

Säteilyannoksen määrittäminen
Geant4-työkalun Monte Carlo
-simulaatiolla
läpivalaisutoimenpidehuoneen
ulkopuolella

Pro gradu -tutkielma, 30.1.2019

Tekijä:

MIKKO MANKINEN

Ohjaaja:

TANELI KALVAS



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIKAN LAITOS

© 2019 Mikko Mankinen

Julkaisu on tekijänoikeussäännösten alainen. Teosta voi lukea ja tulostaa henkilökohtaista käyttöä varten. Käyttö kaupallisiin tarkoituksiin on kielletty. This publication is copyrighted. You may download, display and print it for Your own personal use. Commercial use is prohibited.

Tiivistelmä

Mankinen, Mikko

Säteilyannoksen määrittäminen Geant4-työkalun Monte Carlo -simulaatiolla läpivalaisutoimenpidehuoneen ulkopuolella

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2018, 80 sivua

Arvioin säteilyannoksen suuruutta toimenpidehuoneen ulkopuolella Monte Carlo -menetelmiin perustuvalla Geant4-simulaatiolla ja vertasin simuloitua tulosta säteilymittarilla mitattuun tulokseen. Sain simuloimalla arvioksi säteilyannokselle vesifantomissa $D_{\text{vesi}} = (16 \pm 2)$ nGy, joka oli noin nelinkertainen mitattuun tulokseen $D_{\text{mitt}} = (4 \pm 1)$ nGy verrattuna. Tulosten välinen ero johtuu ensisijaisesti simuloidun geometrian ja röntgenspektrin yksinkertaistuksista. Totesin Geant4:n soveltuvan hyvin säteilyannoksen arviointiin monimutkaisten geometrioiden tapauksissa, mikäli lähtötiedot ovat saatavilla yksityiskohtaisesti. Toteuttamani simulaation kaltaista pelkistettyä lähestymistapaa voisi mahdollisesti soveltaa säteilyannoksen ylärajan arvioimiseen säteilyn käyttötiloissa.

Avainsanat: Säteilyannos, Monte Carlo, simulaatio, sähkömagneettinen vuorovaikutus, röntgensäteily, säteilysuojaus

Abstract

Mankinen, Mikko

Determining the radiation dose by means of Geant4 Monte Carlo simulation outside the angiography procedure room

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2018, 80 pages.

I estimated the radiation dose outside the treatment room using Geant4 Monte Carlo simulation tool and compared the result to a measured value. The simulated dose in a water phantom $D_{\text{water}} = (16 \pm 2)$ nGy was approximately fourfold compared to the measured value $D_{\text{mitt}} = (4 \pm 1)$ nGy. The difference is mainly due to the simplified models of room geometry and x-ray spectrum. I found Geant4 a valid tool for situations with complicated geometry, given the information for simulation building process is available at detailed level. An approach similar to my reduced simulation structure might be applicable to approximation of radiation dose upper limits in the radiation facility.

Keywords: Radiation dose, Monte Carlo, simulation, electromagnetic interaction, x-ray, radiation shielding

Sisältö

Tiivistelmä	3
Abstract	5
1 Johdanto	11
2 Röntgensäteilyn tuotto ja vuorovaikutus materiaalin kanssa	13
2.1 Diagnostisen röntgenlaitteen toiminnan olennaiset osat simulaation kannalta	13
2.1.1 Ilmiöt röntgensäteilyn synnyn taustalla	14
2.1.2 Tyypillinen röntgenspektri ja sen suodatus	16
2.1.3 Röntgenputken tärkeimmät osat	21
2.1.4 Läpivalaisulaitteen erityispiirteet	22
2.2 Röntgensäteilyn vuorovaikutus materiaalin kanssa ja säteilyannos . .	24
2.2.1 Valosähköinen ilmiö ja Compton-sironta	24
2.2.2 Elektronien vuorovaikutus kudoksen kanssa ja säteilyannoksen määritelmä	27
3 Hiukkasen kuljettaminen ja vuorovaikutustapahtumien määräytyminen Monte Carlo -simulaatiossa	29
3.1 Yleiskatsaus hiukkasen kuljettamiseen simulaatiossa	29
3.2 Keskimääräisen vapaan matkan ja vuorovaikutuksen paikan määrittäminen	30
4 Yleiskatsaus vaikutusalojen ja vuorovaikutusten mallintamiseen Geant4-simulaatiossa fotoneille ja elektroneille	33
4.1 Fotonien vuorovaikutusten mallit	34
4.1.1 Rayleigh-sironnan mallit	34
4.1.2 Valosähköisen ilmiön mallit	35
4.1.3 Compton-sironnan mallit	36
4.2 Elektronien vuorovaikutusten mallit	37

4.2.1	Elastisen sironnan monisironnamalli	37
4.2.2	Ionisaation ja jarrutussäteilyn mallit sekä jatkuva energiahäviö	38
4.3	Atomin viritystilän purkautuminen simulaatiossa	39
5	Geant4-simulaation toteutus ja ajot	41
5.1	Toimenpidehuoneen geometria	41
5.1.1	Toimenpidehuoneen seinien, lattian ja katon mallinnukset . . .	43
5.1.2	Angiografialaitteen ja muiden geometrysten osien mallinnus . .	46
5.1.3	Simuloidun geometrian väliaineet	50
5.2	Röntgenspektrin simuloiminen SpekCalc-ohjelmalla	52
5.2.1	SpekCalc-simulaation parametrit, tulokset ja niiden käsittely .	52
5.2.2	SpekCalc-röntgenspektrin liittäminen Geant4-simulaatioon . .	53
5.3	Absorboituneen energian ja statistisen virheen määrittäminen yhdelle simulaatiolle	55
5.4	Simulaation toistot eri parametreilla	56
5.4.1	Toistosimulaatioiden parametrien muutokset ja niiden suuruudet	57
5.4.2	Parametrien epävarmuuden vaikutus tulokseen lineaarisena approksimaationa	59
6	Simulaatioiden tulokset ja niiden käsittely	61
6.1	Toistoajojen tulokset ja herkkyysanalyysi	62
6.2	Statistisen virheen ja parametrien epävarmuuden yhdistäminen sekä vertailuarvon määrittäminen	65
7	Päätäntö	67
7.1	Mallin epävarmuudet	67
7.1.1	Mallinnettu röntgenspektri	67
7.1.2	Mallinnettu geometria	68
7.1.3	Tarkastelualueen määrittely	70
7.1.4	Säteilyn vuorovaikutusten mallinnus	71
7.1.5	Simulointimenetelmät ja mallin epävarmuudet säteilyannoksen yleisten arviointiperiaatteiden näkökulmasta	71
7.2	Johtopäätökset	72
	Lähteet	73

A SpekCalc-ohjelman pääikkuna

1 Johdanto

Terveydenhuollon röntgendiagnostiikka mahdollistaa ihmiskehon noninvasiivisen tutkimuksen, jonka myötä useita sairauksia voidaan havaita. Diagnostisen röntgensäteilyn (energialtaan 50–150 keV) absorboituminen ihmiskehossa aiheuttaa diagnostisten hyötyjen lisäksi säteilyannosta, jonka suuruudet potilaalle ja säteilyä käyttävälle terveydenhuollon henkilökunnalle on arvioitava. Henkilökunnan säteilyaltistus on erityisen suuri esimerkiksi toimenpideradiologiassa, jossa henkilökunta suorittaa toimenpiteitä röntgenlaitteen läheisyydessä.

Tutkin säteilyannoksen Monte Carlo -mallinnuksen luotettavuutta Geant4-työkalulla [1] toteuttamalla simulaatiomallin, joka jäljittelee mittaustapahtumaa, jossa säteilyannos mitattiin säteilyannosmittarilla toimenpidehuoneen ulkopuolella. Luomani simulaatiomalli kattaa röntgenputken tuottaman säteilyn ja toimenpidehuoneen geometrian yksinkertaistettuina. Mallin toteutuksen taustatyönä tutustuin röntgensäteilyn tuottoon röntgenputkessa, toimenpidehuoneen tärkeimpiin rakenteisiin sekä sähkömagneettisen säteilyn vuorovaikutusmalleihin väliaineen kanssa fotonien ja elektronien osalta.

Monte Carlo -menetelmät ovat STUKin (Säteilyturvakeskus) ST-ohjeen [2] mukaan sallittuja menetelmiä säteilysuojusten suunnittelussa, mutta erityisesti Geant4:llä toteutettujen säteilyannosarvioiden toimivuudesta huoneskaalassa löytyi tietoa hyvin vähän. Muut ohjeen mainitsevat menetelmät ovat säteilyannoksen arviointiin erikoistuneet tietokoneohjelmat ja säteilymittauksiin perustuvat arviointimenetelmät. Monte Carlo -menetelmän hyödyt voivat tulla esiin tapauksissa, joissa moninkertaisesti sironneen säteilyn vaikutuksia on tarve arvioida tehokkaasti [2].

Geant4 (GEometry ANd Tracking) on Geant4 yhteistöryhmän (Geant4 collaboration) kehittämä Monte Carlo -mallinnuksen työkalu, joka on suunniteltu alunperin korkeaenergisien fysiikan sovelluksiin, mutta sitä on käytetty laajasti myös lääketieteellisissä sovelluksissa [3]. Se sopii erityisesti tutkielmani tilanteeseen, jossa säteilyannosta tarkastellaan alueella, jonne primäärisäteily ei suuntaudu, ja joka sijaitsee säteilyä vaimentavien esteiden takana. Toteutetun simulaation vertailukohtana on tekemäni säteilyannosmittaus kyseisellä tarkastelualueella.

Tutkielman luvuissa 2–4 tarkastelen röntgensäteilyn tuottoa sekä hiukkasten etenemisen ja vuorovaikutustapahtumien mallinnuksen perusteita. Varsinaisen simulaation toteutusvaiheen esitän luvussa 5, jonka myötä paitsi pohjustan tulosten laskemista luvussa 6 myös luon erityisesti aiheita pohdinnalle simulaatiomenetelmän toimivuudesta ja toteutuksen kriittisistä vaiheista. Luvun 7 pohdinnan perustana ovat erityisesti mallin epävarmuuksien vaikutukset tulokseen sekä säteilysuojelun yleisten periaatteiden toteutuminen simulaatiossa.

2 Röntgensäteilyn tuotto ja vuorovaikutus materiaalin kanssa

Röntgensäteilyn Monte Carlo -simuloinnin kannalta olennaista on tuntee säteilyn synnyn tausta sekä sen vuorovaikutustavat. Käsittelen nämä aiheet tässä luvussa simulaation kannalta olennaisella tasolla, jolla lisäksi pohjustan tekemiäni valintoja simulaatiomallin rakentamisessa. Näitä ovat esimerkiksi röntgenputken rakenteen yksinkertaistaminen itse simulaatiossa, minkä vuoksi jätän sen rakenteen tarkastelun tässä osiossa yleisten ominaisuuksien tasolle. Kerron tarkemmin näistä valinnoista luvussa 5.

2.1 Diagnostisen röntgenlaitteen toiminnan olennaiset osat simulaation kannalta

Kuvailen seuraavaksi diagnostisen röntgenlaitteen säteilyntuottoa röntgenputkessa. Avaan säteilyn synnyn taustalla olevia ilmiöitä sekä putken rakennetta, sillä simulaatiossa turvaudun approksimointeihin, jotka pyrin saattamaan helpommin ymmärrettäväksi tämän luvun avulla. Käsittelen putken rakenteellisia ominaisuuksia, keilan fokusointia, jäähdytysjärjestelyjä ja kiihdytysjännitteen tuottoa vain lyhyesti. Luvussa vahvasti käytetty lähde [4] tarjosi aiheesta runsaasti tietoa ja suosittelen lämpimästi sitä kattavammasta esityksestä kiinnostuneelle.

Esitän lisäksi luvussa 2.1.4 tärkeimmät angiografialaitteen erikoispiirteet normaaliin diagnostiseen röntgenkuvauslaitteeseen nähden. Jätän käsittelyn ulkopuolelle hammaslääketieteellisessä tutkimuksessa ja mammografiassa käytetyt röntgenlaitteet, joissa on lukuisia eroja yleisempiin diagnostisiin röntgenlaitteisiin.

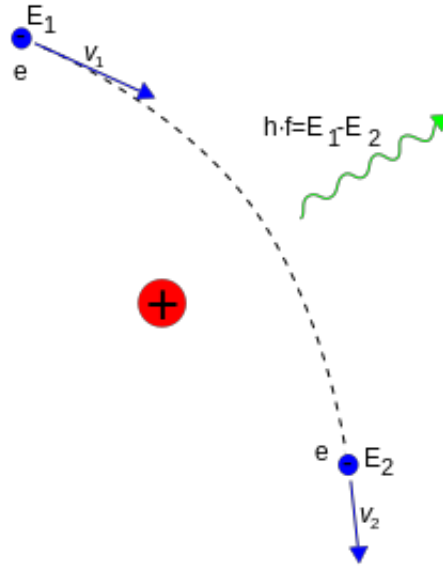
2.1.1 Ilmiöt röntgensäteilyn synnyn taustalla

Röntgensäteilyn tuotossa hyödynnetään elektronien jarruuntumista elektroniputkessa. Elektronisuihku tuotetaan yleensä terveydenhuollon sovelluksissa johtamalla suurta virtaa volframihehkulangan lävitse, mikä johtaa elektronien termiseen emissioon langasta. Tämän jälkeen elektronit kiihdytetään ja fokusoidaan erillisellä kiihdytysjännitteellä kohtioon, jossa jarruuntuminen tapahtuu sähkömagneettisten vuorovaikutusten seurauksena. Diagnostisen röntgensäteilylaitteen tyypilliset kiihdytysjännitteet ovat suuruusluokaltaan 60 – 120 kV (joskus merkitään kV_p – engl. *kV-peak*, joka korostaa kyseessä olevan jännitteen huippuarvo). Elektronisuihkun elektronien ja kohtiomateriaalin atomien väliset vuorovaikutukset ovat pääosin Coulombisia vuorovaikutuksia. Kiihdytysjännitteen suuruus määrää suurimman mahdollisen energian kohtiosta emittoituville röntgenfotoneille.[4, kpl 6]

Riittävän suurella energialla elektronisuihkun on mahdollista ionisoida kohtioatomeja elektronien törmäyksissä. Vaatimuksena ionisaatiolle on, että suihkun elektronin energia ylittää kohtaamansa elektronin sidosenergian. Tällöin elektroni voi poistua elektronikuorelta energialla, jonka suuruus on törmäyksessä elektronille siirtyneen energian ja elektronin sidosenergian erotus. Elektroni jättää jälkeensä vakanssin, jonka jokin atomin heikommin sidottu elektroni täyttää. Tällöin elektronin siirtyessä pienemmän sidosenergian elektronikuorelta vapautuu fotonin muodossa energiaa, jonka suuruus on elektronin sidosenergian muutos. Fotoni voi emittoitua atomista ulos tällä energialla ja tätä fotonisäteilyn tyyppiä kutsutaan kohtiomateriaalille ominaiseksi karakteristiseksi säteilyksi. Suurienerginen säteily on peräisin K-kuorelle syntyneistä vakansseista. Normaalisissa diagnostisissa röntgenputkessa kohtiomateriaalina on volframi, jonka karakteristisesta spektristä havaitaan erityisesti energiat $E_{K_{\alpha 1}} = 59,3$ keV, $E_{K_{\alpha 2}} = 58,0$ keV ja $E_{K_{\beta 1}} = 67,2$ keV [4–6]. Karakteristinen säteily voi myös absorboitua saman atomin sisällä, jolloin seurauksena emittoitua elektronia kutsutaan Auger-elektroniksi [4, kpl 3]. Vakanssin jättänyttä elektronia kutsutaan deltasäteeksi ja se voi edelleen vuorovaikuttaa muiden atomien kanssa [4, kpl 3]. [4, kpl 6]

Karakteristinen säteily on suuressa osassa röntgenputken tuottamassa säteilystä. Kiihdytysjännitteellä on merkittävä vaikutus – karakteristisen säteilyn osuus koko röntgenputken tuottamasta säteilystä esimerkiksi jännitteellä 80 kV on 5% ja jännitteellä 100 kV jopa 10%. [4, kpl 6]

Muu osa säteily-spektristä koostuu jarrutussäteilystä (engl./saksaksi *bremsstrah-*



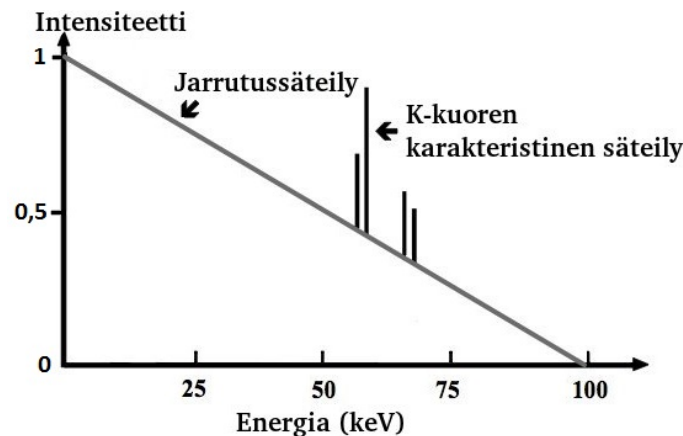
Kuva 1. Atomiytimen (+) läheltä kulkeva elektroni (e) menettää osan liike-energiastaan (E_1), ja emittoi fotonin, jonka energia on yhtä suuri kuin elektronin menettämä liike-energia ($E_1 - E_2$). Elektronin nopeuksia alussa ja lopussa merkitään vektoreilla v_1 ja v_2 . Kuvan lähde: [7]

lung), joka on seurausta elektronien jarruuntumisesta. Elektronin ja kohtion atomiydinten välillä on Coulombinen vuorovaikutus, jonka voimakkuus riippuu siitä, kuinka läheltä kohdemateriaalin atomin ydintä elektronin liikerata kulkee. Suoraan ytimeen absorboituvan elektronin liike-energia muuttuu nopeasti alkuperäisestä nolnaan, jolloin jarruuntumisessa vapautuva energia on suurimmillaan ja on yhtä suuri kuin elektronin alkuperäinen liike-energia ennen hidastumista. Elektronin liikkuessa ytimen läheltä, kokee se ytimen Coulombisen vuorovaikutuksen, jonka todennäköisyys P_{int} on kääntäen verrannollinen varausten välisen etäisyyden r neliöön ($P_{\text{int}} \propto 1/r^2$). Etäisyyden kasvaessa, Coulombinen voima jarruttaa elektronia vähemmän, jolloin liike-energian muutos on pienempi, ja syntyneen fotonin energia on pienempi. Tilannetta havainnollistaa kuva 1.[4, kpl 6]

Kohtiossa jarrutussäteilynä vapautuvan energian suhde kaikissa törmäyksissä häviävään energiaan on kokeellisesti määritettynä

$$\frac{\text{jarrutussäteilyhäviöt}}{\text{häviöt törmäyksissä}} \cong \frac{E_K Z}{820\,000}, \quad (1)$$

missä E_K on elektronien kiihdytysjännite (kineettinen energia, keV) ja Z kohtio-atomin massaluku, kun $E_K \in [20 \text{ keV}, 150 \text{ keV}]$ [4, kpl 6]. Esimerkiksi 90 keV:n



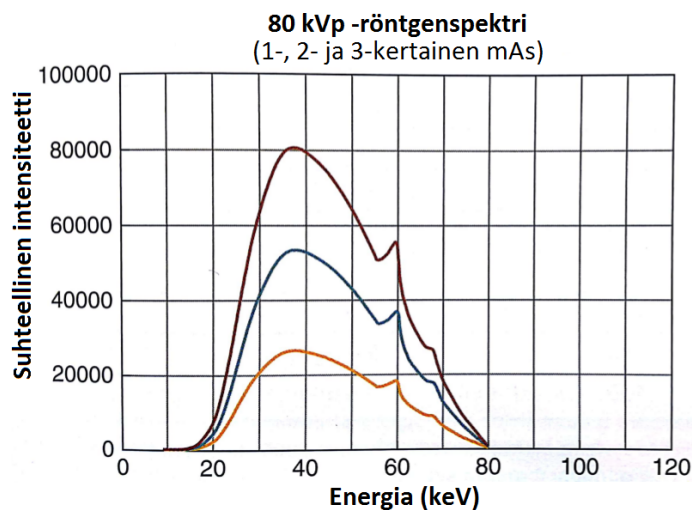
Kuva 2. Suodattamattoman röntgenspektrin suhteellinen intensiteetti energian funktiona 100 kV kiihdytysjännitteellä. Muokattu lähteestä [8].

kiihdytysjännitteellä vain 0,8 % elektronisuihkun energiasta muuttuu jarrutussäteilyksi. Loput törmäysenergiasta muuttuu lämmöksi ja röntgendiagnostiikan kannalta hyödyttömäksi säteilyksi.

2.1.2 Tyypillinen röntgenspektri ja sen suodatus

Putkessa syntyvän säteilyn intensiteetti energian funktiona mukailee yleisesti kuvan 2 muotoista jakaumaa, kun suodatusta ei ole käytössä. Energia-intensiteetti-kuvaajan olennaiset piirteet ovat kiilamainen perusmuoto ja siitä erottuvat karakteristiset piikit. Kuvassa y-akselilla on spektrin suhteellinen intensiteetti, jonka muoto säilyy samana, vaikka röntgenputkessa kiihdytettävien elektronien määrää aikayksikössä muutettaisiin. Putkivirta, eli anodiin törmäävien elektronien määrä aikayksikössä, on siis verrannollinen röntgenputken hehkulangasta irtoavien elektronien määrään. Intensiivisempi elektronisuihku tuottaa enemmän vuorovaikutuksia röntgenputken kohtiossa, ja putkivirta onkin suoraan verrannollinen skaalauskerroin röntgenspekt-rille diagnostisessa käytössä. Putkivirran vaikutusta röntgenspektrin intensiteettiin havainnollistaa kuva 3. Usein röntgendiagnostiikassa käytetään käyttäjän asettamana kuvausparametrinä putkivirran ja säteilytysajan tuloa, jota kutsutaan sähkömääräksi. Sähkömäärän yksikkö on milliampeerisekunti (mAs) ja se vastaa yhteenlaskettua elektronien kuljettaman varauksen määrää anodille.[4, kpl 6]

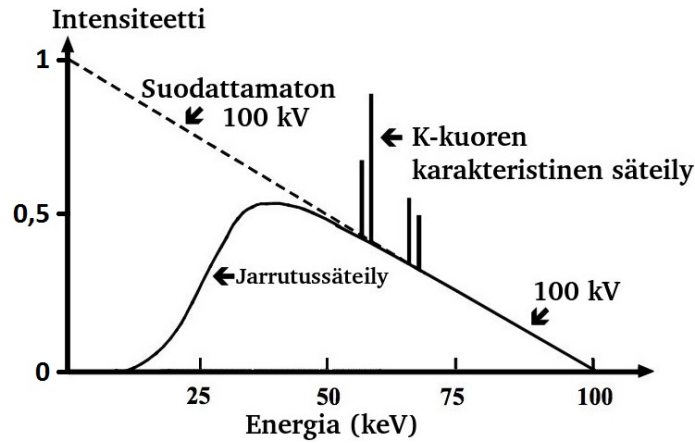
Pelkän jarrutussäteilyn tuottaman intensiteetin pääpaino on matalilla energioilla, mutta pienen energian röntgensäteet eivät varsinaisesti hyödytä diagnostisen kuvan muodostumista. Ne absorboituvat helposti ihmiskehoon tuottaen turhaa säteilyan-



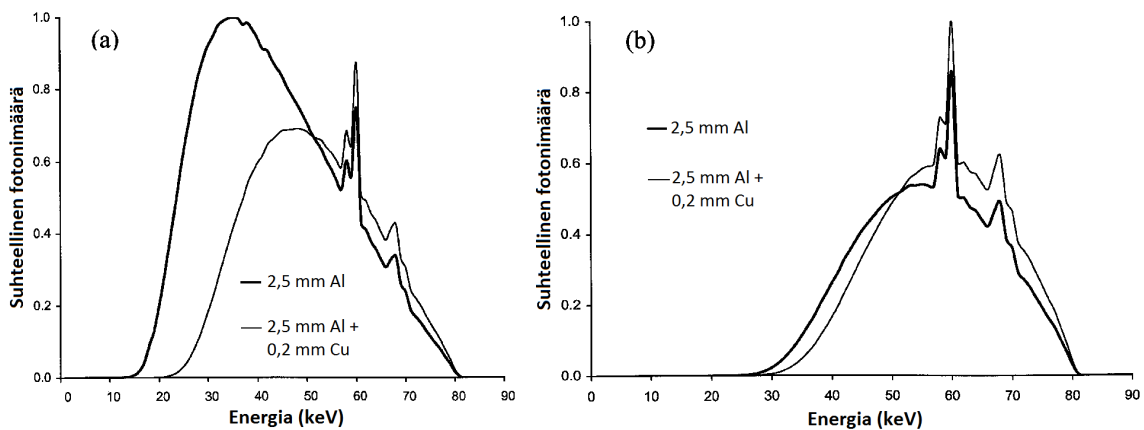
Kuva 3. Suodatetun röntgenspektrin suhteellinen intensiteetti sähkömäärän (mAs) muuttuessa alkuperäisestä kaksin- ja kolminkertaiseksi. Kiihdytysjännitteen arvo on 80 kV. Merkintä kVp korostaa kyseessä olevan kiihdytysjännitteen huippuarvo. Muokattu lähteestä [4].

nosta, minkä vuoksi kuvantamistarkoituksessa röntgenspektriä yleensä muokataan asettamalla säteilyn tielle alumiini- ja kuparisuodattimia, jolloin spektrin intensiteetti pienenee kaikilla energioilla. Alumiinisuodatuksen tuoma vaimennus on erityisen voimakas alle 10 keV alueella, jossa pienelläkin suodatuspaksuudella röntgenspektrin intensiteetti putoaa lähes nolnaan. Kuvassa 4 on esimerkki suodatetun ja suodattamattoman röntgenspektrin suhteesta kiihdytysjännitteellä 100 kV. Kuparisuodatuksen vaikutus on vastaavanlainen paitsi, että kokonaan vaimentava vaikutus ulottuu suuremmille energioille ja lisäksi tyypilliset suodattimien paksuudet ovat kuparille kymmenesosan luokkaa alumiiniin verrattuna. Tyypillinen diagnostisen röntgenputken suodatus voi olla esimerkiksi (3 + 1) mm alumiinia + 0.1 mm kuparia, missä 3 mm alumiinia on putken perussuodatus ja 1 mm alumiinin sekä 0.1 mm kuparin lisäykset käyttäjän asettamat lisäsuodattimet kuvauskohteesta riippuen. Suurilla energioilla spektri vaimenee lähes samalla tavoin kuin alumiinisuodatuksella, jolloin suuren energian fotoneja on spektrissä tällöin suhteessa enemmän [9]. Tätä ilmiötä havainnollistaa kuva 5. [4, kpl 6]

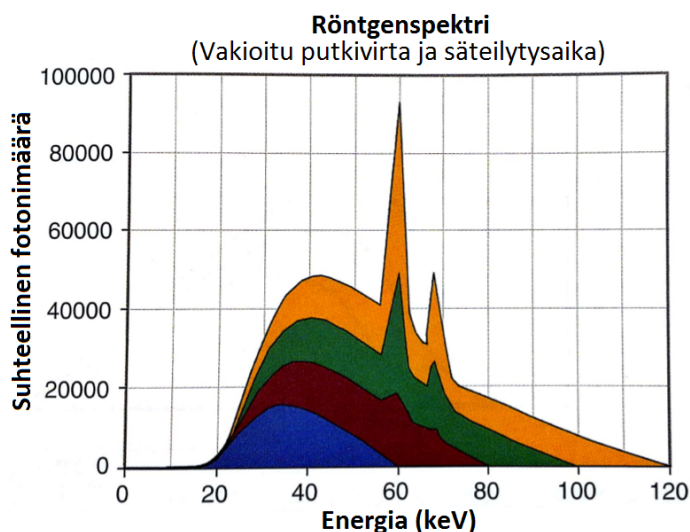
Kiihdytysjännitettä suurentamalla saadaan samalla sähkömäärällä aikaan intensiivisempi röntgenspektri, jonka fotonimäärä on verrannollinen kiihdytysjännitteen neliöön ($n \propto V^2$). Tilannetta havainnollistaa kuva 6. Ideaalisesti kiihdytysjännitteen arvo on vakio, mutta käytännössä jännitteessä on heilahtelua (engl. *ripple*) johtuen vaihtojännitteen tasasuuntausprosessista. Heilahtelun vaikutuksesta jännite



Kuva 4. Suodatettujen röntgenspektrien suhteelliset intensiteetit 100 kV kiihdytysjännitteellä. Katkoviivalla merkitty osa on suodattamaton 100 kV spektri. 100 kV:n spektrissä on nähtävissä karakteriset emissioipiikit. Muokattu lähteestä [10].



Kuva 5. Alumiini- sekä kuparisuodatettujen röntgenspektrien suhteelliset intensiteetit ennen (a) ja jälkeen (b) potilaan läpäisyn. Muokattu lähteestä [9].



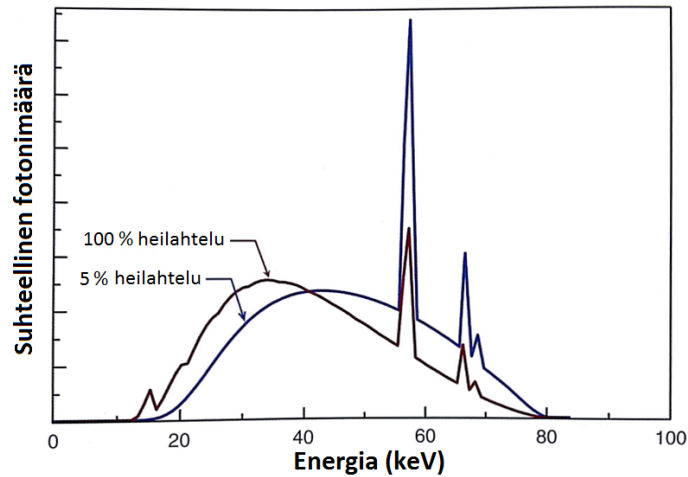
Kuva 6. Kiihdytysjännitteillä 60 kV – 120 kV tuotettujen suodatettujen röntgenspektriin suhteelliset intensiteetit vakioidulla sähkömäärällä. Karakteristisia piikkejä ei ole havaittavissa 60 kV spektrissä (sininen), koska kiihdytysjännite ei riitä volframiatomien ionisoimiseen K-kuorelta. 80-, 100- ja 120 kV spektreissä karakteristisen säteilyn osuudet kasvavat. (violetti, vihreä, keltainen). Muokattu lähteestä [4].

on keskimäärin huippujännitettä pienempi, mikä pienentää tuotetun röntgensäteilyn intensiteettiä. Vaikutusta havainnollistaa kuva 7. Heilahtelun voimakkuutta kuvataan suhteellisella heilahtelulla, jonka määritelmä on

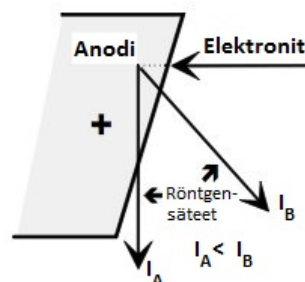
$$\text{suhteellinen heilahtelu} = \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max}} \cdot 100\%, \quad (2)$$

missä V_{\max} ja V_{\min} ovat jännitteen huippu- ja miniarvot. [4, kpl 6]

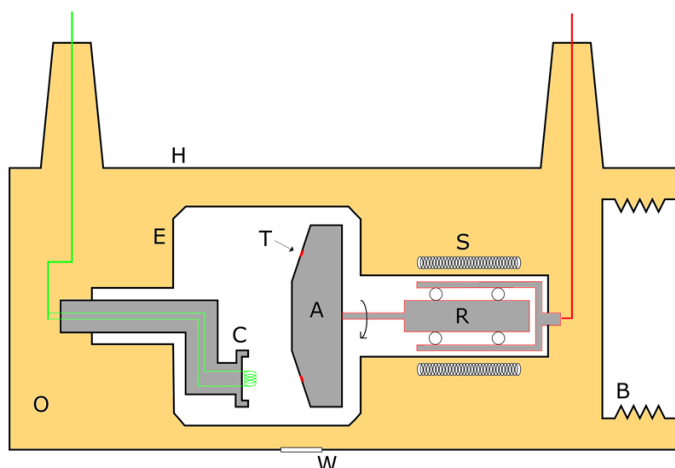
Röntgenfotonin liikemäärän suunta syntymishetkellä on satunnainen, mutta röntgensäteily voidaan kuitenkin suunnata enimmäkseen tiettyyn suuntaan kohtiota muotoilemalla – säteily etenee huomattavasti helpommin tyhjiössä kuin itse kohtiossa, joten ratkaisuna suuntausongelmaan on käytetty kaltevia kohtioita [4, kpl 6]. Tätä havainnollistetaan kuvassa 8. Kohtion kaltevuudesta johtuen röntgenputken tuottama säteily ei jakaudu tasaisesti röntgensädekeilassa, vaan säteilykentän intensiteetti on suurempi hehkulangan puolella. Tätä vaikutusta kutsutaan Heel-ilmiöksi [4, kpl 6], joka korostuu varsinkin vähällä suodatuksella [11].



Kuva 7. Röntgenspektrin suhteellisen intensiteetin muutoksen havainnollistus 5% ja 100% heilahtelun vaikutuksesta. Kiihdytysjännite on keskimäärin suurempi heilahtelun arvolla 5%, joten korkean energian röntgensäteitä on spektrissä suhteessa enemmän, kuin 100% heilahtelun spektrissä. Muokattu lähteestä [4, kpl 6].



Kuva 8. Heel-efekti – röntgensäteilyn intensiteetti pienenee anodin (+) läpi kuljetun matkan kasvaessa. Muokattu lähteestä [12].



Kuva 9. Röntgenputken yksinkertaistettu rakennekuva. Valkoinen osa putken keskellä on tyhjiöputki (E), ja sitä ympäröi kuvassa tummempi jäähdytysöljy (O). Anodi (A) pyörii roottorin (R) mukana, ja pyörimistä ohjataan tyhjiöputken ulkopuolelta staattorin (S) tekemällä muuttuvalla magneettikentällä. Hehkulanka sijaitsee katodin (C) päässä, ja ne ovat toisistaan sähköisesti eristettyjä. Volframikohtio (T) on anodin pinnassa oleva ympyrä. Putken lämmitessä öljyn (O) laajeneminen mahdollistuu palkeiden (B) avulla. Röntgenkeila poistuu putkesta ikkunan (W), jonka materiaali on yleensä alumiinia tai berylliumia, kautta. Röntgenputken ulkorakenne (H) vaimentaa säteilyä muihin suuntiin. Kuvan lähde: [13]

2.1.3 Röntgenputken tärkeimmät osat

Röntgenputken olennaisimmat osat ovat aiemmin mainittujen hehkulangan, anodin, katodin ja kohtion lisäksi säteilyä vaimentava ulkokuori, anodin pyörimisestä vastaavat roottori ja staattori, tyhjiöputki sekä jäähdytysneste. Kuvassa 9 on esitetty putken yksinkertaistettu rakenne.

Usein röntgenputkessa on kaksi hehkulankaa, joiden tarkoitus on tuottaa eri tavalla fokuoitu kuva. Hehkulankoja ympäröivä katodi on muotoiltu eri tavalla tarkoituksesta riippuen, ja muotoilun lisäksi hehkulangan emittoimaa elektronisuihkua ohjataan katodin negatiivisella jännitteellä.[4, kpl 6]

Elektronien kiihdyttämiseksi tarkoitettu kiihdytysjännite kytketään katodin ja anodin välille. Hehkulangan hehkuvirtaa ohjataan tämän lisäksi omalla sähköisellä piirillä, joten ne ovat periaatteessa toisistaan riippumattomia. Säteilyntuoton parametreihin vaikutetaan takaisinkytkennöillä, joilla esimerkiksi kompensoidaan hehkulangan hehkuvirtaa kiihdytysjännitteen kasvaessa, millä toteutetaan optimointia kuvanlaadun ja potilaalle aiheutuvan säteilyannoksen välillä.[4, kpl 6]

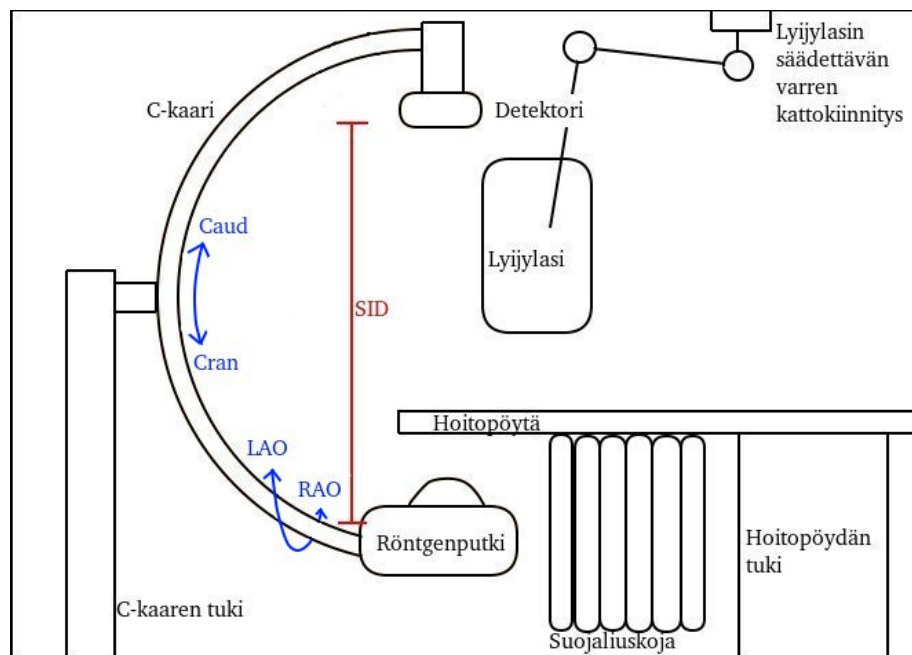
2.1.4 Lämpivalaisulaitteen erityispiirteet

Lämpivalaisulla tarkoitetaan röntgenkuvasarjojen kuvantamista, jolla saadaan aikaan liikkuva kuva, jonka taajuus on tyypillisesti 3 – 30 fps (ruutua sekunnissa, engl. *frames per second*). Lämpivalaisua käytetään esimerkiksi kuvausalueen asetteluun ja apuna esimerkiksi sepelvaltimoiden pallolaajennustoimenpiteissä (engl. *percutaneous coronary intervention, PCI*).[4, kpl 9]

Röntgenkuvien sarja saadaan aikaiseksi nykyaikaisissa laitteissa pulssittamalla röntgensäteilyä kanttiaaltomaisesti tietyllä taajuudella, jossa yksittäinen kuva saadaan aikaan sallimalla termisesti emittoituvien elektronien kiihdytys anodille vain lyhyeksi ajaksi kerrallaan. Kuvasarja on näkyvissä toimenpidettä tekeväälle henkilölle erilliseltä näytöltä.[4, kpl 9]

Kuvassa 10 on esitetty yksinkertainen kaavio tarkasteleman toimenpidehuoneen angiografialaitteen C-kaaresta, jonka päissä detektori ja röntgenputki sijaitsevat. Kuva havainnollistaa lisäksi C-kaaren sijoittelua suhteessa hoitopöytään, jolle potilas asettuu selälleen makaamaan. Röntgenputki sijaitsee yleisesti pöydän alla C-kaaren ollessa pystyasennossa (kuten kuvassa 10). Tämä ratkaisu vähentää hoitohenkilökunnalle aiheutuvaa säteilyannosta päinvastaiseen asetteluun nähden [4], ja mahdollistaa esimerkiksi hoitopöydän reunaan sijoiteltavien säteilysuojien sijoittamisen putken ja hoitohenkilökunnan väliin. Kuvan laitteistossa potilaan ja toimenpidettä suorittavan henkilön väliin voidaan myös asettaa säädettävällä varrella kattoon kiinnitetty lyijylasi, joka edelleen vaimentaa hoitohenkilökunnalle aiheutuvaa säteilyannosta.

Hoitopöydän sekä C-kaaren asennot ja detektorin etäisyys säteilylähteestä (SID, engl. *source-to-imager -distance*) ovat hoitohenkilökunnan säädettävissä erillisillä painikkeilla. C-kaarta on mahdollisuus kallistaa kiinnityskohdastaan LAO- sekä RAO-suunnissa (engl. *left anterior oblique* ja *right anterior oblique*), jolloin detektori asettuu potilaan vasemmalle tai oikealle puolelle. C-kaaren kehää voidaan lisäksi liikuttaa kiinnityspisteen kautta, jolloin kallistus tapahtuu Cran- tai Caud-suunnassa (kraniaalinen ja kaudaalinen), ja detektori asettuu potilaan pään tai vatsan puolelle. Kallistusliikkeiden keskipistettä kutsutaan isosentriksi. Koska C-kaari on mahdollista asettaa monella tavalla, vastaa automatiikka laitteen kuvausarvoista (kV ja mAs) hyvän kuvanlaadun takaamiseksi.



Kuva 10. Angiografialaitteen C-kaari, keskeisimmät säteilysuojat sekä hoitopöydän paikka C-kaareen nähden. Nuolet havainnollistavat C-kaaren mahdollisia liikkeitä. Kuvaan punaisella merkitty etäisyys SID on etäisyys röntgensäteilyn lähteestä detektoriin. Kuvaan on havainnollistettu sinisellä C-kaaren kallistuskulmien suunnat Caud & Cran sekä LAO & RAO, joiden yksiköinä käytetään astetta. Kuvan C-kaari on pystyasennossa, jolloin kulmien arvot ovat 0° .

2.2 Röntgensäteilyn vuorovaikutus materiaalin kanssa ja säteilyannos

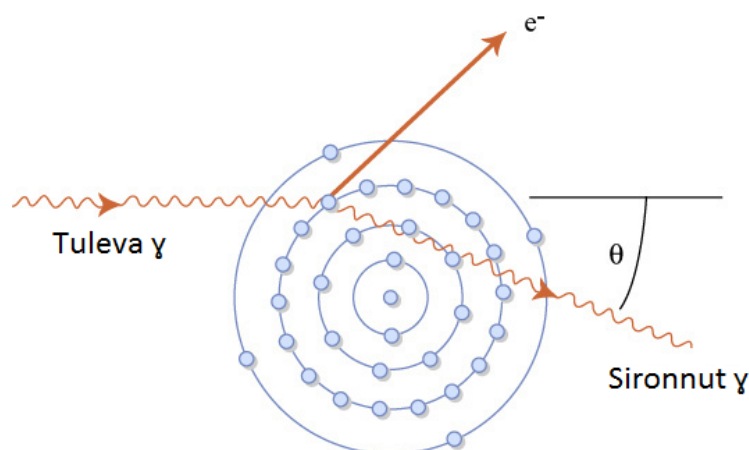
Diagnostiikassa röntgenputkesta lähtevän röntgensäteilyn on tarkoitus kohdistua potilaaseen ja vuorovaikuttaa potilaan kudosten kanssa. Tällä saadaan lopulta aikaan diagnostiikassa käytettävän kuvan muodostuminen, mikä vaatii, että osa potilaaseen kohdistuneesta säteilystä siirtää energiaa potilaaseen. Energian siirtyminen tapahtuu röntgenfotoneille tyypillisten vuorovaikutusten, valosähköisen ilmiön ja Compton-sironnan kautta, mikä aiheuttaa potilaalle säteilyannosta.

Muita yleisiä fotonien vuorovaikutustyyppejä ovat Rayleigh-sironta ja parinmuodostus. Lyhyesti tarkasteltuna Rayleigh-sironnassa fotoni vuorovaikuttaa koko atomin kanssa minkä jälkeen atomin elektronikuorien elektronien värähtely emittoi uuden fotonin samalla energialla, mutta sen liikemäärän suunta poikkeaa alkuperäisestä. Tätä vuorovaikutusta havaitaan enimmäkseen pienillä energioilla, eikä siitä aiheudu ionisaatiota [4, kpl 3]. Sen sijaan sironnalla voi olla huonoja vaikutuksia diagnostisten kuvien laatuun. Parinmuodostuksen kynnyenergia on noin 1,022 MeV, joten sitä ei havaita diagnostisessa röntgenkuvantamisessa.

Tarkoituksenani on tuoda tässä luvussa esille valosähköisen ilmiön ja Compton-sironnan ilmiötaustat, sillä nämä tapahtumat ovat olennainen osa simulaatiota. Vuorovaikutukset ovat simulaatiossa erityisessä tarkastelussa säteilyannoksen mitausalueella, ja pohjustankin säteilyannoksen aiheutumista luvun lopuksi.

2.2.1 Valosähköinen ilmiö ja Compton-sironta

Valosähköisessä ilmiössä vuorovaikutukseen osallistuu röntgenfotonin lisäksi jokin väliaineen atomin elektroni. Sen on mahdollista absorboida röntgenfotonin energia, mikäli fotonin energia on suurempi kuin elektronin sidosenergia. Absorption seurauksena elektroni poistuu elektronikuorelta energialla, jonka suuruus on absorboituneen fotonin energian ja elektronin sidosenergian erotus. Elektroni, jota usein kutsutaan fotoelektroniksi, jättää elektronikuorelle jälkeensä vakanssin, ja jonkin heikommin sidotun elektronin täyttäessä kyseessä olevan vakanssin, energiaa vapautuu karakteristisen fotonisäteilyn muodossa. Kyse on siis osittain samantyyppisestä ilmiöstä kuin röntgenputken säteilyntuotossa (luku 2.1.1), mutta elektronin virittymisen aiheuttanut energia on peräisin fotonin absorptiosta eikä elektronien törmäyksestä. Emittoitunut fotoni voi tässäkin tapauksessa edelleen luovuttaa energiansa saman tai



Kuva 11. Compton-sironnan havainnollistus. Elektronin (e^-) kanssa vuorovaikuttava fotonin luovuttaa osan energiastaan elektronille, minkä seurauksena elektroni poistuu atomin elektronikuorelta. Alkuperäisen ja sironneen fotonin liikemäärävektorien välistä kulmaa merkataan kirjaimella θ . Muokattu lähteestä [15].

jonkin muun atomin elektronille, mikäli sen energia ylittää kohtaamansa elektronin sidosenergian. Samoin emittoitunut elektroni (deltasäde) pystyy vuorovaikuttamaan edelleen muiden atomien kanssa. On huomattavaa, että valosähköisen ilmiön fotonabsorptiota ei voi tapahtua yksittäiselle vapaalle elektronille, sillä tällöin liikemäärä ei säilyisi [14]. [4, kpl 3]

Valosähköinen ilmiö on todennäköisin kudoksessa säteilyannosta aiheuttava vuorovaikutustyyppi alle 26 keV:n fotoneille. Tätä suuremmilla röntgendiagnostiikan energioilla vuorovaikutukset ovat todennäköisimmin Compton-sirontoja, joka on määrällisesti dominoiva vuorovaikutus 30 MeV:n energiaan asti. [4, kpl 3]

Compton-sironnassa ovat valosähköisen ilmiön tapaan osallisena fotonin sekä elektronikuoren elektroni, mutta kenties olennaisin ero on, että fotonin ei luovuta kaikkea energiaansa elektronille. Sen sijaan fotonin liikemäärän suunta muuttuu vuorovaikutuksessa ja elektroni poistuu atomin elektronikuorelta kuten valosähköisessä ilmiössäkin. Fotonin luovuttama energia muuttuu elektronin liike-energiaksi, josta osa kuluu elektronin poistuessa elektronikuorelta. Tämä häviö on kuitenkin usein pieni elektronin liike-energiaan nähden, sillä Compton-sironta tapahtuu todennäköisimmin atomin ulointen, heikosti sidottujen, elektronien kanssa. [4, kpl 3]

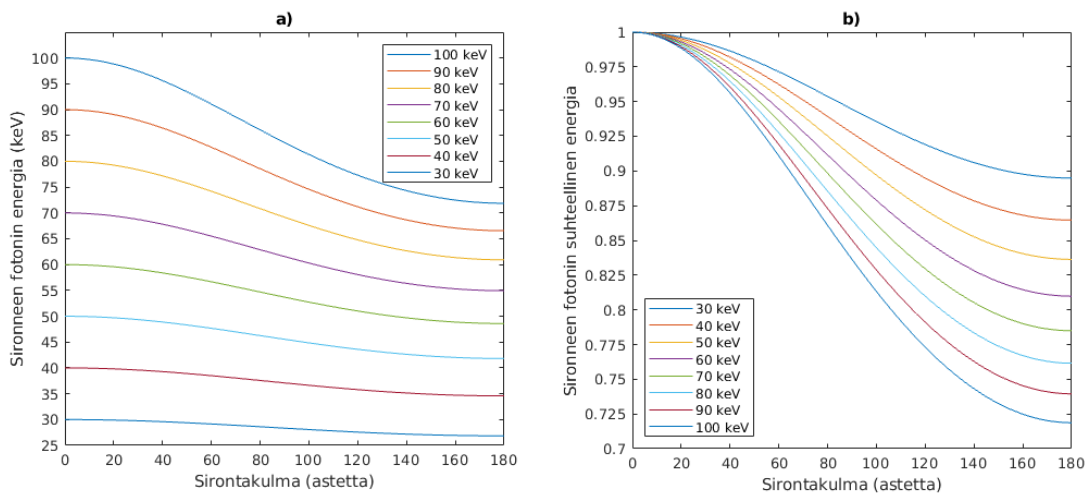
Vuorovaikutuksen seurauksena elektronin liikemäärävektori poikkeaa enintään 90° fotonin alkuperäisen liikemäärävektorin suunnasta, mutta fotonin liikemäärän suunta voi sironnan jälkeen olla mikä vain. Vuorovaikutusta ja sirontakulman määrittelyä

havainnollistaa kuva 11. Sironnan tapahtuessa tiettyyn kulmaan θ , fotonin energialle ennen ja jälkeen vuorovaikutuksen pätee relaatio

$$E_2 = E_1 \left(1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right), \quad (3)$$

missä E_1 ja E_2 ovat fotonien energiat ennen vuorovaikutusta ja sen jälkeen, m_e elektronin massa sekä c valonnopeus [16]. [4, kpl 3]

Kuvassa 12 on esitetty sironneen fotonin energian riippuvuus sirontakulmasta eri energioilla relaation 3 mukaisesti. Kuvasta huomataan, että takaisinpäin sironneet (sirontakulma $\geq 90^\circ$) fotonit ovat luovuttaneet suuremman osan energiansa elektronille vuorovaikutuksessa kuin pienemmässä kulmassa sironneet fotonit. Compton-sironnan seurauksena elektronikuorilta vapautuneet elektronit ja sironneet fotonit voivat vuorovaikuttaa edelleen muiden kudosten atomien kanssa. Kuvasta 12b) näkee myös, että alle 100 kV kiihdytysjännitteellä Compton-sironta aiheuttaa liike-energialtaan korkeintaan hieman alle 30 keV:n elektronien vapautumisen kudoksen elektronikuorilta.



Kuva 12. Compton-sironneen fotonin energian riippuvuus sirontakulmasta. Vasemmalla (a) on esitetty sironneen fotonin energia kulman funktiona kahdeksalle eri energialle. Oikealla (b) on vastaavasti sironneen fotonin energia suhteutettuna energiaan ennen vuorovaikutusta sirontakulman funktiona samoille energioille.

2.2.2 Elektronien vuorovaikutus kudoksen kanssa ja säteilyannoksen määrittely

Fotonien vuorovaikutus kudoksen kanssa ionisoi kudoksen atomeja edellä mainituin tavoin, minkä seurauksena kudokseen vapautuneet elektronit siirtävät liike-energiansa ympäristöönsä lämpönä, virityksinä ja ionisaatioina. Prosessi on satunnainen, ja siihen liittyy sekundäärisiä elektroneja primääristen lisäksi. Kun sekundääristen elektronien energia laskee alle ympäröivän kudoksen ionisaatioenergian (vedelle n. 12.6 eV, [17]), ne luovuttavat energiansa ympäristön molekyyleille elastisten ja epäelastisten sirontojen kautta. Elektronien vuorovaikutukset voivat johtaa esimerkiksi kromosomien rikkoutumiseen tai solukuolemaan tärkeiden biomolekyylien muutosten myötä. [4, kpl 20]

Lähes 70% pehmytkudoksen säteilyannoksesta elektronien vaikutuksesta tapahtuu kudosatomioiden ionisaation kautta [4, kpl 3]. Elektronit ovat erityisen haitallisia DNA:lle, koska pienienergistien elektronien kantama kudoksessa on samaa suuruusluokkaa kuin DNA:n koko (~ 2 nm). Pienienergistä elektroneja voi myös syntyä hyvin paljon paikallisesti – esimerkiksi yksi 30 keV elektroni voi aiheuttaa jopa yli tuhannen pienienergistien elektronien emittoitumisen atomien elektronikuorilta. Nämä elektronit voivat vahingoittaa DNA-ketjua siten, että rikkoutumia aiheutuu paljon ja ne saattavat olla lähellä toisiaan. Solujen on vaikeaa korjata tällaista vahinkoa tai korjaus voi toteutua väärin. [4, kpl 20]

DNA korjautuu usein muutamassa tunnissa, ja vahingoittuneet solut korvautuvat usein muutamassa päivässä. Varsinaisia kliinisiä vaikutuksia voidaan havaita laajalla aikaskaalalla – näkyviä haittoja voi ilmetä minuuttien tai vuosien kuluessa riippuen säteilyannoksen suuruudesta, solutyypeistä ja niille aiheutuneen vahingon luonteesta. [4, kpl 20]

Säteilyn ihmiselle aiheuttamia haittoja arvioitaessa käytetään säteilyannoksen käsitettä. Säteilyannos D määritellään massayksikköä m kohden absorboituneena energiana E :

$$D = \frac{E}{m}. \quad (4)$$

Säteilyannoksen yksikkö on gray (Gy = J/kg). Säteilyannoksen biologisia vaikutuksia arvioitaessa säteilyannos muutetaan ekvivalenttiannokseksi skaalaamalla sitä säteilytyypin määräämällä painokertoimella w_R . Ekvivalenttiannoksen yksikkö on sievert (Sv) ja fotonien ja elektronien tapauksessa $w_R = 1$, joten yhtä grayta vastaavaksi

ekvivalenttiannokseksi saadaan 1 Sv. Lisäksi jonkin tietyn elimen tai kehonosan efektiivistä annosta arvioitaessa käytetään elimille määritettyjä painokertoimia niille aiheutuneille ekvivalenttiannoksille. Kaikkien elinten ja kehonosien painokertoimien summa on 1.[4, kpl 3][18]

3 Hiukkasen kuljettaminen ja vuorovaikutustapahtumien määräytyminen Monte Carlo -simulaatiossa

Monte Carlo -menetelmien käytössä satunnaislukuja hyödynnetään soveltamalla niitä todellisuutta edustavien mallien tuottamiin todennäköisyysjakaumiin. Laadukkaan simulaation toteutus vaatii laadukkaan satunnaislukuotannon, mikä tarkoittaa, että satunnaislukujen tulee olla tasaisesti jakautuneita, niiden välillä ei ole ilmeisiä korrelaatioita sekä satunnaislukusekvenssin jakso on pitkä.[3, kpl 2.2.1]

Esitän tässä luvussa yleisen periaatteen hiukkasten simuloimiseksi satunnaislukujen avulla. Edellisessä kappaleessa esitetyt hiukkasten vuorovaikutukset ovat avainroolissa, sillä ilman niiden tapahtumista hiukkasten liike olisi vain suoraviivaista.

Pohjustan aluksi hiukkasten liikkeiden sekä vuorovaikutustapahtumien ja niiden seurausten mallinnusta satunnaislukujen avulla. Luvun lopuksi selvennän satunnaislukujen käyttöä. Näitä varten kehotan lukijaa olettamaan, että hiukkanen luodaan jossain avaruuden pisteessä, ja sillä on luonnin jälkeen jokin liikemäärä sekä liikeenergia. Lisäksi hiukkasta ympäröivän avaruuden tulee olettaa sisältävän hyvin määritellyn geometrian.

3.1 Yleiskatsaus hiukkasen kuljettamiseen simulaatiossa

Hiukkasen paikan ja liikemäärän perusteella määritetään, missä väliaineessa hiukkanen liikkuu, ja kuinka kaukana seuraava eri väliaineiden rajapinta on hiukkasen liikemäärän suunnassa. Hiukkaselle mahdolliset vuorovaikutukset selviävät sen energiasta, ja jokaista vuorovaikutustyyppiä kohden lasketaan odotusarvo etäisyydelle, jonka kuljettuaan hiukkanen kokee kyseessä olevan vuorovaikutuksen. Tätä kutsutaan myös keskimääräiseksi vapaaksi matkaksi (engl. *mean free path*), jonka laskemista pohjustetaan luvussa 3.2.[19]

Satunnaislukujen avulla eri vuorovaikutustapahtumien todennäköisyysjakaumista poimitaan etäisyys, jolla kyseinen vuorovaikutus tapahtuu. Kaikille mahdollisille vuo-

rovaikutuksille poimittuja etäisyyksiä sekä simulaatiossa asetettua suurinta sallittua askelpituutta verrataan keskenään, ja näistä lyhin etäisyys valitaan. Jos lyhin arvot tu etäisyys koski jotain vuorovaikutusta, niin kyseinen vuorovaikutus toteutetaan. Sitten menettely toistetaan vuorovaikutuksen jälkeen olemassa oleville hiukkasille. Jos taas valittiin suurin mahdollinen askelpituus, vuorovaikutuksia ei tapahdu, ja vuorovaikutuksille määritettyjä tapahtumisetäisyyksiä lyhennetään, mistä kerrotaan tarkemmin seuraavassa luvussa. Askeleen ylittäessä geometrisen rajan, menetelmää tarkennetaan, jotta hiukkaset eivät päätyisi geometrinen muotojen sisään ilman takaisinsironnan mahdollisuutta.[1, kpl 2.3.3]

3.2 Keskimääräisen vapaan matkan ja vuorovaikutuksen paikan määrittäminen

Vuorovaikutuksen tapahtumiselle arvioidaan keskimääräinen vapaa matka, mikä perustuu hiukkasen energiaan ja hiukkasta ympäröivän väliaineen ominaisuuksiin. Materiaalin ominaisuuksista riittää tietää sen alkuainekomponentit sekä tiheys, joilla saadaan selville atomien lukumäärä tilavuusyksikköä kohden n_i alkuainekomponentille i :

$$n_i = \frac{N_A \rho w_i}{A_i}, \quad (5)$$

missä N_A on Avogadron luku, ρ väliaineen tiheys, w_i komponentin osuus väliaineen massasta ja A_i komponentin moolimassa.[19]

Yleinen keskimääräinen vapaa matka λ väliaineessa on tällöin

$$\lambda(E) = \left(\sum_i [n_i \cdot \sigma(Z_i, E)] \right)^{-1}, \quad (6)$$

missä $\sigma(Z_i, E)$ on hiukkasen kokonaisvaikutusala atomia kohden ja summaindeksi i käy läpi kaikki väliaineen atomit. Kokonaisvaikutusala on prosessikohtainen, ja sen käsite sekä laskeminen eri prosesseille käsitellään luvussa 4.[19]

Keskimääräinen vapaa matka edustaa siis nimensä mukaisesti matkaa, jonka tarkasteltava hiukkanen etenee keskimäärin vuorovaikuttamatta väliaineen kanssa. Varsinaista todennäköisyyttä, että hiukkanen ei vuorovaikuta väliaineessa edetessään matkan x , merkitään $P(x)$:llä. Asettamalla vaatimus $P(0) = 1$, voidaan tälle johtaa

todennäköisyys

$$P(x) = e^{-\frac{1}{\lambda}x}, \quad \text{kun } x \geq 0. \quad [1, 14] \quad (7)$$

Integroimalla yhtälö 7 nolasta koko reaaliakselin yli, saadaan todennäköisyyden kertymäfunktiksi (engl. *cumulative distribution function - c.d.f*)

$$P_{\text{cdf}}(x) = 1 - e^{-\frac{1}{\lambda}x}. \quad (8)$$

Tästä nähdään, että kertymäfunktio edustaa lisäksi todennäköisyyttä $P(x)$:n negaatiolle, eli todennäköisyyttä $P_{\text{int}}(x)$ hiukkasen ja väliaineen väliselle vuorovaikutukselle mille tahansa etäisyydelle x . Tällöin myös siis

$$P_{\text{int}}(x) = 1 - e^{-\frac{1}{\lambda}x}. \quad (9)$$

Yhtälöstä 9 ratkaistaan hiukkasen lähtöpisteen ja vuorovaikutuspisteen välisen etäisyyden suhteeksi keskimääräiseen vapaaseen matkaan

$$\frac{x}{\lambda} = -\log(1 - P_{\text{int}}(x)). \quad (10)$$

Merkitsemällä $\frac{x}{\lambda} = n_\lambda$, saadaan

$$n_\lambda = -\log(1 - P_{\text{int}}(x)). \quad (11)$$

Muuttujanvaihdoilla yhtälöstä 11 saadaan

$$n_\lambda = -\log(\eta), \quad (12)$$

missä η noudattaa tasajakaumaa välillä (0,1) (merkitään myös $\eta \sim \mathcal{U}(0,1)$). Yhtälöä 12 hyödyntämällä voidaan siis suorittaa satunnaispoiminta n_λ :lle, joka siis edustaa hiukkasen lähtöpisteestä vuorovaikutuspisteeseen kulkeman matkan pituuden suhdetta keskimääräiseen matkaan.

Toisaalta geometrian sisältäessä useita eri väliaineita, arvioidaan hiukkasen kulke-
man matkan alkupisteen x_1 ja loppupisteen x_2 välisen etäisyyden suhteeksi hiukkasen keskimääräiseen vapaaseen matkaan [19]

$$n_\lambda = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\lambda(x)}, \quad (13)$$

jossa $\lambda(x)$ määräytyy vain hiukkasen kohtaaman väliaineen mukaan, eikä riipu ennen tarkastelupistettä kuljetusta matkasta.

4 Yleiskatsaus vaikutusalojen ja vuorovaikutusten mallintamiseen Geant4-simulaatiossa fotoneille ja elektroneille

Yleiskatsauksessa tarkoitukseni on tuoda lyhyesti esille vuorovaikutusalojen, -parametrien ja -tapahtumien jälkeisten tilojen määrittämiseen käytettyjen mallien perusominaisuuksia. Sivuutan matemaattisten mallien esittämisen, Rayleigh-sironnan suunnan määrittystä ja Livermore-mallien geneeristä vaikutusalan määrittystä lukuunottamatta, sillä eri malleja, niiden parametreja sekä korjausparametreja on liian paljon tähän listattavaksi. Simulaatiossa käytin kahta eri sähkömagneettisen fysiikan mallikokoelmaa, joista ensimmäinen sekä nopeampi oli Geant4:n sähkömagneettisten vuorovaikutusten standardikirjasto (G4EmStandardPhysics [20]) ja toinen oli matalaenergisten mallien kirjasto (G4EmLowEPPhysics [21]). Pyrin lisäksi tuomaan esille myös mallien tekemät tärkeimmät approksimaatiot, mikä avaa mahdollisuuksia pohdinnalle myöhemmässä vaiheessa (luvussa 7).

Toisaalta pyrin havainnollistamaan katsauksella myös sitä, kuinka paljon eri vaihtoehtoja simulaation käyttäjälle on tarjolla fysiikkaan pohjautuvien mallien osalta. Olen koonnut luvun Geant4:n fysiikkaoppaan [19] perusteella, ja tässä esittelemäni mallit löytyvät kyseisestä teoksesta. Täsmennän jokaisen mainitsemani mallin kohdalla viitteellä, missä lähdeoksen luvussa kyseinen malli on kuvattu.

Vaikutusala (engl. *cross section*) edustaa hiukkasen todennäköisyyttä vuorovaikuttaa kohdehiukkasen kanssa tietyn vuorovaikutustyyppin tavoin [22]. Useat simulaatiossa käyttämäni fysiikan mallinnukset hyödyntävät geneeristä Livermore-mallilla [19, kpl 5.3] tuotettuihin taulukkoarvoihin perustuvaa energiariippuvaisen vaikutusalan interpolointia [23], joka on muotoa

$$\log(\sigma(E)) = \frac{\log(\sigma_1) \log(E_2/E) + \log(\sigma_2) \log(E/E_1)}{\log(E_2/E_1)}, \quad (14)$$

missä E on hiukkasen energia, E_1 tätä lähin alempi sekä E_2 lähin ylempi energian taulukkoarvo, joille vastaavat vaikutusalat σ_1 sekä σ_2 ovat määritetty. Useimpien

taulukoiden arvot on saatu käyttämällä vuorovaikutusten Livermore-mallia. Kaikki vuorovaikutukset eivät käytä geneeristä interpolointimallia, jolloin mallille on määriteltävä oma interpolaatiomenetelmä.[19, kpl 5.5]

Vuorovaikutuksia taustoittava teos [19] keskittyy esittelemään simulaatiotyökalujen malleja, eikä varsinaisesti kerro, mitkä malleista ovat koottuna standardikirjastoon ja matalan energian kirjastoon, paitsi muutaman mallin kohdalla. Käyttäjän vastuulle jää itse tarkastaa, mitä malleja fysiikkakirjastot käyttävät, katsomalla Geant4:n lähdekoodia [24]. Lähdekoodi on viittaushetkellä (22.11.2018) beetaversiolle 10.5.0, mutta totesin edellä mainittujen fysiikkakirjastojen olevan samat, kuin käyttämässäni versiossa 10.4.2. Vaihtoehtoisesti käyttäjä voi koota fysiikkamallien kokoelman itse.

4.1 Fotonien vuorovaikutusten mallit

Fotonien vuorovaikutustavat simulaatiossa ovat jo edellä mainitut valosähköinen ilmiö, Compton- sekä Rayleigh-sironna. Geant4:ssä näille on olemassa 3–8 eri mallia [19, kpl 6.1.1], joita voidaan yhdistellä eri tavoin primäärisäteilytyypin, energia-alueen ja simulaation yleisten piirteiden perusteilla. Fotonin vuorovaikutuksen mallinnuksen vaiheet voi tiivistää kolmeen vaiheeseen – itse vaikutusalan ratkaisuun, lopputilan, eli seuraavaksi simuloitavien hiukkasten liikkeiden, ratkaisuun sekä mahdollisiin atomikuoren ilmiöiden mallintamiseen.

Kaikille edellä mainituille vuorovaikutuksille on Geant4:ssä olemassa vähintäänkin Penelope- ja Livermore-mallit [19, kpl 6.1.1], joiden lisäksi valosähköisellä ja Compton-sironnalla on lisäksi muita malleja. Penelope-malleja ei tosin hyödynnetty missään käyttämässäni mallikokoelmassa. Käyn seuraavissa alaosissa vuorovaikutuksille käytetyt mallit läpi.

4.1.1 Rayleigh-sironnan mallit

Rayleigh-sironnan osalta sähkömagneettinen standardikirjasto sekä matalan energian kirjasto käyttävät vuorovaikutuksen Livermore-mallia (G4LivermoreRayleighModel). Prosessin vaikutusala lasketaan yhtälöllä 14 [19, kpl 6.2.2].

Vuorovaikutustapahtuman jälkeen sironneen fotonin kulman poiminta tehdään Rayleigh-kaavan (engl. *Rayleigh formula*) $(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta$ ja Hubbellin vakion (engl.

Hubbell's form factor) neliön $FF^2(q)$ tulon jakaumasta:

$$\Phi(E,\theta) = [1 + \cos^2 \theta] \sin \theta \times FF^2(q), \quad (15)$$

missä liikemäärän siirto (engl. *the momentum transfer*) $q = 2E \sin(\theta/2)$. [19, kpl 6.2.2]

4.1.2 Valosähköisen ilmiön mallit

Valosähköisen ilmiön mallinnuksessa käytetään Livermore-mallia (G4LivermorePhotoElectricModel), jossa vaikutusala määritetään taulukoiden avulla alkaen asetetusta kynnysenergiasta 5 keV:iin asti. Yli 5 keV:n energialla fotonien vaikutusala parametrisoidaan erillisen EPICS2014-kirjaston mukaisesti [25]. Mallin etuna korkean energian kirjastoihin nähden on, että vuorovaikutusten seurauksena virittyneiden atomien relaksoituminen mallinnetaan. Käsittelen relaksaation luvussa 4.3. [19, kpl 6.3.5]

Livermore-malli huomioi fotonin mahdollisuuden vaikuttaa väliaineseoksien eri alkuaineatomien kanssa ja perustaa todennäköisyydet vaikutusaloihin eri alkuaineiden kanssa painotettuna väliaineen eri atomien lukumäärillä. Vuorovaikutuksen tapahtuessa jonkin atomin kanssa on fotonilla todellisuudessa mahdollisuus vuorovaikuttaa atomin minkä tahansa elektronikuoren elektronin kanssa, mutta mallissa vuorovaikutus sallitaan lähimmän pienemmän sidosenergian elektronikuoren elektronin kanssa. Tämän jälkeen fotoelektroni emittoituu fotonin ja sidosenergian erotuksen suuruisella energialla. [19, kpl 6.3.2]

Hyvin malataenergisille fotoneille sallitaan valosähköisen ilmiön tapahtuminen siitä huolimatta, että niiden energia on pienempi kuin väliaineen atomien ionisoimiseen vaaditaan. Vaikutusalaa ei siis suoraan aseteta nolaksi, vaan pidetään nolasta poikkeavana. Tämä itsessään vastaa todellisuutta epätarkasti, mutta tällainen implementointi toisaalta poistaa sellaisen haitallisen tilanteen, jossa sopivan pienienerginen fotoni ei vuorovaikuta mitenkään. [19, kpl 6.3.5]

Fotoelektronin emissiosuunta määritetään Sauter-Gavrila-jakaumasta riippumatta siitä, miltä elektronikuorelta fotoelektroni emittoituu. Käytetty jakauma on varsinaisesti tarkka vain K-kuoren elektroneille, mutta sen on todettu aiheuttavan vain pieniä virheitä. [19, kpl 6.3.2]

4.1.3 Compton-sironnan mallit

Standardikirjaston Compton-sironnan mallissa (G4KleinNishinaCompton) oletetaan, että vapautuvan elektronin liike-energia on suuri atomin sidosenergiaan nähden, mikä nopeuttaa mallin laskutoimituksia [19, kpl 6.4]. Vaikutusalan määrittäminen perustuu empiiriseen kaavaan fotoneille, joiden energia on suurempi kuin 10 keV [19, kpl 6.4.1]. Alle 100 eV fotoneille vaikutusala annetaan nolla [19, kpl 6.4.1]. Lähdeolosuhteet ei mallin pohjustuksessa ota kantaa siihen, miten 100 eV – 10 keV fotonien vaikutusala määritetään.

Compton-sironneen fotonin sirontakulma θ sekä minimienergia ϵ_0 arvioidaan yhtälöllä 3 ja sille lasketaan lisäksi atomikohtainen Klein-Nishina-mallin vaikutusala. Tämän jälkeen sironneen fotonin energia määrätään mallin sisällä määritettävien todennäköisyysjakaumien avulla, asettuen siten välille $[\epsilon_0, E_\gamma]$, missä E_γ on fotonin energia ennen vuorovaikutusta.[19, kpl 6.4.2]

Koska θ määritettiin edellä, sironneen fotonin liikemäärän suuntaa varten on vielä määritettävä atsimuuttikulma ϕ , joka määräytyy mallissa isotrooppisesti. Compton-sironnan elektronille siirtyvä energia on yhtäsuuri kuin alku- ja lopputilan fotonien energioiden erotus. Samoin sen liikemäärävektori määräytyy alku- ja lopputilan fotonien liikemäärän erotuksista.[19, kpl 6.4.2]

Matalan energian kirjaston Monash University Low Energy -mallissa (G4LowEPComptonModel) vaikutusala lasketaan geneerisestä yhtälöstä 14. Lisäksi sironneen fotonin energia, vapautuneen elektronin energia sekä sirontakulma määritetään mallin omien menetelmien mukaisesti. Sironneen fotonin kulma määräytyy kuten standardikirjaston mallissakin [19, kpl 6.4.5].[19, kpl 6.4.6]

Matalan energian malli ottaa myös huomioon elektronin elektronikuoren sidosenergian, joka määritetään todennäköisyysjakausta ja vähennetään vapautuneen elektronin kineettisestä energiasta. Kineettisen energian arvo, voi satunnaislukujen käytön seurauksena määrittyä negatiiviseksi, jolloin määrittäminen todennäköisyysjakaumasta toistetaan, kunnes liikemäärä saa positiivisen arvon. Mahdollinen atomin viritystilä ratkaistaan myös, mikäli se on erikseen sallittu.[19, kpl 6.4.3]

4.2 Elektronien vuorovaikutusten mallit

Elektronien vuorovaikutuksia pyritään useissa tapauksissa mallintamaan suurpiirteisesti, sillä yksittäisten vuorovaikutusten simuloiminen vaatii paljon laskentatehoa. Luvussa 2.1.1 mainittujen vuorovaikutusten mallintamiseksi on kehitetty monisironna-, ionisaatio- ja jarrutussäteilymalleja, joiden perusteella vain tietyn energia-arvon ylittävät sekundääriset hiukkaset simuloidaan konkreettisesti. Vuorovaikutuksissa todennäköisimmin syntyvät pienienergisten sekundäärihiukkasten siis oletetaan absorboituvan lyhyellä matkalla.[1]

Ionisaation ja jarrutussäteilyn tapauksessa alkuperäisessä tarkastelussa olleen elektronin energiaa vähennetään jatkuvasti, kun elektronin oletetaan luovuttavan sitä ympäristöön [1, kpl 5.6.4]. Mahdollisia deltasäteitä tuottavia malleja ovat monisironnamalli, joka käsittelee kerralla useita Coulombisia vuorovaikutuksia, sekä ionisaatiomalli, jolla simuloidaan elektronin kokemia Møller-sirontoja [19, kpl 8.1 & 10.1].

4.2.1 Elastisen sironnan monisironnamalli

Elektronien elastisen sironnan vaikutusala kasvaa hyvin suureksi elektronien energian pienentyessä, mikä aiheuttaa suuret vaatimukset laskuteholle [19, kpl 8.1]. Tästä syystä törmäyksiä ei käsitellä simuloidessa yksittäisinä vuorovaikutustapahtumina, vaan niiden sijaan hyödynnetään useita törmäyksiä kerralla käsittelevää monisironnamallia (engl. *multiple scattering model*). Se mahdollistaa elektronin liikkeen simuloimisen askel kerrallaan siten, että askeleen päätyttyä elektronille lasketaan vain energian muutos, siirtymä ja suunnan muutos, eikä yksittäisiä tapahtumia simuloida lainkaan.[19, kpl 8.1.1]

Monisironnan peruseriaatteen mukaan elektronille ehdotetaan askeleen pituutta, jonka jälkeen elektronin liike mallinnetaan polkuna askeleen päätepisteiden välillä. Polku on itse askelta pidempi, koska sen oletetaan sisältävän useita vuorovaikutuksia. Lopuksi määritetään hiukkasen liikemäärän suunta ja askeleen loppupaikan siirtymä, ja tarkastetaan sopiiko valinta.[26]

Standardikirjaston Urban-mallissa (G4UrbanMscModel) elektronin liikkeiden siirtymä- ja kulmajakaumia mallinnetaan erillisillä funktioilla [19, kpl 8.1.1]. Funktiot on pyritty valitsemaan siten, että ne vastaisivat Lewis-teorian [27, s. 299] siirtymä- ja kulmajakaumien momentteja [19, s. 8.1.1]. Lisäksi siirtymän keskimääräisen vapaan

matkan määrittämisessä käytetään valmiiksi laskettuja taulukkoarvoja alle 10 MeV:n elektroneille [19, kpl 8.1.2].

Jos elektronin vuorovaikutustyyppiä valitaan monisironna askelta otettaessa, käyttämäni malli valitsee sirontakulmat θ ja ϕ vasta askeleen määrittämisen jälkeen. Atsimuuttikulma $\phi \sim \mathcal{U}[0, 2\pi)$ ja θ valitaan edellä mainittujen erillisten funktioiden perusteella, joilla suoritetaan myös siirtymän valinta viimeisenä. [19, kpl 8.1.8]

Elektronien simuloinnissa askeleiden pituuksia voidaan rajoittaa väliaineiden rajapintojen läheisyydessä, jolloin monisironnatapahtumien simulointi lopetetaan, ja sen sijaan simuloidaan yksittäiset Coulombiset vuorovaikutukset [19, kpl 8.1.7]. Standardikirjastossa valinta ei ole käytössä [20].

Matalan energian mallin dokumentaation [21] versiossa käytettiin myös edellä kuvailtua Urban-mallia, mutta viimeisin Geant4-versio vuodelta 2017 käyttää matalan energian Wentzel-mallia (G4LowEWentzelVIModel). Päivityksestä kertovassa artikkelissa [28] ei kuitenkaan esitetty mallin toimintaa. Mallin toimivuuden puolesta puhuu tosin se, että matalan energian fysiikkaa kehittää sille omistautunut ryhmä, ja se on lisätty matalan energian kirjastoon jo vuonna 2014 [29].

4.2.2 Ionisaation ja jarrutussäteilyn mallit sekä jatkuva energiahäviö

Toisin kuin aiemmissa malleissa, Geant4:n ionisaation ja jarrutussäteilyn mallit mahdollistavat jatkuvan energiahäviön simuloitavalle elektronille. Simulaatiossa sille lasketaan keskimääräinen energiahäviö, jota sovelletaan tapauksissa, joissa sekundaarihiukkaset jätetään simuloimatta, kun niiden kantama olisi ollut alle käyttäjältä vaaditun arvon. Keskimääräisen energiahäviön laskemisessa huomioidaan kaikki mahdolliset hiukkasen prosessit. [19, kpl 7.2]

Keskimääräistä energiahäviötä ei käytetä suoraan mallinnukseen, vaan siihen lisätään energiahäviön fluktuaatio. Lopullisena arvona saadaan todellinen energiahäviö. [19, kpl 7.3]

Varattujen hiukkasten tapauksissa oletetaan, että vaikutusalojen arvot eivät muutu askelien matkalla, minkä seurauksena askeleiden on oltava lyhyitä simulaatiossa. Askeleiden pituutta määritettäessä kuitenkin huolehditaan myös siitä, ettei askelista tule liian lyhyitä, jotta laskuprosessit eivät olisi liian raskaita. [19, kpl 7.2.3]

Askeleen suorittamisen jälkeen elektronin liike-energiaa verrataan mallissa asetettuun energian alarajaan, joka on oletuksena 1 keV. Jos elektronin energia on alle tämän, se pysäytetään ja sen energia lasketaan siirtyneeksi sen lokaaliin ympäris-

töön.[19, kpl 7.2.4]

Standardikirjastossa käytettävässä ionisaation mallissa (G4MollerBhabhaModel) jatkuva energiahäviö lasketaan Berger-Seltzer-yhtälöstä, jossa arvio perustuu väliaineen atomitiheyteen, alkuainekohtaisiin korjauskertoimiin ja käyttäjän asettamiin kantamarajoihin. Møller-sironnan deltasädetä simuloitaessa vuorovaikutuksen vaikutusala lasketaan jälleen atomikohtaisena ja sen tapahtuessa sironneelle ja atomista vapautuneelle elektronille lasketaan liike-energia sekä liikemäärä energian- ja liikemäärän säilymiseen perustuen [19, kpl 10.1.2]

Matalan energian kirjaston Livermore-mallissa (G4LivermoreIonisationModel) atomikuorien vaikutukset huomioidaan tarkemmin jatkuvan energiahäviön ja deltasäteiden simuloinnissa, sillä myös atomin alielektronikuoret huomioidaan [19, kpl 10.1.6].

Molempien kirjastojen jarrutus säteilyn mallinnuksessa vaikutusalan arviointi perustuu Seltzer-Berger-malliin (G4SeltzerBergerModel) [19, kpl 10.2.1]. Jos vuorovaikutuksessa vapautuu riittävästi energiaa, sironneen elektronin ja emittoituvan fotonin kulmat simuloidaan perustuen elektronin liikemäärään ennen siroamista [19, kpl 10.2.1]. Matalan energian kirjastossa käytetyssä mallissa fotonin emissiosuunta määritetään erillisellä generaattorilla, jonka on todettu tuottavan tarkempia tuloksia matalilla energioilla [19, kpl 10.2.4].

4.3 Atomin viritystilan purkautuminen simulaatiossa

Viritystilan purkautuminen jonkin aiemman vuorovaikutuksen seurauksena voi johtaa atomin karakteristisen säteilyn tai Auger-elektronin simulointiin. Atomien viritystilat Geant4:ssä ovat mahdollisia valosähköisen ilmiön, Compton-sironnan tai ionisaation seurauksina.[19, kpl 9.1]

Elektronien siirtymät atomin elektronikuorilla pohjautuvat siirtymätodennäköisyyksiin, ja tästä emittoituva fotoni saa satunnaisen suunnan liike-energialla, jonka suuruus on siirtymän energia. Siirtymän on mahdollista tapahtua myös saman elektronikuoren alielektronikuorelta. Käsittely toistetaan kunnes vakansseja ei ole enää jäljellä. Emittoitunutta fotonia ei simuloida, jos sen kantama on alle mallin oletusarvon tai käyttäjän asettaman rajan.[19, kpl 9.1.1]

Auger-prosessissa elektronikuoria valitaan kaksi, joista toisen elektroni täyttää vakanssin ja toinen emittoituu Auger-elektronina. Prosessia varten hyödynnetään EADL-dataa [30], joka on saatavilla alkuaineille $5 < Z < 100$. EADL-datassa fo-

tonifluoresenssin ja Auger-prosessin todennäköisyydet on normitettu niiden summaan.[19, kpl 9.1.2]

5 Geant4-simulaation toteutus ja ajot

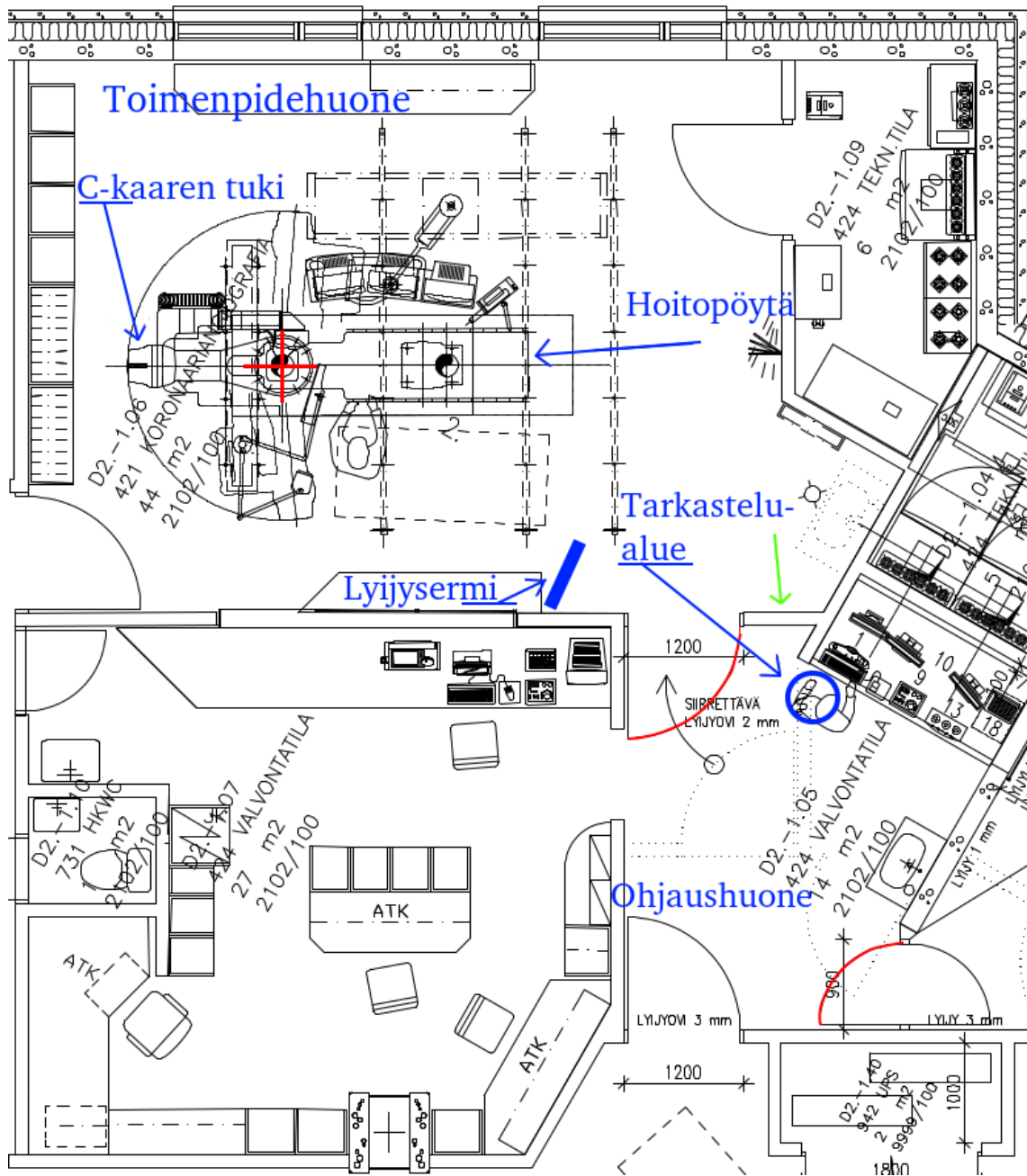
Mallintaakseni mittauspäivän säteilyannosmittausta vastaavan tilanteen Geant4:llä muodostin parhaan arvion toimenpidehuoneen geometriasta ja röntgenputken tuottamasta säteilystä perustuen mittaustapahtuman dokumentointiin ja angiografialaitteen saatavilla oleviin tietoihin. Käsittelen tässä luvussa toimenpidehuoneen geometrian yksinkertaisen mallinnuksen vaiheet sekä röntgenspektrin mallinnuksen erillisellä ohjelmalla.

Luvun lopuksi esitän simulaation ajamisen tarkastelualueella absorboituneen energian ratkaisemiseksi, missä valitsin simulaation tulokseen vaikuttavien parametrien arvot parhaan arvioni mukaan. Paneudun simulaation parametreihin ja niiden epävarmuuksiin luvun lopuksi. Tuloksen analysoinnin kannalta avainasemassa ovat erityisesti parametrien muutokset, sillä mittauspäivän asetelmista ei ollut täyttä varmuutta.

5.1 Toimenpidehuoneen geometria

Mallinsin toimenpidehuoneen dimensiot hyödyntäen sydäntoimenpideyksikön pohjapiirrosta, joka on esitetty kuvassa 13. Totesin sen vastaavan todellista huoneen geometriaa tarpeeksi tarkasti perustuen silmämääräiseen arvioon, enkä ryhtynyt tarkentaviin mittauksiin pohjapiirroksen mittojen varmentamiseksi. Nimesin pohjapiirroksen geometrian kannalta tärkeimmät huoneet, merkitsin avoimet ovet ja nimesin erotettavissa olevat tärkeät geometrian osat nuolilla. Lisäsin myös paikat mittauspäivänä asetellulle lyijysermille sekä tarkastelualueelle, jossa säteilymittari sijaitsee mittauksen aikana.

Määritin toimenpidehuoneen seinien paikat ja koot pohjapiirustuksen avulla. Itse angiografialaitteen ja geometrian muiden osien mallintamisessa tyydyin saatavilla olleisiin mittoihin sekä silmämääräisen tarkastelun tarkkuuteen, jos mittoja ei ollut. Angiografialaitteen osalta mallinsin C-kaaren, röntgenputken, detektorilevyn, hoitopöydän sekä primäärikeilan läheisyyteen sijoitettavat lyijysuojat. Muita mallinnettavia osia olivat liikuteltava lyijysermi sekä säteilyannoksen määrittäminen



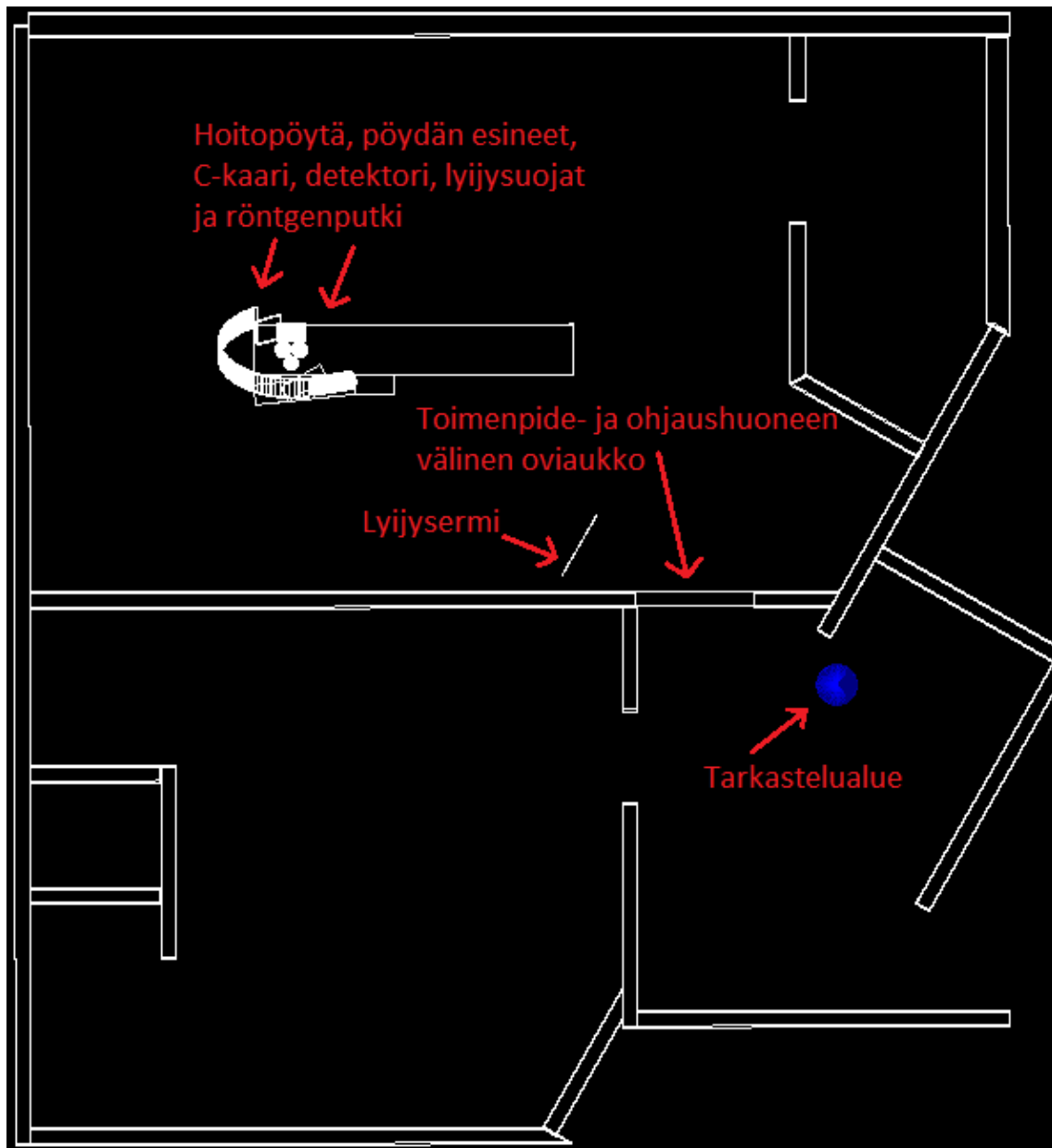
Kuva 13. Sydäntoimenpideyksikön pohjapiirros. Värilliset tekstit sekä viivat ovat jälkikäteen lisättyjä merkkejä mallinnuksen havainnollistamiseksi. C-kaaren isosentri on merkattu punaisella ristillä ja avoimet ovat punaisilla kaarilla. Lisäksi vihreä nuoli osoittaa toimenpide- sekä ohjaushuoneen välisen oviaukon oikealla puolella olevaa seinää.

käytetty tarkastelualue. Tässä luvussa esitän geometrian mallintamisessa tekemäni ratkaisut, joiden epätarkkuuksiin otan tarkemmin kantaa luvussa 7.1. Havainnollistan lopullista geometrian mallia kuvissa 14 ja 15.

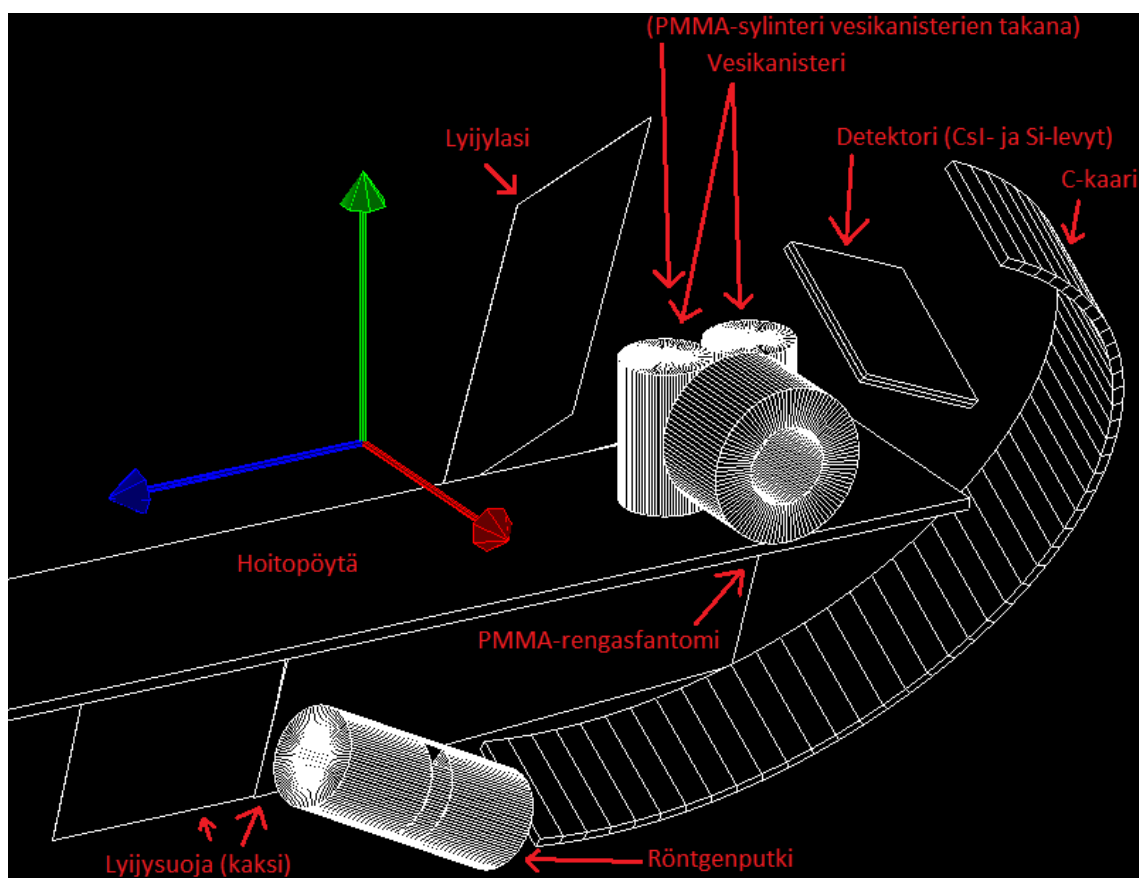
5.1.1 Toimenpidehuoneen seinien, lattian ja katon mallinnukset

Mallinsin pohjapiirustuksen mukaisen Geant4-geometrian soveltamalla pohjapiirustukseen merkittyä mitta-asteikkoa – totesin metrin janan pituuden olevan piirustuksessa 60 pikseliä (px), minkä jälkeen sain huoneiden seinien pituudet ja paksuudet selville mittaamalla niiden leveydet ja pituudet pikseleinä. Vinojen seinien tapauksessa määritin myös seinien pysty- ja vaakaprojektiot, josta sain selville seinien kulmat suhteessa muihin. Huoneen korkeutta ei ollut pohjapiirustuksessa mainittu, joten totesin mittaamalla sen olevan 307 cm. Ulko- ja sisäseinien paksuuksiksi määritin pohjapiirustuksen perusteella 22 cm ja 15 cm. Mallinnettu geometria ylhäältä päin kuvattuna on esitetty kuvassa 14. Kuvassa on seinien lisäksi geometrian muut osat, jotka käsittelen luvussa 5.1.2.

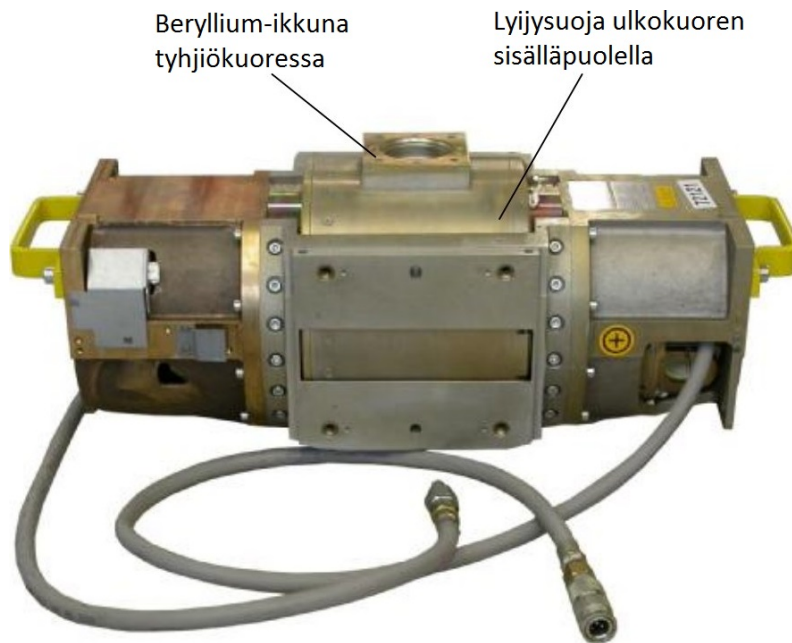
Simuloidun geometrian uloimmat rakenteet ovat toimenpidehuonetta, ohjaushuonetta ja aulatilaa ympäröivät ulkoseinät, katto ja lattia, joiden paksuuksien arvioinnissa lähdin liikkeelle siitä, että tilojen suunnittelu on toteutettu lain vaatimien kriteerien mukaisesti. Mallinsin ulkoseinät pohjapiirustuksen paksuuksia vastaaviksi ja lisäksi kiinnitin erityisesti huomiota katon ja lattian mallinnettavaan paksuuteen, sillä tätä tietoa ei ollut annettu pohjapiirustuksessa. STUKin ST-ohjeessa 1.10 [2] todetaan kiinteästi asennettujen läpivalaisulaitteiden huoneiden suojuksille vähintään lyijyvastaavuutta 3 mm, mikäli huoneen pinta-ala ei ole pieni, tai jos käyttömäärä ei ole poikkeuksellisen suuri. Oletin katon ja lattian paksuuksiksi 30 cm, sillä tämä betonikerroksen paksuus vastaa ST-ohjeen [2] mukaan suurempaa lyijymäärää kuin 3 mm angiografialaitteen röntgenputken energia-alueella. Betonikerroksen paksuuksien ollessa tätä suuruusluokkaa, pidän fotonin siroamista tarkastelualueelle, sirottuaan ensin huoneen uloimpien seinien, katon tai lattian läpi, hyvin epätodennäköisenä. Näin ollen katson tarkastelualueelle katon tai lattian kautta päätyneiden fotonien sironneen ohuesta betonikerroksesta, ja simulaation kyvyttömyyden sirottaa fotoneita takaisin huoneen ulkopuolelta oikeutetuksi. Samoin perustein viereinen toimenpidehuone on jätetty simulaation geometriasta pois.



Kuva 14. Geant4:n simulaation visualisoitu geometria ylhäältä katsottuna.



Kuva 15. Primäärikeilan läheisyydessä olevat geometriset muodot. Kuvan koordinaatiston akseleiden pituus on 0,5 m.



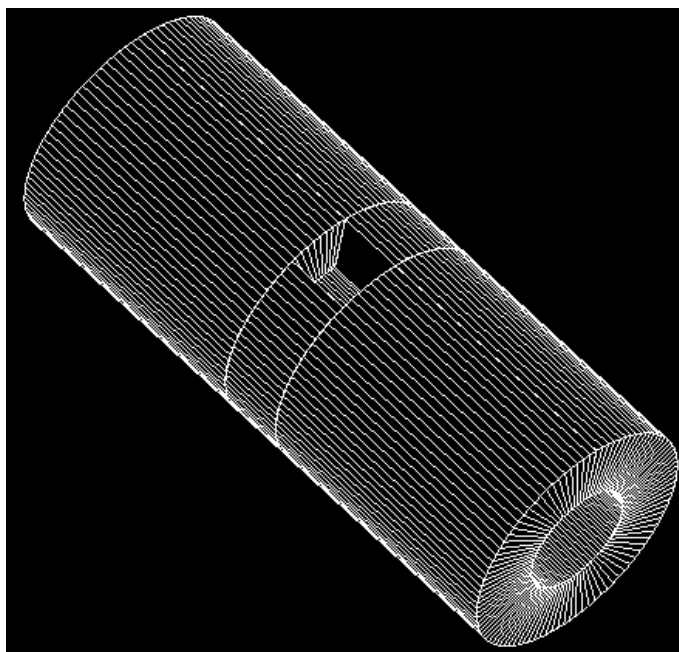
Kuva 16. Philips MRC 200 0407 ROT GS 1004 -röntgenputki. Muokattu lähteestä [32].

5.1.2 Angiografialaitteen ja muiden geometrinen osien mallinnus

Huonetta ympäröivien rakenteiden lisäksi mallinsin primäärisäteilyn läheisyyteen asettuvat geometriset muodot sekä toimenpidehuoneen tärkeimmät lyijysuojat. Tässä luvussa esitän lyijysuojien, röntgenputken kuoren, hoitopöydän, C-kaaren, detektorin sekä mittauspäivänä pöydällä olleiden esineiden mallinnuksen simulaatiossa.

Röntgenputken kuoren mallinsin päädyistä avoimena sylinterinä, jonka kyljessä olevasta aukosta röntgenkeila luodaan. Hoitolaitteen röntgenputken malli oli MRC-GS 0508 [31]. Käytin putken geometrisena mallina röntgenputken kuvaa (16), josta pyrin arvioimaan putken dimensiot suojuksineen. Määritin röntgenputken leveydeksi 45 cm, ulkosäteeksi 9 cm ja sisäsäteeksi 4,1 cm. Todellisuudessa putki on suojuksessa muovirakenteiden sisällä, mutta jätin muovisuojuukset mallintamatta.

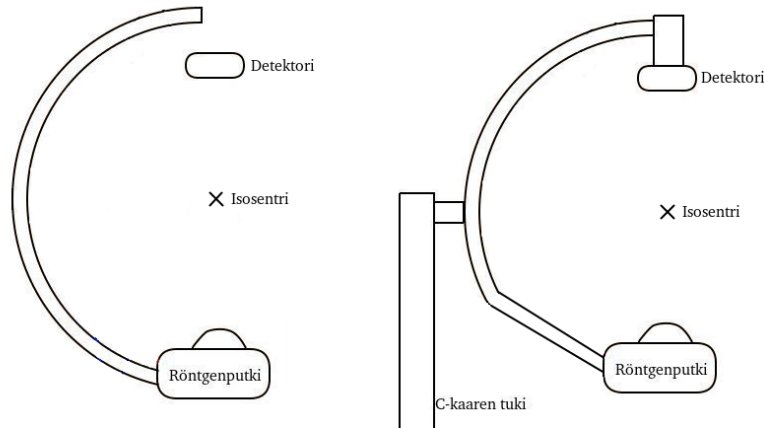
Röntgenputken eri metallien määrät ilmoitettiin kilomäärinä [32]. Putki koostui pääosin raudasta (20 kg), lyijystä (8,6 kg), kuparista (14,6 kg), alumiinista (10,2 kg) ja molybdeenistä (6,5 kg). Massojen, Avogadron vakion [33] sekä moolimassojen avulla laskin kunkin alkuaineen atomimäärät, jonka jälkeen keskiarvoistin näiden metallien tiheydet [34] atomimäärillä painottaen. Tiheydeksi sain $6,57 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, ja alkuaineiden atomimäärät niiden kokonaismäärään suhteuttamalla yhdisteeksi sain $\text{Fe}_{0,33}\text{Pb}_{0,04}\text{Cu}_{0,21}\text{Al}_{0,35}\text{Mo}_{0,06}$. Lyijyatomien määrään suhteutettu muoto seokselle on



Kuva 17. Mallinnettu röntgenputki. Malli koostuu kolmesta palasta, joiden välissä olevat raot ovat pieniä. Putken keskellä oleva aukko mallintaa röntgensäteilyn ikkunaa.

$\text{Fe}_{8,63}\text{Pb}_1\text{Cu}_{5,53}\text{Al}_{9,11}\text{Mo}_{1,63}$. Käytin atomimäärien selvityksessä apuna atomipainoja [35]. Sylinterin ulkosäde ja pituus määräytyivät silmämääräisen arvion perusteella, ja valitsin sisäsäteen sopivasti siten, että määrittämälläni seostiheydellä massaksi tuli noin komponenttien yhteenlaskettu paino 59,9 kg. Arvioin putken olevan olennainen osa simulaatiota, sillä sen on mahdollista vaimentaa voimakkaitakin sironneita säteitä, ja lisäksi se on kooltaan melko suuri. Mallinnettu röntgenputki on esitetty kuvassa 17.

C-kaaren rakenne ei selvinnyt, eikä sitä voinut hahmottaa tarkasti silmämääräisesti tarkastelemalla, sillä rakenne oli suojattu muovikuorilla. Päätin mallintaa C-kaarta 2 cm paksulla metallikaarella, sillä päätin kaaren sisältävän metalliosia sen painon ja motorisoinnin vuoksi. Tarkastelin kuvia laitteesta silmämääräisesti, ja arvioin mitat C-kaaren dimensioille, minkä jälkeen visualisoin simulaatioon syöttämäni arviot. Jatkoin silmämääräistä arviointia visualisaation avulla ja hyväksyin lopulta version, jossa C-kaaren ulkokehän säde oli 77 cm ja sisäsäde 75 cm. Todellisuudessa toimenpidehuoneen C-kaaren muoto poikkesi ympyrän kehästä röntgenputken sisältävän kaaren puolikkaan osalta kuvan 18 havainnollistamalla tavalla. Tarkkojen mittojen puuttuessa tyydyin käyttämään ympyrän kehää muistuttavaa C-kaaren



Kuva 18. Vasen: mallinnettu puoliympyrämäinen C-kaari. Oikea: todellisen C-kaaren muodon hahmotelma.

mallia, minkä vuoksi C-kaaren isosentri on mallissa kauempana röntgenputkesta kuin todellisessa tilanteessa, putken sijaitessa silmämääräisesti samalla korkeudella lattiasta katsottuna kuin mittauspäivänä. Mallista puuttuu lisäksi C-kaaren tukijalka ja detektorin teline.

Säteilyannosmittauksissa C-kaaren asento poikkesi pystyasennosta, joten toteutin samat siirrokset simuloimalleni C-kaaren mallille. Kallistuskulmat olivat LAO 30° ja Cran 28° , joita selventää kuva 10.

Myöskään potilaspöydän tietoja ei ollut saatavilla tarkasti, joten mallinsin pöydän levynä ilman tukijalkaa. Usein pöydät valmistetaan hiilikuidusta, sillä se on tarpeeksi kestävä ja vaimentaa vain vähän säteilyä [36–38]. Pöydän mitat oli ilmoitettu laitteen dokumentaatiossa [31] lukuun ottamatta paksuutta, jonka arvioin olevan 2 cm. Leveydeksi ja pituudeksi asetin 50 cm ja 319 cm. Asetin tiheydeksi $1,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, joka on harvempi kuin useimmat hiilikuitumateriaalit ($1,75 - 2,00 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) [39], jolloin pöydän säteilyä vaimentava vaikutus jäi todellista pienemmäksi. Todellisuudessa pöytä on osittain tuettu metalliosilla, mutta primäärikeilassa oleva alue on kauttaaltaan pelkkää hiilikuitua [31]. Jätin metalliset tukiosat mallintamatta, sillä niiden dimensiot jäivät tuntemattomiksi.

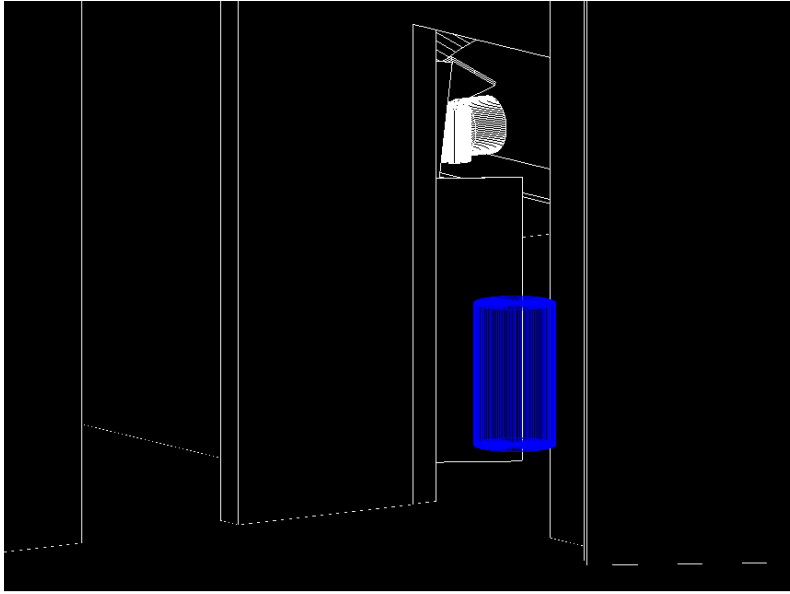
Toimenpidehuoneen lyijylasin sekä pöydästä roikkuvien liuskojen lyijyvastavuudet olivat 0.5 mm. Toteutin niiden sijoittelun kokemukseni ja aiemmin tehdyn säteilyannosmittauksen aikana ottamani valokuvan perusteella. Pöydän reunasta roikkuvan lyijysuojan mallinsin 0.5 mm paksuisena lyijylevynä, jonka sijoitin mallintamani hoitopöydän reunaan. Todellisessa tilanteessa lyijyliuskat taipuivat hieman

C-kaaren työntäessä niitä sivuun, ja otin tämän mallissani huomioon asettamalla pöydän reunan lyijylevyn vinoksi siten, etteivät ne asetu päällekkäin C-kaaren tai röntgenputken kanssa. Pysin kuitenkin tekemään levystä tarpeeksi korkean, jotta se ulottuisi yhtä lähelle lattiaa kuin edellä mainitut liuskat. Toimenpideradiologi sijoittelee kattoon kiinnitetyn lyijylasin jokaisen toimenpiteen alkaessa, joten simulaatiossani sijoitin lyijylasia mallintavan 0.5 mm paksuisen lyijylevyn oman näkemykseni mukaan sellaiseen paikkaan, johon radiologi sen sijoittaisi. Erillisen siirrettävän lyijysermin mallinsin 1.5 mm paksuna lyijylevynä. Toteutin sermin asettelun suurpiirteisesti pohjapiirustukseen merkitsemäni paikan mukaan. Lyijyikkunan ja sermin mallinnuksessa pyrin myös huomioimaan, että niiden tarkoitus on peittää niiden taakse asettava henkilö.

Pöydän reunaan asetetun lyijysuojan leveydeksi asetin 150 cm ja korkeudeksi 60 cm. Lyijyikkunan leveydeksi ja korkeudeksi asetin 50 cm ja 80 cm. Lyijysermin leveydeksi ja korkeudeksi asetin 80 cm ja 150 cm.

Säteilyannosmittauksessa hoitopöydän päällä säteilykeilassa oli kaksi lähes sylinterimäistä vesikanisteria, yksi sylinterimäinen PMMA-fantomi (polymetyylimetakrylaatti) sekä yksi renkaan muotoinen PMMA-fantomi. Vesifantomien mittojen osalta tiedossani oli vain pohjan halkaisija n. 16 cm, sekä kanisterien tilavuus 5,1 l. Laskin kanisterien korkeuksiksi näillä tiedoilla yhden senttimetrin tarkkuudella ylöspäin pyöristettynä 26 cm. En mallintanut erillistä muovikerrosta vesikanistereiden sisältämien vesipatsaiden ympärille, sillä arvioin sen näkyvän vain pienenä statistisena virheenä. PMMA-fantomien mitat eivät olleet tiedossani, joten suhteutin simuloitujen PMMA-fantomien koot vesikanistereiden kokoon mittauspäivänä ottamieni valokuvien perusteella. PMMA-sylinterin säteeksi asetin 7 cm ja korkeudeksi 18 cm. PMMA-renkaan korkeudeksi asetin 18 cm, sisäsäteeksi 7 cm ja ulkosäteeksi 14 cm.

Säteilyannoksen mittaamista varten loin vedestä koostuvan sylinterin muotoisen tarkastelualueen lattiapinnan yläpuolelle. Tarkastelualueen sijoittelun ensisijainen tarkoitus oli kattaa varmasti se alue, johon säteilymittari oli sijoitettu mittauspäivänä, minkä myötä määritin sylinterin halkaisijaksi 40 cm. Säteilyannosmittarin anturi pyrittiin asettamaan mittauspäivänä metrin korkeudelle lattiasta, joten asetin sylinterin keskipisteen metrin korkeudelle lattian pinnasta. Sylinterin korkeudeksi asetin 70 cm, jotta tarkastelualue kattaisi varmasti säteilyannosmittarin anturin korkeuden epävarmuudet. Sylinterin muotoinen tarkastelualue ja näkymä toimenpidehuoneeseen on havainnollistettu kuvassa 19.



Kuva 19. Simulaation tarkastelualue (sininen sylinteri) ja näkymä toimenpidesekä ohjaushuoneen välisestä oviaukosta. Sylinterin takana näkyy mallinnettu lyijysermi ja sen takana näkyvät hoitopöydälle asetetut esineet.

5.1.3 Simuloidun geometrian väliaineet

Asetin tarkastelualueen väliaineeksi veden, jotta hiukkasten vuorovaikutustodennäköisyys tarkastelualueella vastaisi keskimäärin todennäköisyyttä vuorovaikuttaa ihmiskehossa. Säteilyannosmittari itsessään ei sisältänyt vettä, joten simulaatiossa fotonien vuorovaikutustodennäköisyys tarkastelualueella eroaisi todennäköisyydestä vuorovaikuttaa mittarin kanssa. Katsoin tämän sopivaksi, sillä mittarin oli tarkoitettu henkilödosimetriaan, jolloin oletan sen näyttämien lukemien tarkoittavan ihmiselle ekvivalenttia säteilyannosta. Vedestä koostuvan tarkastelualueen massa oli 88 kg, minkä koin vastaavan ihmisen massaa tarpeeksi hyvin.

Lisäksi suoritin simulaation käyttäen tarkastelualueena tehokkaammin säteilyä absorboivaa materiaalia saadakseni tulokselle vertailukohtan. Materiaaliksi valitsin yleisesti tuikemateriaalina käytetyn CsI:n (cesiumjodidi), sillä totesin sen absorboivan säteilyä hyvin tehokkaasti.

Geant4:n materiaalikirjasto [40, kpl 11.6] sisälsi suuren osan tarvitsemistani geometrian väliaineista. Lähteessä oli lueteltu puhtaiden alkuaineiden ja useiden alkuaineyhdisteiden nimet, tiheydet ja keskimääräiset atomin tai molekyylin viritykseen tarvittavat energiat (engl. *mean excitation energy*) yksikössä eV [40, kpl 2.4]. Keskimääräinen viritykseen tarvittava energia kuvaa kuinka helposti atomi tai

Taulukko 1. Simulaation geometrinen rakenteiden väliaineet Geant4:n väliainekokoelmasta [40, kpl 11.6].

Rakenne	Materiaali	Geant4-tunnus
Seinät/lattia/katto	Betoni	G4_CONCRETE
C-kaari	Alumiini	G4_Al
Lyijysuojat	Lyijy	G4_Pb
Toimenpidehuoneen ilma	Ilma	G4_AIR
Puolijohdedetektor	Pii	G4_Si
Vesikanisteri ja tarkastelualue	Vesi	G4_WATER

molekyyli voi absorboida kineettistä energiaa simuloitavalta hiukkaselta [41].

Toimenpidehuoneen betonirakenteille, ilmalle ja vedelle käytin geneerisiä Geant4:n materiaaleja. Simulaatiossa käyttämäni Geant4:n valmiiksi määritellyt materiaalit ovat esitettynä taulukossa 1.

Kaikkia tarvitsemiani väliaineita ei ollut saatavilla Geant4:n valmiissa materiaalilistassa, joten rakensin nämä väliaineet simulaationi sisällä röntgenputkelle, hoitopöydälle, PMMA-fantomeille sekä tuikeaineelle. Geant4:n erillinen väliaineita käsittelevä luokka (G4NistManager) loi uuden materiaalin, kun sille annettiin haluttu nimi, alkuaineiden tunnuksat sekä yhdisteen atomien lukumäärät sisältävät vektorit ja yhdisteen tiheys. Tällä tavoin pystyin mallintamaan esimerkiksi hiilikuidun yksiatomisena hiilenä, jonka tiheys poikkesi tavanomaisen hiilen tiheydestä. Itse määrittämäni väliaineet ovat listattuna taulukossa 2. Hain tarvitsemiani tiheydet sekä atomipainot lähteistä [34] ja [42].

Taulukko 2. Simulaatiota varten itse määritellyt väliaineet yhdisteinen ja tiheysineen.

Rakenne	Materiaali	Yhdiste	Tiheys $\left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}\right)$
PMMA-fantomi	PMMA	$\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$	1,19
Röntgenputki	Metalliseos	$\text{Fe}_9\text{Pb}_1\text{Cu}_6\text{Al}_9\text{Mo}_2$	6,57
Hoitopöytä	Hiilikuitu	C	1,50
Tuikaine ja tarkastelualue	CsI	CsI	4,51

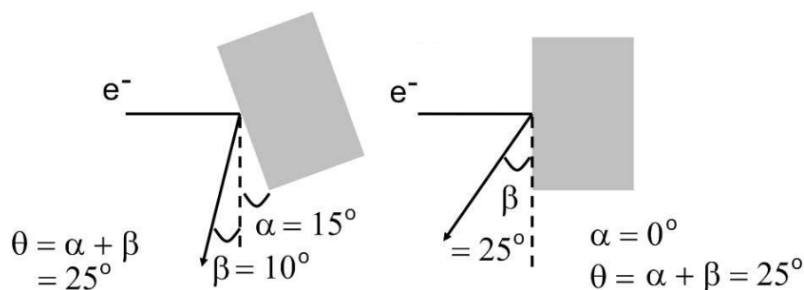
5.2 Röntgenspektrin simuloiminen SpekCalc-ohjelmalla

Määritin Geant4-mallissa simuloitavien fotonien määrät energiaväliä kohden erillisellä röntgenspektrien simulointiin tarkoitettulla SpekCalc-ohjelmalla [43–45]. Pohjustan seuraavaksi röntgenspektriin vaikuttavat tärkeimmät muuttujat ja esittelen röntgenspektrisimulaation tuloksen liittämisen Geant4-simulaatioon. Huomioin muuttujien valintojen merkittävimmät epätarkkuudet osiossa 7.1.1

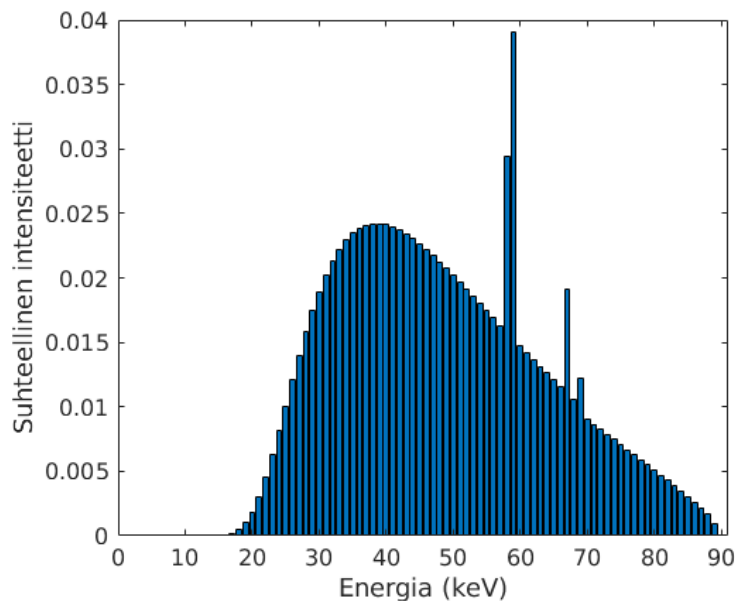
5.2.1 SpekCalc-simulaation parametrit, tulokset ja niiden käsittely

SpekCalc-ohjelman pääikkuna, joka sisältää simuloitun spektrin sekä simulaatiossa käytetyt arvot, on esitetty liitteessä A. Käyttämäni ilmaisen version pääikkunassa ohjelmalle syötettiin arvot simulaatioparametrille, joita olivat kiihdytysjännite (yksikössä kV), pienin simuloitava energia, energiaväli, suodatukset sekä kulma θ , joka on anodikulman α ja röntgensäteilyn pääsuunnan sekä elektronisuihkun kanssa kohtisuoran janan välinen kulma β . Kulmat α ja β ovat havainnollistettuna kuvassa 20. Angiografialaitteen röntgenputken anodikulman tai säteilyn pääsuunnan kulman arvoja ei ollut saatavilla, joten käytin ohjelmassa kulmana θ yleisen anodikulman kokoluokan ($\sim 12^\circ$) kulmia 9° , 14° ja 19° . Lisäksi vaihdoin alumiinisuoatituksen paksuudeksi 4 mm (3 mm perussuoatatus ja mittauksissa 1 mm lisäsuodatatus), mikä selvisi laitteen määräaikaishuoltoraporteista sekä aiemmin tekemästäni mittauspöytäkirjasta.

SpekCalc-simulaation tuotos on putkivirtaa 1 mAs vastaava diskreetti energiaspektri 1 metrin etäisyydellä ja 1 neliösenttimetrin alueella kohtiosta, ja jokaista energiaväliä vastaa arvo yksikössä $\frac{1}{\text{kV}\cdot\text{mAs}\cdot\text{cm}^2}$. Spektri tallentui tekstitiedostoksi, josta selvisi jakauman lisäksi simulaation alkuarvot.



Kuva 20. Esimerkkejä SpekCalc-ohjelman kulman θ arvolle 25° . Kuvassa kohtion anodikulma on α . Säteilyn pääsuunnan kulma kallistamattomaan anodiin nähden on β . Kuva lähteestä: [45]



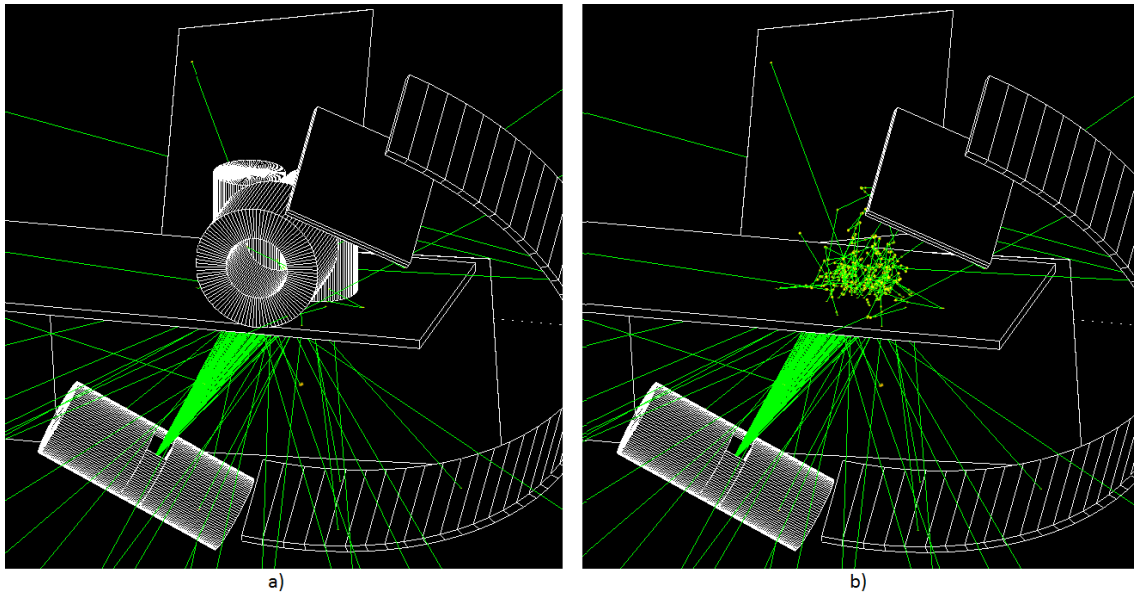
Kuva 21. SpekCalc-simulaation tuottaman spektrin suhteellinen intensiteetti kulmalla $\theta = 14^\circ$ – energiaväli on 1 keV ja normalisointi on suoritettu suhteessa fotonien kokonaismäärään.

SpekCalc:n tuottamassa spektrissä ei siis ole huomioitu röntgenputken sähkömäärää tai kenttäkokoa, joten skaalasin seuraavaksi simuloitua spektriä mittauspäivän sähkömäärällä ja arvioidulla kenttäkoolla. Skaalauksen arvot olivat $791 \text{ mA} \cdot 8 \text{ ms}$ sekä $16 \times 16 \text{ cm}^2$ ja lopulliseksi skaalauskerroimeksi spektrille sain $1619,97 \approx 1620$. Simuloitujen spektrien energiaväli oli 1 keV, joten skaalauksen jälkeen yksikkönä oli fotonia/energiaväli. Edellä mainittua skaalausta käyttäen sain spektrin fotonimääräksi noin $N_{14^\circ} \approx 200 \cdot 10^9$. Spektri on esitetty kuvassa 21.

5.2.2 SpekCalc-röntgenspektrin liittäminen Geant4-simulaatioon

Kuvassa 21 esitetyn spektrin normituksen myötä sain röntgenspektriä edustavan todennäköisyysjakauman, johon perustuen simuloitaville fotoneille poimitaan alkuenergia. Geant4-simulaatiossa käyttämäni hiukkaslähdettä G4GeneralParticleSource (GPS) oli mahdollista ohjata sen parametrit alustavalla makrotiedostolla, joka syötettiin ajon aloittamisen yhteydessä komentorivillä. Makrotiedostoon kirjattiin histogrammin tyyppi käyttäjän valinta, ja jokaiselle simuloitavan hiukkasen energialle annettiin generoitumistodennäköisyys.

Kirjoitin makrotiedostoon myös tarvittavat tiedot röntgenfotonien alkuliike-



Kuva 22. Sadan hiukkanen visualisoitu simulaatio – pöydällä olevat esineet on visualisoitu vasemmalla (a) ja jätetty visualisoimatta oikealla (b). Kuvassa simuloidut röntgenfotonit kokevat useita vuorovaikutuksia esineiden alueella – vuorovaikutuspisteet on merkitty keltaisella.

määrän suunnan määrittämiseen. Asetin röntgenfotonien syntypisteeksi röntgenputken keskipisteen ja syötin makrotiedostoon tiedot säteilyn kulmajakaumasta. Approksimoin säteilyn kulmajakauman tasajakaumaksi pienelle osalle pallopintaa syntypisteestä katsottuna. Toisinaan määritin atsimuuttikulmalle $\varphi \sim \mathcal{U}[-113,47^\circ, -123,72^\circ]$ ja elevaatiokulmalle (engl. *zenith angle*) $\theta \sim \mathcal{U}[52,32^\circ, 64,57^\circ]$. Atsimuuttikulma φ on tässä siis luomani geometrian koordinaatistossa x- ja z-akselin välinen kulma, ja elevaatiokulma θ on korotus x-z tasosta katsottuna. Visualisoitu sadan fotonin röntgenkeila on esitetty kuvassa 22.

Todellisen fotonimäärän simuloiminen olisi kestänyt todella kauan, joten yhden ajon aikana simuloin sadas- tai tuhannesosan todellisesta fotonimäärästä. Tällöin yksittäinen simulaation hiukkanen vastaa sataa tai tuhatta todellista hiukkasta, minkä otan huomioon tulosten käsittelyssä luvussa 6.

5.3 Absorboituneen energian ja statistisen virheen määrittäminen yhdelle simulaatiolle

Yksittäisen simulaation statistinen virhe on laskettavissa ajon aikana tarkastelualueelle absorboituneen energian ja fotonimäärän avulla. Koska simulaatiota ei ole painotettu, yksittäisen simulaation tuloksen statistista virhettä edustaa keskihajonta σ [46]. Simuloimalla saadun tuloksen ja todellisen tuloksen ero on tällöin korkeintaan keskihajonnan suuruinen 68 % todennäköisyydellä [47, kpl 4]. Esitän seuraavassa simulaation absorboituneen energian määräytymisen ajon aikana ja yhtälön yhden simulaation keskihajonnalle. Keskihajonta ei tuo vastetta simulaation alkuarvojen tuottamiin virheisiin, sillä keskihajontaa on teoriassa mahdollista pienentää mielivaltaisen pieneksi statistiikkaa kasvattamalla rajatta, kuten tässä osiossa esitän. Menetelmät, joita käytin alkuarvausten epävarmuuksien huomiointiin, esitän luvussa 5.4.

Tarkastelualueella absorboituneelle energialle luodaan muuttuja, joka alustetaan simulaation alussa nolaksi, ja simulaation edetessä siihen lisätään tarkastelualueella tapahtuneissa vuorovaikutuksissa vapautuneiden energioiden määrät. Säteilyannoksen saamiseksi absorboitunut energia voidaan jakaa tarkastelualueen massalla.

Mikäli simuloitava hiukkanen kokee vuorovaikutuksen, askeleen tapahtumapaikka selvitetään. Jos askel toteutuu tarkastelualueella, kumulatiivisen energian muuttujaan lisätään hiukkasen menettämä energia, jolla tässä tarkoitan elektronien ja fotonien osalta niitä energianmuutoksia, joiden seurauksena ei simuloida sekundaarihiukkasia. Tämän jälkeen simulaatio siirtyy suorittamaan seuraavaa askelta. Energian kumulointi sivuutetaan, mikäli vuorovaikutus tapahtuu tarkastelualueen ulkopuolella.

Monte Carlo -simulaatiossa yhden fotonin tapauksessa tarkastelualueen väliaineeseen absorboituvan energian varianssi

$$\sigma_{E_{\text{dep}/\gamma}}^2 = \frac{1}{N_{\text{sim}}} \left(\sum E_{\text{dep}/\gamma}^2 - \frac{(\sum E_{\text{dep}/\gamma})^2}{N_{\text{sim}}} \right), \quad (16)$$

missä $E_{\text{dep}/\gamma}$ on tarkastelualueelle absorboitunut energia yksittäisen fotonin simulaatiossa ja N_{sim} simuloitujen fotonien määrä. Yhden simulaation yhteenlasketun absorboituneen energian määrä saadaan kertomalla yhtälöä 16 fotonien määrällä

N_{sim} :

$$\sigma_{E_{\text{dep}}}^2 = N_{\text{sim}} \cdot \sigma_{E_{\text{dep}/\gamma}}^2 = \sum E_{\text{dep}/\gamma}^2 - \frac{(\sum E_{\text{dep}/\gamma})^2}{N_{\text{sim}}}, \quad (17)$$

mistä saadaan keskihajonnaksi

$$\sigma_{E_{\text{dep}}} = \sqrt{\sum E_{\text{dep}/\gamma}^2 - \frac{(\sum E_{\text{dep}/\gamma})^2}{N_{\text{sim}}}}. \quad (18)$$

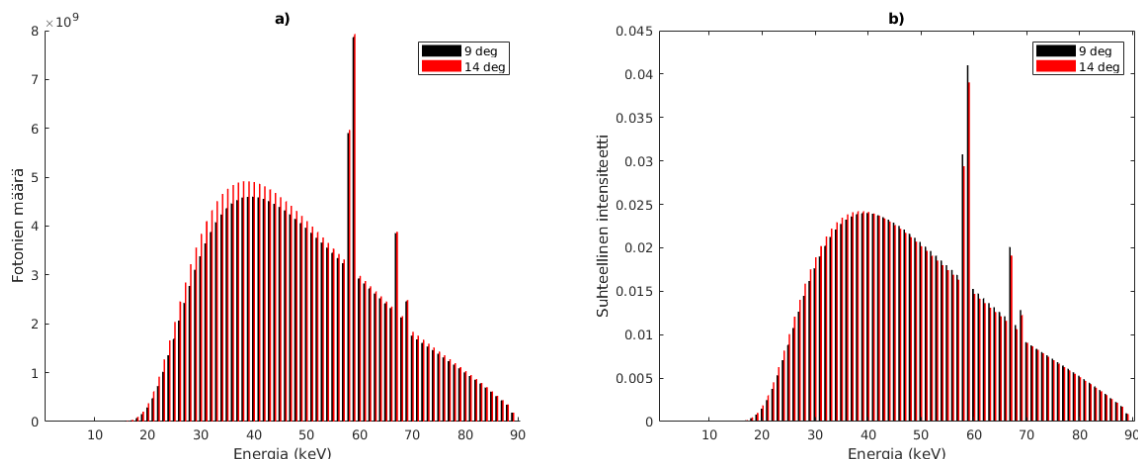
5.4 Simulaation toistot eri parametreillä

Määritin simulaation parametrien oletusarvot siten, että ne vastasivat mittauspäivän todellista tilannetta parhaan arvioni mukaan. Parametrit ja niiden oletusarvot ovat esitettyinä taulukossa 3.

Muodostin tuloksen tarkastelualueessa absorboituneelle annokselle käyttämällä oletusparametreja. Toistin lisäksi simulaation useita kertoja siten, että muutin yhtä parametriä kerrallaan ja kirjasin absorboituneen annoksen ylös. Muutosten vaikutusten tarkastelun tarkoitus oli etsiä merkittävät virhelähteet mittauspäivän tilanteen jäljittelyssä statistisen virheen lisäksi. Toteutin muutokset mittauspäivän tilanteen asettamat rajat huomioiden erityisesti, vaikka Geant4 mahdollisti parametrien muutoksen mielivaltaisesti. Esitän seuraavaksi toistosimulaatioissani toteuttamani parametrien muutokset, niiden suuruudet sekä virheen määrittämiseen tulokselle. Simulaatioiden tulokset on esitetty luvussa 6.

Taulukko 3. Tarkastelualueella aiheutunut säteilyannos ja absorboitunut energia eri kulmilla θ ja tarkastelualan säteille

Parametri	Oletusarvo
Anodikulma	14°
Pöydän esineiden paikka	Silmämääräinen asetus
C-kaaren mallin paksuus	2 cm
Lyijysuojien paksuudet	0,5 mm ja 1,5 mm
Oviaukon korkeus	237 cm
Oviaukon leveys	116,6 cm
Hoitopöydän tiheys	0,15 g/cm ³
SID	120 cm



Kuva 23. SpekCalc-simulaation tuottamat spektrit skaalattuna (a) ja fotonimäärinsä suhteutettuina (b) kahdella eri kulmalla $\theta = 9^\circ$ ja $\theta = 14^\circ$. Vaaka-akselin energiaväli on 1 keV.

5.4.1 Toistosimulaatioiden parametrien muutokset ja niiden suuruudet

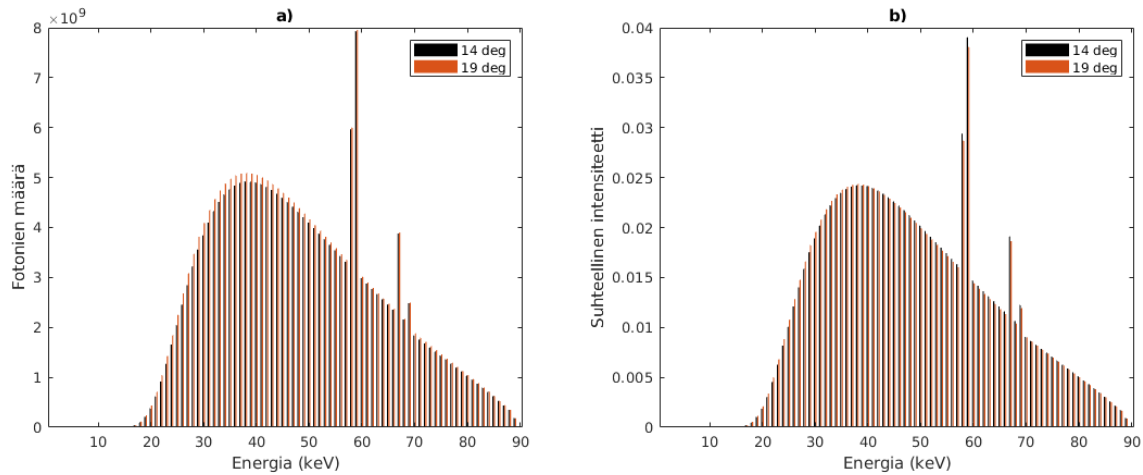
Ensimmäinen simulaatiossa muuttuva parametri on röntgenspektrin simuloinnissa käytetty kulma θ . Oletusarvon $\theta = 14^\circ$ lisäksi käytin kulmia $\theta = 9^\circ$ ja $\theta = 19^\circ$.

Kulmilla $\theta = 9^\circ$ ja $\theta = 14^\circ$ simuloidut spektrit ovat esitettynä kuvassa 23, josta nähdään, kuinka 14° :een spektrissä on enemmän fotoneja energiaväliä kohti kaikilla energioilla. Erityisesti pienen energian fotoneja on enemmän verrattuna kulman 9° spektriin sekä määrällisesti että suhteellisesti. Vaikka karakterististakin säteilyä on määrällisesti enemmän, on suhteellinen karakteristisen säteilyn määrä kulman 9° spektrissä kuitenkin suurempi.

Vastaavat erot toistuvat $\theta = 14^\circ$ ja $\theta = 19^\circ$ spektrien välillä, mikä havaitaan kuvasta 24. Erot ovat kuitenkin pienemmät erityisesti suhteellisen intensiteetin osalta.

Esineiden sijoittelun epävarmuuteen vastasin muuttamalla hoitopöydän päälle asetettujen vesisyntereiden ja PMMA-fantomein paikkaa pöydän suunnassa. Olin sijoittanut esineet mallissani mittauspäivänä ottamani valokuvan perusteella, joten arvioin 2,5 cm siirtojen kumpaankin suuntaan antavan riittävän arvion. Lisäksi havaitsin simulaation visualisoinnissa (kuva 22) esineiden sirottavan säteilyä voimakkaasti. Arvioin tämän mahdollistavan sen, että voimakkaasti absorboivaan tuikeainekerrokseen päätyisi vähemmän fotoneita, jolloin niiden olisi mahdollista päätyä tarkastelualueelle.

Lisäksi päätin muuttaa mallintamieni lyijylevyjen paksuudet 60 %:iin alkupe-



Kuva 24. SpekCalc-simulaation tuottamat spektrit skaalattuna (a) ja fotonimääriinsä suhteutettuina (b) kahdella eri kulmalla $\theta = 14^\circ$ ja $\theta = 19^\circ$.

räisistä arvoista 0,5 mm ja 1,5 mm. Uusiksi arvoiksi saatiin siis 0,3 mm ja 0,9 mm. Pysin tällä simuloimaan lyijysuojien dimensioiden mahdollista yliarviointia, sillä ne eivät olleet tiedossani. Simulaatiossa fotonit ja elektronit vuorovaikuttavat todennäköisemmin lyijyn kuin ilman kanssa. Tämän vuoksi on selvää, että hiukkasten vuorovaikutustodennäköisyys 0.5 mm paksun alueen läpi vähenee, kun hiukkanen kulkee matkasta 60 % lyijyssä ja 40 % ilmassa, verrattuna tilanteeseen, jossa koko matkalla on lyijyä. Ohentaminen suurentaa siis todennäköisyyttä sille, että lyijysuojiiin päätyneet hiukkaset läpäisevät lyijykerroksen keskimäärin vähemmällä määrällä vuorovaikutuksia, jolloin niiden on mahdollista päätyä tarkastelualueelle useammassa tapauksessa ja lisäksi keskimäärin suuremmalla energialla.

Oviaukon dimensioiden osalta sen korkeus ei ollut tiedossani, joten päätin myös tarkastella sen vaikutusta tulokseen. Odotin muutoksen olevan pieni, joten päätin muuttaa oviaukon korkeutta kymmenellä senttimetrillä pienemmäksi ja suuremmaksi. Päätin lisäksi tarkastella oviaukon leveyden vaikutusta, sillä lyijysermin peittävä osuus oviaukosta pieneni oviaukkoa levennettäessä ja päinvastoin. Muutin oviaukon leveyttä viidellä senttimetrillä kapeammaksi ja leveämmäksi, vaikka pidän oviaukon todellista leveyttä melko varmana tietona, sillä se perustui pohjapiirrokseen. Pysin varsinaisesti vastaamaan oviaukon leventämisellä lyijysermin paikan epävarmuuteen, sillä lyijysermin paikan luotettava systemaattinen muuttaminen olisi ollut mielestäni haastavampaa.

Koska hoitopöydän hiilikuiturakenteen tiheys ei ollut tiedossa, muutin myös sen arvoa 20 %:lla. Hoitopöydän pienemmän tiheyden myötä hiukkasten vuorovaikutusten

todennäköisyys pienenee hoitopöydän alueella, minkä arvioin lisäävän hiukkasten mahdollisuuksia sirota tarkastelualueelle.

C-kaaren mallista johtuen simulaatioon jäi epävarmuutta myös SID:n osalta. Röntgenputki saattoi todellisuudessa olla lähempänä pöytää malliin nähden, minkä lisäksi detektori saattoi olla kauempana pöydän esineistä. Havaitsin mallintamani detektorin CsI-tuikkeen absorboivan säteilyä tehokkaasti, joten päätin muuttaa myös SID:tä, jolloin sen kasvaessa röntgenfotonien matka pöydästä ja pöydällä olevista esineistä tuikkeen esineeseen kasvoi. Tämä aiheuttaa primäärikeilan hiukkasten vuorovaihtusmahdollisuuden kasvamisen ennen kuin ne päätyvät tehokkaasti absorboivaan tuikkeen esineeseen, jossa ne todennäköisesti luovuttavat kaiken energiansa. Suuremman välimatkan seurauksena hiukkasten on todennäköisempää sirota ilmasta ja mahdollisesti päätyä tarkastelualueelle. SID:tä oli puolestaan mahdollista pienentää vain 4,5 cm ennen kuin tuikkeen kerros asettui päällekkäin PMMA-fantomirenkään kanssa, joten asetin SID:n muutoksen suuruudeksi 4,5 cm kumpaankin suuntaan. Lisäksi muutin C-kaaren mallina toimivan alumiinikaaren paksuutta yhdellä senttimetrillä paksummaksi ja ohuemmaksi, minkä arvioin vaikuttavan säteilyn vaimenemiseen primäärikeilan läheisyydessä.

5.4.2 Parametrien epävarmuuden vaikutus tulokseen lineaarisena approksimaationa

Mikäli parametrin muuttaminen vaikuttaa merkittävästi tulokseen statistiseen virheeseen verrattuna, se nähdään toistosimulaatioiden tulosten kuvaajista. Muutoksen ollessa merkittävä simulaation tuottamien mittapisteiden kautta voidaan tehdä PNS-sovitusta virherajat huomioiden siten, että suora on selvästi laskeva tai nouseva. Mikäli suoraa ei voi sovittaa selvästi nousevaksi tai laskevaksi virherajat huomioiden, totean parametrin muutoksen vaikutuksen olevan pieniä statistiseen virheeseen verrattuna, enkä huomioi kyseistä parametriä virheanalyysissä.

Parametrien suhteellinen vaikutus simulaation tulokseen $E_{\text{dep,sim}}$ määräytyy määritettyjen PNS-suorien parametrikertoimien avulla. Tällöin simulaation tulos E_{dep} , vaikuttavat parametrit p_i ja vastaavat PNS-sovitusten normitetut kulmakertoimet k_i huomioiden, on muotoa

$$E_{\text{dep}}(p_1, \dots, p_n) = E_{\text{dep,sim}} \cdot (1 + k_1 \cdot p_1 + \dots + k_n \cdot p_n + C(p_1, \dots, p_n)), \quad (19)$$

missä $C(p_1, p_2, \dots, p_n)$ on parametrien välinen korrelaatiofunktio ja n parametrien määrä. Yhtälön 19 lineaarinen approksimaatio on muotoa

$$E_{\text{dep}}(p_1, \dots, p_n) \approx E_{\text{dep, sim}} \cdot (1 + k_1 \cdot p_1 + \dots + k_n \cdot p_n), \quad (20)$$

missä korrelaatiofunktio $C = 0$ tarkastelun helpottamiseksi.

6 Simulaatioiden tulokset ja niiden käsittely

Ajoin kaikki simulaatiot käyttäen matalan energian kirjastoa, sillä totesin sen sopivan simulaatioon huomattavasti paremmin kuin Geant4:n sähkömagneettinen standardikirjasto, joka ei tuottanut suurta etua simulaation keston suhteen. Esimerkiksi simulaatio tuhannesosalla yhden röntgenkuvan fotonimäärästä ($N_{\text{sim}} = N_{14^\circ}/1000$) kesti standardikirjastoa käyttäen noin 55 min ja matalan energian kirjastolla noin 64 min, kun ajot suoritettiin kolmella tietokoneen prosessorin ytimellä (Intel(R) Core(TM) i5-2400 CPU @ 3.10 GHz).

Standardikirjaston nopeus olisi hyödyttänyt enemmän oletusparametreillä ajetuissa simulaatioissa, joissa simuloitiin kymmenkertaisen hiukkasmäärän ($N_{\text{sim}} = N_{14^\circ}/100$). Totesin matalan energian kirjaston tuottavan tarkempia tuloksia, sillä sen fysiikkamallit huomioivat simulaation fotonien energia-alueen vuorovaikutukset tarkemmin. Matalan energian kirjastoa käyttäen yhdessä ajossa kesti kolmella ytimellä noin 11 tuntia ja neljällä noin 8 tuntia.

Suoritin hiukkasmäärällä $N_{14^\circ}/100$ kaksi ajoa oletusparametreillä, minkä jälkeen vaihdoin tarkastelualueen väliaineeksi CsI:n ja toistin ajon kaksi kertaa. Laskin tulosten keskiarvon $\overline{E_{\text{dep}}}$ ja lisäksi keskihajonnan $\sigma_{E_{\text{dep}}}$ käyttäen varianssin ominaisuuksia:

$$\begin{aligned}\sigma_{\overline{E_{\text{dep}}}}^2 &= \text{Var}(\overline{E_{\text{dep}}}) = \text{Var}\left(\frac{1}{2} \cdot (E_{\text{dep},1} + E_{\text{dep},2})\right) = \frac{1}{2^2} \text{Var}(E_{\text{dep},1} + E_{\text{dep},2}) \\ &= \frac{1}{2^2} (\sigma_{E_{\text{dep},1}}^2 + \sigma_{E_{\text{dep},2}}^2).\end{aligned}\quad (21)$$

Oletusparametreillä ajettujen $N_{\text{sim}} = N_{14^\circ}/100$ -tulokset virheineen ovat esitettynä taulukossa 4.

Simulaation statistisen virheen lisäksi arvioin simulaation eri parametrien vaikutukset toistosimulaatioiden avulla. Esitän seuraavaksi toistosimulaatioiden tulosten käsittelyn, minkä jälkeen palaan varsinaisen tuloksen virheen tarkentamiseen luvussa 6.2.

Taulukko 4. Absorboituneet annokset vesi- ja CsI-tarkastelualueella sekä statistinen virhe laskettuna yhtälöllä 21, kun $N_{\text{sim}} = N_{14^\circ}/100$.

Väliaine	E_{dep}
Vesi	$399 \pm 5 \text{ MeV}$
CsI	$553 \pm 5 \text{ MeV}$

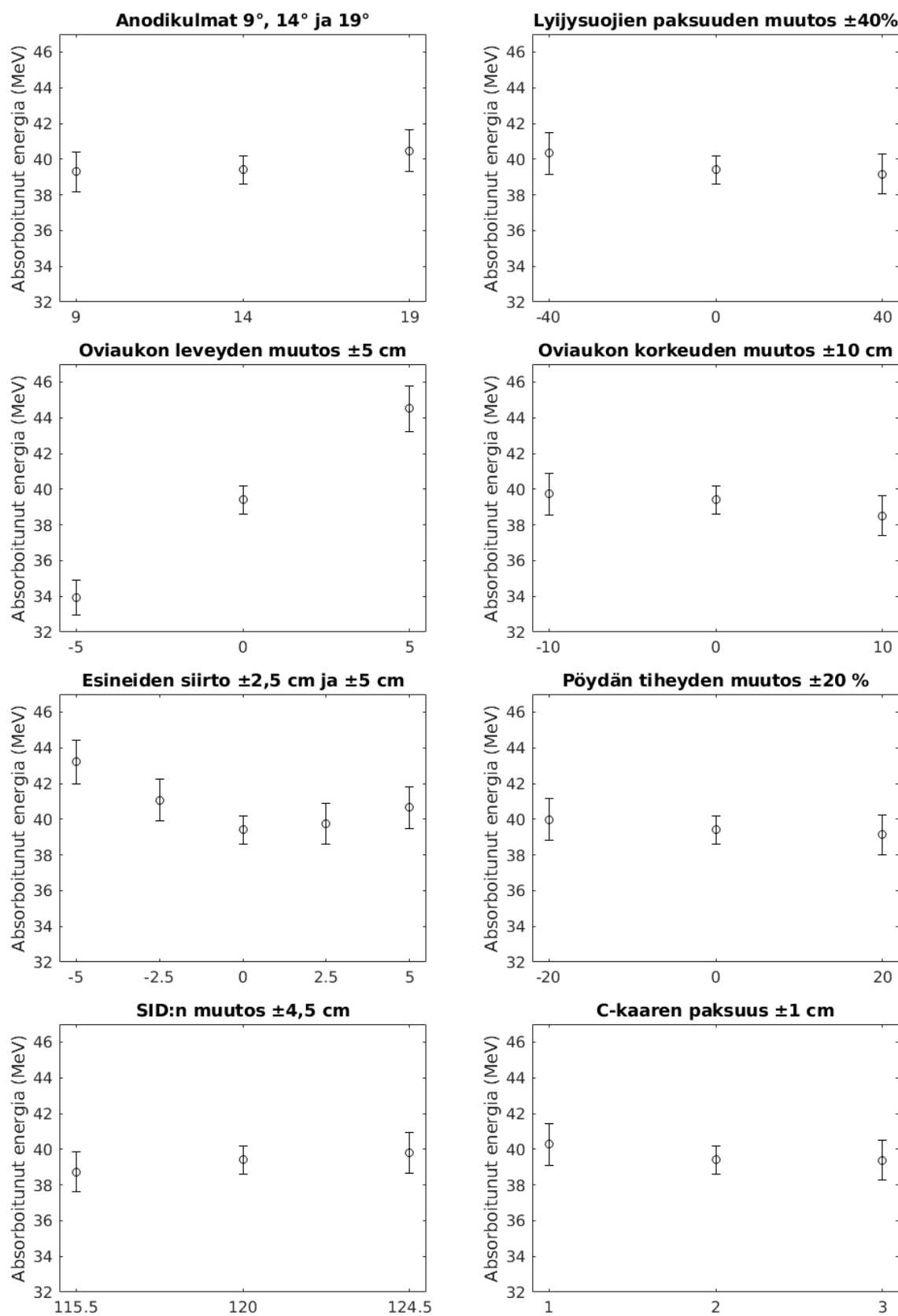
6.1 Toistoajojen tulokset ja herkkyysanalyysi

Toistosimulaatioita varten käytin tuhannesosaan pienennettyä fotonimäärää $N_{14^\circ}/1000$ simulaatioihin kuluvan ajan vähentämiseksi. Tuotin toistosimulaatioiden vertailukohdan ajamalla simulaation oletusparametreillä neljä kertaa. Tämän jälkeen toistin simulaation ajon jokaiselle parametrin muutokselle kaksi kertaa.

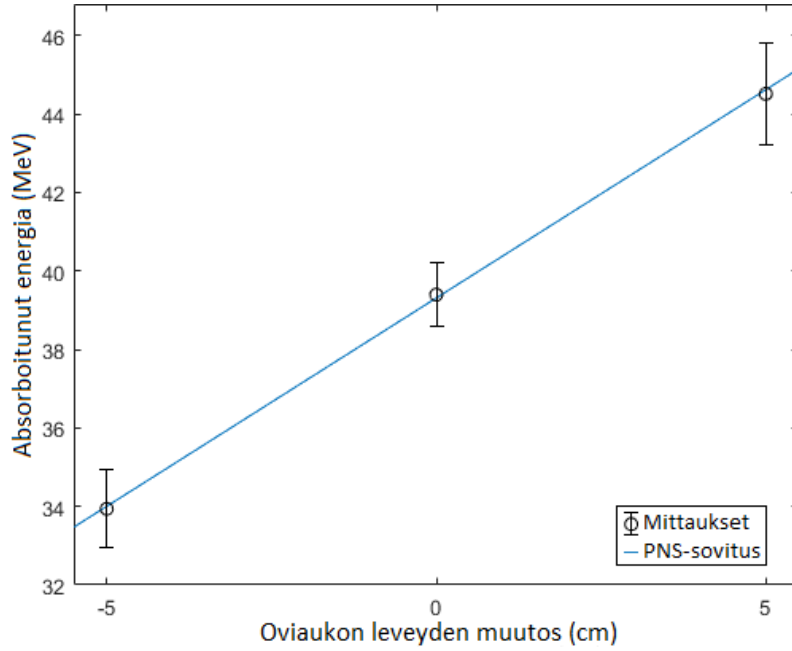
Hyväksyin tuloksen herkkyysanalyysiin ne parametrit, joiden muutosten myötä simulaation tuloksessa olisi nähtävissä jokin statistisen virheen rajojen ylittävä muutos. Jos parametrin muuttaminen järkeissä puitteissa ei tuottanut riittävää eroa tulokseen, totesin parametrin vaikutuksen pieneksi ja jätin sen herkkyysanalyysin ulkopuolelle. Toistosimulaatioiden tulokset eri parametrien muutoksille sekä vertailuarvolle ovat esitettyinä kuvan 25 kuvaajissa.

Simulaatioiden statistiikan puitteissa ainoaksi merkittäväksi muuttujaksi osoitautui oviaukon leveys. Pöydän esineiden osalta simuloin 2,5 cm siirtojen lisäksi 5 cm siirrot tarkastelun laajentamiseksi, sillä totesin 5 cm siirron mahdolliseksi. Tästä huolimatta siirtojen parametrin vaikutuksessa absorboituneeseen energiaan ei ollut näkyvässä selvää trendiä mittapisteiden luottamusvälit huomioiden. Muiden parametrien osalta tuloksessa ei tapahtunut suuria muutoksia statistisen virheeseen nähden, joten niiden vaikutusta en pystynyt määrittämään tällä statistiikan määrällä. Vaikutukset olisivat voineet tulla esille suurempien muutosten myötä, mutta muutokset eivät välttämättä olisi olleet realistisia.

Oviaukon leveyden parametrin x_{ovi} vaikutusta kuvaavan PNS-sovitetun suoran yhtälöksi sain $E_{\text{dep}}(x_{\text{ovi}}) = a + kx_{\text{ovi}} \approx 39,3 \text{ MeV} + 1,06 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \cdot x_{\text{ovi}}$, kun $x_{\text{ovi}} \in [-5 \text{ cm}, 5 \text{ cm}]$. Sovitus on esitetty kuvassa 26. Jaoin saadun kulmakertoimen k absorboituneen energian vertailuarvolla $E_{\text{dep,vert}}$, jolloin tulo parametrin arvon kanssa tuotti suhteellisen poikkeaman vertailuarvoon:



Kuva 25. Tarkastelualueelle absorboitunut annos toistosimulaatioissa.



Kuva 26. Esineiden siirtojen ja oviaukon leveyden muutosten mittapisteisiin sovitetut suorat. Suorat jatkuvat kuvassa määrittelyjoukkojensa ulkopuolelle.

$$\frac{k}{E_{\text{dep,vert}}} x_{\text{ovi}} = \kappa x_{\text{ovi}},$$

missä κ on suhteellinen vaikutuskerroin parametrille x_{ovi} .

Yhtälöä 20 soveltamalla sain absorboituneelle energialle x_{ovi} :n funktiona yhtälön

$$E_{\text{dep}}(x_{\text{ovi}}) = E_{\text{dep,sim}} \cdot (1 + \kappa \cdot x_{\text{ovi}}). \quad (22)$$

Parametrin epävarmuuden aiheuttaman suhteellisen virheen δE_{dep} määräsin soveltamalla yleistä virheen etenemislakia yhtälölle 22:

$$\begin{aligned} \delta E_{\text{dep}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial E_{\text{dep}}}{\partial x_{\text{ovi}}} \delta x_{\text{ovi}} \right)^2} \\ &= |(E_{\text{dep,sim}} \cdot \kappa \cdot \delta x_{\text{ovi}})|, \end{aligned} \quad (23)$$

missä δx_{ovi} ovat oviaukon leveyden mahdollinen virhe.

6.2 Statistisen virheen ja parametrien epävarmuuden yhdistäminen sekä vertailuarvon määrittäminen

Arvioin oviaukon leveyden epävarmuudeksi $\delta x_{\text{ovi}} = 3$ cm, jolloin sain yhtälöllä 23 virheeksi vedestä koostuvalle tarkastelualueelle

$$\delta E_{\text{dep,vesi}} \approx 33 \text{ MeV}$$

ja CsI-tarkastelualueelle

$$\delta E_{\text{dep,CsI}} \approx 45 \text{ MeV}.$$

Muodostan lopullisen arvon virheelle yhdistäen edellä lasketut virheet ja yhtälöllä 21 muodostetut statistiset virheet neliöllisesti, jolloin lopullisten virheiden ΔE_{dep} ja ΔE_{dep}^- yhtälöt ovat muotoa

$$\Delta E_{\text{dep}} = \sqrt{\sigma_{E_{\text{dep}}}^2 + (\delta E_{\text{dep}})^2}. \quad (24)$$

Laskin lopullisen tuloksen virheineen yhtälöllä 24 käyttäen taulukon 4 arvoja ja kirjasin tulokset taulukkoon 5.

Suhteutan edellä määrittämäni tulokset mittauspäivänä mitattuun säteilyannokseen, joka mitattiin 15 sekuntia kestävässä säteilytyksessä aikana säteilyannoksen kumulaationa. Säteilyannokseksi mittauksessa saatiin (4 ± 1) nGy, kun mittauksen aikana angiografialaiteella kuvattiin kuvasarja, jonka kuvaustaajuus oli 15 kuvaa sekunnissa. Näin ollen oletan kuvauksen aikana kuvattaneen 225 röntgenkuvaa. Jätän simulaation tuloksen skaalauksessa huomiotta mahdolliset poikkeavuudet kuvamäärässä mittausajan arvioinnin epävarmuuksista johtuen ja oletan röntgenputken kiihdytysjännitteen pulssituksen toimineen ideaalisesti kanttiaaltona sekä jännitteen heilahtelun suuruuden vakioksi.

Taulukko 5. Simulaation lopulliset tulokset vedestä ja CsI-tuikaineesta koostuville tarkastelualueille, kun $N_{\text{sim}} = N_{14^\circ}/100$.

Väliaine	E_{dep} MeV
Vesi	(399 ± 33)
CsI	(553 ± 45)

Taulukko 6. Määritetty säteilyannos tarkastelualueella ja sen vertailukohta.

D_{vesi}	(16 ± 2) nGy
D_{CsI}	(23 ± 2) nGy

Simulaatiossa tarkastelualueelle absorboitunut energia fotonimäärällä $N_{\text{sim}} = N_{14^\circ}/100$ vastaa yhtä sadasosaa siitä energiasta, joka absorboituu tarkastelualueella yhden röntgenkuvan kuvaamisessa. Lopullinen kerroin simulaation ja mittauksen välillä on näin ollen 22500.

Yleisestä virheen etenemislaita seuraa, että muunnoksen virhe saadaan jakamalla absorboituneen energian virhe vastaavasti tarkastelualueen massalla [47, kpl 5]. Määritin säteilyannokset yhtälöllä 4, kun vedestä koostuvan tarkastelualueen massa oli $m_{\text{vesi}} \approx 88$ kg.

Tarkastelualueen CsI-tuikaineeseen absorboitunutta energiaa hyödynsin säteilyannoksen ylärajan määrittämisessä. CsI absorboi säteilyä vettä voimakkaammin, ja Monte Carlo -menetelmän periaatteen mukaisesti tarkastelualueelle päätyy sama määrä säteilyä kummankin tarkastelualueen simulaatiossa. Tämän vertailukohdan määrittämiseksi, jaoin myös CsI-tarkastelualueelle absorboituneen annoksen veden massalla, vaikka simulaatiossa $m_{\text{CsI}} \approx 400$ kg. Kirjasin säteilyannokset taulukkoon 6.

7 Päätäntö

Säteilymittarilla mittaamani säteilyannos D_{mitt} lukematarkeus huomioiden oli (4 ± 1) nGy, joka on huomattavasti pienempi kuin simulaatiomenetelmällä saamani säteilyannokset $D_{\text{vesi}} = (16 \pm 2)$ nGy ja $D_{\text{CsI}} = (23 \pm 2)$ nGy. Vesifantomilla simuloitu tulos on siis noin nelinkertainen mitattuun tulokseen nähden. Lisäksi taulukon 6 perusteella CsI-tarkastelualueeseen absorboitui lähes 40 % enemmän energiaa kuin vesitarkastelualue.

Kokeellisen ja simuloidun tuloksen ero johtuu ensisijaisesti simulaatiomallin epätarkkuudesta. Pohdin tässä luvussa epätarkkuuksien eri lähteitä sekä Geant4:n soveltuvuutta säteilyannoksen arviointiin edellä mainituista lähtökohdista käsin.

7.1 Mallin epävarmuudet

Simulaatiomallin suurimmat epävarmuustekijät ovat simuloitu röntgenspektri ja mallinnettu geometria. Pohdin tässä osiossa niiden tärkeimpiä epävarmuustekijöitä ja lisäksi tuon esille mahdollisia keinoja enemmän todellisuutta vastaavan tuloksen saamiseksi vastaavissa simulaatioissa.

7.1.1 Mallinnettu röntgenspektri

Röntgenspektrin simulointi on geometrian epävarmuuden ohella merkittävin virhelähde tuloksen määrittämisessä, sillä fotonimäärällä on suora vaikutus tulokseen. Määrään suoraan vaikuttavia tekijöitä ovat spektrin simulaation parametrit sekä skaalauksessa arvioitu kenttäkoko. Todellisuudessa röntgenspektri suodatettiin 0,1 millimetrillä kuparia, mutta SpekCalc-ohjelman versiossa kuparisuodatusta ei ollut käytössä. Suodatuksen puuttuminen mahdollisti pienen energian fotonien (15–40 keV) poistumisen putkesta todennäköisemmin, kuin suodatuksen ollessa paikallaan, kuten kuvassa 5 on esitetty. Tämän vuoksi primäärisäteilyn intensiteetti oli varmasti yliarvioitu.

Toinen todennäköinen virhelähde on SpekCalc-simulaation parametrin θ arvo, jolle en saanut varmuutta. Suuremmalla kulmalla $\theta = 14^\circ$ simuloimani röntgenspektri

sisälsi 6 % enemmän fotoneja kuin spektri, jolle $\theta = 9^\circ$. Todellisuudessa kulman θ arvo saattoi olla suurempi kuin kumpikaan näistä, jolloin spektrin fotonimäärä saattaisi kasvaa edelleen kuten kuvissa 23 ja 24.

Säteilykentän mahdollinen epätasaisuus saatetaan huomioida diagnostisissa laitteissa siten, että Heel-efektin heikentämä säteilykentän puoli asetetaan kuvattavan alueen vähemmän vaimentavalle puolelle, mikäli asettelu on mahdollista [4, kpl 6]. Angiografialaitteella kuvataan sydämen verisuonia, jolloin säteilykentän intensiivisempi puoli on potilaan jalkojen puolella [4, kpl 6]. Digitaalisen kuvanmuodostuksen myötä kompensaatiossa voidaan käyttää myös laskennallisia metodeja [48]. Kyseisen laitteen kohdalla mahdollinen säteilykentän epätasaisuuden kompensointi ei ollut tiedossani.

Koska röntgenspektri on tärkeässä osassa simulaatiota, tulisi röntgenspektrin oikeellisuuden varmistamiseen käyttää tarvittaessa huomattavasti aikaa. Spektrien simulaatioon liittyviä tietoja voisi tiedustella suoraan laitevalmistajilta toivoen, että tietoja voidaan luovuttaa. Vaihtoehtoisesti laitevalmistajilta voisi tiedustella mitattuja tai simuloituja spektrejä suoraan, mikä tosin angiografialaitteen tapauksessa voi päättyä arvaukseksi, sillä kuvausarvojen kombinaatioita on erittäin suuri määrä. Mahdollisuuksien salliessa spektrin voisi myös mitata itse mittaustilanteen yhteydessä, jolloin todellisen sekä simuloidun spektrin eroja voisi tarkastella ja, tapauksesta riippuen, suorittaa sopivia approksimaatioita.

7.1.2 Mallinnettu geometria

Koska toimenpidehuoneen yksinkertaisesta mallista puuttui paljon siellä oikeasti olevia esineitä (pöytiä, hyllyjä, monitoreita yms.), oli röntgenfotonien mahdollista kulkea simulaation mallinnetussa geometriassa pidempiä matkoja vuorovaikuttamatta minkään ilmaa voimakkaammin vaimentavan väliaineen kanssa. Tämän vuoksi on mielestäni selvää, että primäärikeilan fotonit siroavat tarkastelualueelle keskimäärin suuremmalla energialla todelliseen tilanteeseen verrattuna, vaimentavan väliaineen määrän ollessa simuloidussa geometriassa pienempi.

Toimenpidehuoneen muiden huonekalujen puuttumisen vaikutusta voisi mahdollisesti arvioida simulaatiossa esimerkiksi sijoittamalla huoneen malliin ylimääräisiä objekteja, joiden materiaaleina olisi esimerkiksi yleisiä huonekalujen metalleja ja muoveja. Mikäli sijoittelu toteutettaisiin satunnaisesti ja simulointi automatisoitaisiin, voisi säteilyä vaimentavan ja sirottavan materiaalin lisäämisen vaikutusta arvioida no-

peillakin simulaatioilla. Tällöin olisi tosin hyvä varmistua, etteivät satunnaissijoitetut objektit asetu päällekkäin muiden objektien kanssa. Tässä voisi käyttää esimerkiksi menetelmää, jossa satunnaisuutta rajoitetaan sopivasti määräämällä ennakkoon koordinaatit, joihin objektit sijoitetaan. Tällöin osa satunnaisuudesta kumminkin säilyisi ja päällekkäisyyksien välttäminen onnistuisi objektien kokoa rajoittamalla.

Huoneen rakenteet ja muut objektit oli mahdollista sijoittaa mallissa täysin vapaasti, joten simulaation geometriaa luodessa tuli kiinnittää huomiota siihen, etteivät objektit tai niiden osat ole päällekkäin toistensa kanssa. Hiukkasten liikkeiden mallinnuksessa alueella, jossa kaksi objektia ovat päällekkäin, jää hiukkaselle mahdollisuus vuorovaikuttaa toisen päällekkäisen objektin kanssa, selvittyään ilman vuorovaikutuksia ensimmäisen kanssa, jolloin tilanne ei vastaa todellisuutta. Tarkempi pohjapiirustuksen tulkinta luonnollisesti mahdollistaa tarkemman geometrian määrityksen.

Lähtökohtaisesti seinien dimensioiden määrittäminen siten, että yksi pikseli vastasi n. 1,67 cm (1 m/60 px), teki päällekkäisyyden syntymisestä melko todennäköistä. Pysin poistamaan pahimmat päällekkäisyydet, mutta päätin sallia alle 5 cm toistensa sisään ulottuvat päällekkäiset alueet koko seinien korkeuden tai leveyden matkalla. Tein tämän päätöksen, koska päällekkäisyyksien toteaminen oli hyvin aikaa vievää, eikä syntynyttä päällekkäisyyttä välttämättä saanut korjattua kerralla. Lisäksi havaitsin, että päällekkäisyyden poistaminen saattoi johtaa siihen, että objektien välissä on rako, jossa ei ole mitään. Tällöin sopivasti sironnut fotoni voisi päätyä seinän ohi merkittävää vuorovaikutustodennäköisyyttä, mikä ei myöskään ole toivottavaa.

Kiinnitin erityisesti huomiota päällekkäisyyksien poistamiseen primäärikeilan läheisyydestä, sillä lähes jokaisella simuloitulla hiukkasella on merkittävä mahdollisuus vuorovaikuttaa näiden objektien kanssa. Jätin potilaspöydän ja sen päällä olevien esineiden väliin visualisoinnissa silmämääräisesti varmistettavissa olevan raon, jonka suuruudeksi soveltui 0,3 cm. Lisäksi varmistin silmämääräisesti, että simuloimani detektorilevy oli hieman irti C-kaaren mallinnetusta metalliosasta suurella SID-arvolla, ja että radiologia suojaavia lyijyliuskoja edustavat lyijylevyt eivät olleet päällekkäin potilaspöydän levyn tai C-kaaren kanssa.

Röntgenputken mallinnus tehtiin täysin silmämääräisen tarkastelun perusteella, joten mikäli putki simuloitiin liian suurena, se saattaa vaimentaa säteilyä huomattavasti enemmän kuin todellisuudessa. Putken malli eroaa lisäksi materiaalien perusteella, sillä hyväksyin malliin mukaan määriltään suurimmat metalliosat,

mutta seoksen tiheys oli kuitenkin merkittävän suuruinen vaimentaakseen simuloidut röntgensäteet tehokkaasti. Todellisuudessa putken eri osat vaimentavat eri voimakkuuksilla, joten putken vaimennus saattaa olla jostain kohtaa paljon voimakkaampi kuin todellisuudessa. Lisäksi röntgenputken ja C-kaaren väliin jäi pieni rako, josta takaisinsironneen säteilyn on mahdollista päätyä lattiaan. Putkesta puuttuivat myös päädyt, jolloin röntgensäteiden on mahdollista sirota putken z-akselin suuntaisesti vuorovaikuttamatta putken mallin kanssa. Pidän kuitenkin röntgenputken tärkeimpänä tehtävänä vaimentaa hoitopöydästä takaisin sironneita säteitä, ja mielestäni on tärkeintä, että mallissa putki kattaa osansa avaruuskulmasta takaisinsironnan lähtöpisteestä (hoitopöydän alapinnasta) katsottuna.

Pöydän alla siroavan säteilyn vaimentamisen kannalta kenties olennaisin puuttuva geometrinen muoto on hoitopöydän jalka, joka oli ympäröity muovihaitarilla pöydän liikkeen sallimiseksi. En saanut selville pöydän varsinaisia tukirakenteiden, tai niitä liikuttavien moottoreiden, dimensioita, joten päätin jättää pöydän jalan mallintamatta kokonaan. Tarkastelualueelta katsottuna pöydän jalka ei näkynyt toimenpidehuoneen oviaukosta, joten todellisuudessa jalasta suoraan tarkastelualueelle siroavien säteiden tulisi läpäistä aulatilan ja toimenpidehuoneen välinen betoniseinä osallistuakseen tarkastelualueen säteilyannokseen. Sen sijaan jalan puuttuminen mahdollistaa säteiden siroamisen suoraan toimenpidehuoneen ja aulatilan väliseen seinään, jolloin näillä säteillä on mahdollista sirota tarkastelualueelle. Jalan puuttuminen ei siis poista mitään olennaista mahdollisuutta säteilyannoksen aiheutumiselle, mutta todellista vaikutusta on hankala arvioida luotettavasti.

7.1.3 Tarkastelualueen määrittely

Mallinnettua geometriaa tarkastelemalla (kuva 14) on selvää, että fotonien tulisi kokea ainakin yksi vuorovaikutus enemmän päätyäkseen tarkastelualueen takaosaan sen jälkeen, kun ne ovat päätyneet ohjaushuoneeseen oviaukon kautta. Tämän vuorovaikutuksen seurauksena fotonien on mahdollista myös sirota jonnekin muualle ja niiden energia on todennäköisesti pienempi kuin ennen vuorovaikutusta. Tästä johtuen tarkastelualueelle päätyneiden fotonien vuorovaikutuksista suurin osa tapahtui sillä puolella tarkastelualueetta, joka oli toimenpidehuonetta ja ohjaushuonetta yhdistävän oviaukon puolella.

Tarkempi tarkastelualueen toteutus olisi voinut pohjautua ihmisen pinta-alaan esimerkiksi siten, että tarkastelualueen pinta-ala fotonivuon suunnasta katsottuna

olisi ollut suurin piirtein yhtä suuri kuin ihmisen pinta-ala samasta suunnasta. Tätä lähestymistapaa hyödyntäessä olisi hyvä lisäksi tarkastella oviaukon säteilyvuota tarkemmin, mikäli tarkastelualueen muoto ei suoraan muistuttaisi ihmistä. Simulaatiossa, jossa arvioidaan työntekijälle aiheutuvaa säteilyannosta, voisi esimerkiksi käyttää tarkastelualueena ihmisen muotoista vesipatsasta. Pitkälle vietynä kyseinen malli voisi mahdollistaa lisäksi työntekijälle aiheutuvan ekvivalenttiansiannon määrittämisen. Vastavuutta todelliseen tilanteeseen tulisi tässäkin tapauksessa arvioida erikseen.

7.1.4 Säteilyn vuorovaikutusten mallinnus

Vaikka hiukkasen kuljettamisen Monte Carlo -menetelmät ovat approksimaatioita, on niiden osuus simulaation tuloksen virheessä mielestäni mitättömän pieni muihin virhelähteisiin verrattuna. Mallien toimintaperiaatteet selvennetään lähteessä [19], jossa myös kerrotaan mallien suhteutuksista kokeellisiin havaintoihin. Lisäksi työkalun käytön yleisyys puhuu sen toimivuuden puolesta.

Vastuu oikean fysiikkakirjaston valinnasta on itse käyttäjällä. Valintani käyttää matalan fysiikan kirjastoa vain viimeisen tuloksen määrittämisessä ja standardikirjastoa vain parametrien muutosten vaikutusten karkeassa määrittämisessä on mielestäni oikea, sillä muutosten tarkoitus oli vain hahmottaa parametrien muutosten vaikutusten kokoluokka.

7.1.5 Simulointimenetelmät ja mallin epävarmuudet säteilyannoksen yleisten arviointiperiaatteiden näkökulmasta

Ihmiselle ja ympäristölle aiheutuva säteilyannos tulee arvioida aina siten, että todellisuudessa aiheutuva säteilyannos on arvioitua pienempi. Tällöin arvioidun säteilyannoksen täyttäessä sille asetetut vaatimukset, voidaan varmistua siitä, että kyseiset kriteerit täyttyvät myös todellisuudessa aiheutuvan säteilyannoksen kohdalla. Arvioin simulaationi tuottaneen todennäköisesti todellista tilannetta suuremman säteilyannoksen tarkastelualueella, mutta vaikutusta on kuitenkin mielestäni mahdotonta arvioida tarkasti ilman uusia simulaation toistoja tarkemmalla geometrialla.

Simulaation vapaa toteutus mahdollistaa esimerkiksi sen parametrien muuttamisen täysin mielivaltaisesti. Muutosten myötä voi olla mahdollista arvioida henkilöiden tai ympäristön säteilyannoksen suuruutta esimerkiksi poikkeavissa tilanteissa tai pitkällä aikavälillä useiden eri parametrien asetusten summana.

Angiografialaitteen tapauksessa laitteen automatiikka vastaa kuvausarvoista (putkivirta ja kiihdytysjännite), jolloin vastaavan tuloksen tuottamiseen simuloimalla tarvittaisiin useita eri spektrejä. Totesin työssäni tällaisen toteutuksen olevan hyvin työlästä Geant4:llä. Tuntemattoman säteily-spektrin tapauksessa voisi vastaisuudessa lähteä liikkeelle vielä varmemmin yliarvioidulla säteily-spektrillä, ja tarkentaa arviota vain, jos säteilyn käytön kriteerit eivät täyty.

7.2 Johtopäätökset

Simuloimalla tuotetut mitattua säteilyannosta vastaavat arvot olivat selvästi suurempia kuin mitattu tulos, mutta arvojen kokoluokka oli kuitenkin sama. Ero johtuu pääosin simulaatiomallin epävarmuuksista erityisesti röntgenspektrin kohdalla, eikä niinkään fysiikan mallien tai Monte Carlo -menetelmän ominaisuuksista. Tulosten välinen ero oli odotettavissa erityisesti siksi, että simuloitu röntgenspektri sisälsi todellista enemmän fotoneja kuparisuodatuksen puuttumisen myötä. Spektrin tarkempi simulointi mittauspäivän mukaisesti pienentäisi fotonimäärää ja näin ollen myös tulosta. Lisäksi simuloitujen hiukkasten oli vaikeampi päätyä simulaatiossa tarkastelualueelle, suuren osan toimenpidehuoneen vaimentavan materiaalista puuttuessa.

Simulaatiomallin geometrian kehittäminen vastaamaan todellista tilannetta tutkielman toteutusta yksityiskohtaisemmin vaatisi tarkemmat lähtötiedot kaikista toimenpidehuoneen huonekaluista ja muista esineistä. Riittävän tarkkuuden rajan määrittäminen sekä tuloksen kannalta merkittävien esineiden tai huonekalujen nimikointi voi olla vaikeaa etukäteen. Esineiden ja huonekalujen osalta haasteeksi voi myös osoittautua niiden sijaintien muuttuminen hoitotyötä tekevien henkilöiden toimesta säteilytyön aikana. Simulaation tekijä määrittää mallinnettavan geometrian osat tarkasti ja vapaasti, mutta todellisessa tilanteessa vastaava päätös ei välttämättä osoittaudu tarkoituksenmukaiseksi esimerkiksi hoitotyön sujuvuuden kannalta. Totean erityisesti, että riittävien lähtötietojen kokoaminen vaatii tekijältä hyviä tiedonlähteitä (esimerkiksi laitevalmistajat), ammattitaitoa ja kommunikointikykyä säteilytyötä tekevien henkilöiden kanssa.

Pohdintani tuloksen perusteella totean Geant4:n soveltuvan säteilyannoksen arviointiin tutkielmani tilannetta vastaaviin tapauksiin tapauskohtaisesti. Edellytyksenä pidän hyvää lähtötietojen saatavuutta, Geant4-työkalun hyvää osaamista ja sitä, että tilanne on varsin monimutkainen muilla keinoin arvioitavaksi. Todellista

tilannetta vastaava tarkka tulos voi olla tällä menetelmällä todella haastavaa, mutta menetelmä sopii hyvin esimerkiksi säteilyannoksen kokoluokan tai ylärajojen arviointiin. Tällöin toteutuksessa on kuitenkin varmistettava arviointien kohtuullisuudet, ja että kaikki säteilyn käytölle asetetut kriteerit täyttyvät.

Käyttäjän tulee käyttää Geant4:n ominaisuuksia oikein luotettavan tuloksen saamiseksi. Toimivan simulaation voi rakentaa, vaikka simulaation osa-alueet olisivat puutteellisia esimerkiksi fysiikkakirjastojen tai tuloksen määrittämisen osalta. Geant4-lähdekoodi sisältää useita esimerkkejä, joita voi käyttää oman simulaation pohjana. Lisäksi sovelluskehittäjän opas [40] kattaa useat kirjaston osa-alueet. Itse koin Geant4:n käytön haastavana, mikä mahdollisesti johtuu C++:n pirstaleisesta rakenteesta.

Simulaation analyysimenetelmiä voisi parantaa lukuisin eri keinoin, sillä Geant4 tarjoaa laajentamiselle runsaasti mahdollisuuksia. Lisäksi sillä voidaan toteuttaa lukuisia muitakin tarkasteluja koskien esimerkiksi säteilyn jakautumista huoneessa tai tarkastelualueelle sironneen säteilyn energian kartoittamista. Pitkäaikaisessa käytössä olevan säteilyn käytön tilan onnistunut mallinnus voi mielestäni avata lukuisia mahdollisuuksia tilassa työskentelevien henkilöiden säteilyaltistuksen arviointiin pitkällä aikavälillä.

Lähteet

- [1] S. Agostinelli ym. ”Geant4—a simulation toolkit”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), s. 250–303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [2] STUK. *Säteilylähteiden käyttötilojen suunnittelu. ST 1.10*. Säteilyturvakeskus, 2011. URL: <https://www.stuklex.fi/fi/ohje/ST1-10> (viitattu 15. 11. 2018).
- [3] J. Seco ja F. Verhaegen. *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. Imaging in Medical Diagnosis and Therapy. Taylor & Francis, 2013. ISBN: 978-1-4665-0794-4.
- [4] J. T. Bushberg ym. *The Essential Physics of Medical Imaging*. 3. painos. Lippincott Williams & Wilkins, 2012. ISBN: 978-0781780575.
- [5] E. Storm ja H. I. Israel. *Photon Cross Sections from 0.001 to 100 MeV for Elements 1 through 100*. Technical Report LA-3753. Los Alamos Scientific Lab., New Mexico, 1967. DOI: 10.2172/4583232.
- [6] D. Poole. *X-ray absorption edges, characteristic X-ray lines and fluorescence yields*. National Physics Laboratory. 2018. URL: http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic_and_nuclear_physics/4_2/4_2_1.html (viitattu 15. 11. 2018).
- [7] Journey234. *Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung durch Abbremsung eines schnellen Elektrons in dem Coulombfeld eines Atomkerns (schematische Darstellung)*. Wikimedia Commons. 2007. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Bremsstrahlung.svg> (viitattu 13. 11. 2018).
- [8] Kieranmaher. *X-ray energy spectrum for a tungsten anode*. Wikimedia Commons. 2001. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:XrSpectrumWanode.jpg> (viitattu 14. 11. 2018).

- [9] C. J. Martin. "The importance of radiation quality for optimisation in radiology". *Biomedical Imaging and Interventional Journal* (2007). DOI: 10.2349/biiij.3.2.e38.
- [10] Kieranmaher. *The X-ray energy spectrum generated by an X-ray tube*. Wikimedia Commons. 2001. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:XrtSpectrum.jpg> (viitattu 14. 11. 2018).
- [11] P. M. C. Oliveira ym. "Uniformity and Field Size of Filtered X-ray Beams". Teoksessa: *2007 International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2007*. Syyskuu 2007. ISBN: 978-85-99141-02-1. eprint: https://www.ipen.br/biblioteca/cd/inac/2007/pdf_dvd/E02_1424.pdf. (Viitattu 12. 01. 2019).
- [12] Kieranmaher. *Illustration of the origin of the Heel Effect*. Wikimedia Commons. 2001. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:HeelEffect.jpg> (viitattu 14. 11. 2018).
- [13] wikipedia:User:ChumpusRex. *Simplified schematic of a rotating anode X-ray tube envelope and housing*. Licence: GFDL (<http://www.gnu.org/copyleft/fdl.html>) or CC-BY-SA-3.0 (<http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>). Wikimedia Commons. 2006. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Xraytubeinhousing_commons.png (viitattu 14. 11. 2018).
- [14] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*. 2. painos. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. Luku 2. DOI: 10.1007/978-3-642-57920-2.
- [15] *Schematic depiction of Compton scattering*. Lisenssi: CC BY-NC-SA 4.0. MIT OpenCourseWare. 2006. URL: <https://www.flickr.com/photos/mitopencourseware/4706061251/in/gallery-63227125@N07-72157626787653378/> (viitattu 17. 11. 2018).
- [16] M. J. Cooper. "Compton scattering and electron momentum determination". *Reports on Progress in Physics* 48.4 (1985), s. 415. URL: <http://stacks.iop.org/0034-4885/48/i=4/a=001> (viitattu 17. 11. 2018).
- [17] NIST. *Water. Gas phase ion energetics data*. National Institute of Standards and Technology. 2018. URL: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7732185&Mask=20> (viitattu 22. 11. 2018).

- [18] STUK. *Säteilyaltistuksen enimmäisarvojen soveltaminen ja säteilyannoksen laskemisperusteet. ST 7.2.* html-sivu. Säteilyturvakeskus, 2014. URL: <https://www.stuklex.fi/fi/ohje/ST7-2> (viitattu 18.11.2018).
- [19] *Geant4 – a simulation toolkit. Physics Reference Manual, Release 10.4.* Geant4 Collaboration. 2017. URL: <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf> (viitattu 19.11.2018).
- [20] Geant4.10. *G4EmStandardPhysics Class Reference.* Geant4-dokumentaatio. 2013. URL: <http://www.apc.univ-paris7.fr/~franco/g4doxy/html/classG4EmStandardPhysics.html> (viitattu 20.11.2018).
- [21] Geant4.10. *G4EmLowEPPhysics Class Reference.* Geant4-dokumentaatio. 2014. URL: http://www.apc.univ-paris7.fr/~franco/g4doxy4.10/html/class_g4_em_low_e_p_physics.html (viitattu 20.11.2018).
- [22] K. S. Krane. *Modern Physics*. 3. painos. John Wiley & Sons, Inc., 2012, s. 411. ISBN: 978-1118061145.
- [23] J. Stepanek. ”Electron and positron atomic elastic scattering cross sections”. *Radiation Physics and Chemistry* 66.2 (2003), s. 99–116. DOI: 10.1016/S0969-806X(02)00386-9.
- [24] gcosmo. *Geant4 10.5.0.beta source tree.* Geant4-lähdekoodi, fysiikkakirjastot. 2018. URL: https://github.com/Geant4/geant4/tree/master/source/physics_lists/constructors/electromagnetic/src (viitattu 20.11.2018).
- [25] D. E. Cullen. *Electron and Photon Interaction Cross Sections.* 2014. URL: <https://www-nds.iaea.org/epics2014/> (viitattu 20.11.2018).
- [26] V. N. Ivanchenko ym. ”Geant4 models for simulation of multiple scattering”. *Journal of Physics: Conference Series* 219.3 (2010). URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/219/i=3/a=032045> (viitattu 12.01.2019).
- [27] W. T. Scott. ”The Theory of Small-Angle Multiple Scattering of Fast Charged Particles”. *Rev. Mod. Phys.* 35 (2 huhtikuu 1963), s. 231–313. DOI: 10.1103/RevModPhys.35.231.
- [28] J. Apostolakis ym. ”Progress in Geant4 Electromagnetic Physics Modelling and Validation”. *Journal of Physics: Conference Series* 664.7 (2015). URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/664/i=7/a=072021> (viitattu 12.01.2019).

- [29] LEEP. *Low Energy Electromagnetic Physics - Overview*. The Geant4 Low Energy Electromagnetic Physics Working Group. 2018. URL: <https://new-geant4-dev.web.cern.ch/node/1616> (viitattu 21. 11. 2018).
- [30] S. T. Perkins ym. *Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z = 1-100*. Technical report UCRL-50400 Vol. 30. Lawrence Livermore National Laboratory, 1991. URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/10121422> (viitattu 12. 01. 2019).
- [31] Philips. *Advanced interventions in your lab*. 2010. URL: <http://snoweverestmm.com/pdf/CATHLAB/Allura.pdf> (viitattu 26. 11. 2018).
- [32] Philips. *ROT-GS 1004 MRC xxx xxxx, Recycling passport*. Philips Medical Systems DMC GmbH, 2006. URL: http://incenter.medical.philips.com/doclib/enc/5065276/MRC_200_0407_ROT_GS_1004_Passport.pdf%3ffunc%3ddoc.Fetch%26nodeid%3d5065276 (viitattu 15. 11. 2018).
- [33] NIST. *Fundamental Physics Constants. Avogadro constant*. National Institute of Standards and Technology. 2018. URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?na> (viitattu 15. 11. 2018).
- [34] NIST. *Composition of Materials used in STAR Databases*. National Institute of Standards and Technology. 2018. URL: <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl> (viitattu 15. 11. 2018).
- [35] NIST. *Chemistry WebBook, SRD 69. Species Data by Molecular Weight*. National Institute of Standards and Technology. 2018. URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/mw-ser/> (viitattu 15. 11. 2018).
- [36] *Modern Fluoroscopy Imaging Systems*. American College of Radiology, Radiological Society of North America, American Society of Radiological Technologists and American Association of Physicists in Medicine. 2018. URL: <https://www.imagewisely.org/Imaging-Modalities/Fluoroscopy/Modern-Imaging-Systems> (viitattu 23. 11. 2018).
- [37] E. L. Nickoloff ym. *Cardiac Catheterization equipment performance*. AAPM Report no. 70. American Association of Physicists in Medicine, 2001. URL: <https://www.aapm.org/pubs/reports/detail.asp?docid=69> (viitattu 26. 11. 2018).

- [38] L. V. Korsfeldt ja M. Tais. ”The Effects of a Carbon Fiber Table Top on Radiation Dose and Image Quality During Fluoroscopy”. MSc Thesis. KTH, School of Technology and Health (STH), Medical Engineering, 2014. URL: <http://www.diva-portal.org/smash/record.jsf?pid=diva2%3A851525&dswid=3418> (viitattu 26. 11. 2018).
- [39] M. L. Minus ja S. Kumar. ”The processing, properties, and structure of carbon fibers”. *The Journal of The Minerals, Metals & Materials Society (TMS)* 57.2 (2005), s. 52–58. DOI: 10.1007/s11837-005-0217-8.
- [40] *Geant4 – a simulation toolkit. Book For Application Developers*. Release 10.4. Geant4 Collaboration. 2017. URL: <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForAppliDev.pdf> (viitattu 22. 11. 2018).
- [41] ”Chapter Three - The Mean Excitation Energy of Atomic Ions”. Teoksessa: *Concepts of Mathematical Physics in Chemistry: A Tribute to Frank E. Harris - Part A*. Toim. J. R. Sabin ja R. Cabrera-Trujillo. Vol. 71. Advances in Quantum Chemistry. Academic Press, 2015, s. 29–40. DOI: 10.1016/bs.aiq.2015.02.001.
- [42] DesignerData. *PMMA*. 2018. URL: <http://www.designerdata.nl/plastics/thermo+plastics/PMMA> (viitattu 15. 11. 2018).
- [43] G. G. Poludniowski ja P. M. Evans. ”Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part I. Electron penetration characteristics in x-ray targets”. *Medical Physics* 34.6 (), s. 2164–2174. DOI: 10.1118/1.2734725.
- [44] G. G. Poludniowski. ”Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part II. X-ray production and filtration in x-ray targets”. *Medical Physics* 34.6 (), s. 2175–2186. DOI: 10.1118/1.2734726.
- [45] G. Poludniowski ym. ”SpekCalc : a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes”. *Physics in Medicine & Biology* 54.19 (2009). DOI: 10.1088/0031-9155/54/19/N01.
- [46] D. B. Thomas ja W. Luk. ”Estimation of sample mean and variance for Monte-Carlo simulations”. Teoksessa: *2008 International Conference on Field-Programmable Technology*. Joulukuu 2008, s. 89–96. DOI: 10.1109/FPT.2008.4762370.

- [47] J. R. Taylor. *An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements*. 2. painos. 1997. Luku 6, s. 101–102. ISBN: 978-0935702750.
- [48] Y. Yu ja J. Wang. "Heel effect adaptive flat field correction of digital x-ray detectors". *Medical Physics* 40.8 (2013). DOI: 10.1118/1.4813303.

A SpekCalc-ohjelman pääikkuna

Selected Spectrum:

90kVp 94deg 1000Alr 3Al

Remove

Show All Spectra

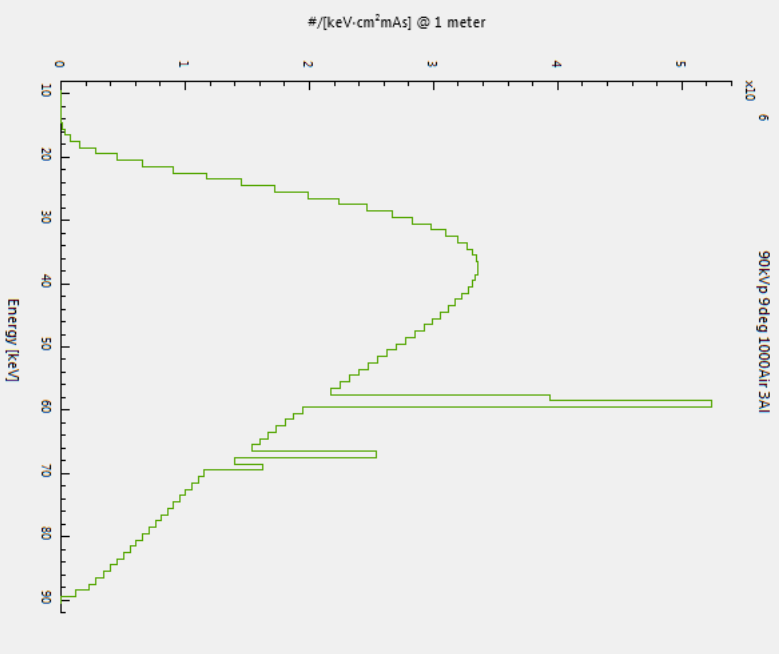
Peak Energy (TO):	90	keV
Minimum Energy (hVMin):	9	keV
Energy Bin (Dhv):	1	keV
Theta (th):	9	Degree
Air Thickness (t_Air):	1000	mm
Beryllium Thickness (t_Be):	0	mm
Aluminium Thickness (t_Al):	3	mm
Copper Thickness (t_Cu):	0	mm
Tin Thickness (t_Sn):	0	mm
Tungsten Thickness (t_W):	0	mm
Tantalum Thickness (t-Ta):	0	mm
Water Thickness (t_Wa):	0	mm
Titanium Thickness (t_Ti):	0	mm
Graphite Thickness (t_G):	0	mm
Nf:	0.68	(0.68 default)
P:	0.33	(0.33 default)

Comment:

1st HVL (Al):	3.52	mm	Mean Energy:	47.8	keV
2nd HVL (Al):	5.22	mm	Effective Energy (Al):	35.8	keV
HVL/HVL2 (Al):	0.675	-	Effective Energy (Cu):	36.9	keV
1st HVL (Cu):	0.127	mm			
2nd HVL (Cu):	0.233	mm			
HVL/HVL2 (Cu):	0.544	-			

Bremsstrahlung output: 63.72 $\mu\text{Sv/mAs}$ @ 1 meter

Characteristic output: 1.887 $\mu\text{Sv/mAs}$ @ 1 meter



Calculate

View Data

SpekCalc-ohjelman [43–45] ilmaisversion pääikkuna. Kuvassa vasemmalla näkyvät ohjelmaan syötettävissä olevat parametrit, ja parametrien tuottaman spektrin kuvaaja näkyy oikealla.