



Pro Gradu-tutkielma

## Epätavallisen korkeataajuiset luonnon VLF-radioemissiot

Iina Sirviö  
2019

Ohjaajat: Jyrki Manninen (SGO)  
Arto Javanainen (JYU)

Tarkastaja:

JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO  
FYSIIKAN LAITOS

PL 35 (YFL)  
40014 Jyväskylän yliopisto



## Tiivistelmä

Vuosina 2008-2019 Sodankylän geofysiikan observatoriossa järjestetyissä mittauskampanjoissa on havaittu VLF-aaltoja, joita ei pitäisi havaita lainkaan revontuliaalueella. Teorian mukaan havaittujen aaltojen ylärajataajuuksien pitäisi olla alle puolet elektronien ekvatoriinisesta gyrotaajuudesta kyseisellä magneettikenttäviivalla, eli tässä tapauksessa L-arvolla 5,5. Mittauksissa havaitut epätavallisen korkeataajuiset emissiot ylittivät kyseisen arvon huomattavasti. Tässä tutkimuksessa hyödynnetään kyseisissä mittauksissa tuotettua aineistoa ja pyritään ymmärtämään tarkasteltavaa tutkimusilmiötä paremmin, perehtymään ilmiöön liittyvään teoriaan ja tilastoimaan epätavallisen korkeataajuisien emissioiden esiintymisajankohtaa ja taajuutta. Analyysin perusteella 65 % mittauspäivistä ja 18 % mittaustunneista sisälsivät emissioita. Emissiot esiintyivät pääasiassa päiväsaikaan ja niiden taajuus on jopa nelinkertainen teoreettiseen raja-arvoon nähden. Syitä kyseisten VLF-aaltojen esiintymiseen ei kuitenkaan vielä tiedetä, joten jatkotutkimusta aiheesta tarvitaan.



## Alkusanat

Tämä tutkielma on toteutettu toimeksiantona Sodankylän geofysiikan observatoriossa tekemäni työharjoittelun yhteydessä, perehdyttyäni siellä korkeataajuisiin VLF-aaltoihin dosentti Jyrki Mannisen ohjauksessa. Olen perehtynyt aiheeseen aikaisemmin kandidaatin-tutkielmassani ja erikoistyössäni.

Ohjauksesta kiitän tohtori Arto Javanaista Jyväskylän yliopistosta sekä dos. Mannista Oulun yliopistosta. Kiitän Sodankylän geofysiikan observatoriota työllistämistäni ja täten myös tutkielman teon rahoittamisesta läpi opintojeni. Myös työtilan ja aineiston tarjoaminen on ollut minulle korvaamaton hyöty. Kiitän myös Jyväskylän yliopistoa kaikesta vuosien varrella tarjoamasta tuesta opintojeni edistymiseen.



# Sisältö

Tiivistelmä . . . . .	iii
Alkusanat . . . . .	v
<b>1 Johdanto</b>	<b>1</b>
1.1 VLF-aallot . . . . .	1
1.2 Tutkimuksen lähtökohdat ja motivaatio . . . . .	4
1.3 Tutkielman tavoitteet ja rakenne . . . . .	6
<b>2 Teoria</b>	<b>7</b>
2.1 Magnetoioninen teoria . . . . .	7
2.1.1 Elektroniplasma-aaltojen dispersioyhtälö . . . . .	7
2.1.2 Aaltomoodit . . . . .	14
2.1.3 R-moodin raja-arvot . . . . .	17
2.2 Kanavoitumisteoria . . . . .	20
2.2.1 Plasman anisotropia . . . . .	20
2.2.2 Kanavoituminen . . . . .	23
2.3 Yhteenveto VLF-aaltojen etenemisen teoriasta . . . . .	27
2.4 Kirjallisuuskatsaus . . . . .	27
<b>3 Aineiston kerääminen ja käsittely</b>	<b>31</b>
3.1 Mittaukset . . . . .	31
3.2 Aineiston tulkinta . . . . .	34
<b>4 Tilastollinen tutkimus ja tulokset</b>	<b>35</b>
4.1 Tutkimuksen vaiheet . . . . .	35
4.2 Tulokset . . . . .	36
4.3 Jatkotutkimus: muiden kampanjoiden analysointi . . . . .	37
<b>5 Pohdinta ja yhteenveto</b>	<b>43</b>
5.1 Kritiikki . . . . .	44
5.2 Mahdollisia jatkotutkimuksia . . . . .	45
5.3 Yhteenveto . . . . .	45
<b>Kirjallisuus</b>	<b>48</b>





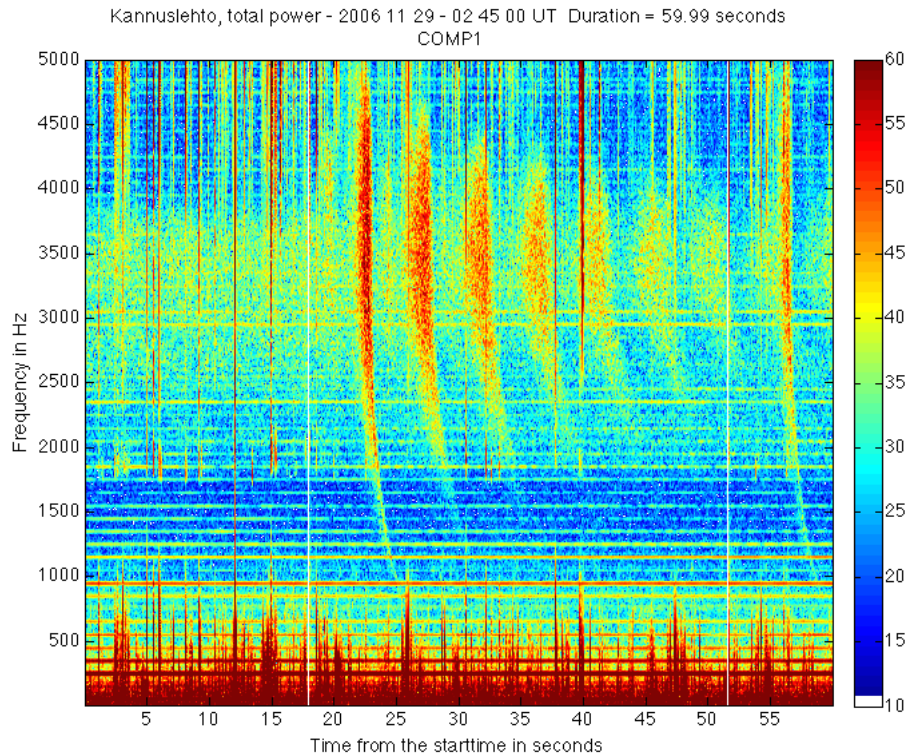
# 1 Johdanto

## 1.1 VLF-aallot

Tämän opinnäytetyön aiheena ovat planeettojen magnetosfääreissä esimerkiksi aurinkotuulen seurauksena syntyvät pitkäaaltoiset radioaallot, VLF-aallot. Luonnon VLF-aaltoja, jotka määritelmän [*International Telecommunication Union*, 2008] mukaan tarkoittavat sähkömagneettisia aaltoja taajuusalueella 3-30 kHz, on tutkittu 1920-luvulta lähtien, jolloin alan pioneerit suorittivat mittauksia tavoitteenaan selittää radiovastaanottimilla havaitut vihellyksiltä kuulostavat äänet [*Preece*, 1894; *Barkhausen*, 1919]. Äänet paljastuivat luonnon VLF-aalloiksi, jotka voidaan kuulla tavallisella radiovastaanottimella, sillä niiden aallonpituus vastaa ihmiskorvan kuuloaluetta.

Näiden vihellyksiksi (engl. whistlers) nimettyjen aaltojen alkuperäksi paljastui salamaniiskut [*Eckersley*, 1931; *Storey*, 1953], joista syntyvät VLF-aallot läpäisevät ionosfäärin rajapinnan ja pakenevat avaruuteen. Siellä ne etenevät Maan magneettikentän suuntaisesti vastakkaiselle pallonpuoliskolle kokien edetessään dispersiota, joka aiheuttaa vihellystä muistuttavan taajuuden laskun vastaanotetun aallon signaalissa. Yleensä ionosfäärin rajapinnan kohdatessaan vihellyksen tuottavasta VLF-aallosta osa läpäisee rajapinnan ja osa heijastuu takaisin avaruuteen edeten jälleen magneettisen kenttäviivan suuntaisesti vastakkaiselle pallonpuoliskolle, jossa sama prosessi voi toistua [*Walker*, 1976]. Tämän vuoksi, hyvien vahvistumisolosuhteiden vallitessa, vihellykset voidaan havaita ns. kaikusarjana (kuva 1.1).

VLF-aaltoja on tutkittu Suomessa jo 1970-luvulla. Laajemmassa mittakaavassa tutkimus alkoi 1980-luvulla Aktivnyj-satelliittiprojektin seurauksena [*Manninen and Turunen*, 2017]. Projektin tarkoituksena oli rekisteröidä maanpäällisellä VLF-vastaanottimella satelliitin VLF-lähettimen signaaleja. Satelliitin VLF-lähetintä ei kuitenkaan koskaan saatu toimimaan, joten vastaanottimella siirryttiin rekisteröimään ja tutkimaan luonnollista syntyperää olevia VLF-aaltoja. VLF-tutkimusta tehdään Suomessa ainoastaan Oulun Yliopiston alaisuudessa toimivassa Sodankylän geofysiikan observatoriossa (SGO).



**Kuva 1.1:** Sodankylässä havaittu vihellyskaikusarja. Ajanhetkellä 02:45:18 UT nähdään vihellyksen aiheuttaneen salamaniskun signaali. Salamanisku näkyy spektrissä valkoisena pystyviivana, sillä aineiston analysointiohjelman salamanpoistologiikka on poistanut sen "liian" voimakkaana. Ajanhetkellä 02:45:23 UT nähdään salamaniskun aiheuttama vihellys, ja sen jälkeen n. 4 s välein vihellyksen kaikuja. Tummanpunaiset pystyviivat kaistalla 2000–5000 Hz ovat ympäri maapalloa tapahtuneiden salamaniskujen signaaleja. Väriskaalan yksiköt ovat desibelejä.

Maailmalla VLF-aallot ovat tunnettu tutkimuskohde avaruus- ja geofysiikassa niiden hyödyllisyyden ansiosta esimerkiksi plasmasfäärin rakennetta tutkittaessa [Carpenter, 1963]. VLF-emissioiden rooli on merkittävässä roolissa esimerkiksi Van Allenin vöiden dynamiikassa [Trakhtengerts, 1963; Kennel and Petschek, 1966; Rycroft, 1991; Meredith et al., 2001; Horne et al., 2005; Bortnik and Thorne, 2007; Thorne et al., 2013] ja maanjäristysten tutkimuksessa [Hayakawa et al., 1996; Molchanov and Hayakawa, 1998; Němec et al., 2009; Rozhnoi et al., 2009; Boudjada et al., 2010; Piša et al., 2013]. Merkittävää VLF-tutkimusta tehdään esimerkiksi Stanfordin Yliopistossa Kaliforniassa ja British Antarctic Survey:ssä Britanniassa, Charlesin yliopistossa Prahassa, Eötvösön yliopistossa Budapestissä, Otagon yliopistossa Uudessa Seelannissa, Nagoyan yliopistossa Japanissa, Polar Geophysical Institute:ssa Apatiitissa Venäjällä ja Institute of Applied Physics:ssä Nizhniy Novgorodissa Venäjällä.

Viime vuosikymmeninä VLF-tutkimuksen keskiöön ovat vihellysten sijaan nousseet emissiot, jotka eroavat vihellyksistä siinä, että ne syntyvät maanpinnan sijaan magnetosfäärissä, plasmasfäärin sisä- ja ulkopuolella ekvaattoritason maapalloon nähden. Emissioiden syntymekanismeja ei ymmärretä vielä kaikenkattavasti, mutta kokeellisesti tiedetään niiden

esiintymisen korreloivan tiettyjen geofysikaalisten prosessien, kuten Maan magneettikentän muutosten [Maeda and Kimura, 1963], energettisen elektronipresipitaation [Bortnik and Thorne, 2007] ja vihellysten [Helliwell, 1965] kanssa. Toisaalta tiettyjen emissiotyyppien syntymismekanismit ovat hyvin selvillä. Laajakaistainen ja diffusoitunut revontulisuhina [Gurnett, 1966] ja diskreetit, taajuudeltaan nousevat kuoroemissiot, syntyvät ionosfäärin tai magnetosfäärin plasman epästabiliuksista. Kuoroemissiot syntyvät energettisten elektronien syklotroniresonanssissa, kun elektronit liikkuvat magnetosfäärin sisäosissa vastakkaiseen suuntaan kuin niistä syntyvät aallot [Trakhtengerts and Rycroft, 2008]. Erilaisesta syntymismekanismista huolimatta emissiot etenevät fysikaalisesti yhtenevästi vihellysten kanssa. Syntyvän erilaisuudesta johtuen erilaisten emissioiden spektrimuodot eroavat sekä toisistaan, että vihellyksistä. Emissioissa havaitaan yleisesti sekä diskreettejä että diffusoituneita spektrimuotoja, kuin myös näiden yhdistelmiä.

Emissioita rekisteröidään sekä stationäärisillä maanpäällisillä asemilla että satelliiteissa. Maanpäällisten asemien aineistoa karakterisoi niiden sijainnin magneettinen leveyspiiri, joka on suoraan yhteydessä havaittavien emissioiden syntyalueeseen leveyspiiriltä alkavan Maan magneettikentän kenttäviivan avulla, olettaen emissioiden syntymispaikaksi ekvaatoritaso ja etenemiskanavaksi kenttäviivan määrittämän polun avaruudessa. Tästä ja plasmasfäärin sijainnista johtuen emissioita tavataan yleisimmin sellaisilla leveysasteilla, jotka sijaitsevat lähellä plasmapaussin projektiota maanpinnalla. Maan päällisillä asemilla havaitaan yleensä ne emissiot, jotka kulkevat paikallista magneettista kenttäviivaa pitkin, ja jotka kykenevät läpäisemään ionosfäärin rajapinnan avaruudesta tullessaan. Emissiot voivat kuitenkin edetä myös maanpinnan ja ionosfäärin välisessä tilassa, eli maa-ionosfääriaaltoputkessa, horisontaalisesti jopa tuhansia kilometrejä [Volland, 1995]. Signaalien polarisaatio-ominaisuuksia ja tulosuuntaa analysoimalla voidaan määrittää, saapuuko aalto vastaanottimeen zeniitistä vai maanpinnan suuntaisesti.

VLF-aaltoja voidaan havainnoida satelliitein ionosfäärissä tai magnetosfäärissä [Tsurutani et al., 2012]). Jotkin maata kiertävät satelliitit, kuten DEMETER [Pidtyachiy et al., 2008] ja Van Allen probe A [Titova et al., 2015] ja B [Demekhov et al., 2017], sisältävät VLF-vastaanottimen, jonka aineistoa voidaan käyttää emissioiden tutkimiseen. Satelliittidataa karakterisoi kullekin satelliitille määritelty kiertorata. Tällöin satelliittin rata kohtaa kunkin magneettisen kenttäviivan vain hetkellisesti, jolloin todennäköisyys kenttäviivaa pitkin etenevän emission havaitsemiseen pienenee. Toisaalta avaruudessa voidaan havaita muitakin emissioita kuin ne, jotka ovat kyenneet ionosfäärin rajapinnan läpäisyyn. Tutkimuksen kannalta mielenkiinnon kohteena on samojen aaltojen tarkastelu sekä maa-asema- että satelliittiaineistosta, jolloin esim. aallon etenemisestä ja syntymisalueesta voitaisiin vetää erinäisiä johtopäätöksiä. Satelliittien liikkeestä johtuen maa-aseman emissiosignaalia vastaavan satelliittisignaalin löytyminen on kuitenkin haasteellista. Konjugaattisignaaleja on kuitenkin onnistuttu löytämään SGO:n maa-aseman ja Van Allen Probe A:n ja B:n väliltä [Demekhov et al., 2017].

VLF-aaltoja voidaan tutkia monesta eri näkökulmasta. SGO:ssa tehtävän tutkimuksen näkökulma on kokeellinen, sillä observatoriona laitoksen perimmäinen funktio on tuottaa aineistoa. Tehtyjen julkaisujen tehtävä on yleensä esitellä uuden aineiston kohokohtia, mielenkiintoisimpia "tapahtumia". Sodankylän geofysiikan observatorion aineisto on VLF-emissioita tutkittaessa optimaalista useasta syystä. Maantieteellinen sijainti plasmapaussin läheisyydessä takaa sen, että emissioita havaitaan paljon, jolloin otannan suuruus parantaa johtopäätösten luotettavuutta. Tämän lisäksi aineistosta analysoidaan parametrejä, joihin muilla asemilla ei yleensä kiinnitetä huomiota.

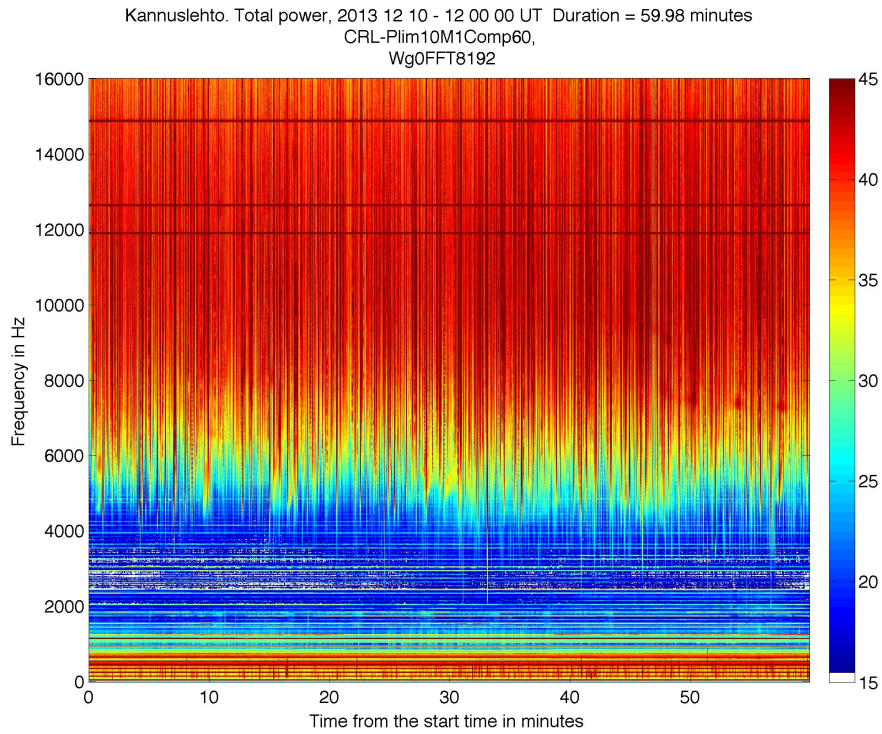
Mielenkiintoista emissioiden tutkimuksessa on etenkin se, että niihin liittyy vielä paljon avoimia kysymyksiä. Tässä tutkielmassa esiteltyjen havaintojen valossa voidaan myös kyseenalaistaa vallalla olevia käsityksiä VLF-aallon etenemisestä. Näiden selvittämiseksi tarvitaan loogisia välitavoitteita, ennenkuin suurta kuvaa voidaan alkaa hahmottaa. Näitä välitavoitteita pyritään tässä tutkielmassa tavoittelemaan.

## 1.2 Tutkimuksen lähtökohdat ja motivaatio

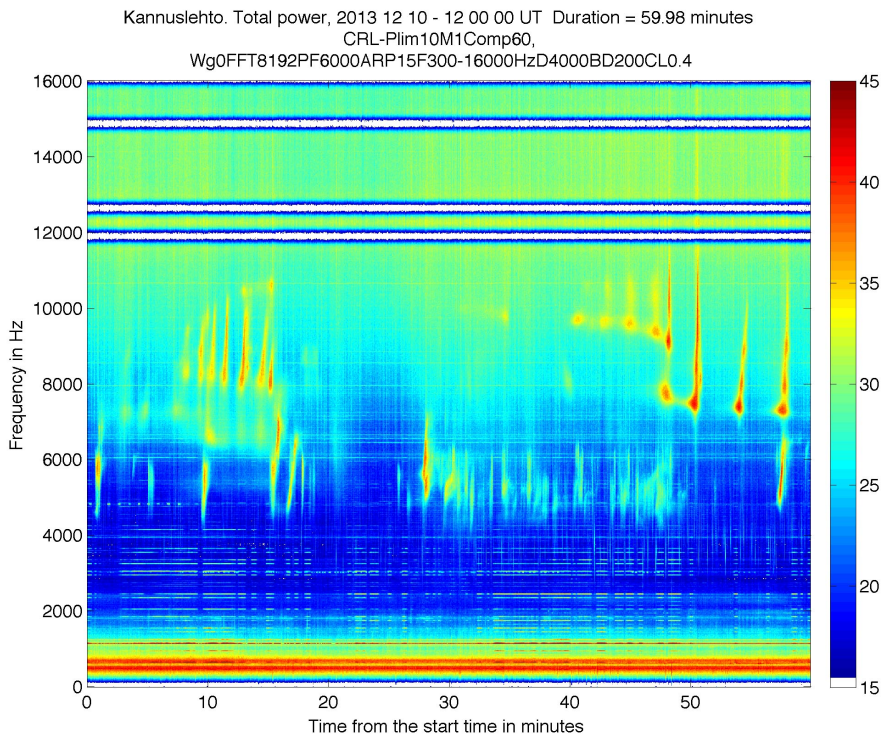
Ajatus tämän tutkimuksen tarpeellisuudesta syntyi vuonna 2013, kun aloitin työharjoittelun Sodankylän geofysiikan observatoriossa. Tuohon aikaan VLF-mittausrutiiniin oli juuri tehty suuri muutos; aineiston tulkinnassa oli otettu käyttöön numeerinen salamasuodatin, joka poistaa salamaniskujen aiheuttamat voimakkaat VLF-signaalit, jotka peittävät intensiteetiltään heikommät luonnon VLF-aallot (kuva 1.2). "Salamaverhon" poistamisen jälkeen VLF-kaistan ylätaajuuksia, jotka olivat ennen olleet täysin salamaniskujen saturoimia, kannatti alkaa analysoidaan nostamalla spektrien piirtoaluetta 16 kilohetrsiin. Salamasuodattimen käyttöönoton jälkeen huomattiin, että aikaisemmin analysoiduista jääneet taajuudet ovat sisältäneet salamaniskujen lisäksi VLF-emissioita, joita tässä tutkielmassa nimitetään "epätavallisen korkeataajuisiksi emissioiksi" (kuva 1.3).

Havaitut emissiot ovat mielenkiintoisia monestakin syystä. Ensinnäkin, käytetyn kaltaista salamasuodatinta ei ole käytössä millään muulla VLF-tutkimusryhmällä, jolloin havainnot ovat ensimmäiset laatuaan. Toiseksi, havainnot ovat ristiriidassa VLF-aaltoja koskevan teorian kanssa, jonka mukaan maanpinnalla ei pitäisi voida havaita aaltoja, joiden taajuus ylittää puolet elektronien gyrotaajuudesta paikallisen magneettisen kenttäviivan ekvaattoritasossa. Tämä mielenkiintoinen ristiriita on ensisijainen motivaatio tämän tutkimuksen teolle. Lisäksi emissiot ovat spektrimuodoiltaan erikoisia eivätkä pääosin kuulu mihinkään entuudestaan tunnettuun emissioluokkaan. Havaintoja esiteltiin ensi kertaa Prahaassa IUGG-konferenssissa 2015, jonka jälkeen aiheesta on kirjoitettu julkaisut *Unusually high frequency natural VLF radio emissions observed during daytime in Northern Finland* [Manninen et al., 2016] ja *A new type of daytime high-frequency VLF emissions at auroral latitudes ("bird emissions")* [Manninen et al., 2017].

Olen pohjustanut tätä tutkimusta kandidaatintyössäni *ELF-VLF-aallot geofysiikan*



**Kuva 1.2:** Suodattamaton VLF-spektri 10.12.2013 klo 12 - 13 UT. Taajuuksilla 6 kilohertsistä ylöspäin nähdään "salamaverho", joka koostuu voimakkaista, lyhytkestoisista ja laajakaistaisista salamaniskujen signaaleista.



**Kuva 1.3:** Spektri on muutoin sama, kuin kuvassa 1.2, mutta tämän spektrin analyysissä on käytetty salamasuodatinta. Salamaniskujen peittämiltä taajuuksilta paljastuu erikoislaatuisia emissioita, joita tässä tutkielmassa kutsutaan "epätavallisen korkeataajuisiksi emissioiksi".

*tutkimuskohteena* [Sirviö, 2014] esittelemällä VLF-aaltoja yleisellä tasolla sekä erään yksittäistapauksen vuoden 2013 mittauskampanjan aineistosta. Erikoistyössäni *VLF-mittaukset Sodankylän geofysiikan observatoriossa* [Sirviö, 2016] olen syventynyt mittauksen ja analyysiohjelman teknisiin puoliin. Tässä tutkielmassa jatkan samasta aiheesta perehtymällä perehtyä syvällisemmin VLF-aaltojen etenemistä koskevaan teoriaan, sekä selvittää voidaananko käytettävissä olevan aineiston pohjalta tehdä joitakin yleistyksiä korkeataajuisien emissioiden esiintymisestä.

### 1.3 Tutkielman tavoitteet ja rakenne

Tutkielman tavoite on kaksijakoinen. Teoriaosassa halutaan selvittää, mihin ilmiön paradoksaalisuus perustuu. Tässä toisin sanoen johdetaan lainalaisuus, jonka mukaan maanpinnalla havaittavien VLF-aaltojen taajuus ei voi ylittää puolta elektronien gyrotaajuudesta paikallisen magneettisen kenttäviivan ekvaattoritasossa. Samalla tulee perusteltua tutkimuksen motivaatio ja esiteltyä kattavasti VLF-aaltojen etenemistä koskeva teoria siinä määrin, kuin se nykykäsityksen mukaan tunnetaan. Tutkimusosassa pyritään löytämään korkeataajuisia emissioita yhdistäviä tekijöitä, jotta voitaisiin tehdä yleistyksiä, joiden perusteella esimerkiksi ilmiön synty- ja etenemismekanismeja voitaisiin alkaa selvittämään. Tutkimusaineistona toimii joulukuussa 2013 - tammikuussa 2014 toteutetun mittauskampanjan tehospektrit, joiden taajuuskaista on 0-16 kHz ja kesto on 1 tunti. Näitä tuntikuvia on 40 päivää kestäneeltä mittauskampanjalta yhteensä 934.

Tutkielman aluksi johdannossa olen kertonut perustietoa VLF-aalloista, sekä kartoittanut VLF-tutkimuksen taustaa ja nykytilaa, jotta lukija ymmärtää, mihin tämä tutkimus sijoittuu VLF-tutkimuskentällä. Johdannossa olen myös kertonut, kuinka ja miksi tutkimuksen tekoon päädyttiin, muotoillut tutkimukselle tavoitteen, sekä kertonut, kuinka tutkielma tulee etenemään. Teorialuvussa (luku 2) tulen esittelemään teoreettisen viitekehyksen, jolla tutkittavaa ilmiötä käsitellään matemaattisesti, ja perustelen sen avulla tutkimusilmiön paradoksaalisuuden. Käyn myös läpi aihetta koskevan suppean tutkimushistorian ja esittelen tärkeimmän tutkimusaihetta käsittelevän lähteen. Mittauksia koskevassa luvussa (luku 3) kerron, miten tutkimuksessa käytetty aineisto on tuotettu ja miten raakadataa analysoidaan numeerisesti. Tutkimusluvussa (luku 4) kerron, miten tilastollinen analyysi suoritettiin ja mitä tuloksia siitä saatiin. Viimeisessä luvussa (luku 5) pohdin, mitä uutta tämä tutkimus on tuonut tiedekenttään, tämän tiedon tieteellistä merkitystä, pohdin tutkimuksen onnistumista, listaan heikkoja kohtia ja hahmottelen, miten aiheen tutkimista kannattaisi jatkaa tulevaisuudessa. Lisäksi summaan vielä tutkielman pääpointit yhteenvedossa.

## 2 Teoria

Tässä luvussa esittelen olennaisen teorian, joka liittyy VLF-aaltojen etemiseen avaruusplasmassa ja osoitan, ettei teorian mukaan maanpinnalla pitäisi pystyä havaitsemaan VLF-aaltoja, joiden taaajuus ylittää puolet elektronien gyrotaajuudesta paikallisen magneettisen kenttäviivan ekvaattoritasossa. Luku on kirjoitettu käyttäen lähteitä [Ratcliffe, 1959], [Helliwell, 1965], [Manninen, 1991] ja [Asikainen, 2013]. Kappaleessa 2.1 käsittelen VLF-aaltoja magnetoionisen teorian ja kappaleessa 2.2 kanavoitumisteorian puitteissa. Kappaleessa 2.3 teen teoriaosasta yhteenvedon ja lopuksi käyn vielä läpi aihetta koskevaa kirjallisuutta kappaleessa 2.4.

### 2.1 Magnetoioninen teoria

Sähkömagneettisen aallon taittumista kylmässä magnetoituneessa plasmassa kuvaa magnetoioninen teoria [Ratcliffe, 1959]. Teoria tiivistyy yhtälöön, jotka Appleton [1932] johti elektronin liikeyhtälöstä ja Maxwellin yhtälöistä käyttäen tiettyjä approksimaatioita. Yhtälöä kutsutaan usein Appleton-Hartreen yhtälöksi, ja käytännössä se on dispersioyhtälö magnetoituneessa plasmassa etenevälle sähkömagneettiselle aallolle. Dispersioyhtälöstä voidaan eritellä erilaisia aaltomoodeja, joista R-moodiin perehdymme tarkemmin, sillä se kuvaa luonnon VLF-emissioita. Magnetoioninen teoria on avaruusplasmafysiikassa alan perusteoria, ja se on tuttu kaikille alan tutkijoille.

#### 2.1.1 Elektroniplasma-aaltojen dispersioyhtälö

Appleton-Hartreen yhtälö johdetaan tarkastelemalla tilannetta, jossa avaruusplasman elektronit värähtelevät sähkömagneettisen aallon sähkökentän vaikutuksesta. Yhtälö saadaan konstruoidulla sähköinen susceptibiliteettitensori Maxwellin yhtälöiden, ja toisaalta elektronin liikeyhtälön avulla, ja lopulta nämä todetaan yhtäpitäviksi. Sähköinen susceptibiliteetti kuvaa aineen avaruudellisia polarisoitumisominaisuuksia, jolloin haetaan siis

yhteyttä aallon sähkökentän ja sen aiheuttaman plasman polarisoituman välille.

Kaavan johdossa käytetään sähkömagneettisille vektorikentille toistuvasti tasoaaltoap-  
proksimaatiota, sekä hyödyllisiä identiteettejä tasoallon aikaderivaatalle sekä roottorille.  
Tällöin  $\mathbf{E}$ - (sähkökentän voimakkuus),  $\mathbf{D}$ - (sähkövuon tiheys),  $\mathbf{H}$ - (magneettikentän voi-  
makkuus),  $\mathbf{B}$ - (magneettivuon tiheys) ja  $\mathbf{P}$  (polarisaatio)-kenttien, sekä plasman elektro-  
nien paikka- ja nopeusvektorikenttä oletetaan olevan yksiulotteisessa paikka-avaruudessa  
muotoa

$$A(x, t) = A_0 \cos(\omega t - kx), \quad (2.1)$$

jossa  $A(x, t)$  on aallon amplitudi paikassa  $x$  hetkellä  $t$ ,  $A_0$  on vakio,  $\omega$  on aallon kulmataa-  
juus, ja  $k$  on aaltoluku. Siirryttäessä kolmiulotteiseen paikka-avaruuteen yhtälö saadaan  
muotoon

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{A}_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}), \quad (2.2)$$

missä  $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)$  on vektorikentän voimakkuus,  $\mathbf{x}$  aallon paikkavektori,  $\mathbf{A}_0$  on vakioarvoinen  
vektori ja  $\mathbf{k}$  aaltovektori. Tasoallolle saadaan vielä Eulerin kaavan mukaisesti kätevämpi,  
kompleksinen muoto, jota tässä luvussa käytetään. Tällöin sähkömagneettisia kenttiä  
kuvaava yhtälön

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{A}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (2.3)$$

reaaliosa.

Kun kenttää  $\mathbf{A}$  (kaava 2.3) derivoidaan ajan suhteen, saadaan

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = i\omega \mathbf{A}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} = i\omega \mathbf{A}, \quad (2.4)$$

kun taas määriteltäessä  $\mathbf{x} \equiv (x_1 \ x_2 \ x_3)^\top \equiv (x \ y \ z)^\top$  saadaan derivoidessa kenttää  
paikan suhteen

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x_i} = -ik_i \mathbf{A}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} = -ik_i \mathbf{A}, \quad (2.5)$$

jolloin myös kentän komponenttien arvoille pätee  $\partial_{r_i} A_j = -ik_i A_j$ . Tästä saadaan ristitulon  
määritelmän avulla

$$\Delta \times \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \partial_y A_z - \partial_z A_y \\ -\partial_x A_z + \partial_z A_x \\ \partial_x A_y - \partial_y A_x \end{pmatrix} = -i \begin{pmatrix} k_y A_z - k_z A_y \\ -k_x A_z + k_z A_x \\ k_x A_y - k_y A_x \end{pmatrix} = -i \mathbf{k} \times \mathbf{A}. \quad (2.6)$$

Kaavojen (2.4) ja (2.6) identiteettejä käytetään sinimuotoisille vektorikentille jatkossa  
johdettaessa Appleton-Hartreen yhtälöä.



Tutkitaan seuraavaksi elektronin näkökulmasta tilannetta, jossa plasmassa etenee VLF-aalto, ja identifioidaan elektroniin vaikuttavat voimat. Voimien pohjalta konstruoidaan elektronin liikeyhtälö, sekä sen avulla magnetoionisen väliaineen sähköinen susceptibiliteettitensori.

Plasmafysiikassa sanotaan plasman olevat magnetoitunutta, kun siihen vaikuttava ulkoinen magneettikenttä on kyllin voimakas vaikuttamaan plasman hiukkasten liikeratoihin, kuten tapahtuu esimerkiksi magnetosfäärissä elektronien gyroliikkeen muodossa [Walt, 1994]. Tällöin magnetoitumisella ei tarkoiteta magnetismin polarisoituvuudelle analogista magneettisuutta, jota kuvaa magneettinen susceptibiliteetti. Magnetosfäärin avaruusplasma on siis magnetoitunutta, jolloin plasman elektroneihin vaikuttaa voima  $\mathbf{F} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$ , jossa  $e$  elektronin varaus,  $\mathbf{v}$  on elektronin nopeus ja  $\mathbf{B}_0$  ulkoinen magneettikenttä. VLF-aallon magneettikenttä on ulkoiseen kenttään verrattuna niin mitätön, ettei se vaikuta elektronin dynamiikkaan, eikä sen elektroniin kohdistamaa voimaa tarvitse huomioida.

Plasmassa etenevän VLF-aallon sähkökenttä saa aikaan jaksollisesti muuttuvan polarisoituman, kun plasman elektronit reagoivat aallon sähkökenttään värähtelemällä samalla periodilla. Sähkökenttä siis kohdistaa plasman elektroniin voiman  $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$ . Plasman ionit eivät merkittävästi resonoi VLF-aallon taajuuksilla, sillä ne ovat liian hitaita VLF-taajuiseen värähtelyyn [Bittencourt, 1986]. Elektronien lämpötila, ja siten myös liike-energia ovat huomattavasti ionien vastaavia suuremmat. Tällöin sanotaan, että plasma on kylmää, jolloin plasmataajuus on elektronin plasmataajuus. Plasmaan syntyvän polarisaation aiheuttama elektronien värähtelyliike aiheuttaa kuitenkin sen, että elektronit törmäilevät plasman ioneihin. Törmäykset kohdistavat elektroniin voiman  $\mathbf{F} = -m\nu\mathbf{v}$ , jossa  $\nu$  on elektronin törmäystaajuus plasman ionien kanssa. Tämä voima vaimentaa värähtelyliikettä pienentäen sen amplitudia ajan funktiona. Edellisten oletusten valossa elektronin liikeyhtälöksi kylmässä, magnetoituneessa plasmassa saadaan

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) - m\nu\mathbf{v}. \quad (2.7)$$

Polarisaatiokenttä liittyy elektronin liikkeeseen kaavan

$$\mathbf{P} = Ne\mathbf{r}, \quad (2.8)$$

mukaisesti, jossa  $\mathbf{P}$  on polarisaatio (dipolimomentti tilavuusyksikköä kohden),  $N$  elektronien lukumäärä tilavuusyksikköä kohden ja  $\mathbf{r}$  elektronin paikkavektori tasapainoasemastaan värähtelyliikkeessä. Koska polarisaatiokenttä on sinimuotoinen, sille pätee tasoaaltojen identiteetti  $\partial_t = i\omega$ . Tällöin derivoimalla kaava (2.8) puolittain ajan suhteen saadaan elektronin nopeudelle ja polarisaatiolle yhteys

$$i\omega\mathbf{P} = Ne\mathbf{v} \Leftrightarrow \mathbf{v} = i \frac{\omega}{Ne} \mathbf{P}. \quad (2.9)$$

Sijoitetaan nyt liikeyhtälöön kaava (2.8), sekä sen aikaderivaatta, ja kerrotaan yhtälö

puolittain termillä  $Ne/\omega^2m$ . Liikkeyhtälö saadaan termien uudelleenjärjestämisen jälkeen muotoon

$$\frac{Ne^2}{\omega^2m}\mathbf{E} = -(1 - i\frac{\nu}{\omega}\mathbf{P}) - i\mathbf{P} \times \frac{e\mathbf{B}_0}{\omega m}. \quad (2.10)$$

Yhtälö saadaan vielä yksinkertaisempaan muotoon määrittelemällä ns. magnetoioniset parametrit

$$\begin{aligned} X &= \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2}, \\ Y &= \frac{\omega_g}{\omega} = \frac{eB_0}{m\omega}, \\ Z &= \frac{\nu}{\omega}, \\ U &= 1 - iZ, \end{aligned} \quad (2.11)$$

jossa  $\omega_p$  on (elektronin) plasmataajuus,  $\omega$  on sähkömagneettisen aallon kulmataajuus ja  $\omega_g$  on elektronin gyrotaajuus, tai tarkemmin ottaen gyrokulmataajuus. Elektronin gyrotaajuudelle tullaan käyttämään myös merkintää  $f_g$ , ja tämä on yhteydessä gyrokulmataajuuteen tutun relaation  $\omega_g = 2\pi f_g$  kautta. Koska suureet eroavat vain vakiokertoimella, tullaan kumpaakin kutsumaan jatkossa gyrotaajuudeksi.

Parametri  $Y$  saadaan vielä vektorimuotoon määrittelemällä pseudovektori  $\boldsymbol{\omega}_g = e\mathbf{B}_0/m\omega$ , jolloin liikkeyhtälö saadaan muotoon

$$\epsilon_0 X \mathbf{E} = -U\mathbf{P} - i\mathbf{P} \times \mathbf{Y}, \quad (2.12)$$

eli komponenttimuodossa

$$\begin{aligned} \epsilon_0 X \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} &= -U \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} - i \begin{pmatrix} P_y Y_z - P_z Y_y \\ P_z Y_x - P_x Y_z \\ P_x Y_y - P_y Y_x \end{pmatrix} \\ &= - \begin{pmatrix} U & 0 & 0 \\ 0 & U & 0 \\ 0 & 0 & U \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} - i \begin{pmatrix} 0 & Y_z & -Y_y \\ -Y_z & 0 & Y_x \\ Y_y & -Y_x & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -U & -iY_z & iY_y \\ iY_z & -U & -iY_x \\ -iY_y & iY_x & -U \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Kun määritellään vielä sähköinen susceptibiliteetti kaavalla

$$\mathbf{P} = \chi_e \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (2.14)$$

jossa  $\chi_e$  on sähköinen susceptibiliteetti huomataan kaavasta (2.13), että

$$\frac{1}{X} \begin{pmatrix} -U & -iY_z & iY_y \\ iY_z & -U & -iY_x \\ -iY_y & iY_x & -U \end{pmatrix} = \chi_e^{-1}, \quad (2.15)$$

jolloin sähköiselle susceptibiliteetille on saatu käänteisarvo elektronin liikeyhtälöstä lähtien.

Tarkastellaan nyt samaista tilannetta VLF-aallon näkökulmasta. Kun oletetaan VLF-aallon vaikutuksesta värähtelevien elektronien liikkeestä aiheutuva sähkövirta mitättömäksi, VLF-aallon sähkökentälle ja magneettikentälle saadaan Faradayn ja Amperen lakien mukaisesti

$$\Delta \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.16)$$

$$\Delta \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.17)$$

missä kentillä  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{H}$  ja  $\mathbf{D}$  tarkoitetaan nimenomaan VLF-aallon sähkömagneettisia vektorikenttiä.

Polarisoituva plasma on dielektristä, eli sen permittiivisyys, polarisaatiokyky, on tyhjiön vastaavaa suurempi. VLF-aallon magneettikenttä ei sen sijaan saa plasmassa aikaan merkittävää magnetoitumaa, sillä Maan magneettikenttä on aallon kenttään verrattuna niin voimakas, että se hallitsee yksin plasman dynamiikkaa. Täten plasman permeabiliteetti, "magneettinen polarisaatio", vastaa tyhjiön permeabiliteettiä. Tällöin vuon tiheyksien ja kenttien voimakkuuksien välisiä yhteyksiä kuvaavat kaavat (2.18) ja (2.19)

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.18)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2.19)$$

jossa on  $\mu_0$  tyhjiön permeabiliteetti,  $\varepsilon_0$  tyhjiön permittiivisyys,  $\varepsilon$  väliaineen permittiivisyys ja  $\mathbf{P}$  polarisoituma. Plasman magnetoitumiskyky on vakio kaikkialla plasmassa, mutta polarisaatiokyky riippuu siitä, ovatko hiukkasiin vaikuttavat voimat magneettikentän kanssa yhdensuuntaiset vai kohtisuorasti. Tällöin sanotaan plasman olevan anisotrooppista, ja silloin plasman permittiivisyys on tensori.

Kun nyt sijoitetaan Faradayn ja Amperèren lakeihin (kaavat (2.16) ja (2.17)) tasoalloille pätevät identiteetit  $\partial_t = i\omega$  ja  $\Delta = -i\mathbf{k}$  (kaavat (2.4) ja (2.6)), saadaan lait muotoon

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}, \quad (2.20)$$

$$\mathbf{k} \times \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = -\omega(\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}), \quad (2.21)$$

joista jälkimmäiseen on lisäksi sijoitettu vielä kentän voimakkuuksien ja vuon tiheyksien väliset yhteydet (kaavat (2.18) ja (2.19)). Kaavoista nähdään, että aallon magneettikenttä

on ortogonaalisesti aallon etenemissuuntaan, kuten se on myös aallon sähkökenttään. Sähkökenttä sen sijaan ei ole ortogonaalinen aallon etenemissuuntaan nähden, jolloin aallon sähkökentällä on aallon etenemisen suuntainen, pitkittäinen komponentti. Sijoittamalla kaava (2.20) kaavaan (2.21), saadaan eliminoitua yhtälöistä  $\mathbf{B}$ . Kun tulos vielä kerrotaan puolittain termillä  $\omega\mu_0$ , saadaan Maxwellin yhtälöt muotoon

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mathbf{E} - \omega^2 \mu_0 \mathbf{P}. \quad (2.22)$$

Ristitulosta päästään eroon soveltamalla yhtälön vasempaan puoleen vektorikolmituloa. Kun muistamme lisäksi valonnopeudelle pätevän identiteetin

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}, \quad (2.23)$$

missä  $c$  on valonnopeus tyhjiössä, saadaan yhtälö 2.22 muotoon

$$\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - k^2 \mathbf{E} = -\frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} - \omega^2 \mu_0 \mathbf{P}. \quad (2.24)$$

Tässä vaiheessa täytyy määritellä koordinaatisto. Tehdään se siten, että päätetään  $z$ -akselin olevan aaltovektorin suuntainen, eli  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_z$ . Jaetaan samalla vektori  $\mathbf{E}$  aaltovektorin suuntaiseen, ja sitä vastaan kohtisuoraan komponenttiin, ja merkitään tätä  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{E}_z + \mathbf{E}_{\perp}$ . Nyt pistetulosta päästään eroon, ja kaavan (2.24) ensimmäinen termi saadaan muotoon  $kE_z \mathbf{k} = k^2 \mathbf{E}_{\parallel}$ . Yhtälön vasen puoli supistuu tällöin muotoon  $-k^2 \mathbf{E}_{\perp}$ . Kun vielä järjestellään termit uudelleen, saadaan

$$\frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E}_{\perp} = -\omega^2 \mu_0 \mathbf{P}. \quad (2.25)$$

Kun kerrotaan tämä puolittain termillä  $c^2/\omega^2$ , ja muistetaan valonnopeudelle kaava (2.23), sekä taitekertoimen määritelmä

$$n = \frac{c}{v_p} = \frac{ck}{\omega}, \quad (2.26)$$

missä  $v_p$  on aallon vaihenopeus, saadaan Maxwellin yhtälöt muotoon

$$\mathbf{E} - n^2 \mathbf{E}_{\perp} = -\omega^2 \mu_0 \mathbf{P}, \quad (2.27)$$

eli komponenttimuodossa

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} - n^2 \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - n^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - n^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Kun muistetaan vielä sähköisen susceptibiliteetin määritelmä (kaava (2.14)), huomataan kaavasta (2.28), että

$$\begin{pmatrix} n^2 - 1 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 - 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = \chi_e. \quad (2.29)$$

Nyt ollaan saatu elektronin likeyhtälöstä susceptibiliteetin käänteistensori, ja Maxwellin yhtälöistä susceptibiliteettitensori. Nämä voidaan yhdistää hyödyntämällä matriisin ja käänteismatriisin tuloa, eli  $\chi_e \chi_e^{-1} = I$  Kun tähän sijoitetaan kaavat (2.15) ja (2.29), saadaan

$$\begin{aligned} \frac{1}{X} \begin{pmatrix} n^2 - 1 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 - 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -U & -iY_z & iY_y \\ iY_z & -U & -iY_x \\ -iY_y & iY_x & -U \end{pmatrix} &= I \\ \Leftrightarrow \begin{pmatrix} -U(n^2 - 1) & -iY_z(n^2 - 1) & iY_y(n^2 - 1) \\ iY_z(n^2 - 1) & -U(n^2 - 1) & -iY_x(n^2 - 1) \\ iY_y & -iY_x & U \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} X & 0 & 0 \\ 0 & X & 0 \\ 0 & 0 & X \end{pmatrix} \\ \Leftrightarrow \begin{pmatrix} -U(n^2 - 1) - X & -iY_z(n^2 - 1) & iY_y(n^2 - 1) \\ iY_z(n^2 - 1) & -U(n^2 - 1) - X & -iY_x(n^2 - 1) \\ iY_y & -iY_x & U - X \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Täsmennetään nyt koordinaatistoa niin, että ulkoinen magneettikenttä  $\mathbf{B}_0$  on  $yz$ -tasossa (kuva 2.1). Tällöin voidaan merkitä  $Y_x = 0, Y_y = Y_T$  ja  $Y_z = Y_L$ , jolloin erotellaan magnetoioninen pseudovektori  $\mathbf{Y}$  pitkittäiseen ja poikittaiseen komponenttiin. Kun tämän lisäksi otetaan yhtälöstä (2.30) determinantti puolittain, saadaan

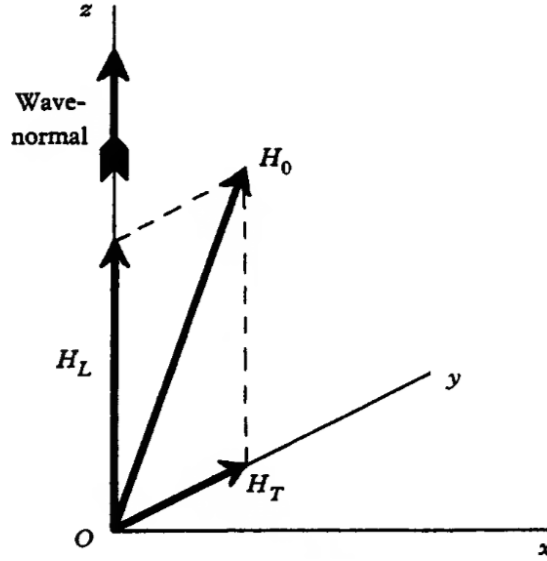
$$\begin{vmatrix} -U(n^2 - 1) - X & -iY_L(n^2 - 1) & iY_T(n^2 - 1) \\ iY_L(n^2 - 1) & -U(n^2 - 1) - X & 0 \\ iY_T & 0 & U - X \end{vmatrix} = 0. \quad (2.31)$$

Määritellään vielä laskun yksinkertaistamiseksi  $X/(n^2 - 1) \equiv A$ . Kun jaetaan matriisin (2.31) ylimmät rivit termillä  $(n^2 - 1)$  ja sijoitetaan matriisiin apuparametri  $A$ , saadaan determinantti muotoon

$$\begin{vmatrix} -U - A & -iY_L & iY_T \\ iY_L & -U - A & 0 \\ iY_T & 0 & U - X \end{vmatrix} = 0. \quad (2.32)$$

Kun determinantti lasketaan auki ja termit järjestetään uudestaan, saadaan tuloksena toisen asteen polynomi

$$(U - X)(U + A)^2 - Y_T^2(U + A) - Y_L^2(U - X) = 0. \quad (2.33)$$



**Kuva 2.1:** Koordinaatistovalinta [Ratcliffe, 1959]. Kuvassa esitetään ulkoisen magneettikentän voimakkuus  $\mathbf{H}_0$ , mutta tutkimamme vektori  $\mathbf{B}_0$  on samansuuntainen johtuen plasman epämagneettisuudesta.

Kun tämä ratkaistaan termin  $U+A$  suhteen, saadaan

$$U + A = \frac{Y_T^2 \mp \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(U - X)^2}}{2(U - X)}. \quad (2.34)$$

Kun tähän vielä sijoitetaan  $A \equiv X/(n^2 - 1)$ , ja järjestetään termejä uudelleen saadaan lopulta Appleton-Hartreen yhtälö

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

Yhtälöllä on kaksi erisuurta ratkaisua, jotka saadaan valitsemalla nimittäjän  $\pm$ -merkistä ylempi tai alempi. Huomioidaan tässä, että aallon taitekerroin on termin  $U$  vuoksi lähtökohtaisesti kompleksinen, ja vain sen reaaliosa manifestoituu fyysisessä todellisuudessa. Eritellään taitekerroin vielä reaaliseseen ja imaginääriseen komponenttiin

$$n = \mu - i\chi, \quad (2.36)$$

jossa  $\mu$  on taitekertoimen reaaliosa, ja  $\chi$  imaginääriosa.

## 2.1.2 Aaltomoodit

Appleton-Hartreen yhtälön perusteella voidaan luokitella erilaisia aaltomoodeja, joiden dispersioyhtälö on yksinkertaisempi. Tarkastellaan erillisinä yhtälön (2.35)  $\pm$ -merkin ylempään ja alemman merkin mukaisia ratkaisuja. Eritellään vielä moodit, jossa aalto etenee magneettikentän suuntaisesti ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$ , eli  $Y = Y_L, Y_T = 0$ ), ja sitä vastaan kohtisuorasti

( $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$ , eli  $Y = Y_T, Y_L = 0$ ). Näiden avulla saadaan eriteltyä neljä aaltomoodia, joiden dispersioyhtälöt ovat erilaiset. Nämä aaltomoodit eroavat myös polarisaatio-ominaisuuksiltaan. Tässä yhteydessä aallon polarisaatiolla tarkoitetaan eri asiaa, kuin aiemmin määritellyllä polarisaatiokentällä  $\mathbf{P}$ . Määritellään aallon polarisaatio kaavalla

$$R = \frac{E_x}{E_y}, \quad (2.37)$$

ja johdetaan yhtälö aallon polarisaatiolle niin että polarisaatio ilmaistaan magnetoionisten parametrien avulla. Tämä saadaan kaavan (2.13) yhtälöryhmän toisesta rivistä,

$$\varepsilon_0 X E_y = i Y_L P_x - U P_y. \quad (2.38)$$

muistaen koordinaatistovalinnan. Kun tähän sijoitetaan kaavasta (2.28) toisesta ja kolmannesta rivistä saadut identiteetit

$$\begin{cases} P_x = \varepsilon_0(n^2 - 1)E_x \\ P_y = \varepsilon_0(n^2 - 1)E_y, \end{cases} \quad (2.39)$$

saadaan termillä  $\varepsilon_0$  puolittain jakamisen ja termien uudelleenjärjestämisen jälkeen

$$\frac{E_x}{E_y} = -\frac{i}{Y_L} \left( U + \frac{X}{n^2 - 1} \right) = -\frac{i}{Y_L} (U + A). \quad (2.40)$$

Kun tähän vielä sijoitetaan  $U + A$  kaavasta (2.34), saadaan elektroniplasma-aaltojen polarisaatiolle

$$R = -\frac{i}{Y_L} \left( \frac{Y_T^2}{2(U - X)} \mp \sqrt{\frac{Y_T^4}{4(U - X)^2} + Y_L^2} \right). \quad (2.41)$$

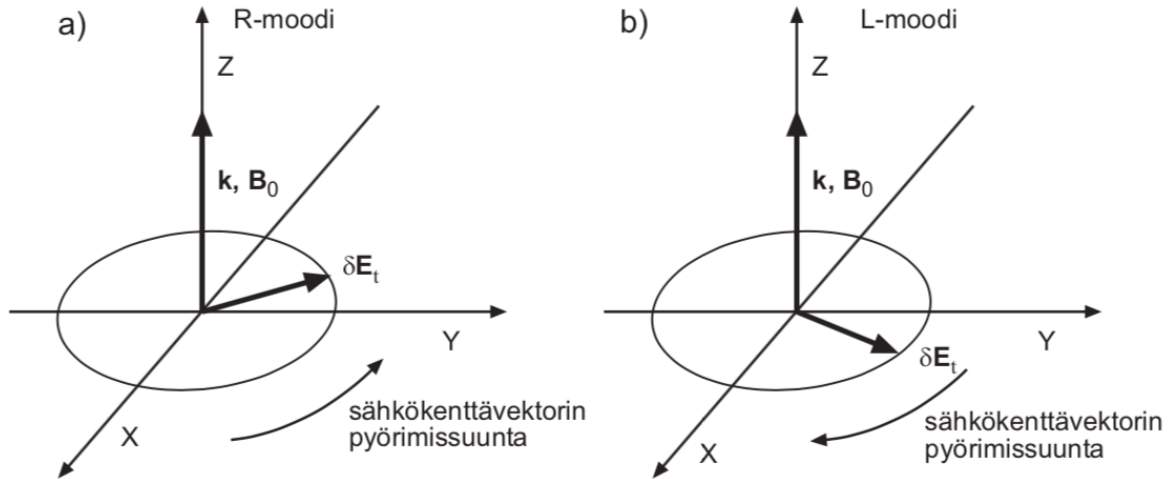
Tarkastellaan ensin aaltomoodeja  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ . Tällöin termi  $Y_T$  häviää ja aaltojen polarisaatioksi saadaan

$$R = \pm i \frac{|Y_L|}{Y_L}. \quad (2.42)$$

Kun tarkastellaan Sodankylässä havaittuja aaltoja, eli pohjoisella pallonpuoliskolla magnetosfääristä maanpintaa kohti magneettikentän suuntaisesti eteneviä aaltoja, valitsemassamme koordinaatistossa  $Y_L$  on negatiivinen, elektronin varauksesta johtuen. Tällöin kyseisille aalloille saadaan polarisaatioksi

$$\begin{aligned} R &= \mp i = e^{\mp i\pi/2} \\ \Leftrightarrow \frac{E_x}{E_y} &= \frac{e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} \mp \frac{\pi}{2})}}{e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})}}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Tällöin kompleksisten komponenttien  $E_x$  ja  $E_y$  välillä on  $\mp \frac{\pi}{2}$  radiaanin vaihe-ero. Valitsemallamme taso-aallon määritelmällä tämä tarkoittaa, että piirrettäessä koordinaatistoon pisteet  $(E_x, E_y, 0)$  eri ajanhetkillä, saadaan kuvaajaksi  $-\frac{\pi}{2}$ :n vaihe-erolla vasenkätisesti pyörivä ympyrä ja  $+\frac{\pi}{2}$ :n vaihe-erolla oikeakätisesti pyörivä ympyrä (kuva 2.2). Tällöin yhtälöissä esiintyvän  $\pm$  - tai  $\mp$  -merkin ylempään merkin mukainen ratkaisu kuvaa vasenkätisesti ympyräpolarisoituneita aaltoja, ja alemman merkin mukainen ratkaisu oikeakätisesti ympyräpolarisoituneita aaltoja. Näitä kutsutaan myös L- ja R-moodeiksi.



**Kuva 2.2:** R- ja L-moodin sähkökenttävекторin pyörimissuunta. [Asikainen, 2013]

Tarkastellaan seuraavaksi tilannetta, jossa  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ . Tällöin yhtälön (2.41) neliöjuuren alta voidaan jättää termi  $Y_L$  pois. Oletetaan lisäksi tässä plasma törmäyksettömäksi, jotta välttyttäisiin ottamaan neliöjuurta kompleksiluvusta. Tarkastellaan taas pohjoista pallonpuoliskoa, jolloin  $Y_L$  on lähtökohtaisesti negatiivinen. Näillä oletuksilla aaltojen polarisaatiolle saadaan lauseke

$$R = \frac{i}{|Y_L|} \left( \frac{1}{2} \frac{Y_T^2}{1-X} \mp \frac{1}{2} \frac{Y_T^2}{|1-X|} \right). \quad (2.44)$$

Nyt polarisaatio riippuu siis paitsi siitä, käsitelläänkö ylempään vai alemman merkin mukaista ratkaisua, myös plasman elektronitiheydestä, eli termin  $1-X$  etumerkistä. Tutkitaan aluksi ratkaisuja, kun  $X < 1$ . Tällöin  $|1-X| = 1-X$ , ja voimme merkitä polarisaatiota

$$R = \frac{i}{|Y_L|} \frac{Y_T^2}{|1-X|} \left( \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right). \quad (2.45)$$

Nyt ylempään merkin mukainen ratkaisu aallon polarisaatiolle on nolla. Koska polarisaatio on määritelty aallon sähkökentän x- ja y-komponenttien suhteeksi, tämä tarkoittaa käytännössä, että kyseisillä aalloilla komponentti  $E_x$  on nolla, ja aalto on lineaarisesti polarisoitunut. Tällöin  $E = E_y$  ja aallon sähkökenttä on näin magneettikentän suuntainen.



Aaltomoodeja  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_0$  kutsutaan O-moodiksi. Vastaavasti alemman merkin mukainen ratkaisu lähenee arvoa  $i\infty$ , kun  $Y_L$  lähenee nollaa. Tämä tarkoittaa, että kyseisten aaltojen sähkökentän y-komponentti on nolla, jolloin aalto on lineaarisesti polarisoitunut (siinä mielessä, kun polarisaatio on tässä määritelty), ja  $E = E_x$  ja  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$ . Tällaisia aaltomoodeja kutsutaan X-moodiksi. Tässä on huomattava, että vaikka kirjallisuudessa esitellään poikittaiselle etenemiselle yllä olevat ratkaisut, arvoilla  $X > 1$  ratkaisut ovat toiset. Tällöin merkitään  $1 - X = -|1 - X|$ , ja polarisaatioksi saadaan ylempään merkin mukaan  $-i\infty$  ja alemman merkin mukaan nolla. Tällaisessa plasmassa etenevät aallot ovat kuitenkin yhtäläillä lineaarisesti polarisoituneita.

Itseasiassa 3-ulotteisessa mielessä X-moodin polarisaatio ei ole lineaarinen, vaan elliptinen, sillä sähkökentällä on x-komponentin lisäksi etenemisen suuntaisesti värähtelevä komponentti  $E_z$ , jolloin aaltoliike on osin pitkittäistä, ja aalto on osin elektrostaattinen. Tämä nähdään kaavasta

$$E_z = iY_T \frac{n^2 - 1}{U - X} E_x, \quad (2.46)$$

joka on saatu sijoittamalla kaavan (2.13) alimpaan riviin kaavassa (2.28) esiintyvät polarisaatiokentän komponentit  $P_x$ ,  $P_y$  ja  $P_z$ , ja ratkaisemalla  $E_z$ :n suhteen, muistaen käyttämämme koordinaatistovalinta. Kaavasta huomataan, että magneettikentän suuntaisilla moodeilla ( $Y_T = 0$ ) ja O-moodilla ( $E_x = 0$ ) elektrostaattinen komponentti on nolla, ja moodit ovat puhtaasti sähkömagneettisia.

Käännettäessä ulkoista magneettikenttää aallon etenemisen suuntaisesta kohtisuoraan aallon polarisaatio muuttuu tasaisesti ympyräpolaroituneesta elliptisesti polaroituneeksi ja edelleen lineaarisesti polaroituneeksi. Prosessissa joko aallon sähkökentän x- tai y-komponentin amplitudi pikkuhiljaa häviää riippuen plasman ominaisuuksista ja siitä, onko aalto alunperin L-moodia vai R-moodia. Kaikkia VLF-aaltoja voidaan näin käsitellä L-, R-, O, ja X-moodin superpostitiona, sillä niin kauan, kun plasman elektronitiheys avaruudessa ei muutu jyrkästi paikan funktiona [*Ratcliffe*, 1959], R-moodi muuttuu tasaisesti O-moodiksi, ja L-moodi X-moodiksi sitä mukaa, kun aallon kulkusuunta muuttuu magneettikentän suuntaiseksi kohtisuoraksi. Koska tutkielman kohteena olevien aaltojen on havaittu mittauksissa olevan lähes puhtaasti oikeakätisesti ympyräpolarisoituneita, käsittelemme jatkossa matemaattisesti vain R-moodia.

### 2.1.3 R-moodin raja-arvot

Tutkitaan seuraavaksi, millaisilla taajuuksilla R-moodin eteneminen on mahdollista, millaisia erikoistaajuuksia R-moodilla on ja miten nämä rajoittavat moodin käyttäytymistä avaruusplasmassa. Etsitään ehdot, joilla R-moodin taitekerroin on reaalinen. Oletetaan plasma törmäyksettömäksi ( $Z = 0$ ) ja aallon eteneminen magneettikentän suuntaiseksi ( $Y_L = Y \cos \theta$ ,  $Y_T = 0$ ). Lisäksi valitaan taitekertoimen yhtälöstä (kaava (2.35))  $\pm$ -merkistä

alempi, sillä se kuvaa R-moodia. Nyt saadaan törmäyksettömän plasman taitekertoimeksi R-moodille

$$n(\theta)^2 = 1 - \frac{X}{1 - |Y| \cos \theta} = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_g}{\omega} \cos \theta}, \quad (2.47)$$

joka supistuu nollakulmalla muotoon

$$n^2 = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_g}{\omega}}. \quad (2.48)$$

Aalto voi edetä vain reaalisilla taitekertoimen arvoilla, eli kun  $n^2 \geq 0$ . Arvoilla  $n^2 < 0$  aallot eivät voi edetä, vaan kohdatessaan plasmassa tällaisen alueen aalto heijastuu takaisin alueelle, jossa eteneminen on mahdollista.

Etsitään ensin dispersioyhtälön avulla R-moodin heijastustaaajuudet. Nämä löydetään merkitsemällä yhtälön (2.48) oikea puoli epänegatiiviseksi, jolloin päädytään puolittain vähentämisen ja kertomisen jälkeen epäyhtälöön

$$\frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_g}{\omega}} \leq 1. \quad (2.49)$$

Epäyhtälö (2.49) saa erilaisia arvoja riippuen termin  $1 - \frac{\omega_g}{\omega}$  etumerkistä, eli siitä, ovatko aallon taajuudet elektronin gyrotaajuutta pienempiä vai suurempia. Taajuuksilla  $0 < \omega < \omega_g$  termin etumerkki ja koko yhtälön (2.49) vasen puoli on negatiivinen. Tällöin epäyhtälö on voimassa kaikilla taajuuksilla ja taitekerroin on reaalinen kaikilla elektronin gyrotaajuutta pienemmillä taajuuksilla. Tällä alueella esiintyvää R-moodin haaraa kutsutaan vihellysmoodiksi.

Jos sen sijaan aallon taajuus on elektronin gyrotaajuutta suurempi, täytyy tutkia tarkemmin, milloin epäyhtälö on voimassa. Kun epäyhtälö kerrotaan puolittain termillä  $1 - \frac{\omega_g}{\omega}$  ja järjestetään termit uudestaan, saadaan epäyhtälö polynomimuotoon

$$\omega_p^2 - \omega_g \omega - \omega^2 \geq 0, \quad (2.50)$$

jonka nollakohdat ovat kohdissa  $\omega = \frac{1}{2}(\omega_g \pm \sqrt{\omega_g^2 + 4\omega_p^2})$ . Taitekerroin on siis reaalinen alueella  $\omega > \omega_g$  muualla, paitsi polynomin nollakohtien välissä, toisin sanoen  $\omega \geq \frac{1}{2}(\omega_g \pm \sqrt{\omega_g^2 + 4\omega_p^2})$ . Tätä kutsutaan R-moodin heijastumistaaajuudeksi, tai cutoff-taajuudeksi.

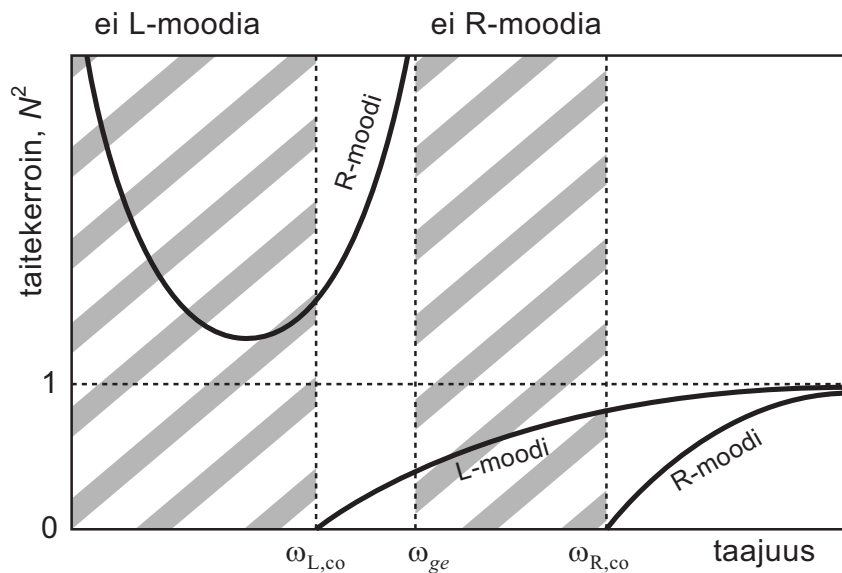
Edellä määritetyistä raja-taajuuksista huomataan, että elektronin gyrotaajuuden ja cutoff-taajuuden välisillä taajuuksilla R-moodilla ei ole reaalista taitekerrointa, eli R-moodi ei etene kyseisillä taajuuksilla, vaan heijastuu takaisin alueelle, jossa se pystyy etenemään. Tämä on ristiriidassa havaintojemme kanssa, sillä Sodankylässä havaitsemme R-moodia koko kaistalla aina arvoon  $2\omega_{g-eq}$  saakka, missä alaindeksi merkitsee elektronin gyrotaajuutta ekvaattoritasossa. R-moodilta "kielletty" kaista on olemassa, paitsi siinä tapauksessa, jos plasmataajuus on nolla, eli aalto etenee jossain muussa väliaineessa kuin

plasmassa.

Heijastumisen lisäksi R-moodin etenemiseen liittyy toinen mielenkiintoinen ilmiö, resonanssi. Tämä tapahtuu, kun aallon taitekerroin on äärettömän suuri. Tällöin taitekertoimen määritelmän mukaisesti aallon vaihenopeus on nolla, eli aalto ei etene, vaan vuorovaikuttaa resonanssitaaajuudella samankätisesti gyroliikkeessä pyörivien elektronien kanssa joko luovuttaen energiaansa elektroneille, tai absorboiden elektronien energiaa.

Resonanssipiste saadaan, kun taitekertoimen yhtälön (2.48) termi  $1 - \frac{\omega_g}{\omega}$  on negatiivinen, ja sen itseisarvo lähestyy äärettömä. Resonanssi voi siis tapahtua vain taajuuksilla  $0 < \omega < \omega_g$ , eli vihellysmoodissa. Termi saa äärettömän suuren arvon, jos  $\omega = \omega_g$ , tai jos  $\omega = 0$ . Näillä taajuuksilla aallon vahvistuminen on mahdollista. Jotta aalto voitaisiin havaita maanpinnalla, on sen täytynyt vahvistua resonanssissa elektronien kanssa. Tämän takia R-moodin ylemmän haaran  $\omega > \omega_{cutoff}$  aaltojen ei yleensä ajatella saavuttavan maanpäällä olevaa mittausasemaa havaittavissa olevalla voimakkuudella.

R-moodin taitekertoimen neliö aallon kulmataajuuden funktiona, kun  $\theta = 0$  on esitetty kuvassa (2.3). Huomattavaa on etenkin alueella  $]\omega_g, \omega_{cutoff}[$  esiintyvä epäjatkuvuuskohta. Tämä viittaa siihen, että R-moodissa etenevä aalto ei voi "vaihtaa haaraa" plasmassa edetessään, sillä vihellysmoodin pysähtyy ja alkaa resonoimaan, kun sen arvo poikkeaa tarpeeksi arvosta  $\frac{1}{2}\omega_g$ , ja ylemmän R-moodin haaran aalto heijastuu, jos sen taajuus laskee liian matalaksi. Huomattavaa on myös se, että ylemmän haaran aallot eivät voi kokea resonanssia.



**Kuva 2.3:** R- ja L-moodin taitekertoimen neliöt aallon kulmataajuuden funktiona. [Asikainen, 2013]

Tutkitaan seuraavaksi, minkälaisia ehtoja liittyy R-moodin kanavoitumiseen, eli minkälainen plasman taitekerroinprofiilin tulee olla, jotta aallot heijastuvat dispersioyhtälönsä mukaisesti, kun niiden suunta poikkeaa liikaa magneettisen kenttäviivan suunnasta, jäävät

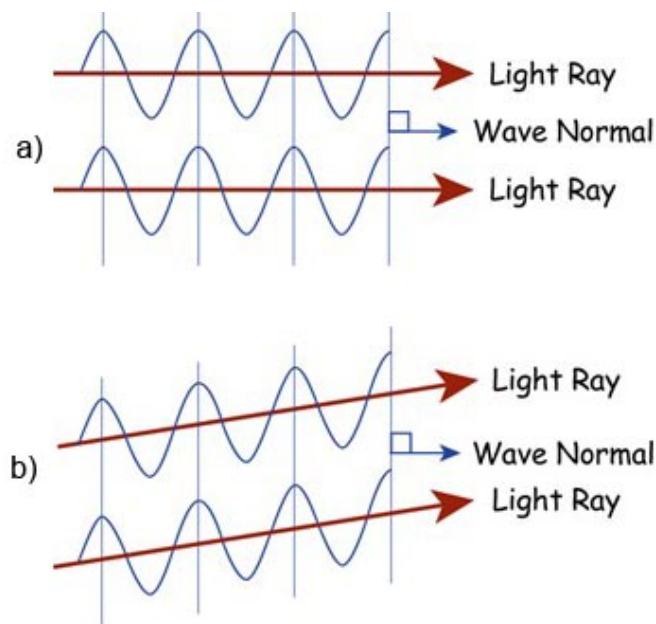
näin "vangituksi" magneettisen kenttäviivan ympäristöön ja lopulta etenevät kenttäviivan kohdalle maanpäälle sijoitettuun VLF-vastaanottimeen.

## 2.2 Kanavoitumisteoria

Edellä selvitimme, miten VLF-aallon taitekerroin reagoi taajuuden variointiin. Tutkitaan seuraavaksi, miten se reagoi plasman elektronitiheyden variointiin. Tämä tehdään johtamalla ensin yhteys anisotrooppisen plasman aaltovektorin ja aallon sädesuunnan välille, jonka jälkeen käytetään taitekerroinpinnan konseptia määrittämään, millainen plasman tiheysprofiilin tulee olla, jotta R-moodin kanavoituminen on mahdollista.

### 2.2.1 Plasman anisotropia

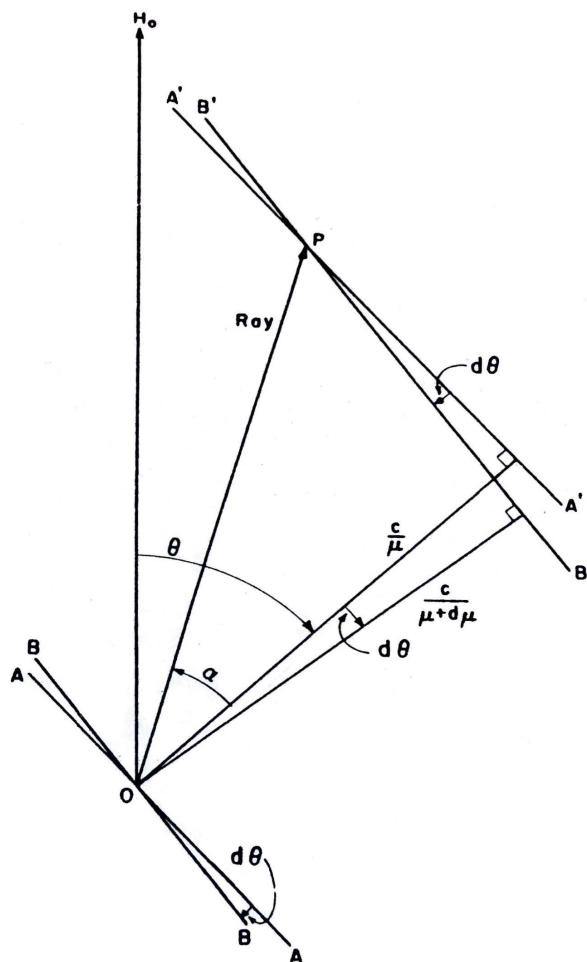
Anisotrooppisessa väliaineessa on muistettava, että yleisessä tapauksessa aallon vaihenopeus ja sädesuunta eivät ole saman suuntaiset (kuva 2.4). Aallon sädesuunnan ja vaihenopeuden välinen kulma selviää tutkimalla geometriaa, kun erisuuntaiset aaltorintamat etenevät väliaineessa, jossa vaihenopeus riippuu aaltovektorin ja ulkoisen magneettikentän välisestä kulmasta. Sädesuuntaa kuvaa tällöin interferoivien aaltojen energiamaksimin paikan muutos.



**Kuva 2.4:** Aallon eteneminen isotrooppisessa (a) ja anisotrooppisessa (b) väliaineessa. Pystyviivat kuvaavan aaltorintamia, joita vastaan kohtisuoraan on merkitty aallonnormaali, joka kuvaa myös vaihenopeuden ja aaltovektorin suuntaa. Aallon sädesuunta, eli energian virtaussuunta on merkitty punaisella nuolella. Isotrooppisessa aineessa aallonnormaali on säteen suuntainen. Anisotrooppisessa aineessa aallonnormaalin suunta poikkeaa sädesuunnasta. [Wells, 2016]

Kuvassa 2.5 on esitetty kahden lähes samansuuntaisen aallon eteneminen anisotrooppisessa väliaineessa. Kuvan tapauksessa aallon vaihenopeus  $v_p = c/\mu$  pienenee sitä mukaa, kun vaihenopeuden ja ulkoisen magneettikentän välinen kulma  $\theta$  kasvaa. Infinitesimaalisella kulmanmuutoksella väliaineen taitekertoimen reaaliosan arvo kasvaa  $d\mu$  verran, jolloin aallon vaihenopeus pienenee  $dv_p$  verran. Tämä siirtää aaltorintamien AA ja BB interferenssimaksimia pisteestä O pisteeseen P, jolloin sädesuuntaa kuvaa vektori OP. Aallon vaihenopeuden ja sädesuunnan välinen kulma on tällöin  $\alpha$ . Kulmalle saadaan lauseke suoraa pisteiden O, P, ja vaihenopeusvektorin sekä siirtyneen aaltorintaman A'A' leikkauspisteen muodostaman kolmion geometriasta käyttämällä pienen kulman approksimaatiota

$$\tan \alpha = \frac{dv_p}{v_p} = \frac{d\left(\frac{c}{\mu}\right)}{c/\mu} = \frac{-\frac{c}{\mu^2} d\mu}{c/\mu} = -\frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{d\theta}. \quad (2.51)$$

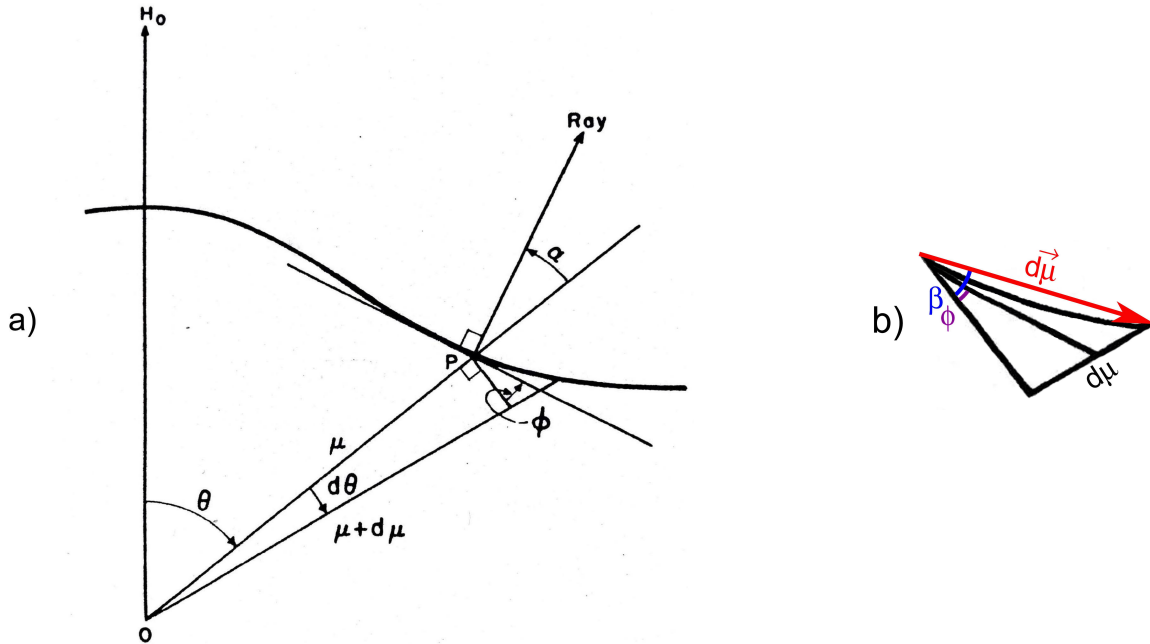


**Kuva 2.5:** Vaihenopeuden ja sädesuunnan välisen kulman määrittäminen geometrisesti. [Helliwell, 1965].

Sädesuunta voidaan määrittää myös ns. taitekerroinpinnan avulla. Tämä saadaan määrittelemällä taitekerroinvektori, joka on aallon vaihenopeuden suuntainen, ja sen pituus on taitekertoimen reaaliosan arvo  $\mu$ , joka saadaan kaavasta (2.47). Kun annetaan

aaltovektorin ja ulkoisen magneettikentän välisen kulman  $\theta$  kasvaa nolasta, taitekerroinvektorien kärki piirtää taitekerroinpinnan. Tämä vastaa kaksiulotteisessa avaruudessa parametrisoitua käyrää  $\boldsymbol{\mu}(\theta) = (\mu \sin \theta, \mu \cos \theta) = (\mu_X, \mu_O)$ , jossa  $\mu_X$  vastaa ekstraordinaarimoodikomponentin taitekerrointa, ja  $\mu_O$  ordinaarikomponentin taitekerrointa. Yleensä plasman elektronitiheys oletetaan sylinterisymmertiseksi magneettisen kenttäviivan suhteen, jolloin riittää tarkastella magneettikentän suuntaista ja sitä vastaan kohtisuoraa komponenttia. Tällaisia magneettikentän suuntaisia elektronitiheysrakenteita kutsutaan vihellyskanaviksi ja niistä puhutaan lisää kappaleessa 2.2.2.

Tarkastellaan seuraavaksi kuvan 2.5 tilannetta, mutta vastaavien taitekerroinvektorien avulla. Tilanne on esitetty kuvassa 2.6a. Kulmilla  $\theta$  ja  $\theta + d\theta$  kuvan 2.5 vaihenopeusvektoreita vastaavat taitekerroinvektorit leikkaavat taitekerroinpinnan hieman eri kohdissa. Näitä leikkauspisteitä yhdistää vektori  $d\boldsymbol{\mu}$ , joka muodostaa kolmion vektorin  $\boldsymbol{\mu} + d\boldsymbol{\mu}$  sekä pisteeseen P piirretyn vektorin  $\boldsymbol{\mu}$  normaalin kanssa (kuva 2.6b). Normaalin ja vektorin  $d\boldsymbol{\mu}$  väliselle kulmalle  $\beta$  saadaan kyseisen kolmion geometrian perusteelle arvo  $\tan \beta = \frac{d\mu}{\mu d\theta}$ , joka on itse asiassa saman suuruinen kuvan 2.5  $\tan \alpha$  kanssa, jolloin  $\beta = \alpha$ . Kulma  $\alpha$  kuvaa siis aallon vaihenopeuden ja sädesuunnan välistä eroa, jolloin sädesuunta voidaan piirtää pisteeseen P kulmassa  $\alpha$  taitekerroinvektorin  $\boldsymbol{\mu}$  suuntaisesta suorasta.



**Kuva 2.6:** Kuvassa a on esitetty sädesuunnan määrittäminen taitekerroinpinnan avulla [Helliwell, 1965]. Kuvassa b on esitetty tarkennus kuvaan a.

Kun  $d\theta$  lähenee nollaa, vektorin  $d\boldsymbol{\mu}$  suunta lähenee derivaatan määritelmän mukaisesti käyrän  $\boldsymbol{\mu}(\theta)$  tangenttia pisteessä P. Tällöin kulma  $\alpha$  lähenee kuvassa 2.6 esitettyä kulmaa  $\phi$ . Koska taitekerroinvektorin  $\boldsymbol{\mu}$  normaali pisteessä P on ortogonaalisesti taitekerroinvektorin suuntaiseen suoraan, ja  $\lim_{d\theta \rightarrow 0} \alpha = \theta$ , voidaan todeta, että aallon sädesuunta pisteessä P ortogonaalisesti taitekerroinpintaan nähden tuossa pisteessä. Tätä hyödyllistä

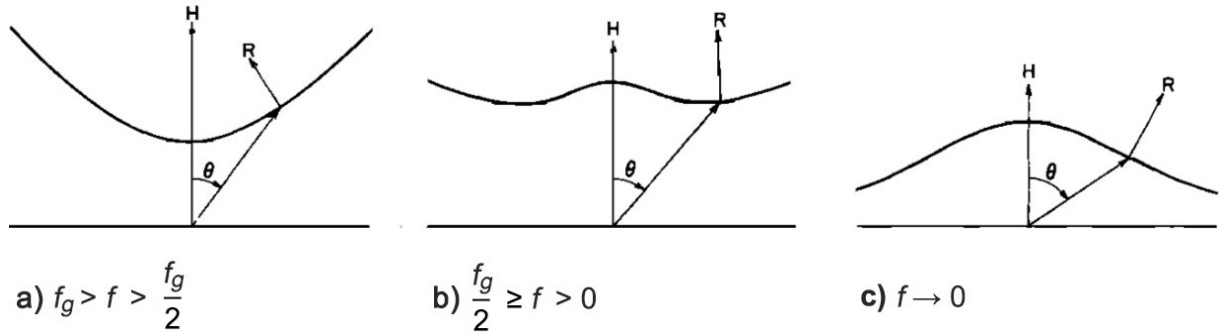
tietoa voidaan käyttää säteen polun selvittämiseen, kun tiedetään plasman avaruudellisen taitekerroinprofiili. Tietoa voidaan käyttää myös toisin päin selvittämään, millainen taitekerroinprofiilin tulee olla, jotta haluttu sädesuunnan käyttäytyminen on mahdollista.

Tutkitaan seuraavaksi, minkä muotoisia taitekerroinpintoja R-moodin aallot saavat eri taajuuksilla, eli varioidaan taitekerroinpintaa magnetoionisen parametrin  $Y$  suhteen. Tutkitaan resonanssialuetta, eli arvoja  $f \leq f_g$  eli arvoja  $Y \geq 1$ . Tämä on taajuusalue, jossa vuorovaikutus elektronien kanssa ja näin signaalien havaitseminen maanpäällä on mahdollista. Nyt taitekertoimen reaali-osalle voidaan käyttää resonanssiapproksimaatiota

$$\mu_r = \operatorname{Re} \left( \sqrt{-\frac{X}{1 - \frac{f_g}{f} \cos \theta}} \right), \quad (2.52)$$

jossa kaavasta (2.47) on jätetty neliöjuuren alta ensimmäinen termi pois. Taitekerroinpinta saadaan tällöin käyrästä  $\boldsymbol{\mu}_r(\theta) = (\mu_r \sin \theta, \mu_r \cos \theta)$ .

Kun piirretään R-moodin taitekerroinpintoja erilaisilla taajuuksilla huomataan, että taitekerroinpinnalla on kolme erityyppistä muotoa, jotka esiintyvät eri taajuuden arvoilla. Taajuuksilla  $f_g > f > \frac{f_g}{2}$  taitekerroinpinta on paraabelin muotoinen (kuva 2.7a). Taajuudella  $f = \frac{f_g}{2}$  paraabelin keskelle ilmaantuu lokaali maksimi, joka kasvaa arvoilla  $f < \frac{f_g}{2}$  (kuva 2.7b), kunnes taajuuden lähestyessä ääretöntä lokaali maksimi muuttuu globaaliksi, käyrän parabolinen luonne katoaa ja taitekerroinpinta muuttuu gaussiseksi (kuva 2.7c). Kuvista huomataan, kuinka aallon taajuuden arvo vaikuttaa olennaisesti sädesuunnan anisotropiseen ohjautumiseen.



**Kuva 2.7:** R-moodin taitekerroinpinnat eri taajuuksilla. [*Smith and Helliwell, 1960*]

## 2.2.2 Kanavoituminen

Edellisessä kappaleessa esitelty säteen ohjautuminen johtuu puhtaasti plasman anisotropiasta, eli siitä, että sen permittiivisyys riippuu ulkoisen magneettikentän suunnasta. Merkittävän ohjausvaikutuksen synnyttää myös epähomogeenisuudet plasman elektronitiheydessä, jotka muuttavat plasman taitekerrointa sylinterisymmetrisesti magneettisen kenttäviivan suhteen. Tällaisia rakenteita kutsutaan vihellyskanaviksi. Tässä täytyy tar-

kentaa, että magneettiset kenttäviivat eivät itsessään ole fysikaalisia olioita, vaan eräänlainen avaruudellinen koordinaatisto, jonka suhteen magneettikentän voimakkuus muuttuu säännönmukaisesti. Sen sijaan vihellyskanava on magneettisen kenttäviivan suuntainen fysikaalinen olio, jonka olemassa olo on teoreettisesti välttämätöntä, jotta saadaan selitettyä vihellysten ja muiden vihellystenkaltaisten VLF-aaltojen ohjautuminen magnetos- ja ionosfääriin läpi maanpinnalle.

Avaruudessa etenee dispersioyhtälön mukaisesti epäsäännöllisesti taittuvia R-moodin aaltoja, joita voidaan tutkia satelliittien avulla, mutta jotta aalto saavuttaisi maanpäällisen mittausaseman, sen täytyy täytyä läpäistä ionosfäärin rajapinta. Ionosfäärin rajapinnalla aalto noudattaa Snellin lakia, jonka mukaisesti aalto kokonaisheijastuu takaisin avaruuteen, kun sädesuunta poikkeaa tarpeeksi rajapinnan normaalin suunnasta. Sodankylässä rajapinnan normaalin ja magneettikentän välisen kulman suuruus on 13 astetta, jolloin maanpinnalla havaitut aallot ovat saapuneet ionosfääriin lähes magneettikentän suuntaisesti. Plasman anisotropialuonteesta huomataan, että tietyillä ehdoilla syntyy vihellyskanavia, joissa tietynlaiset aallot voivat edetä taittuen pehmeästi ja ohjautuen rakenteiden reunoista edeten magneettista kenttäviivaa pitkin. Voidaan olettaa, että maan päällä havaitut VLF-aallot ovat edenneet juuri kyseisiä rakenteita pitkin, jotta ne saapuisivat ionosfäärin rajapinnalle tarpeeksi pienessä kulmassa.

Säteen käyttäytymistä vihellyskanavassa voidaan tutkia varioimalla taitekerroinpintaa magnetoionisen parametrin  $X$  suhteen. Tällöin saadaan saman taajuisten aaltojen taitekerroinprofiilit eri tiheyksissä plasmassa. Varioidessa elektronitiheyttä taitekerroinpinnan topologiset ominaisuudet pysyvät samanlaisina. Lähinnä variointi muuttaa ordinaarikomponentin taitekertoimen arvoa  $n_O$ :n pienillä kulmilla, suuremmilla kulmilla arvot lähenevät asymptoottia.  $n_O$ :n muutos pienillä kulmilla aiheuttaa kuitenkin kanavoitumisen, eli aallon ohjautumisen vihellyskanavan rajoittamaan tilaan.

$X$ :n variointia voidaan käyttää säteen polun jäljittämiseen elektronitiheydeltään muuttuvassa plasmassa. Tällöin polku jaetaan pieniin osiin, joista kunkin sisällä taitekerroin oletetaan vakioksi, ja jokaiseen osastan rajapintaan sovelletaan Snellin lakia,

$$\mu_1 \cos \theta_1 = \mu_2 \cos \theta_2, \quad (2.53)$$

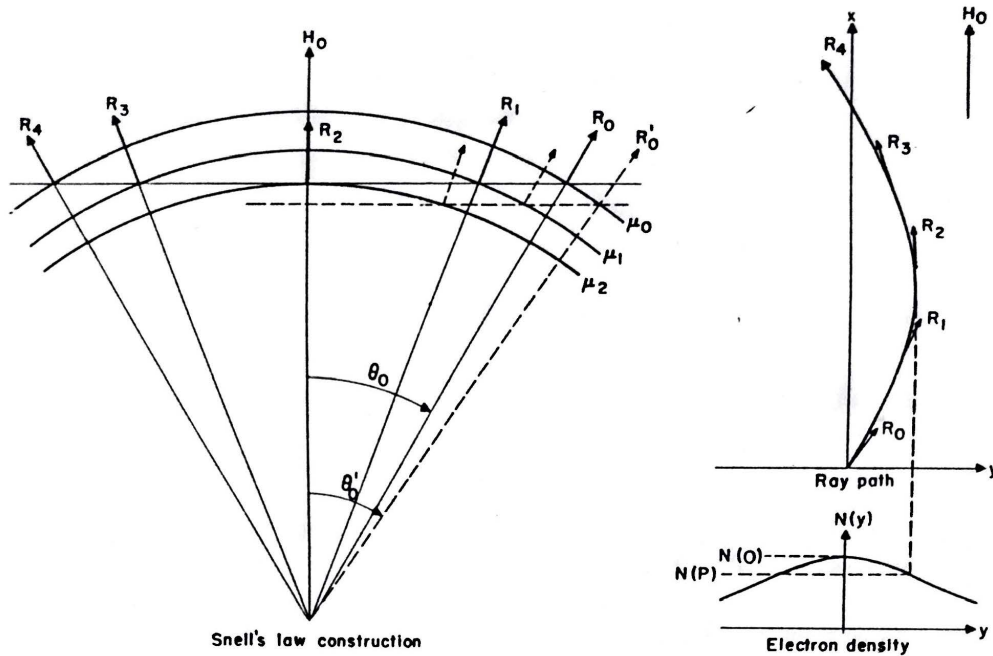
jossa rajapinta on oletettu ulkoisen magneettikentän suuntaiseksi. Tällöin tulevan ja taittuvan säteen taitekerroinvektorien projektiot rajapinnalle, eli taitekerrointen ordinaarikomponentit, ovat yhtä suuret.

Säteen jäljitys tehdään jakamalla polku vierekkäisiin osioihin, määrittämällä taitekerroinpinnat kullekin osiolle paikallisen elektronitiheyden perusteella, ja valitsemalla aloituskulma  $\theta_0$  josta säteen jäljitys aloitetaan. Aloituskulmasta ja vastaavasta taitekerroinpinnasta  $\mu(\theta_0)$  saadaan arvo taitekerrointen ordinaarikomponenteille, jotka voidaan merkitä yhtäsuuriksi kaikkien polun osien taitekerroinvektoreille. Ordinaarikomponentin



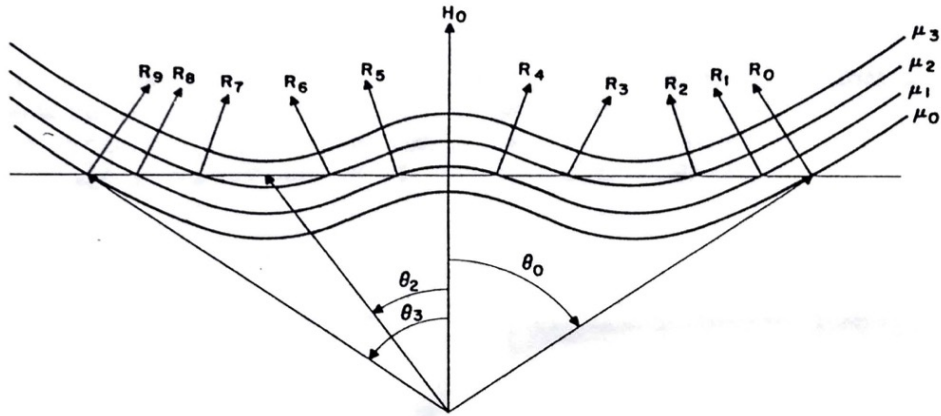
arvon ja taitekerroinpinnan avulla saadaan selvitettyä taitekerroinvektori ja säteen suunta kullekin polun osalle. Nyt säteiden suunnat voidaan piirtää polun osasiin järjestyksessä ja säteen etenemispolku avaruudessa saadaan selvitettyä. Kanavoitumisehto toteutuu, kun käytetään elektronitiheysprofiilia, joka on symmetrinen magneettisen kenttäviivan suhteen, eli elektronitiheys vaihtuu vain poikittaisessa suunnassa.

Kuvassa 2.8 on esitetty, millainen elektronitiheysprofiilin tulee olla, jotta kanavoituminen tapahtuisi aalloille, joiden taitekerroinpinta on kuvan 2.7c mukainen, gaussinen pinta. Lisäksi kuvassa on esitetty kyseiselle elektronitiheysprofiilille ja taitekerroinpinnalle ominainen geometrinen säteenjäljitys, sekä säteen ohjautuminen avaruudessa. Kuvasta nähdään, että jotta sädesuunta taipuisi takaisin magneettikentän suuntaan, elektronitiheyden täytyy olla suurempi magneettisen kenttäviivan kohdalla, ja pienempi sen reunolla. Tällainen vihellyskanava on koaksiaalinen elektronitihentymä, jollaisiksi vihellyskanavat tyypillisesti mielletään.



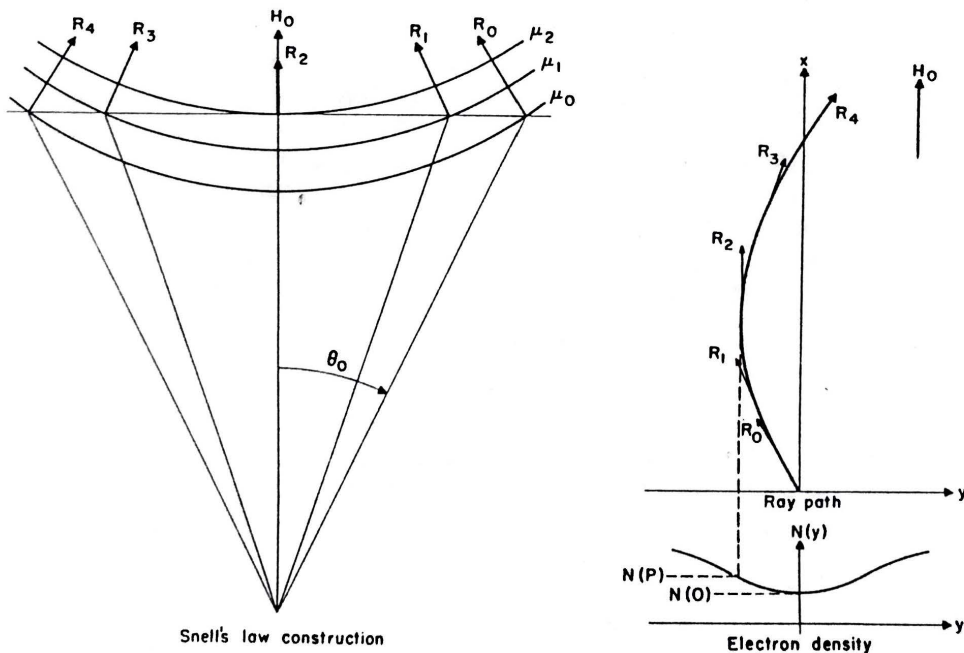
**Kuva 2.8:** R-moodin kanavoituminen elektronitihentymässä. [Helliwell, 1965] Oikealla alhaalla on esitetty vihellyskanavan avaruudellinen elektronitiheysprofiili, vasemmalla on esitetty geometrinen säteenjäljitys vapaavalintaisella lähtökulmalla  $\theta_0$ , ja oikealla ylhäällä säteen polku avaruudessa. Säteenjäljitys on tehty jakamalla vihellyskanavan radiaalinen alue kolmeen osaan, oletetaan alueille vakiotaittekerroinvektorit  $\mu_0$ ,  $\mu_1$  ja  $\mu_2$ , ja sovelletaan Snellin lakia alueiden rajapinnoilla merkitsemällä taitekerroinvektoreiden magneettikentän suuntaiset komponentit yhtäsuuriksi (vaakaviiva kuvassa). Tästä saadaan aallon sädesuunnat eri alueilla.

Kuvassa 2.9 nähdään, että kuvan 2.7b taitekerroinprofiililla, eli aallon taajuuksilla  $f < 0,5f_g$  kanavoituminen palaa kuvan 2.8 tilanteeseen, kunhan vain taitekerroinvektorin kulma pysyy globaalien minimien sisäpuolella. Tällöin voidaan todeta, että taajuuksilla  $f < 0,5f_g$  VLF-aaltojen kanavoituminen on mahdollista plasman elektronitihentymässä.



**Kuva 2.9:** R-moodin kanavoituminen keskittyneessä elektronitihentymässä. [Helliwell, 1965]

Kuvasta 2.10 taas nähdään, että kuvan 2.7a mukaisen parabolisen taitekerroinprofiilin, eli taajuuksien  $\frac{f_g}{2} < f < f_g$  kanavoitumiseen vaaditaan, että elektronitiheys on magneettisen kenttäviivan kohdalla suurempi ja reunoilla pienempi. Tällainen on vihellyskanava eräänlainen "vajauskanava", koaksiaalinen elektroniharventuma. Pidetään kuitenkin epätodennäköisenä, että tällaisessa kanavassa etenevät aallot voisivat saavuttaa maanpinnan, sillä yleensä oletetaan elektronien kanssa tapahtuvan vuorovaikutuksen olevan edellytyksenä sille, että aalto saavuttaisi tarvittavan intensiteetin läpäistäkseen ionosfäärin rajapinnan ja edetäkseen VLF-vastaanottimeen. Park [1982] mukaan "vajauskanavaan" kanavoituneet aallot vaativat vähintään 0,5 MHz taajuuden läpäistäkseen ionosfäärin rajapinnan ja tullakseen havaituksi maanpäällä.



**Kuva 2.10:** R-moodin kanavoituminen elektroniharventumassa. [Helliwell, 1965]

Kuvista 2.8, 2.9 ja 2.10 nähdään, että VLF-aaltojen havaitsemiseksi Maan pinnalla täytyy aallon taajuuden olla  $f < 0,5f_g$ , jotta aalto olisi voinut vuorovaikuttaa elektronien kanssa edetessään elektronitihentymässä. Kun lisäksi oletetaan aaltojen syntypaikaksi ekvaattoritaso ja oletetaan aaltojen etenevän vakiotaaajuudella synnyinpaikastaan vastanottimeen, voidaan ehtoon lisätä  $f < 0,5f_{g-eq}$ .

## 2.3 Yhteenveto VLF-aaltojen etenemisen teoriasta

Tällä luvulla oli siis tarkoitus perustella tämän tutkielman tarpeellisuutta osoittamalla, että Sodankylässä havaittuja erityisen korkeataajuisia emissioita ei teorian mukaan pitäisi olla mahdollista havaita noin korkeilla leveysasteilla. Samalla VLF-aaltojen etenemistä koskeva teoria on esitelty kattavasti. Aluksi selvitimme, miten matemaattisesti kuvataan kylmässä magnetoituneessa elektroniplasmassa eteneviä sähkömagneettisia aaltoja. Seuraavaksi selvitimme, minkälaisia polarisaatio-ominaisuuksiltaan erilaisia aaltoja kaava kuvaa. Valitsimme näistä yksityiskohtaisempaan tarkasteluun R-moodin, joka kokeellisesti vastaa tutkimuksen kohteena olevia aaltoja. Selvitimme, millaisilla taajuuksilla moodin eteneminen on mahdollista ja miten eri taajuskaistoilla esiintyviä topologisia eroja taitekertoimen käyttäytymisessä on tulkittava fysikaalisesti.

Seuraavaksi lähdimme tutkimaan, miten R-moodin etenemisalue rajautuu avaruudellisesti. Huomasimme, että plasman anisotropinen luonne aiheuttaa ohjausvaikutuksen R-moodin aaltoon, joka saa aallon taipumaan magnettilin kääntäviivan suuntaan. Lisäksi huomasimme, että tiheysprofiililtaan muuttuvassa plasmassa tietyillä taajuuksilla Snellin laki aiheuttaa anisotropisen ohjautumisen kumuloitumista, joka saa aallon pysymään kääntäviivan läheisyydessä sen edetessään ekvaattoritasosta kohti maapalloa.

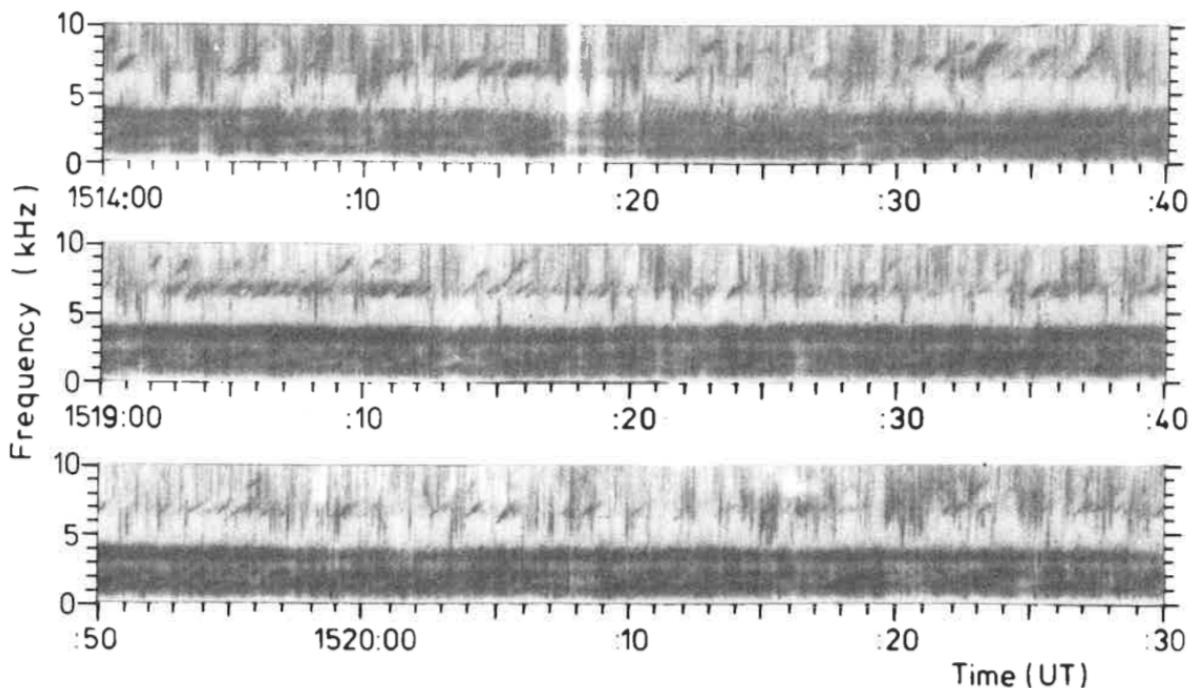
Lopputuloksena tässä luvussa tehdystä matemaattisesta tarkastelusta saatiin, että maan pinnalla havaitut R-moodin aallot etenevät paikallista elektronin ekvatoriaalista gyrotaajuutta pienemmillä taajuuksilla elektronitihentymän ilmentyvissä magneettikentän suuntaisissa vihellyskanavissa. Esitettyyn päättelyyn sisältyy lukuisia approksimaatioita, joiden oikeellisuuden arviointi ei kuulu tämän tutkielman piiriin, mutta joiden arvioiminen olisi tarpeellista. Teoriassa aaltojen eteneminen ei ole yksiselitteistä, sillä plasma sisältää paljon epähomogenisuuksia, jolloin aineistoon suoraa liitettävää yleispätevää teoriaa voi olla mahdotonta löytää. Tähän mennessä korkeataajuisien aaltojen havaitsemiselle ei ole selitystä, mutta siihen voi liittyä "vajauskanavassa" eteneminen, liikkuva lähde, vaihtoehtoinen syntyalue tai emission "hyppäys" vihellyskanavasta toiseen.

## 2.4 Kirjallisuuskatsaus

VLF-tutkimuspiireissä kynnystaajuuden ylittämistä ei ole tutkimusongelmana käsitelty juuri ollenkaan. Syy tähän lienee se, että tähän soveltuvaa aineistoa ei aikaisemmin ole

ollut. Kynnystaajuuksista puhuttaessa täytyy muistaa, että kynnystaaajuus on paikkasidonnainen. Tämän vuoksi alemmilla leveysasteilla kenttäviivan elektronien gyrotaajuudet ovat paljon suurempia, kuin napa-alueilla, jolloin myös vihellyskanavassa eteneminen on mahdollista korkeammilla taajuuksilla. Salamaniskujen signaalit taas esiintyvät samoilla ylätaajuuksilla asemien leveyspiireistä riippumatta, jolloin "kielletty" taajuuskaista on eteläisillä asemilla kokonaan salamaverhon peitossa. Sodankylän aineiston eduksi nousee sekä salamasuodattimen käyttömahdollisuus, jota muilla tutkimusryhmillä ei vielä ole, että korkea leveyspiiri, jolloin kynnystaaajuus luonnollisista syistä on matala ja emissioaineistoa löytyy kyseisiltä taajuuksilta runsain mitoin.

Ainoana ekplisiittisesti kynnystaaajuuden ylittäviä signaaleja ovat käsitelleet *Francis et al.* [1983], jotka raportoivat Etelämantereeseen Halleyyn asemalla 28.6.1972 14:55-15:30 UT havaituista diskreeteistä emissioista (kuva 2.11). Emissiot ovat esiintyneet 20 minuutin aikana, joten kyse on yksittäistapauksesta. Kyseisten emissioiden taajuus ylittää arvoihin  $0,6f_{g-eq}-0,8f_{g-eq}$ . Tutkijoiden mukaan on vaikea nähdä, kuinka yli elektronin ekvatoriaalisen grotajuuden puolikkaan ylittävät taajudet voisivat ohjautua magnetosfääristä maan pinnalle havaittavaksi. He esittävät erilaisia selityksiä korkeiden taajuuksien havaitsemiselle, mutta samalla he perustelevat suurimman osan niistä epätodennäköisiksi syiksi.



**Kuva 2.11:** Korkeataajuisia emissioita Halleyssä, Etelämantereella, 26.6.1972 [*Francis et al.*, 1983, Kuva 1].

Sen sijaan useat tutkijat ovat raportoineet hieman kynnystaaajuuden ylittävistä VLF-aalloista. *Bernhardt* [1979] raportoi "supervihellyksistä", joiden taajuus ylittää kynnysarvon. Stanfordin yliopistossa useat tutkijat ovat perehtyneet ns. banded chorus-ilmiöön [*Burtis*

and Helliwell, 1969; Francis et al., 1983; Bell et al., 2009; Haque et al., 2011; Haque, 2012], jossa kuoroemissio havaitaan yhtäaikaisesti kahdella kaistalla, joita erottaa kapea absorptiokaista, joka on identifioitu gyrotaajuuden puolikkaaksi. Näitä havaintoja yhdistää kuitenkin, ettei niissä aaltojen taajuus ylitä arvoa  $0,65f_{g-eq}$ .

Sekä Francis että Bernhardt ovat päätelleet, että korkeataajuiset VLF-aallot ovat eksoottinen ilmiö, joka tapahtuu äärimmäisen harvoin. Tämä on kuitenkin ristiriidassa tämän tutkimuksen tulosten kanssa, jonka mukaan kynnystaajuuden ylittäviä emissioita havaitaan jopa lähes päivittäin.

Näiden tapausten lisäksi *Strangeways et al.* [1983] raportoivat havainnoista, jolla on toisenlainen samankaltaisuus tutkimusilmiön kanssa. Tässä havaittujen VLF-aaltojen taajuus ei ylitä elektronin gyrotaajuuden puolikasta, mutta havaitut aallot vaikuttavat analyytisesti olevan peräisin eri kenttäviivalta, kuin mihin havainnot viittaavat. *Strangeways et al.* [1983] rekisteröivät vihellyksiä Pohjois-Norjassa sijainnissa, joka vastaa likimain L:n arvoa 6. Heidän käyttämänsä goniometritekniikan avulla vihellysten tulosuunniksi saatiin itä ja länsi. Kuitenkin rekisteröityjen vihellysten analyysi antoi yksiselitteisen tuloksen, että vihellykset olivat edenneet L-kuorilla 2.8-4.0, eli Jyväskylän ( $L=3.8$ ) eteläpuolella. Tutkijat ehdottavat, että paradoksi syntyy siitä, että vihellykset etenevät osin kanavoituneina plasmafäärin sisäpuolella ja osin kanavoitumattomina plasmafäärin ulkopuolella.

*Titova et al.* [2015] ovat havainneet jotain samantapaista. He ovat tutkineet Van Allen Probe A:n rekisteröimiä VLF-aaltoja maapallon yöpuolelta ekvaattoritason läheisyydestä kenttäviivalta, joka leikkaa maanpinnan Luoteis-Skotlannissa ( $L \approx 3.0 - 4.2$ ). Samaan aikaan samat signaalit havaittiin Kannuslehdossa ( $L \approx 5, 5$ ). Signaalit olivat tyypillisesti 2-5 kHz ja taajuudeltaan kasvavia.



# 3 Aineiston kerääminen ja käsittely

Tässä luvussa kerron lyhyesti Sodankylän geofysiikan observatorion VLF-mittauksesta, jonka aineistoa on käytetty tutkielman tutkimusosiossa. Esittelen laitteiston, jolla VLF-aineisto on mitattu ja kuinka raakadata analysoidaan numeerisesti, jotta aineisto saadaan seuraavassa luvussa esittelemääni muotoon. Olen kirjoittanut tarkemmin Sodankylän VLF-laitteistosta ja aineiston tulkinnasta kandidaatintutkielmassani [*Sirviö*, 2014] ja erikoistyössäni [*Sirviö*, 2016]. Lisäksi *Manninen* [2005] on käsitellyt aiheita perusteellisesti väitöskirjassaan.

## 3.1 Mittaukset

Sodankylän geofysiikan observatoriossa on mitattu VLF-aaltoja 1980-luvulta lähtien. Mittauspaikka on vaihdellut vuosien mittaan, mutta vuodesta 2006 lähtien se on sijainnut Kannuslehdossa, Sodankylässä. Mittauspaikan sijainti kartalla on esitetty kuvassa 3.1. Paikan maantieteelliset koordinaatit ovat  $67.74^{\circ}\text{N}$ ,  $26.27^{\circ}\text{E}$ , magneettinen leveysaste  $64^{\circ}\text{N}$  ja L-arvo noin 5,5. VLF-aaltoja mitataan mittauskampanjoissa, joita on järjestetty perinteisesti noin kaksi vuodessa. Yhdessä kampanjassa mitataan yhtäjaksoisesti noin 1-3 kk, mutta viimeaikoina kampanjat ovat kestäneet jopa yli 200 vrk. Aikaisempina vuosikymmeninä mittaus rakennettiin haluttuun paikkaan ja purettiin pois kampanjan loppuessa, mutta vuodesta 2006 lähtien suurin osa laitteistosta on ollut pysyvästi Kannuslehdossa.

Sodankylässä tuotettava VLF-aineisto saadaan mittauksesta, joka on sijoitettu Kannuslehtoon, 42 km Sodankylän keskustasta luoteeseen. Mittauspaikka on valittu siten, ettei sen läheisyydessä sijaitse korkea-jännitelinjoja, joista lähtevä intensiivinen VLF-taajuinen sähkömagneettinen säteily ei peittäisi herkempiä, pääasiallisena tutkimuksen kohteena olevia luonnon VLF-signaaleja alleen. Lähin korkea-jännitelinja sijaitsee mittauspaikasta 9 km päässä. Tältä etäisyydeltä korkea-jännitelinjojen signaaleja voidaan havaita Kannuslehdossa, mutta ei siinä määrin, että ne häiritsisivät mittauksia.

Kannuslehtoon on sijoitettu VLF-vastaanotin, joka koostuu kahdesta silmukka-antennista,



**Kuva 3.1:** Mittauspaikan sijainti Sodankylän Kannuslehdossa. (Kuva: J. Manninen)

ja näihin liityvästä elektroniikasta. Antennit ovat koaksiaalikaapelia, joka on asetettu 10 mm paksuisilla teräsvaijeriharuksilla tuettuihin puihin mastoihin (kuva 3.2). Antenni-kaapeli on asetettu 10 m x 10 m kokoiseksi silmukoiksi, joita kussakin antennissa on 10 kierrosta. Koaksiaalikaapelin ulkojohdin on yhdistetty kierrosten välillä, jolloin ulkojohdin on kaikille kierroksille yhteinen [Manninen, 2005]. Koakselikaapelin sisäjohdin, joka toimii mittauksen varsinaisena vastaanottimena, on vuorattu eristekerroksella.



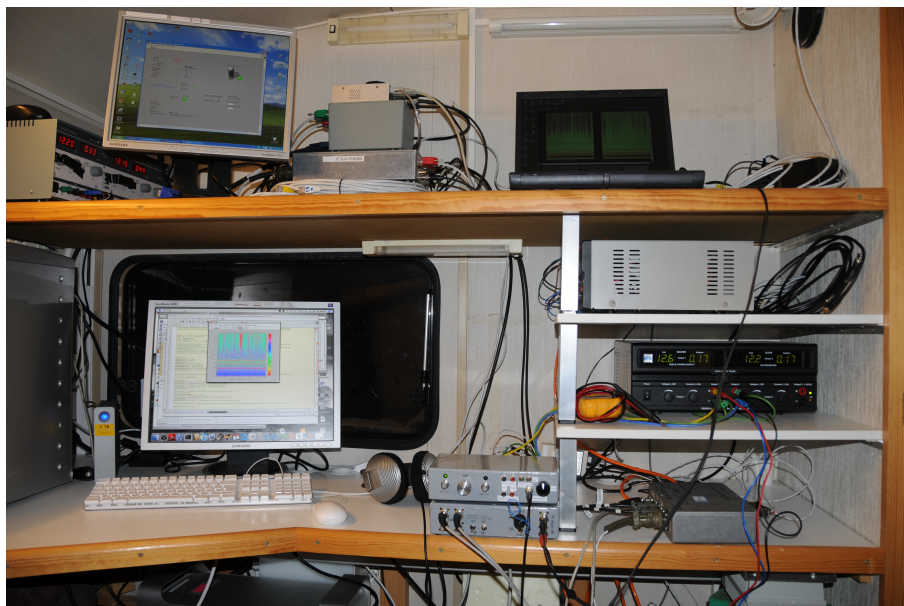
**Kuva 3.2:** Kannuslehdon VLF-vastaanottimen silmukka-antennit. (Kuva: J. Manninen)



Antennit ovat asetettu toisiinsa nähden ortogonaalisesti, eli ne ovat  $90^\circ$  kulmassa toisiinsa nähden. Antenneista toinen on asetettu maantieteelliseen itä-länsisuuntaan ja toinen pohjois-eteläsuuntaan. Antennit mittaavat sähkömagneettisen aallon magneettikenttää, joka antennisilmukan läpi kulkiessaan indusoi sähkövirran antennijohtimeen. Sähkömagneettisen aallon magneettikenttä värähtelee kohtisuorassa suunnassa aallon etenemissuuntaan nähden, jolloin aallon etenemissuunnan itä-länsikomponenttia mittaa pohjois-eteläsuuntainen antenni, ja toisinpäin. Tästä eteenpäin itä-länsikomponenttia vastaanottavaa antennaa kutsutaan EW-antenniksi, ja pohjois-eteläkomponenttia vastaanottavaa antennaa NS-antenniksi.

Antennien signaali johdetaan analogisen, vaihelineaarisen vahvistinsysteemin läpi, jossa signaali suodatetaan ja vahvistetaan useassa eri vaiheessa. Käytännössä tämä tarkoittaa signaalin alipäästösuodatusta ja sen jälkeistä vahvistusta, eri suodatustaaajuuksilla ja vahvistusintensiteeteillä. Vahvistuksen jälkeen signaali johdetaan differentiaalisen kaapelijurin kautta differentiaalikaapeleihin. Seuraavaksi signaali vaimennetaan ennen kun se muunnetaan digitaalseksi 78125 Hz näytteenottotaajuudella 24 bittisenä. Samalla digitaalisista näytteistä suodatetaan vielä yli 39 kHz taajuudet. Lopuksi signaaliin lisätään vielä 8-bittinen GPS-aikakoodi, ja data tallennetaan 32-bittisenä.

Kovalevyt, joihin digitaalinen signaali tallennetaan, sekä muu signaalin rekisteröintiin tarvittava laitteisto (kuva 3.3) on sijoitettu asuntovaunuun sääoloilta suojaan. Rekisteröintilaitteiston tarvitsema virta tuotetaan diesel-aggregaatilla, jota tankataan noin kerran viikossa mittauksen jatkuvuuden takaamiseksi. Rekisteröintilaitteistoa sekä kaikkia virtalähteitä sekä reaaliaikasta spektrimonitorointia seurataan videokameran välityksellä.



**Kuva 3.3:** Rekisteröintilaitteisto. (Kuva: J. Manninen)

## 3.2 Aineiston tulkinta

Mittausaineisto analysoidaan Matlab-pohjaisella ohjelmistolla, jonka pohjana oleva versio on tehty jo 1990-luvulla, ja johon tehdään uusia päivityksiä edelleen. Ohjelma perustuu itä-länsi- ja pohjois-eteläsuunnassa mitattaavien antennien kaksikanavaisen signaalin käsittelyyn kompleksisena, jossa toisen antennin signaalia edustaa reaali- ja toista imaginaarikomponentti. Muuntamalla kompleksiset datapisteet FFT-muunnoksella, saadaan datapisteistä eriteltyä taajuuskomponentit sekä positiiviselle, että negatiiviselle kulmataajuudelle. Käänteismuunnoksella saadaan alkuperäinen signaali niin, että tämä on jaettu vasen- ja oikeakätiseen komponenttiin. Kompleksisista FFT-kertoimista voidaan päätellä mm. aallon kokonaisteho, oikea- ja vasenkätinen teho, sekä aallon tulosuunta. Tämä mahdollistaa aaltojen tutkimisen eri näkökulmista, kuin pelkkä tehospektri mahdollistaisi.

Polarisaatio-ominaisuuksien ja tulosuunnan analysointi on erityisen hyödyllistä VLF-spektrissä, sillä vihellykset ja emissiot ovat oikeakätisesti ympyräpolarisoituneita. Polarisaatio-ominaisuuden perusteella voidaan näin eritellä luonnon tuottamia VLF-ilmiöitä joistain toisista saman taajuuskaistan ilmiöistä. Tulosuunnan tarkastelu on taas hyödyllistä pohdittaessa, missä aalto on läpäissyt ionosfäärin rajapinnan. Yleensä optimaalista on tutkia aaltoja, joiden tulokulma on suoraan zeniitistä, jolloin maa-ionosfääriaaltoputkessa tapahtuvat interferenssi- tai heijastumisilmiöt voidaan sulkea pois.

Korkeataajuisia emissioita tutkittaessa olennaiseen rooliin aineiston tulkinnassa nousee salamansuodatus. Tämä on yksi monista numeerisista suodattimista, joilla poistetaan spektreistä signaaleita, jotka eivät ole tutkimuksen kohteena. Suodatus täytyy tehdä kuitenkin niin, että tutkimuksen kohteena olevia aaltoja ei poisteta. Tämä tapahtuu käyttämällä suodatusprosessissa aikaikkunoita, jotka ovat pidempiä kuin salamaniskut, mutta muihin VLF-ilmiöihin verrattuna niin lyhyitä, ettei niiden aikana tapahdu muutosta. Jos aikaikkunoiden sisältämien signaalien amplitudi ylittää päätetyn raja-arvon, aikaikkunan data nollataan.

Salamasuodatus tehdään aineistoon ennen FFT-spektrianalyysiä. Tässä FFT-aikaikkuna paloitellaan ensin "lyhyisiin" ja sitten "pitkiin" jaksoihin, joista lyhyt tarkoittaa tässä salamaniskun keston suuruusluokkaa (n. 1 ms), ja pitkä salamaniskujen keskimääräistä esiintymisväliä (n. 20 ms), jonka aikana VLF-emissioiden signaali ei kuitenkaan ehdi muuttua. Nyt lyhyille jaksoille (joista todennäköisesti osan aikana on iskenyt salama, mutta huomattavasti suurimman osan aikana ei) määritetään amplitudin neliölliset keskiarvot. Pitkän jakson arvoksi valitaan pienin jakson sisältävien lyhyiden jaksoiden keskiarvoista. Tämä on siis intensiteetti, jota vastaavat signaalit eivät missään nimessä ole salamaniskuja. Tähän lisätään vielä ohjelman käyttäjän määrämä vakioarvo, jolloin saatu summa on ns. "kynnystaajuus", jota suuremmat arvot oletetaan salamaniskuksi ja pakotetaan nolllaan. Vaihtoehtoisesti vakioarvo voidaan myös määrätä muuttujaksi niin, että se nollla halutun prosentin pitkien jaksoiden datasta.

## 4 Tilastollinen tutkimus ja tulokset

Olen käyttänyt tämän tutkimuksen aineistona Sodankylän Kannuslehdossa vuoden 2013 kolmannen VLF-mittauskampanjan aineistoa. Kampanjan aineisto mitattiin välillä 5.12.2013 10 UT - 13.1.2014 8 UT, johon sisältyi 31 tunnin datakatko ajalla 13.12. 7 UT - 14.12. 14 UT. Aineisto mitattiin edellisessä luvussa kerrotun mukaisella mittalaitteistolla, ja raakadatasta piirrettiin yhden tunnin kestoiset kokonaistehospektrit taajuuskaistalta 0 - 16 kHz käyttäen salamansuodatusta. Näistä 903 tuntikuvasta määritettiin silmämääräisesti, esiintyykö kyseisen tunnin aikana epätavallisen korkeataajuisia emissioita. Korkeataajuisiksi määriteltiin tässä varmuuden vuoksi vain signaalit, joiden taajuus oli 4 kHz tai korkeampi. Kun emissioita esiintyy, niistä luetteloidaan emissioiden esiintymisaika ja -taajuus.

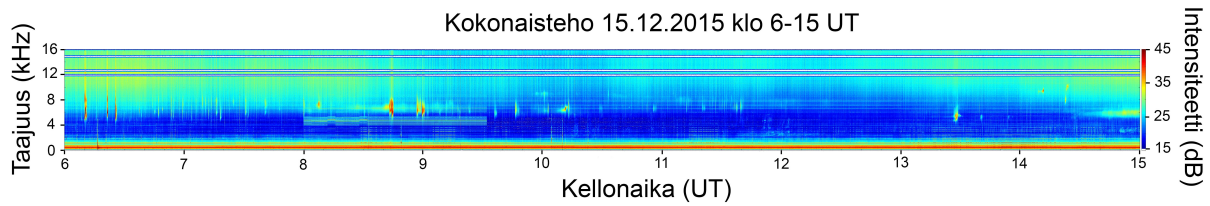
### 4.1 Tutkimuksen vaiheet

Tutkimus on toteutettu tilastoimalla korkeataajuisien emissioiden ominaisuuksia. Tutkimuksen tyyppi on tapaustutkimus, eli tarkoituksena kuvailla ja tehdä havaintoja tutkittavasta ilmiöstä. Tämä on sopiva strategia tilanteessa, jossa tutkitaan poikkeamaa, eikä tutkittavasta ilmiöstä ole paljon tietoa ennalta. Lisäksi tapaustutkimus on erittäin tyypillinen tapa tutkia VLF-ilmiöitä.

Haastava vaihe tutkimuksessa oli tilastoinnin suunnittelu. Tavoitteena oli luokitella tapahtumien ominaisuuksia. Ominaisuuksien tilastoiminen osoittautui yllättävän vaikeaksi, ja jossain vaiheessa tuntui, ettei emissioilla ole mitään yhteistä tekijää. Minuuttikuvien analysointi kaikkien emissioiden kohdalta osoittautui vaikeaksi, sillä useimmille tapahtumille aikaskaala oli useita minuutteja. Myös emissiotyyppin mukaan luokittelu osoittautui ongelmaksi, sillä useimmat emissiot olivat kuoron ja suhinan sekoitusta. Myös emissioiden keston määrittelemine osoittautui epämääräiseksi.

Lopulta päädyin analysoimaan kaikki vuoden 2013 kolmannen mittauskampanjan tuntikuvat, ja määrättämään, minkä tuntien aikana tapahtumia on havaittu. Myös taajuuskaista, jolla tapahtumia esiintyy, määritettiin spektreistä. Mittauskampanjan aineistosta analysoi-

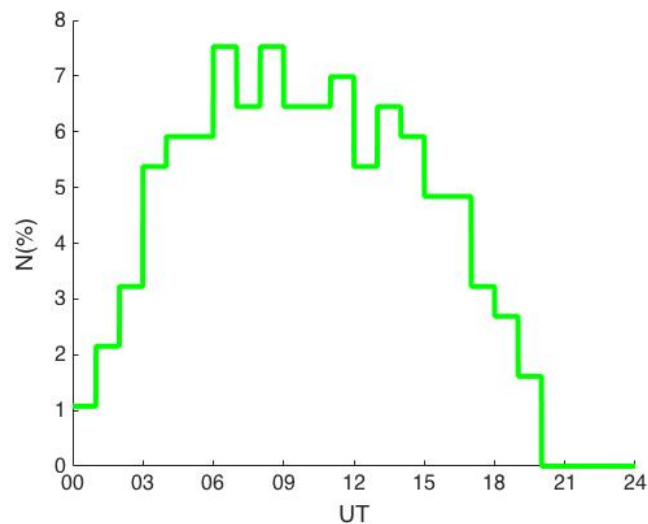
tiin kaikki tuntikuvat 40 kampanjapäivältä. Näistä 903 tuntikuvasta on määritetty tunnit, joiden aikana korkeataajuisia VLF-aaltoja esiintyy, sekä taajuuskaista, jolla kyseisenä esiintymisjaksona korkeataajuisia emissioita esiintyy. Arvot taulukoitiin excel-ohjelmaan.



**Kuva 4.1:** Yksi silmämääräisesti määritetty korkeataajusten emissioiden esiintymisjakso kampanjassa Jakso on mitattu ajankohtana 15.12.2015 6-15 UT taajuuskaistalla 0-16 kHz.

## 4.2 Tulokset

Kampanjan korkeataajuiset tapahtumat on esitetty taulukossa 4.1. Tutkittavia emissioita esiintyi kampanjan 40:stä mittauspäivistä 20:na, ja 903:sta mittaustunnista 186:nä. Toisin sanoen noin 50% mittauspäivistä ja noin 21% mittaustunneista sisälsivät korkeataajuisia emissioita. Emissioita esiintyi koko tutkittavalla kaistalla aina 14 kHz asti. Emissioiden esiintyminen painoittui aamupäivään (kuva 4.2). Tulokset esitettiin ensi kerran IUGG-konferenssissa vuonna 2015 [Sirviö *et al.*, 2015].



**Kuva 4.2:** Korkeataajuisien emissioiden esiintyminen kellonajan funktiona. Kellonaika on ilmoitettu UT-ajassa, joka on talvisin paikallista aikaa kaksituntia edellä. Esiintymisprosentti  $N(\%)$  kuvaa tiettyinä kellonaikana emissioita sisältäneiden tuntien osuutta kaikista emissioita sisältäneistä tunneista.

Tutkimuksessa huomattiin, että emissioilla on hyvin vaihtelevia spektrimuotoja. Tutkimuksessa ei löytynyt kvantitatiivisesti määriteltävissä olevaa luokittelua esiintyneille emissioille, mutta emissioita esiintyy hienorakenteeltaan, kestoltaan ja taajuuskaistaltaan

Päivä	Esiintymistunnit (UT)	Taajuuskaista (kHz)
08.12.	00 – 04	3 – 10
09.12.	06 – 16	6 – 12
10.12.	04 – 16	5 – 13
12.12.	04 – 17	5 – 12
15.12.	06 – 15	5 – 12
16.12.	03 – 09	4 – 6
	16 – 18	6 – 7
17.12.	03 – 15	6 – 9
	17 – 20	8 – 10
18.12.	03 – 07	3 – 7
	11 – 17	3 – 9
20.12.	04 – 12	4 – 9
	16 – 19	10 – 11
23.12.	03 – 05	6 – 7
	13 – 20	3 – 5
25.12.	05 – 07	7 – 8
26.12.	08 – 20	3 – 7
30.12.	02 – 05	3 – 5
	08 – 17	3 – 9
01.01.	01 – 12	1 – 7
02.01.	02 – 14	2 – 10
03.01.	00 – 04	2 – 8
	06 – 17	3 – 9
04.01.	05 – 12	6 – 13
05.01.	05 – 09	4 – 9
	15 – 19	7 – 11
07.01.	13 – 15	13 – 14
09.01.	01 – 05	2 – 9

**Taulukko 4.1:** Epätavallisen korkeataajuisten emissioiden esiintyminen 05.12.2013 - 13.01.2014.

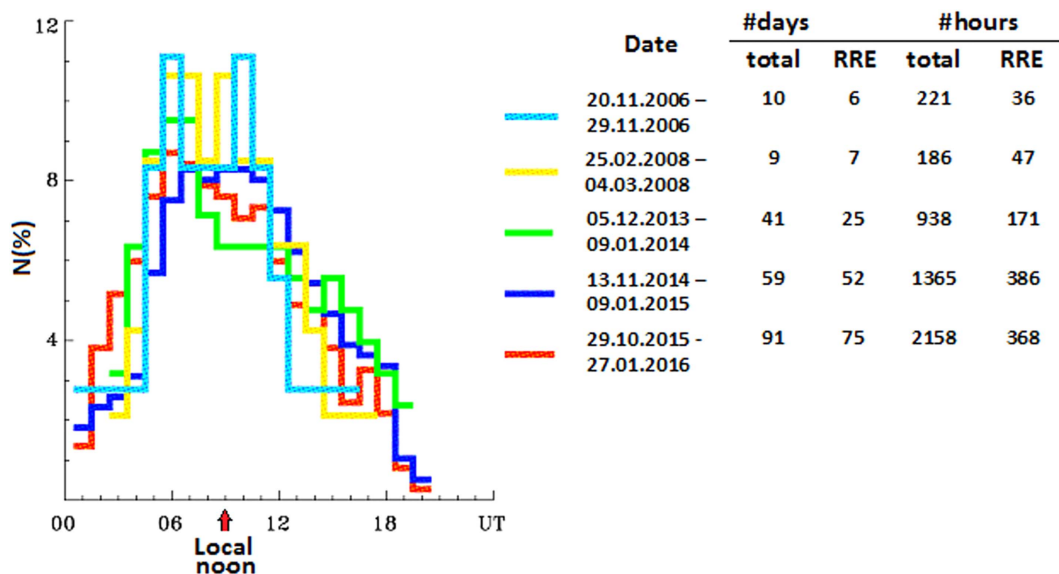
hyvin monenlaisissa muodoissa. On myös huomattava, ettei samanlaisia emissioita esiinny taajuuksilla 0-4 kHz. Tällä hetkellä ei tiedetä, miksi korkeataajuiset emissiot poikkeavat spektrimuodoiltaan "normaaleista" emissioista.

### 4.3 Jatkotutkimus: muiden kampanjoiden analysointi

Edellä esiteltyjen tulosten rohkaisemana Sodankylässä päätettiin laajentaa tutkimusta koskemaan myös muita mittauskampanjoita. Projekti toteutettiin yhteistyössä venäläisten ja isobritannialaisten tutkijoiden kanssa. Samanlainen analyysi, jonka toteutin vuoden 2013 joulukuun kampanjalle, toteutettiin kaikille muille mittauskampanjoille viimeisen

kymmenen vuoden ajalta. Aineistona tässä oli 4864 tunnin kestoista kokonaistehospektriä 210 mittauspäivältä vuosilta 2006-2016. Tulokset esitettiin ensi kerran *Environmental Research Letters*-julkaisussa vuonna 2016 [Manninen et al., 2016].

Tilastoinnin seurauksena selvisi, että mittauspäivistä 78% ja mittaustunneista 21% sisälsivät epätavallisen korkeataajuisia emissioita, joista Manninen et al. [2016] käyttävät yksinkertaisuuden vuoksi lyhennettä RRE (recently revealed emissions). Emissioiden esiintyminen painottui keskipäivän ympärille. Emissioiden esiintymisajankohdan jakauma on esitetty kuvassa 4.3. Kuvasta nähdään, että keskipäivää lähestyttäessä jopa 11% kaikista aineiston kyseeseen kellonaikaan mitatuista tunneista sisälsivät korkeataajuisia emissioita, kun taas keskiyötä lähestyttäessä prosentti lähenee nollaa.



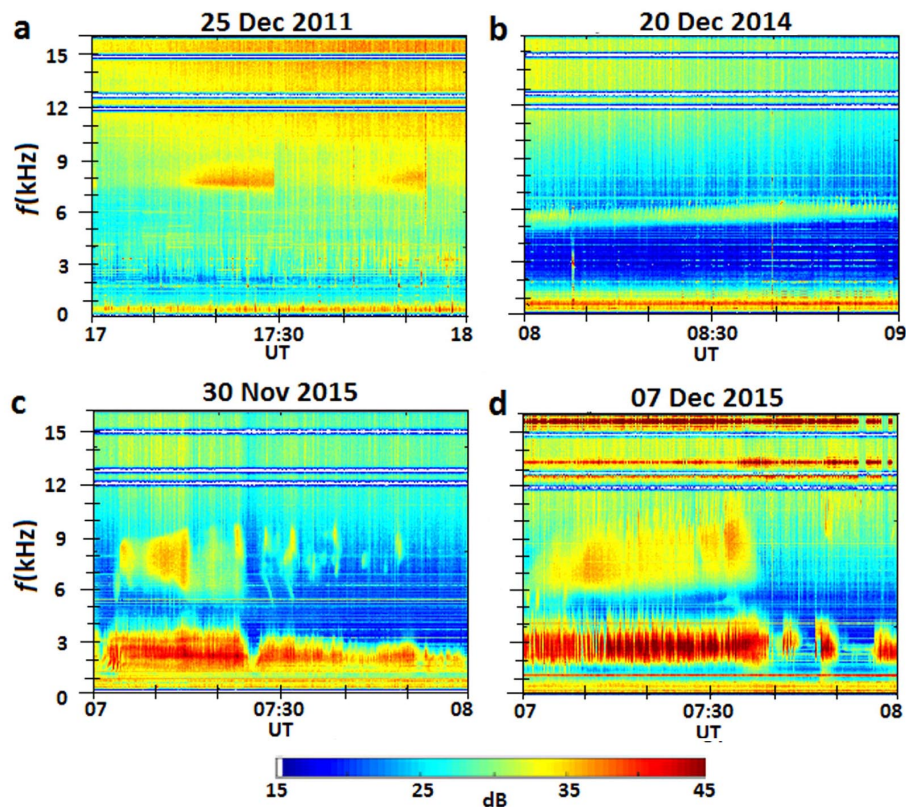
**Kuva 4.3:** Kuvaajassa on esitetty epätavallisen korkeataajuisia emissioita (RRE, recently revealed emissions) sisältävien mittaustuntien osuus kaikista mittaustunneista (N%) kellonaikaa kohden. Eri värit tarkoittavat eri kampanjoita. Kuvan vierisessä taulukossa emissioita sisältävien päivien ja tuntien määrät kaikista tunneista. [Manninen et al., 2016]

Kampanjoissa havaittiin emissioita aina 15 kilohertsiin asti, kun aineisto on analysoitu 16 kilohertsiin asti. Mittauskaista ulottuu aina 39 kilohertsiin asti, mutta yli 16 kilohertsiin taajuuskaistaa ei ole tutkittu.

Kampanjoita analysoitaessa tutkittiin myös, löytyisikö korkeataajuisien emissioiden esiintymisen ja geomagneettisen aktiivisuuden välillä korrelaatiota. Yleisesti emissioiden esiintyvyyden ja geomagneettisten häiriöiden välinen yhteys on jo todistettu useaan kertaan (esim. Maeda and Kimura [1963]). Emissioiden esiintymispäiviltä tutkittiin kyseisten päivien magnetometriaineistot Sodankylän mittausasemalta. Tutkimuksessa todettiin, että emissiot esiintyvät magneettisesti hiljaisina aikoina hieman keskivoimakkaiden magneettisten myrskyjen jälkeen, tai magneettisten myrskyjen palautumisvaiheessa. Tämä käy yksiin Francis et al. [1983] havainnon kanssa korkeataajuisien emissioiden ainoasta rekisteröidystä esiintymisestä vuonna 1972 Halley'n asemalla Etelänapamantereella.

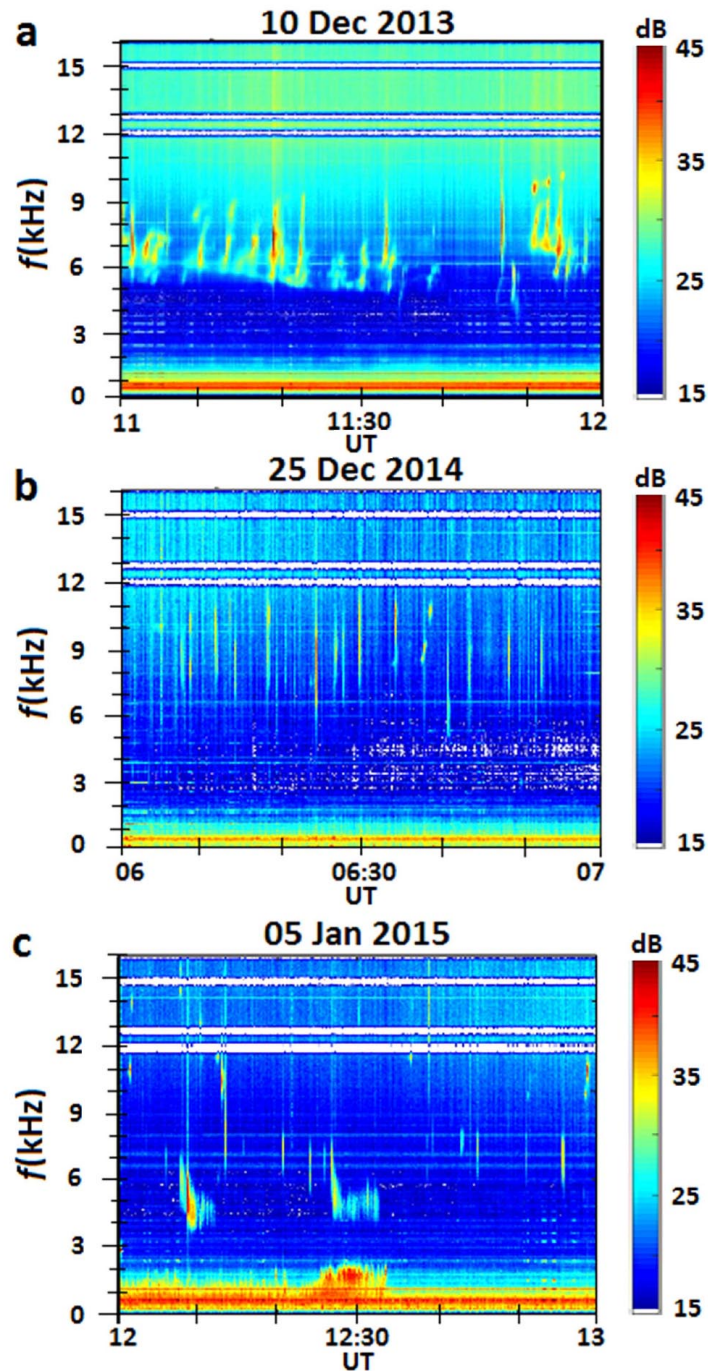
Tässä tutkielmassa esitetyt epätavallisen korkeataajuiset emissiot ovat spektrimuodoltaan hyvin vaihtelevia. Tutkimuksessa ei löydetty systemaattista yhteyttä spektrimuodon ja muiden tekijöiden välillä. Tässä kappaleessa on esitelty jotain mielenkiintoisimpia korkeataajuisien emissioiden yksittäistapauksia kampanjoiden aineistosta. Esitellyt emissiot eivät kuulu mihinkään klassisisista [Helliwell, 1965] eikä erikoislaatuisista [Parrot et al., 2015] VLF-emissioiden luokista.

Emissioita esiintyi monenlaisissa hienorakenteen, keston ja taajuuskaistan sekä muutosnopeuksien suhteen eroavissa spektrimuodoissa. Kuvassa 4.4 on esitelty pitkäkestoisia, leveäkaistaisia suhinatyyppejä emissioita. Kuvassa 4.4a näkyy 10-15 min kestoisia, 7-9 kHz suhinavöitä, joita karakterisoi nopea vaimeneminen ja kohtalaisen tarkasti määritelty alarajataajuus. Tätä ilmiötä tarkemmin ovat tutkineet Manninen et al. [2018]. Kuva 4.4b esittää jatkuvaa kapeakaistaista 5-6 kHz taajuudeltaan nousevaa suhinavyötä muistuttavaa signaalia, joka todellisuudessa koostuu noin minuutin välein toistuvista nousevista kvasiperiodisista emissioista. Kyseinen hienorakenne esitetään myöhemmin kuvassa 4.6d. Kuvat 4.4c ja 4.4d esittävät tilanteita, jossa emissioita esiintyy yhtäaikaan kahdella kaistalla, joiden välissä (4-5 kHz) on selkeä hiljainen kaista. Kuvassa 4.4c alakaistalla ( $\leq 4$  kHz) esiintyy tavallinen kuorotyypinen emissiovyö, ja yläkaistalla (6-10 kHz) suhinapilviä, joiden kesto on 10-30 min ja joita seuraa vielä alle minuutin kestoisia suhinapurskeita. Kuvassa 4.4d taas esiintyy kuoro- ja suhinavyö samanaikaisesti kahdella kaistalla; 2-4 kHz sekä 6-10 kHz.



**Kuva 4.4:** Erilaisia pitkäkestoisia, suhinatyyppejä tapahtumia tunnin kestoisina tehospektreinä. [Manninen et al., 2016]

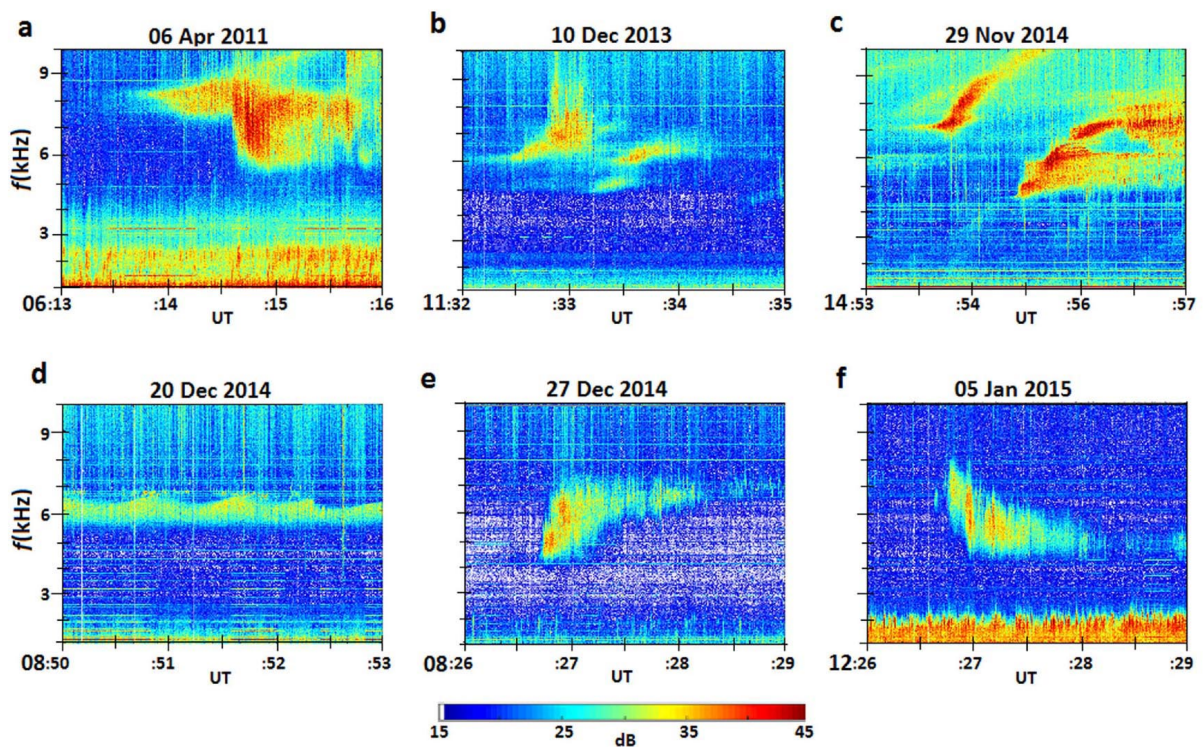
Emissioita löytyi ylätaajuksilta myös intensiivisinä, lyhytkestoisina, erikoisen muotoisina purskahduksina. Näitä on esitetty kuvassa 4.5. Näiden emissioiden hienorakenne koostuu useimmin parin sekunnin kestoisista voimakkaista suhinapurskeista. Kuvassa 4.5a on esitetty tilanne, jossa havaittiin sattumanvaraisesti esiintyviä 1-3 min kestoisia, 6-10 kHz taajuisia diskreettejä signaaleja. Kuvissa 4.5b ja 4.5c esiintyy lyhytkestoisia, erittäin laajakaistaisia, useiden minuuttien välein esiintyviä signaaleja, joissa yksittäisen purskeen taajuus voi olla jopa 4-15 kHz.



**Kuva 4.5:** Erilaisia lyhytkestoisia, diskreettejä suhina- ja kuoropurskeita sisältäviä tapah-  
tunia tunnin kestoisina tehospetreinä. [Manninen *et al.*, 2016]



Epätavallisen korkeataajuisien emissioiden hienorakenteet eroavat myös toisistaan läpi tutkimusaineiston. Kuvassa 4.6 on esitelty kuusi erilaista esimerkkiä emissioiden hienorakenteista. Kuvassa 4.6a on esitetty kaksi erillistä, päällekkäistä, minuutinkestoista emissiopursketta taajuuksilla 6 -10 kHz. Kuvassa 4.6b ja 4.6c nähdään erikoisen muotoisia spektrirakenteita, joiden taajuus nousee ajan kuluessa. Kuvassa 4.6c nähdään useita lyhyitä signaaleja taajuudella 4-10 kHz, joissa taajuus nousee 30 sekunnin aikana. Kuvassa 4.6d taas esitetään kuvan 4.4b suhinatyypin emission kvasiperiodinen hienorakenne, jossa esiintyy jaksollinen signaalin vahvistuminen. Kuvat 4.6e ja 4.6f taas esittävät noin minuutin kestoisia suhinapurskeita, joista mainituista ensimmäisessä taajuus (4-7 kHz) nousee ja toisessa (5-8 kHz) laskee ajan kuluessa. Kuvan 4.6f alataajuuksilla esiintyy epätyypillisen kuoropurskeen lisäksi tavallisia kuoroemissioita taajuuksilla  $\leq 2$  kHz.



**Kuva 4.6:** Erilaisia korkeataajuisien emissioiden hienorakenteita kolmen minuutin tehospektreinä. [Manninen *et al.*, 2016]



## 5 Pohdinta ja yhteenveto

Tässä tutkielmassa on esitelty havaintoja, jollaisia ei ole löydetty tässä määrin aikaisemmin missään muualla. Havainnot ovat vihellysmoodin teorian vastaisia. Ennen tätä tutkimusta aihetta ei ole tutkinut kukaan, muuten kuin yksittäistapauksena. Tässä tutkielmassa on osoitettu, ettei havaintojen pitäisi olla mahdollista, ja näytetty, että sellaisia on kuitenkin olemassa. Tutkimuksessa on selvitetty ja esitelty ensimmäiset kvantitatiiviset tiedonjyvät erityisen korkeataajuisista VLF-emissioista. Tulokset ovat antaneet pohjan jatkotutkimuksille, joista ensimmäiset on jo toteutettu. Tämän tutkimuksen metodologia noudattaen toteutettiin vastaava, tässä esitetyt tulokset sisältävä laajempimittainen tilastollinen tutkimus, joka on julkaistu vertaisarvioidussa tieteellisessä julkaisussa [*Manninen et al.*, 2016].

Tieteellisesti merkittävä rooli on ollut myös salamasuodattimen kehittämisellä. Salamasuodattimesta on ollut tekeillä julkaisu jo vuosia. Analyysiohjelman julkaiseminen tekisi mahdolliseksi tutkijoille muualla maailmassa ottaa käyttöön sama menetelmä, jolloin hekin pääsisivät havainnoimaan erityisen korkeataajuisia VLF-emissioita. Paitsi että suodattimen julkaisu olisi hyödyllistä tutkijoille, joiden aineiston laatua saataisiin nostettua, myös tämän tutkimusaiheen jatkoon kannalta olisi välttämätöntä saada vertaistuloksia eri L:n arvoilta.

Korkeataajuisista emissioista tiedetään tähän mennessä, että ne esiintyvät vaihtelevilla spektrimuodoilla rajoittamattomalla taajuuskaistalla spektrin ylärajaan asti. Ne ovat hyvin yleisiä, mutta niitä esiintyy lähinnä vain päiväsaikaan. Kuitenkin emissioita on havaittu myös yöaikaan. Kaikkia avaruusfysiikan ilmiöitä, VLF-aallot mukaanlukien, määrittelee pitkälti mittauspaikan asema Aurinkoon nähden, joka välillisesti aiheuttaa useimmat tutkittavista ilmiöistä. Päiväsaikaan havaittavan emission aiheuttaa siis Auringosta saapuvan aurinkotuulen ja Maapallon magneettikenttien kytkeytyminen, josta yleensä seuraa magneettinen myrsky, riippuen toki magneettikenttien suunnista törmäyshetkellä. Yöaikaisten emissioiden synty taas liittyy ns. alimyrskyyn, joka on magneettista myrskyä heikompi ja lyhytaikaisempi ilmiö, mutta joka toisaalta voi syntyä pienemmästäkin magneettises-

ta häiriöstä. Emissioiden syntydynamiikka voi siis jotenkin liittyä eroihin myrskyjen ja alimyrskyjen lieveilmiössä. Se että emissiot ovat näin yleisiä poissulkee kuitenkin mahdollisuuden, että niiden esiintyminen johtuisi jonkinlaisesta erityistilanteesta, vaan kysymyksen on oltava hyvin tavanomaisesta VLF-fysiikasta.

## 5.1 Kritiikki

VLF-emissioiden tutkimus perustuu pitkälti luokitteluun, jossa erityyppisiä emissioita käsitellään erillisinä kokonaisuuksina. Emissiotyypit on eritelty spektrimuodon perusteella, mutta usein spektrimuoto heijastelee emission syntymekanismia, jolloin eri emissioiden välillä voidaan puhua hyvin erilaisista fysikaalisista ilmiöistä. Emissioita on siis harhaanjohtavaa käsitellä yhtenä koherenttina yksikkönä. VLF-tutkijat ovat yleensä perehtyneet yhteen tiettyyn emissiotyyppiin, ja tuloksia on käsitelty emissiotyyppin sisäisessä kontekstissa. Sen takia "korkeataajuiset emissiot" tutkimuskysymyksen objektina on hieman ongelmallinen, sillä tässä niputetaan yhteen ilmiöitä, joilla on keskenään perustavanlaatuisia eroja kiinnostuksen kohteena olevissa ominaisuuksissa.

Tilastoitavien parametrien ja tilastointiin käytettävän aineiston valinnassa oli vaikeuksia. Alussa pyrittiin esimerkiksi tarkastelemaan emissioiden hienorakennetta minuuttikuvista ja luokittelemaan eri emissiotyyppejä. Näissä tapauksissa määrittämisen "epämääräisyys" kasvoi huomattavasti, jolloin tuloksien merkitys vähenee, vaikka näiden tutkiminen olisikin mielenkiintoista. Tällöin olisi kuitenkin ollut vaarana ettei uutta tietoa olisi saatu tai tiedon luotettavuus olisi ollut liian vähäinen. Lisäksi taajuuskaistan tilastointia olisi kenties voinut hyödyntää jotenkin paremmin. Taajuuskaistan määrittäminen ei tässä anna mitään muuta järkevää kvantitatiivisesti hyödynnettävää tietoa, kuin maksimitaajuuden, jolla emissiot esiintyvät.

Kaikista tutkituista emissioista pitäisi teoriassa tilastoida myös, kuinka oikeakätisesti polaroitunutta ja kuinka suurilta osin signaalin tulosuunta on zeniitistä, jotta saataisiin kvantitatiivinen varmuus hypoteesille, että emissiot todella tulevat magnetosfääristä, ja ovat R-moodia. Lisäksi aallon tulosuunnan varmistamiseksi laitteistoa voisi parantaa lisäämällä laitteistoon kolmas ortogonaaliantenni, jolloin tulosuunnan 180 asteen ambiguu-teetistä päästäisiin eroon. Ongelmaan ollaan jo pureuduttu, ja marraskuusta 2018 lähtien Kannuslehdossa on ollut myös venäläinen kolmekomponenttinen VLF-vastaanotin, joten kuluvan talven aineistosta voidaan selvittää tarkkoja tulosuuntia.

Silmämääräinen määrittäminen on melko epäselvä metodi статистиikan tekoon. Jos aineiston kävisi läpi uudestaan, määrittäisin "tapahtumia sisältävät tunnit" luultavasti hyvin eri tavalla. Silmämääräisen määrittämisen tarkkuutta voidaan arvioida vertaamalla esitutkimuksen ja arktikkeliä varten tehdyn analyysin tuloksia. Näissä saman aineiston analysoi kaksi eri henkilöä. Esitutkimuksessa esiintymispäivien ja -tuntien prosentiksi saatiin 50% ja 21% artikkelianalyysissä vastaavasti 60% ja 18%. Kaikenkaikkiaan tutkimusosasta tuntuu

jäävän aika vähän käteen aineiston laajuuteen nähden.

## 5.2 Mahdollisia jatkotutkimuksia

Helppo tapa jatkaa tutkimusta epätavallisen korkeataajuisista emissioista olisi käyttää samaa tutkimusmenetelmää muokatulla otannalla, aineistoilla tai tilaistointiparametreillä. Näin voitaisiin mahdollisesti löytää uusia ominaisuuksia korkeataajuisille emissioille. Erityisen tärkeää olisi löytää jonkinlainen uusi luokittelujärjestelmä, joilla korkeataajuisia emissioita voitaisiin jakaa alalajeihin, ja käsitellä näitä erillisinä yksikköinä, sillä alatyypin sisällä voitaisiin olettaa löytyvän enemmän yhteisiä ominaisuuksia.

Esimerkiksi minuuttikuvien tutkiminen voisi antaa uutta tietoa ja paljastaa olemassaolevia yhdenmukaisuuksia. Samoin analysointikaistan laajentaminen 16 kilohertsistä ylöspäin voisi hyvällä mahdollisuudella paljastaa lisää kuvatun kaltaisia emissioita. Olisi kiinnostavaa tietää, onko emissioiden esiintymisellä ylipäänsä ylärajaa, ja muuttuvatko niiden ominaisuudet jollain tapaa taajuuden kasvaessa. Maksimiesiintymistäajuuden määrittäminen myös kohdentaa emissioiden oletettua syntyalueita pienempien  $L:n$  arvojen sisälle. Myös korrelaatioiden määrittely eri aineistojen välillä voisi olla hyödyllistä, samaan tapaan kuin *Manninen et al.* [2016] ovat käyttäneet magneettista aineistoa. Esimerkiksi plasmapaussin avaruudellisen sijainnin vertaaminen emissioiden esiintymisaikaan voisi olla kiintoisaa, sillä alueella tiedetään olevan merkitystä emissioiden synnylle ja esiintymiselle.

Myös muunlaisia tutkimuksia aiheen piirissä olisi mielenkiintoista toteuttaa. Olisi esimerkiksi mahdollista tutkia hypoteesia magneettikenttäviivalta toiselle hyppäämisestä satelliittiaineiston avulla. Tässä tulisi käydä systemaattisesti läpi satelliittiaineistoa, ja tutkia, löytyykö Sodankylässä havaittuja aaltoja joltakin toiselta kenttäviivalta. Tätä prosessia voisi nopeuttaa luomalla analyysi, jossa laskettaisiin, miltä kenttäviivalta emissio olisi taajuutensa puolesta lähtöisin, emission saapumispolku tai -polut avaruudessa, ja verrattaisiin näitä satelliittien polkuihin ja laskettaisiin leikkaiskohdat, jolloin läpikäytävän aineiston määrä pienenesi. Lisäksi aiheesta olisi mielenkiintoista tutkia puhtaasti teoreettisesti ja mallintamalla, millaiset olosuhteet saavat aikaan mitatun kaltaisia havaintoja.

## 5.3 Yhteenveto

VLF-mittauskampanja tehtiin 05.12.2013-13.01.2014 Sodankylän Kannuslehdossa, joka sijaitsee Maapallolla pisteessä, josta lähtevä Maan magneettikentän kenttäviiva leikkaa magneettisen ekvaattoritason  $n. 5,5$  Maan säteen päässä Maan keskipisteestä. Mittauskampanjan yhteydessä lanseerattiin ensimmäistä kertaa uusi numeerinen aineiston-tulkintamenetelmä, ns. salamasuodatin, jolla VLF-spektristä saataisiin poistettua salamaniskuista aiheutuvat intensiiviset häiriösignaalit. Salamasuodattimen käyttöönoton myötä

voitiin ensi kertaa tutkia, mitä muita VLF-taajuisia ilmiöitä salamaniskujen saturoimilla taajuuksilla esiintyy.

Salamasuodattimen käyttäennoton myötä ilmeni, että salamoinnin saturoimilla taajuksilla esiintyy paljon VLF-emissioita, jotka eivät kuulu mihinkään aiemmin tunnustettuun emissioluokkaan ja joiden taajuus ylittää elektronin gyrotaajuuden puolikkaan paikallisen magneettisen kenttäviivan ekvaattoritasossa (tässä tapauksessa noin 3 kHz). Tämä on arvo, jota kenttäviivan suuntaisissa elektronitihentymissä edenneiden vihellysmoodin aaltojen taajuus ei voi ylittää. Jopa 12 kilohertsin taajuuksien havaitseminen Kannuslehdossa viittaa siihen, että kyseiset aallot eivät ole edenneet magnetosfäärissä yleisen käsityksen mukaisella tavalla.

Nämä mielenkiintoiset havainnot motivoivat perehtymään havaittuihin aaltoihin tarkemmin. VLF-aaltojen etenemistä koskevaan teoriaan paneuduttiin syvällisesti, jotta saataisiin vihiä, mihin etenemisen vaiheeseen tai mekanismiin havaintojen erityislaatuus voisi liittyä, ja selvitettiin, millaista fysiikkaa on kirjallisuudessa esiintyvän elektronin gyrotaajuuden puolikkaan taajuusrajan takana. Lisäksi tutkittiin, esiintyykö samankaltaisia havaintoja muissa alan julkaisuissa.

Teoreettisen perehtymisen lisäksi toteutettiin tilastollinen tutkimus, jotta korkeataajuisista VLF-emissioista saataisiin kvantitatiivista informaatiota. 40 vuorokautta kestäneen kampanjan raakadatasta piirrettiin numeerisesti salamasuodatinta käyttäen tehospektit jokaiselta mitatulta tunnilta. Saaduista 903 tuntikuvasta määritettiin, minkä tuntien aikana teoreettisen rajan ylittäviä emissioita havaittiin. Jokaiselta esiintymisjaksolta ( $\geq 1$  tapahtuma/tunti) määritettiin taajuuskaista, jolla emissiot tuona ajanjaksona esiintyivät. Tilastoinnin seurauksena huomattiin, että korkeataajuisia emissioita esiintyi 40 mittauspäivästä 20 päivänä. Samoin mitatuista 903 tunnista korkeataajuisia emissioita esiintyi 186 tunnin aikana. 50% mittauspäivistä ja 20% mittaustunneista sisälsivät siis korkeataajuisia emissioita. Emissioiden esiintyminen painottui päivätunneille, vaikkakin yöaikaankin havaittiin joitain emissioita. Tulokset julkaistiin IUGG-konferenssissa Prahassa vuonna 2015 [Sirviö *et al.*, 2015].

Myöhemmin kansainvälisenä yhteistyönä toteutettiin samanlainen numeerinen ja tilastollinen analyysi neljälle muulle mittauskampanjalle vuosilta 2006-2016. Tästä selvisi, että kaiken kaikkiaan vuosina 2006-2016 mitatusta aineistosta 78% mittauspäivistä sisälsivät korkeataajuisia emissioita. Lisäksi varmistettiin selkeä esiintymistajuuden voimistuminen paikallista keskipäivää, ja heikkeneminen paikallista keskiyötä lähestyttäessä. Emissioita esiintyi tiettyinä päivätunneina jopa 11% mittauspäivistä, kun taas yötuntien aikana esiintymistajuus lähenee nollaa. Geomagneettiseen aineistoon verrattaessa emissioiden huomattiin myös ajoittuvat geomagneettisesti hiljaisille ajanjaksoille, tai magneettisen myrsyn palautumisvaiheeseen. Tulokset on julkaistu vertaisarvioidussa tieteellisessä julkaisussa [Manninen *et al.*, 2016].

Yksityiskohdat kyseisten emissioiden synty- ja etenemismekanismeista ovat edelleen

mysteeri, mutta niiden esiintyminen voisi mahdollisesti johtua siitä, että ne syntyvät ekvaatoritasossa lähempänä maapalloa, etenevät sieltä vihellyskanavaa pitkin magneettikentän suuntaisesti ja jossakin vaiheessa "hyppäävät" Kannuslehdon  $L$ :n arvoa vastaavaan vihellyskanavaan, josta ne etenevät lopulta ionosfääriin ja maanpinnalle. Tämä on kuitenkin vain hypoteesi, jonka tutkiminen kuuluu seuraavan tutkimuksen piiriin.





# Kirjallisuutta

- Appleton, E. V. (1932), Wireless studies of the ionosphere, *Institution of Electrical Engineers-Proceedings of the Wireless Section of the Institution*, 7(21), 257–265.
- Asikainen, T. (2013), *Plasmafysiikka*, luentomoniste, Oulun Yliopisto.
- Barkhausen, H. (1919), Zwei mit hilfe der neuen versträker entdeckte erscheinungen, *Physik Z*, 20, 401–403.
- Bell, T. F., U. S. Inan, N. Haque, and J. S. Pickett (2009), Source regions of banded chorus, *Geophysical Research Letters*, 36(11), doi:10.1029/2009GL037629.
- Bernhardt, P. A. (1979), Theory and analysis of the ‘super whistler’, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 84(A9), 5131–5142, doi:10.1029/JA084iA09p05131.
- Bittencourt, J. A. (1986), *Fundamentals of plasma physics*, Pergamon Press.
- Bortnik, J., and R. M. Thorne (2007), The dual role of ELF/VLF chorus waves in the acceleration and precipitation of radiation belt electrons, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69(3), 378–386, doi:10.1016/j.jastp.2006.05.030.
- Boudjada, M. Y., K. Schwingenschuh, R. Döller, A. Rohznoi, M. Parrot, P. F. Biagi, P. H. M. Galopeau, M. Solovieva, O. Molchanov, H. Biernat, G. Stangl, H. Lammer, I. Moldovan, W. Voller, and M. Ampferer (2010), Decrease of VLF transmitter signal and Chorus-whistler waves before l’Aquila earthquake occurrence, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 10, 1487–1494, doi:10.5194/nhess-10-1487-2010.
- Burtis, W. J., and R. A. Helliwell (1969), Banded chorus—a new type of VLF radiation observed in the magnetosphere by OGO 1 and OGO 3, *Journal of Geophysical Research*, 74(11), 3002–3010, doi:10.1029/JA074i011p03002.

- Carpenter, D. L. (1963), Whistler evidence of a ‘knee’ in the magnetospheric ionization density profile, *Journal of Geophysical Research*, *68*(6), 1675–1682, doi:10.1029/JZ068i006p01675.
- Demekhov, A., J. Manninen, O. Santolik, and E. E. Titova (2017), Conjugate ground–spacecraft observations of vlf chorus elements, *Geophys. Res. Lett.*, *44*.
- Eckersley, T. L. (1931), 1929–1930 developments in the study of radio wave propagation, *Marconi Rev.*, *5*(1), 1–8.
- Francis, C., H. Strangeways, and K. Bullough (1983), Discrete VLF emissions (7–9 kHz) displaying unusual banded and periodic structure, *Planetary and Space Science*, *31*(5), 537 – 557, doi:10.1016/0032-0633(83)90043-0.
- Gurnett, D. A. (1966), A satellite study of vlf hiss, *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, *71*(23), 5599–5615, doi:10.1029/JZ071i023p05599.
- Haque, N. (2012), Source region characteristics of magnetospheric ELF/VLF banded chorus emissions, Ph.D. thesis, Stanford University.
- Haque, N., U. S. Inan, T. F. Bell, J. S. Pickett, J. G. Trotignon, and G. Facskó (2011), Cluster observations of whistler mode ducts and banded chorus, *Geophysical Research Letters*, *38*(18), L18,107, doi:10.1029/2011GL049112.
- Hayakawa, M., O. Molchanov, T. Ondoh, and E. Kawai (1996), The precursory signature effect of the kobe earthquake on vlf subionospheric signals, *J. Comm. Res. Lab.*, *43*, 169–180.
- Helliwell, R. A. (1965), *Whistlers and related ionospheric phenomena*, Stanford University Press.
- Horne, R. B., R. M. Thorne, Y. Y. Shprits, N. P. Meredith, S. A. Glauert, A. J. Smith, S. G. Kanekal, D. N. Baker, M. J. Engebretson, J. L. Posch, M. Spasojevic, U. S. Inan, J. S. Pickett, and P. M. E. Decreau (2005), Wave acceleration of electrons in the Van Allen radiation belts, *Nature*, *437*(7056), 227–230, doi:10.1038/nature03939.
- International Telecommunication Union (2008), Nomenclature, *Radio Regulations*, *1*(2).
- Kennel, C. F., and H. E. Petschek (1966), Limit on stably trapped particle fluxes, *Journal of Geophysical Research*, *71*(1), 1–28, doi:10.1029/JZ071i001p00001.
- Maeda, K.-I., and I. Kimura (1963), Origin and mechanism of the VLF emissions, *Space Res.*, *3*, 310–323.
- Manninen, J. (1991), Magnetosfäärin vihellyilmiö, Master’s thesis, Oulun Yliopisto.

- Manninen, J. (2005), Some aspects of ELF-VLF emissions in geophysical research, Ph.D. thesis, University of Oulu.
- Manninen, J., and T. Turunen (2017), *VLF-mittaukset Tähtelässä, Sodankylän geofysiikan observatorio 1913-2013 - sata vuotta havaintoja ja tutkimusta* (ed. Heikki Nevanlinna), Sodankylä Geophysical Observatory publications No. 112, Oulun yliopisto, Oulu.
- Manninen, J., T. Turunen, N. Kleimenova, M. Rycroft, L. Gromova, and I. Sirviö (2016), Unusually high frequency natural VLF radio emissions observed during daytime in Northern Finland, *Environmental Research Letters*, 11(12), 124,006.
- Manninen, J., T. Turunen, N. G. Kleimenova, L. I. Gromova, and A. E. Kozlovskii (2017), A new type of daytime high-frequency VLF emissions at auroral latitudes (“bird emissions”), *Geomagnetism and Aeronomy*, 57(1), 32–39, doi:10.1134/S0016793217010091.
- Manninen, J., N. Kleimenova, T. Turunen, and L. Gromova (2018), New high-frequency (7–12 khz) quasi-periodic VLF emissions observed on the ground at L = 5.5., *Annales Geophysicae*, 36, 915–923, doi:10.5194/angeo-36-915-2018.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, and R. R. Anderson (2001), Substorm dependence of chorus amplitudes: Implications for the acceleration of electrons to relativistic energies, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A7), 13,165–13,178, doi: 10.1029/2000JA900156.
- Molchanov, O. A., and M. Hayakawa (1998), Subionospheric vlf signal perturbations possibly related to earthquakes, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 103(A8), 17,489–17,504, doi:10.1029/98JA00999.
- Němec, F., O. Santolík, and M. Parrot (2009), Decrease of intensity of elf/vlf waves observed in the upper ionosphere close to earthquakes: A statistical study, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 114(A4), doi:10.1029/2008JA013972.
- Park, C. G. (1982), Whistlers, in *Handbook of atmospherics Volume II*, edited by H. Volland, chap. 2, pp. 21–77, CRC Press.
- Parrot, M., J. J. Berthelier, J. Blecki, J. Y. Brochot, Y. Hobara, D. Lagoutte, J. P. Lebreton, F. Němec, T. Onishi, J. L. Pinçon, D. Píša, O. Santolík, J. A. Sauvaud, and E. Slominska (2015), Unexpected very low frequency (vlf) radio events recorded by the ionospheric satellite demeter, *Surveys in Geophysics*, 36(3), 483–511, doi:10.1007/s10712-015-9315-5.
- Piddyachiy, D., U. S. Inan, T. F. Bell, N. G. Lehtinen, and M. Parrot (2008), DEMETER observations of an intense upgoing column of ELF/VLF radiation excited by the HAARP HF heater, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 113(A10), A10,308, doi: 10.1029/2008JA013208.

- Píša, D., F. Němec, O. Santolík, M. Parrot, and M. Rycroft (2013), Additional attenuation of natural vlf electromagnetic waves observed by the demeter spacecraft resulting from preseismic activity, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(8), 5286–5295, doi:10.1002/jgra.50469.
- Preece, W. H. (1894), Earth currents, *Nature*, 49, 554.
- Ratcliffe, J. A. (1959), *The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere*, University Press Cambridge.
- Rozhnoi, A., M. Solovieva, O. Molchanov, K. Schwingenschuh, M. Boudjada, P. F. Biagi, T. Maggipinto, L. Castellana, A. Ermini, and M. Hayakawa (2009), Anomalies in vlf radio signals prior the abruzzo earthquake (m=6.3) on 6 april 2009, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 9(5), 1727–1732, doi:10.5194/nhess-9-1727-2009.
- Rycroft, M. (1991), Interactions between whistler-mode waves and energetic electrons in the coupled system formed by the magnetosphere, ionosphere and atmosphere, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 53(9), 849 – 858, doi:http://dx.doi.org/10.1016/0021-9169(91)90098-R, the Symposium on Atmospheric Electrodynamics.
- Sirviö, I. (2014), ELF-VLF-aallot geofysiikan tutkimuskohteena, Kandidaatintutkielma, Jyväskylän yliopisto ja Sodankylän geofysiikan observatorio.
- Sirviö, I. (2016), VLF-mittaukset sodankylän geofysiikan observatoriossa, Erikoistyö, Jyväskylän yliopisto ja Sodankylän geofysiikan observatorio.
- Sirviö, I., J. Manninen, and T. Turunen (2015), Unusual 4.12 kHz VLF emissions observed after sferics-filtering, in *IUGG 2015*, Prague, Czech Republic.
- Smith, R. L., and R. A. Helliwell (1960), A theory of trapping of whistlers in field-aligned columns of enhanced ionization, *Journal of Geophysical Research*.
- Storey, L. R. O. (1953), An investigation of whistling atmospherics, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 246(908), 113–141, doi:10.1098/rsta.1953.0011.
- Strangeways, H., M. Madden, and M. Rycroft (1983), High latitude observations of whistlers using three spaced goniometer receivers, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 45(6), 387 – 399, doi:http://dx.doi.org/10.1016/S0021-9169(83)81098-8.
- Thorne, R., W. Li, B. Ni, Q. Ma, J. Bortnik, L. Chen, D. Baker, H. E. Spence, G. Reeves, M. Henderson, et al. (2013), Rapid local acceleration of relativistic radiation-belt electrons by magnetospheric chorus, *Nature*, 504(7480), 411.

- Titova, E. E., B. V. Kozelov, A. G. Demekhov, J. Manninen, O. Santolik, C. A. Kletzing, and G. Reeves (2015), Identification of the source of quasiperiodic vlf emissions using ground-based and van allen probes satellite observations, *Geophysical Research Letters*, *42*(15), 6137–6145, doi:10.1002/2015GL064911.
- Trakhtengerts, V. (1963), The mechanism of generation of very low frequency electromagnetic radiation in the earth's outer radiation belt, *Geomagnetism Aeronomy, Vol: 3*.
- Trakhtengerts, V. Y., and M. J. Rycroft (2008), *Whistler and Alfvén mode cyclotron masers in space*, Cambridge University Press Cambridge.
- Tsurutani, B. T., B. J. Falkowski, O. P. Verkhoglyadova, J. S. Pickett, O. Santolík, and G. S. Lakhina (2012), Dayside elf electromagnetic wave survey: A polar statistical study of chorus and hiss, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *117*(A9), doi:10.1029/2011JA017180.
- Volland, H. (1995), *Handbook of atmospheric electrodynamics Volume II (ed. H. Volland)*, chap. Longwave sferics propagation within the atmospheric waveguide, pp. 65–93, CRC Press, Boca Raton, Florida.
- Walker, A. D. M. (1976), The theory of whistler propagation, *Reviews of Geophysics*, *14*(4), 629–638, doi:10.1029/RG014i004p00629.
- Walt, M. (1994), *Introduction to geomagnetically trapped radiation*, Cambridge University Press.
- Wells, A. (2016), Introduction to light, <https://slideplayer.com/slide/4610594/>.