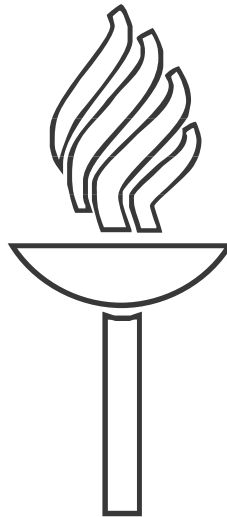


Pallomaisen TPC-ilmaisimen ominaisuuksien
tutkiminen supernovaneutriinon havaitsemiseksi

Ville Föhr

Pro gradu -tutkielma
Syksy 2005



Jyväskylän Yliopisto
Fysiikan laitos

Tiivistelmä

Tässä tutkielmassa tarkastellaan pallomaisen TPC-ilmaisimen (Time Projection Chamber) eli aikaprojektiokammion soveltuvuutta supernovaneutriinon havaitsemiseen. CUPP-projekti on mukana hankkeessa, jossa TPC-ilmaisimista on tarkoitus rakentaa verkosto eripuolille maanalaisia laboratorioita, joista Pyhäsalmen kaivos on eräs sijoituspaikka. Tämä oli työn ensisijainen motivaatio.

Aluksi tarkastellaan supernovien ja neutriinon kokeellista havaitsemista ja esitellään TPC-ilmaisimen toimintaperiaate. Taustasäteilyn vaikutukseen tullaan kiinnittämään huomiota. Simulaatioissa keskitytään tarkastelemaan TPC-ilmaisimen toimintaa erillisillä kaasuseoksilla. Käytettävän kaasun ominaisuuksia tarkastellaan myös neutriinon havaitsemisen optimoinnin kannalta. Simulaatiot on suoritettu pääosin Garfield-nimisellä ajautumiskammion simulointiohjelmalla.

Mahdollisia käytettäviä kaasuja ovat jalokaasut: ksenon, argon, neon ja helium, joihin täytyy lisätä jotain kevyempää orgaanista kaasua absorboimaan fluoresoituneet fotonit. Tähän tarkoitukseen päädyttiin käyttämään hiilidioksidia (CO_2), jonka vaikutusta TPC:n ajautumisominaisuuksiin tarkasteltiin eri pitoisuuksilla. Kaasujen ominaisuuksista simuloitiin ajautumisnopeutta, poikittaista- ja pitkittäistädiffuusiota ja ajautumisaikaa tunnetuksi oletetussa sähkökentässä.

Tulokset auttavat rajaamaan TPC-ilmaisimessa käytettävän kaasun valintaa neutriinon havaitsemisen optimoimiseksi. Monille simuloituille arvoille esitetään vertailu vastaaviin kokeellisiin arvoihin.

Sisältö

1	Johdanto	1
1.1	Pyhäsalmen kaivos	1
1.2	Neutriinon vuorovaikutukset	2
1.3	Neutriinon koherentti elastinen sironna	5
1.3.1	Kinematiikkaa	7
1.4	Supernovaneutriinot	9
1.4.1	Supernovien luokittelu	11
1.4.2	Neutriinot tähden ytimen luhistuessa	12
1.5	Supernovaneutriinoilmaisimet	13
2	TPC-ilmaisimen toimintaperiaatteista	16
2.1	Ionisaatio	16
2.1.1	CSDA-kantama	19
2.2	Elektronien ajautuminen sähkökentässä	20
2.3	Ionin liikkuvuus	22
2.4	Klusterinkokojakauma	23
2.5	Monte Carlo -menetelmä	24
3	TPC-neutriinoilmaisimet	25
3.1	MICROMEGAS-ilmaisimet	26
3.2	Kolmiopaikannus	27
3.3	NOSTOS-koe	28
3.4	HELLAZ-koe	29
3.5	TPC-supernovailmasin	31
4	Simulaatiot	32
4.1	Geant4	33
4.2	Garfield	34
4.2.1	Garfield: Cell	34
4.2.2	Garfield: Magnetic	34
4.2.3	Garfield: Gas	35

4.2.4	Garfield: Field	35
4.2.5	Garfield: Drift	35
4.2.6	Garfield: Signal	35
4.3	Magboltz	36
4.4	Tulokset	38
4.4.1	Elektronien ajautumisen simulointi	38
4.4.2	Diffuusiokertoimet	41
4.4.3	Ajautumisaika	42
5	Johtopäätökset	49
A	Garfield-ohjelman komentotiedosto	55
B	CO₂:n vaikutusala	58
C	Ajautumisnopeus Ar-CO₂-kaasuseoksissa [42]	59

Alkusanat

Tämä Pro Gradu-työ on tehty sinä aikana, jolloin työskentelin CUPP-projektissa. Työn ohjaajana toimi vanhempi tutkija Timo Enqvist. Haluan kiittää Timo Enqvistiä tämän gradun asiantuntevasta ohjauksesta ja myös muusta ohjauksesta siitä lähtien kun aloin työskentelemään CUPP-projektissa kesällä 2004. Lisäksi haluan kiittää koko tutkimusryhmää hyvästä ja innostavasta työilmapiiristä.

Kiitokset myös perheelle ja avopuolisolleni Pialle kannustuksesta ja tuesta sekä kieliasuun liittyvistä neuvoista.

Jyväskylässä 7. helmikuuta 2006

Ville Föhr

1 Johdanto

Tyypillisesti neutriinujen havaitseminen kokeellisesti vaatii suuria ja kalliita ilmaisimia, joiden toimintaperiaate on monimutkainen. Suuri koko johtuu neutriinujen heikosta vuorovaikutuksesta materiaalin kanssa. Tässä tarkastellaan pallomaista TPC-ilmaisinta, jonka toimintaperiaate on yksinkertainen ja sen koko ei tarvitse olla kovin suuri, sillä se pyrkii maksimoimaan neutriinujen vuorovaikutuksen. TPC-ilmaisimista on tarkoitus rakentaa verkosto eripuolille maanalaisia laboratorioita. Hankkeessa ovat mukana Boulbyn, Modanen, Gran Sasson ja Canfrancin maanalaisten laboratorioiden lisäksi myös Pyhäsalmen kaivos.

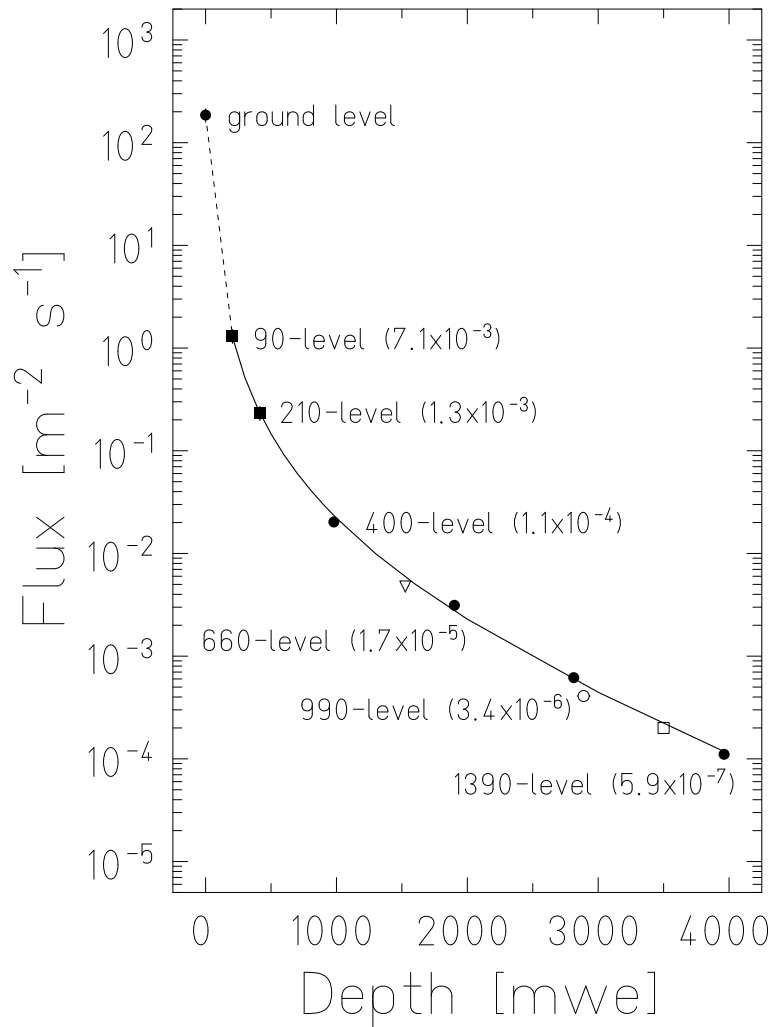
1.1 Pyhäsalmen kaivos

Pyhäsalmen kaivos [1] on eräs mahdollinen sijoituspaikka TPC-ilmaisimelle. Kaivoksessa on tehty useita taustasäteilymittauksia, joissa on otettu huomioon kaikki merkittävät taustasäteilyn lähteet. Kivianalyysi on osoittanut maaperästä lähtöisin olevan säteilyn olevan riittävän pientä. Myöskään kosmogeeniset säteilylähteet kuten myonit [2] ja niiden indusoimat matalaenergiset neutronit eivät aiheuta ongelmaa riittävän syvällä kaivoksessa. Myonit ja niiden irrottamat sekundääriset hiukkaset ovat ensisijainen syy, miksi TPC-ilmaisintä täytyy sijoittaa maan alle. Myonivuon suuruus ei riipu merkittävästi siitä missä päin maapalloa ollaan. Kuvassa 1.1 on esitetty kosmisten säteiden indusoimien myonien vuo kaivoksen eri syvyyksillä. Kuvasta näkyy myös, että mittaustulokset ovat yhteneviä kolmen muun maanalaisen laboratorion kanssa. Nämä laboratoriot ovat Englannissa sijaitsevassa Boulby [3], Italiassa sijaitseva Gran Sasso [4] ja USA:ssa New Mexicossa sijaitseva Carlsbad [5]. Kuvassa syvyys on esitetty m.w.e arvona, joka tarkoittaa maakerroksen paksuutta muutettuna vastaavan vesimäärän paksuudeksi. M.w.e-arvoa käytetään yleisesti syvyyksien vertaamiseen, koska kiven tiheys vaihtelee.

Ydinvoimalaneutriinot eivät aiheuta ongelmaa supernovaneutriinonjen havaitsemisessa sillä niiden energia on paljon pienempi. Kaivoksen nykyinen infrastruktuuri mahdollistaa ilmaisimen sijoituksen useampaankin paikkaan. Esimerkiksi 660 metrin syvyydessä sijaitseva taso on eräs mahdollinen sijoituspaikka, joka on riittävän tilava isollekin ilmaisimelle. Yhteenlaskettu taustasäteilyn suuruus määrittää sen kuinka kaukaa ja kuinka kauan supernovia voi havaita eli kuinka pitkään sen lähettämiä neutriinoja voi seurata ennen kuin ne hukkuvat taustasäteilyyn. 660-tason muonivuo on luokkaa $3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ eli siis 4 metriä halkaisijaltaan olevaan TPC-ilmaisimeen osuu yksi myoni noin joka 80 sekunti. Itsessään myonit eivät kuitenkaan aiheuta ongelmaa sillä niiden havaitseminen on helppoa ja niiden aiheuttamat signaalit voidaan helposti erottaa neutriinon signaalista. TPC-ilmaisimen kannalta pahin komponentti on myonien indusoimat korkeaenergiset neutronit, joiden aiheuttama signaali voidaan sekoittaa neutriinon aiheuttamaan. Näiden neutronien määrä on kuitenkin verrannollinen myonivuohon, joka ei ole 660-tasolla enää kovin suuri ja siksi korkeaenergiset neutronit eivät peitä alleen supernovaneutriinopulssin aiheuttamia signaaleja. Maan päällä, jossa vuo on luokkaa $100\text{-}150 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, tilanne olisi toinen. Taustasäteilyn puolesta 660-taso soveltuu hyvin TPC-ilmaisimen sijoituspaikaksi.

1.2 Neutriinonjen vuorovaikutukset

Neutriinot elektroni-neutriino, myoni-neutriino ja tau-neutriino (ν_e, ν_μ, ν_τ) ja niiden antihhiukkaset (anti-neutriinot $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) ovat sähköisesti neutraaleja hiukkasia, joilla tiedetään olevan pieni massa. Ne ovat tällä hetkellä ainoita tunnettuja hiukkasia, jotka vuorovaikuttavat ainoastaan heikon vuorovaikutuksen välityksellä. Tällä hetkellä on avoin kysymys ovatko neutriinot täysin neutraaleja hiukkasia, mikä tarkoittaa, että neutriino ja sen antihhiukkanen olisivat samoja ns. Majorana hiukkasia, vai onko niiden välillä jokin ero, jolloin ne



Kuva 1.1: Pyhäsalmen kaivoksen myönivuo eri syvyyksillä. Pyhäsalmen kaivoksessa mitattua myönivuota esittää mustat symbolit. Suluissa olevat arvot ovat vaiennuskertoimia pinnalla mitattuun myönivuohon. Avoimet symbolit esittää mitattua myönivuota toisissa mittauksista: avoin ympyrä [3], avoin neliö [4], avoin kolmio [5]. Kuva otettu lähteestä [2].

olisivat Diracin hiukkasia [6], [7].

Neutriinujen ominaisuuksien tunteminen antaisi paljon tietoa luonnon perusvuorovaikutuksista. Neutriinujen heikon vuorovaikutuksen takia niitä on erittäin vaikeita havaita ja siksi myös niiden ominaisuuksien selvittäminen on ollut vaikeaa. Eräs hyvä puoli neutriinujen heikolle vuorovaikutukselle on se, että niiden avulla voidaan saada tietoa astrofysikaalisista ja kosmologisista ilmiöistä pitkiinkin matkojen päästä; ne pääsevät helposti pakenemaan tähtien keskustasta eikä niiden tulosuunnan juuri uskota muuttuvan pitkälläkään matkoilla kuten ei fotonienkaan [8].

Seuraavaksi käsitellään sellaisia neutriinujen vuorotusmekanismeja, jotka ovat oleellisia neutriinujen havaitsemisen kannalta.

Varatunvirran (W-bosonin vaihto) ja neutraalivirran (Z-bosonin vaihto) elastinen sironta elektronista

$$\begin{aligned}\nu_x + e^- &\longrightarrow \nu_x + e^-, \\ \bar{\nu}_x + e^- &\longrightarrow \bar{\nu}_x + e^-. \end{aligned} \tag{1}$$

Näissä reaktioissa neutriino siroaa atomin elektronista, joka saa törmäyksessä kineettistä energiaa. Tässä törmäyksessä tärkeä ominaisuus on se, että elektroni siroaa neutriinon menosuuntaan, kun $E_\nu \gg m_e$. Näiden reaktioiden vaikutusala on pieni

$$\sigma \sim G_F^2 m_e E_\nu, \tag{2}$$

jossa m_e on elektronin massa, E_ν on neutriinon energia ja $G_F = 1.1664 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ on Fermi kytkentävakio [8]. Vaikutusaloja laskettaessa kätevä muunnoskerroin on $1 \text{ GeV}^{-2} = 3.8938 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$. Tämä seuraa siirtymisestä luonnolliseen yksikköjärjestelmään, jossa valonnopeus $c = 1$. Tyypillisillä supernovaneutriinujen energioilla $E_\nu \simeq 20 \text{ MeV}$ vaikutusala näille reaktioille on suuruusluokkaa 10^{-43} cm^2 .

Matalaenergisisimmät neutriinujen reaktiot ovat absorptio nukleo-

niin tai ytimeen:

$$\begin{aligned}
 \bar{\nu}_e + p &\longrightarrow e^+ + n, \\
 \nu_e + n &\longrightarrow e^- + p, \\
 \bar{\nu}_e + (A, Z) &\longrightarrow e^+ + (A, Z - 1), \\
 \nu_e + (A, Z) &\longrightarrow e^- + (A, Z + 1).
 \end{aligned} \tag{3}$$

Myös näiden reaktioiden vaikutusala on pieni

$$\sigma \sim G_F^2 m_N E_\nu \approx A \times 10^{-39} \text{ cm}^2, \tag{4}$$

Neutraalivirran koherentti elastinen sironta raskaasta ytimestä on neutriinon todennäköisin vuorovaikutuskanava. Tähän ilmiöön perehdytään tarkemmin seuraavassa kappaleessa.

1.3 Neutriinon koherentti elastinen sironta

Koherentti sirontailmiö on tuttu sähkömagneettisesta vuorovaikutuksesta, jossa fotonit vuorovaikuttavat ytimen, atomin tai atomikerroksen kanssa. Jälkimmäinen tunnetaan Braggin sirontana. Koherentista sironnasta puhutaan silloin kuin fotoni tai neutriino reagoi kahden tai useamman hiukkasen kanssa siten, että näiden hiukkasten amplitudit summaantuvat [9]. Koherentissa sironnassa yksittäisten nukleonien aaltofunktiot säilyvät muuttumattomina ja vain ydin kokonaisuudessaan kokee sironnan.

Koherentin ydin-neutriino -sironnan differentiaalinen vaikutusala on [10]

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta)} = \frac{G^2}{8\pi} [Z(4\sin^2\Theta_\omega - 1) + N]^2 E_\nu^2 (1 + \cos\theta), \tag{5}$$

missä $\sin^2\Theta_\omega \approx 0.22$, eli koherenssi kumoaa protonien vaikutuksen sirontaan lähes kokonaan. Koherentin sironnan seurauksena reaktion vaikutusala kasvaa. Vaikutusala tulee verrannolliseksi neutriinon energian neliön lisäksi myös koherenttiin sirontaan osallistuvien

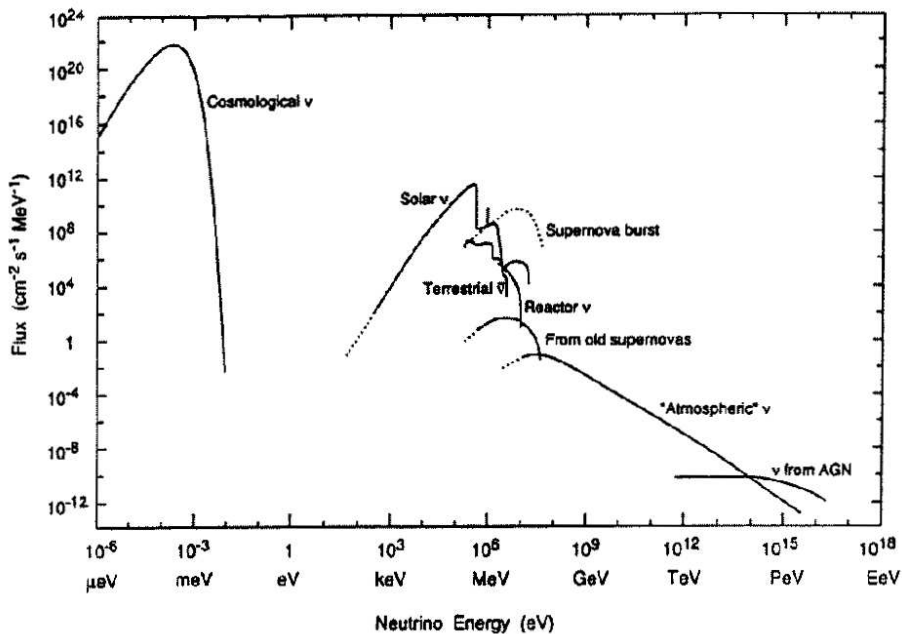
neutronien lukumäärän neliöön:

$$\sigma \sim G_F^2 N^2 E_\nu^2. \quad (6)$$

Esimerkiksi ksenon ($N = 76$) kohdeytimelle vaikutusala on suuruusluokkaa 10^{-37} cm^2 , joka on erittäin suuri vaikutusala neutriinofysikassa.

Korkeammilla energioilla ($> 100 \text{ MeV}$) koherenssi häviää ja absorptiovaikutusala ytimen kanssa tulee takaisin kaavan 4 muotoon. Tässä tapauksessa ydin rikkoontuu ja/tai hadroniset resonanssit viirittyvät [8]. Koherentin sironnan suuri etu havaitsemisen kannalta on sen lähes kaksi kertalukua suurempi vaikutusala verrattuna muihin reaktioihin.

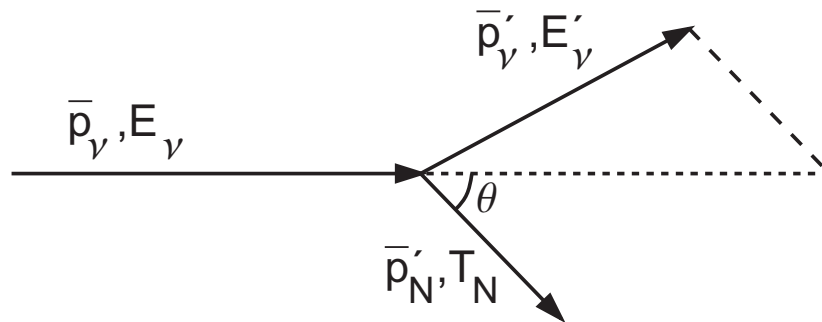
Kuvassa 1.2 on esitetty arvioitu neutriinon energiaspektri eri neutriinolähteistä. Supernovaneutriinon energia osuu juuri alueelle, jossa kaavan 6 koherentin sironnan vaikutusala on voimassa.



Kuva 1.2: Arvioitu neutriinovuon neutriinon energian funktiona eri lähteistä. Supernovaneutriinon energiat ovat välillä 1-100 MeV. Kuva otettu lähteestä [11].

1.3.1 Kinematiikkaa

Epäelastisessa sironnassa kokonaisliikemäärä säilyy, mutta kokonaisliike-energia muuttuu törmäyksessä. Elastisessa törmäyksessä myös ki-
neettinen energia säilyy. Neutriinon ja ytimen välisen törmäyksen
kinematiikkaa on havainnollistettu kuvassa 1.3 [10]. Ytimen relati-



Kuva 1.3: Ytimen ja neutriinon koherenti elastinen sironna. θ on tulevan neutriinon ja sironneen ytimen välinen kulma.

vistinen kokonaisenergia on

$$E_N = c\sqrt{m_N c^2 + p_N^2}, \quad (7)$$

missä m_N on ytimen invariantti lepomassa ja p_N on ytimen liikemäärä. Liikemäärän säilyminen voidaan kirjoittaa muotoon.

$$\bar{p}_\nu = \bar{p}'_\nu + \bar{p}'_N, \quad (8)$$

missä \bar{p}_ν ja \bar{p}'_ν ovat tulevan ja sironneen neutriinon liikemäärät. \bar{p}'_N on ytimen liikemäärä törmäyksen jälkeen. Ytimen oletetaan olevan levossa ennen törmäystä jolloin sen liikemäärä \bar{p}_N on nolla. Törmäyksen elastisuuden nojalla myös liike-energia säilyy.

$$E_\nu = E'_\nu + T_N, \quad (9)$$

missä $T_N = c\sqrt{m_N c^2 + \bar{p}'_N{}^2} - m_N c^2$ on ytimen törmäyksessä saama liike-energia. Koska neutriinon massa on huomattavasti pienempi kuin ytimen massa voidaan sen olettaa olevan massaton tässä tar-

kastelussa. Neutriinon energia on siis $E_\nu = p_\nu c$, missä p_ν on liikemäärän itseisarvo (huomaa ero vastaavaan vektorisuureeseen). Kosinilauseen avulla kaavan 8 liikemäärän neliölle pätee

$$p_\nu'^2 = p_\nu^2 + p_N'^2 - 2p_\nu^2 p_N'^2 \cos\theta, \quad (10)$$

missä kulma θ on sama kuin kuvassa 1.3. Nyt yhtälö 9 voidaan kirjoittaa muotoon

$$E_\nu = p_\nu' c + c \sqrt{m_N c^2 + p_N'^2} - m_N c^2. \quad (11)$$

Nyt neutriinon lopullinen liikemäärä p_ν' voidaan eliminoida kaavan 10 avulla. Ytimen lopulliseksi liikemääräksi saamme

$$p_N' = \frac{4m_N c (m_N + E_\nu) (E_\nu \cos\theta)}{(m_N c + E_\nu)^2 - (E_\nu \cos\theta)^2}. \quad (12)$$

Ja ytimen lopulliseksi kineettiseksi energiaksi saamme

$$T_N = \frac{2m_N c (E_\nu \cos\theta)^2}{(m_N c + E_\nu)^2 - (E_\nu \cos\theta)^2}. \quad (13)$$

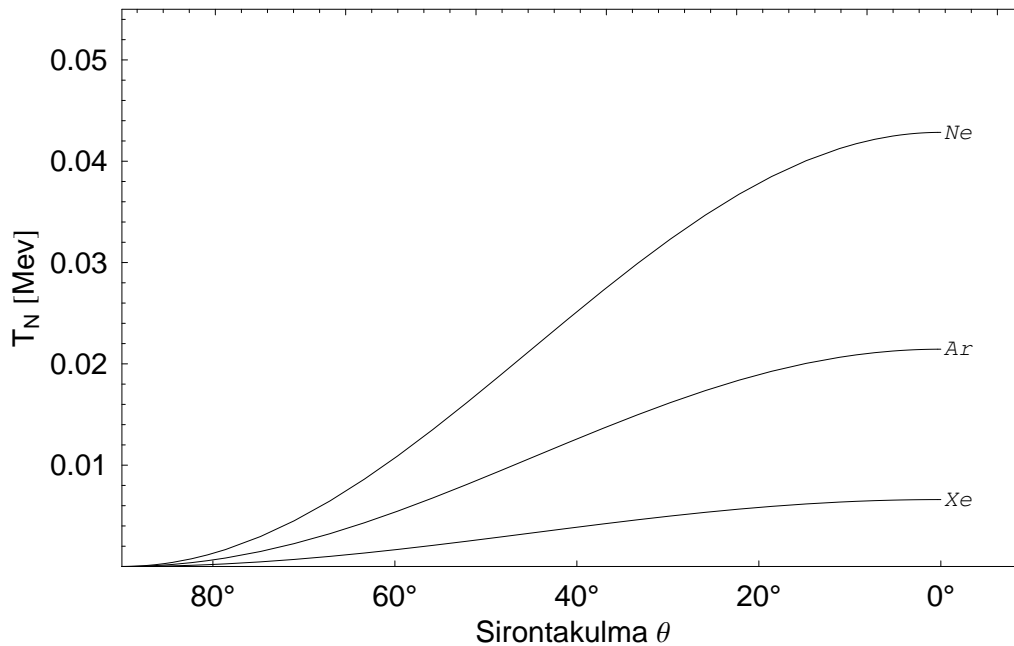
Kuvassa 1.4 on esitetty kaavan 13 antamat rekyylienergiat eri kohdeytimille. Ytimen rekyylienergia T_N saa maksiminsa ns. head-on törmäyksessä, jossa neutriino siroaa takaisin tulosuuntaansa ($\theta = 180^\circ$).

$$T_N^{max} = \frac{2E_\nu^2}{m_N c + 2E_\nu}. \quad (14)$$

Kaavan 13 rekyylienergialle saadaan myös keskimääräinen arvo suorittamalla integrointi

$$T_{av} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi T_N d\theta = \frac{2M(E_\nu + M - \sqrt{M^2 E_\nu + M})}{\sqrt{M^2 E_\nu + M}}. \quad (15)$$

Tyypillinen supernovaneutriino ($E_\nu=20$ MeV) aiheuttaa siis keskimäärin 3.3 keV rekyylin ksenon-kohdeyttimeen. Tämansuuruisten rekyylienergioiden mittaaminen TPC-ilmaisimella, ja myös muun tyyppisillä ilmaisimilla, on haasteellista.



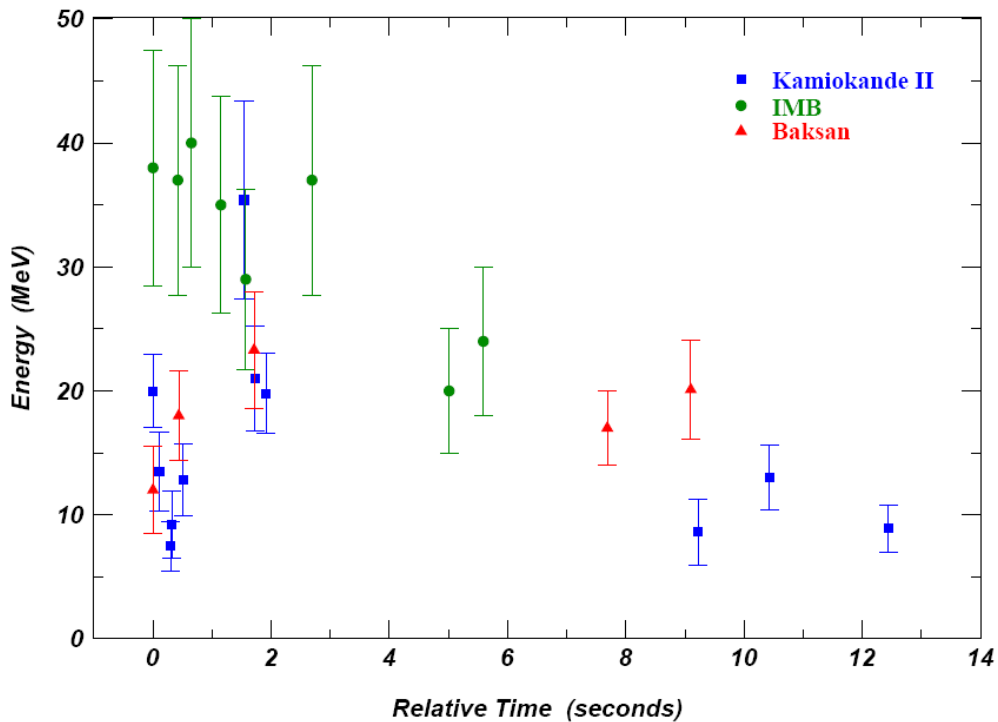
Kuva 1.4: Tyypillisen supernovaneutriinon (20 MeV) aiheuttama rekyylienergia eri kohdeytimille koherentissa sironnassa sirontakulman θ funktiona.

1.4 Supernovaneutriinot

Supernovat ovat voimakkaimpia ilmiöitä maailmankaikkeudessamme. Ne ovat erittäin kirkkaita – noin 10 miljardia kertaa Aurinkomme kirkkaus. Räjähdyksen jälkeen ne himmenevät muutamien kuu-kausien tai vuoden sisällä. Tuona aikana niiden lähettämä energia voi olla suurempi kuin koko galaksin energian tuotto. Jos supernovan ytimen luhistuminen tapahtuisi meidän omassa galaksissamme sen pystyisi näkemään päivän valossa muutaman viikon ajan.

Energian määrä, joka vapautuu räjähdyksessä on suuruusluokkaa 10^{51} - 10^{53} erg (tai 10^{44} - 10^{46} J), joka vastaa Aurinkomme koko elinai- kanaan lähettämää energiaa. Suurin osa, noin 99 %, supernovan yti- men luhistumisenergiasta kulkeutuu pois neutriinujen (kaikkia ma- kuja) mukana noin 10 sekunnin aikana räjähdysten jälkeen [12]. Vuonna 1987 kolme ilmaisinta havaitsivat supernova SN1987A pe- räisin olleita elektronin neutriinoja. Neutriinoista tehtiin noin 25 ha-

vaintoa Kamiokande II, IMB ja Baksan ilmaisimilla [13]. Kuvassa 1.5 on esitetty näiden ilmaisimien havaitsemat neutriinujen aiheuttamat elektroninen tai positronien energiat ja suhteelliset havaintoajat supernova SN1987A aikana. Supernova sijaitti suuressa Magellanian pilvessä noin 50 kpc etäisyydellä. Vaikka havaittujen neutriinujen määrä oli vähäinen, ne antoivat äärimmäisen arvokasta tietoa supernovan kehityksestä. Aikaerot neutriinujen ja valon havaitsemisen välillä antoivat toisaalta myös vihjeen neutriinujen mahdollisesta massasta.



Kuva 1.5: Kamiokande II, IMB, ja Baksan ilmaisimilla havaitut elektronin/positronin energiat ja suhteelliset ajat supernova SN1987A aikana. Havaintojen ajat ovat suhteessa kyseisen ilmaisimen ensimmäiseen havaintoon. Kuva otettu lähteestä [13].

Supernovia ei voi ennustaa ja siksi niiden havaitseminen teleskoopeilla riittävän ajoissa on vaikeaa. Niiden tarkka havaitseminen useilla ilmaisimilla ja teleskoopeilla on tärkeää ensimmäisten viikkojen aikana, mutta mikäli supernova havaitaan vasta kun se on ohit-

tanut kirkkaimman hetkensä, siitä on vain vähän hyötyä sillä alkukirkkaus on tärkein kalibraation kannalta.

Yhdistämällä muista galakseista saadun tiedon ja historiallisen tiedon oman galaksimme supernovista on supernovien ilmestymistiheydeksi meidän galaksissamme saatu yksi 40 ± 10 vuodessa [14]. Viimeisin supernova, jonka tiedetään tapahtuneen omassa galaksissamme, havaittiin yli 400 vuotta sitten 9. lokakuuta vuonna 1604 [15]. Systemaattisesti tätä ilmiötä alkoi tutkimaan Johannes Kepler, joka oli tietoinen myös edellisestä, Tycho Brahen [16] vuonna 1572 havaitsemasta supernovasta. Tilastollisesti elämme siis aikaa, jolloin todennäköisesti pääsemme todistamaan uuden tähden räjähdysen.

Vaikka joidenkin supernovien kirkkaus ylittääkin kaikkien tähtien yhteenlasketun kirkkauden, emme silti voi nähdä sijaintimme takia kaikkia Linnunratamme supernovia Maasta käsin. Tähtien välinen sumu estää valon pääsyn Maahan suurelta osalta Linnunrataa. Sen sijaan sumu ei estä supernovien havaitsemista neutriinon avulla. Ja siksi supernovaräjähdyksiä on voinut tapahtua omassa galaksissammekin vuoden 1604 jälkeen.

1.4.1 Supernovien luokittelu

Supernovia tutkitaan normaalisti kahden havaittavan päämuuttujan avulla. Luokittelu tehdään yleensä optisen spektrin mukaan (maksimihetkellä), mutta jossain määrin myös niiden valokaarien perusteella. Kaksi ensimmäistä supernovien pääluokkaa (I ja II) tunnisti Minkowski vuonna 1941 perustuen vedyn viivojen olemassaoloon tai puuttumiseen niiden spektrissä. Ne joissa vedyn viivat olivat mukana luokiteltiin tyypiksi II, kun taas vetyä sisältämättömät luokiteltiin tyypiksi I. Taulukossa 1.1 on esitetty supernovien luokittelu.

Tyyppiä Ia olevat supernovat saavat energiansa tähden ytimessä tapahtuvista lämpödynräjähdyksistä. Mikäli vastaava ilmiö tapahtuu pintakerroksissa on kyseessä nova. Tyyppi Ia tavallisesti yhdistetään kasvavan valkoisen kääpiön lämpödynräjähdykseen. Tyyppiä

Ia esiintyy kaiken tyypisissä galakseissa eikä niitä liitetä niin vahvasti spiraali- tai lonkerogalakseihin kuin muita supernovatyyppejä. Tyypin Ia supernovien spektri ei sisällä vedyn tai heliumin viivoja sillä räjähtänyt valkoinen kääpiö koostuu vain hiilestä ja hapesta. Spektri sisältää myös piin spektrin, sillä piitä syntyy hiilen ja hapen fuusiossa [17]. Tyypin Ia supernovat ovat suosittuja, sillä ne soveltuvat hyvin esimerkiksi maailmankaikkeuden geometrian määrittämiseen. Syy tähän on niiden korkea luminositeetti ja sen suhteellisen pieni pieneneminen maksimivaiheen jälkeen [18].

Muut supernovat syntyvät aina massiivisen tähden keskusosan luhistuessa oman painovoimansa vaikutuksesta. Spektreissä nähdään vedyn viivat ja laajentuvan sumun spektrissä on nähtävissä sekä vedyn että heliumin viivat. Valokäyrät eivät ole yhtä yhtenäisiä kuin tyypin I supernovissa. Yleensä noin 1-3 kuukautta maksimin jälkeen ne himmenevät noin 0.1 magnitudia per vuorokausi. Tyypit Ib, Ic ja II esiintyvät enimmäkseen spiraaligalakseissa ja ne yhdistetään massiivisiin tähtiin [17]. Joitakin tyypin Ib/c ja II supernovia, joiden energiat ylittää $E > 10^{52}$ erg kutsutaan usein hypernoviksi [18].

type Ia	homogeeninen termonukleaarinen
type Ib	heterogeeninen ytimen luhistuminen
type Ic	
type II	

Taulukko 1.1: Tämän hetkinen supernovien luokittelu [18].

Tyypin Ia supernovien tärkeydestä huolimatta yleensä termillä supernova tarkoitetaan kuitenkin ytimen luhistumista, vaikka tämä onkin harhaan johtavaa [8]. Muita galakseja tutkimalla on havaittu että noin 80–90% supernovissa tapahtuu ytimen luhistuminen (tyypit II, Ib ja Ic) [19].

1.4.2 Neutriinot tähden ytimen luhistuessa

Neutriinot jäävät loukkuun tyypin II luhistuvan rauta/nikkeli-ytimen sisälle (gravitational collapse). Kasvavan tiheyden ansiosta neutrii-

noja sitoo koherentti sironta ytimistä, jonka edellä jo todettiin olevan todennäköisin vuorovaikutusmekanismi. Vaikutusala koherentille sironnalle rauta-ytimen kanssa neutriinon energian ollessa noin 20 MeV on noin $\sigma \sim 10^{-39} \text{ cm}^2$. Supernovan ytimen tiheyden ollessa tyypillisesti $\rho \sim 10^{11} \text{ g/cm}^3$ luhistumisen aikana neutriinon keskimääräinen vapaa matka on $\lambda = m_{Fe}/(\rho \times \sigma) \sim 5 \text{ km}$, ja siis pienempi kuin luhistuvan ytimen koko. Luhistumisen jälkeen, jolloin tiheys on noin $\rho \sim 10^{14-15} \text{ g/cm}^3$, keskimääräinen vapaa matka on $\lambda \sim 1 - 10 \text{ m}$, ja neutriinot eivät pääse pakoon niin kauan kuin raskaat ytimet eivät ole muuttuneet neutroneiksi (deleptonizing prosessissa). Tätä samaa prosessia, neutriinon koherenttia sirontaa ytimeistä, voidaan käyttää supernovan neutriinon havaitsemiseen.

Supernovan SN1987A neutriinon vuon integroituna ajan yli etäisyydeltä $\sim 50 \text{ kpc}$ on mitattu olevan noin $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Ja näiden neutriinon keskimääräisen energian on mitattu olevan $E_\nu \sim 20 \text{ MeV}$.

1.5 Supernovaneutriinoilmaisimet

Nykyisin tiedetään, että ainakin osa neutriinoista oskilloi eli vaihtaa makua. Tämän näytti toteen KamLAND-koee, jossa havaittiin ydinvoimalan antineutriinon katoaminen [20]. Neutriinot voivat oskilloida supernovan sisällä tai myös matkallaan supernovasta maahan ja siksi perinteisten neutriinoilmaisinten, jotka perustuvat varatun virran reaktioihin, havainnot voivat riippua merkittävästi tietyistä supernovan ominaisuuksista ja eritoten supernovan etäisyydestä.

Koska supernovat ovat suhteellisen harvinaisia verrattuna ihmisen ja ilmaisimen elinikään, niiden havaitsemiseen tarkoitettuilla ilmaisimilla tutkitaan usein myös muista lähteistä peräisin olevia neutriinoja, kuten kosmisten säteiden indusoimia ilmakehän neutriinoja tai pimeää ainetta. Ilmakehässä neutriinoja voi syntyä kahta eri makua: elektroni- ja myonineutriinoja. Eräissä uusissa kokeissa, kuten Super-Kamiokande [21], on havaittu, että myonineutriino hajosi kolmanneksi neutriinotyyppiä eli tauneutriinoksi, mitä ei il-

makehässä synny kosmisten säteiden indusoimana. Toinen merkittävä neutriino koe, SNO [22], Sudburyssä Kanadassa on onnistunut osoittamaan auringosta peräisin olevien elektroneutriinon hajoamisen myoni- ja tauneutriinoiksi. Neutriinon elinaika samoin kuin niiden hajoamiskanavat ovat kokonaan riippuvaisia mallista. Useimpien mallien mukaan neutriinoilla on oltava massa, mikäli niillä on äärellinen puoliintumisaika.

Kaikkissa edellä mainituissa kokeissa neutriinon havaitseminen perustui kaavaan 3, jossa esitettyjen reaktioiden vaikutusala todettiin pieneksi. TPC-ilmaisimen toiminta perustuu suurempaan vaikutusalaan ja siksi riittävä koko ilmaisimelle on huomattavasti pienempi kuin edellä mainituissa kokeissa.

Muita TPC-ilmaisimen etuja (+) ja haittoja (–) ovat:

- + Pallomainen geometria keskittää suuren ajautumisalueen pallon keskellä olevalle pienelle micromegas-ilmaisimista koostuvalle anodille. Noin 30 tällaista ilmaisinta riittää, mikä tarkoittaa 30 kanavaa. Tämä pienentää kustannuksia huomattavasti ja helpottaa ilmaisimen rakennusta ja ylläpitoa. Tyypillisesti muissa neutriinoilmaisimissa joudutaan käyttämään tuhansia valomonistinputkia.
- + Pallomainen geometria ja etenkin sähkökentän muoto edesauttaa on optimaalinen elektronien ajautumiselle ja siten parantaa ilmaisimen paikkaresoluutiota.
- + Pallomainen rakenne maksimoi sisältämänsä materiaalin määrän ja siten minimoi rakenteista peräisin olevaa taustasäteilyn määrää suhteessa ilmaisin pinta-alaan.
- + Sähkökenttää ei tarvitse erikseen muokata erillisillä katodeilla, kuten useissa perinteisissä ei-pallomaisissa TPC-ilmaisimissa. Keskellä sijaitseva ilmaisinelektroniikka on suojassa kohinalta ja voi siten pystyä parempaan herkkyteen. Pallon ulkokuori toimii Faradayn häkkinä sisällä olevalle elektroniikalle.

- ± TPC-ilmaisimella ei voi erotella neutriinujen makuja kuten kaavaan 3 perustuvilla ilmaisimilla. Tämä on toisaalta myös hyvä asia, sillä kokonaisvuo antaa normituksen yksittäisten neutriinomakujen vuohon.
- Saattaa olla, että pienen rekyylienergian (~ 5 keV) mittaaminen ei vielä onnistu vaan signaali hukkuu kohinaan. Tässä asiassa testaukset ovat käynnissä ja kehitys on nopeaa.
- Ksenon, joka on optimaalisin kaasu suuren neutronimäärän takia, on kallis kaasu ja määrää käytännössä ilmaisimen hinnan. Argon on huomattavasti halvempaa, mutta sen pienen neutroniluvun ($N = 22$) takia koherentin sironnan vaikutusala on pieni.
- Ei energia informaatiota.
- Supernovan paikannus ei onnistu yhdellä ilmaisimella.

2 TPC-ilmaisimen toimintaperiaatteista

Tässä kappaleessa perehdytään ajautumiskammioiden toimintaan liittyvään fysiikkaan. Pääpaino on hiukkasten etenemisessä materiassa. Neutriinujen havaitseminen perustuu koherentissa sironnassa rekyylin saaneen ytimen aiheuttaman ionisaation havaitsemiseen. Ionisaatiossa syntyneet elektronit ajautuvat kaasussa pallomaisen ilmaisimen keskipisteessä olevalle anodille.

2.1 Ionisaatio

Liikkuessaan väliaineessa varattu hiukkanen menettää energiaansa ionisoimalla väliaineen atomeja tai molekyyliä. Varatun hiukkasen keskimääräistä energian menetystä ionisaatiossa kuvaa Bethe-Bloch kaava [23]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho Z \frac{N_0}{A} z^2 \frac{\alpha}{m^2} \frac{m}{v^2} \left(\ln\left(\frac{mv^2}{I(1-v^2)}\right) \frac{1}{2} \left[\ln\left(\frac{E(1-v^2)}{2mv^2}\right) + \frac{1}{8} + \left(\frac{9}{8} + \ln(2)\right)(1-v^2) - \left(\frac{1}{4} + 2\ln(2)\right)\sqrt{1-v^2} \right] \right), \quad (16)$$

missä:

- ρ on väliaineen tiheys [g/cm^3],
- $N_0 = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ on Avogadron vakio,
- z on hiukkasen varaus (yksiköissä e),
- A ja Z ovat väliaineen massaluku ja protoniluku,
- α on hienorakennevakio ($\frac{\alpha}{m} = r_e = 2.8178 \times 10^{-13} \text{ cm}$),
- v on hiukkasen nopeus (yksikössä c),
- E on hiukkasen liike-energia,

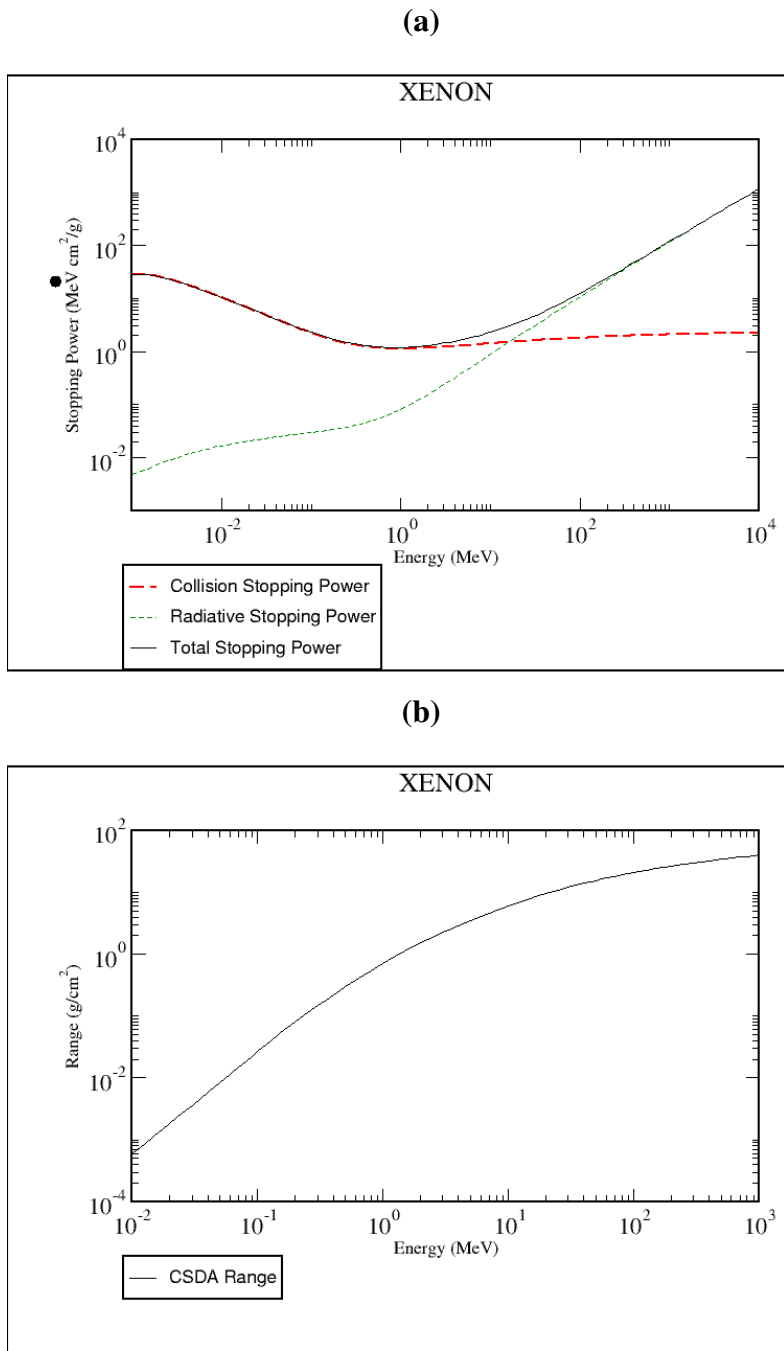
- I on väliaineen atomien keskimääräinen viritysenergia (mean excitation energy),
- m on elektronin massa (yksikössä MeV).

Tämä kaava antaa keskimääräisen energian menetyksen dE kaasukerroksessa, jonka paksuus on dx . Kaavassa on mukana tiheys- ja kuorimallikorjauskertoimet.

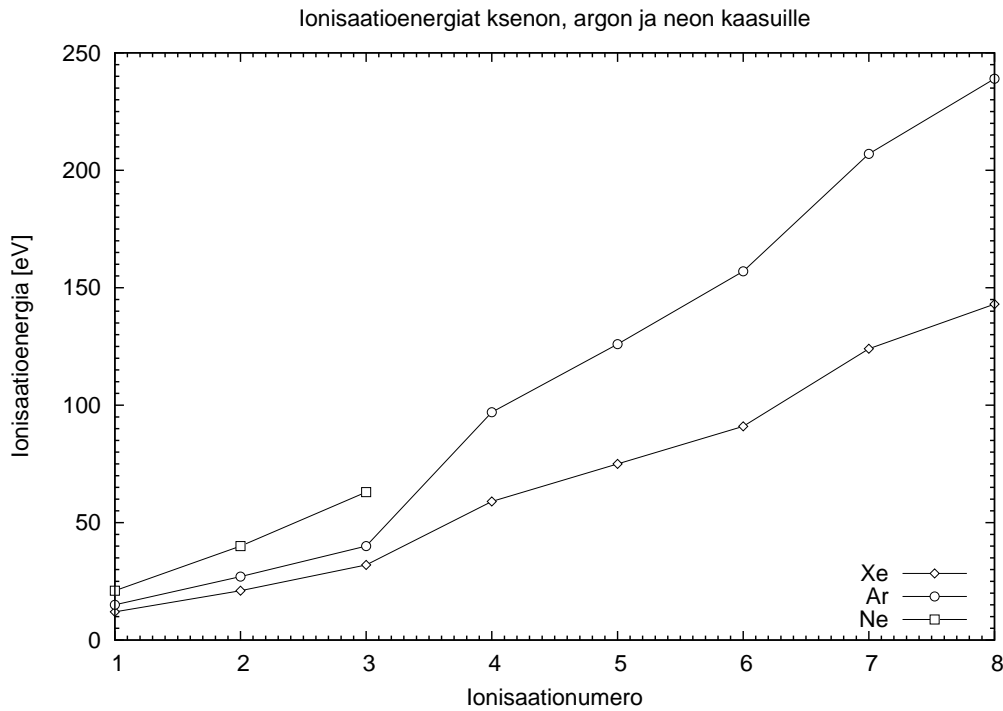
Korkeilla energioilla hiukkasten liikeradat väliaineessa ovat lähes suoria, mutta matalaenergisten hiukkasten radat voivat olla vaikeita määrittää. Korkeaenergillä hiukkasilla on ionisaation lisäksi myös muita energianmenetysmuotoja kuten jarrutussäteily ja parinmuodostus. Kuvassa 2.1 (a) on esitetty yhtenäisellä viivalla kaavan 16 mukainen elektronin kokonaisenergianmenetys ksenon-kaasussa tiheydellä skaalattuna ($\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$). Kuvassa energianmenetys on eritelty törmäyksistä (paksumpi katkoviiva) ja säteilystä (ohuempi katkoviiva) aiheutuvaan energianmenetykseen. Säteilyn osuus alkaa tulla merkittäväksi 1 MeV suuremmilla energioilla, mutta niitä ei tarvitse ottaa huomioon ajautuvien hiukkasten tapauksessa. Kuvan 2.1 tulokset on saatu Estar-ohjelmasta, jota voi käyttää [www-osoitteessa `http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html`](http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html). Tämän ohjelman antamat tulokset perustuvat lähteeseen [24].

Energian menetyksen seurauksena kaasuun syntyy ionipareja (positiivisia ioneja ja negatiivisia elektroneja). Tätä sanotaan primääriksi ionisaatioksi. Ne ioni- ja elektroniparit jotka saavat tästä prosessista riittävän suuren energian voivat aiheuttaa lisää ionisaatiota. Toisin sanoen, kun niiden energia ylittää väliaineen ionisaatioenergian. Tätä kutsutaan sekundääriseksi ionisaatioksi.

Ionisaatioenergia (ensimmäinen) tarkoittaa keskimääräistä energiaa mikä vaaditaan irrottamaan heikoimmin sidottu elektroni atomista antaen sen varaukseksi $+1$. Kuvassa 2.2 on esitetty ionisaatioenergiat ksenonille, argonille ja neonille



Kuva 2.1: Elektronin keskimääräinen energian menetys (a) ja kuljettu matka (b) ksenon-kaasussa. Arvot on laskettu Estar-ohjelmalla.



Kuva 2.2: Ionisaatioenergiat ksenon, argon ja neon kaasuille. Arvot on otettu lähteestä [25].

2.1.1 CSDA-kantama

CSDA-kantama (Continuous Slowing Down Approximation) kertoo kuinka pitkän matkan hiukkanen kulkee materiaalissa ennen pysähtymistään. Tässä jatkuvan hidastumisen approksimaatiossa oletetaan, että energian menetys jokaisessa hiukkasen radan pisteessä on sama kuin keskimääräinen energian menetys (kaava (16)). Fluktuaatiot energian menetyksessä jätetään huomiotta. CSDA-kantama saadaan integroimalla keskimääräisen energian menetyksen käänteisfunktioita hiukkasen energian yli (kaava (17)). Tämä on erittäin hyvä approksimaatio keskimääräiselle varatun hiukkasen kulkemalle matkalle. Kuvassa 2.1 (b) on esitetty kaavan (17) mukainen CSDA-kantama elektronille ksenon-kaasussa.

$$s = \int \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE. \quad (17)$$

Kun elektronien energia on pienempi kuin 5 keV, edellä esitetty Bethe-Bloch -kaava ei enää toimi. Matalilla energioilla energian menetys on monimutkaisempaa. Tähän tarkoitukseen on luotu esimerkiksi Magboltz-ohjelma [26], joka käyttää ajautumisessa tarvittavien parametrien määrittämiseen Monte Carlo -menetelmää yhdessä kokeellisesti mitatun datan kanssa. Tämän ohjelman toimintaa käsitellään simulaatioiden yhteydessä luvussa 4.

2.2 Elektronien ajautuminen sähkökentässä

Sähkökentässä matalaenergisten elektronien liike on diffuusiota. Tämä diffuusio jaetaan kahteen komponenttiin: poikittaiseen (transverse) diffuusioon, joka on liikettä kohtisuoraan TPC-ilmaisimen sähkökenttää vastaan, tätä kuvaa kerroin D_T ja pitkittäinen diffuusio, joka on liikettä TPC-ilmaisimen sähkökentän suunnassa, tätä kuvaa diffuusio kerroin D_L . Pallomaisessa TPC-ilmaisimessa tätä pitkittäistä diffuusiota käytetään paikan määrittämiseen. Diffuusiosta aiheutava viive elektronien saapumisajoissa aiheuttaa pulssin levenemisen. Pulssin leveyden perusteella voidaan päätellä kuinka kaukana anodista havaittava hiukkanen vuorovaikutti.

Sähkökenttä pallomaisen ilmaisimen sisällä noudattaa seuraavaa kaavaa

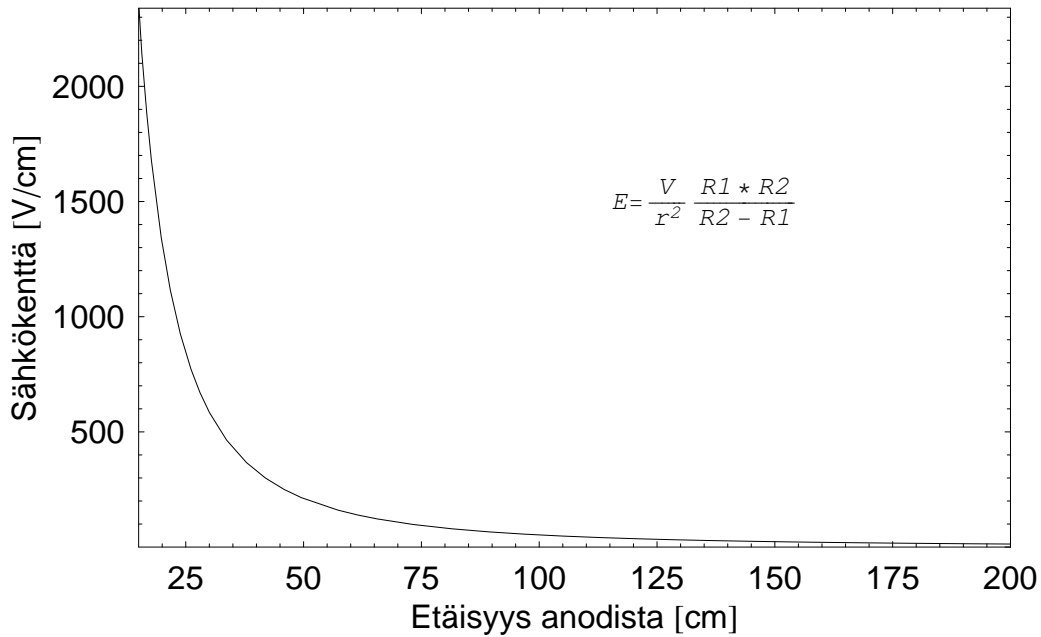
$$E(r) = \frac{V_0}{r^2} \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}, \quad (18)$$

missä R_1 on anodin säde, R_2 on TPC-ilmaisimen säde, V_0 on anodin jännite ja r on etäisyys anodista. Tämä funktio tyypillisillä arvoillaan on esitetty kuvassa 2.3.

Jännitteelle vastaavasti pätee kaava

$$V(r) = \frac{V_0 R_1}{R_2 - R_1} \left(\frac{R_2}{r} - 1 \right). \quad (19)$$

Kun kaasussa on tapahtunut ionisaatio eli elektroni ja ioni ovat syntyneet, niiden ajautuminen on merkittävä prosessi ilmaisimen toiminnan kannalta. Keskimäärin sekä elektronit ja ionit ajautuvat vakio-



Kuva 2.3: Sähkökentän suuruus TPC-ilmaisimen sisällä etäisyyden funtiona, kun anodijännite $V_0 = 50$ kV, $R_1 = 10$ cm ja $R_2 = 200$ cm.

nopeudella v_D sähkökentän E suuntaan mikäli sähkökentän voimakkuus on vakio. Elektronin kulkee keskimäärin matkan λ , keskimääräisen vapaan matkan, ennen kuin törmää kaasumolekyylisiin. Törmäyksen jälkeen se siroaa isotrooppisesti, pienen liikemääränsä takia. Sen jälkeen elektronin kiihtyy sähkökentässä kunnes se törmää toisen kaasumolekyylin kanssa. Varsinainen ajautumisnopeus on huomattavasti pienempi kuin hetkellinen nopeus törmäysten välillä. Ajautumisnopeudelle pätee

$$v_D = \mu E = \frac{e}{m} E \tau, \quad (20)$$

missä μ on liikkuvuus (mobility), E on sähkökenttä, e on elektronin varaus ja m sen massa ja τ on keskimääräistä vapaata matkaa vastaava aika. Liikkuvuus (skalaari) μ määrittää ajautumisnopeuden ja sähkökentän suhteena. Liikkuvuuden yksikkö on tyypillisesti $\text{cm}^2 \mu\text{s}^{-1} \text{V}^{-1}$. Magneettikenttää ei oteta huomioon. Liikkuvuus on suoraan verrannollinen keskimääräiseen aikaan törmäysten välillä.

lä τ . Kentän kiihdyttämän elektronin tai ionin sama energia kuluu seuraavassa sironnassa tai väliaineen atomin tai molekyylin virittämisessä. Ajautumisnopeus muuttuu myös sen mukaan kuinka paljon törmäyksissä menetetään energiaa. Mikäli sähkökentän voimakkuus vaihtelee paljon, esimerkiksi lähellä anodia, myös ajautumisnopeus muuttuu. Ajautumisnopeus on tärkeä suure tarkasteltaessa ajautumisaikaa ilmaisinkammiossa, joten on tärkeää että kenttä tunnetaan hyvin.

2.3 Ionin liikkuvuus

Ionien liikkuvuus riippuu sähkökentän voimakkuudesta sekä väliaineen tiheydestä ja lämpötilasta.

$$\mu \propto \frac{E}{N}T, \quad (21)$$

missä E on sähkökentän voimakkuus, T on lämpötila ja N on Loschmidtin vakio, joka on molekyylien määrä yhdessä kuutiometrissä NTP-tilassa. E/N :n yksikkö on Townsend (Td), $1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$. Huoneen lämpötilassa lämpötilan merkitys on pieni, mutta se kannattaa huomioida N :n laskemisessa. Liikkuvuus on vakio pienillä E/N arvoilla.

Liikkuvuus riippuu voimakkaasti kaasun puhtaudesta varsinkin jalokaasujen tapauksessa, koska epäpuhtautena olevilla kaasumolekyyleillä on tapana kerääntyä ionin ympärille ja siten pienentää liikkuvuutta.

Liikkuvuus ei juuri riipu ionin varauksesta. Tuplasti (+2/−2) varatulla ionilla on lähestulkoon sama liikkuvuus kuin +1/−1 varatulla ionilla. Redusoitu liikkuvuus μ_0 [$\text{m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$] on arvo jolloin kaasun tiheys on $2.69 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Liikkuvuuden on mitattu olevan kääntäen verrannollinen tiheyteen paineen arvoilla $6\text{-}10 \times 10^6 \text{ Nm}^{-2}$. Positiivisten ionien liikkuvuuden kaasuseoksissa kertoo Blanckin laki

(Blanc, 1908)

$$\mu = \left(\sum \frac{f_i}{\mu_i} \right)^{-1}, \quad (22)$$

missä f_i on suhteellinen osuus kaasua i .

Taulukossa 2.2 on esitetty ionin liikkuvuuksia vastaavassa kaasussa. Taulukoidut arvot ovat redusoituja liikkuvuuksia μ_0 , eli kaasun tiheys on $2.69 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$. ”-” tarkoittaa että kyseistä ionia ei ole olemassa tai että sitä ei ole tutkittu. Niillä alueilla joilla liikkuvuus ei ole riippumaton E/N :stä on tapana käyttää liikkuvuutta rajalla $E = 0$.

ioni tyyppi	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ne	Ar	Kr	Xe	CO	CH ₄
atomi-ioni (-)	16.0	10.2	3.3	—	4.2	1.53	0.9	0.6	—	—
molekyyli-ioni (+)	11.3(H ₃ ⁺)	20.3	1.8	2.2	6.5	2.3	1.2	0.8	1.6	3.5
molekyyli-ioni (-)	—	—	—	3.3	—	—	—	—	—	—

Taulukko 2.2: Ionin redusoitu liikkuvuus vastaavassa kaasussa. Taulukoitu arvo on yksikössä $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$.

Nykyisillä tekniikoilla on voitu näyttää että korkeasti varattuja ioneja on paljon ja niiden syntyminen on luultua monimutkaisempaa (McDaniel (1964)). Esimerkiksi ksenon-ioneja Xe^{n+} on havaittu arvoilla $n = 1-13$.

2.4 Klusterinkokojakauma

Eräs tekijä, joka vaikuttaa ajautumiskammion paikkaresoluutioon on havaittavan hiukkasen epälineaarinen ionisaatio etenemisradallaan. Kun alkuperäinen hiukkanen etenee kammiossa, kaasun ionisaatio ei ole jatkuva jakauma vaan kaasu ionisoituu eräänlaisina ryppäinä, klustereina, joista jokainen syntyy primäärihiukkasen vuoro-vaikutuksesta. Ionisaatiossa menetetyt energian määrään liittyy siis oleellisesti näiden klustereiden koko. Klusterinkokojakauma (Cluster Size Distribution) on primäärihiukkasen synnyttämien (joko suoraan tai epäsuorasti) elektronien määrän todennäköisyysjakauma.

Klusterin koon määrittämiseksi on tehty mittauksia [27] ja laskelmia useille eri kaasuille.

2.5 Monte Carlo -menetelmä

Vaikutusalan käsite johtaa suoraan Monte Carlo -menetelmän käyttöön. Hiukkasten välinen vuorovaikutus tapahtuu tietyllä todennäköisyydellä, joka riippuu reaktion vaikutusalueesta, väliaineen tiheydestä ja hiukkaseen vaikuttavista voimista, jotka ovat yleensä sähkö- ja magneettikenttä. Kun todennäköisyys tiedetään joillakin alkuarvoilla voidaan hiukkasen etenemistä mallintaa Monte Carlo -menetelmällä, joka on periaatteeltaan yksinkertainen:

1. Määritellään hiukkanen tietokoneen muistiin sen paikka- ja nopeuskoordinaattien mukaan.
2. Edetään aika-askel ja liikutetaan hiukkasta, eli muutetaan äskeisiä koordinaatteja Lorentzin voiman mukaisesti.
3. Päätetään stokastisella menetelmällä kokonaisvaikutusalan perusteella kokeeko hiukkanen törmäyksen tällä aika-askeleella. Mikäli törmäys tapahtuu, muutetaan hiukkasen nopeusvektoria mielivaltaisesti, mutta siten, että muutos vastaa energian menetystä.
4. Edetään seuraava aika-askel.

3 TPC-neutriinoilmaisimet

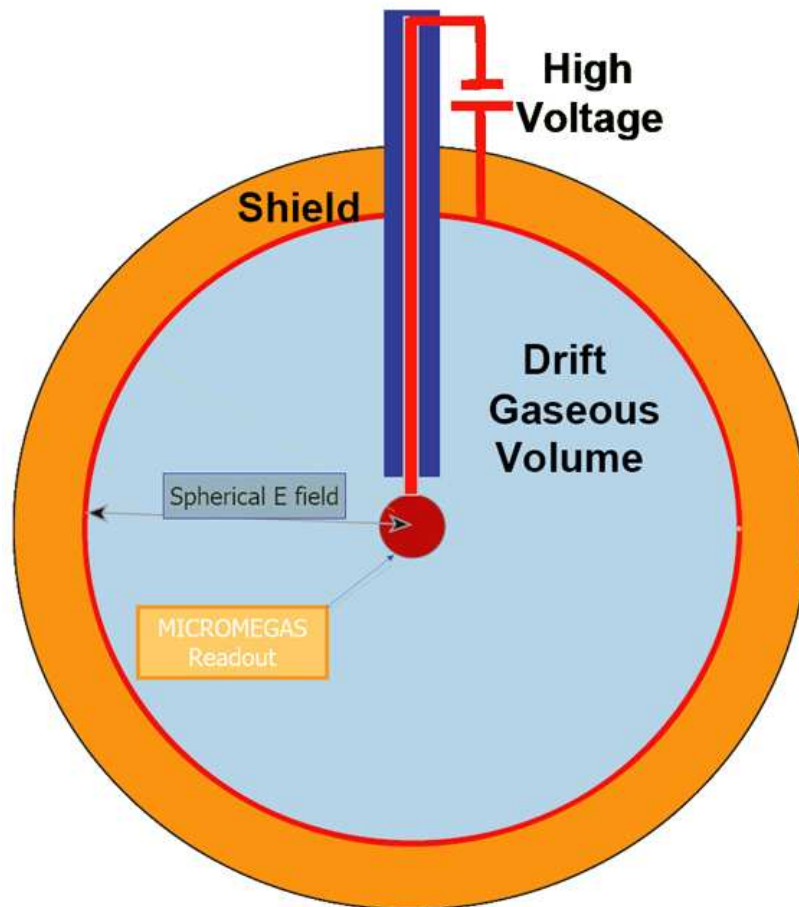
TPC-ilmaisimien on paikkaherkkä kaasutäytteinen hiukkasilmaisimien, jotka on tyypillisesti suurikokoinen ajautumiskammio. Nimi tulee siitä, että jokin paikkakoordinaateista saadaan ajautumisajasta (time projection).

Tyypillisesti TPC-ilmaisimissa havaittava korkeaenerginen hiukkanen synnyttää useita elektroneja, jotka ajautuvat sähkökentässä kohti anodia. Havaittavan signaalin syntyminen tapahtuu niin sanotun kumulatiivisen elektronivyöryn (avalanche multiplication) ansiosta. Tämä elektronivyöry tapahtuu lähellä anodia sähkökentän ollessa suuri aiheuttaen havaittavan suuruisen sähkövirran. Tämä ilmiö on kaikkien kaasuilmaisimien toiminnan kannalta tärkeä ilmiö. Elektronivyöry anodille tapahtuu vain erittäin suurilla sähkökentän arvoilla eli käytännössä muutaman mikrometrin päässä anodista. Signaalin voimakkuus riippuu primäärihiukkasen aiheuttamasta ionisaation määrästä. Ionisaatiossa syntyneet elektronit osallistuvat yhdessä elektronivyöryn syntymiseen anodin läheisyydessä ja siten havaittava signaali voimistuu.

Neutriinojen koherentissa sironnassa TPC-ilmaisimissa syntyy vain vähän ajautuvia elektroneja, joiden havaitseminen perinteisellä anodilangalla on vaikeaa. Tässä tapauksessa signaalin vahvistamiseen TPC-ilmaisimen keskellä käytetään anodina toimivaa MICROMEGAS-ilmaisimista koostuvaa kennostoa.

Tällä hetkellä koherenttiin sirontaan perustuvasta neutriinoilmaisimesta on rakennettu prototyyppi jota testataan Saclay:ssä Pariisissa (ks. kuva 3.2). Kuvassa 3.1 on esitetty poikkileikkaus pallomaisesta TPC-ilmaisimesta [28], [29], [30].

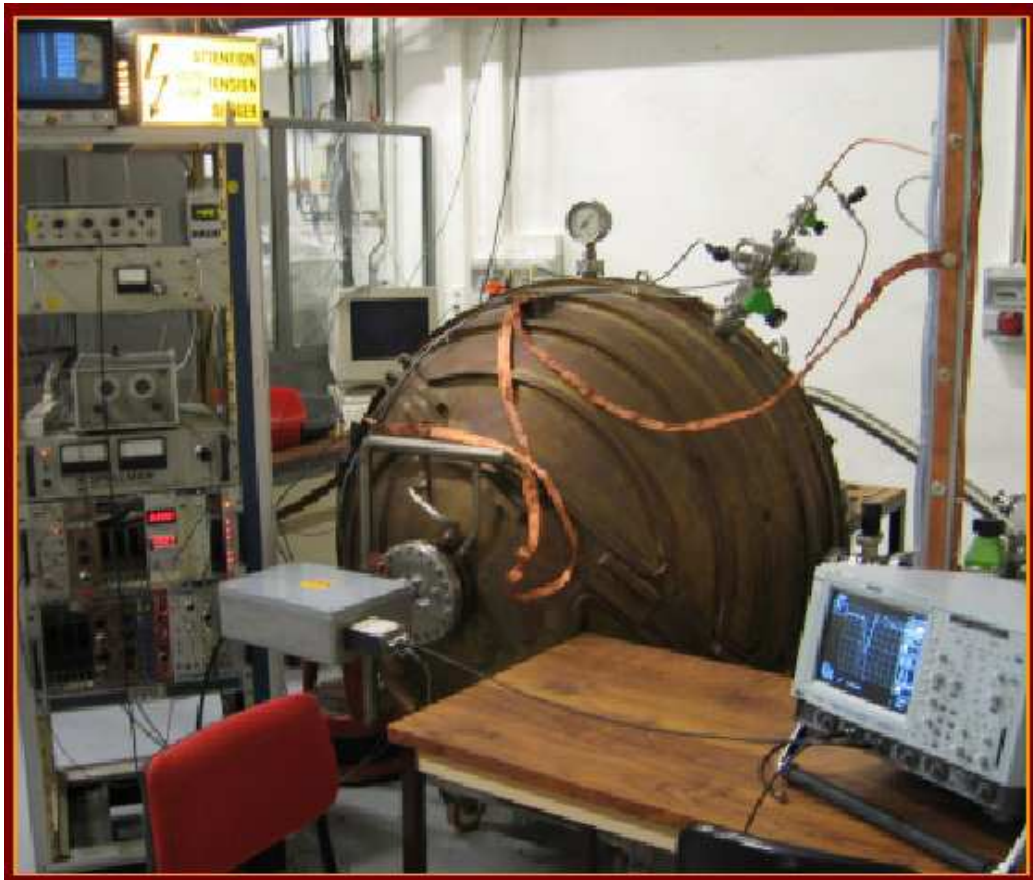
Luvussa 3.1 esitellään tarkemmin MICROMEGAS-ilmaisinten toimintaa, ja luvussa 3.2 TPC-ilmaisinten käyttöä kohteen paikannukseen. Lopuksi luvuissa 3.3 ja 3.4 esitetään kaksi TPC-ilmaisimiin perustuvaa koe-ehdotusta ja luvussa 3.5 esitellään lyhyesti TPC-supernovailmaisimien.



Kuva 3.1: Pallomaisen TPC-ilmaisimen poikkileikkaus.

3.1 MICROMEAS-ilmaisimet

MICROMEAS (MICROMESH Gaseous Structure) -ilmaisimien on kaksiosainen ohut ajautumiskammio, jossa on lyhyt, noin $100\ \mu\text{m}$ paksu vahvistusalue ja noin $3\ \text{mm}$ paksu ajautumisalue. Kuvasssa 3.3 on esitetty kaavamainen poikkileikkaus MICROMEAS-ilmaisimesta. Vahvistus- ja ajautumisalueen välissä on $3\ \mu\text{m}$ paksu nikkeliälevy (micromesh), jossa on halkaisijaltaan $17\ \mu\text{m}$ kokoisia reikiä $25\ \mu\text{m}$ välein. Tämä levy on korkeassa potentiaalissa antaen vahvistusalueelle voimakkaan sähkökentän ($\sim 100\ \text{kV/cm}$). Tämän ilmaisimen geometria on optimoitu erityisesti nopeaan signaalin tuot-

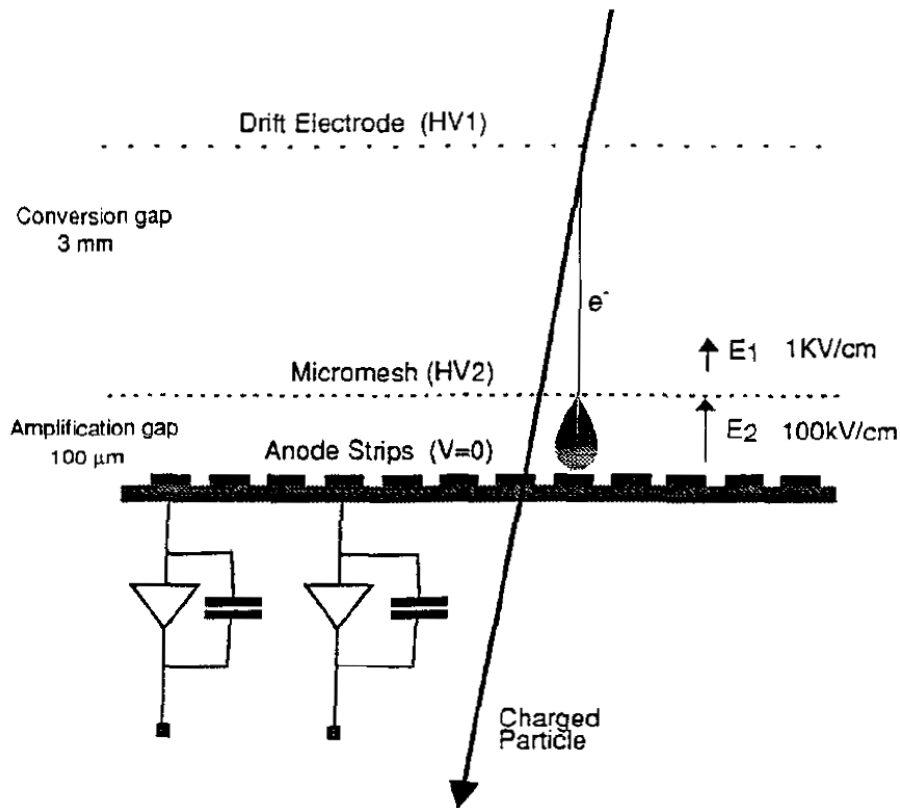


Kuva 3.2: TPC-ilmaisimen prototyyppi.

toon. Ilmaisimessa käytettävä kaasu riippuu käyttötarkoituksesta ja verkon rakenteesta. Tällä hetkellä MICROMEGAS-ilmaisimia on käytetty ainakin Ar-CF_4 ja Ar-CH_4 -kaasuseoksilla. Tarkemmin ilmaisimen rakenteeseen ja toimintaan on perehdytty lähteissä [31] ja [32].

3.2 Kolmiopaikannus

Kolmiopaikannus voidaan tehdä vähintään kolmella maassa sijaitsevalla ilmaisimella. Se tarkoittaa supernovan paikannusta perustuen neutriinujen havaitsemisajan eroihin eri ilmaisinten välillä. Maapallolla aikaero olisi muutamien kymmenien mikrosekuntien luokkaa



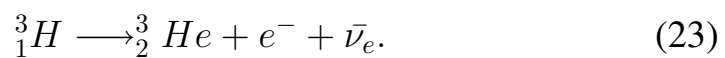
Kuva 3.3: MICROMEGAS-ilmaisim. Kuva otettu lähteestä [31].

mikäli ilmaisimet sijaitsisivat mahdollisimman kaukana toisistaan.

Vaativuksena kolmiopaikannukselle on, että ilmaisimilla pitää olla hyvä paikka- ja aikaresoluutio sekä näiden lisäksi ilmaisimet täytyy olla aikasynkronoituja.

3.3 NOSTOS-koe

NOSTOS-kokeella (Neutrino Oscillation Tritium Outgoing Source) on tarkoitus mitata kappaleessa 1 lueteltuja neutriinon vielä tuntemattomia ominaisuuksia matalaenergisistä neutriinoista, joita syntyy tritonin hajoessa:



Tässä reaktiossa syntyneiden neutriinoiden maksimienergia on 18.6 keV, mistä seuraa, että sironneiden elektronien energia on maksimissaan $E_{max} = 1.27$ keV. Pieni rekyylienergia asettaa suurimman haasteen ilmaisimelle, mutta kokeet MICROMEGAS-ilmaisinten käyttötätä signaalin vahvistamiseen näyttävät lupaavilta. Kuvassa 3.4 näkyy MICROMEGAS-ilmaisinkennojen sijoitus triton lähteen ympärille. Neutriinolähteen sijoittaminen pallomaisen TPC-ilmaisimen keskelle maksimoi ulos säteilevien neutriinoiden havainnointitehokkuuden. Tässä kokeessa TPC:n halkaisija olisi 10 metrin luokkaa, sillä jo pelkästään triton-lähde suojineen ja MICROMEGAS-ilmaisimineen on halkaisjaltaan 3 metriä.

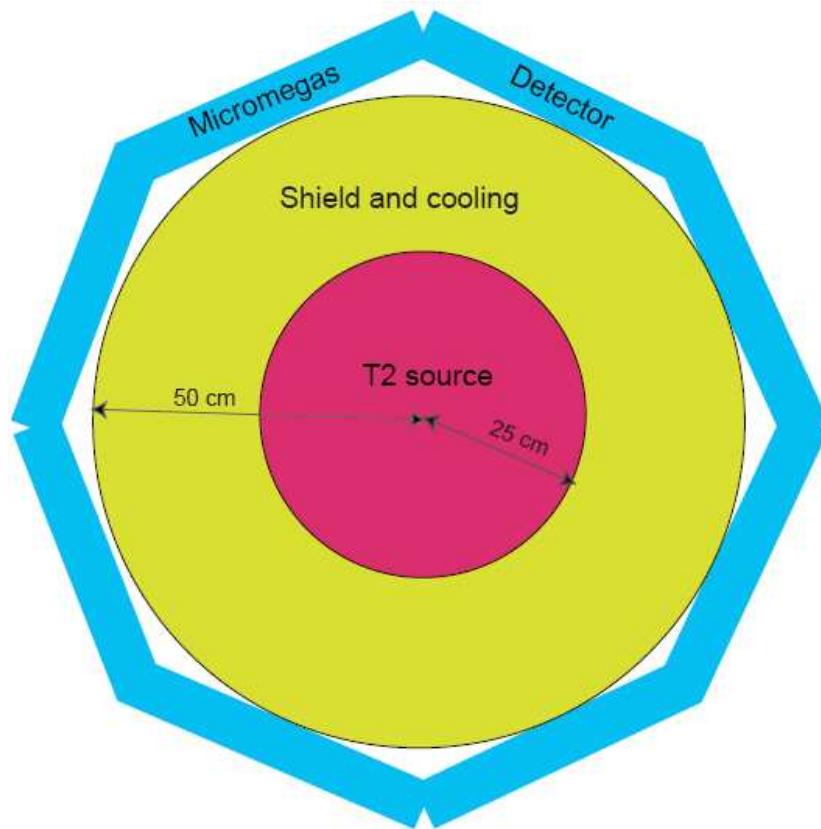
Taustasäteily saadaan selville suorittamalla mittauksia ilman tritonlähdettä. Ilmaisimen etuihin kuuluu myös se, että neutriinovuon on hyvin tunnettu, mikä on yleensä suuri ongelma neutriinokokeissa. Systemaattinen virhe taustasäteilyn tai neutriinovuon epätarkuuden takia on siis tässä kokeessa pieni.

Suuren TPC:n lisäksi neutriinoiden havaitsemiseen tarvitaan MICROMEGAS-ilmaisimet, hyvä energioresoluutio ja matala taustasäteily. Suurin ongelma on riittävän voimakkaan tritonlähteen valmistus.

Mittaamalla elastisten neutriino–elektroni -sironneiden määrää lähteen etäisyyden funktiona saadaan tietoa neutriinoiden oskillaatiosta ilman systemaattista virhettä [33].

3.4 HELLAZ-koe

HELLAZ (Helium at Liquid Azote temperature) kokeella on tarkoitus tutkia aurinkoneutriinoja [34]. Tämän ilmaisimen toiminta perustuu neutriinon ja elektronin elastiseen sirontaan. Myös tämä ilmaisimien on pallomainen TPC joka on optimoitu 4 metrin ajautumismatkoille. Kaasuna TPC-ilmaisimissa käytetään heliumia, jonka paine on 20 bar. Tämä ilmaisimien voi toimia yksinäänkin, ilman kolmiopaikannusta, sillä sironneesta elektronista saadaan selville tör-



Kuva 3.4: TPC-ilmaisimen anodi NOSTOS-kokeessa. Ulkokuori koostuu MICROME GAS-ilmaisimista, joiden sisällä on neutriinoja tuotava triton lähde.

männeen neutriinin suuntainformaatio. Mittausten perusteella aina yli 90% radoista on sellaisia, että alkuperäinen suunta saadaan selville. Sironneen elektronin kulmaresoluution täytyy olla noin 2° , että neutriinin energia resoluutiossa päästäisiin 10%:iin. Tämä ilmaisim vaatii alhaisen taustasäteilyn.

Ilmaisimen täytyy pystyä erottamaan yksittäinen elektroni, mikä tarkoittaa sitä, että elektronien monistuskertoimen (gain) täytyy olla luokkaa 10^6 . Siksi myös tässä ilmaisimessa tullaan käyttämään Micromegas-ilmaisimia anodina.

3.5 TPC-supernovailmasin

Supernovaneutriinojen havaitsemiseen käytettävä TPC-ilmaisimien olisi poikkileikkaukseltaan kuvan 3.1 kaltainen. Ilmaisimen tyypillinen halkaisija vaihtelee 4 ja 6 metrin välillä, riippuen siitä minne niitä sijoitetaan. Ilmaisimet pyritään täyttämään ksenon-kaasulla 10 baarin saakka. Anodina käytettäisiin MICROMEGAS-ilmaisimia, kuten edellä mainituissakin TPC-neutriinoilmaisimissa. Pyhäjärven kaivokseen sijoitettava ilmaisimien olisi halkaisijaltaan luultavasti noin 4 metriä, koska sellainen voidaan viedä maan alle 660 metrin syvyyteen yhtenä kappaleena. Tämä säästää kustannuksia verrattuna tilanteeseen, että suurempi ilmaisimien koottaisiin maan alla.

4 Simulaatiot

Simulaatioissa keskitytään tutkimaan tyypillisten kaasuilmaisimissa käytettyjen kaasuseosten tärkeimpiä ominaisuuksia varatun hiukkasen havaitsemisen kannalta. Myöskin käytännön seikat on otettava huomioon kaasun valinnassa. Kaasun hinta on eräs kriteeri; argon on huomattavasti ksenonia halvempaa, mutta toisaalta TPC-tilavuus ei ole niin kovin suuri ainakaan verrattuna muihin neutriinoilmaisimiin. Maan alla ei voi käyttää helposti syttyvää kaasua ja myöskin ympäristöstävällisyys on otettava huomioon.

Usein kaasuilla on sekä huonoja että hyviä ominaisuuksia, ja siksi kaasun valinnassa joudutaan tekemään usein kompromisseja.

Yleensä pienienergistien primäärihiukkasten havaitsemisessa, kuten tässä tapauksessa, olisi järkevää käyttää kevytatomista kaasua rekyylienergian maksimoimiseksi. Tässä tapauksessa joudutaan kuitenkin käyttämään raskasta, runsasneutronista kaasua, sillä, kuten edellä todettiin, neutriinon vaikutusalan suuruus riippuu voimakkaasti kohtiotyimen neutronilukumäärästä. Tämän takia simulaatioissa on rajoitettu tutkimaan raskaita jalokaasuja ksenonia ja argonia. Pienen rekyylienergian havaitsemiseen tuo ratkaisun edellä esitelty MICROMEGAS-ilmaisimien.

Puhtaiden jalokaasujen käyttö ajautumiskammioissa on yleensä mahdotonta niiden huonon fotonien absorbtion takia. Näissä kaasuissa joudutaan käyttämään jotain kevyempää kaasua (quencher), jonka tehtävänä on absorboida kaasun atomien tai molekyylien fluoresoimat fotonit. Simulaatioissa nähdään näiden quencher-kaasujen vaikutus. Erityinen pääpaino on hiilidioksiidilla (CO_2), joka on todennäköisin quencher-kaasu monienkin ominaisuuksien kannalta. Toisen suosittu quencher-kaasu metaani (CH_4) on tulenarkaa ja siksi sitä ei voi turvallisuuden vuoksi käyttää maanalaisissa kokeissa.

Myös kaasujen epäpuhtauksiin tullaan kiinnittämään huomiota. Tyypillisesti epäpuhtautena on happi ja typpi. Nämä epäpuhtaudet vaikuttavat erityisesti ionien kulkuun, sillä niillä on tapana kertyä

ionin ympärille ja yleensä myös elektronin sieppaus happi- tai typ-
piatomilta on todennäköistä.

Simulaatiot on suoritettu Garfield [35], Magboltz [26] ja Heed [36] ohjelmilla. Näiden ohjelmien antamat parametrit on todettu riit-
tävän tarkoiksi ja joitakin tuloksia on verrattu vastaaviin saatavil-
la oleviin kokeellisesti mitattuihin arvoihin. Seuraavissa kappaleissa
tarkastellaan ohjelmien toimintaa hieman tarkemmin.

4.1 Geant4

Geant4 [37] on Monte Carlo -simulointityökalu, joka perustuu C++ -
olio-ohjelmointikieleen. Geant4:llä voi simuloida sähkömagneettisia-
ja hadronisiavuorovaikutuksia. Sähkömagneettinen puoli kattaa leptoni-
, gamma-, röntgen- ja myonifysiikan. Myös optisia fotoneita voi si-
muloida. Hadronifysiikka tarjoaa sekä data- tai parametrisaatiopoh-
jaisia malleja että teoriapohjaisia malleja suuremmille energioille.
Geant4:n lähdekoodi on ilmainen ja vapaasti kaikkien saatavilla.

Matalan energian sähkömagneettisille vuorovaikutuksille pätee
seuraavat energiarajoitukset.

Hiukkanen	energia-alue
elektronit ja fotonit	$\sim 100 \text{ eV} - 100 \text{ GeV}$
hadronit ja ionit	$\sim 1 \text{ keV} \longrightarrow$

Taulukko 4.3: Sähkömagneettisten vuorovaikutusten energia-alueet Geant4:ssä.

Geant4:llä ei pysty simuloimaan matalaenergisten elektronien ajau-
tumista, sillä energia-alue ei ylety riittävän pienille energioille. Geant4
antaa kuitenkin mahdollisuuden määrittellä siitä puuttuvia vuorovai-
kutuksia, sillä onhan koko lähdekoodi vapaasti saatavilla. Matalae-
nergisten elektronien lisääminen Geant4:ään osoittautui liian vai-
keaksi ja oli muutenkin tämän työn ulkopuolella. Kovan kysynnän
vuoksi diffuusion simulointi tullaan luultavasti lisäämään Geant4:ään
tulevaisuudessa kehittäjiensä puolesta.

4.2 Garfield

Garfield-ohjelma [35] on luotu simuloimaan elektronien ja ionien ajautumista kaksi- ja kolmeulotteisissa ajautumiskammioissa. Garfield-ohjelma on suunniteltu erityisesti kaasuille, mutta ohjelmaa voi käyttää joissain tapauksissa kiinteillekin aineille. Ohjelma on kehitetty kokeellisesta näkökulmasta palvelemaan mahdollisimman monipuolisesti tyypillisten ajautumiskammioiden simulointia. Ohjelman on tarkoitettu ajettavaksi pääasiassa CERN:in tietokoneilla, mutta siitä voi ladata myös valmiiksi käännetyin version Linux käyttöjärjestelmälle, joka toimii itsenäisesti millä koneella tahansa. Tiedostot on saatavissa [www-osoitteesta `http://consult.cern.ch/writeup/garfield/files/`](http://consult.cern.ch/writeup/garfield/files/). Garfield-ohjelmassa on yhdeksän eri osa-aluetta liittyen eri simulaation vaiheisiin. Näiden ”osien” lisäksi Garfield-ohjelmassa on useita ”call”-komentoja, joilla voidaan toteuttaa jokin tietty toiminto missä osiossa tahansa. Esimerkiksi call-komennon käytöstä löytyy liittestä A. Seuraavissa kappaleissa on kerrottu tarkemmin Garfield-ohjelman rakenteesta.

4.2.1 Garfield: Cell

Tässä osiossa määritellään simuloitavan ilmaisimen geometria. Käyttäjä voi määritellä ilmaisimen komponenttien dimensiot ja jännitteet. Geometrian voi määritellä 2- tai 3-ulotteisesti, mutta sähkökenttien laskemisessa monimutkaiset 3-ulotteiset rakenteet aiheuttavat ongelmia. Useinkaan 3-ulotteisten johteiden ja eristeiden luomaa kenttää ei tunneta analyttisesti.

4.2.2 Garfield: Magnetic

Määritellään magneettikenttä. Magneettikenttä yhdessä hiukkaskohdaisen Lorentzin kulman kanssa määrää hiukkasten etenemisen.

4.2.3 Garfield: Gas

Tässä osiossa määritellään mitä kaasua Cell-osiossa määritellyssä ajautumiskammiossa käytetään. Käytettävissä on laaja valikoima yleisesti ilmaisimissa käytettyjä kaasuja, joista voidaan luoda mielivaltainen seos. Kaasuihin kuuluu kaikki jalokaasut, tyypilliset quencherkaasut kuten hiilidioksidi (CO_2) ja metaani (CH_4) sekä tyypilliset epäpuhtauskaasut kuten typpi ja happi. Tässä osiossa yleensä kutsutaan Magboltz- ja Heed-ohjelmia, jotka on suunniteltu kaasujen ajautumisominaisuuksien laskemiseen.

4.2.4 Garfield: Field

Field-osiossa voidaan luoda erilaisia kuvaajia sähkö- ja magneettikentistä. Näitä ovat muun muassa kentänvoimakkuusvektori-kuvaajat sekä erillaiset contour- ja tasapotentialikuvaajat.

4.2.5 Garfield: Drift

Tässä osiossa voidaan määrittellä elektronien ja ionien ajautumien. Ajautuminen voidaan toteuttaa monella tavalla. Vaihtoehtoihin kuuluu mielivaltaisen aloituspaikan valinta, integrointi-metodien valinta (Monte- Carlo tai Runge-Kutta-Fehlberg). Ajautumiseen liittyviä parametreja voi säätää halutessaan ja simulointiin voi myös lisätä esimerkiksi kokeellisesta datasta saatuja parametreja kuten keskimääräinen vapaa matka.

4.2.6 Garfield: Signal

Signaali-osiossa voidaan simuloida anodin läheisyydessä tapahtuvaa elektronien aiheuttamaa elektroniryöppyä, josta havaittava signaali muodostuu. Käyttäjän täytyy määrittellä anodi/anodit ja aikaikkuna. Aikaikkuna määrää ajan, jolta signaali summataan. Tämän jälkeen ohjelma laskee suoraan virran ja indusoituneen virran valituille ano-

deille. TPC-ilmaisimen simuloinnissa tätä osiota ei ole käytetty, sillä anodina toimii micromegas-ilmaisimet.

4.3 Magboltz

Magboltz-ohjelma laskee elektronien ajautumisominaisuuksia kaasuissa numeerisesti integroimalla Boltzmanin liikeyhtälöä, eli toisin sanoen simuloi elektronien törmäilyä (diffuusiota) kaasumolekyyleihin. Ohjelma sisältää tiedot eri kaasujen mikroskooppisesta rakenteesta. Tämä tieto sisältää vaikutusalan elektronin elastiselle törmäykselle ja erityyppisille epäelastisille törmäyksille (ks. kuva 4.1 ja liite B). Kun tähän lisätään tieto energian menetyksen suuruudesta törmäystä kohti voidaan ohjelmalla laskea kuinka kauas elektroni liikkuu ja siten päästään myös käsiksi makroskooppisiin ominaisuuksiin kuten ajautumisnopeus. Ohjelma osaa laskea myös muita ajautumiseen liittyviä parametreja kuten pitkittäisen ja poikittaisen diffuusiokertoimen sekä mobiliteetin. Mikäli ohjelmaan määrittelee magneettikentän, se laskee myös Lorentzin kulman. Lorentzin kulma on sähkökentän ja ajautumisnopeusvektorin välinen kulma olettaen, että sähkö- ja magneettikenttä ovat kohtisuorassa toisiinsa nähden. TPC-ilmaisimessa ei ole erillistä magneettikenttää, joten tätä suurta ei tarvitse ottaa simulaatioissa huomioon ilmaisimen kaasun valinnassa.

Ohjelma ottaa huomioon myös moniatomisten kaasujen vibraatio- ja translaatiotilat. Tällaisia moniatomisia kaasuja kuten CO_2 ja CH_4 käytetään "quenching" tarkoitukseen. Mikäli elektronin energia on riittävän pieni eikä se ylitä kaasun viritystilojen energioita ovat törmäykset puhtaasti elastisia. Esimerkiksi helium-kaasulla viritysenenergiat ovat korkeita.

Ohjelma on helppokäyttöinen sillä se jättää käyttäjälle määriteltäväksi vain sähkö- ja magneettikentän, kaasun paineen ja lämpötilan sekä kaasun koostumuksen. Ohjelma osaa käsitellä maksimissaan neljästä eri kaasusta koostuvan seoksen. Kaikkiaan ohjel-

maan on implemetoitu noin 30 eri kaasua, joita tyypillisesti käytetään ajautumiskammioissa. Kaasujen ajautumisominaisuuksien laskeminen on aikaa vievää. Tehokkaallakin tietokoneella (3000 MHz) elektronin ajautumisnopeuden ja diffuusiokertoimien laskeminen yhdelle kaasuseokselle vie 4-5 tuntia.

Ohjelma pystyy noin 1 % tarkkuuteen ajautumisnopeuden määrittämisessä ja noin 2 % tarkkuuteen diffuusiokertoimien määrittämisessä analyttiseen ratkaisuun verrattuna. Virhe muodostuu siitä, että Legendren polynomeilla kirjoitetusta Boltzmanin liikeyhtälöstä jätetään pois kolmatta astetta suuremmat termit. Tarkemmin ohjelman toimintaan on perehdytty lähteissä [26] ja [38].

Magboltz-ohjelma on kirjoitettu Fortranilla ja se on liitetty Garfield [35] ajautumiskammion simulointiohjelmaan.

Lasketut arvot ajautumisnopeudelle ulottuvat sähkökentän voimakkuuden arvoon 500 kV/cm, mikä vastaa sähkökentän voimakkuutta koko ajautumiskammiossa paitsi noin 1 mm päässä anodissa.

Ohjelma laskee ajautumisnopeuden, Townsend-kertoimen, diffuusiokertoimet ja attachment-kertoimen. Nämä arvot on mitattu joillekin Xe-CO₂- ja Ar-CO₂-kaasuseoksille. Attachment-kerroin kertoo kuinka paljon kaasumolekyylit absorboivat ajautuvia elektroneja. Tarkemmin näistä parametreista on kerrottu lähteessä [39]. Kuvassa 4.1 on esitetty Magboltz-ohjelman käyttämä vaikutusala elektronin etenemiselle ksenon ja argon kaasussa. Monte Carlo -integroitimenetelmä elektronin etenemiselle käyttää tätä dataa. Vaikutusalat ovat kokeellisesti määritettyjä. Kuvissa näkyy myös Ramsauerin minimi, joka tarkoittaa pienintä mahdollista vaikutusalaa elastiselle sironnalle.

Elektronin vaikutusala elastiselle törmäykselle jalokaasuissa saa hyvin pieniä arvoja lähellä 1 eV energiaa. Tämä on niin kutsuttu Ramsauer-Townsend -ilmiö, jonka selittäminen vaatii kvanttimekaanista tarkastelua, mitä ei tehdä tässä.

Jalokaasut, jotka eivät muodosta moniatomista molekyyliä, ovat laskennallisesti helpompia elastisen vaikutusalan suhteen. Moniatomisiksi kaasut kuten esimerkiksi CO₂ ja N₂ ovat vaikeampi käsiteltä-

viä, sillä niillä elastinen törmäys voi virittää vibraatio- ja translaatiotiloja. Näillä tiloilla on omat energiariippuvat vaikutusalat ja oma energianmenetys (ks. liite B). Tämä vaikeuttaa teoreettista tarkastelua.

4.4 Tulokset

4.4.1 Elektronien ajautumisen simulointi

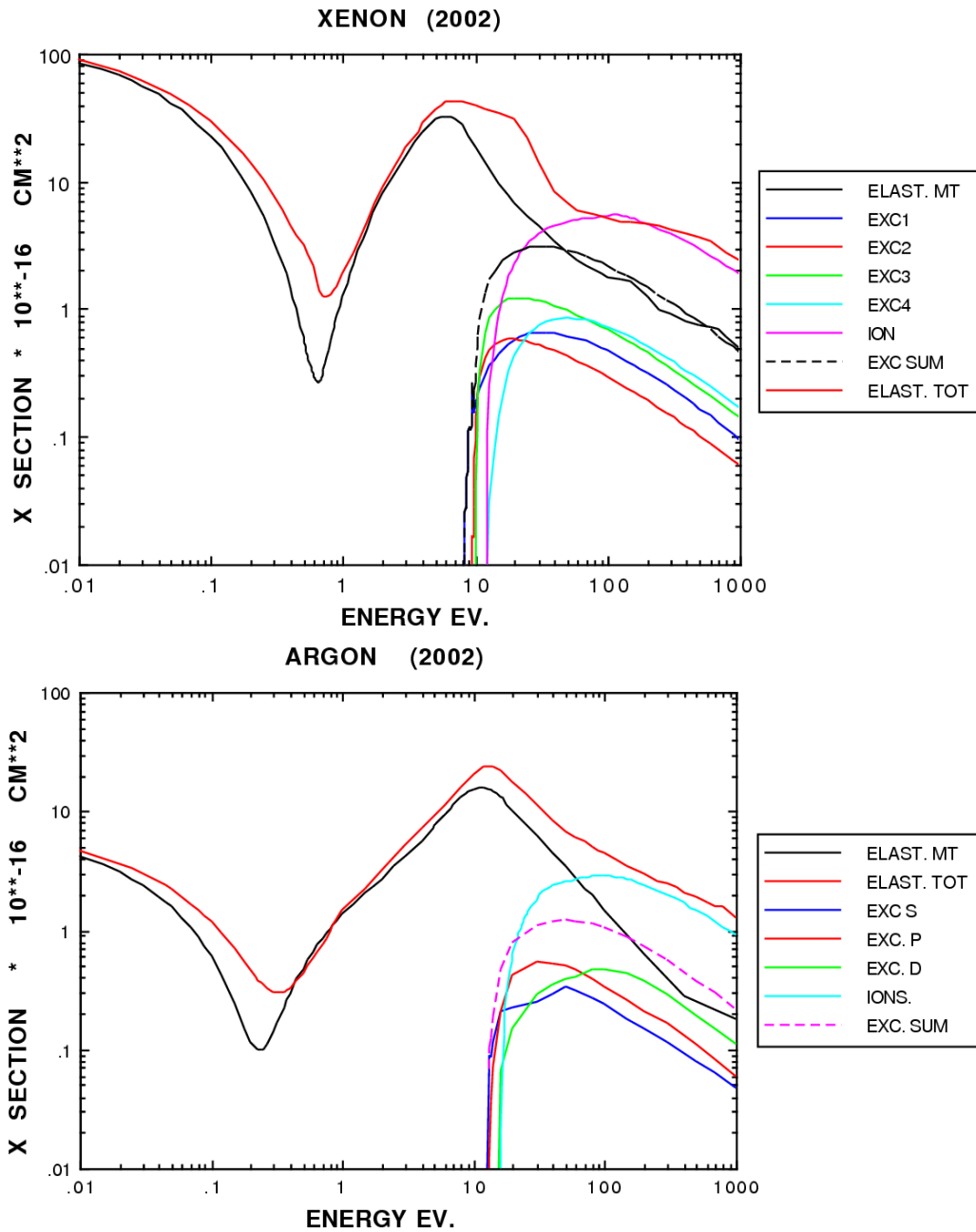
Neutriino-ydin-törmäyksessä ytimen saama liike-energia on niin pientä, suuruusluokkaa ~ 10 keV, että ydin ei kulje kovin pitkää matkaa pelkän rekyylin voimalla. Tällaisessa tapauksessa ytimen (ionin) varaus on epämääräinen, ja mekanismi on enemmänkin sellainen, että ytimen varausjakauma oskilloi elektronipilven varausjakaumassa, jona aikana itse ydin aiheuttaa ionisaatiota. Normaalisti lyhyen ajan kuluttua varausjakaumien oskillaatio palaa takaisin tasapainotilaan. TPC-ilmaisimen sähkökenttä saa kuitenkin osan tässä ionisaatiossa syntyneistä elektroneista irtaantumaan lopullisesti ionista ja ajautumaan kohti anodia. Ionisoituneen ytimen matalan energian takia tämä prosessi tapahtuu hyvin lyhellä matkalla.

Kuvassa 4.2 on esitetty elektronin ajautumisnopeus kolmessa eri Xe-CO₂-kaasuseoksessa, jossa CO₂-pitoisuus on 5%, 10% ja 15%. Magboltz-ohjelmalla simuloituja arvoja on verrattu kokeellisesti mitattuihin arvoihin [40], [41]. Simuloidut arvot vastaavat hyvin mitauksia. Kuvassa 4.2 on myös simuloidut arvot ajautumisnopeudelle puhtaassa ksenonissa.

Joissakin lähteissä ajautumisnopeus on tapana ilmoittaa E/N -funktiona, missä on E [V cm⁻²] on sähkökentän voimakkuus ja N [cm⁻³] on atomien määrä tilavuusyksikössä

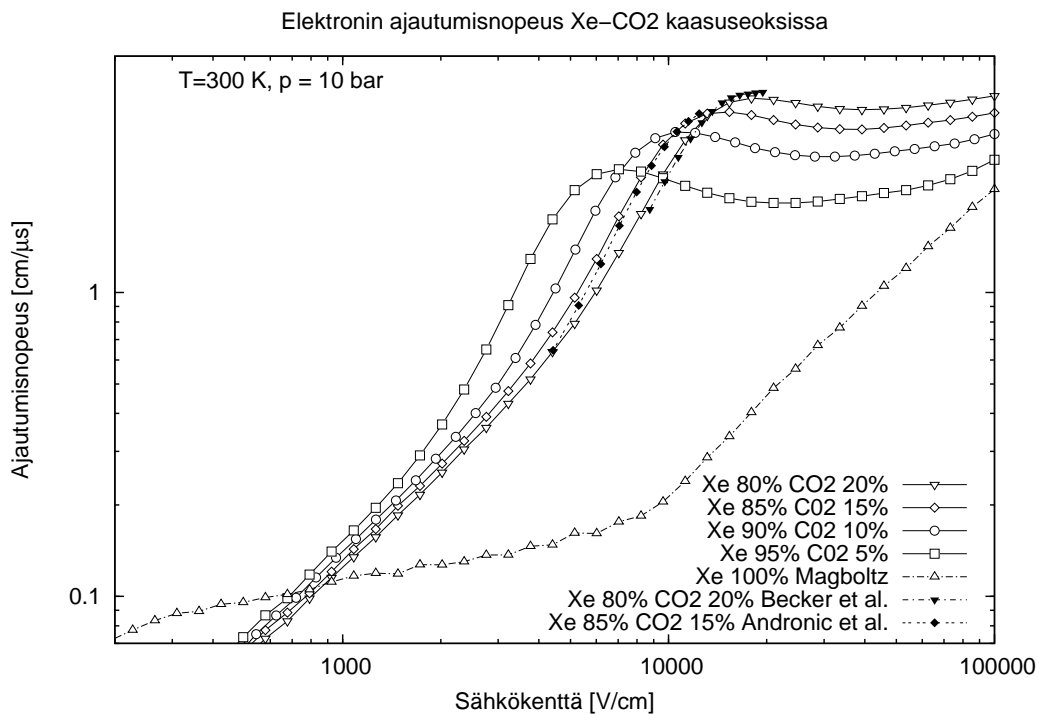
$$N = \frac{n}{V} = \frac{\rho N_A}{M}, \quad (24)$$

missä ρ kaasun tiheys, M atomimassa ja $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ mol⁻¹ on Avogadron vakio. E/N yksikkönä on Townsend, jolle pätee 1 Townsend (Td) = 10⁻¹⁷ V cm².



Kuva 4.1: Magboltz-ohjelman käyttämät vaikutusalat elektronin etenemiselle. Vuosiluku kertoo milloin dataa on viimeksi päivitetty.

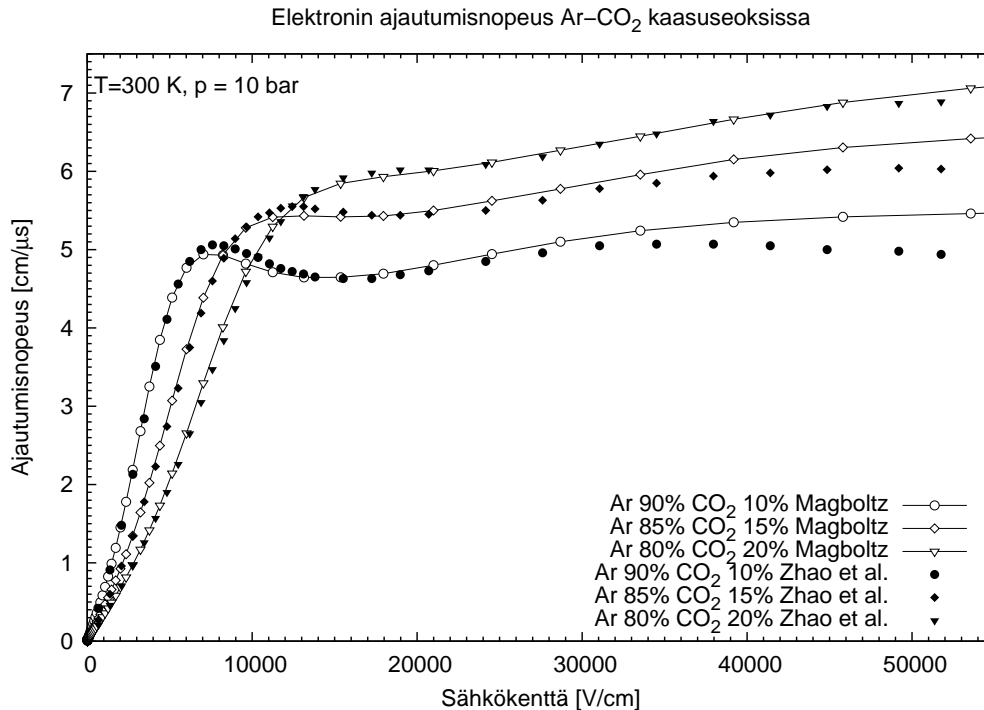
Toinen, nykyisin yleisemmin käytetty tapa on ilmoittaa ajautumisnopeus sähkökentän ja kaasun paineen suhteena (E/p), sillä ajautumisnopeus ei riipu eksplisiittisesti kummastakaan suureesta. Toisin sanoen elektronille tai ionille on sama asia ajautuuko se $E = 400$ kV/cm sähkökentässä ja paineessa $p = 1$ bar vai sähkökentässä $E = 4000$ kV/cm ja paineessa $p = 10$ bar. Näissä simulaatioissa ajautumisnopeus on esitetty pelkän sähkökentän funtiona paineen ollessa 10 bar.



Kuva 4.2: Elektronien ajautumisnopeus Xe-CO₂-kaasuseoksissa sähkökentän funktiona. Mitatut arvot on otettu lähteistä: Becker et al. [41], Andronic et al [40]. Valkoiset pisteet on laskettu Magboltz-ohjelmalla [26].

Kuvassa 4.3 on vastaava ajautumisnopeus argon-kaasussa samoilla CO₂-pitoisuuksilla. Myös näitä simulaatioista saatuja arvoja on verrattu kokeellisesti määritettyihin ajautumisnopeuden arvoihin [42]. Taulukko mittausarvoista sekä kuvaajat löytyy myös liitteestä C. Kyseisessä lähteessä mittaukset on suoritettu yhden ilmanpaineen pai-

nessa eli kuvassa 4.3 mittausarvot on kerrottu luvulla 9.869 eli vastaamaan 10 baaria (1 atm = 1.01325 bar). Kuvassa 4.4 on esi-

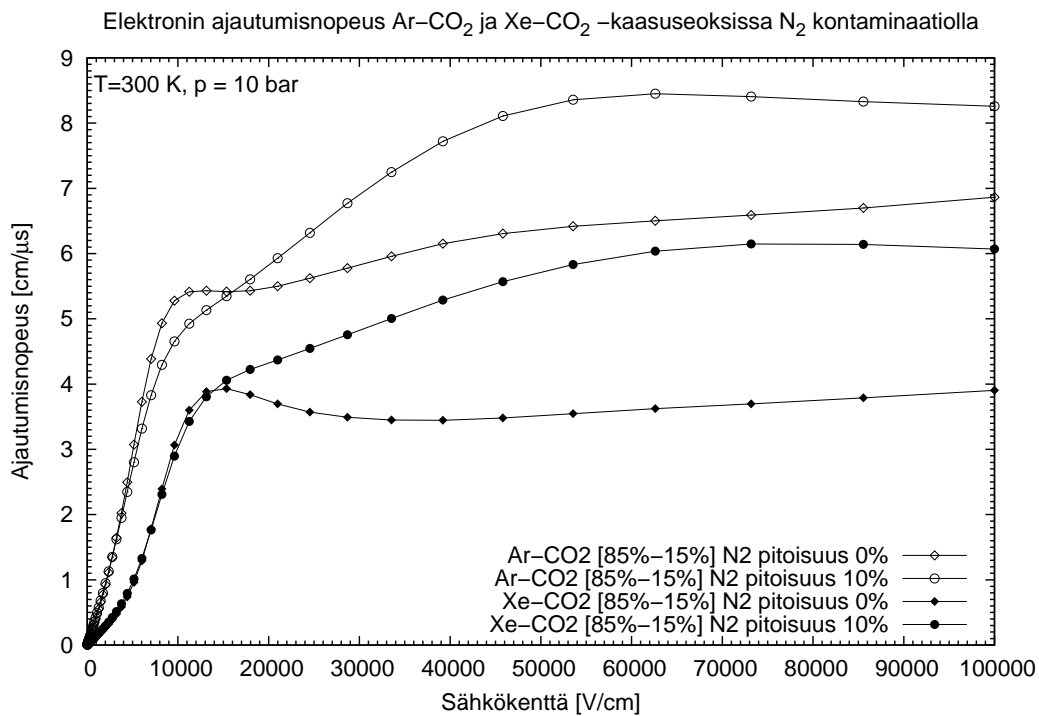


Kuva 4.3: Elektronien ajautumisnopeus Ar-CO₂-kaasuseoksissa sähkökentän funktiona. Mustat pisteet ovat mitattuja arvoja [42] ja valkoiset ovat laskettu Magboltz-ohjelmalla [26].

tetty typen (N₂) vaikutus elektronin ajautumisnopeuteen Ar-CO₂ ja Xe-CO₂ [85%-15%]-kaasuseoksissa. Ohjelma tekee automaattisesti normituksen pitoisuuksille siten, että kaasuja on yhteensä 100

4.4.2 Diffuusiokertoimet

Kuvassa 4.5 on esitetty simuloidut tulokset pitkittäiselle ja poikittaiselle diffuusiokertoimelle eri Xe-CO₂-kaasuseoksille. Kuvassa 4.6 on vastaavat tulokset Ar-CO₂-kaasuseoksille. Hiilidioksidin vaikutus näkyy diffuusion pienenemisenä, sillä sen vibraatiotilojen energiakynnys on 0.1-0.5 eV (ks. liite B). Tämän vuoksi hiilidioksidin lisääminen kasvattaa myös ajautumisnopeutta kuten kuvasta 4.3 voi-

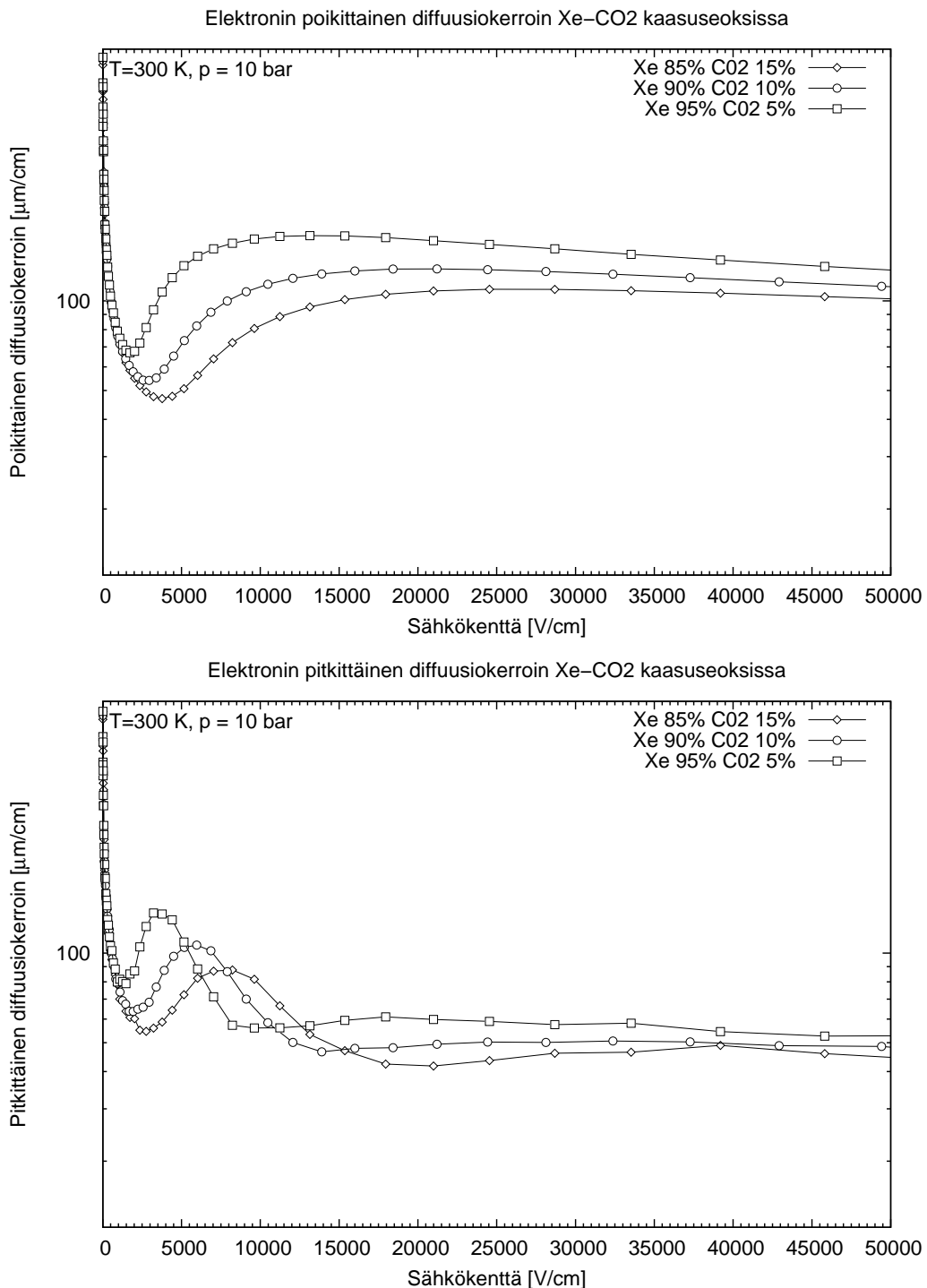


Kuva 4.4: Typpikontaminaation vaikutus elektronin ajautumisnopeuteen Ar-CO₂ ja Xe-CO₂ [85%-15%] -kaasuseoksessa sähkökentän funktiona. Arvot ovat laskettu Magboltz-ohjelmalla [26].

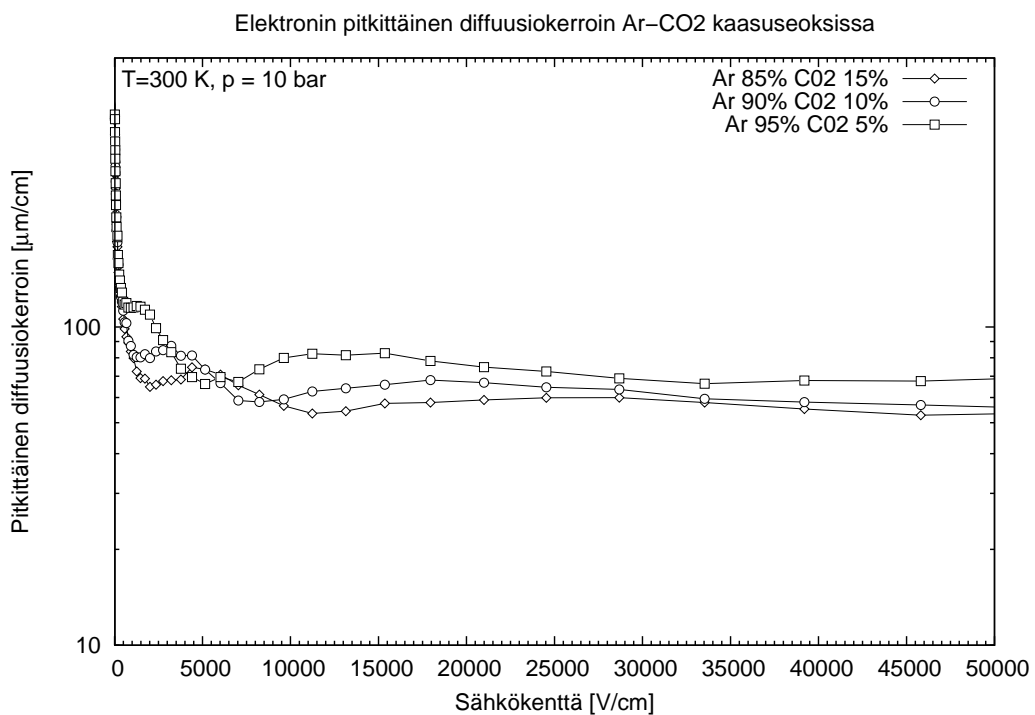
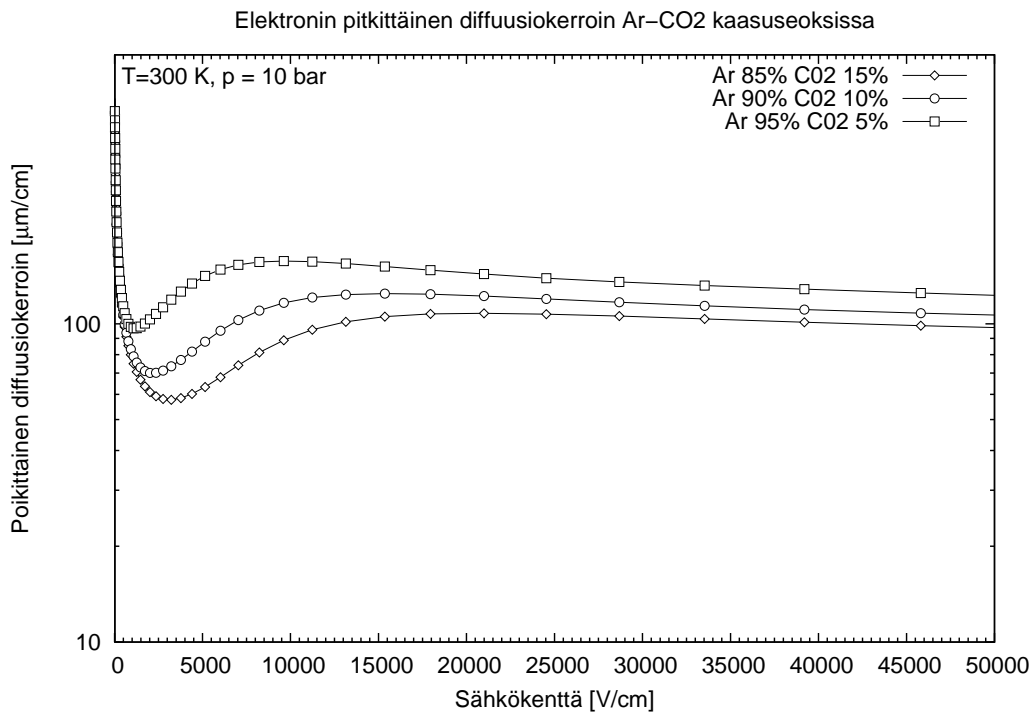
daan nähdä. Elektronien etenemistä on visualisoitu kuvissa 4.7 ja 4.8, joissa poikittaisen diffuusion vaikutus voidaan havaita. Tämä simulaatio on tehty siten, että simulaatiossa TPC-ilmaisimen sähkökenttä noudattaa kaavaa 18 anodijännitteen ollessa $V_0 = 50$ kV. Tässä Garfield simulaatiossa on käytetty apuna Heed-ohjelmaa [36], joka laskee hiukkasten, tässä tapauksessa elektronien energian menetyksen kaasussa. Simulaatio osoittaa myös sen, että tällä kaasuseoksella 10 bar paineessa kaavan määräämä 50 kV on riittävän suuri anodijännite aiheuttamaan elektronien ajautumisen anodille.

4.4.3 Ajautumisaika

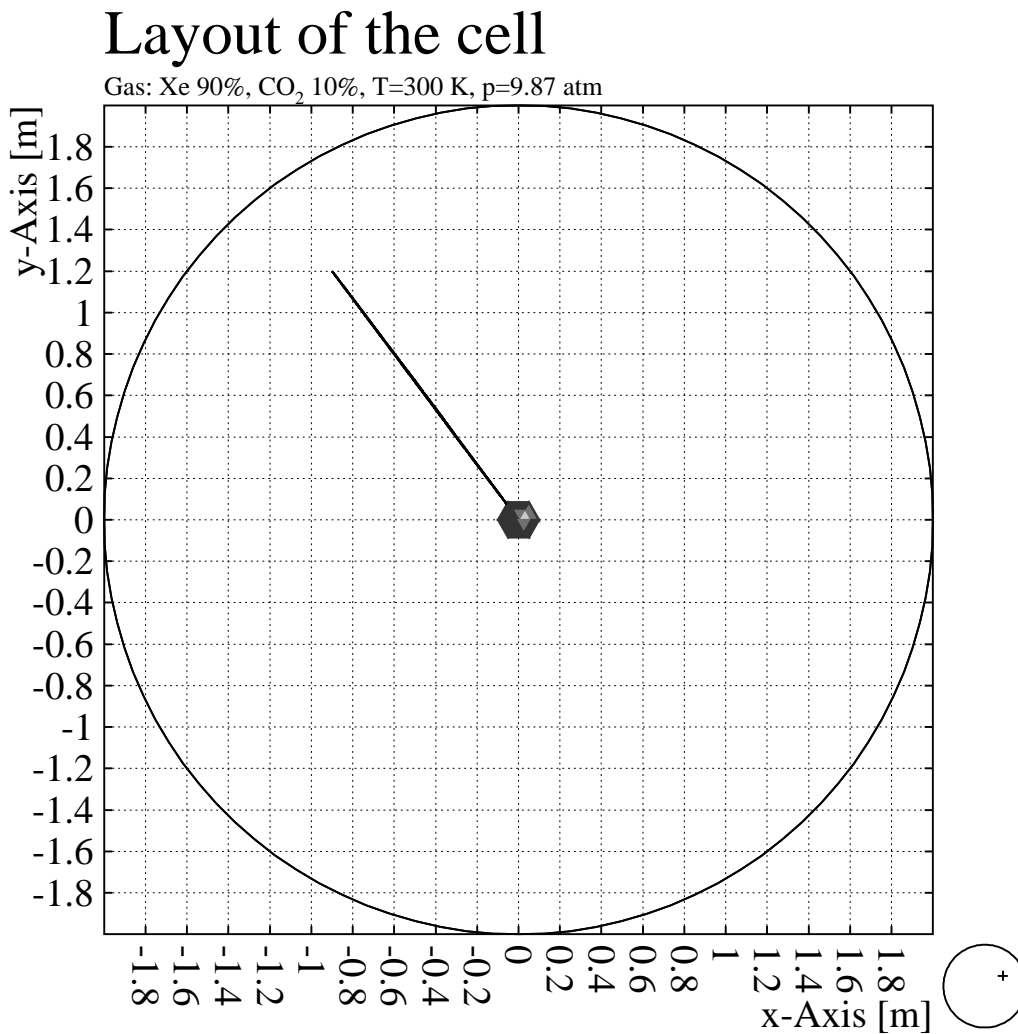
Kuvassa 4.9 on esitetty elektronien, sekä ajautumisnopeus että minimaalinen ajautumisaika anodille TPC-ilmaisimen säteen funktio-



Kuva 4.5: Elektronin poikittainen (ylempi) ja pitkittäinen (alempi) diffuusiokerroin Xe-CO₂-kaasuseoksissa sähkökentän funktiona. Arvot ovat laskettu Magboltz-ohjelmalla [26].

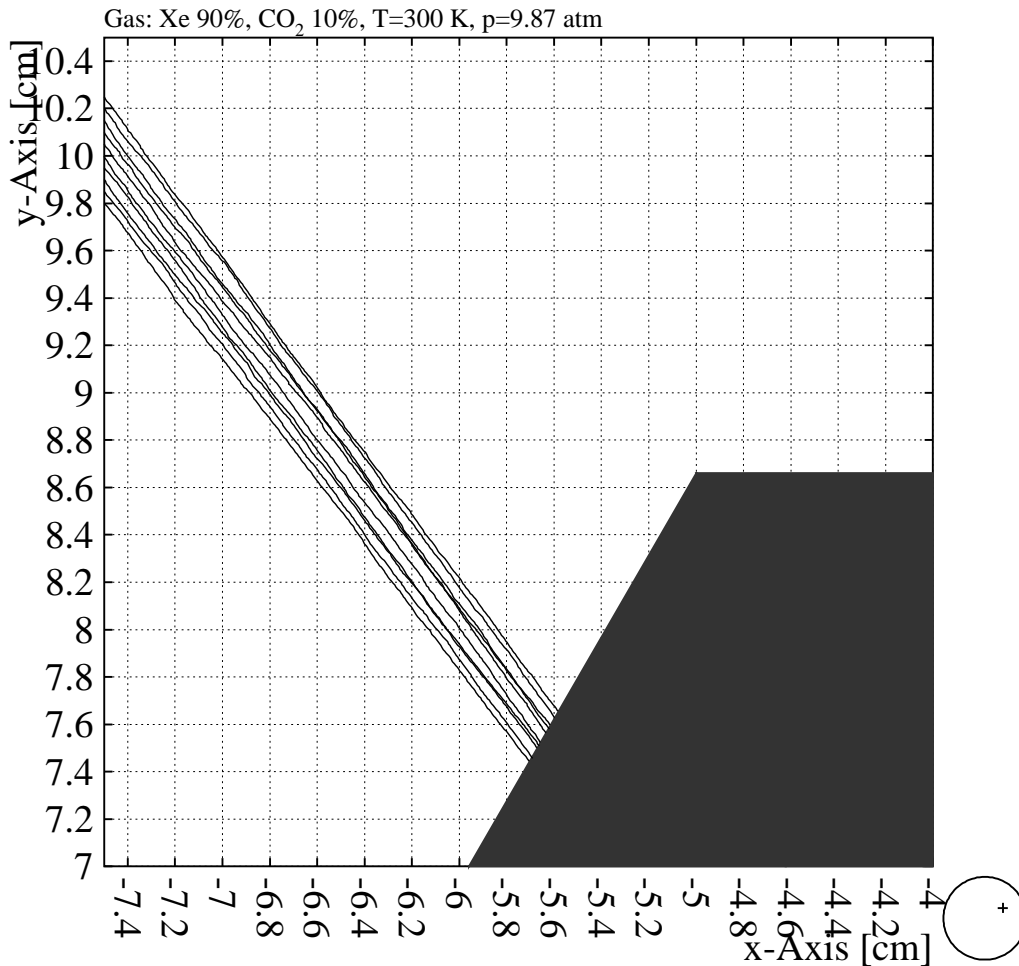


Kuva 4.6: Elektronin poikittainen (ylempi) ja pitkittäinen (alempi) diffuusiokerroin Ar-CO₂-kaasuseoksissa sähkökentän funktiona. Arvot ovat laskettu Magboltz ohjelmalla [26].



Kuva 4.7: Monte Carlo -simulaatio 10 elektronin etenemisestä anodille. Elektronit lähtevät pisteestä (-90, 120, 0) cm. Kuva on projektio TPC:n X-Y-tasosta (Z=0). Simulaatio tehty Garfield-ohjelmalla [35], [43].

Layout of the cell



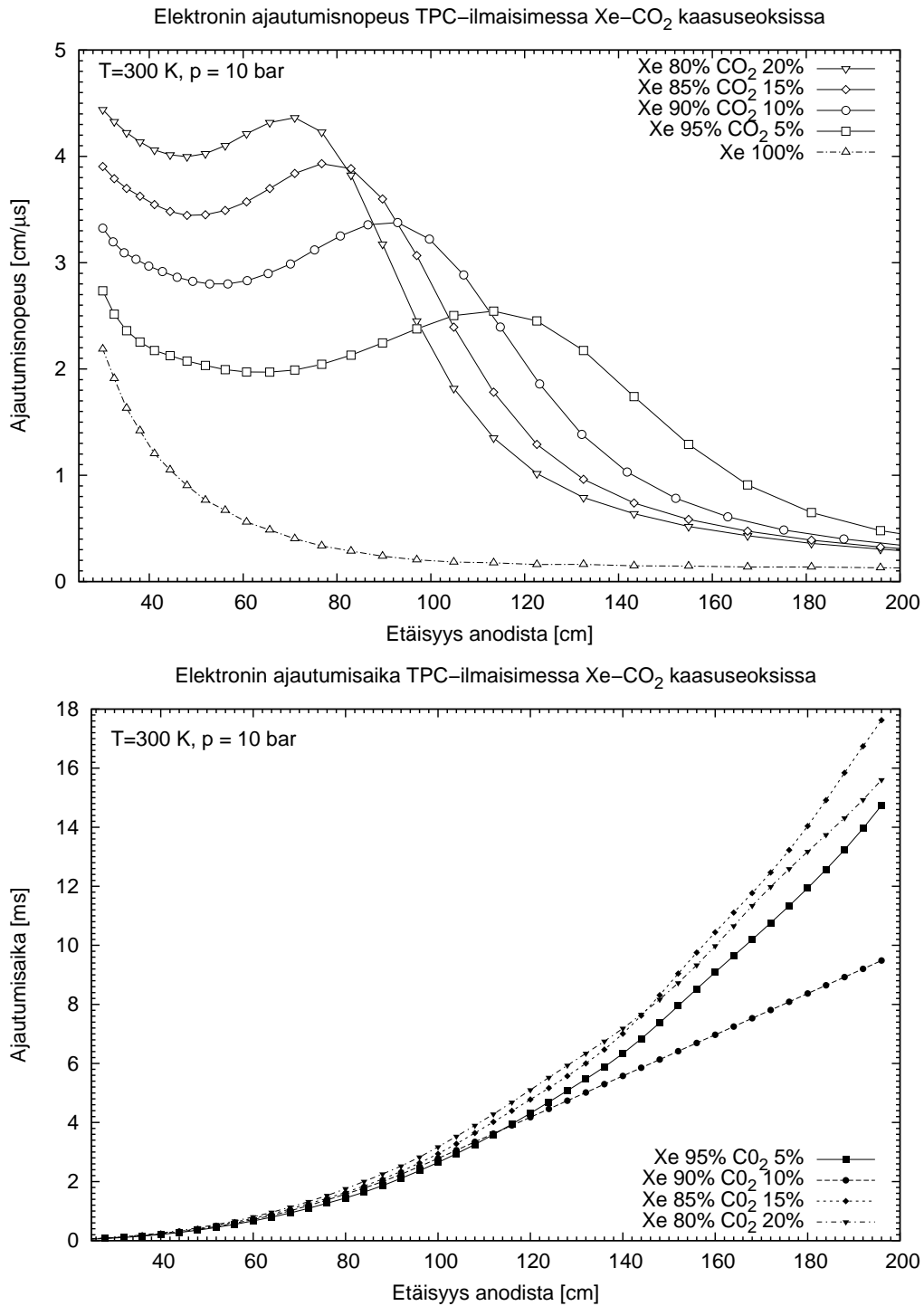
Kuva 4.8: Suurennus kuvasta 4.7. Kuvassa näkyy anodille saapuvien elektronien hajonta diffuusion seurauksena.

na Xe-CO₂-kaasuseoksissa. Ajautumisnopeus on muutettu kaavan 18 avulla sähkökentän funktiosta TPC:n säteen funktioksi kaavalla

$$r = \sqrt{\frac{V_0}{E} \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}}. \quad (25)$$

Ajautumisajat on saatu suorittamalla simulaatioita elektronin ajautumisesta eri etäisyyksiltä anodille 4 mm välein. Simulaatio siis ottaa huomioon diffuusion aiheuttaman fluktuaation ajautumisaikaan. Tä-

mä fluktuaatio ajautumisajassa mahtuu kuvaajassa olevien data pisteiden sisälle ($< 40 \mu\text{s}$). Myös tässä simulaatiossa anodin jännitteenä käytettiin arvoa $V_0 = 50 \text{ kV}$ ja TPC-ilmaisimen kokona $R1 = 10 \text{ cm}$ ja $R2 = 200 \text{ cm}$. Kuvista näkyy hyvin kuinka TPC-ilmaisimen sähkökenttä on juuri sillä alueella missä elektronien ajautumisnopeudessa tapahtuu isoja muutoksia eri seoksilla. Tästä aiheutuu se, että ajautumisnopeuden maksimi on jossain 85 - 95 prosentin seoksen välissä. Esimerkiksi tällä välillä oleva 90 % seos on näistä neljästä simuloidusta seoksesta nopein, mutta erot seosten välillä eivät ole suuria. Halkasijaltaan neljämetrinen TPC-ilmaisim (ksenon 10 bar) havaitsee standardisupernovasta noin 100 eventtiä (jos 100% tehokkuus). Jos pulssi kestää 10 sekuntia, tämä tarkoittaa 10 eventtiä/sekunti ja 1 eventti /100 ms. Ajautumisaika kaasuilmaisimissa on tyypillisesti millisekunteja, kuten kuvasta 4.9 myös näkyy. Näin ollen kaikki tällaisesta supernovasta muodostuneet signaalit pystytään havaitsemaan kyseisellä TPC-ilmaisimella.



Kuva 4.9: Elektronien ajautumisnopeus ja minimaalinen ajautumisaika anodille TPC:n säteen funktiona. Tulokset saatu Garfield-ohjelmalla [35].

5 Johtopäätökset

Pallomainen TPC-ilmaisimien on uudentyyppinen laitteisto neutriinon mittaamiseen. Sen käyttämisen esimerkiksi supernovaneutriinon havaitsemiseen mahdollistaa anodirakenteen, niin sanottujen MICROMEGAS-ilmaisimien kehittyminen sille tasolle, että heikkojen signaalien mittaaminen on mahdollista.

Tässä työssä tutkittiin TPC-ilmaisimen toimintaa ja suoritettiin simulaatioita TPC:n ajautumisominaisuuksien selvittämiseksi. Suoritetut simulaatiot osoittavat ilmaisimen toimintaperiaatteen ja tuovat esille monia tärkeitä seikkoja esimerkiksi kaasun valinnassa ja signaalin havaitsemisessa. Pallomaisen TPC-ilmaisimen mahdollisuudet matalaenergisten supernovaneutriinon havaitsemiseen näyttävät lupaavilta.

Viitteet

- [1] T. Enqvist *et al.*, “The infrastructure of the Centre for Underground Physics in Pyhäsalmi mine,” *CUPP-01/2003* (2003).
- [2] T. Enqvist *et al.*, “Measurements of muon flux in the Pyhäsalmi underground laboratory,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A554** (2005) 286–290, hep-ex/0506032.
- [3] M. Robinson, V. A. Kudryavtsev, R. Luscher, J. E. McMillan, P. K. Lightfoot, N. J. C. Spooner, N. J. T. Smith, and I. Liubarsky, “Measurements of muon flux at 1070 metres vertical depth in the Boulby underground laboratory,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A511** (2003) 347.
- [4] CUORE Collaboration, C. Arnaboldi *et al.*, “Physics potential and prospects for the CUORICINO and CUORE experiments,” *Astropart. Phys.* **20** (2003) 91–110, hep-ex/0302021.
- [5] E. I. Esch, T. J. Bowles, A. Hime, A. Pichlmaier, R. Reifarh, and H. Wollnik, “The Cosmic Ray Muon Flux at WIPP,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A538** (2005) 516.
- [6] J. D. Vergados, “The Neutrinoless double beta decay from a modern perspective,” *Phys. Rept.* **361** (2002) 1–56, hep-ph/0209347.
- [7] J. D. Vergados, “THE NEUTRINO MASS AND FAMILY, LEPTON AND BARYON NONCONSERVATION IN GAUGE THEORIES,” *Phys. Rept.* **133** (1986) 1.
- [8] F. Cavanna, M. L. Costantini, O. Palamara, and F. Vissani, “Neutrinos as astrophysical probes,” *Surveys High Energ. Phys.* **19** (2004) 35–54, astro-ph/0311256.

- [9] E. A. Paschos and A. V. Kartavtsev, “Coherent neutrino nucleus scattering,” hep-ph/0309148.
- [10] L. Oberauer, “Coherent neutrino nucleus scattering,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **48** (2002) 301–304.
- [11] H. T.-K. Wong, “Research and Development towards the First Observation of Neutrino-Nucleus Coherent Scattering,” Academia Sinica Pilot Project Research Project (AS-TEXONO/04-02).
- [12] Y. Giomataris and J. D. Vergados, “A network of neutral current spherical TPC’s for dedicated supernova detection,” hep-ex/0503029.
- [13] A. B. McDonald, C. Spiering, S. Schonert, E. T. Kearns, and T. Kajita, “Astrophysical neutrino telescopes,” *Rev. Sci. Instrum.* **75** (2004) 293–316, astro-ph/0311343.
- [14] G. A. Tammann, W. Loeffler, and A. Schroder, “The Galactic supernova rate,” *Astrophys. J. Suppl.* **92** (1994) 487–493.
- [15] W. P. Blair, “Kepler’s Supernova Remnant: The view at 400 Years,” astro-ph/0410081.
- [16] P. Ruiz-Lapuente, “Tycho Brahe’s supernova: light from centuries past,” *Astrophys. J.* **612** (2004) 357–363, astro-ph/0309009.
- [17] P. K. Suresh and V. H. S. Kumar, “Supernovae: Explosions in the Cosmos,” astro-ph/0504597.
- [18] M. Turatto, “Classification of Supernovae,” astro-ph/0301107.
- [19] J. F. Beacom, R. N. Boyd, and A. Mezzacappa, “Black hole formation in core collapse supernovae and time- of-flight

- measurements of the neutrino masses,” *Phys. Rev.* **D63** (2001) 073011, astro-ph/0010398.
- [20] **KamLAND** Collaboration, K. Eguchi *et al.*, “First results from KamLAND: Evidence for reactor anti- neutrino disappearance,” *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802, hep-ex/0212021.
- [21] **Super-Kamiokande** Collaboration, M. Ishitsuka, “Super Kamiokande results: Atmospheric and solar neutrinos,” hep-ex/0406076.
- [22] **SNO** Collaboration, Q. R. Ahmad *et al.*, “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory,” *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301, nucl-ex/0204008.
- [23] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin; New York, 1987.
- [24] I. C. on Radiation Units and Measurements., “Stopping Powers for Electrons and Positrons.,” *ICRU Report* **37** (1984).
- [25] A. James and M. Lord, *Macmillan’s Chemical and Physical Data*. Macmillan, London, UK, 1992.
- [26] **CERN** Collaboration, S. Biagi, “Magboltz, Transport of Electrons in Gas Mixtures Computation Program written by , Version 2,” *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A421** (1999) 234.
- [27] H. Fischle, J. Heintze, and B. Schmidt, “Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases,” *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A301** (mar, 1991) 202–214.
- [28] I. Giomataris *et al.*, “NOSTOS experiment and new trends in rare event detection,” hep-ex/0502033.

- [29] Giomataris and J. D. Vergados, “Neutrinos in a spherical box,” hep-ph/0311007.
- [30] S. Aune *et al.*, “NOSTOS: A spherical TPC to detect low energy neutrinos,” *AIP Conf. Proc.* **785** (2005) 110–118, hep-ex/0503031.
- [31] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak, “MICROMEGAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A376** (1996) 29–35.
- [32] P. Jeanneret *et al.*, “Performance of a new Micromegas detector, with woven wire mesh, in CF-4,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A500** (2003) 133–143.
- [33] Y. Giomataris and J. D. Vergados, “Neutrino properties studied with a triton source using large TPC detectors,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A530** (2004) 330–358, hep-ex/0303045.
- [34] J. Dolbeau *et al.*, “The solar neutrino HELLAZ project,” *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **138** (2005) 94–97.
- [35] CERN Collaboration, R. Veenhof, “GARFIELD, a drift chamber simulation program , Version 7.05,” *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A419** (1998) 726.
- [36] CERN Collaboration, I. Smirnov, “HEED, an ionization loss simulation program,”.
- [37] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250–303.
- [38] R. E. Robson, M. Hildebrandt, and B. Schmidt, “Electron transport theory in gases: must it be so difficult?,” *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A394** (feb, 1997) 74–86.

-
- [39] W. Blum and G. Rolandi, “Particle detection with drift chambers,”. Berlin, Germany: Springer (1993) 348 p.
- [40] A. Andronic, S. Biagi, P. Braun-Munzinger, C. Garabatos, and G. Tsileidakis, “Drift velocity and gain in argon and xenon based mixtures,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A523** (2004) 302–308, physics/0402044.
- [41] U. Becker *et al.*, “Consistent measurements comparing the drift features of noble gas mixtures,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A421** (1999) 54–59.
- [42] T. Zhao, Y. Chen, S. Han, and J. Hersch, “A Study of electron drift velocity in Ar-CO-2 gas mixtures,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A340** (1994) 485–490.
- [43] R. Veenhof. Private Communication.

A Garfield-ohjelman komentotiedosto

```

*****
* Garfield-ohjelman komentotiedosto pallomaisen TPC-ilmaisimen          *
* simulointiin.                                                         *
*                                                                           *
* Tekijä: Ville Föhr                                                    *
*****
* Globaalit muuttujat                                                  *
*****
Global xenon=90
Global argon=90
Global co2=10

Global voltage=50000

*****
* TPC-ilmaisimen geometrian määrittäminen                               *
*****
&CELL
option layout nocell-print nowire-markers
tube r=200, v=0
ROWS S * * 0 0 50000

SOLIDS SPHERE CENTRE 0 0 0 ...
        RADIUS 10 ...
        N 6 ...

*****
* Kaasuseosten määrittely                                              *
*****
&GAS axes drift-velocity linear linear

Temp 300 K
*10 bar = 9.87 atm
Pressure 9.87 atm

Global gas_file='Xenon'\string(xenon)
plot-options drift log-x lin-y *RANGE 0 4
pl-opt drift-velocity diffusion townsend opt
gas-plot nogas-print

Call inquire_file(gas_file,exist) If exist Then
  say "Gasfile exist"
  get {gas_file}
Else
  say "Gas file {gas_file} not found, retrieving"
  magboltz xenon {xenon} co2 {c02}

```

```

    *e/p-range 0.01 1
    *n-e/p 100
    heed xenon {xenon} co2 {cO2}
    *add mobility 1.5e-6
    write {gas_file}
Endif *
>{gas_file}.print
heed xenon {xenon} co2 {cO2}

*****
* Sähkökentän määrittely (analyyttinen) *
*****
&opt background-field
voltage= (50000*10*(200/sqrt(x*x+y*y+z*z)-1))/(200-10) ...
ex=50000*10*200*x/(200-10)/(sqrt(x*x+y*y+z*z)*sqrt(x*x+y*y+z*z)) ...
*sqrt(x*x+y*y+z*z)) ...
ey=50000*10*200*y/(200-10)/(sqrt(x*x+y*y+z*z)*sqrt(x*x+y*y+z*z)) ...
*sqrt(x*x+y*y+z*z)) ...
ez=50000*10*200*z/(200-10)/(sqrt(x*x+y*y+z*z)*sqrt(x*x+y*y+z*z)) ...
*sqrt(x*x+y*y+z*z))

*****
* Sähkökentän visualisointi *
*****
&FIELD area -200 -200 200 200
*!cont-par eps-gra 0.1 eps-tra 0.1
PLOT HIST VECTOR SURF CONT
PLOT CONTOUR RANGE 500 550

*****
* Elektronien ajautuminen *
*****
&DRIFT
!layout x-number = 0.012, x-decade = 0.025, ...
      y-number = 0.007, y-decade = 0.015, ...
      x-label  = 0.0010, y-label  = 0.015, ...
      title    = 0.004

*EPS 1.0E-07
area -7.5 7 -4 10.5 area -200 -200 200 200 ...
    3d

LINES 300

*drift solid lines 50 electron contour 10 l-pl nol-pr

*drift wire l-pr contour 0.2

```

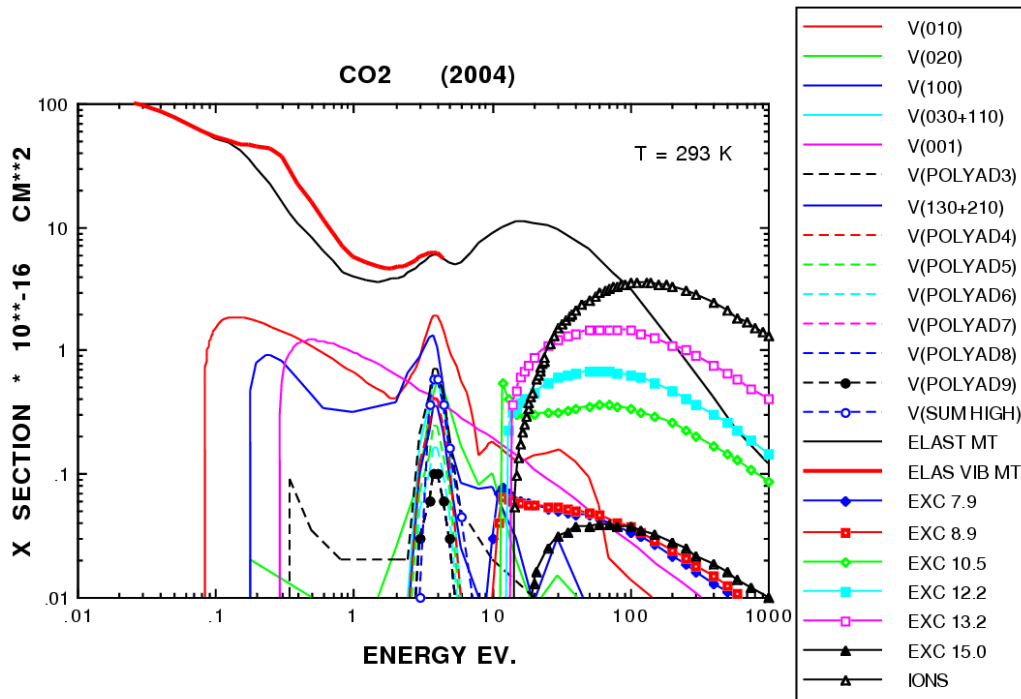
```
*****
* XT-plotti                                                                 *
*****
XT-PLOT DATASET tpcxt2.dat tpcxt2 ...
      X-RANGE 0 200 ...
      X-STEP 0.4

*track from 50 50 direction 0.1 -1 range 10 *track mu+ energy 1000
*lines 10 multiple-scattering nodelta *track heed *drift track
*time-graph contour 0.020

*****
* Monte Carlo-integroitiparametrit                                       *
*****
int-par mc-dist-int 0.01
int-par MONTE-CARLO-COLLISIONS 100

Call plot_drift_area
For i From 0 To 9 Do
  Call drift_mc_electron(-90,120,0)
  Call plot_drift_line
Enddo
Call drift_electron(9,1)
Call plot_drift_line Call
plot_end
```

B CO₂:n vaikutusala



Kuva B.1: Magboltz-ohjelman käyttämä elastinen- ja epäelastinen vaikutusala hiidioksidille (CO₂). Kuvaajasta kerrottu enemmän lähteessä [26].

C Ajautumisnopeus Ar-CO₂-kaasuseoksissa [42]

T. Zhao et al. / Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 340 (1994) 485–490

487

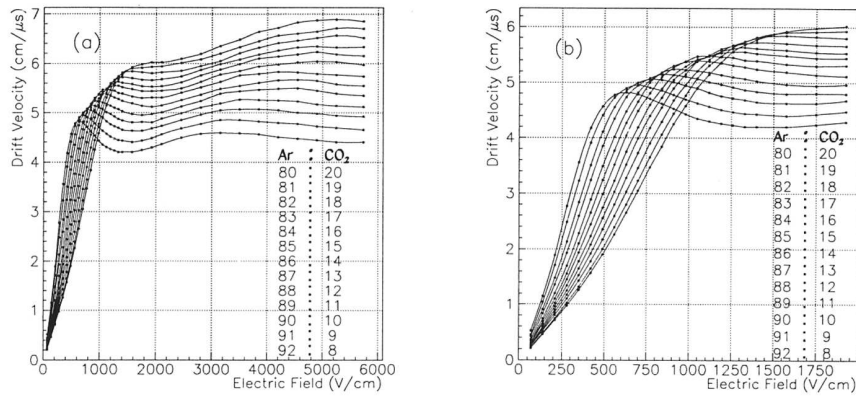


Fig. 4. Electron drift velocity as a function of electric field in Ar-CO₂ mixtures of thirteen different proportions: (a) from 0.07 to 5.73 kV/cm, (b) from 0.07 to 1.92 kV/cm.

Table 1

Electron drift velocity in thirteen Ar-CO₂ mixtures at one atmosphere and 24°C. The CO₂ percentage in each mixture is indicated

E [kV/cm]	Electron drift velocity [cm/μs]												
	8%	9%	10%	11%	12%	13%	14%	15%	16%	17%	18%	19%	20%
0.070	0.52	0.45	0.42	0.37	0.34	0.30	0.29	0.27	0.26	0.26	0.25	0.22	0.21
0.140	1.15	1.04	0.91	0.83	0.74	0.69	0.65	0.60	0.57	0.54	0.52	0.48	0.46
0.210	1.89	1.71	1.48	1.36	1.20	1.10	1.02	0.96	0.90	0.85	0.80	0.74	0.71
0.280	2.77	2.48	2.13	1.93	1.70	1.56	1.45	1.34	1.25	1.17	1.10	1.02	0.97
0.350	3.56	3.23	2.84	2.59	2.28	2.10	1.94	1.78	1.65	1.53	1.43	1.32	1.26
0.420	4.18	3.91	3.51	3.24	2.89	2.65	2.44	2.23	2.08	1.92	1.78	1.65	1.57
0.490	4.57	4.41	4.11	3.85	3.49	3.24	2.99	2.74	2.55	2.35	2.17	2.00	1.90
0.559	4.78	4.73	4.56	4.35	4.02	3.77	3.52	3.23	3.03	2.80	2.59	2.39	2.26
0.629	4.82	4.90	4.85	4.74	4.48	4.27	4.04	3.75	3.52	3.28	3.03	2.80	2.65
0.699	4.79	4.96	5.00	4.95	4.82	4.66	4.49	4.19	3.99	3.73	3.46	3.23	3.05
0.769	4.71	4.91	5.06	5.08	5.04	5.00	4.81	4.60	4.40	4.18	3.90	3.65	3.47
0.839	4.62	4.86	5.05	5.15	5.18	5.18	5.10	4.89	4.73	4.55	4.29	4.06	3.84
0.909	4.53	4.78	5.01	5.14	5.24	5.30	5.27	5.14	5.05	4.90	4.68	4.44	4.25
0.979	4.43	4.70	4.95	5.11	5.23	5.37	5.38	5.29	5.22	5.15	4.96	4.77	4.58
1.049	4.35	4.63	4.90	5.07	5.21	5.39	5.47	5.42	5.40	5.38	5.21	5.08	4.91
1.119	4.30	4.57	4.82	5.01	5.18	5.38	5.48	5.47	5.47	5.49	5.41	5.31	5.15
1.189	4.26	4.51	4.76	4.97	5.14	5.35	5.46	5.53	5.56	5.60	5.56	5.47	5.36
1.259	4.23	4.47	4.72	4.92	5.10	5.31	5.45	5.55	5.61	5.66	5.67	5.63	5.56
1.329	4.20	4.44	4.69	4.87	5.07	5.28	5.40	5.55	5.63	5.70	5.74	5.73	5.68
1.399	4.20	4.43	4.65	4.84	5.03	5.24	5.39	5.52	5.61	5.72	5.80	5.81	5.77
1.573	4.20	4.40	4.63	4.80	4.97	5.19	5.33	5.48	5.58	5.70	5.84	5.90	5.92
1.748	4.24	4.43	4.63	4.81	4.95	5.14	5.30	5.44	5.54	5.67	5.82	5.91	5.98
1.923	4.29	4.48	4.68	4.80	4.97	5.12	5.31	5.44	5.53	5.66	5.80	5.93	6.02
2.098	4.36	4.56	4.73	4.88	5.01	5.15	5.31	5.45	5.54	5.68	5.82	5.94	6.02
2.448	4.49	4.68	4.85	4.99	5.13	5.26	5.41	5.50	5.62	5.74	5.85	6.01	6.09
2.797	4.57	4.77	4.96	5.11	5.24	5.37	5.52	5.63	5.76	5.87	5.95	6.08	6.19
3.147	4.59	4.85	5.05	5.19	5.39	5.49	5.63	5.78	5.88	5.99	6.05	6.20	6.35
3.497	4.58	4.85	5.07	5.27	5.44	5.55	5.76	5.85	5.99	6.08	6.21	6.33	6.48
3.846	4.56	4.82	5.07	5.26	5.47	5.61	5.79	5.94	6.10	6.18	6.32	6.45	6.64
4.196	4.50	4.79	5.05	5.25	5.49	5.66	5.83	5.98	6.14	6.26	6.41	6.56	6.72
4.545	4.47	4.77	5.00	5.23	5.50	5.67	5.82	6.02	6.18	6.32	6.46	6.60	6.83
4.895	4.44	4.72	4.98	5.17	5.45	5.65	5.79	6.04	6.23	6.34	6.51	6.64	6.87
5.245	4.40	4.69	4.94	5.14	5.39	5.58	5.77	6.03	6.18	6.32	6.56	6.71	6.89
5.735	4.40	4.65	4.92	5.12	5.35	5.55	5.74	5.97	6.15	6.33	6.51	6.70	6.85