

Tuikeilmaisien fuusiotuotteiden beetamerkkaukseen – ilmaisimen rakentaminen ja testaus

Pro gradu -tutkielma, 30.6.2020

Tekijä:

HENNA JOUKAINEN

Ohjaajat:

JAN SARÉN

PANU RUOTSALAINEN



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIIKAN LAITOS

© 2020 Henna Joukainen

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

Joukainen, Henna

Tuikeilmaisain fuusiotuotteiden beetamerkkaukseen – ilmaisimen rakentaminen ja testaus

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2020, 66 sivua

Tässä pro gradu -tutkielmassa on rakennettu ja testattu paikkaherkkä tuikeilmaisain ydinrakenefysiikan kokeellista tutkimusta varten. Ydinten rakennetta ja ominaisuuksia tutkiessa mielenkiinto kohdistuu usein eksoottisiin ytimiin, joita voidaan tuottaa fuusio-höyrystysreaktioissa. Näissä reaktioissa mielenkiinnon kohteena olevia ytimiä syntyy monesti kuitenkin vain häviävän pieni määrä, ja kyseiset ytimet ovat tavallisesti olemassa vain sekunnin murto-osan ennen kuin ne hajoavat. Tällöin niiden havaitsemiseen tarvitaan herkkiä mittaus- ja ilmaisinsysteemejä.

Tämän tutkielman ilmaisinta käytetään havaitsemaan fuusio-höyrystysreaktiossa syntyvien $N = Z$ -linjan lähellä olevien ytimien hajoamisissa syntyviä beetahiukkasia eli ns. beetamerkkaukseen (eng. *Recoil-Beta Tagging*) MARA-rekyylierottimen fokus-
tasolla. Uusi ilmaisain koostuu kahdesta rivistä erikokoisia tuikesauvoja, jolloin sen läpi kulkeutuvan beetahiukkasen energia ja paikka voidaan selvittää. Tutkielmassa ilmaisimen toimintaa on testattu eri säteilylähteiden avulla, minkä lisäksi myös ilmaisimen gammaläpinäkyvyyttä ja yksittäisen sauvan ominaisuuksia on tarkasteltu. Suoritettujen mittausten perusteella ilmaisimella saavutetaan hyvä paikkaherkkyys sekä riittävä energioresoluutio korkea-energisien beetasäteilyn havaitsemiseen.

Avainsanat: tuikeilmaisain, beetamerkkaukseen, ydinrakenefysiikka, $N=Z$ -ytimet

Abstract

Joukainen, Henna

Scintillator detector for beta-tagging of fusion products – detector construction and tests

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2020, 66 pages.

In this master's thesis, a position-sensitive scintillator detector for experimental nuclear structure studies has been constructed and tested. In nuclear structure and properties research, one is often interested in exotic nuclei, which can, for example, be produced in fusion-evaporation reactions. In these reactions, out of all fusion products, nuclei of interest tend to be in miniscule amounts and they often exist only for a fraction of a second before decaying. Therefore, sophisticated measurement and detector systems are required in order to detect these nuclei.

The detector built in this work will be used to detect beta particles originating from nuclei residing near $N=Z$ line at the focal plane of MARA recoil separator for recoil beta tagging. The new detector is an array of orthogonally placed scintillator bars, making it possible to measure the energy and position of a passing beta particle. Through tests, the operation and properties of the detector are presented. According to these measurements, a good position sensitivity and a sufficient energy resolution for detecting high-energy beta radiation is achieved.

Keywords: scintillator detector, recoil-beta tagging, nuclear structure, $N=Z$ nuclei

Esipuhe

Ajattelin aluksi, että en kirjoittaisi esipuhetta lainkaan. Sitten kuitenkin kevät 2020 eteni, ja keksin: jos tuosta koronasta tulee osalleni joitain seurauksia, niin kirjoitan siitä ihan varmasti esipuheeseen. Kaksi viikkoa myöhemmin yliopisto sulki ovensa ja graduun liittyvä käytännön työ jäi tauolle. Kirjoitetaan nyt sitten.

Aloitin tässä projektissa 2019 kesällä harjoittelussa. Koin tietäväni aiheesta jotain, mutta käytännön työskentelystä ei ollut kokemusta lainkaan. Beetahajoaminen ja ydinfysiikka eivät olleet siinä kohtaa minulle vielä mitenkään erityisiä, mutta projektin edetessä olen huomannut olevani yhä enemmän kiinnostunut aiheesta. Olen oppinut ilmaisinta rakentaessa ja testatessa hurjasti asioita, että en osaa niitä edes eritellä. Juuri siksi haluan erityisen kiitoksen antaa Jan Sarénille, kun tutustutit minut tähän aiheeseen, opastit minua kaiken kiireen keskellä, ja vieläpä työstit projektia korona-aikana, kun minulla ei ollut pääsyä yliopistolle.

Kiitokset tietenkin myös toiselle ohjaajalleni Panu Ruotsalaiselle. Olet vastailut omien kiireidesi keskellä kysymyksiini hyvin, ja sinun kommenttisi keskeneräiseen graduun ovat olleet arvokkaita ja kehittäneet tekstiä eteenpäin.

Lämpimät kiitokset myös ystäväilleni. Suurin osa teistä on työstänyt yhtä lailla tutkielmianne, ja ilman vertaistukeanne välillä olisi ollut aika kamalaa. Eniten kiitollinen olen kuitenkin opiskeluajoista, niistä yhteisistä luennoista, ruokailuista ja satunnaisista juoruhetkistä käytävillä, joista oli vaikea lähteä pois. Meillä jokaisella oli selvästi omat juttumme, mutta aina oli yhtä ihana tavata ja vaihtaa kuulumiset.

Kiitos myös perheelleni, että olette tukeneet minua ja antaneet minun mennä. En tiedä mitä mieltä olitte, kun lähdin opiskelemaan fysiikkaa yliopistoon, mutta toivon teidän olevan minusta ylpeä, että olen päässyt tänne asti. Kiitos siskolleni, että jaksoit oikolukea tekstinpätkiä, joista et ymmärtänyt mitään. Kiitos niistä sadoista kissakuvista, joita olette minulle lähettelleet.

Jyväskylässä 30. kesäkuuta 2020

Henna Joukainen

Sisältö

Tiivistelmä	3
Abstract	5
Esipuhe	7
1 Johdanto	11
2 Teoreettiset lähtökohdat	13
2.1 Isospin	13
2.2 Beetahajoaminen	15
3 Ilmaisimen toimintaperiaate	19
3.1 Säteilyn vuorovaikuttaminen aineen kanssa	19
3.1.1 Beetasäteily	19
3.1.2 Fotonisäteily	21
3.2 Tuikeaineet	23
3.3 Puolijohteet valoilmaisimina	26
3.3.1 Puolijohteet ja fotodiodit	26
3.3.2 Vyörydiodit	26
3.3.3 Piivalomonistin	27
4 Ilmaisim	29
4.1 Ilmaisimen osat – tuikesauvat ja SiPM:t	30
4.2 Ilmaisimen geometria	34
5 Testaaminen	39
5.1 Päälystevaihtoehtojen vertailu	39
5.2 Ilmaisimen gammaläpinäkyvyys	45
5.3 Ilmaisimen testaus eri säteilylähteillä	49
6 Päätäntö	59
Lähteet	60
A Integroimisparametrit	65

1 Johdanto

Tarkastelemalla atomiytimiä, joissa on yhtä monta protonia (Z) ja neutronia (N), on mahdollista tutkia vahvaa vuorovaikutusta ja erityisesti sen symmetriaominaisuuksia eri nukleonien välillä. Tällaisia ytimiä kutsutaan $N = Z$ -ytimiksi, ja luonnossa niitä esiintyy vakaina radioaktiivisen hajoamisen suhteen vain kalsiumiin (protoniluku $Z = 20$) asti. Paremman kuvan muodostamiseksi halutaan tutkia myös raskaampia ytimiä, ja mitä raskaammiksi ytimet tulevat, sen eksoottisempia eli kauempana stabiilisuuslinjasta ne ovat. Eksoottisia ytimiä voidaan tuottaa erilaisissa ydinreaktioissa, esimerkiksi fuusio-höyrystysreaktioissa. Fuusio-höyrystysreaktioissa kiihdytetyn hiukkassuihkun ja kohtion ytimet yhdistyvät muodostaen väliytimen, joka purkaa viritysenenergiansa nopeasti emittoimalla esim. protonin, neutronin tai alfahiukkasen. Tämänkaltaisissa reaktioissa luodaan suuri määrä erilaisia ytimiä, ja hyvin usein tutkimuksen kannalta mielenkiintoisia ytimiä syntyy lähes mitätön määrä verrattuna muun tuoton määrään. Tällöin tutkittavan ytimen havaitsemiseen tarvitaan herkkiä ja usein monimutkaisia mittausten menetelmiä ja -laitteistoja, joita hyödynnetään muun muassa Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa MARA-rekyylierottimella tehtävässä tutkimuksessa.

Eräs mittausten menetelmistä on rekyyli-merkkausmenetelmä (*Recoil Decay Tagging, RDT*), jossa hyödynnetään rekyyliytimen (eli fuusio-höyrystysreaktiotuotteen) radioaktiivista hajoamista tytärtimeksi. Rekyyli-merkkausmenetelmässä havaitaan hajoamisen yhteydessä syntynyttä säteilyä (esimerkiksi ytimelle ominaista gamma- tai alfasäteilyä) ja ydin tunnustetaan yhdistämällä se tähän säteilyyn. Tietyissä tapauksissa rekyyli-merkkausmenetelmään voidaan käyttää myös beetasäteilyä, jolloin menetelmää kutsutaan erikseen beetamerkkaukseksi (*Recoil Beta-Tagging, RBT*) [1]. Tavallisesti beetasäteilyn jatkuvilla energiajakaumilla on matala päätepiste-energia (< 3 MeV) ja hajoamisreaktiot ovat niin hitaita (useista sekunneista ylöspäin), että yksittäisiä reaktiotuotteita ei voida tunnustaa niiden hajoamisominaisuuksien sekoittuessa. On kuitenkin olemassa beetahajoamisreaktioita, joissa syntyy myös tavallista korkeaan energian beetahiukkasia lyhyemmällä puoliintumisaikalla. Tätä hajoamisreaktiota kutsutaan supersallituksi Fermi-hajoamiseksi, ja se on mahdollinen, kun emo- ja tytärtime-

perustilojen kvanttimekaaninen rakenne on samankaltainen, kuten tilanne usein on $N = Z$ -linjan läheisyydessä olevilla ytimillä. Tässä hajoamisessa syntyvät beetahiukkaset on mahdollista erotella muusta beetasäteilystä, jolloin ne myös soveltuvat emoytimen eli tutkittavan reaktiotuotteen tunnistamiseen.

Tässä tutkielmassa rakennetaan ja testataan uudenlainen MARA-rekylylierottimen yhteydessä käytettävä beetahiukkasilmaisim. Ilmaisim koostuu muovisesta tuikeaineesta valmistetuista erikokoisista sauvoista, jotka on asetettu kahteen kerrokseen beetahiukkasen vuorovaikutuspaikan selvittämiseksi. Tuikesauvoissa beetahiukkasen synnyttämä valo havaitaan ja vahvistetaan piivalomonistimilla (*Silicon photomultiplier, SiPM*), ja näissä syntyneen sähköisen signaalin avulla saadaan selville beetahiukkasen energia.

Tutkielmassa ensimmäiseksi avataan tarkemmin sitä, miksi $N = Z$ -linjan ytimet ovat mielenkiintoinen tutkimuskohde sekä siihen liittyvää isospininformalismia, mistä beetahajoamisessa on kyse sekä mihin beetamerkkausmenetelmä perustuu. Myöhemmin teoriaosuudessa luodaan pohja ilmaisimen toimintaperiaatteelle beeta- ja fotonisäteilyn vuorovaikutusmekanismien, tuikeaineen toiminnan ja puolijohdeilmaisimien kautta. Tämän jälkeen esitellään varsinaisen ilmaisimen rakenne ja lopuksi käydään läpi sillä tässä tutkielmassa toteutetut testit ja niiden tulokset.

2 Teoreettiset lähtökohdat

2.1 Isospin

Atomiydintä pitää kasassa vahva vuorovaikutus eli ydinvoima, joka vaikuttaa identtisesti kaikkien nukleoniparien välillä [2]. Siitä usein erotellaan varaussymmetria (*charge symmetry*), jonka mukaan voima on sama protoni-protoni- ja neutroni-neutroniparien välillä eli

$$V_{nn} - V_{pp} = 0, \quad (1)$$

sekä varausriippumattomuus (*charge independence*), jonka mukaan voima on edellisten lisäksi sama myös neutroni-protoniparien välillä, eli

$$V_{nn} + V_{pp} - 2 \cdot V_{np} = 0. \quad (2)$$

Näistä seuraa luonnollisesti ajatus kohdella protonia ja neutronia saman hiukkasen, nukleonin eri tiloina ja merkitä tätä tilaa isospinillä, joka on vastaava kuin vaikkapa elektronin spin. Protonit ja neutronit erotellaan siten toisistaan isospinin projektiolla kuvitteelliseen z-akseliin: protonille tämä on $T_z = -1/2$ ja neutronille $T_z = +1/2$. Tässä seurataan viitteen [3] mukaista käytäntöä. Esimerkiksi K. Kranen oppikirjassa [2] perusidea isospinille on sama, mutta Krane merkitsee protonin ja neutronin isospinprojektioiden merkit päinvastoin kuin edellä.

Kuten elektronin spin, isospinparit voivat kytkeytyä joko samansuuntaisesti tai vastakkaisuuntaisesti. Vastakkaisuuntaisia pareja ovat siten Paulin kieltosäännön nojalla kahden neutronin ja protonin parit: ensimmäisellä isospinprojektio on $T_z = +1$ ja jälkimmäisellä $T_z = -1$. Protoni-neutronipari voi kytkeytyä myös samansuuntaisesti, ja sen isospinprojektio on $T_z = 0$. Ytimessä luonnollisesti kaikki neutronit ja protonit vaikuttavat isospinprojektiioon, joka tällöin on $T_z = (N - Z)/2$, missä N on ytimen neutroni- ja Z protoniluku. Isospin T ei voi kuitenkaan olla projektiotaan pienempi, jolloin sille saadaan rajoite $T \geq |T_z|$. Tällöin kahden protonin ja kahden neutronin pareille $T = 1$, mutta protoni-neutroniparille $T = 0$ tai 1 . Ytimen isospiniä

rajoittaa myös nukleonien määrä, joten ytimen isospin rajoittuu välille

$$\frac{|(N - Z)|}{2} \leq T \leq \frac{A}{2}, \quad (3)$$

missä $A = N + Z$ on ytimen massaluku.

Koska vahva vuorovaikutus vaikuttaa melkein yhtäläillä eri nukleoniparien välillä, saman isospinin omaavilla ytimillä tulisi olla degeneroituneita energiatiloja, sillä tällöin ytimet ovat keskenään identtisiä. Ytimessä vaikuttaa kuitenkin myös Coulombin voima varauksellisten protonien välillä. Tilanne on yksinkertaisimmillaan $N = Z$ -linjan lähellä olevilla ytimillä, ja vertailemalla $T_z = 0$ -ytimiä (eli ytimiä, joilla on yhtä monta protonia ja neutronia) $T_z = \pm 1$ -ytimiin (ytimiin, joissa on yksi neutroni tai protoni enemmän, mutta sama massa) voidaan kokeellisesti tutkia nukleonien välistä vuorovaikutusta. Eräs tapa tehdä tätä käytännössä on verrata näiden ytimien viritystilojen energioita toisiinsa: Coulombin energiaeroja mittaa CED (*Coulomb Energy Difference*):

$$\text{CED}_{J,T} = E_{J,T,T_z=0}^* - E_{J,T,T_z=\pm 1}^*, \quad (4)$$

missä siis verrataan isospinprojektiot $T_z = 0$ ja $T_z = \pm 1$ omaavien ydinten viritystilojen (spin J) viritysenergioita E^* . Peiliytimien eli ytimien, joiden protoni- ja neutroniluvut vaihtuvat päittäin Coulombin energiaeroa kutsutaan erikseen nimellä MED (*Mirror Energy Difference*), ja vastaavasti kokonaisen isobaarisen tripletin energiaeroa nimellä TED (*Triplet Energy Difference*). Nämä lasketaan myös eri ytimien saman spinin omaavista viritystiloista:

$$\text{MED}_{J,T} = E_{J,T,T_z=-1}^* - E_{J,T,T_z=+1}^* \text{ ja} \quad (5)$$

$$\text{TED}_{J,T} = E_{J,T,T_z=-1}^* + E_{J,T,T_z=+1}^* - 2 \cdot E_{J,T,T_z=0}^*. \quad (6)$$

Coulombin energiaerojen avulla on voitu tutkia muun muassa nukleonien pariutumista MED-energioiden avulla: on havaittu, että muutokset MED-energian arvoissa kertovat siitä, pariutuuko ytimessä protoni- vai neutronipari (esim. [4, 5]). Vastaavasti Coulombin energiaeroilla on myös tarkasteltu ytimen muodon muuttumista spinin funktiona [6] sekä ytimen säteen kehitystä yrast-tiloilla [7].

2.2 Beetahajoaminen

Beetahajoamisella tarkoitetaan reaktiota, jossa ydin pyrkii kohti energeettisesti suotuisampaa tilaa muuttamalla yhden neutronin protoniksi tai toisinpäin emittoiden samalla elektronin e^- ja antineutriinon $\bar{\nu}_e$ (tai positronin e^+ ja neutriinon ν_e). Nuklidikartalla tämä tarkoittaa vastaavasti protoni- tai neutronirikkaan ytimen pyrkimystä hajota kohti stabiilisuuslinjaa. Reaktiota, jossa neutroni muuttuu protoniksi, kutsutaan β^- -hajoamiseksi ja protonin muuttuessa neutroniksi kyseessä on β^+ -hajoaminen. β^+ -hajoamisen rinnalla kilpailee myös elektronisieppaus (EC), jossa ydin kaappaa elektronin atomin elektronipilvestä (sisimmiltä elektronikuorilta) ja muuntaa sen protonin kanssa neutroniksi ja neutriinoksi. β^- - ja β^+ -reaktioissa emittoituvaa elektronia ja positronia kutsutaan beetahiukkaseksi. Eri hajoamistavat voidaan esittää nukleonien (n, p) ja leptoneiden $(e^-, e^+, \bar{\nu}_e, \nu_e)$ avulla:

$$\beta^-: n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\beta^+: p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \text{ ja}$$

$$EC: p + e^- \rightarrow n + \nu_e.$$

On kuitenkin tavallista kirjoittaa reaktiot ytimien kemiallisten merkkien avulla, jolloin korostuu, mitä ytimiä käsitellään:

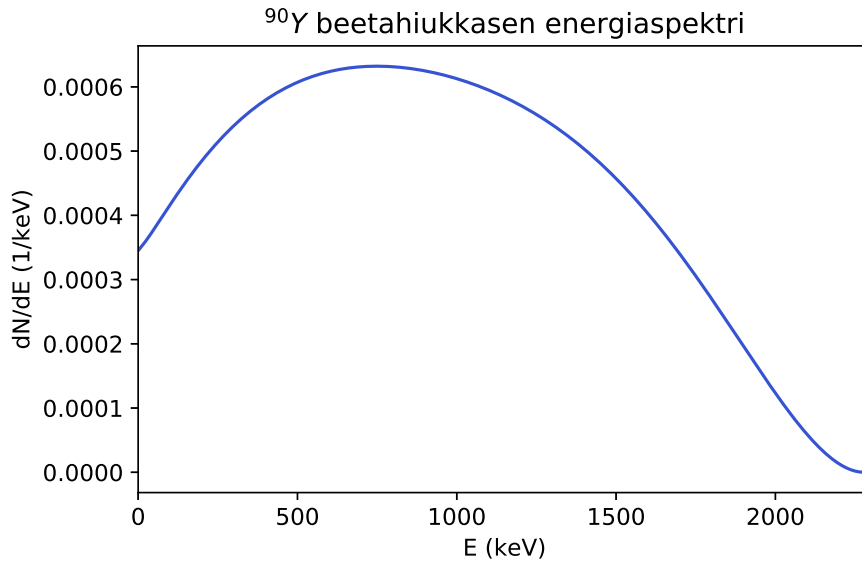
$$\beta^-: {}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z+1} X'_{N-1} + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\beta^+: {}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z-1} X'_{N+1} + e^+ + \nu_e \text{ ja}$$

$$EC: {}^A_Z X_N + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} X'_{N+1} + \nu_e.$$

missä X vastaa emoydintä ja X' tytärydintä. Elektronisieppauksen kohdalla reaktioyhtälöön voidaan vielä merkitä näkyviin elektronikuorten uudelleenjärjestäytymisessä syntyvä röntgensäteily tai Auger-elektroni kaavan loppuun. [2, 8]

Reaktioissa vapautuva energia jakautuu siis kahden hiukkasen, elektronin ja antineutriinon (β^-) tai positronin ja neutriinon (β^+) välille näiden liike-energiaksi, mistä seuraa, että beetahiukkasen energiaspektri on jatkuva. Kuvassa 1 on esimerkkinä ${}^{90}\text{Y}$ -ytimen hajoamisessa vapautuvan beetahiukkasen energiaspektri, jonka muoto on tyypillinen beetaspektreille. Spektriä karakterisoi sen päätepiste-energia, eli energiaspektrin maksimi: tällöin kaikki reaktiossa vapautunut energia päättyy



Kuva 1. ^{90}Y -ytimen beetahiukkasen energioiden todennäköisyysjakauma. ^{90}Y -ydin hajoaa β^- -hajoamisen kautta ja reaktion Q-arvo on 2280,1 keV [9]. Spektri on tuotettu Betashape-ohjelman [10, 11] avulla.

beetahiukkaselle. Tällöin siis

$$T_e = E_{\text{päätepiste}} = Q_{\beta} \quad (7)$$

missä Q_{β} on beetahajoamisen Q-arvo, eli alku- ja lopputilan massaero. Q-arvojen avulla voidaan arvioida, onko tarkasteltava reaktio mahdollinen valituille ytimille: jos $Q > 0$, reaktio voi tapahtua. Eri beetahajoamisille Q-arvot ovat

$$Q_{\beta^-} = [m(^A X) - m(^A X')] c^2, \quad (8)$$

$$Q_{\beta^+} = [m(^A X) - m(^A X') - 2m_e] c^2 \text{ ja} \quad (9)$$

$$Q_{EC} = [m(^A X) - m(^A X')] c^2 \quad (10)$$

missä massoina on käytetty atomimassoja ja c on valonnopeus. [2] Elektronisieppauksen Q-arvo voidaan kirjoittaa myös β^+ -hajoamisen Q-arvon avulla: $Q_{EC} = Q_{\beta^+} + 2m_e c^2$. On siis mahdollista, että jollekin ytimelle ainoastaan elektronisieppaus on mahdollinen, mutta β^+ -hajoaminen ei ole. Erikseen on kuitenkin vielä huomioitava tapaus, jossa tytärudin päätyy virittyneelle tilalle, eli yllä lasketusta perustilan Q-arvosta on vähennettävä viritystilan energia E_{ex} [2].

Energian lisäksi reaktiossa tulee säilyä myös kokonaispyörimismäärä. Nukleonin kokonaispyörimismäärä \mathbf{J} kattaa orbitaalisen pyörimismäärän \mathbf{L} ja spinpyörimismäärän \mathbf{S} : $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Ydinspin \mathbf{I} puolestaan on ytimessä olevien yksittäisten nukleonien kokonaispyörimismäärien summa. Beetahajoamisreaktiossa emoytimen kokonaispyörimismäärän (eli ydinspinin) tulee olla sama kuin tytärtymen, elektronin ja neutriinon yhteenlasketun kokonaispyörimismäärän, jolloin siis

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{I}_f + \mathbf{l} + \mathbf{s}, \quad (11)$$

missä \mathbf{I}_i ja \mathbf{I}_f ovat emo- ja tytärtymen ydinspinnit ja \mathbf{l} ja \mathbf{s} ovat elektronin ja neutriinon yhteenlasketut orbitaalinen ja spinpyörimismäärä. Sekä elektronilla että neutriinolla on puolikas spin $s = 1/2$, ja ne voivat kytkeytyä kahdella eri tapaa: Spinin voivat kytkeytyä samansuuntaisiksi, jolloin systeemin kokonaisspin on $s = \pm 1$ ja siirtymää kutsutaan Gamow-Teller-siirtymäksi. Spinin voivat myös kytkeytyä vastakkaisuuntaisesti, jolloin kokonaisspin on $s = 0$ ja kyseessä on Fermi-siirtymä. [2, 8]

Yksinkertaisimmassa tilanteessa elektroni ja neutriino eivät kuljeta mukanaan lainkaan orbitaalista pyörimismäärää, eli $\Delta l = 0$. Reaktion pariteetin muutos saadaan $\Delta\pi = (-1)^l$, eli pariteetti ei tässä tapauksessa muutu. Tällöin siirtymän sanotaan olevan sallittu. Kun $\Delta l \neq 0$, siirtymiä kutsutaan kielletyiksi, ja ne ovat nimestään huolimatta mahdollisia, joskin hitaampia kuin $\Delta l = 0$ -siirtymät. Kielletyt siirtymät erotellaan vielä kertaluvun mukaan, eli $\Delta l = 1$ vastaa ensimmäistä kiellettyä siirtymää, $\Delta l = 2$ toista ja niin edelleen. [8, 12] Beetahajoamisen valintasäännöt on vielä tiivistetty taulukkoon 1.

Johdantokappaleessa mainittu supersallittu Fermi-hajoaminen on mahdollinen, kun alku- ja lopputilassa ytimien aaltofunktiot ovat lähes samanlaiset, eli siirtymän on ikään kuin erityisen helppo tapahtua. Kyseessä on Fermi-siirtymän ($\Delta l = 0$, $\Delta I = 0$) erikoistapaus, ja siirtymään osallistuvien ytimien kummankin ydinspin on tällöin

Taulukko 1. Beetahajoamisen valintasäännöt [2]

	Δl	ΔI	$\Delta\pi$
sallittu	0	0,1	ei
1. kielletty	1	0,1,2	kyllä
2. kielletty	2	2,3	ei
3. kielletty	3	3,4	kyllä

0^+ . Supersallittua Fermi-siirtymää karakterisoivat korkeat päätepiste-energiat ja lyhyet puoliintumisajat. Ytimiä, jotka voivat hajota supersallitun Fermi-hajoamisen kautta, ovat esimerkiksi ^{74}Rb (64,776 ms, 10,417 MeV [13]), ^{62}Ga (116,121 ms, 9,181 MeV [14]), ^{66}As ($t_{1/2} = 95,77$ ms, $Q = 10,100$ MeV [15]) ja ^{78}Y (53 ms, 10,650 MeV [16]).

3 Ilmaisimen toimintaperiaate

3.1 Säteilyn vuorovaikuttaminen aineen kanssa

Tutkielmassa tarkasteltavan ilmaisimen on tarkoitus havaita pääasiassa beetahajoamisessa syntyviä elektroneja ja positroneja hyödyntämällä tukeaineiden ominaisuutta synnyttää valontuikahdus säteilyn osuessa siihen. Seuraavissa kappaleissa käydään läpi ensin beetahiukkasten ja fotonien vuorovaikuttaminen aineen kanssa, joiden perusteella kyseinen ionisoiva säteily voidaan ylipäätään havaita. Tämän jälkeen käydään läpi valontuikahduksen synty tukeaineessa sekä puolijohdeilmaisimien toimintaperiaate säteilyilmaisimina aina diodeista piivalomonistimiin.

3.1.1 Beetasäteily

Elektronit vuorovaikuttavat väliaineessa pääasiassa aineen atomien elektronien kanssa. Tällaisissa törmäyksissä saapuvan elektronin liikerata voi muuttua voimakkaastikin ja se saattaa menettää merkittävän osan energiastaan. Varattuina hiukkasina elektronit menettävät energiaa myös jarrutussäteilyn kautta, jolloin varsinainen energiahäviö tai energiajätö on summa

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r, \quad (12)$$

missä $(dE/dx)_c$ on törmäyksissä menetetty energia ja $(dE/dx)_r$ jarrutussäteilynä menetetty energia. Törmäyksissä menetetty energia kuljettua matkaa kohden voidaan laskea yhtälöllä [17]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2\pi N_A \rho Z}{m_e c^2 A \beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau + 2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) \right], \quad (13)$$

missä e on alkeisvaraus, ϵ_0 tyhjiön permittiivisyys, N_A Avogadron vakio, m_e elektronin massa, β elektronin nopeuden suhde valonnopeuteen, τ elektronin energia yksikössä $m_e c^2$ ja A , Z , ρ sekä I ovat vastaavasti aineen massaluku, protoniluku, tiheys ja keskimääräinen viritysendergia. Korkeilla energioilla yhtälöön tulee vielä lisätä aineesta

riippuvat ns. tiheys- ja kuorikorjaukset δ ja C . Funktio $F(\tau)$ määräytyy sen mukaan, onko kyseessä elektroni vai positroni [17]: elektronille se on

$$F_{e^-}(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2} \quad (14)$$

ja positronille

$$F_{e^+}(\tau) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^2} \right). \quad (15)$$

Jarrutussäteilynä tapahtuva energiahäviö sen sijaan voidaan laskea yhtälöllä [12, 17]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{\rho N_A E Z(Z+1)}{137m_e^2 c^4 A} \left[4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right], \quad (16)$$

missä E on elektronin tai positronin energia. Edellinen yhtälö pätee, kun $m_e c^2 \ll E \ll 137m_e c^2 Z^{1/3}$. Jarrutussäteilyn osuus energiahäviöstä on merkittävämpi korkeilla energioilla kuin matalilla.

Kun tarkastellaan materiaalia, jossa on useita eri alkuaineita, hiukkasen energiajättö lasketaan Braggin säännön mukaan [17]:

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx}\right) = \sum_i \frac{w_i}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx}\right)_i, \quad (17)$$

missä w_i on alkuaineen i atomimassan osuus koko aineen atomimassasta.

Kuten todettu, väliaineessa liikkuva elektroni tai positroni on altis jyrkillekin suunnanmuutoksille väliaineessa, se voi menettää suuriakin määriä energiaa törmäyksissä ja energiaa kuluu myös jarrutussäteilyyn. Näin ollen monoenergiselle elektroni- ja positronisäteilylle ei voida asettaa tiettyä kantamaa, jonka se kykenisi kulkemaan väliaineessa. Kokeellisten havaintojen perusteella beetasäteily vaimenee suurin piirtein eksponentiaalisesti [18]. Vaimenemista karakterisoi (beeta-)absorptiovakio n [12, 17]:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-nt}, \quad (18)$$

missä I_0 on säteilyn intensiteetti alussa ja I säteilyn intensiteetti t -paksuisen väliainekerroksen jälkeen.

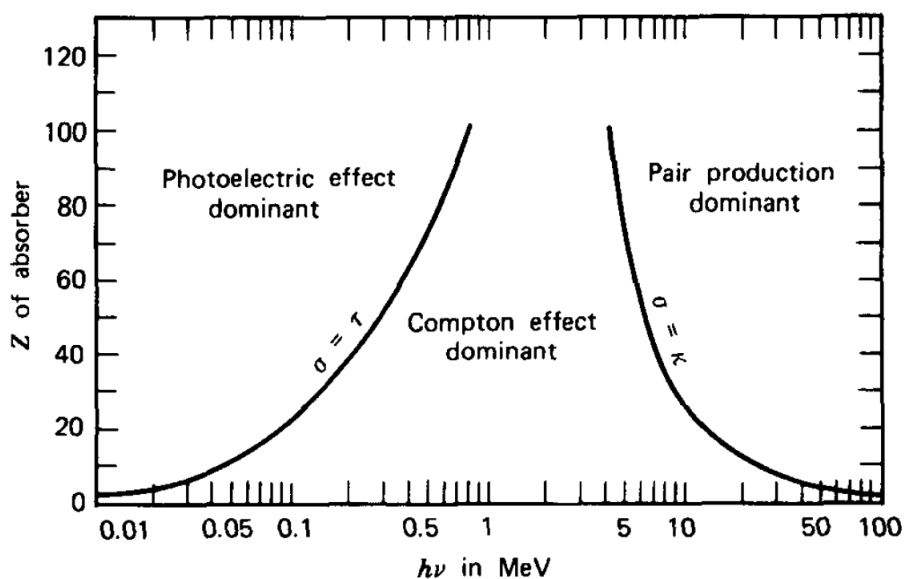
3.1.2 Fotonisäteily

Fotonit voivat vaikuttaa aineen kanssa monin eri tavoin, ja vaikuttamismekanismit riippuu voimakkaasti energiasta ja aineen protoniluvusta, kuten kuvassa 2 on nähtävissä [12]. Kuvassa pienillä protoniluvuilla valosähköinen ilmiö dominoi matalilla energioilla, mutta Comptonin sironnan merkitys kasvaa nopeasti energian kasvaessa. Parinmuodostus tulee mahdolliseksi vasta tietyllä energia-arvolla (1,022 MeV), jonka jälkeen sen suhteellinen osuus vuorovaikutusmekanismina kasvaa energian kasvaessa.

Valosähköisessä ilmiössä fotonin koko energia absorboituu ja lopputuloksena emittoituu elektroni. Jotta tämä on mahdollista, fotonin energian tulee olla suurempi tai yhtä suuri kuin aineen i elektronin sidosenergia B_i . Emittoituvan elektronin kineettinen energia on tällöin

$$E_e = E_\gamma - B_i, \quad (19)$$

missä E_γ on alkuperäinen fotonin energia. Kun elektroni emittoituu, se jättää jälkeensä tyhjän tilan. Vakanssi täyttyy nopeasti ylemmän energiatilan elektronilla, jonka alkuperäisen paikan täyttää taas toinen elektroni ja niin edelleen. Tämän elektronien uudelleenjärjestelyn lopputuloksena syntyy röntgensäteilyä, joka suurimmaksi osaksi absorboituu lähellä olevaan aineeseen [12].



Kuva 2. Sähkömagneettisen säteilyn vuorovaikutustapojen todennäköisyys säteilyn energian ja väliaineen protoniluvun funktiona. Kuva: [12]

Comptonin siroinnassa vain osa fotonin energiasta absorboituu atomiin, minkä seurauksena elektronin lisäksi emittoituu myös uusi fotoni, jonka aallonpituus on suurempi kuin alkuperäisen fotonin. Lopullinen fotonin energia E' on alkuperäisen fotonin energian E ja emissiokulman θ funktio [2]:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (20)$$

missä $m_e c^2 = 0,511$ MeV on elektronin lepomassa. Suurin mahdollinen energian siirtyminen elektronille tapahtuu, kun elektroni ja fotoni siroavat täysin vastakkaisiin suuntiin eli $\theta = 180^\circ$. Tällöin Compton-sironneen fotonin (γ) energia on

$$E'_{\gamma, \theta=\pi} = \frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}}, \quad (21)$$

ja elektronin

$$E'_{e^-, \theta=\pi} = \frac{2E}{m_e c^2} \left(\frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \right). \quad (22)$$

Parinmuodostuksessa aineeseen saapunut fotoni muuntuu positroni-elektronipariksi. Tämä on mahdollista ainoastaan kun fotonin energia ylittää 1,022 MeV:n, eli kun fotonin energia ylittää positroni-elektroniparin massan. Tämän tutkielman tilanteessa parinmuodostus ei kuitenkaan ole erityisen oleellista, sillä suurin osa tarkasteltavista energioista ovat tämän rajan alapuolella.

Väliaineessa fotonisäteily vaimenee eksponentiaalisesti [2, 12]:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu t}, \quad (23)$$

missä I/I_0 on t -paksuisen väliainekerroksen jälkeisen intensiteetin I ja alkuperäisen intensiteetin I_0 suhde ja μ energiasta ja väliaineesta riippuva (lineaarinen) vaimenemiskerroin. Vaimenemiskertoimet ovat usein taulukoituna massavaimennuskertoimina μ/ρ , missä ρ on väliaineen tiheys, esimerkkinä vaikkapa yhdysvaltalaisen NIST:in tietokanta [19].

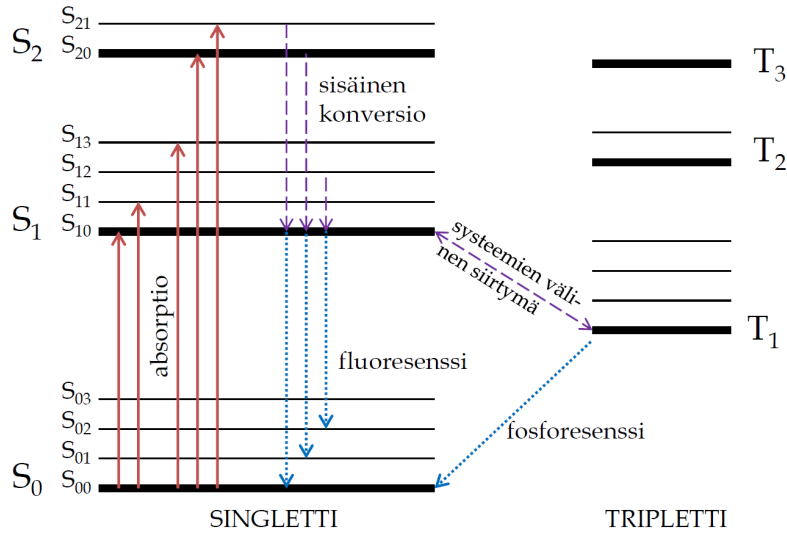
3.2 Tuikeaineet

Tuikeaine on materiaalia, joka emittoi valoa, kun siihen absorboituu ionisoivaa säteilyä. Ideaalisessa tilanteessa se muuntaisi kaiken siihen osuneen säteilyn energian valoksi lineaarisesti, ja olisi vielä läpinäkyvä emittoimansa valon aallonpituudelle. Näiden lisäksi ideaalisesta tuikeaineesta emittoituneen valon tulisi vaimeta nopeasti, tuikeainetta sisältävä kappale pitäisi olla mahdollista muokata halutun kokoiseksi ja muotoiseksi, ja sen pitäisi olla helposti liitettävissä valoilmaisimeen. Ei kuitenkaan ole olemassa yhtä materiaalia, joka täyttäisi nämä kaikki kriteerit samanaikaisesti – todelliset tuikeaineet ovat aina kompromisseja ja käyttökohteesta riippuen jotkut kriteerit saavat enemmän painoarvoa kuin toiset. Erilaisten tuikeaineiden toimintaperiaatteet käydään läpi viitteissä [12, 17, 20], joihin myös tämä luku perustuu.

Nykyisin on olemassa monia erilaisia tuikeaineita eri faaseissa ja muodoissa. Tuikeaineet voidaan yleisesti luokitella orgaanisiin ja epäorgaanisiin tuikeaineisiin sen perusteella, ovatko ne hiilivety-yhdisteitä vai kiteisiä aineita. Orgaaniset tuikeaineet tapaavat olla nopeampia, mutta ne tuottavat vähemmän valoa kuin epäorgaaniset tuikeaineet. [12] Koska tutkielmassa tarkastellun ilmaisimen tuikeaine on orgaanista, keskitytään tässä kappaleessa vain niihin. Epäorgaanisista tuikeaineista kerrotaan erityisen hyvin viitteessä [12].

Orgaaniset tuikeaineet tuottavat valoa, kun absorboitunut säteily virittää yksittäisten molekyylien elektronirakennetta. Orgaanisissa molekyyleissä vapaat valenssielektronit muodostavat π -orbitaalirakenteen, jonka energiatasokaavio löytyy kuvasta 3. Kuvaan on piirretty elektronin spinin S_i singletti- ja T_i triplettilat erikseen. Jokainen näistä tiloista jakautuu edelleen hienommiksi värähtelytiloiksi, jotka on merkitty kuvaan toisella alaindeksillä, esim. perustilan S_0 värähtelytiloja ovat S_{00} ja S_{01} . Yksittäisten elektronitilojen välinen energia on muutaman elektronivoltin luokkaa, kun taas värähtelytilojen välillä energiaero on muutaman elektronivoltin kymmenesosan luokkaa. [12, 17, 20] Kun säteily osuu molekyyliin, se voi virittää elektroneja mille tahansa viritystiloista. Kuvassa tätä tapahtumaa esittävät punaiset ylöspäin suuntautuvat nuolet.

Elektronitilan S_1 yläpuolella olevat singlettitilat hajoavat nopeasti takaisin tilalle S_1 sisäisen konversion (*internal conversion*, *internal degrading*) kautta, jolloin molekyyli ei emittoi säteilyä (kuva 3: violetit katkoviivat). Tämän lisäksi huoneenlämpötilassa käytännössä kaikki molekyyliä ovat alimmalla värähtelytilalla, koska



Kuva 3. π -orbitaalirakenteen energiatasokaavio. Ylöspäin osoittavat punaiset nuolet esittävät fotonin absorptiota, ja alaspäin osoittavat violetit ja siniset nuolet esittävät viritystilan purkautumista. Violetti katkoviivalla piirretty nuoli esittää tapahtumaa, jossa ei emittoida säteilyä, ja sininen pisteillä piirretty nuoli esittää tapahtumaa, jossa syntyy säteilyä. Kuvaan otettu mallia viitteistä [12, 20]

värähtelytilojen välinen energiaero on suurempi kuin tyypillinen terminen energia. Näistä johtuen S_{10} on yleisin viritystila ja käytännössä kaikki havaittava hajoaminen tapahtuu tältä tilalta. Tapahtumaa, missä tila S_{10} hajoaa perustilalle S_0 , kutsutaan (nopeaksi) fluoresenssiksi (*prompt fluorescence*), joka noudattaa eksponentiaalista hajoamislakia ja sen hajoamisvakio on nanosekuntien suuruusluokkaa (kuva 3: siniset pisteviivat). [12, 17, 20] Tila S_{10} hajoaa suurella todennäköisyydellä perustilan S_0 värähtelytiloille [17], mikä osaltaan selittää tuikeaineen ominaisuuden olla läpinäkyvää emittoimalleen valolle: huoneenlämpötilassa molekyylin todennäköisin tila on alin perustila S_{00} [12, 20], jolloin virittymiseen tarvitaan suurempi energia kuin mitä usein emittoituu ylempien värähtelytilojen purkautuessa.

S_{10} tilan on myös mahdollista siirtyä ensimmäiselle triplettille T_1 systeemien välisen siirtymän (*inter-system crossing*) kautta. Tilassa T_1 molekyylillä on kaksi vaihtoehtoa: Se voi hajota tilalta T_1 perustilalle S_0 , jolloin tapahtumaa kutsutaan fosforesenssiksi (*phosphorescence*, joskus *afterglow*). Fosforesenssi noudattaa myös eksponentiaalista hajoamislakia, mutta sen elinaika on pidempi (jopa millisekunti) ja sen emittoiman valon aallonpituus pidempi kuin $S_1 \rightarrow S_0$ siirtymän. Molekyyli voi myös virittyä uudelleen lämpöenergian avulla, siirtäen sen tilalta T_1 takaisin tilaan S_{10} . Tällöin emittoituvan valon aallonpituus on sama kuin fluoresenssissa, mutta

tapahtuma on hitaampi. Tämän takia ilmiötä kutsutaan viivästyneeksi fluoresenssiksi (*delayed fluorescence*). [12, 17, 20]

Orgaanisia tukeaineita voidaan käyttää puhtaina kiteinä (esim. antraseeni, stilbeeni), liuotettuna nesteeseen (liuottimena esim. ksyleeni, tolueeni) tai liuoksen mukana polymeroituna muoviksi (muoveina esim. styreeni, polyvinyyliitolueeni). Puhtaista kiteistä antraseeni on yksi vanhimmista tuikemateriaalina käytettävistä aineista, ja hyvän valontuottokykynsä takia eri tuikemateriaalien valontuotot ilmoitetaan usein verrannollisina juuri antraseenin valontuottoon. Puhtaat kiteet ovat kuitenkin hauraita, minkä takia niiden käyttö suurikokoisina on hankalaa. Nestemäiset tuikemateriaalit ovat käytännöllisimpiä tilanteissa, joissa tuikeaineelta vaaditaan hyvinkin suurta tilavuutta. Niitä voidaan myös käyttää mittaamaan tietyn lähteen kaikki säteily upottamalla lähde tuikeainetta sisältävään nesteeseen. Muovisten tuikemateriaalien eräs etu muihin verrattuna on niiden muotoiltavuus, ja niitä onkin saatavilla kaupallisesti eri muotoisina ja kokoisina. [12]

Tuikemateriaalien valontuottoa huonontavat kaikki virittyneen tilan hajoamismuodot, joihin ei liity fotoniemissiota. Valontuoton parantamiseksi tuikeaineista pyritään pitämään pois tietyt epäpuhtaudet (esim. liuennut happi nestemäisissä tuikeaineissa) [12], mutta myös lisättyjä aineita voidaan käyttää hyödyksi: nestemäisissä ja muovisissa tuikeaineissa liuos ja muovi toimivat säteilyn absorboivina osina, ja energian siirtyessä molekyyliltä molekyylille se lopulta päättyy itse tuikehtivalle molekyylille, josta emissio lopulta tapahtuu [12, 20]. Seokseen voidaan lisätä myös kolmas ainesosa, ns. aallonpituuden muunnin (*waveshifter*), joka absorboi ensimmäisen tuikehtivan aineen valon ja emittoi sen sitten muulla aallonpituudella. Tällöin voidaan estää tuikeainetta absorboimasta itse emittoimaansa säteilyä, mutta myös sovittaa tuikemateriaalin lähettämän säteilyn aallonpituus lähemmäs valoa havaitsevan ilmaisimen herkkyysaluetta. [12]

Syntyneen valon määrä on verrannollinen tuikeaineeseen osuneen säteilyn energiaan, ja jotta tuikeainetta voidaan käyttää säteilyn mittaamiseen, valo pitää havaita jollain tavalla. Perinteisesti tähän on käytetty valomonistinputkia. Valomonistinputkissa tuikeaineessa syntynyt valo muunnetaan ensin elektroneiksi fotokatodilla, minkä jälkeen elektronit kiihdytetään ja monistetaan dynodien avulla. Uudempi tapa havaita tuikeilmaisimista lähtevää valoa on käyttää puolijohdeilmaisimia. Niillä on useita etuja valomonistinputkiin nähden, mm. parempi tehokkuus muunnettaessa fotoneja elektroneiksi, vähäisempi energiankulutus ja pienempi koko. [12]

3.3 Puolijohdeet valoilmaisimina

Puolijohdeita voidaan käyttää säteilyn havaitsemiseen käyttämällä hyväksi p- ja n-tyypin puolijohdeiden rajapintaa. Seuraavissa kappaleissa käydään läpi puolijohdeiden ja niihin perustuvan ilmaisimen perusominaisuuksia.

3.3.1 Puolijohdeet ja fotodiodit

Täysin puhtaita puolijohdeita ei käytännössä ole olemassa, vaan puolijohdeita seostetaan pienellä määrällä jaksollisessa järjestelmässä niiden vieressä olevalla alkuaineella, jolloin niihin syntyy ylimäärä vapaita elektroneja tai aukkoja ja aineen johtavuus kasvaa. Puolijohdetta, jossa on ylimäärä vapaita elektroneja, kutsutaan n-tyypin puolijohdeeksi, kun taas p-tyypin puolijohdeella tarkoitetaan puolijohdetta, jossa on ylimäärä aukkoja. Liittämällä yhteen p- ja n-tyypin puolijohdemateriaalit, saadaan aikaan rajapinta, jossa tapahtuu rekombinaatio: aukot ja elektronit löytävät toisensa. Jäljelle jää p- ja n-tyypin puolijohdeiden ioneja, jotka aiheuttavat alueelle pienen sähkökentän. Rajapintaa kutsutaan nimellä tyhjennysalue (*depletion region*). Jos tyhjennysalueelle syntyy uusi elektroni-aukkopari, varauksenkantajat liikkuvat nopeasti pois alueelta. Elektroni-aukkopareja voi syntyä tyhjennysalueelle lämpöenergian ansiosta tai muun ulkoisen säteilyn avulla. Lisäämällä tyhjennysalueelle ulkoinen jännite varauksenkeruuta voidaan tehostaa ja tyhjennysaluetta voidaan fyysisesti leventää suurentaen ilmaisimen aktiivisesti säteilyä havaitsevaa pinta-alaa. [12, 21]

Tavallisissa fotodiodeissa hyödynnetään edellä kuvattua ilmiötä. Fotodiodien signaalit kuitenkin tapaavat olla amplitudiltaan hyvin pieniä ja siten hukkuvat helposti elektroniikan kohinaan, jos ilmaisinta käytetään havaitsemaan yksittäiset pulssit. Fotodiodeja kuitenkin suositaan säteilymittauksissa, jossa tarkastellaan keskiarvostettua virtaa. [12]

3.3.2 Vyörydiodit

Kuten edellä mainittiin, diodi toimii tehokkaammin säteilyilmaisimena, kun siihen lisää ulkoisen jännitteen. Jännitettä nostamalla tyhjennysalueelle sattuvat elektronit (ja aukot) saavuttavat suuremman energian ja pyyhkiytyvät nopeammin pois alueelta. Kuitenkin jossain vaiheessa jännitettä kasvatettaessa elektronien energia kasvaa niin suureksi, että ne kykenevät luomaan uusia elektroni-aukkopareja törmäyksissä materian kanssa. Myös nämä varauksenkuljettajat saavat vastaavasti energiaa

kiihtyessään tyhjennysalueen sähkökentässä, ja lopulta syntyy varauksenkuljettajien vyöry. Tällä tavalla käytettäviä fotodiodeja kutsutaan vyörydiodeiksi (*Avalanche PhotoDiode, APD*). Vyörydiodien sisäinen vahvistus tuottaa kohinatason yläpuolelle yltäviä signaaleja, mahdollistaen paremman resoluution yksittäisten pulssien mittaamiseen. [12]

Vyörydiodin sisäinen vahvistus kasvaa kun jännitettä kasvatetaan kuitenkin vain tiettyyn rajaan saakka. Rajan saavutettuaan jännitteen kasvattaminen ei aiheuta suuria muutoksia elektroni-aukkoparien monistumisessa diodissa, ja jokaista säteilytapahtumaa kohden syntyy yksi vyöry. Tätä toimintaperiaatetta kutsutaan Geiger-moodiksi (*Geiger mode*). Periaatteessa yhtä tyhjennysalueessa syntynyttä varausta monistetaan rajattomasti ja yhtä tapahtumaa kohden syntyy valtava elektronien määrä ja sitä kautta suuri signaali. Käytännössä vahvistus on kuitenkin rajallinen. Kun fotodiodeja käytetään havaitsemalla yksittäisiä vyöryjä, niitä voidaan kutsua vielä erikseen yksittäisen fotonin vyörydiodeiksi (*Single Photon Avalanche photoDiode, SPAD*). [12]

Vyörydiodin vahvistus on kuitenkin hyvin herkkä lämpötilalle ja diodiin asetetulle jännitteelle. Jos vyörydiodia käytetään ympäristöissä, missä lämpötilansäätely ei ole mahdollista tai se ei muuten onnistu kunnolla, on mahdollista stabiloida vyörydiodin toiminta muuntelemalla jännitettä. Jos taas diodin käyttöjännite ei ole tasaista, on käytettävä suotimia. [12] Niinpä vyörydiodia käytettäessä tarvitaan vakaa jännitelähde, ja siltä voidaan myös vaatia tarkkaa jännitteen säätöä ja jopa etäohjausmahdollisuutta.

3.3.3 Piivalomonistin

Piivalomonistimessa (*Silicon PhotoMultiplier, SiPM*) useita pieniä Geiger-moodin diodeja käytetään ikään kuin matriisissa. Kun diodit ovat riittävän pienikokoisia, todennäköisyys, että yksittäiseen diodisolun osuu kaksi fotonia peräjälkeen, on häviävän pieni. [12] Esimerkiksi tässä tutkielmassa käytettävissä piivalomonistimissa yksittäisen solun leveys on noin 35 μm [22]. Tällöin voidaan sanoa, että yksittäisen diodisolun vyöryn aiheuttaa yksittäinen foton. Solujen, joissa vyöry tapahtuu, lukumäärä on täten verrannollinen piivalomonistimelle saapuneiden fotonien lukumäärään. Kun jokaisen solun ulostulo on samanlainen, niiden summaaminen luo signaalin, jonka amplitudi on verrannollinen ilmaisimelle saapuneen valon määrään. Kun tukeaineen tuottaman valon määrä on verrannollinen siihen osuneen sätei-

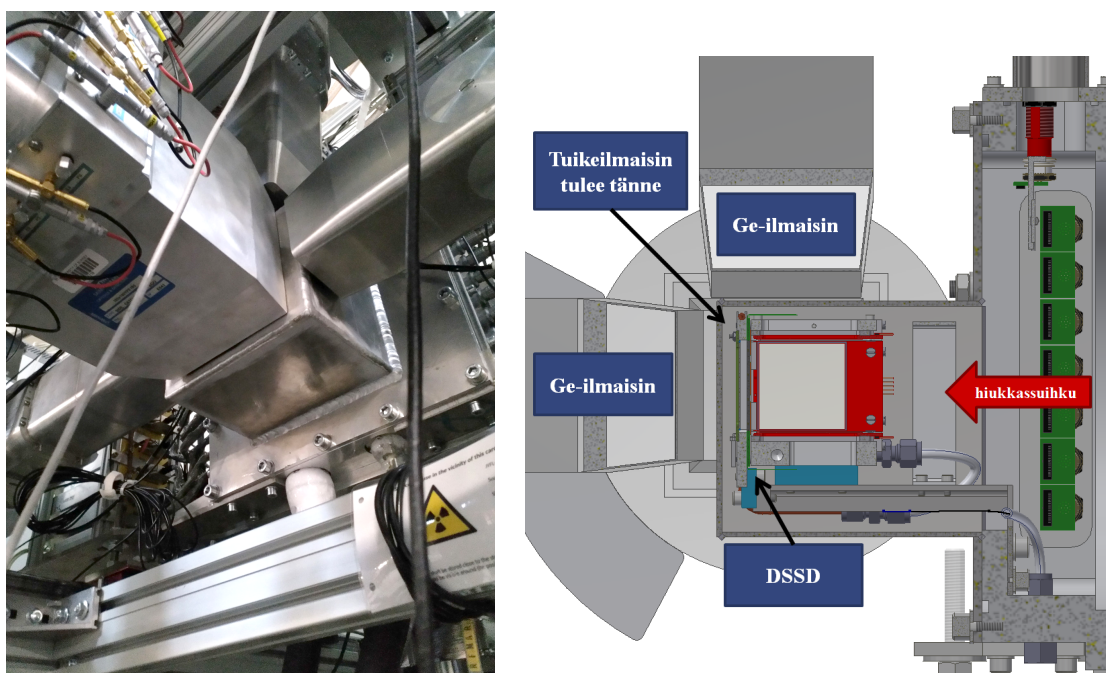
lyn energiaan, piivalomonistimia voidaan käyttää alkuperäisen säteilyn energian havaitsemiseen.

Piivalomonistimissa on tavallisen elektroniikasta johtuvan kohinan lisäksi omia kohinalähteitä, joita yleisesti kutsutaan ”pimeäksi kohinaksi” (*dark noise*). Koska yksittäinen elektroni-aukkopari saa aikaan valtavan vyöryn, vastaavasti lämpökohinan ansiosta syntyvä elektroni-aukkopari aiheuttaa havaittavan signaalin, luoden kohinataustan. Näitä ”pimeitä pulsseja” (*dark pulse*) ei voida erotella sellaisenaan tavallisista pulsseista, mutta niitä voidaan kuvata niiden tapahtumataajuudella (*dark rate*). Kuten muunkin lämpökohinan kohdalla, myös pimeitä pulsseja voidaan vähentää viilentämällä ilmaisinta. Piivalomonistimiin voidaan myös asettaa rajoite, että ainoastaan signaalit, jotka johtuvat usean solun samanaikaisesta vyörystä, otetaan huomioon. [12]

Piivalomonistimien pimeä kohina sisältää myös *afterpulsing*-kohinaa ja optista ristivaikutusta (*optical cross-talk*). Afterpulsing-kohinassa epäpuhtaudet piin kidehilassa toimivat ansoina elektroneille ja vapauttavat ne vasta jonkin äärellisen ajan kuluttua. Nämä elektronit voivat tietenkin aiheuttaa edelleen vyöryjä, jolloin yksittäistä fotonia kohti syntyy siis useampi kuin yksi vyöry. Optisessa ristivaikutuksessa yhdessä solussa tapahtuva fluoresenssi laukaisee vyöryn toisessa solussa. Solut voivat olla vierekkäin tai valo voi heijastua piivalomonistimeen kiinnitetystä tukeaineesta. [12]

4 Ilmaisimien

Uutta tuikeilmaisinta tullaan käyttämään MARA-rekyylierottimen [23] yhteydessä havaitsemaan fuusio-höyrystysreaktioissa syntyneiden rekyyliin hajoamisissa syntyviä beetahiukkasia, ja ollessaan käytössä se sijoitetaan MARA-linjan lopussa sijaitsevalle fokustasolle (kuva 4(a)) DSSD (*Double-Sided Strip Detector*) -ilmaisimen taakse kuvan 4(b) mukaisesti. DSSD-ilmaisimien koostuu kahdesta piikerroksesta, jotka on kumpikin jaettu erittäin ohuisiin kaistaleisiin ilmaisimeen osuneen hiukkasen paikan määrittämiseksi. MARA-rekyylierottimella estetään primäärihiukassuihkun pääsy fokustason herkille ilmaisimille sekä erotellaan mielenkiinnon kohteena olevat ytimet massa-varaussuhteen mukaan muista reaktiotuotteista sähköisellä dipolilla ja magneettisella dipolilla. Siten fokustasolla havaitaan fuusio-höyrystysreaktioissa syn-



Kuva 4. (a) Valokuva fokustason germaniumilmaisimista ja "hatusta", jonka sisälle tuikeilmaisimien tullaan sijoittamaan. (b) Poikkileikkaus fokustasosta (tuikeilmaisinta ei ole vielä sovitettu tähän). Tuikeilmaisimien tullaan sijoittamaan kuvaan merkityn DSSD:n taakse hiukassuihkun suuntaan nähden. CAD-piirros: Juha Tuunanen.

tyneistä rekyyliytimistä mielenkiintoisen ytimen kanssa samaa massa-varaussuhdetta olevat ytimet sekä näiden hajoamistuotteita, joista jälkimmäisiä voidaan käyttää rekyylimerkkaukseen. Tuikeilmaisimen ja DSSD-ilmaisimen ympärillä on lisäksi fokustason germanium-ilmaisimia gammasäteilyn havaitsemiseen.

Tuikeilmaisinta tullaan käyttämään DSSD-ilmaisimen kanssa beetamerkkaukseen: Kun DSSD:hen implantoitunut rekyyliydin beetahajoaa, kyseinen beetahiukkanen havaitaan sekä DSSD:llä että tuikeilmaisimella. DSSD-ilmaisimen avulla havaittu hiukkanen voidaan tunnistaa beetahiukkaseksi, jolloin tuikeilmaisimella voidaan ottaa huomioon ainoastaan beetahiukkasista aiheutuneet tapahtumat ja siten erotella joukosta riittävän korkeaenergiset hiukkaset. Näiden korrelaatioiden avulla muiden mittaussysteemin ilmaisimien havainnoista voidaan erotella ne, jotka todennäköisesti liittyvät havaittuihin beetahiukkasiin.

Tässä luvussa esitellään uusi tuikeilmaisimien lähtien liikkeelle siinä käytetystä tuikemateriaalista ja piivalomonistimien mallista. Näiden lisäksi käydään läpi ilmaisimen lopullinen geometria tuikesauvojen koosta ja SiPM:ien sijoituksesta lähtien aina siihen, miltä ilmaisimien lopulta näyttää sen lopullisessa käyttöpaikassa MARA:n fokustason tyhjiökammiossa.

4.1 Ilmaisimen osat – tuikesauvat ja SiPM:t

Ilmaisimen tuikemateriaali on Eljen Technology -valmistajan EJ-248-tuikemuovia [24]. EJ248:n polymeeripohjana toimii polyvinyylitolueeni, joka valmistajan mukaan voi laittaa myös tyhjiöön. Muita EJ-248-tuikemateriaalin ominaisuuksia on lueteltuna taulukossa 2. Erityistä huomiota tulee kiinnittää tuikeaineen emittoiman valon spektriin, sillä valon havaitsevan ilmaisimen tulee olla mielellään herkimmillään samoilla aallonpituuksilla. Kyseinen spektri on kuvassa 5, ja siitä voidaan nähdä, että spektrin maksimi tosiaan on 425 nanometrin kohdalla, ja että tuikeaine emittoi valoa aallonpituusalueella 400–520 nm.

Tuikesauvoja on kahta eri kokoa, jotka on esitelty kuvassa 6. Kuvassa on tuikesauvojen lisäksi myös valonohjaimet, jotka ohjaavat valon suuremmista tuikesauvoista piivalomonistimien 6 mm × 6 mm kokoiselle alueelle. Tuikesauvat päällystettiin valovuodon estämiseksi erityisen heijastavalla kalvolla, joka valittiin seuraavassa luvussa esiteltävien kokeiden perusteella. Kalvo on kauppanimeltään ESR (*Enhanced Specular Reflector*), ja sitä tullaankin tästä eteenpäin kutsumaan ESR-kalvoksi.

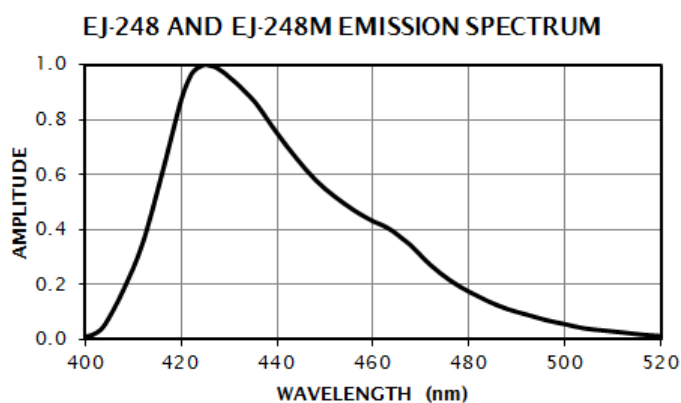
Taulukko 2. EJ-248-tuikemuovin ominaisuuksia [24].

valon tuotto	60% antraseenistä
tuiketehokkuus	9200 ftonia/1 MeV e ⁻
emissiospektrin maksimi	425 nm
valon vaimenemispituus ^a	250 cm
nousuaika ^b	0,9 ns
laskuaika ^b	2,1 ns
pulssin leveys (FWHM ^{b,c})	2,5 ns
taitekerroin	1,58
pehmenemislämpötila	99 °C
tiheys	1,023 g/cm ³

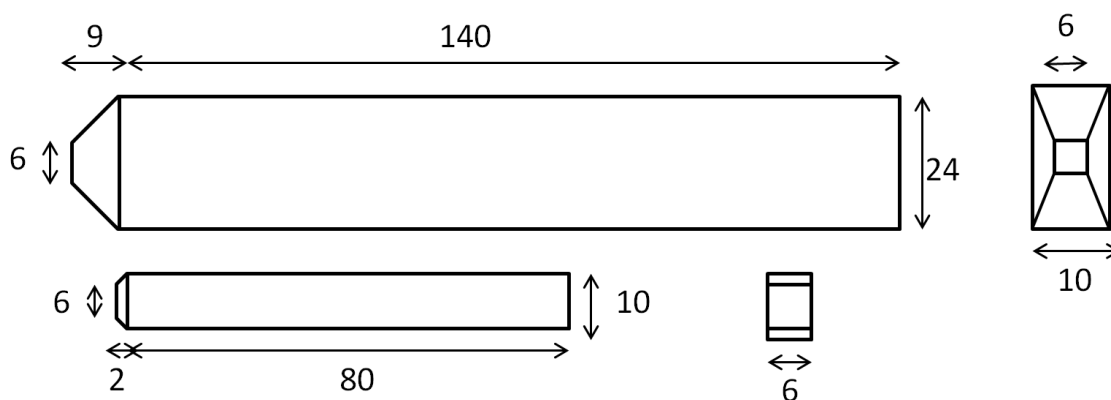
^a Pituus, jonka kulkeneen fotonin todennäköisyys olla absorboitumatta on 1/e

^b Valopulssin ominaisuuksia

^c Puoliarvonleveys (*full width at half maximum*)



Kuva 5. EJ-248-tuikemuovin (ja sitä vastaavan mutta paremmin lämpöä kestävä EJ-248M) emissiospektri. Kuva: [24].



Kuva 6. Ilmaisimessa käytettyjen tuikesauvojen ja valonohjaimien dimensiot millimetreissä.

Tuikesauvoihin kiinnitettävät piivalomonistimet ovat ON Semiconductor -valmistajan (aiemmin SensL Technologies) C-sarjan ilmaisimia [25]. SiPM:n ilmaisialue on suuruudeltaan $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$, yhden solun koko on $35 \text{ }\mu\text{m}$ ja yhdessä SiPM:ssä on kokonaisuudessaan 18980 solua [22]. Muita SiPM:ien ominaisuuksia on koottu taulukkoon 3. Piivalomonistimien havaitsemistehokkuus aallonpituuden funktiona on esitetty kuvassa 7. Havaitsemistehokkuus saavuttaa maksiminsa 420 nanometrillä, joka vastaa hyvin tuikesauvojen emittoiman valon aallonpituusmaksimia 425 nm. Kuvaajasta on myös nähtävissä, että havaitsemistehokkuus paranee erityisesti huippuaallonpituuden kohdalla ylijännitettä kasvatettaessa, ja että SiPM kykenee havaitsemaan myös jonkin verran näkyvän valon ulkopuolella olevia aallonpituuksia.

Valokuva tuikeilmaisimessa käytetystä piivalomonistimesta on kuvassa 8(a). Varisainisiin piivalomonistimiin on liitetty lisäksi jännitteen suodinpiiri bias-jännitteen vakauttamiseksi ja kyseinen piiri on esitetty kuvassa 8(b). Jotta SiPM:ien yli menevä

Taulukko 3. Ilmaisimessa käytettävien valoa havaitsevien piivalomonistimien ominaisuuksia [22].

kynnysjännite ^a	24,2–24,7 V
suositeltu ylijännite ^b	1,0–5,0 V
aallonpituusalue	300– 950 nm
huippuaallonpituus	420 nm
PDE ^c	31–41%
vahvistus	$3 \cdot 10^6$
pimeä virta ^d	618 nA
pimeä kohina ^d	1200 kHz
nousuaika	1,0 ns
pulssinleveys (FWHM)	3,2 ns
kynnysjännitteen lämpötilariippuvuus	21,5 mV/°C
vahvistuksen lämpötilariippuvuus	-0,8 %/°C
ristivaikutus ^d	7%
afterpulsing ^d	0,2%
täyttökerroin ^e	64%
virran maksimi ^f	20 mA

^a Geiger-moodin rajajännite (*breakdown voltage*)

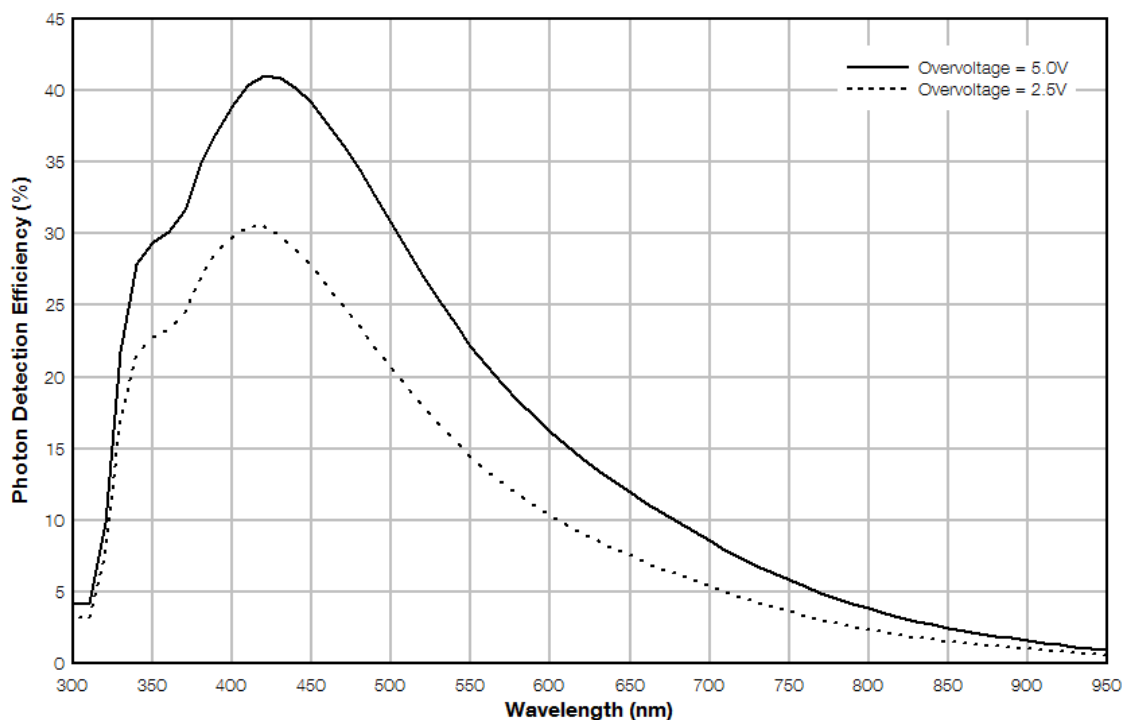
^b Kynnysjännitteen ylittävä jännite (*overvoltage*)

^c Fotonien havaitsemistehokkuus (*photon detection efficiency*) eli todennäköisyys, että ilmaisimelle osunut fotoni aiheuttaa vyöryn

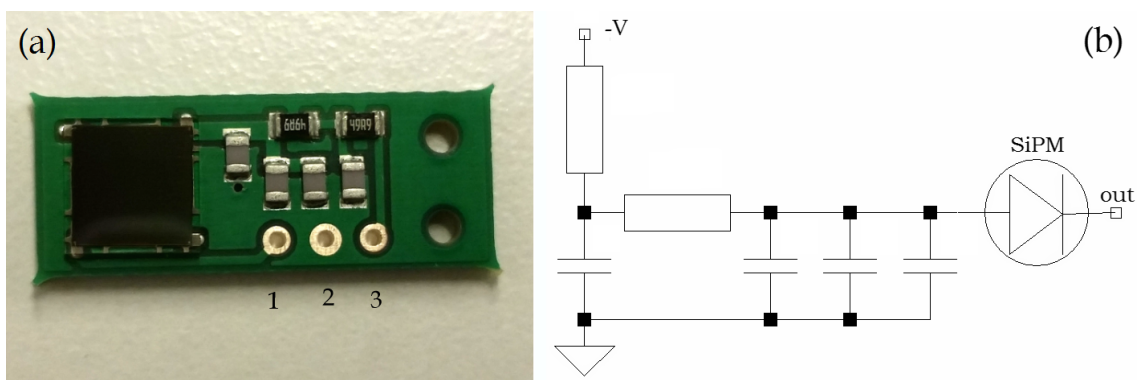
^d Kts. kappale 3.3.3

^e Ilmaisimen aktiivisten ja passiivisten alojen suhde

^f Maksimivirta, jonka SiPM:n läpi voi kulkea



Kuva 7. Ilmaisimessa käytettävien piivalomonistimien fotonien havaitsemistehokkuus aallonpituuden funktiona kahden eri ylijännitteen arvolla. Kuva: [22].

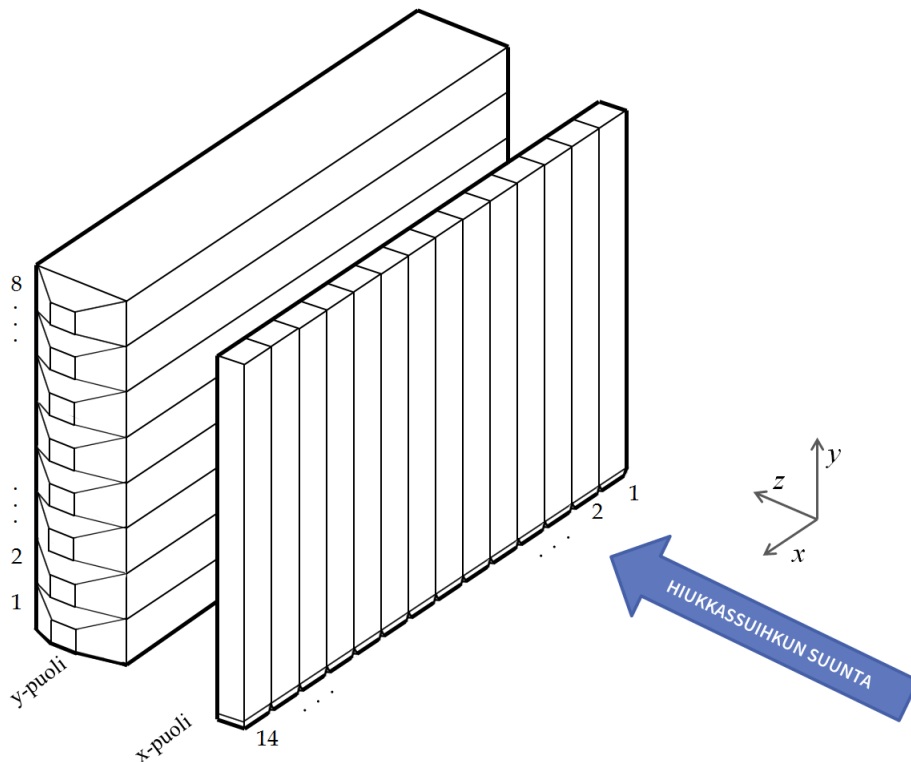


Kuva 8. (a) Ilmaisimessa käytetty piivalomonistin (musta neliö) ja siihen yhdistetty bias-suodinpiiri. Piirilevyn pinneistä 1 vastaa katodia, 2 maata ja 3 anodia. Jännite laitetaan anodipinnan kautta ja signaali luetaan katodilta. (b) Bias-suotimen piirikaavio, missä $-V$ esittää negatiivista käyttöjännitettä.

jännite on estosuuntainen ja bias-suodinpiiri suodattaa nimenomaan bias-jännitettä, piivalomonistimet biasoidaan negatiivisella käyttöjännitteellä kuvassa 8(a) esiintyvän anodipinnan kautta. Signaalit luetaan katodipinnan kautta ilman erillistä vahvistusta.

4.2 Ilmaisimen geometria

Ilmaisimien on koottu kahdesta eri rivistä tuikesauvoja, joista 14 pienempää ($10 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$) asetetaan vertikaalisesti ja kahdeksan suurempaa ($10 \text{ mm} \times 24 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$) horisontaalisesti hiukkassuihkun suuntaan nähden. Kun ilmaisimeen osuu beetahiukkanen, jolla on riittävästi energiaa päästä vähintään ensimmäisen kerroksen läpi (ja on näin ollen havaittavissa kummassakin kerroksessa), pienemmistä sauvoista koostuva kerros antaa hiukkasen osumispaikan x-koordinaatin ja suurempien sauvojen kerros y-koordinaatin. Kerrosten välinen geometria on esitetty kuvassa 9.

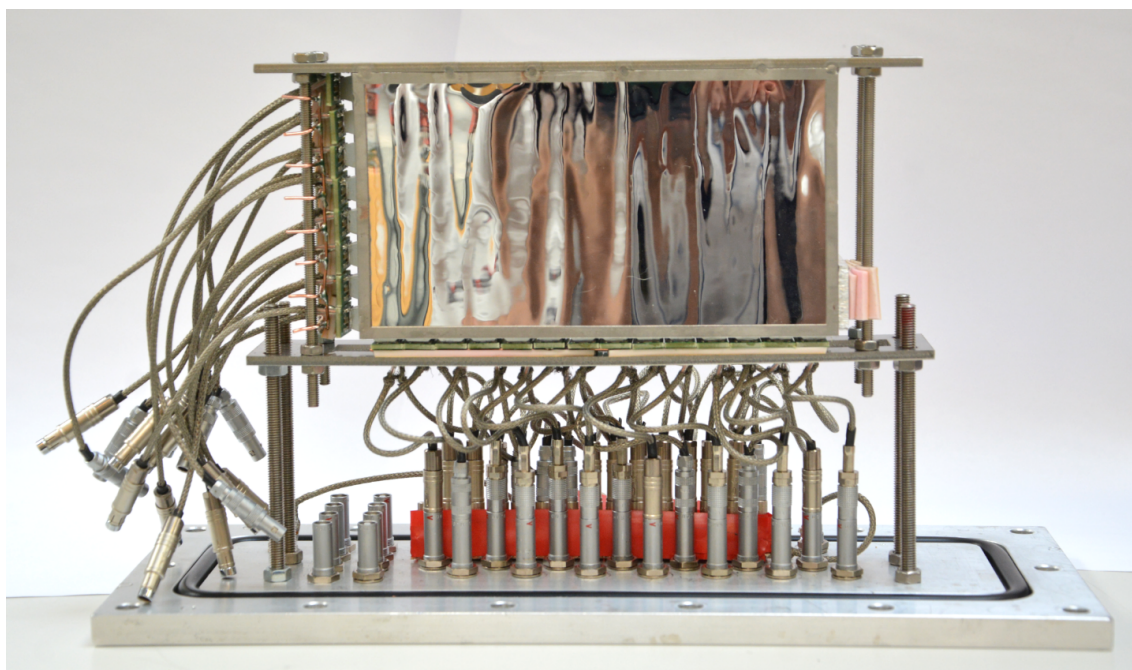


Kuva 9. Tuikeilmaisimen geometria MARA-rekylierottimen fokustasolla. Kuvassa on saapuvan hiukkassuihkun suunnan lisäksi x- ja y-puolen tuikesauvojen orientaatiot ja kanavien numeroinnit. Y-puolen tuikesauvojen signaalit luetaan sivulta, kun x-puolen signaalit luetaan alakautta. Piirroksessa x- ja y-puolen rivien etäisyyttä on liioiteltu; todellisuudessa kerrokset ovat kiinni toisissaan.

Kuvassa näkyy myös eri kerrosten tuikesauvojen eli kanavien numerointi. Numeroinnit on sovitettu ilmaisimen sijoituspaikan eli MARA-rekyylierottimen fokustason koordinaatistoon, missä z-akseli osoittaa hiukkassuihkun suuntaan ja käytössä on oikeakätinen koordinaatisto. Kumpikin sauvarivistö on päällystetty ESR-kalvolla siten, että hiukkassuihkua kohtisuoraan olevat pitkät sivut on päällystetty yksillä yhtenäisillä kerroksilla ja sauvojen välit erikseen. Kalvot on kiinnitetty tuikesauvoihin optisen rasvan avulla ja kiinnitys suoritettiin puhdashuoneessa pölyn välttämiseksi. SiPM:t kiinnitettiin niin ikään optisen rasvan avulla tuikesauvojen valonohjaimiin.

Tyhjiökammioon ilmaisin ripustetaan metallisen tukikehikon varaan, jotta se olisi yhdensuuntainen ja samalla korkeudella kuin DSSD. Valokuva ilmaisimesta tukikehikossaan on kuvassa 10, missä kehikko on lisäksi kiinnitetty tyhjiökammion laippaan. X- ja y-puolen bias-jännitteet viedään kammioon erikseen, mutta kuitenkin siten, että yhden puolen SiPM:t biasoidaan rinnan. Signaalit kustakin SiPM:stä tuodaan erikseen ulos kammioista. Valokuva ilmaisimesta kehikkoineen, kun kaikki kytkennät on tehty ja laippa on kiinnitetty MARA:n fokustason "hattuun", on kuvassa 11.

Uusi tuikeilmaisimien on suunniteltu sopimaan fokustason tyhjiökammioon. Tuikeilmaisimissa käytetyt materiaalit soveltuvat tyhjiöön ja ilmaisimien on kooltaan riittävän



Kuva 10. Ilmaisimien metallituessaan kiinnitetyt fokustason tyhjiökammion laippaan. Y-puolen johtimia ei ole kuvassa kiinnitetty.



Kuva 11. Ilmaisim metallikehikkoineen MARA:n fokustason tyhjiökammion ha-tussa. Kytkentälevyt, joissa SiPM:ien bias-jännitteenjaot tehdään, on ympäröity punaisella teipillä niiden eristämiseksi sähköisesti metallihatusta. Kytkentälevyi-hin tehtiin myös yhdet ylimääräiset paikat kaapeleille rikkoutumisen varalta.

pieni mahtuakseen kammioon, eivätkä sen kaapelit ajaudu muiden ilmaisimien tielle. Koska ilmaisinta käytetään beetamerkkaukseen DSSD:n kanssa, sen tulee peittää vä-hintään DSSD:n aktiivinen poikkipinta-ala ($48 \text{ mm} \times 128 \text{ mm}$) havaitsemistehokkuu-den maksimoimiseksi. Kuitenkin fokustason gammailmaisimet tulee myös huomioida: Kun tuikeilmaisim lisätään fokustasaan, gammailmaisimien havaitsemistehokkuus huononee, kun ne joutuvat kauemmas DSSD:stä. Näillä perusteilla ilmaisimen aktii-visen alueen poikkipinta-alaksi valikoitui $80 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$, jolloin se kattaa reilusti DSSD:n muttei vielä valtavasti haittaa gammailmaisimien toimintaa.

Sopivan poikkipinta-alan lisäksi tuikeilmaisimen tulee olla riittävän paksu, jotta sillä pystytään havaitsemaan korkeaenergiset beetahiukkaset beetamerkkausta var-ten. Viitteiden [1, 26] mittaamien beetaspektrien perusteella lienee riittävää, että ilmaisim pysäyttää noin 6 MeV :n beetahiukkaset. Tätä korkeaenergisemmät hiukkaset jättävät vähemmän energiaa ilmaisimeen, mutta niiden olemassaolo voidaan silti havaita. 6 MeV :n beetahiukkasen energiajättöä tuikeilmaisimen kerroksissa voidaan arvioida kappaleessa 3.1.1 esitettyjen yhtälöiden avulla. EJ-248-tuikemateriaalin

voidaan olettaa koostuvan lähes pelkästään vety- ja hiiliatomeista, joiden lukumäärät kuutiosenttimetriä kohti ovat valmistajan mukaan $5,18 \cdot 10^{22}$ ja $4,69 \cdot 10^{22}$, jolloin painokertoimet yhtälöä 17 varten ovat vedylle 0,085 ja hiillelle 0,915. Yhteensä 6 MeV:n elektronin energiajätö tuikemateriaaliin on tällöin 1,981 MeV/cm, kun törmäyksistä johtuvan energiajätön yhtälössä huomioi tiheyskorjauksen viitteen [27] mukaisesti. Ilmaisimen ensimmäisen kerroksen läpi kuljettuaan eli 6 mm tuikeaineen jälkeen hiukkasen energia on tippunut 4,811 MeViin. Toistamalla edelliset laskut uudella energialla, energiajätö on nyt 1,943 MeV/cm ja toisen 2,4 cm paksun kerroksen jälkeen elektronilla on energiaa jäljellä enää 0,148 MeV:iä. Tässä saadut lukemat ovat tosiaan kuitenkin vain arvioita: Elektronit (ja positronit) voivat tosiaan siroa paljonkin väliaineessa, ja niiden energiajätö vaihtelee huomattavasti enemmän kuin esimerkiksi raskaammilla hiukkasilla [12]. Tällöin myös kantaman määrittäminen ei ole täysin ongelmaton. Energiajätön avulla tosiaan saadaan arvio keskimääräiselle kantamalle, joka kuitenkin elektronin tapauksessa eroaa vielä melkoisesti vaikkapa matkasta, jonka jälkeen 95% elektroneista ovat pysähtyneet [17]. Toisaalta on erittäin todennäköistä, että elektroni ei saavu ilmaisimelle aivan kohtisuoraan ilmaisimen pintaan nähden, jolloin sen tuikeaineessa kulkema matka on enemmän kuin ilmaisimen paksuus 3 cm ja sillä on tällöin suurempi todennäköisyys pysähtyä aineeseen. Kun tämä otetaan huomioon, suurin osa 6 MeV:n beetahiukkasista on hyvin havaittavissa ja niitäkin korkeaenergisempien hiukkasten energia on mahdollista mitata.

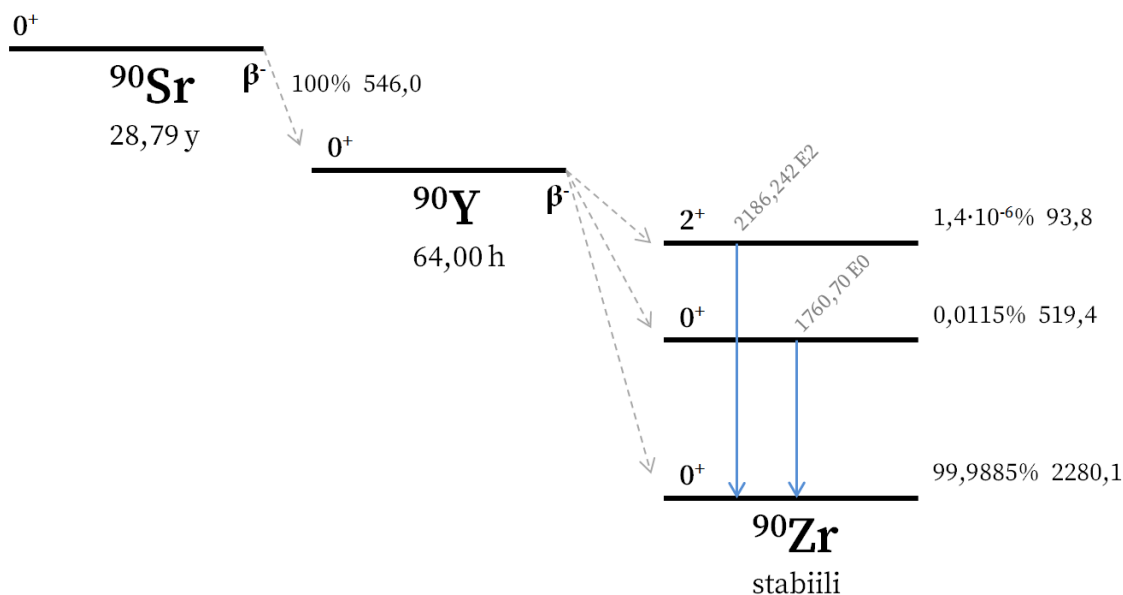
Paksuuden kanssa tulee kuitenkin myös huomioida tuikeilmaisimen takana oleva gammailmaisin, eli tuikeilmaisimella ei kuitenkaan saa olla liian paksu vaimentaakseen merkittävästi rekyyliä gamma säteilyä. Edellä esitetty kolme senttimetriä ei vaimenna voimakkaasti fotonisäteilyä: yhtälön 23 ja EJ-248:aa vastaavan tuikemateriaalin EJ-200:n vaimennuskertoimien 0,1633 1/cm, 0,1349 1/cm ja 0,0703 1/cm [28] avulla voidaan laskea, että 100 keV, 200 keV ja 1000 keV energioilla ilmaisimen läpi pääsee vastaavasti 61 %, 67 % ja 81 % alkuperäisestä intensiteetistä.

5 Testaaminen

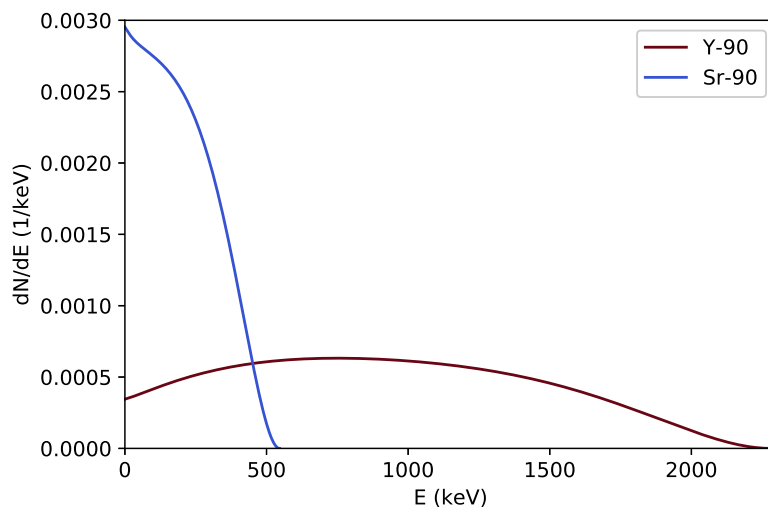
5.1 Päälystevaihtoehtojen vertailu

Tuikemateriaali on päälystettävä jonkinlaisella heijastavalla materiaalilla, jotta suurin osa säteilytapahdumasta syntyvästä valontuikahduksesta päätyisi valonohjaimen kautta valoilmaisimelle (tässä tapauksessa SiPM:lle) eikä vain pakenisi sauvasta. Päälystemateriaaleja on erilaisia, ja tässä on testattu alumiinifoliota, ESR-kalvoa ja titaanioksidi- (TiO_2) maalia, joita on lisäksi verrattu maalaamattomiin sauvoihin. Testeissä tutkittiin, millainen vaikutus eri päälysteillä on valonkeräystehokkuuteen, mitattuun spektriin ja yhden sauvan paikkaherkkyteen.

Testeissä käytettiin $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -beetalähdettä, jonka hajoamiskaavio on kuvassa 12 ja spektri kuvassa 13. Säteilylähteessä ^{90}Sr hajoaa β^- -hajoamisen ($t_{1/2} = 28,79$ y, $Q = 546,0$ keV) kautta ^{90}Y :ksi, joka edelleen beetahajoaa ($t_{1/2} = 64,00$ h, $Q =$



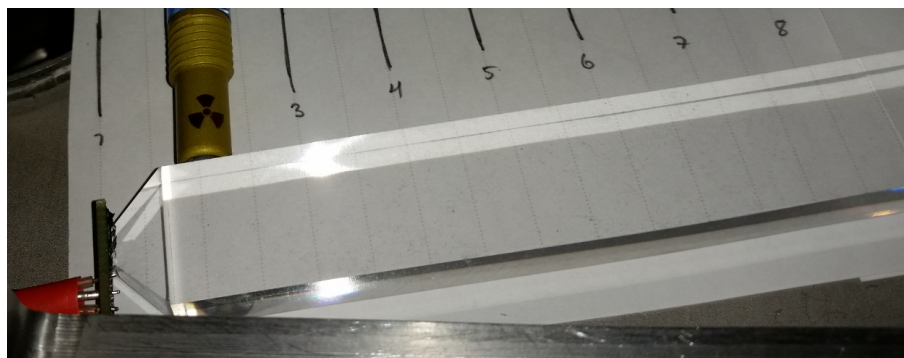
Kuva 12. ^{90}Sr -ytimestä lähtevä hajoamiskaavio. $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ -siirtymän beetahiukkasen päätepiste-energiat ja siirtymien suhteelliset osuudet on merkitty kunkin mahdollisen lopputilan kohdalle. Energiat ovat yksikössä keV. Lukuarvot viitteestä [9]



Kuva 13. Kuvan 12 hajoamisketjun beetahiukkasten energiajakaumat eroteltuina emoytimen mukaan. Lukuarvot kuvaajaa varten on tuotettu Betashape-ohjelman avulla [10, 11].

2280,1 keV) stabiiliksi ^{90}Zr -yttimeksi [9]. Säteilylähdettä liikuteltiin tuikesauvan sivulla tasaisin välein oleviin paikkoihin, ja yhtä paikkaa kohden spektriä mitattiin noin viisi minuuttia. Testeissä paikat oli nimetty siten, että paikka 1 vastasi SiPM:n sijaintia ja kukin seuraavista paikoista oli $1,8 \pm 0,2$ cm:n etäisyydellä edellisestä. Valokuva mittaussasetelmasta on kuvassa 14. Mittaukset suoritettiin tyhjiökammion sisällä, jotta mittaussysteemi saatiin eristettyä valolta mahdollisimman hyvin. Kammio tarjosi lisäksi jonkinlaisen eristeen taustasäteilyä ja värähtelyä vastaan, sillä kammio oli valmistettu kohtalaisen paksusta teräksestä ja oli sen johdosta melko raskas. Ilmaisimen käyttöjännitteenä oli 29 voltia.

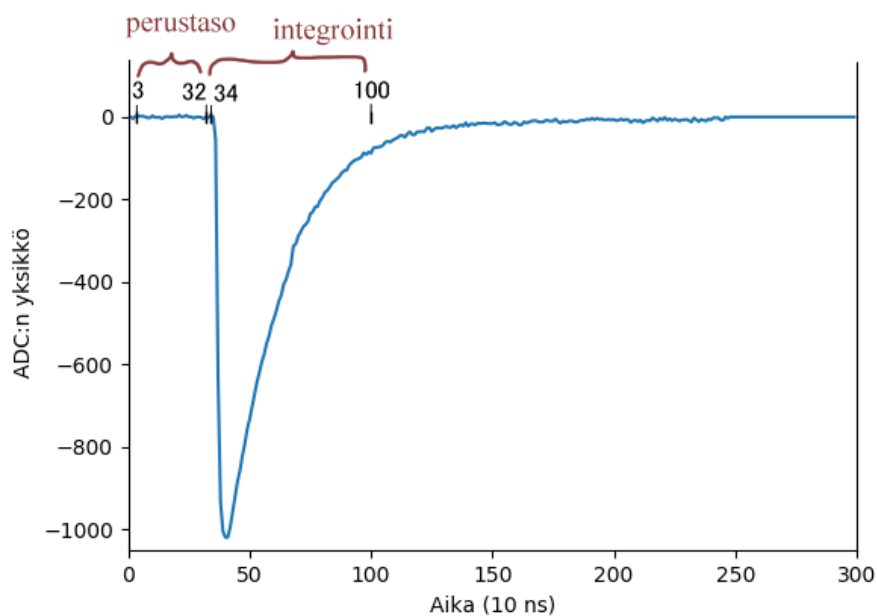
SiPM:ien signaalit johdettiin tuikeilmaisimelta suoraan NUTAQ-analogia-digitaalimuuntimelle (100 MHz, 16 bit), josta ne siirrettiin suoraan tietokoneelle. Signaaleista tallennettiin niiden jäljet (*trace*, eli jännitelukema tiettyä aikayksikköä kohden), joiden energiainformaatio selvitettiin integroimalla signaalit tietyn aikavälin yli. Eräs jälki on piirretty kuvaan 15, mihin on myös merkitty mittauksessa käytetty perustason keskiarvon ja energiaintegraalin laskemiseen käytetyt aikavälit. Energiat on sen jälkeen sijoitettu histogrammeihin, jonka yhtä arvoväliä on tässä kutsuttu kanavaksi, sillä suoraan integraalista saadut arvot vastaavat analogia-digitaalimuuntimen arvoja, eivät varsinaisia energioita. Datan käsittelyyn ja visualisointiin mittausten aikana käytettiin Jyväskylässä kehitettyä Grain-ohjelmaa [29]. Grain-ohjelman avulla havai-



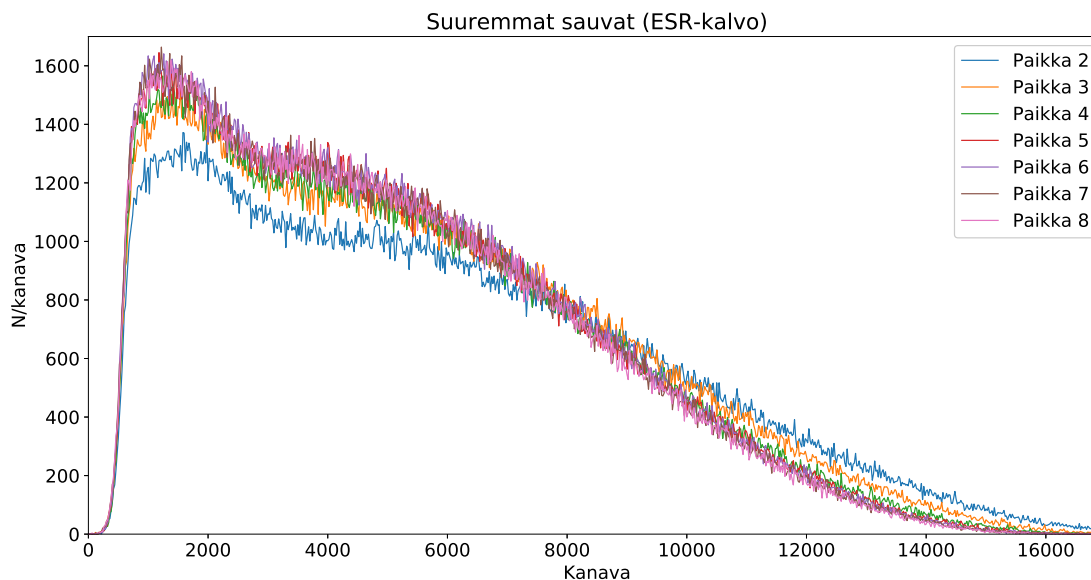
Kuva 14. Valokuva mittaustilanteesta, kun selvitetään yhden sauvan paikka-herkkyyttä eri päällystemateriaaleilla. Kuvassa olevaan $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ lähteen sivuille lisättiin vielä metallipalat kollimointia varten. Kuvassa näkyvät myös mittauksessa käytetyt säteilylähteen paikkanumeroinnit.

tuista säteilytapahtumista muodostettiin histogrammit, joita työstettiin edelleen itse kirjoitetun Python-koodin avulla.

Kustakin paikasta tallentui kuvan 16 kaltaisia spektrejä. Kyseiseen kuvaan on piirretty päällekkäin suuremman sauvan sivuilta mitatut spektrit. Spektristä on eroteltavissa ^{90}Sr - ja ^{90}Y -komponentit kuvien 12 ja 13 tietojen perusteella: matalamman päätepiste-energian omaava ^{90}Sr :n beetahiukkanen näkyy spektrin ensimmäisessä



Kuva 15. Esimerkkikuva yhden signaalin jäljestä. Kuvaan on merkitty perustason (30–320 ns) ja energiaintegraalin (340–1000 ns) laskuihin käytetyt aikavälit.

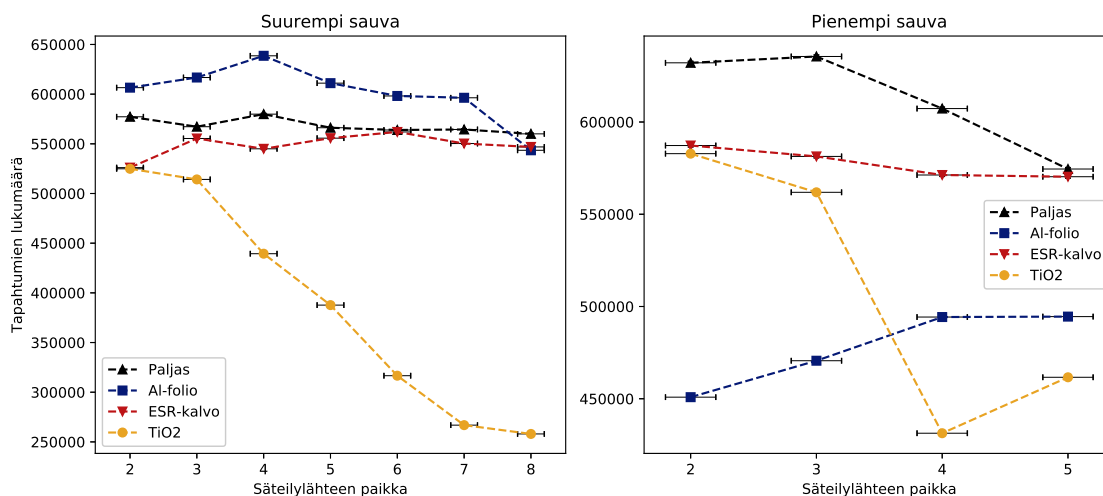


Kuva 16. Eri SiPM:n ja $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -säteilylähteen etäisyyksillä mitattuja spektrejä ESR-kalvolla päällystetyille suuremmalle sauvalle.

huipussa vasemmalta, ja toisen huipun aiheuttanee siten ^{90}Y .

Eri paikoista kummallekin sauvalle mitatut säteilytapahtumien lukumäärät on piirretty kuvaajiin, jotka ovat kuvassa 17. Kuvaajista on nähtävissä, että siinä missä muissa tapauksissa tapahtumien lukumäärä pysyy suurin piirtein tasaisena, TiO_2 -maalin tapauksessa säteilylähteen siirtyessä kauemmaksi SiPM:stä tapahtumien lukumäärä vähenee voimakkaasti. Tähän tosin vaikuttaa myös kynnyks, jonka alapuolelle jääviä energioita ei oteta huomioon: nyt kynnyks oli riittävän korkealla ilmiön havaitsemiseen. TiO_2 -päällysteisessä sauvassa valonkeräystehokkuus siis huononee valon kulkeman matkan kasvaessa, ja osaa tapahtumista ei havaita lainkaan, kun oletetaan, että säteilylähde säteilee yhtä paljon vielä sauvan kauimmaisessa päässäkin.

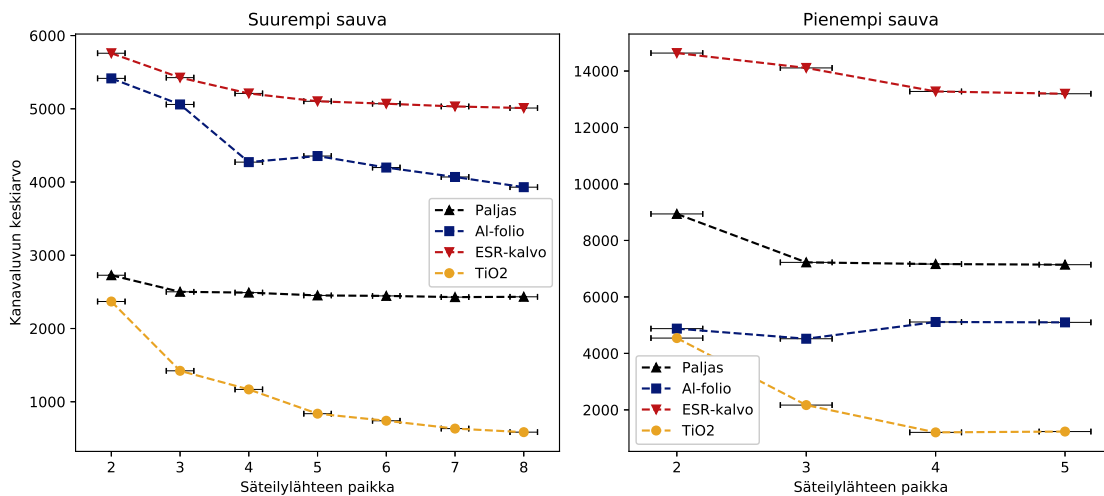
TiO_2 -maalin tapauksessa valonheijastuminen on diffuusia, eli sauvan seinämään osunut valo heijastuu kaikkiin suuntiin yhtä aikaa ja samalla vaimenee. Kun sauvan toisessa päässä säteilyn energia on pieni ja aiheuttaa vain vaimean valontuikahduksen, tämä valo saattaa heijastua useankin kerran sauvan seinämistä ja siten vaimenee nopeasti niin pieneksi, että SiPM ei kykene sitä enää havaitsemaan. Sen sijaan alumiinifolio ja ESR-kalvo heijastavat peilimäisesti, eli tulevan valonsäteiden heijastuskulma on sama kuin sen tulokulma, eikä sen intensiteetti ideaalitapauksessa vaimene. Tapahtumien lukumäärään tosin voi vaikuttaa voimakkaastikin säteilyn tilastollinen luonne; aikarajoitteiden vuoksi kukin spektri mitattiin vain kerran. Alumiinifolion



Kuva 17. Eri kohdissa tuikesauvojen sivulla mitattujen tapahtumien lukumäärä säteilylähteen ja SiPM:n etäisyyden funktiona. Etäisyyden nimeäminen on selvitetty tekstissä.

tapauksessa tapahtumien lukumäärän vaihtelua voi selittää myös folion epätasaisuus: Siinä missä ESR-kalvo oli paksumpaa ja pysyi helpommin suorassa tuikesauvan päällä, alumiinifolio rypistyi helposti. Vaikka kiinnittämisen yhteydessä päästiinkin jonkinasteiseen silyteen, folio saattoi rypistyä edelleen sauvaa käsitellessä, kun se asetettiin kammioon ja kun säteilylähdettä (ja kollimaatiopaloja) liikuteltiin sauvan sivulla. Näinpä sauvan seinämistä heijastuva valo saattoi välillä heijastua ns. väärään suuntaan tai heijastua sauvan sisällä useita kertoja ennen SiPM:lle päätymistään.

Spektreistä laskettiin kullekin keskimääräinen kanava. Käytännössä tämä tarkoittaa kanavalukujen keskiarvoa, kun kutakin kanavaa on painotettu siihen kertyneiden tapahtumien lukumäärällä. Tulokset kummallekin sauvalle erikseen piirrettiin jälleen kuvaajiin (kuva 18). Kuvaajista näkyy, että kullekin päällystetyypille SiPM:ää lähimpänä olevasta paikasta (paikka 2) kerätyn spektrin keskiarvo on suurin, eli tällöin spektri oli myös levein. TiO₂-maalilla saavutetaan näiden mittausten perusteella paras paikkaherkkyys, sillä maalattujen sauvojen spektrien keskiarvot muuttuvat voimakkaimmin säteilylähteen etäisyyden SiPM:stä kasvaessa. ESR-kalvolla havaitaan myös jonkin verran paikkaherkkyyttä kummankin sauvan tapauksessa, mutta keskiarvon muutos loppuu tietyn etäisyyden jälkeen (pidemmällä sauvalla n. 7 cm ja pienemmällä 5 cm). Alumiinifoliopäällysteisellä pidemmällä sauvalla on havaittavissa hieman paikkaherkkyyttä, mutta pienemmän sauvan tapauksessa sekä paljailla tuikesauvoilla paikkariippuvuutta ei näytä olevan lainkaan.



Kuva 18. Eri kohdissa tuikesauvan reunaa mitattujen spektrien keskiarvot säteilylähteen ja SiPM:n etäisyyden funktiona kummallekin sauvakoolle. Paikkojen nimeäminen on selitetty tekstissä, ja kanavaluku vastaa kalibroimattoman spektrin yhtä kanavaa.

Lähinnä SiPM:ää olevassa paikassa systemaattisesti esiintyvä korkeampi spektrin keskiarvo johtuu siitä, että SiPM:n keräämän valon intensiteetti on tällöin ollut keskimäärin suurempi kuin kauemmissa paikoissa. Kauempaa tulevat valontuikahdukset saattavat ehtiä vaimeta matkalla jonkin verran. Ilmiö on voimakkaampi pidemmän sauvan tapauksessa, sillä säteilylähte oli tällöin tuossa paikassa 2 aivan valonohjaimen tyvessä kiinni, siinä missä pienemmässä sauvassa ensimmäinen paikka SiPM:n jälkeen sijoittui hieman kauemmas. TiO₂-maalin voimakas paikkaherkkyys johtunee nimenomaan sen heijastusominaisuudesta: saman energian omaavan elektronin signaali toki aiheuttaa yhtä kirkkaan valontuikahduksen missä kohtaa tahansa sauvaa, mutta kauempana sauvassa se ehtii jälleen vaimeta matkalla voimakkaammin kuin esimerkiksi alumiinifolion tapauksessa.

Yhteenvedona voidaan todeta, että vaikka TiO₂-maalilla voidaankin saavuttaa paras paikkaherkkyys vertailussa olleista päällystevaihtoehdoista, sama ilmiö joka aiheuttaa hyvän paikkaherkkyuden aiheuttaa pitkänmallisessa sauvassa ei-toivottavaa informaatiohäviötä. ESR-kalvolla sen sijaan ei vastaavaa havaitsemistehokkuuden romahtamista ole, ja sillä on myös kohtalainen paikkaherkkyys tarvittaessa. Koko ilmaisimen kohdalla olennaisempaa kuitenkin on, että tietoa ei katoa. Vaihtoehtoisesti jokaiseen tuikesauvaan voitaisiin kiinnittää SiPM kumpaankin päähän, jolloin paikka oltaisiin edelleen voitu selvittää, mutta informaatiota ei katoaisi yhtä paljon. Tällöin

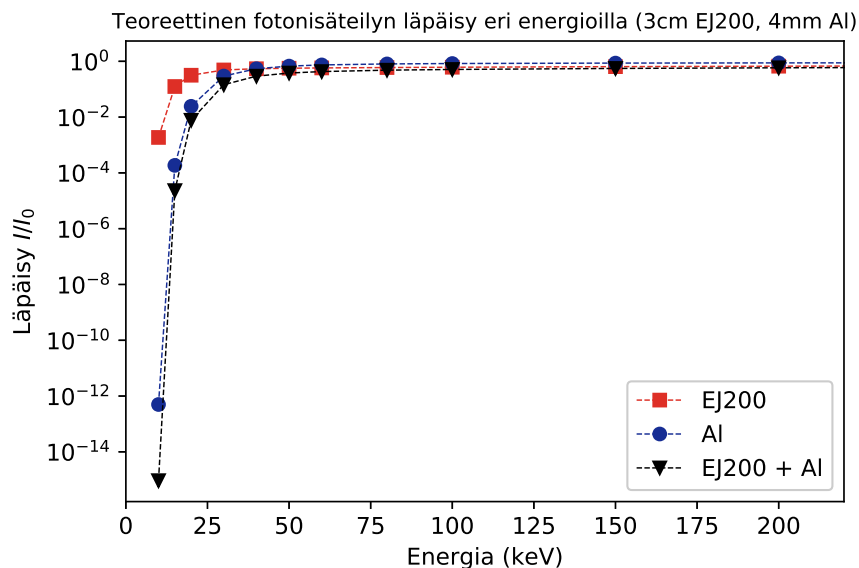
tosin SiPM:ien määrä ja lukuelektroniikan kanavien määrä kaksinkertaistuisi, ja mittaussysteemistä tulisi monimutkaisempi. Koska yhden sauvan paikkaherkkyys ei koko ilmaisimen toiminnan kannalta ollut olennaista, tällaiseen ratkaisuun ei päädytty.

5.2 Ilmaisimen gammaläpinäkyvyys

Kuten tämän luvun alussa on todettu, ilmaisimien sijoittamaan MARA:n fokustasolle siten, että sen takana on gammailmaisimien. Tällöin tuikeilmaisimien ei saa liikaa vaimentaa gammasäteilyä ja siten haitata toisen ilmaisimen toimintaa. Ilmaisimen etupuolelta tulevaa gammasäteilyä vaimentaa ilmaisimen lisäksi myös tyhjiökammion alumiininen seinä. Eräs syy tuikeilmaisimen rakentamiselle onkin juuri sen gammaläpäisevyys: tuikeilmaisimen tilalla aiemmin käytetyssä planaarisessa germanium-ilmaisimessa on nimensä mukaisesti germaniumia ($Z = 32$), joka muovia ($Z_{max} = 6$) raskaampana vaimentaa gammasäteilyä vielä enemmän. Ilmaisimen gammaläpinäkyvyyttä on tarkasteltu tässä sekä laskennallisesti että kokeellisesti.

Teoreettinen vaimenemiskäyrä saadaan käyttämällä yhtälöä 23. Laskussa on käytetty tuikemuovin paksuudeksi 3 senttimetriä ja alumiinikerroksen on oletettu olevan 4 mm. Tuikemuoville käytettiin Eljen Technologyn antamia vaimennuskertoimia EJ-200-tuikemateriaalille [28], koska kertoimien voi olettaa olevan samanlaiset myös EJ-248-tuikemateriaalille eikä parempaa tietoa ole. Alumiinille laskussa on käytetty NIST:in taulukoimia massavaimennuskertoimia [19]. Tuloksena saadaan kuvassa 19 oleva kuvaaja, josta nähdään, että suurin osa vaimenemisesta tapahtuu alumiinissa ja tuikemuovilla on vain melko pieni vaikutus. Laskussa muun välissä olevan materiaalin (esim. ESR-kalvon) vaikutus oletettiin mitättömäksi.

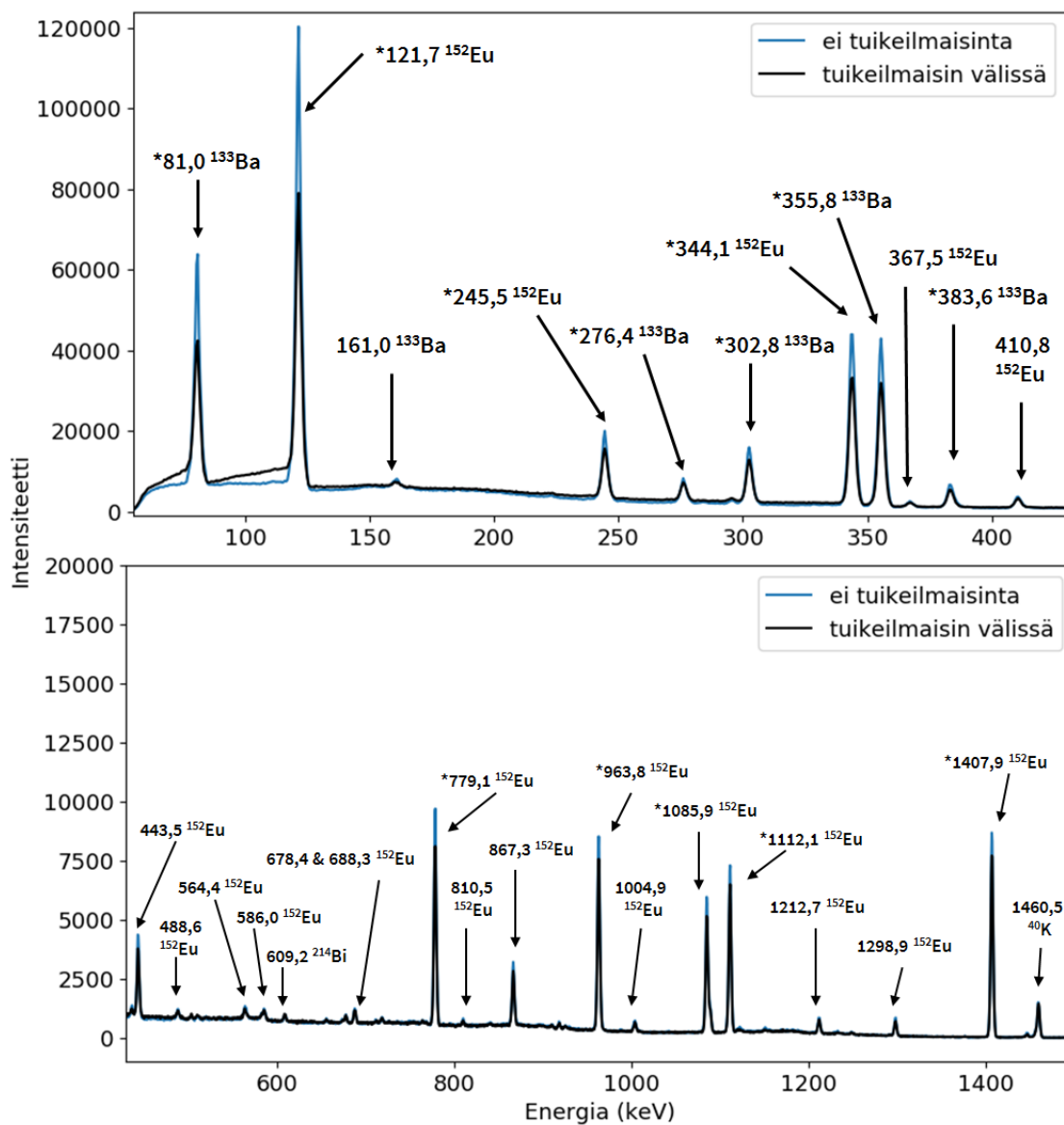
Vaimenemista tarkasteltiin kokeellisesti $^{152}\text{Eu}/^{133}\text{Ba}$ -säteilylähteellä ja germaniumilmaisimella (käytössä Mirion Technologies -valmistajan BEGe-ilmaisimena, *Broad Energy Germanium*). Säteilylähde asetettiin fokustasolla DSSD:n taakse lähes kiinni siihen. Tuikeilmaisimien oli tavallisella paikallaan tyhjiökammiossa, ja gammailmaisimien asetettiin kammion ulkopuolelle aivan kammion seinään kiinni (kuva 4), eli geometria ilmaisimien osalta oli sama kuin varsinaisissa mittauksissa olisi. Mittaukset tehtiin ilmanpaineessa ja SiPM:iä biasjännitteellä oli 29 volttia. Säteilyä mitattiin tällä tavalla muutama kymmenen minuuttia, minkä jälkeen tuikeilmaisimien poistettiin tyhjiökammioista ja säteilyä mitattiin tällä tavalla vielä jonkin aikaa. Myös gammailmaisimien signaalit kerättiin samaa kautta kuin ne tosikäytössäkin kerättäisiin: Signaalit



Kuva 19. Säteilyn laskennallinen läpäisy eri kerroksissa eri energioilla.

johdettiin ensin fokustasolla sijaitsevalle koaksiaali-differentiaalikaapelimuuntimelle eli SOD (*single-ended to differential*) -kortille, josta ne sitten kulkeutuivat muualla sijaitsevalle käänteiselle muuntimelle eli DOS (*differential to single-ended*) -kortille. DOS-kortilta signaalit siirtyvät niin ikään NUTAQ-analogia-digitaalimuuntimelle ja sitä kautta tietokoneelle. Toisin kuin edellä kuvatuissa mittauksissa, tällä kertaa signaaleista ei tallennettu niiden jälkiä, vaan signaalien sisältämä energiainformaatio selvitetään käyttäen *Moving Window Deconvolution* (MWD) -algoritmia. MWD-algoritmissa esivahvistinsignaalit muokataan puolisuunnikkaan muotoiseksi siten, että niiden korkeus vastaa havaitun säteilyn energiaa. Datan analysointiin käytettiin jälleen Grain-ohjelmaa ja Python-koodia. Gammailmaisimelle käytettiin aiempaa energiakalibraatiota.

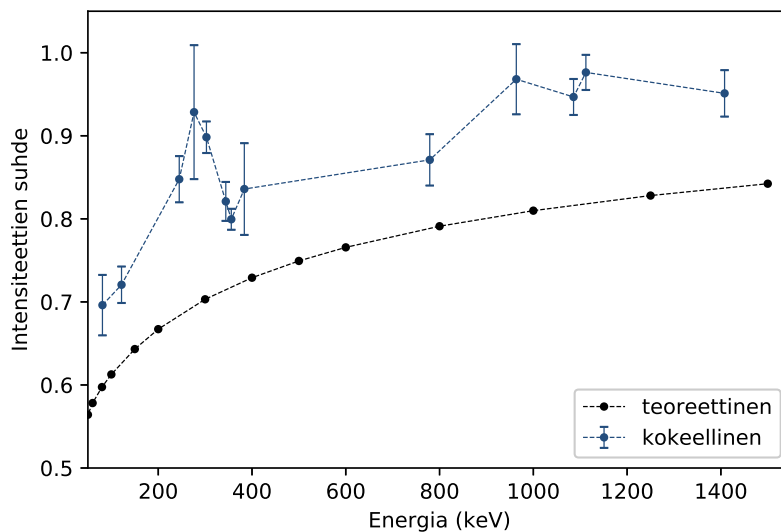
Mitatut spektrit ovat esitettyinä päällekkäin kuvassa 20. Spektrit on normitettu siten, että taustasäteistä tuleva ⁴⁰K-piikki (1460 keV) on kummassakin spektrissä samankokoinen, jolloin eri mittausaikojen vaikutus poistuu. Spektriin on nimetty ytimet, joista peräisin kyseiset energiapiikit ovat. Spektreissä esitetyt energia-arvot on saatu sovittamalla Gaussin käyrä spektrin piikkeihin ja niitä vastaavat ytimet tunnistettiin viitteiden [30–33] avulla. Spektrissä, joka mitattiin ilman tuikeilmaisinta, piikit ovat odotetusti toisen spektrin piikkejä korkeampia. Lisäksi matalilla energioilla tuikeilmaisimen kanssa mitatussa spektrissä piikeistä erottuu ”häntä” piikkien matalaenergiseltä puolelta, mutta muuten spektrit ovat samanlaiset.



Kuva 20. BEGe-ilmasimella mitatut energiaspektrit, kun tuikeilmaisain oli lähteen ja gammailmaisimen välissä sekä ilman sitä. Tähdellä merkityjä energioita käytettiin tarkempaan vaimenemisen tarkasteluun. Huomaa, että kuvissa on eri asteikot.

Ilman tuikeilmaisinta mitatussa spektrissä piikit ovat korkeampia kuin tuikeilmaisimen kanssa mitatussa, koska välissä oleva tuikeilmaisim on estänyt osan fotoneista pääsyn gammailmaisimelle. Fotonit vuorovaikuttavat tuikeilmaisimen atomien kanssa: osa fotoneista katoaa kokonaan valosähköisen ilmiön johdosta ja osasta tulee matalaenergisempiä fotoneja Compton-sironnassa. Compton-sironta selittää myös tuikeilmaisimen kanssa mitatussa spektrissä näkyvät hännät, kun osa matalaenergisistä fotoneista havaitaan gammailmaisimella. Tällöin myös piikkien pinta-alat pienenevät.

Kuvaan 20 tähdellä merkittyjen piikkien avulla tarkasteltiin tuikeilmaisimen vaikutusta gammasäteilyn läpäisyyn. Piikeille määritettiin pinta-alat jälleen Grain-ohjelman sovitustyökalua käyttäen. Kun lasketaan suhde pinta-aloille tuikeilmaisimen ollessa säteilylähteen ja gammailmaisimen välissä ja ilman sitä, saadaan pelkän tuikemateriaalin vaikutus säteilyn vaimenemiseen. Pinta-alojen suhteet on piirretty kuvaajaan (kuva 21). Kuvaajaan on myös piirretty tilannetta vastaava teoreettinen käyrä käyttäen edellä laskettuja arvoja hyödyksi: vastaava intensiteettien suhde saadaan jakamalla alumiinin ja EJ-200-materiaalin läpäisy pelkän alumiinin läpäisyn avulla, jolloin jäljelle jää vain EJ-200-materiaalin läpäisy. Alojen suhteet seuraavat teoreettisen käyrän muotoa ja ovat odotetusti pienempiä kuin yksi, mutta ne myös ovat systemaattisesti $\sim 0,1$:llä suurempia kuin teoreettiset arvot. Yksi mahdollinen



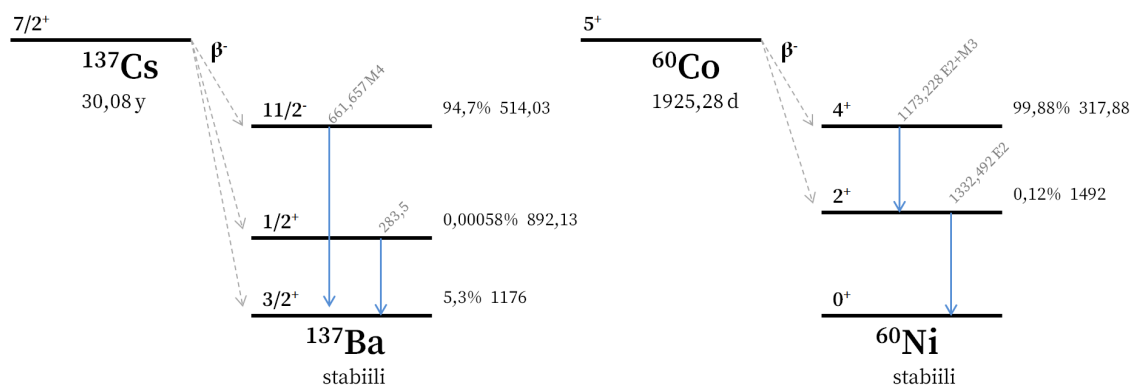
Kuva 21. Spektristä määritettyjen piikkien pinta-alojen suhteet virheineen energian funktiona verrattuna teoreettiseen tulokseen.

syy tälle voi olla se, että laskussa käytetty EJ-200-tuikemuovi vaimentaa säteilyä enemmän kuin tuikeilmaisimessa käytetty EJ-248. Valmistaja ei erottele näitä kahta tuikemateriaalia sen enempää kuin mainitsemalla, että EJ-248 on vastaava kuin EJ-200 mutta kestää lämpöä paremmin. Valmistajan mukaan muovi kummassakin tuikeaineessa on kuitenkin sama, eli polyvinyylitolueeni.

5.3 Ilmaisimen testaus eri säteilylähteillä

Testaamalla ilmaisinta erilaisilla säteilylähteillä voidaan selvittää ja ymmärtää ilmaisimen toimintamekanismeja. Tässä kappaleessa esitellään kolmella eri säteilylähteellä, $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -beetalähteellä sekä ^{137}Cs - ja ^{60}Co -gammalähteillä tehtyjä mittauksia ja niiden tuloksia. Gammalähteiden hajoamiskaaviot on esitetty kuvassa 22. Oleellista hajoamiskaavioista on huomata, että ^{137}Cs -lähteestä saadaan pääasiassa gammasäteilyä energialla 661,7 keV ja ^{60}Co -lähteestä energioilla 1173,2 keV ja 1332,5 keV. Hajoamisissa syntyvien beetahiukkasten energiat ovat sen verran matalia, että niiden todennäköisyys päätyä tuikeaineeseen on erittäin matala, ja siksi ilmaisimella havaitaan tällöin vain lähteiden gammasäteilyä.

Mittaukset suoritettiin tuikeilmaisimen ollessa tyypillisellä paikallaan fokustason tyhjiökammiossa, mutta koska kammion tarkoitus oli vain eristää ilmaisimelta valolta, mittaukset suoritettiin ilmanpaineessa. $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ - ja ^{137}Cs -lähteet olivat mittauksen ajan kammion sisällä muutaman sentin päässä ilmaisimesta, kun taas ^{60}Co -lähde sijoitettiin kammion päälle eli ilmaisimen yläpuolelle. Pelkkää taustasäteilyä mi-



Kuva 22. ^{137}Cs - ja ^{60}Co -ydinten hajoamiskaaviot. Beetahajoamisen päätepiste-energiat ja niiden suhteelliset osuudet on esitetty kunkin mahdollisen lopputilan (eli tytärtilan) vasemmalla puolella. Energiat ovat yksikössä keV. Lukuarvot on otettu viitteistä [34, 35].

tattiin n. 19 tuntia, ^{137}Cs -lähdettä puolisen tuntia, ^{60}Co -lähdettä 50 minuuttia ja $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -lähdettä reilun tunnin. Bias-jännitteenä pidettiin tässäkin mittauksessa 29 V. Kustakin ilmaisimen SiPM:stä signaalit johdettiin kammion läpivientien kautta fokustason SOD-korteille, josta ne aiemmin kuvattuun tapaan jatkavat DOS-korteille ja sieltä NUTAQ-analogia-digitaalimuuntimelle. Tällä kertaa signaaleista ei kuitenkaan kerätty jälkiä, joista energiat olisi laskettu, vaan energiat määritettiin suoraan FPGA:han (*Field-Programmable Gate Array*) ohjelmoidun integraattorialgoritmin avulla. Integrointia varten signaaleille asetettiin etukäteen sopivat parametrit (esim. integroimis aika), jotka esitellään tarkemmin liitteessä A.

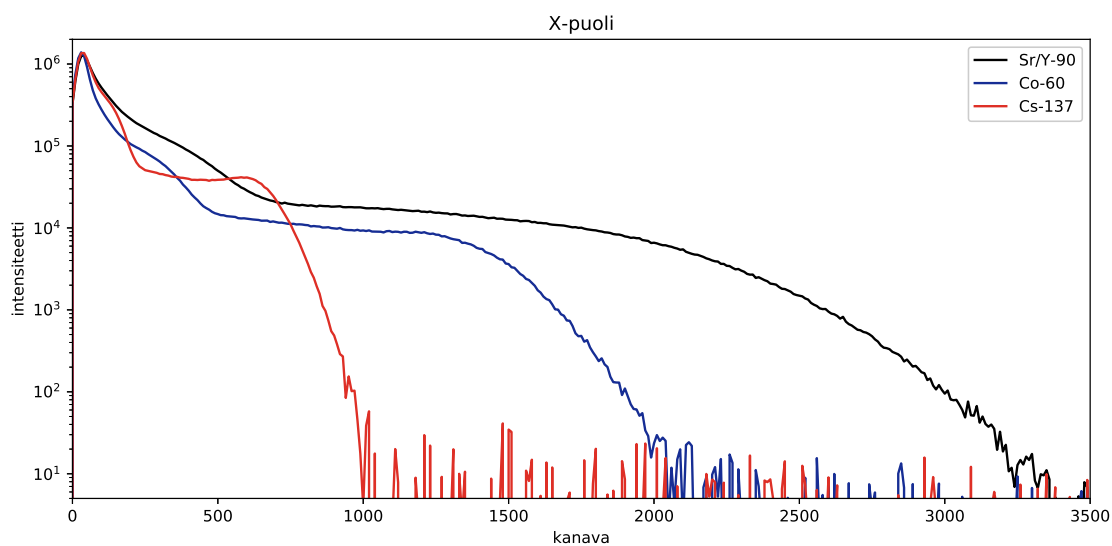
X-puolen kanavista mitatut spektrit yhteenlaskettuna kullekin säteilylähteelle erikseen on piirretty kuvaan 23, ja vastaavat spektrit y-puolelle ovat kuvassa 24. Koska kutakin spektriä mitattiin eri aikoja, mittausaikojen vaikutus spektreihin poistettiin jakamalla kukin spektri mittaukseen kuluneella ajalla. Ennen yhteenlaskua kustakin spektristä poistettiin vielä taustan vaikutus vähentämällä erikseen mitattu taustaspektri säteilylähteellä mitatusta spektristä.

^{137}Cs - ja ^{60}Co -lähteillä mitatuista spektreistä on nähtävissä, että fotopiikkejä eli täyden energian siirtymisiä elektronille ei saada tällä ilmaisimella näkyviin. Tämä johtuu siitä, että tuikemateriaalin protoniluku Z on niin matala, että valosähköisen ilmiön vuorovaikutustodennäköisyys on erittäin pieni. Fotonisäteilyn tapauksessa spektreistä on siis eroteltavissa vain Compton-reunat, jotka yhtälön 22 mukaan esiintyvät cesiumille energialla 477 keV ja koboltille energioilla 964 keV ja 1118 keV, joita ei tosin voida erotella toisistaan mitatuissa spektreissä. Päätelmää, että kyseessä on nimenomaan Compton-reunat, tukee laskettujen arvojen ja spektreissä vastaavien kanavien suhteiden vertailu. Tulokset on esitetty taulukossa 4, josta nähdään, että lasketut suhteet vastaavat kohtalaisen hyvin toisiaan.

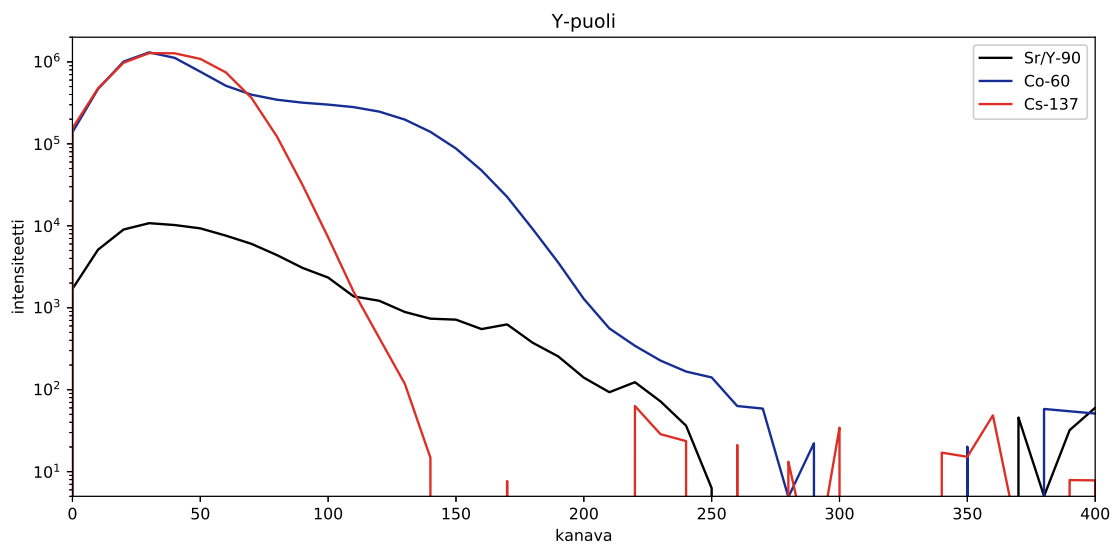
X-puolella beetalähteen spektristä on eroteltavissa, kuten aiemmassa mittauksessa, $^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$ - ja $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ -siirtymien beetahiukkasten energiaspektrit: en-

Taulukko 4. Compton-reunojen energioiden suhde $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$ -siirtymän päätepiste-energiaan sekä vastaavat suhteet spektristä määritetyille energioita vastaaville kanaville.

energia E (keV)	kanava c	$E/(2280 \text{ keV})$	$c/(3240 \pm 30)$
1118,10	1480 ± 50	2,04	$2,19 \pm 0,08$
963,42		2,37	
477,33	620 ± 20	4,78	$5,2 \pm 0,2$



Kuva 23. Mittauksissa saadut spektrit $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -beeta- ja ^{137}Cs - ja ^{60}Co -gammalähteille ilmaisimen x-puolella. Spektrit kustakin x-puolen kanavasta on laskettu yhteen erikseen kullekin säteilylähteelle.

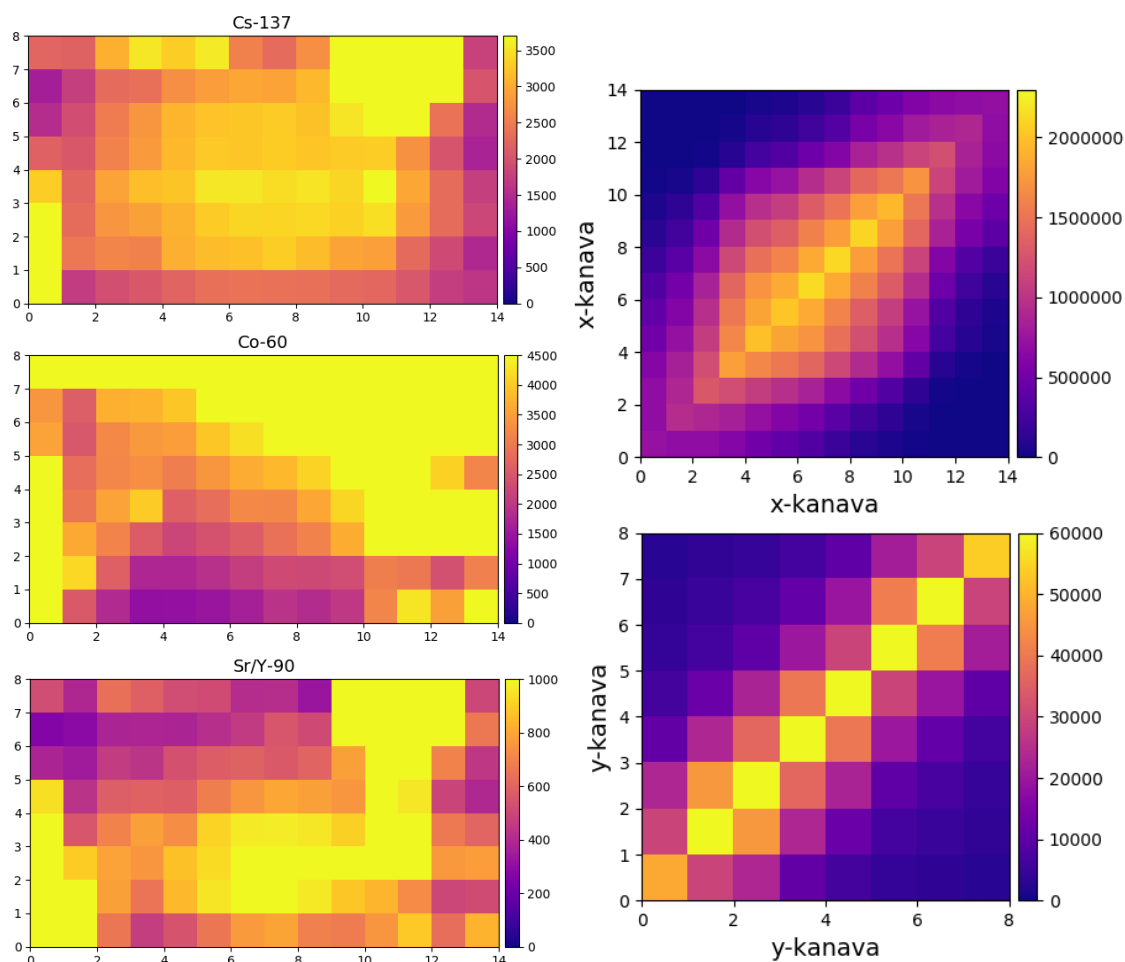


Kuva 24. Ilmaisimen y-puolella mitatut spektri $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -beeta- ja ^{137}Cs - ja ^{60}Co -gammalähteille. Spektrit kustakin kanavasta on laskettu yhteen.

simmäinen "kumpu" vasemmalta on ^{90}Sr -ytimen beetahajoamisesta ja toinen ^{90}Y -ytimen beetahajoamisesta. Gammalähteiden tapauksissa matalilla energioilla on nähtävissä myös toiset kummut, joiden alkuperä ei ole aivan yhtä varmaa kuin edellä kuvattujen Compton-reunojen. Ne saattavat olla merkki todennäköisimmästä Compton-sirontakulmasta, jolloin elektronin energia tosiaan olisi matalampi kuin Compton-reunan tapauksessa.

Kun tarkastellaan samanaikaisesti (eli käytännössä lyhyen aikaikkunan sisällä) sekä x- että y-puolella havaittuja tapahtumia, saadaan ilmaisimeen osuneen hiukkasen paikkakoordinaatit. Paikkakoordinaattien lukumääristä muodostettiin kuvassa 25(a) olevat "kartat", joista voidaan nähdä, missä kohtaa ilmaisinta on ollut eniten säteilytapahtumia. ^{137}Cs - ja $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -säteilylähteiden tapauksissa kartoista erottuu selvästi säteilylähteen suunta: ^{137}Cs -lähteen tapauksessa lähteen säteilykeila osoitti suoraan ilmaisimen keskelle, kun taas $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -lähde osoitti hieman alaviistoon. Gammasäteilyn tapauksessa fotonin vuorovaikuttaa pääasiassa Comptonin sironnan kautta ja voi siten sirota suureenkin kulmaan, eikä välttämättä vuorovaikuta lainkaan y-puolella – toisin kuin korkeaenerginen beetahiukkanen, joka jatkaa suurin piirtein eteenpäin ja luovuttaa energiaa tuikeaineelle matkallaan. ^{60}Co -lähteen tilanteessa vastaavaa tihentymää ilmaisimen keskellä ei synny, mutta sen sijaan kartasta on erotettavissa, että koska lähde oli kammion päällä, sitä lähimmissä tuikesauvoissa tapahtumia on havaittu enemmän kuin kauemmissa. Kuvaajista erottuu myös, että ensimmäisessä x-kanavassa ja alimmissa tuikesauvoissa sekä 10.–12. x-kanavissa ja ylimmissä y-kanavissa on nähty systemaattisesti enemmän tapahtumia. Tämä johtunee esimerkiksi siitä, että tuikesauvojen ympärille kiinnitetystä ESR-kalvosta vuotaa tavallista enemmän valoa x- ja y-kerrosten välillä.

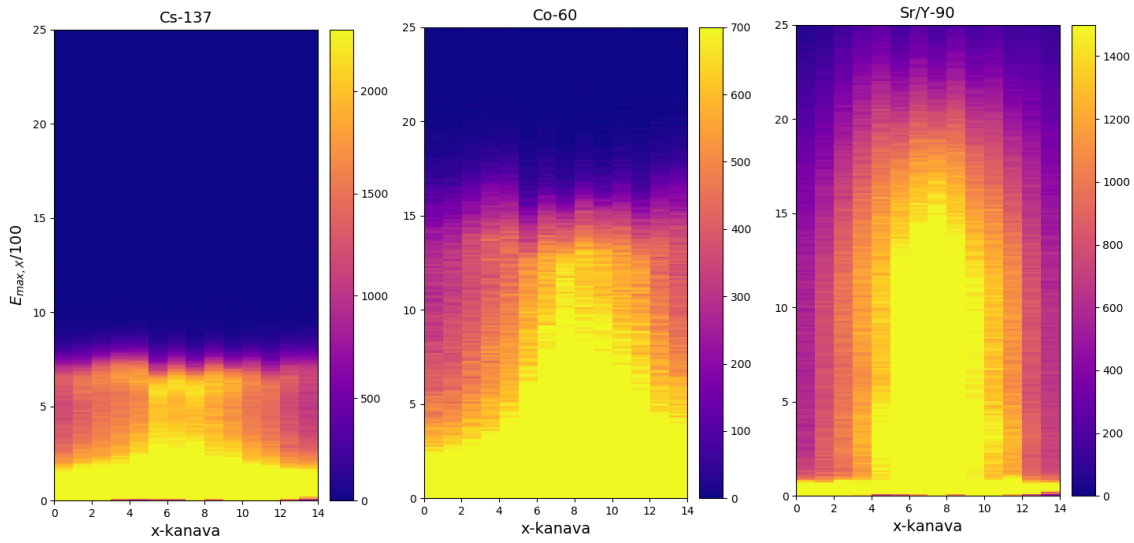
Mittauksissa havaittiin, että kun tarkastellaan samanaikaisia samalla puolella havaittuja signaaleja, suurimman osan ajasta signaali on syntynyt vain yhteen kanaavaan. Tämä näkyy kummallekin puolelle erikseen laadituista kuvaajista, jotka ovat kuvassa 25(b). Kuvaajat on muodostettu siten, että kuvaajan pikseliin on lisätty tapahtuma, jos kumpikin pikselin (x- tai y-)koordinaateista on nähnyt lyhyen aikaikkunan sisällä jotakin. Kuvaajista nähdään, että jonkin verran tapahtumia esiintyy myös viereisissä kanavissa, mikä johtunee suurimmaksi osaksi valon vuotamisesta heijastavan kalvon lävitse. Satunnaisesti tämä voi myös johtua siitä, että beetalähteestä saapuvan hiukkasen rata ei ole kohtisuorassa ilmaisimen pintaa vasten, jolloin se kulkee useamman kuin yhden saman puolen tuikesauvan läpi, tai gammafotoni



Kuva 25. (a) Tapahtumien määrä eri ilmaisimen koordinaateissa. Kussakin kuvaajassa x-akselilla on x-koordinaatti ja y-akselilla y-koordinaatti. (b) Samanaikaisten tapahtumien lukumäärä tuikeilmaisimen x- ja y-puolella erikseen. Kumpikin kuvaajista on muodostettu $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -lähteen mittauksista.

vuorovaikuttaa lähellä tuikesauvan sivua, jolloin vuorovaikutuksessa vapautuneella elektronilla (tai fotonilla) on mahdollisuus päätyä kalvon läpi viereiseen sauvaan.

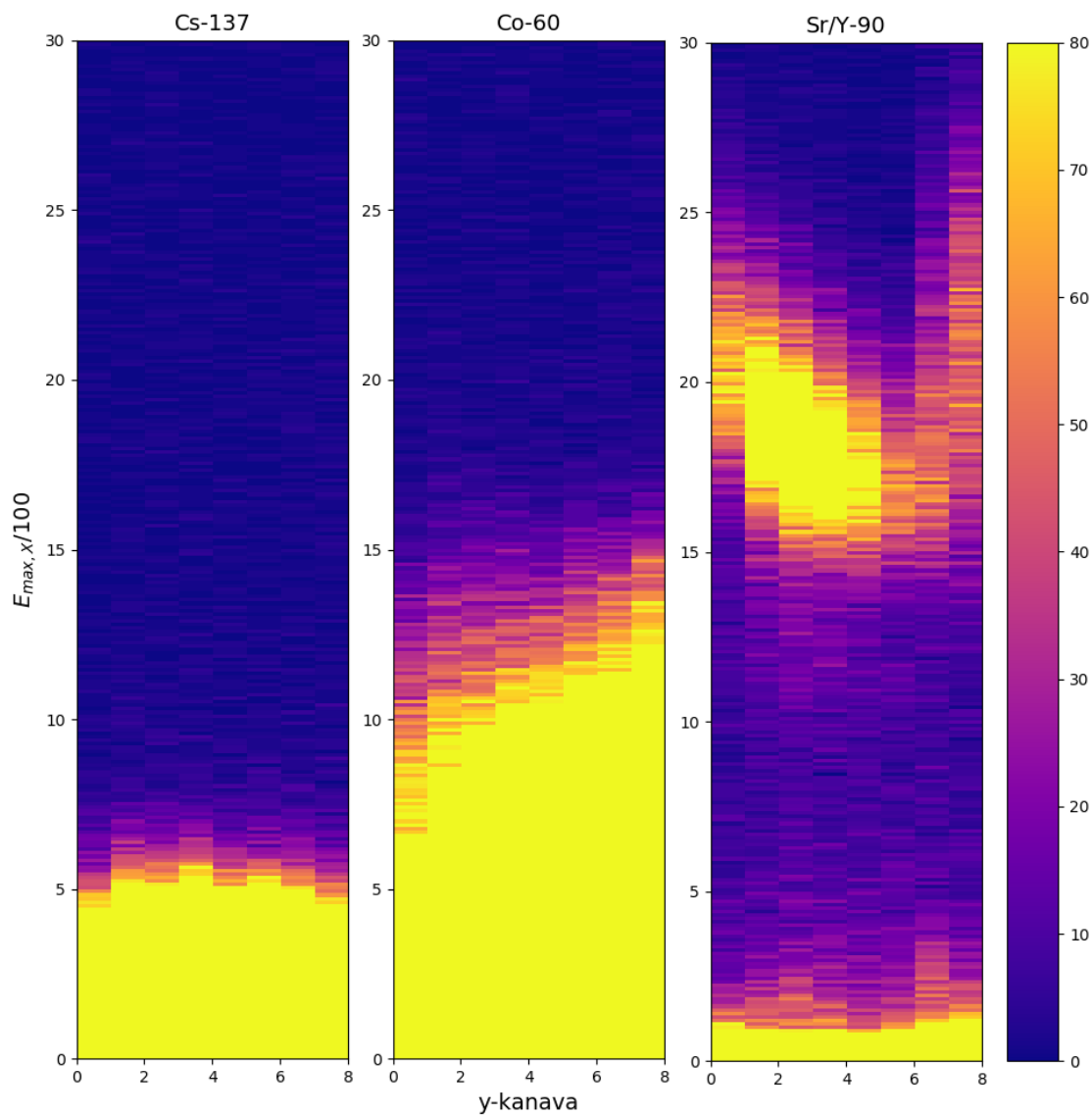
Kanavia voidaan myös vertailla toisiinsa piirtämällä havaitun energian määrät kutakin kanavaa kohti, kuten kuvassa 26 on tehty ilmaisimen x-puolelle. Kuvaajassa energioita ei ole kalibroitu, vaan kuvaajan lukemat ovat FPGA:n integroimia arvoja eli vastaavia kanavalukuja kuten kuvissa 23 ja 24. ^{137}Cs -lähteen tapauksessa kuvaajasta on erotettavissa, että x-puolella keskimmaisissä eli keskellä säteilykeilaa olevissa tuikesauvoissa on nähty keskimääräistä enemmän korkeita energioita kuin sivuilla. Keskimmaisissä tuikesauvoissa on havaittu paljon sekä matalia että korkeita energioita, mutta näiden välissä olevia energioita on nähty vähemmän. Vas-



Kuva 26. Havaittujen energioiden määrä kussakin x-puolen kanavassa. Energioita ei ole kalibroitu, vaan ne vastaavat vain FPGA-integraattoriin antamaa lukemaa. Y-puolella vastaavaa vaihtelua ei havaittu.

taavaa ei kuitenkaan havaita reunimmaisissa sauvoissa, joissa lähinnä vain matalia energioita on nähty enemmän. Ilmiö johtuu todennäköisesti siitä, että keskimmissä kanavissa Compton-reunaa vastaavia energioita on havaittu enemmän kuin sivuilla. ^{60}Co -lähteen kuvaajasta taas on nähtävissä, että kammion päälle sijoitettu säteilylähde oli mitä ilmeisimmin hieman sivussa x-suunnassa, mitä tukee myös kuvan 25(a) kartta. Kuten ^{137}Cs -lähteen tapauksessa, $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -kuvaajasta on myös nähtävissä selvästi, kuinka lähteen säteilykeila osoitti mittauksen aikana x-suunnassa ilmaisimen keskelle. Kuvaajasta voidaan myös erottaa energiaspektreissä esiintyneet kahden eri päätepiste-energian omaavan beetaspektrin huiput (vrt. kuva 23). Y-puolella vastaavia vaihteluita energiaspektreissä ei havaittu. Vaikka päällimmäiset sauvat ^{60}Co -lähteen tapauksessa havaitsivatkin enemmän säteilyä, kyseiset tapahtumat olivat pääasiassa matalaenergisää eivätkä siten erottuneet kovin hyvin kuvan 26 kaltaisissa kuvaajissa.

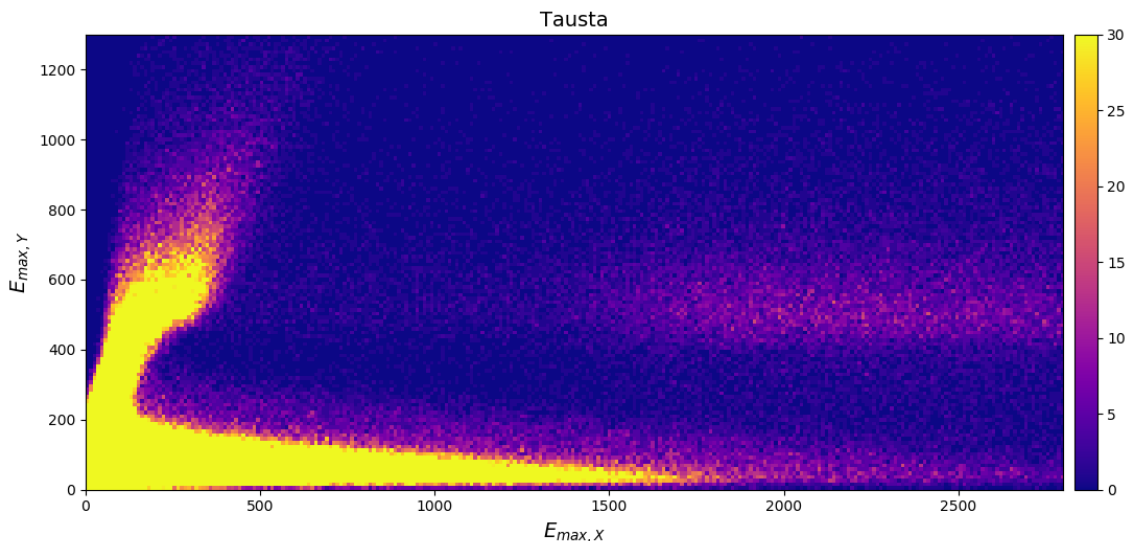
Kun tarkastellaan x-puolen spektrejä y-puolen kanavia vasten, saadaan kuvan 27 kuvaajat. ^{137}Cs -lähteen kuvaaja on tasainen, eli kyseisen lähteen tapauksessa y-puolella havaitut tapahtumat vastaavat samankaltaisia energijakaumia x-puolella. ^{60}Co -lähteen tilanteessa kuvaaja sen sijaan kallistuu alimpien y-koordinaattien suuntaan, eli ylimmissä y-puolen tuikesauvoissa havaittujen tapahtumien yhteydessä x-puolella on havaittu enemmän korkeita energioita kuin samassa tilanteessa alimmis-



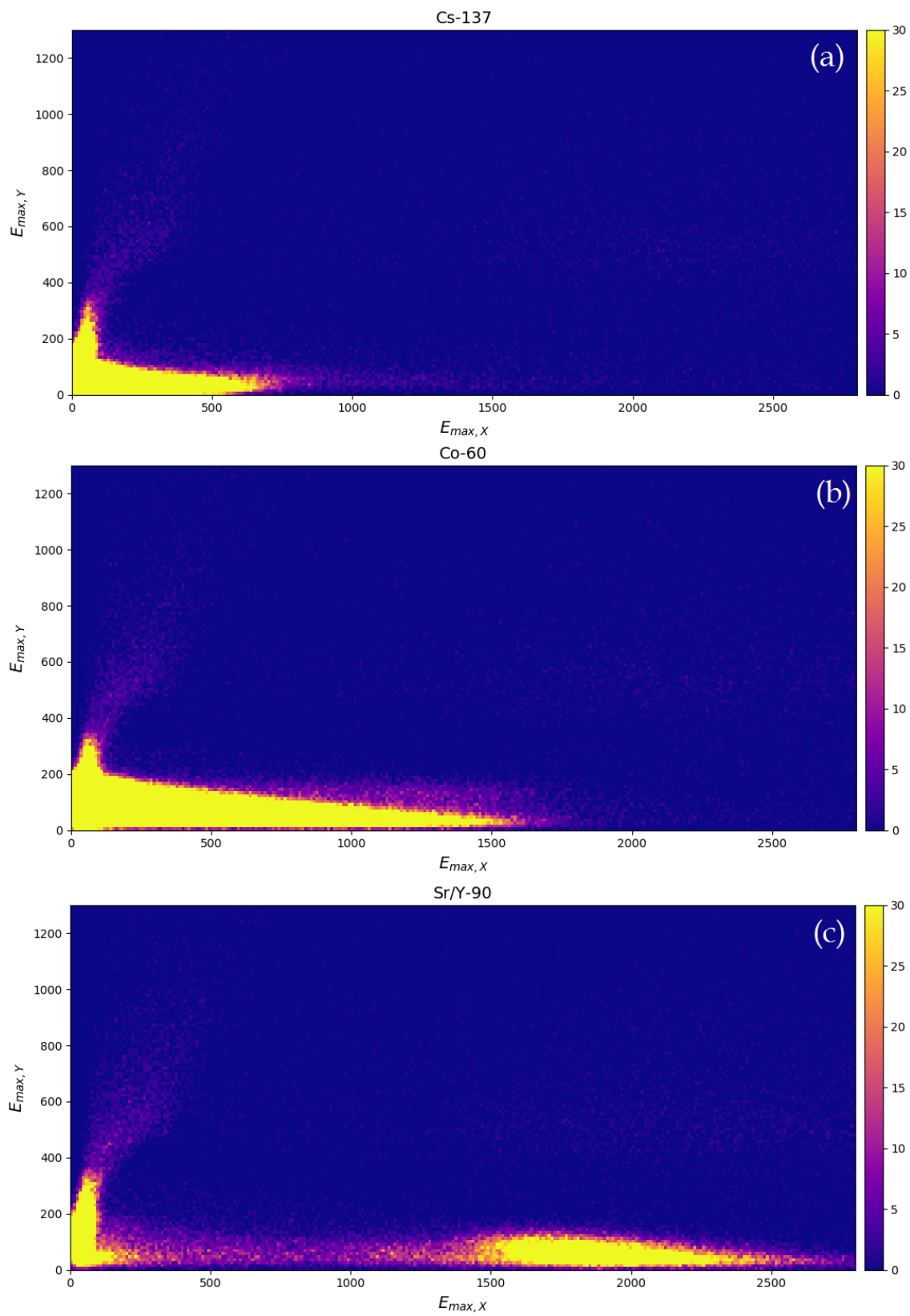
Kuva 27. Y-puolen kanavia vastaavat x-puolen spektrit eri säteilylähteillä. Energiat ovat suoraan FPGA-integraattoriin saatuja, eikä niitä ole kalibroitu.

sa tuikesauvoissa. $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -lähteen kuvaajassa on erotettavissa erikseen tapahtumia tasaisesti kaikissa y-kanavissa matalilla x-energioilla ja keskitetysti korkeammilla x-energioilla. Matalilla energioilla näkyvät tapahtumat ovat todennäköisimmin pelkkää taustaa ja sattumia. Korkeilla energioilla esiintyvät ovat sen sijaan beetahiukkasia: ne ovat jättäneet runsaasti energiaa x-puolelle, minkä lisäksi niillä on ollut riittävästi energiaa tulla havaituksi y-puolellakin.

Tarkastellessa x- ja y-puolen energioita yhtä aikaa, erilaisista lähteistä tulevat komponentit pystytään erottelemaan toisistaan. Kuvissa 28 ja 29 oleviin kuvaajiin on lisätty vain ne tapahtumat, jotka on havaittu kummassakin ilmaisimen kerroksessa. Kuvaajissa on kuitenkin huomioitava se, että eri mittausaikoja ei varsinaisesti ole normitettu kuvaajista pois; ainoastaan kuvien värien skaalaa on vaihdeltu siten, että oleellisimmat asiat erottuvat jokaisesta kuvaajasta. Kaikista kuvaajista, mutta erityisen hyvin taustamittauksesta (kuva 28), on eroteltavissa korkeilla x- ja y-energioilla kevyt tapahtumien tihentymä. Nämä ovat kosmisia myoneja, jotka ilmaisimen läpi kulkiessaan ovat jättäneet paljon energiaa. Näiden lisäksi kustakin lähteellä mitattusta kuvaajasta on eroteltavissa matalammilla x-energioilla selvä tihentymä, joka jatkuu korkeille y-energioille asti. Verrattaessa tätä taustan kuvaajaan on selvää, että kyseessä on suurimmaksi osaksi pelkkää taustasäteilyä. Matalilla x-energioilla esiintyvä komponentti näyttää koostuvan ikään kuin kahdesta osasta: ”varresta” ja



Kuva 28. Samaan aikaan x- ja y-puolella havaittujen tapahtumien energiat taustamittauksen aikana. Energioita ei ole kalibroitu, vaan ne vastavaat FPGA-integraattoriin antamia arvoja.



Kuva 29. X- ja y-puolen energiat a) ^{137}Cs -, b) ^{60}Co - ja c) $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -lähteille.

sen päässä olevasta leventymästä. Säteilylähdekuvaajissa varsi aiheutuu osittaisen taustan lisäksi mahdollisesti x-puolen tuikekerroksen läpi lähes vuorovaikuttamatta kulkevasta hiukkasesta, joka vasta y-puolella luovuttaa energiansa. Leventymä sen sijaan koostuu mahdollisesti y-puolen tapahtumista, joilla on riittävästi energiaa sirotta x-puolelle aiheuttamaan valontuikahdus.

^{137}Cs - ja ^{60}Co -lähteiden kuvaajat (kuvassa 29 (a) ja (b)) ovat muuten lähes samantyyppiset, mutta koboltin kuvaajassa x-puolen energiat yltävät luonnollisesti korkeammalle. ^{60}Co -lähteen tapauksessa on nähty enemmän tapahtumia myös korkeammilla y-energioilla, jotka lienevät olevan osittain taustasäteilyä, mutta myös lähteestä tulleita fotoneja, jotka ovat vuorovaikuttaneet lähinnä y-puolella. Kummassakin kuvaajassa näkyy, kuinka korkeammille x-energioille siirryttäessä y-puolella havaittujen energioiden suuruudet pienenevät; korkeammilla x-energioilla fotoni on Compton-sironnut enenevässä määrin siten, että suurempi osa sen energiasta on siirtynyt x-puolella havaittavalle elektronille. ^{60}Co -kuvaajassa on jonkin verran myös sellaisia tapahtumia, joissa y-puolella on havaittu suurempia energioita korkeita x-energioita kohden, mutta huomattavasti vähemmän kuin edellä kuvattuja. $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ -lähteen kuvaajasta (kuvassa 29(c)) on taustan lisäksi erotettavissa kuvan 27 kaltaisesta beetahiukkaset selvästi erillään korkeammilla x-energioilla.

Mittausten perusteella ilmaisimella voidaan siis hyvin erotella eri energioita toisistaan ja määrittää beetahiukkasille paikka ilmaisimen koordinaatistossa. Ilmaisimella toimii loogisesti: havaitut ilmiöt on selitettävissä säteilylähteen sijainnin, sen emittoiman säteilytyypin ja -energian sekä ilmaisimen geometrian avulla.

6 Päätäntö

Tässä tutkielmassa on rakennettu paikkaherkkä tuikeilmaisoin MARA-rekyylierottimen fokustasolle havaitsemaan fuusio-höyrystysreaktioissa syntyneiden rekyyliin beetahajoamisia. Ilmaisoin on alun perin suunniteltu käytettäväksi beetamerkkauksokokeissa havaitsemaan supersallitun Fermi-hajoamisen kautta hajoavien ytimien korkeaenergisii beetahiukkasia, mutta sen lisäksi sitä voidaan käyttää havaitsemaan yleisesti beetahiukkasia ja poistamaan sillä tavalla ei-haluttuja tapahtumia ja puhdistaa muilla ilmaisimilla muodostettuja spektrejä.

Ilmaisoin rakentuu kahdesta kerroksesta tuikesauvoja siten, että ensimmäisen kerroksen tuikesauvat ovat pienempiä, jolloin ilmaisimelle sen etupuolelta saapuva beetahiukkanen havaitaan suuremmalla todennäköisyydellä myös taaemmassa kerroksessa. Sauvat on suunnattu siten, että ensimmäisen kerroksen tuikesauvat antavat hiukkasen x-koordinaatin ja toisen kerroksen sauvat y-koordinaatin. Tuikesauvat on päällystetty erittäin heijastavalla ESR-kalvolla valon vuotamisen estämiseksi. Säteilypahtumista syntyvä valo kerätään yksittäisistä sauvoista niiden päissä olevilla piivalomonistimilla. Piivalomonistimet ovat kiinnitettyinä piirilevyihin ja ne on varustettu jännitteen suodinpiireillä, jolloin niiden käyttöjännite ja sitä kautta toiminta pysyvät tasaisina. Koska ilmaisoin ei vaadi edellä kuvattujen lisäksi mitään ”ylimääräistä” tukikehikon ja kapeleiden lisäksi, se on erittäin kompakti ja siten helppo sijoittaa fokustason tyhjiökammioon ilman, että muita fokustason ilmaisimia jouduttaisiin suuresti siirtelemään.

Rakentamisen yhteydessä pohdittiin tuikesauvojen päällystevaihtoehtoja tarkkaan. Tutkielmassa esitettyjen mittaustulosten perusteella päällysteellä on väliä, sillä huonolla päällystevalinnalla ilmaisimen havaitsemistehokkuus kärsii. Toki vaikutusta on myös tuikeainetta sisältävien palojen muodolla: mittauksissa havaittiin, että pienillä piivalomonistimen ja säteilylähteen etäisyyksillä suurta tapahtumalukumäärien muutosta ei ollut. Tehtyjä mittauksia voitaisiin kuitenkin vielä parantaa: Ensiksi mittauksiin voitaisiin käyttää vielä kapeampia säteilykeiloja, joskin nyt käytössä olleen lähteen aukon koko oli arviolta noin 7 millimetriä halkaisijaltaan. Pienempi tuikesauva oli kuitenkin leveydeltään vain sentin ja pituudeltaan kahdeksan sent-

timetriä, jolloin kapeamman säteilykeilan avulla mittapisteitä voisi ottaa paljon tiheämmin. Toiseksi yhtä paikkaa kohden olisi voinut mitata useamman mittauksen sarjoja statistisen vaihtelun minimoimiseksi. Tätä ei kuitenkaan ajanpuutteen vuoksi voitu tehdä.

Muiden fokustasolla olevien ilmaisimien kannalta on erittäin tärkeää, että uusi tuikeilmaisimien ei vaikuta niiden toimintaan erityisen paljon. Edellä jo kerrottiin, että ilmaisimien on varsin kompakti, jolloin sen vaikutus on jo koon puolesta minimoitu. Tässä tutkielmassa tarkasteltiin lisäksi sen säteilynvaimennusta. Mittauksissa havaittiin, että tuikemateriaali ja ilmaisimen muun rakenneosat eivät merkittävästi vaimenna säteilyn intensiteettiä eri energioilla. Näiden mittausten perusteella yli 900 kiloelektronivoltin energioilla ilmaisimen päästää lävitseen lähes kaiken säteilyn, ja vasta 400 keV:iä matalammilla energioilla läpäisy pienenee alle 80 prosenttiin. On kuitenkin huomioitava, että verrattaessa näitä läpäisyarvoja ilmaisimen tuikeainetta vastaavaan EJ-200:aan, tulokseksi saatiin huomattavasti parempi läpäisy kuin valmistajan mukaan pelkällä EJ-200-aineella. Syytä eroon ei tässä tutkielmassa ole saatu selvitettyä, ja siksi tämä vaatii vielä lisätarkastelua.

Lopuksi tuikeilmaisimen toiminta tarkistettiin erilaisten säteilylähteiden avulla. Tuikeilmaisimien testattiin beetalähteen ja kahden erienergisien gammalähteen avulla ilmaisimen ollessa kytkettynä sen tavanomaiselle paikalle MARA-rekyylierottimen fokustasolle. Mittauksissa havaittiin, että ilmaisimien toimii odotetusti: eri säteilylähteistä mitatut spektrit ovat tunnistettavissa ja sen eri komponentteja havaittavissa ja eroteltavissa käyttäen hyödyksi ilmaisimen eripaksuisia kerroksia. Mittauksissa myös todistettiin säteilytapahtumien paikan määrittämisen onnistuvan hyvin.

Edellä kuvattujen mittausten perusteella tuikeilmaisimien toimii hyvin ja on valmiina käyttöönottoon. Näiden lisäksi myös muunlaisia testejä olisi hyvä tehdä: Tuikeilmaisimelle olisi hyvä tehdä energiakalibraatio ja suunnitella miten se käytännössä toteutetaan mittauksissa. Myös sen paikkaherkkyyttä ja -tarkkuutta tulisi tarkastella ja testata esimerkiksi käyttäen kapeaa säteilykeilaa ilmaisimen sivuilla. Ilmaisimen tehokkuus olisi myös hyvä määrittää ja verrata sitä aiemmin käytössä olleeseen planariseen germanium-ilmaisimeen. Tämän tutkielman viimeistelyn aikoihin ilmaisimien on itse asiassa ollut jo kokeilussa hiukkassuihkun kanssa, ja se toimi moitteetta. Tämän ja muiden edellä esiteltyjen kokeiden toteutus ja analyysi jäävät kuitenkin tämän tutkielman ulkopuolelle aikataulusyistä. Ilmaisimesta aiotaan tutkielman valmistumisen jälkeen tehdä julkaisu, jossa edellä mainittuja testejä käydään läpi.

Lähteet

- [1] A. Steer ym. "Recoil-beta tagging: A novel technique for studying proton-drip-line nuclei". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 565.2 (2006), s. 630–636. DOI: 10.1016/j.nima.2006.06.034.
- [2] K. S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, 1988. ISBN: 978-0-471-80553-3.
- [3] R. Casten. *Nuclear Structure From a Simple Perspective*. Oxford University Press, 1990.
- [4] J. Cameron ym. "High-spin states in the mirror nuclei ^{49}Cr and ^{49}Mn ". *Physics Letters B* 235.3 (1990), s. 239–244. DOI: 10.1016/0370-2693(90)91957-D.
- [5] M. Bentley ja S. Lenzi. "Coulomb energy differences between high-spin states in isobaric multiplets". *Progress in Particle and Nuclear Physics* 59.2 (2007), s. 497–561. DOI: 10.1016/j.ppnp.2006.10.001.
- [6] B. S. Nara Singh ym. "Coulomb shifts and shape changes in the mass 70 region". *Phys. Rev. C* 75 (6 2007). DOI: 10.1103/PhysRevC.75.061301.
- [7] S. M. Lenzi ym. "Coulomb Energy Differences in $T = 1$ Mirror Rotational Bands in ^{50}Fe and ^{50}Cr ". *Phys. Rev. Lett.* 87 (12 2001). DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.122501.
- [8] B. Rubio ja W. Gelletly. "Beta Decay of Exotic Nuclei". Teoksessa: *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. III*. Springer Berlin Heidelberg, 2009, s. 99–151.
- [9] E. Browne. "Nuclear Data Sheets for $A = 90$ ". *Nuclear Data Sheets* 82.3 (1997), s. 379–546. DOI: 10.1006/ndsh.1997.0021.
- [10] X. Mougeot. "Towards high-precision calculation of electron capture decays". *Applied Radiation and Isotopes* 154 (2019). DOI: 10.1016/j.apradiso.2019.108884.

- [11] X. Mougeot. "Reliability of usual assumptions in the calculation of β and ν spectra". *Phys. Rev. C* 91 (5 2015). DOI: 10.1103/PhysRevC.91.055504.
- [12] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 2010. ISBN: 978-0-470-13148-0.
- [13] B. Singh ja A. R. Farhan. "Nuclear Data Sheets for A = 74". *Nuclear Data Sheets* 107.7 (2006), s. 1923–2102. DOI: 10.1016/j.nds.2006.05.006.
- [14] A. L. Nichols, B. Singh ja J. K. Tuli. "Nuclear Data Sheets for A = 62". *Nuclear Data Sheets* 113.4 (2012), s. 973–1114. DOI: 10.1016/j.nds.2012.04.002.
- [15] E. Browne ja J. Tuli. "Nuclear Data Sheets for A = 66". *Nuclear Data Sheets* 111.4 (2010), s. 1093–1209. DOI: 10.1016/j.nds.2010.03.004.
- [16] A. R. Farhan ja B. Singh. "Nuclear Data Sheets for A = 78". *Nuclear Data Sheets* 110.9 (2009), s. 1917–2080. DOI: 10.1016/j.nds.2009.08.001.
- [17] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer, 1987. ISBN: 0-387-17386-2.
- [18] T. Baltakments. "A simple method for determining the maximum energy of beta emitters by absorption measurements". *Nuclear Instruments and Methods* 82 (1970), s. 264–268. DOI: 10.1016/0029-554X(70)90359-9.
- [19] *X-Ray Mass Attenuation Coefficients*. <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>. Katsottu 21.5.2020. NIST.
- [20] J. B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, 1964.
- [21] N. Storey. *Electronics: A Systems Approach*. Pearson Education, 2017. ISBN: 978-1-292-11411-8.
- [22] *Datasheet: Silicon Photomultipliers (SiPM), Low-Noise, Blue-Sensitive*. <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/MICROC-SERIES-D.PDF>. Katsottu 27.3.2020. ON Semiconductor, 2018.
- [23] J. Uusitalo ym. "Mass Analyzing Recoil Apparatus, MARA". *Acta Physica Polonica B* 50.3 (2019), s. 319–327. DOI: 10.5506/APhysPo1B.50.319.
- [24] *EJ244, EJ248 - High Temperature Plastic Scintillators*. <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-244-ej-248-ej-244m-ej-248m>. Katsottu 2.6.2020. Eljen Technology.

- [25] *C-SERIES SIPM: Silicon Photomultiplier Sensors, C-Series (SiPM)*. <https://www.onsemi.com/products/sensors/silicon-photomultipliers-sipm/c-series-sipm?featured=associated>. Katsottu 2.6.2020. ON Semiconductor.
- [26] P. Ruotsalainen ym. "Recoil- β tagging study of the $N = Z$ nucleus ^{66}As ". *Phys. Rev. C* 88.2 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevC.88.024320.
- [27] R. M. Sternheimer, M. J. Berger ja S. M. Seltzer. "Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances". *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 30.2 (1984), s. 261–271. DOI: 10.1016/0092-640X(84)90002-0.
- [28] *EJ-200 Gamma Attenuation Coefficients*. https://eljentechnology.com/images/technical_library/EJ200_Gamma_Coeff.pdf. Katsottu 4.6.2020. Eljen Technology.
- [29] P. Rahkila. "Grain - A Java Analysis Framework for Total Data Readout". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 595 (2008), s. 637–642. DOI: 10.1016/j.nima.2008.08.039.
- [30] M. J. Martin. "Nuclear Data Sheets for $A = 152$ ". *Nuclear Data Sheets* 114.11 (2013), s. 1497–1847. DOI: 10.1016/j.nds.2013.11.001.
- [31] Y. Khazov, A. Rodionov ja F. G. Kondev. "Nuclear Data Sheets for $A = 133$ ". *Nuclear Data Sheets* 112.4 (2011), s. 855–1113. DOI: 10.1016/j.nds.2011.03.001.
- [32] J. Morel, M. Etcheverry ja J. Picolo. "Emission probabilities of the main γ -rays following the decay of ^{222}Rn and Daughters". *Applied Radiation and Isotopes* 49.9 (1998), s. 1387–1391. DOI: 10.1016/S0969-8043(97)10080-X.
- [33] R. G. Helmer, R. J. Gehrke ja R. C. Greenwood. " γ -Ray Energies for ^{40}K , ^{108m}Ag and the ^{226}Ra Decay Chain". *Nuclear Instruments and Methods* 166 (1979), s. 547.
- [34] E. Browne ja J. Tuli. "Nuclear Data Sheets for $A = 137$ ". *Nuclear Data Sheets* 108 (2007), s. 2173–2318. DOI: 10.1016/j.nds.2007.09.002.
- [35] E. Browne ja J. Tuli. "Nuclear Data Sheets for $A = 60$ ". *Nuclear Data Sheets* 114.12 (2013), s. 1849–2022. DOI: 10.1016/j.nds.2013.11.002.

A Integroimisparametrit

Signaalien sisältämä energiainformaatio on mahdollista määrittää sekä niiden jäljistä että ohjelmoitavan FPGA-piirin avulla suoraan. Kummassakin on hyvät ja huonot puolensa: Kun energiat lasketaan jälkikäteen signaalien jäljistä, on mahdollista asettaa integroimisajat sopiviksi vasta mittauksen jälkeen. Tällöin on tietenkin myös mahdollista analysoida signaaleja sellaisinaan. Signaalien jälkien tallentaminen vie kuitenkin huomattavasti muistikapasiteettia, minkä puolesta FPGA-piirin käyttö reaaliaikaisesti ja vain integroinnin tuloksen tallentaminen on parempi vaihtoehto. Käytössä olleessa datankeruujärjestelmässä integrointipiirin parametrit asetettiin erillisiin rekisteriosoitteisiin, jotka dokumentoinnin takia on esitetty varsinaisten parametrien rinnalla. Arvot syötetään rekisteriin heksalukuina ja aikojen kohdalla vieläpä 10 nanosekunnin yksiköissä. Mittauksissa käytetyt parametrit on esitetty taulukossa A, jossa myös avataan lisää arvojen syöttötapoja rekisteriin.

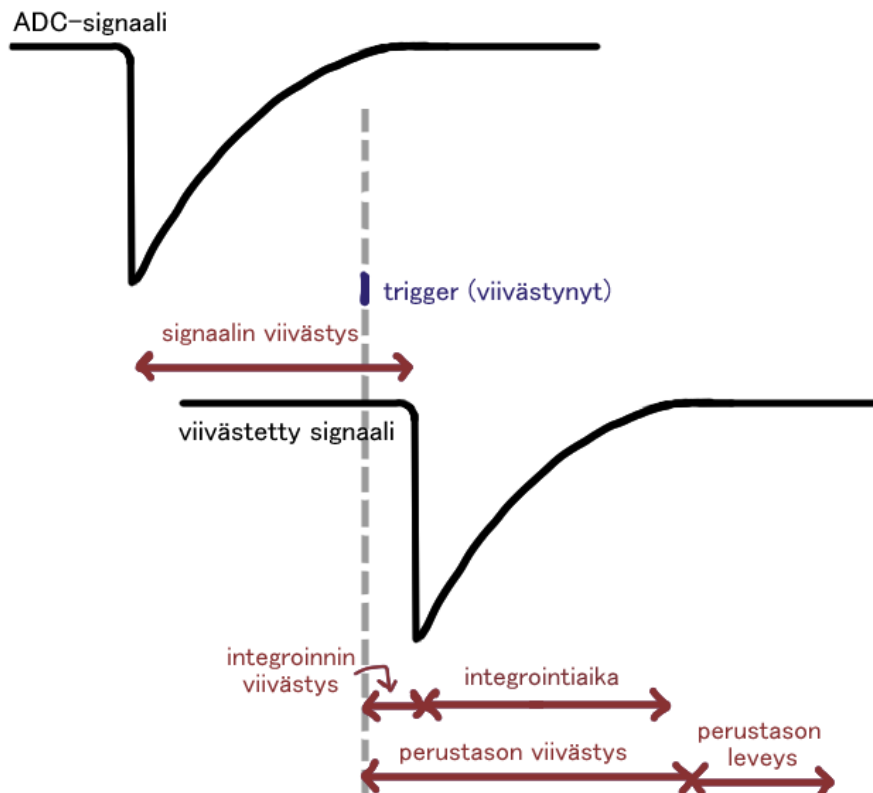
Eri parametrien merkityksiä on avattu kuvassa 30. Kun analogia-digitaalimuuntimen signaali (kuvassa ADC-signaali) ylittää jonkin kynnysarvon, se aiheuttaa havaitsemissignaalin, liipaisun (*trigger*), joka havaitaan integroimispiirissä vasta jonkun äärellisen ajan kuluttua. Tällöin varsinaista energiasignaalia tulee viivästyttää,

Taulukko 5. Energiasignaalien integroimisparametrit datankeruujärjestelmän rekisterissä. Rekisteriositteet 93 ja 94 on varattu 2. integroinnin viivästys- ja integroimisajalle.

rekisteri- osoite	arvo rekisterissä	merkitys ja arvo	
90	0xffff	PSA on käytössä	
91	0x002a ^a	1. integroinnin viivästys	420 ns
92	0x0140 ^a	1. integroimisaika	320 ns
95	0x0000 ^a	perustason määrittämisen aloitusaika	0 ns
96	0x0004 ^b	perustason määrittämisen pituus	16 näytettä
97	0x0005 ^b	energia-arvojen jakaja	32
98	0x003f ^a	ADC-signaalin viivästys	630 ns

^a Itse lukuarvo rekisterissä on esimerkiksi 1. integroimisajan kohdalla 320, mutta varsinainen aika on $320 \cdot 10 \text{ ns} = 3,2 \text{ } \mu\text{s}$.

^b Varsinainen arvo on 2^n , missä n on rekisterissä oleva lukuarvo.



Kuva 30. Analogia-digitaalimuuntimen signaalin ja integraattoripiirin parametrien yhteydet.

ja viivästysaika onkin yksi asetettavista parametreista. Toiset kaksi asetettavaa parametria ovat integroimisen aloitusaika ja itse integroimisaika; integroiminen lienee parasta suorittaa lähinnä energiasignaalin kohdalla. Käytetty FPGA-piirin ohjelma soveltuu pulssinmuotoanalyysiin (*Pulse Shape Analysis, PSA*), jolloin siinä on mahdollista asettaa kaksi erillistä integrointia (eli käytännössä kahdet alkamisajat ja niille vastaavat integroimisajat), mutta tämän tutkielman mittauksissa käytettiin vain yhtä integrointia – toisen integroinnin parametrit jätettiin nolliksi. Energian määrittämistä varten tarvitaan myös tieto perustasosta (*baseline*), jotta vain perustason ylittävä signaali otetaan huomioon. Perustason määrittämistä varten on jälleen kaksi parametria, määrittämisen aloitusaika ja määrittämisen pituus, tällä kertaa analogia-digitaalimuuntimen näyttöiden (vrt. luvussa 5.1 kanava) lukumääränä. Edellä kuvattujen ja kuvassa esitettyjen parametrien lisäksi rekisteriin tulee laittaa tieto siitä, otetaanko PSA käyttöön, sekä lukuarvo, jolla lasketut energia-arvot jaetaan. Jakajalla voidaan säätää sitä, tarkastellaanko vaikkapa pieniä signaaleja erityisen tarkasti vai halutaanko myös erittäin suuret energiat näkyviin.