

ERNEn suurienergiaisten hiukkasten tunnistus ja analysointi

Pro Gradu
Turun yliopisto
Fysiikan ja tähtitieteen laitos
Fysiikka
2011
LuK Osku Raukunen
Tarkastajat:
prof. Eino Valtonen
FK Esa Riihonen

TURUN YLIOPISTO
Fysiikan ja tähtitieteen laitos

Raukunen, Osku: ERNE:n suurienergiaisten hiukkasten tunnistus ja analysointi

Pro Gradu, 51 s.
Fysiikka
Lokakuu 2011

Turun yliopiston Avaruustutkimuslaboratoriossa suunniteltu ERNE-hiukkasilmaisin on suorittanut merkittäviä havaintoja osana SOHO-aurinkotutkimussatelliittia jo vuodesta 1996 lähtien. ERNE:n tavoitteena on auringon suurienergiaisia hiukkasia havaitsemalla saada tietoa koronan koostumuksesta, siellä tapahtuvista hiukkaskiihdytysprosesseista, sekä hiukkasten kulkeutumisesta heliosfäärissä. ERNE koostuu kahdesta erillisestä ilmaisimesta, LEDistä ja HEDistä. Tässä tutkielmassa tarkasteltiin ERNE:n suurien energioiden ilmaisinta HEDiä. Tarkoituksena on tarkentaa analyysiä parantamalla hiukkasten tunnistusmenetelmää ja poistamalla datasta taustakohinaa.

HED koostuu käytännössä seitsemästä ilmaisinkerroksesta, joista viisi ylintä on puolijohdeilmaisimia ja kaksi alinta tuikeilmaisimia. Neljä ensimmäistä ilmaisinta ovat paikkaherkkiä piinauhailmaisimia, joiden avulla saadaan selville hiukkasten tulokulma. Näistä saadaan myös ehto hiukkasen hyväksymiselle: hiukkanen ei saa pysähtyä ennen neljättä kerrosta, jotta tulokulma saataisiin selville.

Hiukkasten tunnistus perustuu niin sanottuun dE - E -menetelmään, jossa hiukkanen kulkee ensin yhden tai useamman ilmaisinkerroksen läpi, joista havaitaan energiahäviö dE , ja pysähtyy sitten kerrokseen josta havaitaan loppuenergia E , josta voidaan käyttää myös nimityksiä residuaalienergia tai jäännösenergia. Käyttämällä Bethen-Blochin kaavaa hiukkasen energiahäviölle väliaineessa tai hiukkasen energian ja kantaman välistä yhteyttä saadaan johdettua yhteys kahden mitatun energian ja hiukkasen massa- tai varausluvun välille.

Tässä tutkielmassa käytettiin kokeellisesti havaittua energian ja kantaman välistä potenssilakia ja tutkittiin siitä saatavaa tunnistusfunktiota niin sanottujen eksponenttioptimoinnin ja energiaoptimoinnin avulla. Eksponenttioptimoinnissa lisättiin kokonaisenergiaan vapaa parametri ja etsittiin tälle sopivin arvo. Energiaoptimoinnissa taas lisättiin sekä kokonaisenergiaan että pysäytyskerroksen energiaan dE -energiasta riippuva termi, ja etsittiin tälle sopivin arvo. Lopputuloksena saatiin kulkelekin kerrokselle optimoitu tunnistusfunktio.

Lisäksi tarkasteltiin signaali-kohinasuhdetta yksinkertaisella ehdolla, jolla hylätään hiukkaset, joiden pysäytysenergian ja kokonaisenergian suhde on tiettyä arvoa pienempi. Havaittiin, että jo pienellä hylkäyskriteerillä saadaan taustakohinaa poistettua tehokkaasti. Lopuksi tarkasteltiin kosmisen säteilyn CNO-ryhmän ja magnesiumin spektrejä ja verrattiin niitä ACE-satelliitin havaintoihin.

Asiasanat: Aurinko, avaruustutkimus, hiukkasanalyysi, hiukkasten tunnistus, energiaspektri

Sisältö

Johdanto	1
1 ERNE-hiukkasinstrumentti	3
1.1 SOHO	3
1.2 ERNE	5
1.3 LED	5
1.4 HED	6
1.5 Tieteelliset tavoitteet	8
2 Hiukkasilmäsimistä	9
2.1 Pii-ilmaisimet	9
2.2 Tuokeilmaisimet	11
3 Hiukkasten tunnistuksen teoriaa	13
3.1 Hiukkasen kulku väliaineessa	13
3.2 Bethen-Blochin kaava	13
3.3 ΔE - E -tunnistusmenetelmät	14
4 Raskaiden hiukkasten tunnistus HED-datasta	18
4.1 Tunnistuksen ongelmat ja niiden analysointi	18
4.1.1 Level 3 -datan tunnistusindeksi	18
4.1.2 Alkuperäinen ΔE - E -menetelmä	19
4.1.3 Analyysimenetelmät	20
4.2 Menetelmän parantaminen	21
4.2.1 Eksponenttioptimointi	21
4.2.2 Energiaoptimointi	29
4.2.3 Menetelmien vertailu	34
4.3 Kohinan poisto	37

5	Hiukkasten analysointia parannetulla tunnistusmenetelmällä	41
5.1	Intensiteetin laskeminen	41
5.2	Hiukkasten valinta	42
5.3	Esimerkkispektrejä	44
6	Loppupäätelmät	50

Johdanto

Auringon kuumasta koronasta lähtöisin olevaa jatkuvaa plasmavirtausta kutsutaan aurinkotuuleksi. Se etenee noin 400 – 750 km/s nopeudella kuljettaen mukanaan magneettikenttää, joka kiertyy niinsanotuksi Parkerin spiraaliksi auringon pyörimisestä johtuen. Aurinkotuuli muodostaa tähtienväliseen plasmaan noin 100–150 AU:n kokoisen ellipsoidimaisen ”kuplan”, jota kutsutaan heliosfääriksi.

Kosminen säteily on yleisnimitys heliosfäärissä esiintyvälle hiukkassäteilylle. Kosmisen säteilyn hiukkaset jaetaan yleensä alkuperänsä mukaan kolmeen kategoriaan: auringon suurienergiaisiin hiukkasiin (*solar energetic particles, SEP*), anomaalisiin kosmisiin säteisiin (*anomalous cosmic rays, ACR*) ja galaktisiin kosmisiin säteisiin (*galactic cosmic rays, GCR*) [1]. Auringon suurienergiaiset hiukkaset ovat nimensä mukaisesti peräisin auringonpurkauksista, anomaaliset kosmiset säteet heliosfäärin reuna-alueilta, ja galaktiset kosmiset säteet aurinkokuntamme ulkopuolelta.

Auringon suurienergiaiset hiukkastapaukset voidaan edelleen jakaa ominaisuuksiensa perusteella karkeasti kahteen ryhmään: impulsiivisiin ja graduaalisiin tapauksiin. Impulsiiviset tapaukset yhdistetään yleensä roihuihin. Tyypillistä näille tapauksille on korkea elektroni-protonisuhde, ^3He :n ja raskaiden ionien suuri suhteellinen määrä, sekä lyhyt kesto. Graduaaliset hiukkastapaukset ovat hitaampia, huomattavasti pidempikestoisempia ja niiden aiheuttamat hiukkasvuot ovat suurempia. Näiden tapausten hiukkaskoostumuksen on todettu vastaavan koronan koostumusta. Graduaalisten tapausten uskotaan aiheutuvan koronan massapurkausten aiheuttaman shokkiaallon hiukkaskiihdytyksestä [1].

Koronan massapurkauksissa (*coronal mass ejection, CME*) suuria määriä koronan plasmaa purkautuu äkillisesti ulospäin koronasta. Purkausten shokkiaallot voivat kulkeutua pitkälle planeettojenväliseen avaruuteen. Ne voivat myös aiheuttaa häiriöitä avaruussäässä, vaikuttaen esimerkiksi tietoliikenteeseen ja sähköverkkoihin.

Tässä tutkielmassa tarkastellaan SOHO-aurinkoluotaimen Turun yliopiston Fy-

siikan ja tähtitieteen laitoksen Avaruustutkimuslaboratoriossa suunnitellun ERNE/HED-hiukkasinstrumentin raskasionidataa. Tutkielman päätarkoituksena on kehittää aiempaa luotettavampi hiukkasten tunnistusmenetelmä, jota voidaan rutiininomaisesti käyttää laajojen mittausaineistojen käsittelyssä. Menetelmän toimivuutta arvioidaan vertaamalla laskettuja keskiraskaiden ionien energiaspektrejä ACE-satelliitin mittauksiin.

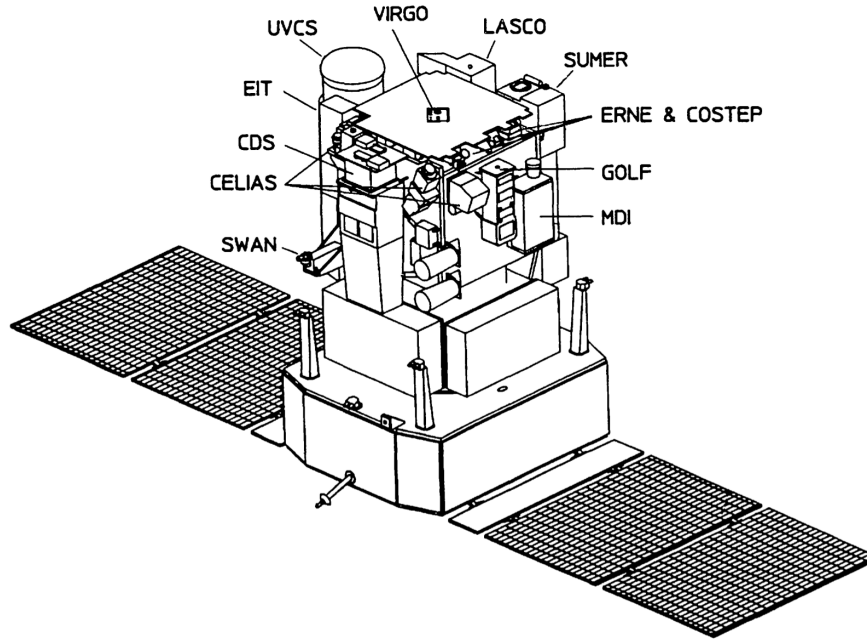
1 ERNE-hiukkasinstrumentti

1.1 SOHO

SOHO-satelliitti (*Solar and Heliospheric Observatory*) on Euroopan avaruusjärjestö ESA:n ja Yhdysvaltain ilmailu- ja avaruushallinto NASAn yhteinen aurinkotutkimusinstrumentti. Sen tarkoituksena on tutkia auringon sisäosan rakennetta, kemiallista koostumusta ja dynamiikkaa, auringon atmosfäärin rakennetta ja dynamiikkaa sekä aurinkotuulta ja sen suhdetta atmosfääriin. SOHO laukaistiin Atlas II-AS-kantoraketilla 2. joulukuuta vuonna 1995. Lagrangen pisteen L1 ympärillä sijaitsevan halo-kiertoradan se saavutti 14. helmikuuta 1996, kuusi viikkoa aikataulusta edellä [2].

SOHO on aktiivisesti stabiloitu luotain, joka osoittaa aurinkoa kohti 10 kaarisekunnin tarkkuudella. Sen paino on kokonaisuudessaan 1850 kg, josta tieteellisten instrumenttien osuus on 640 kg. Aurinkopaneelit tuottavat 1150 W tehoa, josta instrumentit käyttävät 450 W [3]. SOHO suunniteltiin alunperin kahden vuoden toiminta-aikaa varten, mutta varustettiin siten, että toiminta-aikaa on mahdollista kasvattaa kuuteen vuoteen. Se on kuitenkin pysynyt toimintakelpoisena suunniteltua pidempään, ja vuonna 2009 SOHO päätettiin pitää toiminnassa ainakin vuoden 2012 loppuun asti.

SOHOn pysyvä näkymä aurinkoon mahdollistaa tieteellisten instrumenttien jatkuvan toiminnan. Instrumentteja on 12 kappaletta joiden kehittämiseen on osallistunut 39 instituuttia 15 eri maasta. Instrumenteista kolme (GOLF, VIRGO, MDI/SOI) tutkii auringon sisäistä rakennetta helioseismologian keinoin. Kuusi instrumenttia (SUMER, CDS, EIT, UVCS, LASCO, SWAN) on keskittynyt auringon atmosfäärin tutkimiseen mm. spektrometreillä. Loput kolme instrumenttia (CELIAS, COSTEP, ERNE) tutkivat aurinkotuulta ja auringon suurienergiaisia hiukkasia.



Kuva 1. Kaaviokuva SOHO-luotaimesta [3].

Laukaisunsa jälkeen SOHO on tarjonnut suuren määrän uutta tietoa auringosta, sen sisäosista, koronasta ja aurinkotuulesta. SOHOn helioseismologisten instrumenttien ansiosta tiedetään mm. konvektiovyöhykkeen alaosan makroskooppisesta sekoittumisesta sekä säteilyvyöhykkeen differentiaalisen vyöhykkeen puuttumisesta. Spektrometrit ja UV-alueen kuvat kertovat auringon erittäin dynaamisesta atmosfääristä ja plasmavirtausten tärkeästä roolista alueella. Magneettisen energian siirtymisestä auringon pinnalta ylöspäin koronaan on löytynyt todisteita. Koronan aukkojen elektronit ovat havaintojen mukaan hyvin ”kylmiä” verrattuna ”kuumiin” ja nopeusjakaumiltaan hyvin anisotrooppisiin raskaisiin ioneihin. Myös nopean aurinkotuulen lähtöalue ja sekä nopean että hitaan aurinkotuulen kiihdytysprofiili on saatu selville [4].

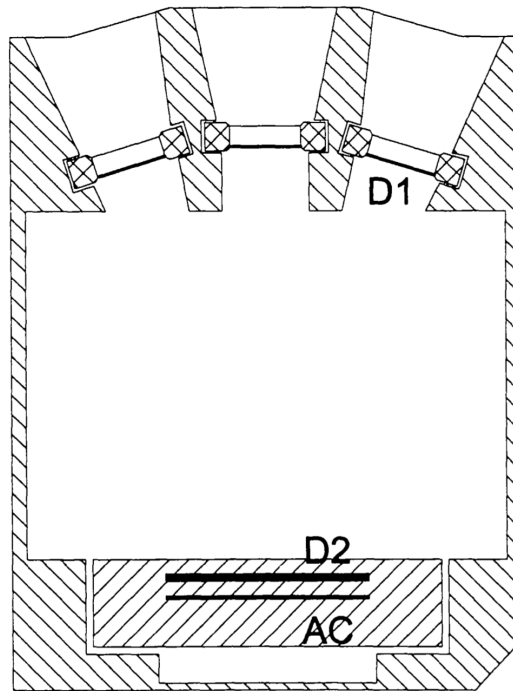
1.2 ERNE

ERNE (*Energetic and Relativistic Nuclei and Electron*) on Turun yliopistossa suunniteltu auringon hiukkasia tutkiva instrumentti. SOHO-satelliitin kiertoradan sijainnilla Maan magnetosfäärin ulkopuolella mahdollistaa ERNE:n suoran näkymän planeettojenvälistä magneettikenttää pitkin kulkeutuviin varattuihin hiukkasiin. Se mittaa hiukkasten energiat, niiden tulosuunnan, ja tunnistaa ne. Sen pitkä toiminta-aika on mahdollistanut sekä auringon hiljaisen että aktiivisen ajan tutkimisen. ERNE koostuu kahdesta detektorista, LEDistä ja HEDistä. Detektorit, tarvittava elektroniikka ja dataprosessori DPU sisältyvät ERNE:n sensoriyksikköön ESU:hun. ESU:n massa on 9,305 kg ja koko $382 \times 185 \times 163 \text{ mm}^3$. Se kuluttaa 6,8 W tehoa normaalissa havaintomoodissa.

1.3 LED

LED (*Low Energy Detector*) on ERNE:n pienienergiaisten hiukkasten ilmaisimien energia-alue on protonille ja heliumille noin 1,3 – 13 MeV nuklidia kohti, ja raskaammille ytimille 2,4–50 MeV/n [5]. Se koostuu kahdesta pii-ilmaisinkerroksesta (merkitty kuvaan 2 nimillä D1 ja D2) sekä antikoinssidenssikerroksesta AC. Ylempi ilmaisinkerros D1 on jaettu seitsemään osaan, joista yksi on keskellä ja kuusi säännöllisesti sen ympärillä. D1-detektorin aktiivinen ala on yhteensä 700 mm^2 [6]. D1-detektorin keskimäinen osa on samansuuntainen sen alapuolella 63 millimetrin etäisyydellä sijaitsevan D2-detektorin kanssa. Muut D1-detektorit ovat 16,7 asteen kulmassa D2-kerrokseen nähden. Tällä tavoin saadaan suurempi geometrinen tekijä ja minimoidaan tulokulman aiheuttama vaihtelu hiukkasten detektorimateriaalissa kulkemassa matkassa.

D1-detektoreista kaksi on 20 mikrometrin paksuisia pintaesteilmaisimia ja loput 80 mikrometrin paksuisia ioni-istutettuja ilmaisimia (ilmaisintyypeistä lisää kappalessa 2). D2-kerros koostuu kahdesta 0,5 millimetrin paksuisesta n^+ -puolilta toisiin-



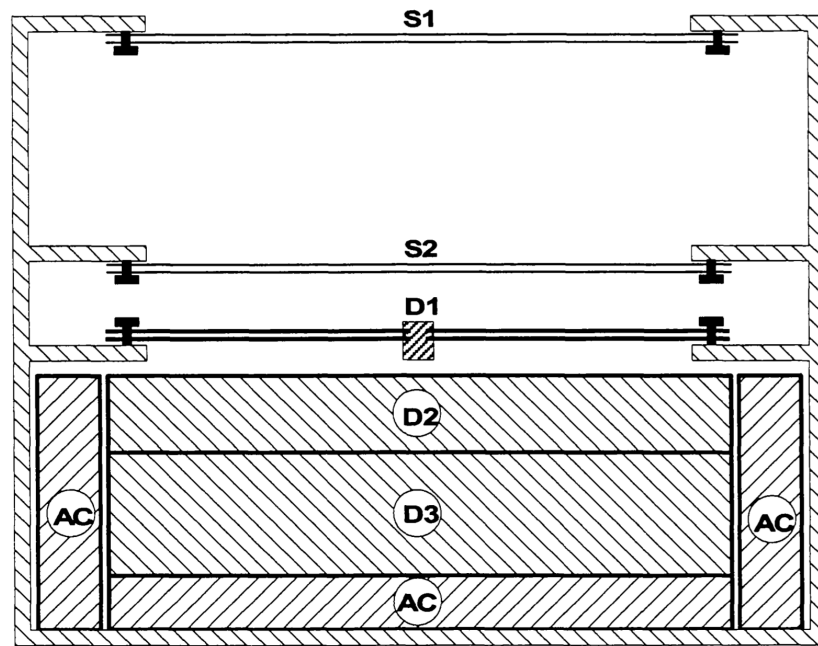
Kuva 2. Kaaviokuva LED-instrumentista [6].

sa kytketystä ioni-istutetusta ilmaisimesta. D1-kerroksen paksuusvaihtelu on ohuilla ilmaisimilla alle 0,72 % ja paksuilla alle 0,45 % [7].

1.4 HED

HED (*High Energy Detector*) on ERNE:n suurienergiaisten hiukkasten ilmaisimien. Sen energia-alue on protonille ja heliumille 11 – 120 MeV/n ja muille ytimille 25 – 540 MeV/n [5]. HED koostuu kuudesta pii-ilmaisinkerroksesta ja kahdesta tuikeilmaisimesta, joita ympäröi antikoinssidenssi-ilmaisimien.

Neljä ylintä kerrosta (merkitty kuvaan 3 nimillä S1 ja S2) ovat paikkaherkkiä piinauhailmaisimia [6]. Ilmaisimiin käytetty n-tyypin pii on leikattu 7 asteen kulmaan $\langle 111 \rangle$ -kide-tilaan nähden. Kummankin ilmaisimen S1 ja S2 nauhaparit ovat kohtisuorassa toisiaan vastaan. Kukin nauhailmaisimien koostuu kahdesta osasta, joiden pinta-ala on $70 \times 33 \text{ mm}^2$ ja paksuus 300 mikrometriä. Osien välissä on $70 \times 4 \text{ mm}^2$ kokoinen ei-aktiivinen alue, joka muodostaa alemman kerroksen kanssa ilmaisimen



Kuva 3. Kaaviokuva HED-instrumentista [6].

keskelle ristin muotoisen kuolleen alueen. Jokainen kerros antaa tiedon ilmaisimeen saapuneen hiukkasen paikasta yhdessä suunnassa. Paikkainformaation avulla saadaan selville hiukkasen tulokulma.

D1-ilmaisimen kaksi kerrosta koostuu kahdeksasta pinta-alaltaan $36 \times 36 \text{ mm}^2$ suuruisesta 500 mikrometriä paksusta ioni-istutetusta pii-ilmaisimesta. Nämä on kytketty siten, että D1-kerroksessa on kaksi $72 \times 36 \text{ mm}^2$ aktiivista aluetta, joiden välissä on 3 millimetriä leveä kuollut alue.

Tuikeilmaisinten D2 ja D3 avulla HEDin energia-alue ulottuu satoihin megaelektronivoltteihin nukleonia kohti. D2 on 8 mm paksu CsI(Tl)-kide ja D3 koostuu viidestä yhdensuuntaisesta vismuttigermanaattitangosta, joiden poikkileikkaus on $15 \times 16 \text{ mm}^2$ [8]. Molempien kerrosten pinta-ala on $80 \times 80 \text{ mm}^2$. Tuikeilmaisinten valo kerätään fotodiodeilla D2:n ympäriltä ja D3:n tankojen päistä. Muovituikeaineesta valmistettu antikoinssidenssikilpi AC ympäröi D2-kerrosta sivuilta ja D3-kerrosta sivuilta ja alapuolelta.

1.5 Tieteelliset tavoitteet

Auringon hiukkaspurkauksissa vallitsevat erilaiset kiihdytysmekanismit johtavat erilaisiin hiukkaspitoisuuksiin; esimerkkinä tästä roihujen impulsiivinen kiihdytys ja siihen liittyvä korkeampi ^3He - ja raskaiden alkuaineiden pitoisuus. Lisäksi tiedetään nopean ja hitaan aurinkotuulen helium-protonisuhteen olevan erilainen [9]. Toisena esimerkkinä kiihdytysprosesseista on koronan massapurkausten shokkien aiheuttama kiihdytys [10], joka johtaa suuriin ja hitaasti kehittyviin hiukkastapahtumiin. Auringon länsipuolelta lähtevät magneettikentän viivat osuvat itäpuolen viivoja paremmin Maan lähiavaruuteen, ja tästä johtuen auringon länsipuolen hiukkaspurkaukset aiheuttavat suuremman vuon kasvun Maan läheisyydessä.

Kiihdytysmekanismien lisäksi hiukkasten kulkeutuminen planeettainvälisessä avaruudessa on ERNEN tärkeä tutkimuskohde. Hiukkaspurkaukset kertovat kiihdytysmekanismien lisäksi luonnollisesti myös hiukkasten lähtöalueen alkuaine- ja isotooppipitoisuuksista. Isotooppinen koostumus antaa puolestaan tietoa aurinkokunnan synnystä ja kehityksestä. ERNEN avulla saadaan myös tietoa kosmisista säteistä ja niiden modulaatiosta aurinkokunnassa. ERNEN suuntaresoluutio on noin 6° , mikä mahdollistaa anisotropiamittaukset [6]. SOHO-satelliitilla ei saada suoria mittauksia magneettikentästä, mutta mittaamalla hiukkasten kulkusuuntajakauma voidaan arvioida kentän suunta niinsanotun nousukulmajakauman symmetrian perusteella.

2 Hiukkasilmaisimista

2.1 Pii-ilmaisimet

Puolijohdeet ovat kiteisiä materiaaleja, joiden uloimman elektronikuoren energiatasoja voidaan kuvata energiavyömallilla. Vyömallissa korkein energiavyö on johtovyö, jossa elektronit ovat vapaita liikkumaan mihin tahansa kiteessä. Valenssivyön elektronit ovat sidottuja hilan atomeihin. Väiden välillä on aukko, joka eristeillä on niin suuri, että lämpöenergia ei riitä nostamaan elektroneita johtovyölle, jolloin kaikki elektronit ovat valenssivyöllä. Johteilla energia-aukkoa ei ole, ja puolijohdeilla se on pieni, jolloin lämpöenergian ansiosta pieni osa elektroneista on johtovyöllä. Elektronin virittyessä johtovyölle sen tilalle jää aukko, jonka läheinen valenssielektroni voi helposti täyttää. Tämän prosessin jatkuessa aukko näyttää liikkuvan kiteessä. Puolijohdeessa sähkövirta syntyy siis sekä elektronien että aukkojen liikkeestä [11].

Puhtaassa puolijohdekiteessä aukkoja ja vapaita elektroneja on yhtä paljon. Tämä tilanne muuttuu kun kiteeseen lisätään epäpuhtautena atomeja, joiden uloimmalla elektronikuorella on yksi elektroni vähemmän tai enemmän kuin puolijohdeella. Yleisin hiukkasilmaisimissa käytetty puolijohdemateriaali on pii. Piillä on neljä valenssielektronia, joten tässä tapauksessa epäpuhtautena voi olla siis atomi, jolla niitä on kolme tai viisi. Puolijohdeita, joihin on lisätty epäpuhtauksia, kutsutaan piristeiksi puolijohdeiksi. Viiden ulkoelektronin epäpuhtauden tapauksessa ”ylimääräinen” elektroni virittyy helposti johtovyöhön, jolloin puolijohdeen vallitsevat varauksenkuljettajat ovat elektroneita. Tällaista puolijohdetta kutsutaan n-tyypin puolijohdeeksi. Kun epäpuhtausatomeilla on kolme ulkoelektronia, vallitsevat varauksenkuljettajat ovat aukkoja, ja puolijohdetta kutsutaan p-tyypin puolijohdeeksi. Piristeatomien konsentraatio on yleensä hyvin pieni, noin muutama epäpuhtaus miljardia piiatomia kohti [11].

Yhdistämällä n-tyyppistä ja p-tyyppistä puolijohdetta saadaan niiden yhteisen

pinnan läheisellä alueella aikaan varauksenkuljettajien diffuusio elektronien ja aukkojen konsentraation eron ansiosta. Aukot diffundoituvat n-tyyppin puolelle ja elektronit p-tyyppin puolelle. Koska kummatkin puolijohteet olivat alunperin sähköisesti neutraaleja, kertyy kummallekin puolelle varausta. Tämä varauksen kertyminen synnyttää liitoksen yli sähkökentän, joka loppujen lopuksi pysäyttää diffuusion. Liitoksen yli syntyy siis potentiaaliero. Tätä muuttuneen potentiaalialuetta kutsutaan tyhjennysalueeksi. Tyhjennysalueelle päätyvä varaus kulkeutuu sähkökentän ansiosta pois alueelta. Niinpä tällaisesta pn-liitoksesta pystytään havaitsemaan ionisoivan säteilyn tyhjennysalueella vapauttaman elektroni-aukkoparin aiheuttama virtapulssi [11].

Tavallinen pn-liitos ei kuitenkaan ole paras mahdollinen ilmaisimissa. Tyhjennysalue on liian kapea ja intrinsinen sähkökenttä ei aikaansaa riittävän tehokasta varausten kulkeutumista. Kun liitokseen kytketään vastasuuntainen jännite, p-puolen aukot ja n-puolen elektronit siirtyvät kauemmas liitoksesta. Näin tyhjennysalueesta tulee laajempi, ja suurempi sähkökenttä mahdollistaa tehokkaamman varausten keräämisen.

Varhaisin laajalti käytetty ilmaisintyyppi on niinsanottu pintaesteilmaisimissa (*surface barrier detector*). Pintaesteilmaisimet perustuvat puolijohteen ja tietyn metallin liitokseen, useimmiten n-tyyppin piin ja kullin tai p-tyyppin piin ja alumiinin liitokseen. Tällainen liitos muistuttaa np-liitosta, jossa tyhjennysalue on koko puolijohteen kokoinen. Pintaesteilmaisimien huono puoli on niiden herkkyys valolle. Ne ovat myös herkkiä epäpuhtauksille. Tämän hetken paras pii-ilmaisintyyppi on niinsanotulla ioni-istutuksella aikaansaatu liitos (*ion-implanted detector*), joka valmistetaan pommittamalla puolijohdekidettä epäpuhtausatomeilla. Kiihdytysenergiaa säätämällä saadaan säädettyä epäpuhtausalueen syvyyttä. Tämän tyyppiset ilmaisimet ovat yleensä stabiilimpia kuin pintaeste-tyypit.

Puolijohdeilmaisimet ovat herkkiä lämpötilan muutoksille. Lämpötilan kohotessa puolijohteen johtavuus paranee. Pii-ilmaisimilla tämä tarkoittaa vuotovirran ja

siitä johtuvan kohinatason nousua. Pii-ilmaisinten korkein käyttölämpötila on noin 50 °C. Puolijohdemateriaalit ovat myös herkkiä säteilylle. Voimakas säteilyaltistus voi aiheuttaa vuotovirtoja ja varausten keräyskyvyn heikentymistä, sekä näistä johtuvaa energiaresoluution huonontumista [11].

2.2 Tuikeilmaisimet

Tuikeilmaisimet koostuvat tuikemateriaalista ja valoilmaisimesta. Tuikemateriaaliin saapuva hiukkanen luovuttaa osan energiastaan materiaalille, ja energian ollessa riittävän suuri tuikeaineen valenssiyön elektronit nousevat johtovyölle. Viritystilan purkautuessa johtovyön elektroni putoaa alemmalle energiatasolle. Jos tämä energiataso on aineen luminesenssikeskus, elektroni putoaa keskuksen alemmalle tasolle. Samalla emittoituu näkyvän valon tai ultraviolettialueen fotoneja, jotka havaitaan fotodetektorilla. Tyypillisten tuikeaineiden tehokkuus emittoida valoa absorbooidessaan hiukkassäteilyä on vain hieman yli 10 % [12]. Tuikeilmaisimesta saadaan kuitenkin helposti tehokas käyttämällä tehokasta valodetektoria.

Tuikeaineet voidaan jakaa karkeasti kahteen ryhmään: orgaanisiin ja epäorgaanisiin. Orgaanisten tuikeaineiden parhaita puolia on niiden helppo ja monipuolinen muokattavuus. Yleisimmin käytetyt orgaaniset tuikeaineet voidaan vielä jakaa kolmeen tyyppiin: muovisiin, nestemäisiin ja kiteisiin. Muovituikeaineet ovat usein kemiallisesti stabiileja, optisesti homogeenisia sekä helposti muokattavia, mutta niiden ongelmana on erityisesti epälineaarinen valontuotto. Nestemäisten tuikeaineiden huono puoli on niiden hygroskooppisuus ja herkkyys muille vieraille aineille. Orgaaniset tuikekiteet ovat pienen hygroskooppisuuden ja vähäisen takaisinsironnan ansiosta käyttökelpoisia tuikeaineita erityisesti elektronien mittaamiseen. Yleisimmin käytetty orgaaninen tuikekide on antraseeni ($C_{14}H_{10}$).

Suuri osa epäorgaanisista tuikeaineista on kiteisiä aineita. Ne ovat yleensä tiheämpiä ja koostuvat atomeista joilla on suurempi järjestysluku kuin orgaanisilla

tukeaineilla. Siksi ne soveltuvat paremmin suurienergisten hiukkasten havainnointiin. Yleisimmin käytetty epäorgaaninen tukeaine on tallium-piristeinen natriumjodidi. Sen tärkeimpiä ominaisuuksia ovat suuri valontuotto, helppo ja halpa valmistus sekä mahdollisuus valmistaa suurikokoisia kiteitä. NaI(Tl) on kuitenkin herkkä kosteudelle. Muita epäorgaanisia tukekiteitä on tallium-piristeinen cesiumjodidi (CsI(Tl)), joka on mekaanisesti kestävä, ei-hygroskooppinen, suuri valontuotoltaan, ja sen 500 nanometrin emissio soveltuu hyvin käytettäväksi valodiodien kanssa. Vismuttigermanaatti (BGO) on mekaanisesti kestävä tukeaine, siitä voidaan valmistaa suuria kiteitä jotka kestävät hyvin säteilyä. Sillä saavutetaan myös hyvä energiareoluutio [12].

3 Hiukkasten tunnistuksen teoriaa

3.1 Hiukkasen kulku väliaineessa

Varattujen hiukkasten kulkua väliaineessa luonnehtii pääasiassa kaksi prosessia: epäelastiset törmäykset väliaineen atomien elektronien kanssa ja elastinen siron- ta väliaineen ytimistä. Nämä aiheuttavat hiukkasen energian pienenemistä ja kul- kusuunnan muutoksia [11]. Energian pieneneminen tarkasteltavalla energia-alueella johtuu lähes kokonaan epäelastisista törmäyksistä, joissa hiukkasen energia siirtyy väliaineen atomiin aiheuttaen virittymisen tai ionisaation. Siirtyvän energian määrä on yleensä vain pieni osa kokonaisliike-energiasta, mutta tiheydeltään ”normaalilla” aineella törmäysten määrä hiukkasen kulkemaa pituusyksikköä kohti on niin suuri, että ohutkin kerros väliainetta riittää yleensä pysäyttämään hiukkasen. Epäelastiset törmäykset tapahtuvat statistisena prosessina, jolla on tietty kvanttimekaaninen to- dennäköisyys. Törmäysten suuresta määrästä pituusyksikköä kohti johtuen on kui- tenkin mielekästä tutkia keskimääräistä energiahäviötä pituusyksikköä kohti. Tä- tä suuretta voidaan kutsua aineen pysäytystehoksi. Klassisen mekaniikan mukaisen mallin sille johti ensimmäisenä Bohr, ja sen kaava on

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m_e v^3}{ze^2 \bar{v}}, \quad (1)$$

missä ze on hiukkasen varaus, m_e elektronin massa, v hiukkasen nopeus, N_e elektro- nitiheys, \bar{v} elektronin keskimääräinen pyörähdystaajuus ja $\gamma = (1 - (\beta)^2)^{-1/2}$, missä $\beta = v/c$.

3.2 Bethen-Blochin kaava

Tarkan kvanttimekaniikan mukaisen mallin hiukkasen energiahäviölle väliaineessa johtivat ensimmäisenä Bethe ja Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho_m \frac{Z_m z^2}{A_m \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z_m} \right). \quad (2)$$

Tässä N_a on Avogadron luku, r_e klassinen elektronin säde, ρ_m väliaineen tiheys, Z_m ja A_m väliaineen järjestys- ja massaluvut, W_{max} suurin yhdessä törmäyksessä siirtyvä energia, I keskimääräinen virituspotentiaali, δ tiheyskorjaus ja C kuorikorjaus. Suurin siirtyvä energia saadaan kohtisuorassa törmäyksessä, jolloin M -massaiselle hiukkaselle

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\frac{m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + \frac{m_e}{M}}. \quad (3)$$

Keskimääräiselle virituspotentiaalille on havaintojen perusteella saatu seuraavat semiempiiriset kaavat:

$$\frac{I}{Z} = \left(12 + \frac{7}{Z}\right) \text{ eV}, \quad Z < 13 \quad (4)$$

ja

$$\frac{I}{Z} = (9,76 + 58,8Z^{-1,19}) \text{ eV}, \quad Z \geq 13. \quad (5)$$

Hiukkasen väliaineessa kokema energiahäviö riippuu siis monimutkaisella tavalla sekä hiukkasen massasta ja varauksesta (eli hiukkasen tyypistä), että hiukkasen nopeudesta.

3.3 ΔE - E -tunnistusmenetelmät

Yksinkertaisimmillaan hiukkasen tunnistusmenetelmä perustuu kahdessa ilmaisinkerroksessa tapahtuvan energiahäviön mittaamiseen. Ensimmäisenä kerroksena on riittävän ohut ilmaisin, jotta hiukkanen jättää kerrokseen vain osan energiastaan ja jatkaa matkaa seuraavaan kerrokseen. Toisen kerroksen ilmaisin on niin paksu, että hiukkanen menettää jäljellä olevan energiansa ja pysähtyy. Näin saadaan siis käytännössä ensimmäisessä kerroksessa mitattua hiukkasen energiahäviö pituusyksikköä kohti (dE/dx) ja toisessa kerroksessa kokonaisenergia E . Yksinkertaistamalla Bethen-Bloch kaavaa jättämällä pois pienet tiheys- ja kuorikorjaukset, sekä tarkastelemalla vain epärelativistisia tapauksia, voidaan kaava kirjoittaa muotoon

$$-\frac{dE}{dx} = k_1 \frac{z^2}{v^2} \ln \left(\frac{k_2 m_e v^2}{I} \right), \quad (6)$$

missä kertoimet k_1 ja k_2 sisältävät vain luonnonvakioita ja ilmaisinmateriaalin ominaisuuksista riippuvia suureita. Kun vielä oletetaan, että logaritmitermi muuttuu hitaasti energian muuttuessa, tämä voidaan kirjoittaa uudelleen muodossa

$$\frac{dE}{dx} = \frac{KMz^2}{E} \quad (7)$$

ja edelleen

$$E\Delta E = KMz^2\Delta x, \quad (8)$$

jossa on selvyuden vuoksi tehty korvaus $dE \rightarrow \Delta E$. E tarkoittaa tässä keskimääräistä energiaa, jolla hiukkanen kulkee ΔE -ilmaisimessa, ja K sisältää jälleen vain vakioita. Jos oletetaan, että hiukkanen on täysin ionisoitunut, eli Bethen-Blochin kaavassa esiintyvä z vastaa hiukkasen ytimen varauslukua Z , saadaan tällä energiahäviöihin perustuvalla ns. kertolaskumenetelmällä hiukkaselle absoluuttinen tunnistus, sillä ainoallakaan tunnetulla nuklidilla ei ole samaa MZ^2 -arvoa. Tehty oletus ei kuitenkaan ole täysin tarkka kaikilla energioilla; Betzin [13] mukaan hiukkasen efektiivinen varaus saadaan hiukkasen nopeuden v ja ytimen varausluvun Z avulla kaavasta

$$z = Zf(v, Z) = Z \left(1 - 1,032e^{-v/(v_0Z^{0.69})} \right), \quad (9)$$

jossa $v_0 = e^2/\hbar \approx 2,19 \cdot 10^{10}$ m/s on niinsanottu Bohrin nopeus.

Kertolaskumenetelmää käytti ensimmäisenä Stokes et al. vuonna 1958 [14, 15]. Menetelmällä on kuitenkin selkeät ongelmansa. Varausluvun energiariippuvuuden lisäksi epätarkkuutta aiheuttaa Bethen-Blochin kaavan logaritmitermin poisjättäminen. Näitä molempia ongelmia voidaan korjata lisäämällä kokonaisenergiaan vapaa parametri E_0 , jolloin kaava 8 muuttuu muotoon $(E + E_0)\Delta E = \Delta xMZ^2$. Toinen menetelmän oletus on se, että ΔE -energia on vain hyvin pieni osa kokonaisenergiasta. Tämäkään ei pidä aina täysin paikkaansa, mutta sitä voidaan korjata lisäämällä kokonaisenergiaan ΔE :stä riippuva termi. Näin kaava 8 muuttuu edelleen muotoon $(E + E_0 + k\Delta E)\Delta E = \Delta xMZ^2$ [16, 17]. Lisäksi nuklidien MZ^2 -arvojen suhteellinen

ero pienenee hiukkasen koon kasvaessa. Esimerkiksi nuklidien ^{13}B ja ^9C MZ^2 -arvot ovat 325 ja 324, ja niiden suhteellinen ero on vain noin 3 promillea.

Kertolaskumenetelmän rajoitusten vuoksi Goulding et al. esitteli uuden menetelmän hiukkasten tunnistukseen vuonna 1964 [16]. Menetelmässä käytetään hyväksi kokeellisesti havaittua hiukkasen energian ja kantaman yhteyttä

$$R(Z, M, E) = \left(\frac{E}{M}\right)^\alpha \frac{kM}{Z^2}. \quad (10)$$

Tämä vastaa havaittuja arvoja 3 % tarkkuudella energia-alueella 10 – 200 MeV/n piissä, kun $k = 11,71 \mu\text{m}$ ja $\alpha = 1,775$ [18]. Voidaankin kirjoittaa hiukkasen kokonaiskantamalle

$$R = \frac{kM}{Z^2} \left(\frac{\Delta E + E}{M}\right)^\alpha \quad (11)$$

ja kantamalle jälkimmäisessä ilmaisimessa

$$R - L(\theta) = \frac{kM}{Z^2} \left(\frac{E}{M}\right)^\alpha, \quad (12)$$

missä $L(\theta) = L/\cos(\theta)$ on ΔE -kerroksen paksuus θ -kulmassa saapuvalla hiukkasella.

Tästä saadaan

$$L(\theta) = \frac{kM}{Z^2} \left(\left(\frac{\Delta E + E}{M}\right)^\alpha - \left(\frac{E}{M}\right)^\alpha \right) \quad (13)$$

ja edelleen

$$Z^2 M^{\alpha-1} = \frac{k}{L(\theta)} ((\Delta E + E)^\alpha - E^\alpha). \quad (14)$$

Tätä voidaan käyttää kertolaskumenetelmän MZ^2 -arvoa vastaavalla tavalla hiukkaselle ominaisena parametrina. Olettamalla vielä että $M = 2Z$, saadaan ratkaistua Z :

$$Z = \left(\frac{k}{2^{\alpha-1} L(\theta)} ((\Delta E + E)^\alpha - E^\alpha) \right)^{\frac{1}{\alpha+1}} \quad (15)$$

Oletus aiheuttaa noin 1/7:n suuruisen siirtymän Z :n arvossa jokaista massayksikköä kohti, kun $M \neq 2Z$ ja $\alpha = 1,75$; esimerkkinä isotooppi $^{23}_{12}\text{Mg}$, jonka varausluvuksi saadaan $Z = 11,8615$.

Kumman tahansa tunnistusmenetelmän tapauksessa tunnistuksen varmuutta parantaa useamman ilmaisinkerroksen käyttäminen. Yksinkertaiseen ΔE , E -tyypin ilmaisimeen voidaan lisätä yksi tai useampia ΔE -kerroksia, sekä antikoincidenssi-ilmaisim, joka estää E -ilmaisinkerroksen läpi menneiden hiukkasten rekisteröimisen. Kahden ΔE -kerroksen ansiosta hiukkaselle voidaan tehdä kaksi erillistä tunnistusta, ja näitä vertailemalla voidaan poistaa joukosta tapaukset, joissa on tapahtunut erityisen suuri tai pieni energiahäviö.

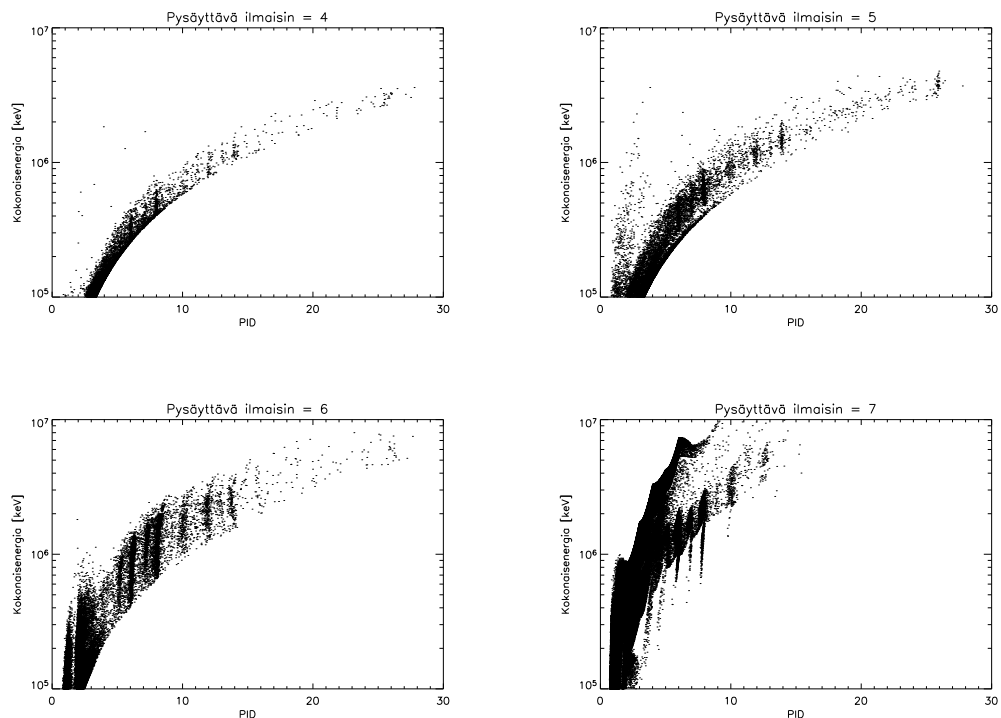
Kummallakin menetelmällä saadaan hyvä erottelukyky tietyn alkuaineen eri isotoopeille, mutta eri alkuaineiden isotoopit saattavat saada hyvin lähekkäisiä arvoja. ΔE - E -menetelmän lisänä voidaankin käyttää hiukkasen nopeuden mittausta, mikäli ilmaisinkokonaisuuden rakenne sallii sen. Hiukkasen nopeus saadaan mittaamalla sen lentoaika kahden ilmaisinkerroksen välillä. Epärelativistisen hiukkasen nopeus saadaan energian avulla kaavasta $v = \sqrt{2E_{tot}/M}$, jolloin esimerkiksi energialtaan 75 MeV ${}^{12}_6\text{C}$ saa nopeuden $3,5 \cdot 10^7$ m/s. Hiukkaselta kuluu siis noin 3 ns 10 cm:n matkaan. Hiukkasen nopeuden tarkka mittaaminen on siis mahdollista suhteellisen kompakteilla ilmaisinkokonaisuuksilla. Yhdistämällä lentoaikamittauksesta saatu massa ΔE - E -menetelmän antamaan MZ^2 -arvoon saadaan vaikeat tapaukset kuten ${}^{13}\text{B}$ ja ${}^9\text{C}$ paremmin erotettua.

4 Raskaiden hiukkasten tunnistus HED-datasta

4.1 Tunnistuksen ongelmat ja niiden analysointi

4.1.1 Level 3 -datan tunnistusindeksi

Kuvassa 4 on esitetty ERNE/HEDin level 3 -datan hiukkasten kokonaisenergiaa tunnistusindeksin (PID) funktiona. Level 3 -data tarkoittaa jälkikäsiteltyä, fysikaalisissa yksiköissä esitettyä dataa. Kuvan data on poimittu aikaväliltä 16.4.2008 - 13.5.2008, jolloin auringon aktiivisuus oli hyvin vähäistä. Kuva on jaettu neljään osaan eri kerroksiin (4, 5, 6 ja 7, jotka vastaavat kuvassa 3 esitettyjä kerroksia S2 (alempi), D1, D2 ja D3) pysähtyvien hiukkasten mukaan. Lisäksi myöhemmissä esimerkeissä on käytetty aikaväliä 24.4.1999 - 29.4.1999, jolloin hiukkasten vuo oli suhteellisen suuri auringossa tapahtuneen hiukkaspurkauksen ansiosta.



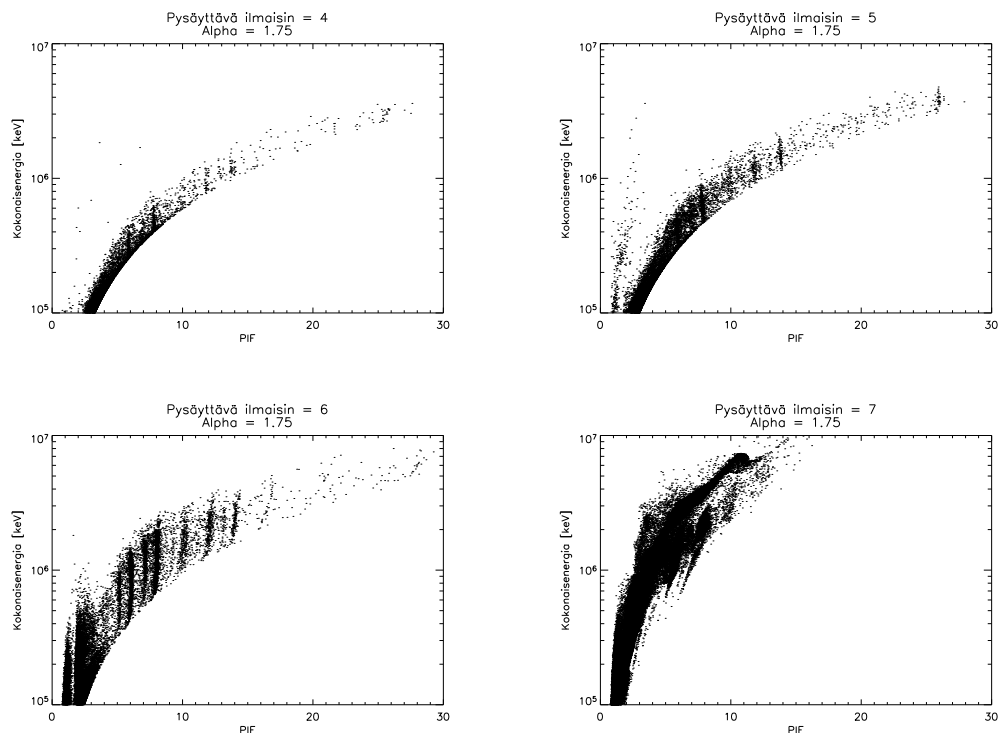
Kuva 4. Hiukkasten kokonaisenergia level 3 -datan tunnistusindeksin funktiona kullakin pysäyttävällä ilmaisimella (hiljainen aika).

Idealisessa tilanteessa hiukkaset muodostaisivat kussakin kerroksessa pystysuoran, kapean sirontapolun kunkin hiukkastyypin kohdalle. Näin ei kuitenkaan todellisuudessa tapahdu, energiahäviön statistisesta luonteesta ja ilmaisintekniikan epätäydellisyyksistä johtuen. Neljänteen ja viidenteen ilmaisinkerrokseen pysähtyvistä hiukkasista on huomattavissa kapea yhtenäinen kohina-alue pienimmillä energioilla. Kuudenteen kerrokseen pysähtyvistä hiukkasista nähdään sirontapolkujen yläosien kaareutuminen oikealle. Viimeisessä kerroksessa on havaittavissa suurilla energioilla yhtenäinen häiriöalue, joka ulottuu pienillä energioilla heliumin alueelta suurten energioiden typen alueelle.

4.1.2 Alkuperäinen $\Delta E - E$ -menetelmä

Kuvassa 5 nähdään $\Delta E - E$ -menetelmällä eksponentin α arvolla 1,75 laskettu tunnistusfunktio kullekin pysäyttävälle detektorille aikavälille 16.4.2008 - 13.5.2008. Kaavassa 15 on kerroin $\left(\frac{k}{2^{\alpha-1}L(\theta)}\right)^{\frac{1}{\alpha+1}} = \left(\frac{\cos(\theta)k}{2^{\alpha-1}L}\right)^{\frac{1}{\alpha+1}}$ muutettu muotoon $\frac{\cos(\theta)^{\frac{1}{\alpha+1}}}{C}$, missä C on kokeellinen vakio, jonka suuruus säädetään sellaiseksi, että hiilen ja hapen tunnistusfunktiojakaumien keskiarvot ovat kahden yksikön päässä toisistaan. Tässä kohtaa on myös syytä mainita pienten jäännösenergioiden E korjaus: mikäli $2 \cdot E < \Delta E$, otetaan hiukkasen E -energiaan mukaan pysäytyskerrokseksi merkittävä edeltävän kerroksen havaitsema energia, ja tämä energia vähennetään ΔE -arvosta.

Neljänteen ja viidenteen kerrokseen pysähtyneiden hiukkasten osalta tilanne näyttää vastaavalta kuin kuvan 4 alkuperäinen tunnistusindeksi, mutta kuudenteen kerrokseen pysähtyneillä hiukkasilla sirontapolun kaareutuminen on jo vähäisempää. Seitsemäs kerros on kuitenkin ongelmallisempi; suurten energioiden häiriö jatkuu neoniin ja jopa magnesiumiin asti, ja alkuperäisestä tunnistusindeksistä hyvin erotunut CNO-ryhmä on nyt huomattavasti epämääräisempi. Tässä vaiheessa voidaankin jo todeta, että seitsemänteen kerrokseen pysähtyvien hiukkasten osalta tunnistuksen tarkempi käsittely ohitetaan tässä tutkielmassa. Myöhemmissä luvuissa teh-



Kuva 5. $\Delta E - E$ -menetelmällä laskettu tunnistusfunktio (hiljainen aika).

tävässä analyysissä käytetään näiden hiukkasten osalta tunnistuksessa level 3 -datan tunnistusindeksiä.

4.1.3 Analyysimenetelmät

Olettamalla, että jokainen dataan hyväksytty hiukkanen voidaan tunnistaa, saadaan kullekin hiukkastyypille varianssi

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - z)^2, \quad (16)$$

missä N on kunkin tyypin hiukkasten lukumäärä ja z hiukkastyypin teorettinen PIF-arvo. Varianssia voidaan pitää arviona tunnistusmenetelmän hyvyydestä. Sitä laskettaessa pitää luonnollisesti ensin määrittää, millaisen tunnistusfunktioalueen hiukkaset voidaan tulkita kuuluvan mihinkin hiukkastyypiin. Tässä analyysissä on käytetty kullekin alkuaineelle väliä $2Z - 1 < M < 2Z + 1$, eli esimerkiksi hiileksi tulkitaan hiukkaset, joiden tunnistusfunktio osuu ^{11}C :n ja ^{13}C :n välille. Parasta

mahdollista tunnistusmenetelmää etsittäessä kaavan 15 eksponentti α muuttuu, jolloin hiukkasten valintaan käytetyn välin päätepisteet muuttuvat hieman. Esimerkkinä tästä hiili, jonka teoreettinen PIF-väli on [5,89649, 6,09682], kun $\alpha = 1,50$, ja [5,84015, 6,15091], kun $\alpha = 1,90$. Siksi menetelmän hyvyyden testaamiseen pitääkin käyttää välin leveydellä painotettua varianssia

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{(x_i - z)}{l_i} \right)^2. \quad (17)$$

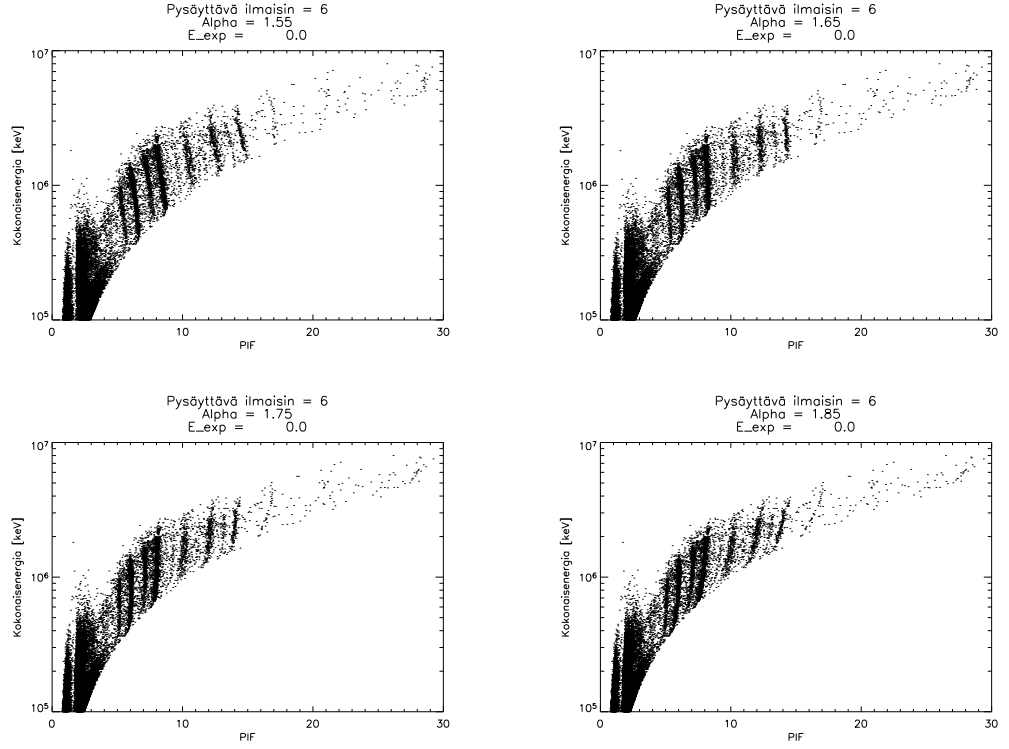
Lisäksi tarkastellaan kussakin tapauksessa teoreettiselle PIF-välille osuneiden hiukkasten määrää, joka kertoo luonnollisesti siitä, kuinka suuri osa hiukkasista on luotettavasti tunnistettavissa.

4.2 Menetelmän parantaminen

4.2.1 Eksponenttioptimointi

Kuvasta 6 nähdään miten kaavan 15 eksponentin α muutos vaikuttaa PIF – E_{tot} -dataan. Kuvassa on kuudenteen detektorikerrokseen pysähtyneet hiukkaset, ja aikavälinä 16.4.2008 - 13.5.2008. Pienillä eksponentin arvoilla sirontapolut ovat kääntyneet vasemmalle ja suurilla oikealle. Lisäksi havaitaan kummassakin ääripäässä, että mitä raskaammista ioneista on kysymys, sitä enemmän sirontapolut ovat kääntyneet. Suorimmat sirontapolut saadaan silmämääräisesti arvioituna kun $\alpha \approx 1.75$.

Kuvassa 7 on esitetty kaavalla 17 laskettu varianssi sekä teoreettisille väleille osuneiden hiukkasten määrä eksponentin α funktiona neljällä eri alkuaineella. Varianssin riippuvuus eksponentista on kaikilla aineilla suurinpiirtein samanlainen, ja minimikohta on löydettävissä kaikissa tapauksissa melko tarkasti paikasta, jossa sen jo silmämääräisesti pääteltiin olevan. Tunnistettujen hiukkasten määrä riippuu myöskin eksponentista suunnilleen odotetulla tavalla, joskin maksimikohta näyttää olevan ainakin hiilen ja hapen tapauksessa hieman varianssin minimikohdan vasemmalla puolella.

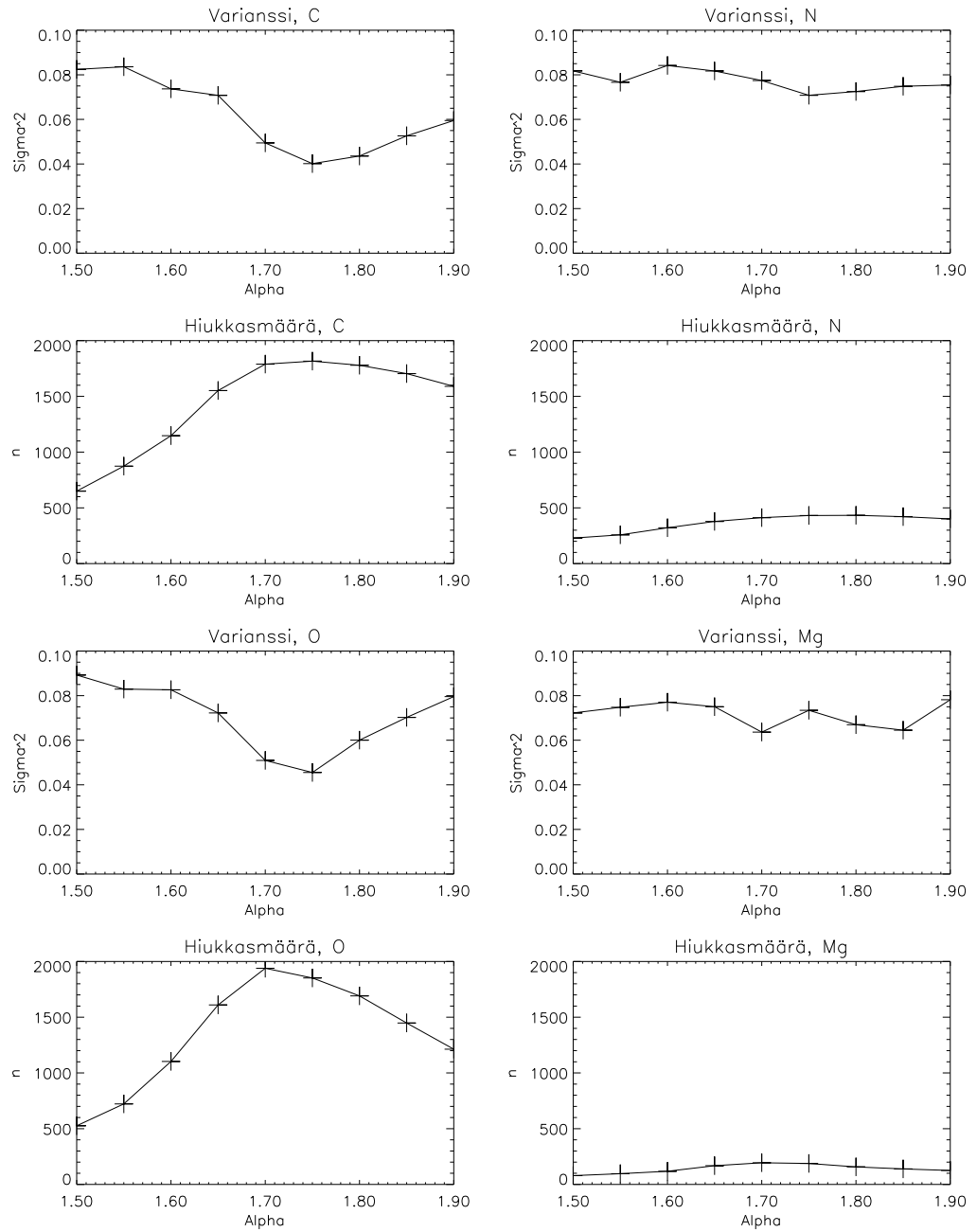


Kuva 6. Eksponentin vaikutus PIF – E_{tot} -dataan kuudenteen ilmaisimeen pysäytyvillä hiukkasilla (hiljainen aika).

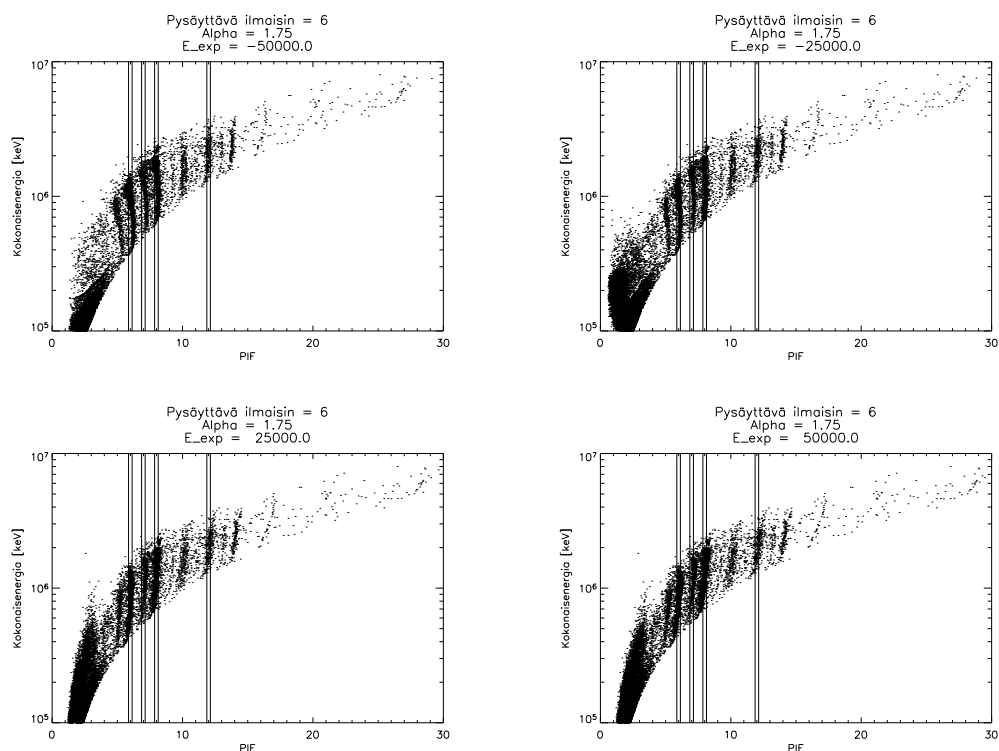
Sirontapolkujen kääntymistä on mahdollista oikaista lisäämällä kaavassa 15 kokonaisenergiaan $\Delta E + E = E_{tot}$ vapaa parametri E_{exp} , jolloin tunnistusfunktion kaavaksi tulee

$$Z = \frac{1}{C} (((E_{tot} + E_{exp})^\alpha - E^\alpha) \cos(\theta))^{\frac{1}{\alpha+1}}. \quad (18)$$

Parametrin lisääminen kuitenkin aiheuttaa PIF-arvoihin siirtymän, jolloin hiukkaset eivät enää osu teorettisiin väleihinsä. Siirtymää voidaan korjata lisäämällä kaavaan 18 vakio, jonka suuruus voidaan määrittää esimerkiksi hapen teorettisen PIF-arvon 8 ja sen PIF-jakauman keskiarvon erotuksena. Parametrin vaikutusta on havainnollistettu kuvassa 8, jossa on myös esitetty hiilen, typen, hapen ja magnesiumin teorettiset rajat. Kuvasta nähdään hyvin, miten sirontapolku kääntyy ja hieman leviää erityisesti yläreunasta vasemmalle parametrin negatiivisilla arvoilla, ja oikealle positiivisilla arvoilla.



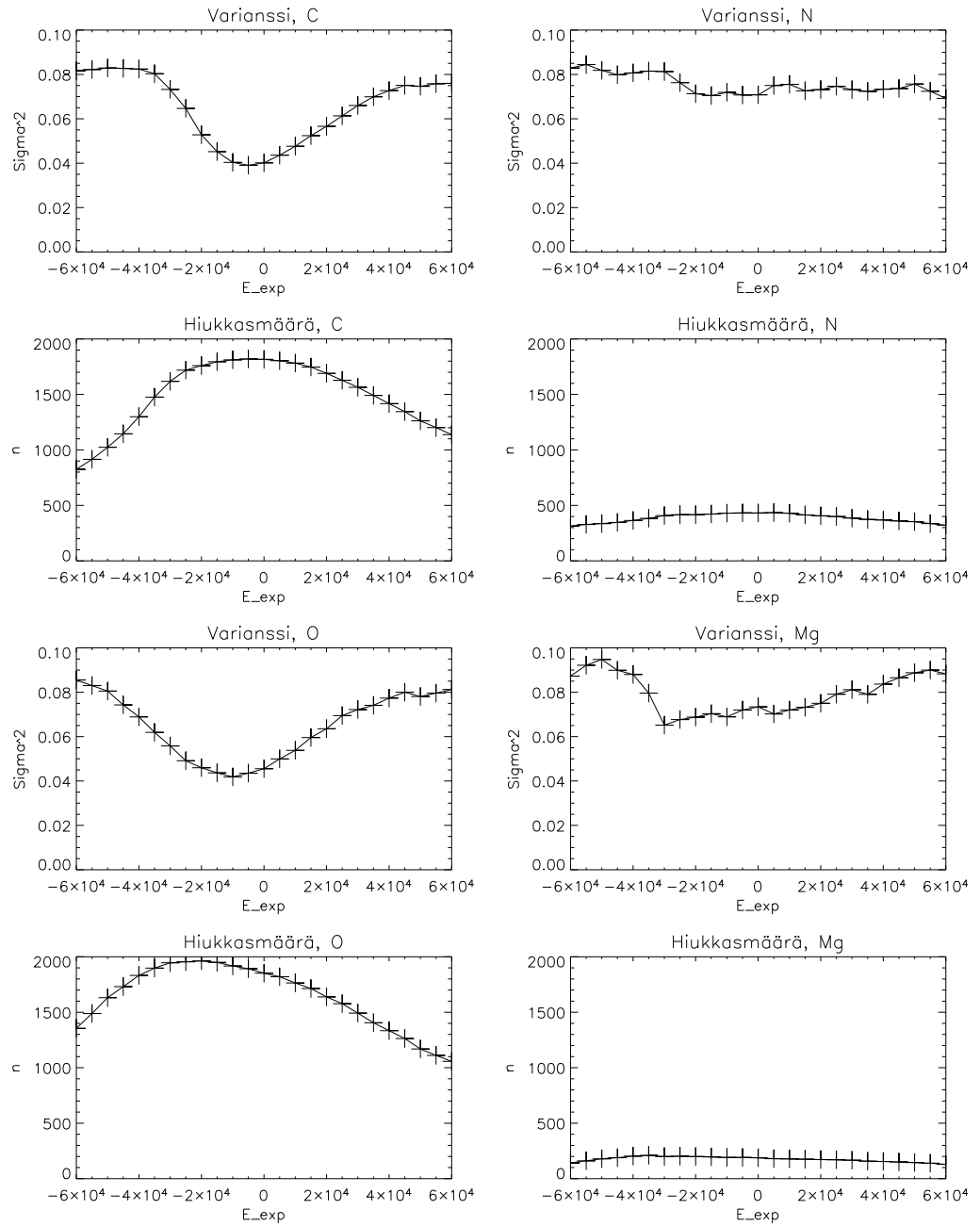
Kuva 7. Eksponentin vaikutus variansseihin ja hiukkasmääriin kuudenteen ilmaisimeen pysähtyvillä hiukkasilla (hiljainen aika).



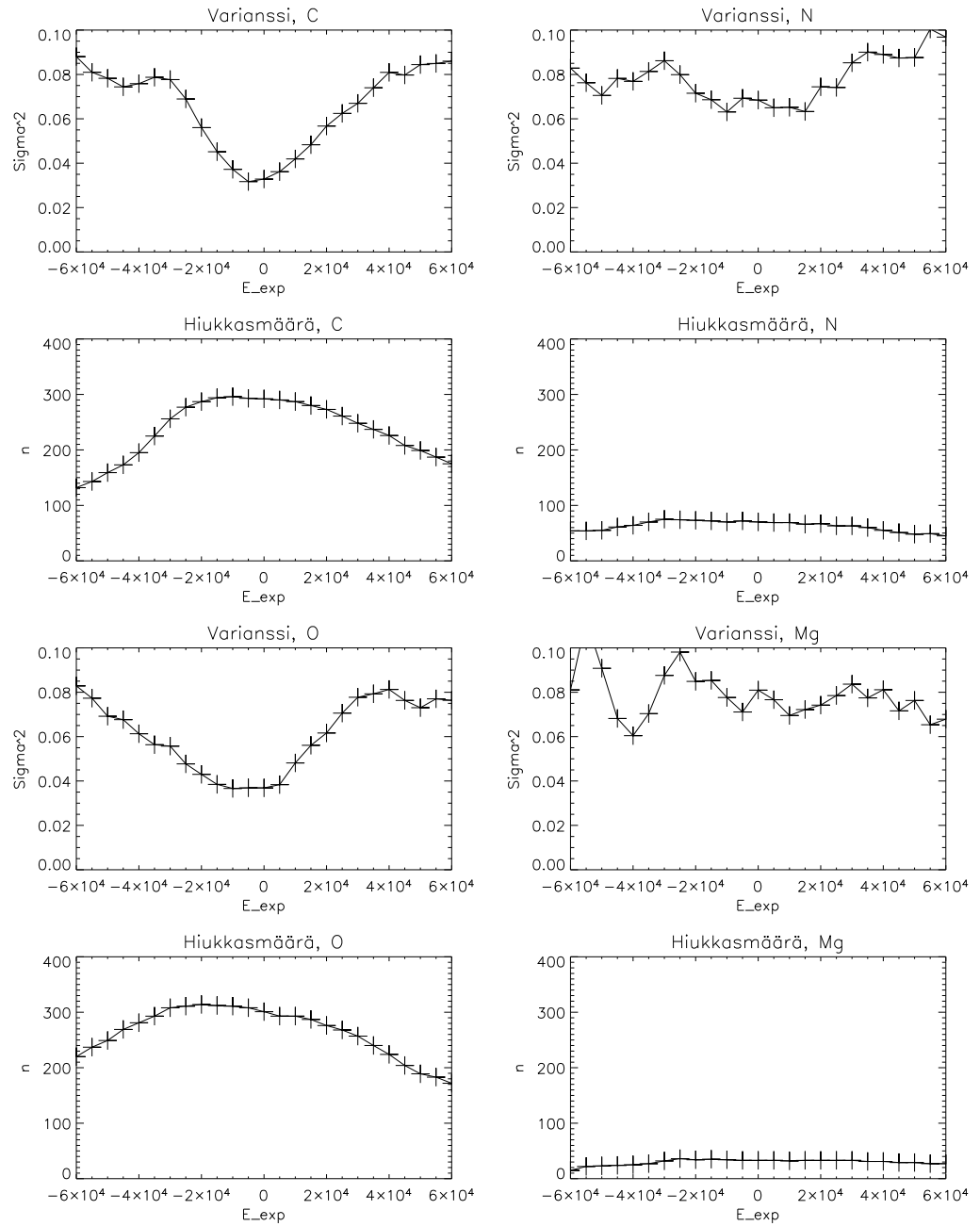
Kuva 8. Eksponenttioptimointiparametrin vaikutus PIF – E_{tot} -dataan kuudenteen ilmaisimeen pysähtyvillä hiukkasilla, kun $\alpha = 1,75$ (hiljainen aika). Kuvassa näkyvissä hiilen, typen, hapen ja magnesiumin teoreettiset rajat.

Kuvissa 9 ja 10 on esitetty E_{exp} -parametrin vaikutus variansseihin ja hiukasmääriin kuudenteen ilmaisinkerrokseen pysähtyvillä hiukkasilla eksponentin α arvolla 1,75. Hiilen ja hapen tapauksessa varianssin ja hiukasmäärän riippuvuus parametrin arvoista on selkeää, ja sekä varianssin minimikohta että hiukasmäärän maksimikohta ovat hyvin selkeästi löydettävissä. Typen ja magnesiumin hiukasmäärät ovat huomattavasti pienempiä, ja riippuvuudet E_{exp} -parametrin arvoista vähemmän selkeitä. Hiilellä ja hapella varianssin minimikohta on hieman hiukasmäärän maksimikohdan oikealla puolella, ja molemmat loittonevat ääriarvokohdistaan loivemmin suurennettaessa parametrin arvoa.

Taulukossa I on lueteltu kuudenteen ilmaisinkerrokseen pysähtyvillä hiukkasilla parametrin E_{exp} parhaimpia arvoja kuudella eri eksponentilla, sekä varianssin minimikohdan että hiukasmäärän maksimikohdan mukaan valittuna. Taulukon esimerk-



Kuva 9. Eksponenttioptimointiparametrin vaikutus variansseihin ja hiukkasmääriin kuudenteen ilmaisimeen pysäytyvillä hiukkasilla, kun $\alpha = 1,75$ (hiljainen aika).



Kuva 10. Eksponenttioptimointiparametrin vaikutus variansseihin ja hiukasmääriin kuudenteen ilmaisimeen pysäytyvillä hiukkasilla, kun $\alpha = 1,75$ (aktiivinen aika).

kiarvot on valittu suoraan kuvien 9 ja 10 kaltaisten kuvaajien ääriarvoina. Kuten huomataan esimerkiksi typen varianssin minimikohdasta eksponentilla 1,75, tämä ei tuota järkeviä tuloksia epäsäännöllisen käyttäytymisen vuoksi. Voidaankin päätellä, että lopullista optimaalista parametrin arvoa etsittäessä on järkevä käyttää mittarina runsaasti esiintyvien aineiden (hiili, happi) tapauksessa varianssia, ja vähemmän runsaasti esiintyvien aineiden (typpi, magnesium) tapauksessa hiukkasmäärää. Nämä aineet on valittu tarkasteltavaksi niiden esiintymisrunsauksien ja mielenkiinnon vuoksi, sekä siksi, että niiden avulla tarkasteltavana on suhteellisen laaja PIF-alue.

Parhaimman α - E_{exp} -yhdistelmän etsiminen aloitetaan seuraavalla tavalla: taulukoidaan tietyllä eksponentin α arvolla hiilen ja hapen varianssit sekä typen ja magne-

Taulukko I. Esimerkkejä eksponenttioptimointiparametreista, jotka maksimoivat hiukkasmäärän tai minimoivat varianssin kuudenteen ilmaisinkerrokseen pysähtyvillä hiili- ja typpi-ioneilla (hiljainen aika)

α	C			
	n_{max}	E_{exp} [keV]	σ_{min}	E_{exp} [keV]
1,65	1724	20000	0,0566	25000
1,70	1799	5000	0,0452	10000
1,75	1820	-5000	0,0391	-5000
1,80	1833	-15000	0,0390	-15000
1,85	1832	-25000	0,0414	-15000
α	N			
	n_{max}	E_{exp} [keV]	σ_{min}	E_{exp} [keV]
1,65	399	20000	0,0737	45000
1,70	412	-5000	0,0682	15000
1,75	435	5000	0,0692	60000
1,80	447	-20000	0,0707	-5000
1,85	450	-30000	0,0700	-20000

siumin hiukkasmäärät parametrin E_{exp} funktiona. Tämän jälkeen verrataan variansseja minimiarvoihinsa, ja hiukkasmääriä maksimiarvoihinsa kaavoilla $|\sigma - \sigma_{min}|/\sigma_{min}$ ja $|n - n_{max}|/n_{max}$. Se E_{exp} -arvo, joka aiheuttaa näillä kriteereillä yhteensä pienimmän eron ääriarvoihin verrattuna, on paras kyseiselle eksponentille. Tuloksen luotettavuuden parantamiseksi on tarkastelu suoritettu kahden esimerkeissä käytetyn aikavälin lisäksi myös aikaväleillä 7.10.1997 - 14.10.1997, 28.3.2001-3.4.2001 ja 4.4.2002 - 20.4.2002. Jotain pienten hiukkasmäärien aiheuttamaa satunnaisvaihtelua lukuunottamatta paras E_{exp} -arvo löytyi eri aikaväleillä suunnilleen samasta kohtaa.

Tarkastelu toistetaan erilaisilla α :n arvoilla, jolloin saadaan optimaaliset varianssit ja hiukkasmäärät eksponentin funktiona. Kun jälleen verrataan variansseja minimiarvoihinsa ja hiukkasmääriä maksimiarvoihinsa, saadaan lopulta määritettyä paras α - E_{exp} -yhdistelmä. Taulukossa II on esitetty esimerkkejä HEDin eri ilmaisinkerrosten hiljaisen ajan optimaalisista E_{exp} -arvoista muutamalla eksponentilla, sekä niiden antamia variansseja ja hiukkasmääriä. Lopulliset eksponenttioptimoinnin antamat parametrit kullekin ilmaisinkerrokselle on esitetty taulukossa III.

Taulukko II. Esimerkkejä optimaalisista eksponenttioptimointiparametreista (hiljainen aika)

	α	$E_{exp}[\text{keV}]$	σ_C	n_N	σ_O	n_{Mg}
det4	1,70	-12300	0,0628	122	0,0583	37
	1,75	-6900	0,0661	139	0,0476	38
	1,80	-5000	0,0713	144	0,0438	38
det5	1,70	-16100	0,0714	216	0,0627	74
	1,75	-21500	0,0753	217	0,0506	88
	1,80	13500	0,0761	236	0,0431	101
det6	1,70	11500	0,0448	410	0,0477	193
	1,75	-7900	0,0389	435	0,0423	190
	1,80	-20700	0,0404	455	0,0447	178

Taulukko III. Lopulliset eksponenttioptimoinnin antamat parametrit

Pysäyttävä ilmaisin	α	E_{exp} [keV]
det4	1,77	-15000
det5	1,83	8000
det6	1,75	-6000

4.2.2 Energiaoptimointi

Toinen tapa vaikuttaa sirontapolkuihin on lisätä kaavassa 15 sekä kokonaisenergiaan $E_{tot} = \Delta E + E$ että jäännösenergiaan E parametri, joka on verrannollinen ΔE -kerroksen energiaan ja kääntäen verrannollinen ΔE -kerroksen paksuuteen. Tällöin tunnistusfunktion kaavaksi saadaan

$$Z = \frac{1}{C} \left(\left(\left(E_{tot} + \frac{c_{en} \cdot \Delta E}{L(\theta)} \right)^\alpha - \left(E + \frac{c_{en} \cdot \Delta E}{L(\theta)} \right)^\alpha \right) \cos(\theta) \right)^{\frac{1}{\alpha+1}}, \quad (19)$$

jossa c_{en} on parametri. Tämä kirjoitetaan vielä analyysissä käytettyyn muotoon

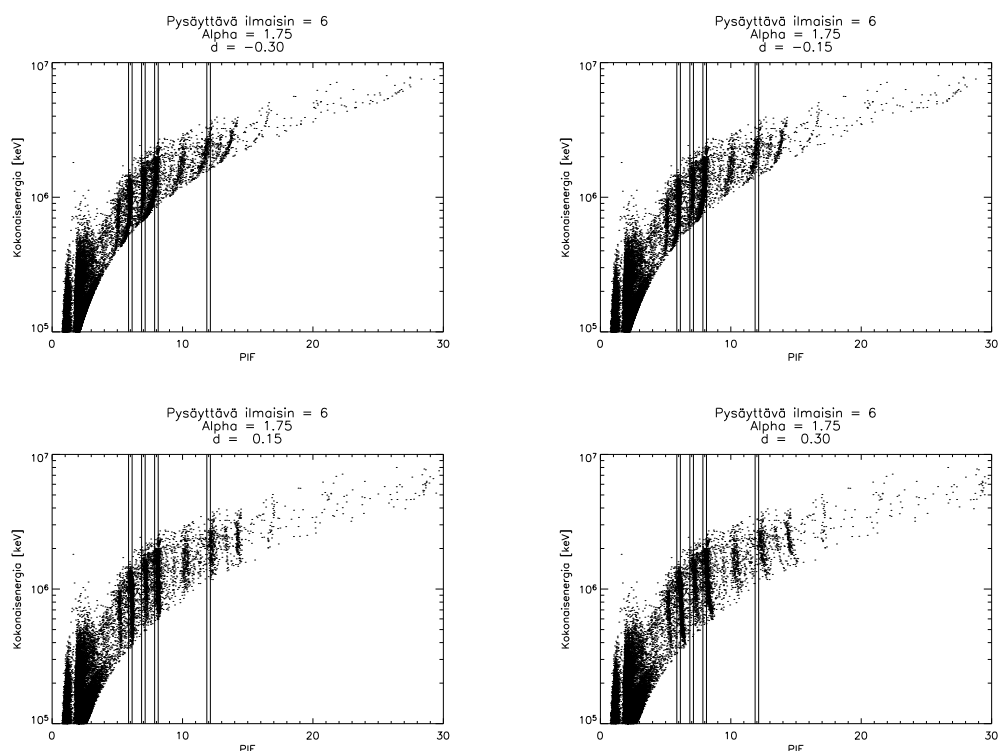
$$Z = \frac{1}{C} \left((E_{tot} + d \cdot \Delta E \cdot \cos(\theta))^\alpha - (E + d \cdot \Delta E \cdot \cos(\theta))^\alpha \right) \cos(\theta)^{\frac{1}{\alpha+1}}, \quad (20)$$

jossa d on energiaoptimointiparametri.

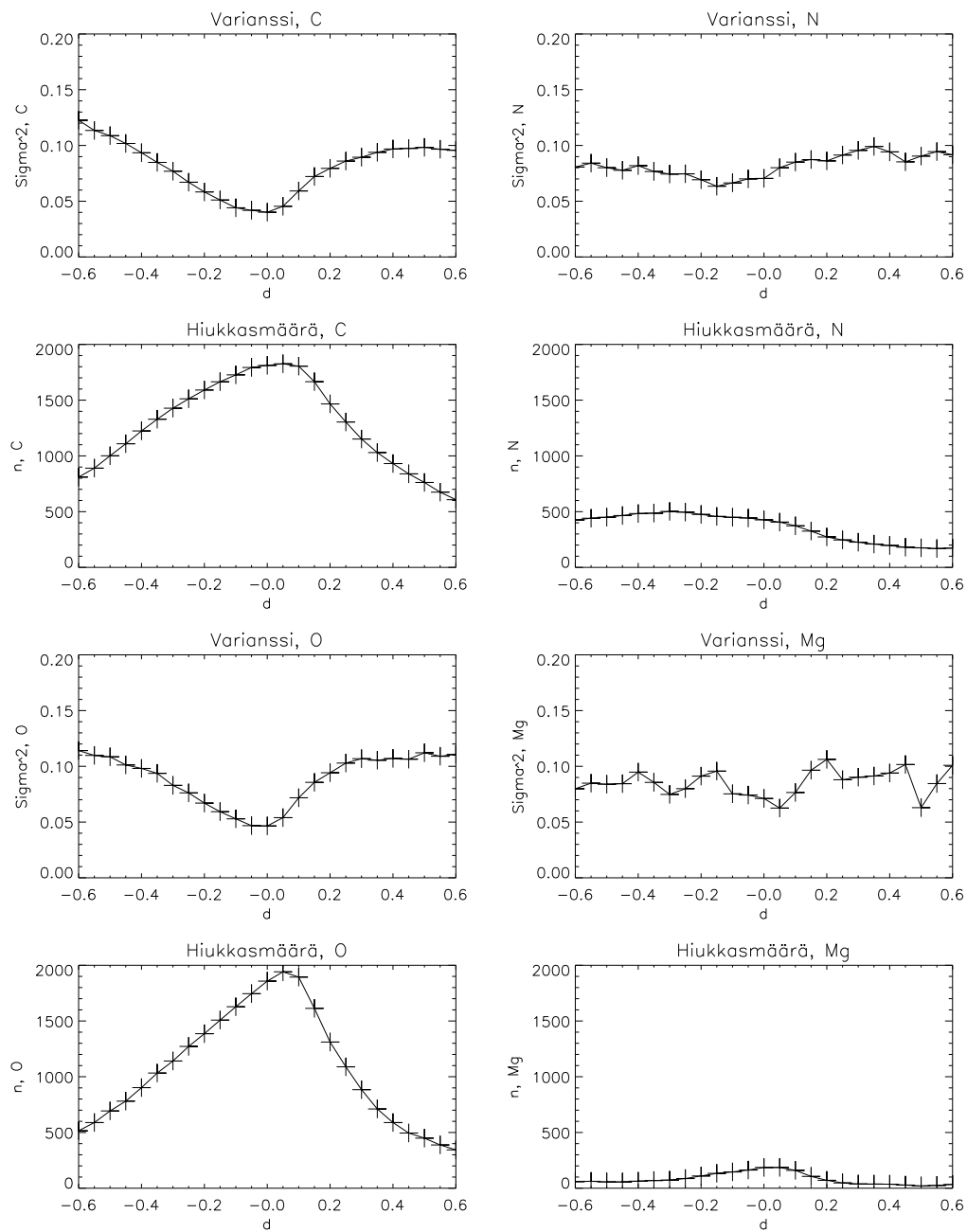
Kuvassa 11 on esitetty PIF – E_{tot} -dataa neljällä eri parametrin d :n arvolla. Selvästi nähdään, että negatiiviset parametrin arvot kääntävät sirontapolun alaosa vasemmalle, ja positiiviset arvot oikealle. Kuvissa 12 ja 13 on esimerkkikuvaajat varianssien ja hiukkasmäärien muutoksesta d -parametrin funktiona. Hiilen ja hapen osalta on jälleen selkeästi erotettavissa sekä varianssin minimikohdat että hiukkasmäärän maksimikohdat. Näiden alkuaineiden tapauksessa käytetäänkin kriteerinä jälleen varianssia valittaessa sopivaa d -parametrin arvoa. Magnesiumin kohdalla näyttää jälleen järkevältä käyttää kriteerinä hiukkasmäärää. Typpi on esimerkkikuvien perusteella käsiteltävistä alkuaineista epäselvin, mutta erityisesti kuvan 12 perusteella varianssi sopii kriteeriksi hiukkasmäärää paremmin.

Optimaalisten d -parametrin arvojen etsiminen tapahtuu vastaavalla tavalla kuin edellisessä luvussa: taulukoidaan tietyllä eksponentin α arvolla hiilen, typen ja hapen varianssit sekä magnesiumin hiukkasmäärä, ja verrataan variansseja minimiarvoihinsa ja hiukkasmäärää maksimiarvoonsa. Se parametrin arvo, joka aiheuttaa yhteensä pienimmän virheen, on paras tälle eksponentille. Sama toistetaan muilla eksponentin arvoilla, jolloin löydetään kullekin eksponentille optimaaliset varianssit ja hiukkasmäärät. Näitä tarkastelemalla löydetään optimaalinen $\alpha - d$ -yhdistelmä.

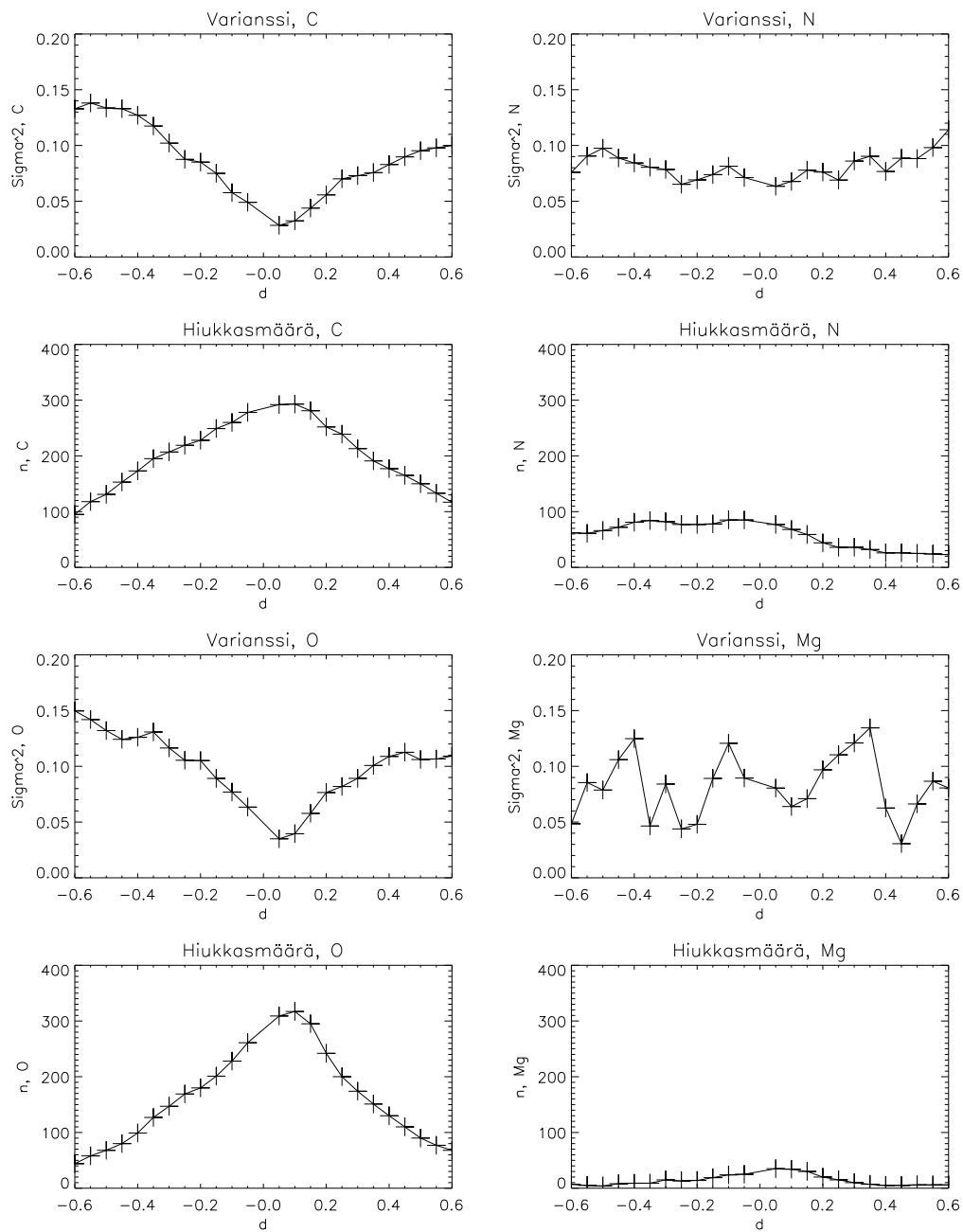
Taulukossa IV on esitetty esimerkkejä optimaalisista d -parametreista kolmella eri eksponentin arvolla kullekin ilmaisinkerrokselle, sekä niiden antamia variansseja ja hiukkasmääriä. Analyysissä käytettiin jälleen esimerkkiaikavälien lisäksi eksponenttioptimoinnin yhteydessä lueteltuja aikavälejä. Lopulliset energiaoptimoinnilla saadut optimaaliset parametrit kullekin kerrokselle löytyvät taulukosta V.



Kuva 11. Energiaoptimointiparametrin vaikutus PIF – E_{tot} -dataan kuudenteen ilmaisimeen pysähtyvillä hiukkasilla, kun $\alpha = 1,75$ (hiljainen aika). Kuvassa näkyvissä hiilen, typen, hapen ja magnesiumin teoreettiset rajat.



Kuva 12. Energiaoptimointiparametrin vaikutus variansseihin ja hiukkasmääriin kuudenteen ilmaisimeen pysähtyvillä hiukkasilla, kun $\alpha = 1,75$ (hiljainen aika).



Kuva 13. Energiaoptimointiparametrin vaikutus variansseihin ja hiukkasmääriin kuudenteen ilmaisimeen pysähtyvillä hiukkasilla, kun $\alpha = 1,75$ (aktiivinen aika).

Taulukko IV. Esimerkkejä optimaalisista d -parametreista (hiljainen aika)

	α	d	σ_C	σ_N	σ_O	n_{Mg}
det4	1,70	-0,02	0,0527	0,0815	0,0486	35
	1,75	-0,01	0,0586	0,0724	0,0350	37
	1,80	-0,01	0,0603	0,0796	0,0362	36
det5	1,70	-0,20	0,0549	0,0670	0,0488	74
	1,75	-0,05	0,0545	0,0616	0,0486	62
	1,80	0,01	0,0659	0,0787	0,0697	90
det6	1,70	-0,24	0,0436	0,0705	0,0478	142
	1,75	-0,04	0,0413	0,0717	0,0476	173
	1,80	0,09	0,0396	0,0718	0,0528	197

Taulukko V. Lopulliset energiaoptimoinnin antamat parametrit

Pysäyttävä ilmaisin	α	d
det4	1,73	-0,01
det5	1,78	-0,03
det6	1,78	0,07

4.2.3 Menetelmien vertailu

Taulukoissa VI - VIII on esitetty eksponenttioptimoinnin ja energiaoptimoinnin antamia variansseja ja hiukkasmääriä hiljaiselta ajalta. Vertailun vuoksi taulukoissa on myös level 3 -datan tunnistusindeksillä lasketut vastaavat luvut. Näiden lukujen eroavaisuus kahden menetelmän välillä selittyy sillä, että menetelmissä on käytetty eri eksponentin α arvoja, joka puolestaan vaikuttaa hiukkasten teoreettisten PIF-välien päihin.

Esimerkkitulukoissa esitettyjen yhden aikavälin tulosten perusteella ei vielä voi nähdä mikä kullekin kerrokselle olisi paras menetelmä. Siksi tarkastellaankin jälleen myös muita aikaisemmin käytettyjä aikavälejä. Taulukossa IX on esitetty suureiden $\sigma_i/\sigma_{i,\text{data}}$ ja $n_i/n_{i,\text{data}}$ keskiarvo näillä aikaväleillä, kummallakin menetelmällä ja kullekin kerrokselle. Tässä alaindeksi data tarkoittaa level 3 -tunnistusindeksiä käyttämällä laskettuja arvoja. Taulukon perusteella voidaan päätellä, että neljänteen ja kuudenteen kerrokseen pysähtyville hiukkasille parhaimman tunnistuksen tuottaa eksponenttioptimoinnilla saatu menetelmä, ja viidenteen kerrokseen pysähtyneille energiaoptimoinnilla saatu menetelmä. Lopullisiksi tunnistusfunktioiksi saadaan neljänteen kerrokseen pysähtyneille hiukkasille

$$Z_4 = 0,5412 + \frac{1}{495,35} \left(((E_{tot} - 15000)^{1,77} - E^{1,77}) \cos(\theta) \right)^{\frac{1}{1,77+1}}, \quad (21)$$

viidenteen kerrokseen pysähtyneille hiukkasille

$$Z_5 = \frac{1}{528,10} \left(((E_{tot} - 0,03 \cdot \Delta E \cdot \cos(\theta))^{1,78} - (E - 0,03 \cdot \Delta E \cdot \cos(\theta))^{1,78}) \cos(\theta) \right)^{\frac{1}{1,78+1}}. \quad (22)$$

ja kuudenteen kerrokseen pysähtyneille hiukkasille

$$Z_6 = 0,1055 + \frac{1}{624,51} \left(((E_{tot} - 6000)^{1,75} - E^{1,75}) \cos(\theta) \right)^{\frac{1}{1,75+1}}. \quad (23)$$

Energian yksikkönä on kaikissa kaavoissa kiloelektronivoltti.

Taulukko VI. Tulosten vertailua neljänteen kerrokseen pysähtyneillä hiukkasilla (hiljainen aika)

	σ_C	σ_N	σ_O	σ_{Mg}
Data	0,0657	0,0821	0,0534	0,0705
Eksponenttioptimointi	0,0724	0,0789	0,0440	0,0481
Data	0,0625	0,0828	0,0552	0,0718
Energiaoptimointi	0,0519	0,0647	0,0385	0,0569
	n_C	n_N	n_O	n_{Mg}
Data	264	148	231	40
Eksponenttioptimointi	247	138	238	39
Data	253	143	228	39
Energiaoptimointi	162	67	199	35

Taulukko VII. Tulosten vertailua viidenteen kerrokseen pysähtyneillä hiukkasilla (hiljainen aika)

	σ_C	σ_N	σ_O	σ_{Mg}
Data	0,0656	0,0796	0,1087	0,0747
Eksponenttioptimointi	0,0625	0,0674	0,0387	0,0642
Data	0,0646	0,0789	0,1078	0,0644
Energiaoptimointi	0,0478	0,0732	0,0419	0,0655
	n_C	n_N	n_O	n_{Mg}
Data	563	295	428	70
Eksponenttioptimointi	577	234	558	81
Data	544	282	399	64
Energiaoptimointi	440	180	506	72

Taulukko VIII. Tulosten vertailua kuudenteen kerrokseen pysähtyneillä hiukkasilla (hiljainen aika)

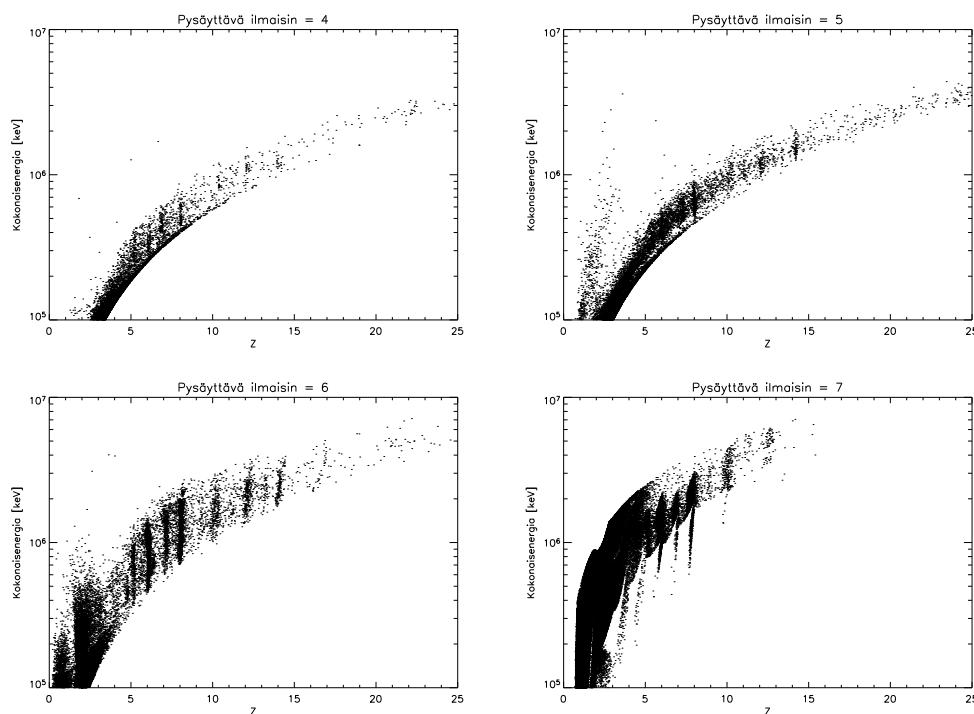
	σ_C	σ_N	σ_O	σ_{Mg}
Data	0,0849	0,0977	0,0765	0,0863
EkspONENTTIoptimointi	0,0388	0,0709	0,0426	0,0714
Data	0,0835	0,0945	0,0749	0,0860
Energiaoptimointi	0,0507	0,0626	0,0568	0,0753
	n_C	n_N	n_O	n_{Mg}
Data	1105	245	1233	143
EkspONENTTIoptimointi	1817	431	1892	191
Data	1129	249	1253	147
Energiaoptimointi	1701	453	1559	145

Taulukko IX. Eri menetelmien antamien varianssien ja hiukasmäärien vertailua

	EkspONENTTIoptimointi		Energiaoptimointi	
	σ_{av}	n_{av}	σ_{av}	n_{av}
det 4	$0,8867 \cdot \sigma_{av,data}$	$1,0003 \cdot n_{av,data}$	$0,7840 \cdot \sigma_{av,data}$	$0,8259 \cdot n_{av,data}$
det 5	$0,7338 \cdot \sigma_{av,data}$	$1,0619 \cdot n_{av,data}$	$0,6752 \cdot \sigma_{av,data}$	$1,0081 \cdot n_{av,data}$
det 6	$0,7527 \cdot \sigma_{av,data}$	$1,4275 \cdot n_{av,data}$	$0,8013 \cdot \sigma_{av,data}$	$1,2798 \cdot n_{av,data}$

4.3 Kohinan poisto

Kuvassa 14 on esitetty hiljaisen ajan PIF – E_{tot} -dataa parannetulla tunnistusmenetelmällä. Seitsemännen kerroksen osalta on käytetty HEDin level 3 -datan tunnistusindeksiä, ja lisäksi kerrokseen pysähtyneistä hiukkasista on poistettu ne, joiden kokonaisenergia $E_{tot} > 250\text{MeV}/n$. Tällä tavoin päästään eroon kuvassa 4 esiintyvistä suurten energioiden yhtenäisestä häiriöalueesta. Erityisesti neljänteen ja viidenteen kerrokseen pysähtyneiden hiukkasten energiajakauman alkupäästä on mahdollista erottaa hiukkaspopulaatioita, jotka ovat jakautuneet tasaisesti hiukkastyypistä riippumatta. Populaatioiden suuruus ei myöskään riipu selkeästi auringon aktiivisuudesta. Tämä taustakohina aiheutuu todennäköisesti kosmisesta säteilystä ja sen sekundäärihiukkasista. Kohinan vähentäminen mahdollistaisi yhä pienempien hiukastapausten erottamisen ja tarkemman analysoinnin. Siitä olisi siis erityistä hyötyä juuri raskaampien ionien tutkimisessa.



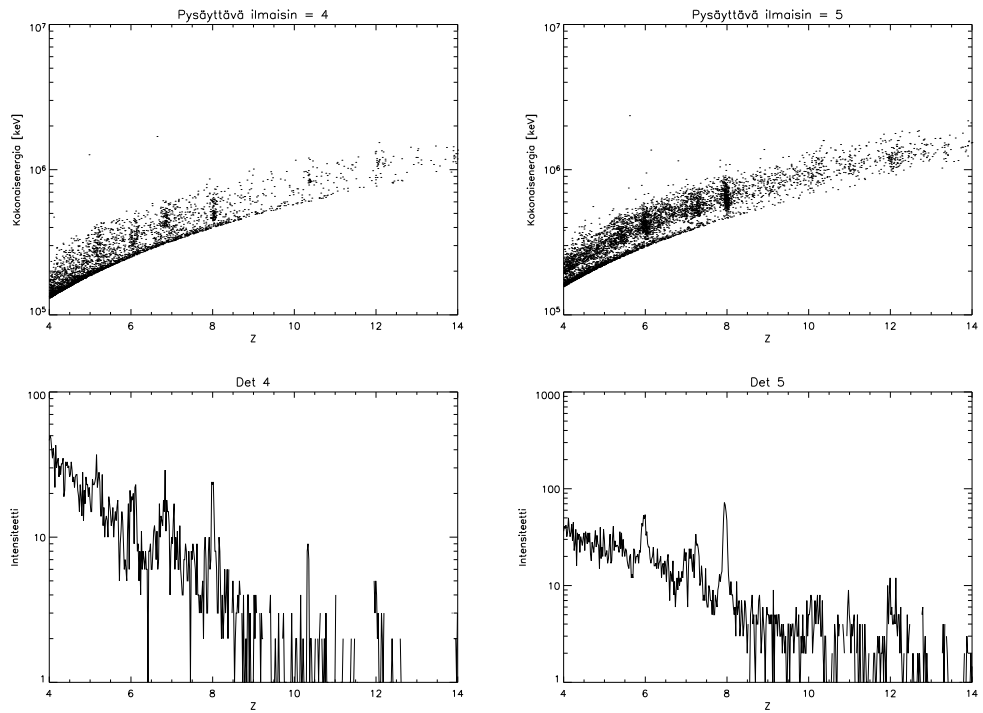
Kuva 14. Kokonaisenergia varausluvun funktiona parannetulla tunnistusmenetelmällä laskettuna (hiljainen aika).

Taustakohinan voidaan havaita koostuvan pääosin pienienergisistä hiukkasista. Nämä hiukkaset menettävät suurimman osan energiastaan ennen kerrosta, jossa ne pysähtyvät. Määritellään luku f pysäytyskerrokseen jäävän energian ja hiukkasen kokonaisenergian suhteena $f = \frac{E}{E_{tot}}$. Todellisten hiukkasten määrän suhdetta taustapopulaation suuruuteen eli signaali-kohinasuhdetta saadaan parannettua hylkäämällä analyysistä hiukkaset, joilla suhdeluku f on tiettyä arvoa pienempi. Suurin osa taustakohinasta pysähtyy jo ennen HEDin tuikeilmaisinkerroksia, joten seuraavassa kohinaa poistetaan ainoastaan neljänteen ja viidenteen ilmaisinkerrokseen pysähtyneistä hiukkasista.

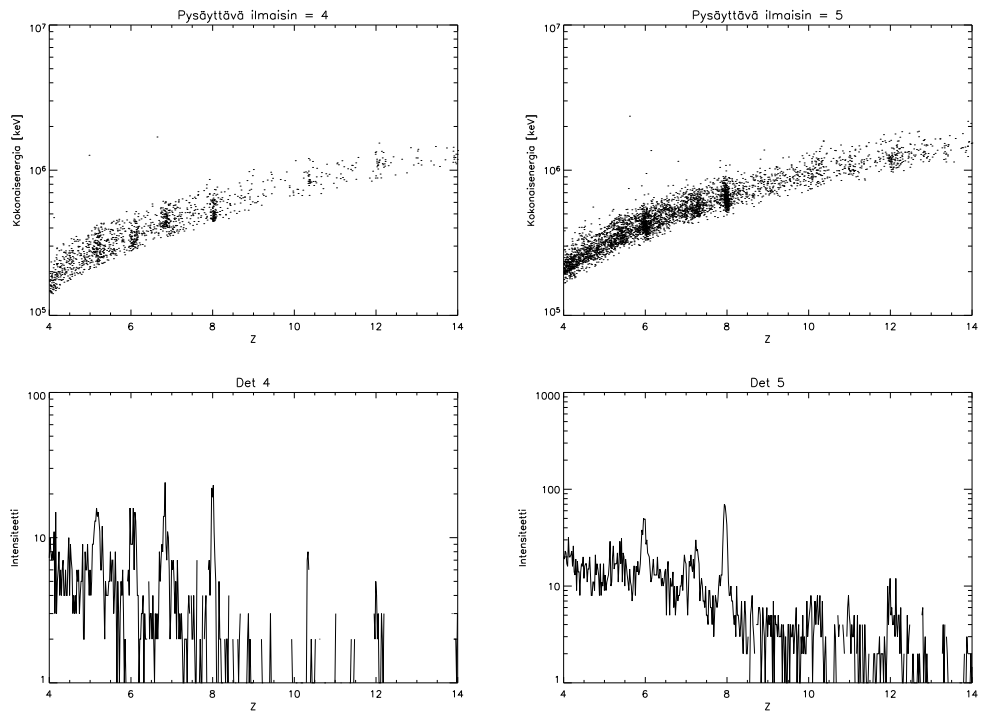
Kuvissa 15 ja 16 on esitetty tunnistusfunktiohistogrammit parametrin f arvoilla 0,0 ja 0,2. Jälkimmäisessä tapauksessa kummankin kerroksen matalien energioiden ”kohinanauha” on kokonaan hävinnyt. Etsitään kullekin kerrokselle sopiva parametrin f arvo tarkastelemalla signaali-kohinasuhdetta. Signaalin ja kohinan suuruus voidaan määritellä kuten kuvassa 17 on tehty viidenteen detektorikerrokseen pysähtyneille hiilille ja magnesiumeille. Kuvan esimerkkitapauksesta saadaan hiilelle signaali-kohinasuhteeksi

$$(S/N)_C = \frac{S_C - N_C}{N_C} = \frac{54 - 19}{19} \approx 1,84. \quad (24)$$

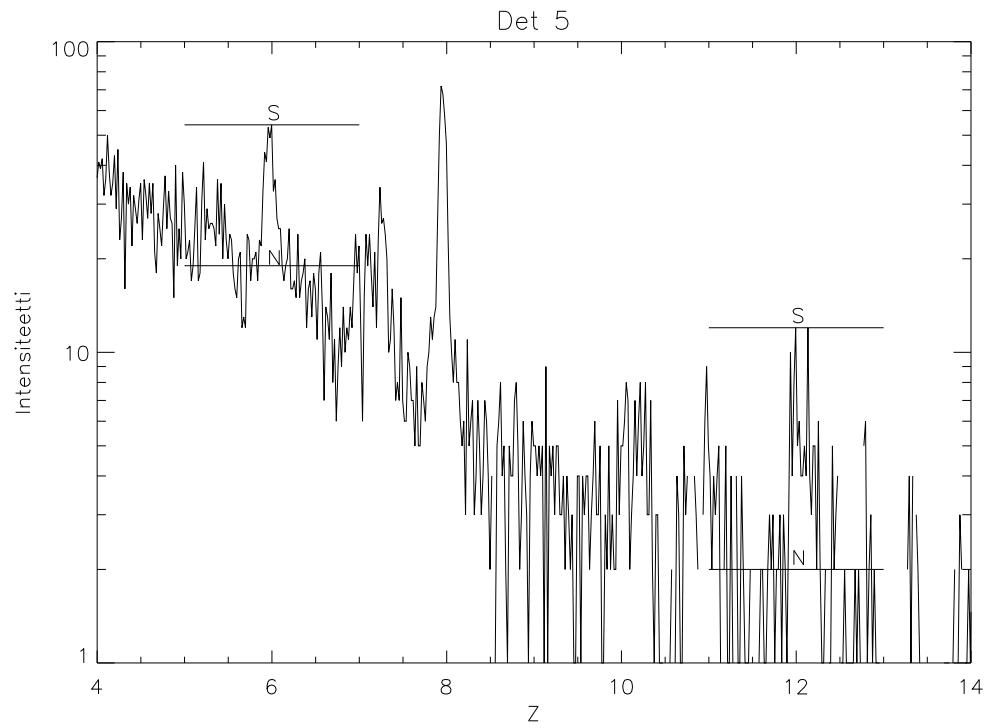
Kuvassa 18 on esitetty signaali-kohinasuhde parametrin f funktiona neljälle alkuaineelle ja kummallekin ilmaisinkerrokselle kolmen aikavälin (16.4.2008 - 13.5.2008, 24.4.1999 - 29.4.1999 ja 7.10.1997 - 14.10.1997) keskiarvona. Kuvasta nähdään, että jo pienillä f :n arvoilla signaali-kohinasuhde paranee, ja noin arvon $f = 0,05$ jälkeen ei suurta muutosta tapahdu. Parametrille f voidaankin valita arvo 0,1, sillä hiukkaset, joilla $E < 0,1 \cdot E_{tot}$ (eli pienten E -energioiden korjauksen ansiosta pysäytyskerrokseen ja sitä edeltävään kerrokseen jäänyt energia on alle kymmenesosa kokonaisenergiasta), ovat hyvin varmasti kohinaa tai muuten virheellistä dataa. Tällaisten hiukkastapausten hylkääminen ei myöskään vääristä todellisten hiukkasten energiajakaumien alkupäitä.



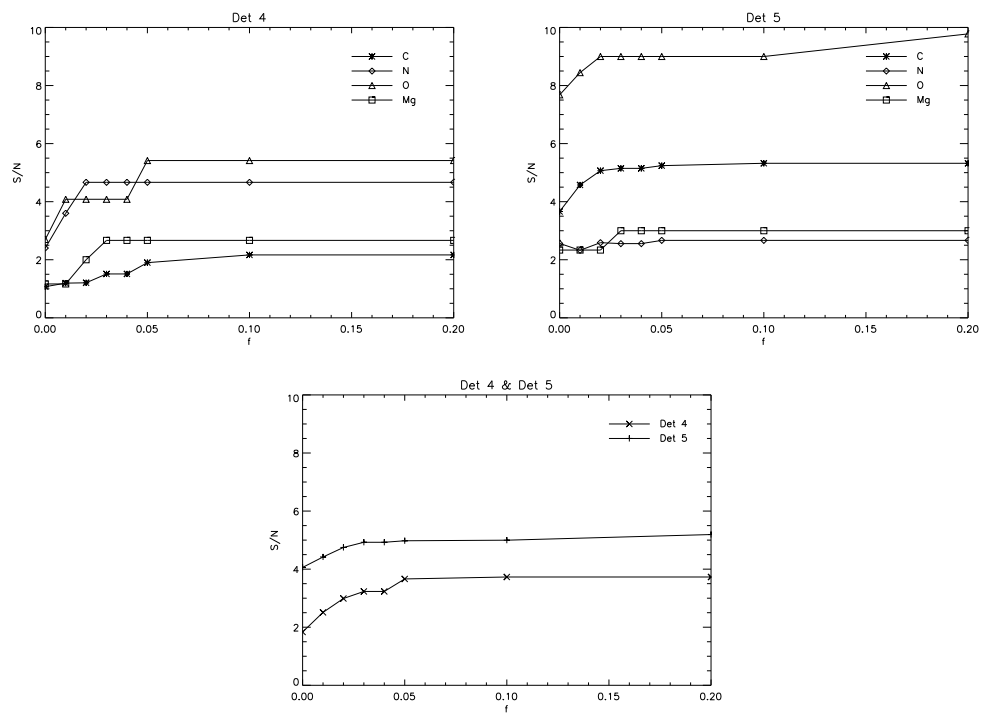
Kuva 15. Neljänteen ja viidenteen kerrokseen pysäytyneiden hiukkasten varauslukujakaumat, kun $f = 0,0$ (hiljainen aika).



Kuva 16. Neljänteen ja viidenteen kerrokseen pysäytyneiden hiukkasten varauslukujakaumat, kun $f = 0,2$ (hiljainen aika).



Kuva 17. Esimerkki signaali-kohinasuhteen määrittämisestä hielle ja magnesiumille viidenteen ilmaisinkerrokseen pysähtyneillä hiukkasilla (hiljainen aika).



Kuva 18. Signaali-kohinasuhde kohinanpoistoparametrin funktiona neljällä eri ilmaisinkerroksella.

5 Hiukkasten analysointia parannetulla tunnistusmenetelmällä

5.1 Intensiteetin laskeminen

Tässä tutkielmassa intensiteetin yksikkönä on $(\text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s} \cdot \text{Mev}/\text{n})^{-1}$ eli hiukkasten lukumäärä pinta-alayksikköä, avaruuskulmaa, aikayksikköä ja energiayksikköä kohti. Intensiteettiä laskettaessa on siis otettava huomioon ilmaisimen geometrinen tekijä. Yleisesti kaksikerroksisen hiukkasilmaisimen geometrinen tekijä saadaan lausekkeesta

$$G = \int_{\Omega} d\omega \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r} \quad (25)$$

jossa $\int_{\Omega} d\omega$ on avaruuskulma, jossa ylempi kerros näkyy alemmasta ja $\int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r}$ alemman kerroksen pinta-alan projektio ylemmälle kerrokselle [19]. Lausekkeen integraalia on kuitenkin useimmissa tapauksissa mahdoton ratkaista analyttisesti. Sullivan [19] on esittänyt ratkaisun kahdesta suorakulmion mallisesta kerroksesta koostuvalle ilmaisimelle, joka yksinkertaistettuna kahteen identtiseen neliönmuotoiseen kerrokseen on

$$G = 2h^2 \ln \left(\frac{h^2 + x^2}{h\sqrt{h^2 + 2x^2}} \right) + 4x\sqrt{h^2 + x^2} \tan^{-1} \left(\frac{x}{\sqrt{h^2 + x^2}} \right) - 4xh \tan^{-1} \left(\frac{x}{h} \right), \quad (26)$$

jossa kerrosten sivun pituus on x ja kerrosten välimatka h .

Koska HEDissä on kahden sijaan useampi kerros, riippuu geometrinen tekijä hiukkasten kantamasta, eli käytännössä siis hiukkasen energiasta sekä varaus- ja massaluvusta. Koska geometrisen tekijän tarkempi tarkastelu ei mahtuisi tämän tutkielman puitteisiin, käytetään kullekin hiukkaselle pysäyttävän kerroksen geometristä tekijää. Lumme [20] on laskenut nämä numeerisesti siten, että kolme viimeistä paksumpaa kerrosta on vielä jaettu useampaan tasoon. Yksinkertaisuuden vuoksi käytetään kullekin detektorikerrokselle kuitenkin vain yhtä geometrisen tekijän

arvoa. Nämä arvot on esitetty taulukossa X.

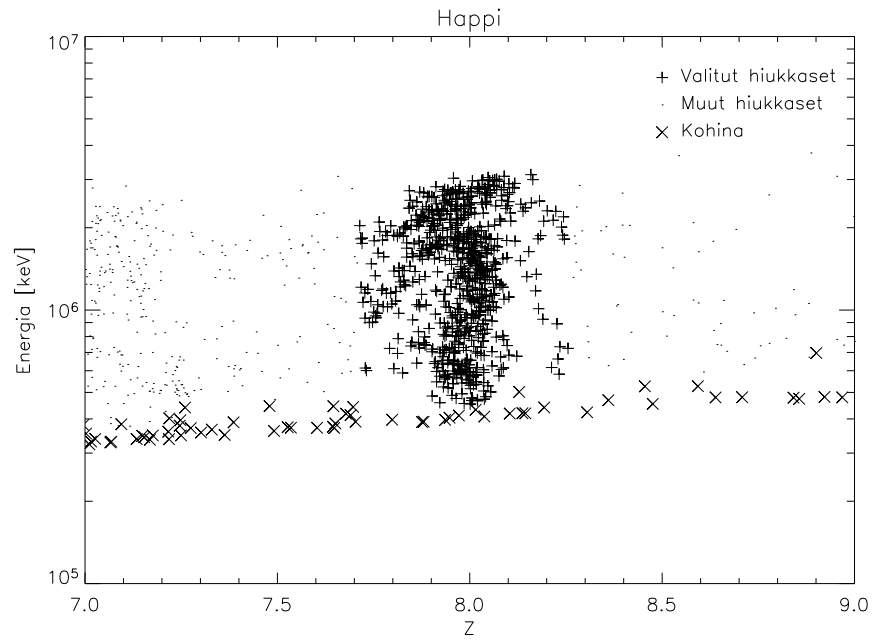
Taulukko X. HED-instrumentin pysäytyskerrosten geometriset tekijät [8]

Pysäyttävä ilmaisin	Geometrinen tekijä
S2Y	44,1 cm ² sr
D1	37,9 cm ² sr
D2	31,6 cm ² sr
D3	23,8 cm ² sr

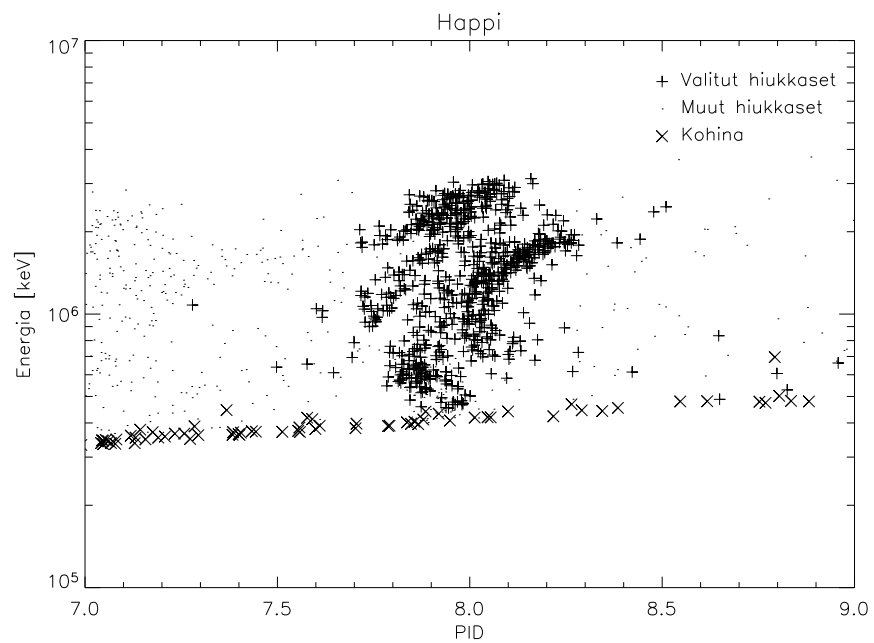
5.2 Hiukkasten valinta

Kuvassa 19 on esitetty hiukkasten kokonaisenergia parannetulla tunnistusfunktiolla lasketun varausluvun funktiona hapen ympäristössä. Data on poimittu aikaisemmissa esimerkeissä käytetyltä aktiiviselta jaksolta. Kuvaan on merkitty eri symboleilla hapeksi tunnistetut hiukkaset, muut hiukkaset, sekä taustakohinaksi tulkitut hiukkaset. Tässä esimerkissä on hapeksi tulkittu hiukkaset, joilla $Z = 8$ ja $14 < M < 18$, eli hiukkaset, joiden varausluku osuu välille [7,71, 8,26].

Vertailun vuoksi on kuvassa 20 esitetty saman aikavälin samalla tavalla tunnistettujen hiukkasten sijoittuminen level 3 -tunnistusindeksille. Energia-alueen yläpäässä nähdään selvästi molemmissa kuvissa samanlainen, hieman epämääräinen rakenne. Nämä ovat seitsemänteen ilmaisinkerrokseen pysähtyneitä hiukkasia, joiden tunnistusfunktiota ei tässä tutkielmassa kehitetty. Neljänteen, viidenteen ja kuudenteen kerrokseen pysähtyneiden hiukkasten osalta voitaisiin hiukkasten valinnassa käyttää kapeampaakin väliä.



Kuva 19. Parannetulla tunnistusfunktiolla tunnistetut happi-ionit (aktiivinen aika).



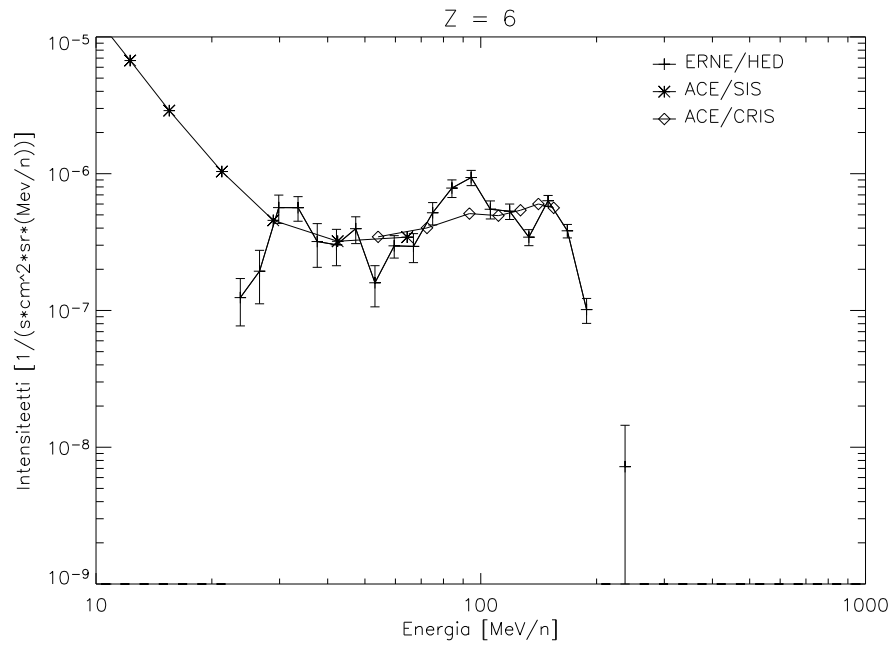
Kuva 20. Parannetulla tunnistusfunktiolla tunnistettujen happi-ionien sijoittuminen level 3 -tunnistusindeksille (aktiivinen aika).

5.3 Esimerkkispektrejä

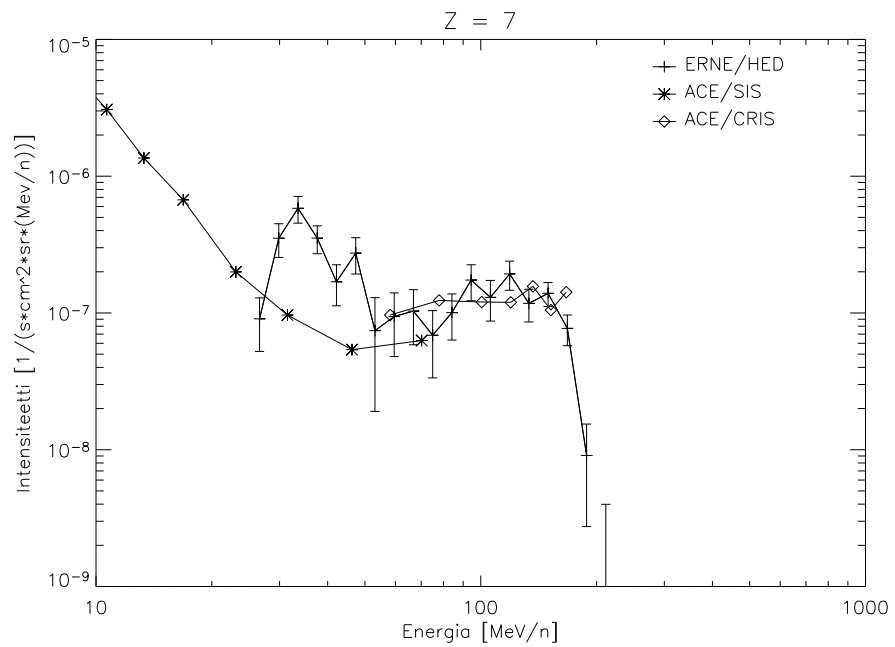
Kuvissa 21 - 24 on esitetty HED-instrumentilla mitattu spektrejä auringon korkean aktiivisuuden ajalta 24.4.1999 - 29.4.1999. Vertailun vuoksi on esitetty myös NASAn ACE-satelliitin (*Advanced Composition Explorer*) kahden instrumentin, SISin (*Solar Isotope Spectrometer*) ja CRISin (*Cosmic Ray Isotope Spectrometer*), mitaamat spektrit¹ samalta ajalta. ACEn ja ERNEn spektrit vastaavat melko hyvin toisiaan, lukuunottamatta HEDin energia-alueen ensimmäisiä ja viimeisiä kanavia. Lisäksi HEDin spektrissä on näkyvissä satunnaista heilahtelua, joka todennäköisesti johtuu heikommasta statistiikasta tai kalibroinnin virheistä. ACE/SISin geometrinen tekijä on noin $40 \text{ cm}^2\text{sr}$ [21], joka on samaa luokkaa HEDin kanssa, ja ACE/CRISin noin $250 \text{ cm}^2\text{sr}$ [22], joka on huomattavasti HEDin geometristä tekijää suurempi.

Kuvissa 25 - 28 on esitetty HED-instrumentilla mitattu spektri auringon vähäisen aktiivisuuden ajalta 16.4.2008 - 8.5.2008, sekä vertailuna jälleen ACE-instrumentin mitaama spektri. Pidemmän mittausajan ansiosta statistiikka on parempi ja HEDin spektrit hieman ”siistimpiä”. Auringon vähäisempi aktiivisuus näkyy erityisen hyvin ACEn spektristä energia-alueen alkupäässä, jossa vuot ovat lähes kahta kertaluokkaa pienemmät. HEDin energia-alueella huomataan kuitenkin, että hiljaisen ajan vuot ovat hieman suurempia kuin aktiivisena aikana. Tämä voidaan selittää auringon aktiivisuuden aiheuttamana kosmisten säteiden modulaationa. Aktiivisina aikoina auringosta ulospäin kulkeutuvat koronan massapurkaukset ja niinsanotut yhdistyneet interaktiovyöhykkeet (*global merged interaction regions*) vaikuttavat kosmisten säteiden diffusiiviseen kulkeutumiseen heliosfäärissä [23]. Vähemmän aktiivisina aikoina näitä esteitä ei ole ja diffuusio helpottuu.

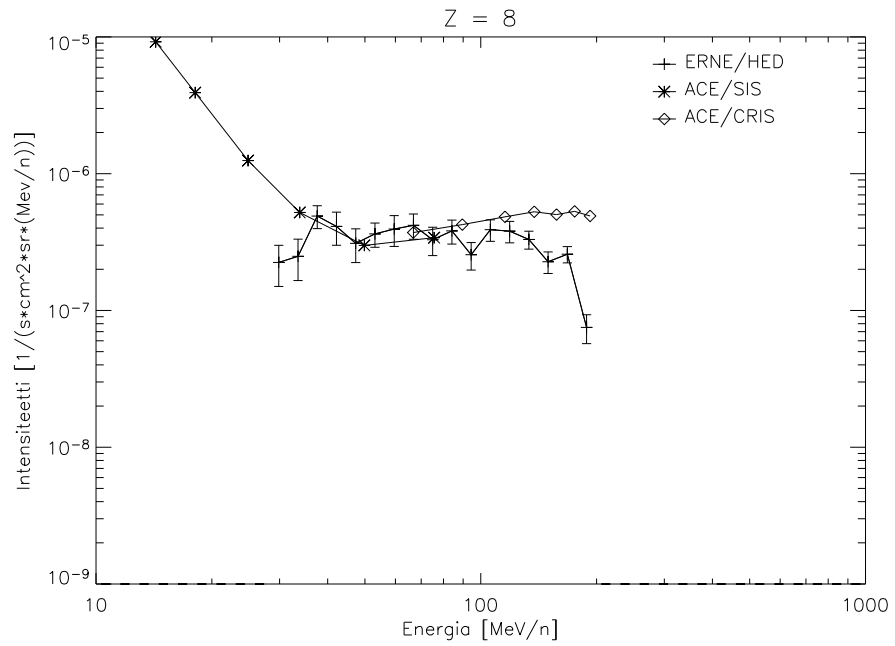
¹Data haettu ACEn palvelimelta osoitteesta <ftp://musse1.srl.caltech.edu/pub/ace/level12>. Vertailuun käytettiin daily averages -dataa, joka luettiin HDF-muodossa olevasta tiedostosta käyttäen osoitteesta <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level12/ACE-IDL-HDF.txt> löytyviä IDL-ohjelmia.



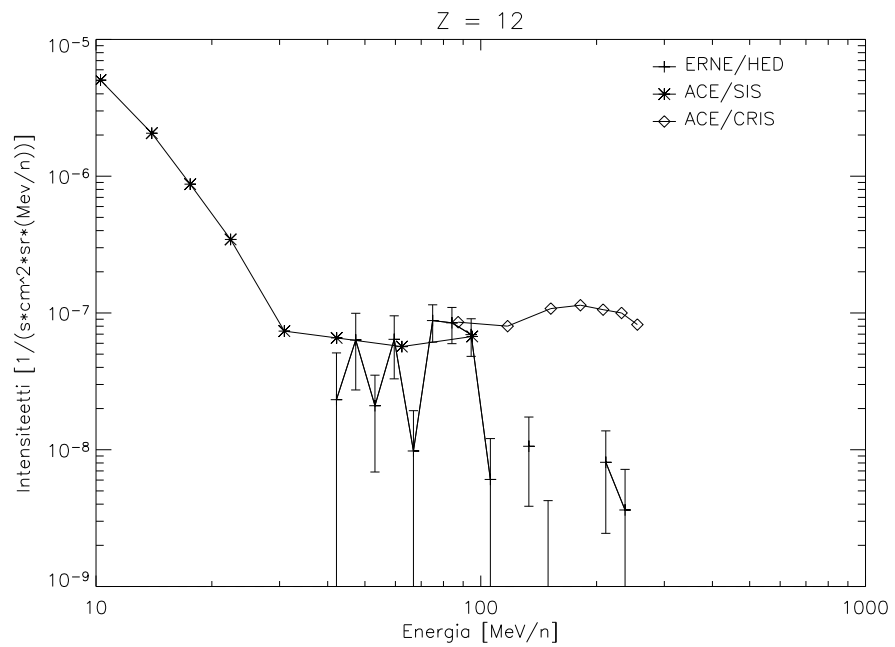
Kuva 21. Hiilen spektri virherajoiheen (aktiivinen aika).



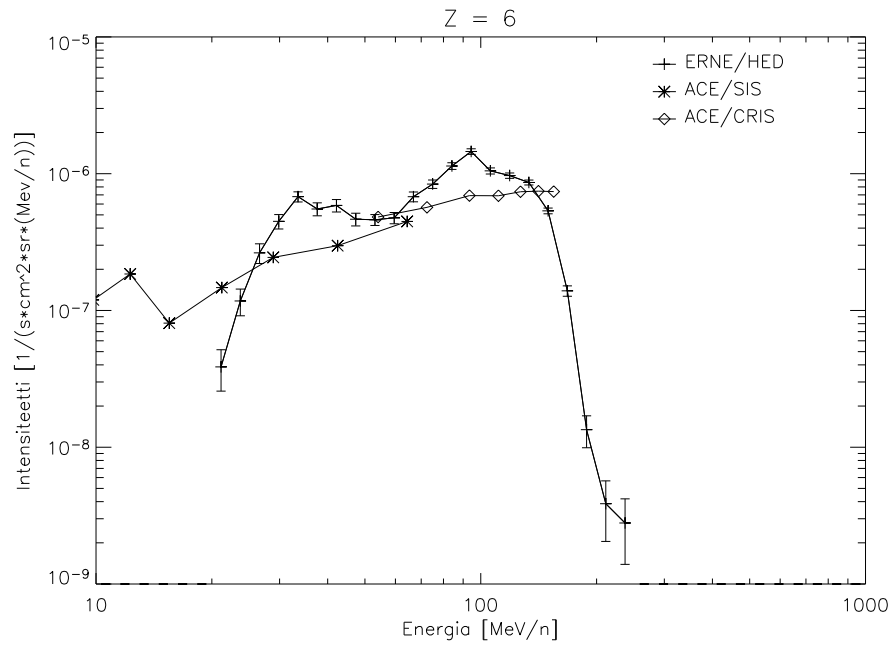
Kuva 22. Typen spektri virherajoiheen (aktiivinen aika).



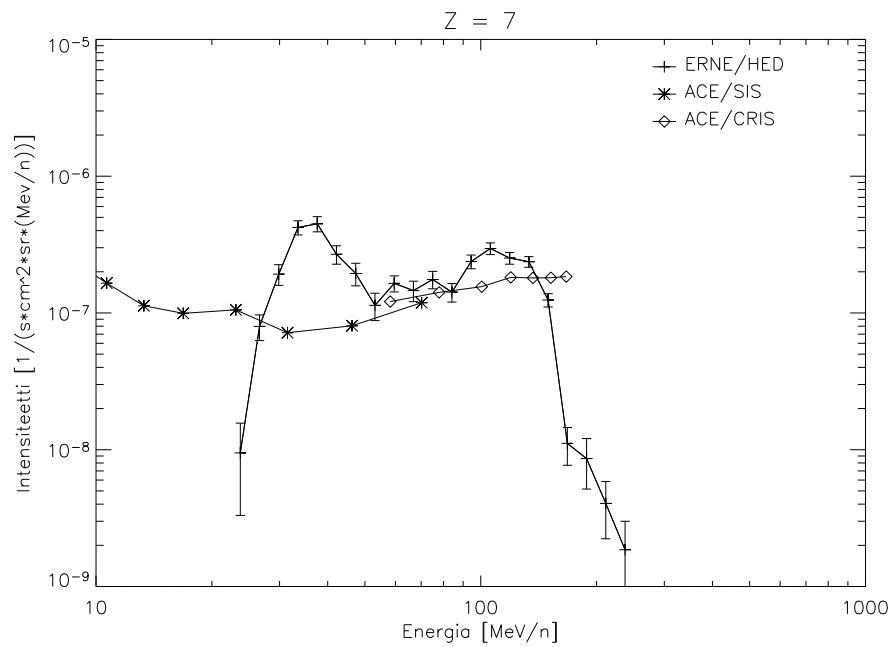
Kuva 23. Hapen spektri virherajoiheen (aktiivinen aika).



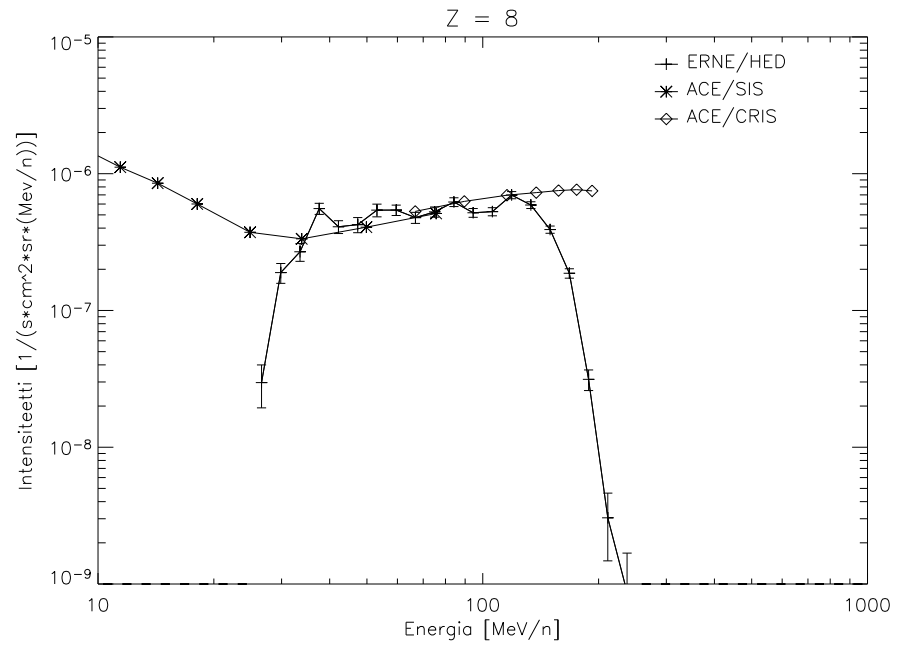
Kuva 24. Magnesiumin spektri virherajoiheen (aktiivinen aika).



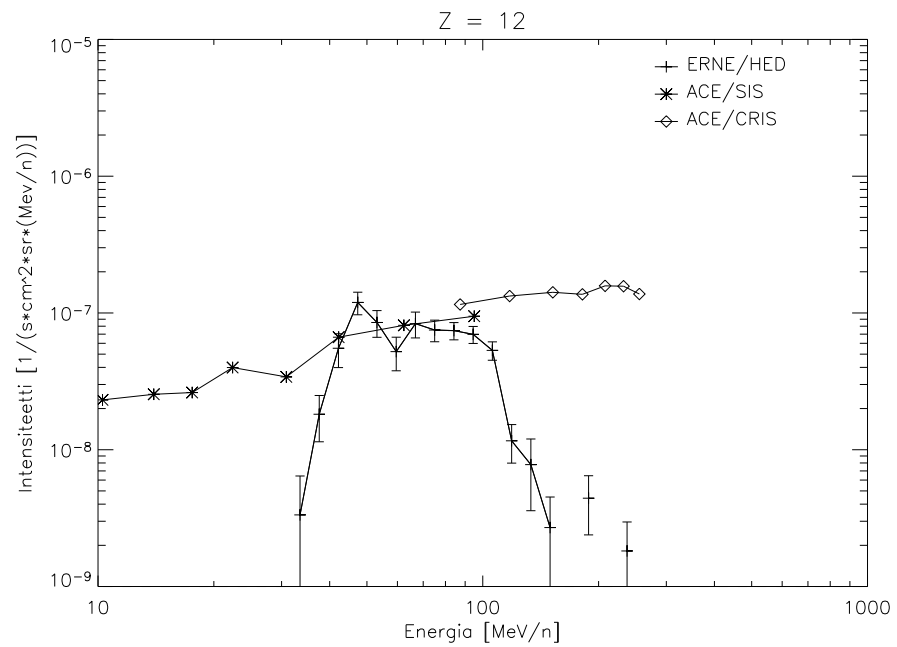
Kuva 25. Hiilen spektri virherajoiheen (hiljainen aika).



Kuva 26. Typen spektri virherajoiheen (hiljainen aika).

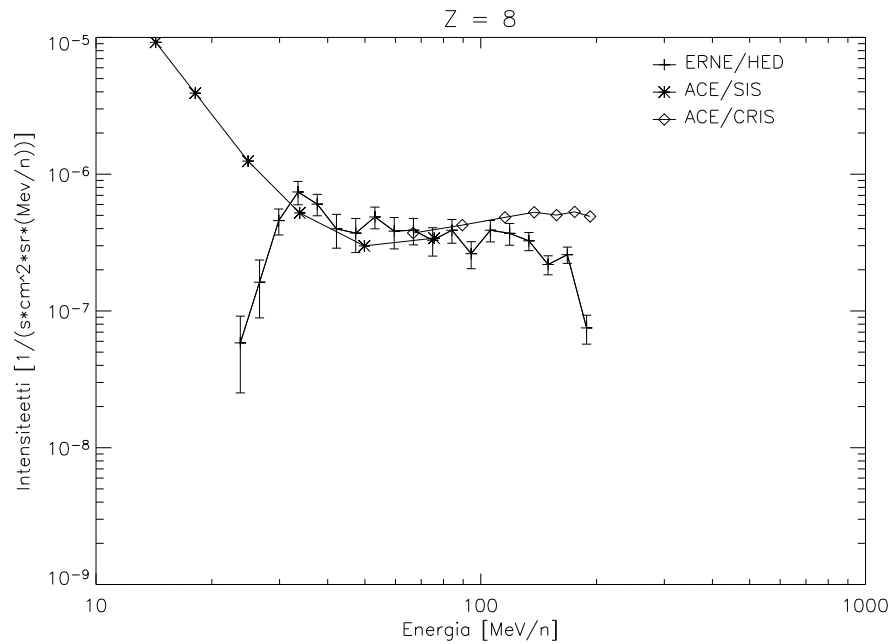


Kuva 27. Hapen spektri virherajoineen (hiljainen aika).



Kuva 28. Magnesiumin spektri virherajoineen (hiljainen aika).

Lopuksi kuvassa 29 esitetään vertailun vuoksi suoraan level 3 -datasta ilman kohinan poistoa ja parannettua tunnistusmenetelmää laskettu hapen spektri. Datasta on ainoastaan jätetty pois viimeiseen kerrokseen pysähtyvistä hiukkasista energialtaan suurimmat. Spektrin kaksi ensimmäistä, intensiteetiltään hyvin pientä energiakanavaa aiheutuvat taustakohinasta, eikä kuvan kuvan 23 spektrissä niitä ole lainkaan näkyvissä. Kahden seuraavan kanavan intensiteetti on hieman lähempänä ACE-instrumentin mittaamia intensiteettejä verrattuna kuvan 23 vastaaviin kanaviin. Suurimmilla energioilla näiden spektrien välillä ei ole eroa, sillä viimeiseen ilmaiskerrokseen pysähtyneiden hiukkasten tunnistus on molemmissa sama, ja kohinan poisto vaikuttaa ainoastaan pienimpiin energioihin.



Kuva 29. Level 3 -tunnistusindeksin avulla tunnistetun hapen spektri virherajoineen (aktiivinen aika).

6 Loppupäätelmät

Tutkielman päätavoite eli tunnistusmenetelmän parantaminen onnistui S2Y-, D1- ja D2-ilmaisinten osalta kohtuullisesti. D3-ilmaisimen käsittelyyn ei tämän tutkielman puitteissa ollut resursseja. Parannetut tunnistusfunktiot löytyvät kaavoista 21 - 23. Signaali-kohinasuhdetta saatiin selvästi parannettua S2Y- ja D1-kerrosten osalta asettamalla yksinkertainen hylkäysehto hiukkasille joilla on pieni pysäytysenergia. Parannettua tunnistusmenetelmää ja kohinanpoistoa käyttämällä saatujen spektrien kaksi ensimmäistä ja neljä viimeistä energiakanavaa antoivat odotettua huomattavasti pienemmät intensiteetit, mutta muuten spektrit vastasivat melko hyvin odotuksia.

Tutkielmaa tehdessä on tullut esille useita mahdollisia aiheita jatkotutkimuksiin. Ensimmäisenä mainittakoon energiariippuvaisen eksponentin α käyttäminen hiukkasen tunnistusfunktiossa (kaavat 18 ja 20). Tällöin myös skaalauskerroimen C tulee olla vastaavasti energiariippuvainen, ja tämä vaikeuttaa menetelmän testausta. Käyttämällä energiariippuvaista eksponenttia voitaisiin kuitenkin suoristaa hiukkasten sirontapolkuja entisestään. Myös D3-detektorikerroksen suurimpien energioiden häiriöihin pitäisi tutustua tarkemmin, jotta ilmaisimen koko laaja energia-alue saataisiin käyttöön. Lisäksi HED-ilmaisimen geometrisen tekijän tarkempi tarkastelu esimerkiksi GEANT-simulaatioiden avulla parantaisi analyysin tarkkuutta. GEANT-simulaatioiden avulla voitaisiin myös kehitellä hiukkaskohtaisia energiakantama- taulukkoja D3-kerroksessa ja yrittää siten parantaa kerroksen tunnistusmenetelmää.

Viitteet

- [1] Mäkelä, P., Väitöskirja, University of Turku, (2004).
- [2] V. Domingo, B. Fleck ja A. Poland, *ESA Bulletin* **87**, 7 (1996).
- [3] V. Domingo, B. Fleck ja A. Poland, *Solar Physics* **162**, 1 (1995).
- [4] B. Fleck *et al.*, *ESA Bulletin* **102**, 68 (2000).
- [5] Peltonen, J., Väitöskirja, University of Turku, (1996).
- [6] J. Torsti *et al.*, *Solar Physics* **162**, 505 (1995).
- [7] J. Peltonen, A. Nieminen ja A. Sarjala, *ERNE Internal Reports* **51**, (1989).
- [8] Lumme, M., Väitöskirja, University of Turku, (1995).
- [9] R. Schwenn ja E. Marsch, *Physics of the Inner Heliosphere I. Large-Scale Phenomena*. (Springer-Verlag, 1990).
- [10] J. T. Gosling, *Journal of Geophysical Research* **98**, (1993).
- [11] Leo, W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer-Verlag, 1994).
- [12] Ahmed, S., *Physics and Engineering of Radiation Detection* (Academic Press, 2007).
- [13] H.-D. Betz, *Reviews of Modern Physics* **44**, 465 (1972).
- [14] R. H. Stokes, J. A. Northrop ja K. Boyer, *Review of Scientific Instruments* **29**, 61 (1958).
- [15] F. S. Goulding ja B. G. Harvey, *Annual Review of Nuclear Science* **25**, 167 (1975).
- [16] F. S. Goulding, D. A. Landis, J. Cerny ja R. H. Pehl, *Nuclear Instruments and Methods* **31**, 1 (1964).
- [17] F. S. Goulding, *Nuclear Instruments and Methods* **162**, 609 (1979).
- [18] Spalding, J., Väitöskirja, California Institute of Technology, (1983).
- [19] J. D. Sullivan, *Nuclear Instruments and Methods* **95**, 5 (1971).
- [20] M. Lumme, *ERNE Internal Reports* **74**, (1991).
- [21] E. C. Stone *et al.*, *Space Science Reviews* **86**, 357 (1998).
- [22] E. C. Stone *et al.*, *Space Science Reviews* **86**, 285 (1998).
- [23] J. R. Jokipii ja J. Kóta, *Astrophysics and Space Science* **274**, 77 (2000).