

Piikarbidi Schottky-diodi säteilynilmaisimena

Pro gradu -tutkielma, 20.11.2022

Tekijä:

HENRIK HUUSKONEN

Ohjaaja:

KIMMO NISKANEN

HEIKKI KETTUNEN



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIKAN LAITOS

© 2023 Henrik Huuskonen

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

Huuskonen, Henrik
Piikarbidi Schottky-diodi säteilynlmaisimena
Pro gradu -tutkielma
Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2022, 72 sivua

Säteily vaikuttaa elektroniikan komponentteihin monilla tavoilla. Tässä työssä tutkittiin mahdollisuutta käyttää kaupallista piikarbidi Schottky-diodia säteilynlmaisimena. Tulosten perusteella pyrittiin saamaan datapisteisiin sopiva sovitus, jolla kyettäisiin kuvaamaan käyttäytymistä.

Schottky-diodin metallin ja puolijohteen liitoksessa on tyhjennysalue, jossa ei ole vapaita varauksenkuljettajia. Tyhjennysalueen leveys on riippuvainen komponenttiin kohdistetun jännitteen neliöjuuresta. Ionisoivan säteilyn kulkiessa diodin läpi syntyy elektroni-aukko pareja, jotka sähkökentän vaikutuksesta erkanevat. Nämä pystytään havaitsemaan virtana laitteen liittimillä, täten mahdollistaen laitteen käytön säteilynlmaisimena. Virtaa mittaamalla kyetään havaitsemaan säteily.

Mittauksissa tutkittiin estosuuntaisien Schottky-diodien virtakäyttäytymistä elektronisäteilyn alaisena. Elektronisuihku kohdistettiin lineaarikiihdyttimellä, ja sekä kohdistettu jännite että mitattu virta tehtiin Keithley 2470 laitteella. Diodien säteilyvastetta tutkittiin muuttaen komponenttiin kohdistettua jännitettä, elektronisuihkun annosnopeutta sekä elektronien energiaa.

Diodit omaavat selvän vasteen säteilylle. Säteilystä aiheutuvan virran suuruus kasvaa sekä jännitteen että annosnopeuden kasvaessa. Suuremmilla jännitteillä virran suuruuden virhe kasvaa merkittävästi. Virran ja tyhjennysalueen leveyden suhdetta pyrittiin kuvaamaan sovituksella, jossa tyhjennysalueen leveys kerrottiin sovitusparametrillä. Virran ja tyhjennysalueen leveyttä on huono kuvata vain yhdellä parametrillä. On todennäköistä, että virran arvoon vaikuttavat muutkin ilmiöt tyhjennysalueen leveyden lisäksi. Ionisaatiovirran ja annosnopeuden suhdetta kuvattiin potenssilailailla. Kyseinen sovitus kävi pienempien jännitteiden dataan hyvin, ja sovitus heikkeni suuremmilla jännitteillä. Elektronien energialla ei havaittu olevan merkitystä ionisaatiovirran suuruuteen.

Sekä virran virheen että sovitusten sopivuuden perusteella pienempien jännitteiden käyttö on suositeltavaa sovelluksissa. Elektronien energia ei vaikuta virtaan sillä vähempikin energia on tarpeeksi säteilyn päästökseen komponentin läpi ionisoiden ainetta. Diodien käyttäytymisessä ei havaittu muutoksia säteilytyksen jälkeen.

Avainsanat: Schottky-diodi, elektronisäteily, puolijohteet, piikarbidi

Abstract

Huuskonen, Henrik

Silicon carbide Schottky diode as a radiation detector

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2022, 72 pages.

Radiation affects electronic components in many ways. In this work the possibility of using a commercial silicon carbide Schottky-diode as a radiation detector was investigated. A fit that would describe the behavior was attempted to be applied to the data based on the results.

There is a depletion region in Schottky diodes near the junction between metal and semiconductor, where there are no free charge carriers. The width of the depletion layer is dependent on the square root of the voltage applied to the component. As ionizing radiation moves through the diode, electron-hole pairs are formed, which due to the effect of electric field are separated, which can be observed as a current at the device terminals and therefore allows the device to be used as a radiation detector.

During the measurements, the current behaviour of reverse biased Schottky-diodes under the electron radiation were investigated. The pulse was applied with a linear accelerator, and both the applied voltage and measured current was done with the device Keithley 2470. The radiation response of the diodes was investigated using different bias voltages, pulse dose rates and electron energies.

The diodes have a distinct response to radiation. The radiation induced current increases with increasing voltage and dose rate. Higher voltage causes a significantly higher error in the measured current. The relation between the current and depletion layer width was attempted to be described with a fit, where the width was multiplied with a fit parameter. The relation between current and depletion layer width is not suitable to be described with only one parameter. It is likely that other phenomena affect the current in addition to the layer width. The relation between current and dose rate was described with a power law. The fit was good with lower voltages but worsened with higher. The energy of the electrons had no effect on the ionized

current.

Based on both the error of the current and the fitting of the models, it is recommended to use lower voltages in applications. The energy of the electrons does not affect the current because even lesser energy is enough for the radiation to penetrate the component ionizing matter. There were no differences noticed in the behaviors of the diodes after radiation.

Keywords: Schottky diode, electron radiation, semiconductor, silicon carbide

Sisällys

Tiivistelmä	3
Abstract	5
1 Johdanto	9
2 Puolijohteet	11
2.1 Puolijohteet	11
2.1.1 Kidemalli	11
2.1.2 Energiataso-malli	12
2.2 PN-liitos	15
2.3 Schottky-diodi	18
2.4 MOSFET	20
2.5 Piikarbidi	24
2.5.1 Sic-Schottky diodi	25
3 Säteilyn tyypit ja vaikutukset aineeseen	27
3.1 Raskaat hiukkaset	27
3.2 Elektronit	27
3.3 Gammasäteily	30
3.4 Neutronit	31
3.5 Säteilyn vaikutus elektroniikkaan	31
3.5.1 Kokonaisionisaatioannoksen vaikutukset	31
3.5.2 Dislokaation vaikutukset	33
3.5.3 Yksihiukkasvauriot	34
3.6 Puolijohde säteilynilmaisimena	36
3.7 Säteily-ympäristö avaruudessa	37
3.7.1 Auringosta aiheutuva säteily	38
3.7.2 Galaktiset kosmiset säteet	38
3.7.3 Magneettikentän vangitsevat hiukkaset	38

3.7.4	Elektroniikka avaruudessa	39
3.8	Laitteiden suojaus	40
4	Mittauslaitteisto ja kokeelliset menetelmät	43
4.1	Mitatut komponentit ja kytkentä	43
4.2	Lineaarikiikhdityn	44
4.3	Virran keskiarvoistus ja mittaukset	46
4.4	Komponenttien karakterisointi	47
4.5	Säteilytys	48
4.6	Virran käyttäytyminen jännitteen funktiona	50
4.7	Energiariippuvuus	56
4.8	Virran käyttäytyminen annosnopeuden funktiona	56
4.9	Säteilytyksen jälkeinen karakterisointi	58
4.10	Pulssin mittaus	59
5	Johtopäätökset	61
A	Mittausdata	69

1 Johdanto

Nykypäivänä elektroniikka vaikuttaa merkittävästi liki jokaisen ihmisen elämään. Nuoremmille ihmisille laitteet kuten puhelin ja tietokone ovat itsestäänselvyys, mutta vanhemmat ihmiset ovat todistaneet valtavan kehityksen. Elektroniikan kehitys on puskenut myös yhteiskunnan ja maailman kehitystä eteenpäin. Esimerkiksi tiedonvälitys, teollisuus ja liikenne ovat mullistuneet tämän seurauksena. Asiat, joihin meni ennen päiviä, viikkoja tai jopa kuukausia kestää murto-osasia nykyään.

Suurin osa elektroniikasta pohjautuu puolijohotteita sisältäviin laitteisiin kuten diodeihin ja transistoreihin. Puolijohotteet ovat aineita, jotka ovat johtimen ja eristimen välillä sähköisiltä ominaisuuksiltaan [1]. Näitä ominaisuuksia voidaan manipuloida seostuksella, joten komponentin käyttäytymistä voidaan muuttaa käyttökohteeseen riippuvaksi [2]. Pii on yleisin elektroniikassa käytetty puolijohde [3]. Vaativissa sovelluksissa pelkkä pii ei kykene täyttämään vaatimuksia. Tämä on johtanut tutkijat piikarbidin luo, joka kestää suurempia lämpötiloja ja sähkökenttiä piihin verrattuna [4].

Säteily on merkittävä uhka elektroniikalle. Maatamme suojaa ilmakehä, joten normaalissa arjessa laitteet eivät kohtaa häiritsevää säteilyä [5]. Elektroniikkaa sisältäviä laitteita on kuitenkin käytössä alueilla, joissa altistuminen säteilylle on merkittävää, kuten avaruudessa. Avaruudessa on useita säteilylähteitä ja säteilyä on monia eri tyyppisiä [5]. Eri säteilytyypit vaikuttavat elektroniikkaan eri tavoin, ja täten vaativat erilaisia suojaustoimenpiteitä. Tämän lisäksi säteily voi vaikuttaa laitteen toimintaan monilla eri tavoilla, joten vaikutusten ymmärtäminen on tärkeää.

Ionisoivan säteilyn kulkiessa diodin läpi, jonka estosuuntaan on kohdistettu jännite, syntyy virtapiikki. Tässä työssä tutkittiin elektronisäteilyn vaikutusta kaupallisiin piikarbidin Schottky-diodeihin eri annosnopeuksilla ja energioilla. Tulosten perusteella pohditaan mallia diodien virran käyttäytymiselle ja voisiko niitä käyttää halpoina säteilynilmaisimina yksinkertaisiin sovelluksiin.

2 Puolijohteet

2.1 Puolijohteet

Puolijohteet ovat yleisiä elektroniikan sovelluksissa, ja ne ovat pohjana diodeille ja transistorille. Puolijohteista koostuvien laitteiden sovelluksia ovat esimerkiksi LED-valot ja aurinkokennot [6]. Niitä voidaan käyttää myös kytkiminä ja logiikkapiirien osina [1].

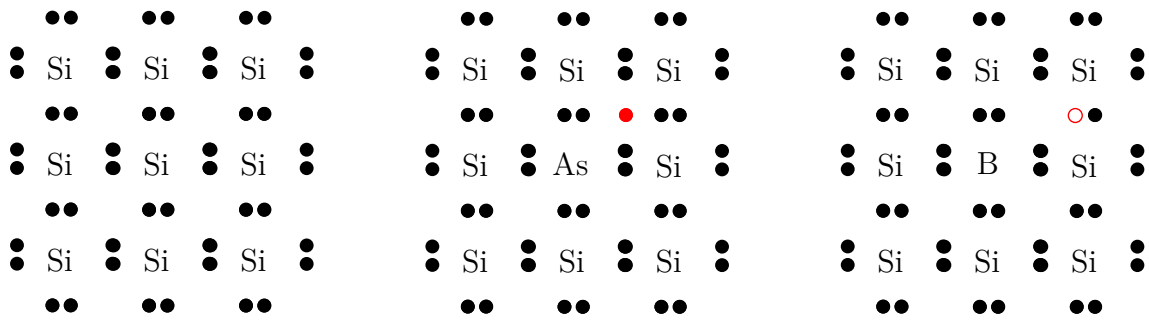
Kuten puolijohteen nimestä voi päätellä, sen sähköiset ominaisuudet ovat johteen ja eristeen väliltä [1]. Nämä ominaisuudet ovat eroavia eri puolijohteiden välillä, joten materiaali voidaan valita sovelluksesta riippuen. Puolijohteet voivat koostua yhdestä atomilajista, kuten pii, tai ne voivat olla yhdisteitä, kuten piikarbidi [6]. Puolijohteiden käyttäytymistä voidaan selittää tarkastelemalla niiden rakennetta.

2.1.1 Kidemalli

Kiinteä aine koostuu atomeista, ja atomit pyrkivät sitoutumaan siten, että energia on minimissä [7]. Piillä on 14 elektronia, joista kaksi on alimmalla-, kahdeksan toisella- ja neljä kolmannella energiakuorella. Kolmas kuori ei tule täyteen, ja kristallirakenteessa nämä valenssielektronit muodostavat kovalenttisen sidoksen muiden pii-atomien valenssielektronien kanssa [2]. Tätä rakennetta on havainnollistettu kuvassa 1.

Lähellä absoluuttista nollapistettä rakenne on tiukka, jolloin elektronit eivät kykene liikkumaan [1, 2]. Täten myöskään virta ei pääse kulkemaan. Lämpötilan kasvaessa myös lämpöenergia kasvaa, ja tällöin elektroneja vapautuu rakenteesta. Paikkaa, josta elektroni lähti, kutsutaan aukoksi (eng. hole), ja aukko pystyy myöskin ottamaan vastaan elektronin [2]. Tosin sanoen lähellä absoluuttista nollapistettä puolijohteet omaavat eristeen kaltaisen käyttäytymisen, ja suuremmilla lämpötiloilla johteen kaltaisen käyttäytymisen.

Huoneenlämmössä puolijohteet eivät ole hyviä johteita, mutta asettamalla materiaaliin epäpuhtauksia sen ominaisuudet voivat muuttua huomattavasti [1, 2]. Tätä prosessia kutsutaan seostukseksi (eng. doping). Materiaaliin voidaan lisätä atomeita joilla on eri määrä valenssielektroneja, ja tällöin jokaiselle valenssielektronille



Kuva 1. Kaaviokuva piin kiderakenteesta. Vasemmalla on pii, jota ei ole seostettu. Keskellä pii on seostettu aineella jolla on viisi valenssielektronia, joista yksi (punaisella merkitty) kykenee liikkumaan rakenteessa. Oikealla pii on seostettu aineella, jolla on 3 valenssielektronia, luoden aukon rakenteeseen. Kuva on muotoiltu lähteen [2] mukaan.

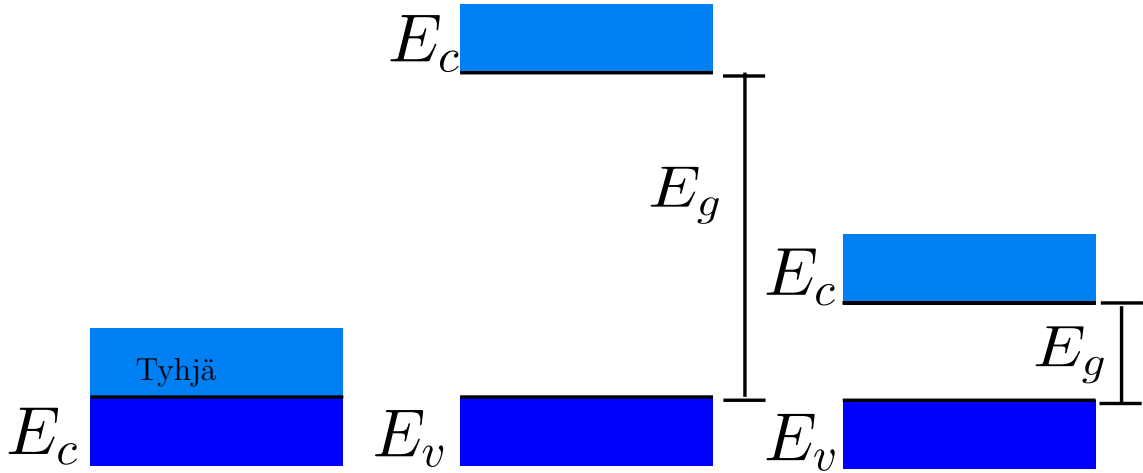
ei löydy paria kovalenttisen sidoksen muodostamiseksi [2]. Esimerkiksi jos lisätyllä aineella on viisi valenssielektronia, yksi niistä jää vapaaksi muiden muodostaessa sidoksen piin valenssielektronien kanssa. Toisaalta jos aineella on kolme valenssielektronia, rakenteeseen tulee aukko, johon piin elektronit voivat siirtyä. Seostusta on havainnollistettu kuvassa 1.

Aineita, jotka luovuttavat elektroneja, kutsutaan luovuttajiksi (eng. donor). Jos puolijohhteessa on paljon vapaita elektroneja, eli paljon luovuttaja-atomeita, sitä kutsutaan N-tyyppiseksi. Kirjain N tulee elektronien negatiivisen varauksen mukaan. Aineet jotka vaativat elektronin kovalenttisen sidoksen muodostamiseksi ovat nimeltään vastaanottajia (eng. acceptor). Puolijohdetta, jossa on niitä on paljon, kutsutaan P-tyyppiseksi aukkojen positiivisen varauksen mukaan. [2]

2.1.2 Energiataso-malli

Elektronit varaavat tietyn energiatason atomissa. Paulin kielto säännön mukaan kaksi elektronia ei voi olla samassa tilassa, ja tällöin niillä ei voi olla samaa energiaa. Tällöin jos kaksi atomia tuodaan toistensa lähetyville, elektronin energiatasot jakautuvat aiheuttaen niiden asettumisen eri energioille. Useamman atomin ollessa lähellä toisiaan elektronien energiat muodostavat energiavyön. Ylintä tasoa, joka on lähes täynnä, kutsutaan valenssivyöksi, ja alinta vyötä, joka on lähes tyhjä, kutsutaan johtavuusvyöksi. Näiden energiaeroa kutsutaan energia-aukoksi. Energiavyörakennetta on havainnollistettu kuvassa 2. [2]

Johteilla ei ole energia-aukkoa, kun taas eristeillä sen arvo on suuri. Eristeiden



Kuva 2. Havainnollistus energiavöistä. Vasemmalla on johde, joilla ei ole energia-aukkoa. Keskellä on eriste, joille väli on suuri. Oikealla on puolijohde. E_c on johtavuusvyö, E_v on valenssivyö ja E_g on energia-aukko. Kuva on muotoiltu lähteen [2] mukaan.

aukon arvoille ei ole tarkkaa määritelmää, mutta sen tyypilliset arvot ovat 3.5 eV:sta ylöspäin [6]. Puolijohdeille tyypilliset arvot ovat suurimmaksi osaksi nollan ja 3.5 eV:n välillä, mutta esimerkiksi timantilla on suurempi arvo energia-aukolle (6 eV) [2]. Piille se on 1.12 eV ja germaniumille 0.67 eV [2].

Seostetussa puolijohdeessa on johtavuus- ja valenssivyön lisäksi luovuttaja- ja vastaanottaja energiataso. Johtavuus- ja luovuttajavyön energioiden erotus on ionisaatioenergian suuruus, jonka elektroni vaatii päästäkseen irti. Vastaanottajavyön erotus valenssivyöhön on puolestaan se energia, jonka vastaanottaja-atomi vaatii saadakseen elektronin valenssivyöltä. [2]

Elektronin löytymistä tietyltä energiatasolta voidaan kuvata fermi-funktion avulla

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E-E_F)}{kT}}}, \quad (1)$$

jossa E_F on fermi-energia. Fermi-energia kuvaa elektronienergioiden huippua absoluuttisessa nollapisteessä, ja tässä tapauksessa yhtälö (1) on askelfunktio [7]. Toisin sanoen $f(E)$:n arvo on yksi energioille, jotka ovat Fermi-energian alapuolella, ja nolla sen yläpuolella. Lämpötilan kasvaessa osan elektroneista on mahdollista päästä johtavuusvyölle, ja täten kuljettaa virtaa. [2]

Jos ainetta ei ole seostettu Fermi-taso on johtavuus- ja valenssivyön puolessavälissä. Seostetuissa aineissa taso siirtyy joko lähemmäs johtavuusvyötä N-tyyppisessä

aineessa tai lähemmäs valenssivyötä P-tyyppisessä aineessa. Toisin sanottuna Fermi-tason määrää aineen vapaat elektronit ja tilat. [2]

Fermi-energian riippuvuus elektronien ja aukkojen määrästä voidaan ilmaista muodossa

$$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT}, \quad (2)$$

$$p = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT}. \quad (3)$$

Yllä N_c ja N_v ovat efektiiviset tilatiheydet, joista ensimmäinen kuvaa tilannetta, jossa kaikki johtavuusvyön energia on sijoitettu samaan energiatasoon E_c . Jälkimmäinen on vastaava valenssivyölle ja energiatasolle E_v . Yhtälöissä (2) ja (3) n kuvaa N-tyyppisen puolijohteen enemmistö-varauksenkuljettajia ja p kuvaa samaa P-tyyppiselle aineelle. Nämä voidaan myös ilmaista muodossa

$$n = N_d - N_a$$

$$p = N_a - N_d,$$

jossa N_d kuvaa positiivisen lahjoittajaionien tiheyttä ja N_a negatiivisen vastaanotta-
jaionien tiheyttä. Kertomalla yhtälöt (2) ja (3) saamme

$$np = N_c N_v e^{-E_g/kT}, \quad (4)$$

josta näemme, ettei tulo riipu seostettujen aineiden tiheydestä. Aine ei voi olla sekä N- että P-tyyppinen, jolloin molemmat n ja p eivät olla suuria samaan aikaan. Täten yhtälöä (4) voidaan käyttää vähemmistökuljettajien selvitykseen, ja yhtälö saadaan muotoon

$$n_i^2 = np, \\ n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-E_g/2kT}. \quad (5)$$

n_i :n arvo on aineelle ominainen, ja se riippuu sekä lämpötilasta että energia-aukosta. On huomattava, että jos yhtälö (5) ei päde, systeemi ei ole tasapainossa. Kyseistä tilannetta varten voidaan ottaa käyttöön kvasifermi tasot. Nämä tasot syntyvät, kun saman tyyppin varauksenkuljettajat ovat tasapainossa keskenään. Jos eri tyyppin varauksenkuljettajat ovat tasapainossa keskenään, niin silloin yhtälö (5) pätee ja

fermitaso on samassa kohtaa molemmille. Kvasi tasot ovat muotoa [2]

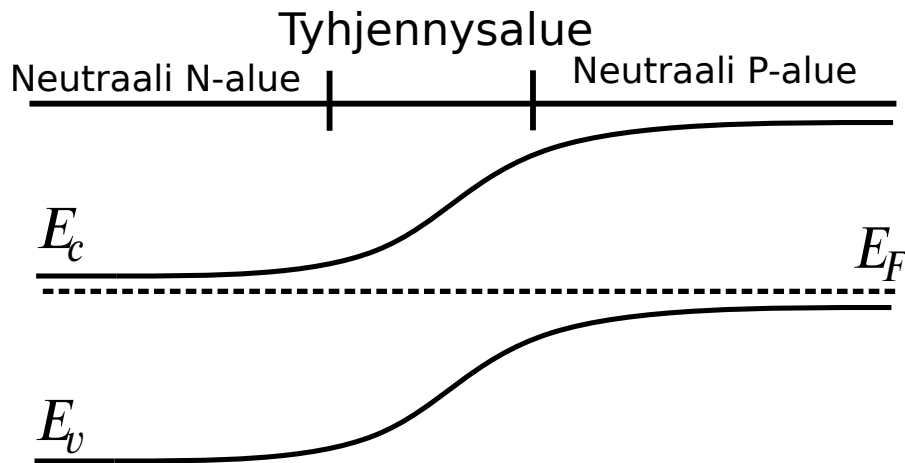
$$n = N_c e^{-(E_c - E_{Fn})/kT},$$

$$p = N_v e^{-(E_{Fp} - E_v)/kT}.$$

2.2 PN-liitos

Diodi on laite, jonka läpi kulkevaan virtaan voidaan vaikuttaa kohdistamalla siihen jännite. Niin sanottuun estosuuntaan kohdistettaessa jännite laitteessa kulkee erittäin vähän virtaa, tyypillisesti vähemmän kuin mikroampeeri. Jos jännite on kohdistettu päinvastaiseen suuntaan, virtaa kulkee laitteen sisällä, kasvaen eksponentiaalisesti jännitteen mukana. Ideaalisessa diodissa virta olisi nolla estosuuntaan ja myötäsuntaan piiri käyttäytyisi oikosulun kaltoin, eli suuri määrä virtaa pääsisi läpi. [1]

PN-liitoksen saa yhdistämällä P- ja N-tyypin puolijohteet. Kyseisellä liitoksella on diodin piirteet, mutta se ei ole ideaalinen sellainen. Liitoksen lähellä on vähän vapaita varauksenkuljettajia, sillä P-puolelta aukot diffusoituvat N-puolelle yhdistyen vapaiden elektronien kanssa [1]. Samoin elektronit N-puolelta diffusoituvat P-puolelle yhdistyen aukkojen kanssa [1]. Tätä aluetta kutsutaan tyhjennysalueeksi. Tyhjennysalueen toisilla puolilla ovat neutraalit P- ja N-puolet. PN-liitoksen energiatasoja on havainnollistettu kuvassa 3.



Kuva 3. PN-liitoksen energiatasot. E_c on johtavuusvyö, E_v on valenssivyö ja E_F on fermitaso. Kuva on muotoiltu lähteen [2] mukaan.

Kuvasta 3 on myös selvää, ettei P- ja N-puolen valenssi- ja johtavuusvyöt ole sa-

malla tasolla, ja täten niiden välissä on potentiaaliero. Tätä potentiaaliero kutsutaan sisäänrakennetuksi potentiaaliksi [2]. Varauksenkuljettajilla pitää olla potentiaalia suurempi energia päästäkseen liitoksen yli. Enemmistövarauksenkuljettajat, jotka pääsevät liitoksen yli, luovat diffuusiovirran [1]. Jos vähemmistövarauksenkuljettajia päätyy tyhjennysalueelle, sähkökenttä kiihdyttää ne liitoksen yli [1]. Tätä virtaa ei-haluttuun suuntaan kutsutaan ajaumavirraksi.

Sisäänrakennetun potentiaalın suuruuden voi ilmaista yhtälöiden (2) ja (3) avulla. Merkitsemällä N-puolen fermi- ja johtavuusvyön erotusta qA , jossa q on alkeisvaraus, sekä P-puolen vastaavaa erotusta qB , sisäänrakennettu potentiaali $q\phi_b$ on näiden erotus[2]:

$$\phi_b = B - A = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_a}{n_i^2}. \quad (6)$$

Yhtälöstä (6) näemme, että potentiaalivallın koko riippuu lämpötilasta ja sekä luovuttajien että vastaanottajien määrästä. Tämän riippuvuuden avulla PN-liitoksen ominaisuuksia voidaan manipuloida, jotta saadaan halutusti käyttäytyvä laite.

Materiaalia voi seostaa siten että toisella puolella on runsaasti enemmän luovuttajia tai vastaanottajia. Tällaisia liitoksia merkitään joko P⁺N tai N⁺P, jossa potenssi viittaa runsaammin kyllästettyyn puoleen. Vaikka toisella puolella olisikin runsaasti luovuttajia tai vastaanottajia, on tyhjennysalue verrannollinen näihin suureisiin. Tätä suhdetta ilmaistaan muodossa

$$N_a |x_P| = N_d |x_N|,$$

jossa x kuvaa vastaavan puolen tyhjennysalueen leveyttä. Runsaammin kyllästetyllä puolella on siis lyhyempi tyhjennysalue. Tämä tulos seuraa siitä, että sähkökentän liitoksen lähellä tulee olla jatkuva.[2]

Potentiaalivallın kokoa voi muuttaa ulkopuolisen jännitteen avulla [1, 2]. Jos N-puoleen kohdistetaan positiivinen jännite P-puoleen verrattuna valli kasvaa, jolloin elektronien ja aukkojen todennäköisyys liitoksen yli pääsemiseen pienenee. Virta liitoksen läpi ei ole nolla, sillä ajaumavirtaa tapahtuu liitoksessa. Huoneenlämmössä kyseinen virta on pientä, aineesta riippuen nano- tai mikroampeerin luokkaa. Lämpötilan noustessa vähemmistökuljettajia syntyy enemmän liitoksen lähetyvillä, jolloin myös ajaumavirran suuruus kasvaa.

Asettamalla N-puoleen negatiivinen potentiaali P-puoleen verrattuna vallın kor-

keus pienenee ja tällöin enemmistövarauksenkuljettajilla on suurempi todennäköisyys päästä liitoksen yli [1, 2]. Nyt diffuusiovirta on paljon suurempi verrattuna ajaumavirtaan, ja virta kasvaa eksponentiaalisesti jännitteen kasvaessa.

Liitoksen läpi kulkevaa virtaa voidaan approksimoida yhtälöllä

$$I = I_s(e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1), \quad (7)$$

jossa I_s on estosuuntainen saturaatiovirta ja η on aineelle ominainen vakio jonka suuruus vaihtelee yhden ja kahden välillä [1]. Approksimaation vuoksi olkoon se yksi. Tällöin yhtälön (7) eksponenttia voidaan arvioida

$$\begin{aligned} \frac{q}{kT} &= \frac{1,602 \dots \text{ C}}{1,38 \dots \frac{\text{m}^2\text{kg}}{\text{s}^2\text{K}} 293,15 \text{ K}} \\ &= 39,58 \dots \frac{\text{As}^3}{\text{m}^2\text{kg}} \\ &\approx 40 \text{ V}^{-1}, \end{aligned}$$

jolloin yhtälö (7) tulee muotoon

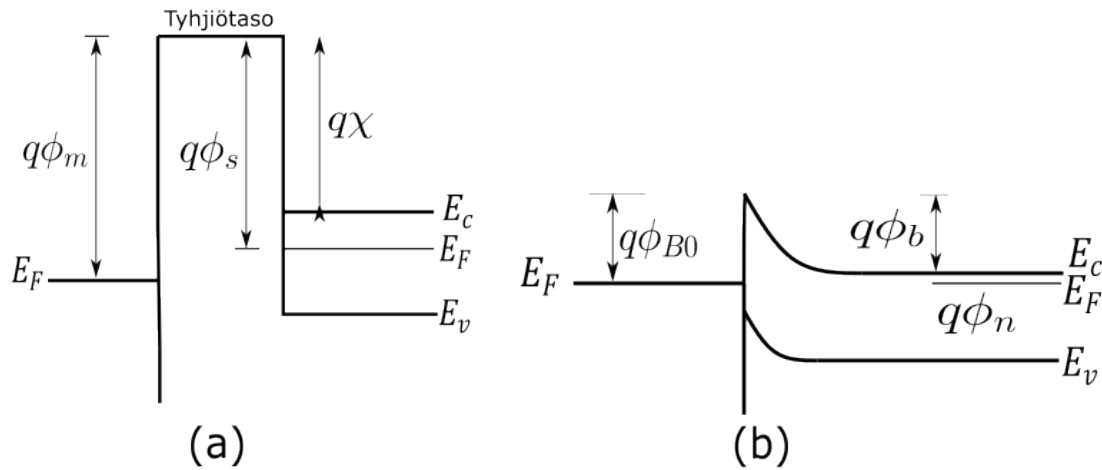
$$I = I_s(e^{40V} - 1). \quad (8)$$

Jos jännite on hiemankin negatiivinen, eksponentin arvo on huomattavasti pienempi kuin yksi, ja tällöin virran arvo on $-I_s$. Toiseen suuntaan tilanne on päinvastainen, pienikin positiivinen jännite antaa suuren arvon eksponentille jolloin virta on $I = I_s(e^{40V})$.

Liitos ei kuitenkaan kykene pitämään virtaa nollan lähetyvillä suurilla estosuunnan jännitteillä. Kun kynnys nimeltä romahdusjännite ylitetään, pääsee suuri määrä virtaa estosuuntaan. IV-kuvaajassa tämä ilmenee virtakäyrän putoamisella nopeasti alas. Oikeissa laitteissa virta ei myöskään kasva heti kun jännite on positiivinen. Virta pysyy nollan lähetyvillä, kunnes jännite saavuttaa käynnistysarvon ja tällöin se käyttäytyy approksimaation (8) mukaisesti. [1, 2]

2.3 Schottky-diodi

Schottky diodi on laite, jossa on metallin ja puolijohteen välinen liitos verrattuna kahden puolijohteen väliseen liitokseen PN-liitoksessa [2]. Kuten PN-liitoksessa, myös metallin ja puolijohteen välillä on potentiaalivalli. Tätä vallia kutsutaan Schottky-valliksi. Metallilla on kaksi eri potentiaalivallin arvoa; yksi joka ilmaisee N-tyyppisen puolijohteen ja metallin välistä vallia elektronien liikkeelle, ja toinen P-tyyppiselle ja aukoille. Niiden arvot vaihtelevat metallista riippuen. Kuva 4 esittää ideaalista Schottky-diodia ennen kosketusta ja sen jälkeen.



Kuva 4. Schottky-liitoksen energiavyökaavio ennen liitosta ja sen jälkeen. Kuvassa on ideaalinen liitos. Kuva on muotoiltu lähteen [6] mukaan.

Kuvassa ϕ_m on metallin työfunktio, ϕ_s on puolijohteen työfunktio ja χ on elektroniaffiniteetti. Liitoksessa on myös nähtävissä tyhjennysalue puolijohteen puolella. Ihanteellisessa tapauksessa ϕ_{B0} on [6]

$$\phi_{B0} = \phi_m - \chi.$$

Sisäänrakennettu potentiaali voidaan ilmaista muodossa

$$q\phi_b = q\phi_{B0} - q\phi_n, \quad (9)$$

jossa ϕ_n on puolijohteen johtavuus- ja fermivyön välinen erotus. Soveltamalla yhtälöä

(2) yhtälöön (9) voidaan se ilmaista muodossa [2]

$$q\phi_{bi} = q\phi_{Bn} - kT \ln \frac{N_c}{N_d}.$$

Kuten PN-liitoksen tapauksessa myös Schottky-diodin voidaan kohdistaa jännite vaikuttaen potentiaalivallin kokoon. Jos puolijohteeseen asetetaan positiivinen jännite, valli jonka elektronien tulee päästä yli puolijohteesta metalliin kulkiessa kasvaa [6]. Päinvastaisessa tapauksessa valli pienenee. Metallista puolijohteeseen kulkiessa valli pysyy liki samana, ja Schottky-diodeissa ajaumavirran aiheuttaa elektronit jotka pääsevät tämän vallin yli [6]. Virta käyttäytyy samoin kuin PN-tapauksessa yhtälön (7) mukaan. Schottky-diodin tapauksessa estosuuntaisen saturaatiovirran voi esittää muodossa

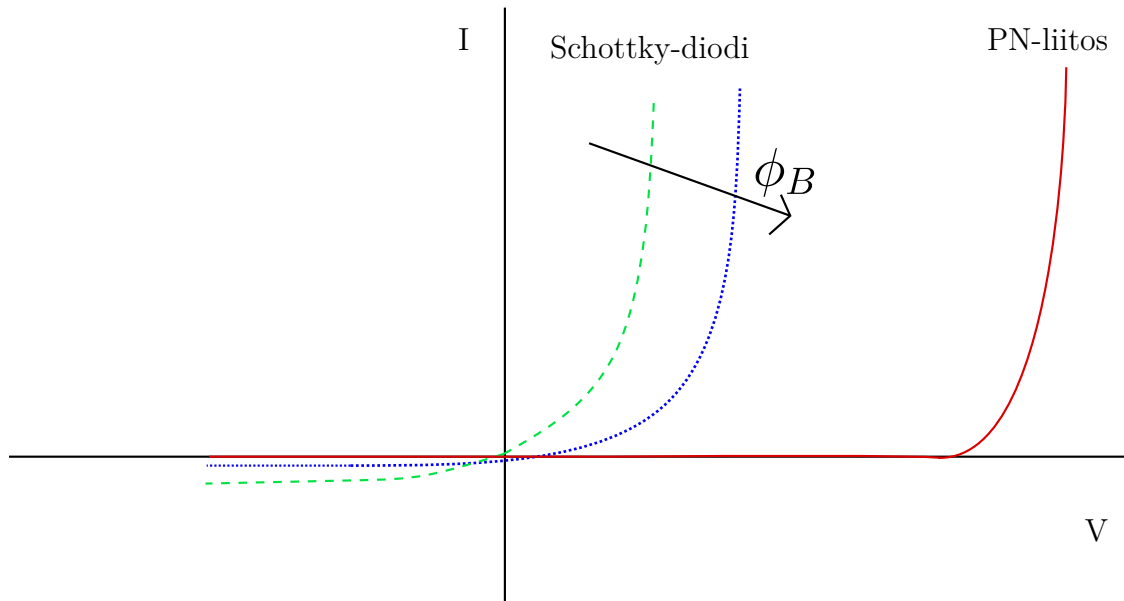
$$I_s = AKT^2 e^{\frac{-q\phi_B}{kT}},$$

jossa A on diodin pinta-ala ja K Richardsonin vakio.

Metalli-puolijohde liitoksissa on pienempi tyhjennysalue PN-liitokseen verrattuna. Tämän takia se vaatii pienemmän myötäsunnan jännitteen käynnistyäkseen. Tätä ominaisuutta voidaan käyttää hyväksi nopeatahtisissa kytkimissä. Lisäksi tyhjennysalueen pienen koon takia diodilla on pienempi kapasitanssi ja voimankulutus.

Ohuesta tyhjennysalueesta ei kuitenkaan ole vain positiivisia seurauksia. Kuvasta 5 näkee että Schottky diodilla estosuunnan virta on suurempi kuin PN-liitoksella, ja virtaa pääsee estosuuntaan pienemmällä estosuunnan jännitteellä. Molemmat johtuvat pienemmästä tyhjennysalueesta.

Schottky-diodin ominaisuuksia voidaan parantaa asettamalla oksidikerros metallin ja puolijohteen väliin. Tämä kerros vähentää diffuusiota parantaen diodin suorituskykyä. Oksidin sijaan liitoksessa voi olla myös eristekerros joka vähentää diffuusiota, mutta myös pienentää sähkökenttää.[8]



Kuva 5. Tavallisen diodin ja Schottky-diodin IV-käyrät. Schottky-diodi johtaa virtaa pienemmällä etusuunnan jännitteellä, mutta sillä on myös suurempi ajau-mavirta ja alhaisempi hajoamisjännite. Kuva on muotoiltu lähteen [2] mukaan.

2.4 MOSFET

Kanavatransistori (eng. field-effect transistor, tai FET) on yleinen laite elektroniikan sovelluksissa [1]. Kohdistamalla laitteen kontrollisyöttöön jännite syntyy sähkökenttä, joka vaikuttaa muiden terminaalien virtaan [1]. Yksi tällainen kanavatransistori on MOSFET. MOS tulee englannin sanoista metal-oxide-semiconductor [2]. Laitteessa on siis Schottky-diodin kaltainen liitos, mutta metallin ja puolijohteen välissä on eristekerros [2, 6]. MOSFET:in ytimenä toimii MOS-kondensaattori. Metallia kutsutaan hilaksi, joka toimii kontrollisyöttönä. Kuten sen nimestä voi päätellä, MOS-kondensaattorin fyysisiä ominaisuuksia voidaan kuvata kondensaattorin tavoin. Oksidi eristää kaksi levyä, joiden väliin syntyy sähkökenttä [6].

Jännite, jonka hilaan kohdistamalla energiavyöt ei taivu, on nimeltään tasavyöjännite [6]. Kyseistä jännitettä voidaan kuvata hilan ja puolijohteen työfunktioiden erotuksena [2]

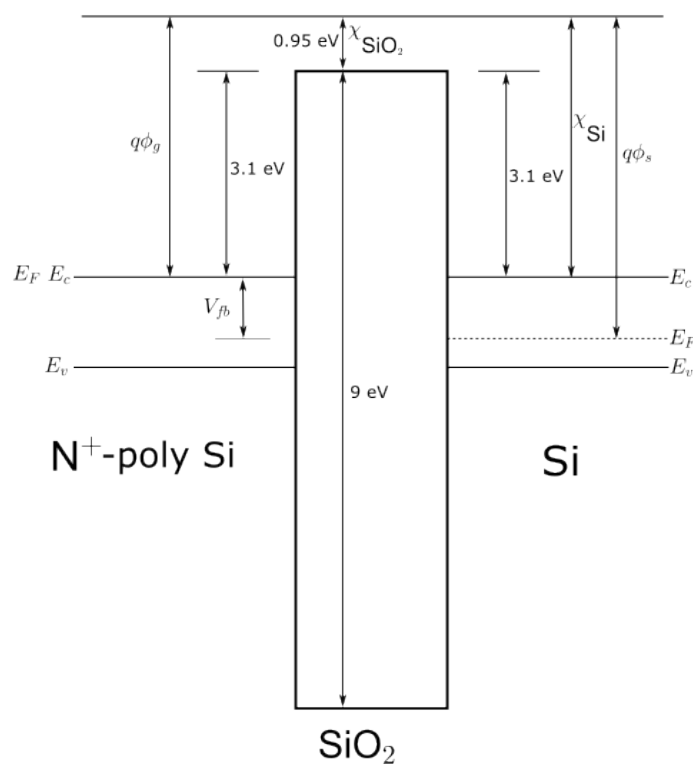
$$V_{fb} = \phi_g - \phi_s.$$

Hilaan kohdistettua jännitettä voidaan kuvata tasavyö-, pinta- ja oksidijännitteen

summana.

$$V_g = V_{fb} + \phi_s + V_{ox} \quad (10)$$

Tasavyö-tilanteessa V_g ja V_{fb} ovat yhtäsuuret, ja tällöin yhtälön (10) muut termit ovat nolla. Muussa tapauksessa ϕ_s ja V_{ox} kompensoivat hila- ja tasavyöjännitteen eroa [2]. Pintajännite kuvaa puolijohteen vyön taipumista ja oksidijännite kuvaa jännitettä oksidin yli. Tasavyö-tilannetta on havainnollistettu kuvassa 6.



Kuva 6. MOS-kondensaattorin energiavyökaavio tasavyöjännitteellä. Kuva on muotoiltu lähteen [2] mukaan.

Kohdistamalla hilaan negatiivisempi jännite tasavyöjännitteeseen verrattuna hilapuolen energiat nousevat ylemmäs [2]. Tällöin pintajännite ϕ_s ja oksidijännite V_{ox} poikkeavat nollassa. Valenssivyö on lähempänä fermitasoa oksidi-puolijohde liitoksen pinnassa, ja tällöin siellä on myös aukkojen keskittymä [2]. Yhtälöä (3) soveltamalla

tämä pitoisuus on

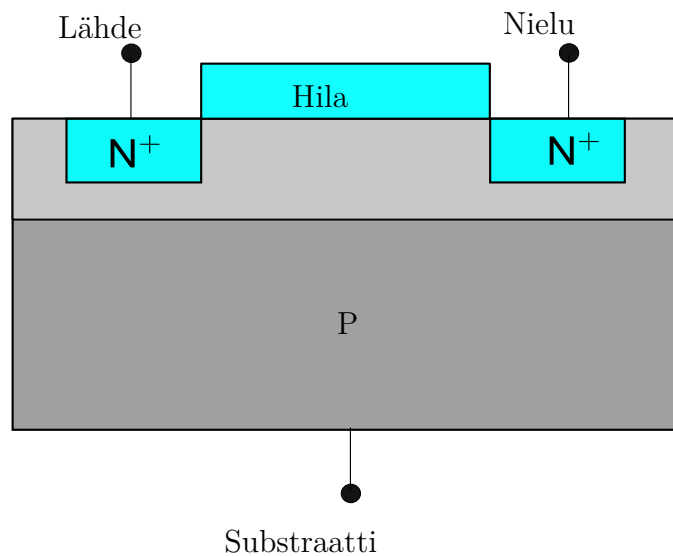
$$p_s = N_a e^{-q\phi_s/kT}.$$

Tästä suuresta pitoisuudesta johtuen pintaan syntyy kertymiskerros (eng. accumulation layer) [2]. Jos aine olisi N-runkoinen kertyisi pinnalle elektroneja ja niiden keskittyneisyys olisi yhtälöä (2) soveltamalla

$$n_s = N_d e^{-q\phi_s/kT}.$$

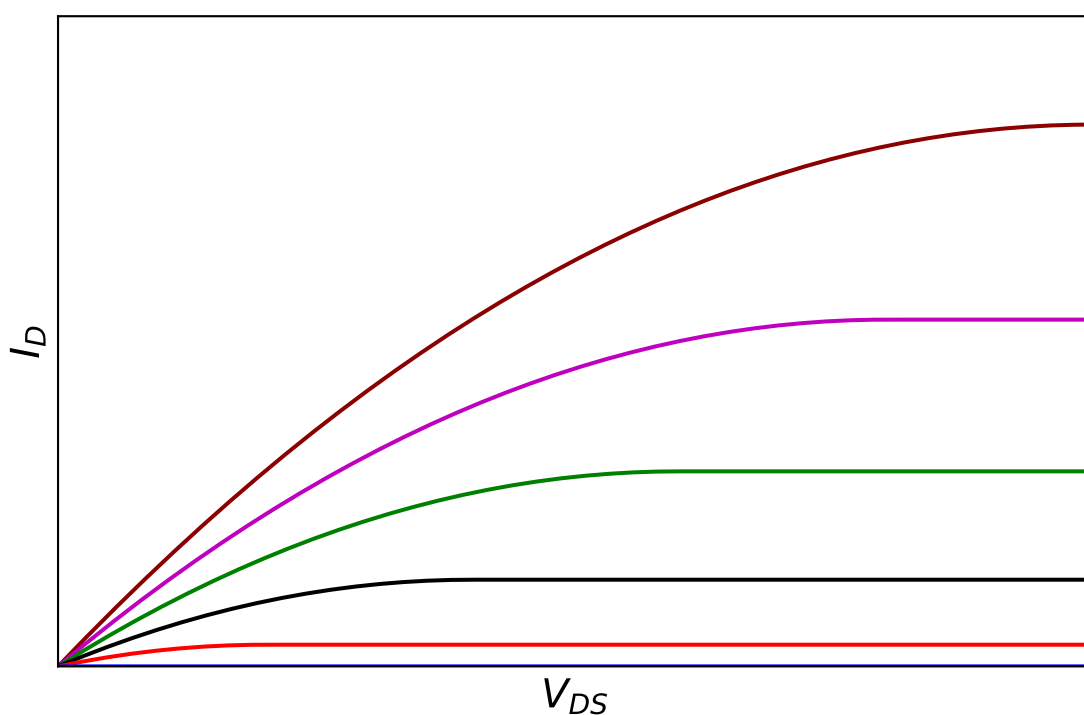
Jos hilaan kohdistettu jännite on positiivisempi kuin tasavyöjännite, hilan puoli laskeutuu energiavyörakenteessa. Nyt oksidi-puolijohde pinnalla on tyhjennysalue fermitason ollessa kaukana molemmista vöissä.[2]

MOSFET-laitteessa MOS-kondensaattorin molemmilla puolilla on PN-liitos. Liitoksia kutsutaan nieluksi ja lähteeksi. Näiden välillä on kanava, joka sallii virran kulun. MOSFET:in rakenne on esitetty kuvassa 7. MOSFET:eillä on neljä perustyyppiä; sekä N- että P-tyyppinen avaus- ja tyhjennystyyppinen. N-tyyppisessä transistorissa MOS-kondensaattorissa on P-tyyppinen runko, ja sekä nielu että lähde ovat N-tyyppisiä. P-tyyppisessä nämä ovat päinvastaiset. Avaustyyppisessä transistorissa nielun ja lähteen välillä ei ole kanavaa, kun hilaan on kohdistettu 0:n Voltin jännite, kun taas tyhjennystilaisissa kanava on vastaavassa tilanteessa. [6]



Kuva 7. MOSFETin rakenne. Kyseisessä kuvassa on N-tyypin avauksilainen laite.

MOSFET:in IV-käyrän käyttäytymistä näkee kuvasta 8. Jännitettä, jonka kohdistamalla MOSFET:in hilaan se alkaa johtamaan virtaa, kutsutaan kynnysjännitteeksi [1]. Tämän jännitteen alla nielun virta pysyy nollassa nielun ja lähteen välisen jännitteen kasvaessa. Hilajännitteen kasvaessa kanavan konduktanssi kasvaa [6]. Nie-lujännitteen kasvaessa oksidin ja nielun jännite-ero pienenee, jolloin myös kanavan varaustiheys pienenee [6]. Tietyssä pisteessä nielun kohdalla varaustiheys on nol-la, jolloin nielun konduktanssi on nolla. Tällöin virta pysyy vakiona jännitteeseen verrattuna. Kyseistä pistettä kutsutaan saturaatiojännitteeksi [6].



Kuva 8. MOSFETin IV-käyrä hila-lähde jännitteen kasvaessa. Kuva on muo-toiltu lähteen [1] mukaan.

2.5 Piikarbidi

Tehoelektroniikan ala, kuten muutkin elektroniikan alat, pohjautuvat pääasiassa pii-pohjaisiin aineisiin [3]. Alan tutkimus ei ole tuore ilmiö, vaan sen juuret yltävät vuosikymmenien taakse. Jännitteiden kasvaessa vaaditaan laitteelta enemmän [4]. Pii ei enää kykene tyydyttämään näitä vaatimuksia. Jotta saataisiin rakennettua piiri, joka käyttäytyisi halutusti, vaadittaisiin useita laitteita ja jäähdytysjärjestelmiä [9]. Kyseiset järjestelmät veisivät liikaa aikaa ja rahaa, ja syystä tutkijat ovat siirtyneet vaihtoehtoisten aineiden pariin.

Suuren energia-aukon omaavilla aineilla on tehoelektroniikkaan soveltuvat ominaisuudet. Yksi näistä aineista on piikarbidi (SiC). Ensimmäinen kaupallinen piikarbidiodi tuli markkinoille vuonna 2001, ja tämän jälkeen piikarbidilaitteiden kehitys ja parantaminen on jatkunut nykypäivään saakka [3].

Pelkkään piihin verrattuna piikarbidilla on useita etuja. Suuremman energia-aukon seurauksena sen itsenäis-varauksenkuljettajatiheys on pienempi mikä sallii käytön suuremmissa lämpötiloissa. Korkean lämpötilan lisäksi piikarbidia voi operoida suuremmissa sähkökentissä, mikä on oleellista tehoelektroniikassa. Pienen erityis-johtoresistanssin seurauksena piikarbidilaitteiden koko on pienempi johtaen nopeampiin vaihtotaajuuksiin. Taulukossa 1 verrataan puolijohteiden ominaisuuksia.[3, 4]

Taulukko 1. Piiin ominaisuuksia verrattuna piikarbidisiin. Taulukon arvot ovat lähteestä [4].

Sähköinen ominaisuus	Si	4H-SiC	6H-SiC	Timantti
Energia-aukko (eV)	1.12	3.28	2.96	5.5
Kriittinen sähkökenttä (MV/cm)	0.29	2.5	3.2	20
Elektronien liikkuvuus (cm ² /VS)	1200	800	370	2200
Aukkojen liikkuvuus (cm ² /VS)	490	115	90	1800
Lämpöjohtavuus (W/cmK)	1.5	3.8	3.8	20
Liitoksen maksimilämpötila (° C)	150	600	600	1927

Piikarbidi koostuu piistä ja hiilestä, joiden välillä on kovalenttinen sidos. Silä on yli 200 polytyyppiä, jotka ovat jaettuna kuutiomaiseen, hexanogaaliseen, ja romboedriseen rakenteeseen. Eri polytyypit käyttäytyvät eri tavoilla, ja tehoelektroniikan sovelluksissa suositaan 4H-SiC polytyyppiä. Tällä polytyypillä on suurempi energia-aukko ja itsenäis-varauksenkuljettajatiheys muihin verrattuna.[10]

3 Säteilyn tyypit ja vaikutukset aineeseen

Ydinsäteily koostuu energisistä hiukkasista tai fotoneista. Säteily vuorovaikuttaa aineen kanssa, ja se saattaa aiheuttaa hetkellisiä tai pysyviä vaurioita. Säteilyä on monenlaista, ja eri säteilylajit vaikuttavat aineeseen eri tavalla.[12, 13]

3.1 Raskaat hiukkaset

Raskaaksi varatuksi hiukkaseksi on määritelty hiukkaset, joiden atomimassa on suurempi tai yhtäsuuri kuin yksi [14]. Kun kyseinen hiukkanen kulkeutuu aineen läpi, sen sähkökenttä vuorovaikuttaa aineen atomien kanssa. Coulombin voima vaikuttaa sekä ytimeen että elektroneihin, mutta elektronien pienemmän massan myötä ne vievät enemmän energiaa pois. Törmäykset ytimien välillä ovat harvinaisia ellei hiukkasten energia ole todella suuri, ja täten se ei vaikuta suuresti kokonaisuuteen. Raskaiden hiukkasten ja elektronien välisissä törmäyksissä raskas hiukkanen menettää energiaa. Energiahävikki on pieni, jolloin pitää tapahtua useita törmäyksiä, jotta hiukkanen pysähtyisi. Raskaan hiukkasen rata ei kuitenkaan muutu merkittävästi kyseisten törmäysten yhteydessä. Kulkiessaan aineen läpi raskaat hiukkaset ionisoivat ja virittävät atomeita, ja tätä ilmiötä voidaan käyttää säteilyn havaitsemiseen. [12]

3.2 Elektronit

Samoin kuin raskaat hiukkaset, myös elektronit menettävät energiaa aineen atomeille. Elektronit ovat kuitenkin paljon kevyempiä kuin raskaat hiukkaset, ja täten verrattuna saman energian omaaviin raskaisiin hiukkasiin, niillä on myös suurempi nopeus. Suuremman nopeuden myötä elektronit pääsevät syvemmälle aineeseen. On kuitenkin huomattava, että elektronin törmätessä aineen elektroneihin, menettää se huomattavasti enemmän energiaa raskaaseen hiukkaseen verrattuna. Energian säilymisen mukaan elektronien menettämä energia ei häviä, vaan se ilmenee ns. bremsstrahlung säteilynä. Edellä mainittu säteily tunnetaan myös jarrutussäteilynä. Jarrutussäteily ei ilmene vain elektronien yhteydessä, vaan kaikki varatut hiukkaset säteilevät sitä.[12]

Elektronien jarrutuskykyä voidaan ilmaista muodossa

$$-\frac{dE}{dx} = 0.1535 \frac{\rho Z}{A\beta^2} (\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/mc^2)^2} \right) + F(\tau) - \delta) \text{MeV/cm}, \quad (11)$$

jossa m on elektronin lepomassa, c valon nopeus tyhjiössä, Z atomiluku, A massaluku ja ρ aineen tiheys. τ , β ja γ puolestaan ovat

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{E_k}{mc^2} \\ \beta &= \frac{v}{c} = \frac{\sqrt{\tau(\tau+2)}}{\tau+1} \\ \gamma &= \tau + 1 \\ \beta^2\gamma^2 &= \tau(\tau+2), \end{aligned}$$

jossa E_k on hiukkasen liike-energia. Näiden avulla voidaan yhtälössä (11) esiintyvä funktio $F(\tau)$ esittää muodossa

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 \frac{(\tau/8) - (2\tau+1) \ln 2}{(\tau+1)^2}.$$

I puolestaan on keskimääräinen viritysendergia, ja δ on tiheysvaikutuksen korjaustermi. Tiheysvaikutus on ilmiö, jossa varattu hiukkanen ionisoi atomeita aineessa heikentäen siihen kohdistuvan sähkökentän vaikutusta. Korjaustermillä on kolme eri muotoa termin $\beta\gamma$ suuruudesta riippuen :

$$\begin{aligned} \delta &= \delta_0 \left(\frac{\beta^2\gamma}{10^{S_0}} \right)^2, (\beta\gamma < 10^{S_0}) \\ \delta &= 2 \ln(\beta\gamma) + (-2 \ln \left(\frac{I}{h\nu_p} \right) - 1) + a \left(\frac{1}{\ln 10} \ln \left(\frac{10S_1}{\beta\gamma} \right) \right)^{md}, (10^{S_0} < \beta\gamma < 10^{S_1}) \\ \delta &= 2 \ln(\beta\gamma) + (-2 \ln \left(\frac{I}{h\nu_p} \right) - 1), (\beta\gamma > 10^{S_1}). \end{aligned}$$

Yhtälöissä esiintyvät termit ovat aineille ominaisia, ν_p on plasmataajuus ja S_0, S_1, a, md sekä δ_0 ovat tiheysvaikutuksen parametrejä. [13]

Jos hiukkasilla on tarpeeksi suuri liike-energia tulee energiahäviöstä säteilyn kautta dominoiva prosessi [13]. Kyseistä energiaa kutsutaan kriittiseksi energiaksi, ja esimerkiksi elektronien kriittinen energia piissä on 37.6 MeV [15]. Kriittisen energian

alla elektronien energiahäviö tapahtuu pääasiassa törmäysten kautta. Energiahäviöön säteilyn kautta vaikuttaa edellä mainittu jarrutus säteily sekä synkrotronisäteily, joka tapahtuu ympyräkiikityvyyden yhteydessä [13].

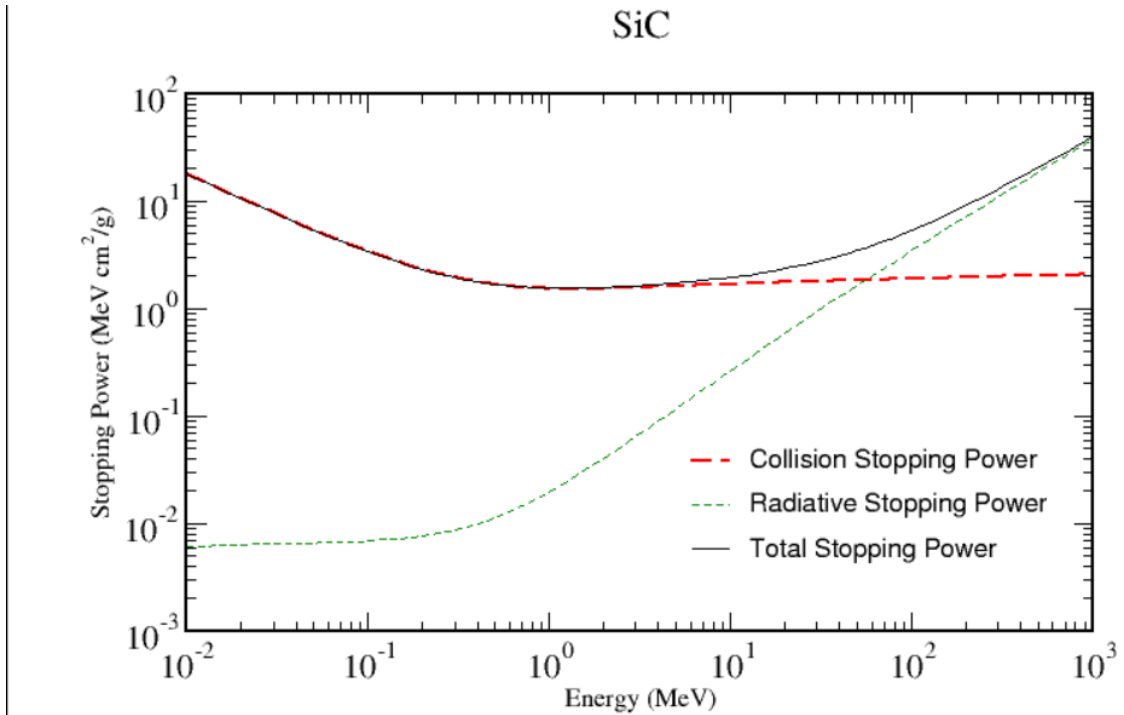
Säteilyhäviötä voidaan ilmaista muodossa

$$-\frac{dE_0}{dx} = n_A E_0 \Phi_{rad} \text{MeV/cm.}$$

Φ_{rad} kuvaa vaikutusalaa, ja se on muotoa

$$\Phi_{rad} = \frac{1}{n_A E_0} \int_0^{h\nu_0} h\nu \Phi_{e-n}(E_0, h\nu) dh\nu.$$

Φ_{e-n} puolestaan kuvaa todennäköisyyttä jolla elektroni, jolla energia on E_0 , ja joka kulkee paksuuden x läpi, säteilee fotonin jonka energia on $h\nu$ ja $h\nu + dh\nu$ välillä. Kuvassa 10 on esitetty häviöiden määriä elektronien liike-energiaan verrattuna. [13]



Kuva 10. Jarrutuskyky elektronien liike-energian funktiona. Kuvasta näkee että törmäyshäviö hallitsee pienemmällä energioilla ja säteilyhäviö suuremmilla. Kuva on tehty ESTAR ohjelman avulla [16].

Säteilyn todennäköisyys riippuu elektronin ja ytimen etäisyydestä [13]. Jos törmäysparametri on suurempi kuin atomin säde, atomin elektronit varjostavat ytimen varausta heikentäen sen vaikutusta tuleviin elektroneihin. Jos törmäysparametri

on pienempi kuin atomin säde, varjostusta ei tapahdu. Tällöin tuleviin elektroniin vaikuttavaa kenttää voidaan approksimoida pistevarauksen Ze Coulombin kenttänä atomin ytimen paikalla.

3.3 Gammasäteily

Gammasäteily koostuu fotoneista, jotka syntyvät ydinsiirtymien yhteydessä. Tärkeimmät tavat joilla gamma-säteily vaikuttaa aineeseen ovat valosähköinen ilmiö, parinmuodostus ja Compton-sironta, joista ensimmäinen on oleellisin pienemmillä energioilla [12, 13]. Valosähköinen ilmiö ja parinmuodostus riippuvat aineen protonien määrästä, toisin kuin Compton-sironta, jolla ei ole suurta riippuvuutta kyseiseen suureen [12].

Valosähköisessä ilmiössä kaikki fotonin energia kuluu elektronin irrottamiseen atomista. Energian säilymisen mukaan irrotetun elektronin energia on

$$K_e = E_\gamma - B_e,$$

jossa E_γ on fotonin energia ja B_e on elektronin sidosenergia. Irrotettu elektroni on yleensä matalemmilta kuorilta ja ilmiön jälkeen elektroni korkeammalta kuorelta saattaa täyttää aukon. Tällöin se säteilee X-säteen, joka saattaa vuorovaikuttaa aineen kanssa edelleen. Valosähköinen ilmiö voi tapahtua vaan raskaan kappaleen lähetyvillä, ja täten sitä ei voi tapahtua vapaille elektroneille.

Parinmuodostuksessa fotoni ja elektroni luovat elektroni-positroni parin. Jotta tämä ilmiö voisi tapahtua, tulee fotonin energian olla yli kahdesti elektronin lepoenergian suuruinen $2mc^2 \approx 1,02$ MeV [13]. Tämän lisäksi, kuten valosähköisen ilmiön tapauksessa, tulee parinmuodostuksen tapahtua raskaan kappaleen lähetyvillä. Täten ilmiö on myös riippuvainen Z -luvusta.

Compton-sironta on ilmiö, jossa fotoni siroaa vapaasta elektronista. Energian säilymisen mukaan

$$K_e = E_\gamma - E'_\gamma = E - mc^2,$$

jossa E'_γ on fotonin energia törmäyksen jälkeen. Kyseinen energia riippuu sironnan

kulmasta yhtälön

$$K_e' = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/mc^2)(1 - \cos\theta)}$$

mukaan. Compton-sironna on riippuvainen elektronitiheydestä. [12]

3.4 Neutronit

Neutroni voi vaikuttaa aineeseen sironnan, absorbaation ja ydinreaktion kautta, mutta ei Coulombin vuorovaikutuksen kautta neutronin ollessa varaukseton. Ydinreaktioita ovat fissio ja fuusio, joista fuusio dominoi muutaman MeV energioilla. Fuusiossa atomi kaappaa neutronin päätyen virittyneeseen tilaan, jonka energia on

$$E \approx K_n + B_n,$$

jossa B_n on neutronin sidosenergia. Tämä energia vapautuu fotonien, neutronien tai varattujen hiukkasten muodossa [12].

3.5 Säteilyn vaikutus elektroniikkaan

Säteily voi aiheuttaa vaurioita elektroniikkaan joko kasautuvasti monien hiukkasten kanssakäymisen seurauksena, tai jopa yksi hiukkanen voi vaikuttaa laitteen toimintaan vakavasti. Vuorovaikutukset vaikuttavat elektroniikan moniin ominaisuuksiin. Tässä kappaleessa käydään läpi kyseisiä vaikutuksia Schottky-diodeihin ja MOSFET-laitteisiin.

3.5.1 Kokonaisionisaatioannoksen vaikutukset

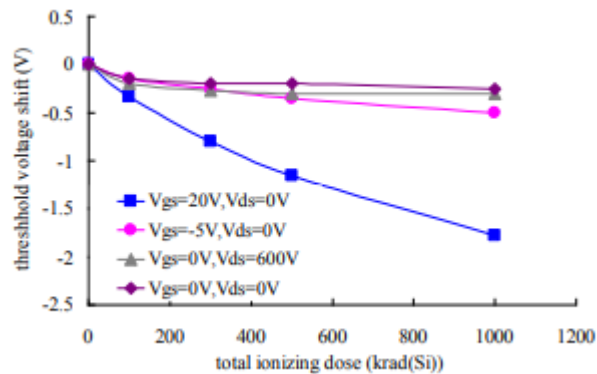
Absorboitunutta säteilyannosta voidaan kuvata yksiköllä rad tai Gy, joiden määritelmä on [12]

$$100 \text{ rad} = 1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}.$$

Kasautuva vahinko voidaan jakaa kahteen osaan. Ensimmäinen näistä on kokonaisionisaatioannos, tai TID (Total ionization dose). TID:stä aiheutuva vahinko johtuu protoneista ja elektroneista. Kyseessä on siis ionisaatiovahinko, jonka hiukkaset aiheuttavat kulkiessaan aineen läpi. [17]

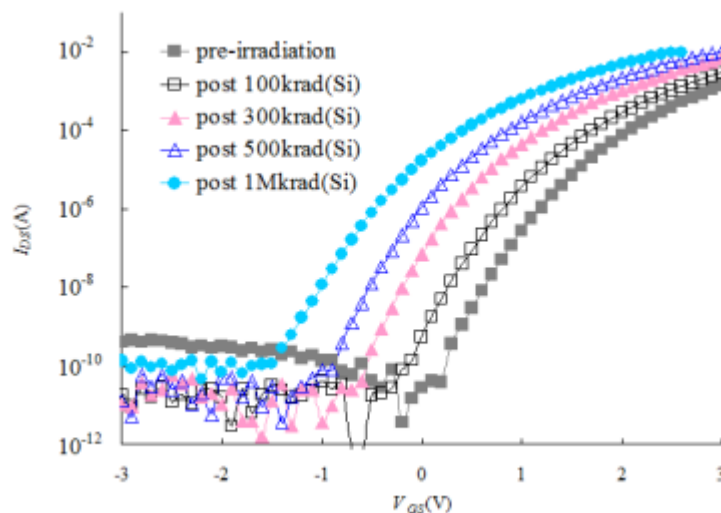
Tarkastellaan ensin TID:stä aiheutuvia vahinkoja. MOS-laitteille ionisoivan säteilyn kulkiessa aineen läpi elektroneja vapautuu atomeista oksidilla jättäen aukkoja jälkeen [18]. Sähkökenttä poistaa elektronit alueelta nopeasti [18]. Aukoilla on pienempi liikkuvuus, ja ne saattavat jäädä jumiin rajapinnoille ja oksidiin [18, 19]. Tarpeeksi aukkojen, ja täten varauksen, kertyessä oksidille laitteen jänniterajat muuttuvat ja vuotovirta kasvaa. Jänniterajojen muuttuessa myös ajoitukset muuttuvat [17, 19]. MOS-laitteissa varausten kertyminen vastaa jännitteen kohdistamista hilaan, ja täten liiallisen varauksen kertymisen seurauksena voi laite olla pysyvästi ON- tai OFF-tilassa, puolijohteen seostuksesta riippuen.

N-tyypin MOSFETin kynnysjännitteen muutos säteilyannoksen funktiona on esitetty kuvassa 11. Kuvasta näkee, että suurin muutos tapahtuu kun hilaan on kohdistettu positiivinen jännite. Saman suuruinen jännite mutta vastasuuntaan kohdistettuna aiheuttaa pienemmän muutoksen [20]. Suurempi jännite aiheuttaa suuremman sähkökentän jolloin myös elektroni-aukko parit eroavat nopeammin, ja tällöin enemmän varauksia jää jumiin [20]. Kuvasta 12 näkee kuinka säteilyannos vaikuttaa MOSFETin nielu-lähde virran kuvaajaan hila-lähde jännitteen funktiona.



Kuva 11. Kynnysjännitteen muutos säteilyannoksen funktiona. Suurin muutos tapahtuu suurilla säteilyannoksilla ja hilaan kohdistetuilla jännitteillä. Kuva on lähteestä [20].

Metallin ja puolijohteen välinen oksidi ei ole ainoa paikka johon varaus voi kertyä, vaan sitä voi kertyä myös muualle luoden johtotien [18]. Elektroniikan komponentit koostuvat useista vierekkäisistä transistoreista, joiden välissä on eristävä kenttäoksidi [18]. Jos varaus kertyy kyseiseen kenttäoksidiin, voi siihen syntyä ei-haluttu johtotie transistorien välille.



Kuva 12. N-tyypin MOSFETin IV-kuvaajan muutos säteilyannoksesta riippuen. Mitä suurempi annos kohdistettiin laitteeseen sitä suurempi muutos negatiiviseen suuntaan tapahtuu. Kuva on lähteestä [20]

3.5.2 Dislokaation vaikutukset

Toinen kasautuvan vahingon tyyppi on dislokaatiovaurio, tai DDD (displacement damage dose). Kyseinen vaurio johtuu ei-ionisoivasta säteilystä ja sen aiheuttajia ovat elektronit, protonit ja neutronit. DDD aiheutuu, kun säteily lyö atomin pois paikaltaan hilasta [18]. Dislokaatiovauriot hilarakenteessa voivat olla yksityisiä, tai niitä voi muodostua ryhmiin. Vaurioiden esiintymiseen yksittäin tai ryhmissä vaikuttavat hiukkasen tyyppi ja energia [21].

DDD aiheuttaa pysyviä vaurioita laitteessa, ja suurinta osaa vaurioista aiheutumisesta ilmiöistä voidaan kuvata tarkastelemalla energiavöitä. Säteilyn vaikutuksesta laitteeseen syntyy uusia energiatasoja, jotka vaikuttavat laitteen ominaisuuksiin. Näistä vaikutuksista oleellimmat ovat suurempi varauksenkuljettajien generaatio ja rekombinaatio, sekä enemmistövarauksenkuljettajien konsentraation muutos [21]. Muita vaikutuksia näiden lisäksi on useita. Ensimmäiseksi elektroni-aukko pareja syntyy termisesti Midgap-tason läheisillä energiatasoilla. Ilmiötä voi kuvata elektronin termisellä eksitaatiolla valenssivyöltä vauriolla, ja sen jälkeen vauriolta johtavuusvyölle. Toiseksi varauksenkuljettajat voivat myös jäädä jumiin vauriokeskukseen, heikentäen virrankulkua. Kolmanneksi varaukset voivat tunneloitua vauriotasojenkautta luoden ei-halutun virran. Neljänneksi varaustenkuljettajien liikkuvuus pienee vaurioiden aiheuttaessa ylimääräisiä sirontoja. Viimeiseksi vauriot energia-aukolla

aiheuttavat varaustenkuljettajien termisen generaation tehokkuuden paranemisen. [22]

Konsentraation muutoksesta aiheutuvia ilmiöitä on tutkittu jo 50-luvulta asti. N-tyyppisten germanium laitteiden johtavuuden on havaittu pienenevän eri säteilytyyppien vaikutuksesta, muuttuen lopulta P-tyyppiseksi tarpeeksi suuren hiukkasvuon vaikutuksesta [23, 24]. P-tyyppisten germanium laitteiden johtavuus voi kasvaa tai pienetä säteilyn vaikutuksesta, riippuen laitteen alkuperäisen varauksenkuljettajien konsentraation määrästä [25]. Myös piille voi tapahtua tyyppin muutos vaurioiden seurauksena [21].

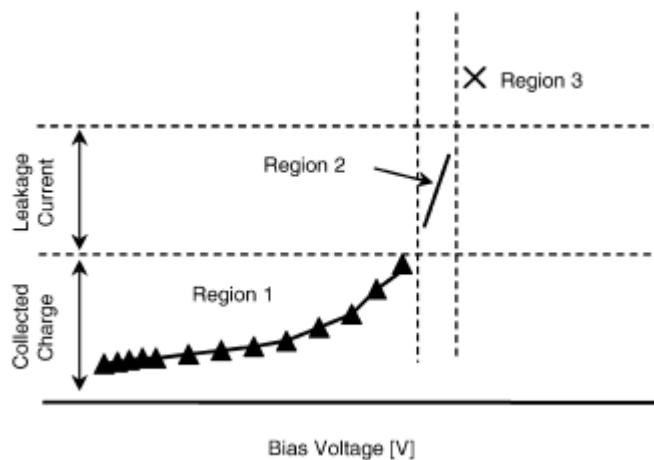
3.5.3 Yksihiukkasvauriot

Yhden hiukkasen aiheuttamaa vauriota kutsutaan yksihiukkasvaurioksi, tai SEE (single event effect). Ilmiö on samankaltainen kokonaisionisaatiannoksen kanssa, eli ionisoiva hiukkanen vapauttaa elektroneja luoden aukkoja. Kuitenkin tässä tapauksessa yhden ionisoivan säteen vuorovaikutus aineen kanssa vaikuttaa sen toimintaan joko tuhoavasti tai heikommin. [18]

Schottky-diodin vaste raskasioni säteilytykseen on ilmaistu kuvassa 13. Kuvasta näkee että säteily vaikuttaa diodiin kolmella tavalla diodiin kohdistetusta jännitteestä riippuen [26]. Ensimmäisessä tapauksessa säteilystä aiheutunut varauksen kertyminen ei aiheuta pysyviä vaurioita ja kertynyt varaus kyetään mittaamaan toistuvasti [27]. Toisella alueella diodin estovirta kasvaa pysyvästi ja varauksia ei tästä syystä kyetä mittaamaan toistuvasti [27]. Kolmannella alueella tapahtuu ylivirtavika, ja vahinko on katastrofaalinen [27]. Toisin sanoen tässä tapauksessa Schottky-kontakti on oikosu-lussa. Tätä ilmiö tunnetaan nimellä Single-event burnout, tai SEB, ja sen aiheuttaja on epätavallisen suuri varauksen kertyminen [27]. SEB:tä ei aiheuta ainoastaan ras-kaat ionit, vaan myös neutronien [28] ja protonien [29] on havaittu aiheuttavan sitä. Kussakin tapauksessa ylivirtavian todennäköisyys riippuu estosuuntaan kohdistetusta jännitteestä [27–29].

Neutronit ja protonit voivat aiheuttaa SEE:in epäsuorasti. Niiden vuorovaikuttaes-sa atomien kanssa ydin saattaa haljeta ionisoiviksi osiksi, jotka puolestaan aiheuttavat ylivirtavian [30]. Tästä johtuen SEB:tä neutronien ja protonien tapauksessa voidaan kuvata saman mekanismin avulla kuin raskaiden ionien tapauksessa [29]. Protonit voivat aiheuttaa SEE:in myös suoraan, etenkin pienillä energioilla.

Tutkimus [31] ehdottaa, että vuotovirran kasvu johtuu ionien kulkemisesta metalli-



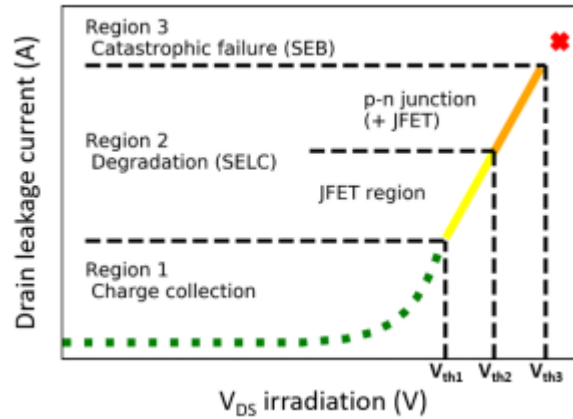
Kuva 13. Schottky-diodin vaste raskasionisäteilytykseen. Kuva on lähteestä [27].

puolijohde liitoksen yli, aiheuttaen lämpötilan, jolla puolijohde vaikuttaa kontaktimetallin kanssa. Tämä johtaa puolestaan SEB:iin.

SEB ei ole ainoastaan Schottky-diodille ominainen ilmiö, vaan sitä tapahtuu myös MOSFET-laitteissa. Kuten Schottky-diodin tapauksessa MOSFET:in vastees-ta raskasionisäteilytykseen voi havaita vaikutusalueita. Vaste on esitetty kuvassa 14. MOSFET:issä voi heikentyä kaksi aluetta säteilytyksen aikana; nielu-hila- ja nielu-lähde-kanava. Kuvassa 14 näkyvällä ensimmäisellä alueella ei havaita pysyviä vaurioita. Toisella alueella on kaksi osaa. Ensimmäisellä näistä vahingot oksidissa aiheuttavat johtotien hilan ja nielun välillä, ja toisella heikkeneminen tapahtuu, kun pn-liitokseen kohdistuu tarvittavan suuri jännite [32]. Tämä alue vaikuttaa nielu-lähde kanavaan [26]. Kuten kuvasta 14 näkee nielu-hila virran heikkeneminen tapahtuu pienemmällä jännitteillä kuin nielu-lähde virran heikkeneminen [26]. Kolmannella alueella, kuten Schottky-diodin tapauksessa, tapahtuu katastrofaalinen vahinko.

Ensimmäisen ja toisen alueen välissä MOSFET:eille tapahtuu piilevä hilavahinko, joka ilmenee hilaoksidin vuotovirran kasvamisena [26]. Hilavahingon seurauksena laitteen jänniterajat muuttuvat, ja täten sitä ei voi soveltaa kuin uutta samantyyppistä laitetta [30]. Tarpeeksi suuren jänniteen kohdistuttua hilaan syntyy virta hilaoksiidiin, joka puolestaan aiheuttaa resistiivisen tien oksidissa [30]. Tätä myöten vuotovirta kasvaa [26, 30].

SEB:in lisäksi raskaiden ionien vaikutuksessa MOSFET-laitteet voivat kokea



Kuva 14. MOSFETin vaste säteilytykselle. Kuva on lähteestä [32].

single event gate rupture-ilmion (tai SEGR). Kyseinen ilmiö tapahtuu kun raskas varattu hiukkanen kulkee hilaoksidin läpi [33] ja hiukkasesta aiheutuva varauksen kertyminen kasvattaa sähkökenttää oksidissa [34]. Tämän lisäksi laitteeseen tulee olla kohdistettu tarpeeksi suuri jännite jotta ilmiö tapahtuisi [33]. Kun sähkökenttä kasvaa suuremmaksi kuin kriittinen kenttä, oksidi hajoaa, ja laitteeseen syntyy johtava väylä hilan elektrodin ja puolijohteen välille [35]. SEGR aiheuttaa huomattavan ja pysyvän vaurion laitteen toiminnassa.

3.6 Puolijohde säteilynilmaisimena

Ionisoivan säteilyn kulkiessa aineen läpi syntyy elektroni-aukko pareja, jotka sähkökentän vaikutuksesta luovat virran laitteen sisällä. Virtaa mittaamalla puolijohdelaitteita voidaan käyttää säteilynilmaisimena. Puolijohdeista tehtyjä ilmaisimia kutsutaan puolijohdeilmaisimiksi (eng. solid state detector) [13]. Puolijohdeilmaisimilla on useita etuja muihin ilmaisimiin verrattuna; ne omaavat nopeamman varauksen keräyksen ja kompaktin koon [36].

Myös ilmaisimissa on päädytty piikarbidin käyttöön piin sijaan. Säteilyn yhteydessä 4H-SiC on yleisin käytetty polytyyppi [37]. SiC Schottky-diodiin kohdistettaessa estosuuntaan jännite epitaksi-kerroksessa ei ole varauksenkuljettajia, ja tämä osa toimii ilmaisimen aktiivisena osana. Ilmaisimet voivat havaita muitakin säteilytyyppejä kuin ionisoivaa, mutta tällöin säteilyn pitää aiheuttaa ydinreaktio, jotta sitä voitaisiin havaita [37].

Puolijohdeilmaisimia on erillaisia. Yksi näistä on pikseli-ilmaisim, jossa monta dio-

dia on asetettu matriisiin. Diodeihin on kohdistettu estosuuntaan jännite, ja jokaiselle diodille on oma lukemaketju. Pikselien koko on noin $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$. Tämytyypistä ilmaisinta kutsutaan monoliittiseksi. Toisessa mallissa, nimeltään hybridi-ilmaisin, on kaksi kerrosta, joista ylempi on diodeista koostuva aktiivinen osa, ja alempi on diodien lukemaketju. Monoliittista rakennetta rajoittaa lukemaketjut, kun taas hybridimalli mahdollistaa useamman pikselin käytön pienemmässä tilassa. [13]

Mikroliuskajohto-ilmaisin koostuu diodista, jonka P-puoli on jaettu ohuisiin liuskoihin. Tämän rakenteen seurauksena ilmaisimissa on paikkasensitiivinen. Ionisoivasta säteilystä aiheutuvat vapaat varauksenkuljettajat ovat rajoitettuna yhden liuskan sisälle, jonka halkaisija on noin $1 \mu\text{m}$. [13]

3.7 Säteily-ympäristö avaruudessa

Avaruudessa säteily on huomattava uhka elektroniikan toiminnalle, sillä siellä ei ole maan ilmakehän kaltaista luonnollista suojaa [5]. Avaruudessa annosnopeudet ovat tyypillisesti pieniä, mutta altistuminen pitkäkestoista. Miehitettömät laitteet, kuten satelliitit, saattavat olla käytössä jopa yli kymmenen vuotta, jolloin annosta ehtii kertyä runsaasti. Tyypillinen annosnopeus on $10^{-4} - 10^{-2}$ rad/s jolloin kertynyt annos voi ylittää jopa kymmeneen tuhansiin rad:iin asti [38]. NASA:n miehitetyt Apollo tehtävät kestivät 8-12 päivää, joista kuun pinnalla vietettiin 21-75 tuntia [39]. Tässä ajassa henkilöstö altistui 0.18-1.15 radin annokselle. Annoksen suuruuteen ei vaikuttanut ainoastaan aika, sillä esimerkiksi Apollo 14 vietti noin 33 tuntia kuun pinnalla altistuen 1.15 rad:in annokselle, mutta Apollo 17 vietti 75 tuntia kuun pinnalla altistuen 0.55 rad:in annokselle [39].

Avaruudessa elektroniikan kohtaama säteily voidaan jakaa kolmeen luokkaan: auringosta aiheutuvaan-, galaktiseen kosmiseen- ja maan magneettikentässä jumiin jääneiden hiukkasten aiheuttamaan säteilyyn.

3.7.1 Auringosta aiheutuva säteily

Auringosta syntyvää säteilyä voi syntyä eri tavoilla. Yksi näistä on auringon soihtupurkaus, jossa purkautuu energisiä varattuja hiukkasia. Kyseinen ilmiö on elektronirikasta, ja purkaus voi kestää tunteja. Toinen säteilyn aiheuttaja on koronaalien massa-ejektio. Ejektio on suuri plasman purkaus, ja purkauksesta aiheutuva aalto kiihdyttää hiukkasia. Säteily on protonirikasta ja voi kestää päiviä. [5]

Auringosta aiheutuvan säteilyn suuruus on jaksoittaista. Jakson aika on noin 11 vuotta, joista 7 vuotta aktiviteetti on huipussa ja 4 vuotta minimissä [5]. Soihtupurkauksien määrä kasvaa huomattavasti jakson maksimin aikana [39].

3.7.2 Galaktiset kosmiset säteet

Galaktiset kosmiset säteet (GCR) eivät ole syntyneet aurinkokunnassamme. Säteily koostu noin 87% protoneista, 12 % alfa-hiukkasista ja 1 % raskaammista ioneista, prosentit saattavat vaihdella muutaman yksikön lähteestä riippuen [5, 40]. Säteilyn energia saattaa saavuttaa jopa 10^{11} GeV [5], ja niitten lähteeksi uskotaan olevan supernova-räjähdykset [38].

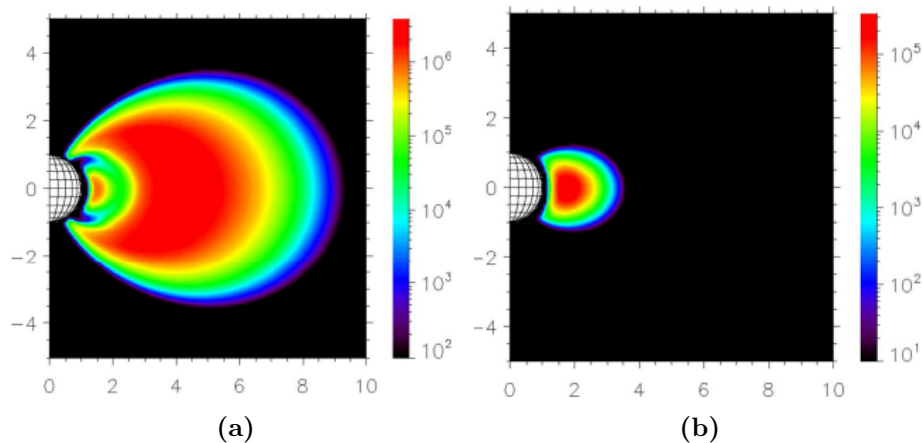
Edellä mainittu auringon aktiviteetin jakso vaikuttaa havaittujen GCR:in määrään. Jakson minimin aikana auringon aktiviteetti on huomattavasti pienempi, jonka seurauksena enemmän galaktisia kosmisiä säteitä pääsee lähemmäs aurinkokunnan keskustaa [39]. Kosmisista säteistä aiheutuva annos on jopa 2.5 kertainen minimin aikana verrattuna maksimiin [39].

3.7.3 Magneettikentän vangitsevat hiukkaset

Maan magneettikenttä sisältää jumiin jääneitä elektroneita ja protoneita. Näiden lisäksi se sisältää myös pienen määrän vähäenergisää raskaita ioneita. Nämä hiukkaset muodostavat säteilyvöitä. Elektronit jakautuvat kahteen eri vyöhön, sisäiseen ja ulkoiseen. Alueen kokoa kuvataan McIlwain parametrin L avulla, joka on maan säteen dimensioton suhde. Sisäisen alueen minimi on maan ilmakehä, ja parametrin arvo $L=2.8$ erottaa sisäisen ja ulkoisen vyön. Ulkoisen vyön maksimille ei ole tarkkaa määritelmää, lähteestä riippuen sen arvot ovat 10 ja 12 välillä [5, 40]. Ulkoisella vyöllä elektronien vuo on kertaluokkaa suurempi ja myös energia on suurempi (noin 7 MeV vs <5 MeV). [40]

Protoneille ei synny erinäisiä vöitä, vain yksi. Vuon maksimi riippuu energiasta.

10 MeV:ille se sijaitsee kohdassa $L=1.7$ [5]. Lähteen [40] mukaan alue voi yltää jopa $L=3.8$ asti. Kuvassa 15 on hiukkasten vuo.



Kuva 15. (a) Mangeettikentässä jumiinjääneiden elektronien vuo yksikössä $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ energialle > 1 MeV. (b) Vastaava protoneille, joiden energia > 10 MeV. Kuvat ovat lähteestä [5].

3.7.4 Elektroniikka avaruudessa

Maata kiertävät satelliitit ja alukset asetetaan tietyille kiertoradoille. Kiertoradan sijainti valitaan laitteen tehtävän mukaan, ja eri radat vaikuttaa elektroniikan kohtaamaan säteilyyn. Kiertoradat, joihin satelliitit on asetettu, ovat LEO (low earth orbit), MEO (medium earth orbit), GEO (geostationary orbit) ja HEO (highly elliptical orbit).

LEO on tyypillisesti 160-1000 km korkeuden välillä maan pinnasta [41]. Suurin osa maata kiertävistä satelliiteista on tällä radalla. Päivämääränä 30.4.2022 maata kiertäviä satelliitteja on yhteensä 5465, joista 4700 (86 %) on tällä radalla [42]. Näitä satelliitteja käytetään kuvantamiseen ja kommunikaatioverkon luomiseen [41]. Myös kansainvälinen avaruusasema on tällä radalla [41].

GEO on tarkalleen 35 786 kilometrin korkeudessa päiväntasaajan yllä, joka vastaa noin 5,6 maan sädettä [41]. Tämän radan satelliitit kulkevat samaa tahtia maan kanssa, jolloin ne ovat aina saman kohteen yllä [41]. Niitä käytetään telekommunikointiin ja sään tarkkailuun [41]. Kyseistä rataa kiertää toisiksi eniten satelliitteja, 565 kappaletta, vastaten noin 11 prosenttia kokonaisuudesta [42].

MEO on LEO:n ja GEO:n välillä, ja näitä satelliitteja käytetään navigointiin [41].

Kyseisellä radalla on 140 satelliittia, tai noin 2,5 prosenttia [42].

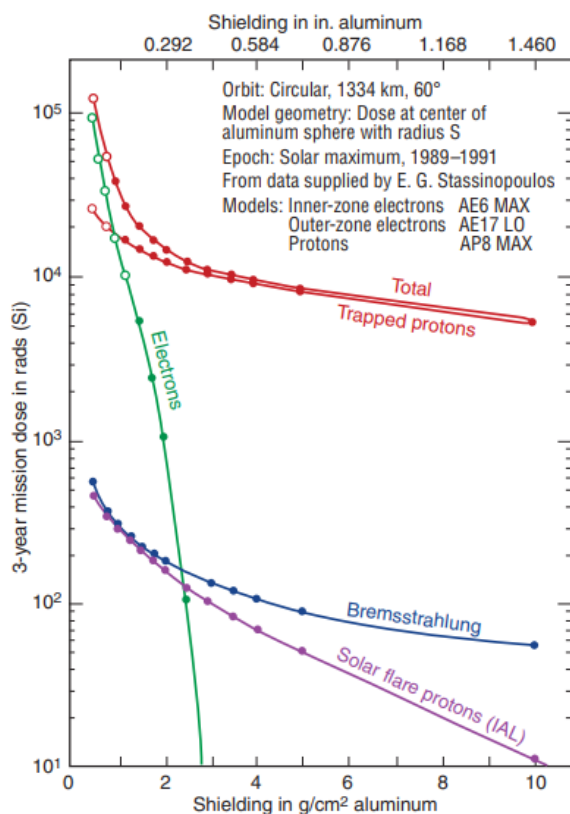
HEO on ellipsinen rata, joka ei ole symmetrisesti maan ympärillä [43]. Ellipsin koko on vaihtelevaa, sen apogeumi voi vaihdella jopa kymmenien maan säteen kertoimilla. Perigeumi puolestaan vaihtelee vähemmän, reilun maan säteen kertoimen verran verran. Esimerkiksi RadioAstron, ISO, INTEGRAL, Chandraq ja XMN teleskooppien apogeumi oli 12-23 - ja epogeumi 1.16-2.58 maan säteen välillä. HEO ulottuu maan säteilyvöiden ulkopuolelle, jolloin laite on pois häiriöalueelta suurimman osan kiertoaikasta. Kyseistä ratatyyppiä kiertäviä satelliitteja on huomattavasti vähiten, vain 60 kappaletta, joka muodostaa vain reilun prosentin kaikista satelliiteista [42].

3.8 Laitteiden suojaus

Säteilyn vaikutusta voi vähentää erilaisilla keinoilla. Yksi näistä on laitteen suojaaminen. Kuvassa 16 näkyy suojauksen vaikutus annoksen suuruuteen eri säteilytyypeille. Kuvasta näkee, että annoksen pieneneminen suojauksen kasvaessa ei ole vakio, vaan suurin vaikutus tapahtuu jo pienemmillä suojauksen arvoilla. Lisäksi jos laitetta suojattaisiin usealla metrillä ainesta, kasvaisi sen massa huomattavasti, ja tällöin myös hinta. Lisäksi sen toimittaminen avaruuteen kallistuisi. Hinta per kilogramma voi vaihdella tuhansista euroista kymmeniintuhansiin kohteesta riippuen [44].

Elektronien vaikutus pienenee nopeasti useissa väliaineissa, sillä niiden energia pienenee ionisaation- ja jarrutussätelyn syntymisen kautta. Jarrutussäteilyn määrään vaikuttaa väliaineen atomiluku Z ja säteilyn synnyttävän elektronien energia. Korkeammat atomiluvun omaavat aineet aiheuttavat suuremman määrän jarrutussäteilyä, ja myös energian nouseminen aiheuttaa säteilyn kasvun. Esimerkiksi 3 MeV:n energisistä elektroneista noin 1.1 prosenttia muuttuu jarrutussäteilyksi vedessä, kun lyijylle vastaava luku on noin 14.5 prosenttia. Elektroneilta kannattaa siis suojautua pienen atomiluvun aineilla kuten alumiinilla, ja tästä syntyvästä jarrutussäteilystä voi suojautua esimerkiksi lyijyllä, sillä korkean atomiluvun omaavat aineet tyypillisesti suojaavat fotoneilta paremmin kuin pienemmän omaavat. Esimerkiksi 10 MeV:n fotonien intensiteetti puolittuu 1.228 cm lyijyssä, kun taas vastaava puoliintuminen tapahtuu alumiinille 11.07 cm:n paksuudessa. [45]

Protoneilla on huomattavasti suurempi massa kuin elektroneilla. Ne luovuttavat energiansa väliaineessa ionisaation kautta, ja ne pystytään pysäyttämään suhteellisen helposti [45]. Protonien, toisin kuin elektronien, jarrutussäteily on vähäisempää [45]. Tämä johtuu elektronien ja protonien massaerosta; elektronin kokema kiihtyvyys



Kuva 16. Suojauksen vaikutus kertyneeseen annokseen. Kuva on lähteestä [38].

on moninkertainen protoniin verrattuna, jolloin säteilyn määräkin on suurempi. On kuitenkin huomattava, että galaktisilla kosmisilla säteillä on erittäin suuri energia, jopa 10^{11} GeV [5] kuten edellä mainittiin. Näin suurilla energioilla jarrutussäteilyä voisi syntyä huomattavasti, jos suojausmateriaalia ei ole valittu tarkasti. Aineet, jotka omaavat korkean varaus/massa suhteen ovat parhaita näiden säteiden torjumiseen [46]. Tästä syystä vety on paras aine kyseiseen tarkoitukseen teoriassa, mutta käytännössä se pitää seikoittaa jonkun muun aineen kanssa, kuten boorin [46].

Kaikelta säteilyltä ei ole mahdollista tai käytännöllistä suojautua. Suojaus, joka on tehokasta varattuja hiukkasia vastaan, synnyttää jarrutussäteilyä, joka vaatii erilaisen suojauksen. Tämän lisäksi erittäin galaktisilla kosmisilla säteillä voi olla todella suuri energia. Näiltä suojautuminen vaatii enemmän materiaalia, joka puolestaan synnyttää enemmän jarrutussäteilyä, jolta suojautuminen vaatii lisää materiaalia. Jos säteilyltä pyrittäisiin suojautumaan kokonaan, suojauksen paksuus kasvaisi epäkäytännöllisen suureksi.

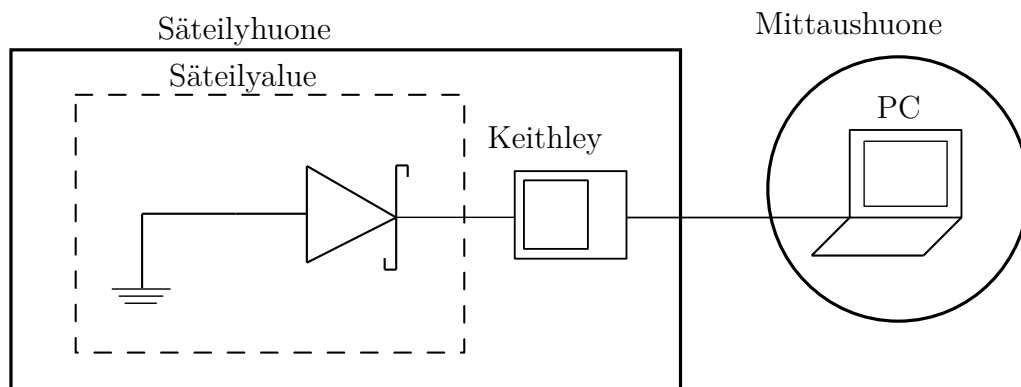
4 Mittauslaitteisto ja kokeelliset menetelmät

Mittauksissa tutkittiin kahden eri Schottky-diodin säteilyvastetta eri parametreilla. Parametrit olivat diodiin kohdistettu jännite, säteilyn annosnopeus ja elektronien energia. Tämän lisäksi tutkittiin aiheuttiko säteily pysyvää vahinkoa komponenttiin, sekä voiko komponentilla tutkia säteilupulssin muotoa.

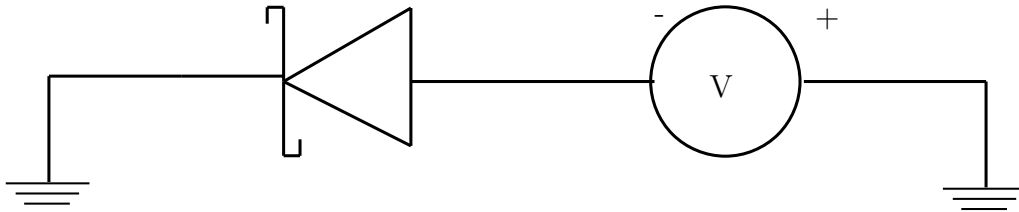
4.1 Mitatut komponentit ja kytkentä

Mittauksissa käytettiin kahta eri diodimallia. Ensimmäinen näistä oli Cree C6D08065A piikarbidi Schottky-diodi, ja kyseiseen komponenttiin viitataan jatkossa kirjaimella A. Toinen diodi oli Cree C6D04065A, johon viitataan puolestaan kirjaimella B. A-komponentti kestää suuremman virran kuin B-komponentti. Valmistajan antamat datalehdet löytyvät sivuilta [47] A-komponentille ja [48] B-komponentille.

Mittauslaitteisto on esitetty kuvassa 17. Diodi kiinnitettiin levyyn, jonka yksi puoli oli maadoitettu, ja toinen yhdistetty BNC-kaapelilla Keithley 2470 laitteeseen. Keithleyn datalehti löytyy sivulta [49]. Kyseistä laitetta käytettiin kohdistamaan diodin estosuuntaan jännite ja mittaamaan virtaa. Keithley yhdistettiin tietokoneeseen ethernet-kaapelilla, ja koneelta sitä ohjattiin Python-ohjelmalla. Mittauksen kytkentäkaavio on esitetty kuvassa 18.



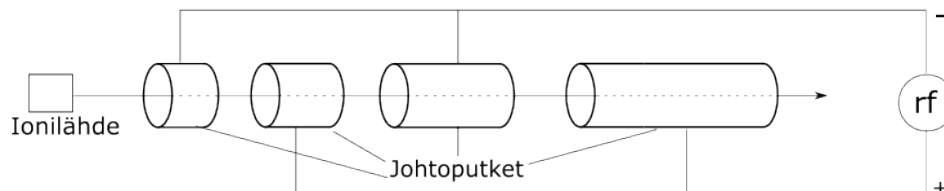
Kuva 17. Yksinkertaistettu kuva mittausten kytkennästä. Keithley sijaitsi samassa huoneessa LINAC:n kanssa suojattuna säteilyltä parafiiniharkoilla.



Kuva 18. Mittauksen kytkentäkaavio. Keithleystä kohdistettiin negatiivinen jännite diodin anodille.

4.2 Linearikiihdytin

Elektronipulssit synnytetään lineaarikiihdyttimellä. Linearikiihdyttimessä kiihtyvyys saadaan aikaan korkeataajuisen jännitteen avulla, joka tunnetaan nimellä radiotaajuusjännite. Ionisuihku kulkee peräkkäisten onttojen johtoputkien läpi. Putket ovat liitettyinä radiotaajuusjännitelähteeseen vaihtelevasti, jota on havainnollistettu kuvassa 19. Putkien välissä elektronit saavat energiaa sähkökentän ollessa kiihdyttävään suuntaan. Kierroksen vastaisessa osassa elektronit liikkuvat putkien sisällä, jolloin ne ovat suojattu sähkökentän vaikutukselta. Jotta kiihdytys onnistuu, tulee elektronien olla samassa vaiheessa lähteen kanssa, ja niiden tulee olla spatiaalisesti keskitettyjä. [12]



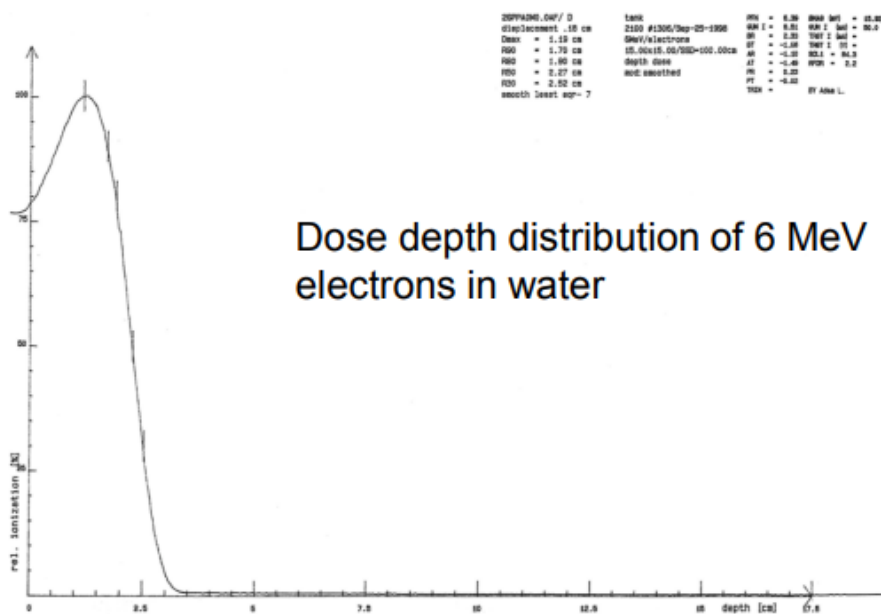
Kuva 19. Linearikiihdyttimen rakenne. Putket ovat kiinnitettynä vuorotellen radiotaajuuslähteeseen, ja niiden välillä on tila, jossa elektronit kiihtyvät. Kuva on muotoiltu lähteen [12] mukaan.

Mittauksissa käytettiin RADEF-tutkimusryhän lineaarikiihdytintä, joka on uudelleen käyttöön otettu Varian Clinac lääketieteellinen kiihdytin. Kiihdytin tuottaa vertikaalisen ylhäältä alas tulevan pulssitetun elektronisuihkun. Säteilystä voidaan myös muokata pulssitettu röntgensuihku asettamalla kohtio suihkun eteen, jolloin törmäysten seurauksena syntyy fotoneita. Tyypillinen säteilyalueen maksimi on noin 30 cm * 30 cm. Aluetta voidaan kuitenkin kasvattaa jopa yli 80 cm * 80 cm jos on tarve, mutta suihkun annosnopeus pienenee ja säteen parametreihin syntyy lisää

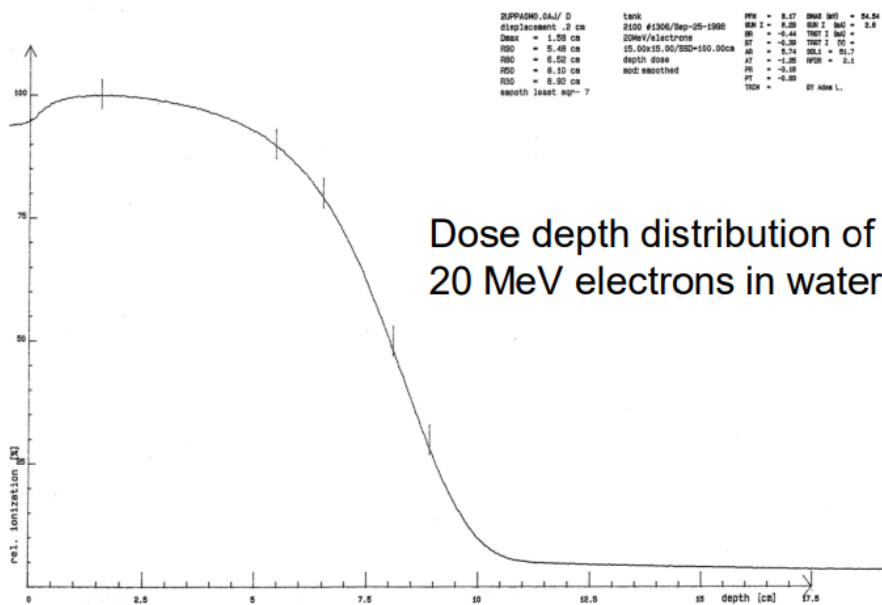
epävarmuuksia. [50]

Elektroneille mahdolliset energiat ovat 6, 9, 12, 16 ja 20 MeV, ja säteilynopeus vedessä on 100-1000 rad/min. Röntgensuihkulle energia on joko jatkuva spektri 0 – 6 MeV:iin noin 1 MeV:n huipulla, tai jatkuva spektri 0 – 15 MeV:iin noin 2 MeV:n huipulla. Säteilynopeus on puolestaan 100-600 rad/min. Nämä arvot viittaavat alueelle, jossa energian depositio on suurin. Todelliset arvot vaihtelevat aineesta riippuen. Elektronisuihkun energian depositio pinnalla on noin 75-90 prosenttia suurimmasta arvosta, kun taas röntgensuihkulle se on 50 prosentin luokkaa. Mittauksissa käytettiin 6 ja 20 MeV energioita, ja näiden jakaumat näkyvät kuvissa 20 ja 21.

Säteilyannoksen maksimiarvolla elektronisuihku koostuu 5 μ s pulsseista joilla on 5 ms jaksonaika. Suurimmilla energioilla lineaarikiihdytin saattaa synnyttää fotoneutroneita. [50]



Kuva 20. 6 MeV elektronien annoksenjakauma vedessä. Pinnalla on noin 75 prosentin suuruinen annos verrattuna maksimiin. [50]



Kuva 21. 20 MeV elektronien annoksenjakauma vedessä. [50]

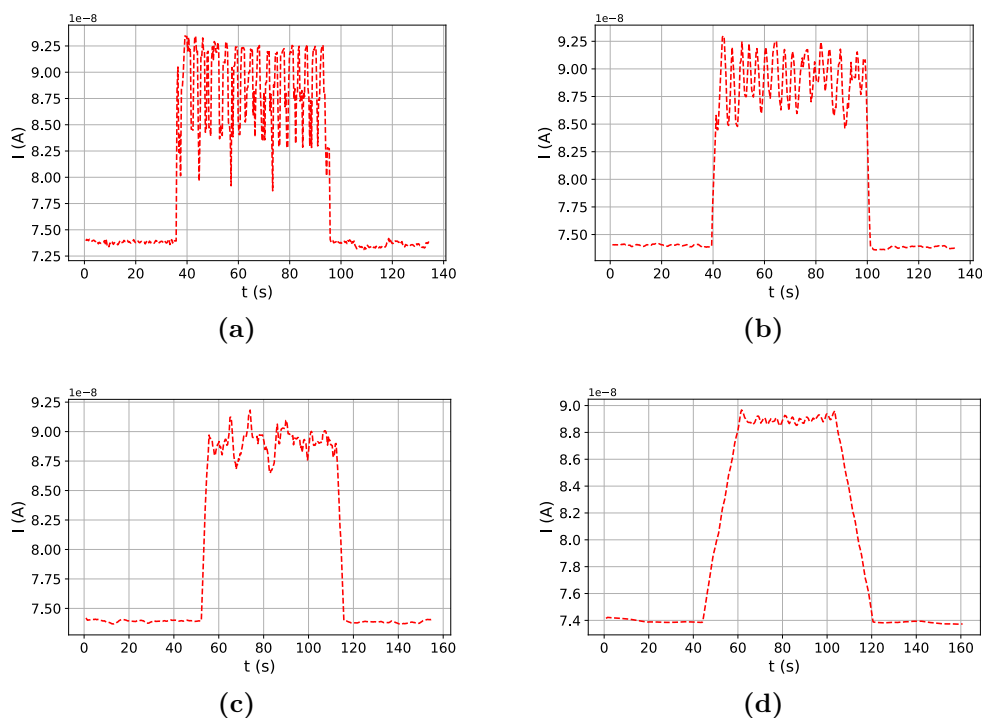
4.3 Virran keskiarvoistus ja mittaukset

Keithleyssä on sisäinen keskiarvoistusfunktio, jota käytettiin mittauksissa. Kyseinen funktio laskee liikkuvaa keskiarvoa mitatuista arvoista, ja funktioon voi asettaa parametrin, joka määrää kuinka monta lukua keskiarvoistetaan. Kuvassa 22 näkyy kuvaajat eri parametreilla. Mittauksissa päädyttiin käyttämään parametrin arvoa 10.

Taulukossa 2 näkyy komponenteille tehdyt säteilytysmittaukset. A-komponentille tehtiin jännitesarjat neljällä eri annosnopeudella, ja suurimmalle annosnopeudelle kahdella eri energialla. B-komponentille tehtiin jännitesarjat suurimmalla ja pienimmällä annosnopeudella.

Taulukko 2. Tehdyt säteilytysmittaukset.

Komponentti	DR (rad/min)	V (V)	E (MeV)
A	100,200,500	10, 20, 50, 100, 200, 400, 600	20
A	1000	10, 20, 50, 100, 200, 400, 600	6, 20
B	100,1000	10, 20, 50, 100, 200, 400, 600	20

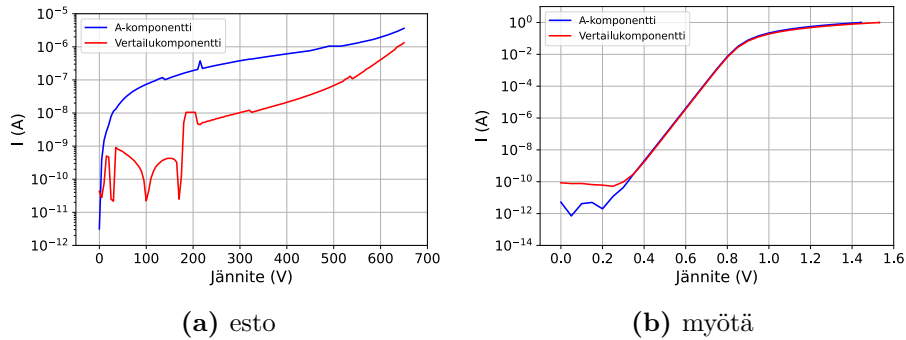


Kuva 22. Vuotovirran kuvaajat eri parametreilla. (a) on ilman keskiarvoistusta, (b) parametri on 5, (c) 10 ja (d) 50. Kuvasta (d) näkee että liian suurella parametrilla virralla kestää kymmeniä sekunteja siirtyä tasolta toiselle.

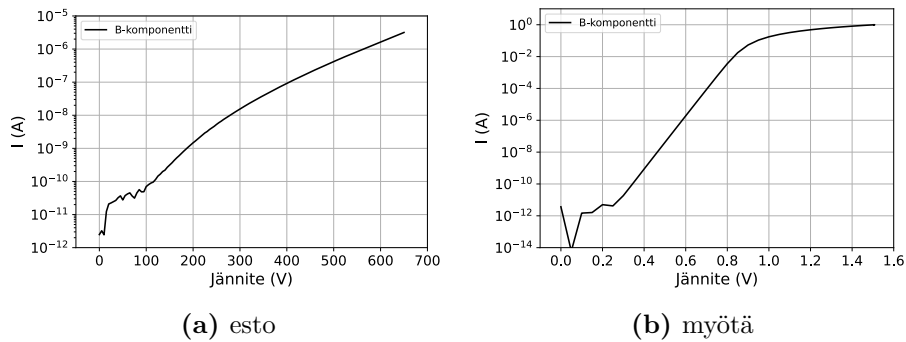
4.4 Komponenttien karakterisointi

Ennen säteilytysmittauksia komponentit karakterisoitiin. Näin nähdään käyttäytykö ne kuten valmistaja on ilmoittanut. Tämän lisäksi säteilytysmittausten jälkeen voi tehdä uuden karakterisoinnin ja tarkastaa onko säteilytys aiheuttanut huomattavia muutoksia komponentin käyttäytymiseen.

Kuvassa 23 on sekä A-komponentin että vertailukomponentin IV-kuvaajat. A-diodi valittiin kolmenkymmenen diodin erästä sattumaisesti, ja vertailukomponentti on toinen saman erän komponentti. Kuvasta näkee, että jokaisen saman mallin diodin IV-kuvaajien käyttäytyminen ei ole samanlaista. A-komponentin virran suuruus on huomattavasti suurempi verrattuna vertailukomponenttiin. 30 diodin erästä neljällä komponentilla oli komponentin A kaltainen IV-kuvaaja, ja muut käyttäytyivät vertailukappaleen kuvaajaan mukaan. Kuvassa 24 on B-komponentin kuvaaja. Myös B-komponentti valittiin satunnaisesti 30 diodin erästä, mutta tässä erässä ei ollut eroavaa käyttäytymistä komponenttien välillä.



Kuva 23. A-komponentin ja vertailukomponentin IV-kuvaajat.



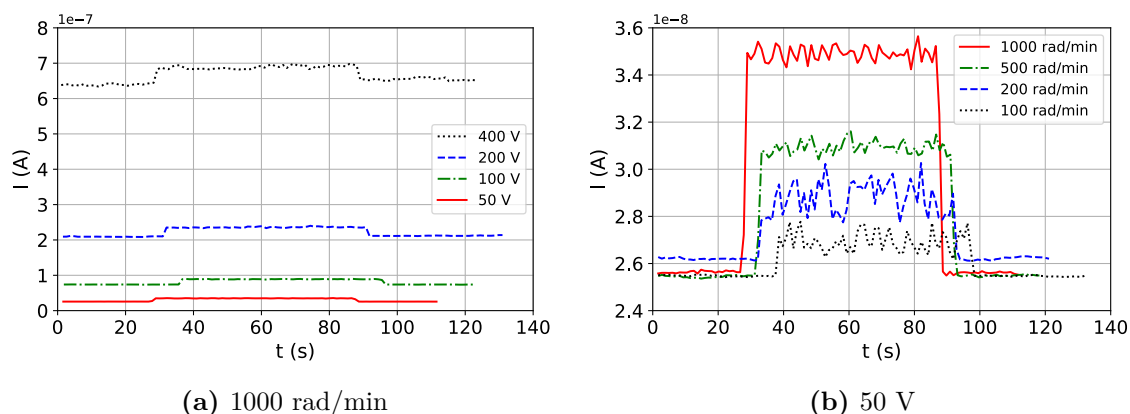
Kuva 24. B-komponentin IV-kuvaajat.

4.5 Säteilytys

Säteilytysmittauksissa mitattiin diodin estosuunnan virtaa. Komponenttiin asetettiin jännite, jonka annettiin vaikuttaa noin 30 sekuntia. Tämän jälkeen komponenttiin kohdistettiin elektronipulsseja minuutin verran. Säteilytyksen jälkeen annettiin jännitteen vaikuttaa komponenttiin toiset 30 sekuntia.

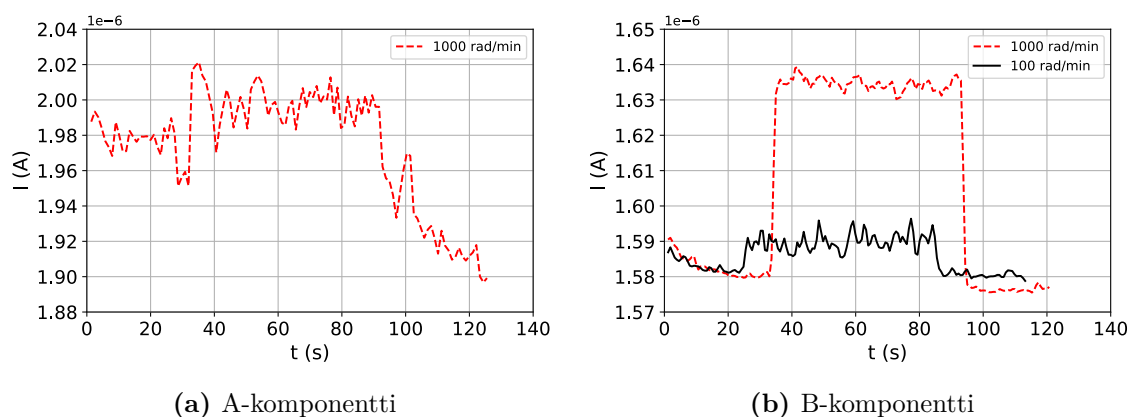
Kuvassa 25 on esitetty tyypillinen käyttäytyminen komponenteille. Jännitteen ja annosnopeuden kasvaessa myös virta kasvaa. Jännitteen kasvaessa myös tyhjennysalueen leveys kasvaa, jolloin myös varausten määrä kasvaa. Suurempi annosnopeus puolestaan aiheuttaa enemmän reaktioita. Jännitteen aiheuttama virran muutos on kuitenkin huomattavasti suurempi. Kuvassa 25 (a) käytetyssä datassa annosnopeus oli 1000 rad/min ja kuvassa 25 (b) komponenttiin kohdistettu jännite oli 50 V. Molemmissa tapauksissa komponentti oli A.

Kuvassa 26 (a) on esitetty tyypillinen kuvaaja A-komponentin virralle estosuunnan jännitteen ollessa 600 V. Kuvasta näkee, että suurella jännitteellä on vaikea erottaa



Kuva 25. Tyypillinen käyttäytyminen komponenteille.

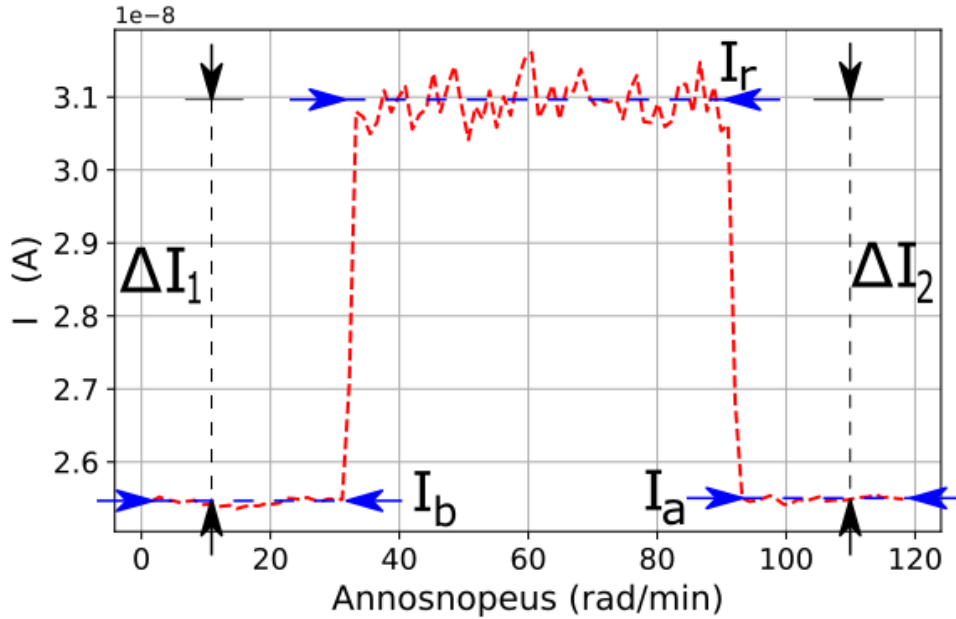
virtaa ennen säteilytystä, säteilytyksen aikaista virtaa ja säteilytyksen jälkeistä virtaa. Lisäksi virta säteilytyksen jälkeen ei tasoitu. Näistä syistä kyseisen jännitteen virtakäyttäytyminen ei ole soveltu käyttötarkoitukseen, joten analyysissä ei oteta huomioon 600 Voltin pisteitä. On kuitenkin huomattava, että B-komponentin kuvaaja käyttäytyi halutusti tälläkin jännitteellä. Kyseisen tapauksen kuvaajat löytyvät kuvasta 26 (b).



Kuva 26. Vuotovirran kuvaaja komponenteille 600 Voltin jännitteellä ja 1000 rad/min annosnopeudella.

Koska pelkän jännitteen kasvattaminen vaikuttaa vuotovirtaan, itse säteilystä aiheutuvaa virtaa tulee tarkastella virtojen erotuksen kautta. Virran kuvaajasta otettiin keskiarvot ennen säteilytystä (I_b), säteilytyksen aikana (I_r), ja säteilytyksen jälkeen (I_a). Näistä keskiarvoista sai myös virran erotukset ΔI_1 ja ΔI_2 . Näiden arvojen määrittäminen on havainnollistettu kuvassa 27. Arvoista tarkasteltiin virran käyttäytymistä

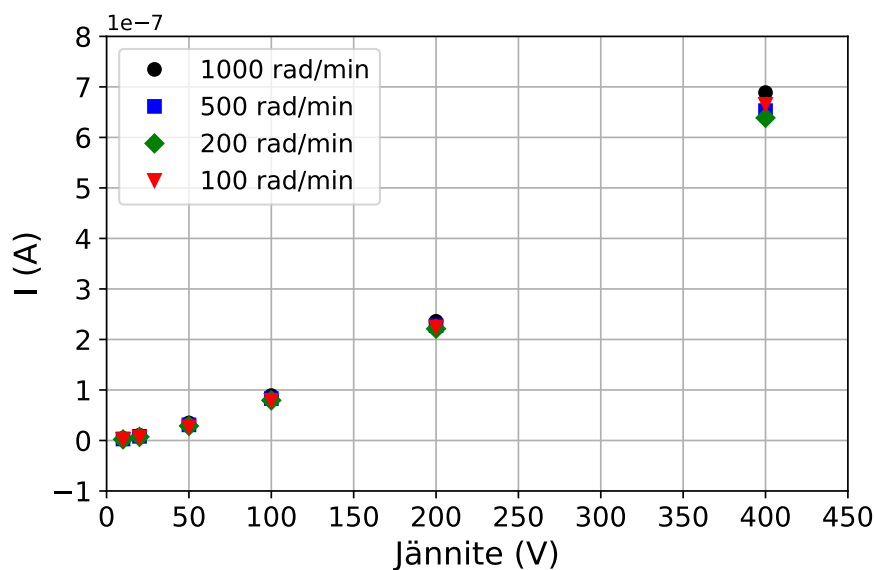
eri jännitteillä, annosnopeuksilla ja energioilla. Liitteessä 1 löytyy arvot virroille I_b , I_r ja I_a , sekä niiden keskihajonnat σ_b , σ_r ja σ_a . Keithleyn tarkkuus on 0.012 prosenttia [49], joten kyseisen virheen suuruus on mitätön verrattuna keskihajontoihin. Virheen suuruus on 100-10000 kertaa pienempi kuin keskihajonta, ja täten sitä ei oteta huomioon virhetarkastelussa.



Kuva 27. Virran arvojen määrittäminen.

4.6 Virran käyttäytyminen jännitteen funktiona

Säteilyn aikaisen virran keskiarvo eri annosnopeuksilla on esitetty kuvassa 28. Keskihajonnat verrattuna virran absoluuttisiin arvoihin ovat niin pieniä, ettei ne erotu kuvaajasta. Kolmella suurimmalla annosnopeudella virta käyttäytyy odotetusti: suurempi annosnopeus aiheuttaa suuremman virran. Pienimmällä annosnopeudella virran keskiarvo nousee suurempien annosnopeuksien arvojen yli suuremmilla jännitteillä. Syy tälle ilmiölle saattaa johtua virran käyttäytymisestä. Kuten aiemmin mainittiin, jännitteen kasvaessa on vaikeampi erottaa virran arvoja. Tämän lisäksi annosnopeuden pienessä erottaminen on vielä vaikeampaa. Tämä voisi olla yksi selitys pienimmän annosnopeuden käyttäytymiselle. Toises selitys voisi johtua A-komponentin IV-käyrän käyttäytymisestä. Voi olla että tätä ilmiötä ei esiintyisi kuvassa 23 näkyvälle vertailukomponentille. Tämän tutkiminen vaatisi lisämittauksia.



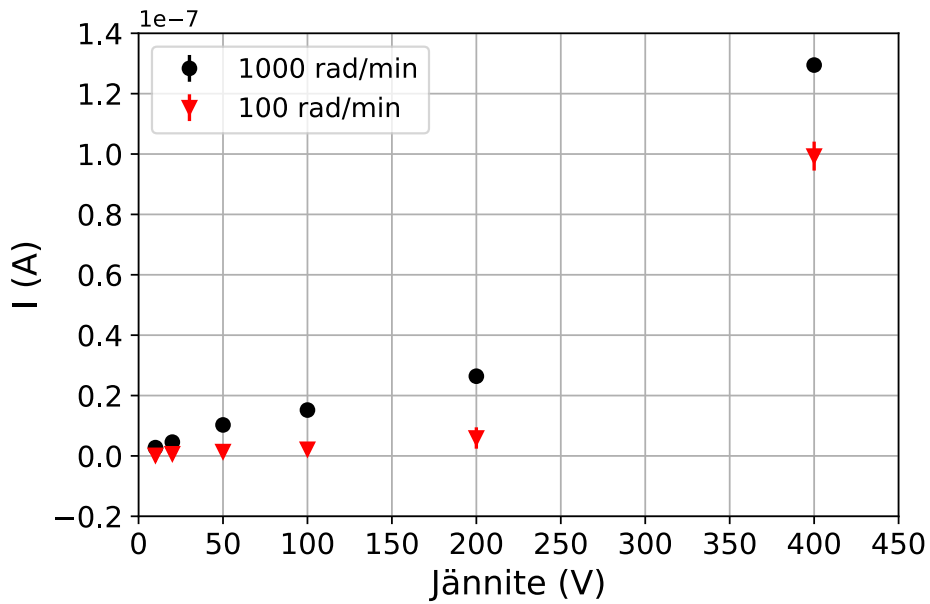
Kuva 28. Vuotovirran keskiarvo säteilytyksen aikana. Pienimmän annosnopeuden virta nousee 200- ja 500 rad/min annosnopeuden yli suuremmilla jännitteillä.

Komponentin B virran arvot on näkyvät kuvassa 29. Virran käyttäytyminen eroaa huomattavasti A-komponentista. 200 Voltin jälkeen tapahtuu huomattava muutos virran suuruudessa. Äkkinäinen kasvu saattaa johtua impakti-ionisaatiosta. Oletettiin virta riippuu tyhjennysalueen leveydestä, ja tyhjennysalueen leveys jännitteestä. Suuremmilla tyhjennysalueen leveyksillä voi olla mahdollista että säteilyn aiheuttaman ionisaation seurauksesta vapautuneet elektronit edelleen ionisoivat hiukkasia kasvattaen virtaa.

Säteilystä aiheutuvan virran suuruutta voi tutkia tarkastelemalla säteilytyksen aikaisen virran erotusta säteilytyksen ulkopuoliseen virtaan. Kuvassa 30 näkyy virran muutoksen suuruudet ΔI_1 ja ΔI_2 A-komponentille. Erotusten virhe on laskettu yhtälöllä

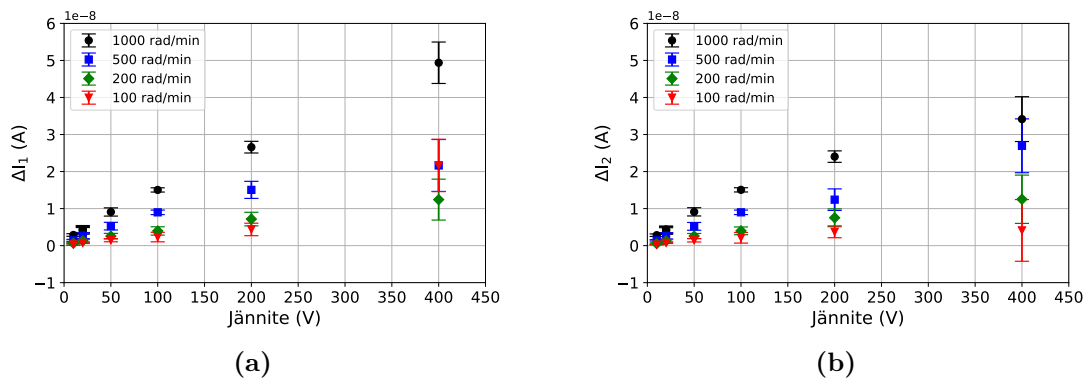
$$\sigma = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_i^2}, \quad (12)$$

jossa i on joko b tai a. ΔI_2 käyttäytyy oletetusti, kasvu on lineaarista ja pienempien annosnopeusten kuvaajat eivät nouse suurempien yli. ΔI_1 :n tapauksessa pienimmän annosnopeuden virta nousee suurempien annosnopeusten yli. Tämän ilmiön todennäköisin aiheuttaja näkyy kuvassa 26 (b): osassa mittauksissa vuotovirran



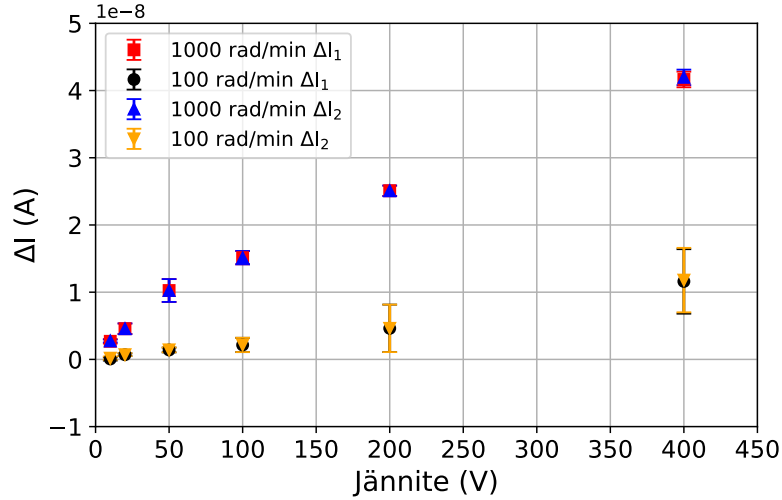
Kuva 29. Virran keskiarvo säteilytyksen aikana. Virheviivat viittaavat keskihajontaan. Virta on huomattavasti pienempää kuin komponentin A tapauksessa.

arvo muuttuu säteilytyksen alkuun saakka. Kyseisen virheen lähteen voisi eliminoida antamalla jännitteen vaikuttaa komponenttiin pidempään ennen säteilytyksen aloittamista. Jatkossa käytetään ΔI_2 :n arvoja oletusten mukaisen käyttäytymisen takia. Verrattuna toisiinsa pienempien jännitteiden virtojen arvot ovat samaa luokkaa, mutta suuremmilla jännitteillä eroavaisuudet ovat huomattavia, jopa suurempia kuin virherajat.



Kuva 30. Virran muutos. Vasemmalla verrattuna virtaan ennen säteilytystä ja oikealla verrattuna säteilytyksen jälkeen. Virhe on yhtälön (12) mukainen.

Vaikka mittaukset suoritettiin samalla tavalla, komponentilla B ei ollut samanlaisia virran eroavaisuutta kuin A-komponentilla, kuten näkyy kuvasta 31. Päinvastoin, arvoissa on erittäin vähän eroavaisuutta. Tämän perusteelta B-komponentti voisi olla parempi sovelluksiin, sillä sen tapauksessa ei joudu odottamaan jännitteen tasaantumista.



Kuva 31. Ionisaatiovirta estosuunnan jännitteen funktiona ΔI_1 :n ja ΔI_2 :n välillä ei ole merkittävää eroa.

Oletetaan että ionisaatiovirta ja tyhjennysalueen leveys riippuvat toisistaan. Tyhjennysalueen leveyttä voidaan kuvata yhtälöllä

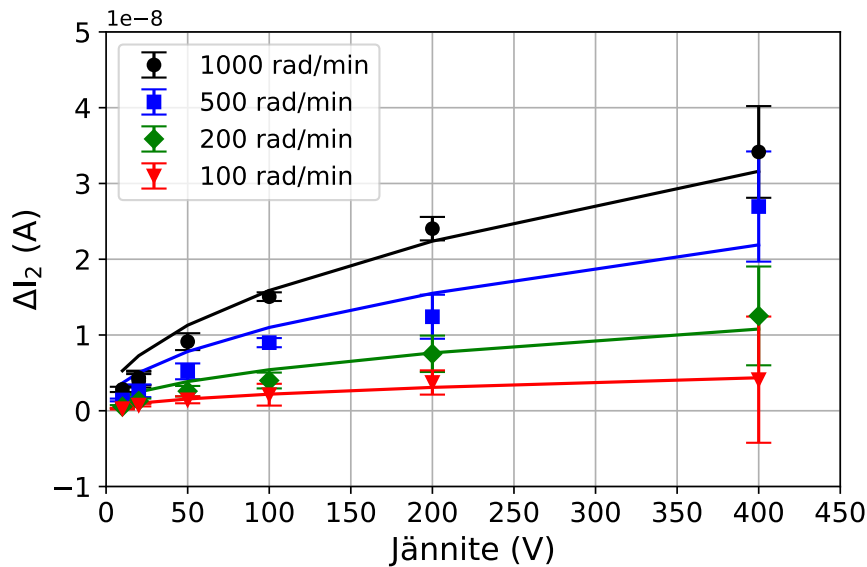
$$W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s(\phi_{bi} + V)}{qN_d}}, \quad (13)$$

jossa ϵ_s on puolijohteen permittiivisyys [2]. Kirjoittamalla virralle yhtälön (13) kaltainen ilmaisu ja sovittamalla se mittaustataan saattaisi saada ilmaisun virran käyttäytymiselle. Yhtälössä (13) jännite on ainoa muuttuja, sillä muut arvot ovat tiedossa tai niitä voi approksimoida. ϵ_s on $9.66\epsilon_0$ [51], ja N_d :n on approksimoiden 10^{16} cm^{-3} [52]. ϕ_{bi} on riippuvainen komponentista, mutta tyypilliset arvot ovat $1.15 - 1.3 \text{ V}$ välillä [53, 54], joten aproksimoidaan arvoksi 1.2 V . Tarkemman analyysin saisi tekemällä C-V mittauksia komponentille, josta saisi tarkan arvon ϕ_{bi} :n ja N_d :n arvoille kuten tutkimuksessa [55] on tehty. Näiden arvojen avulla sovitettu yhtälö on muotoa

$$\Delta I_2 = a(3.2676 \cdot 10^{-7})\sqrt{1.2 + V}, \quad (14)$$

ja parametri a selvitetiin Python-ohjelmalla.

Yhtälön (14) sovitus komponentille A näkyy kuvassa 32, ja sovituksen parametrit on taulukossa 3. Taulukossa on myös sovituksen parametrit pienemmällä asteikolla 100 Volttiin asti. Suora sopii kohtalaisesti mittauspisteisiin. Olisi voinut olettaa, että sovituksen korrelaatiokerroin R^2 , joka näkyy taulukossa 3, olisi ollut suurempi kun suuremmat jännitteet olisi jätetty pois sovituksesta. Tämä oletus johtui siitä, että jännitteen kasvaessa virta kasvaisi impakti-ionisaation kautta, kuten aiemmin mainittiin. Täten yhtälöiden (13) ja (14) malli ei olisi soveltunut suurilla jännitteillä, sillä ne eivät ota kyseistä ilmiötä huomioon. Korrelaatiokertoimia tutkiessa kyseistä ilmiötä ei ole havaittavissa. Osa arvoista on suurempia koko jännitealueella verrattuna pienempään alueeseen, ja osa on pienempiä. Voi olla, että virran ja tyhjennysalueen leveyden suhdetta on huono kuvata vain yhdellä parametrilla kuten yhtälössä (14). Approksimaation virhe on pientä, sillä esimerkiksi käyttämällä arvoja $N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ja $\phi_{bi} = 1.5 \text{ V}$ korrelaatiokertoimen muutokset näkyvät vasta kolmannessa desimaalissa.



Kuva 32. Yhtälön (14) sovitus virran muutokseen jännitteen funktiona A-komponentille.

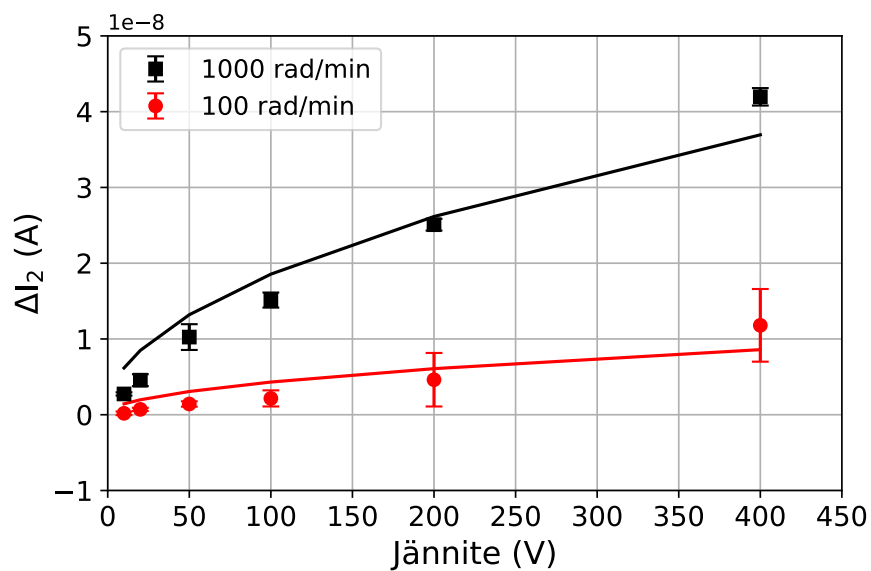
Kuvassa 33 on yhtälön (14) sovitus B-komponentin dataan. Kyseisen sovituksen parametrit ovat taulukossa 5. Tässä tapauksessa näkyy sama ilmiö kuin edellä, korrelaatiokertoimen arvolla ei ole mitään havaittavaa riippuvuutta jännitealueeseen.

Taulukko 3. Sovitusten parametrit kuvalle 32

DR (rad/min)	a (10^{-3})	R ²	Alue (V)
1000	4.8296	0.9466	0-400
500	3.3452	0.8720	0-400
200	1.6478	0.9063	0-400
100	0.6656	0.9374	0-400
1000	3.8264	0.8586	0-100
500	2.3936	0.8874	0-100
200	1.1005	0.8978	0-100
100	0.5972	0.9016	0-100

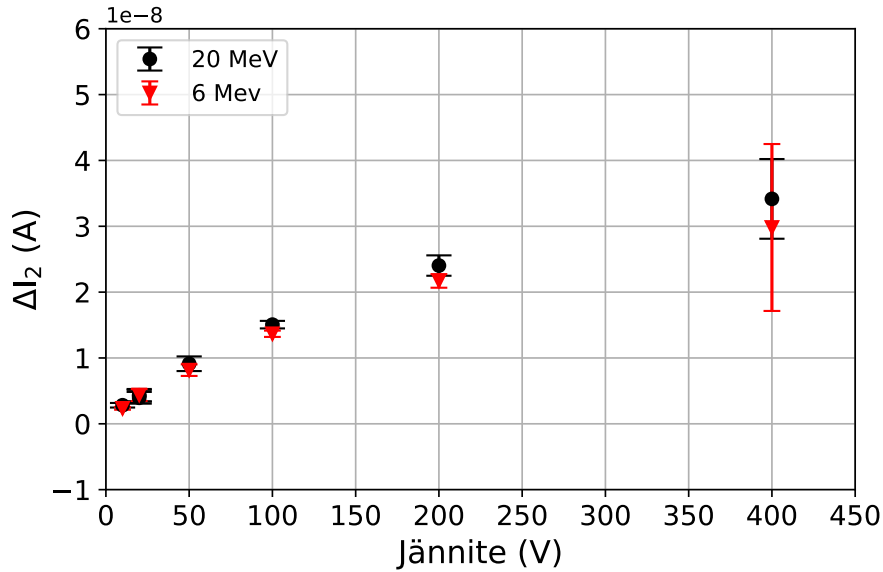
Taulukko 4. Sovitusten parametrit kuvalle 33

DR (rad/min)	a (10^{-3})	R ²	Alue (V)
1000	5.6449	0.9324	0-400
100	1.3124	0.7581	0-400
1000	4.2357	0.9114	0-100
100	0.5912	0.8674	0-100

Taulukko 5. Sovitusten parametrit**Kuva 33.** Yhtälön (14) sovitus virran muutokseen jännitteen funktiona B-komponentille.

4.7 Energiariippuvuus

Kuvassa 34 on esitetty vuotovirran kuvaaja säteilytyksen aikana samalla annosnopeudella (1000 rad/min) mutta eri energioilla. Arvot näyttäisi sopivan toistensa virherajojen sisään, joten voidaan olettaa, ettei virralla ole energiariippuvuutta.



Kuva 34. Eri energioiden vuotovirran kuvaaja. Virhe on yhtälön (12) mukainen.

4.8 Virran käyttäytyminen annosnopeuden funktiona

Säteilystä syntynyttä virtaa voidaan kuvata yhtälöllä

$$I = I_0 + aD^b,$$

$$\Rightarrow \Delta I = aD^b \quad (15)$$

jossa I_0 on vuotovirta ilman säteilytystä, D annosnopeus ja a sekä b sovituspärametreja [56]. Kyseistä yhtälöä sovellettiin säteilyn kuvaajaan annosnopeuden funktiona, ja nämä kuvaajat näkyvät kuvassa 35. Sovituspärametrit löytyvät taulukosta 6. Kyseinen malli näyttää sopivan hyvin dataan, mikä näkyy myös korrelaatiokertoimissa. Parametrin b käyttäytyminen 50-200 Volttiin näyttää samanlaiselta mitä tutkimuksessa [56] havaittiin, eli parametrin arvot ovat lähellä toisiaan. Toisaalta

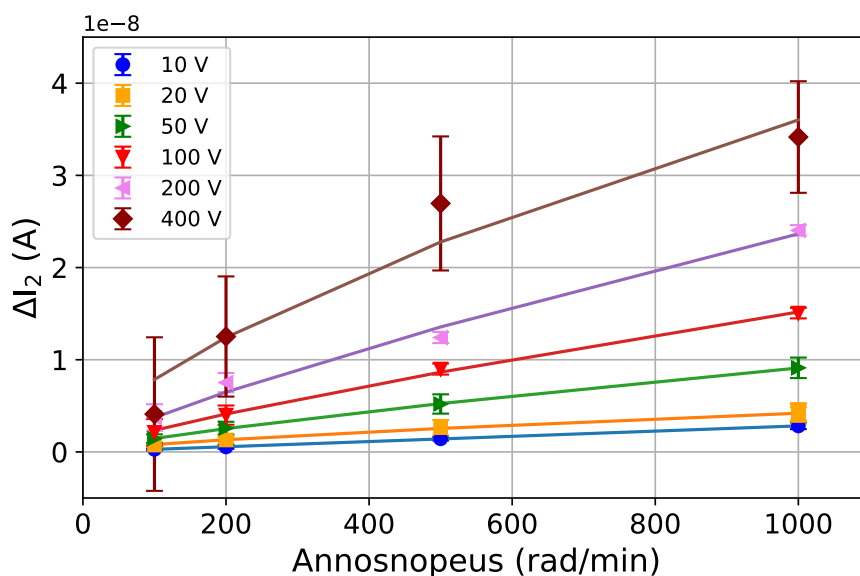
edellä mainitussa tutkimuksessa oli ei-pulssitettu gammalähde, joten eroavaisuuksia on odotettavissa.

Parametrin b arvo pienimmällä jännitteellä on suurempi kuin 1. Tämä ei vastaa oletuksia, sillä lineaarinen käyttäytyminen ei saturoituisi koskaan. Tämä voi johtua pienen jännitteen käytöksestä, josta mainittiin aiemmin.

400 Voltin jännitteellä korrelaatiokerroimessa on huomattava pudotus verrattuna muihin arvoihin. Vaikka pudotus ei ole kuin 0.05, muut ovat selkeästi suurempia ja lähempänä yhtä. Suuremmilla jännitteillä oli suurempaa vaihtelua, joten heikompi kerroin on oletettavissa. Kuitenkin kuvan 35 datapisteiden virheet sisältyvät sovitukselle.

Taulukko 6. Sovitusten parametrit. R^2 on korrelaatiokerroin.

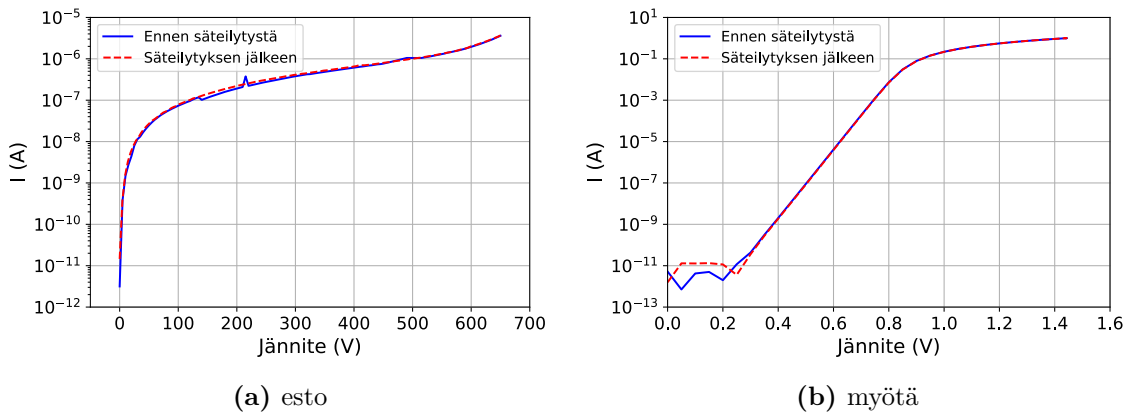
Jännite (V)	a (10^{-12})	b	R^2
10	2.725	1.0051	0.9998
20	29.243	0.7190	0.9922
50	37.410	0.7954	0.9998
100	55.9541	0.8111	0.9980
200	92.1211	0.8032	0.9892
400	373.8371	0.6612	0.9370



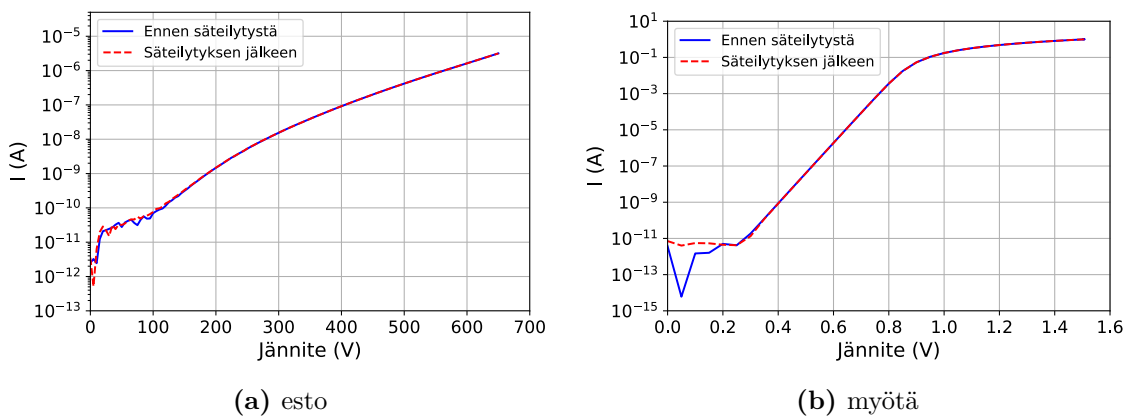
Kuva 35. Yhtälön (15) sovitus mittausdataan.

4.9 Säteiläytyksen jälkeinen karakterisointi

Kuvissa 36 ja 37 on molempien mittauksissa käytettyjen komponenttien IV-käyrä ennen mittauksia ja niiden jälkeen. B-komponentille ei näy merkittäviä eroja, eroavaisuudet pienillä jännitteillä johtuu luultavasti kohinasta. A-komponentilla myötäs suunnan kuvaajassa ei ole huomattavaa eroa, mutta estosuunnan kuvaajassa on nähtävissä eroa keski suurilla jännitteillä. Tämä voi kuitenkin olla vaan mittalaitteen tarkkuudesta tai tilapäisestä häiriöstä johtuvaa eroa, sillä tämän suuruisen annosten ei pitäisi vaikuttaa huomattavasti IV-kuvaajiin, kuten huomattiin tukkimuksessa [55].



Kuva 36. A-komponentin IV-kuvaajat ennen säteilytystä ja sen jälkeen.

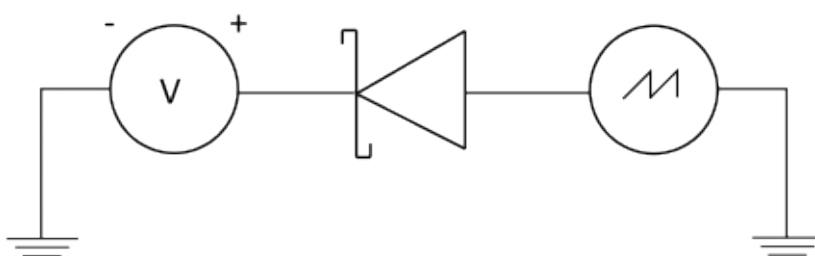


Kuva 37. B-komponentin IV-kuvaajat ennen säteilytystä ja sen jälkeen.

4.10 Pulssin mittaus

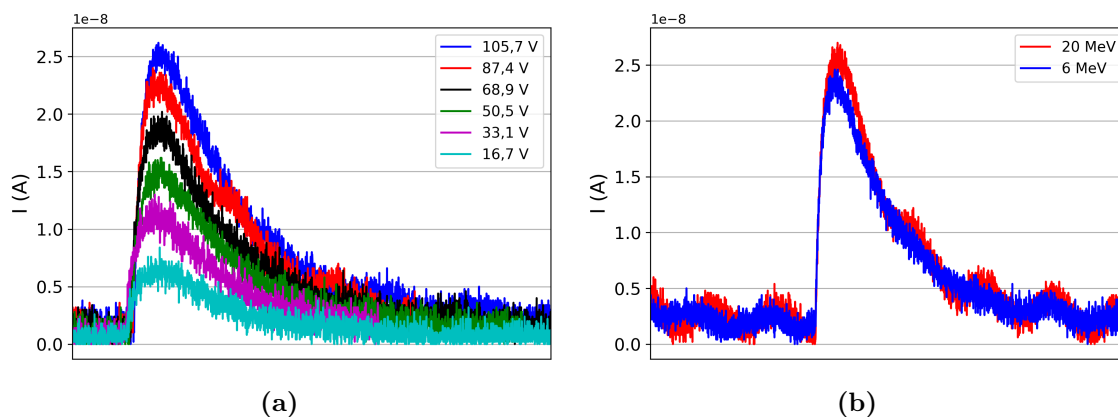
Keithleyllä tehtyjen mittausten jälkeen tehtiin uusi mittaussysteemi jolla tutkittiin voiko komponenttia käyttää kappaleessa 4.2 esitellyn lineaarikiihdyttimen synnyttämän pulssin tutkimiseen. Tämän lisäksi eri systeemeillä mitattuja ionisaatiovirran arvoja verrattiin keskenään.

Pulssin mittausten kytkentä on esitetty kuvassa 38. Tämän lisäksi jännite kohdistettiin paristoilla häiriön minimoinniksi.



Kuva 38. Pulssin muodon mittausten kytkentä.

Pulssin käyttäytyminen eri estosuunnan jännitteillä ja kahdella eri elektronin energialla on esitetty kuvassa 39, kuten myös eri energioiden käyttäytyminen. Pulssin korkeus kasvaa jännitteen kasvaessa, mikä on yhdenmukaista tasavirtamittausten kanssa, joissa havaittiin kasvava ionisaatiovirta jännitteen kasvaessa. Lisäksi elektronin energia ei näytä aiheuttavan eroa.



Kuva 39. (a) jännitteen vaikutus pulssiin suuruuteen. (b) energian vaikutus.

Oskilloskoopilla mitattiin jännitettä. Virtä määritettiin kaavalla

$$\Delta I = \int_0^1 \frac{|V_r - V_b|}{Z} dt,$$

jossa V_r on säteilyn aikainen jännite, V_b säteilyn ulkopuolinen jännite ja Z impedanssi. Virran arvot eri jännitteillä on esitetty taulukossa 7. Verrattuna samansuuruisiin jännitteisiin Keithley mittauksissa arvot ovat noin 2.5 kertaa pienempiä, joka on reilusti virherajojen ulkopuolella. Toisaalta mittaussysteemit olivat erilaisia ja komponenttien IV-käyttäytyminen eroavaa. Lisäksi virran määrittäminen jännitteen pulssista voi olla huono menetelmä virran määrittämiseen.

Taulukko 7. Virran arvot oskilloskooppimittauksessa.

Jännite (V)	Virta (nA)
16.7	1.598
33.1	2.625
50.5	3.559
68.9	4.400
87.4	5.346
105.7	6.022

5 Johtopäätökset

Tässä tutkimuksessa mitattiin kaupallisen piikarbidi Schottky-diodin, jonka estosuuntaan oli kohdistettu jännite, säteilyvastetta elektronisäteilylle. Vasteen käyttäytymistä tutkittiin eri estosuunnan jännitteillä, annosnopeuksilla ja elektronin energialla. Saatuun dataan pyrittiin sovittamaan malli, joka kuvaisi virran käyttäytymistä. Lisäksi oskilloskoopilla tutkittiin voiko komponentilla tutkia lineaarikiihdyttimen synnyttämän pulssin muotoa.

Saman erän diodeilla havaittiin merkittäviä eroja käyttäytymisessä A-komponentin tapauksessa. B-komponentilla eroavaisuutta ei ollut. Erot saattavat johtua valmistuksessa tapahtuvissa häiriöistä. Jos komponenttia käytetään säteilyn tutkimiseen, on hyvä perehtyä eroavaisuuteen vaikutukseen säteilyvasteeseen.

Komponenteilla on selvä vaste säteilytykselle. Säteilytyksessä havaittiin, että komponenttiin kohdistetun jännitteen kasvaessa on ionisaatiovirtaa vaikeampi havaita. Tämän lisäksi virhe on merkittävästi suurempi. Täten on hyvä käyttää pienempiä jännitteitä ilmaisinsovelluksissa, ehdottaisin alle 100 Voltin jännitteitä. Ionisaatiovirralla tehty sovitus eri annosnopeuksilla jännitteen funktiona ei ole hyvä. Mittauspisteet menevät pienemmillä jännitteillä sovituksen ali ja suuremmilla yli. Tästä voi päätellä ettei ionisaativirran ja tyhjennysalueen leveyttä ole hyvä kuvata vain yhdellä parametrilla. Virtaan voi vaikuttaa monet muutkin asiat, kuten impakti-ionisaatio ja tunneloituminen, jotka tulee ottaa myös huomioon.

Virta eri jännitteillä annosnopeuden funktiona seuraa teoreettista kaavaa hyvin pienemmillä jännitteillä. Sovitus heikkenee yli 200 Voltin jännitteillä, joten edellä mainittu jännitekehotus pätee edelleen. Tämän lisäksi pienimmällä jännitteellä potenssiparametri on suurempi kuin yksi, joka tarkoittaisi että virran arvo ei saturoisi koskaan. Tästä syystä ehdotan että jännitteen alaraja voisi olla 20 tai 50 Volttia sovelluksissa.

Elektronien energialla havaittu olevan vaikutusta ionisaatiovirtaan. Komponentit ovat niin pieniä että 6 MeV on tarpeeksi energiaa hiukkasten päästäkseen aineen läpi aiheuttaen ionisaatiota. 6 MeV energialla virran virhe oli noin kaksi kertaa suurempi 400 Voltin kohdalla verrattuna 20 MeV energiaan. Syy voisi olla lineaarikiihdyttimessä,

tai yksittäisen mittauksen virheestä.

Mittauksissa käytetty annosmäärä ei aiheuttanut pysyvää vahinkoa komponenttiin, joka oli oletettavissa perustuen aikaisempiin samankaltaisen komponentin tutkimukseen.

Jatkossa olisi hyvä yksinkertaistaa mittauspiiri. Ylimääräiset metallit ja liittimet tulee karsia, ja tulisi suunnitella vaihtoehtoja Keithley laitteelle. Vaikka jännitteen kohdistaminen ja virran luku toimii kätevästi laitteella, on säteilystä aiheutuva pulssi lyhytaikainen ja Keithley ei mahdollisesti kykene lukemaan virtaa tarpeeksi nopeasti. Lisäksi laitteessa on paljon elektroniikkaa. Tämä johtaa suurempaan häiriöön, joka havaittiin oskilloskooppi mittauksissa.

Oskilloskooppimittauksista saadut tulokset eroavat verrattuna Keithley:lla tehtyihin tasavirtamittauksiin. Mittauksissa käytetyssä piirissä oli vähemmän häiriölähteitä, joka saattaa olla yksi syy eroavaisuudelle. Lisäksi käytetyllä komponentilla oli eroava IV-kuvaaja verrattuna Keithley:lla tehtyihin tasavirtamittauksiin, joka voi myös vaikuttaa tuloksiin. Lopulta Virran arvon määrittäminen oskilloskoopilla mitatusta jännitteestä käyttäen Ohmin lakia ei välttämättä ole tarkin menetelmä.

Lähteet

- [1] N. Storey. *Electronics A Systems Approach 4th edition*. Pearson Education Limited, 2009.
- [2] C. Hu. *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*. 2022.
- [3] X. She ym. ”Review of Silicon Carbide Power Devices and Their Applications”. *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 64 (10 lokakuu 2017), s. 8193–8205. ISSN: 02780046. DOI: 10.1109/TIE.2017.2652401.
- [4] S. Maurya. *Overview of SiC Power Devices fairchild Related papers*.
- [5] S. Bourdarie ja M. Xapsos. ”The near-Earth space radiation environment”. Teoksessa: vol. 55. Elokuu 2008, s. 1810–1832. DOI: 10.1109/TNS.2008.2001409.
- [6] D. Neamen. *Semiconductor Physics and Devices 4th Edition*. McGraw-Hill, 2012.
- [7] H. Ibach ja H. Lüth. *Solid-State Physics 4th edition*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
- [8] N. A. Al-Ahmadi. *Metal oxide semiconductor-based Schottky diodes: A review of recent advances*. 2020. DOI: 10.1088/2053-1591/ab7a60.
- [9] A. Elasser ja T. P. Chow. *Silicon Carbide Benefits and Advantages for Power Electronics Circuits and Systems*. 2002.
- [10] G. Liu, B. R. Tuttle ja S. Dhar. *Silicon carbide: A unique platform for metal-oxide-semiconductor physics*. Kesäkuu 2015. DOI: 10.1063/1.4922748.
- [11] M. Vivona, F. Giannazzo ja F. Roccaforte. *Materials and Processes for Schottky Contacts on Silicon Carbide*. Tammikuu 2022. DOI: 10.3390/ma15010298.
- [12] J. Lilley. *Nuclear Physics*. John Wiley ja Sons, Ltd, 2001.
- [13] C. Leroy ja P.-g. Rancoita. *Silicon Solid State Devices And Radiation Detection*. World Scientific Pub. Co, 2012.
- [14] URL: <https://www.britannica.com/science/heavy-particle>.

- [15] C. Leroy ja P.-g. Rancoita. *Principles Of Radiation Interaction In Matter And Detection*. World Scientific Pub. Co, 2012.
- [16] URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [17] K. A. Label. *Radiation Effects on Electronics 101: Simple Concepts and New Challenges Co-Manager, NASA Electronic Parts and Packaging (NEPP) Program Group Leader, Radiation Effects and Analysis Group (REAG), NASA/GSFC Project Technologist, Living With a Star (LWS) Space Environment Testbeds (SET)*. URL: <http://www.stsci.edu/hst/nicmos/performance/anomalies/bigcr.html>.
- [18] J. S. George. "An overview of radiation effects in electronics". Teoksessa: vol. 2160. American Institute of Physics Inc., lokakuu 2019. ISBN: 9780735419056. DOI: 10.1063/1.5127719.
- [19] R. L. Pease, A. H. Johnston ja J. L. Azarewicz. "Radiation Testing of Semiconductor Devices for Space Electronics". *Proceedings of the IEEE* 76 (11 1988), s. 1510–1526. ISSN: 15582256. DOI: 10.1109/5.90110.
- [20] Y. Qingkui ym. "Application of Total Ionizing Dose Radiation Test Standards to SiC MOSFETs". *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2021). ISSN: 15581578. DOI: 10.1109/TNS.2021.3135123.
- [21] J. R. Srour ja J. W. Palko. "Displacement damage effects in irradiated semiconductor devices". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60 (3 2013), s. 1740–1766. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/TNS.2013.2261316.
- [22] J. R. Srour, C. J. Marshall ja P. W. Marshall. "Review of displacement damage effects in silicon devices". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50 III (3 kesäkuu 2003), s. 653–670. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/TNS.2003.813197.
- [23] W. H. Brattain ja G. L. Pearson. *Changes in Conductivity of Germanium Induced by Alpha-Particle Bombardment*. 1950, s. 846–850.
- [24] J. W. Cleland, J. H. C. Jr ja J. C. Pigg. *Fast-Neutron Bombardment of n-Type Ge*. 1955, s. 1742–1750.
- [25] J. W. Cleland, J. H. C. Jr ja J. C. Pigg. *Fast-Neutron Bombardment of p-Type Ge*. 1955, s. 1170–1181.

- [26] J. M. Lauenstein ym. "Space Radiation Effects on SiC Power Device Reliability". Teoksessa: vol. 2021-March. Institute of Electrical ja Electronics Engineers Inc., maaliskuu 2021. ISBN: 9781728168937. DOI: 10.1109/IRPS46558.2021.9405180.
- [27] S. Kuboyama ym. "Anomalous charge collection in silicon carbide schottky barrier diodes and resulting permanent damage and single-event burnout". Teoksessa: vol. 53. Joulukuu 2006, s. 3343–3348. DOI: 10.1109/TNS.2006.885165.
- [28] H. Asai ym. "Tolerance against terrestrial neutron-induced single-event burnout in SiC MOSFETs". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61 (6 joulukuu 2014), s. 3109–3114. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/TNS.2014.2371892.
- [29] S. Kuboyama ym. "Single-event burnout of silicon carbide schottky barrier diodes caused by high energy protons". Teoksessa: vol. 54. Joulukuu 2007, s. 2379–2383. DOI: 10.1109/TNS.2007.910877.
- [30] C. Abbate ym. "Gate damages induced in SiC power MOSFETs during heavy-ion irradiation-Part I". *IEEE Transactions on Electron Devices* 66 (10 lokakuu 2019), s. 4235–4242. ISSN: 15579646. DOI: 10.1109/TED.2019.2931081.
- [31] A. F. Witulski ym. "Single-Event Burnout of SiC Junction Barrier Schottky Diode High-Voltage Power Devices". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65 (1 tammikuu 2018), s. 256–261. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/TNS.2017.2782227.
- [32] C. Martinella ym. "Heavy-Ion Microbeam Studies of Single-Event Leakage Current Mechanism in SiC VD-MOSFETs". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 67 (7 heinäkuu 2020), s. 1381–1389. ISSN: 15581578. DOI: 10.1109/TNS.2020.3002729.
- [33] T. A. Fischer. "Heavy-Ion-Induced, gate-rupturein power mosfets". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 34 (6 1987), s. 1786–1791. ISSN: 15581578. DOI: 10.1109/TNS.1987.4337555.
- [34] M. Allenspach ym. "Single-Event Gate-Rupture in Power MOSFETs: Prediction of Breakdown Biases and Evaluation of Oxide Thickness Dependence". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 42 (6 1995), s. 1922–1927. ISSN: 15581578. DOI: 10.1109/23.489234.

- [35] K. Muthuseenu ym. "Single-Event Gate Rupture Hardened Structure for High-Voltage Super-Junction Power MOSFETs". *IEEE Transactions on Electron Devices* 68 (8 elokuu 2021), s. 4004–4009. ISSN: 15579646. DOI: 10.1109/TED.2021.3091952.
- [36] F. H. Ruddy. "Development of a silicon carbide radiation detector". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45 (3 PART 1 1998), s. 536–541. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/23.682444.
- [37] F. H. Ruddy ym. "Silicon Carbide Neutron Detectors for Harsh Nuclear Environments: A Review of the State of the Art". *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2022). ISSN: 15581578. DOI: 10.1109/TNS.2022.3144125.
- [38] R. H. Maurer ym. *Harsh Environments: Space Radiation Environment, Effects, and Mitigation*. 2008.
- [39] J. Rask. *Space Faring: The Radiation Challenge Radiation Educator Guide Middle School Educator Guide*.
- [40] E. G. Stassinopoulos ja J. P. Raymond. "The Space Radiation Environment for Electronics". *Proceedings of the IEEE* 76 (11 1988), s. 1423–1442. ISSN: 15582256. DOI: 10.1109/5.90113.
- [41] URL: https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits.
- [42] URL: <https://www.ucsusa.org/resources/satellite-database>.
- [43] C. Colombo ym. *End-of-life Earth re-entry for highly elliptical orbits: the INTEGRAL mission*. 2014. URL: <https://www.researchgate.net/publication/262105869>.
- [44] H. W. Jones. *The Recent Large Reduction in Space Launch Cost*. 2018.
- [45] J. E. Martin. *Physics for Radiation Protection 3rd edition*. John Wiley ja Sons, Inc, 2013.
- [46] S. A. Thibeault ym. *Radiation Shielding Materials Containing Hydrogen, Boron, and Nitrogen: Systematic Computational and Experimental Study-Phase I NIAC FINAL REPORT*. 2012.
- [47] URL: <https://assets.wolfspeed.com/uploads/2020/12/C6D08065A.pdf>.
- [48] URL: <https://assets.wolfspeed.com/uploads/2020/12/C6D04065A.pdf>.

- [49] URL: tek.com/en/datasheet/2470-graphical-sourcemeeter-smu-instrument-datasheet.
- [50] URL: <https://www.jyu.fi/science/en/physics/research/infrastructures/research-instruments/miscellaneous-instruments/clinac>.
- [51] URL: <https://www.microwaves101.com/encyclopedias/silicon-carbide>.
- [52] A. Javanainen ym. "Heavy ion induced degradation in SiC schottky diodes: Bias and energy deposition dependence". *IEEE Transactions on Nuclear Science* 64 (1 tammikuu 2017), s. 415–420. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/TNS.2016.2616921.
- [53] J. R. Nicholls ja S. Dimitrijević. "A compact model for SiC Schottky barrier diodes based on the fundamental current mechanisms". *IEEE Journal of the Electron Devices Society* 8 (2020), s. 545–553. ISSN: 21686734. DOI: 10.1109/JEDS.2020.2991121.
- [54] V. Saxena, J. N. Su ja A. J. Steckl. "High-Voltage Ni- And Pt-SiC Schottky Diodes Utilizing Metal Field Plate Termination". *IEEE Transactions on Electron Devices* 46 (3 1999), s. 456–464. ISSN: 00189383. DOI: 10.1109/16.748862.
- [55] J. Lepistö. *Korkeaenergisien elektronisäteilyn vaikutukset piikarbidipohjaisiin Schottky-tehodiodeihin*. 2020. URL: <https://jyx.jyu.fi/handle/123456789/69996>.
- [56] S. D. Ilic ym. "Power silicon carbide schottky diodes as current mode γ -radiation detectors". Teoksessa: vol. 2021-September. Institute of Electrical ja Electronics Engineers Inc., syyskuu 2021, s. 337–340. ISBN: 9781665445283. DOI: 10.1109/MIEL52794.2021.9569076.

A Mittausdata

Taulukko 8. Virran keskiarvoarvo ja keskihajonta säteilytyksen aikana. Indeksir viittaa säteilytykseen.

DR (rad/min)	V (V)	I_r (nA)	σ_r
1000	400	-688.74454545	4.92916619
1000	200	-235.91781818	1.406173
1000	100	-88.91736364	0.55428018
1000	50	-34.72758929	1.11124679
1000	20	-10.00835833	0.95505993
1000	20	-9.61415833	0.89042463
1000	20	-9.92476154	0.87537361
1000	10	-4.413075	0.34708591
500	400	-653.00784314	4.07582173
500	200	-227.2254717	1.18617598
500	100	-82.98829091	0.59432375
500	50	-30.93948077	0.2789806
500	20	-8.21025714	0.81699143
500	10	-2.9463434	0.18318791
200	400	-638.7039286	4.6680138
200	200	-221.22037736	1.70824964
200	100	-79.47733333	1.00027783
200	50	-28.8117037	0.68394798
200	20	-7.11971852	0.31115063
200	10	-2.1715611	0.2025175
100	400	-665.4480000	6.5873411
100	200	-224.52653846	1.30883078
100	100	-79.25218	0.97371044
100	50	-26.94227778	0.42707443
100	20	-6.34925273	0.17442026
100	10	-1.84002745	0.10035218

Taulukko 9. Mittausten virran keskiarvo ja keskihajonta ennen säteilytystä ja sen jälkeen. Indeksii b viittaa virtaan ennen säteilytystä ja a säteilytyksen jälkeen.

DR (rad/min)	V (V)	I_b (nA)	σ_b	I_a (nA)	σ_a
1000	400	-639.36923077	2.64689357	-654.5840625	3.51142142
1000	200	-209.33178571	0.7105584	-211.88378378	0.64635089
1000	100	-73.87996875	0.14361526	-73.85756	0.13794465
1000	50	-25.6415	0.04428224	-25.60518182	0.04703252
1000	20	-5.54947143	0.12771464	-5.67512381	0.01701405
1000	20	-5.62850741	0.06606885	-5.6619	0.00974987
1000	20	-5.61535667	0.07677945	-5.64346	0.0122439
1000	10	-1.54041	0.0417558	-1.59410909	0.00410826
500	400	-631.36676471	5.70321721	-626.05363636	6.02087823
500	200	-212.17294118	1.97789926	-214.81487805	2.65279891
500	100	-74.00224138	0.11126038	-73.99821429	0.10895391
500	50	-25.67943333	0.99296021	-25.7385	1.0092604
500	20	-5.50076061	0.09637615	-5.57802	0.17586544
500	10	-1.51837846	0.19249577	-1.52233125	0.00635538
200	400	-626.2818750	2.9516769	-626.1840625	4.5516184
200	200	-214.04793103	0.66453188	-213.70208333	1.69057431
200	100	-75.5145	0.5260982	-75.48460465	0.30227041
200	50	-26.25366667	0.29558973	-26.22807407	0.09520696
200	20	-5.80716176	0.09284504	-5.82132258	0.04406586
200	10	-1.5161552	0.1283004	-1.6272154	0.0096493
100	400	-643.7982143	2.5462831	-661.3432000	5.0989769
100	200	-220.15962963	1.05886551	-220.79421053	0.92065089
100	100	-76.94213158	0.83970895	-77.13051163	1.06015379
100	50	-25.47958824	0.03089843	-25.49621212	0.17068254
100	20	-5.60538333	0.00675105	-5.599812	0.0081986
100	10	-1.51436474	0.23499224	-1.56473	0.04588268

Taulukko 10. Virran keskiarvoarvo ja keskihajonta säteilytyksen aikana komponentille B.

DR (rad/min)	V (V)	I_r (nA)	σ_r
1000	400	-129.46988636	1.15167713
1000	200	-26.40064368	0.77260172
1000	100	-15.19090909	0.99395196
1000	50	-10.26691905	1.70018933
1000	20	-4.56921391	0.78691391
1000	10	-2.74613584	0.21848314
100	400	-99.31322581	4.79500053
100	200	-5.9356619	3.53216297
100	100	-2.19540885	1.06247311
100	50	-1.42972989	0.35653176
100	20	-0.70991633	0.20716447
100	10	-0.1878892	0.2409932

Taulukko 11. Mittausten virran keskiarvo ja keskihajonta ennen säteilytystä ja sen jälkeen komponentille B.

DR (rad/min)	V (V)	I_b (nA)	σ_b	I_a (nA)	σ_a
1000	400	-87.823125	0.15052902	-8.75101538e+01	5.92554394e-02
1000	200	-1.31160377	0.02460176	-1.31766944	0.03556848
1000	100	-0.04781232	0.01637621	-0.05649917	0.02449199
1000	50	-0.01955691	0.01705443	-0.01681355	0.00517722
1000	20	-0.00788707	0.00758105	-0.0084891	0.00129222
1000	10	-0.05377645	0.24026445	-0.00292665	0.00103197
100	400	-87.71214286	0.14673081	-8.75146818e+01	5.69165149e-02
100	200	-1.31503684	0.02099065	-1.31355185	0.0481156
100	100	-0.0469382	0.0138506	-0.04131294	0.0050192
100	50	-0.02518945	0.01652638	-0.00941869	0.00227796
100	20	-0.01037403	0.00551766	-0.00407068	0.00183983
100	10	-0.1219142	0.0424251	-0.0023910	0.0028112

Taulukko 12. Virran keskiarvoarvo ja keskihajonta säteilytyksen aikana komponentille A energialla 6 MeV.

DR (rad/min)	V (V)	I_r (nA)	σ_r
1000	400	-700.20476923	11.23728014
1000	200	-246.12925926	0.94503351
1000	100	-93.44621818	0.47402078
1000	50	-35.26880357	0.87847893
1000	20	-10.40695556	0.90618349
1000	10	-4.06739074	0.21128104

Taulukko 13. Mittausten virran keskiarvo ja keskihajonta ennen säteilytystä ja sen jälkeen komponentille A energialla 6 MeV.

DR (rad/min)	V (V)	I_b (nA)	σ_b	I_a (nA)	σ_a
1000	400	-658.68333333	7.30587541	-670.38823529	5.86511746
1000	200	-223.88387097	2.12748023	-224.4308	0.4147377
1000	100	-79.01321875	1.23946797	-7.97722381e+01	5.99856370e-02
1000	50	-2.71306364e+01	2.57397443e-02	-2.71192500e+01	2.62673412e-02
1000	20	-6.12860345	0.4543653	-6.03264091	0.00774383
1000	10	-1.74382432	0.1590934	-1.72091818	0.00556773