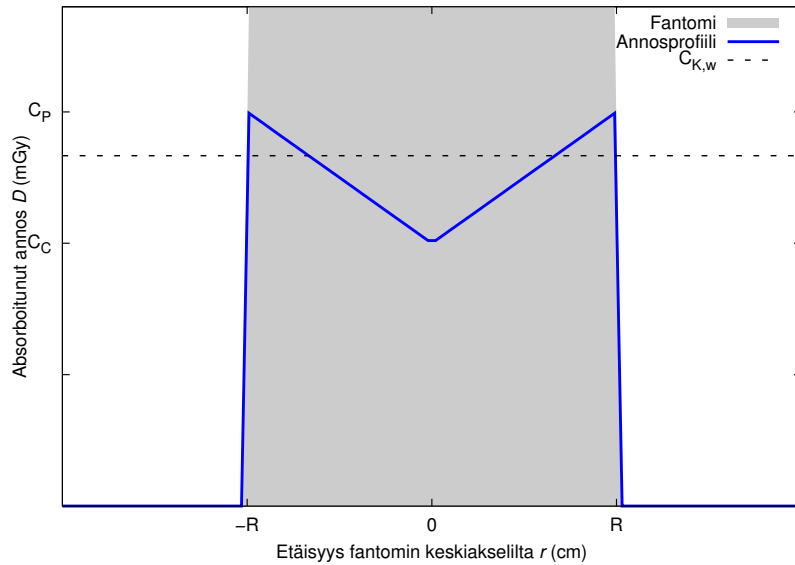
$$= \frac{2\pi}{\pi R^2} \int_0^R \frac{1}{2} C_C r^2 + \frac{r^3}{3R} (C_P - C_C) \quad (25)$$

$$= \frac{2}{R^2} \left(\frac{1}{2} C_C R^2 + \frac{1}{3} R^2 (C_P - C_C) - 0 \right) \quad (26)$$

$$= \frac{C_C + 2C_P}{3}. \quad (27)$$

Edellä määritellyn standardifantomien merkintätavan mukaisesti siis pai-

3 Säteilyannossuureet ja niiden mittaaminen



Kuva 14. Painotetun TT-kermaindeksin laskemisessa oletettava annosprofiili (kermaprofiili) fantomissa. C_P on keskiarvo neljästä 1 cm syvyydellä fantomin pinnasta mitatusta kermaindeksistä ja C_C fantomin keskellä mitattu TT-kermaindeksi.

notettu TT-kermaindeksi $C_{K,PMMA,w}$ on

$$C_{K,PMMA,w} = \frac{C_{K,PMMA,100,c} + 2C_{K,PMMA,100,p}}{3}. \quad (28)$$

Myös painotetun TT-kermaindeksin yksikkö on gray ja vastaavasti voidaan määritellä myös painotettu TT-annosindeksi $CTDI_w$ TT-annosindeksin $CTDI$ avulla.

Tietokonetomografiassa annos pienenee syvemmillä potilaassa paljon hitaammin kuin perinteisessä röntgenkuvauksessa. Tämä johtuu muun muassa siitä, että TT:ssä säteily kohdistuu potilaaseen useammasta suunnasta ja usein käytetty säteily on korkeaenergisempää. Painotettu kermaindeksi $C_{K,PMMA,w}$ tai annosindeksi $CTDI_w$ yhdistyvätkin tietyllä syvyydellä mitattuja CKTI tai $CTDI$ -arvoja paremmin potilaan keskimääräiseen annokseen kudoksessa.

3.5.4 Painotetun TT-kermaindeksi tilavuuskeskiarvo

Huomioimalla tutkimuspöydän liikkuminen TT-kuvauksen aikana saadaan painotetun TT-kermaindeksin tilavuuskeskiarvo C_{VOL} lasketuksi

$$C_{VOL} = C_{K,PMMA,w} \cdot \frac{NT}{l} = \frac{C_{K,PMMA,w}}{p}, \quad (29)$$

missä l on matka, jonka pöytä liikkuu kuvien välissä tai helikaalikuvauksessa yhden röntgenputken kierroksen aikana. Helikaalikuvauksessa parametria $p = \frac{l}{NT}$ sanotaan pitch-arvoksi.

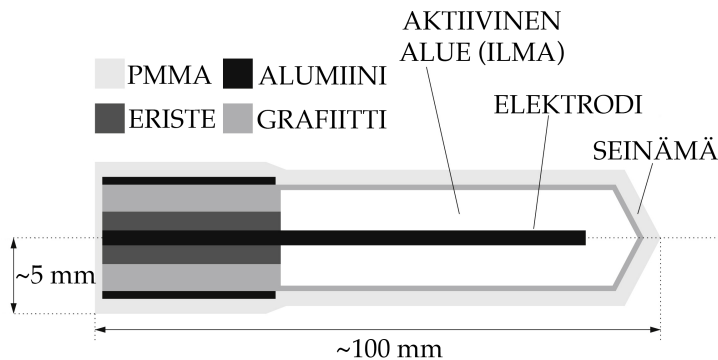
Standardin IEC 60601-2-44:2001, Amendment 1:2002, mukaan uusissa TT-laitteissa on oltava potilaan annosta ilmaiseva näyttö [29]. Kyseiseen näyttöön on valittu annosta kuvaavaksi suureeksi annoksen tilavuuskeskiarvo C_{VOL} , josta IEC kuitenkin käyttää merkintää $CTDI_{VOL}$. Monilla valmistajilla laitteissa on lisäksi näyttö myös koko tutkimuksesta aiheutuvalla annoksen ja pituuden tulolle DLP [10].

3.6 Ionisaatiokammio

Tietokonetomografiassa annossuuret mitataan yleensä puikkomaisella ionisaatiokammioilla. Kuvassa 15 on esitettyä tyypillisen puikkomaisen ionisaatiokammion rakenne. Röntgensäteilyn osuessa kammioon syntyy ionipareja, jotka kerätään sähkökentän avulla elektrodeille. Keräyselektrodin biasjännite on tyypillisesti 100–500 voltia. Jännitettä muuntamalla voidaan vaikuttaa ionien rekombinaatioiden määrään. Virran saturaatioalueella rekombinaatioita ei tapahdu juuri lainkaan ja mittava virta on verrannollinen syntyvien ioniparien lukumäärään. Tästä voidaan määrittää absorboitunut annos tai säteilytys. Kammion antama virta mitataan aina erittäin herkän elektrometrin avulla, sillä kerätyistä varauksista syntyvä virta on hyvin pieni.

Fantomilla tehtävissä tietokonetomografian annosmittauksissa yksi TT-leike peittää vain noin 10 % kammion kokonaispituudesta. Fantomissa sironnutta säteilyä mitataan kuitenkin koko kammion tilavuudessa, mi-

3 Säteilyannossuureet ja niiden mittaaminen



Kuva 15. Puikkomaisen ionisaatiokammion rakenne lähde [30] mukailten.

kä mahdollistaa annosintegraalin määrittämisen. Tästä johtuen kammion aktiivisen alueen vaste tulee olla tasainen riippumatta säteilytettävästä tilavuudesta. Nykyisissä monileikekuvauksissa säteilykeilan kokonaisleveys voi olla yli 60 mm, jolloin osa sironneesta säteilystä voi jäädä kammion ulkopuolelle.

Ideaalitapauksessa ionisaatiokammion energiavasteen (ks. kappale 5.1.2) tulisi olla vakio, jolloin kammion kalibraatio olisi riippumaton energiasta tietyllä energiavälillä. Yleisesti kuitenkin kammion näyttämä riippuu käytetyn säteilylaadun energiasta. Koska ionisaatiokammiot kalibroidaan tietyllä säteilylaadulla (tietyllä energialla) ja kammioita käytetään laajemmalla energia-alueella, vaatii kammion energiariippuvuus korjauskertoimen käyttöä.

4 Säteilysannosten Monte Carlo -simulointi

Numeerisilla Monte Carlo (MC) -menetelmillä voidaan yleisesti ottaen mallintaa hyvin erilaisia prosesseja, fysikaalisia systeemejä tai ilmiöitä tilastollisin menetelmin satunnaislukujen avulla. Sattumanvaraisuuden hyödyntämisellä on pitkät perinteet tieteen historiassa. Jo vuonna 1777 de Buffon osoitti, että piin arvo on mahdollista määrittää heittämällä satunnaisesti neuloja tasakokoisiin alueisiin jaetun pöytäpinnan päälle [31]. Modernin MC-menetelmän kehitti Stanislaw Ulam työskennellessään toisen maailmasodan aikana Manhattan-projektissa Los Alamosissa [32]. Menetelmän nimen keksi Nicholas Metropolis viitaten Monacon kuuluisaan uhkapelikaupunkiin.

MC-menetelmän idea on luoda mahdollisimman realistinen malli tutkitavasta systeemistä ja luoda satunnaisia vuorovaikutuksia tässä systeemissä tunnettujen vuorovaikutustodennäköisyyksien pohjalta. Yksittäisten tapahtumien lukumäärän kasvaessa sattumanvaraisuudet tasoittuvat ja lopputuloksena saadaan keskimääräinen arvo tarkasteltavasta suureesta.

Esimerkiksi säteilysannoslaskennassa malli voi sisältää käytetyn säteilyilmaisimen sekä säteilyn kulkeutumiseen ja vaimenemiseen vaikuttavat rakenteet sen ympärillä. Geometrian mallintamisen sekä muun tarvittavan syöttötiedon lisäämisen jälkeen menetelmän toimintaperiaate on varsin suoraviivainen. Ensiksi alustetaan tarkasteltavan hiukkasen alkupaikka ja -nopeus annettujen jakaumien perusteella. Tämän jälkeen arvotaan ensimmäisen vuorovaikutuksen muoto sekä tapahtumapaikka ja lasketaan hiukkasen nopeus vuorovaikutuksen jälkeen. Vastaavasti jatketaan hiukkasen seuraamista, kunnes se on menettänyt kaiken energiansa tai poistunut geometriasta. Generoimalla tarvittava määrä hiukkasia peräkkäin saadaan lopulta esimerkiksi ilmaisimen aktiiviseen tilavuuteen absorboitunut annos riittävän pienellä statistisella epävarmuudella.

4.1 Satunnaislukujen generointi

Satunnaisluvut voidaan jakaa kolmeen luokkaan: aidot satunnaisluvut, pseudo-satunnaisluvut sekä kvasi-satunnaisluvut [31]. Aito satunnaisluku voi olla esimerkiksi aika kahden naksahduksen välillä radioaktiiviseen aineeseen suunnatusta Geiger-Müller-ilmaisimesta. Pseudo-satunnaisluvut lasketaan jonkin yksiselitteisesti määritellyn algoritmin avulla, jolloin samasta alkuarvosta lähtien satunnaisluvut ovat toistettavissa. MC-menetelmissä käytetään pseudo-satunnaislukuja. Kvasi-satunnaisluvut ovat tarkoitukseen räätälöityjä näennäisesti satunnaisia lukuja, jotka eivät oikeasti ole satunnaisia.

MC-menetelmissä satunnaisluvuilla on hyvin keskeinen rooli päätöksentekoprosesseissa, joissa tapahtumalla on monta mahdollista lopputulosta. Näin ollen satunnaislukugeneraattori onkin yksi MC-ohjelman kriittisimmistä osista. Tyypillinen simulaatio käyttää noin $10^7 - 10^{12}$ satunnaislukua ja pienikin riippuvuus peräkkäisissä satunnaisluvuissa voisi johtaa merkittäviin virheisiin [33]. Suurimmat epävarmuudet johtuvat kuitenkin geometrian mallintamisesta tehtävistä approksimaatioista, eikä niinkään satunnaislukujen korrelaatioista [31]. Matemaattisesti kuvailen MC-ohjelmassa käytettävän jonon satunnaislukuja tulisi täyttää seuraavat kriteerit [34]:

1. Lukujonon tulisi olla korreloimaton, eli luvut eivät saa riippua toisistaan.
2. Lukujonon jakson tulisi ideaalitapauksessa olla ääretön. Todellisuudessa samat luvut saavat toistua vasta erittäin pitkän jakson jälkeen.
3. Lukujonon tulisi olla tasaisesti jakautunut määrittelyvälille.
4. Satunnaislukujen generointi tulisi olla nopeaa.

Alla on lyhyesti esiteltyinä kaksi satunnaislukugeneraattoria, joita käytetään Monte Carlo -simulaatioissa.

4.1.1 Lineaarinen kongruenssi -algoritmi

Lineaarisella kongruenssi -algoritmeilla tai -generaattoreilla muodostetuilla satunnaisluvuilla u_n on muoto [31]

$$u_{n+1} = (au_n + c) \bmod m, \quad (30)$$

missä m on modulus (jakojäännös), a kertoja ja c lisäys. Näiden parametrien ja alkuarvon u_0 valinta on erittäin keskeinen kysymys generaattorin toiminnan kannalta. Asettamalla $c = 0$ saadaan ns. multiplikatiivinen lineaarinen kongruenssi -generaattori. Tämä satunnaislukugeneraattori (parametreilla $c = 0, m = 2^j, j \in \mathbb{N}$) on yleisimmin käytetty ja sisäänrakennettu esimerkiksi FORTRAN- ja C-kääntäjiin. Suurin yksittäinen ongelma käytettäessä muotoa $m = 2^j$ olevaa modulusta on lukujen vähiten merkitsevien numeroiden lyhyt jakso. Esimerkiksi luvulla $u_n \bmod(2^j)$ jaksonpituus on 2^j , mikä tarkoittaa, että lukujen vähiten merkitsevä numero on aina joko 0 tai 1.

4.1.2 Viivästetty Fibonacci-algoritmi

Viivästetty Fibonacci-algoritmi tai -generaattori saadaan muodostamalla satunnaislukuja yhtälöllä

$$u_n = u_{n-l} \otimes u_{n-k} \bmod(m), \quad l > k \quad (31)$$

missä \otimes on jokin binäärioperaattoreista $+, -$ tai $*, /$ ja k ns. viiveet ja modulus m muotoa $m = 2^p, p \in \mathbb{N}$. Tämän generaattorin vahvuuksia on sen helppo toteutus ja nopea satunnaislukujen generointi. Lisäksi sen tuottamat satunnaisluvut ovat statististen testien perusteella hyviä, erityisesti kun viive k on riittävän suuri (esim. $k = 1279$) [31].

4.2 Fotonien ja elektronien kulkeutuminen

Jokainen MC-ohjelmisto sisältää kokeellisesti tai laskennallisesti kerätyn vaikutusalatietokannan. Vaikutusalat määrittelevät todennäköisyyden foto-

4 Säteilystä Monte Carlo -simulointi

nin ja väliaineen vuorovaikutuksille (ks. kappale 2.5) fotonin kulkeutuessa väliaineessa. Eri vuorovaikutusprosessien vaikutusalat riippuvat fotonin energiasta ja voivat poiketa hyvinkin paljon toisistaan. Nämä eri prosessien osittaiset vaikutusalat summaamalla saadaan kokonaisvaikutusala energian funktiona, ja lopulta prosessin osittaisen vaikutusalan ja kokonaisvaikutusalan suhde antaa todennäköisyyden kyseisen vuorovaikutuksen tapahtumiselle [31].

Fotonien ja väliaineen eri vuorovaikutuksissa syntyviä sekundääri-elektroneja käsitellään kahdella eri tavalla MC-simulaatioissa. Joissain tapauksissa riittää olettaa, että elektronin energia absorboituu kokonaisuudessaan sen syntypisteessä. Elektroneja tarkemmin tarkastelevissa koodeissa niitä käsitellään itsenäisesti aivan kuten primäärihiukkasiakin. Sekundääri-elektronit menettävät energiaansa vähitellen useissa vuorovaikutuksissa väliaineen sidottujen elektronien kanssa. Energiahäviön suuruus riippuu Bethen teorian mukaisesti jarrutuskyvystä [35]. Sekundääri-elektronien energian kasvaessa myös niiden kokemien vuorovaikutusten määrä kasvaa. Pitääkseen simulaatioajan kohtuullisena Berger [36] esitti seminaarityössään tekniikan, jolla simulaatioaikaa voidaan lyhentää. Tiivistetyn historian (eng. condensed-history) tekniikassa kerätään useita yksittäisiä törmäyksiä ja kootaan niistä yksi isompi yhteenveto ja vain näiden yhteenvetojen välissä tarkastellaan muita mahdollisia vuorovaikutuksia.

4.3 EGSnrc

EGS (eng. Electron gamma shower) on Kanadan kansallisen tutkimusneuvoston ja Stanfordin lineaarikiihdytinkeskuksen yhdessä kehittämä ohjelmisto fotonien ja elektronien Monte Carlo -simulointiin 1 keV – 10 GeV energioilla. Ohjelmiston ensimmäisen version kehitti jo vuonna 1974 Walter Nelson ja nykyinen EGSnrc on sen viides versio. EGS on tämän hetkistä huipputasoa MC-ohjelmistoissa, sillä se on joustava, hyvin dokumentoitu sekä laajasti testattu [37, 38, 39, 40]. EGS-ohjelmisto on kutsuttu myös kliinisen säteilydosimetrian *de facto*-standardiksi [31]. Ohjelmisto on kirjoitettu MORTRAN-kielellä, joka on FORTRAN esikäsitteily. Lisäksi EGS:llä on oma ohjelma PEGS (Preprocessor for EGS), jonka avulla lasketaan eri

4 Säteilyannosten Monte Carlo -simulointi

prosessien vaikutusalat annettujen materiaalitietojen avulla.

EGSnrc perustuu ohjelmiston aikaisempaan EGS4 versioon. EGS4 kehitettiin alunperin korkeaenergisii sovelluksia varten, mutta matalaenergisten sovellusten lisääntymisen vuoksi suurimmat muutokset uusimpaan versioon parantavatkin matalaenergisen säteilyn simulointia. Ohjelma sisältää muun muassa uuden elektronien kulkeutumista mallintavan PRESTA-II algoritmin, joka käyttää hyväksi edellä mainittua tiivistetyn historian tekniikkaa. Lisäksi fotonien vaikutusalakirjastoja on tarkennettu matalilla energioilla [39].

5 Kalibrointi

Kalibroinnilla tarkoitetaan niitä toimia, joilla saadaan yhteys mittauslaitteen näyttämien ja mittanormaalilla realisoitujen arvojen välille. Käytännössä mittauslaitteen kalibrointi suoritetaan vertailumittauksella, jossa laitteen tarkkuus määritetään käyttämällä tarkempaa mittalaitetta, jonka tarkkuus on jo tiedossa. Kaikki mittalaitteet tehdaskalibroidaan valmistusvaiheessa, mutta käytön mukaisen kulumisen ja laitteen mahdollisen muuttumisen vuoksi kalibrointi on tehtävä sopivin väliajoin aina uudelleen [41].

Mittanormaali on mittauslaite tai kiintomitta, joka määrittää tai realisoi tietyn suureen mittayksikön tai sen kerrannaisen. Primäärinormaali on mittanormaali, jonka metrologinen tarkkuus on yleisesti tunnustettu parhaaksi. Primäärinormaalien ylläpitäminen on kuitenkin kallista, joten siksi on olemassa myös sekundäärinormaaleja, joiden arvo määritetään suoralla tai epäsuoralla vertailulla vastaavan suureen primäärinormaaliiin. Lisäksi on olemassa referenssinormaali, joka on tietyn organisaation metrologisesti paras mittauslaite ja johon kyseisessä organisaatiossa tehtävät mittaukset perustuvat. Rutiiniluontoisissa mittauslaitteiden kalibroinneissa tai tarkastuksissa voidaan myös käyttää käyttönormaalia, joka on tavallisesti kalibroitu referenssinormaalien avulla.

Mittanormaalit voidaan jakaa myös kansainvälisiin ja kansallisiin mittanormaaleihin. Kansainvälinen mittanormaali toimii nimensä mukaisesti kansainvälisenä perustana kyseisen suureen muita mittanormaaleja kalibroitaessa. Vastaavasti kansallinen mittanormaali on kansallisen päätöksen perusteella vertailukohtana määritettäessä muiden mittanormaalien arvoja.

Koko mittanormaalitoiminnan perustana on mittaustulosten jäljitettävyys. Jäljitettävyydellä tarkoitetaan mittaustuloksen tai mittanormaalien yhteyttä katkeamattoman vertailuketjun kautta kansallisiin tai kansainvälisiin mittanormaaleihin [26]. Lisäksi tässä kalibrointiketjussa kaikille vertailuille on ilmoitettu epävarmuudet. Jäljitettävyyden ansiosta eri aikaan eri paikoissa tehdyt mittaukset ovat yhtäpitäviä.

Ionisoivan säteilyn kansainvälisen jäljitettävyysetjun ylimmällä tasolla on Kansainvälinen painojen ja mittojen toimisto (Bureau International des

Poids et Mesures, BIMP) sekä noin 20 kansallista primäärinormaalilaboratoriota (primary standard dosimetry laboratory, PSDL). Nämä organisaatiot ylläpitävät säteilydosimetrian primäärinormaaleja. Suomessa, kuten useimmissa muissakin maissa, kansalliset mittanormaalit ovat sekundäärinormaaleja, jotka on kalibroitu primäärinormaalien avulla. Useimmat sekundäärinormaaleja ylläpitävät laboratoriot (secondary standard dosimetry laboratory, SSDL) kuuluvat IAEA:n ja Maailman terveysjärjestön (World health organization, WHO) perustamaan SSDL-verkoston. Vuonna 1976 perustettu SSDL-verkosto perustettiin parantamaan ionisoivan säteilyn suureiden mittaustarkkuutta pääosin säteilyn lääketieteellisessä käytössä. Maailmanlaajuinen SSDL-verkosto on helpottanut myös jäsenlaboratorioiden yhteydenpitoa BIPM:n ja eri PSDL:n kanssa, sekä edistänyt kalibrointi- ja mittausten menetelmien yhdenmukaistamista [26, 41]. Lisäksi Euroopassa on toiminut vuodesta 2007 lähtien Kansallisten metrologian tutkimuslaitosten eurooppalainen liitto (European Association of National Metrology Institutes, EURAMET). EURAMET on nykyään keskeisin metrologiantoiminnan järjestö Euroopassa, ja sen tehtävä on koordinoida eri tutkimuslaitosten yhteistyötä ja tiedonvälitystä [42].

Suomessa STUK ylläpitää ionisoivan säteilyn kansallisia mittanormaaleja suureille ilmakerma, veteen absorboitunut annos sekä annosekvivalentti. Säteilyturvakeskuksen mittanormaalilaboratorio on kuulunut SSDL-verkoston vuodesta 1977 lähtien. Lisäksi STUK on myös EURAMET:n jäsen. Kansainvälisen metrisopimuksen (Convention du Mètre) jäsenmaana Suomella on mahdollista käyttää myös BIPM:n kalibrointipalveluja hyödyksi. STUK:n sekundäärinormaaleja kalibroidaan säännöllisesti BIPM:ssä.

5.1 Kalibrointikertoimet

Kalibrointikerroin N_{K,Q_0} muuntaa mittaolosuhteilla korjatun mittarin näyttämän suureen todelliseksi arvoksi. Kalibrointikerroin voidaan laskea yhtälöllä [6]

$$N_{K,Q_0} = \frac{K}{M_{Q_0} - M_0}, \quad (32)$$

5 Kalibrointi

missä M_{Q_0} on mittarin näyttämä vertailuolosuhteissa, M_0 mittarin näyttämä ilman säteilykeilaa vastaavissa olosuhteissa ja K mittanormaalilla määritetty ilmakerma vapaasti ilmassa referenssipisteessä säteilylaadulle Q_0 . Yhtälössä 32 suure K voi olla myös jokin muu annossuure, kuten ilmakerman ja pituuden tulo P_{KL} tai TT-kermaindeksi C_K (ks. kappale 3.5).

Vertailuolosuhteissa yhtälön 32 kalibrointikerroin on käytettävissä ilman lisäkorjauksia. Yleisesti tarvitaan kuitenkin korjauskertoimia, sillä mittaustilanteen mittaolosuhteet, ts. vaikutussuureet, eivät vastaa aina täysin mittanormaalilaboratorion olosuhteita.

Vaikutussuureilla tarkoitetaan suureita, jotka eivät ole varsinaisen kalibroinnin kohteena, mutta joilla on vaikutusta mittaustulokseen. Tällaisia suureita on esimerkiksi ilmanpaine ja lämpötila sekä ilman suhteellinen kosteus. Vaikutussuureena voidaan pitää myös esimerkiksi vertailuolosuhteista poikkeavan säteilylaadun käyttöä. Eri vaikutussuureiden muutoksella on erilainen vaikutus mittarin näyttämään käytetystä säteilymittarista riippuen. Esimerkiksi ilmanpaineen muutos ei vaikuta puolijohdeilmaisimien vasteeseen. Avointa ionisaatiokammiota käytettäessä ilmanpaineen muutokset puolestaan täytyy huomioida.

Mittausten aikana pitäisi pystyä hallitsemaan mahdollisimman montaa vaikutussuuretta. Kaikkia suureita, kuten esimerkiksi ilmanpainetta, ei voida kuitenkaan kotrolloida, jolloin niiden vaikutus täytyy korjata korjauskertoimien avulla. Olettaen, että vaikutussuureet ovat toisistaan riippumattomia voidaan korjauskertoimien k_i tulo lisätä yhtälöön 32. Tällöin kalibrointikerroin N_{K,Q_0} on

$$N_{K,Q_0} = \frac{K}{(M_Q - M_0) \prod_i k_i}, \quad (33)$$

missä M_Q on mittarin näyttämä säteilylaadulla Q ja korjauskertoimien k_i tulo kattaa kaikki vertailuolosuhteista poikkeavien vaikutussuureiden korjaukset. Monissa tapauksissa laitteiston vuotovirrasta aiheutuva mittarin näyttämä M_0 ilman säteilykeilaa on merkityksettömän pieni suhteessa todelliseen näyttämään M_Q , jolloin se voidaan jättää huomioimatta.

5.1.1 Ilman tiheyden korjaus

Ilman tiheyden muutoksista aiheutuva korjauskerroin huomioidaan yleisesti käytettäessä ionisaatiokammioita. Mittauslaboratorion huoneen ilmanpaineen P ja lämpötilan T muutokset vaikuttavat ilman tiheyteen. Tiheyden muutokset on korjattava, sillä ionisaatiokammion näyttämä riippuu kammion aktiivisen tilavuuden ilman massasta. Olettamalla huoneilma ideaalikaasuksi voidaan lämpötilan ja paineen korjauskertoimelle k_{TP} johtaa lauseke

$$k_{TP} = \frac{273,15 + T}{273,15 + T_0} \cdot \frac{P_0}{P}, \quad (34)$$

missä T_0 ja P_0 ovat vertailulämpötila ja -paine. Vertailuolosuhteiksi on määritelty $P_0 = 101,325$ kPa, $T_0 = 20$ °C ja ilman suhteellinen kosteus 50 %. Periaatteessa myös ilman suhteellisella kosteudella on vaikutusta ilman tiheyteen, mutta sen vaikutusta ei tavallisesti huomioida, mikäli suhteellinen kosteus on välillä 30–80 % [6].

5.1.2 Säteilylaadun korjaus

Yhtälön 33 avulla laskettavat kalibrointikerroimet $N_{K,Q}$ on mahdollista määrittää ja toimittaa käyttäjälle toisistaan riippumatta kaikille tarvittaville säteilylaaduille Q . Jotkin kalibrointilaboratoriot toimivatkin näin, mutta yleisempää on ilmoittaa säteilymittarin kalibrointikerroin tietylle referenssisäteilylaadulle Q_0 ja suhteuttaa tähän mittarin näyttämä muilla säteilylaaduilla. Näin saatava säteilylaadun korjauskerroin k_{Q,Q_0} voidaan laskea yhtälöstä

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_{K,Q}}{N_{K,Q_0}}. \quad (35)$$

Olettamalla mittarin näyttämän ilman säteilykeilaa M_0 merkityksettömän pieneksi ja muiden vaikutussuureiden vastaavan vertailuolosuhteita saadaan säteilylaadulla Q mitatulle ilmakermalle K_Q lauseke

$$K_Q = M_Q N_{K,Q_0} k_{Q,Q_0} = \frac{M_Q}{R_Q}, \quad (36)$$

5 Kalibrointi

missä suuretta $R_Q = (N_{K,Q_0} k_{Q,Q_0})^{-1}$ sanotaan dosimetrin vasteeksi säteilylaadulla Q [6]. Säteilylaadun korjauskerroin k_{Q,Q_0} voidaan määrittellä myös dosimetrin vasteiden Q_0 ja Q suhteen avulla

$$k_{Q,Q_0} = \frac{R_{Q_0}}{R_Q} = \frac{M_{Q_0}/K_{Q_0}}{M_Q/K_Q}. \quad (37)$$

Useimmiten säteilylaadun korjauskertoimeen ei merkitä referenssisäteilylaatua Q_0 , vaan käytetään vain merkintää k_Q .

5.2 TT-kammion kalibrointi

Tietokonetomografiassa käytettävät ionisaatiokammiot kalibroidaan ilmassa, vaikka TT-kammiolla tehtävät mittaukset suoritetaan pääosin fantomin sisällä. Lisäksi kammiot kalibroidaan aina yhdessä niitä vastaavien elektrometriensä kanssa. Kalibroinneissa käytettävät säteilylaadut RQT 8, RQT 9 ja RQT 10 on määritelty kansainvälisen sähköalan standardisoimisjärjestön (International Electrotechnical Commission, IEC) standardissa 61267 [43]. Nämä säteilylaadut kattavat tietokonetomografiassa käytettävän energia-alueen.

TT-kammion kalibrointi voidaan suorittaa säteilyttämällä koko kammiota. Menetelmän ongelmana on kammion aktiivisen pituuden arvioinnin epätarkkuus, joka lisää lopullisen kalibrointikertoimen epävarmuutta. Toinen vaihtoehto on käyttää keilanrajaimia ja säteilyttää jokin tietty osa kammion aktiivisesta pituudesta [44]. Säteilykeilaa rajaamalla primäärikeilan ulkopuolelle jäävä TT-kammion osa mittaa sironnutta säteilyä. Tämä pääosin kollimaattorin aukon reunoilla syntyvän säteilyn osa täytyy poistaa varsinaisesta signaalista sopivalla korjauksella. Mittarin näyttämästä korjattavan jäännösignaalin suuruus saadaan esittämällä mittarin näyttämä kollimaattorin aukon leveyden funktiona. Tästä voidaan lukea nollaleveyttä vastaava jäännösignaalin suuruus tuloksiin tehtävän suoransovituksen vakiotermistä. Tällä menetelmällä vältetään TT-kammion aktiivisen pituuden aiheuttama epävarmuus kalibrointikertoimessa [45].

Molemmilla kalibrointimenetelmillä on omat kannattajansa. TT-laitteiden

käyttäjät usein ajattelevat, että kalibrointi kannattaa tehdä 1–2 cm keilanleveyksillä vastaten yleisimmin käytettyjä kuvantamispaksuuksia. Toisaalta jotkin valmistajat uskovat, että säteilyttämällä koko kammion aktiivinen pituus saadaan paras keskiarvoinen kalibrointikerroin, jossa väistämättömät pienet vasteen epätasaisuudet tasoittuvat [45].

IEC:n vuodelta 1997 olevan standardin 61674 mukaan TT-kammiota kalibroitaessa aktiivisesta pituudesta tulisi säteilyttää 50 % [46]. Lisäksi kyseisen standardin mukaan kalibroitaessa tulisi testata kammion vasteen tasaisuus kammion akselin eri kohtia säteilytettäessä. IEC:n uudemmassa standardissa 60601-2-44 vuodelta 2010 referenssikeilan leveydeksi on valittu 2 cm [47]. IAEA:n ohjeessa TRS 457 vuodelta 2010 puolestaan ehdotetaan keilan leveydeksi 20 – 50 mm ja korkeudeksi kaksi kertaa TT-kammion halkaisija. Lisäksi käytettävän lyijykollimaattorin tulisi olla riittävän suuri suojaamaan kammiota sironneelta säteilyltä. Mikäli kollimaattorin aukon leveys on w , saadaan TT-kammion kalibrointikerroimeksi $N_{P_{KL},Q}$ säteilylaadulle Q

$$N_{P_{KL},Q} = \frac{Kwd_r}{Md_a}, \quad (38)$$

missä M on tarvittavilla korjauskertoimilla korjattu mittarin näyttämä josta on vähennetty myös jäännösignaali, K mittanormaalilla mitattu ilmakerma kalibraatiopisteessä, d_r kalibraatiopisteen etäisyys röntgenputken fokuksesta ja d_a kollimaattorin aukon etäisyys röntgenputken fokuksesta [6]. Kalibroitavan mittarin näyttämä voi olla yksiköissä C, Gy, tai Gy cm riippuen siitä, miten mittari on suunniteltu. Mikäli mittarin näyttämä on varauksen yksiköissä (C), niin tällöin kalibrointikerroimen yksiköksi tulee Gy cm/C. Mikäli mittari on asetettu näyttämään ilmakermaa yksiköissä Gy, on kalibrointikerroimen yksikkö cm. Jos taas mittari näyttää suoraan ilmakerman ja pituuden tulo yksiköissä Gy cm, on kalibrointikerroin puhdas luku.

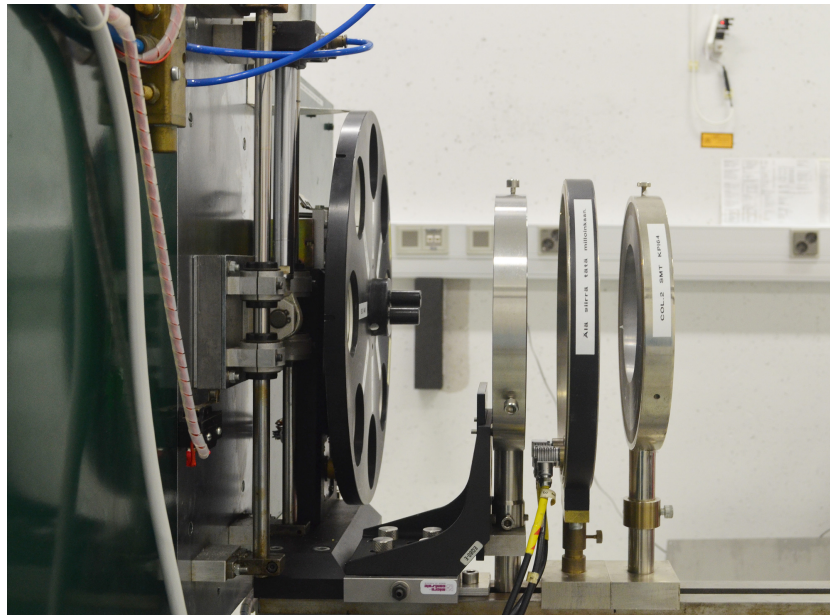
6 Mittauslaitteisto ja simulaatiomenetelmät

Tämän työn mittauksissa käytetty laitteisto on esitetty kuvassa 16. Mittauksissa käytettiin puikkomaista PTW 30009 ionisaatiokammiota. Kammion aktiivinen pituus oli valmistajan mukaan 100 mm ja mittatilavuus $3,14 \text{ cm}^3$ [48]. Mittauksissa kammion käyttöjännite asetettiin +100 V. Kammiosta kerättävää ionisaatiovirtaa mitattiin Keithleyn 6517 elektrometrillä, jota ohjattiin Virtamittaus-ohjelmalla (versio 0.04). Kammio asetettiin moottoroidulle kelkalle, jonka etäisyyttä röntgenputken fokuksesta säädettiin laserohjatulla järjestelmällä. Kammio kiinnitettiin sen ei-aktiivisesta päästä kolmeen suuntaan sädetävän statiivin varaan. Lisäksi kammion eteen kelkan etuosaan pultattiin kollimaattori, jossa oli 10 cm leveä ja 20 cm korkea aukko. Kollimaattori oli valmistettu 3 mm paksusta lyijystä ja se oli kiinnitettynä puiseen runkoon. Kollimaattorin lyijyseinän puikon puoleisen reunan etäisyys puikon keskiakselista oli kaikissa mittauksissa 20 cm. Puikkokammio asetettiin mittauksia varten 200 cm etäisyydelle röntgenputken fokuksesta katsoen.

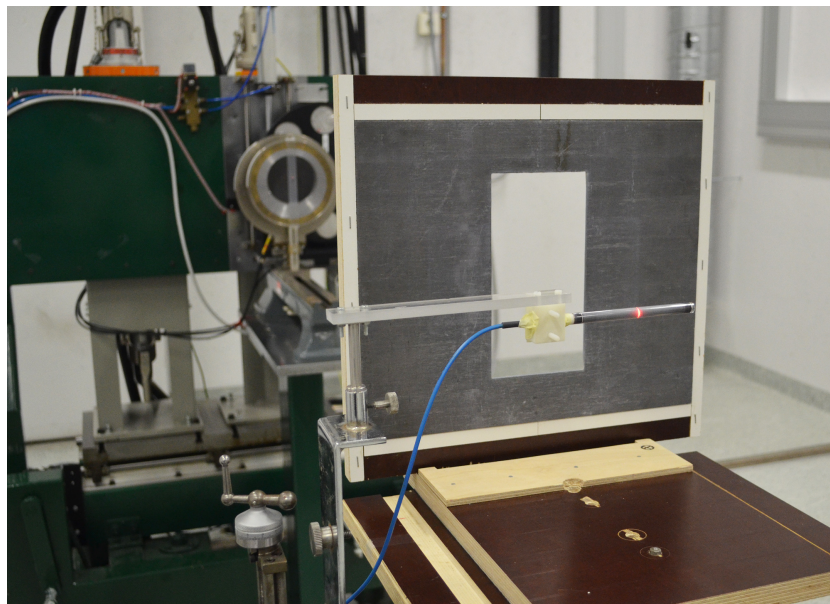
Mittauksissa käytetty röntgensäteily tuotettiin Säteilyturvakeskuksen kalibrintilaboratorion röntgenlaitteilla. ISO N15 – ISO N60-spektrit (ks. taulukko 1) tuotettiin Seifert Isovolt 160 HS -generaattorilla ja AEG MB 161/4 -röntgenputkella. Suurempia putkijännitteitä vaativat ISO N-laadut tuotettiin Seifert Isovolt 320 HS -generaattorilla ja AEG MB 350/1 -röntgenputkella.

Ensimmäisenä röntgenputken edessä oli kiekko, jolla valittiin kunkin säteilylaadun vaatima suodatus. Sen oikealla puolella oli pyöreä kollimaattori, jolla karkeasti rajattiin säteilykeilaa. Tämän jälkeen keilassa oli tavallisissa kalibraatiomittauksissakin käytettävä polyimidistä valmistettu (kolme 0,025 mm paksuista polyimidilevyä) säteilyä läpäisevä monitorikammio PTW 786/K1, jolla tarkkailtiin röntgenputken toimintaa. Monitorikammion jälkeen säteilykeilassa oli vielä yksi suuri keilanrajain, jolla tasoitettiin keilan reunoja.

Mittauksissa tutkittiin ionisaatiokammion energiavastetta eri ISO N-säteilylaaduilla. Referenssilaaduksi valittiin ISO N40 ja muiden säteilylaatuojen vaste (ja k_Q -kerroin, ks. kappale 5.1.2) suhteutettiin tähän. Jokaisen mit-



(a)



(b)

Kuva 16. (a) Lähikuva säteilykeilan tuottamiseen ja rajaamiseen käytetystä laitteistosta. Vasemmalla röntgenputket, joiden oikealla puolella kiekko, josta valitaan tarvittavaa säteilylaatua vastaavaa suodatus. Tämän oikealla puolella keilanrajain, monitorikammio ja toinen keilanrajain. (b) Ionisaatiokammion mittauseroimetria. Kuvassa näkyvän lyijykollimaattorin takana näkyvissä myös röntgenputket ja keilanrajaimet.

6 Mittauslaitteisto ja simulaatiomenetelmät

Taulukko 1. ISO Narrow- ja RQT-säteilylaatusarjan spektrien ominaisuuksia [49, 44].

Laatu	Putkijännite (kV)	Keskimääräinen energia (keV)	Lisätty suodatus (mm)
ISO N15	15	12	0,5 Al
ISO N20	20	16	2,0 Al
ISO N25	25	20	2,0 Al
ISO N30	30	24	4,0 Al
ISO N40	40	33	0,21 Cu
ISO N60	60	48	0,6 Cu
ISO N80	80	65	2,0 Cu
ISO N100	100	83	5,0 Cu
RQT 8	100	58,2	3,38 Al + 0,20 Cu
RQT 9	120	65,3	3,79 Al + 0,25 Cu
RQT 10	150	74,5	4,38 Al + 0,30 Cu

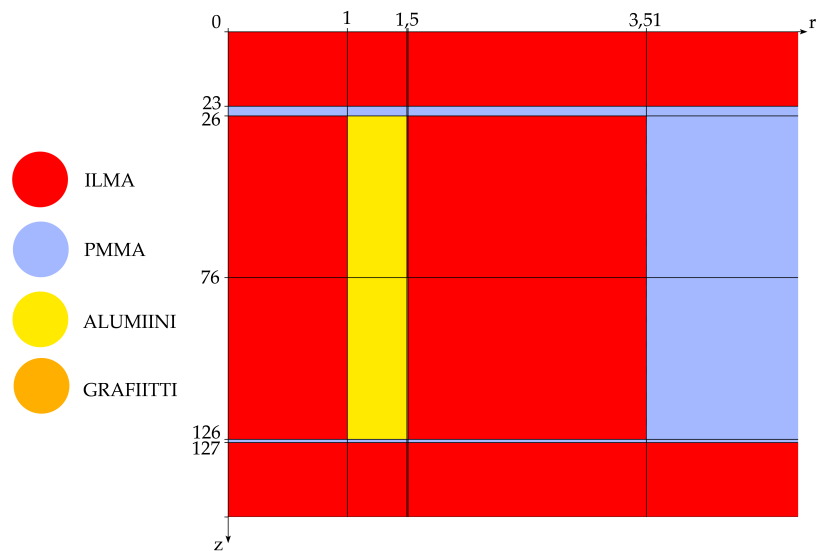
taussarjan aluksi suoritettiin alkusäteilytys laitteiston toiminnan varmistamiseksi. Virtamittaus-ohjelman asetuksista valittiin 5 sekunnin viive ja keräysaika sekä 15 sekunnin nollakohdan tarkistus jokaiseen mittaukseen.

Tämän työn MC-simulaatiot tehtiin kappaleessa 4.3 kuvatulla EGSnr-ohjelmistolla. Kuvassa 17 on esitettyä mittauksissa käytettyä ionisaatio-kammiota vastaava puikkokammio avattuna sekä tämän kuvan ja PTW:n antamien teknisten tietojen [48] pohjalta rakennetun kammion mallin kaa- viokuva. Kammion alumiinisen keskielektrodin ympärillä oleva spiraalin muotoinen grafiittikerros aiheutti haasteita EGS:n geometrian mallinnukselle. Lopulta se päätettiin toteuttaa jakamalla kammio pituusakselin suhteen puoliksi ja pinnottamalla toinen puolikas 0,01 mm paksuisella grafiittikerroksella. Lisäksi kammion PMMA-seinämän paksuutta täytyi sovittaa 4mm paksuiseksi mitatun energiavasteen saavuttamiseksi (ks. kappale 7).

Spektreinä simulaatioissa käytettiin STUK:n kalibrointilaboratoriossa elokuussa 2007 mitattuja ISO N -sarjan spektrejä kammion energiavasteen mallintamiseen [50]. Varsinaisissa fantomin sisällä tehdyissä annosmittauksissa käytettiin Spektripaja 2.0 -ohjelmalla simuloituja RQT 8, RQT 9 ja RQT 10 spektrejä [51]. RQT-säteilylaatusarja on määritelty IEC:n standardissa IEC 61267 [43], ja taulukossa 1 on esitettyä RQT-spektrien ominaisuuksia.



(a)



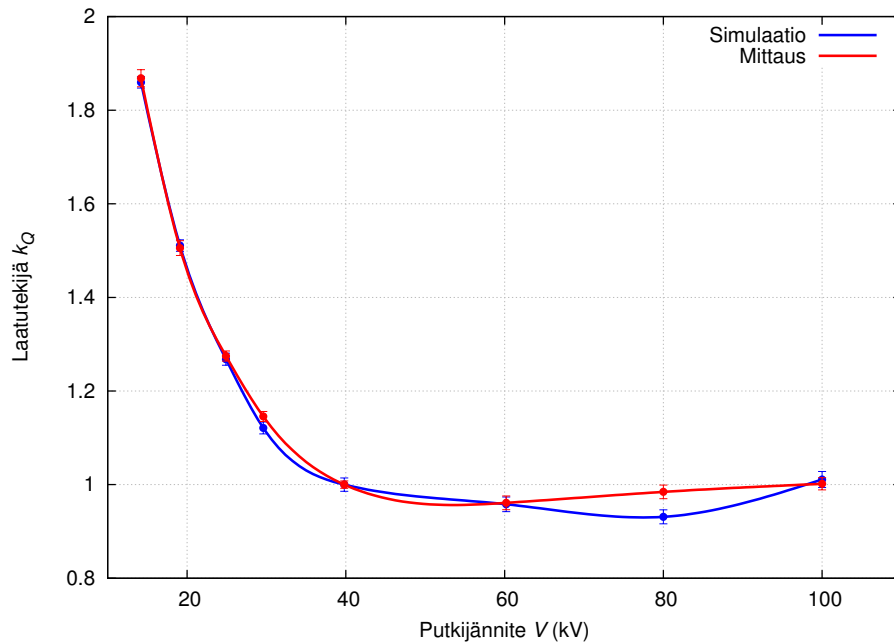
(b)

Kuva 17. (a) Mittauksissa käytettyä ionisaatiokammiota vastaava puikkokammio avattuna. Kuvassa on hyvin nähtävillä alumiinisen keskielektrodin ympärille spiraalimaisesti asetettu hyvin ohut grafiittikerros. (b) Vastaavan puikkokammion malli EGSnrc-ohjelmalla luotuna. Kammion mallin 0,01 mm paksu grafiittikerros hankalasti erotettavissa. Kuvassa mitat ilmoitettu millimetreinä (mm).

6 Mittauslaitteisto ja simulaatiomenetelmät

Sekä ISO N- että RQT-spektreihin lisättiin laskennallisesti Spektripajalla mittausolosuhteita vastaava 2 metrin ilmasta aiheutuva vaimennus.

Kaikissa simulaatioissa käytettiin EGSnrc:n oletusvaikutuslakirjastoja valosähköiselle ilmiölle [52], Comptonin sironnalle [53] sekä Rayleighin sironnalle [53, 54]. Fotonien ja sekundäärielektronien energian alarajaksi asetettiin 1 keV, ts. hiukkasten liikettä ei enää seurattu kun niiden energia tippui alle tämän alarajan.



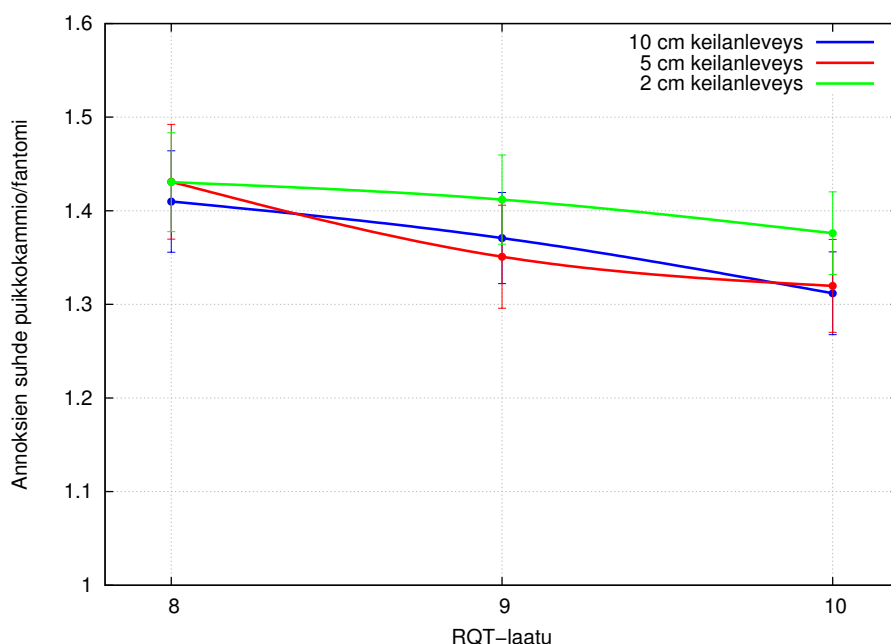
Kuva 18. Mitattu ja simuloitu laatutekijä k_Q putkijännitteen V funktiona. Säteilylaatu ISO N40 valittiin referenssilaaaksi molemmissa tapauksissa.

7 Tulokset

7.1 Ionisaatiokammion energiavaste

Kuvassa 18 on esitettyä mitattu ja simuloitu kammion laatutekijä k_Q putkijännitteen V funktiona. Koska kammion energiavaste $R \propto k_Q^{-1}$, niin tuloksista nähdään, että kammion energiavaste tippuu matalilla energioilla molemmissa tapauksissa. Kuvasta nähdään myös, että simulaatioiden malli käytetystä kammioista vastaa ainakin energiariippuvuuden osalta todellista ionisaatiokamiota erinomaisesti. Noin 5 %:n poikkeamaa 80 kV:n kohdalla lukuunottamatta kaikki mittaus- ja simulaatiopisteet ovat epävarmuuksien rajoissa yhteneviä.

7 Tulokset

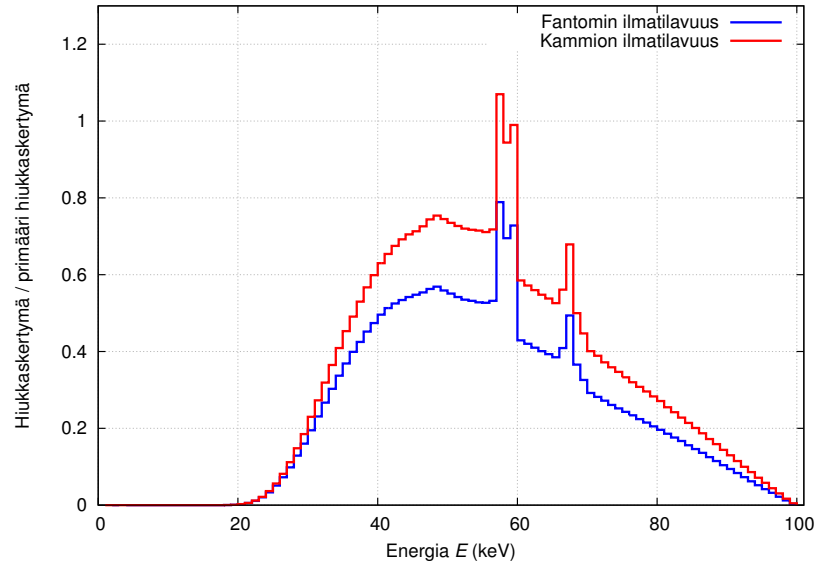


Kuva 19. Absorboituneiden annoksien suhde kammion aktiivisessa tilavuudessa ja vastaavan kokoisessa fantomin ilmatilavuudessa eri RQT-säteilylaaduilla ja eri keilanleveyksillä.

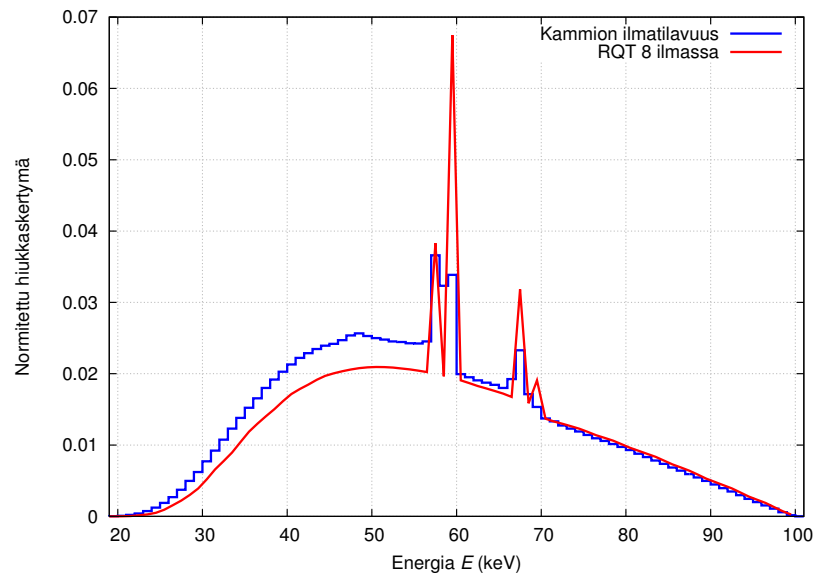
7.2 Annokset ionisaatiokammiossa ja fantomissa

Puikkokammion ja fantomin ilmatilavuuteen absorboituneiden annoksien suhde on esitetty kuvassa 19. Kuvasta nähdään, että kammion ilmatilavuuteen absorboitunut annos on säteilylaadusta riippuen noin 30–45 % suurempi kuin annos fantomin ilmatilavuudessa. Lisäksi tuloksista on nähtävissä, että annoksien suhde pienenee säteilyn keskimääräisen energian kasvaessa kaikilla käytetyillä kolmella keilanleveydellä. Tarkempaa annossuhteen riippuvuutta keilanleveydestä ei ole nähtävissä.

Kuvassa 20 on puolestaan esitettyinä fotonien hiukkaskertymiä RQT 8-spektrillä 5 cm keilanleveydellä. Kuvan 20a absoluuttisia hiukkaskertymiä vertailemalla nähdään, että energiavälillä 40–80 keV fotonien hiukkaskertymä kammiossa on tasaisesti noin 30–35 % suurempi kuin fantomin ilmatilavuudessa. Kuvan 20b hiukkaskertymillä normitetuista spektreistä taas nähdään kammion ilmatilavuuden spektrin muutos suhteessa spektriin



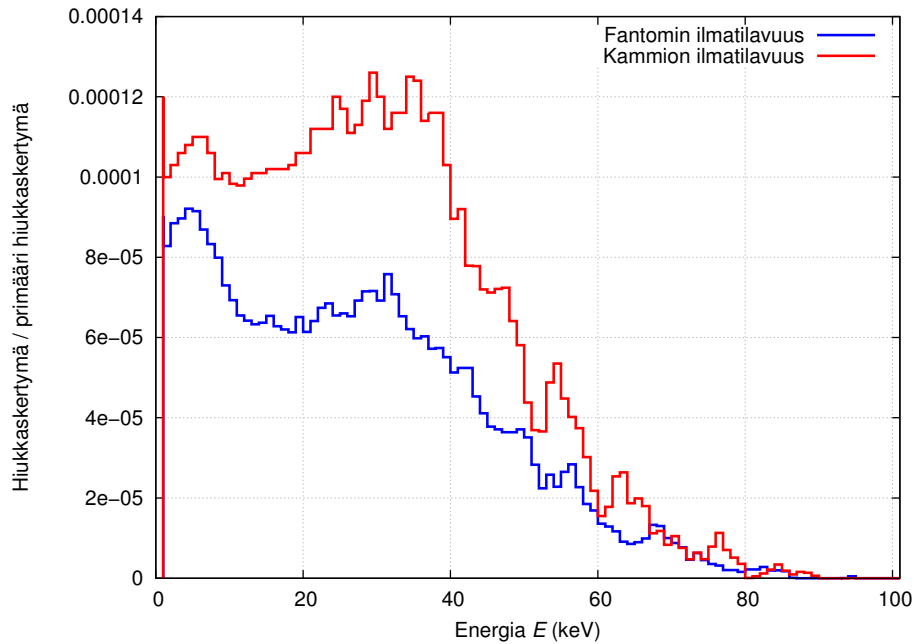
(a)



(b)

Kuva 20. (a) Absoluuttinen fotonien hiukkaskertymä per primääri hiukkaskertymä kammion ja fantomin ilmatilavuuksissa energian funktiona RQT 8-säteilylaadulla 5 cm keilanleveydellä. Kuvassa (b) puolestaan on hiukkaskertymä kammion ilmatilavuudessa ja vastaava RQT 8-spektri vapaasti ilmassa. Molempien spektrien hiukkaskertymä, eli käyrien alle jäävät pinta-alat, on normitettu vastaamaan toisiaan.

7 Tulokset



Kuva 21. Sekundäärielektronien hiukkaskertymät per primääri hiukkaskertymä energian funktiona fantomin sekä kammion ilmatilavuudessa.

vapaasti ilmassa.

Todellisen ja ionisaatiokammioilla mitatun absorboituneen annoksen eroa voidaan arvioida kuvan 20 hiukkaskertymillä normitetuista fotonispektreistä. Painottamalla molempia spektrejä laatutekijällä k_Q ja laskemalla painotettujen spektrien erotus alle 40 keV fotonienenergioilla saadaan eroavaisuudeksi RQT 8-säteilylaadulla noin 4 %.

Sekundäärielektronien hiukkaskertymät fantomissa ja kammiossa on esitetty kuvassa 21. Elektronispektreistä nähdään, että fantomin ilmatilavuudessa elektronien todennäköisin energia on alle 10 keV ja että elektronien suhteellinen osuus pienenee nopeasti energian kasvaessa yli 40 keV. Alumiinisen keskielektrodin vaikutus näkyy kammion ilmatilavuuden elektronispektrissä selvästi, sillä kammiossa sekundäärielektronien todennäköisin energia on puolestaan 20–40 keV. Keskielektrodin päällä oleva osittainen grafiitikerros vaimentaa elektrodista emittoituvia sekundäärielektroneja mikä näkyy pienempänä maksimina spektrin matalilla energioilla. Spektrien

pinta-aloista voidaan laskea, että elektronikertymä kammiossa on noin 63 % suurempi kuin kertymä fantomin ilmatilavuudessa.

8 Johtopäätökset

Kuvassa 19 esitetty absorboituneiden annoksien suhde kammiossa ja fantomissa selittyy hiukkaskertymiä vertailemalla. Fotonikertymät kammiossa ovat 40–80 keV energia-alueella tasaisesti noin 30–35 % suurempia kuin fantomin ilmatilavuudessa. Tämä selittyy puolestaan pääosin alumiinista keskielektrodista emittoituvasta sekundäärisäteilystä ja sironneesta säteilystä. Tätä johtopäätöstä tukevat myös tehdyt simulaatiot, joissa havaittiin kammion ilmatilavuudessa absorboituneen annoksen pienenevän noin 35 %, mikäli keskielektrodi korvattiin pelkällä ilmalla. Alumiinisen keskielektrodin vaikutus kuvassa 21 nähtävään elektronispektrien energajakautumaan on myös huomattava. Sekundäärielektronien lukumäärä suhteessa fotonien lukumäärään on vain pieni, joten elektronien osuus annoksesta on pienempi.

Tietokonetomografian annosmittaukset fantomissa eivät poikkea 30–40 % todellisista annoksista, vaikka fantomin sisällä ionisaatiokammion mittaama annos onkin säteilylaadusta ja keilanleveydestä riippuen noin 35% suurempi kuin annos pelkässä fantomissa. Tästä poikkeamasta suurin osa korjautuu asianmukaisella kammion kalibroinnilla. Mikäli oletetaan, että keskielektrodista aiheutuva lisäys annoksessa säilyy prosentuaalisesti saman suuruisena vapaasti ilmassa ja fantomin sisällä, niin tällöin kalibrointikertoimen tulisi ottaa huomioon tämä ero annoksien välillä ja lopputuloksen pitäisi olla totuuden mukainen.

Olosuhteet vapaasti ilmassa ja fantomin sisällä ovat kuitenkin toisistaan poikkeavat. Kuten fotonikertymistä kuvasta 20 nähdään, RQT 8-spektri ilmassa poikkeaa kammion ilmatilavuudessa havaittavasta spektristä selvästi. Varsinkin spektrin karakteristiset piikit tasoittuvat sironnan vaikutuksesta, mikä kasvattaa matalaenergisten fotonien määrää. Ionisaatiokammion ja fantomin spektrit sen sijaan ovat muodoltaan lähes identtiset. Tämä selittyy sillä, että vapaasti ilmassa ainoa vaimentava kerros ennen mittaustilavuutta on muutaman millin paksuinen PMMA-kerros. Fantomissa sen sijaan on 16 cm PMMA:ta, jolloin kammion seinämän kerros ei tuo tilanteeseen merkittävää eroa.

Todellisen ja ionisaatiokammion mitatun absorboituneen annoksen eroksi saatiin 4 %. Tätä spektrin muutoksesta johtuvaa eroa kalibrointikerroin ei siis huomioi. Tuloksen laskemisessa käytetty menetelmä ei ole kuitenkaan aivan tarkka, sillä siinä oletetaan sama laatutekijä k_Q ionisaatiokammion sekä vapaasti ilmassa että fantomin sisällä. Todellisuudessa fantomissa kammioon kohdistuvan säteilyn kulmajakauma on erilainen kuin ilmassa ja näin ollen myös laatutekijä k_Q muuttuu hieman.

Tämän työn suurimmat epävarmuudet liittyvät simulaatioissa käytetyn kammion malliin sekä MC-menetelmän statistisiin epätarkkuuksiin. Mitatun energiavasteen mallintaminen varsinkin matalilla energioilla oli tämän työn kannalta olennaisinta ja siinä onnistuttiinkin erinomaisesti. Pelkkä energiavasteen toistettavuus ei kuitenkaan välttämättä takaa vielä kammion mallin toimivuutta kaikissa tilanteissa. Lisäksi tässä työssä keskityttiin vain yhden puikkomaisen ionisaatiokammion tarkasteluun. On selvää, että paremman kokonaiskuvan saamiseksi vastaavia tarkasteluja tulisi tehdä myös muilla TT-annosmittauksissa käytettävillä ionisaatiokammioilla.

9 Viitteet

- [1] T. Helasvuo. Radiologisten tutkimusten ja toimenpiteiden määrät vuonna 2011. STUK, 2013.
- [2] European population dose estimation. Dose Datamed 2 (DDM2), 2014.
- [3] M. Muikku, R. Bly, P. Kurttio, J. Lahtinen, M. Lehtinen, T. Siiskonen, T. Turtiainen, T. Valmari ja K. Vesterbacka. Suomalaisten keskimääräinen efektiivinen annos. STUK-A259, 2014.
- [4] Asetus säteilyn lääketieteellisestä käytöstä, 2000. 423/ 10.5.2000.
- [5] J. Zoetelief. Patient dosimetry for x-rays used in medical imaging. *Journal of the ICRU*, 5, 2005.
- [6] International Atomic Energy Agency. Dosimetry in diagnostic radiology: An international code of practice. Technical Reports Series No. 457, 2007.
- [7] P. F. Judy. Phantoms for performance evaluation and quality assurance of CT scanners. American Association of Physicists in Medicine raportti, 1977.
- [8] W. C. Röntgen. On a new kind of rays. *Nature*, 53, 1896.
- [9] A. Einstein. Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtet betreffenden heuristischen gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 17, 1905.
- [10] M. Tapiovaara, O. Pukkila ja A. Miettinen. *Säteilyn käyttö*, osa 3 sarjasta *Säteily- ja ydinturvallisuus*. Toimittanut O. Pukkila (STUK), Karisto Oy, Hämeenlinna, 2004.
- [11] R. Seppänen, M. Kervinen, I. Parkkila, L. Karkela ja P. Meriläinen. *MAOL-taulukot*. Otava Oy, Keuruu, 2006.
- [12] P. Schardt, J. Deuringer, J. Freudenberger, E. Hell, W. Knüpfer and D. Mattern. New X-ray tube performance in computed tomography by introducing the rotating envelope tube technology. *Medical Physics*, 31, 2004.

- [13] D. J. Dowsett, P. A. Kenny and R. E. Johnston. *The physics of diagnostic imaging*. CRC press, Iso-Britannia, 2001.
- [14] Wikipedia. X-ray computed tomography, Tammikuu 2015. <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/4a/Ct-workstation-neck.jpg>.
- [15] The Nobel Prize in Physiology or Medicine 1979, Tammi-
kuu 2015. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/medicine/laureates/1979/.
- [16] R. O 'Rourke, B. Brundage and V. Froelicher. American college of cardiology/american heart association expert consensus document on electron-beam computed tomography for the diagnosis and prognosis of coronary artery disease. *Journal of the American College of Cardiology*, 36, 2000.
- [17] Yksityinen keskustelu T. Siiskosen kanssa 22. tammikuuta 2015.
- [18] F. H. Attix. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. John Wiley & Sons Inc., Yhdysvallat, 1986.
- [19] J. Sandberg and R. Paltemaa. *Säteily ja sen havaitseminen*, osa 1 sarjasta *Säteily- ja ydinturvallisuus*. Toimittanut T. K. Ikäheimonen (STUK), Karisto Oy, Hämeenlinna, 2002.
- [20] O. J. Marttila, A. Isola, E. Spring ja A. Vuorinen. *Säteily, sen käyttö ja valvonta*. Tammi Oy, Helsinki, 1971.
- [21] J. Lilley. *Nuclear Physics, Principles and Applications*. John Wiley & Sons Ltd., Iso-Britannia, 2001.
- [22] K. Debertin and R. G. Helmer. *Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*. Physical Sciences & Engineering Division, Alankomaat, 1988.
- [23] E. B. Podgorsak. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. International Atomic Energy Agency, Itävalta, 2005.
- [24] Säteilylaki, 1991. 592/ 27.3 1991.

9 Viitteet

- [25] Säteilyturvakeskus. Päätös 2/3020/2013: Potilaan säteilyaltistuksen vertailutasot aikuisten tietokonetomografiatutkimuksissa, Toukokuu 2013. http://www.stuk.fi/julkaisut_maaraykset/viranomaisohjeet/fi_FI/stohjeet/_files/89761367457924258/default/Paatos-TT-tutkimuksissa.pdf.
- [26] H. Toivonen, T. Rytömaa ja A. Vuorinen. *Säteily ja turvallisuus*. Säteilyturvakeskus, Helsinki, 1988.
- [27] Radiation quantities and units report 33. International Commission on Radiation Units and Measurements, 1980.
- [28] A. Wambersie. Radiation quantities and units, dose to the patients, and image quality in computed tomography (CT). Euroopan komission raportti, 2008.
- [29] International Electrotechnical Commission. Medical electrical equipment – part 2-44: Particular requirements for the basic safety and essential performance of X-ray equipment for computed tomography. International Standard IEC 60601-2-44, 2009.
- [30] F. Erazo. Calculation of beam quality correction factors for various thimble ionization chambers using the monte carlo code penelope. *European Journal of Medical Physics*, 29, 2013.
- [31] H. Zaidi and G. Sgouros. *Therapeutic applications of Monte Carlo calculations in nuclear medicine*. IOP Publishing Ltd, Iso-Britannia, 2003.
- [32] N. Metropolis and S. Ulam. The monte carlo method. *Scientific American*, 44, 1949.
- [33] A. M. Ferrenberg, D. P. Landau and Y. J. Wong. Monte carlo simulations: Hidden errors from “good” random number generators. *Physical Review Letters*, 69, 1992.
- [34] I. Vattulainen, K. Kankaala, J. Saarinen ja T. Ala-Nissila. A comparative study of some pseudorandom number generators. *Computer Physics Communications*, 86, 1995.
- [35] H. A. Bethe. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie. *Annalen Der Physik*, 397, 1930.

- [36] M. J. Berger. Monte carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. *Methods in Computational Physics*, 1, 1963.
- [37] D. W. O. Rogers and A. F. Bielajew. Differences in electron depth dose curves calculated with egs and etran and improved energy range relationships. *Medical Physics*, 13, 1986.
- [38] B. R. B. Walters, D. W. O. Rogers J. Treurniet and I. Kawrakow. QA tests of the EGSnrc system and comparisons with EGS4. NRCC Report PIRS-703, 2003.
- [39] E. Mainegra-Hing, D. W. O. Rogers, F. Tessier and B. R. B. Walters. The EGSnrc code system: Monte carlo simulation of electron and photon transport. NRCC Report PIRS-701, 2013.
- [40] D. W. O. Rogers, I. Kawrakow, J. P. Seuntjens, B. R. B. Walters and E. Mainegra-Hing. Nrc user codes for EGSnrc. NRCC Report PIRS-702, 2013.
- [41] H. Järvinen. *Säteily ja sen havaitseminen, osa 3 sarjasta Säteily- ja ydinturvallisuus*. Toimittanut T. K. Ikäheimonen (STUK), Karisto Oy, Hämeenlinna, 2002.
- [42] EURAMET: European Association of National Metrology Institutes, Helmikuu 2015. <http://www.euramet.org/>.
- [43] International Electrotechnical Commission. Medical diagnostic X-ray equipment – radiation conditions for use in the determination of characteristics. IEC 61267 International standard, 2005.
- [44] K. Merimaa, M. Tapiovaara, A. Kosunen and P. Toroi. Calibration and features of air-kerma length product meters. *Radiation Protection Dosimetry*, 152, 2012.
- [45] F. O. Bochud, M. Grecescu and J. Valley. Calibration of ionization chambers in air kerma length. *Physics in Medicine and Biology*, 46, 2001.
- [46] International Electrotechnical Commission. Medical electrical equipment – dosimeters with ionisation chambers and/or semiconductor detectors as used in X-ray diagnosis imaging. IEC 61674 International standard, 1997.

9 Viitteet

- [47] International Electrotechnical Commission. Medical electrical equipment – part 2-44: Particular requirements for the basic safety and essential performance of X-ray equipment for computed tomography. IEC 60601-2-44 International standard, 2010.
- [48] PTW-Freiburg. CT chamber 3.14 cc type 30009 technical specification. http://www.pi-medical.eu/download/ct_chamb_t30009_spec_en_56521900_00.pdf.
- [49] International Organization for Standardization. X and gamma reference radiation for calibrating dose meters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy. International Standard ISO 4037-1, 1996.
- [50] T. Tapiovaara, M. Tapiovaara, T. Siiskonen ja A. Hakanen. Säteilyturvakeskuksen dosimetrialaboratorion röntgensäteilyn vakiolaatujen spektrit. STUK-TR 2, 2008.
- [51] M. Tapiovaara ja T. Tapiovaara. Spektripaja (2.0) -ohjelman käyttöohje ja validointi. STUK-TR 3, 2008.
- [52] E. Storm and H. I. Israel. Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements $Z = 1$ to $Z = 100$. *Nuclear Data Tables*, A7, 1970.
- [53] R. Ribberfors. Relationship of the relativistic compton cross section to the momentum distribution of bound electron states. *Physical Review B*, 12, 1975.
- [54] J. H. Hubbell and I. Øverbø. Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 9, 1979.