

Ionilähdelaitteiston kehitys säteilytystestausta varten

Taneli Kalvas

Pro Gradu -tutkielma
Jyväskylän yliopisto
Fysiikan laitos
9. joulukuuta 2003

Sisältö

Tiivistelmä	3
1 Johdanto	4
2 Avaruussäteilystä	6
2.1 <i>Avaruuden säteilyolosuhteet</i>	6
2.1.1 Aurinkotuuli	6
2.1.2 Kosminen säteily	7
2.1.3 Maan magnetosfääri	8
2.1.4 Loukkuuntunut säteily	10
2.2 <i>Säteilyn vaikutukset väliaineessa</i>	14
2.2.1 Energiajättö	15
2.2.2 Elektroninen energiajättö	17
2.2.3 Nukleaarinen energiajättö	18
2.2.4 Hiukkassäteily puolijohteissa	21
2.2.5 Hiukkassäteilyn vaikutukset DRAM-muistisolussa	23
3 Avaruussäteilyn simulointi	25
3.1 <i>ECR-ionilähde ja sen toimintaperiaate</i>	25
3.1.1 Magneettikentän rakenne	25
3.1.2 ECR-pinta ja plasman muodostuminen	26
3.1.3 ECR-ionilähteen skaalauslait	27
3.2 <i>Menetelmiä korkeasti varattujen hiukkasten intensiteetin lisäämiseksi</i>	28
3.2.1 Seoskaasumenetelmä	29
3.2.2 Sekundaarielektronien emissio	31
3.2.3 Bias-levy	32
3.2.4 Kahden mikroaaltotaajuuden käyttö plasman lämmityksessä	32
3.3 <i>Ionisoitavien aineiden syöttö ECR-ionilähteeseen</i>	34
3.3.1 Höyrystysuunit	35
3.3.2 Sputterointi	36
3.3.3 MIVOC-menetelmä	36

3.4	<i>Syklotroni</i>	37
3.4.1	Syklotronin toimintaperiaate	37
3.4.2	Relativistisiin energioihin kiihdyttävät syklotronit	39
3.4.3	Ionikoktailit	40
4	Säteilytystestaus ja testeissä käytettävä laitteisto	43
4.1	<i>Säteilytystestit</i>	43
4.1.1	SEE-säteilytystestit	43
4.2	<i>ECR-ionilähteet</i>	45
4.2.1	JYFL 6.4 GHz ECRIS	45
4.2.2	JYFL 14.5 GHz ECRIS	46
4.2.3	Ionilähteiden suorituskyvyn arviointi	49
4.3	<i>Injektiolinja</i>	49
4.4	<i>K-130 syklotroni</i>	49
4.5	<i>RADEF-säteilytysasema</i>	51
4.5.1	Säteilytyskammio	52
4.5.2	Hiukkassuihkun hallinta	52
4.5.3	Diagnostiikka	53
5	Ionisuihkuihin liittyvä kehitystyö	55
5.1	<i>Vaatimusten muuttuminen</i>	55
5.2	<i>Uudet ionikoktailit</i>	56
5.2.1	Tietokoneohjelma ionikoktailien löytämiseksi	56
5.2.2	Tietokoneohjelman avulla löydetty ionikoktailit	57
5.3	<i>Kahdella taajuudella lämmittämisen testaus</i>	59
5.4	<i>Integroiva pikoampeerimittari</i>	63
5.4.1	Pikoampeerimittari	63
5.4.2	Integroiva kytkentä	64
5.4.3	Suorituskyky	65
6	Päätelmät	68
	Viitteet	69
A	Ionikoktaileja hakevan ohjelman tulosteita	73

Tiivistelmä

Avaruuteen lähetettävien satelliittien elektroniikka saattaa vahingoittua helposti suurienergisten hiukkasten vaikutuksesta. Tämän vuoksi avaruuselektroniikan komponenttien säteilynkestävyyttä on testattava maan päällä ennen komponenttien käyttöä. Testejä tehdään muun muassa Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen RADEF-aseamalla (RADiation Effects Facility), missä hiukkaskiihdyttimen avulla simuloidaan avaruuden hiukkassäteilyä.

Viime vuosina säteilytystestauksen ongelmaksi ovat tulleet niin sanotut pintaliitoskomponentit, joita ei voida niiden rakenteen vuoksi säteilyttää komponenttien etupuolelta. Tämän vuoksi hiukkassäteilyn on kuljettava puolijohteen rungon läpi ennen kuin säteily pääsee komponentin aktiivisille alueille. Säteilytyksessä käytettävien hiukkasten kantama on ESA:n (European Space Agency) vaatimusten mukaan oltava yli 100 μm piissä.

Jotta kiihdytettyjen hiukkasten kantama piissä olisi riittävä, on myös raskaiden hiukkasten tapauksessa niiden energian oltava yli 10.3 MeV/nukleoni. Tämän tavoitteen saavuttamiseksi Jyväskylän yliopiston K-130 -syklotronilla, on säteilytykset tehtävä ioneilla, joiden massa-varaussuhde on alle 3.55. Vuoden 2003 aikana on kiihdytinlaboratoriossa tehty kehitystyötä korkeampien varausasteiden käyttöön saamiseksi. Korkeiden varausasteiden tuoton parantamiseksi ECR-ionilähteellä on laboratorioon suunniteltu hankittavaksi niin sanottu TWTA-vahvistin, jonka avulla ionilähteellä saadaan käyttöön kahdella taajuudella lämmitys. Ionilähteen suorituskyvyn parantumisesta huolimatta on säteilytyksessä käytettävien raskaimpien ionien varausaste niin korkea, että ECR-ionilähteestä saadaan vain heikko hiukkasvirta. Tämän heikon hiukkasvirran virittämiseksi syklotronilla kiihdytettäväksi on myös kiihdytinlaboratorion virranmittausdiagnostiikkaa parannettu.

Ionilähteelle tulevan TWTA-vahvistimen hankinnan jälkeen Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa on suunniteltu otettavaksi käyttöön uusi ionikoktaili. Tehdyn tutkimuksen mukaan RADEF:in käyttöön soveltuu parhaiten koktaili, joka koostuu seuraavista ioneista: $^{14}\text{N}^{4+}$, $^{28}\text{Si}^{8+}$, $^{56}\text{Fe}^{16+}$, $^{84}\text{Kr}^{24+}$ ja $^{129}\text{Xe}^{37+}$. Ionikoktailin massa-varaussuhde on 3.49 ja ionien energia on 10.7 MeV/nukleoni. Kaikkien ionien kantama piissä on yli 100 μm . Tämän uuden ionikoktailin avulla RADEF-aseamalla voidaan tulevaisuudessa tehdä säteilytystestejä myös pintaliitoskomponenteilla.

1 Johdanto

Avaruuden säteilyolosuhteet poikkeavat selvästi maan päällä vallitsevista olosuhteista. Maan lähiavaruudessa satelliitit ja luotaimet joutuvat alttiiksi aurinkotuulen ja kosmisen säteilyn korkeaenergistien hiukkasten vaikutuksille. Erityisen herkkiä säteilylle ovat avaruusalusten elektronisten laitteiden puolijohdekomponentit — jopa yksittäinen energieettinen hiukkanen saattaa aiheuttaa komponentissa toimintavirheen.

Avaruussäteilyä kestävien komponenttien huono saatavuus ja korkeat hinnat ovat joltaneet siihen, että avaruuskäytössä käytetään nykyään lähinnä tavallisia sarjatuotantona valmistettuja kaupallisia komponentteja. Näitä komponentteja ei kuitenkaan voida käyttää avaruusluotaimissa ja satelliiteissa ilman testausta.

Vuonna 1996 Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratorioon alettiin rakentaa komponenttien tutkimiseen tarkoitettua säteilytysasemaa RADEF:ia (Radiation Effects Facility), jossa hiukkaskiihdyttimen avulla pyritään simuloimaan avaruuden hiukkas säteilyä ja tutkimaan säteilyn aiheuttamia häiriöitä komponenteissa. Säteilytysaseman laitteistot rakennettiin Euroopan avaruusjärjestö ESA:n vaatimusten mukaiseksi. Ensimmäiset komponenttien testaukset tehtiin asemalla vuonna 1998 ja tämän jälkeen RADEF:in säteilytysasemalla on testattu useita avaruuskäyttöön suunniteltuja komponentteja.

Nykyään suurin osa käytössä olevista komponenteista ovat kuitenkin niin sanottuja pintaliitoskomponentteja, joita ei voida niiden sisäisen rakenteen vuoksi säteilyttää edestä päin. Pintaliitoskomponentit säteilytetään siis takaapäin, jonka vuoksi ionien on läpäistävä puolijohde-runko ennen kuin ne pääsevät komponentin herkille alueille. Pintaliitoskomponenttien säteilytykseen käytettävien ionien kantama piissä on ESA:n ohjeiden mukaan oltava yli 100 μm .

Viime vuosina JYFL:ssä (Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksessa) on pyritty saamaan käyttöön ionikoktaili, jolla voitaisiin tehdä säteilytystestejä pintaliitoskomponenteilla. Tässä kehitystyössä ECR-ionilähteen suorituskyvyllä on erittäin tärkeä rooli. Tällä hetkellä RADEF:n säteilytysasema on ainoa paikka Euroopassa, missä on valmis laitteisto säteilytysmittauksia varten ja hiukkaskiihdyttimeltä on mahdollista saada riittävän energieettisiä hiukkasia 100 μm :n kantamaa varten myös raskailla ytimillä. Tämän vuoksi kiihdytinlaboratorion säteilytysasema on herättänyt erityistä kiinnostusta ESA:ssa.

Vuoden 2003 alussa ESA päätti pyrkiä yhteistyösopimukseen JYFL:n kanssa RADEF-aseman käytöstä ESA:n säteilytystesteihin. Alustavien suunnitelmien mukaan ESA varaa seuraavan viiden vuoden ajan 480 tuntia kiihdytinaikaa vuodessa avaruuselektronikan komponenttien säteilytystesteihin. Suunnitelmien mukaan JYFL vastaa laitteiston kehittämisestä siten, että edellä mainitut vaatimukset täyttyvät.

Tässä Pro Gradu -tutkielmassa selvitetään avaruussäteilyn taustoja ja hiukkassäteilyn vaikutuksia väliaineessa sekä esitellään JYFL:ssä käytettyjä säteilytystutkimuksen menetelmiä. Tutkielmassa kerrotaan myös kuinka vuoden 2003 aikana tehty ionisuihkuihin liittyvä kehitystyö on parantanut RADEF:n mahdollisuuksia täyttää säteilytystesteihin liittyvät vaatimukset.

2 Avaruussäteilyä

2.1 Avaruuden säteilyolosuhteet

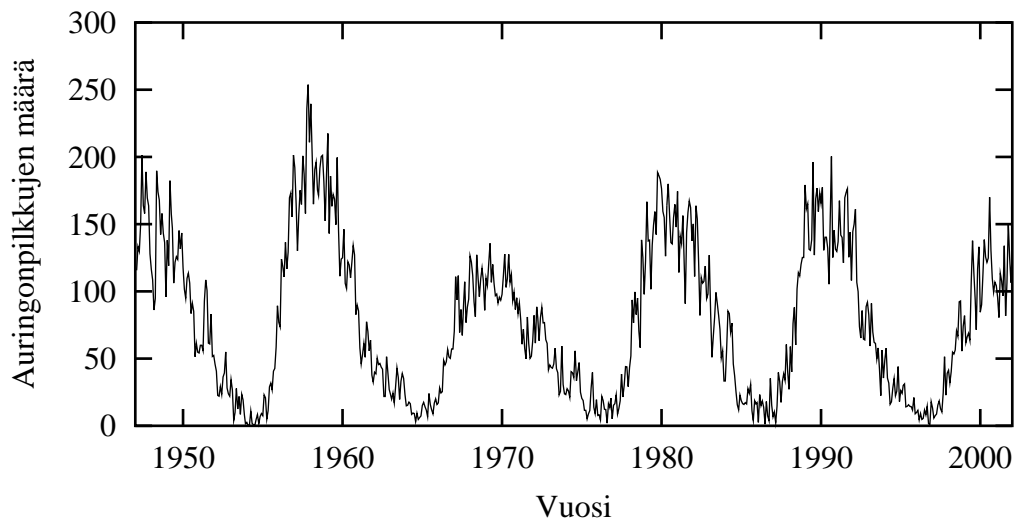
Avaruudessa säteilyolosuhteet ovat toisenlaiset kuin maan päällä. Avaruuden säteily koostuu pääasiassa aurinkotuulen ja kosmisen säteilyn fotoneista ja hiukkasista sekä maan magneettikenttään loukkuuntuneista ioneista. Maapallolle suurin osa tästä säteilyä ei kuitenkaan pääse sillä maan magneettikenttä ja ilmakehä muodostavat säteily-suojan, joka mahdollistaa elämän maapallolla.

2.1.1 Aurinkotuuli

Maan ympäristön säteilyolosuhteet muodostuvat eri tyyppisistä lähteistä: Määrällisesti suurin osa säteilyä on peräisin auringosta, jonka pintakerroksista karkaa jatkuvasti korkean lämpötilan ansiosta suurienergisiä ioneja. Aurinkotuulen ionit ovat pääasiassa alle 10 keV:n protoneja ja elektroneja. Näiden lisäksi myös pienempiä määriä alfa-hiukkasia ja raskaampia ytimiä on havaittu. Raskaiden ytimien suhteelliset osuudet aurinkotuulella ovat keskenään suurin piirtein samaa luokkaa rautaan saakka. Rautaa raskaampia hiukkasia ei aurinkotuulesta ole juurikaan mitattu. [1]

Suhteellisen tasaisen aurinkotuulen lisäksi auringosta tulee kuitenkin suurempienergiisiä hiukkasia niin sanottujen auringon roihujen (aurinkopurkausten) yhteydessä. Auringon roihut ovat auringon pintakerroksissa tapahtuvia räjähdysmäisiä purkauksia, joiden aikana auringosta vapautuu kaasuja ja elektroneja sekä säteilyä laajalla aallopituusalueella. Auringon roihut ovat magneettisten hydrodynaamisten prosessien seurausta [2]. Roihujen ajatellaan syntyvän voimakkaiden jatkuvasti muuttuvien magneettikenttien maksimien vuorovaikutuksessa toistensa kanssa. Auringon roihujen lukumäärä ja voimakkuus liittyvät siten auringon aktiivisuuteen, joka vaihtelee noin 11 vuoden jaksoissa. Myös auringon pilkkujen määrä vaihtelee samassa jaksossa (ks. kuva 1). [1]

Auringon roihuissa avaruuteen karkaa suurienergisiä protoneja, elektroneja ja atomien ytimiä. Voimakkaimpien purkausten aikana vapautuvien, yli 10 MeV:n protonien vuo on maan etäisyydellä auringosta noin $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Yli 100 MeV:n protonien vuo voi olla $10^3 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Koska auringon roihu voi kestää muutamia päiviä, voi yhden roihun aikana yli 10 MeV:n hiukkasten määrä olla kokonaisuudessaan jopa 10^9 cm^{-2} . Tätä luokkaa olevia roihuja esiintyy auringon aktiivisena aikana noin kerran kuukaudessa. [1]



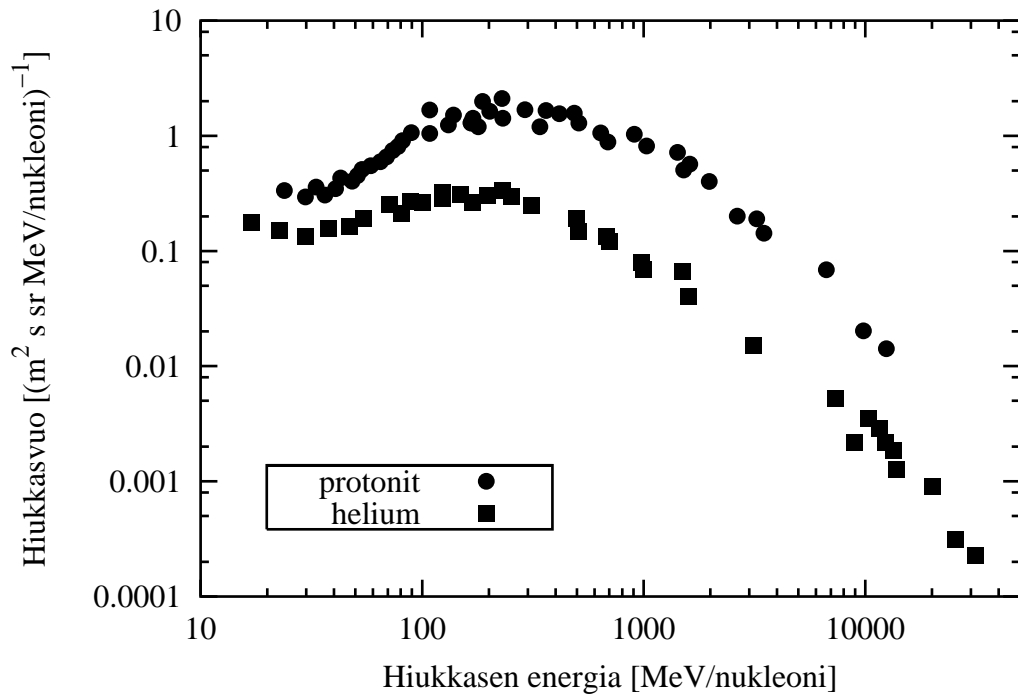
Kuva 1: Auringonpilkkujen lukumäärän keskiarvo kuukausittain vuosilta 1947–2002. Kuvasta on nähtävissä auringon 11 vuotta pitkä aktiivisuuden sykli. [3]

2.1.2 Kosminen säteily

Kosminen säteily on avaruudesta tulevaa suurienergistä säteilyä, joka on peräisin aurinkokuntamme ulkopuolelta, supernovista ja neutronitähdistä. Kosminen säteily koostuu pääasiassa protoneista (osuus 87 %) ja siinä on lisäksi noin 12 % alfahiukkasia sekä noin 1 % elektroneja ja heliumia raskaampia ytimiä. Kosmisessa säteilyssä ei kuitenkaan ole merkittävästi rautaa raskaampia hiukkasia. Energialtaan suurin osa kosmisesta säteilystä sijoittuu 10 MeV – 10000 MeV:n väliin, mutta jopa 10^{20} eV hiukkasia on havaittu (ks. kuva 2). Kosmisen säteilyn hiukkasvuo on keskimäärin noin $1 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. [4], [5]

Aurinkokuntamme läheisyydessä on aurinkotuulella havaittu olevan suojaava vaikutus kosmiseen säteilyyn. Kosmisen säteilyn alhaisen energian alueella (alle 1 GeV/nukleoni) hiukkasvirta vaihtelee auringon aktiivisuuden funktiona. Esimerkiksi energia-alueen 100 MeV/nukleoni kosmisen säteilyn intensiteetti on 10 kertaa pienempi auringon aktiivisuuden maksimivaiheessa verrattuna aktiivisuuden minimivaiheeseen. Tämän havainnon perusteella oletetaan kosmisen säteilyn tason olevan voimakkaampi pienillä energioilla aurinkokuntamme ulkopuolella. Myös maan magneettikenttä toimii suojana kosmisen säteilyn matalaenergisistä hiukkasista vastaan. [5]

Toisinaan kosmiseksi säteilyksi kutsutaan myös kaikkea avaruudesta tulevaa maan



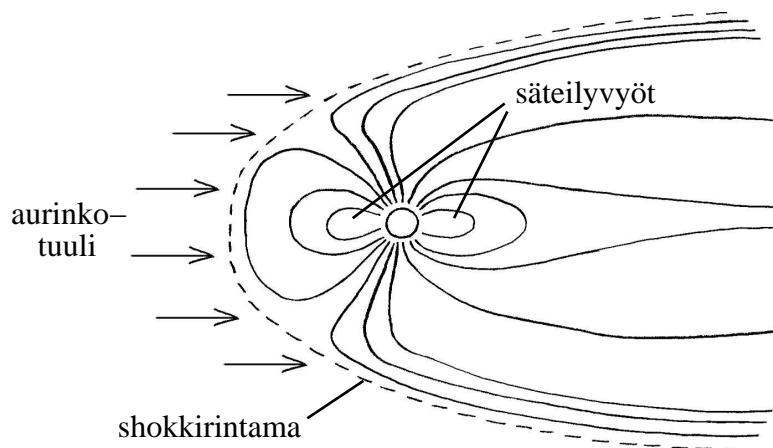
Kuva 2: Protonien ja alfahiukkasten energiaspektrit kosmisessa säteilyssä mitattuna maan läheisyydessä. [4]

pinnalle osuvaa hiukkassäteilyä. Tämä säteily ei ole kosmista primaarisäteilyä, sillä primaarisäteily ei pääse tunkeutumaan ilmakehän lävitse. Maan pinnalle saapuva säteily on niin sanottua *kosmista sekundaarisäteilyä*, joka muodostuu ydinreaktioissa energieettisten hiukkasten törmätessä ilmakehän atomeihin. Nämä sekundaarihiukkaset vuorostaan laukaisevat lisää reaktioita, joiden määrä kasvaa lumivyöryn kaltaisesti. Sekundaarisäteily koostuu protoneista, neutroneista, pioneista, myoneista ynnä muista hiukkasista [6]. Merenpinnan tasossa maan päällä kosmisen säteilyn aiheuttama säteilyannos on noin $0.033 \mu\text{Sv/h}$ eli vähemmän kuin 10 % luonnollisesta ihmisen maan päällä saamasta säteilyannoksesta. [5]

2.1.3 Maan magnetosfääri

Maapallon ympärillä on magnetosfääriksi kutsuttu vyöhyke, jonka sisällä maan magneettikenttä on riittävän voimakas, että suurin osa aurinkotuulen hiukkasista ei pääse etenemään sen läpi. Näin maan magnetosfäärin ympärille muodostuu *shokkirintama*. Maapallon magneettikenttä olisi vapaassa avaruudessa muodoltaan dipolikenttä, mutta aurinkotuulen jatkuvan vaikutuksen vuoksi kenttä vääristyy. Maan magnetosfääri on

ohuempi auringon puolelta (noin 6–10 maan sädettä) ja maapallon yön puolella magnetosfäärille muodostuu pitkä häntä (ks. kuva 3). Hännän pituudeksi on arvioitu jopa 1000 maan sädettä. [7]



Kuva 3: Maan magnetosfääri.

Magnetosfääri suojaa maata ja kiertoradoilla olevia satelliitteja avaruudesta tulevalta matalaenergiseltä säteilyltä. Tämä ilmiö voidaan todeta tarkastelemalla magneettikenttään kohtisuorasti saapuvaa varattua hiukkasta. Magneettikentässä varattuun hiukkaseen vaikuttaa Lorentzin voima

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

jonka vaikutuksesta hiukkanen kääntyy ympyräradalle. Kaavassa q on hiukkasen varaus, E on sähkökenttä ja B on magneettivuon tiheys. Ympyrän säde r saadaan keskeisvoiman lausekkeesta

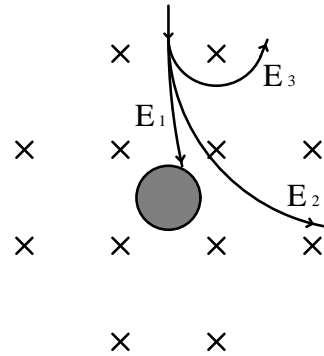
$$F = \frac{mv^2}{r} = qv_{\perp}B, \quad (2)$$

missä m on hiukkasen massa ja v_{\perp} on hiukkasen nopeuden magneettikenttää vastaan kohtisuora komponentti. Ympyrän säde

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB}. \quad (3)$$

Koska hiukkasen radan säde magneettikentässä riippuu muun muassa sen nopeudesta, on säde verrannollinen myös hiukkasen energiaan. Hiukkasen käyttäytyminen magnetosfäärissä riippuukin paljon sen energiasta: Aurinkotuulen energeettisimpien hiukkasen ratasäde on niin laaja, että ne eivät juurikaan muuta suuntaansa magnetosfäärissä.

Tällaiset hiukkaset voivat päästä maan ilmakehään (ks. kuva 4). Riittävän hidas hiukkanen kääntyy magneettikentässä lähes ympyrärataa pitkin ja poistuu magnetosfääristä. Tällä tavalla maan magneettikenttä suojaa matalaenergisiltä hiukkasilta.



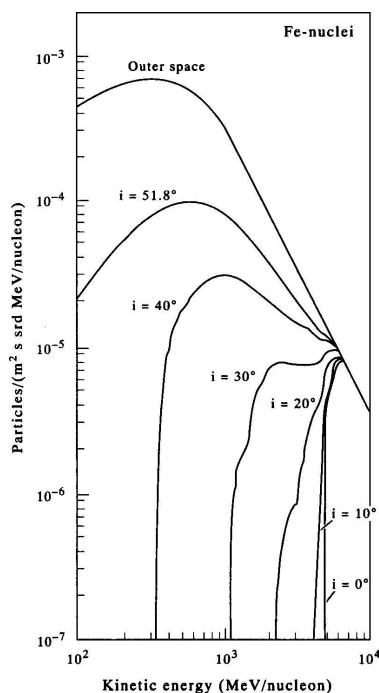
Kuva 4: Periaatekuva hiukkasen energian vaikutuksesta radan taittumiseen magnetosfäärissä. Kuvan hiukkaset ovat muuten identtiset, mutta niillä on eri energia ($E_1 > E_2 > E_3$). Matalaenergiset hiukkaset taittuvat helpommin magneettikentässä kuin korkeaenergiset hiukkaset.

Tämä karkea malli ei ota huomioon maan magneettikentän muotoa — todellisuudessa magneettikentän suojaava vaikutus riippuu hiukkasen tulosuunnasta. Maan navoilla magneettikentän kenttäviivat kääntyvät maan pintaa kohti, joten näissä kohdissa hiukkaset pääsevät etenemään helpommin kohti maata. Tämän seurauksena kiertoradalla olevan satelliitin saama keskimääräinen annosnopeus riippuu radan inkliinaatiokulmasta eli kallistuskulmasta suhteessa päiväntasaajaan (ks. kuva 5) [5]. Heinrich ja Spill ovat laskeneet tarkan magneettikentän mallin avulla keskimääräisiä säteilyannosnopeuksia eri kiertoradoilla. Näidenkin laskujen mukaan maan magneettikenttä suojaa parhaiten matalaenergisiltä hiukkasilta. [8]

2.1.4 Loukkuuntunut säteily

Vaikka magnetosfääri suojaa maata kosmisen säteilyn hiukkasilta, on maan ympärillä myös magneettikenttään loukkuuntuneita hiukkasia, jotka muodostavat niin sanotut *säteilyvyöt*. Säteilvyöiden olemassaolo todettiin jo vuonna 1958 ensimmäisen Yhdysvaltain kiertoradalle lähettämän satelliitin, Explorer I:n mukana olleella Geiger-laskurilla. Säteilvyöt tunnetaan nykyään *Van Allenin* vöinä satelliitin suunnittelijan James Van Allenin mukaan.

Magnetosfääriin loukkuuntuneet hiukkaset ovat pääasiassa matalaenergisiiä protoneja

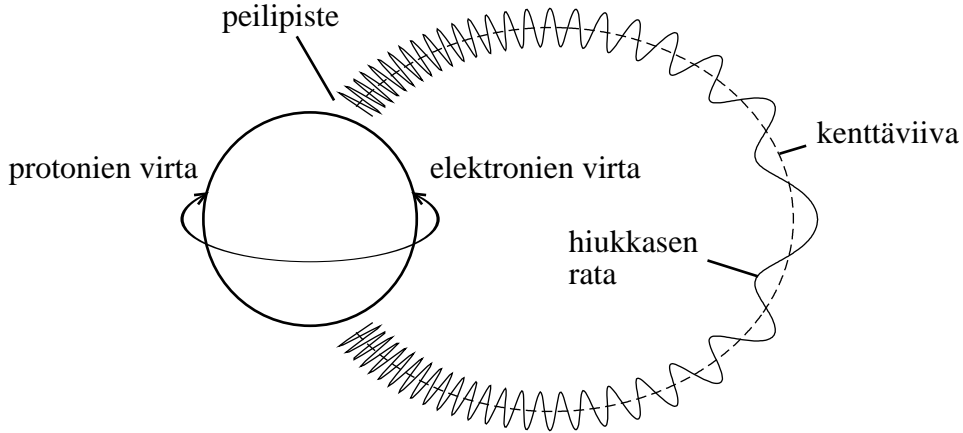


Kuva 5: Kosmisen säteilyn rauta-ytimien energiaspektri vapaassa avaruudessa ja maan magnetosfäärin sisällä 223 km korkuisilla radoilla eri inkliinaatiokulmilla. [8]

ja elektroneja. Elektronien energiat vaihtelevat 40 keV:n ja 7 MeV:n välissä ja protonien energiat 0.1 MeV:n ja 400 MeV:n välissä. Molempien hiukkasten vuo on vöiden maksimikohdissa noin $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. [7]

Koska maan magneettikenttä on muodoltaan dipoli, on magneettikentän voimakkuus navoilla suurempi kuin päiväntasaajan kohdalla. Tällaista magneettikentän rakennetta, jossa magneettivuon tiheys kasvaa kenttäviivaa kumpaan tahansa suuntaan kuljettaessa, sanotaan *magneettiseksi pulloksi*. Kuten kaavasta (1) tiedämme, kiertää varattu hiukkanen ympyrän kehällä magneettikentässä kenttäviivan ympäri. Koska hiukkasella on magneettikentän suuntaista nopeutta, liikkuu hiukkanen magneettikentässä myös kenttäviivan suuntaisesti. Tihenevässä magneettikentässä hiukkasen magneettikentän suuntainen nopeuskomponentti pienenee. Mikäli hiukkasen magneettikentän suuntainen nopeuskomponentti on riittävän pieni, hidastuu hiukkanen kentässä, kunnes se heijastuu takaisin niin sanotusta *peilipisteestä*. Hiukkanen kulkee siis edes-takaisin navalta navalle pyörien ja kenttäviivoja mukailen (ks. kuva 6). [7]

Magneettisen pullon toiminta perustuu epähomogeenisen magneettikentän varattuun



Kuva 6: Maan magneettikentän muodostama magneettinen pullo. Loukkuuntuneiden hiukkasien liike koostuu kolmesta komponentista: hiukkaset kiertävät magneettikentän kenttäviivoja, kulkevat edestakaisin navalta navalle ja pyörivät maapallon ympäri päiväntasaajan suuntaisesti.

hiukkaseen aiheuttamaan voimaan

$$F_{\parallel} = -\mu \vec{\nabla}_{\parallel} B, \quad (4)$$

missä F_{\parallel} on voiman magneettikentän suuntainen komponentti ja μ on kiertoliikkeessä olevan hiukkasen magneettinen momentti

$$\mu = \frac{1}{2} m \frac{v_{\perp}^2}{B}. \quad (5)$$

Koska hiukkasen magneettinen momentti

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B} \quad (6)$$

on vakio (ks. viite [9]), ja myös mv^2 on vakio, saadaan yhteys

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{vakio} \Rightarrow \frac{\sin^2 \alpha_0}{B_0} = \frac{\sin^2 \alpha}{B}, \quad (7)$$

missä α on magneettikentän kenttäviivojen ja nopeusvektorin välinen kulma

$$\alpha = \arctan \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right). \quad (8)$$

Varatun hiukkasen magneettikentän suuntainen nopeus siis pienenee hiukkasen edessä tihenevää magneettikenttää kohti. Mikäli hiukkasen magneettikentän suuntainen

nopeus v_{\parallel} ei ole liian suuri magneettikenttää vastaan kohtisuoraan nopeuskomponenttiin v_{\perp} verrattuna, hiukkanen pysähtyy lopulta ja kääntyy takaisin. Koska peilipisteessä $\alpha = 90^\circ$, saadaan hiukkasen kääntymisen ehdoksi

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \frac{1}{B_m}, \quad (9)$$

missä B_m on magneettikentän vuontiheys peilipisteessä. Mikäli hiukkanen kääntyy magneettikentässä, on kääntymisen tapahduttava viimeistään magneettikentän maksimipisteessä eli $B_m = B_{max}$. Jotta hiukkanen pysyisi magneettisessa pullossa, on oltava

$$\sin^2 \alpha < \frac{B}{B_{max}}. \quad (10)$$

Pakokulma α_{LC} saadaan laskettua kaavasta

$$\alpha_{LC} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B}{B_{max}}} \right). \quad (11)$$

Pakokulma on nopeusvektorin ja magneettikentän kenttäviivan välinen kulma pisteessä, jossa magneettikentän tiheys on B . Jos hiukkasten nopeuskomponentit tunnetaan esimerkiksi päiväntasaajalla, voidaan ne laskea myös muualla, samalla kenttäviivalla, mikäli hiukkanen ei törmäile muiden hiukkasten kanssa.

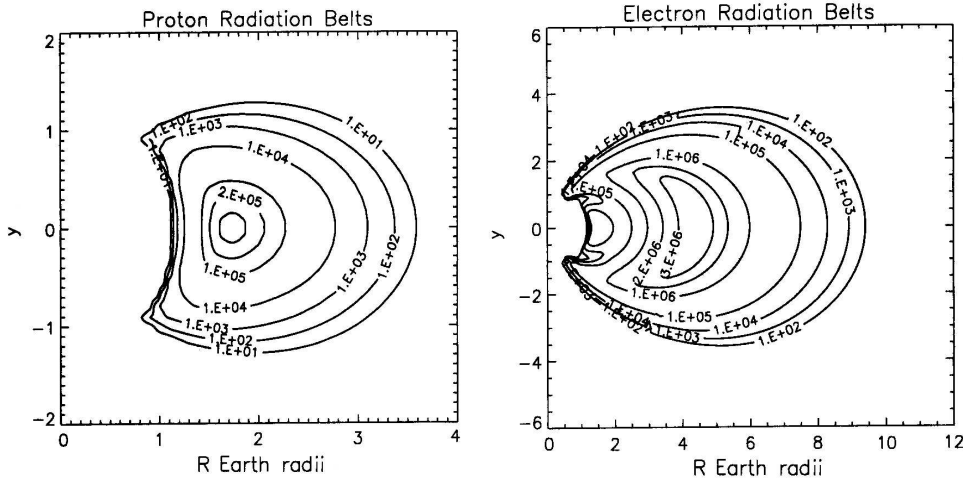
Ympyräliikkeen ja kenttäviivojen seuraamisen lisäksi säteilyvöiden hiukkaset liikkuvat myös maapallon ympäri magneettisten pituuspiirien suuntaisesti niin sanotun $\nabla \vec{B}$ -ajautumisen vuoksi [9]:

$$\vec{v}_{DB} = \frac{m(v_{\perp}^2 + 2v_{\parallel}^2)\vec{B} \times \nabla \vec{B}}{2qB^3}. \quad (12)$$

Tällöin maapallon ympäri muodostuu säteilyvöiden muodostama *ympyrävirta* (engl. ring current).

Maan magnetosfäärissä on kaksi säteilyvyötä: sisemmällä säteilyvyöllä on loukkuuntuneita protoneja ja elektroneja, ulommalla vyöllä on lähinnä elektroneja. Säteilyvöiden hiukkaset ovat pääasiassa matalaenergiisiä, mutta jopa useiden satojen MeV:n protoneja ja joidenkin MeV:n elektroneja tavataan vöillä. Kuvassa 7 on esitettyinä energia-ajautumisen protonien ja elektronien jakaumat magnetosfäärissä.

Loukkuuntuneen säteilyn muodostumista ei täysin tunneta, mutta tiedetään, että sisemmän vyön protonipopulaatio on erittäin stabiili, joten on erittäin todennäköistä,



Kuva 7: Maan säteilyvyöt. Vasemmanpuoleisessa kuvassa yli 10 MeV:n protonien vuon tiheys. Oikeanpuoleisessa kuvassa yli 1 MeV:n elektronien vuon tiheys. Vuot ovat yksikössä $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. [7].

että maan ulkopuolelta magneettikenttään tulevat hiukkaset eivät loukkuunnu magnetosfääriin. Mitä ilmeisimmin säteilyvyöiden hiukkaset muodostuvat välillisesti kosmisesta säteilystä: Kun kosmisen säteilyn korkeaenergiset ionit törmäävät ilmakehän atomeihin, syntyy ydinreaktioissa vapaita neutroneja. Avaruudessa on mitattu maan ilmakehästä peräisin olevien neutronien vuon tiheydeksi $1 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Koska vapaiden neutronien elinaika on alle 1000 sekuntia, hajoavat neutronit elektroneiksi ja protoneiksi magnetosfääriin sisällä ja näin hiukkaset jäävät loukkuun magneettikenttään mikäli hiukkasten nopeuskomponenteille pätee

$$\arctan\left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}\right) < \alpha_{LC} \quad (13)$$

hiukkasten synty pisteessä.

2.2 Säteilyn vaikutukset väliaineessa

Avaruuslennon aikana kaikki avaruusaluksen materiaalit altistuvat säteilylle. Materiaalit ovat kuitenkin säteilynkestävyyssominaisuuksiltaan hyvin erilaisia. Suurimmalle osalle mekaanisista rakenteista säteily on lähes harmitonta [10], mutta elektroniset laitteet ovat sille herkkiä. Erityisesti elektronisten laitteiden puolijohdekomponentit ovat herkkiä säteilylle. Tässä kappaleessa käsitellään ensin yleisesti säteilyn vaikutuksia ai-

neessa ja viimeisenä keskitytään esimerkin avulla säteilyn vaikutuksiin elektroniikan komponenteissa.

2.2.1 Energiajätö

Kun nopea protoni, elektroni tai muu varattu hiukkanen kulkee läpi materiaalin, on se jatkuvassa vuorovaikutuksessa väliaineen atomien kanssa. Tämän vuorovaikutuksen vuoksi hiukkanen menettää energiaansa ja sen nopeus hidastuu, kunnes se pysähtyy väliaineeseen. Elektroni voi sulautua aineen muiden elektronien joukkoon ja positroni voi annihiloitua jonkun väliaineen elektronin kanssa.

Varatun hiukkasen ja väliaineen välinen vuorovaikutus koostuu useista eri osista: (1) Nopeasti liikkuvien ionien pääasiallinen energiajätö aiheutuu varatun hiukkasen ja väliaineen elektronien välisistä törmäyksistä. Liikkuva ioni siirtää osan energiastaan elektronille ja näin virittää tai ionisoi atomin. Tätä osaa energiajätöstä kutsutaan elektroniseksi energiajätöksi. (2) Hitailta nopeuksilla, juuri ennen pysähtymistään, pääasiallinen energiajätö aiheutuu ionin elastisista törmäyksistä väliaineen ytimien kanssa. Ioni siirtää loppuosan energiastaan ytimille. (3) Suurilla nopeuksilla myös hiukkasen tai sen synnyttämien elektronien hidastuessa emittoima sähkömagneettinen säteily, jarrutussäteily on merkittävässä osassa. (4) Oikeilla hiukkasen, kohtion ja energian kombinaatioilla ydinreaktio voi aiheuttaa energiajätöä materiaalissa. Hiukkasen kokee siis epäelastisen törmäyksen väliaineen ytimen kanssa. Ydinreaktioita tapahtuu vasta, kun hiukkasen energia on riittävän suuri Coulombin vallin ylittämiseen. Tyypillisesti tämä energia on noin 5 MeV/u. [11]

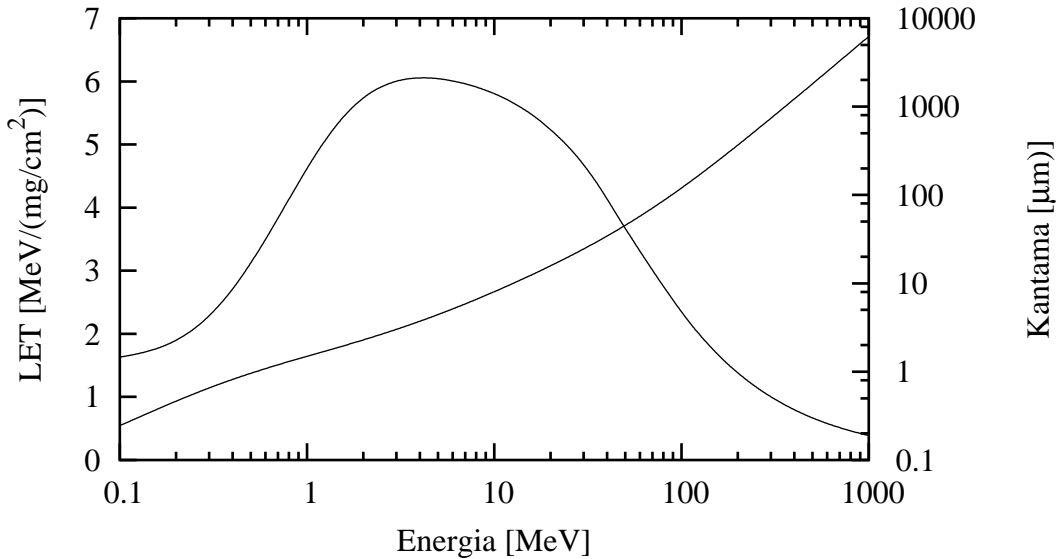
Tärkeimmät prosessit avaruussäteilyn energia-alueella ovat elektroninen energiajätö sekä elastiset törmäykset ytimien kanssa. Nopeiden ionien energiajätö materiaalissa voidaan ennustaa melko hyvin tarkastelemalla ainoastaan näitä prosesseja. Teoreettisessa tarkastelussa oletetaan yleensä myös, että elektroninen energiajätö ja ydinsironnat ovat toisistaan riippumattomia. Mikroskooppisesti tarkasteltuna energiajätö on diskreetti prosessi, joka koostuu yksittäisistä törmäyksistä. Makroskooppisesti hiukkasen liikettä materiaalissa voidaan kuitenkin kuvata jatkuvana prosessina. Tällöin hiukkasen hidastumista ja energian siirtoa väliaineeseen voidaan kuvata lineaarisena energiajätönä (engl. LET, Linear Energy Transfer)

$$S(E) = -\frac{dE}{dx}, \quad (14)$$

missä dE on energian väheneminen lyhyellä matkalla dx . Energiajätö ilmoitetaan usein energiana pituusyksikköä kohti [keV/cm] tai energiana pinta-alatiheyttä kohti [$\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$]. LET-arvo riippuu hiukkasesta, sen energiasta ja varauksesta sekä väliaineen ominaisuuksista. Energiajätön avulla voidaan integroimalla laskea varatun hiukkasen kantama väliaineessa:

$$R(E) = \int_E^0 \frac{1}{S(E)} dE. \quad (15)$$

Kuvassa 8 on esimerkiksi typen energiajätö piissä hiukkasen energian funktiona.



Kuva 8: Typen energiajätö piissä hiukkasen energian funktiona. Käyrästä nähdään että energiajätöllä on maksimi noin 5 MeV:n kohdalla. Tällä energialla typi-ionin nopeus on samaa luokkaa väliaineen elektronien kanssa. Hitaammilla nopeuksilla ionin efektiivinen varaus pienenee ja tämän seurauksena energiajätö pienenee. Suuremmilla nopeuksilla energiajätö pienenee, koska ionin nopeus kasvaa ja ionin ja elektronin välisen vuorovaikutuksen aika lyhenee. Kuvassa on myös hiukkasen kantama piissä.

Energiajätö on tärkeä prosessi monella eri alalla ja esimerkiksi hiukkasen kantamia eri aineissa on pystyttävä ennustamaan. Energiajätön prosesseihin onkin tutustuttu jo 1900-luvun alusta lähtien ja nykyään LET-arvoja voidaankin laskea kohtuullisella tarkkuudella muun muassa semiempiiristen kaavojen avulla. Käytännössä laskut tehdään kuitenkin tietokoneella simulaatio-ohjelmien avulla, sillä laajalla energia-alueella toimivaa yhtenäistä teoriaa ei ole olemassa. Nykyiset tietokoneohjelmat käyttävät olemassa olevia teorioita ja ohjelmiin syötettyjä mittaustuloksia ja antavat näiden tietojen avulla kohtuullisen hyviä tuloksia. Esimerkiksi SRIM (Stopping and Ranges of Ions in

Matter) on yleisessä käytössä oleva tietokoneohjelma, joka laskee muun muassa LET-arvoja ja hiukkasten kantamia eri materiaaleissa [12], [13].

Seuraavissa kappaleissa esitetään tärkeimmät energiajättöön vaikuttavat prosessit: elektroninen jarruuntuminen sekä väliaineen ytimien aiheuttama jarruuntuminen.

2.2.2 Elektroninen energiajättö

Suurienergisten ionien energiajättö aiheutuu pääasiassa varatun hiukkasen ja väliaineen elektronien välisistä törmäyksistä. Näissä epäelastisissa törmäyksissä varattu hiukkanen siirtää Coulombin vuorovaikutuksen avulla osan energiastaan elektronille, jolloin atomi joko virittyy tai ionisoituu.

Elektronista energiajättöä voidaan arvioida karkeasti myös klassisesti olettamalla törmäykset elastisiksi ja elektronien nopeus nolllaksi. Tämä approksimaatio toimii hyvin, kun ionin nopeus on paljon suurempi kuin väliaineen heikoimmin sidottujen elektronien nopeus ($v \gg Z_1^{2/3} e^2 / \hbar$). Nykyään elektroninen energiajättö lasketaan kuitenkin niin sanotun *Bethe-Bloch*in kaavan avulla. Bethe-Bloch

in kaava perustuu ei-relativistiseen kvanttimekaaniseen tarkasteluun. Tarkastelusta saadaan energiajätölle kaava

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e v^2} \log\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right), \quad (16)$$

missä Z_1 on ammushiukkasen protoniluku, Z_2 on kohtiohiukkasen protoniluku, N on kohtion atomien lukumäärätiheys, v on ammushiukkasen nopeus ja I on materiaalille ominainen keskimääräinen viritysendergia [14], [11]. Tämä Bethe-Bloch

in kaavaa johdettaessa on oletettu, että ioni on riisuttu täysin elektroneista sen kulkiessa väliaineessa. Suurilla nopeuksilla tämä pitää paikkansa, mutta pienemmillä nopeuksilla ioni sieppaa väliaineesta elektroneja mukaansa ja tällöin sen efektiivinen varaus pienenee. Varauksen pienentymistä arvioidaan Betz:n kaavalla [14]

$$Z_1^* = Z_1 (1 - C \exp(-v\hbar Z_1 \gamma / e^2)), \quad (17)$$

missä Z_1^* on ammushiukkasen efektiivinen varaus väliaineessa, Z_1 on hiukkasen protoniluku ja C sekä γ ovat ionista riippuvia parametreja.

Matalilla nopeuksilla myös niin sanottu *peitto-ilmio* vaikuttaa energiajättöön: Kun hiukkasen nopeus on vähemmän kuin väliaineen elektronien nopeus, on atomin elektronikuorilla oleellinen vaikutus ioni-elektroni-törmäysten vaikutusalaan. Koska atomin ulompien elektronikuorien elektronit peittävät sisempien kuorien elektroneja, ovat sisempien kuorien elektronit vahvemmin sidottuja. Sisempien kuorien elektronit eivät siis vuorovaikuta yhtä voimakkaasti ionien kanssa kuin ulompien kuorien elektronit. [14]

Edellä mainittuja ilmiöitä ja korkeilla nopeuksilla relativistisia ilmiöitä varten on Bethe-Blochian kaavaan lisätty korjaustermejä, joiden ansiosta kaava antaa hyviä tuloksia laajemmalla energia-alueella. Bethe-Blochian kaava korjauksineen on

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e v^2} \left[\log \frac{2mv^2}{I} - \log \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (18)$$

Kaavassa hakasulkeissa kaksi v^2/c^2 sisältävää termiä ovat relativistisia korjauksia. Nopeudesta riippuva termi C/Z_2 huomioi peitto-ilmion ja on oleellinen vain pienillä nopeuksilla. Viimeinen termi $\delta/2$ on oleellinen vain erittäin suurilla nopeuksilla. Termi ottaa niin sanotun tiheysilmion huomioon. Korjattu Bethe-Blochian kaava perustuu teoreettisiin faktoihin, mutta tyypillisesti kaavan parametrejä ei lasketa, vaan ne määritetään sovittamalla käyrä mittaustuloksiin. [14]

Bethe-Blochian kaavassa esiintyvä keskimääräinen viritys- tai ionisaatioenergia I kuvaa sitä energiaa, jonka atomi keskimäärin saa nopealta materiaalissa kulkevalta ionilta. Parametri I voidaan laskea painotettuna keskiarvona mitatuista viritys- ja ionisaatioprosessien energioista, mutta tyypillisesti myös I määritetään ionin jarruuntumisen sovituspametrimina.

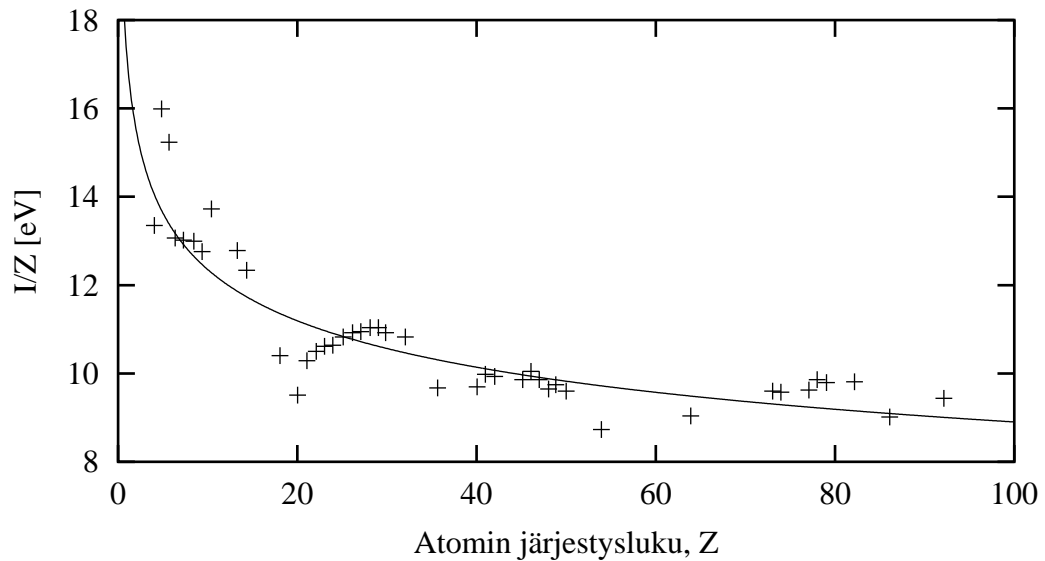
Jos I :n arvoja tarvitaan eri alkuaineille, käytetään yleensä valmiita taulukoita, mutta toisinaan parametria arvioidaan yhtälöllä

$$I = 17 \text{ eV} \cdot Z^{0.86}. \quad (19)$$

Kuvassa 9 on esitettyä mitattuja I :n arvoja ja yhtälön (19) mukainen approksimaatio.

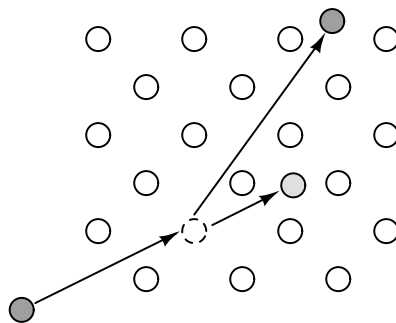
2.2.3 Nukleaarinen energiajättö

Ytimien aiheuttama jarruuntuminen on merkityksettömän vähäistä, kun hiukkasten energiat ovat suuria (> 100 keV), mutta pienillä energioilla nukleaarinen energiajättö



Kuva 9: Keskimääräinen viritysendergia I atomin järjestysluvun funktiona. Kuvassa on esitetynä mittauspisteet [15] ja pistejoukkoon sovitettu käyrä $I = 17 \text{ eV} \cdot Z^{0.86}$. Tämän kaltaisia funktioita käytetään usein ionisaatioenergian arvioimiseen.

on syytä ottaa huomioon. Koska raskaiden ionien ja väliaineen atomien massat ovat samaa suuruusluokkaa, siirtyy yksittäisessä törmäyksessä suuri määrä energiaa väliaineen atomille. Mikäli tämä energia on suurempi kuin materiaalin kiderakenteeseen liittyvä sidosenergia, väliaineen atomi siirtyy kidehilassa välisija-atomiksi ja hilaan syntyy aukkotila eli *vakanssi* (ks. kuva 10). Jos törmäyksessä väliaineen atomille siirtyvä energia on pienempi kuin kiderakenteen sidosenergia, törmäys on elastinen. [16]

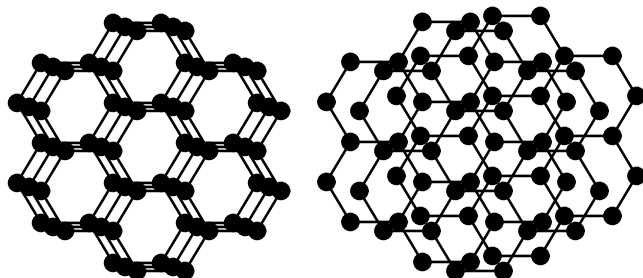


Kuva 10: Ioni törmää väliaineen ytimen kanssa, jonka seurauksena kidehilaan muodostuu vakanssi ja siirtynyt atomi jää kiteeseen välisija-atomiksi.

Useimmiten kidehilassa tapahtuva siirtymä ei ole kuitenkaan yksittäinen vaan niin sanottu *kaskadi* eli ketjureaktio, jossa yhden energettisen ionin ansiosta useat väliai-

neen atomit siirtyvät hilassa pois paikoiltaan. Tämän ilmiön vuoksi ytimien aiheuttama jarruuntuminen on merkittävä tekijä materiaalien vahingoittumisessa, sillä varsinkin puolijohteissa kidehilan rikkoontuminen aiheuttaa huomattavia muutoksia materiaalin sähköisissä ominaisuuksissa.

Ytimien törmätessä hiukkasten samaa suuruusluokkaa olevat massat aiheuttavat myös sen, että materiaalissa kulkevan ionin kulkusuunta saattaa muuttua voimakkaasti yksittäisessä törmäyksessä. Tämän seurauksena pienillä energioilla, kun nukleaarinen energiajätö dominoi, on ionin kulku materiaalissa satunnaiskävelyn kaltaista — Ionin kulkusuunta ei siis riipu alkuperäisestä suunnasta enää muutaman törmäyksen jälkeen. Lisäksi järjestäytyneissä materiaaleissa, esimerkiksi puolijohteissa, kidehila vaikuttaa huomattavasti matalaenergisten hiukkasten lentoratoihin. Tämä johtuu niin sanotusta kanavoitumisilmiöstä (engl. channeling), jonka vuoksi hiukkasen on helpompi edetä kidehilassa symmetriasuuntiin hilan muodostamia kanavia pitkin (ks. kuva 11). Tyypillisesti nukleaarisen energiajätön arvot kiteen symmetriasuuntiin eteneville hiukkasille ovat noin 30 – 80 % amorfiseen tilanteeseen verrattuna, kun hiukkasen etenemissuunta on noin yhden asteen tarkkuudella sama kuin kiteen symmetriasuunta. [17]



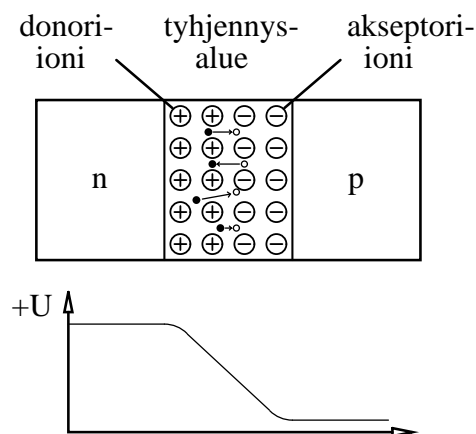
Kuva 11: Vasemmanpuoleisessa kuvassa nähdään heksagonaalinen kide kulmasta, joka on lähellä kiteen symmetria-akselia. Oikeanpuoleisessa kuvassa on sama kiderakenne toisesta kulmasta katsottuna. Ensimmäisen kuvan suunnassa hiukkasen on huomattavasti helpompi kulkea kiteen läpi kanavoitumisen vuoksi.

Edellä esitettyjen ilmiöiden vuoksi nukleaarista energiajätöä ja sen vaikutusta hiukkasen kantamaan on vaikea tarkastella teoreettisesti vaikka kahden hiukkasen tapaus (Rutherfordin sironta) voidaankin ratkaista analyttisesti. Tyypillisesti energiajätöä laskevissa tietokoneohjelmissa nukleaarisen energiajätön oletetaan koostuvan yksittäisistä Rutherfordin sironnoista amorfisessa väliaineessa. Tämän rajoituksen vuoksi ohjelmat eivät ennusta hiukkasten kantamia oikein, kun hiukkasten etenemissuunta on lähellä kiteen symmetriasuuntaa.

2.2.4 Hiukkassäteily puolijohteissa

Avaruuslusten elektroniikkaa suunniteltaessa on säteilyn monet vaikutukset otettava huomioon. Puolijohteissa hiukkassäteily aiheuttaa virheitä pääasiassa ionisoimalla ja virittämällä aineen atomeja. Kun hiukkanen jarruntuu kulkiessaan puolijohdekiteen läpi, syntyy kiteeseen elektroni-aukkopareja. On havaittu, että piissä yhden elektroni-aukkoparin muodostuminen vaatii keskimäärin 3.6 eV energian. Tämä energia on riippumaton jarruntuvan hiukkasen nopeudesta ja massasta [18]. Voidaankin todeta, että hiukkanen, jonka LET on $1 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$, luo puolijohteeseen kulku-uralleen $45 \text{ pC}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ suuruisen varauksen. Koska piin tiheys on $2.33 \text{ g}/\text{cm}^3$, on tämä varaus pituusyksikköä kohden $11 \text{ fC}/\mu\text{m}$.

Puolijohdekomponenttien toiminta perustuu p- ja n-tyyppisten puolijohteiden muodostamiin rajapintoihin. Kun pn-rajapinta muodostuu, n-puolen vapaat elektronit rajapinnan lähellä diffusoituvat p-puolelle ja rekombinoituvat siellä vapaiden aukkojen kanssa. Tällöin rajapinnan lähelle muodostuu niin sanottu tyhjennysalue. Tyhjennysalueella ei ole vapaita elektroneja tai aukkoja, joten alueella olevat akseptori- ja donori-ionit muodostavat puolijohteeseen potentiaalieron (ks. kuva 12). Tyhjennysalueen yli vaikuttava sähkökenttä myös ylläpitää potentiaaliero, sillä n-puolen elektronit ja p-puolen aukot kokevat tyhjennysalueen potentiaalivallin hylkivänä, joten biasoimattoman pn-liitoksen yli ei kulje virtaa. [19]



Kuva 12: Kun pn-rajapinta muodostuu, rajapinnan läheisyydessä olevat elektronit ja aukot rekombinoituvat, jättäen kiteessä olevat donori- ja akseptori-ionit taakseen. Tyhjennysalueella ionit muodostavat potentiaalieron, joka ylläpitää pn-rajapinnan tyhjennysaluetta.

Myötäsuuntaisesti biasoidulla (p-puoli kytkettynä positiiviseen jännitteeseen) pn-

rajapinnalla potentiaalivalli madaltuu, jolloin termiset elektronit ja aukot pääsevät helpommin vallin yli. Positiivisen jännitteen kasvaessa rajapinnan läpi kulkeva virta siis kasvaa. Estosuuntaisesti biasoidulla pn-liitoksella potentiaalivalli taas kasvaa entistä suuremmaksi, jolloin enemmistövarauksenkuljettajien on vastaavasti epätodennäköisempää päästä vallin yli. Itse asiassa liitoksen yli kulkeva virta on eksponentiaalisesti verrannollinen jännitteeseen.

Estosuuntaisesti biasoidussa tapauksessa oleellista on, että pn-liitoksen yli vaikuttaa voimakas sähkökenttä, joka erottaa suurienergisen hiukkasen liitoksen alueella aikaansaamassa ionisaatioissa syntyneet elektronit ja aukot toisistaan. Tällöin pn-liitoksen läpi kulkee niin sanottu ionisaatiovirta. Estosuuntaisesti biasoidun pn-liitoksen tyhjennysalueen leveys on myös suurempi kuin biasoimattoman liitoksen, joten hiukkasen osuminen tyhjennysalueelle on todennäköisempää.

Jos hiukkasen LET on riittävän suuri, voi puolijohteen tyhjennysalueelle kertynyt varaus aiheuttaa riittävän virtapulssin transistorin toiminnan muuttamiseksi hetkellisesti. Nykyisillä MOS-transistoreihin pohjautuvilla mikropiireillä tämä on todennäköisempää kuin bipolaaritransistoreilla, sillä MOS-transistorit ovat jänniteohjattuja ja tarvitsevat vain pienen määrän varausta transistorin tilan muuttamiseksi. Yksittäisen hiukkasen aiheuttamia toimintahäiriöitä puolijohteissa kutsutaan SEE-ilmiöiksi (engl. Single Event Effect)

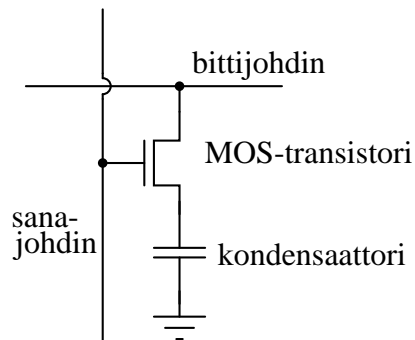
Analogisissa piireissä hetkelliset jännite- tai virtapulssit aiheuttavat kohinaa, mutta esimerkiksi digitaalisissa muistipiireissä muistisolun sisältö saattaa muuttua. Digitaalisissa piireissä esiintyviä hetkellisiä ja ohimeneviä, yksittäisen hiukkasen aiheuttamia toimintahäiriöitä kutsutaan SEU-ilmiöiksi (engl. Single Event Upset).

Myös komponentin saama kokonaissäteily aiheuttaa virheitä toiminnassa. Tyypillisesti avaruussäteilyssä korkeaenergisten hiukkasten vuo on niin pientä, että kokonaissäteily määräytyy pääasiassa matalaenergisten hiukkasten kokonaisvuosta. Kokonaisuvaikutusta puoli-johteisiin muuttamalla seostusta (säteilyn mukana tulleet hiukkaset jäävät aineeseen) ja rikkomalla aineen kiderakennetta (väliaineen ydinten kanssa tapahtuvat epäelastisen törmäykset). Nämä ilmiöt muuttavat puolijohteiden toimintaparametreja ja näin säteily vaikuttaa koko piiriin. Esimerkiksi transistorin virtavahvistuskertoimen muuttuessa transistorikytkennän toimintapiste muuttuu.

2.2.5 Hiukkassäteilyn vaikutukset DRAM-muistisolussa

Joitakin vuosia sitten kaikki tietokoneissa olevat muistit olivat SRAM-muisteja (Static Random Access Memory), joissa tallennettu tieto säilyy niin kauan kuin muistiin on kytkettynä käyttöjännite. Tietotekniikan tallennuskapasiteettien ja tiedonsiirtonopeuksien kehittyessä SRAM-tekniikan kehitys ei enää vastannut markkinoiden vaatimuksia ja tietokoneissa otettiin käyttöön pakkaustiheydeltään paremmat DRAM-muistit (Dynamic Random Access Memory).

Dynaamiset muistit perustuvat siihen, että yhden muistisolun on/off-tieto eli bitti tallennetaan varauksena kondensaattoriin. Bitin tiedon tallessa pitävää kondensaattoria ohjataan MOS-transistorin avulla, joka kondensaattoria luettaessa tai kirjoitettaessa kytketään bittijohtimeen. Muistin ollessa lepotilassa MOS-transistori on korkeaimpedanssisessa tilassa ja kondensaattori on eristettynä bittijohtimesta. Kytkimenä toimivaa transistoria ohjataan sanajohtimella (ks. kuva 13). Vaikka DRAM-muisteilla säävutetaan suurempi muistin kapasiteetti ja toimintanopeus, on DRAM-muistin ongelmana kuitenkin kondensaattorin ja transistorin vuotovirrat. Vuotovirtojen vuoksi kondensaattorin jännite laskee itsestään, joten muistia täytyy virkistää joitakin tuhansia kertoja sekunnissa.



Kuva 13: DRAM-muistin yhden solun rakenne.

Avaruusaluksissa on pyritty käyttämään SRAM-muisteja viime vuosiin saakka, sillä SRAM-muistit eivät ole yhtä herkkiä säteilylle kuin DRAM-muistit. Kuitenkin myös avaruuslennoilla hyödyttäisiin huomattavasti DRAM-muistien suuremmasta kapasiteetista, joten DRAM-muistien säteilyn kestoa on hyödyllistä tutkia.

DRAM-muistisolussa suurienerginen hiukkanen voi aiheuttaa muistivirheen kahdella eri tavalla: Joko vaikuttamalla kondensaattoria ohjaavaan transistoriin tai purkamal-

la suoraan kondensaattorin varauksen. Varatun kondensaattorin elektrodien välissä on sähkökenttä, joka aiheuttaa suurienergisten hiukkasten muodostamien varausten kertymisen elektrodeille siten, että kondensaattorin varaus purkautuu. Mikäli hiukkasen siirtämä varaus on riittävä, muuttuu bitin looginen tila ykkösestä nollaksi. Mikäli kondensaattori on varaamattomassa tilassa, ei suurienerginen hiukkanen voi saada sitä varatuksi eli bitin looginen tila ei voi muuttua säteilyn vaikutuksesta nollassa ykköseksi. DRAM-muistien tapauksessa on myös mahdollista, että yksittäinen suurienerginen hiukkanen voi muuttaa useampia vierekkäisiä bittejä kerralla, sillä muistisolujen pakkaustiheys on suuri.

Esimerkiksi 1 gigatavun DRAM-muistien kondensaattorien kapasitanssi on tyypillisesti noin 40 fF. Yleisellä 3.3 V käyttöjännitteellä tämä tarkoittaa sitä, että kondensaattoriin on varastoituneena $Q = CV = 132$ fC varaus. Mikäli kondensaattorin elektrodien välimatka on 1 μm , tarvitaan kondensaattorin purkamiseen hiukkanen, jonka LET on vähintään 12 MeV/(mg/cm²). Käytännössä virheen aiheuttaminen muistissa ei vaadi hiukkaselta näin suurta LET-arvoa, sillä muistin kondensaattoriin varastoitu varaus vähenee vuotovirtojen vuoksi itsestään virkistysten välissä. Virheen aiheuttamiseen vaadittava varaus riippuu siis komponentin häiriömarginaaleista.

3 Avaruussäteilyn simulointi

Tässä kappaleessa kerrotaan avaruussäteilyn simulointiin käytettävien laitteiden toimintaperiaatteista ja niihin liittyvästä fysiikasta. Maan päällä avaruussäteilyä vastaavaa hiukkassäteilyä tuottaessa hiukkaset on ensin tuotettava niin sanotulla *ionilähteellä* — tyypillisesti tähän tarkoitukseen käytetään ECR-tyyppistä ionilähdettä. Tämän jälkeen ionilähteestä saatavat ionit kiihdytetään hiukkaskiihdyttimellä, jotta säteilytykseen käytettävien hiukkasten energia olisi vastaava avaruuden hiukkasten kanssa.

3.1 ECR-ionilähde ja sen toimintaperiaate

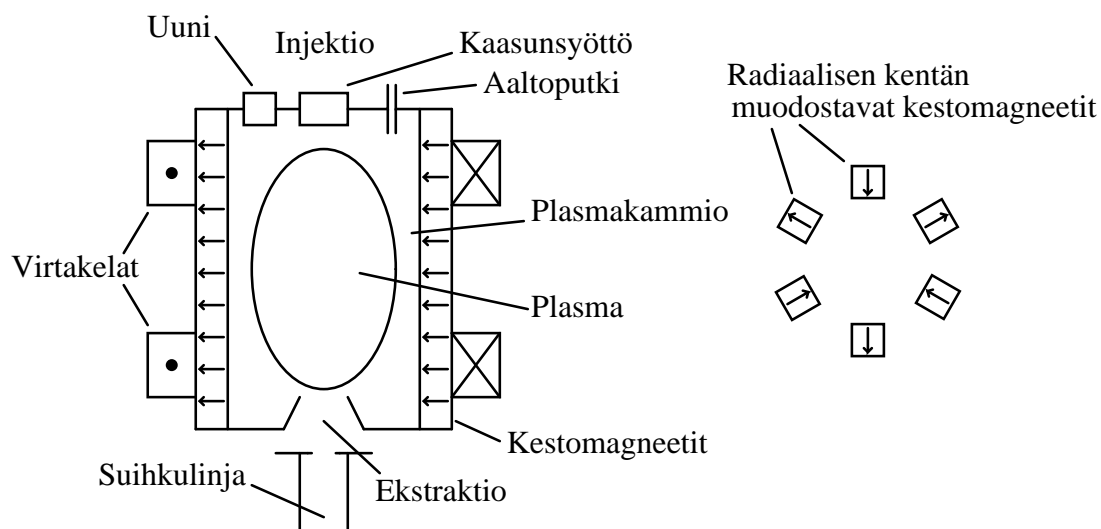
ECR-ionilähde on laite, jolla pyritään tuottamaan korkeasti varattuja ioneja atomeista ja molekyyleistä. Laitteen toiminta perustuu magneettisen pullon sisällä tapahtuvaan mikroaaltojen ja vapaiden elektronien resonanssiin, jossa elektronit absorboivat mikroaaltojen energiaa. Nämä energieettiset elektronit ionisoivat laitteeseen syötettyjä atomeja tai molekyylejä — Näin magneettiseen pulloon muodostuu elektroneista ja ioneista muodostuva aine, jota kutsutaan *plasmaksi*.

3.1.1 Magneettikentän rakenne

ECR-ionilähde koostuu plasmakammioista, optimaalisen magneettikentän luomiseen tarvittavista komponenteista sekä injektio- ja ekstraktio-osista (ks. kuva 14). Injektio-osan kautta ionilähteeseen tuodaan ionisoitavat aineet erilaisia menetelmiä käyttäen. Ionisoitumisprosessin aikaansaavat mikroaallot johdetaan plasmakammioon aaltoputkea pitkin. [20]

Plasmakammioon nähden radiaalinen magneettikenttä muodostetaan kuudella symmetrisesti asetetulla kestomagneetilla (ns. heksapolirakenne) ja aksiaalinen kenttä virtakeloilla. Tuloksena on niin sanottu B-minimirakenne, jossa plasmakammion keskellä on alue, josta mihin tahansa suuntaan liikuttaessa magneettikenttä kasvaa. Magneettikentän rakenne muodostaa siis magneettisen pullon (ks. sivu 11). Pinnat, joilla on vakiomagneettikenttä, ovat muodoltaan ellipsoideja.

Kuten jo aikaisemmin totesimme, riippuu magneettisen pullon pakokolma magneettikentän minimin ja maksimin suhteesta (ks. kaava 11). ECR-ionilähteessä ionin liikeraldalla magneettikentän minimi on ionin syntymäpaikassa eli todennäköisimmin ECR-pinnalla — oletetaan siis, että $B_{min} = B_{ECR}$.



Kuva 14: ECR-ionilähteen periaatekuva. Kuvassa on ionilähteen pääkomponentit: radiaalisen kentän luontiin tarvittavat kestomagneetit, aksiaalisen kentän muodostavat virtakelat sekä mikroaaltojen syöttöön tarvittava aaltoputki.

Koska ECR-ionilähteessä ekstraktio-osan magneettikenttä on hieman heikompi kuin injektio-osassa, on pakokulma ekstraktioon päin suurempi ja suihkulinjaan saadaan riittävästi ioneja.

3.1.2 ECR-pinta ja plasman muodostuminen

Magneettikenttään kohtisuorasti saapuva varattu hiukkanen kääntyy ympyräradalle, jonka säde saadaan kaavasta (3):

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB}.$$

Tällöin ympyräradan pituus on

$$s = 2\pi r = \frac{2\pi m v_{\perp}}{qB}. \quad (20)$$

Magneettikentän kenttäviivaa kiertävän elektronin pyörimistaajuus on siis

$$f = \frac{v_{\perp}}{s} = \frac{qB}{2\pi m}. \quad (21)$$

Plasmakammiossa tapahtuu vapaiden elektronien ja mikroaaltojen resonanssi, kun elektronien pyörimistaajuus (syklotronitaajuus) on sama kuin mikroaaltotaajuus. Yhtälöstä (21) voidaan siis ratkaista resonanssipinnan magneettikentän arvo, kun mikroaaltotaajuus tunnetaan. Tästä kentän voimakkuudesta käytetään merkintää B_{ECR} . Pintaa, jolla on vakiomagneettikenttä $B = B_{ECR}$ kutsutaan ECR-pinnaksi. Tällä pinnalla kenttäviivoja kiertävien elektronien kiertoliikkeen taajuus on sama kuin kammioon ohjattavien mikroaaltojen, jolloin sähkökentän kiihdyttävässä vaiheessa olevien elektronien energia kasvaa huomattavasti. Näiden elektronien törmätessä ionisoitaviin hiukkasiin syntyy varattuja hiukkasia eli ioneja. Näin kammioon muodostuu plasma, joka on varaukseltaan makroskooppisesti likimain neutraali, mutta joka sisältää vapaita elektroneja ja positiivisia ioneja.

Elektronin törmätessä riittävän suurella energialla jo ionisoituneeseen hiukkaseen voi ionista irrota yksi tai useampi elektroni lisää, jolloin ionin varausaste kasvaa. Jos energia on liian pieni saattaa elektroni jäädä ionin elektroniverhoon ja ionin varausaste laskee. Koska myös ionit törmäilevät toisiinsa saattaa plasmassa ilmetä myös varustenvaihtoa, jolloin korkeammin varattu ioni saa esimerkiksi neutraalilta atomilta elektroneja. Tämän seurauksena korkeasti varatun ionin varausaste pienenee. On siis tärkeää, että neutraalien ja varattujen hiukkasten väliset reaktiot minimoidaan. Tämä saadaan aikaan pitämällä neutraalien atomien tiheys pienenä eli pumppaamalla plasmakammioon hyvä tyhjiö. Tyypillisesti tyhjiö ECR-ionilähteen plasmakammiossa on 10^{-7} mbar luokkaa.

Positiiviset ionit kulkeutuvat plasmakammiossa ekstraktio-osaan, jossa ne sähkökentän avulla kiihdytetään suihkulinjaan. Ionisuihkua levittävän Coulombin voiman takia suihkua täytyy kuitenkin fokusoida. Ionisuihkun leviämistä estetään erilaisilla ionioptisilla komponenteilla kuten ekstraktio-osassa olevalla Einzel-linssillä. Lisäksi xy-poikkeutusmagneeteilla voidaan kääntää suihkua ja soleinoidilla pienentää suihkun halkaisijaa.

3.1.3 ECR-ionilähteen skaalauslait

Koska ECR-ionilähteen suorituskykyä ei voida tarkastella analyytisesti, on suorituskyvyn arvioimiseksi kehitetty niin sanottuja skaalauslakeja. Laitteen keksijä R. Geller julkaisi nämä semiempiiriset kaavat vuonna 1987 ja tarkensi niitä vielä vuonna 1990

[21], [22]:

$$nv\tau \propto B^{1.5}, \quad q_{opt} \propto \log B^{1.5} \quad (22)$$

$$nv\tau \propto \omega^{3.5}, \quad q_{opt} \propto \log \omega^{3.5} \quad (23)$$

$$I_q \propto \omega^2 m^{-1} \quad (24)$$

$$q_{opt} \propto P^{1/3}. \quad (25)$$

Näissä kaavoissa n on plasman elektronitiheys, v on elektronien nopeus, τ on säilöntäaika, B on keskimääräinen magneettikenttä, q_{opt} on varausaste joka antaa suurimman ionivirran, I_q on kyseisen ionivirran voimakkuus, ω on mikroaaltotaajuus, m on ionin massa ja P on mikroaallon teho.

Skaalauslakien ideana on, että ne käsittelevät vain muunnettavissa olevia suureita, kuten magneettivuon tiheyttä ja mikroaaltotaajuutta ja näin välttään monimutkaisilta plasmafysiikan laskuilta. Käytännössä Gellerin skaalauslait ovat osoittautuneet hyvin paikkansapitäviksi ja niitä käytetäänkin apuna uusien ionilähteiden suunnittelussa.

3.2 Menetelmiä korkeasti varattujen hiukkasten intensiteetin lisäämiseksi

ECR-ionilähteen tärkeä ominaisuus on, että se tuottaa korkeasti varattuja hiukkasia. Tämä on oleellista siksi, että hiukkaskiihdyttimellä ioneille saatava maksimienergia on verrannollinen ionien varauksen toiseen potenssiin. Ionilähteiden korkeiden varausasteiden tuottamisen parantamiseksi onkin kehitetty useita menetelmiä.

Korkeiden varausasteiden tuottamisen kannalta on tärkeää, että ionilähteessä on hyvät tyhjiöolosuhteet ja että ionien säilöntäaika τ_i on suuri. Myös plasman elektronitiheys n_e on oleellinen tekijä tuoton kannalta. Ionien säilöntäajan maksimoinnilla ja suurella elektronitiheydellä saadaan elektronien ja ionisoitavien atomien väliset törmäykset todennäköisiksi. Tällöin plasman keskimääräinen varausaste on suuri ja korkeasti varattujen hiukkasten virran intensiteetti ekstraktiossa suuri. Ionilähteen tuoton sanotaankin olevan verrannollinen tekijään $n_e \cdot \tau_i$. [23]

Ionien säilöntäaika riippuu oleellisesti magneettisen pullon ominaisuuksista. Pienentämällä magneettisen pullon pakokulmaa, pääsee pullosta pakenemaan yhä vähemmän hiukkasia, jolloin säilöntäaika kasvaa. Kun säilöntäaika kasvaa, nousee vapaiden elektronien ja ionisoitavien atomien välillä tapahtuvien törmäysten todennäköisyys ja en-

tistä suurempi osa neutraaleista atomeista ionisoituu. Ionisoinnin yhteydessä plasmaan vapautuu lisää elektroneja ja myös elektronitiheys kasvaa.

ECR-ionilähteessä elektronien lämmitys perustuu mikroaaltojen kiihdyttävän vaiheen ja elektronien resonanssiin ECR-pinnalla. Vastaavasti myös mikroaaltojen jarruttava vaihe vaikuttaa plasmaan: osa elektroneista joutuu ECR-pinnalle mikroaaltojen jarruttavassa vaiheessa ja tällöin niiden magneettikenttää vastaan kohtisuorassa oleva nopeuskomponentti v_{\perp} pienenee. Tällaiset elektronit joutuvat helposti magneettisen pullon pakoalueelle (ks. kaava (11)), joten ne päätyvät nopeasti pois plasmasta. Tämän plasmasta poistuvien elektronien virran ansiosta plasmaan muodostuu positiivinen *plasmapotentiaali*. Plasmapotentiaali vaikuttaa ionien säilöntäaikaan ja täten ionilähteen suorituskykyyn. Tyypillisesti pienemmällä plasmapotentiaalilla saavutetaan parempi suorituskyky.

3.2.1 Seoskaasumenetelmä

Seoskaasumenetelmässä pyritään korkeasti varattujen ionien intensiteetin kasvattamiseen lisäämällä ECR-ionilähteen plasmakammioon ionisoitavan alkuaineen lisäksi jotain kevyempää alkuainetta. Tyypillisesti menetelmässä käytetään seoskaasuna ionisoitavasta aineesta riippuen heliumia, typpeä tai happea. [24]

Seoskaasumenetelmä perustuu ionien välisiin törmäyksiin. Raskaan ja kevyen ionin välisessä törmäyksessä osa raskaamman ionin liike-energiasta siirtyy kevyemmälle ionille. Kun kevyemmät ionit saavat energiaa, törmäilevät ne huomattavasti enemmän toistensa kanssa plasmassa ja niiden on tällöin todennäköisempää joutua magneettisen pullon pakoalueeseen. Tällöin positiivisten ionien kokonaisvirta ulos plasmasta kasvaa, jolloin plasmapotentiaali pienenee. Plasmapotentiaalın pienemisen ja raskaampien ionien liike-energian pienemisen ansiosta raskaampien ionien säilöntäaika pidentyy ja niiden keskimääräinen varausaste kasvaa. [25], [26]

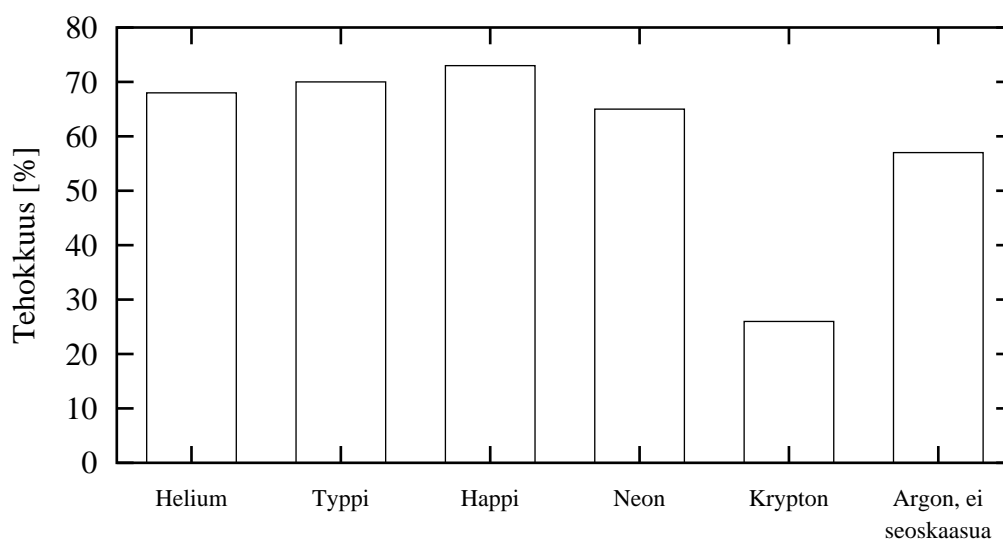
Grenoblessa Ranskassa tehtyjen kokeiden mukaan on selvästi nähtävissä seoskaasumenetelmän vaikutus korkeasti varattujen ionien intensiteetteihin. Koesarjassa seurattiin muun muassa argonin eri varausasteiden tuottoa seoskaasun kanssa ja ilman seoskaasua. Kokeissa ECR-ionilähteeseen syötetty mikroaaltoteho oli aina 800 W, mutta muun muassa kaasun syöttönopeudet ja muut ionilähteen parametrit optimoitiin kussakin kohdassa suurimman ionisuihkun intensiteetin saavuttamiseksi. Tuloksista näh-

dään selvästi, kuinka kevyempää seoskaasua käyttämällä saadaan kasvatettua ionien keskimääräistä varausastetta (ks. taulukko 1). [26]

Taulukko 1: Argonin eri varausasteiden intensiteetit ilman seoskaasua ja happi-16 -seoskaasun kanssa. Grenoblessa tehdyissä mittauksissa syötetty mikroaaltoteho oli vakio 800 W, mutta ionilähteen muut parametrit optimoitiin kussakin kohdassa parhaan mahdollisen suihkun intensiteetin saamiseksi [26].

Käytetty ioni	Intensiteetti ilman seoskaasua	Intensiteetti ^{16}O seoskaasun kanssa	Suhteellinen parannuskerroin
Ar^{8+}	181 μA	160 μA	0.9
Ar^{11+}	31 μA	54 μA	1.7
Ar^{14+}	0.68 μA	5.6 μA	8.2

Seoskaasumenetelmän toimintaa voidaan tutkia myös tekemällä tehokkuusmittauksia, joissa selvitetään suihkuun päätyvien ionien lukumäärän suhde ionilähteeseen syötettyihin atomeihin verrattuna. Jyväskylän yliopistossa mitattiin argonin tuottotehokkuutta eri seoskaasuja käyttäen [27]. Kuvassa 15 on esitettyinä paras saavutettu tuottotehokkuus, joka saatiin seoskaasun syöttönopeutta muuttamalla. Argonin syöttönopeus oli 0.11 cm^3/h koko mittausten ajan. Ionilähteeseen syötetty mikroaaltoteho oli 250 W. Optimaaliset seosuhteet vaihtelivat 50/50 (Ar/O_2) ja 20/80 (Ar/He) välillä.



Kuva 15: Argonin paras saavutettu tuottotehokkuus eri seoskaasuja käyttäen. Kokeessa argonin syöttönopeus oli vakio. [27]

Saadut tulokset ovat oletusten mukaiset: Argonia kevyempiä aineita (helium, typpi,

happi ja neon) käytettäessä seoskaasuna, argonin tuottotehokkuus kasvoi verrattuna pelkän argonin tuottotehokkuuteen. Tämä on selitettävissä sillä, että seoskaasumenetelmä parantaa raskaan ionin säilöntäaikaan plasmassa, jolloin tekijän $n_e \cdot \tau_i$ mukaisesti kyseisen ionin tuotto paranee. Kun argonin joukkoon laitetaan kryptonin, joka on argonia raskaampi aine, tapahtuu ionilähteessä päinvastainen ilmiö: argonin ja kryptonin välisissä törmäyksissä argonin kineettinen energia kasvaa. Tällöin energieellisempi argon-ioni pääsee karkaamaan helpommin magneettisesta pullosta, jolloin sen tuottotehokkuus laskee. Mittauksissa havaittu 26 % tuottotehokkuus onkin huomattavasti jopa pelkän puhtaan argonin tuottotehokkuutta heikompi.

3.2.2 Sekundaarielektronien emissio

Koska ECR-ionilähteen toiminnan kannalta elektronitiheys on oleellinen parametri, on tärkeää huolehtia ettei plasmasta karkaa liikaa elektroneja. Yksi keino ylläpitää korkeaa elektronitiheyttä plasmassa on korvata karkaavat elektronit uusilla esimerkiksi elektronitykillä. Toinen vaihtoehto kompensointiin on sekundaarielektroniemission hyväksikäyttö.

Sekundaarielektroniemissioksi kutsutaan ilmiötä, jossa tietyn energieettinen elektroni irrottaa materiaalista elektroneja törmätessään siihen. Emissiokerroin δ kertoo irtoavien elektronien keskimääräisen lukumäärän pommittavaa elektronia kohti. Emissiokerroin on elektronin energian E ja törmäyskulman funktio. Sopivilla materiaaleilla emissiokerroin $\delta > 1$ suurella energiavälillä. Taulukossa 2 on lueteltuna joidenkin aineiden ja yhdisteiden elektroniemissio-ominaisuuksien maksimeja δ_{max} energian funktiona sekä energiarajat (E_1 ja E_2) joiden välissä $\delta > 1$. [28]

Jos plasmakammio valmistetaan materiaalista, jolla on hyvä sekundaarielektronien emissio sopivalla energiavälillä, voidaan plasmasta poistuvien elektronien virtaa kompensoida sekundaarisilla elektroneilla. Ensimmäisenä ECR-ionilähteissä tämä ilmiö havaittiin LBNL:ssä (Lawrence Berkeley National Laboratory), kun SiH_4 -ajon jälkeen ECR-ionilähteellä tehtiin happi-suihkua ja suihkun virran intensiteetti oli noin kaksinkertainen totuttuun verrattuna [29]. Tässä tapauksessa plasmakammioon muodostui SiO_2 -pinnoitus, jonka ansiosta sekundaaristen elektronien emissio oli noin kaksinkertainen kuparisen kammion sekundaaristen elektronien emissioon nähden.

Taulukko 2: Eri aineiden sekundaarielektronien emissioon liittyviä parametreja. Taulukossa δ_{max} on maksimaalinen emissiokerroin, E_{pmax} tätä kerrointa vastaava primaarielektronin energia ja energiarajat (E_1 ja E_2), joiden välissä $\delta > 1$. [28]

Aine	δ_{max}	E_{pmax} [eV]	E_1 [eV]	E_2 [eV]
Al	1.0	300	300	300
Cu	1.3	600	200	1500
Fe	1.3	400	120	1400
C	0.45	500	-	-
Cu ₂ O	1.2	400	-	-
Al ₂ O ₃	2–9	-	-	-
MgO	3–15	400–1500	-	-
SiO ₂	2–4	400	-	-

3.2.3 Bias-levy

ECR-ionilähteiden suorituskyvyn on havaittu parantuvan niin sanotun bias-levyn käytöstä. Bias-levy on ionilähteen injektio-päähän asetettava, plasmakammioon nähden negatiivisessa potentiaalissa oleva johdelevy. Tyypillisesti bias-levyissä käytettävä potentiaali on joitakin kymmeniä voltteja. Ensimmäisenä bias-levyä kokeiltiin Grenoblessa ja mittauksissa korkeiden varausasteiden virran intensiteetin havaittiin kasvavan huomattavasti. Myös varausastejakauman maksimin havaittiin siirtyneen kohti suurempia varausasteita. [30]

Bias-levyn toiminta perustuu Coulombin voimaan, jonka ansiosta elektronit hylkivät levyä ja plasmassa olevat elektronit eivät poistu magneettisesta pullosta injektion kautta. Näin saadaan elektronien kokonaispoistumaa pienennettyä ja elektronien tiheys plasmassa suurenee. Myös plasmapotentialin on todettu pienentyvän bias-levyn ansiosta. Plasmapotentialin pienenemisen vuoksi myös ionien virta ulos plasmasta vähenee, joten ionien säilöntäaika kasvaa.

3.2.4 Kahden mikroaaltotaajuuden käyttö plasman lämmityksessä

ECR-ionilähteessä mikroaaltojen teho on kytketty plasmaan elektronien resonanssin avulla. Tämä resonanssi tapahtuu silloin, kun plasmaan johdettujen mikroaaltojen taajuus on sama kuin elektronien syklotronitaajuus. Elektroneja kiihdytetään siis ECR-pinnalla samalla kun ne kulkevat edestakaisin ionilähteen magneettisessa pullossa. Jos ionilähteeseen syötetään kahta eri mikroaaltotaajuutta, muodostuu kammioon kaksi

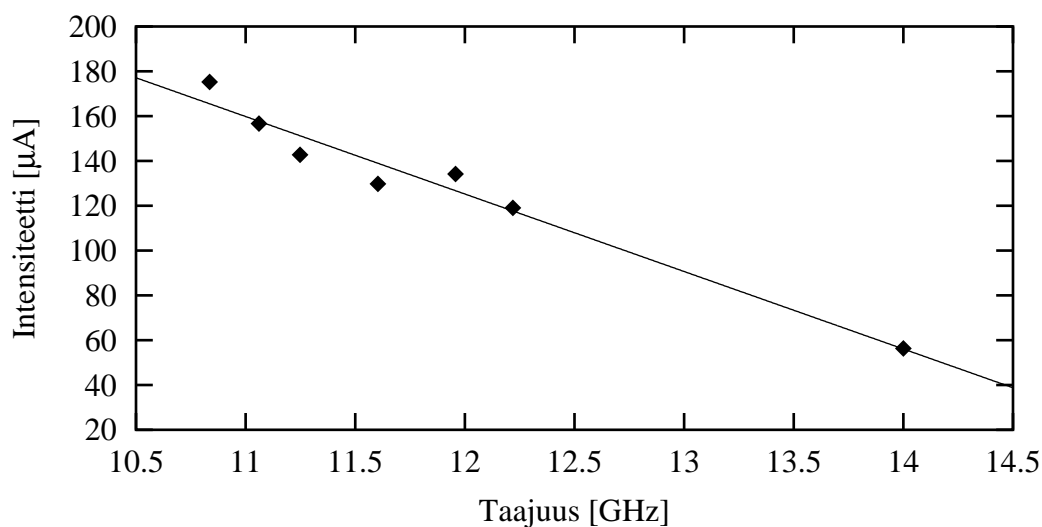
erillistä sisäkkäistä ECR-pintaa, joilla kiihdytystä tapahtuu. Koska yhtälön (21) mukaan mikroaaltotaajuus on suoraan verrannollinen ECR-pinnan magneettikentän arvoon ja ionilähteen magneettikentässä on B-minirakenne, on tällöin matalammalla taajuudella muodostettu ECR-pinta suuremmalla taajuudella generoidun pinnan sisällä. Usein tällaista matalampaa lisätaajuutta kutsutaan sekundaaritaajuudeksi.

ECR-pintojen välinen fyysinen välimatka riippuu mikroaaltotaajuuksista ja magneettisen pullon muodosta. On oleellista, että mikroaaltotaajuudet ovat riittävästi toisistaan poikkeavat, jotta taajuuksia vastaavat ECR-pinnat ovat plasmassa erilliset. Kun ECR-pinnat ovat selvästi fyysisesti erillään, toimivat nämä erillisinä elektronien kiihdyttäjinä ja ionilähteen efektiivinen ECR-tilavuus on tällöin suurempi. Tällöin ionilähde toimii tehokkaammin ja ionilähteestä saadaan runsaammin korkeita varausasteita kuin vastaavaa kokonaismikroaaltotehoa käyttäen yhdellä mikroaaltotaajuudella. [31]

Ranskassa Grenoblessa ECR-pintojen etäisyyden vaikutusta testattiin käyttämällä kahta mikroaaltolähdettä — toinen oli kiinteällä 10 GHz:n taajuudella toimiva lähde ja toinen säädettävä 9.6 GHz:n ja 11 GHz:n välisillä taajuuksilla toimiva lähde. Kokeiden mukaan ionilähteen suorituskyky oli riippumaton säädettävästä taajuudesta ja suorituskyky oli täysin sama kuin jos ionilähteessä olisi ollut vain yksi samalla kokonaisteholla toimiva 10 GHz:n mikroaaltolähde [21].

Yhdysvalloissa ANL:ssä (Argonne National Laboratory) 14 GHz:n ionilähteellä tehtyjen mittausten mukaan ionilähteen suorituskyky paranee, kun taajuudet poikkeavat selvästi toisistaan (ks. kuva 16). Näiden mittausten mukaan intensiteetin kasvu on lineaarista sekundaarisen taajuuden funktiona. Myös ionilähteen stabiilisuus paranee kun elektronien lämmitykseen käytetään kahta mikroaaltotaajuutta. [32]

Uudempien Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksella tehtyjen mittausten mukaan on todettu, että mikroaaltojen sekundaaritaajuudella on olemassa optimi. Ionilähteen suorituskyvyn todettiin vastaavasti parantuvan, kun sekundaarista taajuutta laskettiin, mutta jotain tietyä taajuutta matalammilla mikroaaltotaajuuksilla suorituskyky alkoi heiketä. Koska kahden taajuuden lämmitys perustuu paljolti efektiivisen elektroneja kiihdyttävän tilavuuden eli ECR-tilavuuden laajentamiseen, on ymmärrettävää, että optimitaajuutta pienemmillä mikroaaltotaajuuksilla sekundaarinen taajuuden vaikutus alkaa heiketä sisemmän ECR-pinnan pienentymisen vuoksi. [33]



Kuva 16: $^{20}\text{Ne}^{9+}$ -ionisuihkun intensiteetti sekundaaritaajuuden funktiona. Sekundaarinen mikroaaltoteho oli 100 W ja 14 GHz:n mikroaaltoteho 821 W. Kaikki muut parametrit optimoitiin kullekin mittauspisteelle erikseen parhaimman mahdollisen intensiteetin saamiseksi. [32]

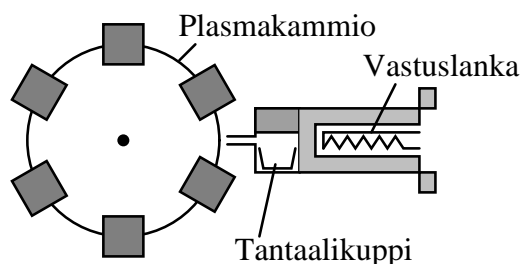
3.3 Ionisoitavien aineiden syöttö ECR-ionilähteeseen

ECR-ionilähteellä on mahdollista tehdä korkeasti varattuja ioneja sekä kevyistä, että raskaista alkuaineista. Raskaat hiukkaset ovat oleellisessa roolissa säteilytystestejä tehtäessä, sillä niiden avulla saadaan aikaan suuria LET-arvoja. Ongelmana raskaiden aineiden käytössä on kuitenkin niiden olomuoto: suurin osa raskaammista alkuaineista ovat kiinteitä huoneen lämpötilassa. Ennen ionisointia ne on siis höyrystettävä.

Ei-kaasumaisten aineiden käyttöä varten on kehitetty erilaisia menetelmiä. Näiden menetelmien ongelmana on niiden hankaluus verrattuna kaasujen käyttöön: Materiaalin syöttönopeutta ei yleensä ole yhtä helppoa kontrolloida kuin kaasuilla ja usein plasmakammion seinämille muodostuu *kontaminaatio*. Kontaminaatiolla tarkoitetaan plasmakammion seinille jäävää kiinteää materiaalia, joka häiritsee ionilähteen toimintaa. Tämän lisäksi kiinteiden aineiden käytössä tarvittavat lisälaitteet lisäävät ionilähteen kustannuksia. Ensisijaisesti pyritäänkin löytämään kaasumainen yhdiste, joka sisältää haluttua raskasta alkuainetta. Esimerkiksi booria (BF_3), fluoria (CHF_3), rikkiä (SH_2) ja uraania (UF_6) on saatavilla kaasumaisena yhdisteenä.

3.3.1 Höyrystysuunit

Kiinteää ainetta voidaan syöttää ionilähteeseen höyrystämällä sitä kuumennuksen avulla. Uuni on sijoitettava siten, että höyrystetty aine pääsee virtaamaan plasmaan ionisoitavaksi. Plasmaa ylläpidetään uunia käytettäessä jollain toisella kaasulla — typpi ja happi ovat hyviä tähän käyttötarkoitukseen. Clark ja Lyneis, jotka ovat ensimmäisinä kehittäneet uunin käyttöä ECR-ionilähteissä LBNL:ssä, mittasivat 2.1 mg/h kulutuksen kalsiumille kun Ca^{11+} -suihkun intensiteetti oli 2.1 μA . Tämä höyrystymisnopeus saatiin aikaan 507 °C lämpötilassa, jossa kalsium-höyryn osapaine on $1.3 \cdot 10^{-3}$ mbar. [29]



Kuva 17: Periaatekuva matalan lämpötilan uunista. [29]

Berkeleyssä käytetty niin sanottu matalan lämpötilan uuni koostuu tantaalista valmistetusta astiasta (sulamispiste 3270 °C) ja lämmitysosasta (ks. kuva 17). Uuni voidaan lämmittää n. 700 °C lämpötilaan ja lämpötilaa hallitaan K-tyypin termopariin perustuvalla takaisinkytkentälaitteistolla. Lämpötilan hallinnan aikavakio on muutamia minutteja ja myös koko laitteiston jäähtytys voidaan suorittaa minuuteissa höyrystettävän aineen vaihtamista varten. Höyrystymisnopeutta voidaan säädellä uunin lämpötilan avulla. [29]

Jyväskylässä ECR-ionilähteissä on käytössä niin sanotut *miniatyyri-uunit*, jotka ovat hyötysuhteeltaan erittäin hyviä, eikä lämmityksessä tarvita suurta tehoa. Tällainen uuni toimii plasmakammion sisällä, jolloin höyry päätyy uunista suoraan plasmaan. Miniatyyri-uunin materiaalikulutus on tämän ansiosta huomattavasti pienempi kuin Berkeleyssä kehitetyn plasmakammion ulkopuolisen uunin kulutus. Uunin tehontarve on noin 30 W.

3.3.2 Sputterointi

Kiinteää ainetta voidaan syöttää ionilähteeseen myös käyttämällä atomien irrottamiseen ioni-sputterointia. Sputteroinnin toiminta perustuu plasman energettisten positiivisesti varattujen ionien materiaaliin osumiseen. Yleensä sputteroitava kohtio on biasoitu negatiivisella jännitteellä, jolloin plasman positiiviset ionit saadaan kiihdytettyä kohtiota päin. Tyypillisesti sputteroitavaa oikealla energia-alueella kohtiosta saadaan irrotettua 1–50 atomia sputteroitavaa ionia kohti [34].

Varsinaisen sputteroinnin lisäksi ECR-ionilähteissä on käytetty plasman energettisiä elektroneja kiinteiden aineiden höyrystämiseen — Ainetta on muun muassa syötetty tangon muodossa suoraan plasmaan, jolloin aine höyrystyy plasmassa [35]. Myös erillistä elektronisuihkua on käytetty aineiden höyrystämiseen.

Yhdysvalloissa ANL:ssä on jo vuonna 1994 käytetty sputterointia nikkeli-, tellurium-, kulta-, hopea-, lyijy- ja vismutti-suihkujen tuottamiseen ECR-ionilähteellä. Mittauksissa sputteroitava kohtio oli asetettuna noin 5 mm päähän plasmakammion seinästä, seinän sisässä. Tällöin kohtio oli selvästi plasman ulkopuolella. Kohtioon oli kiinnitettyä 15 kV:n jännitelähde, jolla kohtioon saatiin asetettua negatiivinen biasjännite plasmakammioon nähden. Esimerkiksi nikkeli-kohtiolla saatiin 2.1 kV:n biasjännitteellä 32.5 μA :n $^{58}\text{Ni}^{13+}$ -ionisuihku. Plasmaa ylläpitävänä seoskaasuna käytettiin typpeä. [36]

3.3.3 MIVOC-menetelmä

Yksi käytetyimmistä menetelmistä on niin sanottu MIVOC-menetelmä (Metal Ions from Volatile Compounds). Menetelmä perustuu metalliyhdisteiden käyttöön, joiden höyrinpaine on riittävä, että ECR-ionilähteeseen saadaan siirrettyä riittävä määrä höyrystynyttä ainetta ionisoitavaksi. Koska ECR-ionilähteiden hyötysuhde on joitakin kymmeniä prosentteja, riittää, että pieniäkin määriä ionisoitavaa materiaalia saadaan siirrettyä plasmakammioon. Tyypillisesti kaasujen syöttönopeus on noin 0.1 cm^3/h NTP-olosuhteissa ($2.8 \cdot 10^{-5}$ mbar·l/s).

Alin mahdollinen höyrinpaine, joka on käytettävissä MIVOC-menetelmässä, riippuu kaasunsyötön konduktanssista. Tyypillinen konduktanssi on > 0.05 l/s, joten $3 \cdot 10^{-5}$ mbarl/s syöttönopeuteen tarvittava höyrinpaine on $6 \cdot 10^{-4}$ mbar luokkaa. Käytännössä on havaittu, että 10^{-3} mbar höyrinpaine riittää. [37]

Oleellista käytettävissä yhdisteissä on, että haluttu alkuaine on raskain yhdisteessä olevista aineista, sillä muuten muut alkuaineet ionisoituvat tehokkaammin ionilähteessä ja halutun aineen suihku jää heikoksi (ks. kuva 15). On myös tärkeää, että käytettävissä yhdisteessä olisi mahdollisimman vähän muita aineita, jotta ei-tarpeellisten aineiden määrä ionilähteessä minimoitaisiin. Tällä hetkellä MIVOC-menetelmää käyttäen tuotetaan muun muassa titaania $((\text{CH}_3)_5\text{C}_5\text{Ti}(\text{CH}_3)_3)$, rautaa $(\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2)$ ja nikkeliä $(\text{Ni}(\text{C}_5\text{H}_5)_2)$. [37]

MIVOC-menetelmän etuja ovat muun muassa laitteiston yksinkertaisuus — höyrystyneet yhdisteet voidaan viedä plasmakammioon muiden syötettävien kaasujen kanssa samasta syötöstä. ECR-ionilähteen sisälle ei tarvitse tehdä muutoksia — ulkopuolelle tarvitaan vain höyrystymiskammio yhdisteen säilytystä varten. MIVOC-menetelmä on luotettava, mutta sen käyttö aiheuttaa hiilikontaminaation muodostumista plasmakammioon yhdisteiden sisältämän hiilen vuoksi.

3.4 Syklotroni

Rutherfordin vuonna 1906 tekemien sironnakokeiden jälkeen tieteellisessä yhteisössä syntyi kiinnostus hiukkasten kiihdyttämiseen. Ensimmäiset hiukkaskiihdyttimet rakennettiin kuitenkin vasta 20 vuotta myöhemmin. [11]

Vuonna 1929 Ernest Lawrence alkoi suunnitella syklotronia eli hiukkaskiihdytintä, jossa kiihdytettävä ioni pidetään ympyräradalla magneettikentän avulla ja kiihdytetään suhteellisen matalan jännitteen avulla jokaisella kierroksellaan radan ympäri. Lawrence ja Livingston rakensivat ensimmäisen, 10 cm halkaisijaltaan olevan syklotronin tammikuussa 1931 Berkeleyn laboratoriossa. Syklotronin avulla pystyttiin kiihdyttämään protoni 80 keV:n energiaan. Samana kesänä rakennettiin myös suurempi 1.2 MeV:n H^+ -kiihdytin. [11]

3.4.1 Syklotronin toimintaperiaate

Kiihdytettävien hiukkasten lentorata syklotronissa on johdettavissa Lorenzin voimasta

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (26)$$

Homogeenisessa magneettikentässä, jossa sähkökenttä on nolla, varattu hiukkanen kulkee ympyrärataa, sillä hiukkaseen vaikuttava voima on kohtisuorassa etenemissuuntaa vastaan. Ratasäde saadaan siis keskeisvoiman lauseesta

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \quad (27)$$

eli

$$r = \frac{m}{qB}v. \quad (28)$$

Syklotronissa, jossa on homogeeninen magneettikenttä, hiukkasen ratasäde on suoraan verrannollinen hiukkasen nopeuteen. Tästä saadaan hiukkasen kiertotaajuudelle eli syklotronitaajuudelle lauseke

$$f_c = \frac{v}{2\pi r} = \frac{qB}{2\pi m}. \quad (29)$$

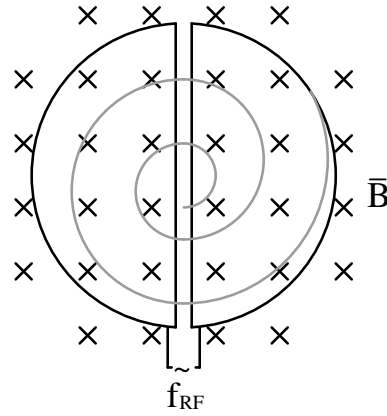
Tässä yhtälössä on syklotronin toiminnan perusta: hiukkasen kiertotaajuus syklotronissa on vakio eikä riipu ratasäteestä. Tämä pätee vain ei-relativistisilla nopeuksilla.

Magneettikentän lisäksi syklotronissa on kaksi D:n muotoista elektroodia, joiden välissä on kiihdytysrako. Magneettikenttä on kohtisuorassa elektrodeja vastaan siten, että kiihdytettävät ionit kulkevat D-elektrodien sisällä (ks. kuva 18). Elektrodit on kytketty vaihtojännitteeseen, jonka taajuus on kiihdytettävän hiukkasen syklotronitaajuuden monikerta.

$$f_{RF} = kf_c, \quad \text{missä } k = 1, 2, 3, \dots \quad (30)$$

Näin elektrodien välissä oleva sähkökenttä on aina kiihdyttävä kun hiukkaset saapuvat rakoon. Syklotroni kiihdyttää varattuja hiukkasia kaksi kertaa jokaisella kierroksella eli yhteensä energian $2qV$ verran, missä V on elektrodien väliin kytketty jännite. On kuitenkin huomattava, että tämän toimintamallin vuoksi syklotronista saatava hiukkas-suihku on pulssitettua virtaa, jonka taajuus on f_{RF} . Tyypillisesti syklotronien toimintataajuus on kymmeniä megahertsejä.

Syklotronin injektio, eli piste mistä hiukkas-suihku ohjataan kiihdyttimeen, on syklotronin keskipisteen lähellä, joten syötettävä suihku kaartuu magneettikentässä syklotronin keskipisteen ympäri. Kun hiukkasta kiihdytetään vähän kerrallaan, laajenee hiukkasen ratasäde, kunnes syklotronin ulkokehällä ($r = r_{max}$) olevassa poistumispisteessä eli ns. ekstraktiossa hiukkas-suihku taitetaan pois syklotronista. Ekstraktiossa hiukkasen nopeus on kaavan (28) mukaan riippuvainen syklotronin säteestä, hiukkasen



Kuva 18: Syklotronin periaatteellinen rakenne. Kuvassa kiihdyttävät D:n muotoiset elektrodit, syklotronin magneettikenttä ja ionisuihkun rata.

q/m -suhteesta ja magneettivuon tiheydestä:

$$v = \frac{qBr_{max}}{m}. \quad (31)$$

Kiihdytetyn hiukkasen energia on

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{q^2B^2r_{max}^2}{2m}. \quad (32)$$

Merkitsemällä $q = Qe$ ja $m = Am_u$ ja jakamalla yhtälö massaluvulla A saadaan

$$\frac{E}{A} = \frac{e^2B^2r_{max}^2}{2m_u} \left(\frac{Q}{A}\right)^2 = K \left(\frac{Q}{A}\right)^2, \quad (33)$$

missä K on syklotronin magneetin ns. K-luku ja m_u on atomimassayksikkö. Tavallisesti syklotronien suorituskykyä merkitään K-luvun avulla. Esimerkiksi Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen syklotronin K-luku on 130 MeV [38]. Koska syklotronilla saavutettava energia on verrannollinen ionin varauksen toiseen potenssiin, on maksimienergian kannalta oleellista, että ionilähde tuottaa mahdollisimman korkeita varausasteita.

3.4.2 Relativistisiin energioihin kiihdyttävät syklotronit

Kuten aiemmin todettiin, perustuu syklotronien toiminta siihen, että hiukkasten kiertotaajuus syklotronissa on vakio (ks. kaava (29)). Klassisessa syklotronissa syklotronitaajuutta voidaan pitää vakiona vain silloin, kun hiukkasten energiat ovat epärelativistisia. Relativistisen ilmiöt otetaan yleensä huomioon kun hiukkasen kineettinen energia

on enemmän kuin 1 % hiukkasen lepomassasta (protonille noin 10 MeV). Tämän rajan jälkeen hiukkasen massan muutos on otettava huomioon syklotronissa. [38]

Yksi ratkaisu relativististen ilmiöiden huomioimiseen syklotronissa on muuttuvan kiihdytystaajuuden käyttö. Tähän niin sanottuun taajuusmodulaatioon perustuvia syklotroneja kutsutaan synkrosyklotroneiksi. Laitteessa kiihdytysjännitteen taajuus laskee samalla kun hiukkasen efektiivinen massa kasvaa (ks. kaava (29)). Ongelmana tavalliseen syklotroniin verrattuna on kuitenkin ulos saatavan suihkun heikko intensiteetti. Tämä johtuu siitä, että synkrosyklotroni pystyy kiihdyttämään vain yhden pulssin suihkua kerrallaan — syklotronin taajuus on optimoitu kullakin ajanhetkellä vain tiettyyn energiaan. [6]

Toinen tapa massan kasvun huomioimiseen on syklotronin magneettikentän tekeminen epähomogeeniseksi siten, että magneettikentän vuontiheys kasvaa syklotronin säteen funktiona, jolloin hiukkasten kiertotaajuus pysyy vakiona. Tällaisia kiihdyttimiä kutsutaan isokroonisiksi syklotroneiksi [38]. Isokroonisilla syklotroneilla saadaan aikaan vastaavalla tavalla pulssitettua virtaa kuin klassisilla syklotroneilla, joten suihkun intensiteetti on huomattavasti parempi kuin synkrosyklotroneilla.

Jos halutaan kiihdyttää hiukkasia todella suuriin energioihin, on syklotronin halkaisijan oltava suuri, sillä magneettikentän vuontiheyttä ei voida kasvattaa rajatta. Suurten magneettien rakentaminen ja käyttö on kuitenkin kallista, joten on kehitetty vielä yksi kiihdytintyyppi, synkrotroni, jossa suuren magneetin sijasta käytetään ympyrän kaaren muotoista magneettista rataa, jossa kiihdytettävät hiukkaset kiertävät kiinteällä säteellä. Tällaisessa kiihdyttimessä hiukkaset pidetään kiinteällä ratasäteellä nostamalla magneettikentän vuontiheyttä automaattisesti hiukkasten energian kasvaessa, kunnes hiukkaset on kiihdytetty haluttuun energiaan. Tällaisilla kiihdyttimillä saadaan esimerkiksi protoneja kiihdytettyä 1000 GeV:n energiaan. [6]

3.4.3 Ionikoktailit

ECR-ionilähteen toimintaperiaatteen vuoksi voidaan sillä tuottaa yhtaikaisesti useita eri ioneja. Muun muassa seoskaasuja käytettäessä lähteestä saatava ionisuihku sisältää halutun ionin lisäksi myös seoskaasun ioneja. Ionilähteellä tuotettu ionisuihku ohjataan niin sanottua injektioinjaa pitkin kiihdyttimelle edelleen kiihdytettäväksi. Varrattujen hiukkasten muodostamaa suihkua käännetään dipolimagneetilla, jolla samalla

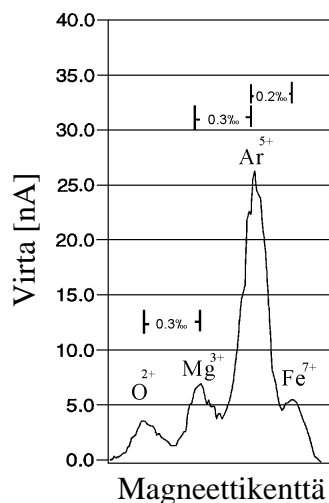
valitaan syklotronille siirrettäväksi halutut ionit. Valinta tapahtuu asettamalla dipolimagneettiin tietty magneetikenttä, jolloin kaikki ionit, joilla on riittävällä tarkkuudella oikea m/q -suhde kääntyvät suihkulinjaan. Dipolimagneettien toimintaperiaatteen vuoksi kiihdyttimelle voidaan ohjata yhtaikaisesti useita eri ioneja, joilla on *lähes* sama massa-varaussuhde.

Syklotronilla hiukkasia kiihdytettäessä viritetään kiihdytysjännitteen taajuus f_{RF} sekä syklotronin päämagneetin kenttä B halutun hiukkasen massan ja käytettävän varausasteen mukaan (ks. kaava (29)). Näin syklotroni saadaan kiihdyttämään hiukkasia, joilla on oikea m/q -suhde. Jos hiukkasen m/q -suhde on väärä, ei hiukkasen kiertotaajuus ole resonanssissa kiihdytysjännitteen kanssa ja näin hiukkanen päättyy pois suihkusta. Koska hiukkasten lentorata syklotronissa on erittäin pitkä, on syklotronin erottelukyky hyvä. Syklotronilla voidaan erotella dipolimagneetilla kiihdyttimelle ohjatut ionit, mikäli ionien massa-varaussuhteiden ero on riittävä.

Tällaisia lähes saman massa-varaussuhteen ionien muodostamia, yhtaikaisesti kiihdytettäviä suihkuja kutsutaan *ionikoktaileiksi*. Niitä käytetään, kun yhden kokeen aikana tarvitaan useita erilaisia hiukkassuihkuja, sillä ECR-ionilähteen ja syklotronia edeltävän suihkulinjan säätäminen tietyn m/q -suhteen käyttämistä varten on melko hidas prosessi (kestää joitakin tunteja). Ionikoktaileja käytettäessä voidaan käytettävän ionin valinta tehdä vasta kiihdyttimellä esimerkiksi syklotronin ekstraktion niin sanottuja trimmerikeloja säätämällä. Tällöin käytettävän ionin valinta on nopeaa — vaihto voidaan tehdä muutamassa minuutissa.

Esimerkiksi Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen K-130 -syklotronissa trimmerikelojen virta-alue on ± 60 A, minkä ansiosta syklotronilla voidaan käyttää ionikoktaileja, joissa ionien m/q -suhteen ero on maksimissaan 10 %. Käytettävien ionikoktailien ionien massa-varaussuhteiden eron on oltava vähintään 0.3 %, jotta ionit ovat erotettavissa syklotronilla (ks. kuva 19). Käytännössä kuitenkin esimerkiksi 0.2 % etäisyydellä toisistaan olevat ionit voidaan vielä erottaa toisistaan, mikäli syklotroni viritetään hieman ohi oikeasta massa-varaussuhteesta. Tällöin ei saada suurinta mahdollista ionisuihkun intensiteettiä, mutta ionit saadaan erotettua täydellisesti. Esimerkiksi kuvassa 19 rauta-ioni voidaan saada erotettua argonista, mikäli syklotroni viritetään spektrissä rauta-piikin oikeaan laitaan.

Taulukossa 3 on esimerkki JYFL:ssä käytetystä ionikoktailista. Ionikoktaili on tuo-



Kuva 19: Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen K-130 -syklotronin ekstraktiosta trimmerikelan virran funktiona mitattu virta. Kuvasta nähdään, että ionit ovat erotettavissa toisistaan syklotronilla, mikäli ionien massa-varaussuhteiden ero on vähintään 0.3 ‰

Taulukko 3: Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa komponenttisäteilytyksiin käytetty ionikoktaili. Koktailin massa-varaussuhde on 3.7.

Käytetty ioni	Energia [MeV]	LET [MeV/(mg/cm ²)]	Kantama piissä [μm]	Tuotto-menetelmä
¹⁵ N ⁴⁺	138	1.8	200	kaasu
³⁰ Si ⁸⁺	276	6.5	129	kaasu (silaani)
⁵⁶ Fe ¹⁵⁺	519	19	97	MIVOC
⁸² Kr ²²⁺	763	32	94	kaasu

tettu yhdellä ECR-ionilähteellä syöttämällä kaasunsyötöstä sisään yhtäaikaisesti typpeä, kryptonin ja piitä sisältävää silaania sekä höyrystämällä rautaa sisältävää yhdistettyä MIVOC-kammiossa (Kiihdytinlaboratoriossa on käytössä kaksi ECR-ionilähdettä). Kyseistä koktailia on käytetty avaruuselektronikan säteilytyksissä.

4 Säteilytystestaus ja testeissä käytettävä laitteisto

Tässä kappaleessa on kuvattuna Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa tehtävien säteilytystestien mittausten kulku. Esiteltynä on myös säteilytystesteissä käytettävä laitteisto.

4.1 Säteilytystestit

Avaruuselektroniiikan komponenttien säteilytystesteillä tarkoitetaan tavallisesti kahdenlaisia testejä: Ensinnäkin raskasionitestillä pyritään simuloimaan yksittäisten kosmisen säteilyn hiukkasten aiheuttamia häiriöitä (SEE-testit). Toiseksi komponenttien ionisoivan säteilyn kokonaisannoksen sietokyky testataan TID-testeissä (Total Ionizing Dose) käyttäen joko gammasäteilyä tai protonisuihkua. Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratorion RADEF-asema on suunniteltu SEE-testejä varten.

4.1.1 SEE-säteilytystestit

Avaruuselektroniiikan SEE-testeissä tutkitaan integroitujen piirien herkkyyttä yksittäisten hiukkasten aiheuttamille virheille. Tyypillisesti virheiden esiintymistiheyttä tutkitaan säteilyttämällä komponenttia ionikoktailin eri hiukkasilla, joilla on eri energiajätön arvot. Esimerkiksi muistipiirien SEE-säteilytystesteissä lasketaan testin aikana muistissa tapahtuvien bittien muutokset ja näin saadaan laskettua vaikutusala bitin muuttumiseksi energiajätön funktiona:

$$\sigma(\text{LET}) = \frac{n}{\Phi(\text{LET})b} \quad (34)$$

Kaavassa (34) n on havaittujen virheiden lukumäärä, b on säteilylle altistuneiden bittien määrä ja $\Phi(\text{LET})$ on tietyn säteilytyksessä käytettyjen hiukkasten lukumäärä pinta-alayksikköä kohti.

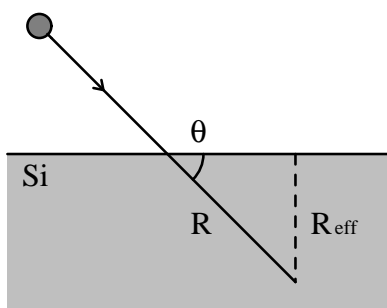
Tyypillisesti säteilytyksessä käytettävässä ionikoktailissa ei ole kuin muutama eri hiukkanen, joten tarkan vaikutusalakäyrän määrittämiseksi mittauspisteiden lukumäärää lisätään käyttämällä hyväksi efektiivisen LET-arvon suurenemista säteilytyskulman θ funktiona:

$$\text{LET}_{\text{eff}} = \frac{\text{LET}}{\cos \theta}. \quad (35)$$

Säteilytyksiä suunniteltaessa on kuitenkin otettava huomioon, että hiukkasen komponentin pintaa vastaan kohtisuoran normaalin suuntainen tunkeutumissyvyys pienenee säteilytyskulman funktiona (ks. kuva 20):

$$R_{\text{eff}} = R \cdot \cos \theta. \quad (36)$$

Kaavassa R on hiukkasen suoraviivainen kantama piissä.



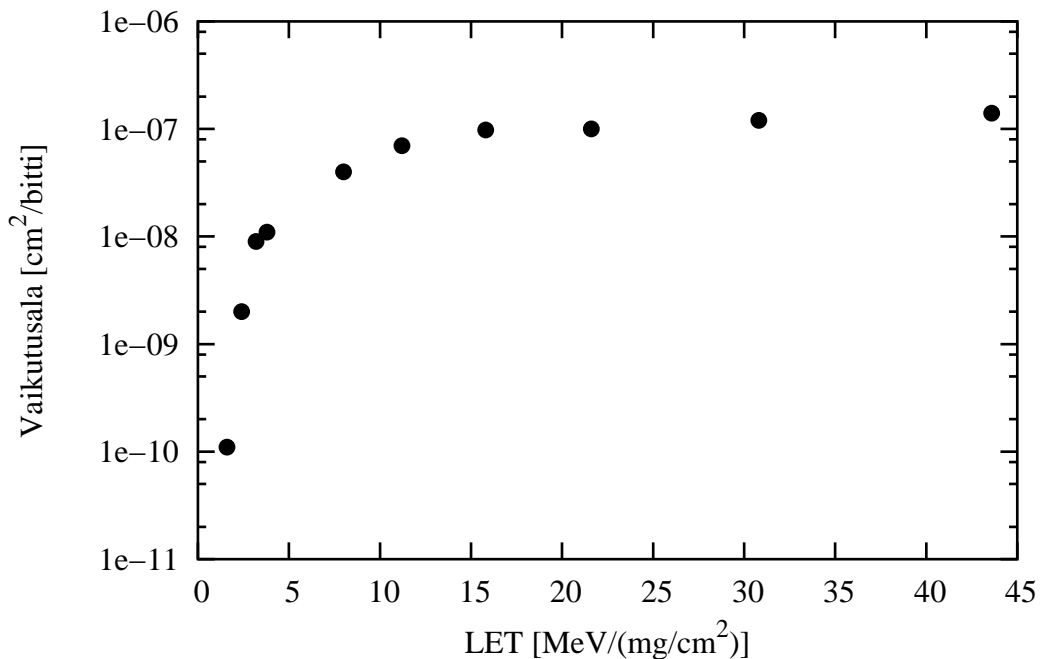
Kuva 20: Hiukkasen komponentin pintaa vastaan kohtisuora tunkeutumissyvyys R_{eff} , kun säteilytyskulma on nolasta poikkeava.

Komponentin herkkyyttä kuvaavaa vaikutusalaa laskettaessa on huomattava, että myös pintaa vastaan kohtisuora hiukkasvuo muuttuu komponenttia käännettäessä:

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi \cdot \cos \theta. \quad (37)$$

Mikäli hiukkasen kohtisuora kantama riittää täyttämään asetetut vaatimukset, voidaan komponenttia säteilyttää tietyllä hiukkasella esimerkiksi nollakulmasta sekä 45° kulmasta. Kuvassa 21 on esitetty eräs Jyväskylässä SEE-testissä määritetty vaikutusalaikäyrä.

SEE-säteilytesteissä määritetyissä käyrissä tärkeimmät parametrit ovat *saturoitunut vaikutusala* ja *LET-kynnys*. Saturoituneeksi vaikutusalaksi sanotaan vaikutusalaa, josta virheiden esiintymistäajuus ei enää nouse, vaikka pommittavan ionin energiajättö olisi suurempi. Kohtaa, jossa virheen vaikutusala on 1 % saturoituneesta arvosta, nimitetään LET-kynnykseksi. [39]



Kuva 21: Vuonna 2001 Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa Samsung K6T4008V1C-GF70 3.3V 512K SRAM -muistipiirille mitattu virheen vaikutusala hiukkasenergiajätön funktiona. Saturoitunut vaikutusala tälle piirille on $1 \cdot 10^{-7}$ cm²/bitti ja LET-kynnys on 2 MeV/(mg/cm²).

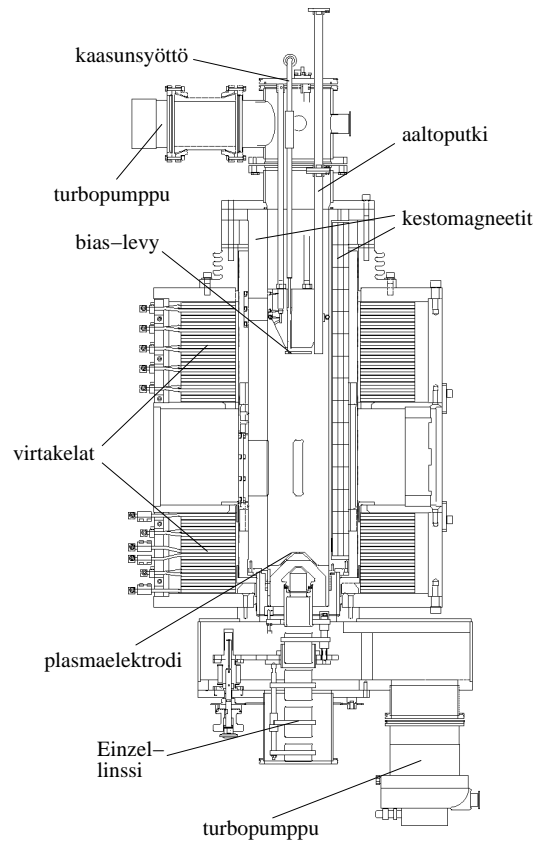
4.2 ECR-ionilähteet

Jyväskylän yliopiston hiukkaskiihdyttimelle voidaan tuottaa ioneja kolmelta eri ionilähteeltä. Käytössä ovat kaksi ECR-tyyppistä lähdettä ja niin sanottu H⁻-kevytionilähde LIISA intensiivisten protonisuihkujen tuottamista varten [40]. Ensimmäinen ECR-tyyppinen ionilähde, JYFL 6.4 GHz ECRIS, valmistui vuonna 1991 [41]. Vuonna 2000 käyttöön otettiin toinen ECR-ionilähde, JYFL 14.5 GHz ECRIS, jonka suorituskyky on vanhempaa ionilähdettä parempi [42]. Nykyään hiukkaskiihdyttimellä käytettävät ionit tuotetaan pääasiassa uudemmalla ECR-ionilähteellä, joten 6.4 GHz ionilähde on käytettävissä ECR-ionilähteiden tutkimukseen sekä ionisuihkuihin perustuvaan materiaalitutkimukseen.

4.2.1 JYFL 6.4 GHz ECRIS

Vuoden 1991 jälkeen 6.4 GHz:n ECR-ionilähteelle on tehty kaksi merkittävää muutostyötä [43]: Vuonna 2001 aksiaalisen magneettikentän muutostyön yhteydessä virtakeulojen sijaintia muutettiin ja ionilähteen injektio-osaan lisättiin magneettikenttää vah-

vistavaa rautaa. Vuonna 2002 muutettiin radiaalista kenttää asettamalla plasmakammion ympärille rautasyylinteri, joka pienentää hajakenttää ionilähteen ympärillä ja näin vahvistaa kenttää lähteen sisällä. Nämä muutokset ovat vaikuttaneet ionilähteen rakenteeseen ja suorituskykyyn huomattavasti. Ionilähteen nykyinen rakenne on esitettyinä kuvassa 22.



Kuva 22: JYFL 6.4 GHz ECR-ionilähteen rakenne CAD-kuvana.

Taulukossa 4 on kuvattuna 6.4 GHz:n ECR-ionilähteen tärkeimmät tekniset parametrit.

4.2.2 JYFL 14.5 GHz ECRIS

Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratorion uudempi ECR-ionilähde on fyysiseltä kooltaan paljon 6.4 GHz:n ionilähdettä pienempi, mutta suorituskyvyltään huomattavasti parempi. Uudempi ionilähde hyödyntää suurempaa 14.5 GHz:n mikroaaltotaajuutta, joten sillä on mahdollista tuottaa huomattavasti intensiivisempi ionisuihku. Gellerin skaalauslain mukaan (ks. kaava (24)) kullekin ionille optimaalisen varausasteen intensiteetin kasvu on verrannollinen mikroaaltotaajuuden toiseen potens-

Taulukko 4: JYFL 6.4 GHz ECR-ionilähteen tärkeimmät tekniset parametrit

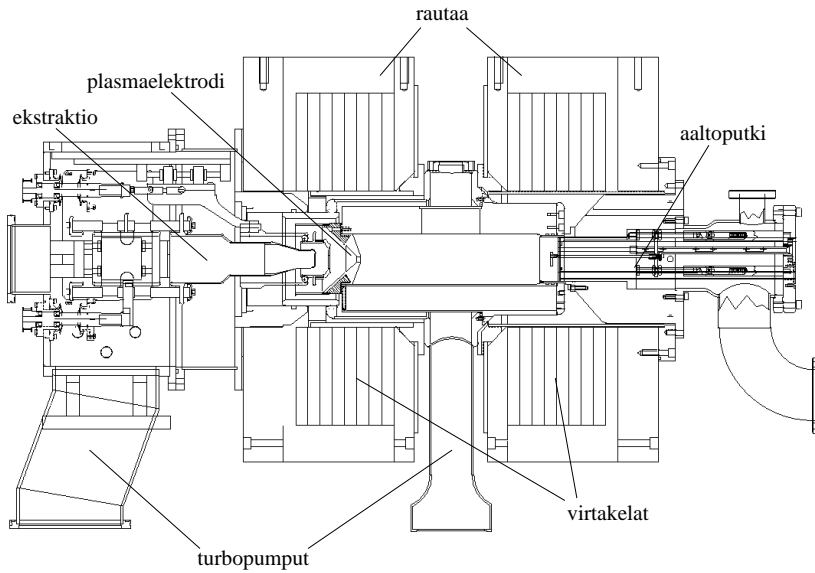
Plasmakammion tilavuus	7.7	l
Plasman tilavuus	n. 0.7	l
Mikroaaltotaajuus	6.4	GHz
Suurin tyypillinen mikroaaltoteho	n. 400	W
Suurin tyypillinen kiihdytysjännite	15	kV
Käyttöpaine	$< 10^{-7}$	mbar
Virtakeloissa kiertävät virrat	200, 250, 250, 250	A
NdFeB-kestomagneettien remanenssi	1.15	T
Magneettikentän voimakkuus ECR-pinnalla	0.23	T
Magneettikentän voimakkuus injektiossa	1.2	T
Magneettikentän voimakkuus ekstraktiossa	0.6	T
Magneettikentän minimi	0.16	T

siin. Uudemman 14.5 GHz:n ionilähteen tuoton pitäisi siis olla parhaimmillaan noin 5-kertainen 6.4 GHz:n ionilähteeseen verrattuna.

Todellisuudessa monet ilmiöt vaikuttavat ionilähteen tuottoon. Uudemmassa ionilähteessä on käytetty vastaavia keinoja korkeiden varausasteiden tuoton nostamiseksi kuin vanhemmassakin — muun muassa bias-levyn käyttö ja magneettikentän vahvistuminen vaikuttavat plasman elektronitiheyteen positiivisesti. Uudemman ionilähteen rakenteessa sekundaarielektronien emissiota tehostettiin valitsemalla plasmakammion seinien materiaaliksi alumiini, kun taas 6.4 GHz:n ionilähteen seinät ovat kuparia (ks. taulukko 2). Uudemmassa 14.5 GHz:n ionilähteestä ei kuitenkaan saada suihkulinjaan suurinta mahdollista ionivirtaa, sillä suurilla virran intensiteeteillä ionisuihku on avaruusvarausrajoitteinen. Säteilystestien kannalta 14.5 GHz:n ionilähteen suorituskyky on vanhempaa ionilähdettä parempi, koska uudesta lähteestä saadaan korkeampia varausasteita ionikoktaileja varten.

Vuoden 2004 aikana 14.5 GHz:n ionilähteeseen saadaan todennäköisesti käyttöön kahdella taajuudella lämmitys TWTA-vahvistimen avulla, jolloin ionilähteen suorituskyky parantuu vielä huomattavasti ja tuoton painotusta saadaan siirrettyä kohti korkeita varausasteita. TWTA-vahvistinta on jo kokeiltu 14.5 GHz:n ionilähteellä (ks. kappale 5.3).

JYFL 14.5 GHz ECR-ionilähteen rakenne on esitetty kuvassa 23 ja sen tärkeimmät tekniset tiedot ovat kuvattuna taulukossa 5.



Kuva 23: JYFL 14.5 GHz ECR-ionilähteen rakenne CAD-kuvana.

Taulukko 5: JYFL 14.5 GHz ECR-ionilähteen tärkeimmät tekniset parametrit

Plasmakammion tilavuus	1.3	l
Plasman tilavuus	n. 0.2	l
Mikroaaltotaajuus	14.5	GHz
Suurin tyypillinen mikroaaltoteho	n. 900	W
Suurin tyypillinen kiihdytysjännite	16	kV
Käyttöpaine	$< 5 \cdot 10^{-8}$	mbar
Virtakeloissa kiertävät virrat	650, 650	A
NdFeB-kestomagneettien remanenssi	1.35	T
Magneettikentän voimakkuus ECR-pinnalla	0.5	T
Magneettikentän voimakkuus injektiossa	1.3	T
Magneettikentän voimakkuus ekstraktiossa	0.8	T
Magneettikentän minimi	0.3	T

4.2.3 Ionilähteiden suorituskyvyn arviointi

Käytännössä ionilähteiden suorituskykyä voidaan arvioida esimerkiksi vertaamalla jonkun ionisuihkun eri varausasteiden intensiteettejä. Esimerkiksi happi-16 -suihkun eri varausasteiden intensiteetit on esitettyinä taulukossa 6.

Taulukko 6: Ionilähteiden happi-16 -suihkujen intensiteettien vertailu

Ioni	suihku 6.4 GHz ionilähteestä [μA]	suihku 14.5 GHz ionilähteestä [μA]
O^{5+}	225	362
O^{6+}	202	627
O^{7+}	34	183

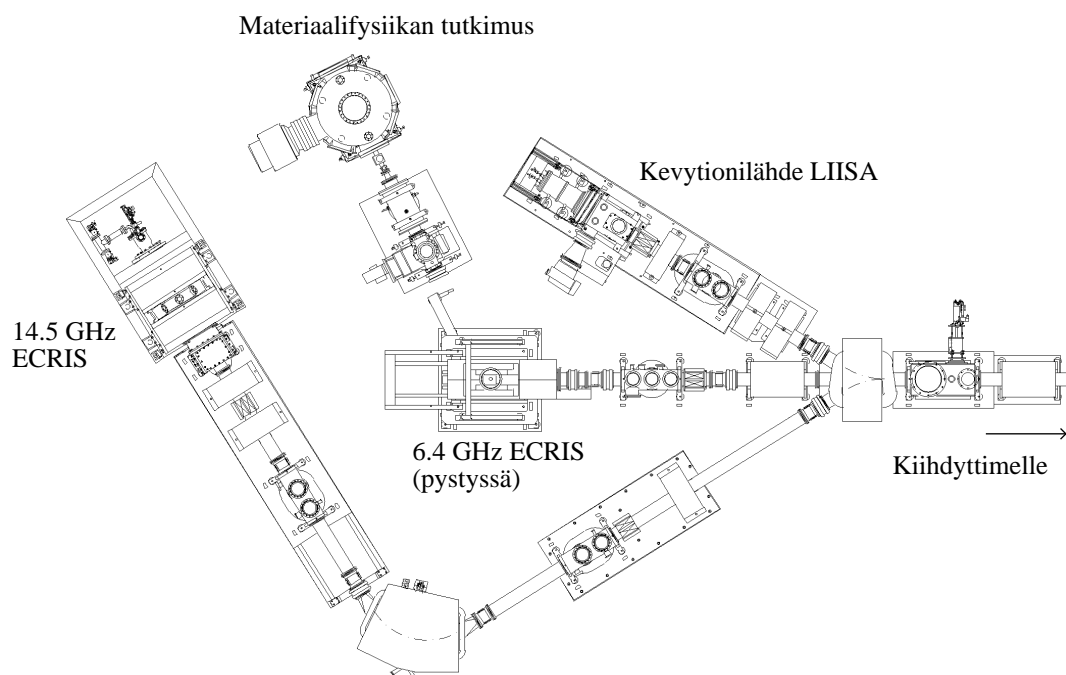
Vaikka usein ECR-ionilähde pyritään optimoimaan antamaan mahdollisimman intensiivinen ionisuihku, ei avaruuselektronikan säteilytystesteissä kuitenkaan tarvita suurta suihkun intensiteettiä, sillä säteilytys tehdään joka tapauksessa erittäin pienellä intensiteetillä. Avaruusjärjestö ESA:n säteilytystestaus-standardien mukaan hiukkasvuon on oltava säädettävissä välillä $100 - 10^5$ hiukkasta/ cm^2/s [39]. RADEF:n kannalta on siis oleellista vain, että käytettävää ionin varausastetta saadaan riittävästi, jotta ionivirta on mitattavissa ja viritettävissä säteilytysasemalle saakka. Tämän jälkeen hiukkasvuoto voidaan vaimentaa halutun suuruiseksi.

4.3 Injektiolinja

Ionilähteiltä hiukaskiihdyttimelle kulkevaa siirtolinjaa kutsutaan injektioinjaksi. Jotta kaikilta kolmelta Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa olevalta ionilähteeltä voitaisiin ohjata ioneja kiihdyttimelle, on injektioinjassa dipolimagneetti halutun ionilähteen valintaan (ks. kuva 24). Injektioinjassa on lisäksi molempia ECR-ionilähteitä varten, käytettävän massa-varaussuhteen valintaan tarkoitetut 90° dipolimagneetit. Linjassa on myös useita kollimaattoreita ja Faradayn kuppeja sekä solenoideja ja x-y-magneetteja suihkun säätämiseen ja diagnosointiin.

4.4 K-130 syklotroni

Jyväskylän yliopiston K130-syklotroni on suunniteltu ja rakennettu vuosina 1986–1992. Kiihdytin suunniteltiin yhteistyönä JYFL:n ja Scanditronix AB:n kanssa. Pääkomponentit laitteeseen on valmistanut Scanditronix. Kiihdytinlaboratoriossa tehtiin



Kuva 24: Ionilähteet ja injektioinjia esitetynä CAD-kuvassa. Vanhempi 6.4 GHz ECR-ionilähde on pystysuunnassa toisessa kerroksessa. Ionilähteen suihkua analysoiva 90° dipolimagneetti kääntää ylhäältä tulevan ionisuihkun kohti hiukkaskiihdytintä.

ensimmäiset kokeet syksyllä 1992. Tämän jälkeen syklotronilla on kiihdytetty sekä positiivisesti varattuja raskaita ioneja että protoneja.

Ennen vuotta 2000 protonisuihkut muodostettiin kiihdyttämällä ulkoisella ionilähteellä muodostettuja H^+ -ioneja. Kiihdytetyn protonisuihkun ohjaaminen ulos syklotronin magneettikentästä on hankalaa, minkä vuoksi ekstraktion hyötysuhde protoneilla oli noin 50–70 %. Huono hyötysuhde aiheutti aktivoitumista syklotronin ekstraktiossa. Tästä syystä protonisuihkujen intensiteetti piti rajoittaa 10–20 mikroampeeriin.

Vuonna 2000 kiihdytinlaboratorion käyttöön kehitettiin uusi H^- -kevytionilähde ja syklotroniin rakennettiin vaihtoehtoinen ekstraktio, jonka hyötysuhde on lähes 100 %. Uudessa ekstraktiossa negatiivisesti varatut vetyatomit ohjataan ohuen hiilikalvon läpi, jolloin protonit riisutaan elektroneista. Tämän jälkeen ionit kääntyvät pois syklotronin magneettikentästä. Uuden ekstraktion avulla syklotronilla kiihdytetään noin 50 μA :n protonisuihkuja.

Tässä tutkielmassa on esitettyä syklotronin rakenne vuonna 2003. Syklotronin tär-

keimmät tekniset parametrit ovat esitettynä taulukossa 7.

Taulukko 7: K130-syklotronin tärkeimpien teknisten parametrien arvoja

MAGNEETTI		
napakenkien halkaisija	2.4	m
napakenkien rako, maksimi	33	cm
minimi	17.4	cm
sektorien lukumäärä	3	
maksimispiraalikulma	58°	
korjauskelat, samankeskiset	15	
harmoniset	4	sarjaa
tehon kulutus, pääkelat	150	kW
korjauskelat	35	kW
magneettikenttä, harjanne	2.1	T
laakso	1.3	T
keskiarvo	1.76	T
ekstraktiosäde	0.94	m
KIIHDYTYSJÄRJESTELMÄ		
kiihdytyselektrodien lukumäärä	2	
D-kulma	78°	
RF-taajuus	10–21	MHz
harmoniset kiihdytysmoodit	1–3	
maksimijännite	50	kV
INJEKTIO JA EKSTRAKTIO		
aksiaalinen injektio		
spiraali-injektio		
sähköstaattinen defektio	54	kV max
sähkömagneettinen kanava (EMC)	–1.5	T max
SUIHKUENERGIAT		
protonit (H ⁺)	2–75	MeV
muut ionit	2 MeV/u – 130 q ² /A ²	MeV/u

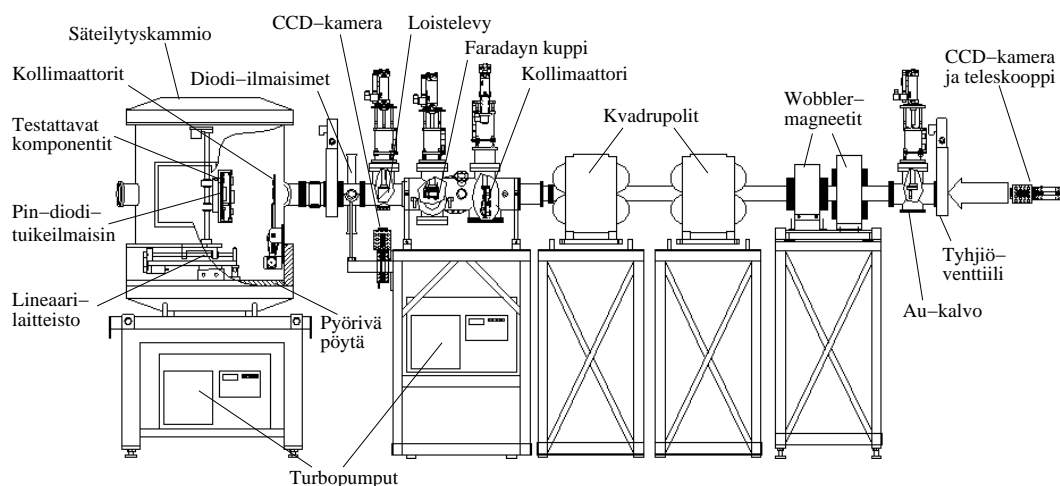
Lisätietoa K-130 syklotronin rakenteesta löytyy esimerkiksi viitteistä [44] ja [45].

4.5 RADEF-säteilytysasema

Hiukkaskiihdyttimeltä suihku voidaan ohjata ekstraktiolinjaa pitkin RADEF-säteilytysasemalle. Säteilyasema on suunniteltu varta vasten elektroniikan komponenttien säteilytysteihin. Tyypillisesti asemalla tehdään SEE-testejä käyttäen ECR-ionilähteiltä saatavien koktailien ioneja säteilytykseen. [46]

RADEF-säteilytysaseman laitteisto koostuu suihkun hallintaan tarvittavista magneeteista sekä diagnostiikkaan tarvittavista ilmaisimista. Kaikki RADEF-aseman laitteet

ovat esitettyinä kuvassa 25.



Kuva 25: Periaatekuva RADEF-säteilytyksen laitteistosta. Kuvassa hiukkassuihku tulee asemalle oikealta.

4.5.1 Säteilytyskammio

Asemaan kuuluu pyöreä halkaisijaltaan 75 cm, korkeudeltaan 81 cm suuruinen tyhjiökammio, jossa on lineaarilaitteisto komponenttien liikuttelua varten. Lineaarilaitteistolla voidaan siirtää komponentteja 25 cm × 25 cm kokoisella alueella kaikkiin kolmeen suuntaan. Pyörivän alustan avulla komponentteja voidaan kiertää pystyakselin ympäri säteilytyskammiossa siten, että säteilytystä voidaan tehdä myös muista kulmista. Säteilytyskammioon näkee CCD-kameran ja teleskoopin avulla suihkulinjan suunnasta. Näin komponenttien sijainnit voidaan ennen säteilytyksen aloittamista tallentaa tietokoneen koordinaatistomuistiin. Muistin avulla säteilytettävää komponenttia voidaan vaihtaa nopeasti ja hiukkaskiihdyttimen suihkuaika käytetään tehokkaasti.

4.5.2 Hiukkassuihkun hallinta

Yleensä avaruuselektronikan testeissä ionisuihkun on levittävä tasaisesti laajalle alueelle — ESA:n vaatimusten mukaan intensiteettijakauman on oltava tasainen ± 10 prosentin tarkkuudella [39]. Tehtyjen kokeiden mukaan suihku ei kiihdyttimeltä tullessaan ole riittävän tasainen, joten suihkun homogeenisuutta on pystyttävä parantamaan kiihdyttimen jälkeen.

Homogeenisuutta voidaan parantaa yksinkertaisesti ampumalla ionisuihku esimerkiksi ohuen kultakalvon läpi, jolloin siirronat kalvon atomeista levittävät suihkua. Kultakalvon käytössä on kuitenkin ongelmana hiukkasten energian pieneneminen törmäyksissä. Myös hiukkassuihkun energiajakauma kasvaa.

Toinen parempi tapa lisätä suihkun tasaisuutta, on käyttää niin sanottuja Wobbler-magneetteja. Wobbler-laitteisto koostuu kahdesta sähkömagneetista, joista toinen tuottaa ionilinjaan x-suuntaisen magneettikentän ja toinen y-suuntaisen magneettikentän. Wobbler-magneeteilla voidaan siis taittaa ionisuihku sekä x-, että y-suunnissa. Suihkun homogeenisuutta saadaan parannettua ja suihkua saadaan levitettyä ohjaamalla molempien magneettien AC-taajuutta ja kentän amplitudia toisistaan riippumatta. Näin suihkun paikka magneettien jälkeen vaihtelee satunnaisesti ja hiukkassuihkusta tulee aikakeskiarvoltaan tasainen.

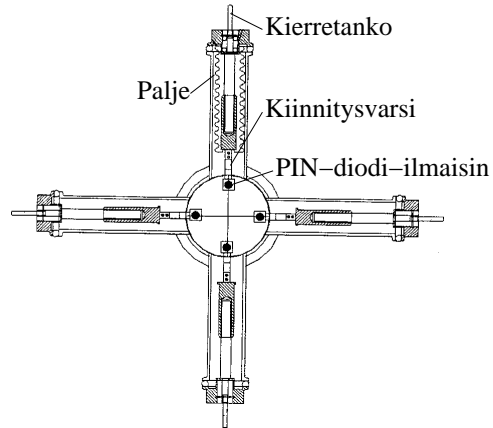
RADEF-aseman laitteistossa on Wobbler-magneettien lisäksi myös niin sanotut kohdistusmagneetit (kvadrupolit), joilla ionisuihku voidaan fokusoida pieneksi pisteeksi kohtion keskelle. Kohdistusmagneetteja käytetään kun tarvitaan erittäin intensiivistä ionisuihku johonkin pieneen kohtioon.

4.5.3 Diagnostiikka

Säteilytysaseman laitteistoon kuuluvat lisäksi tarvittavat diagnostiikkalaitteet ionisuihkun laadun ja intensiteetin seuraamista varten. Diagnostiikkalaitteisto koostuu yhteensä viidestä PIN-diodi-tuikeilmaisimesta sekä suihkulinjassa sijaitsevasta Faradayn kupista. Yksi PIN-diodi-tuikeilmaisimista on sijoitettu lineaarilaitteistoon ja neljä muuta tuikeilmaisinta sijaitsevat suihkulinjan reuna-alueilla erillisessä ohjausjärjestelmässä. Tuikeilmaisimissa käytetty tuikeaine on CsI(Tl). PIN-diodi-tuikeilmaisimilla voidaan mitata hiukkasvirtoja nollan ja $1 \cdot 10^6$ hiukkasta/s väliltä ja yli 100 pA intensiteeteillä hiukkasvirta voidaan mitata Faradayn kupin ja tavallisen virtamittarin avulla.

Säteilytyksessä käytettävän hiukkasvuon arvo mitataan lineaarilaitteiston PIN-diodi-ilmaisimella. Testin aikana sillä ei voida kuitenkaan seurata hiukkasvuota, joten ennen testausta suihkun reuna-alueita seuraavien neljän PIN-diodi-tuikeilmaisimien näyttämät kalibroidaan sitä vastaaviksi. Nämä reuna-alueita seuraavat ilmaisimet sijaitsevat suihkulinjassa ennen säteilytyskammiota ja niiden etäisyyttä ionisuihkun optisesta akselista voidaan säätää (ks. kuva 26). Neljästä PIN-diodi-ilmaisimesta koostuvalla jär-

jestelmällä voidaan seurata ionisuihkun vuota säteilytyksen aikana häiritsemättä säteilytystä. Ilmaisinjärjestelmää käytetään myös ionisuihkun profiilin määrittämiseen.



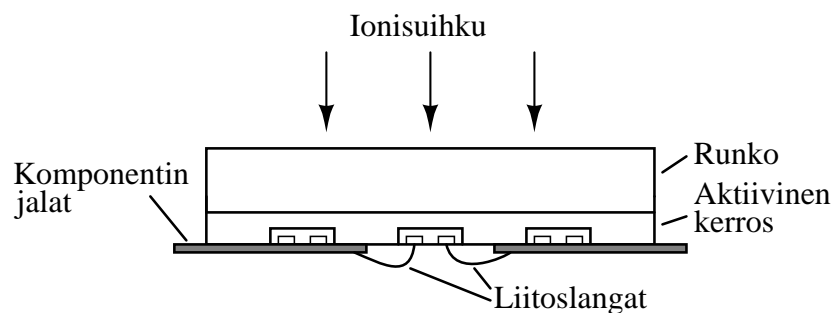
Kuva 26: PIN-diodi-tukeilmaisinjärjestelmä koostuu neljästä ilmaisimesta, joiden etäisyyttä optisesta akselista voidaan säätää toisistaan riippumatta. Ilmaisimia käytetään säteilytyksen aikaiseen vuon seurantaan ja ionisuihkun profiilin määrittämiseen.

5 Ionisuihkuihin liittyvä kehitystyö

Vuoden 2003 aikana Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa kehitettiin suihkulinjan diagnostiikkaa sekä ECR-ionilähteillä että hiukkaskiihdyttimen jälkeisessä suihkulinjassa. Lisäksi 14.5 GHz:n ECR-ionilähteellä testattiin kahdella taajuudella lämmitystä. Tässä kappaleessa esitellään tehtyä kehitystyötä ja selvitetään miten kehitystyö on parantanut RADEF-mittausaseman mahdollisuuksia tehdä säteilytystestejä.

5.1 Vaatimusten muuttuminen

Elektroniikkateollisuus on siirtynyt 1990-luvun loppupuolella käyttämään lähes kokonaan niin sanottuja pintaliitoskomponentteja. Nämä komponentit ovat muuten kuten aiemmatkin integroidut puolijohdekomponentit, mutta ne on pakattu pienempiin koteloihin. Tämän tiiviin pakkausmuodon aikaansaamiseksi integroitujen piirien jalat on langoitettu käyttäen niin sanottua *Lead-On-Chip -tekniikkaa*. Koska LOC-tekniikalla pakattujen piirien aktiivisten alueiden yli kulkee metallisia johtimia, on komponenttien säteilytystestaus mahdotonta tehdä komponenttien etupuolelta. Nykyisten pintaliitoskomponenttien säteilytys tehdäänkin komponenttien takapuolelta, jonka vuoksi ionisuihkun on kuljettava puolijohde- substratin läpi, ennen kuin ionit pääsevät komponentin aktiivisille alueille (ks. kuva 27). [47]



Kuva 27: Nykyisten pintaliitoskomponenttien säteilytys tapahtuu komponenttien takapuolelta, sillä komponenttien jalat peittävät osan integroidun piirin aktiivisista alueista. Takaa säteilytettäessä ionien on kuitenkin kuljettava puolijohde- rungon läpi.

Koska puolijohdeiden runko on tavallisesti 300 – 500 μm paksu, ei säteilytys rungon läpi ilman preparointia ole järkevää. Avaruusjärjestö ESA:n pintaliitoskomponenttien säteilytystestien ohjeistuksen mukaan integroidun piirin runko on hiottava alapuolelta noin 50 μm :n paksuiseksi, jolloin käytettävissä olevilla hiukkasten energioilla saadaan

hiukkassäteily kantamaan puolijohteen rungon läpi. ESA:n nykyisessä ohjeistuksessa esitetään, että käytettävien ionien kantama pitäisi olla yli 100 μm piissä. [47]

5.2 Uudet ionikoktailit

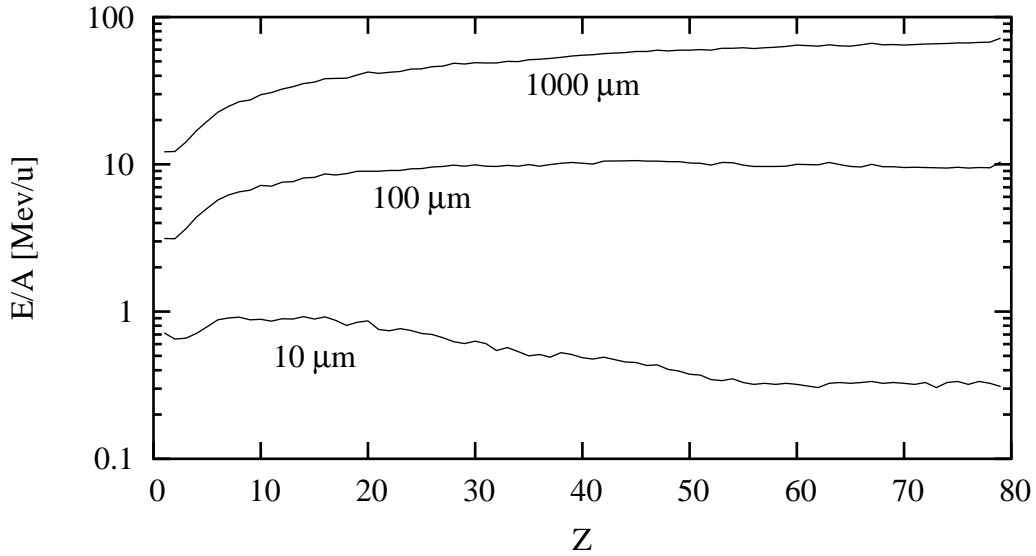
Uusiin vaatimuksiin vastaaminen Jyväskylässä edellytti testeissä käytettyjen ionikoktailien uusimista. Ionikoktailit oli suunniteltu vanhojen vaatimusten mukaisiksi, eli hiukkasten kantama piissä oli vain yli 30 μm [39]. Koska kantaman vaatimus muuttui niin paljon, aiheutti se vaikeuksia uuden käyttökelpoisen ionikoktailin löytymiseksi. Pintaliitoskomponenttien säteilytykseen otettiin ensin käyttöön sivulla 42 taulukossa 3 esitetty koktaili, vaikka sen ionien kantama ei olekaan yli 100 μm . Suurempi ongelma kyseisessä ionikoktailissa on kuitenkin, että sen LET-arvojen maksimi on vain 32 MeV/(mg/cm²). Tällä maksimiarvolla ei saada määritettyä saturoitunutta vaikutusala-
laa kaikilla komponenteilla.

5.2.1 Tietokoneohjelma ionikoktailien löytämiseksi

Uuden kantamavaatimuksen toteuttavaa ja riittävän LET-alueen kattavaa ionikoktailia ryhdyttiin etsimään kehittämällä tarkoitukseen tietokoneohjelma. Koktailimahdollisuuksia kartoittavaan ohjelmaan syötettiin ECR-ionilähteillä tuotettavissa olevien alkuaineiden kaikkien luonnossa esiintyvien isotooppien massat [48] ja niiden suhteellinen runsaus luonnossa [49]. Tietokoneohjelma käyttää hyväkseen SRIM-ohjelmaa ionien kantaman ja LET-arvon laskemiseen.

Ensimmäisenä ohjelmalla haluttiin tehdä karkea arvio säteilytykseen käytettävien hiukkasten energiavaatimuksista. Ohjelmalla määritettiin siis luonnossa esiintyvien isotooppien kantamat piissä eri energioilla. Laskuissa on oletettu, että ionin massa on luonnossa esiintyvien isotooppien massojen painotettu keskiarvo. Painotettu keskiarvo on laskettu painottamalla isotooppeja niiden esiintymissuhteiden mukaan. Ohjelman tulosten mukaan piirretty käyrästä on kuvassa 28.

Tehdyn simulaatioajon mukaan yli 100 μm :n kantaman aikaansaamiseksi piissä on säteilytyksessä käytettävien ionien energia nukleonia kohden oltava vähintään 10.3 MeV/u (ks. kuva 28). Koska Jyväskylän kiihdytinlaboratorion syklotronin kannalta tämä on suuri energia, voidaan ionikoktaileja suunniteltaessa olettaa, että syklotronia



Kuva 28: Luonnossa esiintyvien isotooppien kantamat piissä eri energioilla. Kuvaaja piirretty SRIM:n tekemien simulaatioiden mukaan.

käytetään maksimimagneettikentällä eli K-luvulla 130 MeV. Kunkin ionin energia saadaan siis kaavasta

$$E = 130 \text{ MeV} \frac{Q^2}{A}, \quad (38)$$

missä Q on ionin varausaste ja A on ionin massaluku.

Jos käytettävässä ionikoktailissa hiukkasten energia nukleonia kohden on vähintään 10.3 MeV/u, voidaan kaavasta (38) todeta, että ionikoktailin massa-varaussuhteen on oltava alle 3.55. Varsinkin raskailla alkuineilla tämän massa-varaussuhdevaatimuksen täyttäminen ei ole helppoa. Esimerkiksi ksenon-136 isotoopista olisi ECR-ionilähteellä tuotettava varausaste 39+. Tällaisia varausasteita ei ole koskaan aikaisemmin käytetty Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa.

5.2.2 Tietokoneohjelman avulla löydetyt ionikoktailit

Tietokoneohjelman avulla etsittiin ionikoktaileja siten, että ohjelmalle annettiin yksi isotooppi (protoniluku Z ja massaluku A). Ohjelma etsi kyseisen isotoopin pienimmän varausasteen, jolle kaavan (38) mukaisella energialla kantama piissä on yli 100 μm . Tämän jälkeen ohjelma etsi isotooppitietokannasta kaikki saatavilla olevien isotooppien varausasteet, joiden massa-varaussuhde on korkeintaan 10 % päässä käsin syö-

tetyn isotoopin massa-varaussuhteesta ja kantama yli 100 μm . Lopuksi ohjelma antoi tulosteen, jossa oli lueteltuna kaikki koktailiin kuuluvat isotoopit.

Koska tietokoneohjelma rakensi ionikoktailin aina jonkun ioniehdotuksen ympärille, oli ohjelmaa varten tehtävä vielä lista näistä ehdotuksista. Ehdotuksiksi annettiin ksenonin, telluriumin, tinan sekä hopean luonnossa esiintyvät isotoopit, sillä nämä aineet ovat riittävän raskaita korkeiden LET-arvojen saavuttamiseksi.

Tietokoneohjelman ehdottamat ionikoktailit sisälsivät noin parikymmentä isotooppia, jotka toteuttavat ohjelmaan syötetyt ehdot. Tulosteiden isotoopeista oli siis valittava mitä isotooppeja ionikoktailissa haluttiin käyttää. Tässä valinnassa oli otettava vielä huomioon, ettei ionikoktailissa saa olla kahta ionia, joiden massa-varaussuhteen ero on alle 0.3 %. Tätä pienemmällä arvolla syklotroni ei kykene erottamaan niitä toisistaan.

Massa-varaussuhteen eron alaraja on jossain määrin kuitenkin kierrettävissä, sillä Jyväskylän kiihdytinlaboratoriossa on käytössä kaksi ECR-ionilähdettä ja ionikoktailin ionit voidaan jakaa kahteen osaan. Kun vain toinen osa ionikoktailista ohjataan kerrallaan syklotronille, voivat jotkut ionit olla ”päällekkäin”. Joidenkin ionien massa-varaussuhteiden ero voi olla alle 0.3 %, mikäli ne ohjataan syklotronille eri ionilähteiltä.

Liitteessä A on esitettyinä hopean, telluriumin ja ksenonin pohjalta tehtyjen hakujen tuottamia tulosteita. Näistä ja monista muista tietokoneohjelman avulla tehdyistä hauista parhaaksi todettiin ksenon-129 -isotooppiin pohjautuva ionikoktaili, josta valittiin taulukossa 8 esitetyt ionit.

Taulukossa 8 esitetyn ionikoktailin ja koktaileja kartoittavan tietokoneohjelman antamien muiden ehdotusten perusteella on todettava, että tämänhetkisellä laitteistolla ei ole mahdollista toteuttaa vaatimukset täyttävää ionikoktailia. Koktailien raskaimpien aineiden varausasteet ovat niin suuria, että ECR-ionilähteistä ei saada riittävän intensiivistä suihkua. Tämän vuoksi käytössä olevaa laitteistoa on parannettava. Vuoden 2003 aikana Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa onkin parannettu suihkulinjan diagnostiikkaa ja kokeiltu ECR-ionilähteen korkeiden varausasteiden intensiteetin lisäämistä käyttämällä kahta mikroaaltotaajuutta plasman lämmitykseen.

Taulukko 8: Löydetyistä ksenoniin pohjautuvista ionikoktaaleista parhaiten JYFL:ssä käytettäväksi soveltuu koktaili, jolle $m/q = 3.49$ ja $E/A = 10.7$ MeV/u. Koktaili on suunniteltu toteutettavaksi siten, että rautasuihku tuotetaan 6.4 GHz:n ionilähteellä ja loput ionit 14.5 GHz:n ionilähteellä. Pii ja krypton ovat 0.23 %n päässä toisistaan, mutta ionit pystytään erottamaan toisistaan virittämällä syklotroni hieman ohi halutusta piikistä. Typen kantama on riittävän suuri, että säteilytystä voidaan tehdä nollakulman lisäksi 45° ja 60° kulmista. Piillä säteilytystä voidaan tehdä 0° ja 45° kulmista. Muilla ioneilla voidaan säteilyttää vain nollakulmasta.

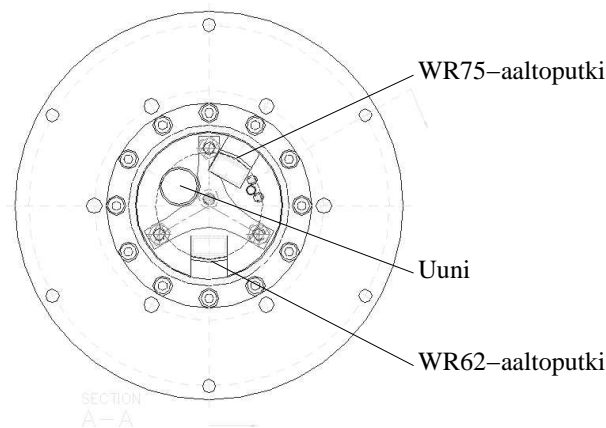
Käytetty ioni	Suhteellinen m/q-poikkeama [%]	Energia [MeV]	LET [MeV/(mg/cm ²)]	Kantama piissä [μm]
¹⁴ N ⁴⁺	-4.839	148	1.7	234
²⁸ Si ⁸⁺	-3.790	297	5.9	148
⁵⁶ Fe ¹⁶⁺	-3.451	594	17.3	114
⁸⁴ Kr ²⁴⁺	-3.560	891	30.5	111
¹²⁹ Xe ³⁷⁺	0.000	1380	57.4	101

5.3 Kahdella taajuudella lämmittämisen testaus

Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksella tehtiin maaliskuussa 2003 testejä käyttäen kahta eri mikroaaltotaajuutta samanaikaisesti plasman lämmittämiseksi [33]. Testit tehtiin kiihdytinlaboratorion pääasiallisessa käytössä olevalla 14.5 GHz:n ionilähteellä. Primaaritaajuus ionilähteeseen saadaan 2.45 kW:n klystronista, joka toimii kiinteällä taajuudella. Mikroaallot ohjataan ionilähteeseen WR62-aaltoputkella. Säädetävissä oleva sekundaarinen mikroaaltotaajuus tuotettiin ANL:stä lainassa olevalla 500 W:n TWTA-vahvistimella (Travelling Wave Tube Amplifier), jota ohjattiin 10.8 ja 13.0 GHz:n välillä säädetävissä olevalla oskillaattorilla. TWTA oli kytkettynä ionilähteeseen WR75-aaltoputkella, joka oli 150° kulmassa WR62-aaltoputkeen nähden (ks. kuva 29). Ionilähteen injektio päätä jouduttiin muokkaamaan toisen aaltoputken liittämiseksi.

Mittaukset suoritettiin 10 kV:n ekstraktiojännitteellä ja puller-elektrodi oli asetettuna nolla-potentiaaliin. Pullerin jälkeen suihku fokuoitiin käyttäen Einzel-lissää ja solenoidia. Ionilähteestä saatava suihku analysoitiin käyttäen dipolimagneettia ja 20 mm kollimaattorin jälkeen suihkulinjaan laitettua Faradayn kuppia. Intensiteetti määritettiin mittaamalla Faradayn kupista saatavaa virtaa. Kaikki mainitut virran arvot on määritetty siten, että suihkulinjan ionioptiset komponentit on optimoitu suurimman virran saamiseksi.

Kahden lämmitystaajuuden vaikutusta testattiin hapella, argonilla, ksenonilla ja



Kuva 29: 14.5 GHz:n ECR-ionilähteen uusi injektio.

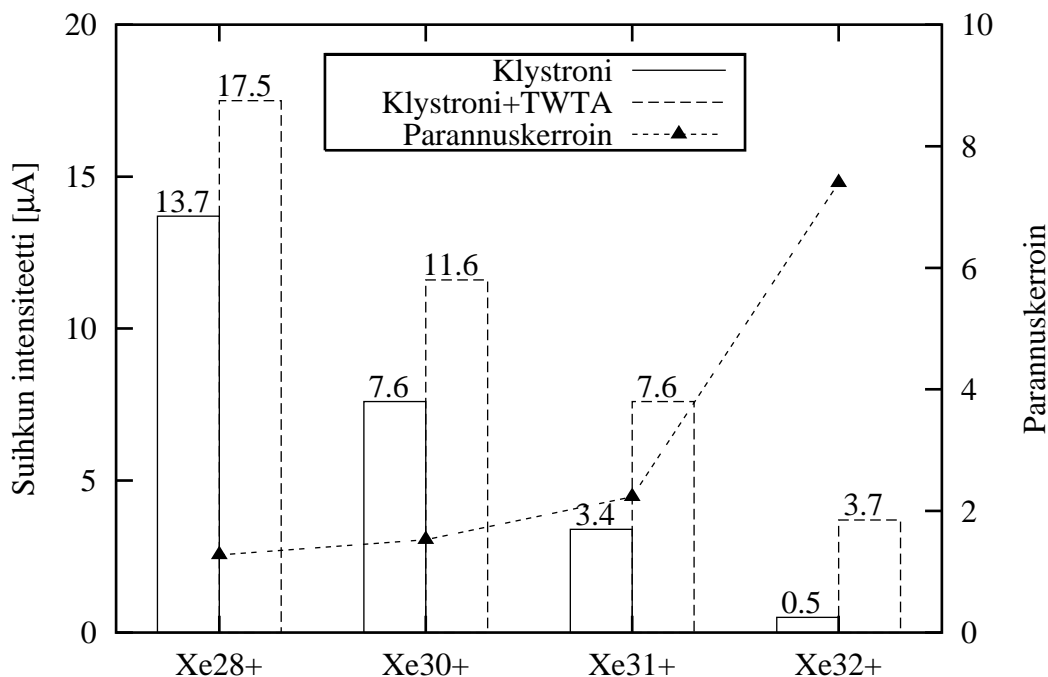
raudalla. Rauta-suihku tuotettiin MIVOC-menetelmää käyttäen. Esimerkiksi O^{7+} -suihkulla havaittiin selvä suorituskyvyn parannus: ionivirta oli $210 \mu A$, kun ionilähteeseen syötettiin 800 W tehoa 14.5 GHz:n mikroaaltolina ja 200 W TWTA:ta käyttäen. Mittauksissa havaittiin, että optimaalinen sekundaaritaajuus oli 11.10 GHz. Aikaisempi intensiteettiennätys O^{7+} -ionilla oli $183 \mu A$. Mittauksessa havaittiin myös, että ionisuihku oli stabiilimpi käytettäessä kahta lämmitystaajuutta.

Toisena aineena testattu argon antoi vastaavia tuloksia: Ar^{14+} -suihkun intensiteetti kasvoi 1.4-kertaiseksi ($35 \mu A$:sta $48 \mu A$:iin), Ar^{16+} -suihkun intensiteetti kasvoi 2.1-kertaiseksi ($4.7 \mu A$:sta $10.1 \mu A$:iin). Mittauksissa primaarisen mikroaaltotaajuuden teho oli 800 W kun TWTA ei ollut käytössä ja 770 W (Ar^{14+}) tai 870 W (Ar^{16+}) kahdella taajuudella lämmitettäessä. Sekundaariset mikroaaltotehot olivat vastaavasti 190 W ja 120 W. Optimaaliset mikroaaltotaajuudet olivat 11.66 GHz ja 11.72 GHz. Näillä säädöillä saatiin kussakin tapauksessa suurin virran intensiteetti.

Raudan tapauksessa kahdella taajuudella lämmittämisen optimaalinen sekundaaritaajuus oli 11.39 GHz. Virran intensiteettiä mitattiin Fe^{13+} -, Fe^{15+} - ja Fe^{17+} -ioneille. Kahdella taajuudella plasmaa lämmitettäessä ionilähteen suorituskyky oli 1.2 – 1.9 kertaa parempi kuin vain yhtä mikroaaltotaajuutta käytettäessä.

Ksenonilla (^{136}Xe) tehdyissä mittauksissa kahdella taajuudella lämmittämisen aiheuttama suhteellinen intensiteetin parannus oli selvästi suurempi kuin argonilla ja hapella. Ksenonilla tehdyissä mittauksissa TWTA:n antaman mikroaaltotehon taajuuden optimi oli 11.39 GHz. Kuvassa 30 on esitettyä ionilähteestä saadut virran intensiteetit eri

varausasteille sekä yhdellä taajuudella lämmitettäessä että kahdella taajuudella lämmitettäessä. Kuvassa on esitettyä myös näiden intensiteettien suhde eli parannuskerroin.

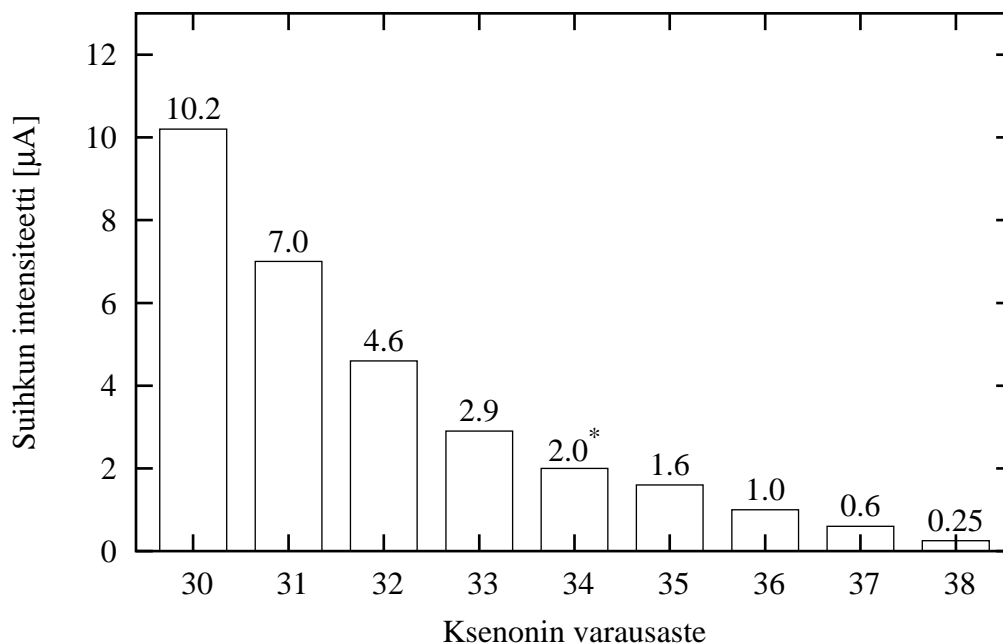


Kuva 30: Jyväskylän yliopiston 14.5 GHz:n ECR-ionilähteen suorituskyky kahdella taajuudella lämmitettäessä verrattuna yhdellä taajuudella tapahtuvaan lämmitykseen ksenon-136-ionilla. Suhteellinen suorituskyky TWTA:n kanssa on huomattavasti parempi korkeilla varausasteilla.

Ksenonin korkeiden varausasteiden tuoton suuri parannus on säteilytystestien kannalta merkittävä tulos, sillä tyypillisesti raskaiden alkuaineiden massa-varaussuhteen riittävän pieneksi saaminen ei ole helppoa. Aikaisemmin esitetyn laskun mukaan yli 100 μm :n kantaman saamiseksi ^{136}Xe -ioneille, olisi hiukkaskiihdyttimellä käytettävän varausasteen oltava 39+. Vaikka kuvan 30 mukaan näin korkeiden varausasteiden tuotto on todennäköisesti erittäin pientä, on kuitenkin oleellista, että TWTA:lla saavutettu suhteellinen parannus on suurin juuri korkeasti varatuilla ioneilla.

Jotta $^{129}\text{Xe}^{37+}$ -ionin tuottoa JYFL 14.5 GHz ECRIS -ionilähteellä TWTA-vahvistimen kanssa voitaisiin arvioida, on tarkasteltava LBNL:n AECR-U -ionilähteen suorituskykyä. Ominaisuuksiltaan ja rakenteeltaan AECR-U -ionilähde on erittäin lähellä Jyväskylän 14.5 GHz:n ionilähdettä. Sen kestopagneettien remanenssi on 1.3 T, magneettikentän minimi on 0.4 T. Ekstraktion kenttä on 0.7 ja 1.1 T välillä ja injektion kent-

tä 1.0 ja 1.7 T välillä. Myös LBNL:n AECR-U -ionilähteellä käytetään kahta mikroaaltotaajuutta (14 GHz:n ja 10 GHz:n kiinteät mikroaaltotaajuudet) plasman lämmitykseen. Kuvassa 31 on esitettyä ^{136}Xe -ionien eri varausasteiden tuotto AECR-U -ionilähteellä. [50]



Kuva 31: Berkeleyn kansallisessa laboratoriossa mitattu ^{136}Xe -ionin tuotto AECR-U -ionilähteellä. (*Varausasteen 34+ suihkun intensiteetti on intrapoloitu, sillä todellista virtaa ei ole voitu mitata.) [50]

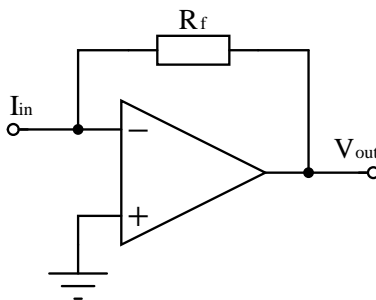
Koska AECR-U -ionilähde on hyvin samankaltainen Jyväskylän 14.5 GHz:n ionilähteen kanssa ja ksenon-136:n varausasteiden 30+, 31+ ja 32+ tuotto on kahdella taajuudella lämmitettäessä Jyväskylässä ollut lähes sama kuin Berkeleyssä (ks. kuvat 30 ja 31), voidaan olettaa että myös korkeampien varausasteiden tuotto JYFL:ssä mukaillee LBNL:n tuloksia. Tällä perusteella voidaan arvioida, että suunnitellussa ionikoktailissa tarvittavaa ksenonin varausastetta 37+ saataneen JYFL:n 14.5 GHz:n ECR-ionilähteestä noin 100 nA. Koska syklotronin hyötysuhde ionivirran läpimenon suhteen on noin 5 %, voidaan olettaa että kiihdyttimen jälkeen $^{129}\text{Xe}^{37+}$ -ionivirran intensiteetti on noin 5 nA. Todennäköisesti ionikoktailia ECR:llä tuotettaessa ei virran intensiteetti ole näin hyvä, joten kiihdytinlaboratoriossa on varauduttava huomattavasti pienempien suihkujen käyttöön.

5.4 Integroiva pikoampeerimittari

Kiihdytinlaboratorion diagnostiikkalaitteiston ominaisuuksilla on suuri vaikutus käytössä oleviin varausasteisiin. Koska RADEF:n tekemissä säteilytyksissä ei tarvita suuria ionivirtoja, voidaan ECR-ionilähteistä saatavia pieni-intensiteettisiä korkeiden varausasteiden ionivirtoja käyttää. Näiden heikkojen suihkujen virittämisen ehtona on kuitenkin, että ionivirta on pystyttävä mittaamaan. Käytännössä säteilytyksissä voidaan käyttää entistä korkeampia varausasteita pelkästään parantamalla virranmittauksen erotuskykyä. Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa virranmittauksen erotuskykyä parannettiin kehittämällä uudentyyppinen virtamittari.

5.4.1 Pikoampeerimittari

Tyypillisesti pieniä virtoja on mitattu käyttäen operaatiovahvistinkytkentöjä, jotka toimivat virta-jännitemuuntimina. Tavallisin virranmittaukseen käytetty kytkentä, niin sanottu *pikoampeerimittari* hyödyntää vastuksen yli tapahtuvaa jännitehäviötä $U = RI$. Kytkennässä suuren takaisinkytkentävastuksen avulla muutetaan pieni sisääntuleva virta mitattavan suuruiseksi jännitteeksi. Piirin kytkentäkaavio on kuvassa 32.



Kuva 32: Pikoampeerimittarin kytkentäkaavio.

Tarkastellaan nyt pikoampeerimittarin toimintaa: Jos sisääntulosta tulee virta I_{in} , on saman virran mentävä takaisinkytkentävastuksen R_f läpi, sillä operaatiovahvistimen sisään ei mene virtaa. Koska operaatiovahvistimen Ei-invertoiva sisäänmeno(+) on kytketty maahan, on takaisinkytkennän ansiosta myös invertoivassa sisäänmenossa(−) potentiaali 0 V. Näin operaatiovahvistimen ulostulossa on jännite [19]

$$V_{out} = R_f I_{in}. \quad (39)$$

Mittarin herkkyyttä voidaan siis säätää yksinkertaisesti muuttamalla takaisinkytkentävastusta. Jos esimerkiksi haluttaisiin mitata pikoampeerin suuruusluokkaa olevia virtoja, olisi takaisinkytkentävastuksen oltava $1 \text{ G}\Omega$ luokkaa. Vaikka suuri takaisinkytkentävastus tuo herkkyuden kytkennälle, liittyy siihen kuitenkin ongelmia.

Kaikissa resistiivisissä komponenteissa muodostuu kohinaa. Tätä kohinaa kutsutaan Johnson-kohinaksi tai termiseksi kohinaksi. Johnson-kohinan suuruus on verrannollinen resistanssin R neliöjuureen

$$V_n = \sqrt{4k_B T R \Delta f}, \quad (40)$$

missä k_B on Boltzmannin vakio, T on lämpötila ja Δf on kaistanleveys [51]. Todellisten vastusten kohinat ovat kuitenkin aina tätä fundamentaalista alarajaa suurempia. Esimerkiksi $1 \text{ G}\Omega$ vastus aiheuttaa huoneenlämpötilassa 10 kHz kaistalle Johnsonin kaavan mukaan $400 \mu\text{V}$ kohinan.

Piireissä, joissa kulkee pieniä virtoja on otettava huomioon myös toista alkuperää oleva kohina: rae-kohina (engl. shot-noise tai schottky-noise) on peräisin sähkövirran diskreettisyydestä ja siksi se on läsnä aina. Se on merkittävä vain pienillä virroilla. Kohina-virta

$$I_n = \sqrt{2Ie\Delta f}, \quad (41)$$

missä I on keskimääräinen virta, e on alkeisvaraus ja Δf on kaistanleveys [51]. Esimerkiksi 10 pA virrassa on 10 kHz kaistalla 0.2 pA rae-kohina.

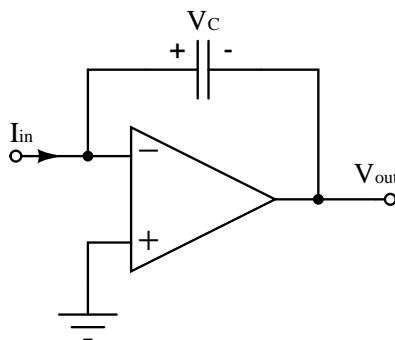
Johnson-kohina ja rae-kohina aiheuttavat sen, että pikoampeerimittarin ulostulossa on paljon kohinaa. Tästä päästään eroon keskiarvoistamalla, eli rajaamalla kaistanleveyttä. Usein kaistanleveyttä joudutaan rajaamaan todella paljon, että mittarin lukemasta saadaan pysyvä. Käytännössä tämä tarkoittaa sitä, että mittarista saadaan uusi lukema esimerkiksi vain kerran sekunnissa.

5.4.2 Integroiva kytkentä

Toinen tapa toteuttaa pieniä virtoja mittaava kytkentä on käyttää integroivaa operaatiovahvistinkytkentää, jonka kytkentäkaavio on esitetty kuvassa 33.

Piirin toiminta perustuu kondensaattorin ominaisuuksiin. Koska kondensaattorin yli oleva jännite

$$V_C = \frac{1}{C} \cdot Q, \quad (42)$$



Kuva 33: Integroiva operaatiovahvistinkytkeä.

saadaan derivoimalla, että

$$\frac{dV_C}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dq}{dt}. \quad (43)$$

Integroimalla nyt molemmat puolet ajan suhteen saadaan

$$V_C = \frac{1}{C} \int I dt. \quad (44)$$

Koska operaatiovahvistimen takaisinkytkentä pyrkii pitämään vahvistimen sisäänmenot samassa jännitteessä, on tässä kytkennässä operaatiovahvistimen ulostulossa siis jännite $V_{out} = -V_C$.

Jos integrointi alkaa jännitteestä $V_{out} = 0$ ja virta on vakio I_{in} , saadaan lauseke muotoon

$$V_{out} = -\frac{1}{C} I_{in} T, \quad (45)$$

missä T on integrointiaika. Kiinteän ajan verran integroitaessa virtaa, on operaatiovahvistimen ulostulo suoraan verrannollinen virran keskimääräiseen arvoon.

Integroivan virtamittarin suorituskyky on huomattavasti perinteistä pikoampeerimittaria parempi, sillä vastuksien puuttumisen vuoksi siinä ei esiinny ollenkaan Johnsonkohinaa. Integroinnista johtuvan keskiarvoistuksen vuoksi myös rae-kohina pienenee pikoampeerimittariin verrattuna ja signaalissa oleva pieni huojuntakin keskiarvoistuu pois. Tyypillisesti integrointiaika valitaan 20 ms monikerraksi, jolloin myös 50 Hz:n verkkojännitehurina saadaan eliminoitua keskiarvoistuksella.

5.4.3 Suorituskyky

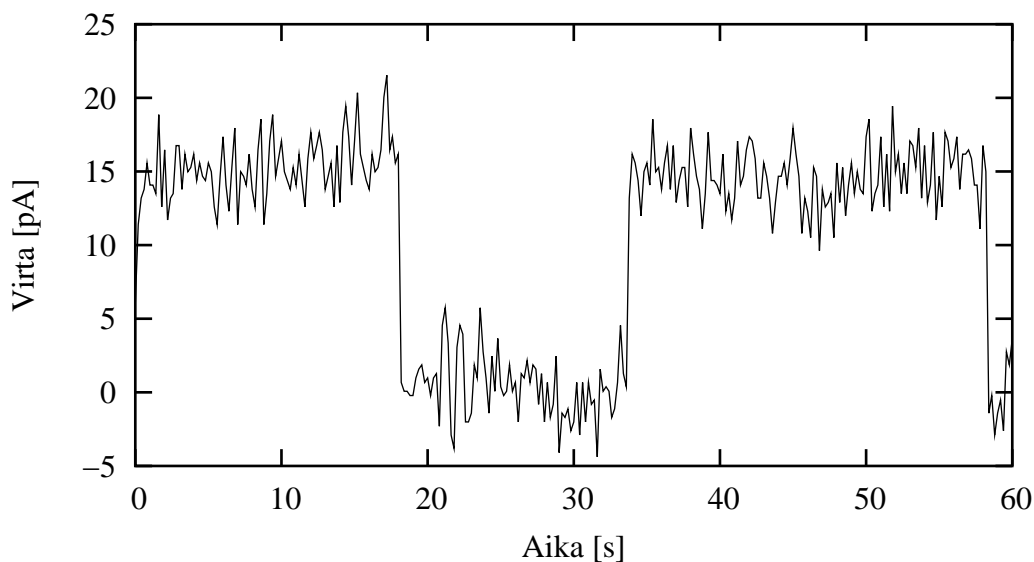
Edellä esitettyyn tekniikkaan perustuvaa virtamittaria on kehitetty Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksella vuoden 2003 aikana ja sen prototyypillä on tehty jo testejä

vakiovirtalähteillä elektroniikkalaboratoriossa ja kiihdytetyillä ionivirroilla suihkulinjassa. Tehtyjen mittausten mukaan uudella virtamittarilla voidaan laboratoriossa mitata pieniä virtoja jopa alle 1 pA:n resoluutiolla ja kohinalla.

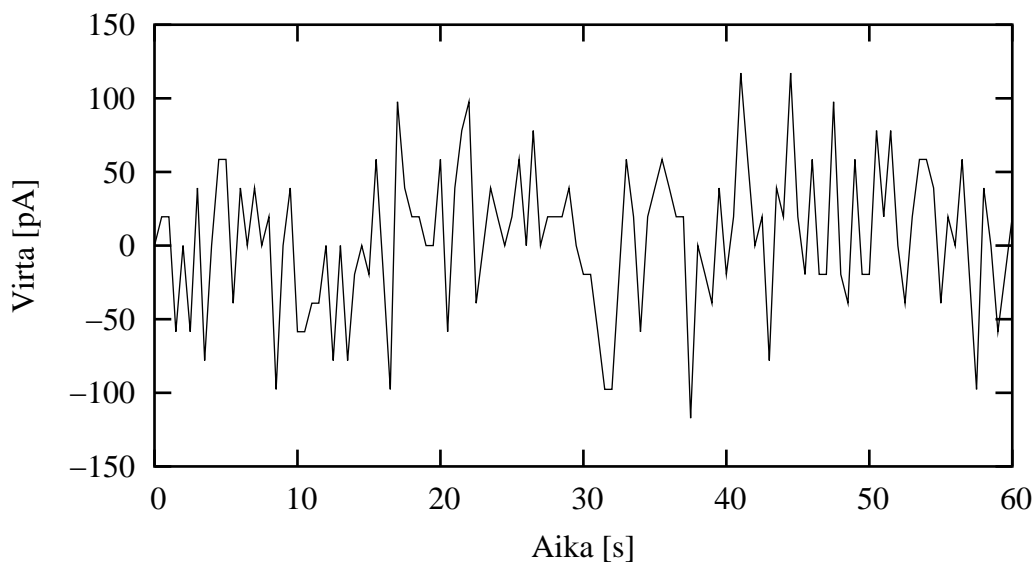
Titaanilla suihkulinjassa tehtyjen testiajojen mukaan 5 Hz:n mittaustaajuudella signaalin rms-kohina (neliöllinen keskipoikkeama) on noin 2.48 pA, kun signaalin suuruus on noin 15 pA (ks. kuva 34). Samassa mittauksessa todettiin myös, että signaalin kohina oli noin 13 pA, kun signaalin suuruus oli 1190 pA. Mittauksissa käytetty ionisuihku oli $^{46}\text{Ti}^{10+}$ 207 MeV:n energialla.

Vanhan virranmittausjärjestelmän erotuskyky oli sitä luokkaa, että 1 nA:n virtaa mitattaessa lukeman huojunta oli tyypillisesti noin 100 pA. Siten käytännössä alle nanoampeerin luokkaa olevia virtoja ei voitu virittää käyttöön syklotronilla. Kuvassa 35 nähdään vanhan virranmittausjärjestelmän taustakohina, kun mittarilla mitataan tyhjää Faradayn kuppia. Kuvasta nähdään, että pelkästään taustakohinan vuoksi ei vanhalla virranmittausjärjestelmällä voida mitata yhtä pieniä virtoja kuin uudella mittarilla. Uuden virranmittausjärjestelmän avulla voidaankin syklotronilla ottaa käyttöön pienimmillään jopa kymmenen pikoampeerin ionisuihku.

Integroivaa virranmittausta ja rakennettua mittarin prototyyppiä kuvataan tarkemmin mittaria kehittäneen Petteri Lappalaisen Pro Gradu -tutkielmassa [52].



Kuva 34: Yhden minuutin mittaus uudella virtamittarilla suihkulinjasta, kun suihkulinjassa ajettiin noin 15 pA titaani-ionivirtaa. Ionisuihku katkaistiin kesken mittausjakson, jotta mittauksen nollassa olisi nähtävissä. Kuvasta nähdään selvästi, että signaalin kohina on riittävän alhainen jopa 5 pA ionisuihkun mittaukseen. Mittaustaajuus oli 5 Hz



Kuva 35: Yhden minuutin mittaus vanhalla virranmittausjärjestelmällä näyttää, että pohjakohina on keskimäärin noin 50 pA luokkaa, kun mittaustaajuus on 2 Hz. Ionisuihkua mitattaessa kohina on vielä suurempi.

6 Päätelmät

Pintaliitoskomponenttien säteilytystä ei ole ollut mahdollista tehdä Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratorion RADEF-aseamalla. Vuoden 2003 aikana tehdyn kehitystyön ansiosta on kuitenkin mahdollista, että RADEF-aseamalla voidaan aloittaa lähitulevaisuudessa myös pintaliitoskomponenttien rutiininomainen säteilytystestaus.

Kun 14.5 GHz ECR-ionilähde varustetaan TWTA-vahvistimella, saadaan korkeimpien varausasteiden tuottoa tehostettua jopa 10-kertaiseksi. Näin ECR-ionilähteeltä voidaan saada myös raskaita ioneja, joiden massa-varaussuhde on alle 3.55. Lisäksi kehitetty integroivan virtamittarin avulla voidaan yhä heikompia ionisuihkuja virittää kiihdytettäväksi syklotronilla. Uuden virtamittarin ja TWTA-vahvistimen ansiosta Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratoriossa saadaan käyttöön erittäin korkeita varausasteita myös raskaista ioneista. Näiden saavutusten ansiosta saadaan JYFL:n K-130 -syklotronilla kiihdytettyä myös raskaita ioneja riittävään energiaan 100 μm :n kantaman saavuttamiseksi piissä.

Raskaiden ionien korkeiden varausasteiden käyttöönoton myötä saadaan uusia ionikoktaileja säteilytystestaukseen. Uusien koktailien ionien kantama toteuttaa ESA:n pintaliitoskomponenttien säteilytykselle asettamat vaatimukset. Koktailien ionien LET-arvot kattavat myös laajan alueen. TehdYN tutkimuksen mukaan parhaiten RADEF:in käyttöön soveltuu koktaili, joka koostuu seuraavista ioneista: $^{14}\text{N}^{4+}$, $^{28}\text{Si}^{8+}$, $^{56}\text{Fe}^{16+}$, $^{84}\text{Kr}^{24+}$ ja $^{129}\text{Xe}^{37+}$. Kyseistä koktailia ei ole vielä kokeiltu käytännössä, sillä ksenonin varausastetta $37+$ ei saada tuotettua ilman TWTA-vahvistinta.

Vuoden 2003 aikana tehdyn kehitystyön merkitys Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen ja RADEF-aseaman kannalta on tärkeä. Uusien mahdollisuuksien myötä Jyväskylän kiihdytinlaboratorio on ainoa paikka Euroopassa, missä on avaruuselektroniikan säteilytykseen tarkoitettu asema valmiina ja riittävän energettisiä ioneja pintaliitoskomponenttien säteilytystä varten. Näin RADEF nousee Euroopassa erittäin tärkeäksi avaruuselektroniikan testaajaksi. ESA:n kanssa ollaankin tekemässä viiden vuoden mittaista sopimusta RADEF-aseaman käytöstä ESA:n testeissä.

RADEF-aseaman saaman huomion ansiosta ESA on esittänyt toivomuksen laajentaa asemaa tulevaisuudessa myös protoneilla ja neutroneilla tapahtuvaa säteilytystä varten. Jyväskylän yliopiston fysiikan laitoksen ja RADEF:in kannalta on tärkeää, että ESA on kiinnostunut tukemaan kehitystyötä myös tulevaisuudessa.

Viitteet

- [1] C. Tranquille, *Solar proton events and their effects on space systems*, Radiat. Phys. Chem. 43, 1994, s. 35.
- [2] E.R. Priest, *Solar magnetohydrodynamics*, D. Reidel Publ. Co, 1982.
- [3] *Space Physics Interactive Data Resource 2*, <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>, National Geophysical Center, viitattu 16.6.2003.
- [4] J. Timonen, *Ionisoiva säteily*, kolmas painos, Jyväskylän yliopisto, 1990
- [5] W. Heinrich, *Cosmic rays and their interactions with the geomagnetic field and shielding material*, Radiat. Phys. Chem. 43, 1994, s. 19.
- [6] H. C. Ohanian, *Physics*, 2nd edition, W. W. Norton & Co. 1989.
- [7] E. J. Daly, *The radiation belts*, Radiat. Phys. Chem. 43, 1994, s. 1.
- [8] W. Heinrich, A. Spill, *Geomagnetic shielding of cosmic rays for different satellite orbits*, J. Geophys. Res. 84, 1979, s. 4401.
- [9] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, 1974.
- [10] J. Dauphin, *Radiation effects in materials*, Radiat. Phys. Chem. 43, 1994, s. 47.
- [11] L. Marton, C. Marton, *Methods of Experimental Physics: vol. 17, Atomic Physics/Accelerators*, Academic Press, 1980, luvut 1 ja 2.
- [12] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, 1984.
- [13] J. F. Ziegler, *SRIM*, <http://www.srim.org/>, 16.5.2003.
- [14] J. F. Ziegler, *The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter*, Rev. Appl. Phys. 85, 1999, s. 1249.
- [15] ICRU Report 37, *Stopping Powers for Electrons and Positrons*, 1984.
- [16] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, 1986.
- [17] V. Touboltsev, *Accelerator based condensed matter physics*, Luentomuistiinpanot, Jyväskylän yliopisto, syksy 2003.
- [18] O. Musseau, *Charge collection and SEU mechanisms*, Radiat. Phys. Chem. 43, 1994, s. 151.
- [19] A. R. Hambley, *Electronics*, 2nd edition, Prentice Hall, 2000.
- [20] I. S. Grant, W. R. Phillips, *Electromagnetism*, Wiley & Sons, 1990.
- [21] R. Geller, *Proceedings of the International Conference on ECR Ion Sources and their applications*, East Lansing, NSCL Report #MSUCP-47, 1987, s. 1.

- [22] R. Geller, *ECRIS: The Electron Cyclotron Resonance Ion Sources*, Annual Review of Nuclear Particle Science, Vol 40, 1990, s. 15.
- [23] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, IOP Publishing, 1996.
- [24] A. G. Drentje, *Recent developments with KVI ECR-source*, Proceedings of the 6th International Workshop on ECR Ion Sources, Berkeley, 1985, s. 73.
- [25] T. A. Antaya, Proceedings of the International Conference on ECRIS, 1988.
- [26] G. Melin, A. G. Drentje, A. Girard, D. Hitz, *Ion behavior and gas mixing in ECR plasmas as sources of highly charged ions*, J. Appl. Phys. 86, 1999, s. 4772.
- [27] O. Tarvainen, H. Koivisto, P. Suominen, *Effect of the gas mixing technique on the production efficiency of ion beams extracted from an ECR ion source*, julkaisemat, 2003.
- [28] R. C. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics*, 55th edition, CRC Press, 1974-1975.
- [29] C. M. Lyneis, *Operational Performance of the LBL 88-inch Cyclotron with an ECR source*, Proceedings of the 11th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Tokyo, 1987, s. 707.
- [30] G. Melin, ym., *Recent Developments and Future Projects on ECR Ion Sources at Grenoble*, Proceedings of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources, Oak Ridge National Laboratory, 1990, s. 1.
- [31] Z. Q. Xie, C. M. Lyneis, *Improvements on the LBL AECS source*, Proceedings of the 12th International Workshop on ECR Ion Sources, Riken, Japan, 1995, s. 24.
- [32] R. C. Vondrasek, R. H. Scott, R. C. Pardo, *Two frequency operation of the Argonne ECR Ion Source*, The 15th International Workshop on ECR Ion Sources, Jyväskylä, Finland, 2002, s. 63.
- [33] O. Tarvainen, P. Suominen, A. Virtanen, H. Koivisto, R. C. Vondrasek, *Two frequency heating results with the JYFL 14 GHz ECR ion source*, julkaisemat.
- [34] P. D. Townsend, J. C. Kelly, N. E. W. Hartley, *Ion Implantation, Sputtering and their Applications*, Academic Press, 1976.
- [35] T. Nakagawa, T. Kageyama, E. Ikezawa, M. Hemmi, Y. Miyazawa, *Recent*

- developments of Riken ECR ion sources*, Proceedings of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources, Oak Ridge National Laboratory, 1990, s. 163.
- [36] R. Harkewicz, P. J. Billquist, J. P. Greene, J. A. Nolen Jr, R. C. Pardo, *Ion plasma sputtering as a method of introducing solid material into an ECR ion source*, Rev. Sci. Instr. 66, 1995, s. 2883.
- [37] H. Koivisto, J. Ärje and M. Nurmi, *Metal ion beams from an ECR ion source using volatile compounds*, Nucl. Instr. and Meth. B94, 1999, s. 291.
- [38] P. Heikkinen, *Cyclotrons*, Proceedings of The CERN Accelerator School: 5th General Accelerator Physics Course, Jyväskylä, Finland, 1992, s. 805.
- [39] ESA/SCC Basic Specification No. 25100, *Single Event Effects Test Method and Guidelines*, 1995.
- [40] T. Kuo, R. Baartman, G. Dutto, S. Hahto, J. Ärje, E. Liukkonen, *H⁻ source development for Jyväskylä Cyclotron*, Proceedings of The 16th International Conference on Cyclotrons and their Applications, East Lansing, 2001.
- [41] J. Ärje, V. Nieminen, J. Choinski, T.A. Antaya, *Status of JYFL-ECRIS at University of Jyväskylä*, Proceedings of the 10th International Workshop on ECR Ion Sources, ORNL, 1990, s. 343.
- [42] H. Koivisto, ym., *The first results with the new JYFL 14 GHz ECR ion source*, Nucl. Instrum. and Meth. B 174, 2001, s. 379.
- [43] H. Koivisto, M. Moisio, J. Ärje, V. Touboltsev, *Upgraded 6.4 GHz ECRIS for materials science projects at JYFL*, The 15th International Workshop on ECR Ion Sources, JYFL, 2002.
- [44] M. Rinta-Nikkola, *K130-syklotronin operointiarvojen numeerinen määrittäminen*, Lisensiaattitutkielma, Jyväskylän yliopisto, 1994.
- [45] E. Liukkonen, *New Cyclotron at Jyväskylä*, Proceedings of the 13th International Conference on Cyclotrons and Their Applications, Vancouver, 1992, s. 22.
- [46] A. Virtanen, J. Hyvönen, K. Ranttila, I. Rekikoski and J. Tuppurainen, *Heavy ion and proton test site at JYFL-accelerator laboratory*, Nucl. Instr. Meth. A 426, 1999 s. 68.
- [47] R. Harboe, F.-X. Guerre, J.-G. Loquet, C. Tizon, *Heavy-Ion Single Event Effects Testing of Lead-On-Chip Assembled High-Density Memories*, IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference, Monterey, California, 2003.

- [48] G. Audi and A. H. Wapstra, *The 1995 update to the atomic mass evaluation*, Nucl. Phys. A 595 1995, s. 409-480.
- [49] G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius, W. Seelmann-Eggebert, *Chart of Nuclides*, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [50] Z. Q. Xie, C. M. Lyneis, *Performance of the Upgraded AUCR Ion Source*, Proceedings of the 13th International Workshop on ECR Ion Sources, 1997, s. 16.
- [51] M. Lehtonen, T. Niemi, P. Wallin, *Mittaustekniikan perusteet*, Helsingin Teknillinen Korkeakoulu, Mittaustekniikan laboratorio, 2002.
- [52] P. Lappalainen, Pro Gradu -tutkielma, Jyväskylän yliopisto, julkaisematon.

A Ionikoktaileja hakevan ohjelman tulosteita

Ionikoktaileja hakevan ohjelman tulosteessa on kullakin rivillä esitetty yksi ionikoktailiin kuuluva ioni. Ensimmäisenä on atomin kemiallinen merkki ja isotoopin massa. Toisessa palstassa ionin varausaste. Kolmas palsta sisältää massa-varaussuhteen. Neljännessä palstassa on massa-varaussuhteen suhteellinen poikkeama vertailuionista promilleina. Viidennessä palstassa on isotoopin suhteellinen runsaus luonnossa. Viimeisenä tulosteessa on ionin energiajätö ja kantama piissä, kun se on kiihdytetty Jyväskylän kiihdytinlaboratorion syklotronilla maksimienergiaan $130 \text{ MeV} \cdot Q^2/A$.

Tässä liitteessä on esitetty parhaat tietokoneohjelman esittämistä hopeaan, telluriumiin ja xenoniin perustuvista ionikoktaileista.

Mg-24,	q=7,	m/q=3.42588,	diff=-6.807,	78.99%,	let=4.34,	R=173.06
Al-27,	q=8,	m/q=3.37214,	diff=8.987,	100.00%,	let=4.97,	R=178.51
S -34,	q=10,	m/q=3.39623,	diff=1.906,	4.21%,	let=7.26,	R=155.70
Ca-44,	q=13,	m/q=3.38064,	diff=6.490,	2.09%,	let=10.64,	R=143.65
Ti-48,	q=14,	m/q=3.42430,	diff=-6.342,	73.80%,	let=12.77,	R=130.81
Cr-54,	q=16,	m/q=3.37063,	diff=9.432,	2.37%,	let=14.56,	R=135.83
Fe-54,	q=16,	m/q=3.37067,	diff=9.418,	5.80%,	let=16.62,	R=121.23
Ni-58,	q=17,	m/q=3.40741,	diff=-1.378,	68.08%,	let=19.19,	R=115.50
Ni-61,	q=18,	m/q=3.38451,	diff=5.353,	1.14%,	let=19.05,	R=123.55
Cu-65,	q=19,	m/q=3.41670,	diff=-4.108,	30.83%,	let=20.20,	R=120.76
Zn-68,	q=20,	m/q=3.39569,	diff=2.066,	18.80%,	let=21.44,	R=121.84
Kr-82,	q=24,	m/q=3.41251,	diff=-2.877,	11.60%,	let=29.82,	R=114.21
Kr-86,	q=25,	m/q=3.43587,	diff=-9.742,	17.30%,	let=30.01,	R=117.92
Mo-92,	q=27,	m/q=3.40340,	diff=-0.201,	14.84%,	let=38.08,	R=103.18
Mo-95,	q=28,	m/q=3.38894,	diff=4.049,	15.92%,	let=37.92,	R=107.58
Mo-96,	q=28,	m/q=3.42461,	diff=-6.434,	16.68%,	let=38.29,	R=106.17
Mo-98,	q=29,	m/q=3.37550,	diff=8.001,	24.13%,	let=37.78,	R=111.98
Ag-109,	q=32,	m/q=3.40272,	diff=0.000,	48.16%,	let=45.55,	R=106.29
Mg-25,	q=7,	m/q=3.56885,	diff=-8.285,	10.00%,	let=4.59,	R=159.37
S -32,	q=9,	m/q=3.55190,	diff=-3.495,	95.02%,	let=7.68,	R=128.78
Ti-46,	q=13,	m/q=3.53426,	diff=1.487,	8.00%,	let=13.26,	R=115.07
Ti-50,	q=14,	m/q=3.56693,	diff=-7.742,	5.40%,	let=13.40,	R=122.02
Cr-50,	q=14,	m/q=3.56702,	diff=-7.768,	4.34%,	let=15.52,	R=108.29
Cr-53,	q=15,	m/q=3.52882,	diff=3.024,	9.50%,	let=15.33,	R=118.06
Fe-57,	q=16,	m/q=3.55791,	diff=-5.193,	2.20%,	let=17.64,	R=111.22
Ni-60,	q=17,	m/q=3.52479,	diff=4.164,	26.22%,	let=19.91,	R=109.83
Zn-64,	q=18,	m/q=3.55107,	diff=-3.260,	48.60%,	let=22.44,	R=102.60
Zn-67,	q=19,	m/q=3.52193,	diff=4.972,	4.10%,	let=22.25,	R=109.62
Zn-68,	q=19,	m/q=3.57444,	diff=-9.863,	18.80%,	let=22.59,	R=107.28
Kr-82,	q=23,	m/q=3.56090,	diff=-6.039,	11.60%,	let=30.96,	R=103.67
Mo-100,	q=28,	m/q=3.56757,	diff=-7.923,	9.63%,	let=39.69,	R=101.03
Te-124,	q=35,	m/q=3.53953,	diff=0.000,	4.82%,	let=54.57,	R=101.86
Te-125,	q=35,	m/q=3.56814,	diff=-8.085,	7.14%,	let=54.88,	R=101.06
Te-128,	q=36,	m/q=3.55235,	diff=-3.622,	31.69%,	let=54.71,	R=104.40
Te-130,	q=37,	m/q=3.51043,	diff=8.222,	33.80%,	let=54.25,	R=108.56

N -14,	q=4,	m/q=3.50022,	diff=-4.839,	99.63%,	let=1.65,	R=234.39
Si-28,	q=8,	m/q=3.49656,	diff=-3.790,	92.23%,	let=5.89,	R=147.53
Cl-35,	q=10,	m/q=3.49633,	diff=-3.724,	75.77%,	let=8.37,	R=135.10
Ti-49,	q=14,	m/q=3.49572,	diff=-3.549,	5.50%,	let=13.09,	R=126.25
Cr-52,	q=15,	m/q=3.46215,	diff=6.090,	83.79%,	let=15.01,	R=121.79
Fe-56,	q=16,	m/q=3.49538,	diff=-3.451,	91.72%,	let=17.30,	R=114.36
Co-59,	q=17,	m/q=3.46611,	diff=4.953,	100.00%,	let=18.23,	R=115.69
Cu-63,	q=18,	m/q=3.49554,	diff=-3.495,	69.17%,	let=20.67,	R=110.48
Zn-66,	q=19,	m/q=3.46924,	diff=4.054,	27.90%,	let=21.92,	R=112.09
Kr-80,	q=23,	m/q=3.47407,	diff=2.666,	2.25%,	let=30.31,	R=106.94
Kr-83,	q=24,	m/q=3.45420,	diff=8.370,	11.50%,	let=30.14,	R=112.43
Kr-84,	q=24,	m/q=3.49576,	diff=-3.560,	57.00%,	let=30.46,	R=110.72
Mo-94,	q=27,	m/q=3.47741,	diff=1.707,	9.25%,	let=38.81,	R=100.47
Mo-97,	q=28,	m/q=3.46038,	diff=6.598,	9.55%,	let=38.65,	R=104.82
Mo-98,	q=28,	m/q=3.49607,	diff=-3.648,	24.13%,	let=39.00,	R=103.51
Te-122,	q=35,	m/q=3.48239,	diff=0.278,	2.60%,	let=53.93,	R=103.52
Te-125,	q=36,	m/q=3.46901,	diff=4.118,	7.14%,	let=53.79,	R=106.90
Te-126,	q=36,	m/q=3.49676,	diff=-3.847,	18.95%,	let=54.10,	R=106.04
Te-128,	q=37,	m/q=3.45632,	diff=7.761,	31.69%,	let=53.64,	R=110.28
Te-130,	q=37,	m/q=3.51043,	diff=-7.770,	33.80%,	let=54.25,	R=108.56
Xe-128,	q=37,	m/q=3.45630,	diff=7.769,	1.91%,	let=57.09,	R=101.33
Xe-129,	q=37,	m/q=3.48336,	diff=0.000,	26.40%,	let=57.40,	R=100.49
Xe-132,	q=38,	m/q=3.47061,	diff=3.661,	26.90%,	let=57.26,	R=103.61
Xe-136,	q=39,	m/q=3.48425,	diff=-0.255,	8.90%,	let=57.41,	R=105.90