

MAGNETOSFÄÄRIN VIHellySILMIÖ

PRO GRADU-TUTKIELMA
Oulun yliopisto, fysiikan laitos
Jyrki Manninen
1991

"At 2.0 a.m. (Saturday) the telephone receiver was again tried, and then 'twangs' were heard as if a stretched wire had been struck, and a kind of whistling sound."

April 9. 1894

W.H. Preece

SISÄLLYS

ALKUSANAT

0. SYMBOLILUETTELO	4
1. JOHDANTO	6
1.1 Vihellysilmiö	6
1.2 Vihellystyypit	8
1.3 Vihellysten historia	10
2. MAGNETOIONINEN TEORIA	12
2.1 Plasma dielektrisenä väliaineena	12
2.2 Appleton–Hartreen yhtälö	14
2.3 Vainon eteneminen ja vihellysmoodi	17
2.3.1 Taitekerroinpinta	19
2.3.2 Kvasi-longitudinaalinen (QL) approksimaatio	20
3. ETENEMINEN IONOSFÄÄRISSÄ	23
3.1 Snellin laki	23
3.2 Absorptio	24
3.3 Täydellinen aaltoyhtälö	24
4. ETENEMINEN MAGNETOSFÄÄRISSÄ	26
4.1 Vihellyskanavien teoria	26
4.2 Vihellysten kulkuaika	29
4.3 Vihellyskanavan sijainnin ja elektronitiheyden määrittäminen	30
4.3.1 Ionosfäärin vaikutuksen korjaus	33
4.3.2 Aaltoputkikorjaus	34
4.4 Virherajat vihellysmalleissa	35
4.5 Vihellykset magnetosfäärin tutkimuksessa	36
5. VUOROVAIKUTUS ELEKTRONIEN KANSSA	38
5.1 Resonanssityypit	38
5.2 Vihellysten vahvistuminen	39
5.3 Presipitaatio	39

6. VLF-EMISSIONIT	40
6.1 Kuoro ja suhina	40
6.2 VLF-lähettimet	40
6.3 Voimalinjojen ylivärähtely	41
7. VIHREYKSET JA REVONTULET	42
7.1 VLF-aallot ja presipitaatio	43
7.2 Revontulipulsaatiot	43
8. VLF-MITTAUKSET SODANKYLÄSSÄ	45
8.1 VLF-mittausjärjestely	45
8.1.1 VLF-antennit ja vahvistimet	45
8.2 Mittausolosuhteet	48
8.3 Datan käsittely	50
8.4 Tuloksia	54
8.5 Tulevaisuuden suunnitelmia	69
9. YHTEENVETO JA JOHTOPÄÄTÖKSET	70
LÄHDELUETTELO	72
LIITE	78

ALKUSANAT

Tutkielmani liittyy FT Tauno Turusen aloittamaan VLF-aaltojen tutkimukseen Sodankylän Geofysiikan Observatoriossa. Tehtäväni oli selvittää VLF-aaltoihin kuuluvien vihellysten fysiikkaa ja niiden käyttöä avaruusfysiikassa. Tätä alaa ei ole juurikaan tutkittu Suomessa lukuunottamatta FT Tauno Turusen tekemiä kokeita 1970-80 -lukujen vaihteessa. Tilaisuus luonnollisten VLF-signaalien tutkimiseen tarjoutui Suomen ja Neuvostoliiton väliseen avaruusyhteistyöhön kuuluvan Aktivnyij-projektin yhteydessä.

Työni koostuu alussa esitetystä pitkäähköstä teoreettisesta tarkastelusta ja ilmiön kuvauksesta sekä lopussa esitetyistä muutamista kokeellisista tuloksista lyhyine analysointineen. Olen pyrkinyt esittämään aiheen siten, että se tulisi asiaa tuntemattomallekin mahdollisimman selväksi koko tutkielman luettuaan. Toisaalta tämä on myös rajoittanut syvällisiin yksityiskohtiin puuttumista.

Koko fysiikan laitosta kiitän siitä, että olen saanut tehdä tutkielmaani assistentin palkalla. Haluan esittää parhaimmat kiitokseni työtäni ohjanneille apul. prof. Jorma Kankaalle ja FT Tauno Turuselle saamastani tuesta ja hyvistä neuvoista. Kiitän myös FT Tuomo Nygreniä (teoriaosaa koskevista neuvoista), FT Tilmann Bösingeriä ja FK Ritva Kuulaa (opastuksesta Sona Grafín käytössä) ja FK Timo Turusta (VLF-mittauksista ja analyysiohjelmista).

Kiitän Raili Paasimaata kuvien valmistamisesta ja puhtaaksi piirtämisestä sekä Leena Kalliopuskaa ja Pirkko Kanasta avusta aineiston hankinnassa ja kannustuksesta sekä lisäksi kaikkia, jotka ovat avustaneet tässä työssä. Erityiset kiitokset kuuluvat fil.yo. Susanna Markkaselle suomen kieltä koskevista neuvoista.

Oulussa, helmikuussa 1991

Jyrki Manninen

0. SYMBOLILUETTELO

B_0 = Maan magneettivuon tiheys

$\mathbf{B}$ = magneettikentän tiheysvektori

D, D_{ci} = dispersio

$\mathbf{D}$ = sähkövuon tiheys

c = valon nopeus

$\mathbf{E}$ = sähkökenttävektori

$e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ = alkeisvaraus

f = taajuus

$f_{ce} = f_H = \frac{1}{2\pi} \frac{B_0 e}{m_e} =$ elektronin gyrotaajuus

f_n, f'_n = nenätaajuus

f_{ci} = ionisyklotronitaajuus

f_{LH} = alempi hybriditaajuus

f_{pi} = ioniplasmataajuus

f_{pe} = elektroniplasmataajuus

f_{UH} = ylempi hybriditaajuus

$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N e^2}{\epsilon_0 m_e}} =$ plasmataajuus

$f_0 F2$ = ionosfäärin F_2 -kerroksen kriittinen taajuus

h = korkeus

$\mathbf{H}, H_y, H_z$ = magneettikentän voimakkuus

$I(s)$ = elektronitiheyden vaihtelua kenttäviivalla kuvaava funktio

$\mathbf{k}$ = aaltovektori

$k_{||}$ = aaltoluku

K_{HDZ} = magneettista häiriöisyyttä kuvaava indeksi (= 0-9)

ℓ_D, ℓ_w = aaltoputken ja vihellyskanavan pituudet

L = L -arvo eli magneettikenttäviivan etäisyys maanpinnasta ekvaattoritasolla Maan säteinä ilmoitettuna

m = vakio (kokonaisluku $\neq 0$)

$\bar{M}$ = susceptiivisuustensori

$m_e = 9,1066 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ = elektronin lepomassa

N, N_c = elektronitiheys

N_{eq} = elektronitiheys ekvaattoritasossa

n = taitekerroin = $\mu - i\chi$

n_g = ryhmätaitekerroin

$\mathbf{P}$, P = sähköpolarisoituma eli dipolimomenttitiheys

$\mathbf{r}$ = paikkavektori

R_E = maan säde

t = aika

t_n, t'_n = salamaniskun ja vihellyksen nenätaajuuden välinen todellinen aika

$U = 1 - iZ$

v_g = ryhmänopeus

v_{ph} = vaihenopeus

V_A = Alfvén-nopeus

V_e = elektronin ääninopeus (sound velocity)

V_i = ionin ääninopeus (sound velocity)

$X = \frac{f_p^2}{f^2}$

$Y = \frac{f_H}{f}$

$Y_T = Y \sin \theta$

$Y_L = Y \cos \theta$

x, y, z = karteesiset koordinaatit

α = kerroin (0,17 tai 0,15)

$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ = tyhjiön permittiivisyys

$\bar{\epsilon}$ = permittiivisyystensori

θ = aallon etenemissuunnan ja magneettikenttäviivan välinen kulma

μ = taitekertoimen reaaliosa ($n = \mu - i\chi$)

μ_0 = permeabilitetti

ν_e = törmäystaajuus

ξ = tiettyjen ionien suhteellinen osuus kaikista ioneista

τ_n = salamaniskun ja vihellyksen nenätaajuuden välinen havaittu kuluaika

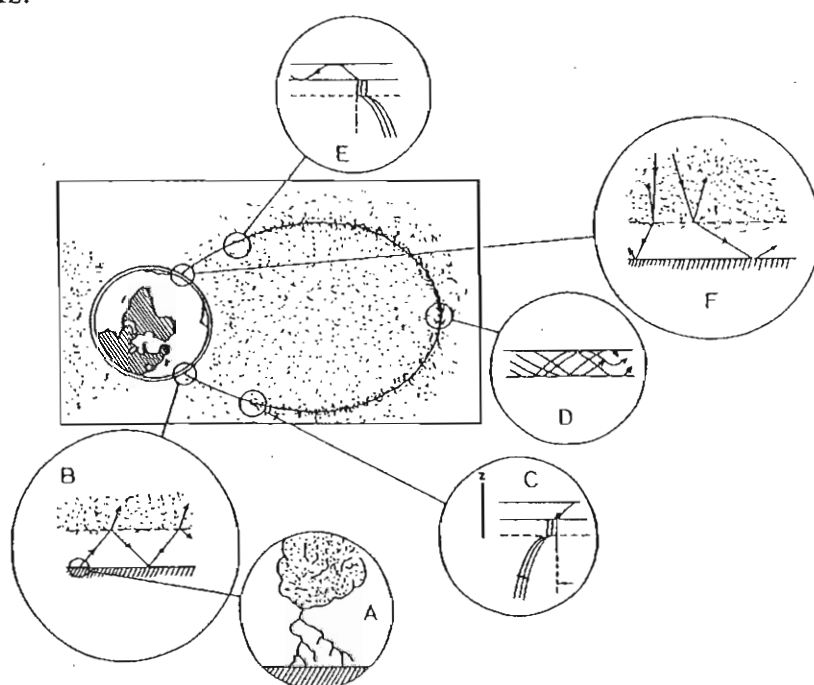
χ = taitekertoimen imaginaariosa ($n = \mu - i\chi$)

ω = kulmataajuus

1. JOHDANTO

1.1 Vihellysilmiö

Vihellykset (whistler) ovat äänitaajuusalueen radiosignaaleja. Nimitys johtuu siitä, että signaalit voidaan saada kuultaviksi viheltävinä äävinä. Tavallisimmin vihellykset alkavat korkeilta taajuuksilta, ja loppua kohti niiden taajuus laskee. *CRC Handbook of Atmospheric Vol II* (1982) määrittelee vihellysten taajuusalueeksi 0,3–30 kHz.

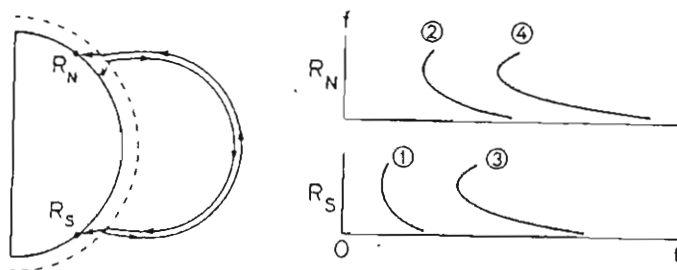


Kuva 1.1. Vihellyksen syntyminen ja eteneminen pallonpuoliskolta toiselle. (A) salamanisku, josta lähtee laajakaistaista säteilyä (aaltoja), (B) aallon siirtyminen ionosfääriin tai osittainen heijastuminen ionosfäärin alaosaan, (C) aallon siirtyminen ionosfääristä magnetosfääriin, jossa se etenee magneettikentän suuntaisessa vihellyskanavassa, (D) edetessään vihellyskanavassa se vuorovaikuttaa elektronien kanssa, (E) siirtyminen magnetosfäärin vihellyskanavasta ionosfääriin, (F) aalto läpäisee ionosfäärin alaosan ja se havaitaan maanpinnalla tai se heijastuu takaisin magnetosfääriin. (Walker, 1976).

Vihellysmoodi on mahdollinen vain magnetoituneessa plasmassa sellaisella taajuudella, joka on sekä plasmataajuuden että elektronin gyrotaajuuden ala-

puolella. Magneettikenttä vaikuttaa voimakkaasti moodin etenemiseen. Jos magnetosfäärissä on sopivia kentänsuuntaisia elektronitiheyden häiriöitä tai peräkkäisten häiriöiden muodostamia kanavia, voi vihellys edetä pallonpuoliskolta toiselle. Jotta vihellys yleensä voitaisiin havaita maanpinnalla, sen on täytynyt tulla toiselta pallonpuoliskolta. Salamaniskusta aiheutuvan säteilyn eteneminen eteläiseltä pallonpuoliskolta pohjoiselle on esitetty yksinkertaistetussa, mutta havainnollisessa kuvassa 1.1.

Koska eri taajuiset aallot etenevät hieman eri nopeudella, vastaanotettu signaali näyttää aika-taajuus-tasossa kuvan 1.2 mukaiselta. Eri taajuuskomponenttien kulkuaikojen ero on vihellysten tapauksessa tyypillisesti 1 s:n luokkaa [CRC Handbook of Atmospherics Vol II, 1982]. Kuten kuvasta 1.1 nähdään, voi osa aallosta palata takaisin lähtöpallonpuoliskolle, jolloin kuultua vihellystä kutsutaan kahden hypyn (two-hop) vihellykseksi. Edellä mainittu heijastuminen saattaa toistua useita kertoja tuottaen sarjan kaikuja.



Kuva 1.2 Vihellyksen kuvaaja aika-taajuus-tasossa. (CRC Handbook of Atmospherics Vol II, 1982)

Tavallisesti yksi salamanisku avaa useita kanavia magnetosfääriin, mikä aiheuttaa syntyviin vihellyksiin monia diskreettejä komponentteja. Diskreetit komponentit johtuvat aallon erilaisesta kulkuajasta eri kanavissa. Näin syntyviä vihellyksiä kutsutaan monikomponenttisiksi (multicomponent) vihellyksiksi.

Jos vastaanottimet sijoitetaan satelliittiin tai rakettiin, voidaan havaita sellaisia vihellyksiä, joiden etenemissuunta poikkeaa merkittävästi magneettikentän suunnasta. Näillä kanavoitumattomilla (unducted) vihellyksillä ei ole samanlaista säännöllistä muotoa kuin edellä esitetyillä kanavoiduilla vihellyksillä. Tällaisten vihellysten muoto vaihtelee riippuen vastaanottimen sijainnista ja sitä ympäröivästä elektronijakaumasta sekä väliaineen ionikoostumuksesta.

Tutkimuksissa on saatu todisteita, että vihellyksien ja energettisten elektronien välillä tapahtuu vuorovaikutusta maapalloa ympäröivissä säteilyvyöhykkeissä (van Allenin vyöhykkeet). Tämä voi aiheuttaa vihellysten vahvistumista, uusien emissioden syntymistä ja joidenkin energettisten elektronien presipitaatiota. Vuorovaikutuksessa mukana olevat elektronit voivat puolestaan aiheuttaa ionisaatiota, lämpenemistä ja optisia emissioita ionosfäärissä.

Vaikka jo useita vuosikymmeniä salamaniskujen on tiedetty olevan yleisin vihellysten aiheuttaja, syntymekanismien yksityiskohdat ovat vielä heikosti tunnettuja. Esimerkiksi vain murto-osa, noin joka sadas, salamaniskuista aiheut-

taa havaittavia vihellyksiä [*CRC Handbook of Atmospheric Vol II*, 1982]. Salamaniskuja tapahtuu noin sata sekunnissa. Jos nämä kaikki aiheuttaisivat havaittavia vihellyksiä, ei yksittäisiä vihellyksiä pystyttäisi erottamaan. Tämä johtaa tutkimuksiin, joilla pyritään määrittämään kynnysehto vihellyksen syntymiselle.

1.2 Vihellystyypit

Luokittelu perustuu Stanfordin yliopiston radiotieteiden laboratorion tekemään jaotteluun laajan havaintomateriaalin pohjalta. [Helliwell, 1965].

Yhden hypyn vihellys:

Yhden hypyn vihellys etenee kerran pallonpuoliskolta toiselle ja läpäisee täydellisesti ionosfääriin eli se kuullaan vain kerran. Sen kesto aika on lyhyt, ja sitä merkitään parittomalla alaindeksillä.

Kahden hypyn vihellys:

Kahden hypyn vihellys palaa lähtöpallonpuoliskolleen ja läpäisee siellä täydellisesti ionosfääriin, joten se kuullaan vain kerran. Sen kesto aika on pitkä, ja sitä merkitään parillisella alaindeksillä.

Hybridi vihellys:

Hybridi vihellys on samasta lähteestä peräisin olevien yhden ja kahden hypyn vihellyksien yhdistelmä.

Kaikusarjat:

Kaikusarjat muodostuvat yhden tai kahden hypyn vihellyksistä. Vihellys ei läpäise täydellisesti ionosfääriä, vaan osa heijastuu takaisin, käy toisella pallonpuoliskolla ja palaa takaisin. Tämä voi toistua useita kertoja. Niitä merkitään joko $1 : 3 : 5 : 7 : \dots$ tai $2 : 4 : 6 : 8 : \dots$

Monikomponenttiset vihellykset:

Vihellys on jakaantunut ionosfääriin yläosassa useisiin komponentteihin, jotka kulkevat ionosfääriin läpi eri reittejä pitkin. Vihellyksellä on kaksi tai useampia komponentteja. Monipolkuisilla (yksi vihellys) komponentteja merkitään alaindeksillä $a, b, c, \dots$ ja sekapolkuisilla (useiden eri vihellyksien komponentteja sekaisin) esimerkiksi alaindeksillä $a, b, 3a, 2a+b, 3b, \dots$

Monilähteiset:

Monilähteisissä vihellyksissä on kaksi tai useampi vihellys lähellä toisiaan, mutta niillä on eri lähteet. Niitä merkitään $A_1, B_1, \dots$

Nenävihellys:

Nenävihellyksessä esiintyy sekä nouseva että laskeva osa. Kulku aika on lyhin ns. nenätaajuudella f_n . Merkinnot ja jaottelu ovat muutoin samat kuin muillakin vihellyksillä.

"Osahyppy"-vihellys:

"Osahyppy"-vihellys on vain osa yhden hypyn vihellyksestä. Se havaitaan usein luotaimella tai satelliitilla.

Vihellysten luokittelu:

1. Yhden hypyn vihellys (lyhyt)

2. Kahden hypyn vihellys (pitkä)

3. Hybridivihellys

4. Kaikusarjat (echo train)

A: Kuten 2., 2:4:6:8:...

B: Kuten 1., 1:3:5:7:...

5. Monikomponenttiset vihellykset (multiple-component)

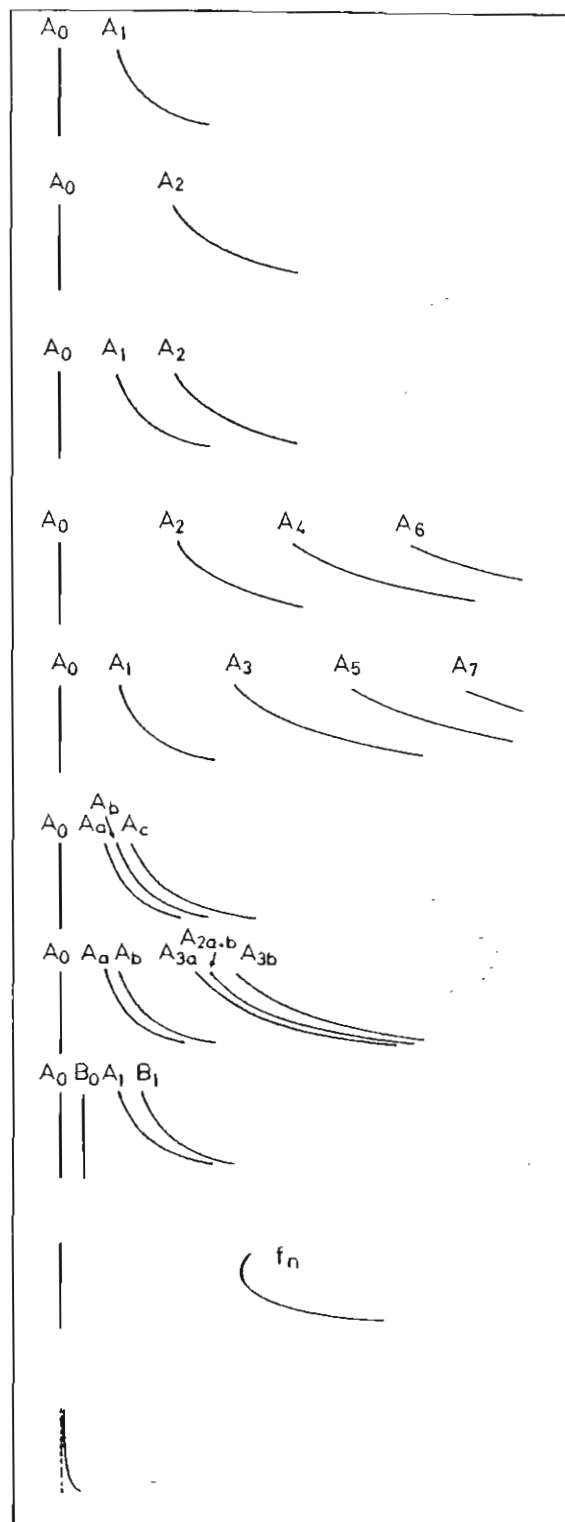
A: Monipolkuiset.

B: Sekapolkuiset.

6. Monilähteiset (multiple-source, multiflash)

7. Nenävihellys (nose whistler)

8. "Osahyppy"-vihellys



1.3 Vihellysten historia

Ensimmäiset vihellyksiä käsitelleet raportit ovat olleet puhelin- tai lennätinlaitteiden parissa työskennelleiden kirjoittamia. He kiinnittivät huomiota laitteistoista kuuluviin epätavallisiin viheltäviin ääniin. Itse asiassa ei ole tarkkaa tietoa, milloin vihellysilmiö havaittiin ensimmäisen kerran.

Myöhemmin, kun vihellykset oli selitetty salamaniskujen aiheuttamiksi ja useiden maan säteiden päähän kulkeviksi aalloiksi, selvisi, että ne sisältävät tietoa etenemisväliaineestaan. Vihellysten spektrien käyttöä kehitettiin magnetosfäärin plasman tiheyden ja sähkökenttäjakautuman määrittämiseen. Sovellutukset johtivat merkittäviin saavutuksiin ionosfäärin ja magnetosfäärin ilmiöiden ymmärtämisessä.

Ensimmäisen maailmansodan aikana oli yleistä salakuunnella vihollisen puhelinkeskusteluja rintaman läheisyydessä, jolloin kuultiin lentävän kranaatin vihellystä muistuttavaa ääntä. Osa äänistä on todennäköisesti ollut vihellyksiä, mutta seassa on varmaankin esiintynyt myös "tweekkejä" ja "aamukuoroa", jotka ovat eräitä VLF-emissiotyyppejä.

Yleisesti vihellysten keksijänä pidetään *H. Barkhausenia* (1919), joka käytti tutkimuksissaan edellä mainittuja salakuuntelulaitteita. Hän esitti, että vihellysten aiheuttajina toimivat salamaniskut ja laskeva ääni johtui väliaineesta tapahtuvasta dispersiosta. Molemmat selitykset osoittautuivat oikeiksi. Tuolloin ei vielä ollut magnetoionista teoriaa, minkä vuoksi yksityiskohtaiset kvantitatiiviset selitykset eivät olleet mahdollisia.

Eckersley (1928 ja 1931) puolestaan lisäsi magneettikentän vaikutuksen vihellysten etenemiseen ionosfäärissä ja sai näin oikean muodon matalien taajuuksien dispersiolaille. *Eckersley* ja *Marconi* tekivät havainto-ohjelman, jolla osoitettiin salamaniskujen ja vihellysten välinen suhde. Kokeissa havaittiin myös toinen VLF-emissiotyyppi, jota he kutsuivat "aamukuoroksi".

Samoihin aikoihin *Eckersleyn* kanssa *Marconi*, *Burton* and *Broadman* (1933) aloittivat vedenalaisten kaapeleiden vastaanottamien vihellysten ja kuorojen tutkimisen. He tekivät yksityiskohtaisia havaintoja vihellysten spektreistä, joiden avulla eroteltiin "nenävihellykset", monikomponenttiset vihellykset ja vihellysten aiheuttamat emissiot.

Tämän jälkeen vihellysten tutkimuksissa seurasi pitkä hiljainen kausi, joka johtuu suurelta osin maailmansodasta. Vihellysten tutkimuksessa otettiin suuri askel, kun *Storey* (1953) julkaisi tutkimuksensa. Hän todisti vihellysten aiheuttajiksi salamaniskut ja esitti oikeaksi osoittautuneen selityksen vihellysten etenemisestä pallonpuoliskolta toiselle. Lisäksi hän päätteli elektronitiheyden olevan useita satoja elektroneja kuutiosenttimetrissä alueella, jossa vihellyksien rata on

kauimpana maanpinnalta. Tämä oli ensimmäinen todiste siitä, että plasmavaippa on kaukana ionosfäärin F2-kerroksen yläpuolella. Näin vihellyksistä tuli osa ylemmän ilmakehän geofysiikkaa ja niinpä 1950-luvun loppuun mennessä oli perustettu yli 50 vihellysten rekisteröintiasemaa eripuolille maapalloa.

Nenävihellysten löytyminen lisäsi mahdollisuuksia vihellysten radan sijainnin määrittämiseen ja antoi lisää tietoa plasmajakaumasta magnetosfäärissä. Tämä johti plasmapausin löytymiseen. Vihellykset osoittautuivat myös erääksi keinoksi sähkökenttien mittaamiseen magnetosfäärissä ja plasman virtauksen määrittämiseen magnetosfäärin ja ionosfäärin välillä.

Avaruusajan alkupuolella tuli mahdolliseksi sijoittaa VLF-vastaanottimia avaruusaluksiin. Tällöin löydettiin uuden tyyppisiä vihellyksiä, joita ei voida niiden luonteen tai etenemismoodin vuoksi havaita maanpinnalta. Näiden vihellysten mittaukset auttoivat ymmärtämään etenemiseen liittyviä vaikeita asioita ja johtamaan tärkeitä plasmaparametrejä.

Parin viime vuosikymmenen aikana vihellysten tutkimus on lisääntynyt nopeasti. Tämä johtuu nopeampien ja tehokkaampien tietokoneiden kehittymisestä, koska VLF-datan käsittely vaatii raskaita laskutoimituksia, ja yhteen tutkimukseen tarvitaan yleensä useita vihellyksiä. Toisaalta vihellysten käyttöä magnetosfäärin ilmiöiden selittämiseen on tutkittu tähän mennessä vähän. Samoin kuin tietokoneetkin, myös satelliittit ovat kehittyneet ja näin on mahdollista tehdä enemmän samanaikaisia mittauksia maanpinnalla.

Yksi mielenkiintoinen tutkimusalue tulevaisuudessa tulee olemaan ihmisen aikaansaaman sähkömagneettisen säteilyn lisääntymisen vaikutus magnetosfäärissä.

2. MAGNETOIONINEN TEORIA

Monia maanpinnalla havaittuja vihellysten ominaisuuksia voidaan käsitellä magnetoionisen teorian avulla. *Ratcliffen* (1933 ja 1962) kehittämän magnetoionisen teorian avulla voidaan selittää elektronien liike aaltokentässä, mutta jätetään huomiotta niiden lämpöliike sekä ionien liike. (Ionien liikkeellä on tärkeä merkitys matalataajuuksisten vihellysten etenemisessä). Elektronien ja raskaiden hiukkasten törmäykset eivät ole enää tärkeitä vähäisen lukumääränsä vuoksi ionosfäärin D-kerroksen yläpuolella ($h \geq 90$ km), joten ne jätetään huomiotta.

2.1 Plasma dielektrisenä väliaineena

Kun radioaalto kulkee plasmassa, aallon sähkökenttä saattaa elektronit värähtelemään ja elektronien liike vaikuttaa aallon vaihenopeuteen. Radioaallon taajuus on niin suuri, että värähtelyjakson puolikkaan aikana ionit eivät suuren massansa vuoksi ehdi paljoakaan siirtyä paikaltaan, eivätkä ne siksi vaikuta oleellisesti aallon etenemiseen. Liikkeensä aikana elektronit törmäilevät muihin hiukkasiin ja muuttavat jokaisessa törmäyksessä radioaallon energiasta saamansa värähdysenergian lämpöenergiaksi. Näin ollen elektronin törmäykset aiheuttavat radioaallon absorptiota.

Kun plasmassa ei vaikuta sähkökenttä, se on polarisoitumatonta, ts. dipolimomenttitiheys (polarisoituma) on nolla. Jos taas plasmassa etenee aalto, jonka värähtelevä sähkökenttä liikuttaa elektroneja, syntyy ionielektronipareista värähteleviä dipoleja ja plasmassa vaikuttaa värähtelevä polarisoituma.

Jos plasman elektronitiheys on N , syntyy plasmaan dipolimomenttitiheys eli sähköpolarisoituma

$$\mathbf{P} = -N\mathbf{e}\mathbf{r}, \quad (2.1)$$

ja tällöin sähkövuon tiheys on

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (2.2)$$

Oletetaan, että homogeenisessa magnetoituneessa plasmassa etenee tasoaalto, jonka sähkökenttä saa elektronit värähtelemään kulmataajuudella ω . Tällöin elektronin liikeyhtälö voidaan kirjoittaa muotoon

$$m_e\ddot{\mathbf{r}} = -e(\mathbf{E} + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}) - m_e\nu_e\dot{\mathbf{r}}, \quad (2.3)$$

missä $\mathbf{B}$ on magneettivuon tiheys ja ν_e on elektronin törmäystaajuus neutraalien molekyylien kanssa.

Magnetoioniset parametrit X , Y ja Z määritellään yhtälöillä

$$\begin{aligned} X &= \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{f_p^2}{f^2} \\ Y &= -\frac{e\mathbf{B}}{m_e \omega} = \frac{\omega_H}{\omega} \\ Z &= \frac{\nu_e}{\omega}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

joissa ϵ_0 on tyhjiön permittiivisyys, m_e on elektronin lepomassa, ω_p on plasmataajuus ja ω_H on elektronin gyrokulmataajuus. Käyttämällä magnetoionisten parametrien lisäksi merkintää $U = 1 - iZ$ liikeyhtälö saadaan muotoon

$$\epsilon_0 X \mathbf{E} + i\mathbf{P} \times \mathbf{Y} + U\mathbf{P} = 0. \quad (2.5)$$

Yhtälöstä (2.5) ratkaistuna

$$\epsilon_0 X \mathbf{E} = -U\mathbf{P} - i\mathbf{P} \times \mathbf{Y},$$

eli komponenttimuodossa

$$\epsilon_0 X \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -U & -iY_z & iY_y \\ iY_z & -U & -iY_x \\ -iY_y & iY_x & -U \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Nyt voidaan määritellä

$$\bar{M}^{-1} = -\frac{1}{X} \begin{pmatrix} -U & -iY_z & iY_y \\ iY_z & -U & -iY_x \\ -iY_y & iY_x & -U \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Tällöin (2.6):sta saadaan

$$\epsilon_0 \mathbf{E} = \bar{M}^{-1} \mathbf{P} \quad (2.8)$$

eli

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \bar{M} \mathbf{E}. \quad (2.8)'$$

Sijoittamalla tämä sähkövuon tiheyden yhtälöön (2.2) saadaan

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \epsilon_0 \bar{M} \mathbf{E} = \epsilon_0 (1 + \bar{M}) \mathbf{E}. \quad (2.9)$$

Radioaallon vaikutuksen alaisena plasma siis käyttäytyy kuten dielektrinen väliaine, jonka permittiivisyystensori on

$$\bar{\epsilon} = (1 + \bar{M}). \quad (2.10)$$

Tällöin yhtälö (2.9) voidaan kirjoittaa muotoon

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \bar{\epsilon} \mathbf{E}. \quad (2.11)$$

2.2 Appleton–Hartreen yhtälö

Oletetaan kaikki varausten liike väliaineen polarisoitumiseksi, jolloin radioaallon sähkökenttä aiheuttaa vain siirtymävirtaa, mistä seuraa, että johdevirta on nolla. Oletetaan myös, ettei avaruusvarauksia ole, joten varaustiheys on nolla. Maxwellin yhtälöt voidaan kirjoittaa muotoon

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 0. \end{cases} \quad (2.12)$$

Muotoa $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$ olevan radioaallon sähkökentän on oltava tämän yhtälöryhmän ratkaisu. Tämä on mahdollista vain tietyn ω :n ja $\mathbf{k}$:n välisen riippuvuuden ollessa voimassa. Kyseinen riippuvuus on plasman dispersioyhtälö radioaalloille.

Homogeenisen, ajasta riippumattoman ulkoisen magneettikentän lisäksi plasmassa vaikuttaa värähtelevä aallon magneettikenttä. Koska vakiokentän paikka- ja aikaderivaatat ovat nollia, voidaan em. yhtälöissä esiintyvien $\mathbf{E}$ -, $\mathbf{D}$ -, $\mathbf{B}$ - ja $\mathbf{H}$ -kenttien olettaa olevan muotoa $\exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$. Tällöin aika- ja paikkaderivaatat voidaan korvata kertoimilla

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega, \nabla = -i\mathbf{k}. \quad (2.13)$$

Tällöin Ampéren ja Faradayn lait voidaan kirjoittaa muotoon

$$\begin{cases} \mathbf{k} \times \mathbf{B} = -\omega\mu_0 \mathbf{D} \\ \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}. \end{cases} \quad (2.14)$$

Tästä nähdään, että $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$ ja $\mathbf{D} \perp \mathbf{k}$, joten $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{D} = 0$. Näin ollen $\mathbf{D}$ - ja $\mathbf{B}$ -kentät toteuttavat yhtälöt $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ ja $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Edelleen $\mathbf{B} \perp \mathbf{D}$ ja $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$, mutta $\mathbf{k}$ ja $\mathbf{E}$ eivät välttämättä ole kohtisuorassa toisiaan vastaan.

Dispersioyhtälö voidaan nyt johtaa eliminoimalla $\mathbf{B}$ yhtälöistä (2.14). Lasetaan ristitulo

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}) = -\omega\mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{D} \Leftrightarrow (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B})\mathbf{k} - k^2 \mathbf{B} = -\omega\mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{D}. \quad (2.15)$$

Koska $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0$,

$$\mathbf{B} = \frac{\omega\mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{D}}{k^2}. \quad (2.16)$$

Sijoittamalla tämä jälkimmäiseen yhtälöön saadaan

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{\omega^2}{k^2} \mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{D}. \quad (2.17)$$

e-vektori

Kun tähän sijoitetaan yhtälö (2.11) eli $\mathbf{D} = \epsilon_0 \bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E}$ ja otetaan huomioon, että vaihenopeus $v_{ph} = \omega/k$ sekä $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, tulos on

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{v_{ph}^2}{c^2} \mathbf{k} \times (\bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E}). \quad (2.18)$$

Kun vielä määritellään taitekerroin $n = c/v_{ph}$, yhtälö saadaan muotoon

$$\mathbf{k} \times (\bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E} - n^2 \mathbf{E}) = 0. \quad (2.19)$$

Merkitään $\mathbf{E}$:n $\mathbf{k}$:ta vastaan kohtisuoraa komponenttia $\mathbf{E}_\perp$:lla. Koska $\bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \perp \mathbf{k}$, seuraa yhtälöstä (2.19)

$$\bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E} - n^2 \mathbf{E}_\perp = 0. \quad (2.20)$$

Valitaan aaltovektori $\mathbf{k}$ z-akselin suuntaiseksi, ts. $\mathbf{k} = k \mathbf{k}_z$. Tällöin $\mathbf{E}_\perp$:lla on vain x- ja y-komponentit ja se voidaan esittää muodossa $\mathbf{E}_\perp = \bar{A} \cdot \mathbf{E}$, missä

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Tämän avulla yhtälöstä (2.20) seuraa

$$(\bar{\epsilon} - n^2 \bar{A}) \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.22)$$

Tällä yhtälöllä on ei-triviaaleja ratkaisuja, jos $\det(\bar{\epsilon} - n^2 \bar{A}) = 0$. Kerrotaan yhtälö ensin $X \bar{M}^{-1} / (1 - n^2)$:lla ja sijoitetaan $\bar{\epsilon} = \bar{I} + \bar{M}$, jolloin saadaan

$$\frac{X}{1 - n^2} [\bar{I} + \bar{M}^{-1} \cdot (\bar{I} - n^2 \bar{A})] \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.23)$$

Valitaan koordinaatisto siten, että ulkoinen magneettikenttä on yz-tasossa. Tällöin $Y_x = 0$, $Y_y = Y_T$ ja $Y_z = Y_L$. Yhtälössä (2.23) oleva matriisi on

$$\bar{I} + \bar{M}^{-1} \cdot (\bar{I} - n^2 \bar{A}) = \frac{1 - n^2}{X} \begin{pmatrix} a & -iY_L & iY_T / (1 - n^2) \\ iY_L & a & 0 \\ -iY_T & 0 & (X - U) / (1 - n^2) \end{pmatrix} = \frac{1 - n^2}{X} \bar{C}, \quad (2.24)$$

missä

$$a = \frac{X}{1 - n^2} - U. \quad (2.25)$$

Yhtälön (2.24) avulla (2.23) saadaan muotoon

$$\bar{C} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.26)$$

Ehto ei-triviaalien ratkaisujen olemassaololle on $\det \bar{C} = 0$. Siten

$$(1 - n^2) \det \bar{C} = \begin{vmatrix} a & -iY_L & iY_T \\ iY_L & a & 0 \\ -iY_T & 0 & X - U \end{vmatrix} = 0 \quad (2.27)$$

$$\Rightarrow (X - U)a^2 - Y_T^2 a - (X - U)Y_L^2 = 0, \quad (2.28)$$

josta ratkaistuna

$$a = \frac{Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(X - U)^2}}{2(X - U)}. \quad (2.29)$$

Määritelmän (2.25) mukaan edellä olevasta saadaan

$$\frac{X}{1 - n^2} = a + U \Rightarrow 1 - n^2 = \frac{X}{a + U} \Rightarrow n^2 = 1 - \frac{X}{a + U}. \quad (2.30)$$

Sijoittamalla tähän lauseke (2.29) päädytään Appleton-Hartreen yhtälöön

$$n^2 = 1 - \frac{2X(U - X)}{2U(U - X) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(X - U)^2}}, \quad (2.31)$$

joka on radioaallon dispersioyhtälö magnetoituneessa plasmassa.

On huomattava, että n^2 ja siten myös n on yleisessä tapauksessa kompleksiluku. Merkitsemällä $n = \mu - i\chi$ aallon kenttien aika- ja paikkavaihtelu voidaan esittää seuraavasti:

$$\begin{aligned} \exp[i(\omega t - kz)] &= \exp[i(\omega t - \omega z/v_{ph})] = \exp[i(\omega t - \omega n z/c)] \\ &= \exp[-\omega \chi z/c] \cdot \exp[i(\omega t - \omega \mu z/c)]. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Taitekertoimen imaginaariosa siis aiheuttaa eksponentiaalisen vaimennuksen aallon etenemissuunnassa.

Polarisaatio saadaan samoista lähtökohdista, ja vastaavan johtamisen jälkeen sen yhtälö on

$$P = -\frac{H_Y}{H_x} = \frac{E_x}{E_Y} = -\frac{i}{Y_L(1 - X)} \left[\frac{1}{2}Y_T^2 \pm \frac{1}{2}\sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(1 - X)^2} \right], \quad (2.33)$$

missä H_y ja H_x ovat magneettikentän voimakkuuden y- ja x-komponentit.

2.3 Vainon eteneminen ja vihellysmoodi

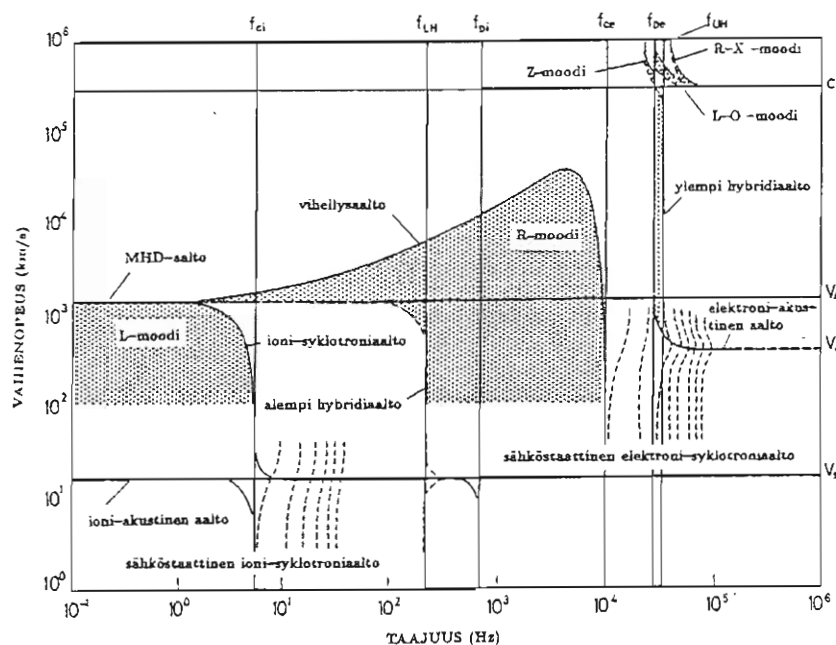
Aallon eteneminen ei yleensä ole täsmälleen magneettikenttäviivan suuntaista. Tällöin etenemissuunnan ja kenttäviivan välistä kulmaa merkitään θ :lla. Appleton-Hartreen yhtälön perusteella taitekerroin n on θ :n funktio. Tällainen väliaine on isotrooppinen, eli sillä on kaikkiin suuntiin samat fysikaaliset ominaisuudet.

Anisotrooppisessa väliaineessa tietyssä kulmassa B_0 :n suhteen etenevällä aallolla on aallon normaalin suuntainen sähkökenttäkomponentti

$$E_Z = iY_T \frac{n^2 - 1}{1 - X} E_X. \quad (2.34)$$

Tämä sähkökenttäkomponentti aiheutuu avaruusvarauksista, jotka syntyvät elektronien kiertäessä spiraalirataa staattisessa magneettikentässä. Aallon magneettikenttä on aina kohtisuorassa aallon normaalia vastaan, kuten isotrooppisessa tapauksessa.

Yhtälöstä (2.34) havaitaan, että jos aallon etenemissuunta ja magneettikentän suunta ovat samat ($\theta = 0^\circ$), häviää aallon etenemissuuntainen sähkökenttäkomponentti kokonaan.



Kuva 2.1. Erilaisten avaruusfysikaalisesti mielenkiintoisten aaltojen si joittuminen vaihenopeuden ja taajuuden mukaisesti toistensa suhteen. f_{ci} on ionisyklotronitaajuus, f_{LH} on alempi hybriditaajuus, f_{pi} on ioniplasmataajuus, f_{ce} on elektronisyklotronitaajuus, f_{pe} on elektroniplasmataajuus, f_{UH} on ylempi hybriditaajuus, c on valonnopeus, V_A on Alfvén-nopeus, V_e on elektronin ääninopeus ja V_i on ionin ääninopeus. (Fukunishi, 1987).

Kun aaltovektorin ja magneettikentän välinen kulma on mielivaltainen, saa Appleton-Hartreen yhtälö törmäyksettömässä plasmassa ($U = 1$) muodon

$$n^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y_T^2 \pm \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(X-1)^2}}. \quad (2.35)$$

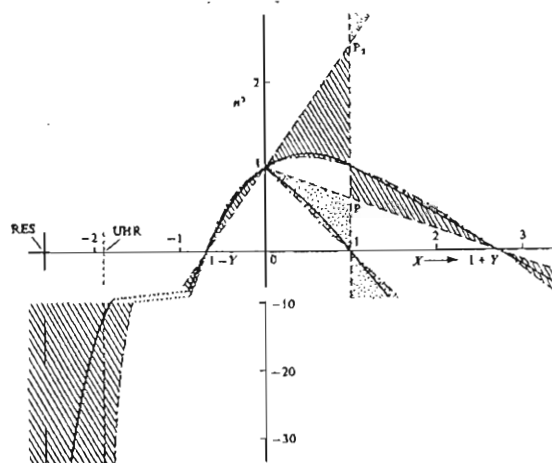
Heijastuspisteet saadaan ehdosta $n^2 = 0$ eli

$$\begin{cases} X = 1 \\ X = 1 \pm Y \end{cases}. \quad (2.36)$$

Näistä ehto $X = 1$ toteutuu, kun yhtälössä (2.35) valitaan $+$ -merkki ja nol-lakohdat $X = 1 \pm Y$ saadaan valitsemalla $-$ -merkki. Nollakohta $X = 1 - Y$ on mahdollinen vain, kun $Y < 1$.

"O" merkitsee ordinaarimoodia ja "X" ekstraordinaarimoodia, joista O-moo-dissa sähkökenttä on yhden suuntainen magneettikentän kanssa ja X-moodissa $E \perp B_0$. Laajennettaessa O- ja X-moodit myös vinoon etenemiseen kaikki aallot sijaitsevat O- ja X-aaltojen rajoittamassa alueessa.

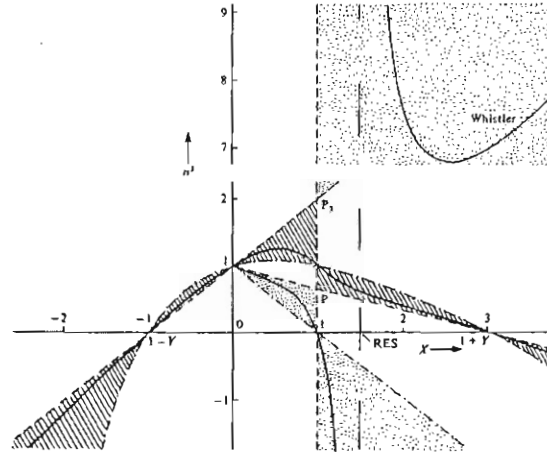
Tarkastellaan tilannetta $Y > 1$, jolloin voi syntyä kaksi erilaista tapausta; toisessa tapauksessa taitekertoimella on singulariteetti alueessa $X > 0$, toisessa ei. Kuva 2.2 esittää tilannetta, jossa $Y > 1$, mutta $|Y_L| < 1$.



Kuva 2.2. Taitekertoimen n^2 kuvaaja, kun X :n singulariteetti on negatiivinen. (Budden, 1985).

Tällainen tilanne syntyy, kun aaltovektorin suunta poikkeaa riittävän paljon magneettikentän suunnasta. Tällöin singulariteetti $(Y^2 - 1) / (Y_L^2 - 1)$ on negatiivisilla X :n arvoilla. Kun lähdetään liikkeelle poikittaisesta tilanteesta, ordinaariaalto saadaan valitsemalla yhtälössä (2.35) $+$ -merkki. Aaltovektoria käännettäessä kohti magneettikentän suuntaa O-aallon taitekertoimen kuvaaja alkaa käyristyä (laskevasta suorasta lähtien) kohti pistettä P alueella $X < 1$. Vastaavasti ekstraordinaariaalto saadaan valitsemalla yhtälössä (2.35) $-$ -merkki. Kun aaltovektoria käännetään poikittaisesta tilanteesta lähtien, taitekertoimen kuvaaja kasvaa alueella $0 < X < 1$ ja käyristyy alaspäin kohti pistettä P alueella

$X > 1$. Aaltovektoria käännettäessä $|Y_L|$ kasvaa. Tällöin singulariteetti $(Y^2 - 1) / (Y_L^2 - 1) \rightarrow -\infty$ negatiivisella X -akselilla. Kun $|Y_L|$ ohittaa arvon 1, singulariteetti siirtyy $+\infty$:ään ja pienenee sen jälkeen kohti ykköstä. Kyseinen tilanne on esitetty kuvassa 2.3.



Kuva 2.3 Taitekertoimen n^2 kuvaaja, kun X :n singulariteetti on positiivinen. (Budden, 1985).

Nyt singulariteetti liittyy yhtälössä (2.35) $+$ -merkkiin. Alueelle $X > (Y^2 - 1) / (Y_L^2 - 1)$ ilmestyy ordinaariaallon toinen haara, jolla ei ole heijastuspistettä. Tästä haarasta käytetään nimitystä vihellysmoodi. Vihellysmoodin taitekerroin on suuri, joten sen vaihenopeus on pieni. Kun aaltovektori kääntyy magneettikentän suuntaiseksi, alueella $0 < X < 1$ O-aalto ja alueella $X > 1$ X-aalto muodostavat yhdessä pitkittäisen moodin, joka heijastuu pisteestä $X = 1 + Y$. Vastaavasti X-moodin taitekertoimen kuvaaja alueella $0 < X < 1$ lähestyy pistettä P_1 , ja O-moodin taitekertoimen kuvaaja tekee saman alueella $X > 1$. Pitkittäisessä tapauksessa nämä yhdessä muodostavat moodin, jolta puuttuu heijastuspiste.

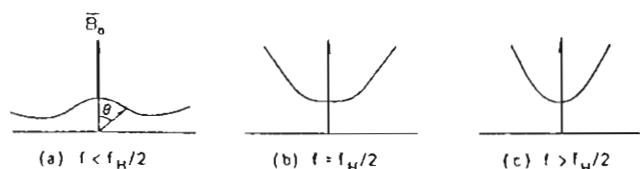
Kuvasta 2.3 havaitsemme sellaisen moodin, jonka n^2 on aina positiivinen. Tällöin eteneminen on mahdollista myös äärettömän tiheässä plasmassa. Kyseistä moodia kutsutaan vihellysmoodiksi.

2.3.1 Taitekerroinpinta

Vihellysmoodi esiintyy suurilla taitekertoimien arvoilla, jolloin etenemisnopeus on vastaavasti alhainen. Tyypiltään se on ordinaarimoodi ja kulmalla $\theta = 0^\circ$ polarisaatio on oikeakätinen, jolloin aallon kenttävektori pyörii B_0 :n ympäri samaan suuntaan kuin elektroni gyroliikkeessään. Kun $\theta = 0^\circ$, resonanssi ($n = \infty$, $v_{ph} = 0$) sattuu kohtaan $X = 1$, joka rajoittaa etenemisalueen arvoille $X > 1$. Kun $\theta \neq 0^\circ$, resonanssipiste kasvaa seuraavasti

$$Y = \sqrt{\frac{X-1}{X \cos^2 \theta - 1}}. \quad (2.37)$$

Kuvassa 2.4 nähdään taitekerroinpinta θ :n funktiona eri Y :n arvoilla. Taitekertoimen kuvaaja on symmetrinen B_0 :n suhteen. Kun $n \rightarrow \infty$, saadaan θ :lle resonanssiarvo.



Kuva 2.4. Taitekerroinpinta θ :n funktiona eri Y :n arvoilla. Kun B_0 :n ympärillä on atsimutaalinen symmetria, $n(\theta)$:n pyörähtäessä B_0 :n ympäri muodostuu taitekerroinpinta. (*CRC Handbook of Atmospherics Vol II*, 1982).

Yhtälöstä (2.37) saadaan resonanssikulmalle lauseke

$$\theta_R = \arccos \left(\frac{X + Y^2 - 1}{XY^2} \right)^{1/2}. \quad (2.38)$$

Topologinen muutos $f < f_H/2 \rightarrow f > f_H/2$ on merkittävä sädesuunnan vuoksi.

Anisotrooppisessa väliaineessa aaltopaketti etenee eri suuntaan kuin aallon normaali. Aaltopaketin suunta on energian etenemissuunta, ja sitä kutsutaan sädesuunnaksi. Voidaan osoittaa, että sädesuunta on aina taitekerroinpinnan normaalin suuntainen. [Helliwell, 1965]. Aaltopaketin ryhmänopeus voidaan esittää ryhmätaitekertoimen ($n_g = c/v_g$) avulla, missä n_g riippuu n :stä seuraavasti [Helliwell, 1965]

$$n_g = \frac{d}{df}(nf). \quad (2.39)$$

2.3.2 Kvasi-longitudinaalinen (QL) approksimaatio

Appleton-Hartreen yhtälö ja polarisaatioyhtälö ovat vaikeita käyttää, koska ne ovat kompleksisia. Jos aallon etenemissuunnan ja kenttäviivan välinen kulma θ ei ole kovin suuri, voidaan yhtälöitä huomattavasti yksinkertaistaa jättämällä Y_T :tä sisältävät termit huomiotta, ts. jos

$$Y_T^4 \ll 4Y_L^2(1-X)^2, \quad (2.40)$$

voidaan yhtälöt (2.35) ja (2.34) kirjoittaa muotoon

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - |Y_L|} \quad (2.41)$$

ja

$$p = -i \frac{|Y_L|}{Y_L}. \quad (2.42)$$

Yhtälöihin on valittu suoraan $-$ -merkki vihellysmoodin vuoksi. Y_L saa sekä positiivisia että negatiivisia arvoja riippuen θ :sta ja lausekkeen

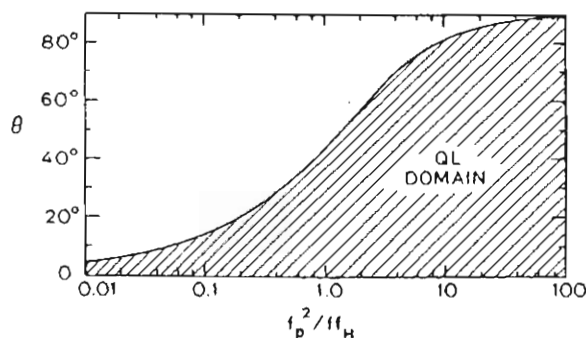
$$Y = \frac{1}{2\pi f} \frac{\mathbf{B}_0 e}{m_e} \quad (2.43)$$

merkistä, joka on elektroneilla negatiivinen. Sijoittamalla $X = f_p^2/f^2$ ja $Y_L = Y \cos \theta = f_H \cos \theta / f$ yhtälöön (2.41) saadaan

$$n^2 = 1 + \frac{f_p^2}{f f_H \cos \theta - f^2} \approx \frac{f_p^2}{f f_H \cos \theta - f^2}. \quad (2.44)$$

Käyttämällä tätä tulosta yhtälössä (2.39) saadaan ryhmätaitekerroin

$$n_g = \frac{1}{2} \frac{f_p f_H \cos \theta}{f^{1/2} (f_H \cos \theta - f)^{3/2}}. \quad (2.45)$$



Kuva 2.5 Viivoitetussa alueessa voidaan käyttää QL-approksimaatiota. (Helliwell, 1965).

Tarkastellaan seuraavaksi polarisaatiota yhtälössä (2.42). Jos aallon normaalilla on staattisen magneettikentän suuntainen komponentti ($0 < \theta < \pi/2$) ja $Y < 0$, niin $p = +i$. Tämä merkitsee sitä, että aallon kenttävektori pyörii oikeakätisesti (etenemissuuntaan katsottaessa) eli samoin kuin elektronin syklotroniliike.

Olosuhteet, missä QL-approksimaatio on voimassa, riippuvat niin väliaineen parametreista kuin θ :sta. Kvantitatiivisemmassa tarkastelussa voidaan QL-approksimaatio tehdä, kun oikeakätinen osa on yli yhdeksän kertainen vasenkätiseen

nähdén. Kun $X \gg 1$, ionosfäärissä ja magnetosfäärissä voidaan $(1 - X)^2$ korvata X^2 :lla, jolloin saadaan

$$\frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} < \frac{2}{3} \frac{f_p^2}{ff_H}. \quad (2.46)$$

Helliwell (1965) esitti θ :n f_p^2/ff_H :n funktiona kuvan 2.5 mukaisesti.

Kun θ :n $f_p^2/ff_H \gg 1$, QL-approksimaatio pätee myös hyvin suurilla θ :n arvoilla.

3. ETENEMINEN IONOSFÄÄRISSÄ

VLF-aaltojen etenemisen tarkka käsittely ionosfäärissä vaatii täydellisen aaltoyhtälön. Vihellysten eteneminen ionosfäärissä noudattaa seuraavaksi esitettäviä peruslakeja.

3.1 Snellin laki

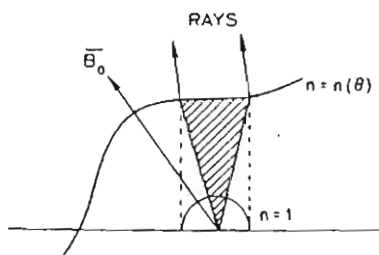
Kohdatessaan kahden kerroksen välisen rajapinnan aalto noudattaa Snellin lakia

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (3.1)$$

missä n_1 ja n_2 ovat ko. kerrosten taitekertoimet ja θ_1 ja θ_2 ovat aallon etenemissuunnan ja rajapinnan normaalin väliset kulmat. Tämä laki pätee myös jatkuvasti muuttuvassa väliaineessa, kunhan väliaine jaetaan äärettömän moneen kapeaan kerrokseen. Tällöin lakia sovelletaan jokaisessa rajapinnassa erikseen. Yksinkertaisuuden vuoksi oletetaan väliaineen olevan isotrooppista eli n ei riipu θ :sta. Suurin mahdollinen taipumiskulma saadaan yhtälöstä (3.1) sijoittamalla $\sin \theta_1 = 1$ ja ratkaisemalla

$$\theta_2 = \arcsin(n_1/n_2). \quad (3.2)$$

Kuvassa 3.1 on esitetty taitekertoimen kuvaaja ionosfäärin alaosassa magneettisessa meridiaanitasossa.



Kuva 3.1 Läpäisykartion kuvaaja magneettisessa meridiaanitasossa. Läpäisykartio on viivoitettu alue. (Helliwell, 1965).

Jotta Snellin laki olisi voimassa, kaikkien ionosfääriin alhaaltapäin tulevien aaltojen normaalit ovat taipuneet jyrkästi ylöspäin niin, että ne menevät viivoitettuun alueeseen, jota kutsutaan läpäisykartioksi (transmission cone). F-kerroksessa, missä elektronitiheys on $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$, 5 kHz:n taajuudelle n on noin 100. Tämä merkitsee sitä, että läpäisykartio on äärimmäisen kapea. Suurimmillaan $\theta \simeq 0,5^\circ$. Näin ollen voidaan päätellä, että kaikki vihellysmoodit menevät magnetosfääriin pystysuoraan ylöspäin.

3.2 Absorptio

Elektronien törmäykset neutraalien ilmamolekyylien kanssa vähentävät aallon energiaa. Jos törmäysefekti otetaan huomioon, taitekertoimesta tulee kompleksinen. Tällöin sen imaginaariosa kuvaa vaimennusta. QL-approksimaatiossa kompleksinen taitekerroin määritellään

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - |Y_L|}, \quad (3.3)$$

missä $Z = \nu/2\pi f$ ja ν on törmäystaajuus.

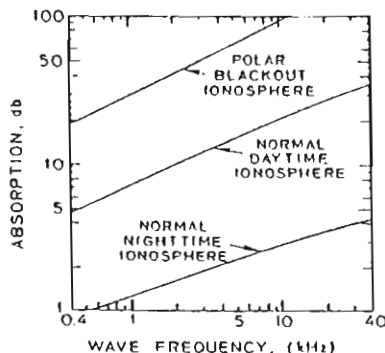
Helliwell (1965) osoitti, että olettamalla $f_H \cos \theta \gg \nu$ ja

$$\frac{f_p^2}{f_H^2 \cos^2 \theta + \nu^2} \gg \frac{f}{f_H \cos \theta}$$

voidaan vaimeneminen esittää seuraavasti

$$\gamma = \frac{f_p \nu f^{1/2}}{2c |f_H \cos \theta|^{3/2}}. \quad (3.4)$$

Eri ionosfäärimallien laskelmat osoittavat, että γ :lla on terävä piikki 80 km:n korkeudella. Kuvasta 3.2 nähdään aallon absorpoituminen taajuuden funktiona kolmella ionosfäärimallilla laskettuna noin 200 km:n korkeudelle saakka. Normaalisissa päiväpuolen ionosfäärissä absorptio ilmoitettuna desibeleinä kasvaa 1,3 ja yöpuolen ionosfäärissä 1,5 kertaiseksi, jos integrointikorkeus on 1500 km.



Kuva 3.2 Ionosfäärissä tapahtuva absorptio taajuuden funktiona kolmelle eri ionosfäärimallille. (Helliwell, 1965).

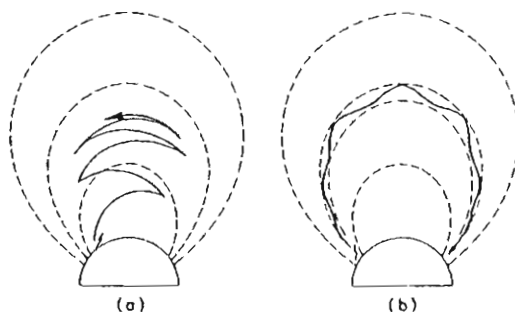
3.3 Täydellinen aaltoyhtälö

Alemmassa ionosfäärissä matalille taajuuksille taitekerroin vaihtelee nopeasti aallonpituuden suuruusluokkaa olevilla etäisyyksillä. Tällaisissa olosuhteissa aallot kokevat osittaisen heijastumisen ja moodikytkennän, jolloin analysointiin tarvitaan täydellistä aaltoyhtälöä.

Täydellisen aaltoyhtälön yleinen lähestymistapa on approksimoida ionosfääriä äärettömän ohuilla peräkkäisillä kerroksilla ja soveltaa aaltoyhtälöä jokaiseen kerrokseen. Tällöin on otettava huomioon sekä ylemmän että alemman rajapinnan ominaisuudet. Yhtälö sisältää sekä läpäisevän että heijastuvan aallon kummassakin magneto-ionisessa moodissa. Useat tutkijat, kuten *Pitteway* (1965), *Price* (1964) ja *Tsuruda* (1973), ovat käyttäneet numeerista lähestymistapaa yrittäessään löytää täydellisen aaltoyhtälön ratkaisua. Luotettavissa olosuhteissa *Altman and Cary* (1969) osoittivat, että optista ohutkalvomallia voidaan käyttää yksinkertaistamaan numeerisia laskuja. Laskettu vaimeneminen ionosfäärissä oli noin 12 dB päiväpuolella ja noin 3 dB yöpuolella 5 kHz:n taajuudelle.

4. ETENEMINEN MAGNETOSFÄÄRISSÄ

Kun vihellykset saapuvat magnetosfääristä, niiden normaalien täytyy sijaita kapeassa kartiossa (kts. kappale 3.1) edetäkseen ionosfääriin läpi maanpinnalle saakka. Aallot, joiden normaalit ovat kartion ulkopuolella, heijastuvat takaisin magnetosfääriin. Aaltopakettien ja magneettikentän välisellä kulmalla θ on myös maksimi-arvo, joka määrää aaltopakettien etenemissuunnan maksimikulmapoikkeaman. On osoitettu, että $\theta \leq 19,5^\circ$ [Bittencourt, 1988]. Edellytyksenä vihellysten etenemiseen pallonpuoliskolta toiselle ovat kentänsuuntaiset plasman tihentymät ja harventumat. Tällaista "putkea" kutsutaan vihellyskanavaksi. Kuvassa 4.1 nähdään yksinkertaistettuna vihellyksen eteneminen sekä ilman kanavaa että kanavassa.



Kuva 4.1 Yksinkertaistettu kuva vihellyksen etenemisestä kanavassa (b) ja ilman kanavaa (a). (Park and Carpenter, 1978).

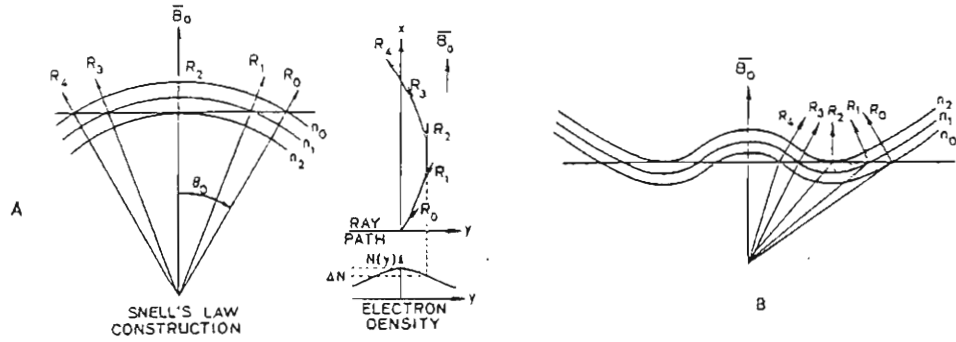
Näiden kanavien muodostumista ei tunneta kovin hyvin, mutta havainnot osoittavat, että ne ovat vallitsevia magnetosfääriin keskiosissa ($L \simeq 2 - 6$) normaalioloissa. Kanavien esiintyminen alueella $L < 2$ tai plasmapausin yläpuolella on harvinaisempaa. Plasmapausin sijainti vaihtelee $L = 2 - 8$ (jopa > 8) riippuen magnetosfääriin vallitsevista olosuhteista, mutta keskimäärin se sijaitsee alueella $L = 4 - 5$. Vihellyskanavien elinaika vaihtelee muutamasta minuutista useaan tuntiin.

4.1 Vihellyskanavien teoria

1960-luvun alussa saatiin ensimmäiset todisteet siitä, että vihellysten etenemiseen liittyy jonkinlainen kanava [Helliwell, 1965]. Lisäksi Yabroffin (1961) yksityiskohtaiset laskelmat osoittavat, että θ on todennäköisesti hyvin suuri kanavoitumattomalla signaalilla ja siten johtaa sisäisen kokonaisheijastuksen kriittisen kulman ulkopuolelle. Tällaisessa tapauksessa vain heikko lyhytaikainen aalto havaittaisiin maanpinnalla. Yksi mahdollinen selitys tällaisen "johtimen" esiintymiselle

on useiden kentänsuuntaisten ionisaation epäsäännöllisyyksien laajeneminen pallonpuoliskolta toiselle. Ionisaation epäsäännöllisyyksiä pitkin vihellykset voivat edetä kuten metalliputkessa tai -johtimessa. Selitystä ovat tutkineet mm. *Smith* (1960 ja 1961) ja *Smith et al.* (1960).

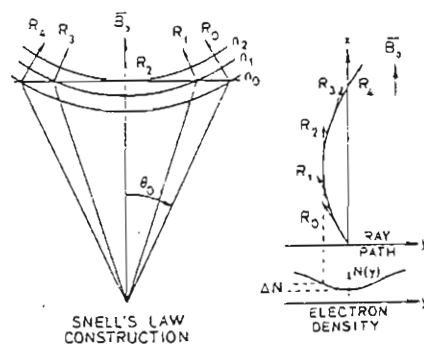
Aallon kanavoituminen elektronitiheyden muutoksien vaikutuksesta on esitetty kuvissa 4.2 ja 4.3. Koska taitekerroinpinta kokee topologisen muutoksen taajuudella $f/f_H = 1/2$, kanavoitumistapahtuma on myös erilainen eri puolilla rajataajuutta.



Kuva 4.2 Aallon kanavoitumismallit, kun (A) $f < f_H/2$ ja θ on pieni, (B) $f < f_H/2$ ja θ on lähellä Gendrin kulmaa. (*Helliwell*, 1965).

Kuvassa 4.2 on esitetty kaksi erilaista kanavoitumismallia, kun $f < f_H/2$. Tapauksessa (A) Snellin lain mukaan tiheysgradientit molemmilla puolilla taitekerroinpintojen aallonharjaa (maksimia) pyrkivät kiertämään aallon normaalia kohti magneettikentän suuntaa. Tiheysgradientit pakottavat säteet etenemään enemmän tai vähemmän pitkin magneettikenttää. Aallon normaalin suuntaa pidetään myös tarkasti rajattuna magneettikenttäviivan ympärille. Tapaus (B) esittää toista mahdollista kanavoitumistapaa, kun aallon normaali on lähellä Gendrin kulmaa ($\cos \theta = 2f/f_H$). Tällöin kanavoituminen vaatii kuitenkin tiheysharventuman tai kanavien vähenemisen, vastapainona tiheyshuipuille ja kanavien määrän kasvulle. Tämä ero johtuu yksinkertaisesti merkin muutoksesta taitekerroinpinnan siinä osassa, joka yhdistetään kanavoituun aallon normaaliin. On huomattava, että kuvassa 4.2(B) aallon normaalilla voi olla hyvin suuri kulma magneettikentän kanssa. Tämä merkitsee sitä, että aallon normaali voi helposti joutua ulos läpäisykartiosta, minkä vuoksi aalto ei voi edetä alemman ionosfäärin läpi maanpinnalle. [*Helliwell*, 1965].

Taajuuksilla $f > f_H/2$ taitekerroinpinta on ylöspäin kovera kuvan 4.3 mukaisesti. Tämä geometria edellyttää tiheysharventumaa. Toisin kuin kuvassa 4.2(B), nyt aallon normaali jää lähelle magneettikentän suuntaa, ja siksi aalto voi edetä ionosfäärin läpi ja se havaitaan maanpinnalla. Koska tämä kanavoitumismalli edellyttää, että $f > f_H/2$, on aallon taajuuden oltava $\sim 0,5$ MHz tai enemmän, jotta se voisi kanavoitua kaikkialla ionosfäärissä. Tämän vuoksi tällaista kanavoitumismallia ei yleisesti käytetä vihellyksille.



Kuva 4.3 $f > f_H/2$. (Helliwell, 1965).

Näin voidaan olettaa, että vihellyksien vastaanotto maanpinnalla edellyttää kanavien lisääntymistä. Kanavoituminen pitäisi olla tehokkainta taajuuksille, jotka ovat korkeintaan puolet etenemistien pienimmästä elektronin gyrotaajuudesta. Viimeksi mainittua ominaisuutta puolustavat sekä maanpinta- että satelliittihavainnot vihellysten leikkautumistaajuuksista (cutoff frequencies) [Angerami, 1970 ja Carpenter, 1968]. Vain erityisen hyvissä olosuhteissa on mahdollista, että normaalia leikkautumistaajuutta korkeammat vihellykset hyppäävät kanavattomaan etenemiseen lähellä ekvaattoritasoa, missä $f > f_H/2$ ja kanavoituvat uudelleen alempana. Tällaista ilmiötä on tutkinut Bernhardt (1979) käyttämällä tietokoneella tehtyjä malleja. Angerami (1970) käytti säteiden seuraamismallia suureen määrään satelliiteilla tehtyjä vihellyshavaintoja ja päätteli, että ne olivat kanavoituneet. Lisäksi hän havaitsi, että kanavissa oli noin 10–30 % suurempi tiheys kuin ympäristössä. Keskimääräiseksi kanavien läpimitaksi arvioitiin noin 50 km ionosfäärin korkeudella.

Inan and Bell (1977) osoittivat, että kanava ei tarvitse tiheysgradienttia molemmille puolille taitekerroinpintojen muodostamaa maksimia. Maan magneettikenttäviivojen kaarevuuden vuoksi aallon normaali pyrkii suuntautumaan kohti suuria L :n arvoja. Tiheyden pieneneminen L :n kasvaessa on huomioitava laskuissa. Mikäli aallon normaali ei käänny kohti pieniä L :n arvoja, ei tiheysgradienttia siltä osin tarvitse huomioida. Siten plasmapausi, jossa tiheys pienenee nopeasti L :n kasvaessa, synnyttää hyvän yksipuolisen (one-sided) vihellyskanavan.

Eri mallit perustuvat ajatukseen, että vihellyskanavat ulottuvat yöpuolella ionosfäärin F-kerroksen alaosaan saakka, mutta päättyvät päiväpuolella niinkin korkealle kuin 3000 km [Bernhardt and Park, 1977]. Jos kanavat päättyvät noin korkealle, on vihellysaaltojen mahdollista siirtyä sivusuunnassa huomattavia matkoja. Tällaisia siirtymiä ovat havainneet mm. Aubry (1968), Cerisier (1974), James (1972) ja Thomson and Dowden (1978) matalalla radalla olevien satelliittien mittauksista.

Etelänapamantereella vuosina 1976–79 tehdyt laajamittaiset kokeet osoittivat, että vihellys voi magneettisesti rauhallisena aikana hypätä kanavastaan 1000 – 2000 km:n korkeudella ekvaattorille päin. Smith et al. (1984) havaitsen poikkeama $\Delta L \simeq -0,5$. Tuolloin havaittiin myös useita monikomponenttisia

sekapolkuisia vihellyksiä.

Lokakuussa 1990 FT Tauno Turusen kanssa käydyissä keskusteluissa kävi ilmi, että varsinainen kanavoitumisteoria puuttuu yhä edelleen. Tieto on peräisin Prahassa olleesta URSIn kokouksesta. Vaikka vihellyksiä onkin tutkittu jo vuosikymmenten ajan, ei empiirisiä todisteita vihellyskanavista ole saatu. Eikä näin ollen pitävää teoriaakaan.

4.2 Vihellysten kulkuaika

Kanavoituneen vihellyksen edetessä pallonpuoliskolta toiselle voidaan olettaa sekä aallon normaalin että sädesuunnan olevan aina magneettikentän suuntainen. Vaikka todellisuudessa esiintyvä pieni poikkeama longitudinaalisesta etenemisestä jätetään huomiotta, jää virhe tavallisesti alle 1% [Smith, 1961]. Näin taitekerrointa voidaan approksimoida seuraavasti

$$n^2 = 1 + \frac{f_p^2}{f f_H - f^2}. \quad (4.1)$$

Koska tavallisesti $n^2 \gg 1$ magnetosfäärissä, voidaan 1 jättää pois yhtälön (4.1) oikealta puolelta. Tällöin ryhmätaitekertoimelle saadaan yhtälön (2.28) avulla lauseke

$$n_g = \frac{d}{df}(nf) = \frac{f_p}{2f^{1/2}f_H^{1/2} \left(1 - \frac{f}{f_H}\right)^{3/2}}, \quad (4.2)$$

josta edelleen integroimalla saadaan vihellyksen kulkuaika

$$t(f) = \frac{1}{c} \int n_g ds = \frac{1}{2c} \int \frac{f_p}{f^{1/2}f_H^{1/2} \left(1 - \frac{f}{f_H}\right)^{3/2}} ds. \quad (4.3)$$

Jos f_p ja f_H määritellään etäisyyden s funktiona magneettikentän suuntaisesti, voidaan yhtälöstä (4.3) saada vihellysten kulkuaika taajuuden funktiona. On havaittu, että millä tahansa f_p :n ja f_H :n realistisilla arvoilla kulkuajalla on olemassa minimi. Minimikulkuajan omaavia vihellyksiä kutsutaan "nenävihellyksiksi", joihin liittyvät sellaiset parametrit kuin "nenäviive" t_n ja "nenätaajuus" f_n . Parametrit riippuvat etenemisreitistä tai sen L -arvosta sekä reitillä vallitsevasta elektronitiheydestä.

Matalilla taajuuksilla ($f \ll f_H$) voidaan yhtälöitä (4.2) ja (4.3) approksimoida seuraavasti

$$n_g = \frac{f_p}{2f^{1/2}f_H^{1/2}} \quad (4.4)$$

ja

$$t(f) = \frac{1}{2c} \int \frac{f_p}{f^{1/2} f_H^{1/2}} ds. \quad (4.5)$$

Määritellään tässä yhteydessä myös dispersio D

$$D \equiv t f^{1/2} = \frac{1}{2c} \int \frac{f_p}{f_H^{1/2}} ds, \quad (4.6)$$

mikä on riippumaton taajuudesta. Tätä yhtälöä, joka on voimassa taajuuksille $f \ll f_n$, kutsutaan Eckersleyn dispersiolainiksi.

4.3 Vihellyskanavan sijainnin ja elektronitiheyden määrittäminen

Kappaleet 4.3 ja 4.4 perustuvat lähes kokonaan *Parkin* (1972) julkaisemaan raporttiin.

Suurin osa vihellyksistä syntyy magnetosfäärin sisäosissa, missä magneettikenttää voidaan approksimoida sellaisella dipolilla, jolle elektronin gyrotaajuus maanpinnalla ekvaattoritasossa on 874 kHz. Plasmataajuus saadaan yhtälöstä

$$f_p = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{N_{eq} I(s)}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (4.7)$$

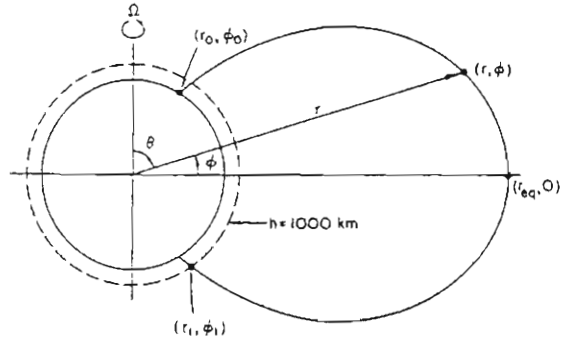
missä N_{eq} on elektronitiheys ekvaattoritasossa ja $I(s)$ on elektronitiheyden vaihtelua kenttäviivalla kuvaava funktio. Sijoittamalla edellä saatu f_p yhtälöön (4.3) saadaan kulkuaika

$$t(f) = \frac{e}{2\pi c} \sqrt{\frac{N_{eq}}{\epsilon_0 m_e}} \int \sqrt{\frac{I(s)}{f f_H \left(1 - \frac{f}{f_H}\right)^3}} ds. \quad (4.8)$$

Integraalin minimi saadaan, kun $f = f_n$. Tällöin t_n :n ja $\sqrt{N_{eq}}$:n välille saadaan verrannollisuuskerroin.

Yhtälössä (4.8) integroimisrajat on valittu siten, että integraali on voimassa yhtenäisellä integroimistiellä. Integraali voidaan jakaa "magnetosfääriseen" osaan ($h > 1000$ km) ja "ionosfääriseen" osaan ($h < 1000$ km). Kuten myöhemmin havaitaan, ionosfäärinen osuus on pieni, ja siksi sen tilalla voidaan käyttää pientä korjaustermiä.

$I(s)$:n selvittämiseksi tutkitaan *diffuusia tasapainomallia* (Diffusive Equilibrium, DE) ja *törmäyksetöntä mallia* (Collision Less, R-4 tai CL). Nämä mallit kuvaavat elektronijakaumaa magneettikenttäviivalla 1000 km:n korkeudessa. DE-mallissa ionikoostumus on yleensä 90% O^+ , 2% He^+ ja 8% H^+ . Vastaavasti R-4-mallissa oletetaan yleensä, että 1000 km:n korkeudessa on 100% H^+ . Diffuusilla tasapainomallilla saadaan



Kuva 4.4 Koordinaattisysteemi laskettaessa plasmajakaumaa magneettikenttäviivalla. (*CRC Handbook of Atmosphere*, 1982).

$$I(s) = \frac{N(s)}{N_{eq}} = \left[\frac{\sum_i \xi_{i1} \exp(-z/H_i)}{\sum_i \xi_{i1} \exp(-z_{eq}/H_i)} \right]^{1/2}, \quad (4.9)$$

missä ξ on tiettyjen ionien suhteellinen osuus kaikista ioneista ja

$$z = r_1 - \frac{r_1^2}{r} - \frac{\Omega^2}{2g_1} (r^2 \cos^2 \phi - r_1^2 \cos^2 \phi_1)$$

sekä

$$H_i = \frac{kT}{M_i g_1}$$

kuvan 4.4 mukaisesti. Alaindeksi i kuvaa i :nnettä ionilajia, 1 kuvaa mielivaltaista referenssitilaa ja eq magneettisen dipolin ekvaattoritilaa.

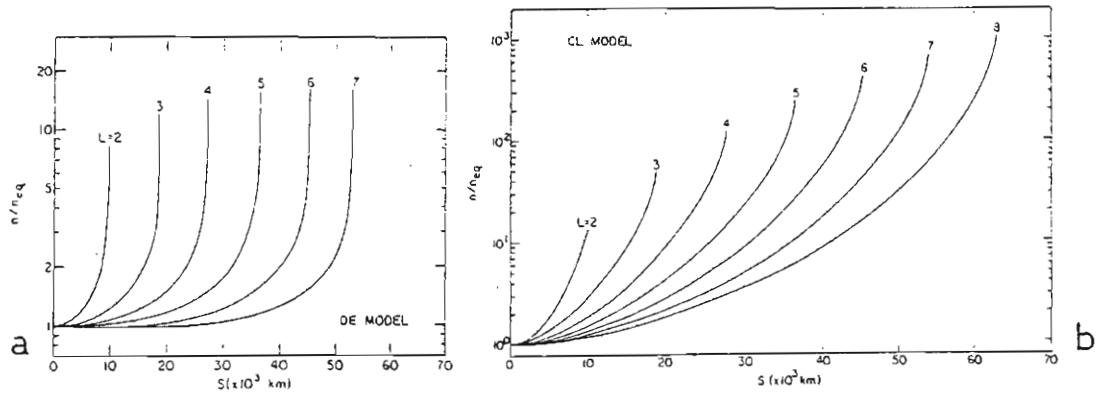
Törmäyksettömällä mallilla protoni-elektroni-plasmassa saadaan

$$I(s) = \frac{\exp(-z/2H) - (1 - B/B_1)^{1/2} \exp \left[-\frac{z}{2H(1-B/B_1)} \right]}{\exp(-z_{eq}/2H) - (1 - B_{eq}/B_1)^{1/2} \exp \left[-\frac{z_{eq}}{2H(1-B_{eq}/B_1)^{1/2}} \right]}, \quad (4.10)$$

missä B on magneettikentän tiheys.

Diffuusi tasapainomalli antaa hyväksyttäviä tuloksia plasmafäärissä, jossa elektronitiheys on 100 cm^{-3} tai suurempi, kun taas törmäyksetön malli soveltuu paremmin plasmapausin ulkopuolelle, missä elektronitiheys on vain muutamia cm^{-3} . Nämä valinnat perustuvat *Angerami and Carpenter* (1966) tekemiin vertailuihin Alouette I satelliitin mittaamista elektronikonsentraatioista. Kuvissa 4.5.a ja b on esitetty kummallakin mallilla lasketut $I(s)$:t ja niiden erot.

Park (1972) suoritti numeerisia laskelmia f_n :n ja t_n :n avulla. Tällöin hän sai seuraavia kokeellisia kaavoja: elektronin gyrotaajuus ekvaattoritilalla



Kuva 4.5 Eri L -arvoille lasketut n/n_{eq} :t kenttäviivaa pitkin mitatun etäisyyden funktiona. (a) DE-malli ja (b) CL-malli (R-4). (Park, 1972).

$$f_{Heq} = K f'_n \quad (4.11)$$

vihellyskanavan L -arvo

$$L = \left(\frac{8,74 \times 10^5}{f_{Heq}} \right)^{1/2} \quad (4.12)$$

ja elektronitiheydet ekvaattoritasolla, 1000 km:n korkeudella ja kanavan kokonaiselektronimäärä

$$N_{eq} = K_{eq} \frac{f'_n t_n'^2}{L^5} \quad (4.13)$$

$$N_1 = K_1 \frac{f'_n t_n'^2}{L^5} \quad (4.14)$$

$$N_T = K_T \frac{f'_n t_n'^2}{L}, \quad (4.15)$$

joissa K_i :t ovat hitaasti L :n mukaan vaihtelevia kvasikonstantteja. Niiden numeeriset arvot saadaan yhtälöstä

$$K = a_0 + a_1(\log_{10} f'_n) + a_2(\log_{10} f'_n)^2, \quad (4.16)$$

missä a_0 , a_1 ja a_2 ovat taulukoista 1 ja 2.

Taulukko 1.

Vakiot yhtälöön 4.16 DE-mallille.

Ionikoostumus 1000 km:n korkeudessa: 90% O⁺, 2% He⁺, 8% H⁺

Lämpötila: T_e = T_i = 1600 K

	a_0	a_1	a_2	Max. virhe $2,5 \leq L \leq 7$
K	3,5475	$-4,7351 \times 10^{-1}$	$6,5879 \times 10^{-2}$	0,14%
K _{eq}	$6,5517 \times 10^1$	$-2,2064 \times 10^1$	2,8976	0,61%
K _T	$1,5778 \times 10^{10}$	$-3,5512 \times 10^9$	$4,3313 \times 10^8$	0,27%
K ₁	$3,8873 \times 10^2$	$9,3285 \times 10^1$	$2,9088 \times 10^1$	0,95%

Taulukko 2.

Vakiot yhtälöön 4.16 CL-mallille.

Ionikoostumus 1000 km:n korkeudessa: 100% H⁺

Lämpötila: T_e = T_i = 1600 K

	a_0	a_1	a_2	Max. virhe $2,5 \leq L \leq 7$
K	3,0156	$-6,5114 \times 10^{-1}$	$1,2217 \times 10^{-2}$	0,3%
K _{eq}	$3,6330 \times 10^1$	$-1,9974 \times 10^1$	3,3715	1,9%
K _T	$1,3347 \times 10^5$	$-6,5024 \times 10^4$	$7,9264 \times 10^3$	107%
K ₁	$1,0186 \times 10^{10}$	$-2,7711 \times 10^9$	$4,3506 \times 10^8$	0,4%

Liitteessä A on esitetty yleistä dipoligeometriaa B:n, f_H:n ja L:n laskemiseksi.

4.3.1 Ionosfäärin vaikutuksen aiheuttama korjaus

Kun kulkuaika ionosfäärin läpi otetaan huomioon, sekä f_n että t_n kasvavat. Sopiva tapa tämän efektin huomioon ottamiseksi on ionosfäärikorjauksen tekeminen suoraan mitattuihin f_n:een ja t_n:aan. Merkitään näin saatuja arvoja f'_n ja t'_n.

Yhtälöstä (4.3) laskettu kulkuaika painottuu voimakkaasti siihen osaa vihellyksen kulkureittiä, jossa f_H on pieni. Tämän vuoksi kulkuaika ionosfäärissä on vain pieni osa koko kulkuajasta, vaikka elektronitiheys ionosfäärissä on paljon suurempi kuin magnetosfäärissä. Koska ionosfäärissä f/f_H ≪ 1, voidaan kulkuaikaa approksimoida yhtälöllä (4.5).

Laskuissa on mielekkäämpää käyttää taajuudesta riippumatonta D:tä yhtälön (4.6) mukaisesti. D:tä voidaan arvioida karkeasti olettamalla elektronitiheys vakioksi N_c korkeuksilla h ≤ 1000 km tai F₂-kerroksen kriittisen taajuuden f₀F₂ avulla:

$$D = 1,15N_c^{1/2} \quad (4.17)$$

tai

$$D = 0,7(f_0 F^2). \quad (4.18)$$

Yhtälössä (4.17) N_e :n yksikkönä on 10^{12} elektronia cm^{-2} ja yhtälössä (4.18) $f_0 F^2$:n yksikkönä MHz. Kokonaisdispersio on tällöin

$$D_{ci} = D_{\text{pohj.pallonpuoliskolla}} + D_{\text{etel.pallonpuoliskolla}}$$

Seuraavia empiirisiä kaavoja [Park, 1972] voidaan käyttää muunnettaessa f_n ja t_n f'_n :ksi ja t'_n :ksi

$$f'_n = \frac{f_n}{1 + \left(\frac{\alpha D_{ci}}{t_n f_n^{1/3}} \right)} \quad (4.19)$$

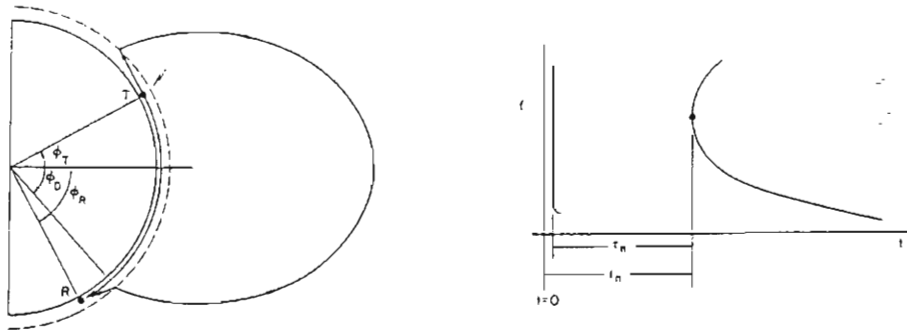
ja

$$t'_n = t_n - D_{ci} \left(\frac{f_n + f'_n}{2} \right)^{-1/2}. \quad (4.20)$$

Diffuusille tasapainomallille $\alpha = 0,17$ ja törmäyksettömälle mallille $\alpha = 0,15$.

4.3.2 Aaltoputkikorjaus

Salamaniskusta T lähtevä signaali voi kulkea vastaanottimeen R joko suoraan aaltoputkessa lähellä maanpintaa tai vihellyskanavaa pitkin magnetosfäärissä.



Kuva 4.6 Signaalien eteneminen lähtöpisteestä T (salamanisku) vastaanottopisteeseen R . (Park, 1972).

Jos vihellyksen kulku-aika mitataan ottamalla alkuhetkeksi aaltoputkessa tulleen signaalin vastaanottohetki pisteessä R , pitää kulku-aikaan t_n tehdä korjaus, joka on signaalin kulku-aika aaltoputkessa. Tällöin korjaustermi on

$$t_n - \tau_n = \frac{1}{c}(\ell_D - \ell_w), \quad (4.21)$$

missä ℓ_D ja ℓ_w ovat aaltoputken ja vihellyskanavan pituudet. Jos T , R ja vihellyskanava ovat samalla meridiaanilla, on

$$\ell_D = \frac{\pi R_E}{180}(\phi_T + \phi_R) \quad (4.22)$$

ja

$$\ell_w = \frac{\pi R_E}{180}(|\phi_T - \phi_D| + |\phi_R - \phi_D|), \quad (4.23)$$

joissa R_E on maan säde ja ϕ :t ovat kuvassa 4.6 esiintyvät kulmat asteina. Korjaustermien suuruutta ei voi määrittää ilman salamaniskun tarkkaa paikkaa tai aikaa. Käytännössä $t_n - \tau_n = 0,03$ s ($\frac{1}{4}$ maapallon ympärysmitta/valonnopeus) on riittävä korjaus useimmille vihellyksille keskileveyspiireillä. Kyseessä on suhteellisen pieni korjaus, sillä tyypillisesti t_n on lähes 1 s.

Jotkut matalien leveyspiirien kenttäviivaa pitkin etenevät nenäviellykset eivät aina näy spektrissä. Tällaisissa tapauksissa f_n ja t_n voidaan ekstrapoloida spektrin näkyvästä osasta. Erilaisia sovituksia ovat kehittäneet mm. *Dowden and McAllcock* (1971), *Ho and Bernard* (1973), *Sagredo et al.* (1973), *Smith and Carpenter* (1961), *Bernard* (1973) ja *Tarcsai* (1975).

4.4 Virherajat vihellysmalleissa

Jotta f_n :ää ja t_n :ää voitaisiin käyttää magnetosfäärin parametrien laskemisessa, on välttämätöntä käyttää erilaisia magneettikenttä- ja plasmatiheysmalleja. Nämä mallit aiheuttavat virheitä magnetosfäärin parametreihin. Vaikka joitakin todisteita DE-mallin puolesta on plasmapausissa, plasmalämpötila ja plasman koostumus ovat tavallisesti tuntemattomia. Kuitenkin suurin osa vihellyksien dispersiosta aiheutuu ekvaattorialueella (noin 80% koko kulkuajasta kuluu latitudivälillä $\pm 30^\circ$), missä plasmatiheyden vaihtelu ei riipu suurestikaan valitusta mallista. Tästä syystä oletettu tiheysmalli aiheuttaa vain pienen virheen mitattaessa ekvaattoritasen elektronitiheyttä vihellysten avulla. Mallista riippuvat virheet kanavan sisällä ovat myös hyvin pieniä niin kauan, kun kanava sijaitsee ekvaattorialueella. Toisaalta tiheydet lähellä kenttäviivan päätä riippuvat voimakkaasti käytettyjen mallien parametreista, ja näin virheet saattavat tulla merkittäviksi. *Parkin* (1972) tekemät laskelmat antavat seuraavat suhteelliset virheet, kun plasmalämpötila ja perusionikoostumus oletetaan tunnetuksi.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta L}{L} \leq 0,01 \\ \frac{\Delta N_{eq}}{N_{eq}} \leq 0,1 \\ \frac{\Delta N_T}{N_T} \leq 0,05 \\ \frac{\Delta N_1}{N_1} \leq 0,2 \end{array} \right. \quad (4.24)$$

Plasmapausin ulkopuolella elektronitiheydet ovat alhaisia. Tällöin epävarmuustekijät suurenevat, koska DE-malli tulee epäluotettavaksi. *Angerami* (1966) ja *Angerami and Carpenter* (1966) esittivät, että CL-malli voisi olla sopivampi kuin DE-malli. Tuolloin ei kuitenkaan vielä tiedetty plasmajakaumaa kenttäviivalla. CL-malli voi plasmapausin ulkopuolella antaa tiheyksiä, jotka ovat aliarvioitu jopa kertoimella 2.

Muiden parametrien virheiden muodostumista voidaan myös tarkastella ja havaitaan, että jokaisen parametrin virheeseen vaikuttaa viime kädessä f_n :n ja t_n :n virheet.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta f_{Heq}}{f_{Heq}} = \frac{\Delta f_n}{f_n} = -\frac{\alpha}{t_n f_n^{1/3}} \Delta D_{ci} \\ \frac{\Delta L}{L} = -\frac{1}{3} \frac{\Delta f_n}{f_n} \\ \frac{\Delta t_n}{t_n} = -\frac{1}{t_n f_n^{1/2}} \Delta D_{ci} \end{array} \right. \quad (4.25)$$

4.5 Vihellysten käyttö magnetosfäärin tutkimuksessa

Plasmapausi löydettiin ensimmäisenä vihellysten avulla [*Carpenter*, 1962]. Se on pysyvä magnetosfäärin osa, joka syntyy aurinkotuulen aiheuttamasta magnetosfäärin plasman laaja-alaisesta konvektiosta. Plasmapausissa esiintyvä tiheysgradientti johtaa useisiin tärkeisiin dynaamisiin ilmiöihin [*Carpenter and Park*, 1973a].

Vihellysten määrä vaihtelee yleensä suuresti mm. niiden sijainnin, ajan ja magneettisten häiriöiden mukaan. Kuitenkin Länsi-Antarktiksella vihellysten määrä on tavallisesti niin suuri, että siellä voidaan suorittaa rutiininomaisia elektronitiheysprofilimittauksia. Toisinaan vihellyksiä voi esiintyä jopa kerran sekunnissa, jolloin voidaan tehdä yksityiskohtaisia mittauksia magnetosfäärin vaihteluista. *Carpenter* (1966) teki tarkkoja havaintoja vihellysten nenätaajuuden muuttumisesta vuorokauden eri aikoina. Näin hän sai tietoa plasman liikkeistä ja jopa äkillisistä häiriöistä. *Carpenter and Park* (1973b) ovat kirjoittaneet yhden hyödyllisimmistä julkaisuista plasmapausin ja plasmassfäärin tutkimuksesta. Muutaman tunnin aikana havaittujen vihellysten avulla voidaan helposti määrittää esimerkiksi

plasmapausin sijainti. Tällaisia määrittämiä ovat tehneet mm. *Turunen and Oksman* (1979) käyttämällä *Tarcsain* (1975) R-4 -mallia.

Toinen merkittävä tutkimuskohde, johon käytetään vihellyksiä, on plasman drift-nopeuden määrittäminen. Jos vihellyskanava kulkeutuu sisäänpäin, nenätaajuus pienenee ajan funktiona. *Akasofu* (1977) on havainnut, että vihellyskanavat alkavat kulkeutua sisäänpäin samalla, kun magnetosfäärin alimyrsky alkaa. Drift-nopeus saadaan sähkö- ja magneettikentistä seuraavasti

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (4.26)$$

Soveltamalla tätä tekniikkaa radiaaliseen drift-nopeuteen ekvaattoritasossa voidaan kirjoittaa

$$E_W = 2,1 \times 10^{-2} \frac{df_n^{2/3}}{dt} V/m. \quad (4.27)$$

Carpenter and Seelyn (1976) mukaan näin voidaan mitata jopa niin pieniä sähkökenttiä kuin 10^{-5} Vm^{-1} .

Salamaniskujen yhteydessä havaittujen VLF-signaalien aiheuttamaa elektropresipitaatiota magnetosfääristä ovat tutkineet mm. *Inan et al.* (1985, 1988 ja 1990). Tämä ei ole suoranaisesti vihellysten avulla suoritettavaa tutkimusta, mutta myös vihellyksiä voidaan käyttää vastaavalla tavalla.

5. VUOROVAIKUTUS ELEKTRONIEN KANSSA

Siihen saakka, kun oletettiin vihellysten etenemisväliaineen koostuneen vain "kylmistä" elektroneista ja ioneista, voitiin elektronien ja ionien lämpöliike jättää huomiotta laskuissa. Tosiasiassa energettisten elektronien ja aaltojen vuorovaikutus magnetosfäärissä on paljon monimutkaisempi prosessi kuin kylmien tai matalaenergisten elektronien tapauksessa.

5.1 Resonanssityypit

Energeettiset hiukkaset muodostavat vain hyvin pienen osan kokonaishiukkastiheydestä magnetosfäärissä. Siksi kylmän plasman approksimaatio voidaan hyväksyä, jos rajoitutaan vain aallon etenemisnopeuteen. Kuitenkin vihellysten amplitudi saattaa muuttua paljonkin energettisten hiukkasten vaikutuksesta. Resonanssitilanteessa hiukkasten energia voi siirtyä aallolle tai päinvastoin. Tällainen resonanssi saattaa tapahtua, kun energettisten hiukkasten nopeus on samaa luokkaa kuin aallon vaihenopeus. Saavuttaakseen elektronien kanssa saman nopeuden protoneilla on oltava 1840 kertainen energia elektroneihin nähden. Tästä syystä elektronit näyttävät paljon merkittävämpää osaa vihellysten etenemisessä kuin protonit. Elektroni-aalto-vuorovaikutuksessa on kaksi tärkeää resonanssityyppiä.

Ensimmäiseksi resonanssityypiksi kutsutaan tapausta, kun elektronin nopeus $v_{\parallel}$ kenttäviivan suuntaan yhtyy samansuuntaisen aallon vaihenopeuteen. Aallon sähkökenttä $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$. Tällöin on voimassa resonanssiehto

$$f - \frac{1}{2\pi} k_{\parallel} v_{\parallel} = 0, \quad (5.1)$$

missä $k_{\parallel}$ on aallon normaalin kanssa yhdensuuntainen aaltoluku. Tätä resonanssityyppiä kutsutaan *longitudinaaliseksi*, *Landau-* tai *Cerenkov-resonanssiksi*. On huomattava, että jos aallon normaali on tarkalleen kohtisuorassa $\mathbf{B}_0$:aa vastaan, $E_{\parallel} = 0$ (kts. yhtälö (2.34)), eikä longitudinaalista resonanssia tällöin esiinny.

Toiseksi resonanssityypiksi kutsutaan tapausta, jossa aalto ja elektronit liikkuvat vastakkaisiin suuntiin. Silloin aallon taajuus kokee Doppler-siirtymän jopa elektronin gyrotaajuuden tasolle saakka. Tällöin elektronien gyrolieku vaikuttaa stationaariseen poikittaiseen aaltokenttään. Resonanssiehto on

$$f - \frac{1}{2\pi} k v_{\parallel} = f_H. \quad (5.2)$$

Jos aallon normaali ei ole kohtisuorassa $\mathbf{B}_0$:aa vastaan, korkeataajuiset resonanssit voivat tapahtua ehdon

$$f - \frac{1}{2\pi} k_{\parallel} v_{\parallel} = m f_H \quad (5.3)$$

mukaan. $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ Tätä resonanssityyppiä kutsutaan *synkrotroniresonanssiksi* tai *poikittaisresonanssiksi*. On huomattava, että aallon edetessä vinosti B_0 :aa vastaa, se voi resonoida sekä yhdensuuntaisesti että erisuuntaisesti etenevien elektronien kanssa.

5.2 Vihellysten vahvistuminen

Suurin osa vihellyksistä näyttää vahvistuvan magnetosfäärissä. Vahvistuminen tapahtuu tavallisesti sellaisella taajuusalueella, joka riippuu energettisten elektronien määrästä magnetosfäärissä. Tämä on merkittävä selitys pitkille vihellyskaikusarjoille, jotka esiintyvät toistuvasti tietyillä taajuuskaistoilla, mutta häviävät nopeasti kaistan ulkopuolella. Vahvistuneet vihellykset saattavat ajoittain synnyttää vapaasti eteneviä emissioita.

Tällaiset vuorovaikutukset eivät välttämättä noudata kappaleen alussa esitettyjä resonanssiehtoja, sillä esimerkiksi *Carpenter* (1968) havaitsi joidenkin emissioiden syntyvän taajuudella $\sim 0,5 f_H$. Jokaisessa vuorovaikutuksessa noin $0,1 \text{ nT}$:n suuruinen vihellyksen vahvistuminen muuttaa elektronin pitch-kulmaa noin $0,5^\circ$ [*Rycroft*, (1973)].

Hansen and Scourfield (1990) esittävät, että vihellysten ja energettisten elektronien vuorovaikutusalue on epäsäännöllisen muotoinen ja halkaisijaltaan noin 400 km. Arviot perustuvat diskreettien vihellysten ja optisten revontulien vertailuihin.

5.3 Presipitaatio

Aaltohiukkasvuorovaikutus voi vihellysten vahvistumisen ja emissioiden synnyttämisen lisäksi aiheuttaa häiriötä energettisten elektronien rataa. Tämä saattaa aiheuttaa elektronien presipitaatiota ylemmässä ilmakehässä. Tällöin syntyy optisia emissioita, röntgenalueen jarrutussäteilyä ja ionisaation kasvua ionosfäärissä, jotka kaikki voidaan kokeellisesti havaita.

Kulkiessaan magnetosfäärin läpi vihellys vuorovaikuttaa energettisten elektronien kanssa ja toisaalta aiheuttaa synnyttämiensä presipitaatioiden välityksellä ionisaatiota ja muuttaa heijastumisolosuhteita. VLF-aaltojen aiheuttamasta presipitaatiosta on tarkemmin kappaleessa 7.

6. VLF-EMISSIONIT

Magnetosfääriin on saatu keinotekoisesti aiheutettua monenlaisia VLF-aaltoja. Nämä etenevät vihellysmoodissa ja vuorovaikuttavat elektronien kanssa samoin kuin vihellykset.

6.1 Kuoro ja suhina

Luonnollisia VLF-signaaleja, jotka esiintyvät laajalla äänialueella, mutta eroavat selvästi vihellyksistä, on havaittu samoihin aikoihin ensimmäisten vihellysten kanssa, mm. *Eckersley* (1928) ja *Storey* (1953). Nämä aallot on jaettu kahteen laajaan ryhmään: kuoroihin (chorus), joihin kuuluvat selvästi havaittavat diskreetit äänet; ja suhinoihin (hiss), jotka kuullostavat muodottomalta laajakaistaiselta kohinalta. Nämä jaottelut ovat yhä edelleen käytössä, vaikkakin niihin on lisätty vuosien kuluessa useita alaluokkia.

Sekä VLF-kuorot että -suhinat tunnetaan yleensä revontuliin liittyvien ilmiöiden yhteydessä. Esimerkiksi *Tsuruda et al.* (1981) ovat tehneet kuoro- ja revontulihavaintoja sekä verranneet tuloksia toisiinsa. *Shawhan* (1979) esittelee useita satelliiteilla tehdyistä kuoro- ja suhinahavainnoista julkaistuja artikkeleita.

6.2 VLF-lähettimet

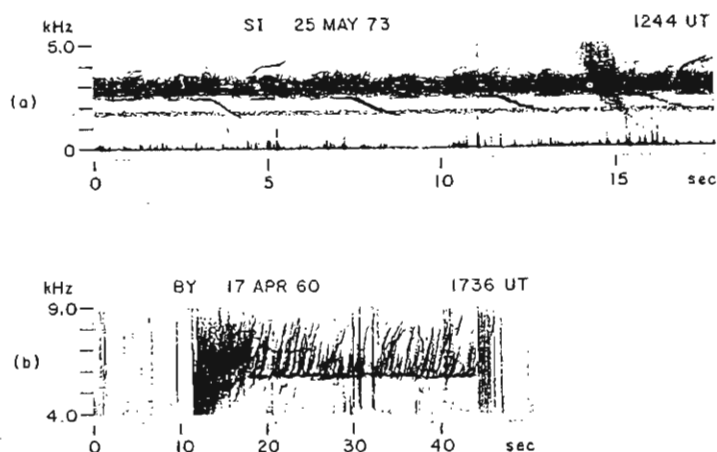
Eri puolilla maailmaa on toiminnassa useita kymmeniä suuritehoisia VLF-lähettimiä. Teholtaan useita megawatteja olevia lähettimiä käytetään noin 10 - 30 kHz:n alueella viestintään ja navigointiin. Näiden signaalit voivat edetä magnetosfääriin vihellysmoodissa sellaisilla alueilla, missä elektronin gyrotaajuus on lähellä aallon taajuutta. Esimerkkinä maailmanlaajuisesta VLF-lähetinsysteemistä voidaan mainita Omega-navigointijärjestelmä, jonka lähetystaajuuksia ovat 10,2 kHz, 11,333... kHz ja 13,6 kHz. Lähin Omega-asema, joka häiritsee suomalaisia vihellysmittauksia, sijaitsee Norjan länsirannikolla lähellä napapiiriä (66,42°N, 13,14°E). Tällaisten asemien synnyttämiä emissioita kutsutaan keinotekoisiksi tai "man-made"-emissioiksi.

Keinotekoiset emissiot mahdollistavat vahvistusprosessien ja näiden edelleen aiheuttamien emissioiden syntymekanismien tutkimisen, koska lähetetyn signaalin ominaisuudet tunnetaan tarkasti. Tutkimustarkoituksia varten Etelänapamantereella Siplessä on vuodesta 1973 alkaen toiminut 2 - 10 kHz:n lähetin. Sen avulla on tutkittu lähinnä vihellysten ja energettisten elektronien vuorovaiku-

tuksia. Vastaavanlaisia tutkimuksia on tehty Alaskan ja Uuden Seelannin välillä [McPherson *et al.*, 1974].

6.3 Voimalinjojen harmoniset ylivärähtelyt

Noin viisitoista vuotta sitten *Helliwell et al.* (1975) havaitsi, että voimalinjoissa tapahtuva ylivärähtely (power line radiation PLR) voi myös aiheuttaa vihellysmoodissa eteneviä aaltoja magnetosfääriin. Useimmat maailman sähköjärjestelmistä perustuvat joko 50 Hz:n tai 60 Hz:n taajuiseen vaihtojännitteeseen. Sähkön siirtoon käytetyissä voimalinjoissa esiintyy harmoonisia ylivärähtelyjä, jotka voivat olla kilohertzien luokkaa. Tämä värähtely voi säteillä ja johtua magnetosfääriin. Mikäli sillä on riittävä intensiteetti, se voi aiheuttaa VLF-emissioita. Yleensä voimalinjojen ylivärähtely on niin heikkoa, että vain sopivien vahvistusien jälkeen se voidaan havaita maanpinnalla. Tavallisimmin värähtelyn aiheuttamat emissiot havaitaan hyvien kaikuolosuhteiden aikana, jolloin heikot aallot vahvistuvat toistuvasti. Epälineaarinen vahvistusprosessi aiheuttaa monimutkaisia laajakaistaisia aaltoja, sivuvöitä ja vapaasti eteneviä emissioita.



Kuva 6.1 (a) Siplen spektri, jossa näkyy PLR-alueen emissioita 2,4 kHz:n lähellä. (b) Byrdin asemalla rekisteröity VLF-kuoron alempi leikkautumistaajuus on mahdollisesti PLR:n aiheuttama. (*Helliwell et al.*, 1975).

Park and Chang (1978) ovat käyttäneet Siplen VLF-lähetintä simuloidakseen PLR-efektiä. Tällöin on käytetty niinkin pientä kuin 0,5 W:n säteilytehoa. Vertailemalla aiheutettujen aaltojen intensiteettejä vastaanotettuun spektriin on aalto-hiukkasvuorovaikutusalueella arvioitu magneettikentän tiheys $\sim 10^{-13}$ T.

7. VIELLYKSET JA REVONTULET

Doppler-siirtymällinen syklotroniresonanssi energettisten elektronien ja vihellysmoodissa etenevien VLF-aaltojen välillä on eräs tärkeimmistä ilmiöistä magnetosfäärifysiikassa. Tätä voidaan perustella ko. mekanismin aiheuttamalla elektronipresipitaatiolla säteilyvyöhykkeistä ja plasma-alueilta, mikä aiheuttaa revontulia. Magnetosfäärin hiukkasvuo pyrkii kasvamaan matalilla energioilla, joita syntyy korkeaenergisten elektronien luovuttaessa energiaansa aallolle vuorovaikutuksissa. Energian väheneminen aiheuttaa elektronien tulokulman pienenemisen ja tämän vuoksi presipitaatio lisääntyy. Samalla aallon energia kasvaa ja se vahvistuu.

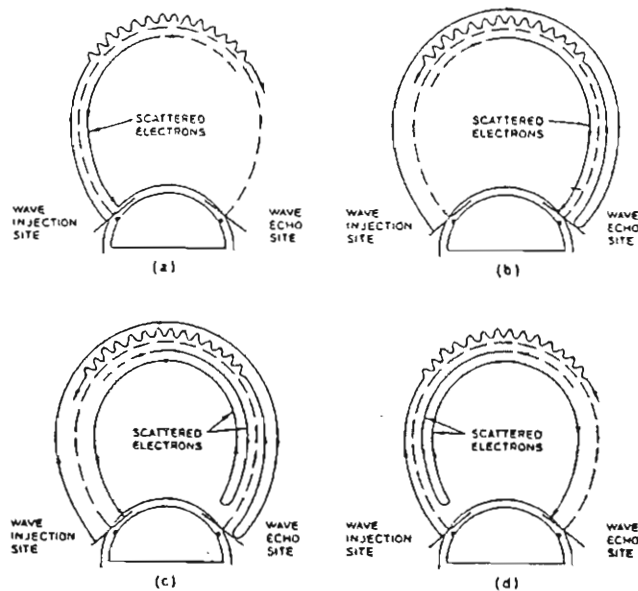
7.1 VLF-aallot ja presipitaatio

Koska VLF-emissioita voidaan vastaanottaa useista kanavista, on mahdollista, että laaja-alainen presipitaatio olisi aina VLF-aaltojen aiheuttamaa. Tämän todistaminen on vaikeaa, koska niitä ei useinkaan havaita maanpinnalla. [Hansen and Scourfield, 1990]. Asemilla, joiden L -arvo on 4, aikaerot aalto- ja presipitaatiohavaintojen välillä ovat olleet hyvin erilaisia. Kuitenkin röntgenlaskureilla varustetun pallokokeen havainnot antavat aikaeroksi 0,3–0,4 s [Rosenberg et al., 1971 ja 1978, Foster and Rosenberg, 1976]. Helliwell et al. (1980) havaitsivat fotometrillä mitatun 4278 Å:n intensiteettihiipun ja aallon aikaeron olevan 1–2 s. Puolestaan Tsuruda et al. (1981) mittasivat 0,1–0,2 s:n aikaeron.

Aikaerolaskelmat antavat itsessään tietoa presipitaation lähdealueesta. On esitetty jopa [Rosenberg et al., 1981], että kun aallot ovat diskreettejä nousevia emissioita, lähdealue sijaitsisi ennenminkin ekvaattoritason sillä puolella, missä presipitaatio tapahtuu, kuin itse ekvaattorilla. Keskeileveyspiireillä tehdyt havainnot ovat osoittaneet, että yksittäiset presipitaatioelektronien purkaukset voidaan usein löytää yhdessä vihellysten ja emissioiden kanssa [Doolittle and Carpenter, 1983].

He esittävät kaksi vaihtoehtoista mallia elektronien ja aallon vuorovaikutukselle. Ensimmäisessä elektronit liikkuvat aluksi kohti havaintopaikkaa, minkä jälkeen ne VLF-aallon vaikutuksesta siroavat häviökartioon ja presipitoituvat suoraan ionosfääriin. Vaihtoehtoisessa mallissa elektronit liikkuvat aluksi havaintopaikasta poispäin ja siroavat häviökartioon ja tämän jälkeen peilautuvat tai takaisinsiroavat konjugaattipisteessään ennen presipitaatiota. Jälkimmäisessä mallissa on välttämätöntä, että huomattava osa häviökartion elektronivuosta palaa takaisin konjugaattipisteestään. Ilmakehän takaisinsironnalla voidaan selittää noin 10 % takaisin-

tulevasta vuosta [Davison and Walt, 1977]. Siplen ja Robervalin mittauksissa noin 75 % selittyy heijastuspisteiden korkeuserolla [Chang and Inan, 1983].



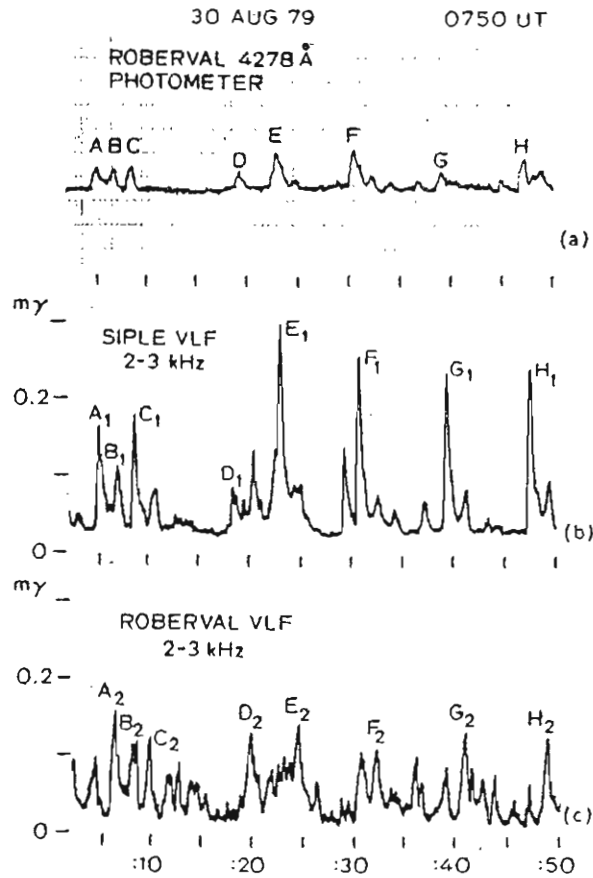
Kuva 7.1 Yksinkertaistettu kuva aalto-hiukkasvuorovaikutuksesta neljällä eri tavalla. Presipitaatio tapahtuu suoraan (a) aallon lähtöpallonpuoliskolla ja (b) aallon peilautumispallonpuoliskolla. Presipitaatioelektronien takaisinsironta tapahtuu (c) aallon peilautumispallonpuoliskolla ja (d) aallon lähtöpallonpuoliskolla. (Doolittle and Carpenter, 1983).

Elokuussa 1979 Robervalissa mitattujen optisten ($4278 \text{ \AA}$) emissioiden ja VLF-emissioiden sekä Siplessä mitattujen VLF-emissioiden välinen yhteys on selvästi nähtävissä kuvassa 7.2. Tuloksissa esiintyvien VLF-emissioiden on ISIS-1 ja -2 satelliittien mittausten perusteella todettu olleen plasmapausin ulkopuolisia vihellyksiä.

7.2 Revontulipulsaatiot

Barish and Wiley (1970) ovat osoittaneet, että eteläisellä ja pohjoisella pallonpuoliskolla olevat varattujen hiukkasten peilipisteet ovat epäsymmetriset. Esimerkiksi L -arvolla 4 elektronien peilipiste pohjoisella pallonpuoliskolla on 120 km korkeammalla kuin eteläisellä pallonpuoliskolla. Tämä aiheuttaa magnetosfääristä tulevien hiukkasten suuren takaisinsironnan ja heijastuneen vuon pohjoisen pallonpuoliskon ionosfäärissä, ja näin ollen enemmän aalto-hiukkas-vuorovaikutuksia.

VLF-emissioiden tapauksessa ei ole epätavallista, että aallon vaimeneminen ja laaja-alainen presipitaatio esiintyisivät yhdessä [Helliwell et al., 1980]. On yleisesti hyväksytty, että alle 10 keV elektronien vuo on merkittävä revontulipulsaatioiden aiheuttaja [Johnstone, 1983].



Kuva 7.2 Samanaikaisten mittausten välinen korrelaatio nähdään selvästi (a) Robervalin fotometrikuvaaajasta, (b) Siplen ja (c) Robervalin VLF-intensiteettikuvaaajista. (*Doolittle and Carpenter, 1983*).

Kanadassa tammikuussa 1980 tehdyt yhtäaikaiset VLF- ja revontulipulsatioiden mittaukset osoittavat selvästi revontulien kirkastuvan lähes samanaikaisen VLF-kuorohavainnon kanssa. Selvä korrelaatio oli havaittavissa 1,5–3,0 kHz:n aaltojen ja 22–90 keV:n elektronien presipitaatiolla. Havaintojen määrää vähensi *Tsuruda et al.* (1981) mukaan ionosfäärin D-kerroksessa tapahtuva VLF-kuorojen absorpoituminen. Näin ollen vain voimakkaimmat kuorot voidaan havaita maanpinnalla.

8. VLF-MITTAUKSET SODANKYLÄSSÄ

Alkuperäisten suunnitelmien mukaan VLF-laitteisto suunniteltiin ja rakennettiin Suomen ja Neuvostoliiton väliseen avaruusyhteistyöhön kuuluvaa Aktivnyij-projektia varten. Projektissa oli tarkoitus mitata ja analysoida sosialististen maiden kehittämän aktiivisen plasmakokeita tekevän "Aktivnyij"-satelliitin lähettämiä VLF-aaltoja. Projektin suunnittelu ja toteutus tapahtui vuosina 1987–1990. Tehdyissä mittauksissa ei kuitenkaan havaittu yhtään satelliitin lähettämää signaalia [Turunen (1990)], joten laitteistoa ryhdyttiin käyttämään luonnollisten VLF-aaltojen vastaanottamiseen ja analysointiin.

8.1 VLF-mittausjärjestely

Mittauslaitteiston muodostaa kolme kaksikomponenttista VLF-vastaanotinta, jotka ovat täysin kuljetettavissa eri mittauspaikkoihin. Vastaanottimien herkkyydestä johtuen on mittauspaikan etäisyys lähimmistä sähkölinjoista oltava vähintään 10 km. Tämä aiheuttaa jonkun verran ongelmia sopivien mittauspaikkojen löytämiseen Suomesta. Perusmittausjärjestelmä on esitetty kuvassa 8.1.

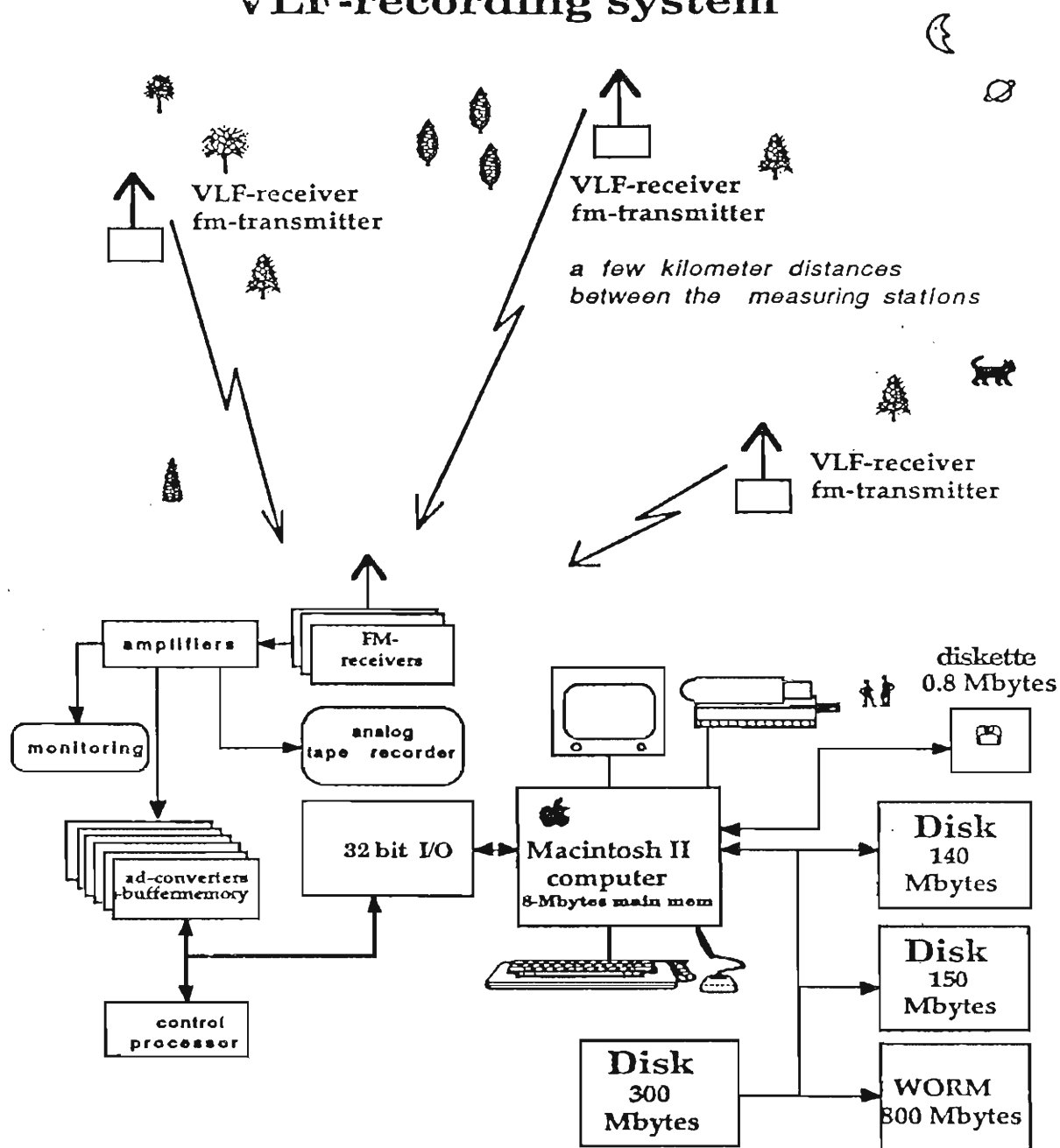
Jos laitteistoa käytetään täydellisenä, tarvitaan vastaanottimien ja keskusase-
man välillä radiolinkitystä. Se tehdään ULA-alueen taajuuksilla, jotka on aina
anottava erikseen jokaiselle mittausalueelle. Käytännössä mittaus- ja keskusase-
man välillä käytetään aina radiolinkitystä, mutta yhden vastaanottimen mittauk-
sissa yhteys kulkee kaapelia pitkin eikä näin häiritse muita ULA-vastaanottimia.

ULA-vastaanottimista tulevat signaalit johdetaan jakoyksikköön, joka mah-
dollistaa jokaisen vastaanottimen kuuntelun kuulokkeilla ja analogisen nauhoituk-
sen (2 kanavaa). Päätalletuslaitteisto on tietokoneen massamuisti (6 kanavaa),
johon signaalit talletetaan digitaalisina.

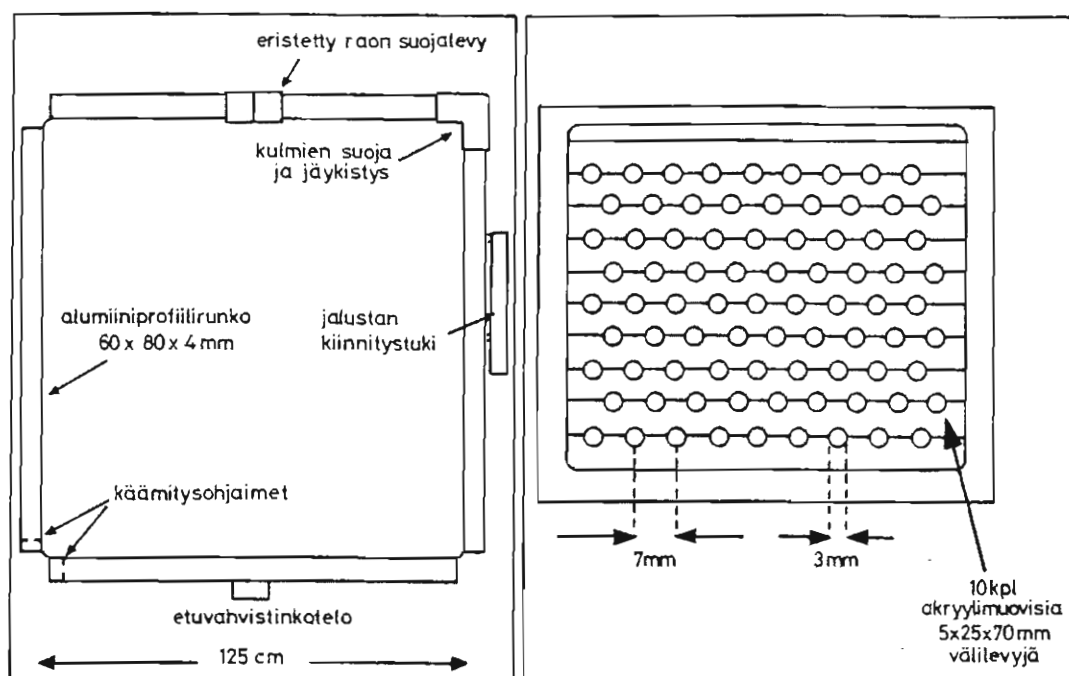
8.1.1 VLF-antennit ja vahvistimet

VLF-antennien runko on valmistettu 5 metrin pituisesta $4 \times 60 \times 80$ mm suorakulmaisesta alumiiniputkesta, joka on avattu neljästä kohdasta ja taivutettu kuvan 8.2 mukaisesti. Katkoskohtaan on asetettu akryylimuovilevy takaamaan liitoksen jäykkyyden ja pitämään käämityskierrokset erillään toisistaan. Neljään nurkkaan asetetut alumiiniset jäykistykset toimivat myös suojana sähkökenttää vastaan. Antennin alaosassa sähköistä katkoskohtaa vastapäätä on etuvahvistinko-
telo virta- ja signaaliliittimeen.

VLF-recording system



Kuva 8.1 Perusmittausjärjestelmä. VLF-aallot mitataan kolmessa pisteessä ja aineisto lähetetään radiolinkeillä keskusasemalle, missä tapahtuu digitalisointi ja taltiointi tietokoneen massamuistiin sekä analogisesti hifivideonauhurilla. (Turunen, 1989)



Kuva 8.2 Mittauksissa käytettyjen antennikehikoiden ja käämitysohjainten rakenne. (Turunen, 1989)

Varsinainen antenni muodostuu rungon sisään käämitetystä $0,75 \text{ mm}^2$ monisäikeisestä vinyylieristeisestä kuparilangasta. Käämityksen kierrosmäärä on 81. Kierrokset pidetään erillään nurkkiin asetetuilla muoviohjaimilla. Värinävaurioiden estämiseksi koko runko on täytetty polyuretaanilla.

Käämityksen toinen pää on maadoitettu tukirakenteeseen etuvahvistinkotelossa, ja toinen pää on kytketty suoraan etuvahvistimen ottoon, jossa on myös resonanssivaimennuspiirit. Rakenne ei sisällä etuastemuuntajaa, koska sen vaihesiirrot olisivat lähes mahdottomia hallita asteen murto-osien tarkkuudella. Muuntajan poisjätön mahdollisti uusi vahvistinpiiriteknikka, joka sallii pienen lähtöimpedanssin. Rakenteen kohinaoptimointi on noin 5 kHz ja kokonaiskohina vastaa noin 200 ohmin vastuksen lämpökohinaa $+20^\circ \text{ C}$:ssa.

Antennin käämin vastus huoneenlämpötilassa on noin 10Ω , induktanssi noin 40 mH ja vapaa resonanssi noin 100 kHz . Toisen pään maadoittaminen laskee resonanssitaajuuden noin 40 kHz :iin ja polyuretaanitäyttö edelleen noin 28 kHz :iin. Käämityksen Q -arvo on korkea. Sitä vaimennetaan sähköisen värähtelyn ja etuvahvistimen saturoitumisen estämiseksi poikittaisella RC -piirillä, jolloin resonanssi laskee noin 26 kHz :iin. Tällöin taataan myös antennin käyttäytyminen mitauskaistalla riittävän puhtaan induktanssin tavoin. Vaimennus nostaa systeemin kohinatasoa hieman, mutta on välttämätön. Etuvahvistimen vahvistus on noin 40 dB ja sen kaista rajoitetaan 15 kHz :n alipäästösuotimella, jonka konfiguraatio on 5-napainen Butterworth-suodin. Käytetyt kelat on sijoitettu vahvistinkoteloon siten, että niiden magneettiset hajakentät kytkeytyvät mahdollisimman vähän

varsinaiseen antenniin. Välivahvistinkaapelin kapasitanssi yhdessä lähtöimpedanssin kanssa muodostaa osan vastaanottimen kokonaissuodatuksesta.

Päävahvistin muodostuu instrumentointivahvistimen tapaan kytketystä ottopiiristä, 9-napaisesta lineaarivaiheisesta alipäästösuotimesta, jonka 3 dB:n piste on taajuudella 6 kHz, 3-napaisesta ylipäästösuotimesta, jossa 3 dB:n piste on taajuudella 300 Hz sekä diskreetin arvoin säädettävästä vahvistimesta. Noin 2–3 kHz:n aluella antennin signaalinvaimennus on 6 dB/oktaavi. 300 Hz:n ylipäästösuodin pitää sähkölinjojen säteilemien magneettikenttien signaalitason riittävän pienenä olettaen, että lähimmät linjat ja kulutuspaikat ovat lähimmillään muutamien kilometrien päässä. Kokonaisvaste ei ole tasainen millään taajuudella, mutta se voidaan hallita laskuteknisesti. Valtaosalla mittausaluetta kokonaisvasteen määrää antennin 90° vaihesiirto ja 6 dB/oktaavi amplitudikäyttäytyminen yhdessä lineaarivaihesuotimen siirtofunktion ominaisuuksien kanssa. Eri antenniyksiköiden väliset korjausermit saadaan kalibroinneista mittaamalla samalla paikalla kaikilla järjestelmillä samojen salamaniskujen tuottamia kenttiä ja VLF-lähettimien signaaleja. Kuitenkin kenttäkokeissa käyttökelpoisin instrumentti on VLF-taustan tuntevan ihmisen korva sopivin kuulokejärjestelyin varustettuna.

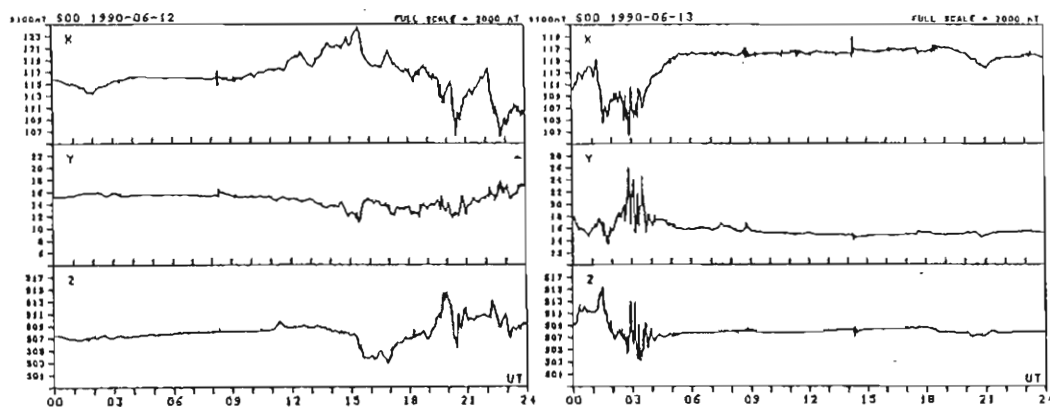
8.2 Mittausolosuhteet

Mittauksia on tehty syksystä 1989 lähtien yhteensä noin sata tuntia useissa jaksoissa. Osa mittauksista on tehty talvella 1990, mutta suurin osa kesäkuussa 1990. Kesäkuussa 1990 mittauspaikkana oli Sodankylästä noin 15 km luoteeseen sijaitseva Liikkuvankangas ($67,51^{\circ}\text{N}$, $26,33^{\circ}\text{E}$, $L = 5,1$). Maaliskuussa mitattiin Inarissa ($68,90^{\circ}\text{N}$, $27,09^{\circ}\text{E}$, $L = 5,6$). Sodankylän mittauspaikan sijainti on esitetty kuvassa 8.3.



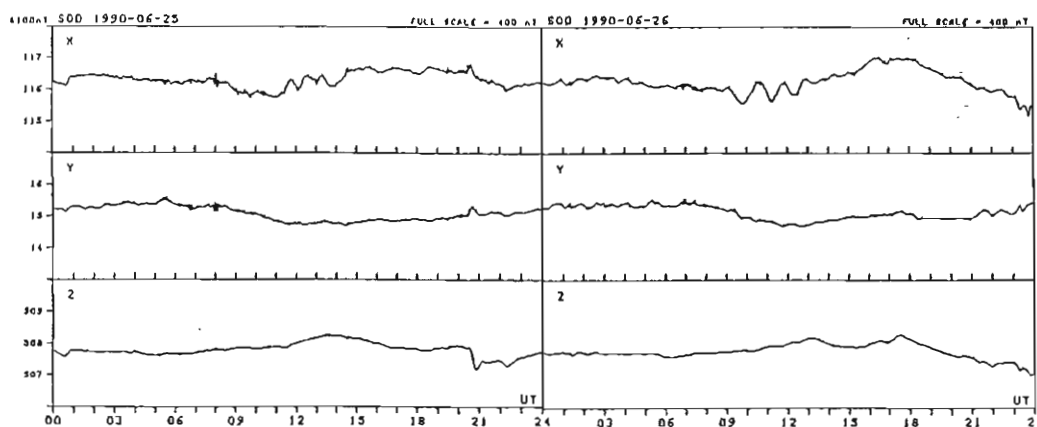
Kuva 8.3 Liikkuvankankaan sijainti Sodankylässä.

Kesän mittauksista parhaat tapaukset löytyvät 13.6. 11.41 UT – 15.46 UT ja 26.6. 18.00 UT – 20.46 UT. Noina päivinä on esiintynyt hyvin paljon vihellyksiä, jopa noin tuhat vihellystä neljän tunnin aikana. Lisäksi maaliskuussa 1990 havaitun aamukuoron yhteyteen liittyvät magneettiset olosuhteet on esitetty kappaleen 8.2 lopussa. Sodankylän magnetogrammit on esitetty kuvissa 8.4 (13.6.1990), 8.5 (26.6.1990) ja 8.6 (15.3.1990).



Kuva 8.4 Sodankylän magnetogrammit 12.-13.6.1990 X-, Y- ja Z-komponentteineen.

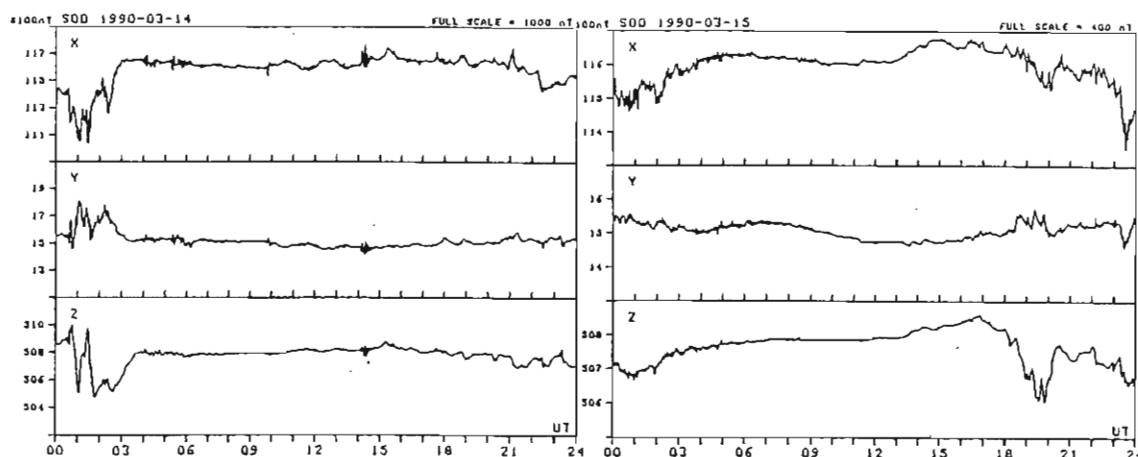
Kuvasta 8.4 nähdään, että voimakas magneettinen häiriö on alkanut edellisenä aamupäivänä (12.6.) noin 08.20 UT ja päättynyt mittauspäivän aamuna (13.6.) noin 05.30 UT. Vastaavana aikana Sodankylän K_{HDZ} -indeksi on vaihdellut välillä 5–8. Mittausaikana (11.41 – 15.46 UT) on ollut magnetogrammin mukaan hyvin rauhallista. K_{HDZ} -indeksi puolestaan oli 4. Ionosfäärin F2-kerroksen kriittinen taajuus f_0F_2 Sodankylässä oli noin 6 MHz (tarkat arvot puuttuvat laitehäiriön vuoksi).



Kuva 8.5 Sodankylän magnetogrammit 25.-26.6.1990 X-, Y- ja Z-komponentteineen.

Jälkimmäistä mittauksista on edeltänyt pitkä magneettisesti rauhallinen aika. K_{HDZ} -indeksi on vaihdellut edellisen viikon aikana välillä 0–3. Kuvassa 8.5 esitetyissä magnetogrammissa esiintyy joitakin häiriöitä, mutta ne ovat huomattavasti

pienempiä kuin 12.-13.6. Juuri ennen mittauksen alkua X- ja Z-komponenttien arvot alkavat laskea, mutta mitään äkillisiä edestakaisia heilahteluja ei mittausaikana (18.00 UT – 20.46 UT) tapahdu. Muutokset liittynevät normaaliin yöpuolen vaihteluun. f_0F2 oli mittausaikana 5,5 MHz.



Kuva 8.6 Sodankylän magnetogrammit 14.-15.3.1990 X-, Y- ja Z-komponentteineen.

Aamukuorohavaintoa (07.06 UT) edeltää kohtuullinen magneettinen häiriö, jolloin K_{HDZ} -indeksi on vaihdellut välillä 3–5. Vuorokautta aikaisemmin indeksi on ollut jopa 7. f_0F2 oli kuoron havaitsemishetkellä noin 4,5 MHz. Kuoro liittyy selvästi magneettisen häiriön palautumisvaiheeseen toisin kuin havaitut vihellykset, jotka esiintyvät parhaiten vasta muutama tunti häiriön jälkeen.

8.3 Datan käsittely

Digitaalinen data käsitellään FK Timo Turusen tekemillä ohjelmilla. Valtaosa datansiirtoon tarvittavista systeemeistä ja aineiston peruskäsittelystä perustuu Lab View -ohjelmiston sovellutuksiin. Apuna käytetään myös Lightspeed C- ja Pascal-kieliä. Kuvaruudulle tulostuvasta sonagrammeista käyttäjä voi rajata hiirellä mielenkiintoisen alueen, jonka jälkeen ohjelma poimii luonnonilmiön annettujen rajojen sisältä tallettaen sen muotoon, jota voidaan käsitellä edelleen.

Analogisen datan käsittelyssä voidaan käyttää joko Sona-Grafia tai digitoinnin jälkeen samaa ohjelmistoa kuin suoraan digitaalisen datan käsittelyssäkin. Digitaalisen datan käsittelyn heikkoutena on kuitenkin sen hitaus. Tällöin on tarkoituksenmukaisinta ensin valita analogisen datan sonagrammeista sopivimmat tapaukset, jonka jälkeen voidaan suorittaa tarkempi digitaalinen käsittely.

Varsinainen analysointi tehdään MatLab-ohjelmilla (listaukset kuvassa 8.7). Syöttötietoina ohjelma tarvitsee (t,f)-pisteparit ja f_0F2 :n. Analyysiohjelmissa on käytetty Parkin (1972) kehittämiä ja Tarcsain (1975) tarkentamia malleja (kts. kaavat 4.11 – 4.16). Ensin käytettävissä olevasta spektristä iteroidaan alkuperäinen

vihellyksen muoto ja nenätaajuus f_n . Seuraavaksi f_n :ään ja sitä vastaavaan t_n :ään tehdään ionosfäärikorjaus (kts. kaavat 4.19 ja 4.20). Korjatut arvot sijoitetaan kaavoihin 4.11 – 4.16, jolloin saadaan f_{Heq} , L , N_{eq} , N_1 ja N_T . Tuloksissa ilmoitetut virherajat kuvaavat sovituksen onnistumista. Tarvittavat pisteparit voidaan valita myös käsin sonagrammeista, mikäli spektri on liian epäselvä tietokoneen seulottavaksi. Tällöin analyysin tarkkuus luonnollisesti kärsii.

```
function [res,covmat]=anawhis(wtr,trial,model)
%function [res,covmat]=anawhis(wtr,trial,model)
%This function uses wmrq to fit whistler data. Whistler parameters and the
%covariance matrix are given. The whistler data and the fitted result are plotted
%if the fit is successful.
[fitres c its ok covmat]=wmrq(model,trial,wtr,1e-7,200);
if ok whplot(wtr,fitres,model);

wrespar=wpar(fitres,model);
res=[fitres wrespar];
end;

function [aas,chi2,iter,fit_ok,covmat]=wmrq(model,trial,wtrace,ftol,imax)
% Levenberg-Marquardt method for fitting whistler data
fit_ok=0;
xm=wtrace(:,2)/1000;ym=wtrace(:,1);
sc=[1000 sqrt(1000) 1];
%tx=clock;

a=trial./sc;
lambda=1e-3;
aa=a; valdder=0;
ya=dlm(aa,xm,model);
chi2=(ym-ya)^(ym-ya);
for its=1:imax
aas=aa.*sc;
its,chi2,aas
%aa, its, lambda
iter=its;
if ~ valdder,
dyda=zeros(length(ya),3);
for l=1:3,
aa2=aa; aa2(l)=aa(l)+0.00001;
dyda(:,l)=(ya- dlm(aa2,xm,model))/0.00001; %calculate derivatives;
end;
alpha=dyda'*dyda;
beta=dyda'*(ya-ym);
da=((alpha+lambda*eye(alpha))\beta);
chi2old=chi2; yaold=ya; aaold=aa;
aa=aa+da;
ya=dlm(aa,xm,model);
chi2=(ym-ya)^(ym-ya);
if chi2<=chi2old,
chi2=chi2old; aa=aaold; ya=yaold; lambda=lambda*10; valdder=1;
if max(abs(da))<ftol,fit_ok=1; break; end;
else,
lambda=lambda/10; valdder=0;
aas=aa.*sc;

if max(abs(da))<ftol,fit_ok=1; break; end;
end;
end;
%aas=aa.*sc;
end;
dydasc=dyda;
dydasc(:,1)=dyda(:,1)/sc(1);dydasc(:,2)=dyda(:,2)/sc(2);
covmat=chi2/(length(wtrace)-3)*inv(dydasc'*dydasc);
%etime(clock,tx)
```

Kuva 8.7a Vihellysten analysoinnissa käytettyjen ohjelmien listaukset. Ohjelmat ovat FK Timo Turusen käsialaa.

```

function tme=dtim(p,x,model)
%function tme=dtim(p,x,model)
%Calculates travel time at frequency x,p=[fn d0 T].Model=0 for DE1,1 for R-4
fhex=fheq(p(1),model);
ap1=p(2)*(fhex-(fhex^2*x*(-1+3*p(1)/fhex))/(p(1)*(fhex+p(1))));
ap3=(x.^5).*(fhex-x);
tme=ap1./ap3-p(3);

function them=fheq(fn,model)
%function them=fheq(fn,model)
%calculates equatorial electron gyrofrequency from the nose frequency;
%model =0 for DE1,1 for R-4;
fnlog=log10(fn)+3;

them=[1 fnlog fnlog^2]*kvc(model,1).*fn;

function wreserr=wh(wtr,trial,model)
%wreserr=wh(wtr,trial,model)
%the first column vector contains the whistler parameters and the other the one
%sigma error limits. The order of parameters is nose frequency,zero frequency
%dispersion, time difference between chosen origin and causative spheric, time
%delay for the nose frequency, equatorial electron gyrofrequency, L-value,
%electron density at the geomagnetic equator, and at the height of 1000 km and
%the tube electron content.wtr is the whistler trace (time in the firstcolumn,
%f in the other,trial is starting vector for iterations [fn d0 T]. Model is 0
%for DE1 and 1 for R-4

[res cm]=anawhis(wtr,trial,model);
wreserr=[res' (werr(res,cm))];

function A=wpar(wres,model)
%function A=wpar(wres,model)
%Calculates whistler parameters from fitted result, where wres(1)=nose frequency
%and wres(2)=zero frequency dispersion. Model is 0 for DE1 and 1 for R-4
fn=wres(1);

d0=wres(2);
F=log10(fn);
Ff=[1 F F^2];
fhe=Ff*kvc(model,1).*fn;
L=(8.74e5/fhe)^(1/3);
keq=Ff*kvc(model,2);
c1=d0/sqrt(fn);
tn=c1^2/(1+fn/fhe);
neq=keq*fn*tn^2/L^5;
kl=Ff*kvc(model,3);
nl=kl*fn*tn^2/L;

k1=Ff*kvc(model,4);
n1=k1*fn*tn^2/L^5;
A(1)=tn;
A(2)=fhe;
A(3)=L;
A(4)=neq;
A(5)=n1;
A(6)=nt;

```

Kuva 8.7b Ohjelmien listaukset jatkuvat.

```

function strres=fmtres(par)
%function strres=fmtres(par)
%Gives formatted output of whistler parameters with error limits
s1=sprintf('fh = %10.0f ± %10.0f Hz',par(1,1),par(1,2));
s2=sprintf('D0 = %10.3f ± %10.3f s1/2',par(2,1),par(2,2));
s3=sprintf('T = %10.3f ± %10.3f s',par(3,1),par(3,2));
s4=sprintf('fl = %10.3f ± %10.3f s',par(4,1),par(4,2));
s5=sprintf('fhe = %10.0f ± %10.0f Hz',par(5,1),par(5,2));
s6=sprintf('L = %10.3f ± %10.3f',par(6,1),par(6,2));
s7=sprintf('neq = %10.2e ± %10.2e cm-3',par(7,1),par(7,2));
s8=sprintf('n1 = %10.2e ± %10.2e cm-3',par(8,1),par(8,2));
s9=sprintf('nt = %10.2e ± %10.2e',par(9,1),par(9,2));

strres=sprintf([s1,'n',s2,'n',s3,'n',s4,'n',s5,'n',s6,'n',s7,'n',s8,'n',s9]);

function corrwhis=ionocorr(whis,d)
%function corrwhis=ionocorr(whis,d)
%Corrects the effect of ionospheric dispersion in whis. As correction term d
%one should use 1.4*number of hops*foF2.
corrwhis=whis;
corrwhis(:,1)=corrwhis(:,1)-d./sqrt(corrwhis(:,2));

function kv=kvc(model,k)
%function kv=kvc(model,k)
%Gives PARK's kvasiconstants. Model is 0 for DE1 and 1 for R-4. k is 1 for Ke,
%2 for KT and 3 for K1.
kde1=[3.5475 -4.7351e-1 6.5879e-2;...
6.5517e1 -2.2064e1 2.8976;...
1.5778e10 -3.5512e9 4.3313e8;...
3.8873e2 9.3285e1 -2.9088e1];
kr4=[3.0156 -6.5114e-1 1.2217e-1;...
3.633e1 -1.9974e1 3.3715;...
1.0186e10 -2.7711e9 4.3506e8;...
1.3347e5 -6.5024e4 7.9264e3];
Kvas=[kde1 kr4];
kv=(Kvas(k,model*3+1:model*3+3));

function errlim=werr(res,covmat)
%function errlim=werr(res,covmat)
%This function calculates one sigma error limits to whistler parameters
%when the result vector and the covariance matrix are given

errlim(1)=sqrt(covmat(1,1));
errlim(2)=sqrt(covmat(2,2));
errlim(3)=sqrt(covmat(3,3));
dff=errlim(1)/res(1);
ddd=errlim(2)/res(2);
r12=covmat(1,2)/errlim(1)/errlim(2);
errlim(5)=dff*res(5);
errlim(4)=res(4)*sqrt(ddd^2+...
dff^2/4-r12^2*dff*ddd);
errlim(6)=res(6)*dff/3;
errlim(7)=res(7)*sqrt(4*ddd^2+25*dff^2/9+20*r12/3*dff*ddd);
errlim(8)=res(8)*(errlim(7)/res(7));
errlim(9)=res(9)*sqrt(4*ddd^2+dff^2/9+4*r12/3*dff*ddd);

```

Kuva 8.7c Ohjelmien listaukset jatkuvat.

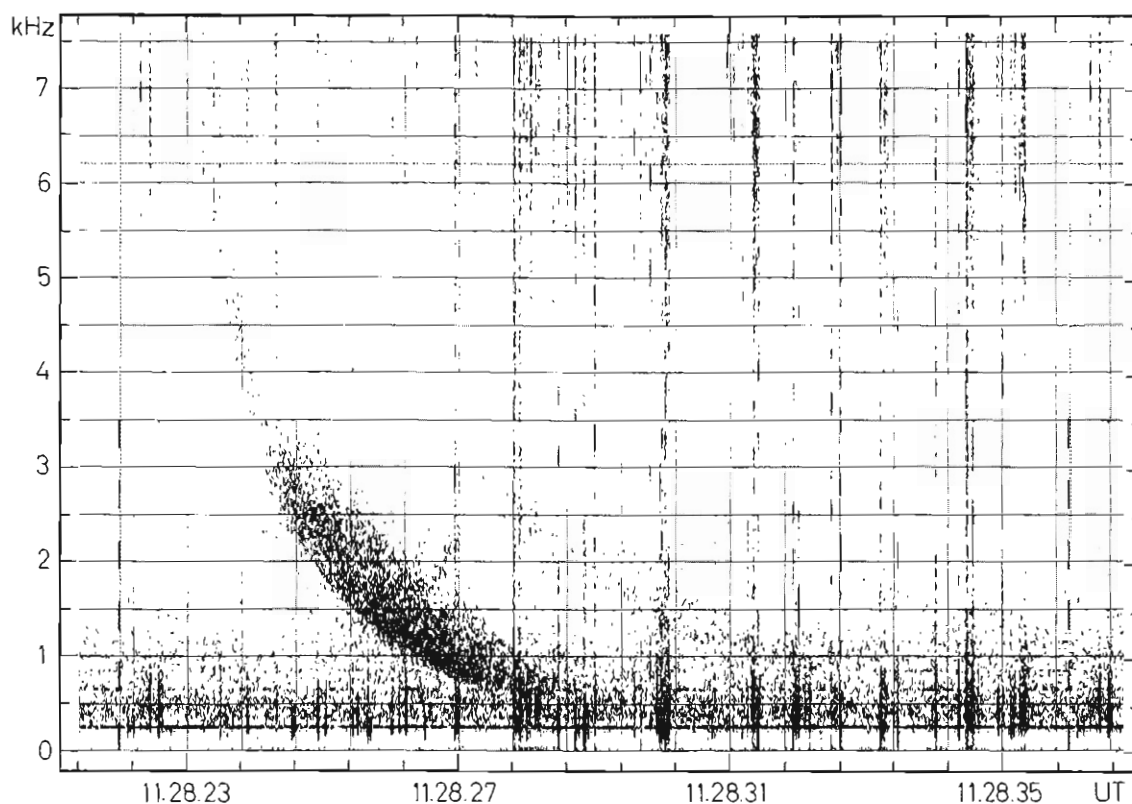
8.4 Tuloksia

Seuraavissa kuvissa 8.8 – 8.13, 8.17 ja 8.18 esitellään muutamia selvimpiä vihellyshavaintoja ja niiden analysointituloksia. Jokaisessa kuvassa (a) on vihellyksen spektri Sona-Grafiilla tulostettuna ja (b) analysointiohjelmalla sovitettu kuvaaja, jonka oikeassa yläkulmassa ovat lasketut plasmaparametrit. Alkuperäisiin spektreihin (a) on merkitty UT-aika, joka on saatu videonauhurin nauhalaskurin avulla. Sovitetuissa kuvaajissa olevat ajat tarkoittavat käyttäjän antamia viiveitä mielivaltaisesta salamaniskusta.

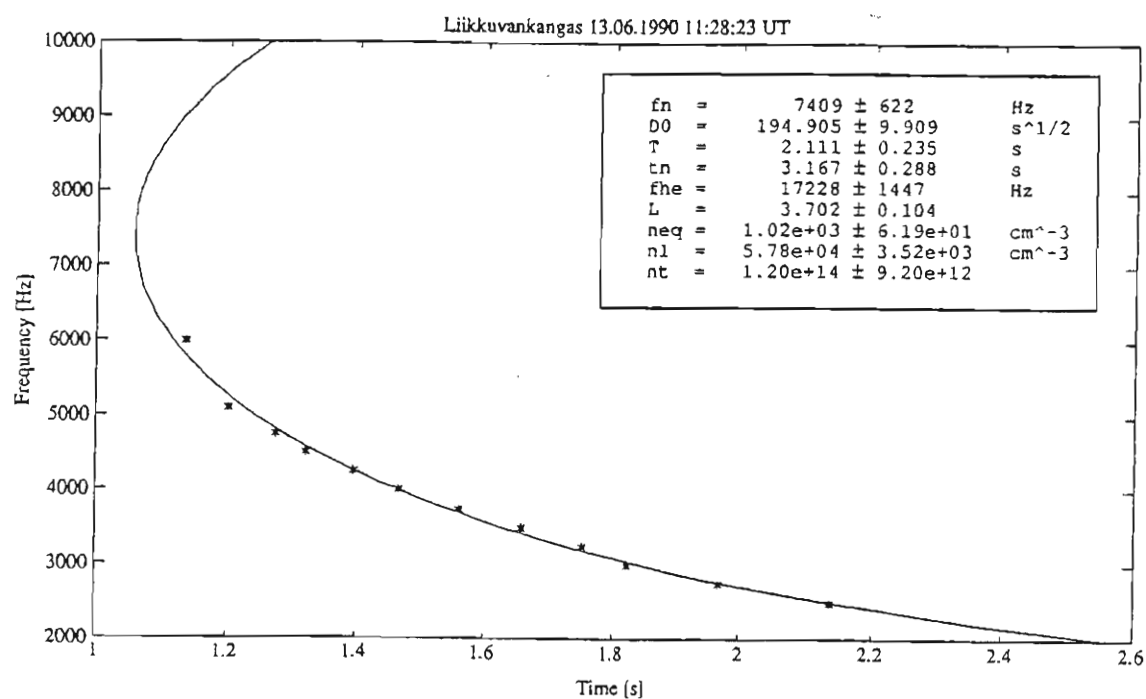
Kuvissa 8.14 – 8.16 on esitetty analysoituihin vihellyksiin liittyvien parametrien käyttäytymistä 11.28.23 – 12.54.13 UT. Kuvassa 8.14 seurataan L-arvon ajallista vaihtelua, mikä tässä tapauksessa ei ole kovin suurta. Vihellysten $f_n^{2/3}$:n muutos ajan funktiona on esitetty kuvassa 8.15. Mikäli olisi ollut käytettävissä enemmän samassa kanavassa tulleita vihellyksiä, niiden avulla olisi voinut laskea sähkökenttiä kaavan (4.27) mukaan. Kuvassa oleva ylempi käyrä kuvaa L-arvolla noin 3,7 edenneiden vihellysten nenätaajuuden muutosta ajan funktiona ja alempi käyrä vihellyksiä, joiden L-arvo oli 3,9. Elektronitiheyden vaihtelu L-arvon mukaan on esitetty kuvassa 8.16. Mikäli tuolla aikavälillä olisi havaittu myös suurempien L-arvojen vihellyksiä, olisi niiden avulla ollut mahdollista määrittää plasmapausin sijainti.

Hyvin suuren L-arvon (≥ 6) vihellys on esitetty kuvassa 8.17 (26.06.1990). Kyseessä lienee kahden hypyn vihellys, jolloin salamaniskun ja vihellyksen nenätaajuuden välillä on noin kaksinkertainen nenäviive yhden hypyn vihellykseen verrattuna. Sen analysoimisessa on käytetty tietokoneella tehtyä pisteparien valintaa, minkä vuoksi pisteitä on paljon analysoidussa kuvassa 8.17a. Tämä näkyy myös parametrien virherajoissa, jotka ovat alle 1%. Kuvassa 8.18 on noin puolitoista tuntia myöhemmin havaittu vihellys, jonka L-arvo on 3,9.

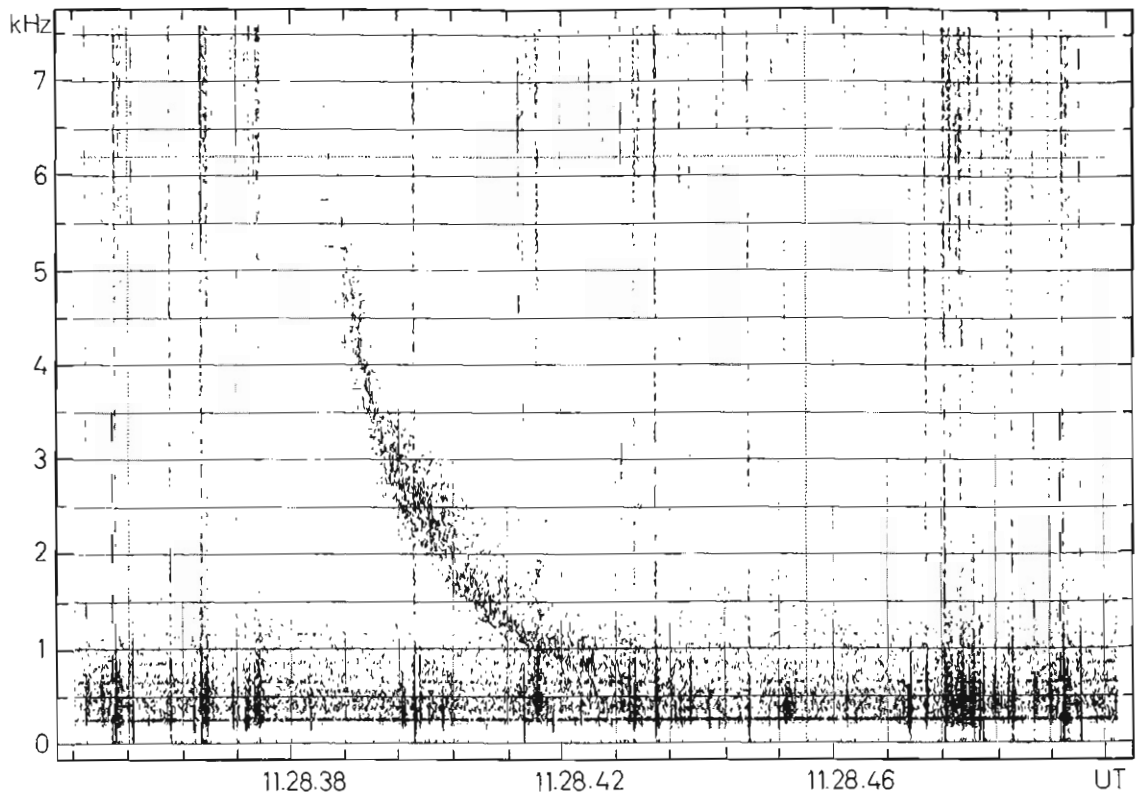
Kuvissa 8.19 – 8.22 on muutama esimerkki kaikusarjasta, aamukuorosta ja revontulialueen suhinan äkillisestä taajuuden kasvusta. Niitä ei ole vielä analysoitu tarkemmin, mutta useampien tapausten löytäminen vie aikaa, ja vasta sen jälkeen voidaan sanoa ilmiön aiheuttajasta jotain.



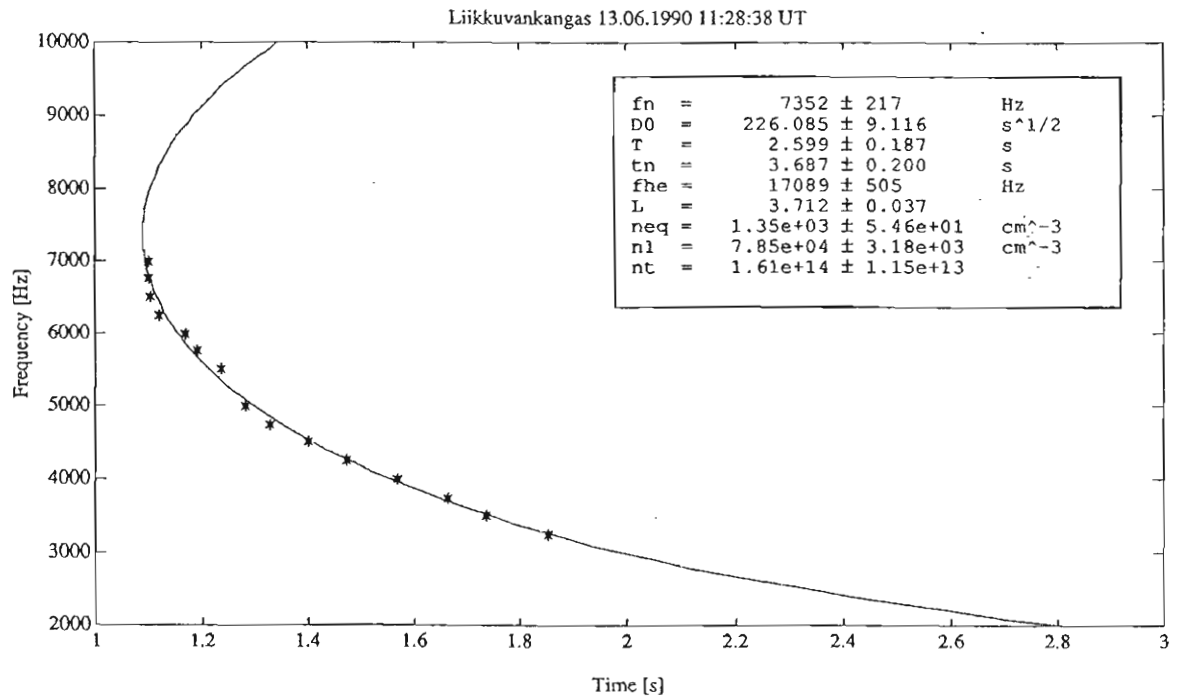
Kuva 8.8a Alkuperäinen spektri 13.06.1990 11.28.23 UT.



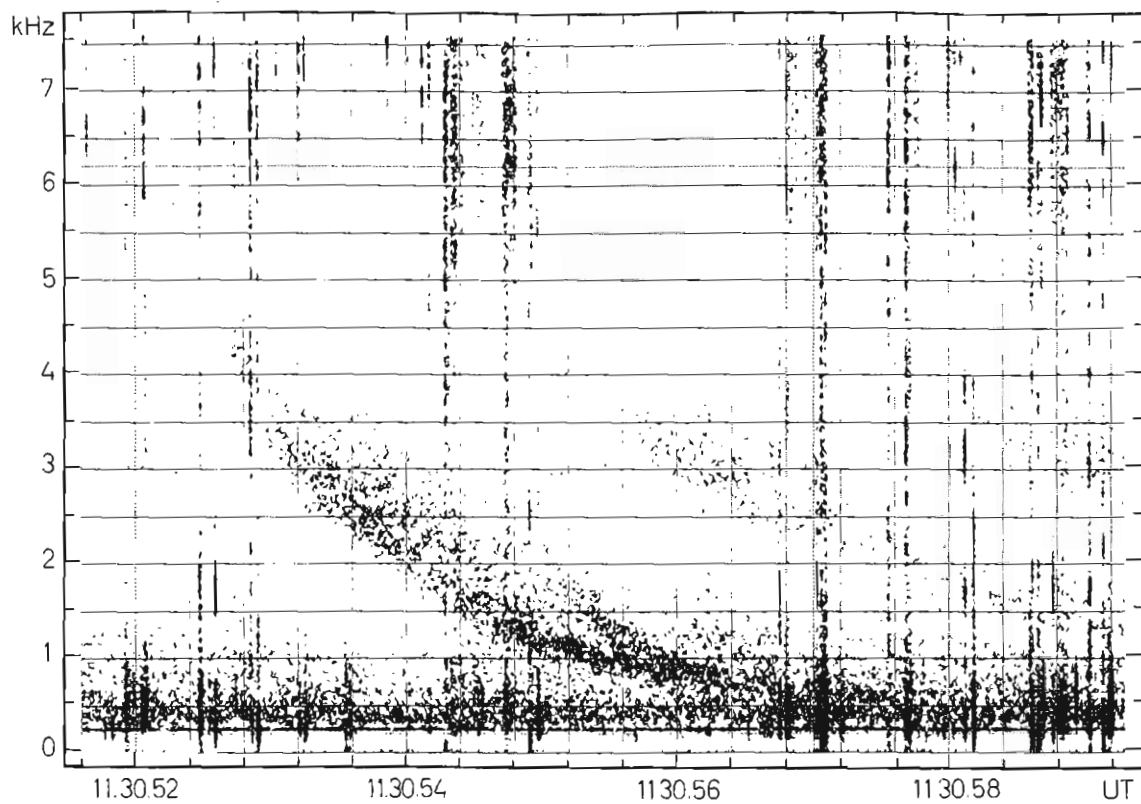
Kuva 8.8b Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit.



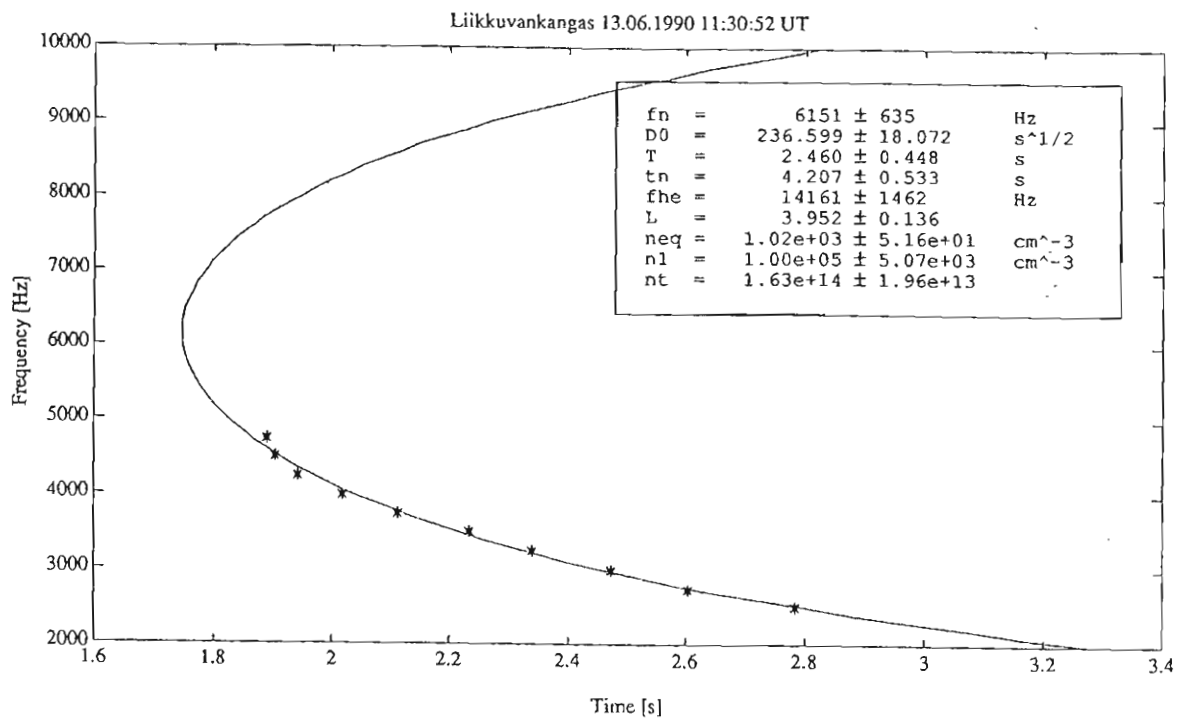
Kuva 8.9a Alkuperäinen spektri 13.06.1990 11.28.38 UT.



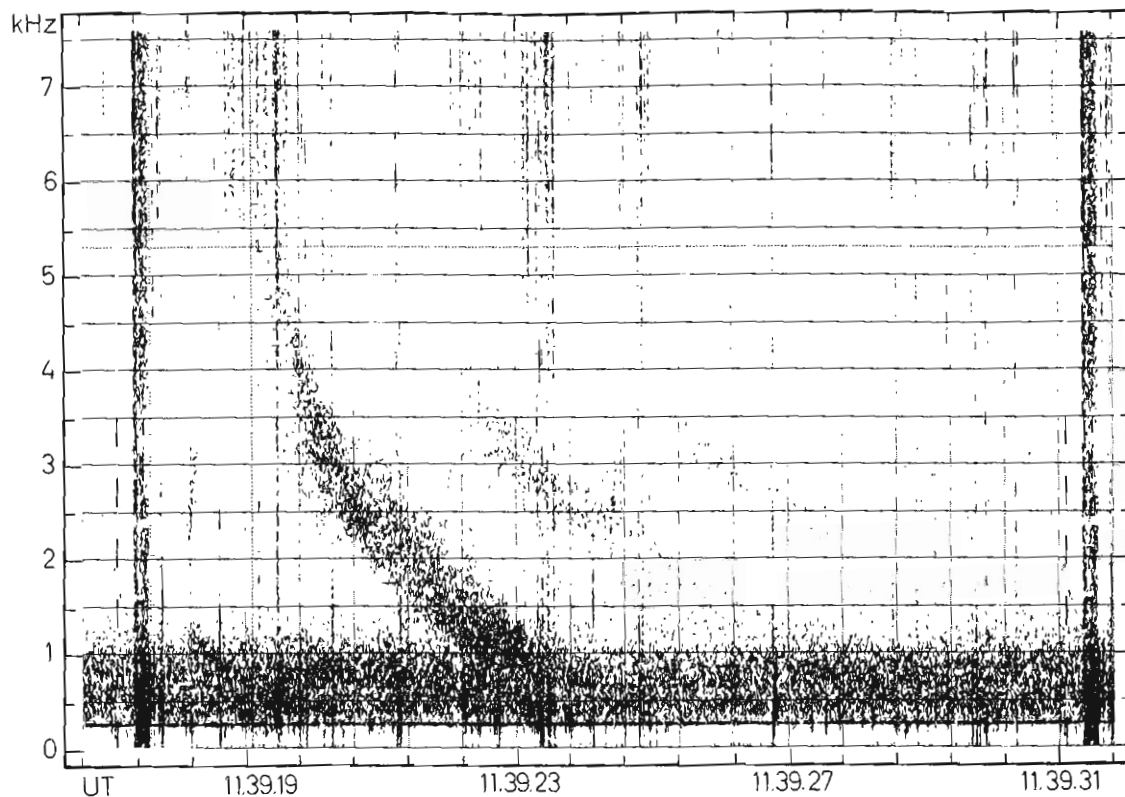
Kuva 8.9b Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit.



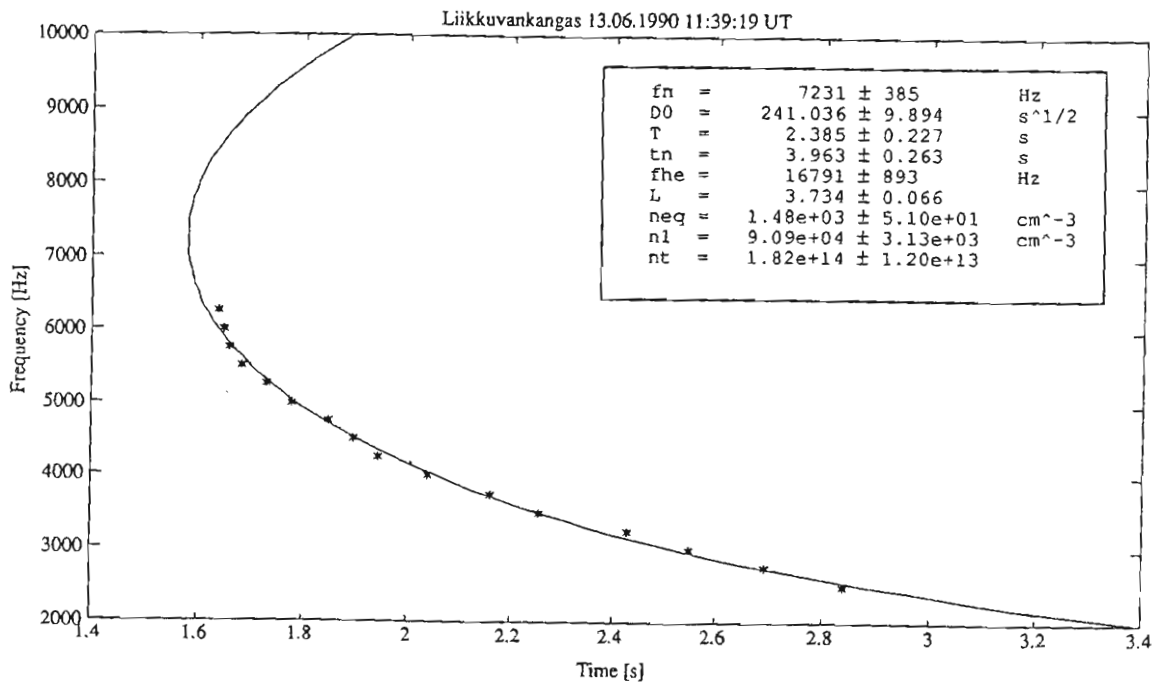
Kuva 8.10a Alkuperäinen spektri 13.06.1990 11.30.52 UT.



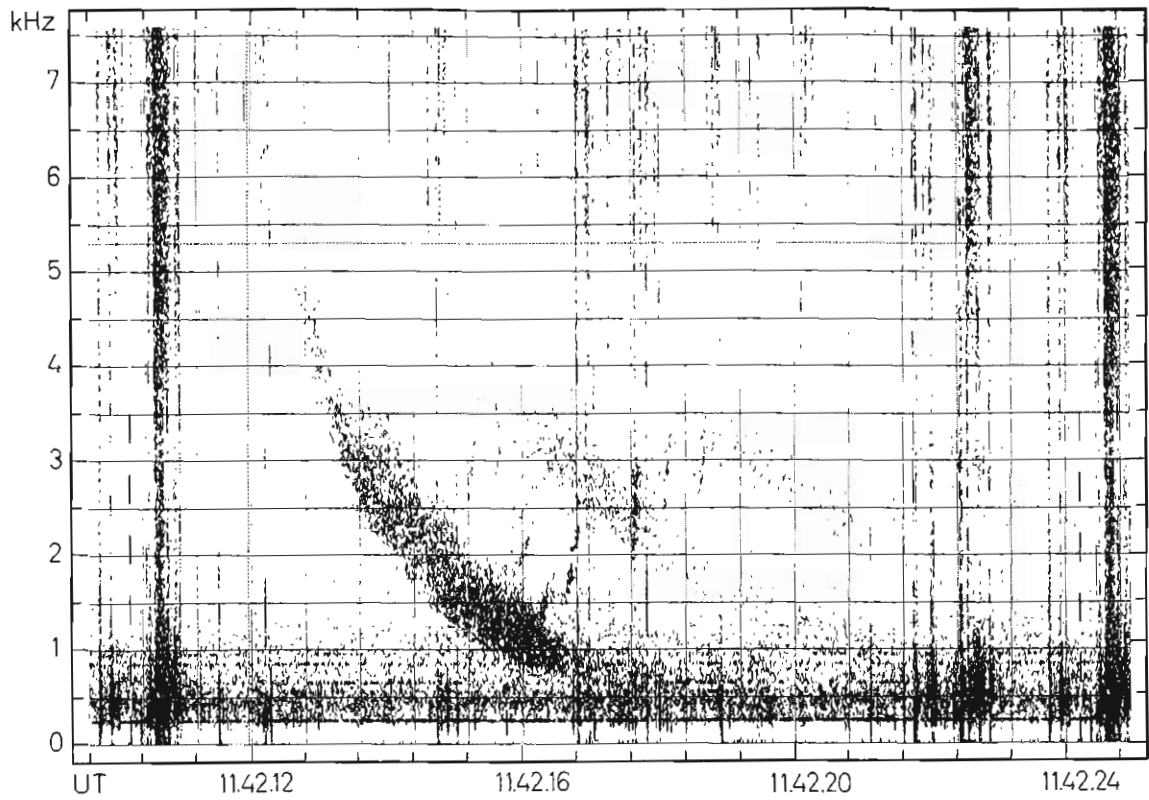
Kuva 8.10b Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit.



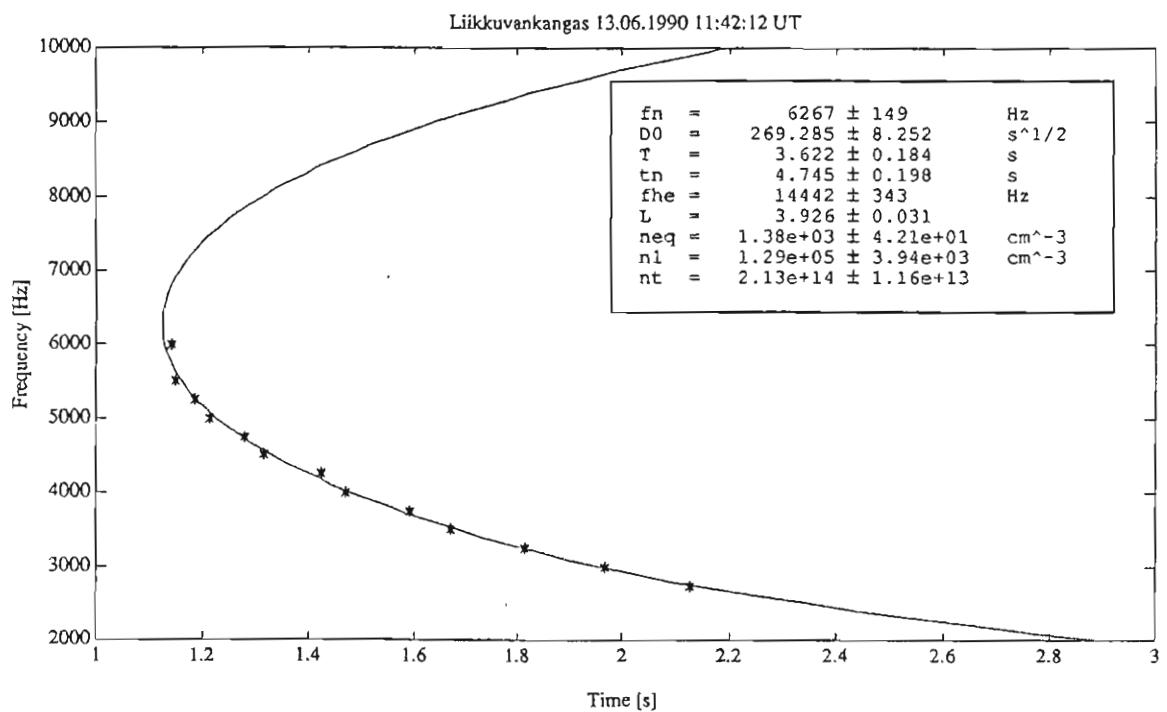
Kuva 8.11a Alkuperäinen spektri 13.06.1990 11.39.19 UT.



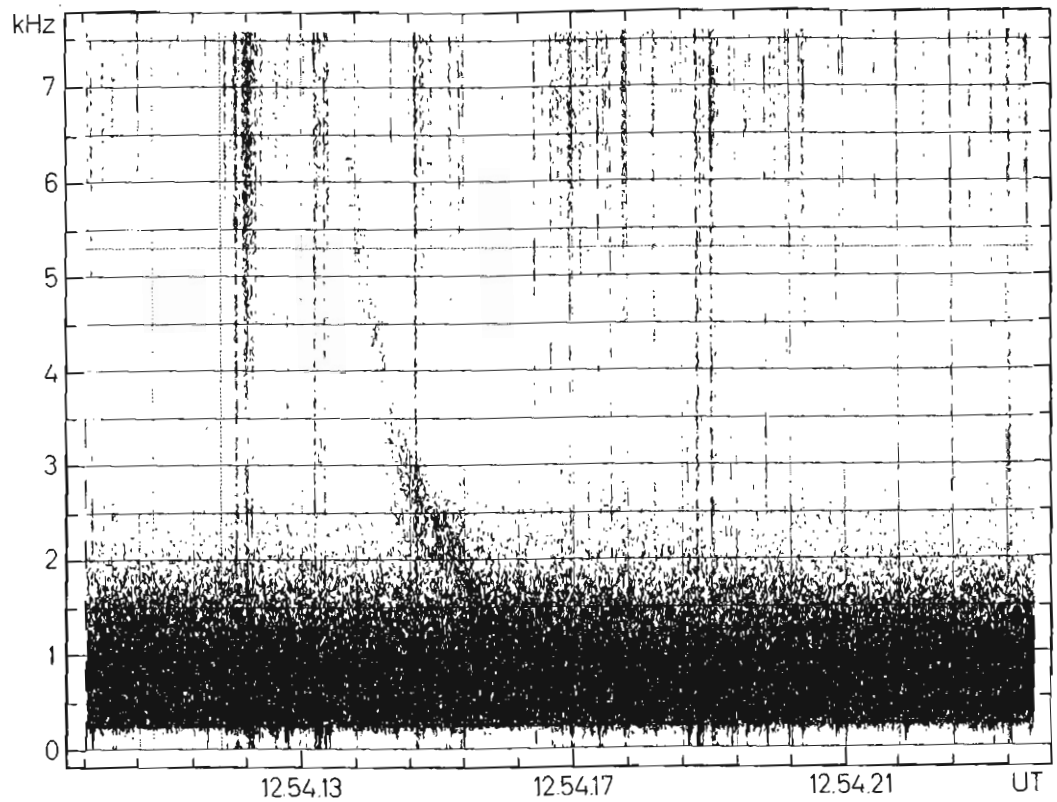
Kuva 8.11b Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit.



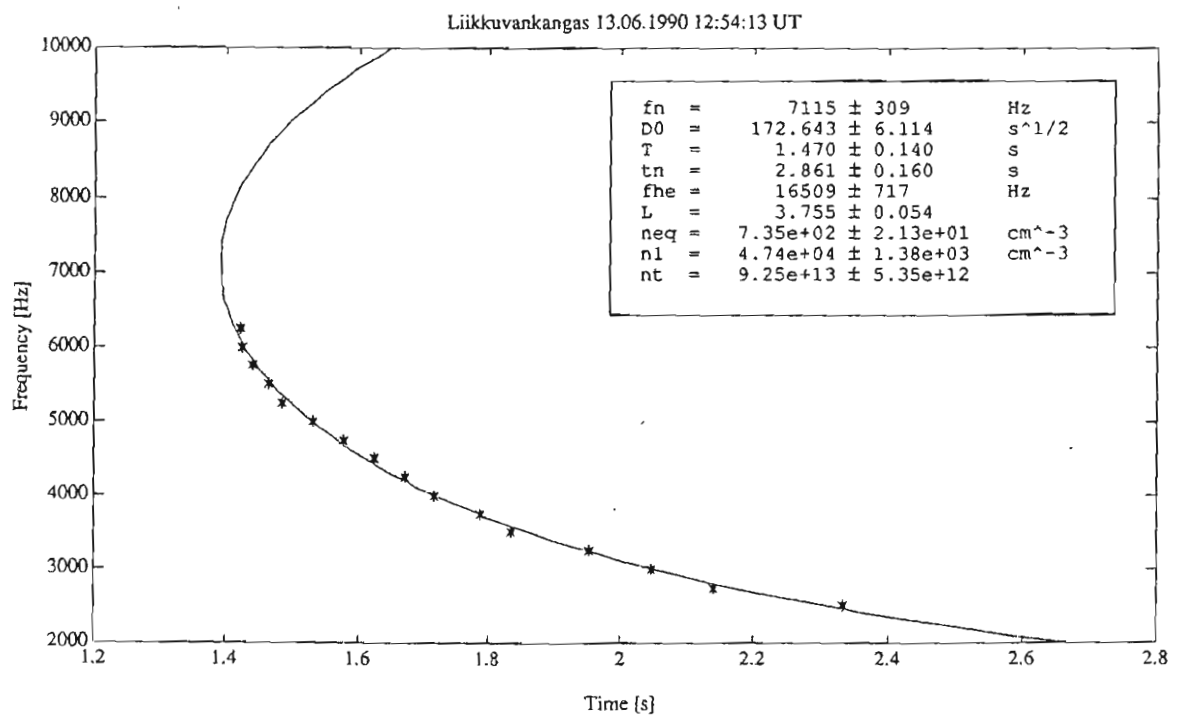
Kuva 8.12a Alkuperäinen spektri 13.06.1990 11.42.12 UT.



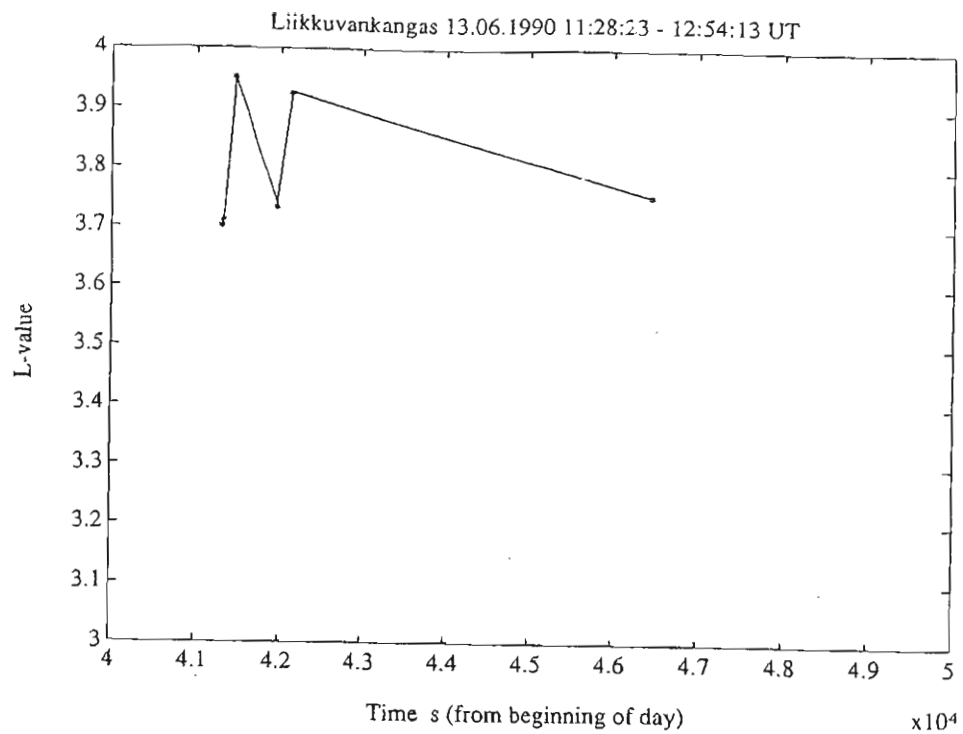
Kuva 8.12b Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit.



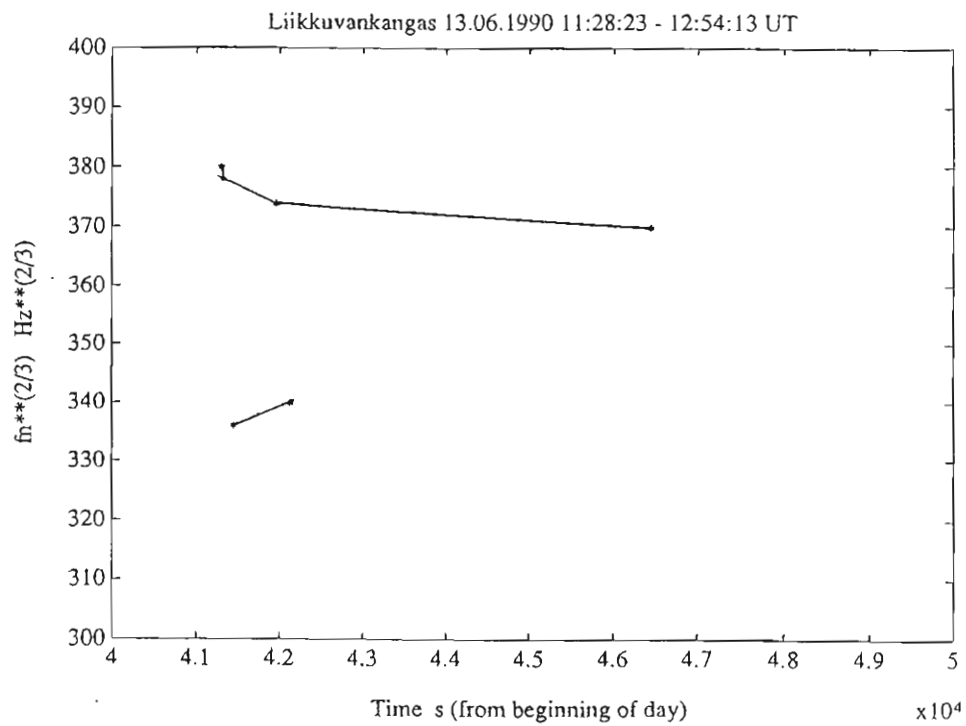
Kuva 8.13a Alkuperäinen spektri 13.06.1990 12.54.13 UT.



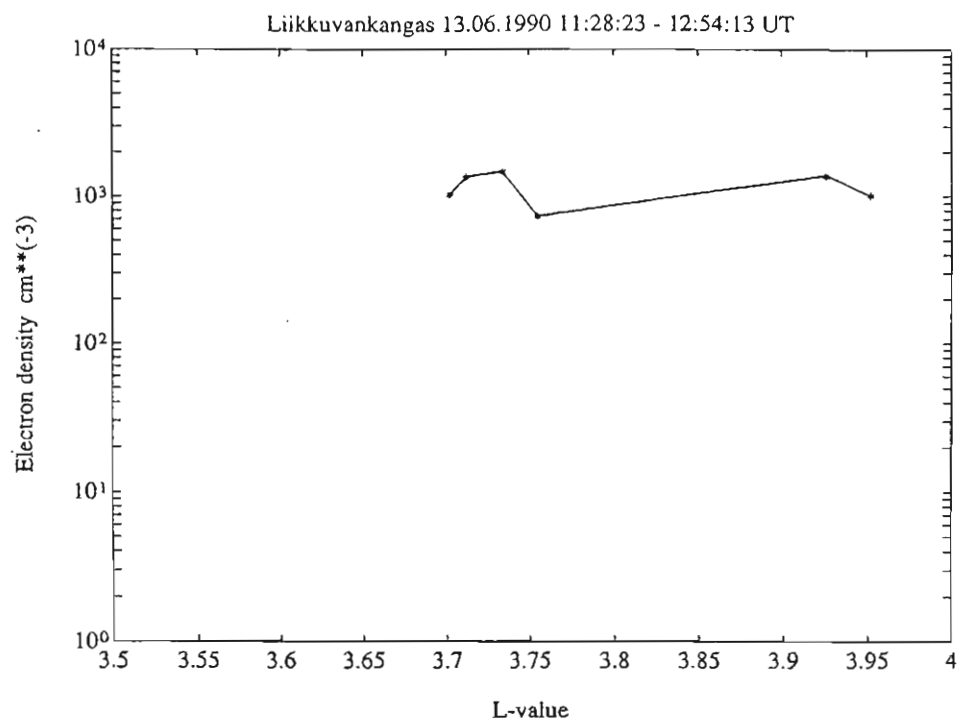
Kuva 8.13b Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit.



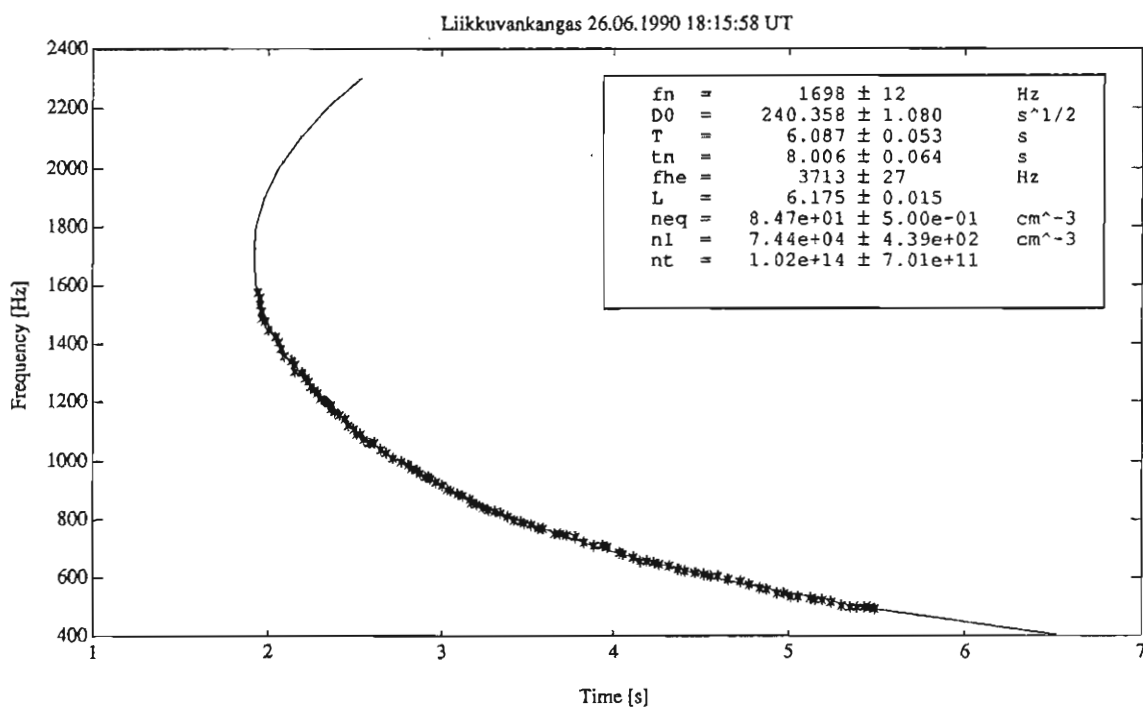
Kuva 8.14 Kuivissa 8.8-8.13 esitettujen vihellysten L-arvon vaihtelu ajan funktiona.



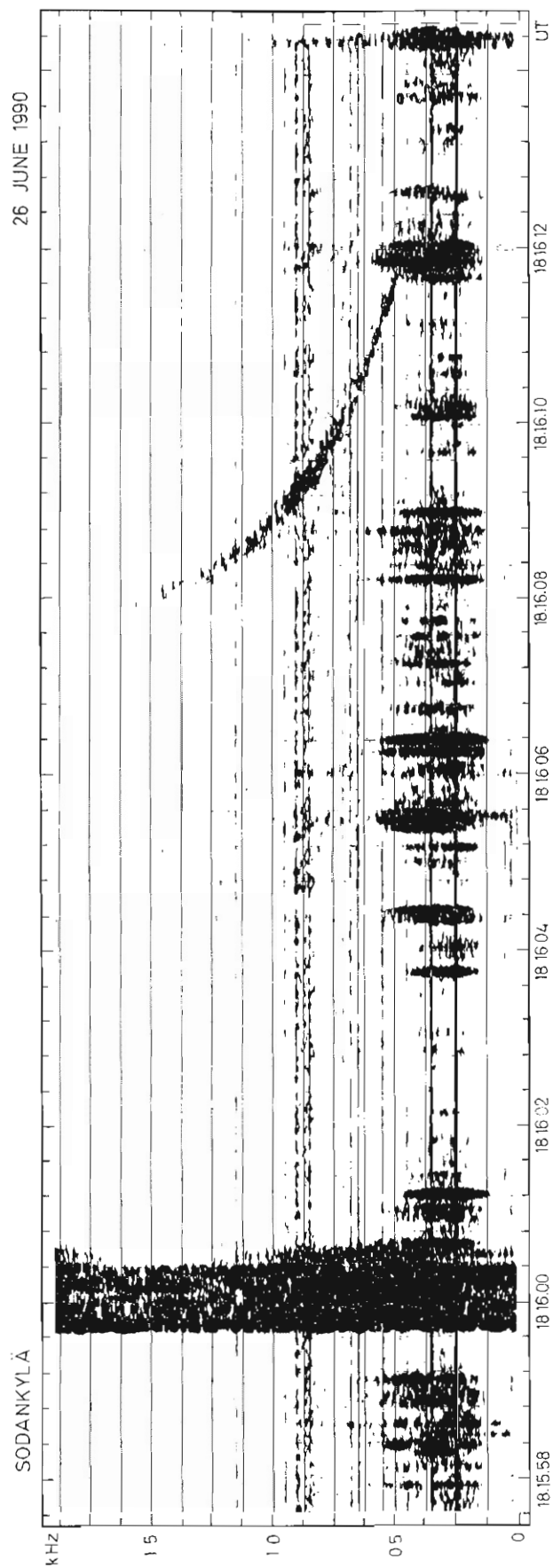
Kuva 8.15 Kuivissa 8.8-8.13 esitettujen vihellysten $f_n^{2/3}$:n muutos ajan funktiona.



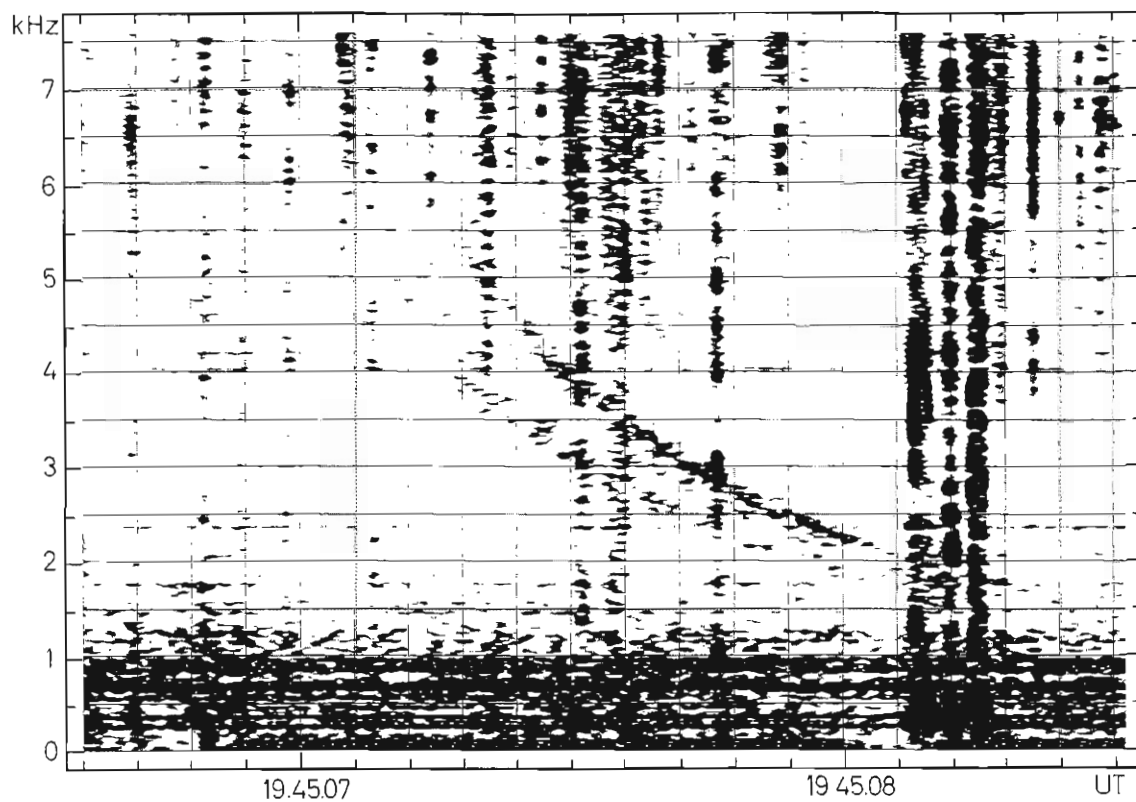
Kuva 8.16 Kuvisa 8.8–8.13 esitettyjen vihellysten avulla laskettu elektronitiheyden vaihtelu eri L-arvoilla.



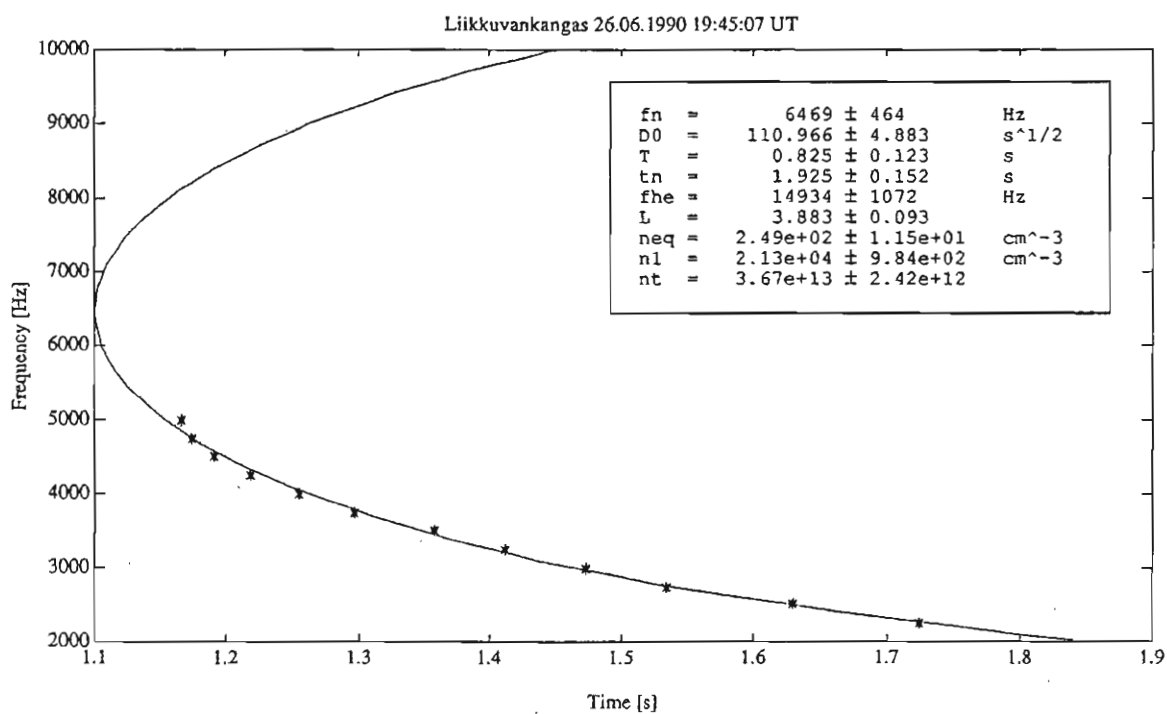
Kuva 8.17a Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit 26.06.1990 18.15.58 UT. Alkuperäinen spektri seuraavalla sivulla.



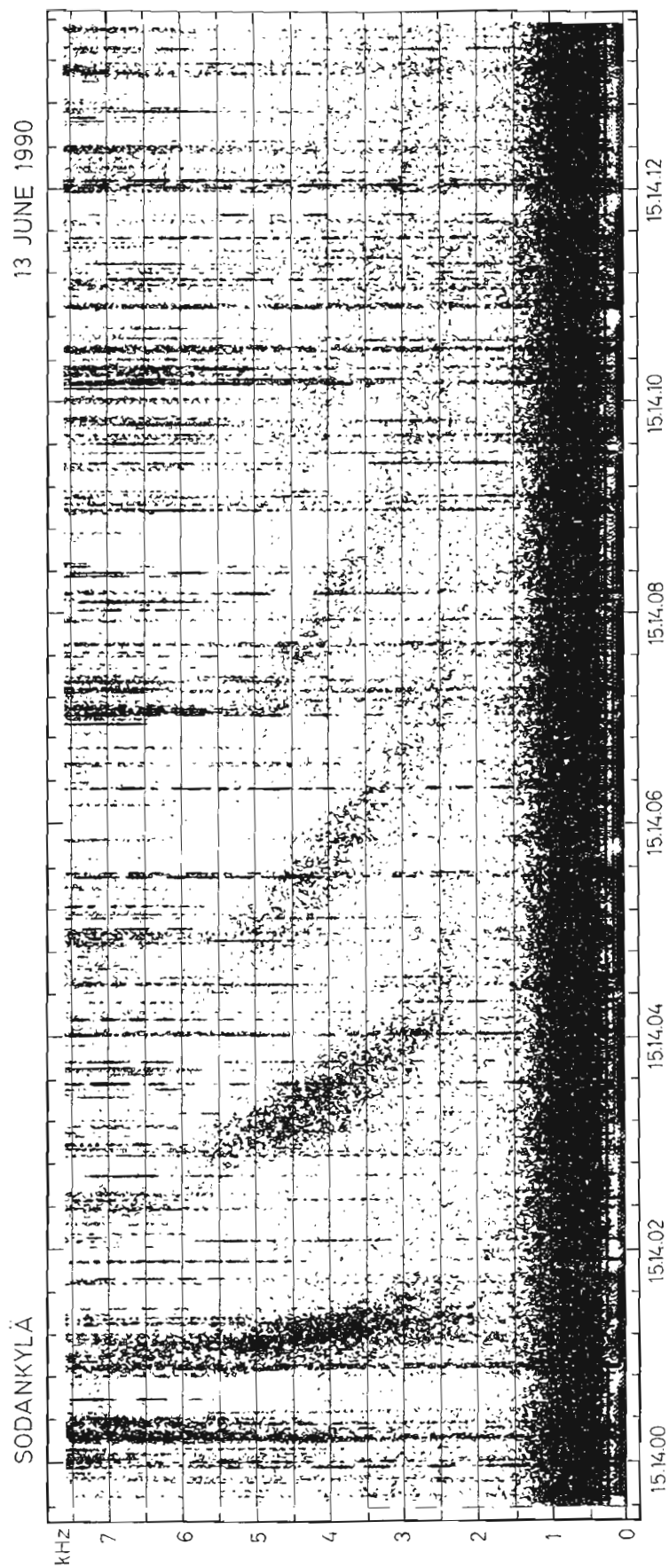
Kuva 8.17b Alkuperäinen spektri 26.06.1990 18.15.58 UT.



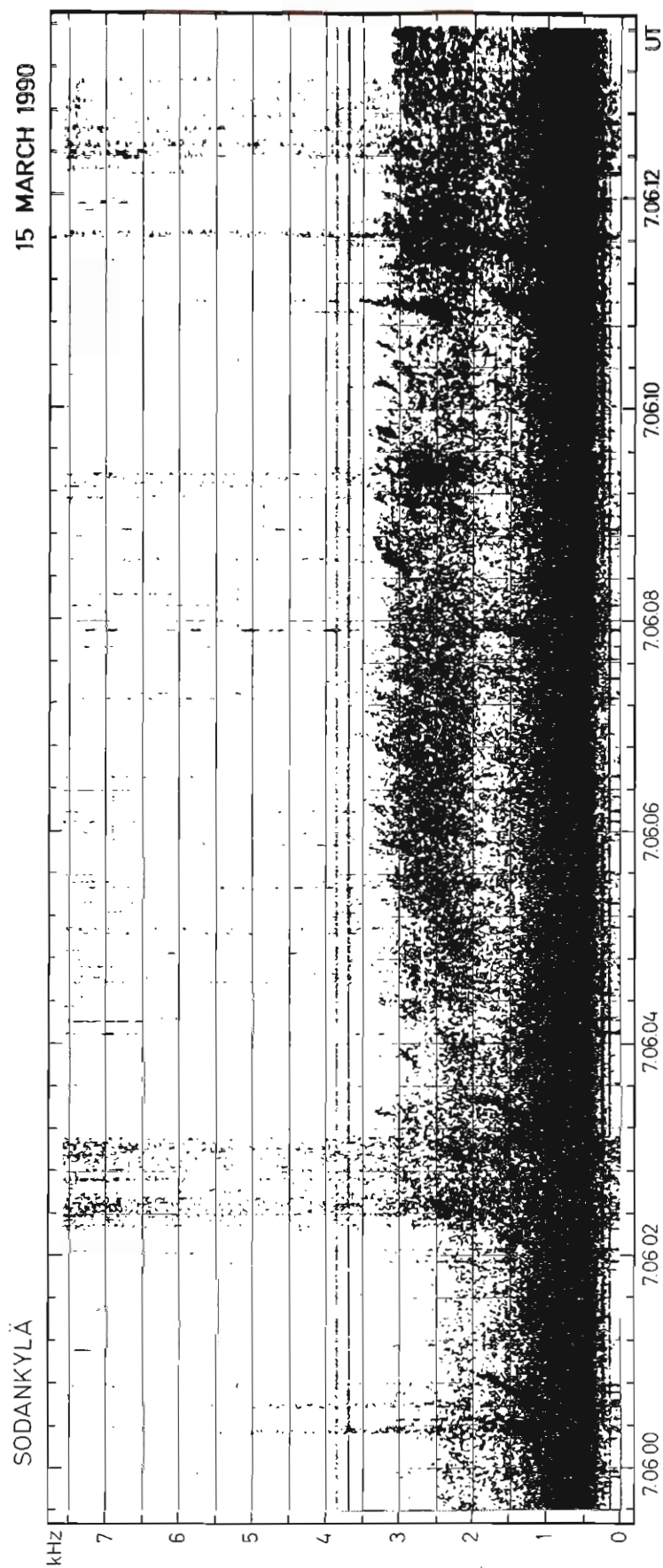
Kuva 8.18a Alkuperäinen spektri 26.06.1990 19:45:07 UT.



Kuva 8.18b Analyysiohjelmalla sovitettu kuvaaja ja lasketut parametrit.



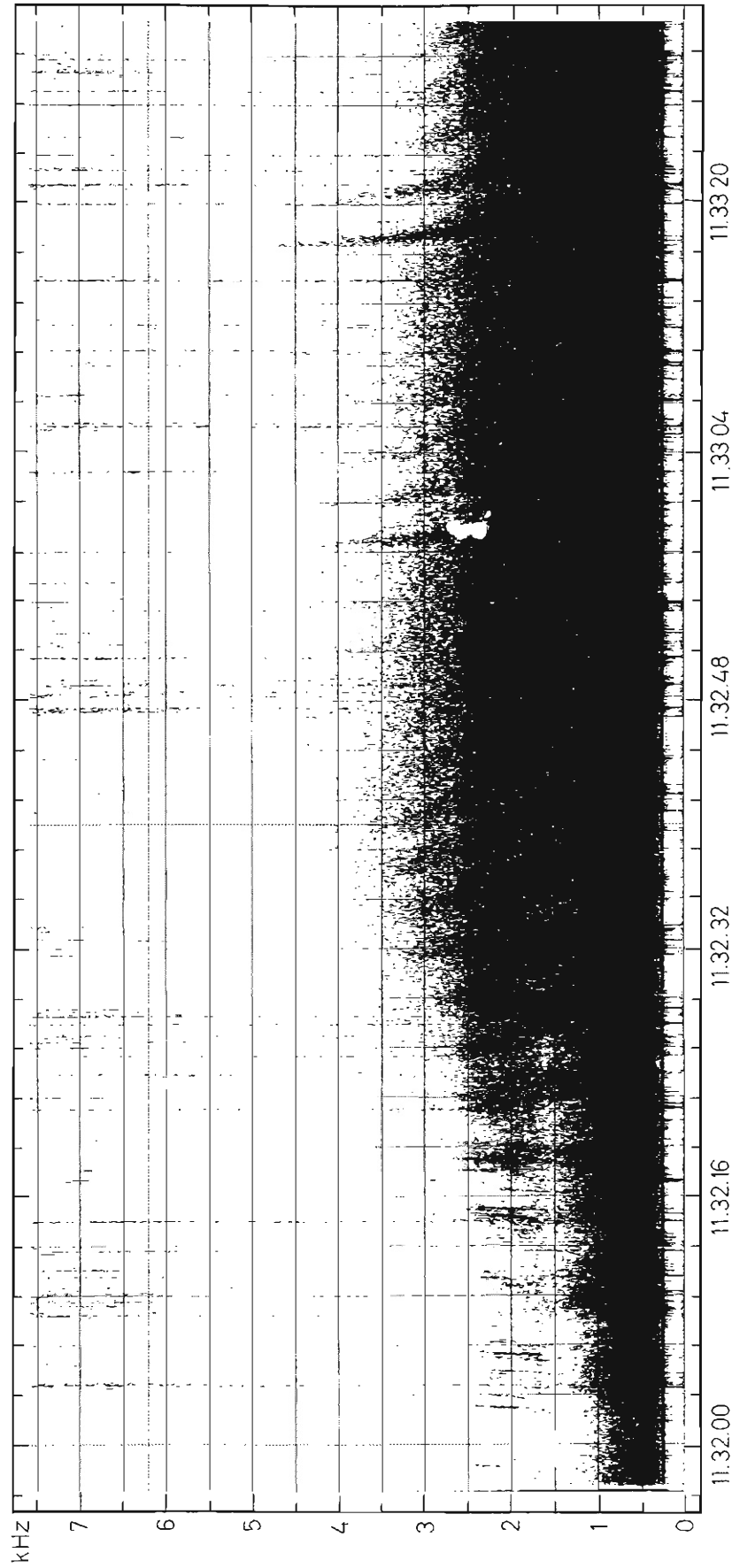
Kuva 8.19 Esimerkki kaikusarjasta 13.06.1990 15.14.00 UT.



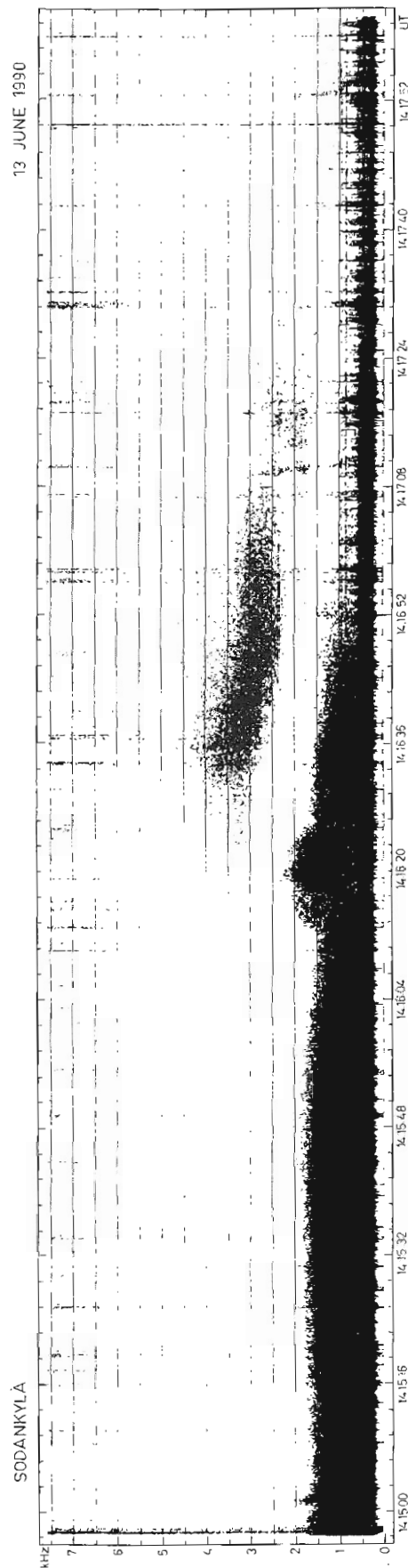
Kuva 8.20 Esimerkki aamukuorosta 15.03.1990 07.06.00 UT.

SODANKYLÄ

13 JUNE 1990



Kuva 8.21 Esimerkki revontulialueen suhinan taajuuden äkillisestä kasvusta 13.06.1990 11.32 UT.



Kuva 8.22 Esimerkki revontulalueen suhinan taaajuuden äkillisestä kasvusta 13.06.1990 14.15 UT.

8.5 Tulevaisuuden suunnitelmia

Laitteiston käytön painottuessa luonnollisten VLF-aaltojen havaitsemiseen on tehty alustavia suunnitelmia yhtäaikaista VLF-revontulimittauksista ja mahdollisista maanpinnalta aiheutettujen VLF-emissioiden mittauksista. Ensin mainittu koe on suunniteltu tehtäväksi jo helmikuussa 1991. Tällöin samalle hifivideonauhalle talletetaan revontulikameran kuvasignaali sekä VLF-signaalit ja pulsaatiomagnetometrin signaalit ääniraidalle. Kamerassa käytetään mahdollisimman laajakuvakulmaista objektiivia, jolloin kuvakenttään saadaan lähes koko taivas. Kuten kappaleesta 8.4 nähdään, vihellyksien tuloalue voi vaihdella Sodankylän mittauksissa välillä $L \sim 3 - \sim 6$. Tämän vuoksi mahdollisten korrelaatioiden löytämiseksi on pystyttävä seuraamaan koko taivasta. Yhtäaikainen nauhoittaminen samalle nauhalle mahdollistaa täsmällisten aikaerojen selvittämisen eri havaintojen välillä, vaikka absoluuttista aikaa ei tiedettäisikään.

Toinen tulevaisuudessa kyseeseen tuleva koe on heating-laitteistolla aiheutettujen VLF-aaltojen mittaaminen. Tämä mahdollistaa hyvinkin tarkkojen analyysien tekemisen, sillä periaate olisi samantyyppinen kuin sirontatutkamittauksissa. Siis lähetetty signaali tunnetaan tarkasti ja vastaanotetun signaalin perusteella voidaan laskea vastaavia parametreja kuin sirontatutkasignaalistakin. Toisaalta tällöin voidaan seurata myös lähetetyn signaalin aiheuttamia muutoksia esimerkiksi revontulialueen suhinassa.

Myös kappaleessa 4.5 esitettyjen mittausten tekeminen olisi mahdollista. Yksi mittauksellisesti vaativa koe on sähkökenttämittaukset vihellysten avulla. Tällöin vaaditaan kohtuullisen hyvät mittausolosuhteet ja useita samassa kanavassa tulleita vihellyksiä, mikä ei ainakaan toistaiseksi ole ollut mahdollista hyvien vihellyskuurojen puuttuessa. Aihe on sikäli kiinnostava, että Oulussa on tehty jonkin verran EISCAT-mittauksiin liittyvää sähkökenttätutkimusta, esimerkiksi *Aikio* (1990). Näihin kokeisiin on mahdollista liittää myös mittaukset STARE-tutkalla.

9. YHTEENVETO JA JOHTOPÄÄTÖKSET

Vihellykset voidaan jakaa useisiin alaluokkiin: yhden ja kahden hypyn vihellyksiin, hybridivihellyksiin, kaikusarjoihin, monikomponenttisiin ja monilähteisiin vihellyksiin. Suoraviivaisin analysointi voidaan tehdä yhden ja kahden hypyn sekä kaikusarjojen ensimmäisille vihellyksille. Vihellysten taajuusalue on noin 300 Hz – 30 kHz, mutta käytännössä spektreissä näkyy vain noin 1–8 kHz:n alue ylä- ja alataajuuksien leikkautumisien vuoksi.

Storey (1953) esitti selityksen vihellysten synnylle ja etenemiselle pallonpuoliskolta toiselle, vaikka häntä ei vielä tuolloin uskottukaan. Vihellysten eteneminen noudattaa magnetoionista teoriaa ja vihellysten taitekerroin saadaan Appleton–Hartreen yhtälöstä (2.31).

Vihellyskanavan olemassa olosta on keskusteltu yhtä kauan kuin sen teoria on ollut olemassa. Hyväkään teoria ei voi saada varauksetonta tukea, jos sitä ei voi kokeellisesti todistaa: tähän mennessä vihellyskanavia ei ole havaittu satelliiteilakaan.

Vihellyksen kulkuaikaan pallonpuoliskolta toiselle vaikuttaa vihellyksen taajuus f , plasmataajuus f_p ja elektronin gyrotaajuus f_H . Nopeimmin etenevää taajuuskomponenttia sanotaan nenätaajuudeksi f_n sen sijainnin vuoksi spektrissä ja sitä vastaavaa kulkuaikaa nenäviiveeksi t_n . Yleisimmät vihellysten etenemismallit ovat diffuusi tasapainomalli (DE) ja törmäyksetön malli (CL tai R-4). Todellisten parametrien selvittämiseksi malleihin on tehtävä ionosfääri- ja aaltoputkikorjaukset.

Magnetosfäärin tutkimisessa vihellyksiä voidaan käyttää plasmapausin ja plasman liikkeiden määrittämisessä. Samassa kanavassa kulkeneiden vihellysten nenätaajuuden muutokset ajan funktiona mahdollistavat hyvin pienien sähkökenttien mittaamisen, mutta se edellyttää hyviä mittaolosuhteita. Edetessään magnetosfäärissä vihellykset vuorovaikuttavat elektronien ja ionien kanssa, mikä toisaalta vahvistaa vihellyksiä ja toisaalta aiheuttaa elektronipresipitaatiota. Tämä kytkee vihellykset ja revontulet toisiinsa sopivissa tilanteissa.

Tehdyt mittaukset ovat osoittaneet, että VLF-havainnot saadaan parhaiten magneettisen häiriön jälkeen. Häiriön aikana ionisaatio ionosfäärin D- ja E-kerroksissa on niin voimakasta, etteivät vihellykset pääse maanpinnalle saakka, vaan heijastuvat takaisin magnetosfääriin. Mittauksia vaikeuttavat myös yleiset sähköverkot, joihin pitäisi saada etäisyyttä vähintään 10 km. Toisaalta yksi tutkimisen arvoinen VLF-emissiolähde on voimalinjojen harmoninen ylivärähtely, joka voi aiheuttaa edelleen elektronipresipitaatiota.

Tässä tutkielmassa käsitellyt tapaukset ovat vain osa koko mittausaineistosta, koska koko datan läpikäyminen ja analysointi tulee jatkumaan vielä ainakin useita

kuukausia ellei vuosia. Mittauksia tehdään myös koko ajan lisää, jotta dataa olisi mahdollisimman vaihtelevista olosuhteista. Mikäli mittausaineistosta löytyy jokin hyvä muutaman tunnin mittainen jakso, jolloin on havaittu paljon vihellyksiä, on käytettävissä analysointiin sopivat mallit ja ohjelmistot. Tällöin on hyvin mahdollista löytää uusia, vain pohjoiselle pallonpuoliskolle ominaisia, ilmiöitä.

Kun ajattelee vihellysten lähdettä, salamaniskua, ja toisaalta vihellysten aiheuttaman presipitaation synnyttämiä revontulia, törmää väistämättä tilanteeseen, jossa maanpinnan sääilmiöt muuttavat magnetosfäärin tilaa. Voimalinjojen voimakas lisääntyminen on omalta osaltaan lisännyt VLF-emissioita ja niiden aiheuttamia ilmiöitä. Kun huomioidaan kaikki ihmisen toimenpiteet sähköverkon laajentamisesta yli maapallon ja radiotaajuisten lähteiden kasvaneen määrän, voidaan puhua ylemmän ilmakehän radiosaahteesta. Tuskin kukaan voi antaa vielä vastausta kysyttäessä: Onko ihminen toiminnallaan jo muuttanut lähiavaruuden ilmiöitä, esimerkiksi revontulien esiintymistä?

LÄHDELUETTELO

- Aikio, A. (1990). Mittauksia magnetosfäärin alimyrskyyn liittyvistä ionosfäärin sähködynaamisista parametreista. Lisensiaatintutkielma.
- Akasofu, S.-I. (1977). Physics of magnetospheric substorms. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland.
- Altman, C. and Cary, H. (1969). The simple thin-film optical method in electromagnetic wave propagation, *Radio Sci* 4, 449.
- Angerami, J.J. (1966). A Whistler Study of Distribution of Thermal Electrons in the Magnetosphere, *Tech. Rep. 3412-7*, Radiosci. Lab., Stanford Electron. lab., Stanford University, Stanford, California.
- Angerami, J.J. (1970). Whistler duct properties deduced from VLF observations made with OGO-3 satellite near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.* 75, 6115.
- Angerami, J.J. and Carpenter, D.L. (1966). Whistler studies of plasmopause in the magnetosphere. II. Equatorial density and total tube electron content near the knee in magnetospheric ionization, *J. Geophys. Res.* 71, 711.
- Aubry, M.P. (1968). Influence des irregularites de densite electronique sur la propagation des ondes TBF dans l'ionosphere, *Ann. Geophys.* 24, 39.
- Barish, F.D and Wiley, R.E. (1970). World contours of conjugate mirror locations, *J. Geophys. Res.* 75, 6342.
- Barkhausen, H (1919). Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen, *Physik. Z.* 20, 401 - 403.
- Bernard, L.C. (1973). A New Nose Extension Method for Whistlers, *J. Atmos. Terr. Phys.* 35, 871.
- Bernhardt, P.A. (1979). Theory and analysis of the 'super whistler', *J. Geophys. Res.* 84, 5131.
- Bernhardt, P.A. and Park, C.G. (1977). Protonospheric-ionospheric modeling of VLF ducts, *J. Geophys. Res.* 82, 5222.

- Bittencourt, J.A. (1988). *Fundamentals of Plasma Physics*, Pergamon Press Ltd., A. Wheaton & Co. Ltd., Exeter, Great Britain, 454–457.
- Budden, K.G. (1985). *The propagation of radio waves. The theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*. Cambridge University Press.
- Burton, E.T. and Broadman, E.M. (1933). Audio-frequency atmospherics, *Proc. Inst. Radio Eng.* **21**, 1476.
- Carpenter, D.L. (1962). The Magnetosphere during Magnetic Storms: a Whistler Analysis, *Tech. Rep. 12*, Radiosci. Lab., Stanford Electron. Lab., Stanford University, Stanford, California.
- Carpenter, D.L. (1966). Whistler Studies of the Plasmopause in the Magnetosphere, 1. Temporal Variations in the Position of the Knee and Some Evidence on Plasma Motions near the Knee, *J. Geophys. Res.* **71**, 693–709.
- Carpenter, D.L. (1968). Ducted Whistler-Mode Propagation in the Magnetosphere; A Half-Gyrofrequency Upper Intensity Cutoff and Some Associated Wave Growth Phenomena, *J. Geophys. Res.* **73**, 2919–2928.
- Carpenter, D.L. and Park, C.G. (1973a). Verylow frequency radio waves in the magnetosphere, in *Upper Atmosphere Research in Antarctica*, *Antarctic Res. Ser.* **29**, Lanzerotti, L.J. and Park, C.G. Eds., American Geophysical Union, Washington D.C.
- Carpenter, D.L. and Park, C.G. (1973b). On What Ionospheric Workers Should Know about the Plasmopause-Plasmasphere, *Rev. Geophys. Space Phys.* **11**, 133–154.
- Carpenter, D.L. and Seely, N. (1976). Cross-L plasma drifts in the outer plasmasphere: quiet time patterns and some substorm effects, *J. Geophys. Res.* **81**, 2728.
- Cerisier, J.C. (1974). Ducted and partly ducted propagation of VLF waves through the magnetosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.* **36**, 1443.
- Chang, H.C. and Inan, U.S. (1983). A Theoretical Model Study of Observed Correlations between Whistler Mode Waves and Energetic Electron Precipitation Events in the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.* **?**, ??–??.
- CRC Handbook of Atmospherics Vol II (1982). Editor Volland, Hans, CRC Press,

Inc. Boca Raton, Florida.

- Davidson, G. and Walt, M. (1977). Loss Cone Distributions of Radiation Belt Electrons, *J. Geophys. Res.* **73**, 2929–2940.
- Doolittle, J.H. and Carpenter, D.L. (1983). Photometric Evidence of Electron Precipitation Induced by First Hop Whistlers, *Geophys. Res. Lett.* **10**, 611–614.
- Dowden, R. L. and McAllcock, G. (1971). Determination of Nose Frequency of Non-nose Whistlers, *J. Atmos. Terr. Phys.* **33**, 1125.
- Eckersley, T.L. (1928). Letter to the editor, *Nature (London)* **122**, 768.
- Eckersley, T.L. (1931). 1929–1930 developments in the study of radio wave propagation, *Marconi Rev.* **5**, 1.
- Foster, J.C. and Rosenberg, T.J. (1976). Electron precipitation and VLF emissions associated with cyclotron resonance interactions near the plasmapause, *J. Geophys. Res.* **81**, 2183.
- Fukunishi, H. (1987). Plasma wave phenomena in the Earth's magnetosphere. The Solar Wind and the Earth, Edited by S.-I. Akasofu and Y. Kamide, Terra Scientific Publishing Company/Tokyo, D. Reidel Publishing Company. 185–212.
- Hansen, H.J and Scourfield, M.W.J. (1990). Associated ground-based observations of optical aurorae and discrete whistler waves, *J. Geophys. Res.* **95**, 233–239.
- Hayakawa, M. and Tanaka, Y. (1978). On the Propagation of Low-Latitude Whistlers, *Rev. Geophys. Space Phys.* **16**, 111–123.
- Helliwell, Robert A. (1965). Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, Stanford University Press, Stanford, California.
- Helliwell, R.A., Katsufakis, J.P., Bell, T.F. and Raghuram, R. (1975). VLF line radiation in the earth's magnetosphere and its association with power system radiation, *J. Geophys. Res.* **80**, 4249.
- Helliwell, R.A., Mende, S.B., Doolittle, J.H., Armstrong, W.C. and Carpenter, D.L. (1980). Correlations between $\lambda 4278$ optical emissions and VLF wave events observed at $L \sim 4$ in the Antarctic, *J. Geophys. Res.* **85**, 3376.

- Ho, D. and Bernard, L. C. (1973). A Fast Method to Determine the Nose Frequency and Minimum Group Delay of a Whistler when the Causative Sferic is unknown, *J. Atmos. Terr. Phys.* **35**, 881.
- Inan, U.S. and Bell, T.F. (1977). The plasmopause as a VLF wave guide, *J. Geophys. Res.* **82**, 2819.
- Inan, U.S., Carpenter, D.L., Helliwell, R.A. and Katsufakis, J.P. (1985). Subionospheric VLF/LF phase perturbations produced by lightning-whistler induced particle precipitation, *J. Geophys. Res.* **90**, 7457.
- Inan, U.S., Burgess, W.C., Wolf, T.G., Shafer, D.C. and Orville, R.E. (1988). Lightning-associated precipitation of MeV electrons from the inner radiation belt, *Geophys. Res. Lett.* **15**, 172.
- Inan, U.S., Knifsend, F.A. and Oh, J. (1990). Subionospheric VLF "Imaging" of Lightning-Induced Electron Precipitation From the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.* **95**, 17217-17231.
- James, H.G. (1972). Refraction of whistler-mode waves by large-scale gradients in the middle-latitude ionosphere, *Ann. Geophys.* **28**, 301.
- Johnstone, A.D. (1983). The mechanism of pulsating aurorae, *Ann. Geophys.* **1**(4-5), 397.
- McPherson, D.A., Koons, H.C., Dazey, M.H., Dowden, R.L., Amon, L.E.S., and Thomson, N.R. (1974). Conjugate magnetospheric transmission at VLF from Alaska to New Zealand, *J. Geophys. Res.* **77**, 1555.
- Park, C.G. (1972). Methods of Determining Electron Concentrations in the Magnetosphere from Nose Whistlers, Tech. Rep. 3454-1, Radiosci. Lab., Stanford Electron. Lab., Stanford University, Stanford, Calif.
- Park, C.G. and Carpenter, D.L. (1978). Very low frequency radio waves in the magnetosphere, *Upper Atmosphere Research in Antarctica, Antarctica Res. Ser.* **29**, Lanzerotti, L.J. and Park, C.G., Eds., American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Park, C.G. and Chang, D.C.D. (1978). Transmitter simulation of power line radiation effects in the magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.* **5**, 861.

- Pitteway, M.L.V. (1965). The numerical calculation of wave-fields, reflexion coefficients and polarization for long radio waves in lower ionosphere, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **297**, 219.
- Preece, W.H. (1894). Earth currents, *Nature (London)* **49**, 554.
- Price, G.H. (1964). Propagation of electromagnetic waves through a continuously varying stratified anisotropic medium, *Radio Sci.* **68D**, 407.
- Ratcliffe, J.A. (1933). The magnto-ionic theory, *Wireless Engr.* **10**, 354.
- Ratcliffe, J.A. (1962). The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere. University Press, Cambridge.
- Rosenberg, T.J., Helliwell, R.A. and Katsufrakis, J.P. (1971). Electron precipitation associated with discrete very low frequency emissions, *J. Geophys. Res.* **76**, 8445.
- Rosenberg, T.J., Marthinsen, K., Holtet, J.A., Egeland, A. and Carpenter, D.L. (1978). Evidence of a common origin of electron microbursts and VLF chorus, *J. Geomagn. Geoelectr.* **30**, 355.
- Rosenberg, T.J., Siren, J.C., Matthews, D.L., Marthinsen, K., Holtet, J.A., Egeland, A., Carpenter, D.L. and Helliwell, R.A. (1981). Conjugacy of electron microbursts and VLF chorus, *J. Geophys. Res.* **86**, 5819.
- Rycroft, M.J. (1973). Enhanced energetic electron intensities at 100 km altitude and a whistler propagating through the plasmasphere, *Planet. Space Sci.* **21**, 239-251.
- Sagredo, J. L., Smith, I. D. and Bullough, K. (1973). The Determination of Whistler Nose-frequency and Minimum Group Delay and Its Implication for the Measurement of the East-west Electric Field and Tube Content in the Magnetosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.* **35**, 2035.
- Shawhan, S.D. (1979). Magnetospheric plasma waves, in *Solar System Plasma Physics*, Kennel, C.F., Lanzerotti, L.J. and Parker, E.N., Eds. North-Holland, Amsterdam.
- Smith, R.L. (1960). Guiding of whistlers in a homogenous medium, *J. Res. NBS-D, Radio Propagation* **64D**, 505-508.
- Smith, R.L. (1961). Propagation Characteristic of Whistlers Trapped in Field-Aligned Columns of Enhanced Ionization, *J. Geophys. Res.* **66**, 3699-3707.

- Smith, R.L. and Carpenter, D. L. (1961). Extension of Nose Whistler Analysis, *J. Geophys. Res.* **66**, 2582-2586.
- Smith, R.L., Helliwell, R.A. and Yabroff, I. (1960). A theory of trapping of whistlers in field-aligned columns of enhanced ionization, *J. Geophys. Res.* **65**, 815-823.
- Smith, A.J., Lester, M., Matthews, J.P., Yearby, K.H. (1984). Whistler mode waves near the plasmopause - results from the IMS VLF experiment at Halley, Antarctica, *Proc. Conf. Achievements of the IMS, 26-28 June 1984*, Graz, Austria, ESA SP-217, 559-562.
- Storey, L.R.O. (1953). An investigation of whistling atmospherics, *Phil. Trans. R. Soc., London A*, **246**, 113-141.
- Tarcsai, Gy. (1975). Routine Whistler Analysis by Means of Accurate Curve Fitting, *J. Atmos. Terr. Phys.* **37**, 1447-1457.
- Thomson, R.J. and Dowden, R.L. (1978). Ionospheric whistler propagation, *J. Atmos. Terr. Phys.* **40**, 215.
- Tsuruda, K. (1973). Penetration and reflection of VLF waves through the ionosphere: Full wave calculations with ground effect, *J. Atmos. Terr. Phys.* **35**, 1377.
- Tsuruda, K., Machida, S., Oguti, T., Kokubun, S., Hayashi, K., Kitamura, T., Saka, O. and Watanabe, T. (1981). Correlations between the very low frequency chorus and pulsating aurora observed by low-light-level television at $L \simeq 4.4$, *Can. J. Phys.* **59**, 1042-1048.
- Turunen, T. (1989). Aktivnyij-projekti, 1-20.
- Turunen, T. (1990). Aktivnyij- ja Apeks-projektit, XXIV Geofysiikan Observatorio-päivät Sodankylässä 10. - 12. tammikuuta 1990, Editor K. Mursula, 107-116.
- Turunen, T. and Oksman, J. (1979). On the relative location of the plasmopause and the HF backscatter curtains, *J. Atmos. Terr. Phys.* **41**, 345-350.
- Walker, A. D. M. (1976). The Theory of Whistler Propagation, *Rev. Geophys. Space Phys.* **14**, 629-638.
- Yabroff, I. (1961). Computation of whistler ray paths, *J. Res. NBS-D, Radio Propagation* **65D**, 485-505.

LIITE A Dipoligeometriaa

A. Magneettikentän tiheys B

Dipoliaproksimaatiossa maan magneettikentän tiheys B saadaan lausekkeesta

$$B = 0,312 \times 10^{-4} (R_E/r)^3 (1 + 3 \sin^2 \Phi)^{1/2} \text{T}, \quad (\text{A.1})$$

missä Φ on latitudi, r on etäisyys maan keskipisteestä ja R_E on maan säde. Elektronin gyrotaajuus saadaan lausekkeesta

$$f_H = \frac{1}{2\pi} \frac{Be}{m} = 8,736 \times 10^{-5} (R_E/r)^3 (1 + 3 \sin^2 \Phi)^{1/2} \text{Hz}. \quad (\text{A.2})$$

B. L-arvo

Dipolikenttäviivaa kuvataan yhtälöllä

$$\frac{r}{\cos^2 \Phi} = \frac{R_E}{\cos^2 \Phi_0}, \quad (\text{A.3})$$

missä Φ_0 on ekvaattoritason ja kenttäviivan välinen kulma maanpinnalla. L-arvo ekvaattoritasossa on

$$L = \frac{r_{eq}}{R_E} = \frac{1}{\cos^2 \Phi_0} \quad (\text{A.4})$$

ja vastaavasti esimerkiksi 1000 km:n korkeudella

$$L = \frac{r_1}{R_E} = \frac{1}{\cos^2 \Phi_1}. \quad (\text{A.5})$$

C. Kenttäviivan pituus

Ekvaattoritason ja kulman Φ välisen kenttäviivan pituus saadaan lausekkeesta

$$s = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{R_E}{\cos^2 \Phi_0} \left[\ln \left(\sqrt{3} \sin \Phi + \sqrt{1 + 3 \sin^2 \Phi} \right) + \sqrt{3} \sin \Phi \sqrt{1 + 3 \sin^2 \Phi} \right]. \quad (\text{A.6})$$

D. Vuoputken tilavuus

$$\begin{aligned} V_T &= \frac{2R_E \sin^2 \Phi \left(1 - \sin^2 \Phi + \frac{3}{5} \sin^4 \Phi - \frac{1}{7} \sin^6 \Phi\right)}{\cos^8 \Phi} \\ &\quad - \frac{R_E(1 - 3 \sin^2 \Phi + 3 \sin^4 \Phi - \sin^6 \Phi)}{3 \cos^6 \Phi} \\ &\approx \frac{32R_E}{35} \frac{\sin \Phi}{\cos^8 \Phi}. \end{aligned} \tag{A.7}$$

E. Häviökartion ja peilautumisleveysasteen välinen yhteys

$$\sin^2 \alpha = \frac{\cos^6 \Phi_p}{(4 - 3 \cos^2 \Phi_p)^{1/2}}, \tag{A.8}$$

missä α on pitch-kulma ekvaattoritasossa ja Φ_p on peilautumisleveysaste.

D. Vuoputken tilavuus

$$\begin{aligned} V_T &= \frac{2R_E \sin^2 \Phi (1 - \sin^2 \Phi + \frac{3}{5} \sin^4 \Phi - \frac{1}{7} \sin^6 \Phi)}{\cos^8 \Phi} \\ &\quad - \frac{R_E(1 - 3 \sin^2 \Phi + 3 \sin^4 \Phi - \sin^6 \Phi)}{3 \cos^6 \Phi} \\ &\approx \frac{32R_E}{35} \frac{\sin \Phi}{\cos^8 \Phi}. \end{aligned} \quad (A.7)$$

E. Häviökartion ja peilautumisleveysasteen välinen yhteys

$$\sin^2 \alpha = \frac{\cos^6 \Phi_p}{(4 - 3 \cos^2 \Phi_p)^{1/2}}, \quad (A.8)$$

missä α on pitch-kulma ekvaattoritasossa ja Φ_p on peilautumisleveysaste.