

Kineettisten epästabiilisuuksien vaikutus ECR-ionilähteen plasmapotentiaaliin

Pro gradu, 10.4.2023

Tekijä:

JUUSO HUOVILA

Ohjaaja:

VILLE TOIVANEN

HANNU KOIVISTO



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO
FYSIKAN LAITOS

© 2023 Juuso Huovila

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

Huovila, Juuso

Kineettisten epästabiilisuuksien vaikutus ECR-ionilähteen plasmapotentiaaliin

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2023, 103 sivua

Tämä pro gradu -tutkielma käsittelee kineettisten plasmaepästabiilisuuksien kytöstä elektronisyklotroniresonanssi-ionilähteiden (ECRIS) plasmapotentiaaliin. Plasmapotentiaalin muutoksia tutkittiin mittaamalla ionilähteen tuottaman ionisuihkun energiavaihteluita käyttämällä ionilähteen jälkeistä dipolimagneettia energia-analysaattorina happi- ja heliumplasmaista muodostetuille ionisuihkuille. Kyseisiä mittauksia tehtiin ionilähteen ollessa pulssitetussa sekä jatkuvassa operointitilassa. Mittaukset suoritettiin esitettyä tutkimusta varten kehitetyllä SAMPPA-mittausjärjestelmällä, joka automatisoi dipolivirran muuttamisen halutulla mittausvälillä ja mittasi jokaiselle dipolivirran arvolle dipolin läpäisevän ionisuihkun ionivirran aikaevoluution. Kineettisten plasmaepästabiilisuuksien toistettavuuden ansiosta tämä mahdollisti ionisuihkun energiassa tapahtuvien muutosten määrittämisen mitattua ionivirran käytöksestä. Näistä energiahajonnan muutoksista voitiin määrittää plasmapotentiaalin muutos.

Tutkielmassa tutkittiin ionilähteen plasman vangintaan käytetyn magneettikentän voimakkuuden, plasmakammioon johdetun neutraalikaasun paineen ja plasman lämmittämiseen sekä ylläpitämiseen käytetyn mikroaaltosäteilyn tehon vaikutuksia plasmapotentiaalin muutokseen kineettisen epästabiilisuuden aikana sekä epästabiilisuuksien vaikutuksen eroa ionilähteen pulssitetun ja jatkuvan operoinnin välillä. Lisäksi tutkittiin epästabiilisuuksien esiintymisviivettä pulssitetussa operointitilassa suhteessa mikroaaltosyötön katkaisuun ja jatkuvassa operointitilassa suhteessa seuraavaan epästabiilisuuteen. Pulssitetussa operointitilassa tutkittiin vielä mikroaaltopulssin aikaisen virran I_{SS} ja mikroaaltosyötön katkaisun jälkeisen maksimivirran I_{AG} ionivirtasuhteen $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ korrelaatiota ionilähteen säätöparametrien kanssa. Tutkimustuloksista määritettiin plasmapotentiaalin muutoksille absoluuttisia arvoja joillekin tapauksille sekä alaraja-arvioita lopuille tapauksille.

Epästabiilisuuksien esiintymisviiveeseen, ionivirtasuhteeseen $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ sekä plasmapotentiaalin muutosten suuruuteen vaikutti ionilähteen säätöparametreista eniten magneettikentän voimakkuus ja vähiten neutraalikaasun paine. Plasmapotentiaalin muutoksen suuruus oli pulssitetulla operoinnilla epästabiilisuuden aikana happiplasmalla noin 0,3–4,6 kV, kun taas heliumplasmalla noin 0,5–1,5 kV säätöparametrissa ja sen arvosta riippuen. Jatkuvalle operoinnille heliumplasmalle plasmapotentiaalin muutokselle saatiin kaikilla parametriarvoilla alarajaksi noin 1,4 kV. Säätöparametrien vaikutuksien trendit olivat epästabiilisuustapahtumien esiintymisviiveiden suhteen jatkuvan operoinnin ja pulssitetun operointitilan välillä samankaltaisia.

Avainsanat: Epästabiilisuus, ECR-ionilähde, plasma, ionisuihku, plasmapotentiaali

Abstract

Huovila, Juuso

The effect of kinetic instabilities on ECRIS plasma potential

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2023, 103 pages.

This Master's thesis studies the connection of kinetic plasma instabilities to the plasma potential of electron cyclotron resonance ion sources (ECRIS). Changes in the plasma potential were studied by measuring the energy fluctuations of the ion beam produced by the ion source using a dipole magnet, which is located after the ion source, as an energy analyzer for the ion beams formed from oxygen and helium plasmas. The measurements were made while the ion source was in pulsed operation mode, as well as in continuous wave (cw) operation mode. The measurements were carried out with the SAMPPA measurement system developed for the presented research. SAMPPA automates the change of the dipole current in the desired measurement interval and measures the time evolution of the ion current of the ion beam passing through the dipole for each value of the dipole current. Due to the reproducibility of kinetic plasma instabilities, changes in ion beam energy spread were determined from the measured ion current behavior. The change in plasma potential was determined from these changes in ion energy.

This thesis investigated the effects of the strength of the magnetic field used to trap the plasma of the ion source, the pressure of neutral gas introduced into the plasma chamber, and the power of the microwave radiation used to heat the plasma, on the change of the plasma potential, and the difference in the effect of instabilities between pulsed and cw operation of the ion source. In addition, the time delay of instabilities in relation to the cut-off of the microwave supply in the pulsed operation mode, and the time between instabilities in cw operation were studied in detail. Also, in the pulsed operation mode, the correlation of the ion current ratio $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$, where I_{SS} is the ion current during the pulse and I_{AG} is the maximum ion current right after the cut-off of the microwave supply, with each ECRIS parameter was investigated.

From the measurements, absolute values for the changes of the plasma potential were defined for some cases and lower limit estimates for the remaining cases. The occurrence times of instabilities, the ion current ratio $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$, and the magnitude of the energy fluctuations of the plasma potential were most influenced by the magnetic field strength and the least influenced by the neutral gas pressure. When ECRIS was operated in pulsed operation mode, the magnitude of the plasma potential change during instability was about 0.3–4.6 kV for oxygen plasma, while for helium plasma it was about 0.5–1.5 kV, depending on the varied parameter and its value. For cw operation the change in plasma potential was determined to be at least 1.4 kV. Furthermore, the trends of the effects of plasma parameters were similar between the pulsed and cw operation mode.

Keywords: Instability, ECR ion source, plasma, ion beam, plasma potential

Sisällys

Tiivistelmä	3
Abstract	5
1 Johdanto	9
2 Teoriaa	13
2.1 Plasman peruskäsitteitä	13
2.1.1 Plasmaehdot	13
2.1.2 Törmäykset plasmassa	15
2.1.3 Balanssiyhtälö	16
2.1.4 Plasmapotentiaali	18
2.2 ECR-ionilähde	21
2.2.1 Magneettikenttärakenne	22
2.2.2 ECR-prosessi	25
2.2.3 Mikroaaltojen ja ionisoitavan materiaalin syöttö	26
2.2.4 Ionisuihkun muodostus	26
2.2.5 Afterglow	27
2.3 Kineettiset epästabiilisuudet ECR-plasmassa	30
2.4 Ionisuihkun energiahajonta ja plasmapotentiaalin muutos	34
3 Mittauslaitteisto ja kokeelliset menetelmät	37
3.1 Mittausmenetelmä	37
3.2 Mittausjärjestelmä	38
3.3 JYFL 14 GHz ECR-ionilähde	41
4 Mittauksissa käytetty ohjelmisto	43
4.1 Mittausohjelma SAMPPA	43
4.2 Analyysiohjelma TAPIO	47
5 Mittaukset	49

5.1	Mittausten valmistelu	50
5.1.1	Hall-anturin kalibrointi	50
5.1.2	Varausastejakaumat	51
5.1.3	Ionivirran ja epästabiilisuuspurskeiden välinen korrelaatio . . .	54
5.1.4	Muut valmistelut	57
5.2	Pulssitetun operoinnin mittaukset	57
5.2.1	Happi-mittaukset	58
5.2.2	Helium-mittaukset	58
5.3	Jatkuvan operoinnin mittaukset heliumilla	59
6	Data-analyysi	61
7	Tulokset ja havainnot	71
7.1	Pulssitettu operointi: Plasman luhistumisen aikaiset kineettiset epästabiilisuudet	71
7.2	Jatkuva operointi: Epästabiilin plasman kineettiset epästabiilisuudet	90
8	Johtopäätökset	93
	Lähteet	98

1 Johdanto

Neutraalikaasun lämmittäminen tarpeeksi korkeaan lämpötilaan johtaa plasman muodostumiseen, joka on yksi aineen neljästä olomuodosta. Tällöin kaasun atomeista ja molekyyleistä on muodostunut vapaita vapaita elektroneita ja positiivisesti varautuneita ioneja. Plasman ja sen ominaisuuksien tunteminen on tärkeää, sillä suurin osa maailmankaikkeuden aineesta on olomuodoltaan plasmaa ja sitä esiintyy arjessa lampuissa, salamoissa sekä maan ionosfäärissä. Myös aurinko ja tähdet ovat olomuodoltaan plasmaa [1]. Lisäksi plasmalla on todennäköisesti merkittävä rooli tulevaisuuden energiantuotannossa, mistä Ranskassa rakenteilla oleva fuusiovoiman koelaitos ITER on hyvä esimerkki [2]. Fuusiovoimalaitoksissa toiminta perustuu merkittävästi plasman hallintaan. Plasman ominaisuuksien ja käyttäytymisen perusteellinen ymmärtäminen on siis välttämätöntä tulevan tutkimuksen kannalta.

Plasmafysiikka pyrkii monipuolisesti tutkimaan plasmaa teoreettisesti sekä kokeellisesti. Plasmassa olevien hiukkasten vuorovaikutuksen ja käyttäytymisen mallintaminen on hyvin monimutkaista, minkä vuoksi kokeellisen tutkimuksen merkitys plasmafysiikassa korostuu. Plasmafysiikan kokeellista tutkimusta voidaan tehdä elektronisyklotroniresonanssi-ionilähteiden, eli ECR-ionilähteiden, avulla [3]. ECR-ionilähteitä käytetään korkeasti varattujen ionien tuottamiseen etenkin fysiikan perustutkimuksessa [4], mutta myös teollisuuden [4] ja lääketieteen sovelluksiin [5, 6], kuten syöpähoitoihin.

ECR-ionilähteellä tuotetut ionisuihkut eivät kuitenkaan ole aina stabiileja, eikä niiden käyttäytyminen ole aina kaikin puolin ennakoitavissa [7–9]. ECR-ionilähteen säätöparametreja ovat muun muassa plasman vangintaan käytetyn magneettikentän voimakkuus, ionisoitavan neutraalikaasun paine, plasmaa lämmittävien mikroaaltojen taajuus ja mikroaaltoteho [10]. Näitä säätämällä voidaan vaikuttaa ionilähteen sisälle muodostuvaan plasmaan ja sen avulla ulostulevan ionivirran aikakäyttämiseen, kuten jaksollisuuteen, muutosnopeuksiin sekä sen rakenteeseen. Eri sovellukset vaativat ionisuihkulta erilaisia ominaisuuksia, minkä vuoksi ionilähteen parametrien varioimisen vaikutus plasmaan ja ulostulevaan ionisuihkuun täytyy tietää hyvälaatuisen ionisuihkun tuottamiseksi. Esimerkiksi tuotetun ionisuihkun aikakäytös ja stabiili-

suus ovat sellaisia laatutekijöitä, joiden merkitys korostuu syöpähoidoissa [5]. Jotta ECR-ionilähteellä saadaan tuotettua laadullisesti parempia ionisuihkuja, tulee ymmärtää sen plasmakammioon muodostuvan plasmapotentialin, eli plasmakammion ja plasman potentiaalieron, kytkös tuotettuun ionisuihkuun [11]. Plasmapotentialin ja plasman hiukkasten välinen vuorovaikutus on molemminpuolista, minkä vuoksi plasmapotentialin tutkiminen auttaa ymmärtämään myös paremmin ionisuihkon laatuun vaikuttavia tekijöitä. Tämä edesauttaa ECR-ionilähteen plasmametrien säätämistä siten, että tuotettu ionisuihku on laadukasta kaikkiin käyttötarkoituksiin.

Päätutkimuskysymyksenä tässä työssä on miten kineettiset plasmaepästabiilisuudet vaikuttavat ECR-ionilähteen magneettisesti vangitun plasman plasmapotentialiin. Toisin sanoen miten plasman äkilliset ja nopeat transiitit vaikuttavat plasman ja sitä ympäröivän plasmakammion väliseen potentiaalieroon. Tutkimuksen tavoitteena on selvittää, kuinka paljon plasmapotentiali muuttuu ja kuinka riippuvainen plasmapotentialin muutos on epästabiilisuuden aikana ECR-ionilähteen säätöparametreista. Tutkimuksessa halutaan myös selvittää ionilähteen operointitilan vaikutus epästabiilisuuden aiheuttamaan plasmapotentialin muutoksen suuruuteen. Käytetyllä ECR-ionilähteellä on kaksi operointitilaa [12], joiden molempien aikana voi syntyä epästabiilisuuksia: pulssitettu operointi, jossa plasmaa pulssitetaan kytkemällä mikroaaltosyöttöä päälle ja pois päältä, minkä seurauksena syntyy pulssitettua suihkua sekä jatkuva operointitila, jossa mikroaaltosyöttöä ei katkaista ollenkaan ja saadaan jatkuvaa ionisuihkuja.

Samalla ollaan kiinnostuneita siitä, minkälainen vaikutus ionilähteen säätöparametreilla on pulssitetun operointitilan mittauksissa syntyvien epästabiilisuustapahtumien ja mikroaaltosyötön katkaisuhetken väliseen aikaan, eli esiintymisviiveeseen. Vastaavasti jatkuvassa operoinnissa ollaan kiinnostuneita säätöparametrien vaikutuksesta epästabiilisuustapahtumien välisiin aikoihin. Kineettiset epästabiilisuudet syntyvät, kun plasmassa olevan kuumen ja kylmän elektronipopulaation välinen suhde saavuttaa pisteen, jossa osa plasman korkeaenergisistä elektroneista siirtää energiaa plasman sähkömagneettisille aalloille ja karkaavat plasmasta [7]. Tämän vuorovaikutuksen seurauksena plasmasta poistuu energiaa purskeena sähkömagneettisena säteilynä ja karkaavien elektronien mukana. Elektronien poistuessa plasmasta plasmapotentiali hetkellisesti kasvaa ja aiheuttaa ionivirrassa poikkeavaa käyttäytymistä. Plasmaepästabiilisuuksien syntyhetken, voimakkuuden ja riippuvuuksien tutkiminen ionivirrasta kytkeytyy siis suoraan plasman plasmapotentialin kautta elektronipopulaation ominaisuuksiin.

Tämän tutkielman jatkuvan operoinnin mittauksissa säädettiin ECR-ionilähteen säätöparametreja siten, että plasma siirtyi stabiilista olotilasta epästabiiliin, jolloin ionisuihku muuttui vastaavasti stabiilista ionisuihkusta epästabiilisuustapahtumia sisältäväksi epästabiiliksi ionisuihkuksi. Pulssitetussa operointitilassa plasman pulssituksen seurauksena myös tuotettu ionisuihku pulssittuu. Mikroaaltojen katkaiseminen lopettaa energian siirron plasman elektroneille ja aiheuttaa plasman luhistumisen [12], mikä johtaa ionivirran intensiteetin laskuun. Tämän laskun aikana ionivirrassa on havaittavissa afterglow-ilmiö, jossa vapautuu voimakas ionivirtapulssi, ja erinäisiä epästabiilisuustapahtumia, jotka ovat yhteydessä plasmaan ja sen potentiaalimuuksiin. Mittaamalla molemmilla operoinneilla ionilähteen tuottaman ionisuihkun energiavaihteluita käyttämällä ECR-ionilähteen jälkeistä dipolimagneettia energia-analysointina, voidaan määrittää ECR-ionilähteen plasmapotentialin muutoksia.

Tutkielmassa esitellään aluksi yleistä teoriaa, joka luo pohjan tutkittujen ilmiöiden ja saatujen tuloksien ymmärtämiselle. Tämän jälkeen perehdytään ECR-ionilähteen toimintaan ja käydään lävitse mittausmenetelmä ja -järjestelmä, jotka mahdollistavat kyseisen tutkimuksen. Lisäksi tutustutaan olennaisiin mittausjärjestelmän laitteisiin ja tutustutaan niitä ohjaavaan ohjelmistoon. Seuraavaksi siirrytään mittauksiin ja data-analyysin menetelmiin. Lopuksi tarkastellaan havaintoja ja tehdään yhteenveto tässä työssä suoritetuista mittauksista, saaduista tuloksista ja tutkimuksen tulevaisuuden näkymistä.

2 Teoriaa

Tässä luvussa käydään läpi kineettisiin epästabiilisuuksiin liittyvää plasmafysiikan teoriaa, jotta voidaan ymmärtää niitä ja niiden vaikutuksia plasman plasmapotentiaaliin. Ensimmäiseksi käydään lävitse hieman mitä plasma on, miten se määritellään ja plasmassa tapahtuvia prosesseja, kuten ionisaatio- ja törmäysprosesseja. Plasman rakenteen, kuten sen ioni- ja elektronipopulaatioiden, tunteminen antaa hyvän pohjan käydä läpi ECR-ionilähteen toiminnan teoriaa, ja siihen liittyviä plasmaparametreja. Kun nämä aihealueet ovat käsitelty, voidaan siirtyä kineettisiin epästabiilisuuksiin ja siihen, kuinka ne vaikuttavat ionilähteellä tuotettuun ionivirtaan.

2.1 Plasman peruskäsitteitä

2.1.1 Plasmaehdot

Kun halutaan määritellä, milloin aine on olomuodoltaan muuttunut plasmaksi, käytetään määrittelyssä neljää plasmaehto [1, 13, 14]: (1.) plasmalla on oltava Debyen pituutta huomattavasti suuremmat dimensiot, (2.) Debyen pallon sisällä on oltava huomattava määrä varattuja hiukkasia, (3.) elektronien negatiivisen varauksen määrä on oltava yhtä suuri kuin positiivisten ionien positiivinen varaus (kvasineutraalisuus) ja (4.) plasmataajuuden, eli plasman varattujen hiukkasten kollektiivisen värähtelyn taajuuden, on oltava suurempi kuin neutraalien hiukkasten ja elektronien välinen törmäystaajuus. Näiden ehtojen täytyessä aine on olomuodoltaan plasmaa.

Ennen kuin käsitellään plasmaehtoja, on tärkeää ymmärtää, miten kuvataan eri energioilla ja nopeuksilla liikkuvia plasman hiukkasia. Plasmassa olevien eri hiukkasten nopeuksia, ja täten kineettistä energiaa, voidaan kuvata Maxwell-Boltzmannin todennäköisyysjakauman avulla [1, 15]. Maxwell-Boltzmannin jakauman oleellinen ominaisuus on se, että hiukkasten todennäköisiä nopeuksia ja energioita voidaan määrittää lämpötilan T avulla. Tämän vuoksi lämpötila esiintyy usein plasmaehdoissa ja plasmaa kuvaavissa yhtälöissä.

Ensimmäisen plasmaehdon (1.) mukaan $L \gg \lambda_D$ [1, 14], jossa L on plasman karakteristinen pituus ja λ_D on Debyen pituus. Debyen pituus kuvaa etäisyyttä, jonka

aikana varauksen sähköinen potentiaali vähenee Neperin luvun e käänteisluvun $1/e$ verran. Plasmassa elektronit negatiivisen varauksensa vuoksi kerääntyvät positiivisten ionien ympärille ja varjostavat ionin sähkökenttää. Debyen pituus auttaa siis kuvaamaan plasman kollektiivisen käyttäytymisen ja yksittäisen hiukkasen käyttäytymisen välistä yhteyttä ionien varjostuksen avulla. Debyen pituus määritellään yhtälöllä

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}, \quad (1)$$

jossa ϵ_0 on tyhjiön permittiivisyys, k_B on Boltzmannin vakio, e on alkeisvaraus, T_e on elektronien lämpötila (kuvaava elektronipopulaation energiajakaumaa) ja n_e on elektronien tiheys.

Toinen plasmaehto (2.) määrittää onko aineen hiukkasten keskinäinen vuorovaikutus kollektiivista [1, 15]. Plasman varatut hiukkaset ovat jatkuvassa liikkeessä ja muodostavat sen seurauksena lokaaleja positiivisesti ja negatiivisesti varattuja alueita, joiden välille syntyy sähkökenttiä. Varattujen hiukkasten liikkeen vuoksi sähkökenttien voimakkuudet muuttuvat jatkuvasti, mikä johtaa magneettikenttien syntymiseen. Muodostuneiden sähkö- ja magneettikenttien sekä hiukkasten välisten törmäysten vuoksi, plasman hiukkaset ovat jatkuvassa vuorovaikutuksessa toistensa kanssa. Tämä hiukkasten keskinäinen vuorovaikutus on kollektiivista käyttäytymistä. Kollektiivinen käyttäytyminen toteutuu, kun keskenään vuorovaikuttavien hiukkasten tiheys on tarpeeksi suuri. Tiheys saavutetaan, kun Debyen pituuden mittaisen säteen määräämän pallon, eli Debyen pallon, sisällä on tarpeeksi elektroneja. Debyen pallon sisällä olevien elektronien lukumäärä, eli Debyen luku N_D , saadaan Debyen pallon tilavuuden ja elektronitiheyden tulona. Ehto voidaan siis ilmoittaa muodossa

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n_e \gg 1. \quad (2)$$

Neutraalikaasun ionisaatioprosessissa kaasun atomit ionisoituvat. Tämän seurauksena syntyy sama määrä negatiivista varausta (elektronit) ja positiivista varausta (ionit) muodostaen plasmaa, joka on ulkoapäin tarkasteltuna neutraali, mutta reagoi silti herkästi ulkoisiin sähkö- ja magneettikentän muutoksiin. Tämänlaista ainetta kutsutaan kvasineutraaliksi aineeksi [13]. Plasman kvasineutraalisuus määritellään kolmannella plasmaehdolla (3.) ja se voidaan kirjoittaa muodossa

$$n_e = \sum_{q_i \geq 1} q_i n_i, \quad (3)$$

jossa q_i on ionin varausaste ja n_i on varausasteen ionien tiheys.

Viimeisen, eli neljännen (4.), plasmaehdon mukaan plasmataajuuden ω_p on oltava suurempaa kuin elektronien ja neutraalien hiukkasten välinen törmäystaajuus $\nu_{e,n}$ [1, 13]. Elektroneihin, jotka liikkuvat positiivisten varausten suhteen, kohdistuu palauttava Coulombin voima. Tämä aiheuttaa lopulta elektronien värähtelyliikettä, jonka taajuutta kutsutaan plasmataajuudeksi. Ehto ilmoitetaan yhtälöllä

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} > 2\pi \nu_{e,n}, \quad (4)$$

jossa m_e on elektronin massa. Hiukkasten välisiin törmäyksiin tutustutaan tarkemmin seuraavassa alaluvussa.

2.1.2 Törmäykset plasmassa

Plasmassa tapahtuu jatkuvasti eri hiukkasten välisiä törmäyksiä, joita voidaan kuvata erilaisin yhtälöin [15]. Tässä alaluvussa keskitytään kuvaamaan törmäyksiä varattujen hiukkasten välillä, sillä varattujen hiukkasten välillä tapahtuu huomattavasti enemmän törmäyksiä kuin neutraalien hiukkasten välillä. Törmäyksiä voi tapahtua kahdenlaisia: elastisia ja epäelastisia. Elastiset törmäykset johtavat hiukkasten siroamiseen liikemäärien muutoksilla, kun taas epäelastiset törmäykset johtavat atomien ja ionien elektronikuoren virityksiin, ionisaatioon ja varauksenvaihtoon.

Elektronien välisten törmäysten keskimääräistä taajuutta, eli törmäystaajuutta, voidaan kuvata yhtälöllä [15]

$$\langle \nu_{ee} \rangle = \frac{n_e e^4}{\sqrt{\epsilon_0^4 m_e k_B^3 T_e^3}} \ln \Lambda. \quad (5)$$

Logaritmi $\ln \Lambda$ on Coulombin logaritmi, joka on laboratorioplasmoille tyypillisesti kokoluokkaa 10 [1, 8].

Ionien välisten ioni-ioni-törmäysten kuvaamiseen voidaan käyttää samanlaista formalismia [15]. Keskimääräinen törmäystaajuus ionien välisille törmäyksille saa muodon

$$\langle \nu_{ii} \rangle = \frac{n_i q_i^4 e^4}{12 \sqrt{\pi^3 \epsilon_0^4 m_i k_B^3 T_i^3}} \ln \Lambda, \quad (6)$$

jossa q_i on ionin varausaste ja m_i on ionin massa. Elektroni-ioni-törmäyksille puolestaan pätee vastaavasti [8]

$$\langle \nu_{ei} \rangle = \frac{\sqrt{2} n_i q_i^2 e^4}{12 \sqrt{\pi^3 \epsilon_0^4 m_e k_B^3 T_e^3}} \ln \Lambda. \quad (7)$$

Törmäystaajuuden yhtälöistä on selvästi nähtävissä, että varattujen hiukkasten lämpötila on vahvasti kytköksissä niiden törmäystaajuuksiin. Lämpötilan laskiessa elektroni- ja ionipopulaatioiden törmäystaajuudet kasvavat, eli varatun hiukkaspopulaation lämpötila ja törmäystaajuus ovat keskenään kääntäen riippuvaisia.

2.1.3 Balanssiyhtälö

Eri varausasteiden ioneja ja niiden tasapainotiloja sekä keskinäisiä suhteita voidaan kuvata ionitiheyksille muodostetun differentiaaliyhtälön, eli balanssiyhtälön, avulla [16–19]. Kun tietyn varausasteen ionipopulaatio on tasapainossa, sen varausasteelta poistuvien ionien lukumäärä vastaa varausasteelle tulevien ionien lukumäärää. Muodostamalla yhtälöiden joukko, jossa on kunkin varausasteen ionipopulaation balanssiyhtälö, voidaan kuvata koko plasman ionipopulaatiota. Tyypillinen balanssiyhtälö jollekin ionin i varausasteelle q_i on [16]

$$\begin{aligned} \frac{dn_i^{q_i}}{dt} = & +n_e \langle \sigma v \rangle_{q_i-1 \rightarrow q_i}^{ion} n_i^{q_i-1} - n_e \langle \sigma v \rangle_{q_i \rightarrow q_i+1}^{ion} n_i^{q_i} + n_0 \langle \sigma v \rangle_{q_i+1 \rightarrow q_i}^{cx} n_i^{q_i+1} \\ & - n_{0_i} \langle \sigma v \rangle_{q_i \rightarrow q_i-1}^{cx} n_i^{q_i} - \frac{n_i^{q_i}}{\tau_i^{q_i}}, \end{aligned} \quad (8)$$

jossa $n_i^{q_i}$ on ionitiheys, τ kuvaa hiukkasen vanginta-aikaa plasmassa, n_0 on neutraalien hiukkasten tiheys ja $\langle \sigma v \rangle$ on ionisaation (*ion*) ja varauksenvaihdon (*cx*) ns. reaktionopeus.

Yhtälön (8) positiiviset termit kuvaavat ionien tuottoa kyseiselle varausasteelle, kun taas negatiiviset termit kuvaavat ionihäviöitä varausasteelta [16, 18]. Ensimmäinen termi kuvaa ionien tuottoa elektronitörmäyksissä tapahtuvien ionisaatioreaktioiden

avulla alhaisemmalta varausasteelta ja kolmas termi kuvaa plasman varauksenvaihtoprosesseissa muodostuneita varausasteen q_i ioneita. Varauksenvaihdossa neutraali atomi luovuttaa elektronin positiiviselle ionille tai matalamman varausasteen ioni luovuttaa elektronin korkeamman varausasteen ionille. Vastaavasti toinen termi kuvaa ionisaatioprosesseissa varausasteelta q_i korkeammille varausasteille poistuvia ioneja ja neljäs termi varauksenvaihtoprosesseissa tapahtuvia ionihäviöitä. Viimeinen, eli viides termi, on diffuusiotermin, joka kuvaa plasmasta törmäysten vuoksi kokonaan poistuvia ioneita. Ionisaatiota ja varauksenvaihtoa on kuvattu balanssiyhtälöissä reaktionopeustermeillä $\langle \sigma v \rangle_{q_i \rightarrow q'_i}^{ion/ex}$, jossa σ on ionisaation tai varauksenvaihdon vaikutusala [20, 21], joka kuvaa reaktioiden todennäköisyyttä. Koska ionisaation ja varauksenvaihdon vaikutusala on riippuvainen ionien sekä elektronien nopeudesta [18], niiden energia vaikuttaa suoraan näiden reaktioiden voimakkuuksiin. Ionien ja elektronien energian avulla voidaan siis vaikuttaa balanssiyhtälön termeihin ja plasman tasapainotilan syntyyn.

Korkeasti varattujen ionien tuottamiseksi on minimoitava balanssiyhtälön (yhtälö (8)) termit, jotka vähentävät korkeasti varattujen ionien määrää ja maksimoitava termit, jotka niitä tuottavat [17, 18]. Varauksenvaihtoa, joka laskee korkeasti varattujen ionien varausastetta, voidaan minimoida vähentämällä neutraalien hiukkasten lukumäärää. Plasman syntyminen kuitenkin edellyttää neutraaleja hiukkasia, joten neutraalien hiukkasten tiheys täytyy optimoida siten, että se ei rajoita plasman syntyä tai ionien tuottoa. Neutraalien hiukkasten tiheyden optimoiminen onnistuu parhaiten muodostamalla plasmakammioon tarvittavat tyhjiöolosuhteet. Korkeasti varattujen ionien lukumäärää voidaan myös lisätä vähentämällä balanssiyhtälön viimeisen termin suuruutta kasvattamalla vanginta-aikaa $\tau_i^{q_i}$. Plasman varattujen hiukkasten häviöitä voidaan vähentää käyttämällä magneettista vangintaa, joka pidentää hiukkasten vanginta-aikaa plasmassa. Plasmaionilähteiden tapauksessa plasma on vangittu tarkasti suunnitellun magneettikenttärakenteen avulla [19, 22]. On syytä myös huomioida, että plasmaionilähteillä ionisuihkun ekstraktioprosessi on yhteydessä ionien poistamiseen plasmasta [18], mikä on vaikeampaa, jos balanssiyhtälön diffuusiotermin on liian pieni.

2.1.4 Plasmapotentiaali

Plasmapotentiaali on plasman ja sitä ympäröivän plasmakammion välinen potentiaaliero [1, 21]. Plasmapotentiaali vaikuttaa plasman elektronien ja ionien käyttäytymiseen, ja siten esimerkiksi ECR-ionilähteellä tuotettuun ionisuihkuun ja sen epästabiilisuuksiin.

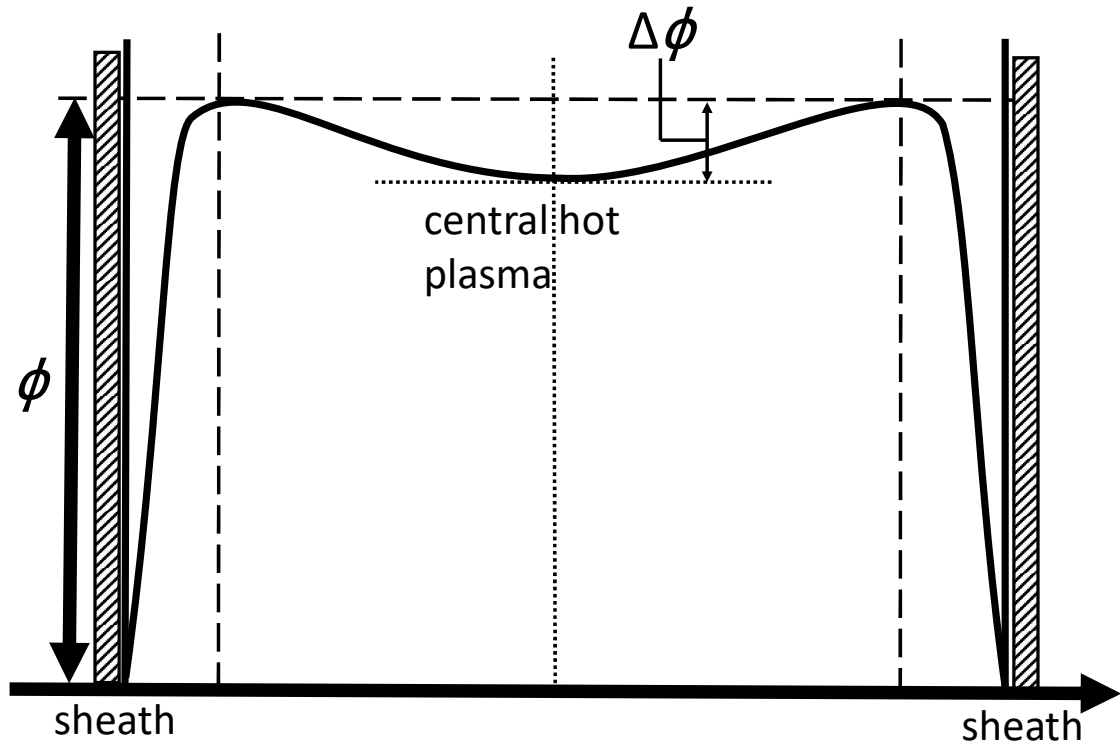
Tarkastellaan plasmaa aluksi ilman ulkoista magneettikenttää. Plasmassa paremman mobiliteetin, eli liikkuvuuden, vuoksi elektronit poistuvat plasmasta nopeammin kuin ionit [1, 21]. Plasmakammion johtavat seinät kuljettavat negatiiviset varaukset pois säilyttäen kuitenkin oman potentiaalinsa, minkä vuoksi plasmasta tulee yhä voimakkaammin positiivisesti varautunut. Plasman positiivisen varauksen kasvaessa Coulombin voimat vaikeuttavat entistä enemmän plasmaan jäävien elektronien poistumista plasmasta ja lisäävät positiivisten ionien häviötä plasmasta. Plasma päätyy lopuksi tasapainotilaan, jossa karkaavien ionien ja elektronien kuljettama varaus on yhtä suuri. Samalla kun plasma päätyy tasapainoon, plasmakammion ja plasman välille muodostuu rajapinta, jossa potentiaali putoaa plasmapotentiaalista plasmakammion potentiaaliin (*plasma sheath*).

Kun plasma asetetaan ulkoiseen magneettikenttään ja elektroneille siirretään energiaa, elektronien käyttäytyminen alkaa vaikuttamaan plasmapotentiaalin muotoon ja siten ionien käyttäytymiseen [23, 24]. Aiemmin luvussa 2.1.2 on mainittu, että kylmien elektronien törmäystaajuus on suurempi kuin kuumien elektronien. Elektronien vangintaominaisuudet ja käyttäytyminen ovat kytköksissä edellä mainittuun törmäystaajuuteen ja taajuuteen, jolla ne kiertävät ulkoisen magneettikentän magneettikenttäviivoja, eli gyrotaajuuteen [10, 13]. Gyrotaajuus määritellään elektronille yhtälöllä [25]

$$\omega_g = \frac{eB}{\gamma m_e}, \quad (9)$$

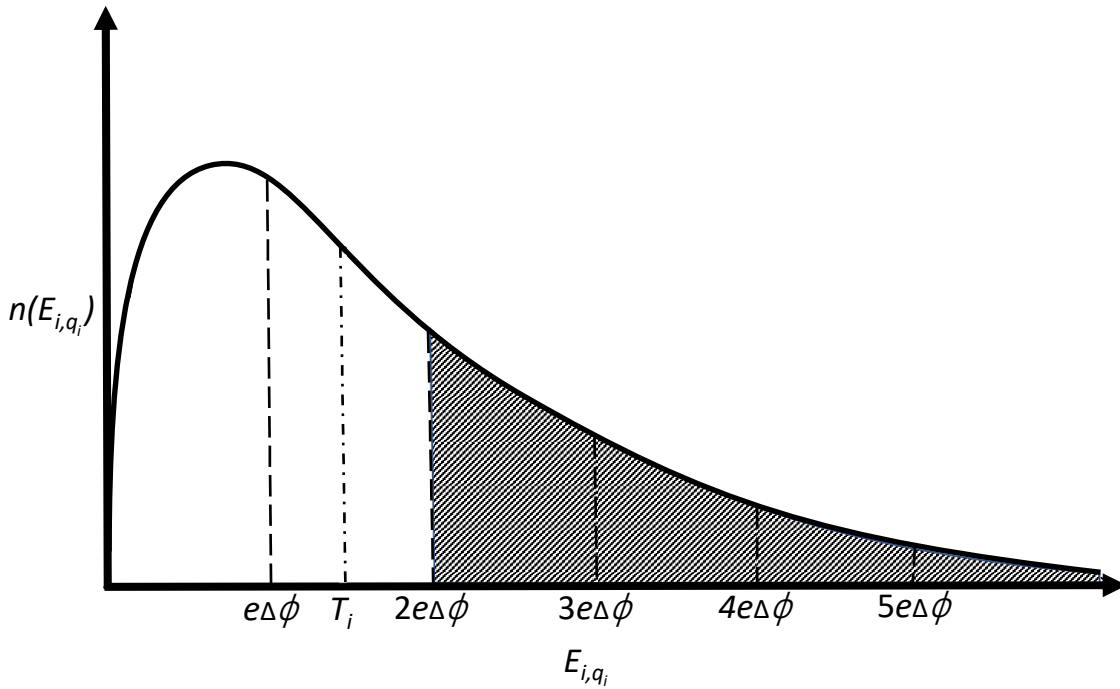
jossa B on magneettikentän suuruus, e on alkeisvaraus ja suurten energioiden vuoksi γm_e on elektronin relativistinen massa. Relativistisen massan takia gyrotaajuus on energiariippuvainen ja mahdollistaa elektronien törmäys- ja gyrotaajuuden välisen suhteen tarkastelun energian funktiona. Korkealla kineettisellä energialla gyro- ja törmäystaajuudet ovat pieniä. Kuitenkin energian laskiessa huomataan, että törmäystaajuus kasvaa nopeammin kuin gyrotaajuus. Voidaan siis saavuttaa energia, jossa elektronin törmäystaajuus on suurempi kuin gyrotaajuus ja elektroni törmää

keskimäärin jokaisen kierroksen aikana ainakin kerran toisen hiukkasen kanssa [3, 8]. Tämä kasvattaa elektronin todennäköisyyttä siirtyä magneettikenttäviivalta toiselle. Mitä enemmän törmäyksiä tapahtuu, sitä todennäköisemmin elektroni törmää itseään matalaenergiseen elektroniin ja menettää energiaansa. Törmäykset elektronien kanssa, joilla on matalampi energia, kasvattaa energian laskun myötä törmäystaajuutta ja täten todennäköisyyttä törmätä toisen matalaenergisen elektronin kanssa. Ajan kuluessa kylmät elektronit siirtyvät näiden törmäysten seurauksena todennäköisemmin magneettikenttäviivalta toiselle ja diffundoituvat, kun taas kuumat elektronit seuraavat magneettikenttäviivoja tiukemmin ja ovat siten tehokkaammin magneettisesti vangittuja. Tämän seurauksena kuumat elektronit muodostavat plasman keskelle suuremman negatiivisen varauksen tiheyden kuin muualle plasmaan [23]. Tämä keskittynyt negatiivinen varaus plasmassa muodostaa plasmapotentiaalikeskelle potentiaali-kuopan, joka on esitelty kuvassa 1.



Kuva 1. Plasmapotentiaaliprofilin poikkileikkauksen muoto ECR-ionilähteessä. Plasmapotentiaaliprofilin suuruus on ϕ ja plasman potentiaali-kuopan syvyys, eli potentiaalivallin suuruus, on $\Delta\phi$. Kuvaa muokattu lähteestä [10].

Kuumien elektronien vanginnan aiheuttama muutos plasmapotentiaalin muotoon vaikuttaa myös ionien vangintaan [8, 17, 25]. Plasman keskelle muodostuva potentiaalikuoppa luo plasman keskellä olevien ionien ympärille potentiaalivallin $\Delta\phi$, joka vaikeuttaa niiden poistumista plasmasta. Ionin varausaste q_i ja potentiaalivalli $\Delta\phi$ määrittävät plasmasta todennäköiseen karkaamiseen tarvittavan kineettisen energian määrän. Voidaan muodostaa relaatio $E_{i,q_i} > q_i\Delta\phi$ [17], jonka mukaan varausasteen q_i ionin energian E_{i,q_i} on ylitettävä potentiaalivallin määräämä energia $q_i\Delta\phi$ kyseiselle varausasteelle q_i , jotta ioni pääsee karkaamaan potentiaalikuopasta. Korkeasti varatut ionit tarvitsevat siis enemmän kineettistä energiaa karatakseen verrattuna matalamman varausasteen ioneihin. Toisin sanoen korkeasti varatut ionit ovat paremmin vangittuja kuin matalampien varausasteiden ionit. Maxwell-Boltzmannin energiajakauma lämpötilassa T_i oleville ioneille on nähtävissä kuvassa 2. Kuvaan on merkitty ionien todennäköiseen karkaamiseen vaadittu energia $q_i\Delta\phi$ eri varausasteille $q_i = 1 \dots 5$ ja varjostettu varausasteen $q_i = 2$ ionit, jotka todennäköisesti karkaavat.



Kuva 2. Maxwell-Boltzmannin energiajakauma lämpötilassa T_i oleville ioneille. Kuvaajassa $\Delta\phi$ on potentiaalivallin suuruus, e on alkeisvaraus, E_{i,q_i} on varausasteen q_i ionin energia ja $n(E_{i,q_i})$ on ionien tiheys. Kuvaan on merkitty varausasteen $q_i = 1 \dots 5$ ioneille energian alaraja $q_i\Delta\phi$, jonka ylittävät ionit pääsevät karkaamaan plasmasta. Jakauman varjostettu alue kuvaa esimerkinomaisesti todennäköisesti karkaavia varausasteen $q_i = 2$ ioneja. Kuvaa on muokattu lähteestä [17].

Kineettisten epästabiilisuuksien aikana potentiaalikuopan muodostavien elektronien poistuessa purskeena plasmasta positiivinen plasmapotentiaali kasvaa hetkellisesti hyvin suureksi [8, 26]. Tämän vuoksi korkeasti varatut ionit karkaavat myös plasmasta. Edellä kuvattu elektroni- ja ionipopulaatioiden käyttäytyminen ja vangintaominaisuudet vaikuttaa siis oleellisesti potentiaalikuopan välityksellä työssä tutkittaviin kineettisiin epästabiilisuuksiin.

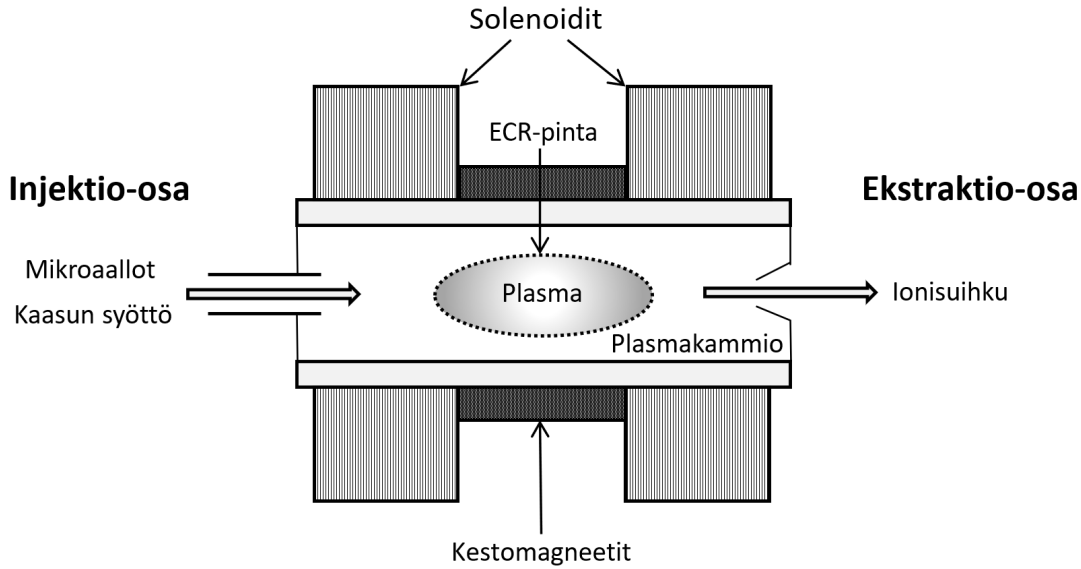
2.2 ECR-ionilähde

ECR-ionilähde, eli elektronisyklotroniresonanssi-ionilähde, on plasmaionilähde, jonka tarkoitus on tuottaa korkeasti varattuja ioneja elektronitörmäysten aiheuttaman ionisaation avulla [19]. Korkeasti varatut ionit voidaan tuottaa ECR-ionilähteellä useista eri kiinteistä ja kaasumaisista alkuaineista. ECR-ionilähteen säätöparametreilla voidaan vaikuttaa ionilähteen sisällä olevan plasman ominaisuuksiin ja siten muodostettuun ionisuihkuun [23, 27, 28]. Pääasiallisiin säätöparametreihin kuuluvat mikroaaltoteho, magneettikentän voimakkuus sekä plasmakammioon johdetun neutraalikaasun paine.

ECR-ionilähteen toimintaperiaate perustuu elektronisyklotroniresonanssi-ilmiöön [19, 21], jossa elektronien lämmityksen mahdollistaa elektronien gyrotaajuuden ja plasmakammioon saapuvan mikroaaltotaajuuden välinen resonanssi. Tätä kutsutaan ECR-lämmitykseksi. ECR-lämmitys siirtää energiaa mikroaalloilta elektroneille ja luo korkeaenergisiä elektroneja, joiden energia ylittää atomien ja molekyylien ionisatiopotentiaalin. Nämä korkeaenergiset elektronit ionisoivat atomeita ja molekyyliä törmätessään niihin, mikä johtaa plasman muodostumiseen. Varattuja hiukkasia hallitaan ionilähteen magneettikentän avulla, joka mahdollistaa pitkäaikaisen vanginnan avulla suuremman määrän peräkkäisiä ionisoivia törmäyksiä. Tämä puolestaan johtaa haluttuihin korkeasti varattuihin ioneihin [3, 10], jotka voidaan ionilähteen ekstraktio-osan avulla johtaa ionilinjaa pitkin eri tutkimus- ja käyttötarpeisiin.

ECR-ionilähde koostuu mikroaaltolaitteistosta, plasmakammioista, magneettirakenteesta sekä injektio- ja ekstraktio-osista [3, 19]. Magneettirakenteen tehtävänä on muodostaa magneettinen pullo, jolla mahdollistetaan ECR-lämmitys ja ehkäistään ylimääräisiä plasmahäviöitä. ECR-lämmityksen toinen mahdollistava osa on mikroaaltolaitteisto, joka tuottaa plasman ylläpitämisen kannalta oleelliset mikroaallot. Näistä ECR-ionilähteiden osista puhutaan tarkemmin seuraavissa alaluvuissa. Injektio-osa vastaa ionisoitavan materiaalin ja mikroaaltojen syöttämisestä plasma-

kammioon ja syntyneestä plasmasta ionisuihku muodostetaan ionilähteen ekstraktio-osan korkeajännite-elektrodeilla. ECR-ionilähteen osat on esitelty kuvassa 3.



Kuva 3. ECR-ionilähteen periaatekuva sivusta.

2.2.1 Magneettikenttärakenne

Magneettirakenne ECR-ionilähteissä koostuu kahdesta osasta [22, 23]: plasmakammion ympärillä olevista solenoideista, jotka muodostavat aksiaalisen suunnan magneettikentän, ja heksapolista, jolla muodostetaan radiaalinen magneettikenttä. Magneettikenttärakennetta voi säätää muuttamalla solenoideihin johdetun virran suuruutta [19], mutta yleensä heksapolikenttä ei ole säädettävissä, koska se on muodostettu kestmagneeteilla. Aksiaalisen ja radiaalisen magneettikentän superpositiosta saadaan muodostettua magneettikenttärakenne, jossa kentän voimakkuus kasvaa plasmakammion keskeltä ulospäin muodostaen magneettisen peilin kaikkiin suuntiin [23]. Myöhemmin luvussa 3.3 on esitetty todellisen ECR-ionilähteen magneettikenttäprofiilit. Plasmakammion keskeltä ulospäin pyrkivät varatut hiukkaset kokevat kasvavan magneettikentän ja voiman, joka pyrkii heijastamaan ne takaisin [23]. Heijastuminen riippuu hiukkasen nopeusvektorista suhteessa ulkoiseen magneettikenttään. Tämäntyyppistä magneettikenttärakennetta kutsutaan minimi-B-rakenteeksi.

Tarkastellaan varatun hiukkasen käyttäytymistä magneettisessa pullossa. Lorentzin voima kuvaa magneetti- ja sähkökentässä kulkevaan varattuun hiukkaseen kohdistuvaa voimaa [1, 10]. Lorentzin voima määritellään yhtälöllä

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (10)$$

jossa q on hiukkasen varaus, \vec{B} on magneettikentän vuon tiheys, \vec{E} on sähkökenttä ja \vec{v} on hiukkasen nopeus. Tarkastellaan nyt tilannetta, jossa $\vec{E} = 0$. Lorentzin voiman ja keskipakovoiman $F = \frac{mv^2}{r}$ avulla voidaan johtaa varatulle hiukkaselle Larmor-säde tai toiselta nimeltään gyrosäde [10]. Gyrosäde on varatun hiukkasen kiertoliikkeen säde r_g ja se voidaan kirjoittaa muodossa

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{\omega_g} = \frac{v_{\perp} m}{|q| B}, \quad (11)$$

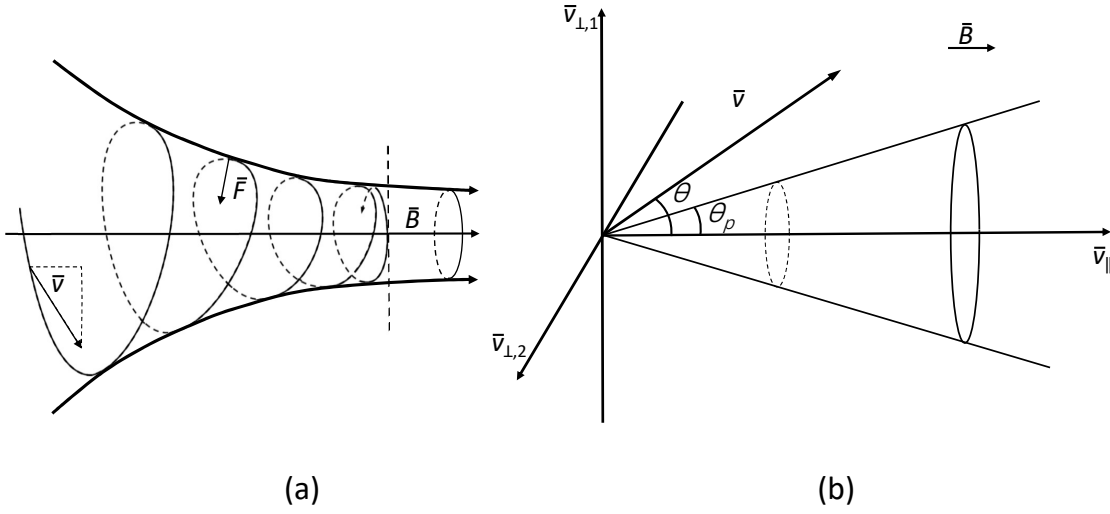
jossa v_{\perp} on hiukkasen magneettikenttää kohtisuorassa oleva nopeuskomponentti, ω_g on gyrotaajuus ja m on hiukkasen massa. Ilman sähkökenttää hiukkanen päätyy kiertämään korkkiruuvirataa magneettikenttäviivojen ympärillä siten, että kiertoliikkeen keskipiste seuraa magneettikenttäviivaa.

Pyörimisliikkeessä oleva varattu hiukkanen synnyttää magneettisen momentin μ [21], joka vuorovaikuttaa ulkoisen magneettikentän B kanssa. Magneettinen momentti voidaan määrittää tämän vuoksi magneettikentän B ja hiukkasen liike-energian $W = \frac{1}{2}mv^2$ avulla kaavalla

$$\mu = \frac{\frac{1}{2}mv_{\perp}^2}{B} = \frac{W_{\perp}}{B}, \quad (12)$$

jossa W_{\perp} on hiukkasen kohtisuora liike-energia magneettikentän B suhteen. Magneettinen momentti μ on vakio. Tämän seuraksena kun hiukkanen liikkuu kohti voimakkaampaa magneettikenttää ja B kasvaa, kohtisuoran liike-energian W_{\perp} on myös kasvettava. Samanaikaisesti koska hiukkasen kokonaisenergian on säilyttävä, kentänsuuntaisen energiakomponentin W_{\parallel} täytyy pienentyä. Käytännössä tämä tarkoittaa, että hiukkasen edetessä kohti voimakkaampaa magneettikenttää v_{\perp} kasvaa ja v_{\parallel} pienenee siten, että hiukkanen peilautuu takaisin kohti magneettikentän minimiä. Peilautumispiste on siis kohta magneettikentässä, jossa W_{\parallel} menee nolnaan ($W_{\perp} = W$) ja se määräytyy hiukkasen nopeuskomponenttien alkuperäisestä suhteesta.

Hiukkasen peilautuminen magneettisessa peilissä on nähtävissä kuvassa 4a.



Kuva 4. (a) Hiukkasen heijastuminen magneettisen pullon peilipisteestä. (b) Magneettikentän suuntainen ja sitä kohtisuoraan olevat nopeusvektorin komponentit varauksen liikuessa magneettikentässä. Hiukkaseen vaikuttava voima on \vec{F} , hiukkaseen vaikuttava magneettikenttä on \vec{B} , hiukkasen nopeusvektori on \vec{v} , nopeusvektorin magneettikenttää kohtisuoraan oleva komponentti on v_{\perp} , nopeusvektorin magneettikentän suuntainen komponentti on v_{\parallel} , kulma θ on \vec{v} :n ja v_{\parallel} :n välinen kulma ja θ_p on magneettikentän määräämän pakokartion kulma.

Magneettinen peili määrittää järjestelmälle sitä kuvaavan nopeusavaruuden pakokulman θ_p [23, 29], minkä vuoksi kaikki hiukkaset eivät peilaudu takaisin kohti magneettikentän minimiä. Nopeusavaruus muodostetaan siten, että hiukkasen nopeusvektori jaetaan magneettikentän suuntaiseen ja sitä kohtisuoraan oleviin komponentteihin. Merkitään θ :lla hiukkasen nopeusvektorin ja magneettikentän suuntaisen komponentin välistä kulmaa. Kaikki hiukkaset joiden $\theta \geq \theta_p$ ovat vangittuina järjestelmään ja hiukkaset joiden $\theta < \theta_p$ pakenevat siitä. Tätä θ_p :n määräämää aluetta kutsutaan pakokartioksi ja sen raja noudattaa yhtälöä

$$\sin \theta_p = \sqrt{\frac{B_{min}}{B_{max}}}, \quad (13)$$

jossa B_{min} on magneettisen peilin minimikenttä ja B_{max} on maksimikenttä. Kuvassa 4b on esitelty nopeusavaruudessa pakokulma θ_p ja yksittäisen hiukkasen θ .

2.2.2 ECR-prosessi

Elektronisyklotroniresonanssi on ilmiö, joka mahdollistaa ECR-ionilähteiden toiminnan [3, 10]. Oletetaan, että magneettikenttä on staattinen. Elektroni liikkuu magneettikentässä Lorentzin voiman vuoksi ympyrän muotoista liikerataa pitkin [1, 15]. Asettamalla pyörimisliike päällekkäin aksiaaliliikkeen kanssa elektroni alkaa liikkua korkkiruuvirataa pitkin. Ohjaamalla korkeataajuisia mikroaaltosäteilyä plasmakammioon voidaan tehokkaasti siirtää energiaa sähkömagneettiselta kentältä magneettikentässä pyörimisliikkeessä olevalle elektronille. Energian siirto on mahdollista, kun elektronien gyrotaajuus ja mikroaaltosäteilyn taajuus ovat samoja, jolloin elektronit ovat elektronisyklotroniresonanssissa [3, 10, 19]. Tätä mikroaaltosäteilyn ja gyrotaajuuden yhdistävää resonanssiehtoa voidaan kuvata yhtälöllä

$$\omega_{rf} = \omega_g = \frac{eB_{ECR}}{m_e}, \quad (14)$$

jossa ω_{rf} on mikroaaltojen kulmataajuus, ω_g on elektronin gyrotaajuus, e on alkeisvaraus, B_{ECR} on magneettikentän voimakkuus, jolla resonanssiehto toteutuu ja m_e on elektronin massa. Aluetta, jossa yllä kuvattu resonanssiehto toteutuu ja elektronien lämmitys tapahtuu, kutsutaan resonanssipinnaksi [23], eli ECR-pinnaksi, ja se on merkittynä kuvaan 3. Plasmakammion sisällä oleva magneettikenttärakenne on suunniteltu siten, että ECR-pinta on suljettu [3, 10].

Elektronien siirtyessä ECR-pinnalle ne saavat resonanssin myötä lisää kineettistä energiaa, mikä kasvattaa elektronin magneettikenttään nähden kohtisuorassa olevaa nopeusvektorin komponenttia [21]. Koska elektronin magneettikenttään nähden kohtisuorassa olevan nopeuskomponentin suuruus kasvaa, elektronin nopeusvektorin ja magneettikentän välinen kulma θ kasvaa vähentäen hiukkasen todennäköisyyttä joutua pakokartioon. Pakokartio on esitetty kuvassa 4b. Elektronien lämmityksen aiheuttaman θ :n kasvun myötä plasmassa olevat kuumat elektronit ovat myös ECR-lämmityksen vuoksi paremmin vangittuja kuin kylmät elektronit [21, 25].

ECR-lämmityksen ansiosta elektronit saavuttavat riittävän korkeita energioita mahdollistaen korkeasti varattujen ionien tuottamisen [25]. ECR-lämmitys yhdessä ionisoivien törmäysprosessien kanssa antavat edellytykset luvussa 2.1.1 käsiteltävien plasmaehtoien täyttymiselle muodostaen lopulta plasmaa.

2.2.3 Mikroaallojen ja ionisoitavan materiaalin syöttö

Mikroaallot sekä ionisoitava materiaali syötetään plasmakammioon ECR-ionilähteen injektio-osan avulla [27]. Mikroaallot tuottavaan mikroaaltolaitteistoon kuuluu mikroaaltolähetin, -vahvistin sekä aaltoputket, joilla vahvistettu mikroaalto syötetään ionilähteen injektio-osan avulla plasmakammioon. Mikroaallot ovat yleensä taajuusalueeltaan muutamista GHz:stä kymmeneen GHz:hin ionilähteestä riippuen [3, 27].

Ionisuihkuja voidaan teoriassa tehdä mistä alkuaineesta tahansa. Tähän liittyy kuitenkin käytännön rajoitteita, koska aine usein halutaan syöttää ionilähteen plasmakammioon kaasumaisena [23, 27]. Kiinteistä aineista saadaan kaasumaisia yleensä uunissa [30], jossa aine kuumennuksen myötä höyrystyy. Tämän jälkeen höyrystynyt aine voidaan ohjata kammioon. Ongelmaksi muodostuvat sellaiset kiinteät aineet, joiden höyrystäminen uunissa osoittautuu hankalaksi esimerkiksi aineen liian korkean höyrystymislämpötilan vuoksi. Tällöin voidaan hyödyntää sputterointia [31, 32], jossa halutusta kiinteästä aineesta tehty pala tuodaan plasmakammion reunalle ja asetetaan negatiiviseen korkeajännitteeseen, jolloin se vetää puoleensa plasman ioneja. Törmätessään näytteeseen plasman ionit irrottavat, eli sputteroivat, siitä atomeja plasmaan, jossa ne pääsevät ionisoitumaan. Jyväskylässä on myös kehitetty MIVOC-menetelmä (*Metal Ions from Volatile Compounds*) [33], jossa halutusta metallisesta alkuaineesta muodostetaan orgaanisia yhdisteitä, jotka höyrystyvät spontaanisti, kun ne ovat riittävän matalassa ulkoisessa paineessa. MIVOC-menetelmä helpottaa sellaisten alkuaineiden olomuodon muuttamista kaasumaiseksi [34], joille se on muilla tavoilla vaikeaa. Toisaalta MIVOC-menetelmällä plasmaan voi muodostua orgaanisen yhdisteen hiilestä epäpuhtauksia [34], jotka kertyvät plasmakammion seinämille ja heikentävät ionilähteen suorituskykyä [35].

2.2.4 Ionisuihkun muodostus

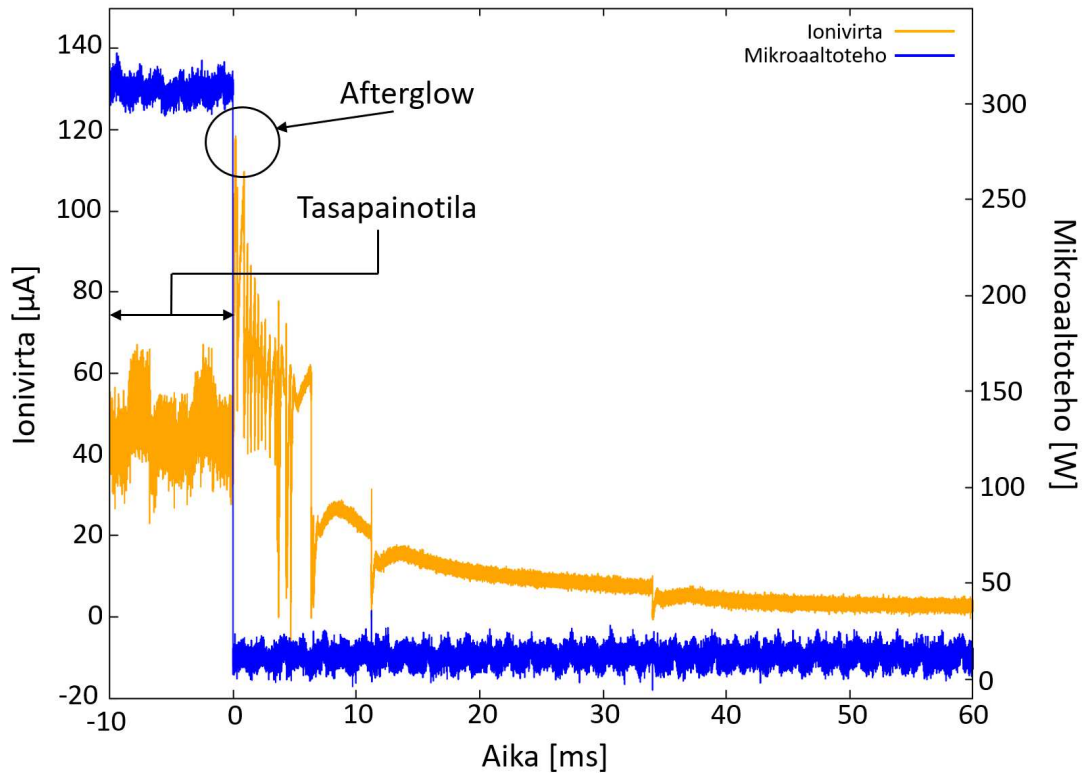
ECR-ionilähteen magneettirakenteen muodostama magneettinen pullo ei ole täydellinen, vaan ioneita pääsee karkaamaan sen sisältämistä pakokartioista [3, 23]. Todennäköisimmät vuotokohdat ioneille sijaitsevat heksapolinapojen kohdilla radiaalisilla seinämillä sekä akselilla ionilähteen molemmilla puolilla injektio- ja ekstraktio-osan luona. Aksiaalisista peileistä injektiopuolella on voimakkaampi magneettinen peili kuin ekstraktiopuolella. Magneettiset peilit on tarkoituksella muotoiltu erivahvuisiksi, jotta ekstraktiopuolen vuotokohtia voidaan paremmin hyödyntää ionisuihkun muo-

dostamisessa. Ionisuihku muodostetaan siten, että ekstraktiopuolella karkaavat ionit kiihdytetään korkeaajännitelektrodeilla ja ohjataan ekstraktio-osan avulla ionilinjaan.

2.2.5 Afterglow

Afterglow on ilmiö, jonka aikana ECR-ionilähteellä tuotetussa korkean varausasteen ionisuihkussa havaitaan lyhyt ja intensiivinen ionivirtapulssi [8, 24, 36]. Afterglow:n ionivirtapulssi syntyy, kun plasman lämmitystä ja tasapainoa ylläpitävä mikroaaltosyöttö katkaistaan. Mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen plasmassa olevien elektronien lämmitys pysähtyy ja uusien kuumien elektronien tuottaminen loppuu. Elektronipopulaatioiden diffundoituminen plasmasta kuitenkin jatkuu törmäysprosessien myötä, jotka myös samanaikaisesti laskevat plasmassa olevien elektronien kineettistä energiaa. Elektronien kineettisen energian lasku, eli jäähtyminen, törmäyksissä johtaa törmäystaajuuksien kasvuun aiheuttaen jäähtymisen kanssa toisiaan voimistavan kierteen. Tämä entisestään heikentää elektronien vangintaominaisuuksia (luku 2.1.4). Plasmapotentiaalin potentiaalikuopan muodostavan kuumien elektronipopulaation vangintaominaisuuksien heikentyessä elektronit alkavat hajaantumaan plasman keskeltä [7, 17]. Tämä nostaa potentiaalikuopan pohjaa, eli laskee potentiaalivallin suuruutta, vähentäen vangituilta ioneilta karkaamiseen vaadittavan kineettisen energian määrää.

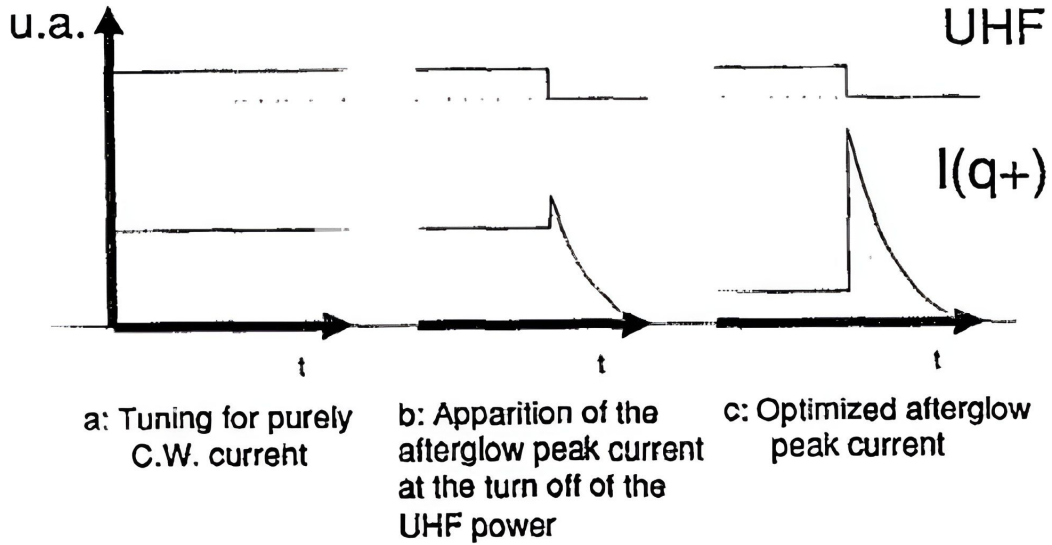
Kun potentiaalikuoppa lopulta häviää, vangitun ionipopulaation ionit pääsevät karkaamaan ja ionilähteestä poistuvan ionisuihkon ionivirrassa havaitaan nopea intensiivinen pulssi. Aiemmissä tutkimuksissa on havaittu, että afterglow:n aikaisen ionivirran suuruudella on varausasteriippuvuus [17, 24], koska plasman potentiaalikuopan aiheuttama sähköstaattinen vanginta skaalautuu ionin varausasteen mukaan. Mitä korkeamman varausasteen ionisuihku, sitä suurempi ionivirran suhteellinen kasvu afterglow:n aikana verrattuna ionivirtaan ennen mikroaaltosyötön katkaisua. Tämän seurauksena afterglow:n aikana korkean varausasteen ionisuihkon tuottama ionivirta voi olla moninkertainen verrattuna jatkuvassa operoinnissa tuotettuun ionivirtaan [24, 37–39]. Lisäksi potentiaalikuopan muodostavan kuumien elektronien määrä vaikuttaa siihen, kuinka nopeasti mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen potentiaalikuoppa häviää ja vapauttaa ionit vanginnasta. Kuumien elektronien hajaantumiseen kuluva aika asettaa siis aikaskaalan ionien pakenemiselle [17]. Tyypillinen afterglow on esiteltyä kuvassa 5.



Kuva 5. Esimerkki afterglow:sta $^{16}\text{O}^{6+}$ -suihkulle.

Kytkemällä mikroaaltosyöttö päälle voidaan uudestaan aloittaa ECR-lämmitys ja muodostaa plasma [8]. Plasman muodostuessa siitä ekstraktoidun ionisuihkun tuottama ionivirta kasvaa, kunnes se saavuttaa tasapainotilan (*steady-state*) [40]. Kun plasma on tasapainossa, ECR-lämmitys voidaan katkaista ja aloittaa uusi afterglow. Uuden plasman muodostaminen ja afterglow:n käynnistäminen on prosessi, joka voidaan toistaa pulssittamalla nopeasti ECR-ionilähteeseen syötettyä mikroaaltoa. Tämänkaltaista jaksollista ionilähteen operointia kutsutaan pulssitetuksi operoinniksi [24, 38]. Pulssitetulla operoinnilla voidaan tuottaa pulssitettua lyhytkestoista ionisuihkua, jolla on afterglow:n aikana korkeampi intensiteetti kuin jatkuvalla operoinnilla tuotetulla ionisuihkulla [36, 38]. Syntyvä afterglow kestää tyypillisesti 1–10 ms riippuen vangittujen elektronien määrästä ja niiden energiasta [7, 17]. Lisäksi pulssituksessa mikroaaltopulssin tulee olla riittävän pitkäkestoinen, jotta plasma ehtii sen aikana tuottamaan potentiaalikuoppaan korkean varausasteen ionipopulaation ja saavuttamaan tasapainotilan. Pulssitettu operointi soveltuu ominaisuuksiensa vuoksi loistavasti ionisuihkujen tuottamiseen esimerkiksi synkrotroneille [4, 17], mutta pulssitettua operointia ei kuitenkaan voida hyödyntää tehokkaasti jatkuvaa ionisuihkua vaativien kiihdyttimien kanssa.

Varioimalla ECR-ionilähteen säätöparametreja voidaan optimoida afterglow:n aikana ekstraktoidun maksimi-ionivirran, eli afterglow-virran, voimakkuutta [24, 38, 41]. Tämän myötä mikroaaltopulssin aikaisen virran, eli tasapainovirran, ja afterglow-virran välillä on havaittu käänteinen riippuvuus [24]. Minimoimalla tasapainovirran parantamalla ionien vangintaa, afterglow-virta maksimoituu entistä suuremman ionipopulaation karatessa. Ionilähteen säätöparametrien varioimisen vaikutusta afterglow-virtaan on esitetty skemaattisesti kuvassa 6.



Kuva 6. Kuviossa pystyakseli on ekstraktoitu ionivirta I varausasteelle $q+$. Lisäksi y-akselilla on myös mikroaaltosignaalin voimakkuus (UHF). Kuvaajissa (a) ja (b) näkyvät jatkuvan operoinnin ja pulssitetun operoinnin tuottamat virrat jatkuvalla operoinnilla optimoiduilla säätöparametreilla. Kuvaajassa (c) näkyvät ekstraktoidut ionivirrat, kun ionilähteen säätöparametrit optimoidaan pulssitetulle operoinnille (maksimoitu afterglow-virta). Tämä pätee tyypillisesti korkean varausasteen ioneille. [24]

Afterglow-virran ja tasapainovirran välinen suhde voidaan esittää teoreettisesti yhtälöllä [24, 41]

$$\frac{I_{AG}}{I_{SS}} \propto \exp\left(\frac{q_i |\Delta\phi|}{k_B T_i}\right), \quad (15)$$

jossa q_i on ionin varausaste, I_{AG} on afterglow:n aikana saavutettu maksimi-ionivirta (afterglow-virta), I_{SS} on tasapainovirta, $\Delta\phi$ on plasman potentiaalikuopan suuruus ja T_i on ionien lämpötila. Yleensä magneettisen vanginnan heikentyessä ionivirtasuhde

$\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ laskee ja vastaavasti magneettisen vanginnan voimistuessa ionivirtasuhde kasvaa. Kun ionien lämpötila kasvaa, niiden kineettinen energia kasvaa, mikä helpottaa niiden pakenemista plasman potentiaaliukuopasta, kuten edellä on esitetty (luku 2.1.4). Tämä selittää ionivirtojen suhteen (yhtälö 15) pienenemisen ionien lämpötilan kasvaessa.

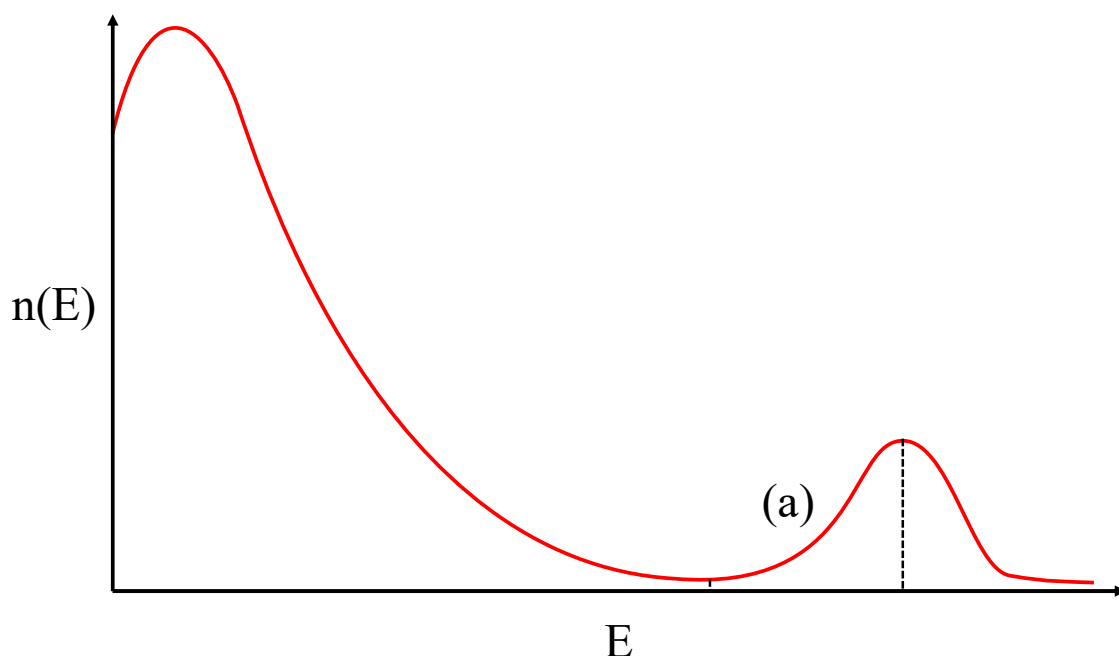
Afterglow:n syntyprosessit ja ominaisuudet, kuten afterglow-virran intensiteetti, ovat vahvasti kytköksissä elektroni- ja ionipopulaation vangintaan ja plasmapotentiaaliin. Tämän vuoksi se kytkeytyy myös plasman luhistumisen aikaisten kineettisten epästabii-lisuuksien muodostumiseen. Afterglow:n tutkiminen samanaikaisesti kineettisten epästabii-lisuuksien kanssa voi siis antaa lisäinformaatiota plasman luhistumisen aikaisesta elektroni- ja ionipopulaation aikaevoluutiosta, käyttäytymisestä ja sen vaikutuksesta kineettisiin epästabii-lisuuksiin.

2.3 Kineettiset epästabii-lisuudet ECR-plasmassa

ECR-ionilähteellä haluttujen korkean varausasteen ionien tuottaminen vaatii tehokasta magneettista vangintaa ja ECR-lämmitystä [28]. Tuotettujen ionien varausaste ei kuitenkaan kasva monotonisesti vanginnan tehostuksen ja mikroaaltotehon kasvattamisen kanssa [12, 42], vaan tietyn rajan ylittäessään ionilähteen suorituskyky heikkenee. Ionilähteen suorituskyvyn heikkenemisen on havaittu johtuvan kineettisistä plasmaepästabii-lisuuksista [43, 44], jotka rajoittavat käytettävissä olevaa ionilähteen säätöparametriavaruutta. Erilaisista mahdollisista epästabii-lisuuksista etenkin kineettiset epästabii-lisuudet ovat yleisiä ECR-plasmoissa [7, 8, 45, 46], koska niiden syntymekanismit kytkeytyvät mikroaaltojen ja magneettisesti vangittujen elektronien välisiin resonanssivuorovaikutuksiin. Kineettiset epästabii-lisuudet ilmenevät tyypillisesti voimakaina 0,1–1 mikrosekuntia kestävinä sähkömagneettisen säteilyn ja korkeaenergistien elektronien purskeina 1–10 millisekunnin välein [7, 46]. Epästabii-lisuustapahtumat voivat sisältää yhden tai useamman epästabii-lisuuspurskeen riippuen ECR-ionilähteen säätöparametreista [26]. ECR-plasmoissa voi tapahtua myös muita epästabii-lisuuksia [15], mutta tässä työssä keskitytään kineettisiin epästabii-lisuuksiin.

On havaittu, että ECR-plasmojen kuumien ja kylmien elektronipopulaatioiden suhde on yhteydessä kineettisiin epästabii-lisuuksiin [7–9, 45, 46]. Kun mikroaaltotehoa kasvatetaan, elektronien ECR-lämmitys tehostuu ja plasmaan syntyy enemmän elektroneja, mikä kasvattaa plasman elektronitiheyttä. Magneettikentän voimakkuuden kasvaessa pakokartio supistuu ja elektronien maksimienergia kasvaa, mikä näkyy esimerkiksi

jarrutussäteily-spektrin maksimienergian kasvuna [26]. ECR-ionilähteen elektronipopulaation nopeusjakauman anisotrooppisuus kasvaa sekä ECR-lämmityksen tehostumisen että magneettikentän voimakkuuden kasvun myötä, ja tämä altistaa sen kineettisille epästabiilisuuksille [42, 46]. Anisotrooppisuus ilmenee elektronien nopeusvektorin magneettikenttää kohtisuorassa olevan komponentin v_{\perp} kasvuna suhteessa magneettikentän suuntaiseen komponenttiin v_{\parallel} [21, 45]. Nopeusvektorin v_{\perp} :n kasvu kasvattaa nopeusvektorin ja magneettikentän suuntaisen vektorin välistä kulmaa θ . Tämä parantaa magneettista vangintaa ja kasvattaa kuumaa elektronipopulaatiota, kuten aiemmin luvussa 2.2.1 on mainittu. Elektronien energiajakaumaan syntyy kasvavan kuumen elektronipopulaation vuoksi uusi lokaali maksimi (kuva 7) [7, 45, 47], jonka vasemmalla puolella on positiivisen gradientin alue.



Kuva 7. Elektronien energiajakauma, johon on merkitty magneettisesti vangitun kuumen elektronipopulaation synnyttämä alue (a), jossa jakauman gradientti on positiivinen.

Plasman elektronien energiajakauman ollessa stabiili energiaa tuovat prosessit ovat tasapainossa energiaa poistavien prosessien kanssa. Energiaa tuova prosessi on esimerkiksi ECR-lämmitys [12, 26], jossa sähkömagneettiselta kentältä siirtyy energiaa elektroneille. Vastaavasti energiaa poistava prosessi voi olla esimerkiksi hiukkasten vapauttama säteily tai niiden karkaaminen plasmasta. Jos plasman elektronipopulaatiolle tuodaan ECR-lämmityksessä energiaa ja se ei kykene riittävän tehokkaasti

poistamaan sitä, elektronipopulaation anisotrooppisuus kasvaa ja plasmasta tulee epästabiili [12, 26].

Plasman ollessa epästabiili osa plasman kuumasta elektronipopulaatiosta siirtää energiaansa plasmassa olevalle korkeataajuiselle sähkömagneettiselle kentälle [7]. Kuumien elektronien ja sähkömagneettisten aaltojen vuorovaikutuksen seurauksena plasmasta vapautuu energiaa sähkömagneettisena säteilynä ja energiaa luovuttaneet elektronit päätyvät pakokartioon. Pakokartioon päätyneet elektronit karkaavat plasmasta purskeena ja törmäävät plasmakammion seinämiin tuottaen jarrutussäteilyä [46, 47]. Kun elektronit karkaavat plasmasta, positiivinen plasmapotentiaali kasvaa hetkellisesti hyvin suureksi ja aiheuttaa korkeasti varattujen ionien poistumisen plasmasta [26]. Positiivisesti varattujen ionien poistuessa plasmasta plasmapotentiaali romahtaa ja uusi varattujen hiukkasten tasapaino alkaa muodostumaan elektronien ja ionien välille, kuten luvussa 2.1.4 on kuvailtu. Edellä kuvatun perusteella kineettiset epästabiilisuudet vaikuttavat plasman kaikkiin hiukkasiin ja plasman elektronipopulaation energiajakauma oskilloi energiallaan epästabiilisuustapahtumaa edeltävän maksimienergian ja sen jälkeisen minimienergian välillä [26].

Kineettisten plasmaepästabiilisuuksien laukeamiselle voidaan muodostaa elektronipopulaation energiajakauman avulla ehto [45, 47]

$$\frac{dE_\mu}{dt} \approx \langle \gamma - \delta \rangle E_\mu > 0, \quad (16)$$

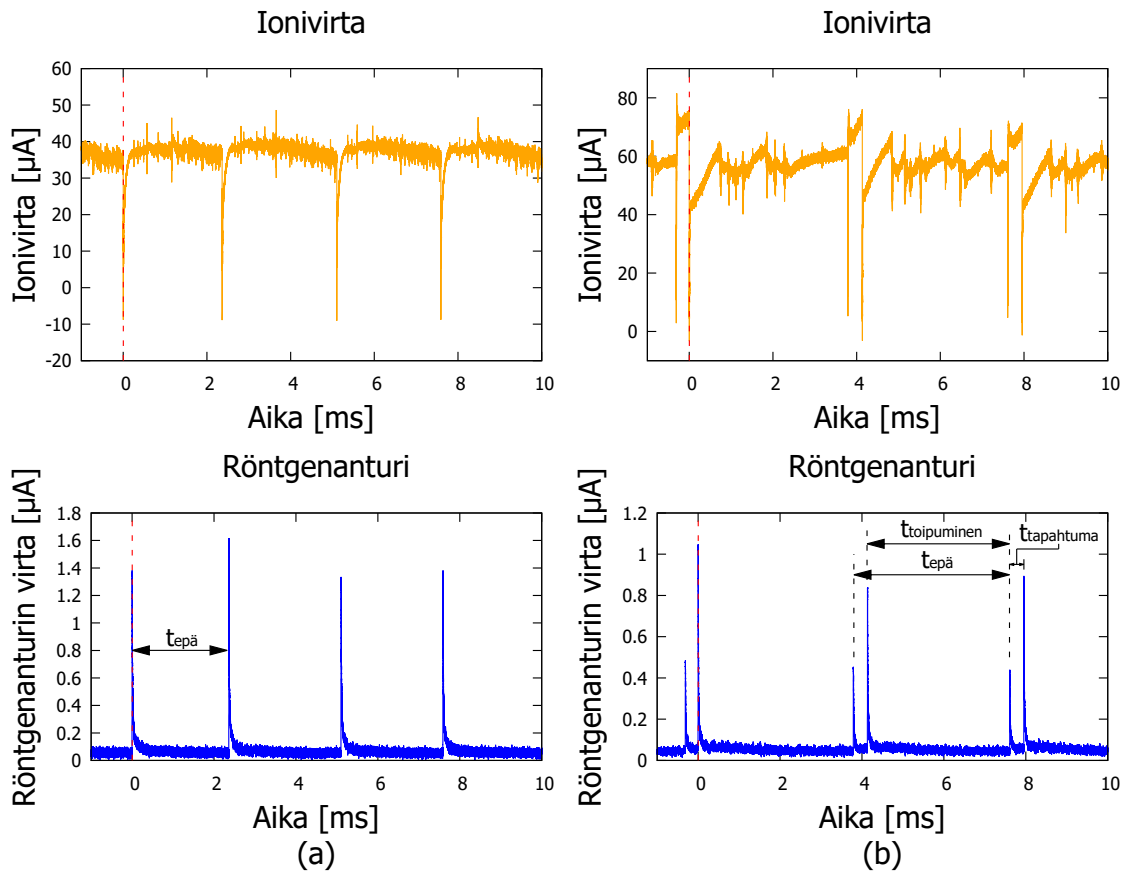
jossa E_μ on epästabiilisuuden aikana vapautuvan mikroaaltosäteilyn energia ja γ on sähkömagneettisen aallon kasvunopeus, joka on kytköksissä elektronipopulaatioiden suhteeseen [45, 48, 49]. Sähkömagneettisen aallon vaimennusnopeus δ kuvaa sitä kuinka paljon plasma ja ympäröivät rakenteet, kuten plasmakammio, vaimentavat vapautuvaa energiaa.

Jatkuvassa operoinnissa voidaan laukaista plasmassa kineettisiä epästabiilisuuksia vaikuttamalla suoraan elektronipopulaatioiden suhteeseen [26, 48, 50]. Jatkuvassa operoinnissa lisäämällä elektronien aktiivista lämmitystä voidaan kasvattaa kuumien elektronien määrää, jolloin myös kuumien ja kylmien elektronien välinen suhde kasvaa. Kasvu jatkuu kunnes plasman anisotrooppisuus kasvaa tarpeeksi ja saavutetaan epästabiilisuudet laukaiseva elektronipopulaatioiden suhde. Tämän jälkeen kineettinen epästabiilisuus palauttaa plasman hetkellisesti stabiiliin tilaan poistamalla kertyneen kuumien elektronipopulaation ja anisotrooppisuuden, minkä seuraukse-

na elektronipopulaatioiden suhde tasaantuu. Aktiivisen ECR-lämmityksen myötä elektronipopulaatioiden suhde ja anistrooppisuus alkaa kuitenkin kasvamaan uudelleen ja lopulta laukaisee seuraavan epästabiiisuustapahtuman. Tämä palauttaa elektronipopulaatioiden suhteen ja plasman uudelleen stabiiliksi ja sykli jatkuu.

Pulssitetulla operoinnilla kineettisiä epästabiiisuuksia laukeaa, kun mikroaaltosyöttö katkaistaan ja ECR-lämmitys lakkaa lopettaen uusien kuumien elektronien tuottamisen kylmistä elektroneista [7, 12, 46]. Kylmien elektronien heikomman magneettisen vanginnan ja korkeamman törmäystaajuuden vuoksi niiden diffuusio plasmasta on nopeampaa kuin kuumien elektronien. Tämän takia elektronipopulaatioiden välinen suhde muuttuu ajan funktiona plasman luhistumisen aikana ja johtaa lopulta epästabiiisuuksien laukeamiseen. Viime vuosina on kokeellisesti nähty, että plasman luhistumisen aikana voi tapahtua useita epästabiiisuustapahtumia [7, 9].

Plasmasta ekstraktoidun ionisuihkun tuottaman ionivirran ja jarrutussäteilyn mittaaminen kineettisen epästabiiisuuden aikana sekä kineettisten epästabiiisuuksien toistettavuus ja periodisuus tarjoavat mahdollisuuden tutkia plasmassa tapahtuvia epästabiiisuustapahtumia [7, 9, 26], niiden syntyprosesseja sekä plasman hiukkaspopulaatioita. Kineettiset epästabiiisuudet havaitaan molemmilla operoinneilla ensimmäisenä sähkömagneettisena säteilynä, kuten mikroaaltotoimintoina, elektronien tuottamassa jarrutussäteilyssä ja lopulta hieman myöhemmin ekstraktoidun ionisuihkun ionivirrassa [50]. Epästabiiisuustapahtuman aikaisen plasmapotentialin kasvun vuoksi plasmasta ekstraktoitu ionisuihku häiriintyy ja epästabiiisuustapahtuma havaitaan ekstraktoidussa ionivirrassa poikkeavana käyttäytymisenä, kuten ionivirran intensiteetin romahduksena. Esimerkit jatkuvassa operoinnissa ${}^4\text{He}^{2+}$ -suihkulle havaituista yhden sekä kahden epästabiiisuuspurskeen epästabiiisuustapahtumien tuottamasta jarrutussäteilystä ja vaikutuksesta ekstraktoituun ionivirtaan on esitetty kuvassa 8. Kuvassa 8a on neljä epästabiiisuustapahtumaa, joiden jokaisen aikana syntyy yksi epästabiiisuuspurske. Kuvassa 8b on puolestaan kolme epästabiiisuustapahtumaa, joiden jokaisen aikana syntyy kaksi epästabiiisuuspursketta. Kuvaan on merkitty plasmalta epästabiiisuustapahtumasta toipumiseen kulunut aika $t_{\text{toipuminen}}$, epästabiiisuustapahtuman kesto $t_{\text{tapahtuma}}$ ja peräkkäisten epästabiiisuustapahtumien välinen aika $t_{\text{epä}}$.



Kuva 8. Jatkuvässä operoinnissa heliumplasmalla tuotettu ${}^4\text{He}^{2+}$ -suihku. (a) Esimerkki yhden epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumista. (b) Esimerkki epästabiilisuustapahtumista, joiden jokaisen aikana on havaittavissa kaksi epästabiilisuuspursketta. Kuvassa $t_{epä}$ on epästabiilisuustapahtumien välinen aika, $t_{toipuminen}$ on epästabiilisuustapahtumasta toipumiseen kulunut aika ja $t_{tapahtuma}$ on epästabiilisuustapahtuman kesto, eli tässä tapauksessa saman epästabiilisuustapahtuman epästabiilisuuspurskeiden välinen aika. Punaisella katkoviivalla on merkitty mittauksen nollakohta.

2.4 Ionisuihkun energiahajonta ja plasmapotentialin muutos

ECR-ionilähteen jälkeiseen suihkulinjaan kytkettyä dipolimagneettia voidaan käyttää ekstraktoidulle ionisuihkulle energia-analysoijana [18]. Tämän vuoksi tarkoituksena on määrittää plasmaepästabiilisuuden aiheuttama plasmapotentialin muutos mittaamalla ekstraktoidun ionisuihkun energiahajonnan muutosta. Plasmapotentialin muutoksen määrittämistä varten on muodostettava yhtälö ionisuihkun ionien kineettisen energian ja plasmapotentialin välille dipolimagneetin magneettikentän

avulla. Dipolimagneetin magneettikenttä kääntää siihen tulevat ionit niiden varausasteen, massan ja energian perusteella [1, 15]. Dipolimagneeteissa on tulevan ionin nopeusvektoria \vec{v}_i kohtisuorassa oleva magneettikenttä \vec{B}_{dip} . Ionin nopeus ja magneettikenttä voidaan yhdistää Lorentzin - ja keskipakovoiman kaavojen avulla, jolloin saadaan magneettikentässä liikkuvan ionin liikettä kuvaava yhtälö

$$m_i \frac{v_i^2}{r} = qv_i B_{dip} \iff v_i = \frac{rqB_{dip}}{m_i}, \quad (17)$$

jossa q on ionin varaus, m_i on ionin massa ja r on ionin dipolimagneetissa kulkeman ympyräradan säde.

Voiman yhtälöiden lisäksi voimme kuvata ionin ominaisuuksia energian yhtälöiden avulla, mutta ensin on varmistuttava siitä, että ionia ei tarvitse käsitellä relativistisesti. Tämä onnistuu laskemalla ionin nopeuden suuruus suhteessa valonnopeuteen [15]. Kineettisen energian suuruudelle pätee klassisesti

$$E_k = \frac{1}{2} m_i v_i^2. \quad (18)$$

Koska ioni varauksella q kiihdytetään ionisuihkun muodostuksessa potentiaalierolla V , ioni saa kiihdytyksessä liike-energian määrän qV . Voidaan muodostaa suhde

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 = qV. \quad (19)$$

Kun yhtälöstä (19) ratkaistaan nopeus v_i esimerkinomaisesti 10 kilovoltin jännitteellä kiihdytetylle $^{16}\text{O}^{6+}$:lle, saadaan ionin nopeuden ja valonnopeuden väliseksi suhteeksi $\frac{v_i}{c} = 0,003$. Koska kiihdytettyjen ionien nopeudet ovat vain 0,3 % valonnopeudesta, relativistiset efektit ovat merkityksettömiä ja ioneja voidaan käsitellä klassisesti [15].

Seuraavaksi yhtälöön (19) sijoittamalla ratkaistu nopeus kaavasta (17) saadaan

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 = qV \iff \frac{1}{2} m_i \frac{r^2 q^2 B_{dip}^2}{m_i^2} = qV \iff V = \frac{1}{2} \frac{r^2 q B_{dip}^2}{m_i}. \quad (20)$$

Yhtälön (20) avulla voidaan muodostaa potentiaalin suhteelliselle muutokselle yhtälö

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{V_2 - V_1}{V_1} = \frac{\frac{q}{m_i} \frac{r^2 B_2^2}{2} - \frac{q}{m_i} \frac{r^2 B_1^2}{2}}{\frac{q}{m_i} \frac{r^2 B_1^2}{2}} = \frac{B_2^2 - B_1^2}{B_1^2} = \frac{\Delta B_{dip}^2}{B_{dip}^2} = \frac{\Delta E}{E}, \quad (21)$$

jossa ΔV on potentiaalin absoluuttinen muutos ja V_1 ja V_2 ovat ionien energiat määräävät potentiaalit ennen muutosta ja muutoksen aikana vastaavasti. Jos ionin kiihdyttänyt potentiaali jostain syystä muuttuu, niin kaava (21) kertoo kuinka paljon magneettikenttää tulee muuttaa, että kyseinen ioni kääntyy magneettikentässä samalla tavalla kuin ennen muutosta. Lisäksi koska ionin energia määräytyy yhtälön (19) mukaan potentiaalista, energiahajonnan suhteellisen muutoksen $\frac{\Delta E}{E}$ on oltava yhtä suuri kuin potentiaalin suhteellinen muutos $\frac{\Delta V}{V}$.

Ionien energian määräävä potentiaali koostuu ionilähteeseen asetetusta kiihdytysjännitteestä sekä ionilähteen plasmakammioon muodostetun plasman plasmapotentialista. Potentiaalit V_1 ja V_2 voidaan siis kirjoittaa kiihdytysjännitteen V_a ja plasmapotentialin V_p summana. Edellä johdettujen yhtälöiden avulla voidaan nyt siis määrittää plasmapotentialin muutos. Saadaan yhtälö

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{V_2 - V_1}{V_1} = \frac{(V_a + V_{p2}) - (V_a + V_{p1})}{V_a + V_{p1}} = \frac{V_{p2} - V_{p1}}{V_a + V_{p1}} = \frac{\Delta V_p}{V_a + V_{p1}}, \quad (22)$$

jossa V_{p1} on plasmapotentiali ennen epästabiilisuutta ja V_{p2} on plasmapotentiali epästabiilisuuden aikana. Aiemmissa tutkimuksissa, joissa on käytetty ECR-ionilähteitä, on havaittu plasmapotentialin suuruuden olevan plasman tasapainotilassa kymmenien volttien kokoluokkaa [40, 51]. Tämän tutkielman sisältämissä mitauksissa ionilähteen kiihdytysjännite on ollut 10 kV. Voidaan todeta, että $V_{p1} \ll V_a$ [23], jolloin yhtälö (22) yksinkertaistuu muotoon

$$\frac{\Delta V_p}{V_a} = \frac{\Delta E}{E} \iff \Delta V_p = \frac{\Delta E}{E} V_a = \frac{\Delta B_{dip}^2}{B_{dip}^2} V_a. \quad (23)$$

Yllä olevan yhtälön avulla voidaan siis suoraan laskea arvio plasmapotentialin muutokselle, kun määritetään kuinka paljon magneettikenttää täytyy muuttaa epästabiilisuuden aikana, jotta valittu ioni kääntyy samalle radalle kuin ennen epästabiilisuutta.

3 Mittauslaitteisto ja kokeelliset menetelmät

Tässä luvussa esitellään tutkimustyössä käytetty mittausmenetelmä ja tutustutaan kokeellisen mittausjärjestelmän komponentteihin, kuten JYFL 14 GHz ECR-ionilähteeseen ja siihen kytkettyihin laitteisiin. Laitteet vastasivat plasman tuottamisesta, ionisuihkun muodostuksesta ja sen erottelusta massan, varauksen ja energian suhteen. Laitteet mittasivat suureet sekä keräsivät datan. Lisäksi käydään läpi laitteiston tärkeimmät ominaisuudet.

3.1 Mittausmenetelmä

Tutkimuksessa käytetty mittausmenetelmä tarjoaa keinon tutkia kineettisiä epästabiilisuuksia ja niiden vaikutusta plasmapotentiaaliin. Plasman tutkiminen suoraan invasiivisella anturilla vaikuttaa plasman käyttöön epästabiilisuuden aikana [18]. Epästabiilisuuksien vaikutusta plasmapotentiaalin muutokseen voidaan kuitenkin tutkia ei-invasiivisesti ekstraktoidun ionisuihkun avulla.

Epästabiilisuuksien vaikutuksia plasmapotentiaaliin voidaan tutkia valitsemalla ekstraktoidusta kokonaisionisuihkusta [18], yhtälön (17) perusteella, haluttu $\frac{q}{m}$:n ionisuihku ja tutkimalla kyseisen ionisuihkun käyttäytymistä epästabiilisuustapahtuman aikana. Ionisuihkun käyttäytymistä tutkitaan mittaamalla samanaikaisesti useita signaaleja. Ionisuihkun tuottamaa ionivirtaa on mitattava, jotta nähdään ionien tuottaman ionivirran ajallinen käytös epästabiilisuustapahtuman aikana. Epästabiilisuustapahtuman aiheuttaman energiahajonnan muutoksen takia tutkitun $\frac{q}{m}$:n ionit kääntyvät epästabiilisuuden aikana dipolimagneetin magneettikentässä eri ympyräsaiteilla (yhtälö (11)) [52]. Muuttamalla dipolimagneetin magneettikenttää voidaan mitata kaikkien eri energioilla kääntyvien ionien tuottamat ionivirrat. Dipolimagneetin avulla voidaan mitata mittaussarja, jossa mitataan järjestyksessä yksittäisillä mitauksilla kunkin varausasteen eri energisten ionien tuottama ionivirta ja sen ajallinen käytös. Tämän ansiosta voidaan mittaussarjalla muodostaa plasman ekstraktoidusta ionipopulaatiosta läpileikkaus varausasteen suhteen epästabiilisuustapahtuman aikana ja analysoida epästabiilisuuden vaikutukset eri varausasteiden tuottamille ionivirroille.

Jotta saman mittaussarjan yksittäisten mittausten epästabiilisuustapahtumat voidaan ajallisesti synkronoida oskilloskoopin liipaisun avulla keskenään, mitataan pulssitetulla operoinnilla mikroaaltosignaalia ja jatkuvalla operoinnilla röntgensignaalia. Mittaamalla samanaikaisesti magneettikentän voimakkuutta, voidaan myös määrittää ionisuihkun energiahajonnan ja plasman plasmapotentialin muutokset yhtälön (23) avulla.

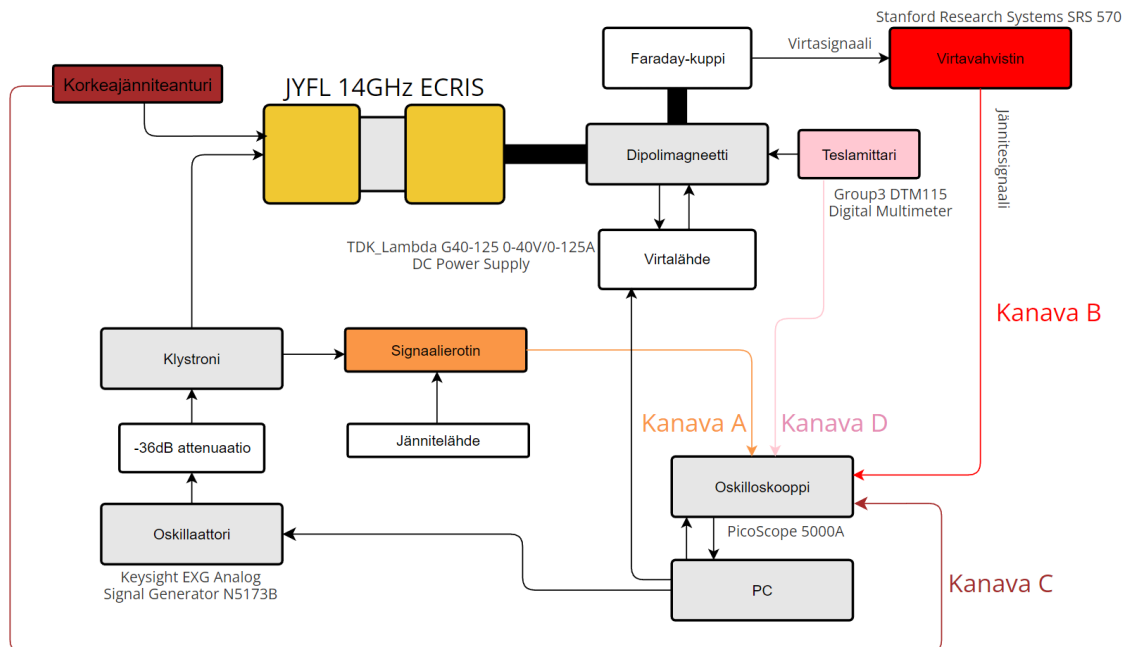
Tutkimuksessa mitatut signaalit olivat siis ionivirta-, mikroaalto-, röntgen-, ja Hallanturin signaali, eli dipolimagneetin magneettikentän voimakkuus. Kineettisen epästabiilisuuden aiheuttama energiahajonnan muutos voidaan nähdä mitattujen signaalien avulla muodostetussa (aika, magneettikenttä, ionivirta)-kuvaajassa mitatun ionivirran leviämisenä korkeammille magneettikentän arvoille epästabiilisuuden aikana. Lisäksi mittausten aikana mitataan samanaikaisesti kiihdytysjännitteen muuttumattomuutta. Vain kun kiihdytysjännite on mittaussarjan aikana vakio, voidaan laskea plasmapotentialin absoluuttinen muutos yhtälön (23) avulla kuvaajasta määritetystä energiahajonnan muutoksesta.

3.2 Mittausjärjestelmä

Koska tutkittiin kineettisten epästabiilisuuksien aiheuttaman plasmapotentialin muutoksen riippuvuutta ionilähteen säätöparametreista, edellisessä alaluvussa esitelty mittausmenetelmä automatisoitiin ja toistettiin kullekin tutkittavan säätöparametrin eri arvolle. Mittausprosessi automatisoitiin kytkemällä ionisuihkun analysoinnista ja tuottamisesta vastaavat laitteet tietokoneeseen, jonka avulla voitiin tietokoneohjelmalla suorittaa mittaukset. Näistä mittauksista pystyttiin saman ohjelman avulla muodostamaan kuvaajia, joista nähtiin plasman epästabiilisuuksien vaikutukset ionivirrassa ajan ja dipolimagneetin magneettikentän funktiona.

Mittausjärjestelmän tietokoneesta voitiin ajaa kineettisten epästabiilisuuksien tutkimiseen kehitetty mittausohjelma SAMPPA (*Semi-Automated Measuring and Plotting Program for Afterglow*). SAMPPA oli tietokoneen välityksellä yhteydessä signaaligeneraattorin, dipolimagneetin virtalähteen ja datankeruuseen käytetyn oskilloskoopin kanssa. Mittausjärjestelmän tyypillinen rakenne ja laitteiden keskinäiset suhteet ovat nähtävissä kuvassa 9, mutta riippuen mittauksesta mittausjärjestelmään tehtiin muutoksia. Pulssitetun operointitilan mittauksissa käytettiin edellä mainittua mittausjärjestelmää, mutta jatkuvan operoinnin mittauksissa signaalierottimen sijalle sijoitettiin röntgenmittari, joka mittasi ionilähteestä tulevaa röntgensäteilyä. Signaa-

lierotin erottaa klystronin lähtötehon monitorointisignaalin klystronista siten, että klystronin sisäinen toiminta ei häiriinny.



Kuva 9. Pulssetuissa mittauksissa käytetty mittausjärjestelmä. Jatkuvan operoinnin mittauksissa klystroniin kytketyn signaalierottimen signaali on korvattu oskilloskooppiin röntgenmittarin signaalilla, joka mittaa ionilähteestä tulevaa röntgensäteilyä. Signaalierotin mahdollistaa klystronin lähtötehon monitoroinnin.

Signaaligeneraattori Keysight EXG Analog Signal Generator N5173B, joka tuotti plasman muodostamiselle ja ylläpidolle välttämättömän mikroaaltosignaalin, oli kytketty klystroniin. Signaaligeneraattorilla voidaan tuottaa jatkuvaa tai pulssitettua mikroaalloa [53]. Signaaligeneraattoriin muodostettiin mittauksissa SAMPPA:lla etäyhteys LAN-verkon avulla ja asetettiin haluttu mikroaaltosignaalin taajuus, sisäinen modulointitaajuus (eli pulssituksen taajuus) sekä lähtöteho. Mittauksissa oli myös välttämätöntä signaaligeneraattorin kyky pulssittaa lähtötehoa nollan ja halutun tehotason välillä, mikä mahdollisti kaikki pulssitetut mittaukset. Signaaligeneraattorin tuottamat mikroaallot vahvistettiin ennen ionilähteeseen kulkua klystronilla mikrowateista satoihin watteihin, jota mitattiin pulssitetulla operoinnilla käyttäen klystronin monitorointiporttiin kytkettyä signaalierotinta. Koska signaaligeneraattorin lähtöteho pidettiin mittausten aikana vakiona ja SAMPPA:lla ei voida vaikuttaa tai ohjata suoraan klystronia, halutut mikroaaltotehot saatiin säätämällä manuaalisesti klystronin vahvistusta.

Ionilähteellä tuotettu ionisuihku ohjattiin lopulta dipolimagneetin avulla Faradayn kuppiin. Dipolimagneetin magneettikenttää säädettiin dipolimagneettiin kytketyllä TDK-Lambda G40-125-virtalähteellä, jonka ulostulovirtaa ohjattiin SAMPPA:lla LAN-verkon avulla [54]. Dipolimagneetin magneettikenttää mitattiin dipolimagneetin sisälle tyhjiökammion viereen napojen väliin asetetulla Hall-anturilla, jonka mittaama signaali kulki Group3 DTM151 Digital Teslameter-teslamittariin[55]. Teslamittari muutti signaalin jännitesignaalksi, joka luettiin oskilloskoopilla. Teslamittarin mittaussväli oli $[-0,6; 0,6]$ T, mikä vastaa ulostulosignaalisissa jänniteväliä $[-3, 3]$ V. Dipolimagneetin rakenne piti myös ottaa mittausjärjestelmässä ja mittauksissa huomioon. Dipolimagneetin rakenteen vuoksi dipolivirran muutos ja tästä johtuva magneettikentän muutos aiheuttaa ferromagneettisessa raudassa hystereesiä, jossa metallista osa jää magneettiseksi dipolivirran laskemisen jälkeen. Tämän vuoksi tulokset vääristyvät jos järjestelmää ei ”nollata”, eli palauteta dipolivirtaa alkutilaan, mittausten välissä. Käytännössä tämä tarkoittaa, että kaikki mittaukset ajettiin samansuuntaisesti korkeammasta dipolivirran arvosta alaspäin, jolloin järjestelmän magneettikentän muutos oli aina samanlaista ja hystereesin vaikutus tuloksiin voitiin minimoida.

Halutun ionisuihkun tuottaman ionivirran mittaamista varten ionilinjaan oli myös sijoitettu kollimaattori. Kollimaattori on suihkulinjaan juuri ennen Faradayn kuppia sijoitettu metallinen levy [56], jossa on ympyränmuotoinen reikä keskellä. Sen tarkoitus on päästää lävitse vain halutunkokoinen osuus tutkitun $\frac{q}{m}$ -suihkun keskeltä ja suodattaa pois ionisuihkun reunoilta mahdolliset ei-halutut ionit. Ilman kollimaattoria esimerkiksi eri aineiden jäämät ja muiden varausasteiden ionit, joiden ympyräsäde dipolimagneetin magneettikentässä on hyvin lähellä tutkitun ionisuihkun ympyräsädettä, voivat päätyä Faraday-kuppiin.

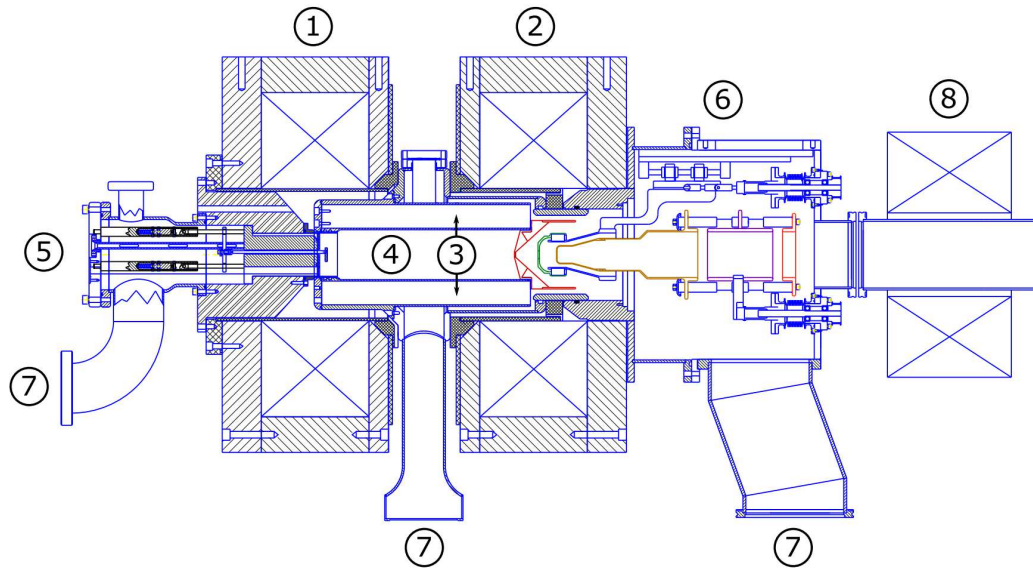
Luvussa 3.1 mainittiin kaikkien mittausten aikana mitattiin kiihdytysjännitettä korkeaajänniteanturilla. Mittausjärjestelmässä korkeaajänniteanturi oli kytketty kiihdytysjännitteessä olevaan ionilähteen rungon osaan. Kiihdytysjännitteen mittaamisessa käytetty anturi skaalaa mitatun korkeaajännitteen suuruuteen, joka on oskilloskoopille sopiva. Tälle muunnokselle voidaan muodostaa yhteys $V_{HV} = A \cdot V_{oskilloskooppi}$, jossa V_{HV} on kiihdytysjännite, A on skaalauskerroin ja $V_{oskilloskooppi}$ on oskilloskoopin näytämä arvo. Mittauksissa käytetylle anturille määritettiin skaalauskertoimen arvoksi $A = 1900$.

Faraday kuppiin kytketyn virtavahvistimen, klystroniin kytketyn signaalierottimen, dipolimagneettiin sijoitetun Hall-anturin ja ionilähteen korkeajänniteanturin jännitesignaalia mitattiin tietokoneeseen kytketyllä Picoscope 5000A-oskilloskoopilla. Oskilloskooppiin oli myös kytketty jatkuvan operoinnin mittauksissa mikroaaltojen monitorointisignaalin tilalle röntgenmittari, jonka signaali oli myös muutettu virtasignaalista jännitesignaaliksi virtavahvistimen avulla. Oskilloskooppi oli USB-kaapelilla yhdistetty tietokoneeseen ja sen tehtävänä oli suorittaa datankeruu toimittamalla mittaussarjan aikana kunkin dipolivirta-askelluksen kohdalla yksittäisen mittauksen data tietokoneelle. PicoScope 5000A kykenee 12- ja 14-bitin resoluutiossa jopa kymmenien nanosekuntien aika-askeliin riippuen käytettyjen kanavien määrästä [57], mikä riitti hyvin mittauksissa vaadittuun 0,1–1 mikrosekunnin epästabiilisuusilmiöiden havaitsemiseen.

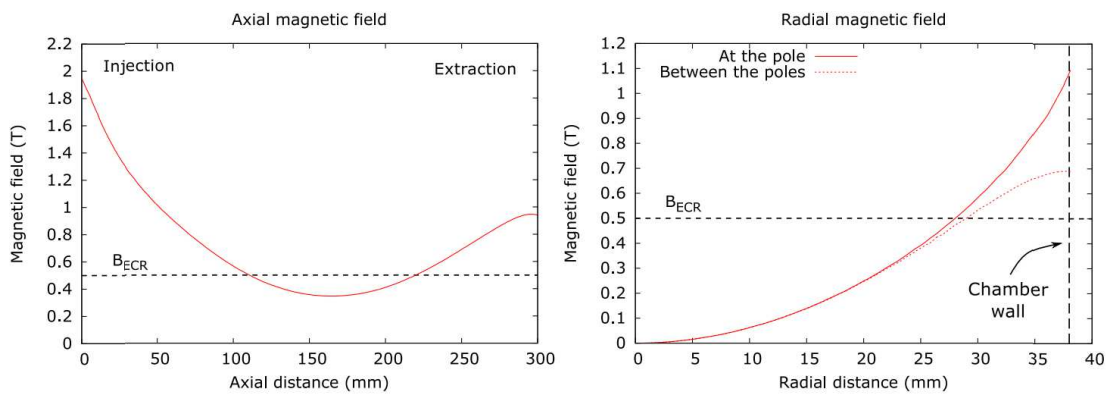
Mittauksissa Faradayn kupin ja röntgenmittarin virtasignaalit muutettiin Stanford Research Systems Model SR570 Low-Noise Current Preamplifier-virtavahvistimen avulla oskilloskoopille sopivaksi jännitesignaaliksi halutulla muuntosuhteella [58], eli virtavahvistimen vahvistuksella (esim. 50 $\mu\text{A}/\text{V}$). Virtavahvistin mahdollistaa nopeiden signaalien mittaamisen oskilloskoopin korkeasta sisäänmenoimpedanssista huolimatta ja signaalin skaalauksen sopivalle jännitevälille, jotta datan lukeminen oskilloskoopista on mielekästä.

3.3 JYFL 14 GHz ECR-ionilähde

Mittauslaitteiston keskeisessä roolissa oli Jyväskylän yliopistossa 2000-luvun alussa rakennettu JYFL 14 GHz ECR-ionilähde [59], joka pohjautuu Lawrence Berkeley kansallisen laboratorion 14 GHz AEER-U-ionilähteeseen. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen pääasiallinen operointitaajuus mikroalloille on 14,055 GHz. Mittauksissa käytetyn ionilähteen rakenne on esitetty kuvassa 10 ja sen magneettikenttäprofiilit aksiaalisen ja radiaalisen suuntien magneettikentistä ovat esiteltynä kuvassa 11. JYFL 14GHz ECR-ionilähteellä on voitu tuottaa 145 μA :n ionivirtaa happiplasmasta muodostetulla $^{16}\text{O}^{7+}$ -suihkulla sekä 115 μA :n ionivirtaa MIVOC-menetelmällä muodostetulla $^{56}\text{Fe}^{11+}$ -suihkulla.



Kuva 10. JYFL 14 GHz ECR-ionilähteen rakenne [60]. Kuvaan on merkitty injektiovirtakela (1), ekstraktiovirtakela (2), heksapolimagneetti (3), plasmakammio (4), injektio-osa (mikroaallojen ja ionisoitavan materiaalin syöttö) (5), ekstraktio-osa (ionisuihkun muodostus) (6) sekä tyhjiöpumppujen paikat (7).



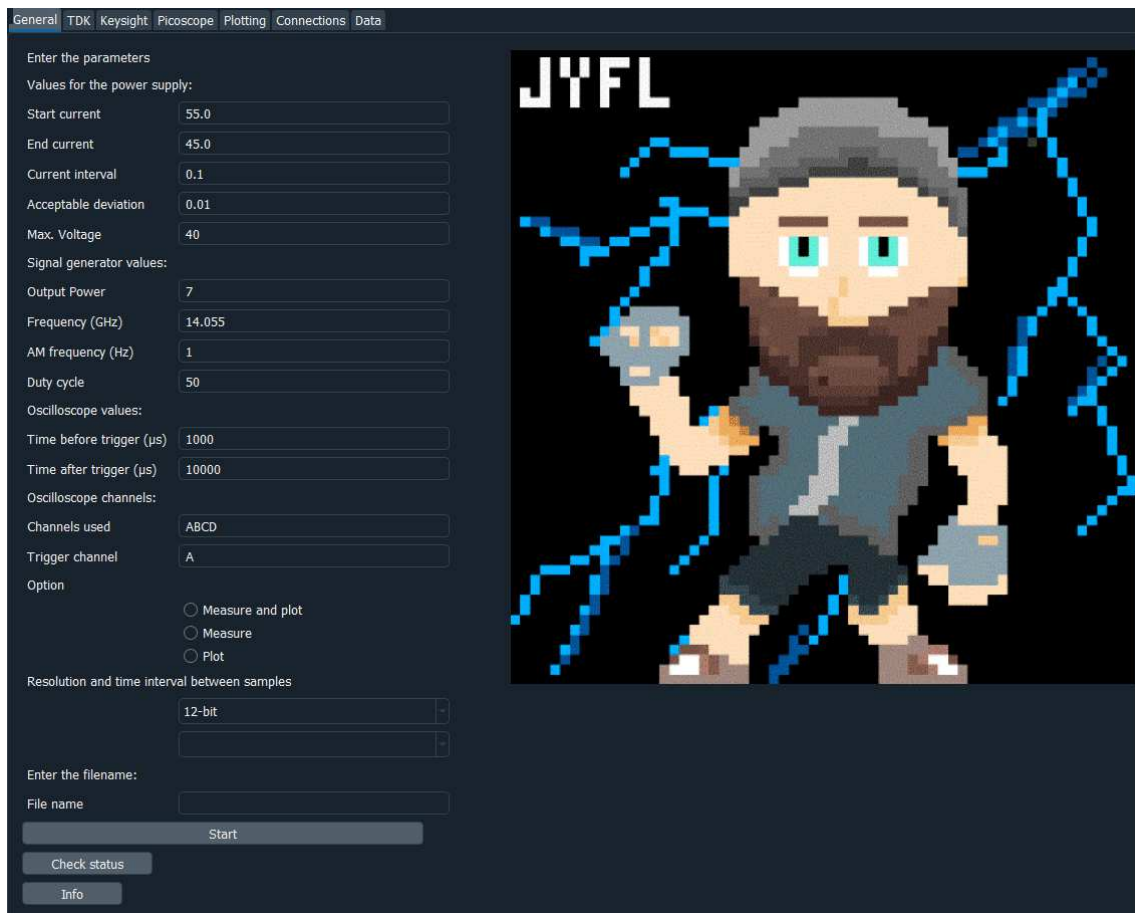
Kuva 11. Magneettikenttäprofiilit JYFL 14 GHz ECR-ionilähteessä [60]. Vasemmalla on kaksiulotteisesti kuvattuna magneettikentän muoto plasmakammion akselilla ja oikealla radiaalisessa suunnassa. Plasmakammion akseli kulkee kammion injektiopuolen keskeltä ekstraktioreikään ja radiaalisesti kammion keskipisteestä kammion seinämälle.

4 Mittauksissa käytetty ohjelmisto

Tutkimuksen toteuttamiseen vaaditun laajan laitteiston lisäksi keskeisenä osana oli tietokoneella ajettavat ohjelmistot, mitkä käytännössä mahdollistivat tutkimuksen suorittamisen. Oleellisia työssä käytettyjä ohjelmistoja olivat mittauksia ohjaava SAMPPA (*Semi-Automated Measuring and Plotting Program for Afterglow*) ja mitaustuloksien analysoinnista sekä datan käsittelystä vastannut TAPIO (*Technical Analysis for Plasma Instability Observations*). Molemmat ohjelmistot kehitettiin tämän tutkielman mittauksia ja tuloksien analysointia varten. Seuraavaksi käsitellään tarkemmin näiden ohjelmistojen toimintaa ja roolia mittausten suorittamisessa.

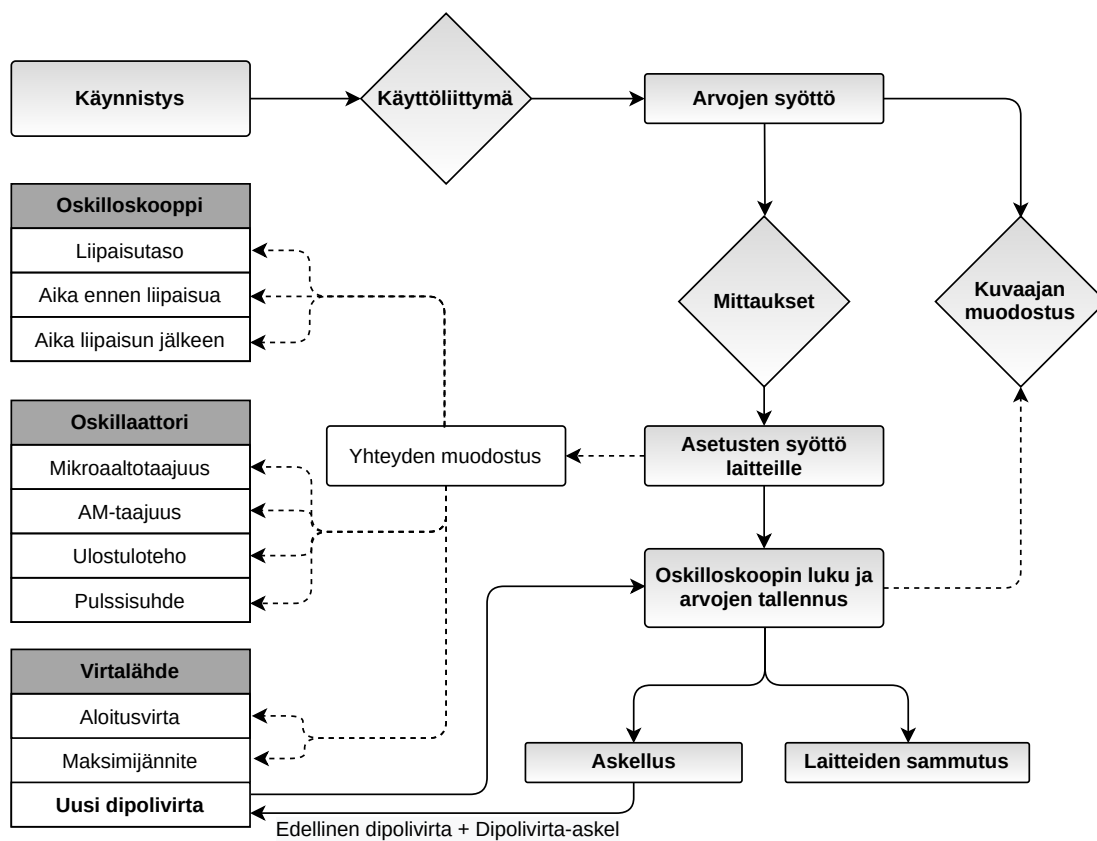
4.1 Mittausohjelma SAMPPA

SAMPPA on ohjelmisto, joka on suunniteltu automatisoimaan mittausprosessi, jolla voidaan tutkia plasmassa tapahtuvia kineettisiä epästabiilisuuksia ja afterglow:ta. SAMPPA on alunperin tarkoitettu pulssitetulle operoinnille, mutta kun liipaisusignaalin lähteen vaihtaa mikroaaltosignaalista röntgensignaaliin, SAMPPA:aa voidaan käyttää myös jatkuvan operoinnin aikana suoritettaville mittauksille. Ohjelmisto on tehty Python-ohjelmointikielellä [61] ja siinä on hyödynnetty hyvin yleisesti käytettyjä kirjastoja kuten numpy ja matplotlib sekä tutkimuslaitteiston laitevalmistajien omia kirjastoja kuten picosdk [62]. Kaikessa yhteydenpidossa laitteistojen kanssa, kuten arvojen lukemisessa ja syöttämisessä, on käytetty SCPI-protokollaa. Osaa laitevalmistajien kirjastoista ei oltu päivitetty työn suorittamisen ajanhetkellä, minkä vuoksi SAMPPA:n kirjoittamisessa on käytetty Pythonin versiota 2.7. Käyttöliittymän (kuva 12) teossa on hyödynnetty Qt Groupin PyQt GUI-työkalupakettia [63].



Kuva 12. SAMPPA-ohjelmiston käyttöliittymä. Käyttöliittymässä asetettavat parametrit ovat dipolimagneetin aloitus- ja lopetusvirrat (*Start current*, *end current*), dipolivirta-askeleen suuruus (*Current interval*), hyväksyttävä virhe (*Acceptable deviation*) virtalähteen antamalle virrälle, virtalähteen maksimijännite (*Max. voltage*), lähtöteho (*Output power*) signaaligeneraattorilta lähtevälle teholle, mikroaaltotaajuus (*frequency*), mikroaallon pulssituksen taajuus (*AM frequency*), pulssisuhde (*Duty cycle*) mikroaaltojen pulssitukseen, datan tallennuksen aika ennen ja jälkeen oskilloskoopin liipaisua (*Time before trigger*, *Time after trigger*), oskilloskoopin resoluutio ja mittauksen aika-askel sekä käytettävät kanavat.

SAMPPA on rakennettu toimintojensa pohjalta kolmeen kooditiedostoon, joista yksi vastaa käyttöliittymästä, toinen vastaa mittauksen suorittamisesta ja kolmas vastaa kuvaajien luonnista mitatun datan pohjalta. Koodin rakenne ja näiden tiedostojen suhde on esitetty kuvassa 13. SAMPPA ajaa tarvittavat funktiot kooditiedostoista riippuen siitä mitä käyttäjä haluaa tehdä: suorittaa mittauksen, luoda kuvaajat olemassa olevasta datasta tai suorittaa mittauksen ja luoda siitä saadusta datasta kuvaajat.



Kuva 13. SAMPPA-ohjelmiston rakenne ja sen eri osien yhdistyminen toisiinsa.

Koodin avulla säädettävät parametrit ovat dipolimagneetin virtalähteelle aloitus- ja lopetusvirrat, dipolivirta-askeleen suuruus, hyväksyttävä virhe virtalähteen antamalle virralle ja virtalähteen maksimijännite. Koodilla voidaan myös signaaligeneraattorille asettaa signaaligeneraattorilta lähtevälle mikroaaltosignaalin lähtöteho, mikroaaltotaajuus, mikroaallon pulssituksen taajuus ja pulssisuhde mikroaaltojen pulssitukseen. Lisäksi voidaan asettaa oskilloskoopille datan tallennuksen aika ennen ja jälkeen oskilloskoopin liipaisua, oskilloskoopin resoluutio ja mittauksen aika-askel sekä käytettävät kanavat. Mittaussarjasta saadun datan voi myös nimetä ja valita sille tietokoneelta tallennuspaikka.

Laitteistojen turvallisuus taataan koodin sisäisillä turvarajoilla asetusten arvoille, joita laitteille lähetetään sekä sen päällä olevista käyttäjän asettamista rajoista, joita voi käyttöliittymän avulla muuttaa. Mikäli syötetyt arvot eivät ole turvarajojen sisällä, ohjelmisto ei aloita mittausta. Riskien minimoimiseksi turvarajoja pitäisi muuttaa harvoin vain hyvin perusteiden ja se tulisi aina tehdä mittausjärjestelmän

tuntevan henkilön kanssa. Sellaisten turvarajojen syöttäminen, jotka sallivat mittausten ajamisen mahdollisesti vaarallisilla arvoilla, voi laukaista ECR-ionilähteen omat turvallisuusmekanismit tai rikkoa tutkimuslaitteistoa.

SAMPPA:lla voidaan käynnistää mittaukset vasta kun ionilähde on päällä ja sen asetukset on asetettu. Lisäksi pitää varmistaa, että klystronin signaaligeneraattori ja dipolimagneetin virtalähde ovat asetettu tilaan, jossa etäyhteyden muodostus LAN-verkon avulla on mahdollista. Tämän jälkeen voidaan syöttää halutut asetukset SAMPPA:n käyttöliittymään ja valita mittausdatalle kohdekansio, minkä jälkeen SAMPPA käynnistää mittaussarjan ajon.

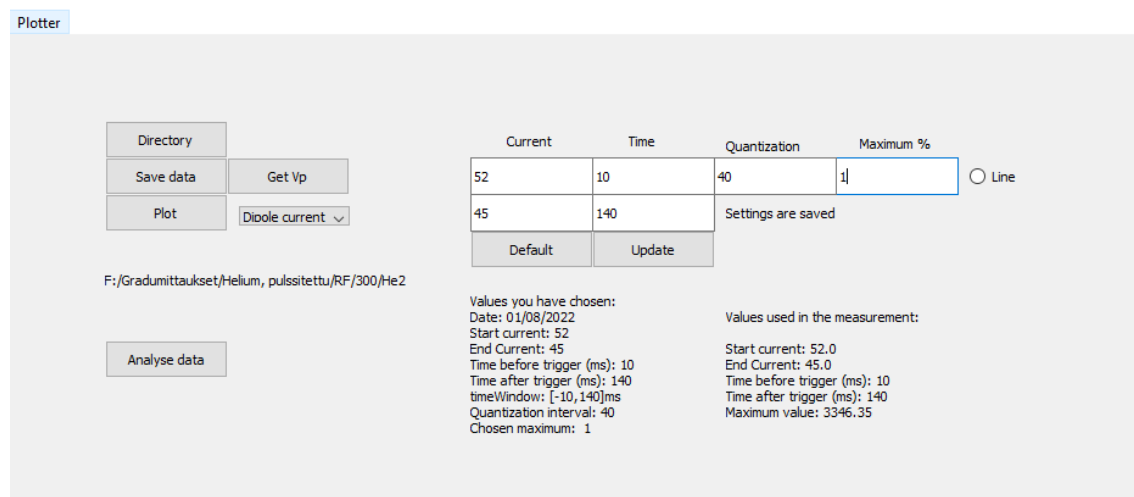
Ensimmäisenä SAMPPA tarkistaa, että yhteyden muodostus onnistuu USB:n avulla oskilloskoopin kanssa sekä LAN-yhteyden avulla virtalähteen ja signaaligeneraattorin kanssa. Laitteiden IP-osoitteet ovat kiinteät. Kun yhteydet on muodostettu, signaaligeneraattorille ajetaan mikroaaltosyöttöön liittyvät asetukset ja oskilloskoopille liipaisun ja datankeruun asetukset. Signaaligeneraattorin ja oskilloskoopin asetukset pysyvät kaikkien mittaussarjan sisältämien mittausten aikana vakioina, minkä vuoksi ne asetetaan ensimmäisenä. Tämän jälkeen SAMPPA laskee taulukkoon valmiiksi kaikki mittauksen dipolivirta-arvot jakamalla alku- ja lopetusvirran välin annetun dipolivirta-askeleen suuruuden avulla. Tämän tutkielman mittauksissa käytetyt dipolivirtavälit ja niiden määrittäminen käsitellään luvussa 5.1.2.

Mittaussarjan aikana SAMPPA tarkistaa aina seuraavan askelluksen dipolivirta-arvon suoraan taulukosta, joka sisältää mittaussarjan dipolivirta-arvot. Seuraavaksi SAMPPA alkaa suorittamaan mittaussarjaa silmukan avulla. Silmukassa SAMPPA syöttää virtalähteelle halutun virta-arvon ja lukee sen hetken päästä virtalähteeltä varmistuakseen, että ulostulovirta vastaa sitä mitä halutaan. Kun haluttu ulostulovirta saadaan, oskilloskooppi liipaisee pulssitetulla operoinnilla mikroaaltosignaalin laskevaan osuuteen ja jatkuvalla operoinnilla röntgenmittarin signaalin nousevaan osuuteen. Liipaisun jälkeen SAMPPA noutaa oskilloskoopin keräämän datan (ionivirran, mikroaaltosignaalin, ionilähteen korkeajännitteen, röntgensignaalin ja Hall-anturin signaalin) liipaisuhetken ympäriltä ja muodostaa (aika, jännite)-kuvaajan saaduista mittaussarvoista. Lopuksi SAMPPA tallentaa mittausdatan ja siitä muodostetun kuvaajan käyttäjän määrittämään kansioon. Tämän jälkeen SAMPPA siirtyy mittaussarjan seuraavan dipolivirta-arvon mittaukseen ja silmukka alkaa alusta. Kun mittaussarja on ajettu loppuun, SAMPPA katkaisee automaattisesti signaaligeneraattorin mikroaaltosyötön ja sammuttaa dipolimagneetin virtalähteen.

4.2 Analyysiohjelma TAPIO

TAPIO on analyysiohjelma, joka on luotu SAMPPA:n tueksi muodostamaan monipuolisempia kuvaajia ja analysointityökaluja SAMPPA:n tuottamaa dataa varten. SAMPPA:lla kuvaajien muodostus on hidasta ja vie aikaa, mikä tekee sujuvasta tulosten analysoimisesta hankalaa. Sen lisäksi, että TAPIO mahdollistaa nopeamman kuvaajien muodostuksen, se mahdollistaa myös mittausdatan skaalauksen oikeille fyysikaalisille suureille, kuten magneettikentän esittäminen Tesla-yksiköissä. TAPIO:lla pystyy myös valitsemaan helpommin halutun osan mittausdatasta, josta kuvaaja halutaan muodostaa. Myös kuvaajan värikarttaa ja datan normitusta voi muuttaa, jotta yksityiskohtien huomaaminen helpottuu. Kun kuvaajan asetukset ja värikartta on valittu, kursorilla voi valita muodostuvasta kuvaajasta luettavat pisteet tutkitavan ionivirran energiahajonnan muutoksesta. Valituista pisteistä ohjelma laskee energiahajonnan suhteellisen muutoksen kaavan (21) mukaisesti.

TAPIO on ohjelmoitu käyttäen PyQt GUI-työkalupakettia käyttöliittymään [63] sekä matplotlib- ja numpy-paketteja tulosanalyysiin [61]. Ohjelma on myös tiedostopohjainen, eli kaikki muistiin tallennettavat asiat, kuten tiedostopolut ja tulokset, tallennetaan omaan tiedostoihinsa. Tämä helpottaa myöhemmin samoihin tuloksiin palaamista ja niiden käsittelemistä. TAPIO:n käyttöliittymä on esiteltyinä kuvassa 14.



Kuva 14. TAPIO-ohjelmiston käyttöliittymä. Käyttöliittymä esittää käyttäjälleen valitun mittauksen tiedot helpottaen kuvaajan asetusten määrittämistä.

5 Mittaukset

Tutkimuksen päätavoitteena oli määrittää plasmaepästabiilisuuden aiheuttama muutos plasmapotentiaaliin ionisuihkun energiahajonnan muutoksesta. Tässä työssä tutkittiin ECR-ionilähteen eri säätöparametrien vaikutusta ionisuihkussa havaittuihin epästabiilisuustapahtumiin ja määritettiin plasmapotentiaalim muutoksen parametrisuutuuksia. Tutkittiin myös plasmapotentiaalim muutoksen riippuvuutta eri operointitilojen, pulssitetun operoinnin ja jatkuvan operoinnin, välillä. Lisäksi tavoitteena oli löytää pulssitetulla operoinnilla mahdollinen yhteys plasman luhistumisen aikana tapahtuvien epästabiilisuuksien esiintymisviiveen (aikaväli mikroaaltosyötön katkaisusta epästabiilisuustapahtumaan) ja säätöparametrien välillä sekä jatkuvalla operoinnilla epästabiilisuustapahtumien välisen ajan ja säätöparametrien välillä. Jotta jatkuvalla operoinnilla epästabiilisuustapahtumia syntyisi, on plasman oltava epästabiilissa olotilassa [43, 45]. Plasman saaminen epästabiiliin tilaan jatkuvalla operoinnilla vaatii, että magneettikentän ja/tai mikroaaltotehon täytyy olla tarpeeksi korkeat. Tämä rajoittaa käytettävissä olevaa parametriavaruutta korkeammille magneettikentän ja mikroaaltotehon arvoille ja otettiin jo mittauksien suunnittelussa huomioon.

Jotta voitiin havaita peräkkäisiä epästabiilisuustapahtumia, kussakin mittauksessa mitattiin signaaleja useita kymmeniä millisekunteja. Kahta peräkkäistä epästabiilisuustapahtumaa tutkittiin, jotta saatiin lisää informaatiota plasman käyttäytymisestä ja sen hiukkaspopulaatioista. Tutkimalla eri operoinneilla peräkkäisiä epästabiilisuustapahtumia selvitettiin, kuinka nopeasti toinen epästabiilisuustapahtuma kehittyy suhteessa ensimmäiseen epästabiilisuustapahtumaan sekä niiden välisiä voimakkuuseroja. Lisäksi selvitettiin onko epästabiilisuuksien välillä eroavaisuuksia esiintymisviiveen tai voimakkuuden suhteen pulssitetun ja jatkuvan operoinnin välillä.

Tutkimuskysymyksiin voitiin vastata suorittamalla SAMPPA-mittausjärjestelmän avulla useita mittauksia varioiden ionilähteen säätöparametreja. Varioimalla mikroaaltotehoa, ionilähteen magneettikenttää ja plasmakammion painetta vaikutettiin plasman olosuhteisiin ja sen avulla epästabiilisuuspurskeiden ominaisuuksiin. SAMP-

PA:lla tallennettiin mitattu data ja muodostettiin siitä TAPIO:lla (aika, dipolin magneettikenttä, ionivirta)-kuvaaja, josta ionivirrat dipolin eri magneettikentän arvoilla olivat selkeästi nähtävissä yhdessä epästabiilisuustapahtumien kanssa. Kineettisten epästabiilisuuksien aiheuttama energiahajonnan muutos nähtiin TAPIO:n kolmiulotteisissa kuvaajissa mitatun ionivirran leviämisenä korkeammille magneettikentän arvoille epästabiilisuuden aikana. Lisäksi ionilähteen magneettikentän vaikutuksen tarkastelua varten laskettiin mittauksissa käytettyjen kelavirtojen arvoista niitä vastaava $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ -suhde, jota käytetään yleisesti ECR-ionilähteillä tehtävässä tutkimuksessa kuvaamaan ionilähteen magneettikentän voimakkuutta [7, 12, 44]. Tämä helpotti saatujen tulosten vertailua aiemmin julkaistuihin tutkimuksiin.

5.1 Mittausten valmistelu

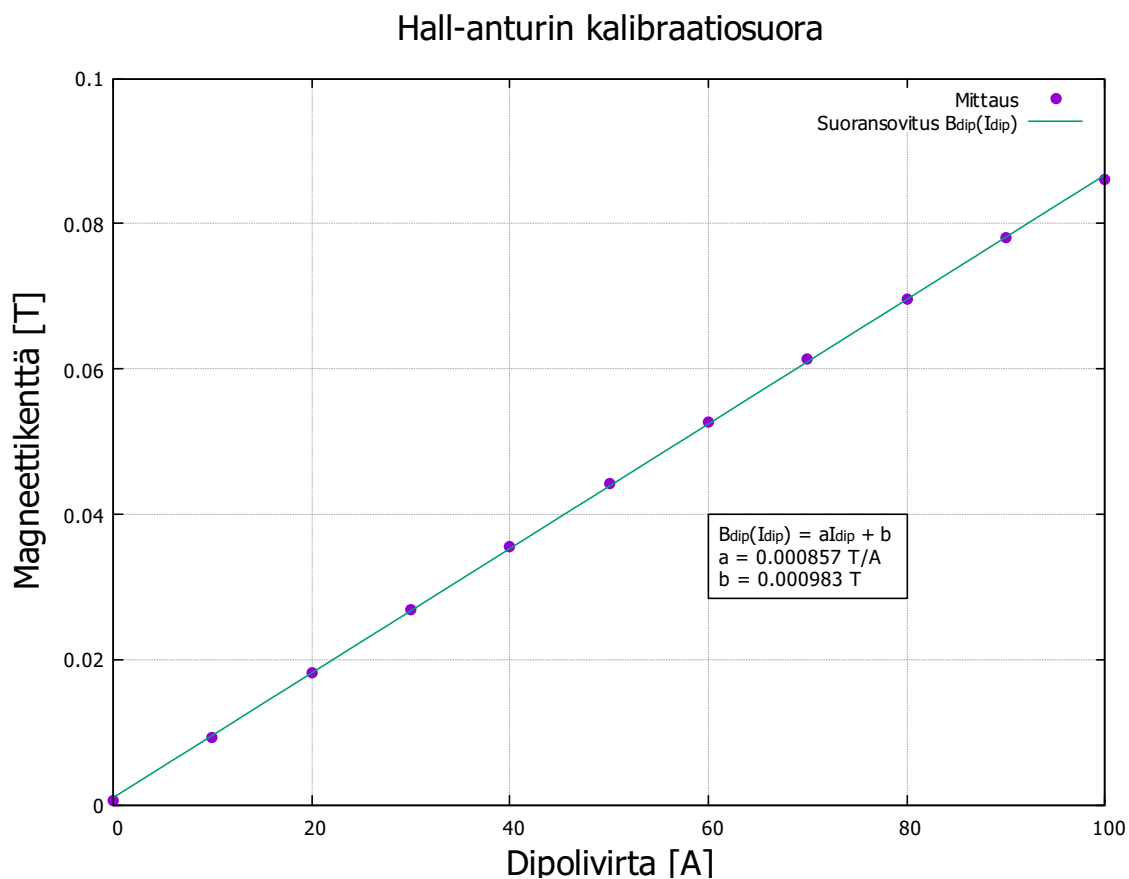
5.1.1 Hall-anturin kalibrointi

Ennen varsinaisten mittausten aloittamista määritettiin teslamittarin ulostulojännitteen ja Hall-anturin mittaaman magneettikentän välinen suhde, jotta voitiin mittausten aikana sekä tuloksia analysoitaessa tietää dipolimagneetin magneettikentän arvo. Hall-anturi oli mittaussäätimessä sijoitettuna dipolimagneetin sisälle ja se mittasi dipolimagneetin sisäisen magneettikentän suuruutta. Seuraavaksi suoritettiin mittaussarja, jossa dipolimagneetille annettiin [0, 100] A virtaa 10 ampeerin askeluksin ja samanaikaisesti mitattiin vastaavat magneettikentän arvot ja teslamittarin ulostulojännitteet. Tuloksista voitiin muodostaa funktio $B_{dip}(I_{dip})$ suoransovituksella $B_{dip} = aI_{dip} + b$, joka implementoitiin TAPIO:on muuttamaan käytetyt dipolivirtojen arvot vastaaviksi dipolimagneetin magneettikentän arvoiksi. Kalibroinnin tulokset ovat esiteltynä kuvassa 15. Suoransovitukselta magneettikentän arvoille muodostettiin yhtälö teslamittarin ulostulojännitteen U suhteen

$$B_{dip} = 0,204 \frac{\text{T}}{\text{V}} U + 0,001\text{T}, \quad (24)$$

jossa B_{dip} on dipolimagneetin magneettikenttä sekä dipolimagneetille ohjatun virran I_{dip} suhteen

$$B_{dip} = 0,857 \frac{\text{mT}}{\text{A}} I_{dip} + 0,983\text{mT}. \quad (25)$$



Kuva 15. Hall-anturin kalibraatiomittauksen tulosten suoransovitus $B_{dip}(I_{dip})$.

5.1.2 Varausastejakaumat

Varausastejakaumien mittaaminen oli varsinaisten mittausten kannalta hyvin oleellista. Vaikka varausastemittaus ei anna tietoa ionisuihkun ajallisesta käytöksestä ja evoluutiosta, se antoi kuvan siitä, kuinka ionilähteellä tuotetussa ionisuihkussa eri alkuaineiden ionien virta on jakautunut ionien eri varausasteille. Varausastejakauman mittaaminen auttoi myös optimoimaan dipoli- ja solenoidivirrat siten, että varsinaisten mittausten aikana saatiin maksimoitua halutun signaalin voimakkuus. Tutkimalla varausastejakaumasta kuinka eri alkuaineiden ionit olivat jakautuneet dipolivirta-akselille, voitiin määrittää tutkimuksen kannalta oleelliset dipolivirtavälit. Tämä puolestaan vähensi kokonaisuuden määrää, nopeutti mittauksia ja suoraviivaisesti mittaustietojen analysointia. Lisäksi koska dipolimagneetti erottaa ionivirrasta ioneita varausasteen ja massan suhteen $\frac{q}{m}$ mukaisesti, voitiin saadusta varausastekuvaajasta myös päätellä mikä ionisuihku kuului millekin ionille.

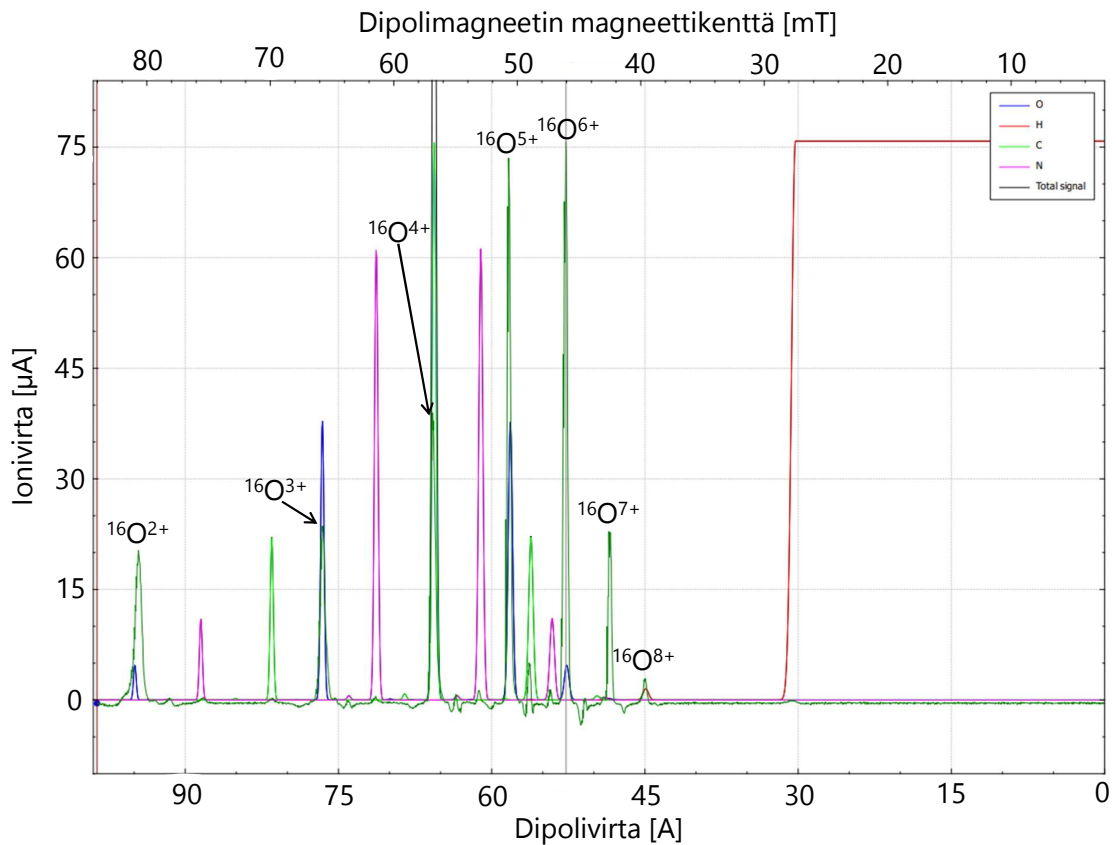
Varausastejakaumamittaukset suoritettiin happi- ja heliumplasmoilla mittaamalla olemassa olevalla mittauslaitteistolla ja -järjestelmällä ionivirtaa jatkuvalla suihkulla dipolivirran ($[0, 100]$ A) funktiona. Mittausten aikana mitattiin samanaikaisesti ionivirtaa ja optimoitiin solenoidin virtaa, jotta ionisuihkun kuljetus ionilähteeltä Faradayn kupille oli mahdollisimman hyvä. Tällä tavalla nähtiin millä dipolivirroilla saatiin ionivirtaa sekä kuinka voimakkaita ionivirrat olivat. Tämä antoi mahdollisuuden optimoida dipoli- ja solenoidivirrat mittauksia varten siten, että saatiin valittua haluttu $\frac{q}{m}$ -suihku ionilähteestä tulevasta kokonaisionisuihkusta ja maksimoitua kyseisen ionisuihkun ionivirta sekä minimoiden kyseisen dipolivirtavälin ionisuihkuhäviöt. Kullekin dipolivirtavälille valittiin varausastejakaumien avulla sellainen solenoidivirta, joka maksimoi dipolivirtavälillä tuotetut ionivirrat. Valitut solenoidivirrat eri varausasteille, eli dipolivirtaväleille, on esitelty hapelle ja heliumille taulukossa 1.

Taulukko 1. Optimoidut solenoidivirtojen arvot eri dipolivirtaväleille, joilla hapen ja heliumin ionien eri varausasteet ovat. Dipolivirtavälin vieressä on varausaste, jonka energiahajonnan muutosta kyseisellä dipolivirtavälillä tutkitaan.

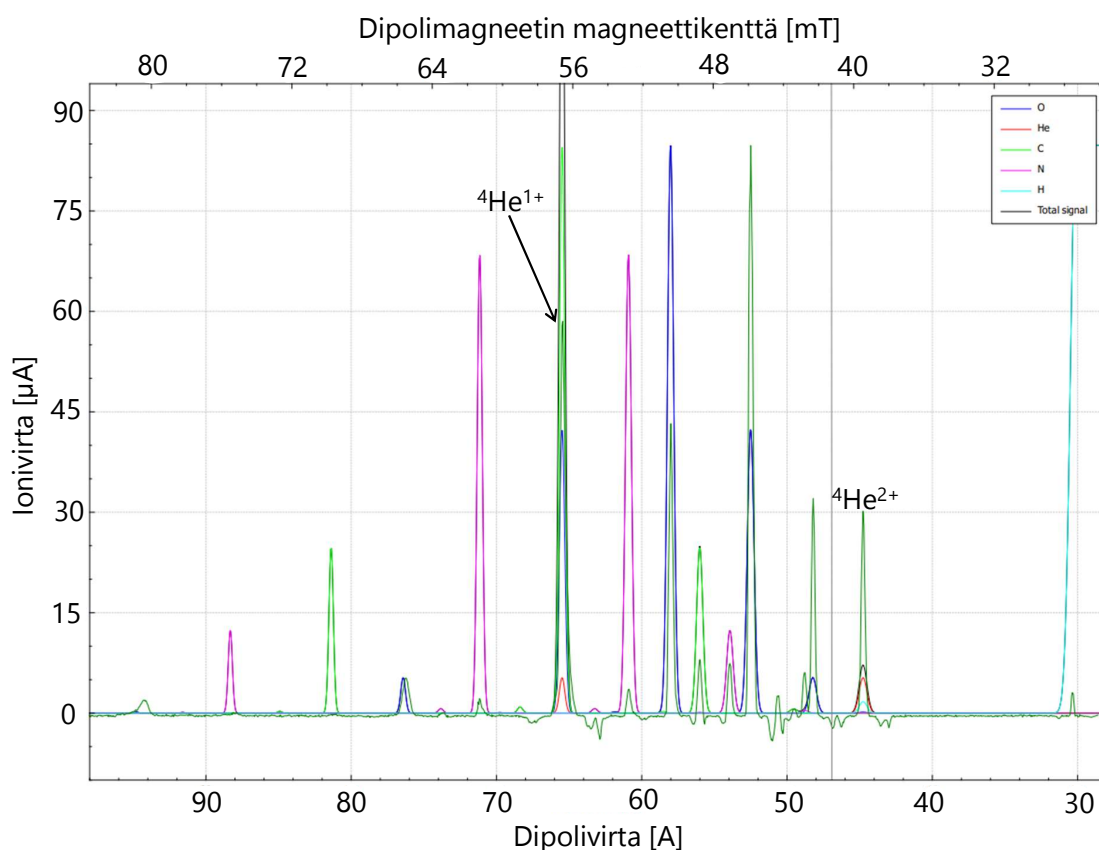
Happi		Helium	
Dipolivirtaväli (A)	Solenoidivirta (A)	Dipolivirtaväli (A)	Solenoidivirta (A)
100–75 ($^{16}\text{O}^{3+}$)	85	79–65 ($^4\text{He}^{1+}$)	60
80–65 ($^{16}\text{O}^{4+}$)	68	52–45 ($^4\text{He}^{2+}$)	46,5
68–58 ($^{16}\text{O}^{5+}$)	60		
60–45 ($^{16}\text{O}^{6+}$)	52,5		

Dipolivirtavälit valittiin varausastejakaumista tutkitun varausasteen q_i ionisuihkun ja saman alkuaineen yhtä matalamman varausasteen $q_i - 1$ ionisuihkun avulla. Dipolivirrat, joilla varausasteiden q_i ja $q_i - 1$ ionisuihkujen ionivirrat tuotettiin, määrittivät dipolivirtavälin alku- ja loppuarvon. Alku- ja loppuarvot olivat sellaisia, että mittauksissa dipolivirtavälin askelluksen aikana molempien ionisuihkujen tuottamat ionivirrat saatiin kokonaan mitattua. Näin varmistettiin, että mittausalue ei rajoittanut energiahajonnan muutoksen määrittystä. Varausastejakaumista nähdään myös, että $\frac{q}{m}$ -suihkun varausasteen laskiessa ionisuihkujen väliset etäisyydet dipolivirta-akselilla, eli myös magneettikenttä-akselilla, kasvaa. Suurempi etäisyys dipolivirta-akselilla ionisuihkujen välillä, mahdollisti myös paremmin energiahajonnan muutoksen määrittämisen. Lisäksi näiden avulla tutkittavan ionisuihkun koko energiahajonnan muutos, tai muutoksen alaraja, oli mahdollista määrittää ilman ylimääräisen datan keruuta.

Happi- ja heliumplasmaojen varausastejakaumien mittaukset tehtiin 300 W:n mikroaaltoteholla käyttäen 10 kV:n kiihdytysjännitettä. Loput nominaaliasetukset ovat esiteltyinä taulukossa 3. Hapen varausastejakauma on nähtävissä kuvassa 16 ja heliumin kuvassa 17. Hapella nähtiin ionit $^{16}\text{O}^{2+}$ – $^{16}\text{O}^{8+}$ ja heliumilla ionit $^4\text{He}^{1+}$ ja $^4\text{He}^{2+}$. Happi- ja heliumplasmaoilla havaitaan, että plasmassa oli epäpuhtauksina hiiltä, vetyä ja typpeä. Heliumplasmalla epäpuhtautena oli myös happea.



Kuva 16. Hapen varausastejakauma. Y-akselilla on mitattu ionivirta (tumman vihreä viiva) mikroampeereina ja x-akselilla dipolivirta ampeereina. Kuvaajassa yksittäisten alkuaineiden eriväriset viivat ovat ohjelmiston laskemia arvioita sille, mille dipolivirran, ja magneettikentän, arvolle valittujen alkuaineiden ionit osuvat annetulla kiihdytysjännitteellä. Ohjelmiston arvioiden ionivirtojen suuruudet ovat käyttäjän säädettävissä.

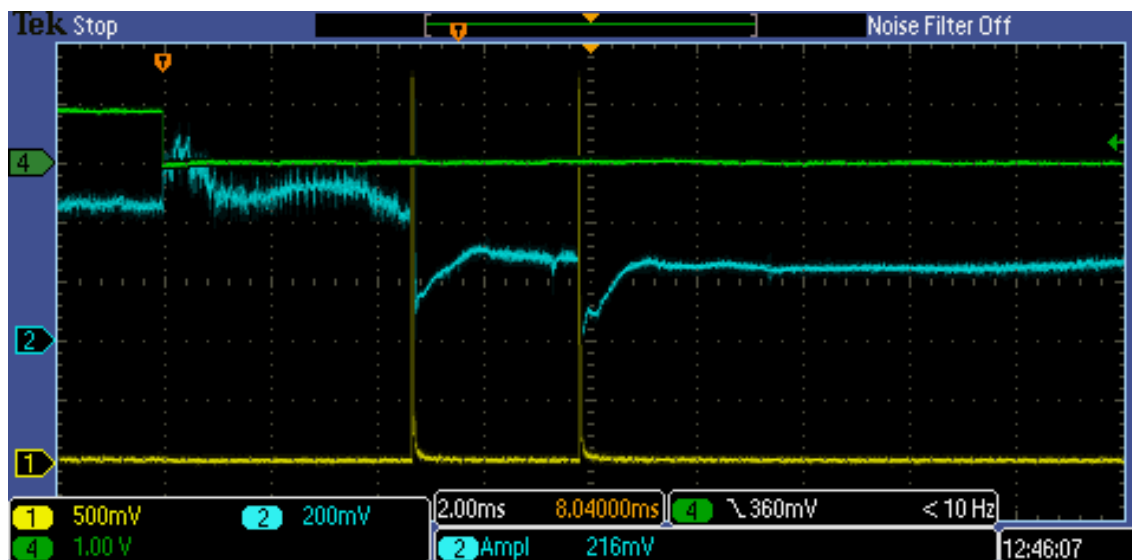


Kuva 17. Heliumin varausastejakauma. Y-akselilla on mitattu ionivirta (tumman vihreä viiva) mikroampeereina ja x-akselilla dipolivirta ampeereina. Kuvaajassa yksittäisten alkuaineiden eriväriset viivat ovat ohjelmiston laskemia arvioita sille, mille dipolivirran, ja magneettikentän, arvolle valittujen alkuaineiden ionit osuvat annetulla kiihdytysjännitteellä. Ohjelmiston arvioiden ionivirtojen suuruudet ovat käyttäjän säädettävissä.

5.1.3 Ionivirran ja epästabiilisuuspurskeiden välinen korrelaatio

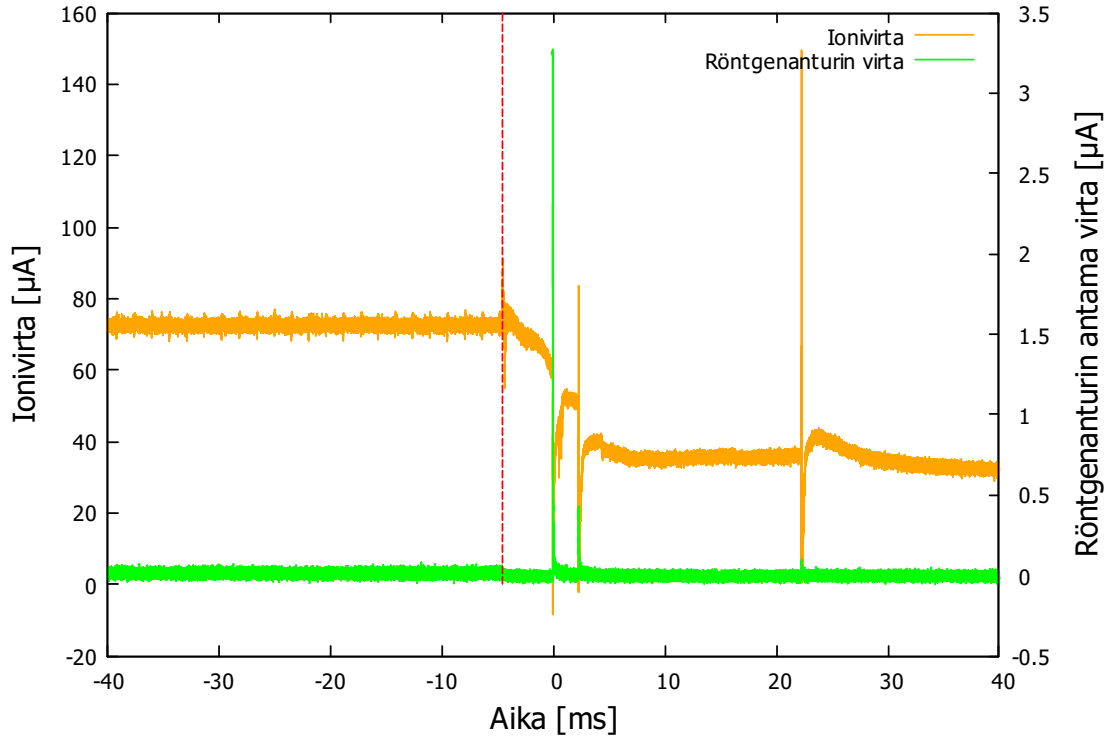
Aiempien tutkimusten perusteella tiedetään, että epästabiilisuustapahtumissa syntyy, elektronien törmätessä plasmakammion seinämiin, röntgensäteilyä (jarrutus säteily) [26, 35, 64, 65]. Jatkuvan operoinnin mittauksia varten varmistettiin, että korreloiko epästabiilisuustapahtumissa syntyvä röntgensäteily tässä työssä tutkitun ionivirran poikkeavan käytöksen kanssa. Jos röntgensäteily ja ionivirran poikkeava käytös korreloivat, voidaan päätellä, että ionivirran poikkeava käytös on myös epästabiilisuustapahtuman seurausta. Tämän seurauksena voidaan ajallisesti synkronoida mittaussarjan yksittäiset mittaukset röntgensignaalin avulla siten, että pystytään analysoimaan TAPIO:lla mittaussarjasta muodostetut kuvaajat.

Korrelaatiomittaus toteutettiin siten, että oskilloskooppiin kytkettiin röntgenmittari ja mitattiin pulssitetun operoinnin aikana manuaalisesti oskilloskoopilla epästabii- lisuuden aikaiset röntgen- ja ionivirtasignaalit samanaikaisesti. Mittausten aikana oskilloskoopilla liipaistiin röntgensignaaliin, minkä vuoksi voitiin synkronoida mi- tatut signaalit ja katsoa korreloiko röntgensignaalin käytös ionivirran käytöksen kanssa. Kokeessa mitattiin $^4\text{He}^{1+}$ -suihkun tuottamaa ionivirtaa, kun Faradayn kupin virtavahvistimen vahvistus oli $50 \mu\text{A}/\text{V}$, röntgensignaalin virtavahvistimen vahvistus oli $1 \mu\text{A}/\text{V}$, dipolivirta oli $66,5 \text{ A}$ ($B_{dip} = 57,97 \text{ mT}$) ja röntgenmittariin kytketyn korkeajännitelähteen syöttämä jännite oli -700 V . Mittauksissa käytettiin kahta oskilloskoopilla. Tektronix'in digitaalisella oskilloskoopilla saadusta kuvasta 18 on selkeästi nähtävissä korrelaatio syntyvän röntgensäteilyn ja ionivirtasignaalin käytök- sen välillä. Mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen havaitaan ionivirran romahtamisen aikana kaksi epästabiiisuustapahtumaa, joiden aikana on havaittavissa röntgensig- naalissa voimakkaat purskeet. Samanaikaisesti röntgenpurskeiden kanssa havaitaan mitatussa ionivirrassa nopeita romahduksia. Vastaava käyttäytyminen on nähtävissä myös Picoscope 5000A-oskilloskoopilla saadusta datasta, josta muodostettiin SAMPPA-ohjelmistolla kuva 19.



Kuva 18. Tektronix'in digitaalisella oskilloskoopilla mitatut röntgenmittarin, ionivirran ja mikroaaltosyötön signaalit. Kanavalla 1 on keltainen röntgenmittarin signaali, kanavalla 2 on sininen ionivirran signaali ja kanavalla 4 on vihreä mikroaaltosyöttösignaali. Ionivirta- ja röntgensignaaleista nähdään, että epästabiiisuustapahtumasta syntyvää röntgensäteilypursketta korreloi ionivirran romahdus.

Ionisuihkusta tuotetun ionivirran muutosten ja epästabiilisuuspurskeiden
välinen korrelaatio



Kuva 19. SAMPPA:n avulla mitatut röntgenmittarin ja ionivirran signaalit. Vihreä signaali on röntgenmittarin signaali ja oranssi signaali on ionivirtasignaali. Punainen katkoviiva merkitsee mikroaaltosyötön katkaisun ajankohdan. Ionivirta- ja röntgensignaaleista nähdään, että epästabiilisuustapahtumasta syntyy röntgensäteilypursketta korreloi ionivirran romahdus.

Nämä edellä kuvatut mittaukset ovat linjassa aiempien tutkimusten kanssa, joissa on havaittu, että epästabiilisuustapahtumassa plasmasta pakenevaa kuumia elektroneja törmätessään plasmakammion seinämiin tuottavat nopean purskeen jarrutussäteilyä ja miltei välittömästi tämän jälkeen ionivirrassa havaitaan romahdus [35, 46]. Tätä tukee myös aiemmin luvussa 2.3 käsitelty teoria kineettisen epästabiilisuuden muodostumisesta. Mittaukset yhdessä aikaisempien tutkimusten ja teorian kanssa osoittavat, että tutkitut ionivirran ilmiöt ovat kytköksissä plasman kineettisiin epästabiiluuksiin. Koska röntgen- ja ionivirtasignaalien välinen yhteys saatiin osoitettua, voitiin jatkuvan operoinnin aikana oskilloskoopilla liipaista röntgenmittarin signaaliin ja synkronoida kunkin mittaussarjan yksittäiset mittaukset hyvin määriteltävään toistettavaan tapahtumaan.

5.1.4 Muut valmistelut

Pulssitettuja mittauksia varten täytyi klystronilla normaalisti käytetty ALC-tila (*Auto Level Control*) kytkeä pois päältä. Tämä tehtiin sen takia, koska klystronin ollessa ALC-tilassa signaaligeneraattorin syöttämän sisäänmenotehon mennessä pulssituksen aikana nolnaan, klystroni pyrkii pitämään ulostulevan mikroaaltotehon vakiona. Klystroni yrittää pitää ulostulotehonsa vakiona lisäämällä vahvistusta, mutta tuottaa lopulta ei-haluttuja hallitsemattomia tehopiikkejä, kun sisääntuloteho palautuu nolhasta poikkeavaksi. Tämän vuoksi klystronin ulostuloteho täytyi säätää manuaalisesti. Manuaalista ulostulotehon säätämistä varten tarkistettiin minkä suuruisilla klystronin kiinteillä vaimennuksilla saatiin haluttua mikroaaltotehoa syötettyä ionilähteeseen. Klystronin vaimennuksien tarkistamisen lisäksi suoritettiin dipolivirrälle ja oskilloskoopin aikaresoluutiolle resoluutiotestit. Resoluutiotesteissä havaittiin, että 0,1 ampeeria pienempi askellusväli dipolivirrassa tai 496 ns nopeampi aika-askel näytteenotossa ei antanut merkittävää parannusta tai lisäinformaatiota lopullisiin kuvaajiin.

5.2 Pulssitetun operoinnin mittaukset

Pulssitetun operoinnin mittaukset tehtiin ionilähteen eri säätöparametrien asetuksilla taulukon 2 mukaisesti. Vain yhtä parametria varioitiin kerralla, jolloin muut parametrit vakioitiin mittausvälin keskellä olevaan arvoon (taulukko 2, sarake ”mittaus 3”). Mittausten nominaalitalan, ja samalla suureiden joita ei varioitu, vakioarvot on esitetty taulukossa 3 ja ne olivat samat kaikissa mittauksissa.

Taulukko 2. Parametrit ja suureet, joita pulssitetun operoinnin mittausten aikana varioitiin. Magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ arvot vastaavat annettuja kelavirtoja.

Parametri/Mittaus	1	2	3	4	5	6
RF-teho (W)	100	200	300	400	500	600
Kelavirrat (A)	460	480	500	520	540	560
Magneettikenttä $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$	0,656	0,691	0,727	0,763	0,799	0,835
Kammion paine (mbar) (O)		2E-7	4E-7	6E-7	8E-7	10E-7
Kammion paine (mbar) (He)		2,3E-7	4,0E-7	6,2E-7	7,8E-7	10,1E-7

Taulukko 3. Tärkeimmät ionilähteen, suihkulinjan ja datankeruun vakioasetukset. Mitattu aika ennen oskilloskoopilla liipaisua on t_1 ja t_2 on aika liipaisun jälkeen. ”Röntgen HV” on röntgenmittarin käyttöjännite. Kammion paineet ovat kaasukalibroidut paineen arvot. ”Kollimaattorin koko” viittaa suihkulinjaan juuri ennen Faradayn kuppia sijoitetun metallisen levyn, kollimaattorin, keskellä olevan ympyränmuotoisen reiän halkaisijaan.

Parametri	Arvo	Parametri	Arvo
RF-teho (W)	300	Mikroaaltotaajuus (GHz)	14,055
Kelavirrat (A), $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$	500; 0,727	Pulssituksen taajuus (Hz)	1
Kammion paine (mbar) (O)	4E-7	Kammion paine (mbar) (He)	4E-7
Pulssisuhde (%)	50	Puller-elektrodin jännite (kV)	1
Kiihdytysjännite V_{HV} (kV)	10	Bias-jännite (V)	-70
Röntgen HV (V)	-700	Einzel-jännite (kV)	8
Kollimaattorin koko (mm)	10	Aika-askel (ns)	496
t_1 (ms)	10	t_2 (ms)	70
Oskilloskoopin resoluutio	14-bit		

5.2.1 Happi-mittaukset

Pulssitetun operoinnin mittaukset happiplasmalle aloitettiin varioimalla mikroaaltotehoa muiden arvojen ja asetusten pysyessä vakioina taulukon 3 mukaisesti. Jokaisen mikroaaltotehoarvon aikana suoritettiin SAMPPA-ohjelmistolla mittaussarja kullekin dipolivirtavälille muuttaen mittausten välillä solenoidivirta vastaamaan kutakin dipolivirtaväliä. Dipolivirtavälit ja vastaavat solenoidivirrat on esitelty taulukossa 1. Kun mittaukset kullekin mikroaaltoteholle oli suoritettu, vastaavat mittaukset tehtiin varioimalla ECR-ionilähteen magneettikentän voimakkuutta sekä varioimalla neutraalikaasun painetta taulukon 2 mukaisesti. Käytetty mittaussarja on esitelty kuvassa 9.

5.2.2 Helium-mittaukset

Heliumplasman pulssitetun operoinnin mittaukset mikroaaltotehon, ionilähteen magneettikentän ja kaasun paineen funktiona suoritettiin samassa järjestyksessä ja samalla mittaussarjalla kuin happiplasmalle. Helium-mittauksissa poikkeuksena oli kaasun paineen määrittäminen. Ionilähteeseen asennettu painemittari on kalibroitu typelle, minkä vuoksi mittarin näyttämä lukema vaatii kaasukohtaisen kalibroitukertoimen aina kun mitataan jotain muuta kaasua kuin typpeä [66, 67].

Plasmakammioon lisätyn kaasun osapaine tulee korjata kyseisen kaasun kalibraatiokertoimella, joka on helium-kaasulle 0,18. Näin varmistuttiin siitä, että helium- ja happikaasuille saatiin plasmakammioon sama kaasukuorma, mikä mahdollisti tuloksien vertailukelpoisuuden. Hapelle vastaavaa korjausta ei ollut tarpeellista tehdä, koska hapen korjauskerroin on hyvin lähellä yhtä. Pohjapaineella, eli ionilähteen paine ennen kaasun syöttämistä, $0,84E-7$ mbar hapen paineen arvoja vastaavat kalibroidut heliumin paineen arvot on esitetty taulukossa 2.

5.3 Jatkuvan operoinnin mittaukset heliumilla

Jatkuvan operoinnin mittauksissa mikroaaltosyöttöä ei pulssitettu vaan mikroaaltosyöttö pysyi jatkuvana, jolloin ionilähde tuotti jatkuvaa ionisuihkua. Jatkuvan operoinnin mittauksissa ionilähteen säätöparametrit asetettiin siten, että plasma ajautui epästabiliin olotilaan ja plasmassa tapahtui toistuvia epästabiliisuustapauksia. Tämä rajoitti parametriavaruutta, jota mittauksissa voitiin käyttää. Eri mikroaaltotehoille käytetyt kelavirrat, ja niiden vastaavat $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ -arvot, on esitetty taulukossa 4. Koska kineettiset plasmaepästabiilisuuspurskeet ovat yhteydessä havaituihin jarrutusäteilyn purskeisiin, jatkuvan operoinnin mittauksissa oskilloskooppi liipaistiin röntgenmittarin antamaan signaaliin. Solenoidivirtojen arvoiksi valittiin 55 A dipolivirtavälille [55, 45] A (B_{dip} : [48,12; 39,55] mT), jossa on ${}^4\text{He}^{2+}$ -suihku, ja 80 A dipolivirtavälille [75, 64] A (B_{dip} : [65,26; 55,83] mT), jossa on ${}^4\text{He}^{1+}$ -suihku. Mittausten nominaaliasetukset on esitetty taulukossa 3.

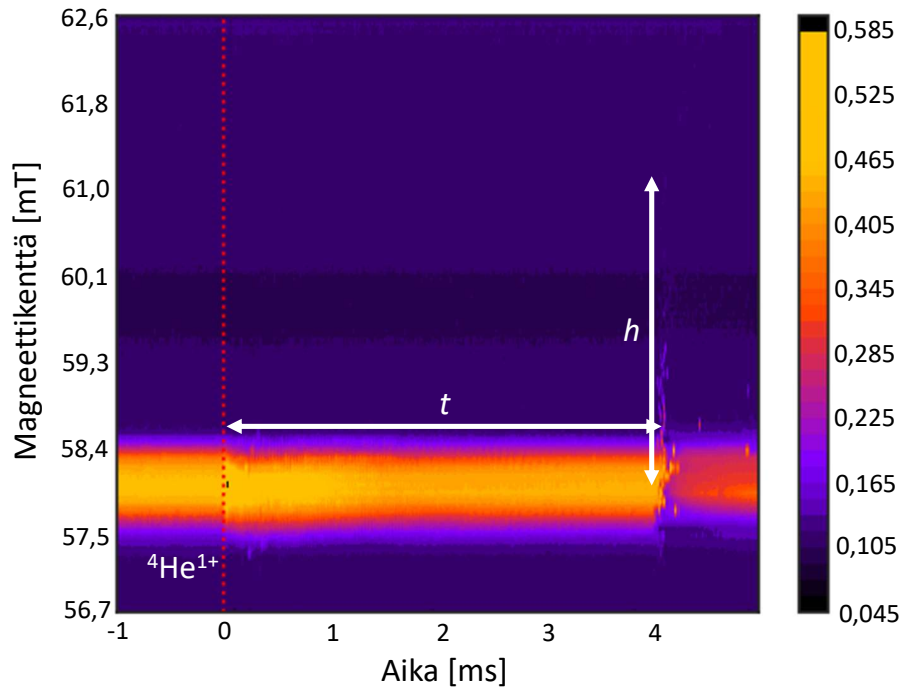
Taulukko 4. Mittauksissa käytetyt mikroaaltotehot ja kelavirrat sekä niitä vastaavat magneettikenttäsuhteet $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$.

Kelavirta (A)	$\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$	RF-teho (W)		
		300	400	500
510	0,745			X
520	0,763		X	X
530	0,781	X		X
540	0,799	X	X	X
550	0,817	X		X
560	0,835	X	X	X

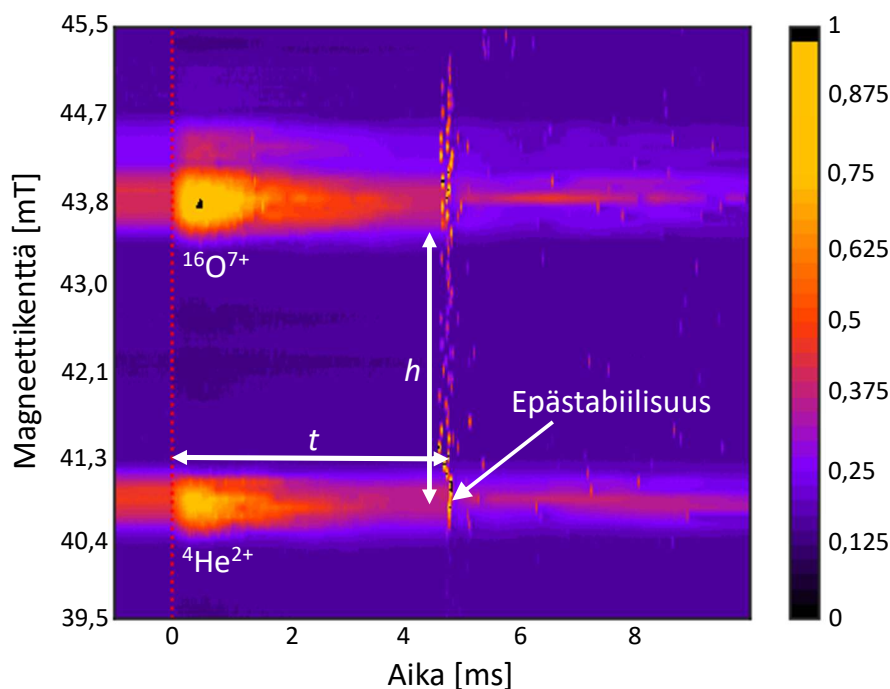
6 Data-analyysi

Luvussa 3.1 on mainittu, että mittaamalla tuotettua ionivirtaa samanaikaisesti kun askeltaa dipolimagneetin magneettikenttää, saadaan määritettyä plasmapotentialin muutos ionisuihkun energiahajonnan muutoksesta. Kineettisten epästabiilisuuksien aiheuttama energiahajonnan muutos voidaan siis nähdä (aika, dipolin magneettikenttä, ionivirta)-kuvaajissa mitatun ionivirran leviämisenä korkeammille magneettikentän arvoille epästabiilisuuden aikana. Mittaussarjan mittaukset voidaan synkronoida ajallisesti liipaisusignaalin avulla, koska liipaisuhetki on sidottu hyvin määriteltyyn tapahtumaan, joka on samalla mittaussarjan ajan nollakohta. Pulssitetun operoinnin mittauksilla liipaisutapahtuma, eli ajan nollakohta, oli mikroaaltosyötön katkaisu ja jatkuvalla operoinnilla röntgensignaalin havaittu epästabiilisuuspurske.

Edellä kuvatun pohjalta jokaiselle mittaukselle muodostettiin TAPIO:lla kolmiulotteiset kuvien 20 ja 21 kaltaiset kuvaajat, jotka esittävät ionisuihkun ionivirtaa ajan ja dipolimagneetin magneettikentän funktiona. Kuvaajien magneettikentän arvot laskettiin dipolivirrasta kaavan (25) avulla. Näistä kolmiulotteisista kuvaajista voitiin lukea halutun ionin energiahajonnan muutos magneettikenttäakselin suunnassa levinneestä ionivirrasta. Kuvassa 20 on nähtävissä koko energiahajonnan aiheuttama muutos ja kuvassa 21 on esimerkki tapauksesta, jossa epästabiilisuuden aiheuttama energiahajonnan muutos on niin suuri, että tarkasteltu ionivirtasignaali leviää kuvaajassa seuraavan ionisuihkun tuottaman ionivirran päälle. Tämän vuoksi vastaavissa mittauksissa oli mahdollista määrittää vain alaraja-arvio energiahajonnan muutoksen suuruudelle. TAPIO antaa automaattisesti tarkastellulle energiahajonnalle sen aiheuttaman ionivirran siirtymän h alku- ja loppuarvot (B_1 ja B_2) magneettikentässä B_{dip} , liipaisuhetken ja valitun epästabiilisuuden ajanhetken t suhteessa liipaisuhetkeen (ajan nollakohta). Ionivirtasignaalin siirtymän h alku- ja loppuarvoista B_1 ja B_2 laskettiin energiahajonnan ja plasmapotentialin muutokset luvussa 4.2 mainitulla tavalla kaavalla (21).

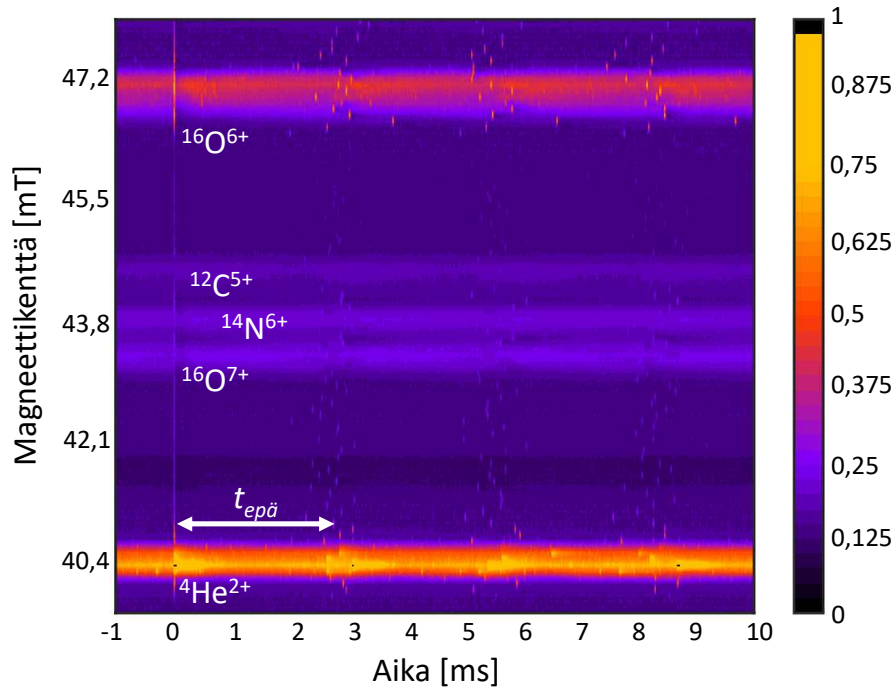


Kuva 20. Pulssitetusta heliumplasman mittauksesta tehty kuvaaja, jonka värikartta kuvaa normitetun ionivirran suuruutta. Mittausväli dipolivirralla on 66–72 A (B_{dip} : [56,7; 62,6] mT) ja aika-akselilla millisekunnista ennen mikroaaltopulssin katkaisua viiteen millisekuntiin katkaisun jälkeen. Kuvaan on merkitty ${}^4\text{He}^{1+}$ -suihkulle epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive t liipaisuhetkestä (punainen katkoviiva), ja sen aiheuttama ionien energiahajonnan muutoksen aiheuttama siirtymä h magneettikentässä B_{dip} , joka ilmenee kuvassa ionivirtasignaalin siirtymisenä korkeammille magneettikentän arvoille.

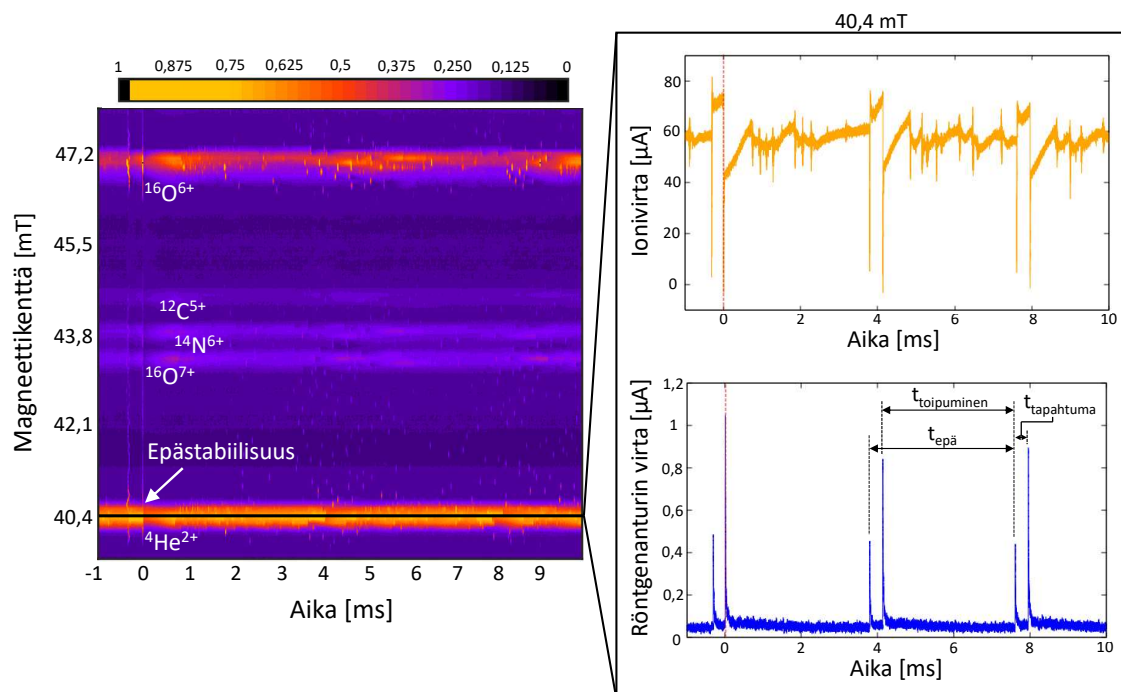


Kuva 21. Pulssitetusta heliumplasman mittauksesta tehty kuvaaja, jonka värikartta kuvaa normitetun ionivirran suuruutta. Mittausväli on dipolivirralla 45–52 A (B_{dip} : [39,5; 45,4] mT) ja aika-akselilla millisekunnista ennen mikroaaltosyötön katkaisua (punainen katkoviiva) 10 millisekuntiin katkaisun jälkeen. Kuvaan on merkitty ${}^4\text{He}^{2+}$ -suihkulle epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive t , ja sen aiheuttama ionien energiahajonnan muutoksen aiheuttama siirtymä h magneettikentässä B_{dip} , joka ilmenee kuvassa ionivirtasignaalin siirtymisenä korkeammille magneettikentän arvoille. Kuva demonstroi tilannetta, jossa energiahajonnan muutos on niin suuri, että ionivirtasignaali siirtyy seuraavan varausasteen ionivirran päälle. Tämän seurauksena voidaan määrittää vain alaraja-arvio kyseisen energiahajonnan muutoksen suuruudelle.

Jatkuvan operoinnin mittauksissa havaittiin yhden epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumia sekä luvussa 2.3 mainittuja epästabiilisuustapahtumia, joissa on kaksi epästabiilisuuspursketta. Kuva 22 on esimerkki siitä, miltä havaitut yhden epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumia sisältävät ionisuihkut näyttävät TAPIO:lla tehdyssä kuvaajassa. Vastaavasti kuvassa 23 on esimerkki siitä, miltä usean epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumat näyttävät. Kuvan 23 ionisuihkuisa tapahtuu kolme epästabiilisuustapahtumaa, joiden jokaisen aikana tapahtuu kaksi epästabiilisuuspursketta. Kuvaan on myös merkitty $t_{toipuminen}$, $t_{tapahtuma}$ ja $t_{epä}$ ja ne ovat määritetty luvussa 2.3 kuvatulla tavalla.



Kuva 22. Jatkuvassa operoinnissa tuotetulle heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkulle saatu kuvaaja dipolivirtavälillä 45–55 A (B_{dip} : [39,5; 48,1] mT) 300 W:n mikroaaltokeholla. Yhden epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumia on arviolta ajanhetkillä 0; 2,8; 5,5 ja 8,5 ms. Värikartta kuvaa ionivirran suuruutta ja $t_{epä}$ epästabiilisuustapahtumien välistä aikaa.



Kuva 23. Jatkuvassa operoinnissa tuotetulle heliumplasman ${}^4\text{He}^{2+}$ -suihkulle saatu kuvaaja, joka sisältää usean epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumia dipolivirtavälillä 45–55 A (B_{dip} : [39,5; 48,1] mT) 500 W:n mikroaaltoteholla. Värikartta kuvaa ionivirran suuruutta. Kuvassa $t_{epä}$ on epästabiilisuustapahtumien välinen aika, $t_{toipuminen}$ on epästabiilisuustapahtumasta toipumiseen kulunut aika ja $t_{tapahtuma}$ on epästabiilisuustapahtuman kesto, eli tässä tapauksessa kahden epästabiilisuuspurskeen välinen aika. Liipaisuaikajankohta on merkitty punaisella katkoviivalla.

Kuvista 22 ja 23 nähdään, että epästabiilisuustapahtumien välisen ajan $t_{epä}$ säännöllisyys oli selvästi huonompi jos epästabiilisuustapahtuma sisälsi yhden purskeen sijasta useamman epästabiilisuuspurskeen. Lisäksi kun usean epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumia sisältämästä mittaussarjasta muodostetaan TAPIO:lla (aika, magneettikenttä, ionivirta)-kuvaaja (kuva 23), vain liipaisuhetken epästabiilisuustapahtuman ionivirtasignaalin leviäminen magneettikenttä-akselin suunnassa on hyvin määritelty. Tämän vuoksi energiahajonnan muutos voitiin määrittää vain liipaisuhetken epästabiilisuustapahtumasta ja peräkkäisten epästabiilisuustapahtumien aiheuttamia energiahajonnan muutoksia ei tutkittu.

On syytä muistaa, että plasman epästabiilisuustapahtuma on globaali plasmailmiö, joka vaikuttaa kaikkiin plasman ioneihin ja näkyy täten ekstraktoidun ionisuihkun kaikkien ionien virrassa [35]. Tämän vuoksi tuloksia analysoitaessa plasmapotentiaa-

lin muutos voidaan määrittää mistä tahansa ionisuihkun ionin energiahajonnasta. Esimerkkinä tästä taulukosta 5 on nähtävissä, että energiahajonnan suhteellinen muutos on sama eri varausasteiden ioneilla.

Taulukko 5. Energiahajonnan muutosten yhteneväisyys eri varausasteilla asetusten ollessa samat. Tulokset on mitattu heliumplasmalla kelavirtojen ollessa 520 A, eli kun $\frac{B_{min}}{B_{ECR}} = 0,763$. Energiahajonnan muutoksen virheet on laskettu yleisellä virheen etenemiskaavalla (yhtälö (26)).

Ioni	Energiahajonnan muutos (%)	Esiintymisviive (ms)
${}^4\text{He}^{1+}$	8 ± 4	$2,41 \pm 0,5$
${}^4\text{He}^{2+}$	10 ± 5	$2,38 \pm 0,5$

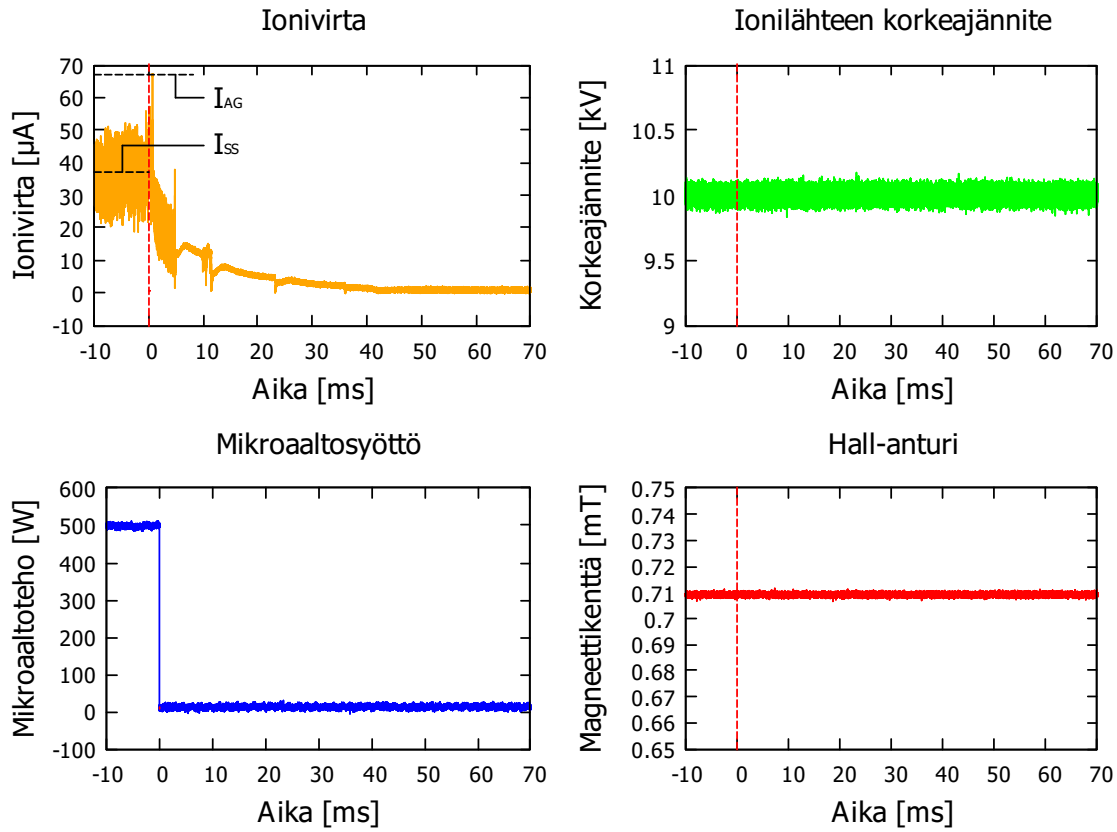
Lisäksi luvussa 5.1.2 on mainittu, $\frac{q}{m}$ -suihkun varausasteen laskiessa saman massaisen ionisuihkujen välinen etäisyys dipolivirtavälillä kasvaa. Näiden vuoksi analysointi aloitettiin aina matalimman varausasteen ionivirrasta, koska sen ”yläpuolella”, eli kuvaajassa korkeamman magneettikentän suuntaan mentäessä, on pisin mahdollinen etäisyys seuraavaan ionisuihkun ionivirtaan. Tällä tavalla kokonaisia energiahajonnan muutoksia saatiin määritettyä mahdollisimman monta. Mittauksen datasta muodostetun kuvaajan ollessa epäselvä (esim. signaalihäiriöiden tai plasman epäpuhtauden vuoksi), analysoitiin energiahajonnan suhteellinen muutos ionivirrasta, jolla oli kuvaajassa yläpuolella toiseksi eniten tilaa. Eli käytännössä analysointi aloitettiin pienimmän varausasteen ionivirrasta, josta tarvittaessa siirryttiin yhtä korkeamman varausasteen ionivirtaan.

Pulssitetun operoinnin mittauksilla epästabiliisuustapahtuman esiintymisviive on TAPIO:n määrittämä valitun epästabiliisuustapahtuman ajanhetki t suhteessa liipaisuhetkeen. Mittauksissa, joissa havaittiin useampi epästabiliisuustapahtuma, kahden ensimmäisen epästabiliisuustapahtuman esiintymisviiveet erotettiin toisistaan alaindeksein. Liipaisuhetken ja ensimmäisen epästabiliisuustapahtuman välinen aika on t_1 ja vastaavasti liipaisuhetken ja toisen epästabiliisuustapahtuman välinen aika on t_2 .

Jatkuvalla operoinnilla yhden epästabiliisuuspurskeen epästabiliisuustapahtumien mittauksissa $t_{epä}$ on TAPIO:n määrittämä valitun epästabiliisuustapahtuman ajanhetki t suhteessa liipaisuhetkeen. Mittauksissa havaittiin myös kahden epästabiliisuuspurskeen sisältämiä epästabiliisuustapahtumia. Kahden epästabiliisuuspurskeen epästabiliisuustapahtumia sisältämistä mittaussarjoista epästabiliisuustapahtumien välinen aika $t_{epä}$ määritettiin laskemalla keskiarvo $\bar{t}_{epä}$ mittaussarjan kymmenen yksit-

täisen mittauksen avulla. Ensin valittiin TAPIO:lla SAMPPA:n muodostamien, kuvan 19 kaltaisten, kuvaajien avulla se yksittäinen mittaus, jossa tutkittavan ionisuihkun tuottama tasapainovirta oli suurin. Loput yhdeksän mittausta olivat järjestyksessä seuraavia mittauksia korkeammilla magneettikentän arvoilla. Valituista mittauksista määritettiin manuaalisesti $t_{epä}$ liipaisuhetken epästabiilisuustapahtuman suhteen, joiden avulla laskettiin keskiarvo $\bar{t}_{epä}$.

Kun TAPIO:lla oli määritetty energiahajonnan suhteellinen muutos ja esiintymisviive, laskettiin kullekin pulssitetulle mittaukselle ionivirtasuhte $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$. Ionivirtasuhte $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ kuvaa mikroaaltosyötön katkaisua edeltävän tasapainovirran I_{SS} ja mikroaaltosyötön välittömän katkaisun jälkeisen afterglow-virran I_{AG} välistä suhdetta. Ionivirtasuhte $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ määritettiin valitsemalla TAPIO:lla edellä kuvatulla tavalla sen yksittäisen mittauksen raakadata, jossa tutkittavan ionisuihkun tuottama tasapainovirta oli suurin. Valitusta raakadatatista TAPIO laski I_{SS} :n arvoksi mikroaaltosyötön aikaisen ionivirran keskiarvon ja I_{AG} :n arvoksi mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen 0,5 millisekunnin aikana afterglow:ssa saavutetun maksimi-ionivirran. Esimerkki yksittäisen mittauksen datasta muodostetuista kuvaajista happiplasman pulssitetuissa mittauksissa on esiteltynä kuvassa 24, johon on merkitty myös tasapainovirta I_{SS} ja afterglow-virta I_{AG} .



Kuva 24. Esimerkki pulssitetun operointitilan mittaus $^{16}\text{O}^{6+}$ -suihkulle dipolivirralla 53,9 A ($B_{dip} = 47,18$ mT) ja 500 W:n mikroaaltoteholla. Muut asetukset ovat nominaaliarvoissa (taulukko 3). Punaisella katkoviivalla on merkitty mikroaaltosyötön katkaisun ajankohta ja mustalla katkoviivalla (ionivirta, aika)-kuvaajaan tasapainovirta I_{SS} ja afterglow:n aikainen maksimivirta I_{AG} .

Vaikka TAPIO:lla tehtyjen kuvaajien muodostuksessa värikarttaa ja normitusta voi muokata mahdollisimman tarkan kuvan saamiseksi, kuvaajista analysoidut tulokset perustuvat jossain määrin silmämääräiseen tulkintaan. Tämän silmämääräisen tulkinnan lukuvirhe oli tuloksissa hallitseva virhelähde, ja se otettiin huomioon virherajojen määrittämisessä. Epästabiilisuustapahtumien esiintymisviiveen määrittäminen virheeksi arvioitiin $\pm 0,5$ ms ja energiahajonnan suhteellisen muutoksen määrittäminen virheeksi $\pm 0,05$ eli 5 %, joiden sisälle mahtuvat mahdolliset lukuvirheet. Virhe syntyy TAPIO:lla tehtyjen magneettikenttä-aika-kuvaajien energiahajonnan suhteellisen muutoksen manuaalisesta määrittämisestä ja luo täten myös virheen plasmapotentialin muutoksen suuruuteen. Energiahajonnan suhteellisen muutoksen virhe on arvioitu lukemalla useasta eri happi- ja heliumplasman mittauksesta dipolimagneetin magneettikentän arvot B_1 ja B_2 (yhtälö (21)) ja arvioimalla näille mittauksesta ja

kuvaajasta riippuen mahdollisimman realistinen lukutarkkuus δB_{dip} . Näillä voidaan laskea lopullinen virhe yleisestä virheen etenemislaista

$$\begin{aligned} \delta \left(\frac{\Delta E}{E} \right) &= \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial B_1} \left(\frac{B_2^2 - B_1^2}{B_1^2} \right) \delta B_{dip} \right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial B_2} \left(\frac{B_2^2 - B_1^2}{B_1^2} \right) \delta B_{dip} \right)^2} \\ &= \sqrt{\left(-\frac{2B_2^2}{B_1^3} \delta B_{dip} \right)^2 + \left(\frac{2B_2}{B_1^2} \delta B_{dip} \right)^2}, \end{aligned} \quad (26)$$

jolla lasketut virheet olivat 2–5 %:n välillä. Muille parametreille, kuten esimerkiksi mikroaaltoteholle, virheet ovat tulosten kannalta marginaalisen pieniä, sillä arvot tulevat suoraan mittalaitteistolta oskilloskoopin välityksellä. Lisäksi plasman muuttuvat olosuhteet vaikuttavat mitattuihin arvoihin ja aiheuttavat variaatiota tuloksiin. Plasman muutoksien määrittäminen on hyvin haasteellista, minkä vuoksi sen aiheuttamia virheitä ei ole otettu tässä työssä huomioon.

Jokaiselle määritetylle ionivirtasuhteelle $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ laskettiin hajontaluku keskihajonnan avulla, joka kuvaa ionivirtasuhteen keskimääräistä vaihtelua. Hajontaluku laskettiin määrittämällä ensin mikroaaltosyötön aikaisen ionivirran keskiarvo I_{SS} , eli tasapainovirta, ja keskihajonta σ . Näistä laskettiin $I_{SS} - \sigma$:n ja $I_{SS} + \sigma$:n avulla minimi- ja maksimi-arvot ionivirtasuhteelle $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$. Kun laskettiin erotukset ionivirtasuhteen ja sen minimi- sekä maksimi-arvon kanssa saatiin kaksi hajontalukua, joista suurempi valittiin lopulliseksi hajontaluvuksi.

Kun TAPIO:lla oli analysoitu yksitellen kaikki mittaukset eri säätöparametrien funktioina, muodostettiin saaduista tuloksista lopulliset kuvaajat Gnuplot-ohjelmiston avulla. Gnuplot-ohjelmisto on komentorivipohjainen ohjelmisto, jolla voidaan tehdä monipuolisesti erilaisia kuvaajia [68], mitä TAPIO:lla tai SAMPPA:lla ei pysty tekemään. Tässä tutkielmassa käytetyt magneettikenttäsuhteet $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ laskettiin JYFL 14GHz ECR-ionilähteen magneettisesta mallista, joka on muodostettu FEMM-ohjelmistolla [69]. Magneettisessa mallissa on mallinnettu ionilähteen kelat sekä magneettinen rauta, minkä jälkeen mallinnuksen keloihin on syötetty haluttu virta. Ohjelma laskee tämän jälkeen magneettikentän minimin B_{min} muodostamastaan aksiaalisesta magneettikenttäprofiilista. Esimerkki aksiaalisesta magneettikenttäprofiilista on nähtävissä kuvassa 11. Prosessi on toistettu usealle kelavirran arvolle, mistä lopulta on saatu suoransovituksella funktio $B_{min}(I_{kela})$ magneettikentän minimin ja

kelavirtojen väliselle yhteydelle. Magneettikenttäarvo B_{ECR} on voitu laskea luvussa 2.2.2 mainitusta resonanssiehdosta (13), jossa mikroaaltosäteilyn kulmataajuus on $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$ ja mikroaaltotaajuus on $f_{RF} = 14,055$ GHz.

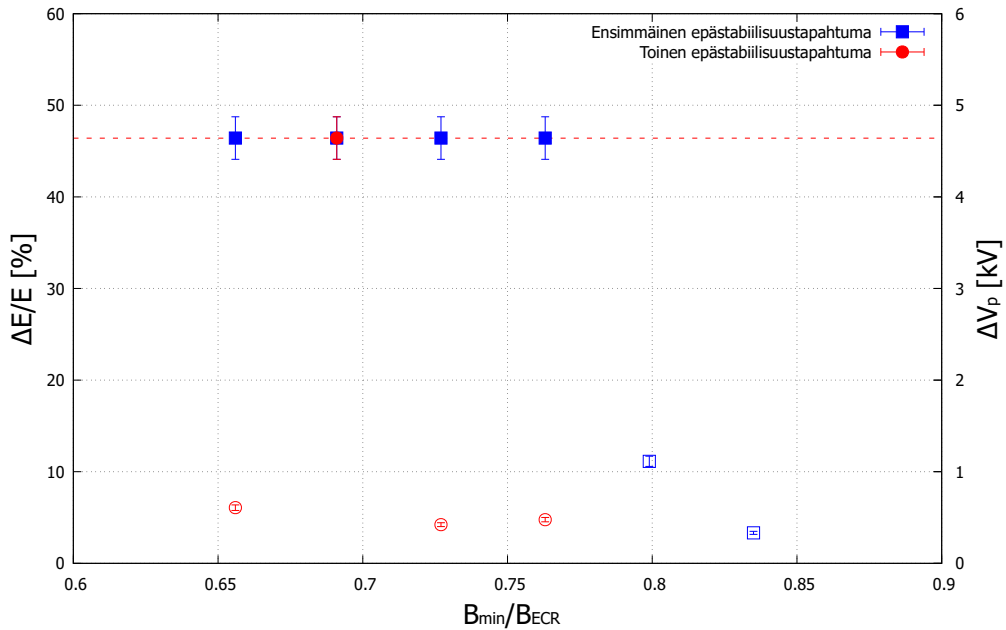
7 Tulokset ja havainnot

7.1 Pulssitettu operointi: Plasman luhistumisen aikaiset kineettiset epästabiilisuudet

Tutkituista ionisuihkuista määritettiin epästabiilisuustapahtumien aikaiset plasma-potentiaalin muutokset ΔV_p ja niiden parametririippuvuudet. Kuten luvussa 6 on kerrottu, joistakin ionivirroista on ollut hankalaa määrittää energiahajonnan suhteellisen muutoksen suuruutta, minkä vuoksi muutos mitattiin sellaisesta korkeamman varausasteen ionivirrasta, josta sen pystyi mahdollisimman luotettavasti ja tarkasti määrittää. Tämä ilmenee tulosten kuvaajissa yksittäisinä pisteinä, jotka mitattiin eri ionivirrasta kuin muut pisteet. Lisäksi iso osa mitatuista ionivirtasignaaleista levisi epästabiilisuustapahtumien aikana korkeammille magneettikentän arvoille niin paljon, että ne menivät päällekkäin seuraavan ionin (epäpuhtauden tai saman alkuaineen ionin viereisen varausasteen) ionivirran kanssa (kuva 20). Tämän vuoksi niitä ei analysoinnissa voitu enää erottaa toisistaan, jolloin saatiin määritettyä energiahajonnan muutoksen suuruudelle vain alaraja. Tämä alaraja asetti samalla myös korkeimman määritettävissä olevan arvon kyseiselle varausasteelle. Kyseiset arvot on tulosten kuvaajissa merkitty täytetyillä symboleilla ja punaisella poikkiviivalla.

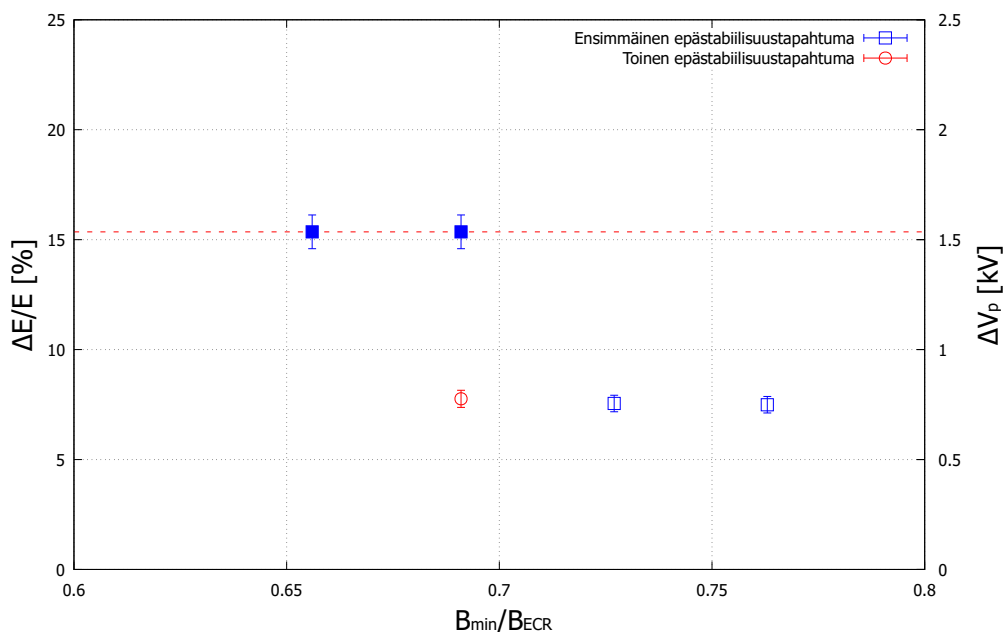
Magneettikentän voimakkuuden vaikutus energiahajonnan suhteellisen muutoksen suuruuteen on tutkituista parametreista huomattavin ja esitetty kuvissa 25 ja 26. Magneettikentän voimakkuuden, jota kuvataan magneettikenttäsuhteella $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$, kasvaessa arvosta 0,656 arvoon 0,835 plasmapotentialin muutos pienenee happiplasmalla 4,6 kV:in alarajasta ($\frac{\Delta E}{E}=46\%$) 0,3 kV:iin ($\frac{\Delta E}{E}=3\%$) ja heliumplasmalla 1,5 kV:n alarajasta ($\frac{\Delta E}{E}=15\%$) 0,7 kV:iin ($\frac{\Delta E}{E}=7\%$).

Happiplasman plasmapotentialin ja ionisuihkun energiahajonnan muutos magneettikentän funktiona



Kuva 25. Happiplasman $^{16}\text{O}^{3+}$ -suihkusta mitattu ensimmäisen (sininen) ja toisen (punainen) epästabiilisuustapahtuman aiheuttamat plasmapotentialin muutokset ΔV_p sekä $\frac{\Delta E}{E}$ magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ funktiona. Täytetyt symbolit ovat tuloksia, jotka on määritetty kuvaajasta, jossa tarkastellun happi-ionin ionivirran energiahajonnan muutoksen vuoksi ionivirtasignaali ulottuu seuraavaan viereisen varausasteen tai epäpuhtauden ionivirtaan asti. Punaisella poikkiviivalla on merkitty suurin määritettävissä oleva plasmapotentialin muutos kyseiselle varausasteelle.

Heliumplasman plasmapotentialin ja ionisuihkun energiahajonnan muutos magneettikentän funktiona



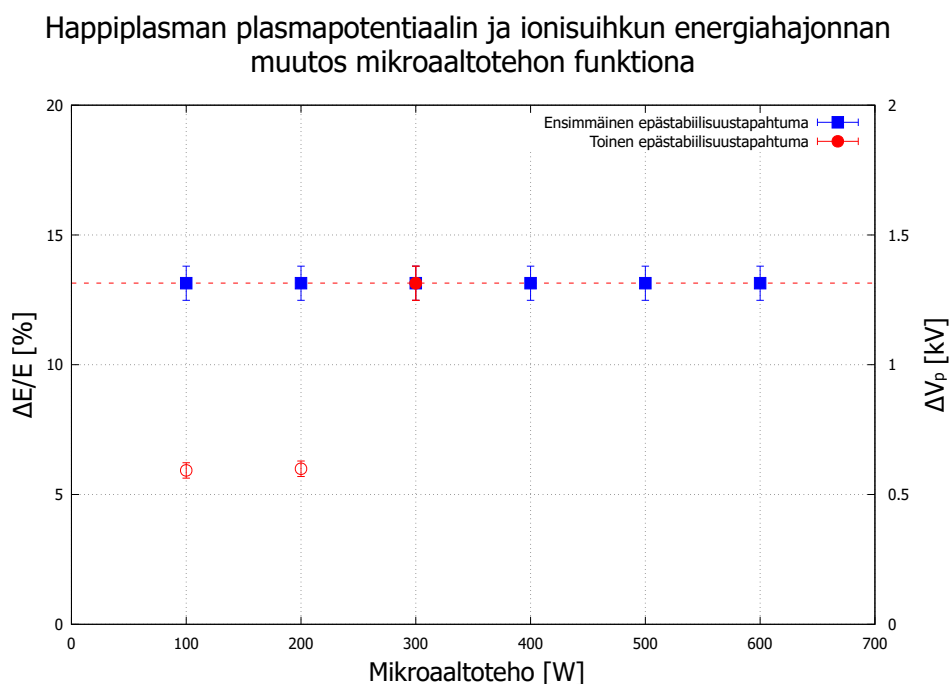
Kuva 26. Heliumplasman $^4\text{He}^{1+}$ -suihkusta mitattu epästabiilisuustapahtuman aiheuttama $\frac{\Delta E}{E}$ ja ΔV_p magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ funktiona. Täytetyt symbolit ovat tuloksia, jotka on määritetty kuvaajasta, jossa tarkastellun helium-ionin ionivirran energiahajonnan muutoksen vuoksi ionivirtasignaali ulottuu seuraavaan viereisen varausasteen tai epäpuhtauden ionivirtaan asti. Punaisella poikkiviivalla on merkitty suurin määritettävissä oleva plasmapotentialin muutos kyseiselle varausasteelle.

Plasmapotentialin muutoksen lasku (kuvat 25 ja 26) voi olla seurausta plasmaa vangitsevan magneettisen pullon pakokartion muuttumisesta magneettikentän muutoksen vaikutuksesta. Magneettikentän voimistuessa, pakokartio pienenee ja rajoittaa elektronihäviöitä epästabiilisuustapahtuman aikana, mikä pienentää energiahajonnan muutoksen suuruutta. Toisen epästabiilisuustapahtuman aiheuttama muutos plasmapotentialissa saatiin happiplasmalla määritettyä neljälle ensimmäiselle magneettikentän arvolle, mutta heliumplasmalla vain yhdelle. Happiplasman toisen epästabiilisuuden aiheuttama muutos plasmapotentialissa on 0,5 kV ($\frac{\Delta E}{E}=5\%$) poislukien kun $\frac{B_{min}}{B_{ECR}} = 0,691$, jolloin plasmapotentialin muutokselle saatiin alaraja 4,6 kV ($\frac{\Delta E}{E}=46\%$). Syytä toisen epästabiilisuustapahtuman $\frac{B_{min}}{B_{ECR}} = 0,691$ mittauksesta määritetylle trendistä poikkeavalle plasmapotentialin muuokselle ei tiedetä. Huomataan myös, että happiplasmalla ensimmäisen ja toisen epästabiilisuustapahtuman plasmapotentialin muutosten suuruusluokat ovat hyvin erilaiset, mikä voi

johtua siitä, että ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman jälkeisillä tapahtumilla on pienempi vaikutus plasmapotentiaalin. Heliumplasmalla plasmapotentiaalin muutos oli toisen epästabiilisuuden aikana 0,75 kV ($\frac{\Delta E}{E}=7,5\%$) kun $\frac{B_{min}}{B_{ECR}} = 0,691$, mikä on myös ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman aiheuttamaa plasmapotentiaalin muutosta pienempi.

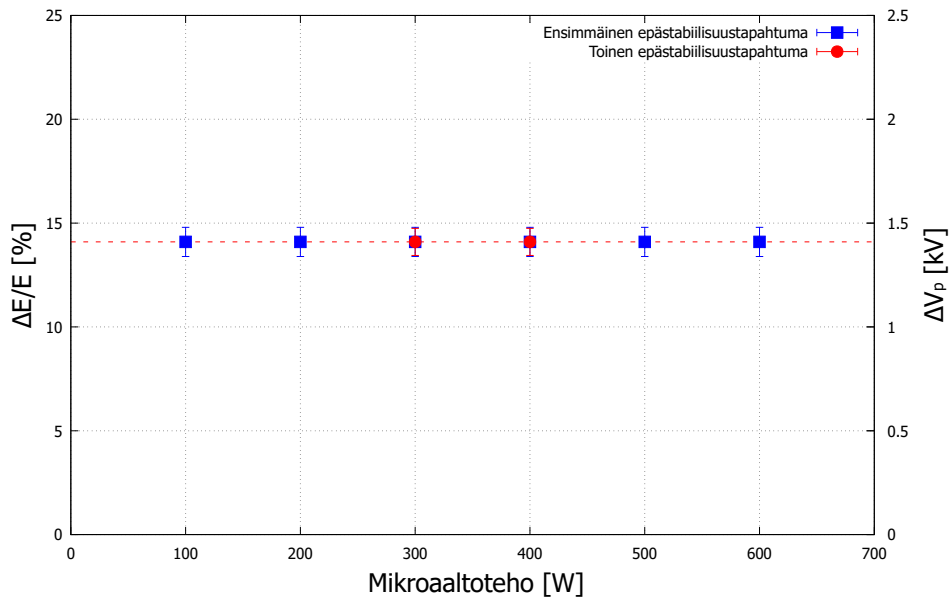
Magneettikentän voimakkuuden funktiona plasmapotentiaalin muutos toisen epästabiilisuustapahtuman aikana on todennäköisesti pienempi sen vuoksi, että suurin osa plasman kuumista elektroneista ja korkeasti varatuista ioneista karkasi ensimmäisen epästabiilisuuden aikana. Ensimmäisen epästabiilisuuden jälkeen plasmaan jääneet kylmät elektronit jatkavat poistumista plasmasta nopeammin kuin kuumat, minkä vuoksi anisotrooppisuus kasvaa uudelleen epästabiilisuudet laukaisevaan rajaan asti (luku 2.3). Kuitenkin kun epästabiilisuudet laukaiseva raja saavutetaan, plasmassa ei ole yhtä paljon energiaa vapautettavana kuin mitä ensimmäisen epästabiilisuuden aikana, mikä johtaa pienempään plasmapotentiaalin muutokseen. Suurimmat magneettikentän voimakkuudet saattavat rajoittaa elektronihäviöitä niin paljon, että toisia epästabiilisuustapahtumia ei sen vuoksi havaita.

Plasmapotentiaalin muutoksen alaraja on mikroaaltotehon suhteen 1,3 kV ($\frac{\Delta E}{E}=13\%$) kaikilla mikroaaltotehoilla (kuvat 27 ja 28) ensimmäiselle epästabiilisuustapahtumalle sekä happi- ja heliumplasmalla. Happi- ja heliumplasmalla toiselle epästabiilisuustapahtumalle plasmapotentiaalin muutosten alarajat ovat yhtä suuret kuin ensimmäisellä epästabiilisuustapahtumalla poislukien happiplasman 100 ja 200 W:n mittaukset, joissa mitattiin absoluuttinen 0,6 kV:n ($\frac{\Delta E}{E}=6\%$) plasmapotentiaalin muutos.



Kuva 27. Happiplasman $^{16}\text{O}^{3+}$ -suihkusta mitattu ensimmäisen (sininen) ja toisen (punainen) epästabiilisuustapahtuman aiheuttamat plasmapotentiaalin muutokset ΔV_p sekä $\frac{\Delta E}{E}$ mikroaaltotehon funktiona. Täytetyt symbolit ovat tuloksia, jotka on määritetty kuvaajasta, jossa tarkastellun happi-ionin ionivirran energiahajonnan muutoksen vuoksi ionivirtasignaali ulottuu seuraavaan viereisen varausasteen tai epäpuhtauden ionivirtaan asti. Punaisella poikkiviivalla on merkitty suurin määritettävissä oleva plasmapotentiaalin muutos kyseiselle varausasteelle.

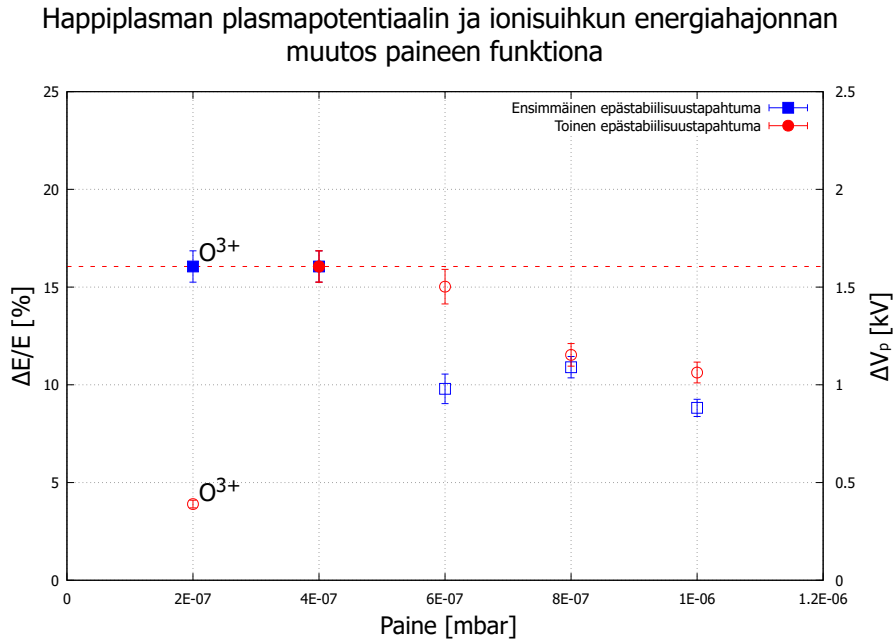
Heliumplasman plasmapotentialin ja ionisuihkun energiahajonnan muutos mikroaaltotehon funktiona



Kuva 28. Heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkusta mitattu ensimmäisen (sininen) ja toisen (punainen) epästabiilisuustapahtuman aiheuttamat plasmapotentialin muutokset ΔV_p sekä $\frac{\Delta E}{E}$ mikroaaltotehon funktiona. Tulokset ovat määritetty kuvaajasta, jossa tarkastellun helium-ionin ionivirran energiahajonnan muutoksen vuoksi ionivirtasignaali ulottuu seuraavaan viereisen varausasteen tai epäpuhtauden ionivirtaan asti. Punaisella poikkiviivalla on merkitty suurin määritettävissä oleva plasmapotentialin muutos kyseiselle varausasteelle.

Mikroaaltotehon funktiona saadut tulokset plasmapotentialin muutokselle (kuvat 27 ja 28) voisi viitata siihen, että matalilla mikroaaltotehoilla ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman jälkeisillä tapahtumilla, jotka tapahtuvat plasman luhistumisen aikana, on pienempi vaikutus plasmapotentialiin kuin ensimmäisellä epästabiilisuustapahtumalla mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen. Tämä voi olla seurausta siitä, että plasmasta karkaa ensimmäisen epästabiilisuuden aikana niin paljon elektroneja ja ioneja, että toisen epästabiilisuuden aikana hiukkasten vapauttama energia ei riitä tuottamaan yhtä suurta tai suurempaa plasmapotentialin muutosta. Mikroaaltotehon ollessa 300 W plasmaan on voinut kertyä niin paljon energiaa, että toisen epästabiilisuuden aiheuttama energiahajonnan muutos on niin suuri, että sille voitiin määrittää vain alaraja. Koska happi- ja heliumplasmoilla ensimmäisen ja toisen epästabiilisuustapahtuman plasmapotentialin muutoksille saatiin määritettyä 300 W:lla vain alaraja, ei tiedetä onko ensimmäisen vai toisen epästabiilisuustapahtuman aiheuttama plasmapotentialin muutos on suurempi.

Happiplasmalla plasmapotentialin muutos paineen funktiona (kuva 29) laskee ensimmäisellä ja toisella epästabiilisuustapahtumalla 1,6 kV:n ($\frac{\Delta E}{E}=16\%$) alarajasta 0,9 kV:iin ($\frac{\Delta E}{E}=0,9\%$). Tämä voi johtua luvussa 2.1.3 esitetystä teoriasta, jonka mukaan paineen nostaminen kasvattaa neutraalien hiukkasten määrää, mikä puolestaan lisää elektronien energiaa laskevia elektronien ja neutraalien hiukkasten välisiä törmäyksiä. Tämä lopulta pienentää kuumien elektronien populaatiota. Kuumien elektronipopulaation pienentyessä kineettisen epästabiilisuuden vaikutukset plasmaan pienenevät, kuten luvussa 2.3 käsiteltiin. Happiplasmalla voidaan myös huomata, että toisen epästabiilisuustapahtuman aikaiset plasmapotentialin muutokset korkeammilla paineilla ovat hiukan suurempia kuin ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman aikaiset plasmapotentialin muutokset. Magneettikentän voimakkuutta ja mikroaaltotehoa varioidessa vastaavaa ei havaittu. Mittausten perusteella toinen epästabiilisuustapahtuma aiheuttaa suuremman hetkellisen muutoksen plasman kvasi-neutraalisuuteen, mikä nähdään isompina ionisuihkun energiahajontana mitatussa ionivirrassa.

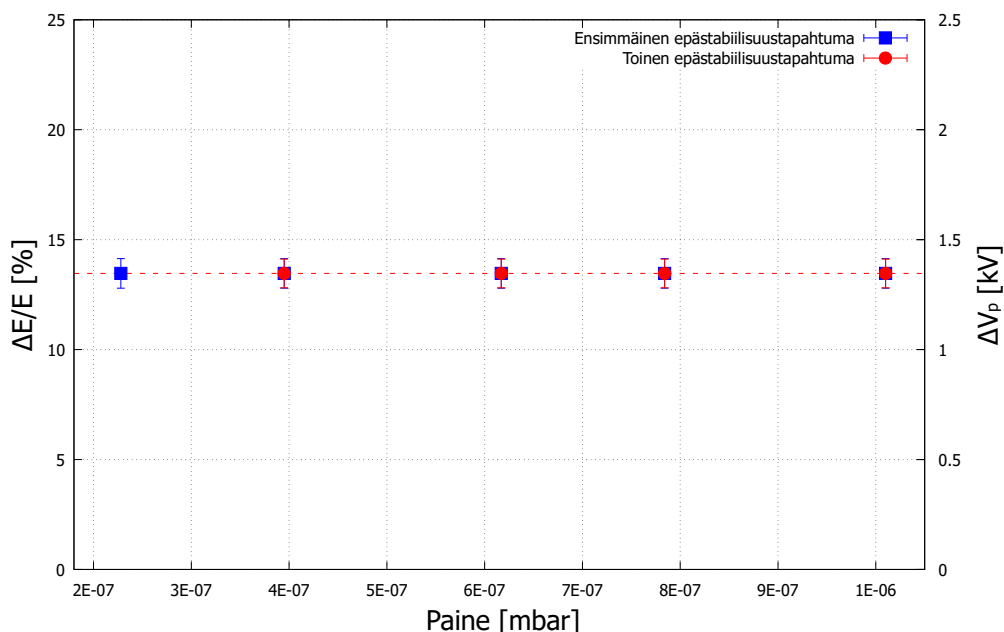


Kuva 29. Happiplasman $^{16}\text{O}^{4+}$ -suihkusta (poislukien erikseen merkityt symbolit) mitattu ensimmäisen (sininen) ja toisen (punainen) epästabiilisuustapahtuman aiheuttamat $\frac{\Delta E}{E}$:n ja ΔV_p :n muutokset plasmakammioon syötetyn kaasun paineen funktiona. Täytetyt symbolit ovat tuloksia, jotka on määritetty kuvaajasta, jossa tarkastellun happi-ionin ionivirran energiahajontan muutoksen vuoksi ionivirtasignaali ulottuu seuraavaan viereisen varausasteen tai epäpuhtauden ionivirtaan asti. Punaisella poikkiviivalla on merkitty suurin määritettävissä oleva plasmapotentialin muutos kyseiselle varausasteelle.

Happiplasmalle määritettyjen plasmapotentialin muutosten suuruuksien kokoluokassa on merkittävä ero eri mittausten välillä riippuen varioidusta säätöparametrasta. Magneettikentän voimakkuuden funktiona plasmapotentialin muutos on noin kolminkertainen verrattuna siihen, mitä mikroaaltotehon ja paineen funktiona havaittiin. Ero selittyy sillä, että paineen ja mikroaaltotehon parametririippuvuusmittauksien aikana mitattu ionivirtasignaali on siirtynyt kuvaajissa hapen ionisuihkujen välillä sijaitsevan epäpuhtauden, $^{12}\text{C}^{2+}$ -suihkun, tuottaman ionivirran päälle. Mittauksissa magneettikentän voimakkuuden funktiona epäpuhtautta ei ole havaittu ja energiahajonnan suhteellinen muutos saatiin määritettyä seuraavaan happi-ionivirtaan asti ($^{16}\text{O}^{3+}$ -suihkun ionivirrasta $^{16}\text{O}^{2+}$ -suihkun ionivirtaan). Plasmapotentialien muutosten suuruudet ovat linjassa aiemmin tehtyjen tutkimusten kanssa [35, 52].

Heliumplasmalla kaikilla paineen arvoilla plasmapotentialin muutoksen alaraja on 1,4 kV, eli $\frac{\Delta E}{E}=14\%$ (kuva 30). Koska heliumplasmalle mitattiin vain alarajat plasmapotentialin muutokselle, paineen vaikutuksesta ensimmäisen ja toisen epästabiliisuuden muutoksen suuruuksiin painearvojen välillä, eli trendiin, ei voida sanoa mitään. Korkeammilla paineen arvoilla ($[4\text{E}-7, 1\text{E}-6]$ mbar) happiplasmalla saatiin määritettyä kokonaisiasia plasmapotentialin muutoksia (kuva 29), jotka olivat pienempiä kuin heliumplasmalle määritetyt muutosten alarajat. Tämä vaikuttaisi viittaavan siihen, että heliumplasmalla plasmapotentialin muutokset ovat korkeammilla paineilla suurempia kuin happiplasmalla.

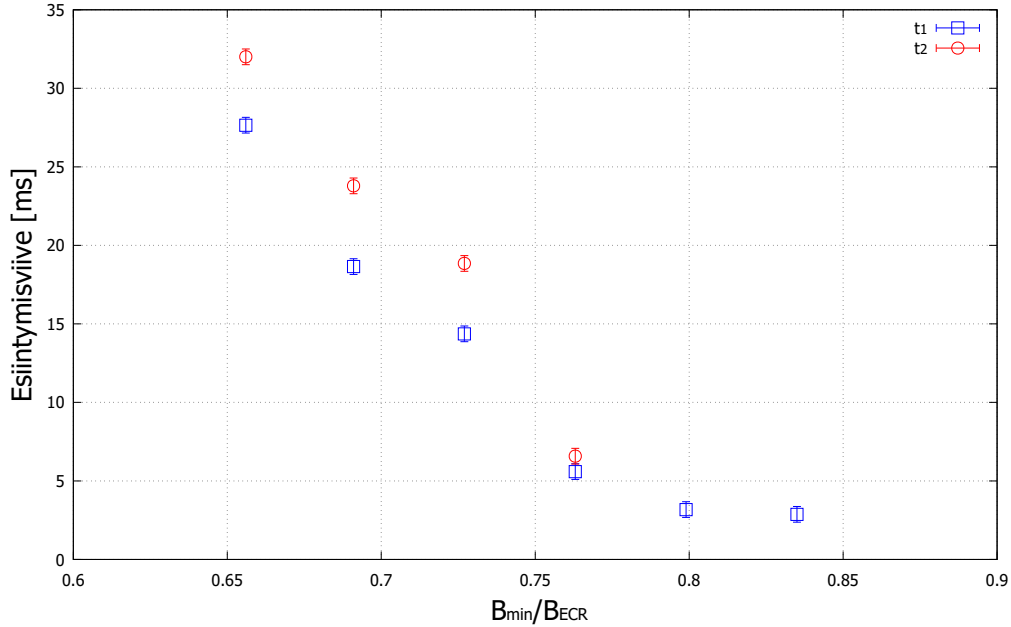
Heliumplasman plasmapotentialin ja ionisuihkun energiahajonnan muutos paineen funktiona



Kuva 30. Heliumplasman $^4\text{He}^{+2}$ -suihkusta mitattu ensimmäisen (sininen) ja toisen (punainen) epästabiilisuustapahtuman aiheuttamat $\frac{\Delta E}{E}$:n ja ΔV_p :n muutokset plasmakammioon syötetyn kaasun paineen funktiona. Täytetyt symbolit ovat tuloksia, jotka on määritetty kuvaajasta, jossa tarkastellun helium-ionivirran energiahajonnan muutoksen vuoksi ionivirtasignaali ulottuu seuraavaan viereisen varausasteen tai epäpuhtauden ionivirtaan asti. Punaisella poikkiviivalla on merkitty suurin määritettävissä oleva plasmapotentialin muutos kyseiselle varausasteelle.

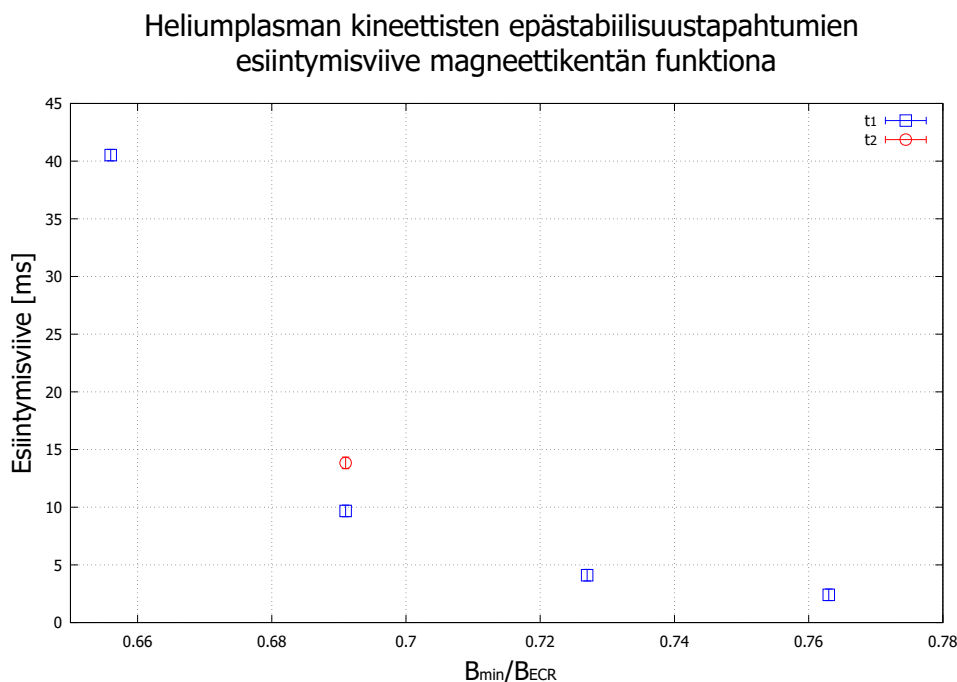
Kuvassa 31 on esitetty happiplasmalle epästabiilisuustapahtumien esiintymisviiveet ionilähteen magneettikentän funktiona. Happiplasmalla ensimmäisen epästabiilisuuden esiintymisviive määritettiin kaikilla magneettikentän arvoilla ja se laskee 28 ms:sta 3 ms:iin, mutta toinen epästabiilisuus havaittiin vain neljällä ensimmäisellä magneettikentän arvolla, joiden aikana esiintymisviive laski 32 ms:sta 7 ms:iin. Ensimmäisen ja toisen epästabiilisuuden esiintymisviiveiden välinen ero laskee myös magneettikentän voimakkuuden kasvaessa 4 ms:sta 1 ms:iin.

Happiplasman kineettisten epästabiilisuustapahtumien esiintymisviive magneettikentän funktiona



Kuva 31. Happiplasman $^{16}\text{O}^{3+}$ -suihkusta mitatut epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveet mikroaaltojen katkaisusta ensimmäiseen (t_1) ja toiseen (t_2) ionivirrassa havaittuun plasman epästabiilisuuteen magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ funktiona.

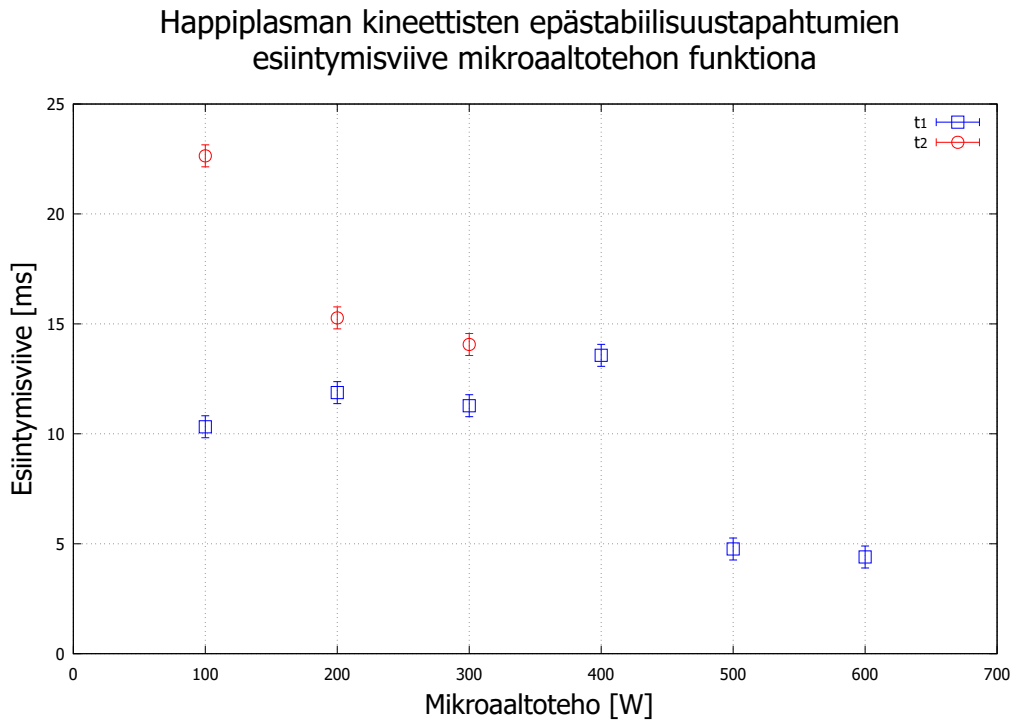
Heliumplasmalle määritetyt esiintymisviiveet magneettikentän voimakkuuden funktiona on esitetty kuvassa 32. Heliumplasmalla ensimmäiselle epästabiilisuustapahtumalle määritettiin esiintymisviiveet, jotka laskivat magneettikentän voimakkuuden kasvaessa 40 ms:sta 3 ms:iin. Toinen epästabiilisuustapahtuma havaittiin vain yhdellä magneettikentän arvolla ($\frac{B_{min}}{B_{ECR}}=0,691$; $t_2=14$ ms), minkä vuoksi ensimmäisen ja toisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveiden välistä suhdetta ei voida heliumplasmalla määrittää.



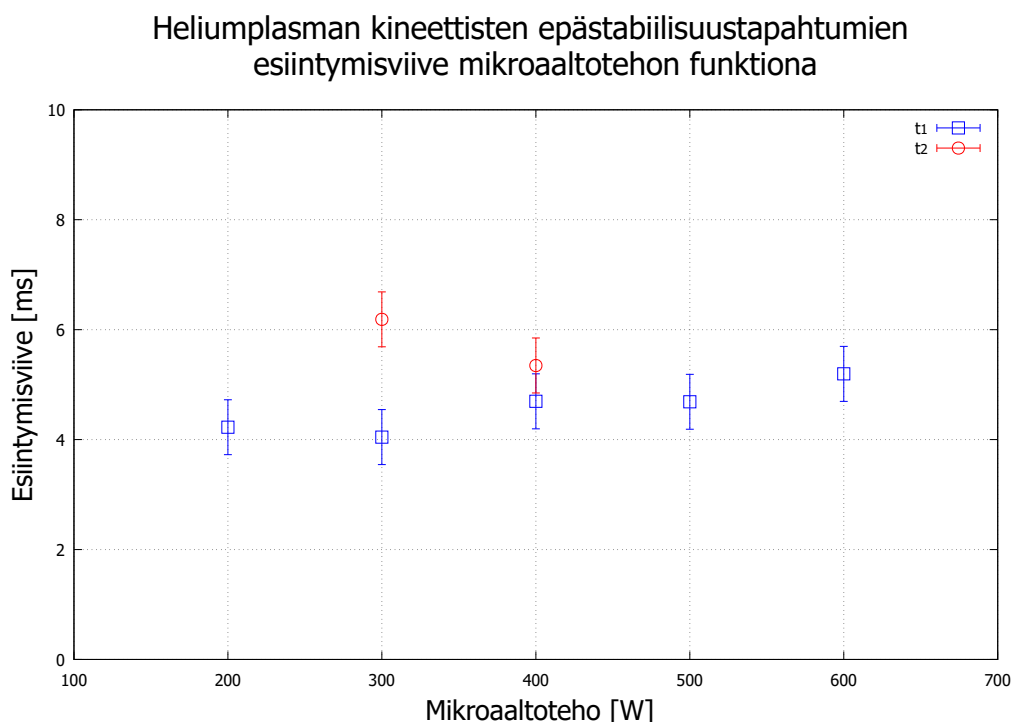
Kuva 32. Heliumplasman $^4\text{He}^{1+}$ -suihkusta mitatut epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveet mikroaallojen katkaisusta ensimmäiseen (t_1) ja toiseen (t_2) ionivirrassa havaittuun plasman epästabiilisuuteen magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ funktiona.

Esiintymisviiveiden merkittävä lasku magneettikentän voimakkuuden kasvaessa happi- ja heliumplasmailla (kuvat 31 ja 32) on todennäköisesti selitettävissä pakokartion avulla. Magneettikentän voimakkuuden kasvattaminen pienentää plasmassa olevien elektronien pakokartiota (luku 2.3), minkä vuoksi ne pysyvät paremmin vangittuina [21, 42, 45]. Tämä johtaa siihen, että korkeammilla magneettikentän arvoilla plasmassa on enemmän kuumia elektroneja mikroaaltosyötön katkaisuhetkellä ja plasma saavuttaa epästabiilisuudet laukaisevan kuumen ja kylmän elektronipopulaatioiden suhteen nopeammin. Myös epästabiilisuustapahtumien välinen esiintymisviiveiden ero pienenee. Kuten aiemmin huomattiin, korkeampi magneettikentän voimakkuus hillitsi myös tehokkaammin plasmapotentialin muutosta (kuva 25), mikä voi olla seurausta siitä, että voimakkaampi magneettikenttä laskee plasmapotentialin muutoksen suuruutta rajoittamalla elektronihäviöitä epästabiilisuuden aikana. Korkeammilla magneettikentän voimakkuuksilla ensimmäisen epästabiilisuuden jälkeen plasmaan jäisi enemmän kuumia elektroneja ja epästabiilisuudet laukaiseva anisotropisuuden raja saavutettaisiin nopeammin. Tämä olisi linjassa havaittuun esiintymisviiveiden välisen eron pienenemiseen magneettikentän voimakkuuden kasvaessa.

Epästabiilisuustapahtumien esiintymisviiveet ionilähteen mikroaaltotehon funktiona happi- ja heliumplasmalle on esitetty kuvissa 33 ja 34. Mikroaaltotehon kasvaessa ensimmäisen epästabiilisuuden esiintymisviiveet pienenevät happiplasmalla 11 ms:sta 5 ms:iin., kun taas heliumplasmalla esiintymisviiveet ovat 4–5 ms:n välillä ja selvää korrelaatiota ei ole havaittavissa. Happiplasmalla toinen epästabiilisuustapahtuma havaittiin vain 100, 200 ja 300 W:n mikroaaltotehoilla, joilla toisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive laski 23 ms:sta 14 ms:iin. Heliumplasmalla havaittiin vastaavasti toinen epästabiilisuustapahtuma 300 ja 400 W:n mikroaaltotehoilla, joiden aikana esiintymisviive laski 6 ms:sta 5 ms:iin. Ensimmäisen ja toisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveiden ero laski happiplasmalla merkittävästi 13 ms:sta 3 ms:iin ja heliumplasmalla 2 ms:sta 1 ms:iin.



Kuva 33. Happiplasman $^{16}\text{O}^{3+}$ -suihkusta mitatut epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveet mikroaaltojen katkaisusta ensimmäiseen (t_1) ja toiseen (t_2) ionivirrassa havaittuun plasman epästabiilisuustapahtumaan mikroaaltotehon funktiona.



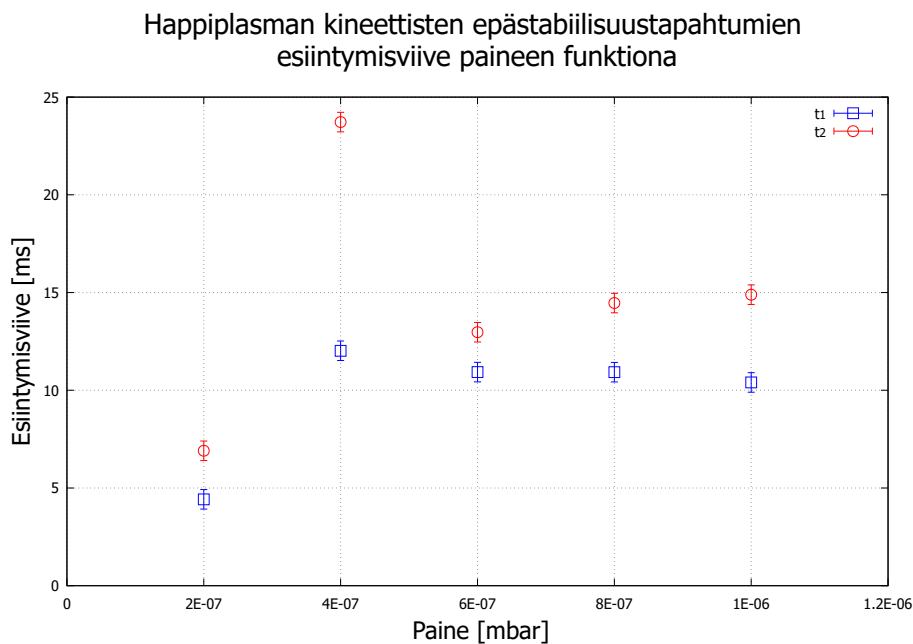
Kuva 34. Heliumplasman ${}^4\text{He}^{1+}$ -suihkusta mitatut epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveet mikroaaltojen katkaisusta ensimmäiseen (t_1) ja toiseen (t_2) ionivirrassa havaittuun plasman epästabiilisuustapahtumaan mikroaaltotehon funktiona.

Ensimmäisen epästabiilisuuden esiintymisviiveiden pientymiset happiplasmalla (kuva 33) voivat johtua siitä, että korkeammilla mikroaaltotehoilla kuumen elektronipopulaation kasvun myötä plasma saavuttaa mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen epästabiilisuudet laukaisevan kylmän ja kuumen elektronipopulaatioiden suhteen nopeammin. Tämä olisi linjassa luvussa 2.3 esitetyn teorian kanssa sekä aikaisempien tutkimusten kanssa [7, 9, 12]. Lisäksi elektronitiheyden kasvaessa mikroaaltotehon kanssa, plasmaan saattaa jäädä ensimmäisen epästabiilisuuden jälkeen yhä enemmän kuumia elektroneja. Tämän seurauksena epästabiilisuudet laukaiseva elektronipopulaatioiden suhde saavutettaisiin ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman jälkeen nopeammin, mikä selittäisi happiplasmalla havaitun laskun esiintymisviiveiden erossa.

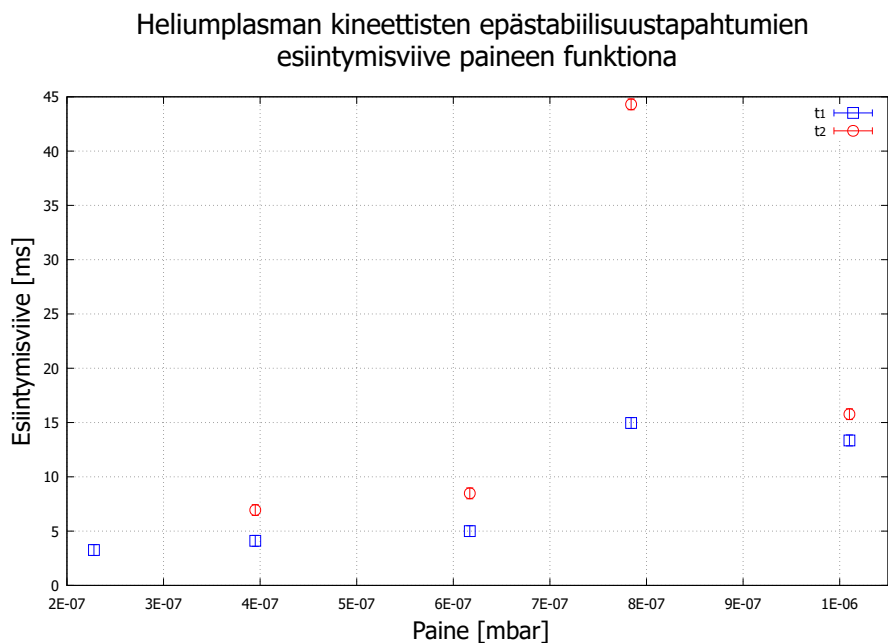
Heliumplasmalla havaittiin myös esiintymisviiveiden välisen eron pienenemistä mikroaaltotehon kasvaessa (kuva 34), mutta ilman useampaa tulosta ei voida tietää tarpeeksi suurella varmuudella onko heliumplasmalla esiintymisviiveiden eron trendi oikeasti laskeva. Elektronitiheyden vahva korrelaatio esiintymisviiveeseen voi selittää kuitenkin heliumplasman ensimmäisen epästabiilisuuden esiintymisviiveet. Tiedetään,

että plasma on kvasineutraali (luku 2.1.1) ja että helium-atomilla on vähemmän elektroneja kuin happi-atomilla. Näiden seurauksena, paineiden ollessa samat, heliumplasmalla saavutettava elektronitiheys on happiplasmaa pienempi. Tämä saattaisi aiheuttaa eron happi- ja heliumplasmaojen ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveiden välisessä trendissä. Voi olla, että mikroaaltotehon kasvaessa heliumplasman elektronitiheys ei kasva yhtä voimakkaasti kuin happiplasmalla. Tämä selittäisi miksi epästabiilisuuden laukaiseva elektronipopulaatioiden suhteen saavuttaminen ei nopeudu ja heliumplasman ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive on suunnilleen sama kaikilla mikroaaltotehoilla.

Toisin kuin mikroaaltoteholla ja magneettikentän voimakkuudella, paineella on puolestaan lievästi pidentävä vaikutus epästabiilisuustapahtumien esiintymisviiveisiin sekä happi-, että heliumplasmalla (kuvat 35 ja 36). Happiplasmalla ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive kasvaa 5 ms:sta 10 ms:iin ja heliumplasmalla 4 ms:sta 14 ms:iin. Happiplasmalla $4E-7$ mbar:in paineella esiintymisviive kasvoi huomattavasti, jonka jälkeen esiintymisviive laski tasaisesti. Vastaava käyttäytyminen havaittiin heliumplasmalla $8E-7$ mbar:in paineesta eteenpäin. Happiplasmalla toisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive kasvoi 7 ms:sta 15 ms:iin ja heliumplasmalla 7 ms:sta 16 ms:iin. Happi- ja heliumplasmaoilla toisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive kasvoi huomattavasti samoilla paineilla kuin ensimmäisen epästabiilisuustapahtuman esiintymisviive. Heliumplasmalla alhaisimmalla paineella ei havaittu toista epästabiilisuustapahtumaa. Epästabiilisuustapahtumien välinen ero kasvoi happiplasmalla 2 ms:sta 5 ms:iin ja heliumplasmalla erot olivat 2 ms. Happiplasmalla $4E-7$ mbar:in paineella ja heliumplasmalla $8E-7$ mbar:in paineella esiintymisviiveiden erot kasvoivat myös merkittävästi (8 ms ja 27 ms).



Kuva 35. Happiplasman $^{16}\text{O}^{3+}$ -suihkusta mitatut epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveet mikroaallojen katkaisusta ensimmäiseen (t_1) ja toiseen (t_2) ionivirrassa havaittuun plasman epästabiilisuustapahtumaan plasmakammioon syötetyn kaasun paineen funktiona.

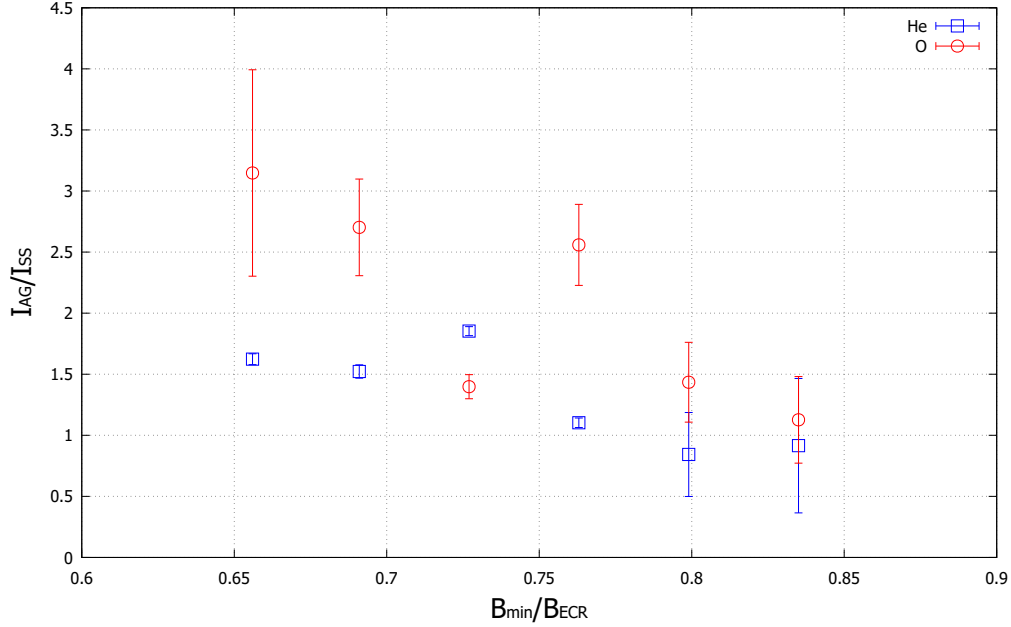


Kuva 36. Heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkusta mitatut epästabiilisuustapahtuman esiintymisviiveet mikroaallojen katkaisusta ensimmäiseen (t_1) ja toiseen (t_2) ionivirrassa havaittuun plasman epästabiilisuustapahtumaan plasmakammioon syötetyn kaasun paineen funktiona.

Happi- ja heliumplasman esiintymisviiveiden trendi paineen funktiona (kuvat 35 ja 36) voisi johtua paineen kasvaessa lisääntyneestä neutraalikaasun määrästä, mikä lisää elektronien ja neutraalien hiukkasten välisiä törmäyksiä. Törmäysten lisääntyessä elektronit todennäköisemmin menettävät energiaansa ja tuottavat plasmaan lisää kylmiä elektroneja (luku 2.1.3). Nämä törmäysprosessit kasvattavat kylmän elektronipopulaation kokoa pienentäen kuuman ja kylmän elektronipopulaation välistä suhdetta, mikä viivästyttää epästabiilisuustapahtuman syntyä mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen. Saman suuruusluokan asetuksilla (paine=4,1E-7mbar, $\frac{B_{min}}{B_{ECR}} = 0,8$) on tutkimuksessa [12] määritetty esiintymisviiveksi happiplasmalle 400 W:lla 56 ± 10 ms ja 600 W:lla 58 ± 13 ms. Tutkimuksessa havaitut esiintymisviiveiden parametririippuvuudet ovat linjassa tässä työssä saatujen parametririippuvuuksien kanssa, vaikka esiintymisviiveet ovat pidempiä.

Kuvassa 37 on esitetty happi- ja heliumplasmoilla magneettikentän ja ionivirtasuhteen $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ välinen korrelaatio. Kuvista nähdään, että happi- ja heliumplasmoista muodostetuilla ionisuihkuilla $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ pienenee magneettikentän voimakkuuden kasvaessa. Hapen $^{16}\text{O}^{6+}$ -suihkun $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ laskee 64 % kun taas heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkun 42 %. Tämä on ristiriidassa luvussa 2.2.5 esitetyn teorian kanssa, jonka mukaan tehokkaampi magneettinen vanginta vangitsisi kuumat, korkeaenergiset elektronit paremmin muodostaen plasmapotentiaaliin syvemmän potentiaalikuopan, eli suuremman potentiaalivallin, josta korkeasti varattujen ionien on vaikeampi karata. Tämä puolestaan johtaisi pienempään virtaan mikroaaltosyötön aikana ja suurempaan afterglow-virtaan mikroaaltosyötön katkaisun jälkeen, jonka seurauksena ionivirtasuhde kasvaisi. Ionivirtasuhde ei siis muuttunut odotetusti magneettikentän voimakkuuden kasvaessa.

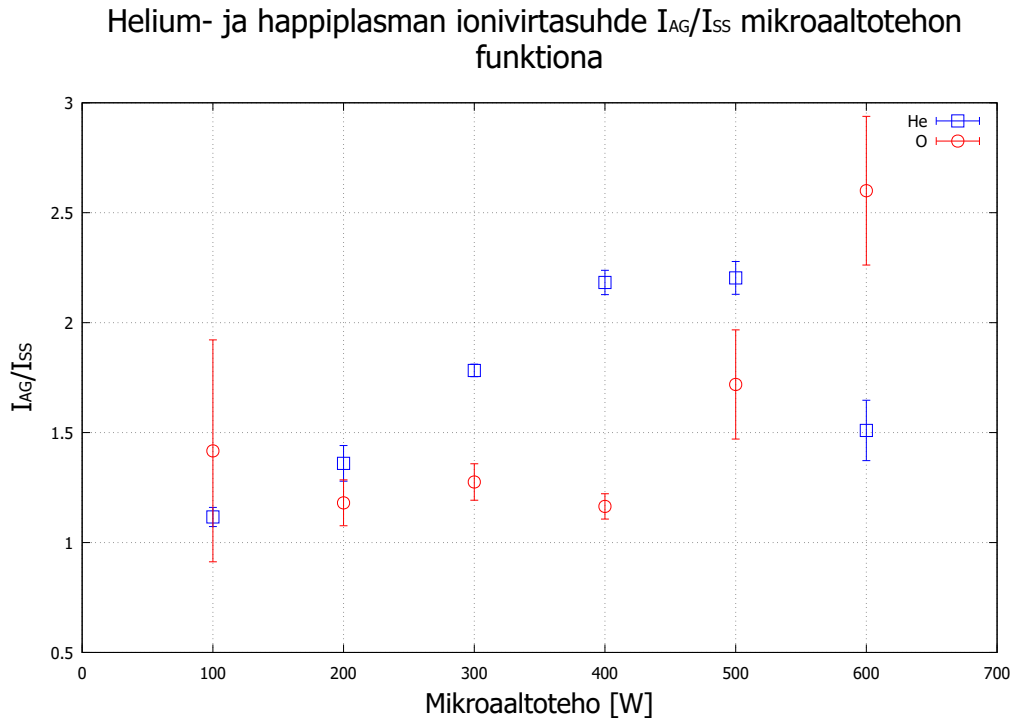
Helium- ja happiplasman ionivirtasuhte I_{AG}/I_{SS} magneettikentän funktiona



Kuva 37. Happiplasman $^{16}\text{O}^{6+}$ -suihkusta ja heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkusta mitatut ionivirtasuhteet $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ funktiona.

On syytä myös huomioida, että heliumplasman mittauksissa korkeilla magneettikentillä ionivirtasuhteen hajonta lisääntyi merkittävästi (kuva 37). Tämä voi olla seurausta siitä, että korkeilla magneettikentän voimakkuuksilla heliumplasma on siirtynyt stabiilista olotilasta epästabiiliin olotilaan aiheuttaen enemmän vaihtelua mikroaaltosyötön aikaiseen tasapainovirtaan, mikä kasvattaa ionivirtasuhteen hajontaa. Plasman epästabiilisuus tasapainovirran aikana vähentää myös korkeasti varattujen ionien tuottoa [12], mikä laskee tuotettua ionivirtaa afterglow:n aikana.

Kuvasta 38 nähdään, että happi- ja heliumplasmoista tuotettujen ionisuihkujen ($^{16}\text{O}^{6+}$ - ja $^4\text{He}^{2+}$ -suihku) ionivirtojen suhteella $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ on selkeä riippuvuus mikroaaltotehoon. Mikroaaltotehon kasvaessa ionivirtasuhte kasvaa happi- ja heliumplasmoista tuotetuilla ionisuihkuilla, mutta $^4\text{He}^{2+}$ -suihkulla 600 W:n teholla ionivirtasuhte laskee, mikä poikkeaa trendistä. Samaan aikaan 600 W:lla saadun tuloksen hajonta kasvaa merkittävästi, mikä viittaa suurempiin tasapainovirran I_{SS} vaihteluihin (luku 6). Tämä voi johtua siitä, että korkeammalla mikroaaltoteholla plasma siirtyy kohti epästabiilia olotilaa aiheuttaen epävakaa tasapainovirtaa [7, 12], mikä lisää hajontaa, ja suorituskyvyn laskua, mikä näkyy ionivirran voimakkuuden laskuna.



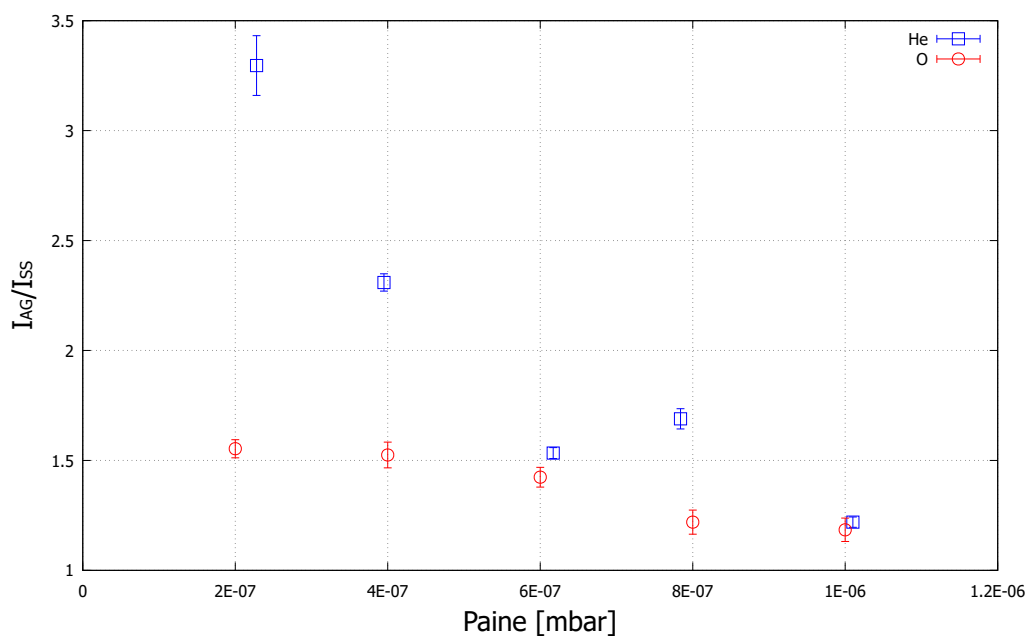
Kuva 38. Happiplasman $^{16}\text{O}^{6+}$ -suihkusta ja heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkusta mitatut ionivirtasuhteet $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ mikroaaltotehon funktiona.

Mikroaaltotehon ja ionivirtasuhteen välinen korrelaatio (kuva 38) on linjassa luvussa 2.2.5 esitetyn teorian kanssa, jonka mukaan korkeampi mikroaaltoteho tuottaisi enemmän kuumia elektroneja, minkä vuoksi plasmapotentialin kuoppa olisi suurempi ja ionien vanginta tehokkaampaa. Korkeampi potentiaalivalli vaikeuttaisi ionien karkaamista ja parantaisi korkeasti varattujen ionien vangintaa mikroaaltosyötön aikana. Kun mikroaaltosyöttö loppuu ja potentiaalivalli häviää, syntyisi korkeasti varattujen ionien karatessa korkeampi afterglow-virta I_{AG} . Mikroaaltotehon nostaminen johtaisi siis laskevaan tasapainovirtaan ja kasvavaan afterglow-virtaan, mitkä yhdessä kasvattavat ionivirtasuhdetta $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$.

Kuvassa 39 on esitetty ionivirtasuhte ionilähteeseen syötetyn kaasun paineen funktiona happi- ja heliumplasmaista tuotetuille ionisuihkuille. Paineen kasvattaminen alentaa havaittua ionivirtasuhdetta. Ionivirtasuhte laskee heliumplasmalla $^4\text{He}^{2+}$ -suihkulla (63 %) melkein kolme kertaa enemmän kuin happiplasman $^{16}\text{O}^{6+}$ -suihkulle (24 %). Luvussa 2.1.3 esitellyn teorian pohjalta, paineen nostaminen kasvattaa neutraalien hiukkasten lukumäärää ja lisää plasmassa tapahtuvaa varauksenvaihtoa, mikä puolestaan laskee erityisesti korkeasti varattujen ionien varausastetta. Matalamman

varausasteen ionit kokevat plasmapotentaalin potentiaalivallin pienempänä ja pääsevät todennäköisemmin karkaamaan plasman potentiaali-kuopasta (luku 2.1.4). Tämä kasvattaa I_{SS} :n suuruutta ja laskee mikroaaltosyötön katkaisun jälkeisen maksimivirran I_{AG} intensiteettiä, mikä puolestaan vaikuttaisi alentavasti myös $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ suuruuteen. Tulokset ovat linjassa sen kanssa mitä odotetaan tuotetulle ionivirrälle tapahtuvan kun neutraalikaasun määrän kasvaa.

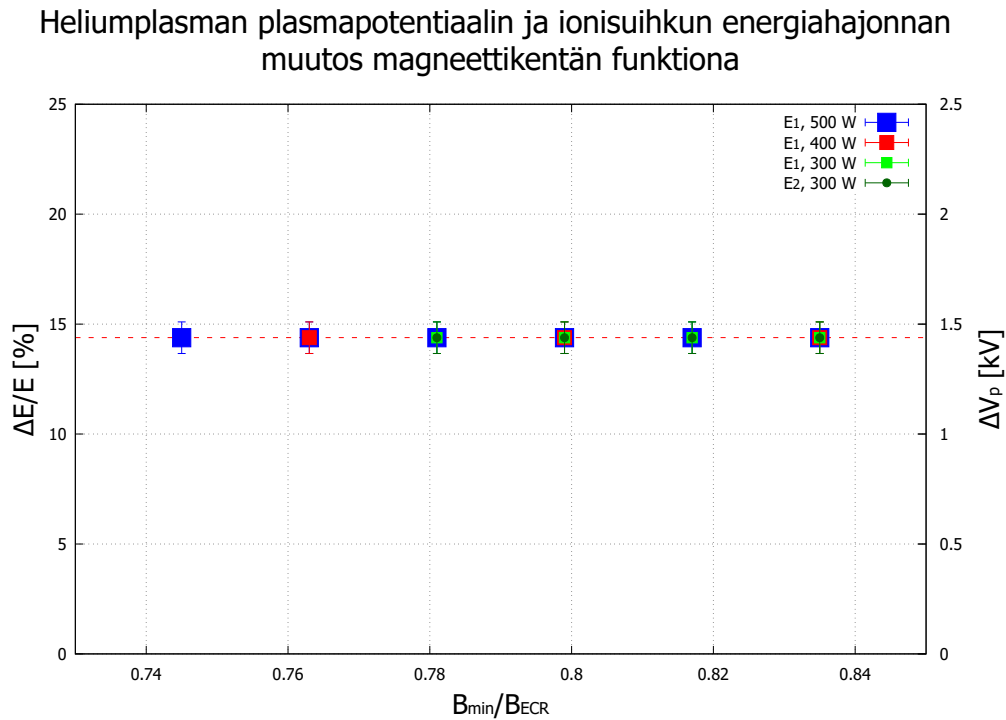
Helium- ja happiplasman ionivirtasuhte I_{AG}/I_{SS} paineen funktiona



Kuva 39. Happiplasman $^{16}\text{O}^{6+}$ -suihkusta ja heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkusta mitatut ionivirtasuhteet $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ paineen funktiona.

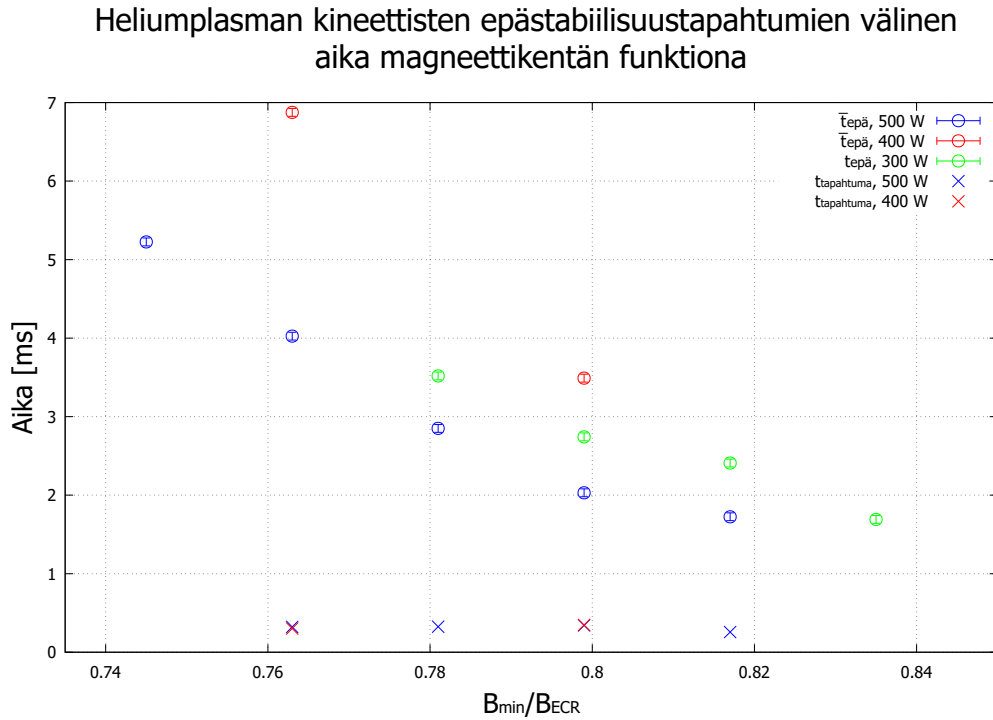
7.2 Jatkuva operointi: Epästabiilin plasman kineettiset epästabiilisuudet

Jatkuvan operoinnin tulokset plasmapotentialin muutoksien alaraja-arvioille eri mikroaaltotehoilla magneettikentän voimakkuuden funktiona heliumplasmalle on esitelty kuvassa 40. Kuvasta voidaan nähdä, että plasmapotentialin muutoksille saatiin määritettyä vain 1,4 kV ($\frac{\Delta E}{E}=14\%$) alaraja kaikilla magneettikentän ja mikroaaltotehon arvoilla. Mikroaaltotehon vaikutusta plasmapotentialin muutoksiin ei voida määrittää, koska ionisuihkun energiahajonnan muutoksen vuoksi ionivirtasignaali ulottuu seuraavaan viereisen varausasteen tai epäpuhtauden ionivirtaan asti kaikilla mikroaaltotehoilla. Lisäksi 400 ja 500 W:n mittauksissa havaittiin usean epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumia, minkä vuoksi plasmapotentialin muutos voitiin määrittää näiden mikroaaltotehojen mittauksissa vain liipaisuhetken epästabiilisuustapahtumasta (luku 6).



Kuva 40. Jatkuvassa operoinnissa olevan heliumplasman $^4\text{He}^{2+}$ -suihkusta määritetty epästabiilisuustapahtuman aiheuttama plasmapotentialin muutos ΔV_p sekä $\frac{\Delta E}{E}$ magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ funktiona eri mikroaaltotehoilla.

Epästabiilisuustapahtumien välinen aika (kuva 41) laskee heliumplassalla magneettikentän voimakkuuden kasvaessa 300 W:lla 3,5 ms:sta 1,7 ms:iin ($\frac{B_{min}}{B_{ECR}} : [0,781; 0,835]$), 400 W:lla 6,9 ms:sta 3,5 ms:iin ($\frac{B_{min}}{B_{ECR}} = 0,763$ ja $0,835$) ja 500 W:lla 5,2 ms:sta 1,7 ms:iin ($\frac{B_{min}}{B_{ECR}} : [0,745; 0,817]$). Korkeammilla 400 ja 500 W:n mikroaaltotehoilla havaittiin kahden epästabiilisuuspurskeen epästabiilisuustapahtumia, minkä vuoksi TAPIO:lla saatiin $t_{tapahtuma} = 0,4$ ms kaikilla mittauksilla. Kahden epästabiilisuuspurskeen sisältämä tapahtuma on tarkemmin esitetty kuvassa 23. Usean purskeen epästabiilisuustapahtumien vuoksi korkeampien mikroaaltotehojen epästabiilisuustapahtumien välinen aika määritettiin laskemalla keskiarvo $\bar{t}_{epä}$ mittaussarjan mittauksista luvussa 6 kuvatulla tavalla. TAPIO:n antamat $t_{epä}$ -arvot on merkitty kuvassa 41 rastilla ja manuaalisesti määritetyt keskiarvot $\bar{t}_{epä}$ on merkitty vastaavilla symboleilla kuin 300 W:lla määritetyt $t_{epä}$ -arvot.



Kuva 41. Jatkuvassa operoinnissa olevan heliumplassan $^4\text{He}^{2+}$ -suihkusta määritetty epästabiilisuustapahtumien välinen aika magneettikenttäsuhteen $\frac{B_{min}}{B_{ECR}}$ funktiona 300, 400 ja 500 W:n mikroaaltotehoilla. Mikroaaltotehoilla 400 ja 500 W manuaalisesti määritetty epästabiilisuustapahtumien välinen aika on merkitty keskiarvona $\bar{t}_{epä}$. Rasti-symbolilla on merkitty mikroaaltotehoilla 400 ja 500 W TAPIO:lla määritetty epästabiilisuustapahtuman kesto $t_{tapahtuma}$.

Kaikilla mikroaaltotehoilla epästabiilisuustapahtumien väliset laskevat magneettikentän voimakkuuden kasvaessa (kuva 41), mikä on linjassa pulssitettujen mittausten kanssa (kuva 32). Epästabiilisuustapahtumien välisen ajan lasku voi johtua siitä, että magneettikentän voimakkuuden kasvaessa, pakokartio pienenee ja vähentää epästabiilisuuden aikaisia elektronihäviöitä. Tämän vuoksi epästabiilisuustapahtuman jälkeen plasma saavuttaa epästabiilisuudet laukaisevan anisotrooppisuuden ja elektronipopulaatioiden suhteen entistä nopeammin. Huomataan myös, että pienimmät epästabiilisuustapahtumien väliset ajat ovat 500 W:n mittauksissa, mikä on myös linjassa pulssitettujen mittausten tulosten kanssa. Tämä voi olla seurausta siitä, että kun mikroaaltoteho kasvaa, plasman elektronitiheys kasvaa (luku 2.3). Korkeamman elektronitiheyden vuoksi plasmassa olisi enemmän kuumia elektroneja ja saavuttaisi epästabiilisuuden laukaisevan rajan vielä nopeammin. Toiseksi pienimmät epästabiilisuustapahtumien väliset ajat ovat 300 W:n mittauksissa ja pisimmät 400 W:n mittauksissa. Tämä on ristiriidassa sen kanssa, että mikroaaltotehon kasvaessa epästabiilisuustapahtumien väliset ajat pienenee. Toisaalta 400 W:lla saadut tulokset eivät ole yhtä luotettavia kuin 300 ja 500 W:n tulokset, koska 400 W:lla saatiin määritettyä $\bar{t}_{epä}$ vain kahdessa mittauksessa. Määritetyt epästabiilisuustapahtumien väliset ajat ovat linjassa tutkimuksessa [26] saatujen tulosten kanssa.

8 Johtopäätökset

Tämän pro gradu -työn tavoite oli tutkia ja käsitellä kineettisten plasmaepästabiilisuuksien kytköstä ECR-ionilähteen plasmapotentialiaaliin sekä teoreettisesti että kokeellisesti. Työn mittaukset suoritettiin mittaamalla ionilähteen tuottaman ionisuihkun energiavaihteluita käyttämällä ionilähteen jälkeistä dipolimagneettia energia-analysointina. Tutkielmassa selvitettiin, kuinka kineettiset plasmaepästabiilisuudet vaikuttavat plasmapotentialiaaliin varioimalla ECR-ionilähteen eri säätöparametreja, kuten plasmakammioon johdetun ionisoitavan kaasun painetta, ionilähteen magneettikenttää solenoidivirroilla ja plasman lämmitykseen sekä ylläpitämiseen vaadittavaa mikroaaltotehoa. Mittauksissa käytettiin tutkimusta varten kehitettyä mittaussysteemiä happi- ja heliumkaasuista muodostetuille plasmalle sekä ionilähteen jatkuvalla että pulssitetulla operoinnilla. Mittauksilla saatiin molemmilla operointitiloilla arvokasta tietoa kineettisten plasmaepästabiilisuuksien vaikutuksesta plasmapotentialiaaliin sekä tämän vaikutuksen parametririippuvuuksista ja siten saavutettiin tutkimukselle asetetut tavoitteet. Mittaustulosten avulla saimme lisäksi muodostettua korrelaatioita ionilähteen eri säätöparametrien ja epästabiilisuuksien esiintymisviiveiden välille sekä säätöparametrien ja ionivirtasuhteen (tasapaino- ja afterglow-virran suhde) välille.

Tutkielmassa esitettyjen tulosten perusteella kineettiset plasmaepästabiilisuudet vaikuttavat merkittävästi plasmapotentialiaaliin. Mittauksissa havaittiin, että ionilähteen pulssitetulla operoinnilla plasmapotentialiaali kasvoi epästabiilisuustapahtuman aikana happiplasmalla 0,3–4,6 kilovoltia ja heliumplasmalla 0,5–1,5 kilovoltia riippuen ionilähteen asetuksista. Tyypillisesti ECR-ionilähteen plasmapotentialiaali on joitain kymmeniä voltteja plasman ollessa stabiilissa olotilassa [40, 70]. Näin ollen, plasmapotentialiaali kasvoi muutosten aikana kymmen–satakertaiseksi. Suurimmat 4,6 kilovoltin muutokset happiplasmalla ja 1,5 kilovoltin muutokset heliumplasmalla ovat alaraja-arvioita, koska tutkittu ionivirta levisi energiahajonnan muutoksen vuoksi saman alkuaineen seuraavan varausasteen ionisuihkun ionivirtaan asti. Tämän vuoksi suurimpien plasmapotentialiaalin muutosten absoluuttisia arvoja ei voitu määrittää, mikä tarkoittaa, että saatuja alaraja-arvioita suuremmat plasmapotentialiaalin muutokset ovat mahdollisia. Jatkuvalla operoinnilla kaikilla mitatuilla mikroaalto- ja magneettikenttäasetuksilla plasmapotentialiaalin muutoksen alaraja-arvoksi määritet-

tiin 1,4 kilovolttia. Suurin osa jatkuvan sekä pulssitetun operoinnin heliumplasmasta lasketuista plasmapotentiaalin muutoksista ovat alaraja-arvioita plasmassa olleen epäpuhtauden vuoksi. Tämän vuoksi plasmapotentiaalin muutoksen parametririippuvuuksia ei saatu kokonaisvaltaisesti määritettyä

Ionilähteen säätöparametreja varioimalla määritettiin plasman ominaisuuksien ja elektronipopulaatioiden suhteen vaikutuksia plasman luhistumisen aikaiseen plasmapotentiaalin muutoksen suuruuteen ensimmäisen ja toisen epästabiilisuustapahtuman aikana. Ionilähteen säätöparametreista merkittävimmän vaikutuksen plasmapotentiaalin muutokseen tuotti ionilähteen magneettikentän varioiminen. Magneettikentän voimakkuuden kasvaessa happiplasman plasmapotentiaalin muutos laski 94 % alaraja-arviosta. Todellisuudessa plasmapotentiaalin muutos voi olla huomattavasti määritettyä suurempi, koska suurin määritetty plasmapotentiaalin muutos on alaraja-arvio. Vastaavasti heliumplasmalla magneettikentän voimakkuuden kasvaessa plasmapotentiaalin muutoksen suuruus puolittui.

Plasman luhistumisen aikaisten peräkkäisten epästabiilisuustapahtumien esiintymisviiveiden välinen korrelaatio ja niiden korrelaatiot ionilähteen eri säätöparametreihin saatiin myös määritettyä. Merkittävin vaikutus happi- ja heliumplasmalle oli pulssitetulla operoinnilla magneettikentän voimakkuudella, jonka kasvaessa epästabiilisuustapahtumien esiintymisviive lyheni kymmenistä millisekunneista alle viiteen millisekuntiin. Tämä on linjassa kirjallisuudessa esitettyjen havaintojen kanssa [7, 9, 12]. Paineen kasvaessa esiintymisviiveet kasvoivat ja mikroaaltotehon kasvaessa esiintymisviiveet lyhenivät hieman happiplasmalla, mutta heliumplasmalla esiintymisviiveet pysyivät melko vakioina. Kasvava magneettikentän voimakkuus ja mikroaaltoteho lyhensi myös peräkkäisten epästabiilisuustapahtumien välistä aikaa, kun taas paineen nousu kasvatti epästabiilisuustapahtumien välistä aikaa.

Pulssitetulla operoinnilla happi- ja heliumplasmasta muodostetuille ionisuihkuille määritetyt ionivirtasuhteet korreloivat odotetusti mikroaaltotehon ja paineen funktiona, mutta ei magneettikentän voimakkuuden funktiona. Magneettikentän voimakkuuden kasvaessa ionivirtasuhteet laskivat happiplasmalla 64 % ja heliumplasmalla 42 %. Odotettiin, että korkeampi magneettikentän voimakkuus tehostaisi ionien vangintaa siten, että ionivirtasuhde kasvaa tasapainovirran laskun ja afterglow-virran kasvun myötä. Mikroaaltotehon kasvaessa ionivirtasuhteet kasvoivat sekä happi- että heliumplasmalla. Tosin heliumplasmalla 600 W:lla määritetty ionivirtasuhde laski poiketen trendistä. Mikroaaltotehon ja magneettikentän voimakkuuden kasvaessa

ionivirtasuhteille määritetyt hajontaluvut kasvoivat merkittävästi verrattuna matalammilla parametriarvoilla määritettyihin ionivirtasuhteisiin. Paineen kasvaessa ionivirtasuhteet laskivat 63 % heliumplasmalla ja 24 % happiplasmalla. Heliumplasmalla ionivirtasuhteiden hajontaluvut laskivat myös paineen kasvaessa toisin kuin happiplasmalla, jonka ionivirtasuhteiden hajontaluvut pysyivät melko vakiona.

Jatkuvalla operoinnilla määritettiin 300, 400 ja 500 W:n teholla epästabiiisuustapahtumien väliset ajat. Havaittiin, että epästabiiisuustapahtumien väliset ajat lyhenivät magneettikentän voimakkuuden kasvaessa kaikilla mikroaaltotehoilla. Tämä johtuu todennäköisesti magneettikentän voimakkuuden kasvaessa plasman elektronipopulaation lisääntyneestä energiasta, minkä vuoksi epästabiiisuustapahtuma saavutetaan yhä nopeammin. Epästabiiisuustapahtumien väliset ajat laskivat myös mikroaaltotehon kasvaessa 300 W:sta 500 W:iin. Epästabiiisuustapahtumien väliset ajat olivat 400 W:n mittauksilla kaikista pisimmät, mikä on ristiriidassa mittauksista saadun trendin kanssa, että korkeammilla mikroaaltotehoilla epästabiiisuustapahtumien välinen aika laskee. Toisaalta vain kahdelle 400 W:n mittaukselle voitiin määrittää epästabiiisuustapahtumien välinen aika, minkä vuoksi 300 ja 500 W:n mittauksista saadut tulokset ovat luotettavampia. Lisäksi korkeammilla mikroaaltotehoilla (400 W ja 500 W) havaittiin, että epästabiiisuustapahtumat koostuivat useista peräkkäisistä epästabiiisuuspurskeista, mikä monimutkaisti epästabiiisuustapahtumien välisen ajan määrittämistä SAMPPA:n datasta.

Korkeilla magneettikentillä ja mikroaaltotehoilla mitatun ionivirran poikkeava käytös lisääntyi sekä pulssitetulla että jatkuvalla operoinnilla. Tämän vuoksi TAPIO:n muodostamista kolmiulotteisista kuvaajista tuli yhä epäselvempiä, mikä vaikeutti muodostettujen kuvaajien tulkintaa ja tulosten analysointia. Tämä on voinut vaikuttaa myös havaittuihin korrelaatioihin ja ionivirtasuhteelle $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ laskettuihin hajontalukuihin, koska ne riippuvat merkittävästi tasapainovirran I_{SS} keskihajonnasta. Hajontalukujen kasvaminen parametrien arvojen kasvaessa on selvästi nähtävissä ionivirtasuhteen $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$ mittauksissa. Jatkuvalla operoinnilla tulosten analysointia vaikeuttivat entisestään korkeilla magneettikentän voimakkuuksilla ja mikroaaltotehoilla havaitut usean epästabiiisuuspurskeen epästabiiisuustapahtumat.

Edellä mainittujen parametririippuvuuksien perusteella havaitaan, että korkeampi magneettikentän voimakkuus ja mikroaaltoteho voivat siirtää plasman ominaisuuksia kohti epästabiiilia olotilaa. Tämä puolestaan voi kasvattaa kuumien ja kylmien elektronipopulaatioiden kokoeroa niin, että kuumien elektronien osuus kasvaa kyl-

miin verrattuna. Korkeampi paine puolestaan siirtää plasman ominaisuuksia stabiilia olotilaa kohti vaimentaen samalla plasmaepästabiilisuuksia. Plasman olotilasta ja hajontaluvuista huolimatta korrelaatiot plasmapotentialin muutoksen, $\frac{I_{AG}}{I_{SS}}$:n, esiintymisviiveiden, epästabiilisuustapahtumien välisen ajan ja ionilähteen säätöparametrien välillä saatiin mitattua sekä pulssitetulla että jatkuvalla operoinnilla. Pulssitetulla operoinnilla tulokset ovat hyvin linjassa keskenään ja muiden tutkimusten kanssa siitä, kuinka ionilähteen eri parametrit vaikuttavat plasman epästabiilisuuksiin [7, 9, 12, 35]. Myös jatkuvalla operoinnilla epästabiilisuustapahtumien välisen ajan korrelaatio magneettikentän voimakkuuden ja mikroaaltotehon kanssa on linjassa aiemmin tehdyn tutkimuksen kanssa [26]. Lisäksi kaikissa tutkimuksen mittauksissa ionilähteen säätöparametrien vaikutuksien trendit olivat molemmilla ionilähteen operointitiloilla (pulssitetulla ja jatkuvalla) samankaltaisia.

Tulevaisuudessa lisämittauksia olisi hyödyllistä suorittaa korkeammilla kiihdytysjännitteillä ja muilla plasmoinnilla pyrkien mahdollisimman hyvin minimoimaan niiden epäpuhtaudet. Erilaisista plasmoinnista muodostetut ionisuihkut kääntyvät $\frac{q}{m}$:n vuoksi dipolimagneetissa eri ympyräsäteillä. Käyttämällä muita kaasuja kuin happea ja heliumia, voidaan muodostaa plasma siten, että sen kokonaisionisuihkun eri $\frac{q}{m}$ -suihkujen välillä olisi analysointimagneetin magneettikentän funktiona suurempi etäisyys. Lisäksi tiedetään, että $rB \propto \sqrt{V_a}$ (yhtälö (11)), minkä vuoksi varioimalla kiihdytysjännitettä, vaikuttamatta energiahajonnan tai plasmapotentialin muutoksien suuruuksiin, voidaan vaikuttaa ionisuihkujen välisiin etäisyyksiin magneettikentän funktiona. Eli mitä suurempi kiihdytysjännite, sitä vähemmän TAPIO:n kuvaajissa magneettikenttäakselin suunnassa ionivirta leviää tutkitun $\frac{q}{m}$ -suihkun ja viereisen $\frac{q}{m}$ -suihkun välisen etäisyyden suhteen energiahajonnan muutoksen aikana. Eri plasmoinnista ja suurempia kiihdytysjännitteitä käyttämällä ja epäpuhtaudet minimoimalla voidaan paremmin ehkäistä tutkitun ionivirran leviäminen TAPIO:n kuvaajissa magneettikenttäakselin suunnassa seuraavan ionisuihkun ionivirtaan asti. Tämä parantaisi mahdollisuutta määrittää kokonaisia energiahajonnan ja plasmapotentialin muutoksia.

Myös SAMPPA- ja TAPIO-ohjelmistoja voi jatkokehittää lisäämällä ominaisuuksia ja muokattavia asetuksia mittaustulosten parantamiseksi ja tulosten analysoinnin laadun kehittämiseksi. Esimerkiksi TAPIO:n voisi yhdistää SAMPPA-ohjelmiston kanssa ja eristää omaan Raspberry Pi-minitietokoneeseen. Tämä helpottaisi jatkotutkimusten suorittamista ja antaisi paremman pohjan kehittää esimerkiksi mittausten aikaista automaattianalyysia.

Työn mittauksien aikana havaittiin korkeilla magneettikentän voimakkuuksien ja mikroaaltotehon arvoilla kineettisiä epästabiilisuustapahtumia, jotka sisälsivät useamman kuin yhden epästabiilisuuspurskeen. Epästabiilisuustapahtumien sisäisten epästabiilisuuspurskeiden analysointi ei sisällynyt tähän tutkielmaan ja prosessit niiden synnyn taustalla ovat toistaiseksi vähän tunnetut [26]. Tulevaisuuden tutkimus, jossa keskitytään usean epästabiilisuuspurskeen sisältävien epästabiilisuustapahtumien ominaisuuksien ja syntyprosessien tutkimiseen, tarjoaa lisää arvokasta tietoa hiukkasten välisestä vuorovaikutuksesta plasmassa. Syvällinen ymmärrys hiukkasten välisestä vuorovaikutuksesta on keskeisessä roolissa, kun halutaan ymmärtää miten plasma vapauttaa energiaa ja miten tätä prosessia voidaan optimoida sekä hallita. Tämänlainen tutkimus auttaa kehittämään parempia plasmaan perustuvia sovelluksia, kuten fuusioreaktoreita, ja luo uusia mahdollisuuksia teoreettisille ja laskennallisille malleille, jotka toimivat pohjana tuleville innovaatioille ja tutkimuksille. Kokonaisuudessaan tämä tutkimusalue on tärkeä sekä perustutkimuksen että käytännön sovellusten kannalta ja voi auttaa saavuttamaan tulevaisuudessa kestävämmän ja puhtaamman energiantuotannon.

Lähteet

- [1] F. F. Chen ym. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Vol. 1. Springer, 1984.
- [2] B. Bigot. "Progress toward ITER's First Plasma". *Nuclear Fusion* 59.11 (2019). DOI: 10.1088/1741-4326/ab0f84.
- [3] B. Wolf. *Handbook Of Ion Sources*. CRC Press, 1995. ISBN: 0-8493-2502-1.
- [4] Z. Xie. "State of the art of ECR ion sources". Teoksessa: *Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Cat. No. 97CH36167)*. Vol. 3. IEEE. 1997.
- [5] N. Gambino ym. "Impact of ion source stability for a medical accelerator". *Journal of Instrumentation* 14.05 (2019).
- [6] A. Kitagawa ym. "Recent Developments on ECR Ion Sources at the medical accelerator HIMAC". *Optimization* 21 (2000).
- [7] D. Mansfeld ym. "Dynamic regimes of cyclotron instability in the afterglow mode of minimum-B electron cyclotron resonance ion source plasma". *Plasma Physics and Controlled Fusion* 58.4 (2016). DOI: 10.1088/0741-3335/58/4/045019.
- [8] O. Tarvainen ym. "Diagnostics of plasma decay and afterglow transient of an electron cyclotron resonance ion source". *Plasma Sources Science and Technology* 19.4 (2010). DOI: 10.1088/0963-0252/19/4/045027.
- [9] I. Izotov ym. "Cyclotron instability in the afterglow mode of minimum-B ECRIS". *Review of Scientific Instruments* 87.2 (2016). DOI: 10.1063/1.4935624.
- [10] R. Geller. *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. Taylor & Francis, 1996. ISBN: 0-7503-0107-4.
- [11] Z. Xie ja C. Lyneis. "Plasma potentials and performance of the advanced electron cyclotron resonance ion source". *Review of Scientific instruments* 65.9 (1994).
- [12] O. Tarvainen ym. "Kinetic instabilities in pulsed operation mode of a 14 GHz electron cyclotron resonance ion source". *Review of Scientific Instruments* 87.2 (2016).

- [13] K. Wiesemann. "A Short Introduction to Plasma Physics" (2013). DOI: 10.5170/CERN-2013-007.85. arXiv: 1404.0509.
- [14] P. Debye ja E. Hückel. "De la theorie des electrolytes. I. abaissement du point de congelation et phenomenes associes". *Physikalische Zeitschrift* 24.9 (1923).
- [15] R. J. Goldston ja P. H. Rutherford. *Introduction to plasma physics*. CRC Press, 1995.
- [16] G. Melin ym. "Ion behavior and gas mixing in electron cyclotron resonance plasmas as sources of highly charged ions". *Journal of applied physics* 86.9 (1999). DOI: 10.1063/1.371442.
- [17] G. D. Shirkov. "A classical model of ion confinement and losses in ECR ion sources". *Plasma Sources Science and Technology* 2.4 (1993). DOI: 10.1088/0963-0252/2/4/004.
- [18] O. Tarvainen ym. "Plasma diagnostic tools for ECR ion sources—What can we learn from these experiments for the next generation sources". *Review of Scientific Instruments* 90.11 (2019). DOI: 10.1063/1.5127050.
- [19] A. Girard ja G. Melin. "ECR ion sources today Physics, performance and technology". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 382.1 (1996). Proceedings of the Seventh International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/S0168-9002(96)00405-6.
- [20] J. F. J. Todd. "Recommendations for nomenclature and symbolism for mass spectroscopy (including an appendix of terms used in vacuum technology). (Recommendations 1991)". *Pure and Applied Chemistry* 63.10 (1991). DOI: 10.1351/pac199163101541.
- [21] M. A. Lieberman ja A. J. Lichtenberg. "Principles of plasma discharges and materials processing". *MRS Bulletin* 30.12 (1994).
- [22] S. Gammino ym. "Effects of frequency and magnetic field scaling on the superconducting electron cyclotron resonance ion source at MSU-NSCL". *Review of Scientific Instruments* 67.12 (1996). DOI: 10.1063/1.1147556.
- [23] S. Saminathan. "Extraction and transport of ion beams from an ECR ion source". *Groningen (Netherlands): University of Groningen* (2011).
- [24] P. Sortais. "Pulsed ECR ion source using the afterglow mode". *Review of scientific instruments* 63.4 (1992). DOI: 10.1063/1.1142811.
- [25] G. Shirkov. *Electron and ion confinement conditions in the open magnetic trap of ECR ion source*. Tekninen raportti. 1994.

- [26] B. Bhaskar ym. "Quasi-periodical kinetic instabilities in minimum-B confined plasma". *AIP Advances* 12.1 (2022).
- [27] R. Geller. "ECRIS: The electron cyclotron resonance ion sources". *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 40.1 (1990).
- [28] O. Tarvainen ym. "Electron cyclotron resonance ion sources—physics, technology and future challenges". Teoksessa: *EPJ Web of Conferences*. Vol. 149. EDP Sciences. 2017.
- [29] F. Khodadadi Azadboni ja M. Sedaghatizade. "Negative Ion Confinement in the Multicusp Ion Source". *Journal of fusion energy* 29.2 (2010).
- [30] K. Tinschert ym. "Metal ion beam production with improved evaporation ovens". Teoksessa: *Proceedings of the 20th International Workshop on Electron Cyclotron Resonance Ion Sources (ECRIS-2012), JaCoW-WEPP15, Sydney, Australia*. 2012.
- [31] R. Harkewicz ym. "Ion plasma sputtering as a method of introducing solid material into an electron cyclotron resonance ion source". *Review of scientific instruments* 66.4 (1995).
- [32] A. C. La Fontaine ja P. Louvet. "Study of an ECR sputtering plasma source". *Plasma Sources Science and Technology* 8.1 (1999).
- [33] H. Koivisto, J. Arje ja M. Nurmi. "Metal ions from the volatile compounds method for the production of metal ion beams". *Review of scientific instruments* 69.2 (1998). DOI: 10.1063/1.1148539.
- [34] J. Jovović ym. "MIVOC method at the mVINIS ion source". *Nuclear Technology and Radiation Protection* 22.2 (2007).
- [35] O. Tarvainen ym. "Limitation of the ECRIS performance by kinetic plasma instabilities". *Review of Scientific Instruments* 87.2 (2016).
- [36] G. Melin ym. "The Grenoble ECRIS Status". *Le Journal de Physique Colloques* 50.C1 (1989). DOI: 10.1051/jphyscol:1989173.
- [37] K. Tinschert ym. *Investigation of the Afterglow Mode with the Caprice ECRIS for the GSI Heavy-Ion-Synchrotron operation*. Tekninen raportti. 1999.
- [38] F. Maimone ym. "Investigation of pulsed mode operation with the frequency tuned CAPRICE ECRIS". *Review of Scientific Instruments* 87.2 (2016). DOI: 10.1063/1.4933339.
- [39] V. Toivanen ym. "Effect of double frequency heating on the lead afterglow beam currents of an electron cyclotron resonance ion source". *Physical Review Accelerators and Beams* 20.10 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.103402.

- [40] O. Tarvainen ym. "Time evolution of plasma potential in pulsed operation of ECRIS" (2010).
- [41] G. Melin ym. "Some particular aspects of the physics of the ECR sources for multicharged ions". *Review of scientific instruments* 61.1 (1990). DOI: 10.1063/1.1141305.
- [42] B. Isherwood ja G. Machicoane. "The Relationship Between the Diffusion of Hot Electrons, Plasma Stability, and ECR Ion Source Performance". Teoksessa: *Proceedings of the 24th workshop on ECR ion sources, Michigan, USA*. 2020.
- [43] O. Tarvainen ym. "Beam current oscillations driven by cyclotron instabilities in a minimum-B electron cyclotron resonance ion source plasma". *Plasma Sources Science and Technology* 23.2 (2014).
- [44] V. Skalyga ym. "Suppression of cyclotron instability in Electron Cyclotron Resonance ion sources by two-frequency heating". *Physics of Plasmas* 22.8 (2015).
- [45] B. Subhash Bhasi Bhaskar. "Experimental study on kinetic instabilities in electron cyclotron resonance heated plasma". *JYU dissertations* (2022).
- [46] I. Izotov ym. "Plasma instability in the afterglow of electron cyclotron resonance discharge sustained in a mirror trap". *Physics of Plasmas* 19.12 (2012). DOI: 10.1063/1.4769260.
- [47] A. Shalashov ym. "Kinetic instabilities in a mirror-confined plasma sustained by high-power microwave radiation". *Physics of Plasmas* 24.3 (2017).
- [48] A. Shalashov ym. "Control of electron-cyclotron instability driven by strong ECRH in open magnetic trap". *EPL (Europhysics Letters)* 124.3 (2018).
- [49] C. Barué ym. "Investigation of hot electrons in electron-cyclotron-resonance ion sources". *Journal of Applied Physics* 76.5 (1994). DOI: 10.1063/1.357563.
- [50] I. Izotov ym. "Microwave emission related to cyclotron instabilities in a minimum-B electron cyclotron resonance ion source plasma". *Plasma Sources Science and Technology* 24.4 (2015).
- [51] V. Mironov ym. "Influence of the biased electrode on the plasma potential in ECRIS". *Review of scientific instruments* 73.2 (2002).
- [52] O. Tarvainen ym. "The biased disc of an electron cyclotron resonance ion source as a probe of instability-induced electron and ion losses". *Review of Scientific Instruments* 90.12 (2019).
- [53] *User's guide*. Keysight technologies. 2019.
- [54] *Genesys+ series User Manual*. TDK Lambda.

- [55] *Group3 DTM-151 Digital Teslameter with serial communications User's Manual*. Group Technology Ltd. 2010.
- [56] J. Benitez ym. "High energy component of X-ray spectra in ECR ion sources". *Proc. ECRIS'08* (2008).
- [57] *PicoScope 5000 A and B Series Flexible Resolution Oscilloscopes User's Guide*. Pico Technology. 2013.
- [58] *MODEL SR570 Low-Noise Current Preamplifier*. Stanford Research Systems. 2015.
- [59] H. Koivisto ym. "The first results with the new JYFL 14 GHz ECR ion source". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 174.3 (2001).
- [60] V. Toivanen. "Studies of electron cyclotron resonance ion source beam formation, transport and quality". Väitöskirja. 2013.
- [61] *Python*. URL: <https://www.python.org/>. [viitattu: 10.04.2023].
- [62] *PicoScope software developer kit*. URL: <https://www.picotech.com/downloads>. [viitattu: 10.04.2023].
- [63] Qt Group. URL: <https://www.qt.io/product/features>. [viitattu: 10.04.2023].
- [64] B. Bhaskar ym. "Correlation of bremsstrahlung and energy distribution of escaping electrons to study the dynamics of magnetically confined plasma". *Plasma Physics and Controlled Fusion* 63.9 (2021).
- [65] D. Mansfeld. "Kinetic instabilities in non-equilibrium plasma: a review of observations". Teoksessa: *EPJ Web of Conferences*. Vol. 149. EDP Sciences. 2017.
- [66] J. E. Bartmess ja R. M. Georgiadis. "Empirical methods for determination of ionization gauge relative sensitivities for different gases". *Vacuum* 33.3 (1983).
- [67] R. Holanda. *Sensitivity of hot-cathode ionization vacuum gages in several gases*. Tekninen raportti. 1972.
- [68] T. Williams, C. Kelley ja many others. *Gnuplot 5.4: an interactive plotting program*. URL: <http://gnuplot.sourceforge.net/>. [viitattu: 10.04.2023].
- [69] D. Meeker. *Finite Element Method Magnetics User's manual*. 2020.
- [70] H. Koivisto ym. "ECR ion source plasma related research and development at JYFL" (2005).