

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

## DISERTAČNÍ PRÁCE



Zuzana Sochorová

### **Družicová pozorování vln v magnetosférickém plazmatu nízkých šířek**

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí disertační práce: prof. RNDr. Ondřej Santolík , Dr.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: 4F2

Praha 2015



Ráda bych na tomto místě poděkovala všem kolegům, sboristům, rodině, kamarádům, no zkrátka všem, kteří mě podporovali a prakticky dokopali (hlavně tedy Fjanta) k tomu, abych tuto práci konečně dopsala. Jmenovitě bych poděkovala svému vedoucímu Ondřejovi za velice nepostradatelnou motivační větu „Už to piš!“. Svým kolegům Evičce a Davidovi za neustálý přísun neocenitelných rad a občasné návštěvy v ZOO. Kamarádce Helence za opravu češtiny. A v neposlední řadě svému manželovi za pomoc při korekturách a psychickou a telefonickou podporu v průběhu posledních měsíců.

Prohlašuji, že jsem tuto disertační práci vypracovala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne .....

Podpis

Název práce: Družicová pozorování vln v magnetosférickém plazmatu nízkých šířek

Autor: Zuzana Sochorová

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí disertační práce: prof. RNDr. Ondřej Santolík, Dr., Katedra fyziky povrchů a plazmatu, Ústav fyziky atmosféry AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Předkládaná disertační práce je založena na analýze elektromagnetických emisí rovníkového šumu (RŠ). Tyto vlny se pohybují v blízkosti geomagnetického rovníku na frekvencích mezi protonovou cyklotronovou a spodní hybridní frekvencí. Použitá data byla naměřena na 4 družicích Cluster v období od ledna 2001 do prosince 2010. Pro celkovou statistickou analýzu emise jsme využili dat z přístroje STAFF-SA, který poskytoval nepřetržité měření. Pro vizuální identifikaci RŠ jsme sestavili 3 výběrová kritéria, pomocí kterých jsme vytvořili databázi více jak 2000 emisí. Ukázali jsme, že RŠ se vyskytoval téměř v celém rozsahu zkoumaných vzdáleností ( $L \sim 1$  až  $L \sim 10$ , kde  $L$  značí McIlwainův parameter) s maximem mezi  $L = 3$  a  $L = 5,5$ . Průběh pravděpodobnosti výskytu RŠ v závislosti na magnetickém lokálním čase vykázal v oblasti mimo plazmosféru významné zvýšení v odpoledním sektoru. V plazmosféře byla naopak zaznamenána jen slabá závislost. Dále jsme se zaměřili na vnitřní strukturu RŠ, pro kterou jsme využili dat s lepším časovým i frekvenčním rozlišením z přístroje WBD. V datech jsme našli 342 emisí, kde pouze 177 z nich splňovalo podmínku viditelnosti více jak 4 spektrálních čar a mohlo být dále vizuálně analyzováno. Z frekvenční vzdálenosti jednotlivých spektrálních čar byla vypočtena radiální vzdálenost zdroje, která pro většinu emisí ležela kolem  $L \sim 4,4$ .

Klíčová slova: rovníkový šum, radiační pásy, družice Cluster, zemská magnetosféra

Title: Spacecraft observations of waves in low-latitude magnetospheric plasma

Author: Zuzana Sochorová

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: prof. Ondřej Santolík, Department of Surface and Plasma Science, Institute of Atmospheric Physics AS CR

Abstract: The present doctoral thesis is based on the analysis of the electromagnetic equatorial noise (EN) emissions. These waves propagate in the vicinity of the geomagnetic equator at frequencies between the local proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency. We used data obtained by the 4 Cluster spacecraft during the period from January 2001 to December 2010. The analysis is based on the data from the STAFF-SA instrument. We have developed 3 selection criteria for the visual identification and we have compiled a database of more than 2000 events. We demonstrate that EN occurs in almost entire analyzed range of the McIlwain's parameter from about  $L \sim 1$  to  $L \sim 10$ . EN mostly occurs between  $L = 3$  and  $L = 5.5$ . Analysis of occurrence rates as a function of magnetic local time shows strong variations outside of the plasmasphere (with an increase in the afternoon sector), while the occurrence rate inside the plasmasphere is almost independent. We have also analyzed the inner structure of EN. We use data from the WBD instrument which provides us with high-resolution data. We have found 342 events and we have visually checked them for visibility of the spectral lines. For further investigation we use only those containing at least 4 spectral lines. We have estimated the locations of the source regions from the frequency differences of the spectral lines. For most cases it was found around  $L \sim 4.4$ .

Keywords: equatorial noise, radiation belt, Cluster spacecraft, Earth magnetosphere

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Magnetosféra Země</b>	<b>5</b>
2.1	Uspořádání zemské magnetosféry . . . . .	5
2.1.1	Radiační pásy a prstencový proud . . . . .	6
2.1.2	Plazmosféra . . . . .	8
2.1.3	Modely pro výpočet polohy plazmopauzy . . . . .	8
2.2	Elektromagnetické vlny . . . . .	10
2.2.1	Šíření vln v plazmatu . . . . .	11
2.2.1.1	Vlny ve studeném plazmatu . . . . .	11
2.2.1.2	CMA diagram . . . . .	13
2.2.1.3	Mimořádný mód . . . . .	13
2.2.2	Vznik a útlum plazmatických vln . . . . .	14
2.2.3	Příklady družicového pozorování vln . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Rovnickový šum</b>	<b>19</b>
3.1	Vlastnosti RŠ – pozorování a teorie . . . . .	19
3.2	Mechanismus vzniku RŠ . . . . .	22
3.2.1	Poloha zdroje . . . . .	23
3.3	Význam emise pro dynamiku radičních pásů . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Družicová měření</b>	<b>25</b>
4.1	Projekt Cluster . . . . .	26
4.2	Přístrojové vybavení . . . . .	27
4.2.1	EFW . . . . .	27
4.2.2	FGM . . . . .	28
4.2.3	STAFF . . . . .	28
4.2.4	WBD . . . . .	28
4.2.5	WHISPER . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Cíle</b>	<b>31</b>
<b>6</b>	<b>Výsledky</b>	<b>33</b>
6.1	Zpracování dat a metody výzkumu . . . . .	33
6.2	Příklady RŠ a výběrová kritéria . . . . .	34
6.3	Výskyt RŠ . . . . .	40
6.3.1	Závislost RŠ na geomagnetické šířce a MLT . . . . .	42
6.3.2	Závislost RŠ na geomagnetických podmínkách . . . . .	44
6.3.3	Rozložení MLT v závislosti na poloze plazmopauzy . . . . .	46
6.4	Vnitřní struktura RŠ . . . . .	49
6.4.1	Zpracování dat a ukázky RŠ . . . . .	49
6.4.2	Analýza spektrálních čar . . . . .	53
6.4.3	Závislost RŠ na geomagnetických podmínkách a MLT . . . . .	55
6.4.4	Zdrojová oblast . . . . .	58
6.5	Azimutální směr šíření RŠ . . . . .	60
6.6	Proměnlivost intenzity RŠ s podmínkami v magnetosféře . . . . .	61

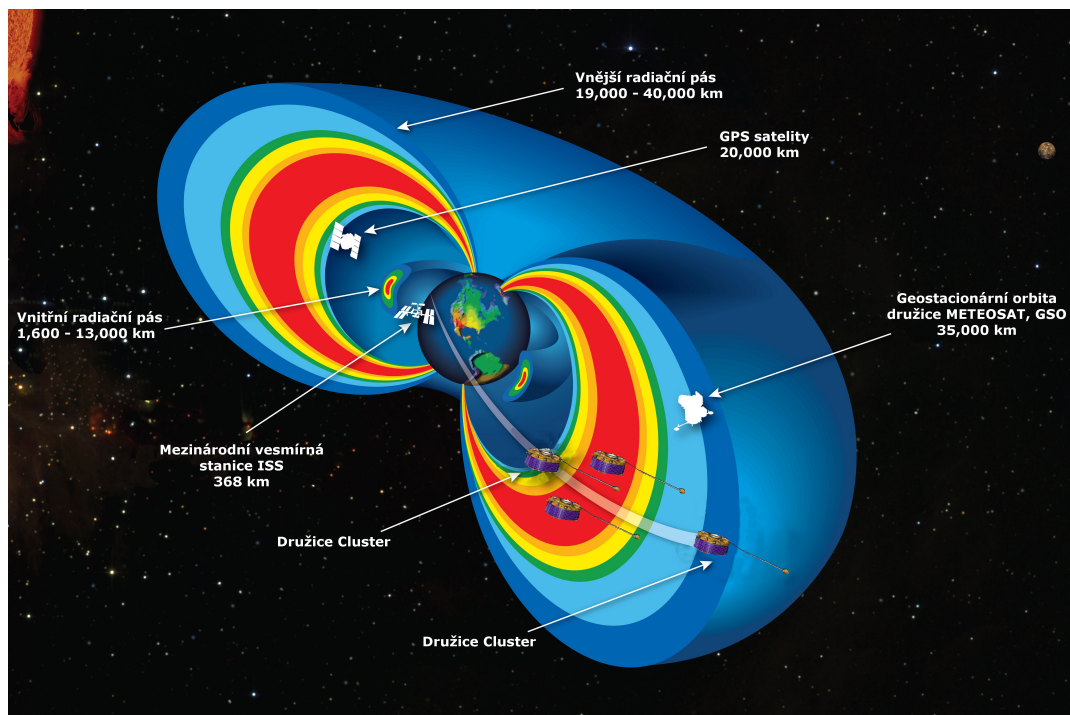
6.7 Kvaziperiodické modulace intenzity RŠ . . . . .	61
<b>7 Závěr</b>	<b>63</b>
<b>Literatura</b>	<b>65</b>
<b>A Přiložené publikace</b>	<b>73</b>
A.1 Hrbáčková a Santolík (2012) . . . . .	73
A.2 Hrbáčková et al. (2015) . . . . .	79
A.3 Němec et al. (2013) . . . . .	95
A.4 Němec et al. (2015) . . . . .	106
A.5 Němec et al. (2015) . . . . .	120
<b>B Seznam použitých zkratk</b>	<b>134</b>



# 1. Úvod

Výzkum a využití elektromagnetických vln jsou nezanedbatelnou součástí fyziky. Jejich existenci ve 30. letech 19. století poprvé předpověděl významný anglický fyzik Michael Faraday a o několik desítek let později teoreticky popsal jeho krajan James Clerk Maxwell, který shrnul zákonitosti elektromagnetického pole do čtyř, na jeho počest pojmenovaných, Maxwellových rovnic. Z těchto základních rovnic vychází teoretické výpočty a modely týkajících se šíření elektromagnetických vln. Velmi zajímavý speciální případ pak tvoří vlny šířící se v plazmatu.

Plazma, někdy nazývané čtvrté skupenství hmoty, je ionizovaný plyn, který vykazuje kolektivní chování a kvazineutralitu. Plazma v zemské magnetosféře, ve kterém se nadále budeme pohybovat, má naprosto odlišnou hustotu od plazmatu, se kterým se setkáváme v laboratořích či ve hvězdách. Navíc i ta se v různých oblastech velmi liší, např. elektronová hustota může v některých částech magnetosféry dosahovat hodnot  $10^6$  částic v  $\text{cm}^3$  a nebo naopak klesnout až na méně jak jednu částici v  $\text{cm}^3$ . Vlny jsou v plazmatu velmi důležité, neboť přenášejí energii mezi dvěma místy. Mohou ji dokonce vynést ven a nebo naopak celkovou energii plazmatu zvýšit. Jelikož plazma je tvořeno minimálně dvousložkovou tekutinou, může se v něm šířit mnoho typů vln v mnoha módech.



Obrázek 1.1: Ilustrační obrázek dvou Van Allenových radiálních pásů s příkladem družic a satelitů, které se vyskytují v jejich blízkosti. Převzato z [www.nasa.gov](http://www.nasa.gov) a následně upraveno.

Kolem Země nyní krouží více jak 1000 aktivních satelitů, které mají široké spektrum zaměření – zajišťují navigaci, telefonní či televizní signály, monitorují úrodu či suché oblasti, pomáhají v předpovědi počasí, v národní obraně a

v neposlední řadě slouží k vědeckým účelům. Mnohé z těchto družic se pohybují v oblastech, které mohou být velmi ovlivňovány nebo naopak samy ovlivňují celkovou dynamiku magnetosféry. Velmi dynamickou část tvoří např. Van Allenovy radiační pásy, které jsou zobrazeny na obrázku 1.1 i s příklady družic s různým zaměřením pohybujících se v jejich blízkosti.

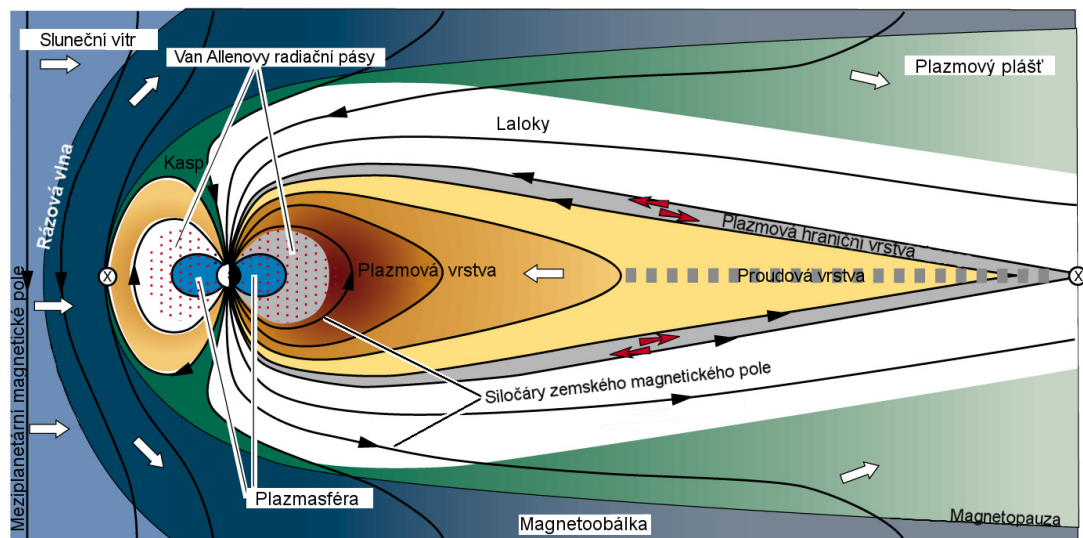
V této práci se zabýváme výzkumem jednoho typu elektromagnetických vln, které se vyskytují v oblasti Van Allenových radiačních pásů a které jsou označovány jako rovníkový šum. Jejich teoretický popis, včetně jeho významu pro dynamiku výše zmíněných pásů, je rozebrán v kapitole 3. V předchozí kapitole 2 jsou kvantitativně rozebrány různé části magnetosféry i s jejich případným vlivem na její dynamiku. Dále se v této kapitole věnujeme teoretickému popisu elektromagnetických vln, jejich šíření, vzniku a útlumu. V kapitole 4 je představen projekt Cluster a dále jsou zde popsány některé přístroje, jejichž data jsme použili při analýze. Cíle jsou přehledně vyjádřeny v kapitole 5 a v posledních kapitolách 6 a 7 jsou uvedeny a shrnuty výsledky, ke kterým jsme v průběhu analýzy došli.

Ještě než se budeme plně věnovat dalšímu textu, řekněme si důležité informace k použitým zkratkám a některým pojmům. V následujícím textu jsou ve většině případů použity zkratky a některé pojmy odpovídající anglickým originálům, neboť většina pojmů je do češtiny překládána intuitivně a někdy zcela neodpovídá skutečnosti a nebo pro ně překlad ani neexistuje. Plná jména sice pro lepší jednotnost textu budeme uvádět v češtině, avšak odpovídající zkratky jsou používány anglické. Pro čtenáře tak bude i jednodušší se zorientovat v příslušné anglické literatuře. Jednou z výjimek je zkratka pro emisi rovníkový šum a to hlavně z toho důvodu, že vědecká obec používá pro tuto emisi v různých článcích několik různých označení.

## 2. Magnetosféra Země

Prvním náznakem existence zemského magnetického pole byla možnost určování směru pomocí kompasu, jehož vlastnost ukazovat jih nebo sever je datovaná již do starověké Číny 11. století. V dalších staletích postupně přibývaly další důkazy a znalosti o jeho existenci [1]. Pozemní pozorování geomagnetického pole doplnil v 50. letech 20. stol. výzkum magnetosféry pomocí raket. V 60. letech přišel obrovský rozmach družicového měření, který pokračuje dodnes a s ním i detailnější znalosti o magnetosférických oblastech a v nich probíhajících jevech.

Zemské magnetické pole lze v prvním přiblížení považovat za dipólové. Otázkou je, co se stane, pokud toto dipólové pole ve vakuu najednou vystavíme plynulému toku nabitých částic pocházejících ze Slunce. Tato zdánlivě jednoduchá otázka se ve výsledném měřítku stává mnohem komplexnější, než se na první pohled zdálo. Ani s dnešní počítačovou technikou nejsme schopni vypočítat pohyb přibližně  $10^{32}$  částic přicházejících ve slunečním větru a interagujících se zemským magnetickým polem. Namísto toho se ke slunečnímu větru přistupuje jako k tekutině a vzniklé rovnice se řeší v oboru nazvaném magnetohydrodynamika (MHD) [2], kterému se zde však dále věnovat nebudeme.



Obrázek 2.1: Dvojměrný pohled na oblasti zemské magnetosféry. Převzato z <http://space.rice.edu/IMAGE/> a následně upraveno.

### 2.1 Uspořádání zemské magnetosféry

Přibližný nástin tvaru a polohy oblastí magnetosféry, o kterých se budeme v této kapitole zmiňovat, je zhruba vyobrazen na obrázku 2.1. Meziplanetární magnetické pole, které je od Slunce unášeno slunečním větrem, může při splnění určitých podmínek interagovat se zemským magnetickým polem. Tento jev je znám jako

přepojování magnetických siločar a způsobuje mnohé částicové, energetické či jiné změny v magnetosféře.

Hranice mezi slunečním větrem a magnetosférou Země je tvořena magneto-pauzou (*Magnetopause*), poprvé detailně prozkoumanou sondou Explorer 12 [1]. Tato hranice určuje místo, kde se vzájemně vyrušují vlivy dynamického tlaku slunečního větru a tlaku magnetického pole Země. Mnoho družic směřujících do oblasti slunečního větru zaznamenalo, že sluneční vítr prodělá prudkou změnu než dosáhne magnetopauzy. Změna, způsobená přechodem z nadzvukové rychlosti slunečního větru na podzvukovou, vytváří před Zemí rázovou vlnu (*Bow shock*), která způsobuje zahřátí a odklonění směru toku částic slunečního větru. Poloha čela rázové vlny se pohybuje kolem 14 zemských poloměrů ( $R_E$ ) a leží několik  $R_E$  před magnetosférou. Její přesná pozice vzhledem k Zemi se však může výrazně měnit v závislosti na tlaku slunečního větru. Oblast podzvukového slunečního větru za rázovou vlnou se nazývá magnetoobálka (*Magnetosheath*). Ta obklopuje celou zemskou magnetosféru a na noční straně v oblasti chvostu (několik stovek  $R_E$  za Zemí) postupně splývá s meziplanetárním magnetickým polem. Magneto-pauza je uzavřená, tzn. že žádné magnetické siločáry nemohou skrz tuto hranici projít. Výjimkou v prostupnosti magnetopauzy na denní straně jsou dvě oblasti tzv. kaspů (*Cusp*), trychtýřovitých oblastí nacházejících se v místě, kde se střetávají geomagnetické siločáry, jdoucí směrem ke/od Slunce a směrem do/od chvostu. Z důvodu absence silného geomagnetického pole může skrz tyto dvě oblasti pronikat do magnetosféry sluneční plazma.

Ve srovnání s magnetosférou na denní straně stlačenou slunečním větrem se magnetosféra na noční straně protahuje do dlouhého magnetosférického chvostu (*Magnetic tail*). Tvoří ji několik oblastí, na jejichž definice nemá vědecká obec jednotný názor. My se zde budeme držet dělení uvedeného Eastmanem a kol. [3]. Velmi nízkou hustotou plazmatu (méně jak  $0,1 \text{ cm}^{-3}$ ) jsou charakteristické laloky (*Tail lobe*) s nízkoenetickými částicemi ležícími na otevřených magnetických siločarách. O něco větší koncentrace částic jsou v plazmové hraniční vrstvě (*Plasma sheet boundary layer*) a hlavně v plazmové vrstvě (*Plasma sheet*). Hraniční vrstva tvoří přechodovou oblast mezi téměř prázdnými laloky a horkou (teplota iontů je zhruba 7x vyšší než elektronů [4]) plazmovou oblastí ležící převážně na uzavřených siločarách.

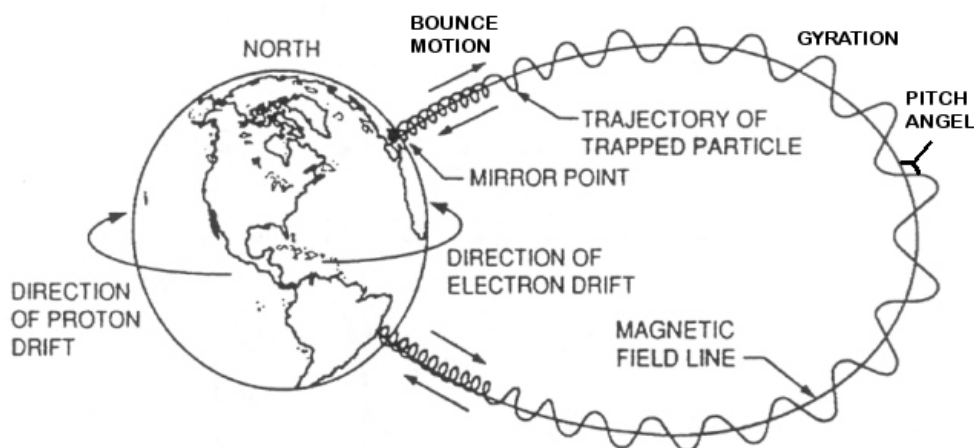
### 2.1.1 Radiační pásy a prstencový proud

Energetické částice způsobující výkyvy v zemském magnetickém poli jsou zachyceny v oblastech radiačních pásů. Jejich objev uskutečněný sondou Explorer 3 před zhruba půl stoletím byl jedním z důležitých mezníků kosmického výzkumu v okolí Země [5]. Radiační pásy, někdy nazývané po svém objeviteli Van Allenovi, jsou tvořeny 2 oblastmi obklopujícími Zemi (obr. 1.1) na vzdálenostech od  $\sim 1000 \text{ km}$  do  $\sim 7 R_E$ . Všechny empirické modely se vyznačují zjevným propadem v rovníkovém toku elektronů nad 1 MeV. Tento propad, nazývaný „slot region“, může však během zvýšené magnetické aktivity prakticky vymizet a zaplnit se energetickými elektrony. Tato mezera dělicí radiační pásy se nachází v přibližné vzdálenosti mezi  $L = 2$  a  $L = 4^1$ . Oblast s nižším  $L$  se nazývá vnitřní pás a je

<sup>1</sup>Parametr  $L$ , tzv. McIlwainův parametr, udává na jaké se nacházíme magnetické siločáře. Jeho velikost je definována na geomagnetickém rovníku hodnotou  $R_E$ , jinými slovy pro dipólový

složena převážně z energetických protonů ( $> 10$  MeV). Vnitřní pás je velmi stabilní, mění se na časových škálách slunečního cyklu. Oblast s vyšším  $L$ , složená z elektronů i protonů s energiemi od stovek keV po mnoho MeV, se nazývá vnější pás. Ten je na rozdíl od vnitřního velmi nestálý a formuje se nebo mizí v závislosti na vlnově-částicových interakcích na časových škálách několika dnů.

V nedávné době byl družicemi Van Allen probes zkoumajícími oblast radiačních pásů učiněn nečekaný objev. Za určitých podmínek mohou některé částice s vysokými energiemi vytvořit třetí, nejvzdálenější radiační pás [6]. Princip jeho vytvoření a celkové dynamiky radiačních pásů není stále zcela jednoznačně objasněn, ale je nedílnou součástí vysvětlení a v budoucnu snad i předpovědi kosmického počasí.



Obrázek 2.2: Ilustrace tří periodických pohybů nabitých částic zachycených v zemském magnetickém poli. Převzato z [9] a následně upraveno.

Nabité částice v nehomogenním magnetickém poli vykonávají vlivem Lorentzovy síly 3 základní pohyby [7, 8]: cyklotronní (gyrační) pohyb, bounce drift<sup>2</sup> v gradientu magnetického pole a drift zakřivení (obrázek 2.2). Pokud tyto 3 pohyby aplikujeme na geomagneticky zachycené částice, pak výsledným efektem je celkový azimutální drift. Jeho směr je opačný pro elektrony jdoucí východně a ionty jdoucí západně [9]. Tento drift vytváří přenos náboje a proud spojený s tímto přenosem plynoucí západním směrem toroidálně kolem Země se nazývá prstencový proud (*ring current*). Nachází se v oblasti geomagnetického rovníku<sup>3</sup> na vzdálenostech přibližně mezi 2 až 9  $R_E$ . Prstencový proud je formován ionty pocházejícími ze slunečního větru (protony a alfa částicemi) a z ionosféry ( $O^+$  ionty). Během intenzivních geomagnetických bouří se dramaticky zvyšuje množství  $O^+$ , což má za následek rychlé zesílení prstencového proudu a dominanci iontů

model je hodnota parametru  $L$  na rovníku shodná s radiální vzdáleností od Země udávanou v jednotkách  $R_E$ .

<sup>2</sup>Bounce pohyb je založený na odrazu nabitých částic ve sbíhajícím se magnetickém poli postaveném na zachování magnetického momentu, který je prvním ze tří adiabatických invariantů. Existují ještě další dva adiabatické invarianty spojené z gyračním pohybem částic a azimutálním driftem (všechny tyto tři periodické pohyby jsou zobrazeny v obrázku 2.2).

<sup>3</sup>Rovina geomagnetického rovníku se neshoduje s rovinou rovníku geografického. Je to způsobeno tím, že magnetický pól je od geografického vzdálen přibližně o  $\pm 11^\circ$ .

$O^+$  během maxima geomagnetické bouře. Tyto změny ve složení vedou k rozpadu prstencového proudu skrz druhově a energeticky závislé výměny náboje a vlnově-částicové ztráty způsobené rozptylem. Neutrální atomy vzniklé výměnou náboje slouží jako zdroj informací vedoucí k celkové představě o prstencovém proudu a jsou tudíž nejslibnějším nástrojem pro výzkum jeho vývoje.

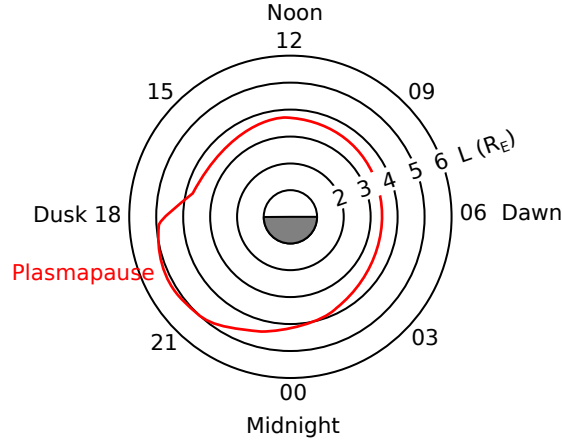
Předěl mezi zachycenými vysokoenergetickými částicemi radiačního pásu a částicemi prstencového proudu není zcela jednoznačný [1]. Naopak je tu velký překryv v názvosloví, většina prstencového proudu je tvořena zachycenými částicemi a všechny zachycené částice přispívají k prstencovému proudu. Nicméně pojem prstencový proud vyzdvihuje ty části částicové distribuce, které významně přispívají k celkové proudové hustotě. Změny v proudu jsou zodpovědné za poklesy povrchového magnetického pole známé jako geomagnetické bouře. Intenzivní bouře způsobují různé efekty na technologických systémech, jako rušení nebo dokonce trvalé poškození telekomunikačních či navigačních satelitů, telekomunikačních kabelů či rozvodné elektrické sítě. Pojem „zachycené částice“ v radiačních pásách naopak představuje částice pronikající hluboko do hmoty a způsobující tak poškození radiací přístrojům umístěným na družici [10] nebo dokonce lidem. Těmito vysoce radiačními částicemi jsou kromě energetických iontů také urychlené elektrony, které do prstencového proudu přispívají naopak poměrně slabě. Během geomagnetických bouří se může velikostně měnit tok relativistických elektronů až o pět řádů [11], navíc mohou elektrony procházet do atmosféry a způsobovat zeslabení ozónové vrstvy [12].

## 2.1.2 Plazmosféra

Obraťme se nyní k popisu hustého ( $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ), studeného ( $\sim 1 \text{ eV}$ ) plazmatu, nazývaného plazmosféra, rozprostírajícího se v podobné oblasti magnetosféry jako radiační pásy (obr. 2.1) do vzdálenosti několika zemských poloměrů. Na vzdálenostech kolem 3–5  $R_E$  je plazmosféra obvykle ukončena ostrou hranicí zvanou plazmopauza, na které dochází k hustotnímu skoku o velikosti několika řádů. Za touto hranicí se nachází oblast zvaná plasma through, charakteristická velmi nízkou hustotou částic studeného plazmatu ( $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ ). Na obrázku 2.3 je vidět přibližný tvar plazmosféry v rovníkové rovině, na kterém je možno na večerní straně vidět jasné vyboulení. Tato téměř stále přítomná oblast se nazývá bulge a v závislosti na geomagnetických podmínkách může v lokálním čase částečně měnit svou polohu [1]. Vnitřní část plazmosféry je na geomagnetických podmínkách téměř nezávislá, avšak poloha plazmopauzy se může se zvyšující se geomagnetickou aktivitou přiblížit k Zemi až o několik  $R_E$ . Pro mnoho analýz zabývajících se šířením, vznikem, útlumem, vlnově-částicovou interakcí či celkovou charakteristikou elektromagnetických vln je potřeba znát polohu plazmopauzy, proto si v následující podkapitole uvedeme několik modelů pro její výpočet.

## 2.1.3 Modely pro výpočet polohy plazmopauzy

Plazmopauza je hranice, která odděluje dvě velmi rozdílné oblasti, které se především liší ve složení a hustotě (viz text výše). Pozice plazmopauzy je stanovena jako poslední uzavřená ekvipotenciála kolem Země. Ekvipotenciály se vytvářejí v důsledku kombinací konvekce a korotace elektrických polí. Souběžně



Obrázek 2.3: Obecný tvar plazmosféry v rovníkové rovině během klidných a mírných magnetických podmínek. Obrázek je nakreslen na základě dat naměřených Carpenterem [13].

s teoretickými modely se hledaly i empirické modely, tedy modely vznikající na základě závislosti nalezené v datech. V nich poloha plazmopauzy odpovídá nejvnitřnějšímu místu, ve kterém dochází k ostrému hustotnímu skoku. Mnoho autorů studovalo polohu plazmopauzy v závislosti na několika faktorech. K těm nejdůležitějším patří míra geomagnetické aktivity, s jejímž poklesem vzdálenost plazmopauzy pomalu roste.

Pravděpodobně nejobecněji vytvořený použitelný model vznikl na základě dat z 208 průchodů družice ISEE 1 a jeho autory jsou Carpenter a Anderson [14]. Poloha plazmopauzy ( $L_{pp}$ ) je pak v čase mezi 00:00–15:00 MLT (magnetický lokální čas) popsána vztahem:

$$L_{pp} = 5,6 - 0,46K_{p_{max}}, \quad (2.1)$$

kde  $K_{p_{max}}$  je maximální hodnota Kp indexu v předchozích 24 hodinách. Během večerních i nočních hodin se často pozorovalo husté plazma i za očekávanou hranicí plazmosféry, a proto nebyl večerní sektor 15:00–00:00 do rovnice (2.1) zahrnut.

Na základě předchozích studií Carpentera a Andersena [14] a Moldwina a kol. [15] vytvořili O'Brien a Moldwin [16] komplexnější model (OM2003), ve kterém je zahrnuta i závislost na lokálním čase. Model byl vyvinut na základě více jak 900 průchodů plazmopauzou satelitu CRRES během let 1990–1991. Autoři sledovali závislost na různých geomagnetických indexech, neboť každý z nich ukazuje trochu jiné vlastnosti magnetické aktivity. Kp index udává hodnotu magnetických disturbancí v tříhodinových intervalech. AE index se zaměřuje na magnetickou aktivitu aurorální oblasti, způsobenou ionosférickými proudy tekoucími pod a v aurorálním oválu. Jinými slovy AE index představuje celkovou výchylku horizontálního magnetického pole od průměrné hodnoty měřené během magneticky klidného dne. Dst index odráží sílu symetrických a asymetrických složek prstencového proudu, opět vzhledem k hodnotě měřené během magneticky klidného dne. Tvar rovnice pro polohu plazmopauzy je pro model OM2003 následující:

$$\begin{aligned} L_{pp} &= a_1[1 + a_{mt} \cos(\phi - a_\phi)]Q + b_1[1 + b_{mt} \cos(\phi - b_\phi)], \\ \phi &= 2\pi(\text{MLT}/24). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Tento vztah již zahrnuje existenci bulge, ale zároveň reflektuje i to, že ne ve všech předchozích pozorováních byla tato oblast zaznamenána. Fyzikální význam parametrů v rovnici (2.2) je následující:  $a_{mlt}$  a  $b_{mlt}$  poskytují informaci o možné relativní výchylce vzhledem k lokálnímu času, zatímco další dva parametry  $a_\phi$  a  $b_\phi$  udávají polohu bulge. Hodnoty parametrů se liší dle použitého geomagnetického indexu. V tabulce 2.1 jsou uvedeny hodnoty parametrů pouze pro Kp index, který jsme v naší práci používali pro vyhodnocení magnetické aktivity. Hodnoty pro ostatní indexy jsou k nahlédnutí v publikaci O’Briena a Moldwina [16]. Hodnota koeficientu  $Q$  udává maximální hodnotu Kp indexu v posledních 36 hodinách, vyjma posledních 2 hodin před zkoumaným časem.

Tabulka 2.1: Hodnoty parametrů pro model OM2003 zahrnující závislost na Kp indexu.

$a_1$	$a_{mlt}$	$(24/2\phi)a_\phi$	$b_1$	$b_{mlt}$	$(24/2\phi)b_\phi$
$-0,39 \pm 0,02$	$-0,34 \pm 0,05$	$16,6 \pm 0,2$	$5,6 \pm 0,1$	$0,12 \pm 0,17$	$3 \pm 1$

V roce 2013 uveřejnili Heilig a Lühr [17] svůj nový model LPPCH-2012 založený na pozorování změn v proudech podél pole v ionosféře pro data z družice CHAMP. Výsledný model je podobný modelu OM2003, i když se k němu došlo poněkud rozdílným způsobem. Hlavním rozdílem je závislost Kp indexu, která je v novém modelu kvadratická. Důvodem je zjištěná silná závislost polohy plazmopauzy na Kp:

$$\begin{aligned}
L_{pp} &= b (1 + b_{mlt} \cos(\phi - b_\phi)) + (a_1 \cdot Kp + a_2 \cdot Kp^2) \cdot \\
&\quad \cdot (1 + a_{mlt} \cos(\phi - a_\phi)), \\
\phi &= 2\pi(MLT/24).
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Hodnoty parametrů v rovnici (2.3) jsou uvedeny v tabulce 2.2.

Tabulka 2.2: Hodnoty parametrů pro model v rovnici LPPCH-2012.

$a_1$	$a_2$	$a_{mlt}$	$a_\phi$	$b$	$b_{mlt}$	$b_\phi$
$-0,657$	$0,0331$	$0,1113$	$1,040$	$5,911$	$0,0469$	$2,439$

Všechny tři uvedené modely patří mezi základní modely, u nichž by chyba určení plazmopauzy neměla přesahovat jeden zemský poloměr.

## 2.2 Elektromagnetické vlny

Šíření elektromagnetických vln ve všech fyzikálně známých prostředích pro všechny frekvenční rozsahy od nulové frekvence po gama paprsky se řídí Maxwellovými rovnicemi [18]. My se však zajímáme především o šíření vln v plazmatu, které se většinou chová nepatrně jinak než dielektrická média. V této části poskytneme teoretické pozadí nutné k experimentálnímu pozorování vln a jejich interpretaci. Popisu šíření vln v plazmatu s magnetickým polem se rozsáhle věnuje mnoho publikací (např. [2, 8, 19–21]). Avšak generační mechanismus a zánik některých vlnových módů není stále dostatečně znám a pochopen.



## 2.2.1 Šíření vln v plazmatu

Magnetosférické plazma skládající se z iontů a elektronů konečné teploty, které je prostoupeno magnetickým polem poskytuje prostor pro existenci rozmanitých elektromagnetických vlnových módů, které nemohou existovat ve volném prostoru.

### 2.2.1.1 Vlny ve studeném plazmatu

Vzhledem k mnoha částicím pohybujícím se v plazmatu je nutné při odvození možných vlnových módů použít nějaký zjednodušující model, který je matematicky vyjádřitelný, ale přitom se jeho výstupy přibližují v co největší míře skutečné situaci. Plazma proto nyní budeme považovat za přibližně neutrální se stejným počtem kladných a záporných částic, se zanedbatelnou tepelnou rychlostí, homogenní v prostoru a s neporušeným magnetickým polem. Tento základní model studeného plazmatu poskytuje překvapivě komplexní pohled na šíření vln. Inerciální vliv iontů a elektronů je pro tento model zachován a stejně tak jsou v něm přítomny všechny důležité rezonance.

Pro odvození existujících módů je nejprve nutné odvodit disperzní relaci studeného plazmatu. Obecně udává disperzní relace vztah mezi úhlovou frekvencí  $\omega$  a vlnovým vektorem  $\mathbf{k}$ . Základem pro její odvození jsou Maxwellovy rovnice, a to přesněji Faradayův indukční zákon (2.4) a Ampérův zákon (2.5) [18]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}), \quad (2.5)$$

kde  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{B}$  jsou vektory elektromagnetického pole,  $\mu_0$  je permeabilita vakua a  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua. Celková proudová hustota  $\mathbf{j}$  v rovnici (2.4) je dána vztahem

$$\mathbf{j} = \sum_j n_j q_j \mathbf{v}_j. \quad (2.6)$$

Index  $j$  označuje jednotlivé druhy částic,  $n_j$  je jejich hustota,  $q_j$  jejich náboj a  $\mathbf{v}_j$  je rychlost jejich pohybu způsobeného průchodem vlny. Dále budeme potřebovat pohybovou rovnici částice v elektromagnetickém poli:

$$m_j \frac{d\mathbf{v}_j}{dt} = q_j(\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}), \quad (2.7)$$

kde  $m_j$  je hmotnost nabitých částic.

Za předpokladu, že plazma je homogenní a neporušené v čase i prostoru, můžeme nyní provést linearizaci rovnice (2.7) pro malé poruchy vyjádřené jejich harmonickým rozkladem do rovinných vln  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ . Zavedeme-li dále  $\mathbf{B}_0$  jako okolní statické magnetické pole, pak pohybová rovnice přejde do tvaru

$$-i\omega m_j \mathbf{v}_j = q_j(\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}_0), \quad (2.8)$$

ve kterém jsme zanedbali člen  $\mathbf{v}_j \times \mathbf{B}$ , neboť velikost pole  $\mathbf{B}_0$  je daleko větší než velikost poruchy  $\mathbf{B}$ . Vyjádřením všech složek rychlosti a jejím dosazením do

rovnice pro celkový proud (2.6) získáme obecný vztah pro proudovou hustotu (neboli obecný Ohmův zákon)

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}, \quad (2.9)$$

kde  $\boldsymbol{\sigma}(\omega, \mathbf{k})$  je tenzor vodivosti. Můžeme pak definovat vztah pro cyklotronovou  $\omega_{cj}$  (2.10) a plazmovou  $\omega_{pj}$  (2.11) frekvenci  $j$ -tého druhu částic

$$\omega_{cj} = \Omega_j = \frac{q_j B_0}{m_j}, \quad (2.10)$$

$$\omega_{pj}^2 = \frac{n_j q_j^2}{m_j \epsilon_0}. \quad (2.11)$$

Předpoklad homogenity v prostoru, ze kterého při odvození disperzní relace vycházíme, nám dovoluje přistupovat k plazmatu jako k dielektriku a můžeme tedy pro  $\mathbf{B}_0$  ve směru osy  $z$  zavést dielektrický tenzor studeného plazmatu

$$\boldsymbol{\epsilon}(\omega, \mathbf{k}) = \mathbf{1} + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

kde  $\mathbf{1}$  představuje jednotkový tenzor. Elementy dielektrického tenzoru jsou definované následovně:

$$S = \frac{1}{2}(R + L), \quad D = \frac{1}{2}(R - L), \quad (2.13)$$

$$R = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega + \Omega_j)}, \quad (2.14)$$

$$L = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega - \Omega_j)}, \quad (2.15)$$

$$P = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2}. \quad (2.16)$$

Veličiny  $S$ ,  $D$ ,  $R$ ,  $L$  a  $P$  jsou notací zavedenou Stixem [20] určené pro odvození šíření ve studeném plazmatu a označují začátky termínů Sum (součet), Difference (rozdíl), Right (pravý), Left (levý) a Plasma (plazma). Posledním krokem v odvození je aplikace rotace na rovnici (2.4) a dosazení za  $\nabla \times \mathbf{B}$  z Ampérova zákona (2.5). Pokud nyní vzniklou rovnici linearizujeme, výsledkem bude tzv. vlnová rovnice:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) + \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.17)$$

Dosadíme-li nyní za  $\mathbf{n}$  obecný vztah pro index lomu [18]

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}c}{\omega} \quad (2.18)$$

a zvolíme-li, že index lomu a tedy i vlnový vektor bude ležet v rovině  $x - z$ , pak vlnová rovnice přejde do tvaru

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \\ \mathcal{E}_z \end{pmatrix} = 0, \quad (2.19)$$

kde  $\theta$  je úhel mezi vlnovým vektorem  $\mathbf{k}$  a osou  $z$ , tedy směrem magnetického pole  $\mathbf{B}_0$ . Netriviální řešení rovnice (2.19), která představuje hledanou disperzní relaci, nalezneme, položíme-li determinant vzniklé matice roven 0. Obecné řešení tohoto problému z hlediska úhlu  $\theta$  má tvar

$$\tan^2 \theta = -\frac{P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)}. \quad (2.20)$$

Obecná podmínka pro rezonanci ( $n^2 \rightarrow \infty$ ) a ořezání ( $n = 0$ ) plynoucí z rovnice (2.20) je  $\tan^2 \theta = -P/S$ , respektive  $PRL = 0$ .

### 2.2.1.2 CMA diagram

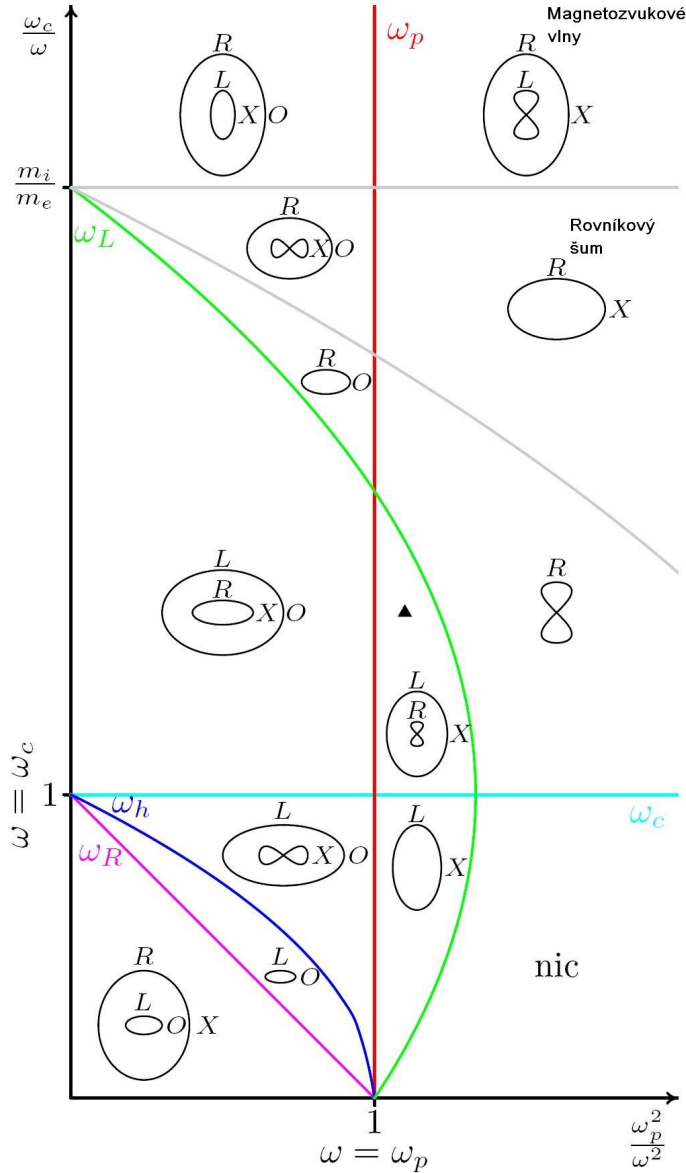
Disperzní relace 2.19 má mnoho řešení, která se chovají rozdílně pro různé směry šíření i pro různá frekvenční rozmezí. Některé vlnové módy jsou pojmenovány podle jejich objevitele, nebo jejich jména popisují jejich vlastnosti. Avšak ne vždy příslušné jméno zcela odpovídá charakteristice daného módu. Proto byla a je tendence příslušné vlastnosti daného typu vln uspořádat do oblastí vzhledem k různým parametrům prostoru. Jedno z nejelegantnějších třídění představuje CMA diagram, který propojuje různé módy na základě jejich tvarů vlnoploch (obrázek 2.4). Clemmov-Mullaly-Allis diagram pojmenovaný podle jeho tvůrců platí pouze pro dvousložkové plazma (elektrony a protony). Diagram je rozdělen do 13 oblastí, na jejichž hranicích je index lomu  $n$  pro příslušné vlnové módy dané oblasti roven 0 nebo  $\infty$ , tedy dochází buď k ořezání vln, či k jejich rezonanci. Jinými slovy, z diagramu lze zjistit, zda v daném sektoru existují dva, jeden popřípadě žádný mód, nastává-li a popřípadě za jakých podmínek rezonance nebo ořezání, která z vln je rychlejší a naopak a také ukazuje přechody mezi pravotočivými a levotočivými vlnami a řádným a mimořádným módem při změně úhlu  $\theta$  z 0 na  $\pi/2$ . Normalizované osy CMA diagramu určují, kde se se v daném prostoru parametrů nacházíme. Osa  $y \propto \omega_{ce}/\omega$  je úměrná velikosti magnetického pole a osa  $x \propto \omega_p^2/\omega$  hustotě plazmatu.

$$\omega_{ce}\omega_{ce}f_{ce}$$

### 2.2.1.3 Mimořádný mód

Disperzní relace (2.20) má 2 základní řešení pro 2 mezní úhly směru šíření: (i) šíření podél magnetického pole  $\mathbf{B}_0$  ( $\theta = 0^\circ$ ) a (ii) šíření kolmo k  $\mathbf{B}_0$  ( $\theta = 90^\circ$ ). Rozebereme si detailněji pouze druhé řešení. Půjde-li  $\theta \rightarrow \pi/2$ , pak musí  $\tan^2 \theta \rightarrow \infty$  a obecně nastává rezonance pro  $S \rightarrow 0$ , kterou nazýváme hybridní, neboť v sobě zahrnuje kombinaci cyklotronové i plazmové frekvence. Kolmé šíření nastane pro nulový jmenovatel rovnice (2.20), jehož řešením jsou 2 módy: (i)  $n^2 = P$  řádný (*ordinary*) O-mód a (ii)  $n^2 = RL/S$  mimořádný (*extraordinary*) X-mód. Pokud bychom řešili podmínku rezonance pro X-mód, řešením budou 2 frekvence – horní  $\omega_{uh}$  a spodní  $\omega_{lh}$  hybridní rezonance. V přiblížení vysoko-hustotního plazmatu je hodnota  $\omega_{lh}$  přibližně rovna geometrickému průměru cyklotronových frekvencí iontů a elektronů.

Polarizaci elektrické a magnetické složky X-módu lze vypočítat z disperzní relace (2.19). Fluktuační elektrického pole jsou polarizovány elipticky v rovině  $x - y$  a fluktuační magnetické pole jsou polarizovány lineárně ve směru statického



Obrázek 2.4: CMA diagram pro dvousložkové plazma. Převzato z [22].

magnetického pole  $\mathbf{B}_0$ . Tyto teoretické poznatky využijeme v dalších kapitolách, neboť mimořádný mód je módem, ve kterém se šíří rovňkový šum. Odpovídající prostor v CMA diagramu ohraničený shora spodní hybridní rezonancí ( $S = 0$ ) a zespodu iontovou cyklotronovou rezonancí ( $L \rightarrow \infty$ ) je v pravém horním rohu.

## 2.2.2 Vznik a útlum plazmatických vln

Tomuto tématu bylo v minulosti věnováno mnoho prostoru v různých knihách a vědeckých článkách (např. [19, 20, 23–25]). V posledních letech díky novým družicovým projektům a pokročilejšímu počítačovému modelování bylo možno pro mnoho typů vln uspokojivě objasnit jak mechanismus jejich vzniku, tak i jejich útlum. I přesto stále panují kolem některých vln nejasnosti týkající se tohoto tématu. Jelikož výměna energie mezi vlnami a částicemi má obrovský význam

pro modelování a předpovídání vývoje podmínek v magnetosféře je zodpovězení otázky ohledně excitace a hlavně útlumu vln více a více aktuální.

Základním zdrojem energie pro přirozeně vznikající vlny jsou výkyvy z rovnovážného stavu, které mohou být způsobeny mnoha procesy probíhajícími v magnetosféře, jako difúzí a konvekcí plazmatu napříč magnetickým polem, rozptylem pitch úhlu<sup>4</sup>, urychlením částic v elektrických polích a v neposlední řadě poruchami pocházejícími z promíchávání studeného a horkého plazmatu.

Aby mohlo dojít k rezonančnímu přesunu kinetické energie částic do energie vlny (vznik vln) nebo naopak (útlum vln) musí být splněna rezonanční podmínka, která má pro dvousložkové plazma tvar

$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} - n\omega_{cj} = 0; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (2.21)$$

kde  $k_{\parallel}$  a  $v_{\parallel}$  jsou velikosti složek vlnového vektoru a rychlosti částic ve směru geomagnetického pole. Pokud položíme  $n = 0$  bude výsledkem podmínka pro základní Landauovu rezonanci, při níž dochází k předání energie, je-li podélná fázová rychlost vlny rovna podélné složce rychlosti částice. Ostatní hodnoty  $n$  reprezentují tzv. cyklotronové rezonance (gyrorezonance) [26].

Kromě výše uvedené nestability je v plazmatu přítomno nespočet dalších (viz odkazy na literaturu v začátku této podkapitoly), kterými se zde již zabývat nebudeme.

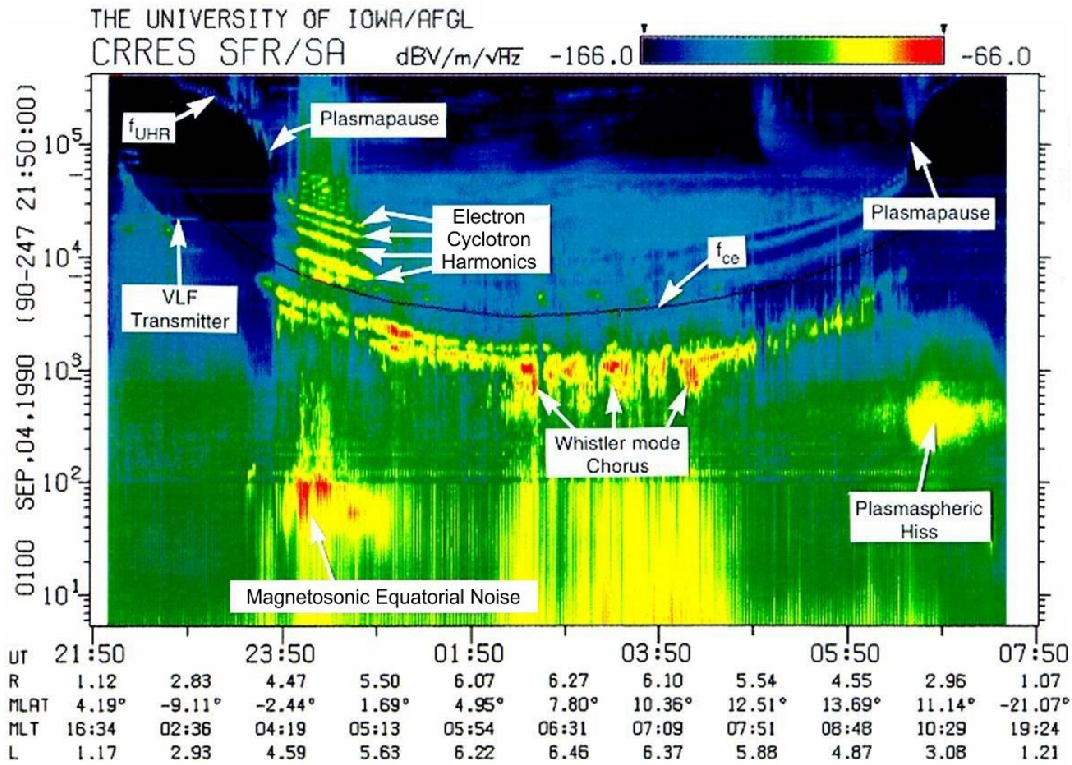
Nejvýznamnějším útlumovým mechanismem v bezsrážkovém magnetosférickém plazmatu je Landauův útlum na elektronech či iontech. Kvalitativně lze pro Landauovu rezonanci s elektrony říci, že pouze ty částice, jejichž rychlost je blízká fázové rychlosti vlny, si mohou intenzivně vyměňovat energii s vlnou. K útlumu může docházet i na iontech a to pro velmi nízké fázové rychlosti, tedy v případě iontově-akustických vln.

### 2.2.3 Příklady družicového pozorování vln

V blízké oblasti okolo Země se vyskytuje široké spektrum elektromagnetických vln ve frekvenčním rozsahu od zlomku Hz do desítek MHz. Ze všech možných typů vln jsou snad nejzajímavější a nejstudovanější vlny tzv. hvizdového módu šířící se v rozsahu ELF/VLF frekvencí mezi protonovou a elektronovou cyklotronovou frekvencí. Tato frekvenční oblast leží ve slyšitelném pásmu, proto také byly některé vlny tohoto módu pojmenovány podle zvuku, který při poslechu připomínaly – např. hvizd, chorus, sykot či lví řev.

Rychlost šíření těchto vln je vzhledem k rychlosti světla poměrně malá, což jim umožňuje efektivně interagovat s energetickými elektrony. Během magnetických bouří může intenzita ELF a VLF vln narůstat, následkem čehož mohou být zároveň porušeny všechny tři adiabatické invarianty [27, 28]. Z tohoto

<sup>4</sup>Úhel mezi směrem statického magnetického pole a rychlosti během gyračního pohybu částic. Z velikosti tohoto úhlu lze určit, zda daná částice zůstane zachycena v magnetickém poli a nebo se vysype do atmosféry. Pro každou danou radiální vzdálenost na rovníku je definován tzv. ztrátový kužel, který udává mezní velikost pitch úhlu. Je-li pitch úhel částic menší než úhel daný ztrátovým kuzelem, pak dochází k vysypání částic do atmosféry. V opačném případě se částice, putující podél siločáry, v určitém místě odrazí (tento bod se nazývá zrcadlový bod, nebo také bod obratu) a začnou vykonávat bounce pohyb. Velikost ztrátového kužele se na rovníku zmenšuje s radiální vzdáleností, např. ve vzdálenosti  $L = 4$  je úhel ztrátového kužele zhruba  $5^\circ$ , pro  $L = 8$  se zmenší na hodnotu kolem  $2^\circ$ .



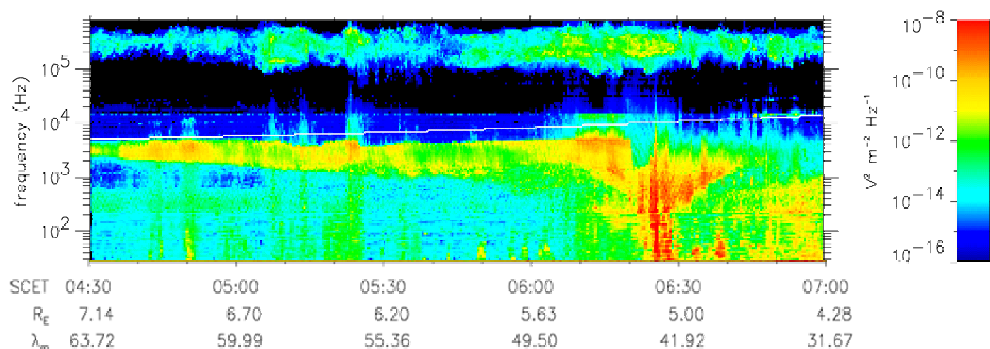
Obrázek 2.5: Spektrogram zobrazující magnetickou spektrální intenzitu naměřenou na družici CRRES ukazuje různé typy elektromagnetických vln, které mohou potenciálně interagovat s energetickými elektrony.

důvodu je potřeba v difúzních modelech rozlišovat mezi energeticky ztrátovými a zdrojovými procesy. Pro sledování těchto změn se mimo jiné zavedly tři difúzní koeficienty – radiální difúze  $D_{LL}$ , rozptyl pitch úhlu  $D_{\alpha\alpha}$  a difúze energie  $D_{EE}$ . Excitované vlny mohou způsobovat jednak difúzi v energii, způsobující např. lokální urychlení, jednak rozptyl pitch úhlu, který může vést až k vyspání částic do atmosféry [29, 30]. Pro porozumění procesům vedoucím k narušení populace nabitých částic během zvýšené magnetické aktivity je potřeba přesného družicového měření vln zapojených do dějů v magnetosféře [31]. Většina vln hvizdového módu nějakým způsobem do dynamiky radičních pásů zasahuje. Jmenovitě je to např. rovníkový šum, který bude detailně rozebrán v následující kapitole, chorus nebo plazmosférický sykot. Všechny tyto tři zmíněné emise můžeme vidět na obrázku 2.5.

Chorus patří mezi jednu z nejvíce zkoumaných vln a to především pro jeho obrovský význam v dynamice radičních pásů, neboť způsobuje nejen lokální urychlení, ale zároveň ovlivňuje ztrátové procesy probíhající ve vnějším radičním pásu. Jeho vnitřní struktura je diskretní, složená z individuálních vlnových balíků, které formují převážně dva, ale někdy i více frekvenčních pásů, a jsou odděleny mezerou lokalizovanou na polovině elektronové cyklotronové frekvence. Chorus je schopen pomocí cyklotronové a Landauovy rezonance difúzního přesunu pitch úhlu elektronů do ztrátového kužele v širokém pásmu energií (od jednotek keV po jednotky MeV) [32]. Navíc pomocí energetické difúze efektivně přesouvá energii z nízkoenergetických (několik keV) elektronů, které jej generují, elektronům zachyceným v radičních pásách a urychluje je tak na vysoké energie (jednotky

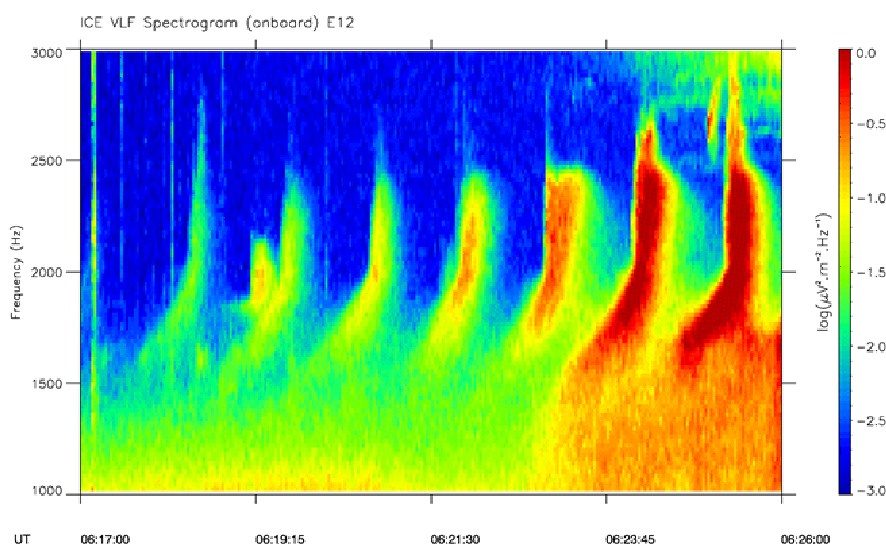
až desítky MeV) [33].

Plazmosférický sykot se vyskytuje v oblastech husté plazmosféry. Tato emise je zodpovědná za vytváření elektronového slotu mezi vnitřním a vnějším radičním pásem v průběhu magneticky klidného období [34, 35]. Ke zdrojům této emise teoreticky mohou přispět vlny chorus s diskretní strukturou, které se během šíření od rovníku vyhnou Landauově útlumu a jsou následně zachyceny v plazmosféře, kde se mohou vzájemně spojit a vytvořit tak nekoherentní plazmosférický sykot [36, 37]. Pozorované vlastnosti se používají na stanovení jednak doby životnosti elektronů v plazmosféře, jednak jako záznam rozpadu vnějšího pásu [38]. Tyto vlny také přispívají k rozptylu elektronů a jejich ztrátách ve vnějším pásu [39].



Obrázek 2.6: Spektrogram naměřený na družici Polar, který detailně ukazuje aurální sykot.

Mezi další studované vlny hvizdového módu patří aurální sykot (obrázek 2.6). Tato emise, jak název napovídá, se vyskytuje v aurálních oblastech na širokém rozsahu frekvencí (od několika stovek Hz po několik stovek kHz) a má charakteristický trychtýřovitý tvar [40]. Emise se šíří ze zdrojové oblasti, která se může vyskytovat na radiálních vzdálenostech menších jako  $1 R_E$ , směrem vzhůru od Země do aurálních oblastí se sestupnými proudy [41].



Obrázek 2.7: Příklad Kvaziperiodicky modulované emise naměřené na družici DEMETER.

Poslední emisí, kterou zde ještě zmíníme je Kvaziperiodická QP emise (obrázek 2.7). QP emise jsou širokopásmové emise (na frekvencích od 500 Hz do 4 kHz) vyskytující se převážně na denní straně, které jsou charakteristické periodickou modulací intenzity vln s periodou od několika sekund až po několik minut [42]. Modulace intenzity je jednak spojována s ULF pulzacemi magnetického pole, jednak je vysvětlována interakcí vln hvizdového módu s energetickými elektrony přicházejícími azimutálně z noční strany [43]. Druhý zmíněný mechanismus je spojován s následným vysypáním interagujících elektronů [43]. Hayosh a kol. [44] pozorovali v několika případech zároveň QP emisi a elektrony ve ztrátovém kuželi, čímž teoreticky potvrdili jednu ze zmíněných teorií generace těchto vln. Zdrojová oblast QP emisí leží v rovníkové oblasti v radiálně vzdálenějších oblastech odkud se emise následně šíří podél siločar do středních šířek [45].



## 3. Rovníkový šum

V druhé polovině 60. let vypustila NASA třetí ze série družic OGO (*Orbiting Geophysical Observatories*). Tato družice s relativně nízkou orbitou (inklinace  $\sim 30^\circ$ ) pohybující se na vzdálenostech  $L > 3$  zaznamenala na magnetometru během průletu rovníkem několik případů elektromagnetického šumu na frekvencích větších, než je protonová cyklotronová frekvence [46]. Vzhledem k tomu, že výskyt této emise byl omezený pouze v blízkosti rovníku, byla proto pojmenována „rovníkový šum“ – RŠ (*equatorial noise*). V některých publikacích jsou však, vzhledem k jejím vlastnostem, používána i jiná jména jako rychlá magnetosonická vlna (*fast magnetosonic waves*) či magnetosonický šum (*magnetosonic noise*).

### 3.1 Vlastnosti RŠ – pozorování a teorie

Data z družic IMP 6 a Hawkeye 1, zaznamenaná na přístroji určeném pro širokospektrální měření elektrického a magnetického pole, ukázala, že RŠ nemá ve skutečnosti zašuměnou strukturu, která byla vidět na spektrogramech s nižším rozlišením, ale skládá se ze superpozice přibližně vodorovných spektrálních čar s různou frekvenční vzdáleností od několika až po desítky Hz [47]. Souběžně s pozorováním vnitřní struktury byla navržena i teorie jejího vzniku založená na interakci s ionty na násobcích jejich charakteristických cyklotronových frekvencí. Generace RŠ bude více rozebrána v následující podkapitole. V této podkapitole shrneme dosavadní výsledky o vlastnostech RŠ získané jak družicovým pozorováním, tak teoretickým výzkumem.

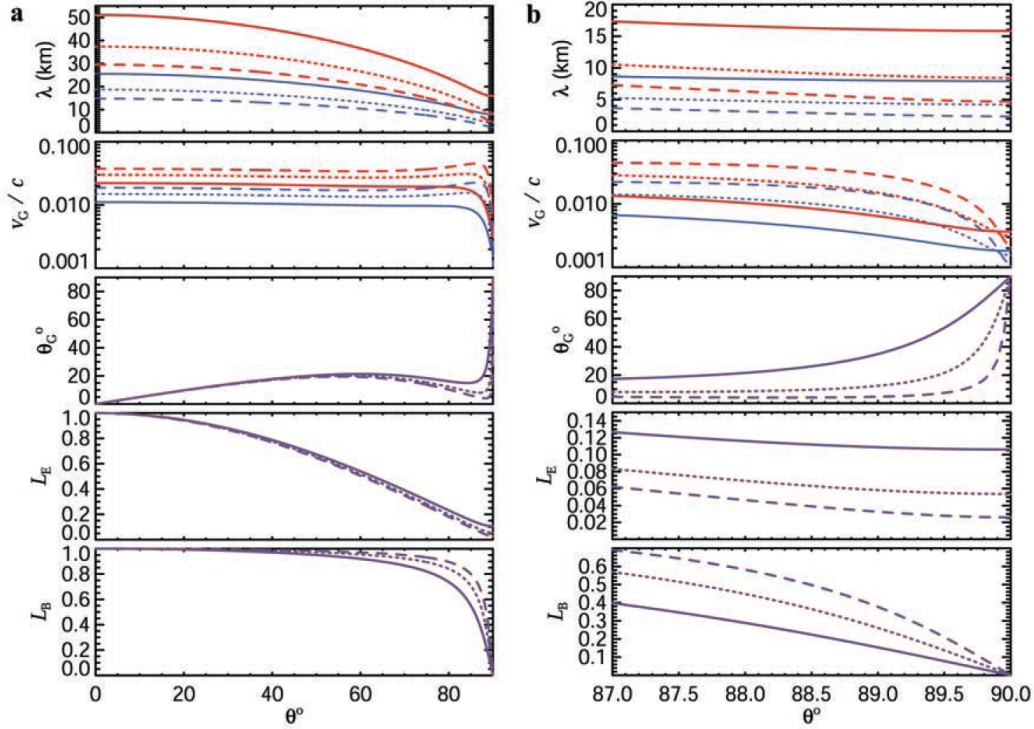
Předpoklad, že se RŠ šíří ve hvizdovém módu byl prokázán jak teoreticky, tak pozorováním. Na obrázku 3.1 jsou znázorněny některé vlnové vlastnosti hvizdového módu vypočítané z teorie jeho šíření [48]. Pro výpočet byl použit model dvousložkového plazmatu (elektrony a protony). Uvedené vlastnosti byly počítány pro 3 různé frekvence ( $f = 9f_{H+}; 16f_{H+}; 25f_{H+}$ )<sup>1</sup> přibližně pokrývající frekvenční interval, na kterém je RŠ pozorován. Závislost všech vlnových frekvencí je v obr. 3.1 uvedena pro 2 různé plazmové frekvence  $f_p$ . Vidíme, že směr grupové rychlosti<sup>2</sup> a polarizace elektrické složky jsou na plazmové frekvenci  $f_p$  téměř nezávislé, na rozdíl od velikosti grupové rychlosti a vlnové délky, jejichž hodnota se mění v závislosti na velikosti  $f_p$ .

Fluktuace elektrického pole jsou pro přibližně kolmé šíření (vlastnosti pro vysoké úhly šíření ukazuje obrázek 3.1b) elipticky polarizované s nízkou elipticitou, ale je vidět, že jejich polarizace není nikdy lineární. Hodnota polarizace fluktuací magnetického pole pro vlnový vektor ležící do  $0,5^\circ$  od roviny rovníku nepřesahuje pro všechny uvedené vlnové frekvence hodnotu 0,2.

Z teorie víme, že směr magnetických fluktuací je orientován podél  $\mathbf{B}_0$  (potvrzeno i pozorováním [49]), a proto jej nelze použít ke zjištění směru vlnového vek-

<sup>1</sup>  $f_{H+}$  je protonová cyklotronová frekvence. Obecně je spojitost mezi kruhovou frekvencí  $\omega$  a frekvencí  $f$  dána vztahem  $\omega = 2\pi f$

<sup>2</sup> Grupová rychlost, definovaná jako  $v_G = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ , je rychlost šíření informace o tvaru vlnového balíku neboli rychlost přenosu energie balíku. Tato rychlost na rozdíl od fázové rychlosti nemůže nikdy přesáhnout rychlost světla.



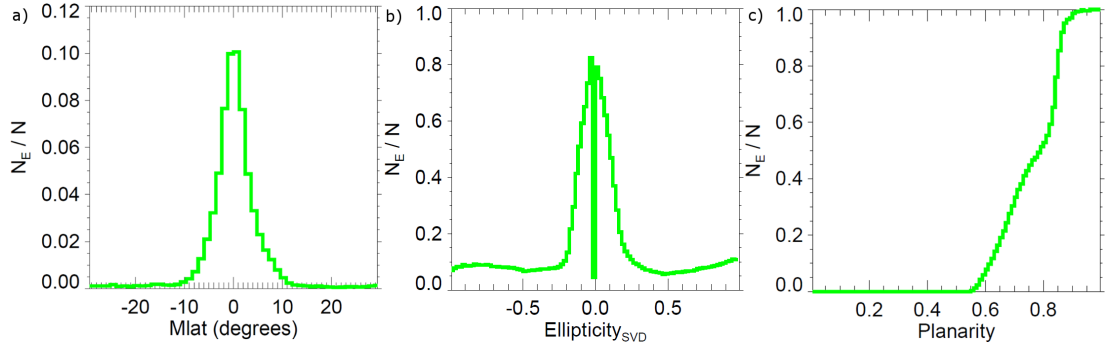
Obrázek 3.1: Teoretické vlastnosti hvizdového módu jako funkce úhlu  $\theta$ . (a)  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ ; (b) zvětšená část pro úhly  $87^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ . Červené čáry odpovídají hodnotě  $f_p = 6f_{ce}$  a modré hodnotě  $f_p = 12f_{ce}$ . plné čáry jsou počítány pro  $f = 9f_{H+}$ , tečkované pro  $f = 16f_{H+}$  a čárkované pro  $f = 25f_{H+}$ . Význam panelů zhora: vlnová délka počítaná pro  $f_{H+} = 8$  Hz, grupová rychlost  $v_G$  normalizovaná na rychlost světla, úhel  $\theta_G$  mezi grupovou rychlostí a  $\mathbf{B}_0$ , polarizace  $L_E$  fluktuací elektrického pole a polarizace  $L_B$  fluktuací magnetického pole. Převzato z [48].

toru. Naopak ze směru hlavní polarizační osy elektrických fluktuací směr šíření stanovit lze. Bylo zjištěno teoreticky [50–54] i pozorováním [48, 55–57], že RŠ se šíří jak azimutálně, tak radiálně a to uvnitř i vně plazmopauzy s možností přechodu přes její hranici.

Pokud budeme uvažovat přesně kolmé šíření, lze, za použití metody „ray tracing“, založené na Snellově zákonu lomu, zjistit, že emise je možno rozdělit v závislosti na charakteru jejich šíření na zachycené (vlny jsou zachyceny v plazmosféře, na její hranici se odráží zpět) a nezachycené (vlny se mohou prošířit skrz plazmopauzu ven do oblasti plasma through) [54, 58]. Němec a kol. [56] provedli statistickou studii z dat družic Cluster, která tyto teoretické výsledky potvrdila.

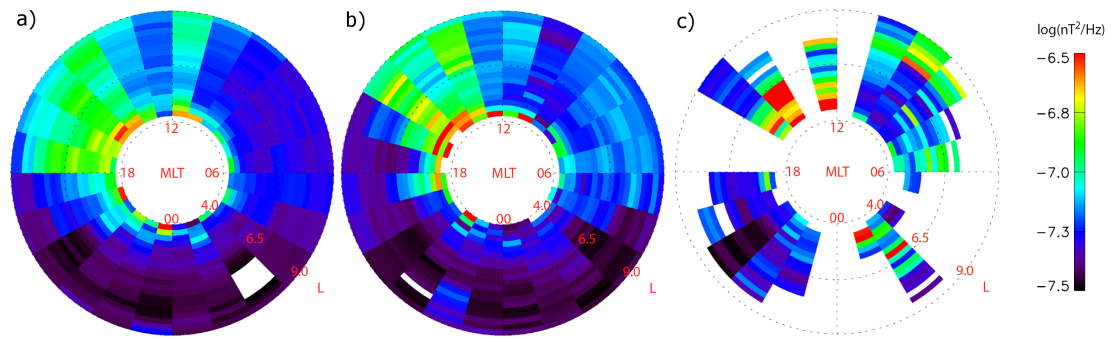
Družicová pozorování poskytují dobrý podklad pro statistiku výskytu nebo intenzity RŠ v závislosti na různých parametrech. Ve většině statistik je RŠ v datech identifikován na základě pevného frekvenčního rozsahu vzhledem k výšce spodní hybridní, iontové cyklotronové či elektronové cyklotronové frekvence v místě pozorování [59–65] a pevného intervalu geomagnetické šířky  $\lambda_M$ . Tato metoda je sice časově efektivní, ale může zanést do výsledků „nechtěná“ data, jako např. příčný elektromagnetický vlnový mód, který se může vyskytovat na stejných frekvenčních výškách i  $\lambda_M$  [49]. Od RŠ ho však lze jednoznačně rozlišit, neboť fluktuace magnetického pole příčného módu jsou k  $\mathbf{B}_0$  kolmé.

Zdrojem dat do publikací zabývajících se analýzou RŠ jsou měření z družic,



Obrázek 3.2: Histogramy ukazují vlastnosti RŠ získané na základě statistiky z prvních dvou let měření družice Cluster. (a) Histogram normované magnetické šířky pro blíže lineárně polarizované vlny. (b) Elipticita a (c) planarita RŠ normovaná na intenzivní případy. Převzato z [59].

kteří alespoň částí své orbity procházejí oblastí, kde je očekáván výskyt této emise (např. projekty Polar, IMAGE, CRRES, Cluster, DEMETER, THEMIS, Van Allen probes apod.). Ze statistik vyplývá, že RŠ se převážně vyskytuje do  $10^\circ \lambda_M$  [49,60,65], elipticita v magnetickém poli je téměř lineární (ve většině případů do 0,2) a planarita, značící míru polarizovanosti vlny, je větší jak 0,6 (značí, že RŠ je silněji polarizovaná vlna) [59]. Tento typ vln byl zaznamenán i na vysokých magnetických šířkách ( $\lambda_M > 50^\circ$ ), ale s daleko menší magnetickou amplitudou než na rovníku [49]. Zmíněné vlastnosti zjištěné z pozorování (obrázek 3.2) [59] potvrdily teoretický předpoklad, že RŠ se šíří v X-módu. Emise se vyskytuje zhruba v 60% případů průchodu rovníkem [59] a nejčastěji je zaznamenávána na radiálních vzdálenostech od 2 do 7  $R_E$ . Poloha intenzivního píku emise je omezená do  $2^\circ$  od rovníku [61]. Při použití modelu Tsyganenko 89, udávajícího přesnou polohu podél siločáry s nejslabším magnetickým polem (min-B rovník), se intenzivní pík lokalizuje přímo na min-B rovníku [62].

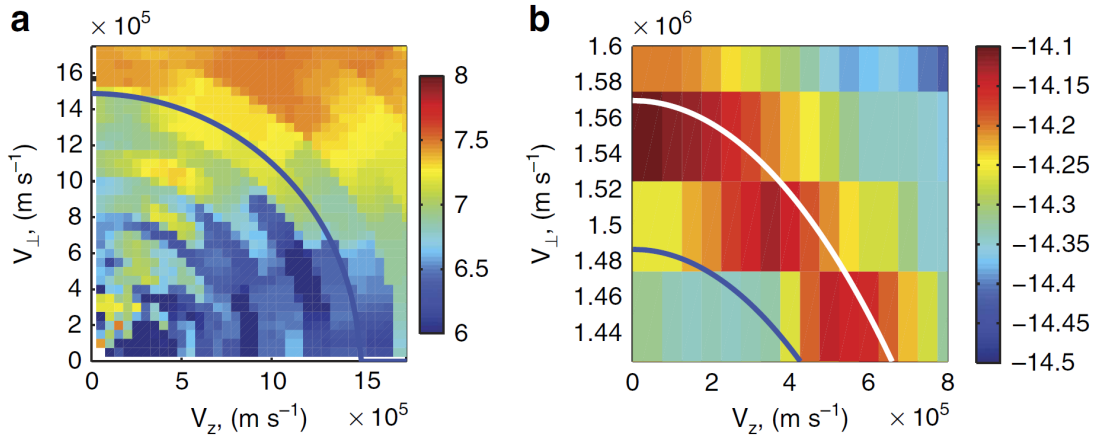


Obrázek 3.3: Rozložení spektrální hustoty magnetického pole pro interval frekvencí zhruba odpovídající RŠ ( $0,0005 \leq f/f_{ce} < 0,02$ ) pro různé hodnoty Kp indexu. (a)  $K_p < 3$ , (b)  $3 \leq K_p < 5$ , (c)  $K_p \geq 5$ . Převzato z [63].

Bylo pozorováno, že intenzita magnetického pole roste se zvyšující se geomagnetickou aktivitou (obrázek 3.3) [63,64], hlavně pak v oblasti plasma trough [65]. Intenzivnější emise jsou pozorovány vně plazmopauzy, převážně na večerní straně [60]. Naopak v plazmosféře jsou vlny slabší a téměř nezávislé na magnetickém lokálním čase [65].

## 3.2 Mechanismus vzniku RŠ

Během magnetických bouří dochází ke vstříkovaní protonů do vnitřní magnetosféry. Tyto protony vytvářejí v rychlostním prostoru tzv. distribuci prstencového typu, která je nestabilní a poskytuje tak volnou energii pro excitaci vln s maximálním růstovým poměrem na násobcích cyklotronové frekvence interagujících iontů [52,66]. Ukázka měřené protonové distribuce v rychlostním fázovém prostoru v blízkosti Alfénovy rychlosti (charakteristická rychlost, na které se šíří nízkofrekvenční vlny v plazmatu) je vidět na obrázku 3.4. Vzhledem k tomu že RŠ se šíří téměř kolmo k magnetickému poli, tak k rezonanci dochází pouze pokud složka rychlosti protonů rovnoběžná s magnetickým polem bude blízká 0 ( $v_{\parallel} = V_z \sim 0$ ) a frekvence vlny bude navíc přibližně rovna násobkům iontové cyklotronové frekvence. Jasně viditelná přítomnost diskrétní spektrální struktury nasvědčuje tomu, že tyto vlny mohou interagovat s protony, alfa částicemi, popřípadě těžšími ionty zachycenými v blízkosti rovníku.



Obrázek 3.4: Pozorování iontové distribuce v rychlostním prostoru ( $V_{\perp}$  označuje rychlost kolmou k  $\mathbf{B}_0$ ,  $V_z$  rychlost podélnou s  $\mathbf{B}_0$ ). (a) Příklad rozložení proudu protonů ve fázovém prostoru. (b) Příklad rozložení hustoty přibližně kolmých iontů ve fázovém prostoru. Modrá čára odpovídá velikosti Alfénovy rychlosti, bílá čára ukazuje distribuční pík prstencové distribuce. Distribuce byly naměřeny na družici Van Allen probes. Převzato z [67].

Protony poskytující potřebnou energii pro excitaci vln jsou na pitch úhlech blízkých  $90^\circ$  a energiích  $\sim 10$  keV [50, 52, 66, 68]. Chen a kol. [69, 70] navíc zjistili, že rychlost energetických iontů v prstencové distribuci potřebná k excitaci vln by měla ležet v intervalu  $\pm$  dvojnásobku Alfénovy rychlosti.

Iontová distribuce umožňuje spočítat růstový poměr vln [52, 69, 70]. Balikhin a kol. [67] ukázali na příkladu RŠ, že teoreticky spočítané frekvence píků růstového poměru odpovídaly skutečně pozorovaným frekvencím spektrálních čar ležících na násobcích protonových iontových frekvencí.

V některých případech, i v datech s dobrým rozlišením, není na spektrogramu patrná žádná vnitřní struktura. Jinak řečeno emise je tvořena širokopásmovým šumem kontinuálně procházejícím přes celé frekvenční spektrum. Chen a kol. [71] navrhli, že podoba vnitřní struktury RŠ, tzn. je-li diskrétní, nediskrétní nebo kombinovaná, záleží na velikosti růstového poměru vzhledem k hodnotě iontové cyklotronové frekvence  $f_{ci}$ . Diskrétní struktura se objeví pokud růstový poměr vlny způsobený excitací je menší jako  $1/2 f_{ci}$  a naopak.

### 3.2.1 Poloha zdroje

Jak bylo řečeno výše, frekvenční vzdálenost jednotlivých spektrálních čar odpovídá hodnotě iontové cyklotronové frekvence  $f_{ci}$  v místě vzniku vlny. Ze vzdáleností jednotlivých spektrálních čar lze tedy zjistit, za předpokladu dipólového modelu, radiální polohu zdrojové oblasti, která může být jiná než poloha družice, neboť vlna se ze zdroje mohla šířit až do místa pozorování. Velikost statického magnetického pole  $B_0$  ve vzdálenosti  $R$  je v dipólovém přiblížení na rovníku dána vztahem [18]

$$B_0 = \frac{\mu_0 M}{4\pi R^3}, \quad (3.1)$$

kde  $M$  značí magnetický dipólový moment, jehož velikost je přibližně rovna  $7,7 \times 10^{22} \text{ Am}^2$ . Za  $B_0$  si můžeme dosadit z rovnice (2.10) definující iontovou cyklotronovou frekvenci. Vyjádříme-li si nyní velikost  $R$ , pak polohu zdrojové oblasti vypočítáme jako

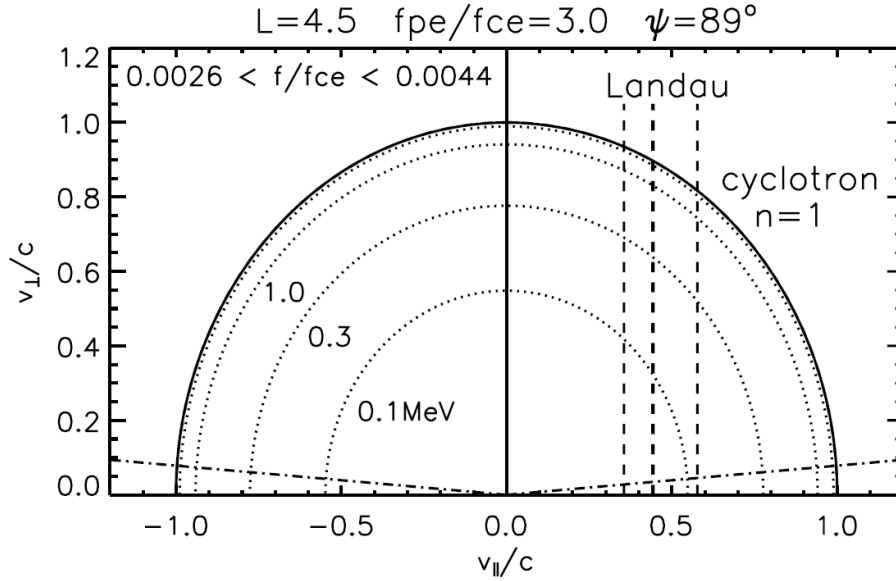
$$R = \sqrt[3]{\frac{\mu_0 q_i M}{8\pi^2 m_i f_{ci}}}, \quad (3.2)$$

kde index  $i$  označuje ionty. Frekvenční vzdálenost spektrálních čar je rovna velikosti cyklotronové frekvence  $f_{ci} = \omega_{ci}/2\pi$ .

## 3.3 Význam emise pro dynamiku radiačních pásů

RŠ v poslední době přitahuje hodně pozornosti a to především vzhledem k jeho schopnosti urychlovat elektrony ve vnějším radiačním pásu na vysoké energie (z několika keV na MeV). Během magnetických bouří jsou na vzdálenostech  $L > 5$  pozorovány dramatické změny toku vysokoenergetických elektronů ( $\geq 1 \text{ MeV}$ ). Během bouře se elektronový tok po dobu několika hodin typicky zeslabuje a následně se v řádu dnů zvýší na mnohem větší hodnoty, než byly pozorovány před bouří [72, 73]. Zjistilo se, že k celkovému zvýšení toku elektronů není radiální difúze podpořená urychlením pomocí ULF vln dostačující, ale je zapotřebí i lokálního urychlení pomocí vlnově-částicové rezonance.

Abychom zjistili energie a velikosti pitch úhlů, na kterých mohou elektrony interagovat s vlnami, je potřeba vyřešit rezonanční podmínku (2.21) spolu s disperzní relací (2.20) hvizdového módu pro šíření na velkých úhlech. Vyřešením lze zjistit (viz obrázek 3.5), že cyklotronové rezonance ( $n \geq 1$ ) probíhají pouze pro energie nad 3 MeV, a proto je nepravděpodobné, že by v urychlovacím procesu hrály významnou roli. Naopak Landauova rezonance ( $n = 0$ ) může probíhat pro široké spektrum energií. Pokud budeme brát rozptyl elektronů jako difúzní proces v pitch úhlu a energiích, pak je potřeba najít, pro zjištění efektivity interakce, průběh difúzních koeficientů v závislosti na velikosti pitch úhlu. Zjistilo se, že RŠ efektivně rezonuje s elektrony s vyššími pitch úhly, a proto je nepravděpodobné, že by mohl difúzí v pitch úhlu způsobit jejich vysypání do ztrátového kuželu [74, 75]. Rozptyl v energiích probíhá na časové škále  $\sim 1$  dne, na rozdíl od rozptylu pitch úhlu probíhajícího na delších časových škálách až několika dnů [74]. Obzvláště během slunečního minima, kdy intenzita vln je obecně nižší, je difúze v pitch úhlech daleko méně efektivní (což platí i pro urychlení), a proto nemá tento proces



Obrázek 3.5: Rezonanční elipsa rovníkového šumu pro interakci s elektrony na vzdálenosti  $L = 4,5$  a pro úhel šíření  $\sim 89^\circ$ . Čárkovaná čára ukazuje Landauovu rezonanci ( $n = 0$ ) a plná čára cyklotronovou rezonanci ( $n = 1$ ). Tečkované čáry vymezují oblast konstantních energií elektronů a čárkovaně-tečkovaná čára ztrátový kužel. Převzato z [74].

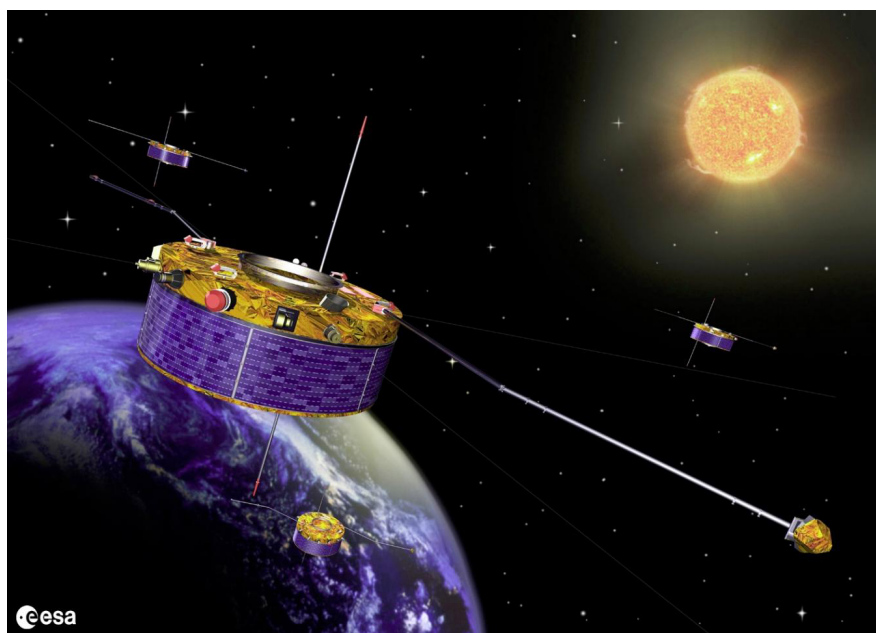
velký vliv na vývoj a dynamiku podmínek v magnetosféře [6]. Na druhou stranu může RŠ ovlivnit dobu života elektronů a jejich urychlení nejen v plazmosféře, ale i mimo ni [76].

Kromě difúze způsobené Landauovým útlumem, byl navržen další mechanismus přenosu energie, tzv. „transit time“ difúze, která je však řádově slabší než Landauova rezonance [77].

Zajímavostí je, že byl nedávno nalezen případ, ve kterém došlo kombinací urychlení částic RŠ a chorem k vytvoření tzv. elektronové motýlí distribuce ve vnitřní magnetosféře ( $L < 5$ ) [78]. Tato distribuce se běžně vytváří na daleko vyšších  $L$  a je způsobena rozdílnou symetrií magnetického pole na denní a noční straně.

## 4. Družicová měření

Zemská magnetosféra je místem, kde probíhá mnoho vlnových jevů. Zájem o jejich studium v posledních desetiletích rapidně roste. Je to hlavně z toho důvodu, že vlny jednak velmi ovlivňují chování magnetosféry a navíc mohou být použity jako prostředek pro výzkum jevů v jejich jednotlivých částech a v horní atmosféře. Experimentálně lze vlny v plazmatu měřit dvěma způsoby – pozemními přístroji a přístroji umístěnými na družicích. Pro ionosférická a stratosférická pozorování, při kterých nelze využít satelity, se používá měření pomocí raket a balónů, které je však dobré z důvodu krátké doby letu omezit na jeden zkoumaný jev.



Obrázek 4.1: Ilustrační obrázek družic Cluster letících v zemské magnetosféře. Převzato z <http://sci.esa.int/cluster>.

Pro studium vln ve vzdálenějších oblastech magnetosféry (i několik desítek zemských poloměrů) se využívá hlavně družicové měření. Základními faktory, které rozhodují o návrhu mise, jsou charakteristiky orbity a zaměření mise, které výrazně ovlivňuje volbu přístrojového vybavení.

Mezi důležité vlastnosti orbity, které je třeba důsledně naplánovat patří: poloha apogea a perigea (nejvzdálenější a nejbližší bod orbity vzhledem k Zemi), inklinace<sup>1</sup>, doba oběhu a také po jakou dobu se družice po dané orbitě může pohybovat. Tyto parametry se určují hlavně dle zvolené oblasti, kterou chceme nejvíce studovat.

Pro identifikaci a popis jednotlivých vlnových emisí je potřeba znát jejich frekvenci a vlnový vektor. Abychom měli kompletní informaci o lokálním elektromagnetickém poli, je ideální mít měření z tří ortogonálních elektrických i magnetických vlnových senzorů. V praxi si ovšem pro konstrukční složitost musíme

<sup>1</sup>Velikost úhlu, který mezi sebou svírají rovina orbity a rovina rovníku. Polární dráha má vysokou inklinaci zatímco rovníková dráha má nízkou inklinaci.

většinou vystačit s méně jak šesti složkami elektromagnetického pole. Z těchto dat se pak určují charakteristické vlastnosti vln jako frekvenční spektrum, polarizace, elipticita, planarita či směr vlnového vektoru a toku energie (Poyntingův vektor).

Pro kompletní zmapování zkoumaného problému je mnohdy nezbytností znát nejen vlastnosti vln, ale i parametry okolního magnetosférického plazmatu, mezi něž patří např. jeho hustota, složení a velikost magnetického a elektrického pole a také parametry slunečního větru, které mohou přímo i nepřímo velmi ovlivňovat děje v magnetosféře. Mezi úspěšné družicové projekty, měřící jak v zemské magnetosféře tak ve slunečním větru, patří nebo patřily např. mise OGO 3 (Japonsko), PROBA2 (ESA), DEMETER (Francie), THEMIS (NASA), Cluster (ESA), WIND (NASA), ACE (NASA) a STEREO (NASA). Na vývoji mnoha přístrojů z těchto družic se podíleli i výzkumníci z České republiky. Vývoj se však nezastavil a stále se plánují nové mise jako Taranis (Francie), Resonance (Rusko), JUICE (ESA) či Solar Orbiter (ESA). Avšak musíme mít na paměti, že od myšlenky „bylo by dobré studovat nějaký jev“ k reálnému uskutečnění mise (vypuštění družic) vede dlouhá cesta, která může trvat až několik desetiletí.

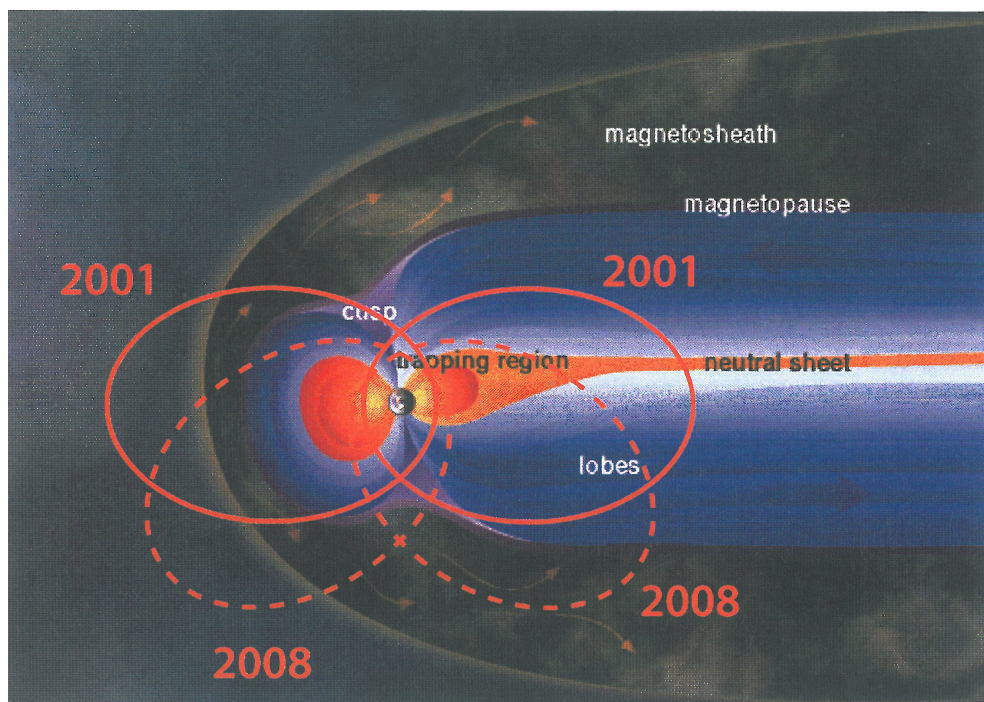
## 4.1 Projekt Cluster

Mezi nejúspěšnější projekty posledních dvou dekad můžeme směle zařadit i misi Cluster, sestávající ze čtyř identických družic umožňujících jak časový tak prostorový vhled do různých dějů probíhajících v zemské magnetosféře (obr. 4.1). Každá z těchto družic nese 11 identických přístrojů. Družice byly vypuštěny ve dvou vlnách v polovině roku 2000 a po šesti měsících zkušebního provozu přešly v únoru 2001 do plnohodnotného funkčního módu. Původně měla být mise provozuschopná do roku 2009, ale od vypuštění uběhlo již téměř 15 let a většina přístrojů je stále funkčních. Jen orbita se od původní oběžné dráhy začala od roku 2006 značně měnit (obr. 6.6). Konec mise je momentálně prodloužen do konce roku 2018 a jedná se o dalším prodloužení do roku 2020.

Nynější projekt Cluster II vznikl pod záštitou Evropské kosmické agentury (ESA). Mise Cluster I bohužel selhala hned po vypuštění nosné rakety, která několik sekund po startu explodovala. Avšak přístrojový i projektový tým se rozhodl misi obnovit, aby více jak dvacetileté přípravy nepřišly vniveč. Využilo se záložních modelů původních přístrojů a již o čtyři roky později byly satelity Cluster II za poloviční náklady připraveny k vypuštění z kosmodromu Bajkonur.

Družice Cluster díky svému přibližně tetraedrálmu uskupení poskytují vědecké komunitě jedinečné informace o procesech probíhajících v různých oblastech kolem Země a taktéž jsou zdrojem dat o interakci mezi částicemi ze slunečního větru a zemskou atmosférou. Všechny tyto informace přispívají k vytvoření trojrozměrného obrazu zemské magnetosféry. Získaná data mohou také pomoci k předpovědi kosmického počasí. Toto téma patří v posledních několika letech mezi nejvíce diskutované. Družice mezi sebou udržují vzdálenosti měnící se v rozmezí 100 až 10000 km. Orbita byla původně navržena jako polární s periodou přibližně 56 h s apogeeem i perigeem ležícím přibližně v rovině rovníku. Avšak s prodloužením mise došlo i k přirozené změně dráhy a průchody rovníkem se přiblížily k Zemi (obr. 6.6). Díky tomu je možné studovat oblasti, které v předchozím výzkumném plánu zahrnuty nebyly.





Obrázek 4.2: Vývoj orbity projektu Cluster během let 2001–2008 v  $x - z$  GSE soustavě. Převzato z <http://sci.esa.int/cluster> a následně upraveno.

Příjem dat z družic Cluster a posílání příkazů je primárně prováděno pomocí antén na pozemní stanici ESA ve Villafranca nedaleko Madridu (Španělsko), kromě příjmu dat z přístroje WBD, který probíhá na stanici v Panské Vsi (ČR).

## 4.2 Přístrojové vybavení

Měřicí přístroje, umístěné na palubě družic, tvoří kompletní sadu pro výzkum podmínek v plazmatu v okolí Země a ve slunečním větru. Patří mezi ně měření magnetického a elektrického pole, částicové přístroje a přístroje pro měření elektromagnetických vln. V dalším popisu se zaměříme pouze na popis přístrojů jejichž data jsme k výzkumu využívaly. Jedná se o přístroje měřící magnetické (FGM) a elektrické (EFW) pole plazmatu, vlnové přístroje (STAFF a WBD) a přístroj pro měření hustoty (WHISPER).

### 4.2.1 EFW

Přístroje, které jsou určeny k měření okolního elektrického pole, jsou z důvodu nežádoucího účinku samotného těla družice umísťovány co nejdál od něj. Nejčastěji se sondy upevňují na kovová lanka, která se po vypuštění družice na oběžnou dráhu sama vlivem odstředivé síly odvinou. Vzhledem k minimální hustotě v okolním plazmatu zůstávají lanka natažená a výsledné elektrické pole se pak zjišťuje jako rozdíl potenciálu mezi dvěma sondami umístěnými naproti sobě v rovině rotace družice. Bohužel tímto způsobem nelze měřit rozdíl potenciálů v ose rotace, kde není síla, která by lanko napnula a proto se pro tříosé měření většinou používají sondy umístěné na pevných nosičích a tedy daleko blíže tělu družice.

Přístroj EFW (*Electric Field and Wave*), používaný na družicích Cluster, se skládá ze dvou párů sférických sond, měřících v rovině rotace družice a majících mezi sebou vzdálenost 88 m [79]. Kromě fluktuací elektrického pole, měřených se vzorkovací frekvencí 25 nebo 450 Hz, se v tomto experimentu navíc zjišťuje z velikosti potenciálu sonda-družice hustota okolního plazmatu. V průběhu let se bohužel pokazila jedna ze sond na družicích Cluster 1 (2001), Cluster 3 (2002) a Cluster 2 (2007). Na těchto družicích pak nebylo nadále možné měřit rozdíl potenciálu mezi chybnou a protější sondou a přešlo se na tzv. asymetrický mód, který zjišťoval rozdíl potenciálu mezi sondami umístěnými kolmo k sobě [80].

#### 4.2.2 FGM

K měření okolního zemského magnetického pole se používá fluxgate magnetometr (magnetometr se saturovatelným jádrem), který umožňuje měřit i malá pole v rozsahu několika desítek nT až několik set nT. Každá družice Cluster nese dva senzory, přičemž vnější sensor je umístěn, z důvodu minimalizování vlivu interference z družic, na konci 5.2 m dlouhého kovového lana a vnitřní sensor je situován 1.5 m od konce lana směrem k družici [80]. Kromě sensorů je na palubě družice umístěna jednotka zpracovávající data z obou sensorů. Přístroj umožňuje měřit v několika různých rozsazích v závislosti na poloze družice v průběhu celé orbity.

#### 4.2.3 STAFF

Aktivně měřící součástí přístroje STAFF (*Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuation*) je tříosý cívkový magnetometr umístěný na 5 m dlouhém rameni, který zaznamenává fluktuace magnetického pole v rozsahu 0,1–4 kHz. Druhou součástí je elektronická schránka obsahující dvě doplňující se jednotky – spektrální analyzátor (měřící ve frekvenčním rozsahu až do 4 kHz) a analyzátor vlnových forem (měřící nízké frekvence do 10 nebo 180 Hz). Nezpracovaná data jsou v několika krocích kalibrována – musí se správně načasovat, vyfiltrovat a přetransformovat do příslušných souřadnicových systémů. Spektrální analyzátor kombinuje měření tří magnetických vlnových komponent a dvousložkové měření elektrického pole z přístroje EWF. Ze všech složek pak průběžně vytváří Hermitovské křížové spektrální matice  $5 \times 5$ , logaritmicke rozdělené do 27 frekvenčních kanálů s časovým rozlišením od 0,125 do 4 s [81, 82]. Výstupem STAFF-SA jsou soubory se spektrálními maticemi a s výkonovou spektrální hustotou (PSD – *Power Spectral Density*).

#### 4.2.4 WBD

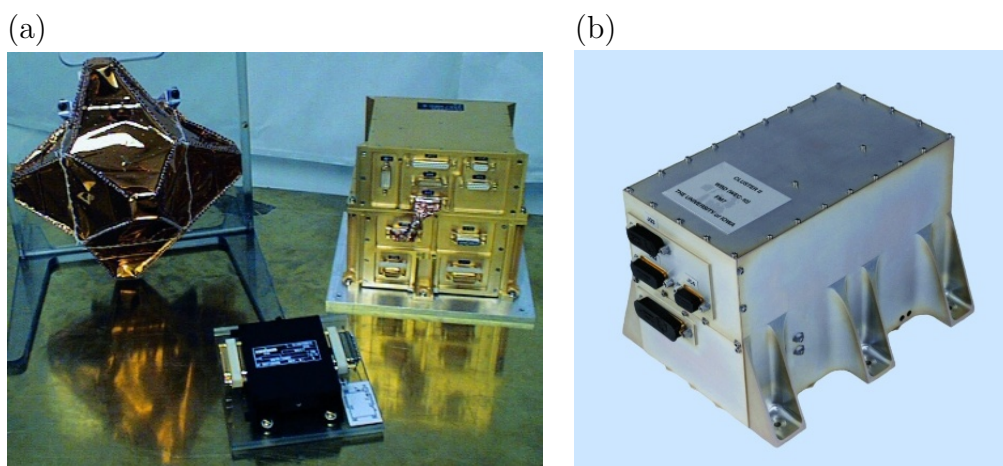
Pro vysoké rozlišení v čase i frekvenci byl pro družice Cluster vyvinut přístroj WBD (*Wide-band Data*), který zpracovává měření elektrického i magnetického pole ve vybraných frekvenčních pásmech od 25 Hz do 77 kHz (viz tabulka 4.1) s časovým rozlišením 5–36  $\mu$ s [83]. Vlnové formy jsou jednak v reálném čase posílány přímo na zem a jednak jsou uchovávány na družici pro pozdější odeslání. V obou případech pak vlnové formy, zpracovávané přes Fourierovu transformaci, vytváří spektrogramy s vysokým rozlišením. Přístroj může zpracovávat v jednu chvíli pouze měření podél jedné osy elektrického či magnetického pole.

Data z tohoto přístroje byla posílána jednak na jednu ze tří mezinárodních stanic sítě agentury NASA (DSN – *Deep Space Network*) a navíc byla přijímána také pozemní ionosférickou observatoří Panská Ves. Od roku 2015 zajišťuje příjem výhradně stanice Panská Ves.

mód	elektrické	magnetické
9,5	25 Hz – 9,5 kHz	25 Hz – 4 kHz
19	50 Hz – 19 kHz	50 Hz – 4 kHz
77	1 – 77 kHz	1 – 4 kHz

Tabulka 4.1: Přehled frekvenčních módů přístroje WBD

Vzhled přístrojů STAFF i WBD je ukázán na obrázku 4.3.



Obrázek 4.3: Reálná podoba přístrojů (a) STAFF a (b) WBD. Převzato z <http://sci.esa.int/cluster>.

#### 4.2.5 WHISPER

Plazma okolo Země je plné nabitých částic, jejichž hustota ovlivňuje vznik vln a vzájemný přenos energie. WHISPER (*Waves of High frequency and Sounder for Probing of Electron density by Relaxation*) experiment byl zkonstruován pro měření celkové elektronové hustoty pomocí vystřelování signálů z 50 metrů dlouhé antény [84]. Hustota je počítána z příjmu zpětného (odraženého) signálu. V pasivní operační době může navíc WHISPER měřit vlnovou aktivitu ve frekvenčním rozsahu 2–80 kHz, který pokrývá velikost elektronové plazmové frekvence ve většině oblastí, kterými mohou družice prolétat.



## 5. Cíle

Disertační práce, kterou držíte v ruce, navazuje na diplomovou práci [85], která se věnovala výzkumu rovníkového šumu z přístrojů STAFF-SA a WBD mezi roky 2002 a 2007.

Pro další výzkum založený na datech z přístroje STAFF-SA jsme si stanovili splnit následující cíle:

- Rozšířit již stávající databázi časových intervalů RŠ z přístroje STAFF-SA na období 2001–2010.
- Vyšetřit výskyt RŠ v závislosti na geomagnetické šířce, magnetickém lokálním čase a geomagnetických podmínkách.
- Zaměřit se na rozložení emise v závislosti na magnetickém lokálním čase, zvláště pro oblast plazmosféry a plasma through.

Pro další výzkum založený na datech z přístroje WBD jsme si stanovili splnit následující cíle:

- Vytvořit databázi časových intervalů RŠ pro přístroj WBD s pomocí již dokončené databáze pro přístroj STAFF-SA, pro časové období 2001–2010.
- Projít všechny nalezené RŠ a u každého z nich vyšetřit jeho vnitřní strukturu a popřípadě zaznamenat frekvenci spektrálních čar.
- Vypočítat polohu zdrojové oblasti a zjistit její případnou závislost na poloze plazmopauzy.



## 6. Výsledky

V této práci jsme se zaměřili na statistickou analýzu vlastností rovňového šumu v období od ledna 2001 do prosince 2010 z měření družic Cluster. Zpracovávali jsme data převážně z přístrojů STAFF-SA a WBD. Zjišťovali jsme především vlastnosti výskytu RŠ v závislosti na poloze družice, magnetickém lokálním čase, geomagnetických podmínkách a poloze emise vůči plazmopauze. Dále jsme analyzovali vnitřní strukturu RŠ a její spojitost s možnou zdrojovou oblastí těchto vln.

### 6.1 Zpracování dat a metody výzkumu

Data z družic čeká dlouhá cesta než se mohou začít vyhodnocovat. Nejdříve se musí přesunout na pozemní pracoviště, kde jsou uložena na dlouhou dobu, což většinou klade poměrně vysoké nároky na velikost diskových polí. Následně se provádí kontrola popřípadě korekce času zaznamenaného na družici a světového času (UT – *Universal Time*). Přímo měřená data zaznamenávána s časem přícho- du datového paketu na zemi, se musí navíc korigovat o časové ztráty způsobené šířením signálu z družice a průchodem ionosférou. Dále prochází surová data programy, které vyhledávají chyby v datových balících a opravují je nebo je zahazují. Chyby mohou být způsobeny samotnými přístroji, které mohou zaznamenat špatné hodnoty, ať už vinou nějaké interference z venku (například některé přístroje nejsou vhodné pro měření v určitých oblastech kosmického plazmatu), saturací přístroje a nebo přímo vnitřní chybou měření samotného přístroje. Dále mohou nastat ztráty dat přenosem a nebo pak chyby vzniklé samotným zpracováním dat.

Příjem dat z družic Cluster a posílání příkazů je primárně prováděno pomocí antén na pozemní stanici ESA ve Villafranca nedaleko Madridu (Španělsko). Data s vysokým rozlišením z přístroje WBD, která se posílají přímo během měření, jsou přijímána navíc také pozemními stanicemi sítě DSN a stanicí Panská Ves.

Opravená data, určena pro koncového uživatele (vědce), se pak pomocí různých programů zpracovávají dle toho, jaký problém je potřeba zkoumat. Pro zpracování dat z přístroje STAFF-SA byl vytvořen program PRASSADCO (*PRopagation Analysis of STAFF-SA Data with COherency tests*) [86], který zpracovává data z měření elektrického a magnetického pole. Výstupem programu jsou jednak obrázky ukazující vlastnosti elektromagnetických vln, jednak mohou být výstupy uloženy v numerické podobě. Mezi vlastnosti, které si můžeme pomocí tohoto programu zobrazit, patří výkonová spektrální hustota, výkonová spektra magnetického a elektrického pole, směr vlnového vektoru, elipticita, koherence mezi signály z antén, stupeň polarizace a planarita.

Kromě starších metod výpočtu představil Santolík a kol. [87], pro některé výše zmíněné veličiny, novou metodu výpočtu směru vlnového vektoru z magnetické spektrální matice pomocí singulárního rozkladu matice (SVD – *Singular Value Decomposition*). Pro převedení dat z přístroje WBD na soubory zpracovatelné programem PRASSADCO byl sepsán program wbd2psd, který umožňuje zpracování všech měřících módů z přístroje WBD.

## 6.2 Příklady RŠ a výběrová kritéria

Jak již bylo řečeno, je následující analýza založena hlavně na výsledcích získaných ze dvou přístrojů – STAFF-SA a WBD, jejichž podrobnějšímu popisu jsme se věnovali v kapitole 4. Je však důležité zmínit v jaké míře se uvedené dva přístroje zapojily do jednotlivých výsledků založených na důkladné vizuální analýze dat z obou výše zmíněných přístrojů. Celková identifikace všech časových intervalů, kdy byl RŠ pozorován, byla prováděna ze spektrogramů z dat přístroje STAFF-SA, který nepřetržitě měřil a zpracovával data. Časově-frekvenční rozlišení přístroje nám však nedovolilo vidět vnitřní strukturu studované emise. K tomu účelu jsme využili dat z přístroje WBD, který bohužel v požadovaném módu 9,5 kHz přerušovaně, a proto databáze zaznamenaných emisí z přístroje WBD obsahuje diametrálně méně záznamů.

Nyní uvedeme několik příkladů spektrogramů z přístroje STAFF-SA, které ukazují více či méně typické průběhy či tvary emisí, se kterými jsme se při vytváření databáze setkali. Některé výsledky uvedené v následujících podkapitolách jsou publikované Hrbáčkovou a kol. [88, 89].

Na obrázku 6.1 je vidět klasický průběh RŠ. Tato emise byla pozorována 23. 2. 2004 družicí Cluster 1 v čase od 2:15 do 2:31 UT. Data byla naměřena na noční straně v blízkosti geomagnetického rovníku na radiálních vzdálenostech kolem  $4,6 R_E$  (zemských poloměrů). Plná černá linka, vykreslená ve všech panelech, představuje spodní hybridní frekvenci ( $f_{lh}$ ), která tvoří maximální frekvenční hranici pro RŠ. Její hodnota se počítá za předpokladu hustého vodíkového plazmatu jako geometrický průměr protonové a elektronové cyklotronové frekvence.

Výkonová spektrální hustota (PSD – *Power Spectral Density*) magnetického a elektrického pole dosahuje v tomto případě maximální hodnoty okolo  $2 \times 10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  (obr. 6.1a), respektive  $7 \times 10^{-4} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  (obr. 6.1b). Emise se vyskytuje ve frekvenčním rozsahu od 30 Hz do 220 Hz. V obou panelech je jasně vidět poměrně ostré frekvenční ořezání, které odpovídá hodnotě spodní hybridní frekvence.

Na panelu 6.1c je vykreslena absolutní hodnota elipticity počítaná pomocí metody SVD (viz [87], rovnice (13)). Pokud je elipticita rovna nule, znamená to, že je vlna lineárně polarizovaná, pokud je naopak rovna jedné, je vlna kruhově polarizovaná. Z panelu 6.1c je zřejmé, že elipticita magnetického pole této emise je blízka nule, což značí lineární polarizovanost. Tento výsledek je v souladu s teorií šíření vln v mimořádném módu.

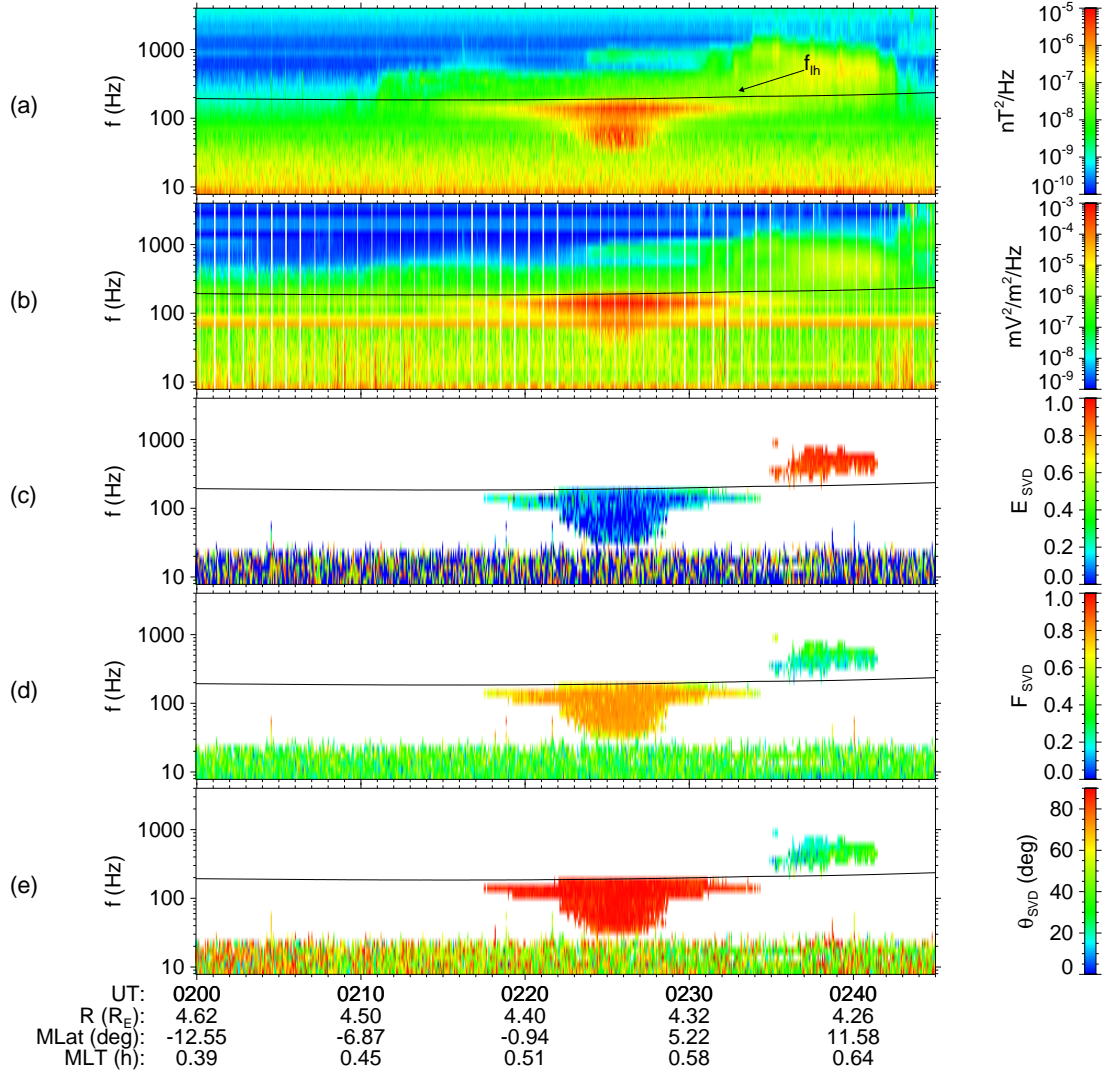
Planarita (panel 6.1d) je počítána také SVD metodou z magnetické spektrální matice (viz [87], rovnice (12)). Čím více se planarita blíží jedné, tím více je vlna polarizovaná v jedné rovině.

Další panel 6.1e ukazuje velikost polárního úhlu  $\theta$  mezi vlnovým vektorem a okolním statickým magnetickým polem. Hodnoty blíží se k  $90^\circ$  znamenají, že vlna se šíří v rovině kolmé k magnetickému poli.

Pro statistickou analýzu výskytu jsme potřebovali vytvořit seznam časových intervalů všech naměřených RŠ v průběhu zkoumaného desetiletého období. Vizuálně jsme prohlédli téměř 6000 průchodů rovníkem. V případě, že byla emise během průchodu nalezena, byl do vytvářené databáze zaznamenán čas jejího začátku a konce a číslo družice, která ji v daném čase pozorovala. I když mezi sebou družice neměly v některých obdobích velkou vzdálenost, neznamená-



CLUSTER 1 2004-02-23 01:59:57.061 - 2004-02-23 02:44:59.957

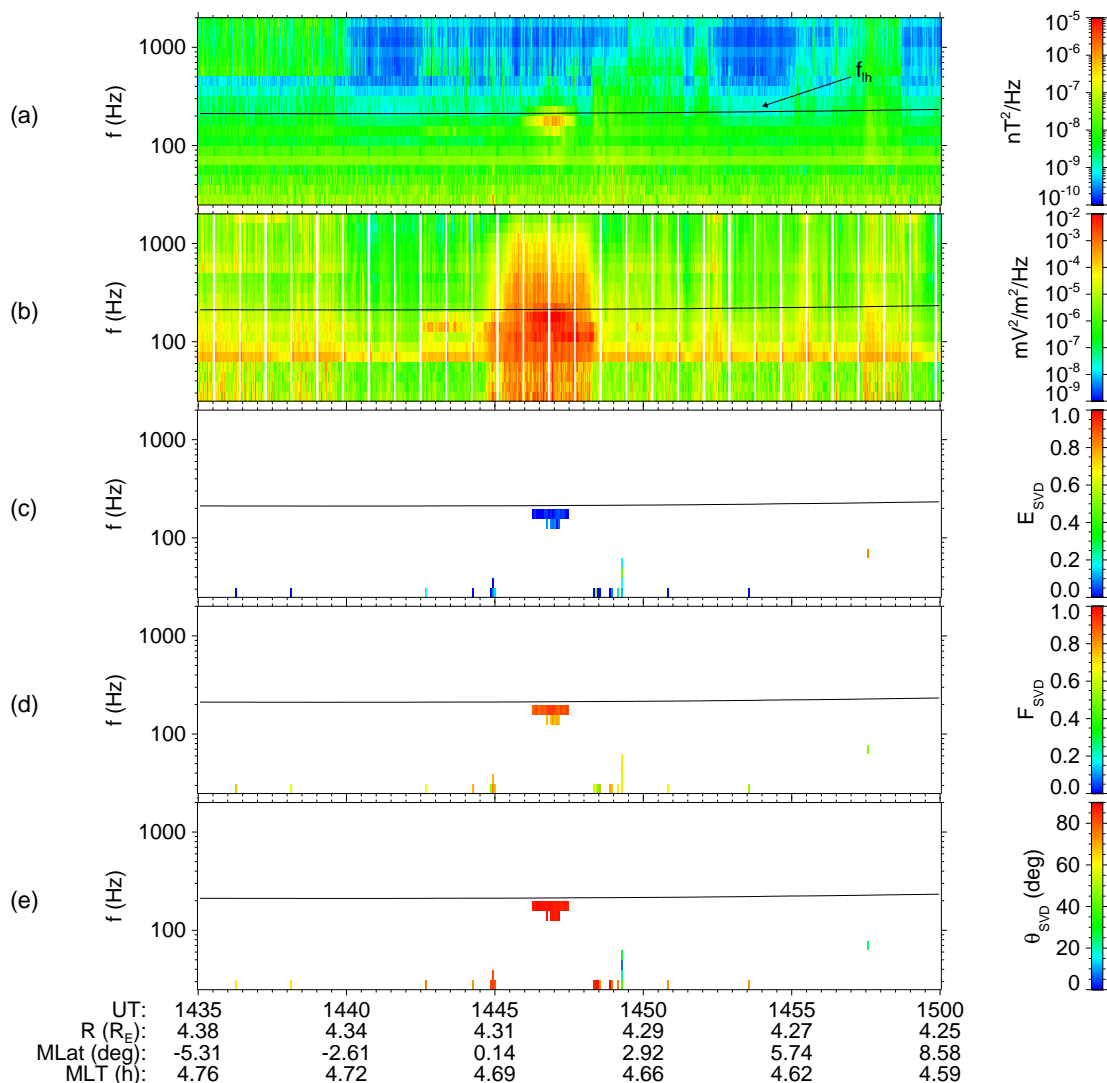


Obrázek 6.1: Ukázka typického časově-frekvenčního spektrogramu z dat družice Cluster 1 z 23. února 2004 v čase mezi 02:00 a 02:45 UT. Panely shora: (a) součet výkonové spektrální hustoty tří složek magnetického pole; (b) součet výkonové spektrální hustoty dvou složek elektrického pole; (c) elipticita fluktuací magnetického pole; (d) planarita fluktuací magnetického pole; (e) polární úhel  $\theta$  mezi vlnovým vektorem a statickým magnetickým polem. Čas měření družice (UT) a její poloha jsou uvedeny ve spodní části obrázku. R – vzdálenost družice v zemských poloměrech ( $R_E$ ), MLat – magnetická šířka ve stupních, MLT – magnetický lokální čas v hodinách. Maximální hodnota spodní hybridní frekvence ( $f_{lh}$ ) je vykreslena ve všech panelech černou čarou. V panelech (c)–(e) jsou použita pouze data s PSD magnetického pole větší jako  $10^{-7}$   $\text{nT}^2\text{Hz}^{-1}$  a s PSD elektrického pole větší jako  $10^{-6}$   $\text{mV}^2\text{m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ .

lo to, že byla emise zachycena vždy na všech družicích se stejnou intenzitou. Naopak se v mnoha případech stalo, že měla různý průběh a nebo nebyla na některé družici zachycena vůbec. Pro udržení konzistence při výběru emisí jsme vytvořili 3 výběrová kritéria, která byla sestavena na základě statistické analýzy dat získaných v průběhu prvních dvou let měření družic Cluster zpracovaných Santolíkem a kol. [59] a Němcem a kol. [61]:

- RŠ je elektromagnetická emise. Byl stanoven práh  $10^{-7}$   $\text{nT}^2 \text{Hz}^{-1}$  pro PSD

CLUSTER 3 2002-12-26 14:34:58.612 - 2002-12-26 15:00:02.442



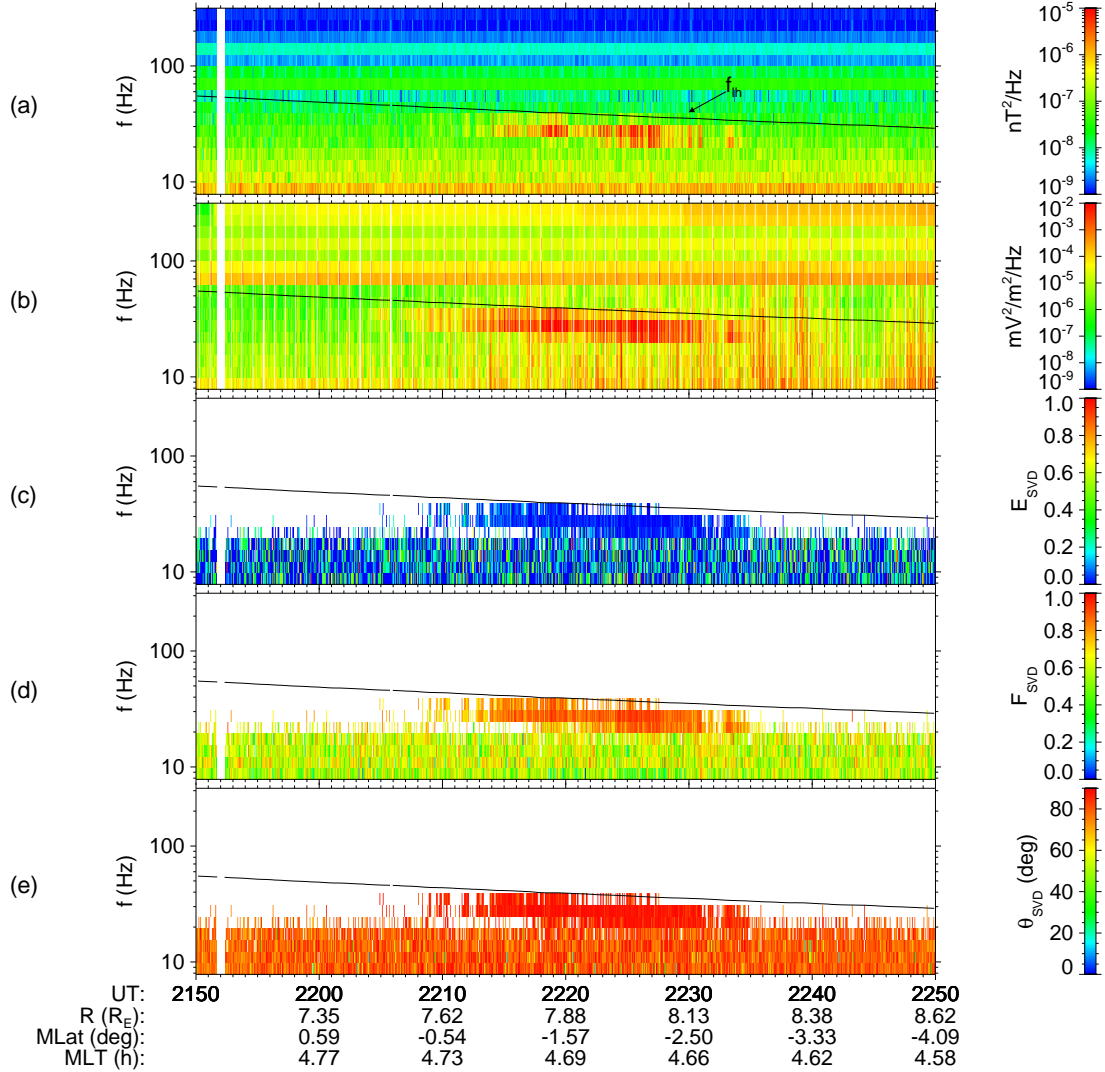
Obrázek 6.2: Ukázka RŠ pozorovaného na družici Cluster 3 26. prosince 2002 v čase mezi 14:35 až 15:00 UT. Význam panelů je stejný jako v obrázku 6.1.

magnetického pole a  $10^{-6} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  pro PSD elektrického pole. Emise je považována za RŠ, pokud její intenzita přesahuje oba uvedené prahy a zároveň vyhovuje následujícím dvěma podmínkám.

- Maximum fluktuací elektrického a magnetického pole leží do  $7^\circ$  od dipólového geomagnetického rovníku.
- Magnetické fluktuace emise musí být lineárně polarizované. Absolutní hodnota elipticity, počítané pomocí SVD metody, nesmí přesahovat hodnotu 0,2.

Vzhledem k uvedeným kritériím jsme v panelech (c)–(e) pro lepší přehlednost použili při vykreslování pouze data splňující první výše zmíněnou podmínku, tzn. prahy intenzity elektrického a magnetického pole. Tato podmínka byla použita pro všechny spektrogramy na obrázcích 6.1–6.5. Všechny orbitální informace, uvedené ve spodní části spektrogramů, jsou uloženy v data setu s 1-minutovým časovým rozlišením.

CLUSTER 3 2009-08-01 21:50:00.376 - 2009-08-01 22:49:59.311

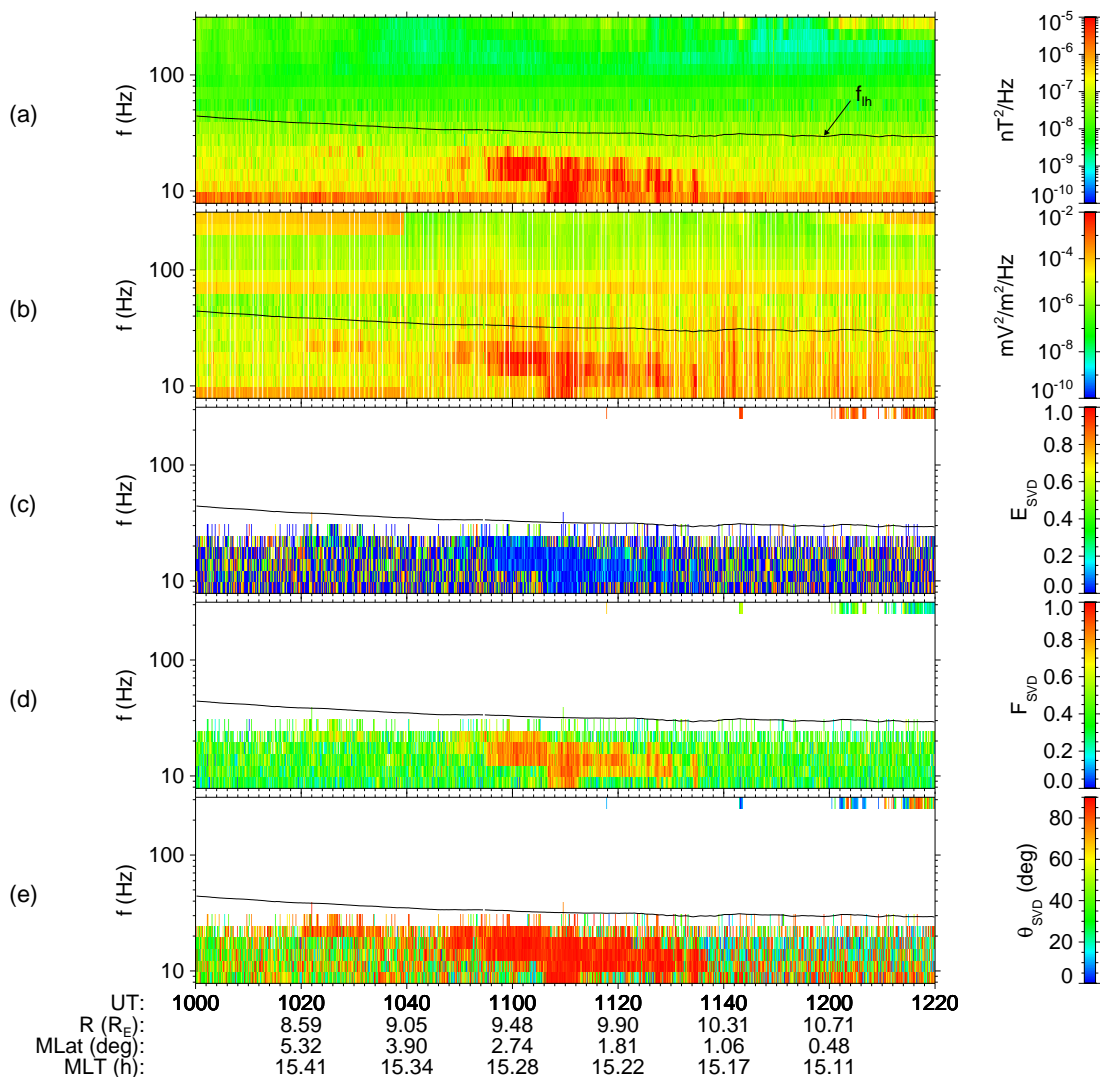


Obrázek 6.3: Ukázka RŠ pozorovaného na družici Cluster 3 1. srpna 2009 v čase mezi 21:50 až 22:50 UT. Význam panelů je stejný jako v obrázku 6.1.

Obrázek 6.2 ukazuje velmi slabou emisi, která sotva prošla výběrovými kritérii. Data byla naměřena na ranní straně družic Cluster 3 dne 26. 12. 2002. RŠ je zaznamenán v čase mezi 14:44 a 14:49 UT ve frekvenčním rozsahu zhruba od 150 do 200 Hz na radiálních vzdálenostech kolem  $4,3 R_E$ . Nejvyšší hodnota magnetických fluktuací PSD odpovídající této emisi je okolo  $3 \times 10^{-7} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  (obr. 6.2a), což je jen nepatrně nad hranicí uvedenou v první výběrové podmínce. V elektrickém poli vidíme přítomnost širokospektrálního elektrostatického šumu, která nám umožňuje určit hodnotu PSD fluktuací elektrického pole (obr. 6.2b). Avšak hodnoty elipticity, planarity a směru šíření jasně ukazují, že tato emise je RŠ. I když planarita ani směr šíření nepatří mezi výběrová kritéria, přesto mohou sloužit jako ověření, že daná emise je opravdu RŠ, jako kupříkladu v tomto případě, kdy byl záznam zařazen do databáze i bez jisté hodnoty PSD elektrického pole.

Příklady emisí měřených na mimořádně velkých radiálních vzdálenostech od  $7,5 R_E$  do  $10,5 R_E$  jsou ukázány na obrázcích 6.3 a 6.4. Emise na obr. 6.3 byla naměřena na ranní straně družic Cluster 3 dne 1. 8. 2009 s PSD elek-

CLUSTER 1 2009-02-16 10:00:00.188 - 2009-02-16 12:19:59.951



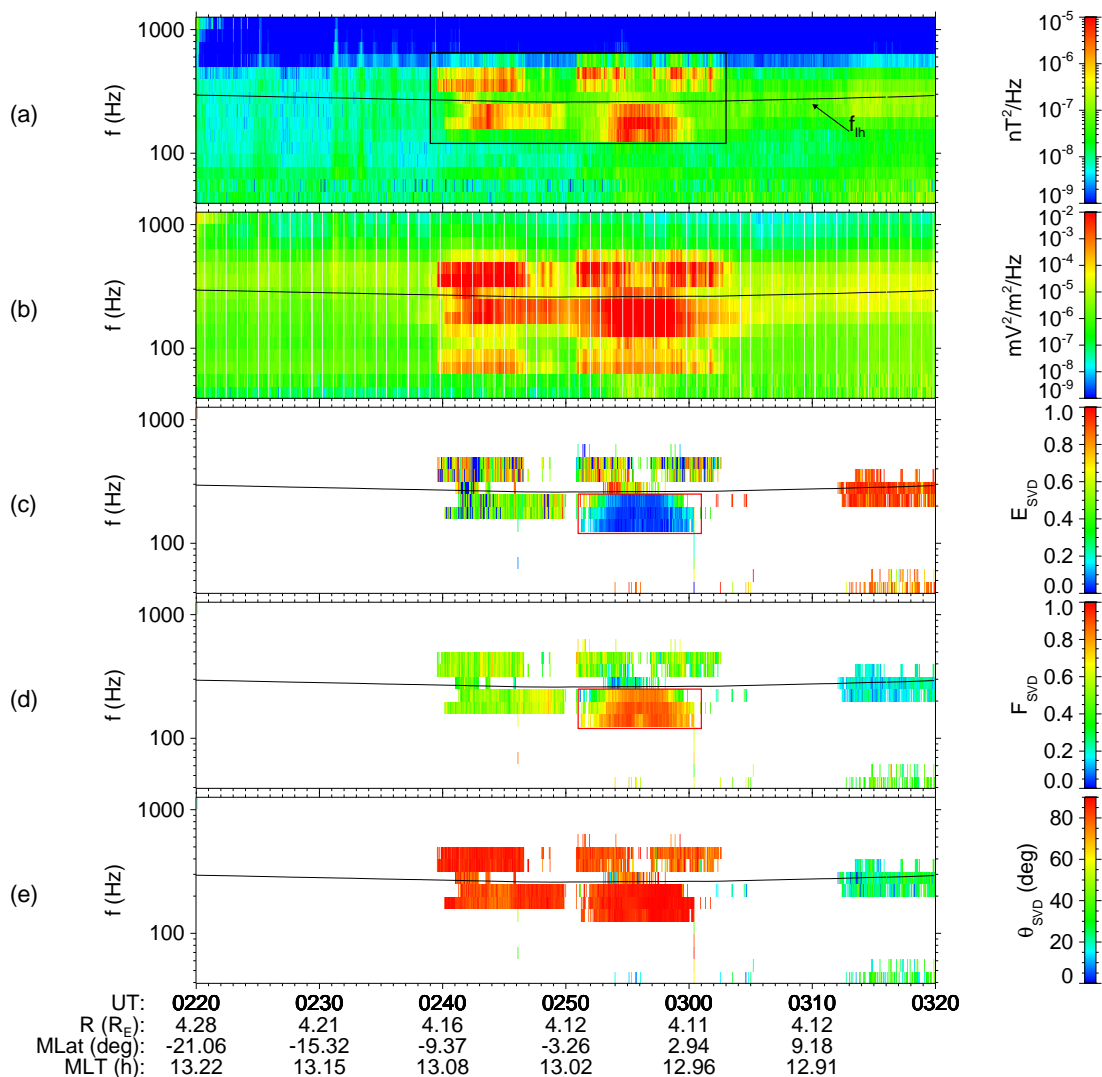
Obrázek 6.4: Ukázka RŠ pozorovaného na družici Cluster 1 16. února 2009 v čase mezi 10:00 až 12:20 UT. Význam panelů je stejný jako v obrázku 6.1.

trického a magnetického pole  $10^{-3} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ , respektive  $9 \times 10^{-7} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ . Druhá emise (obr. 6.4) byla zachycena na odpolední straně družici Cluster 1 dne 16. 2. 2009 s PSD elektrického a magnetického pole  $10^{-2} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ , respektive  $2 \times 10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ . Obě emise byly naměřeny, vzhledem k jejich vzdálenosti od Země, zcela jistě mimo plazmosféru.

S rostoucí vzdáleností od Země rapidně klesá velikost magnetického pole a tudíž i hodnota  $f_{\text{oh}}$ . Jinak řečeno, maximální možná frekvence, které mohou obě emise nabývat, se pohybuje v obou těchto případech maximálně do 40 Hz. Navíc výpočet  $f_{\text{oh}}$  jako geometrický průměr přestává ve vzdálenějších oblastech magnetosféry z důvodu nízké hustoty platit, nicméně stále slouží jako horní odhad a tedy nejvyšší možná frekvenční mez.

Na tomto místě bychom měli poznamenat, že při výpočtu geomagnetické šířky se v datech z Clusteru používá dipólový model. Ten pro velké radiální vzdálenosti začíná být v určování polohy geomagnetického rovníku, definovaného jako bod na magnetické siločáře s minimální velikostí magnetického pole [62], nepřesný.

CLUSTER 4 2002-08-20 02:19:58.843 - 2002-08-20 03:19:59.777



Obrázek 6.5: Ukázka RŠ pozorovaného na družici Cluster 4 20. srpna 2002 v čase mezi 02:20 až 03:20 UT. Význam panelů je stejný jako v obrázku 6.1.

Z důvodu této odchylky dipólového modelu od skutečné polohy rovníku, bylo pozměněno druhé výběrové kritérium z původních  $5^\circ$ , které použil Santolík a kol. [59], na  $7^\circ$  geomagnetické šířky a to proto, aby nebyly vyloučeny emise na vyšších radiálních vzdálenostech. Všimněme si, že například v obrázcích 6.3 a 6.4 leží celá emise mimo geom. rovník.

Poslední příklad na obrázku 6.5 byl naměřen družicí Cluster 4 dne 20. 8. 2002 v poledním sektoru MLT. Maximální PSD magnetického a elektrického pole je přibližně  $2 \times 10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ , respektive  $2 \times 10^{-2} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ . Emise se nachází na frekvencích mezi 100 až 300 Hz. Tento příklad jsme zde uvedli z důvodu jeho netypického průběhu. Pokud se nyní zaměříme na první dvě výběrová kritéria, mohli bychom za RŠ považovat celou emisi označenou černým obdélníkem (viz obr. 6.5a). Pokud se ovšem podíváme na průběh  $f_{th}$ , pak zjistíme, že horizontálně dělí emisi na 2 části, což by znamenalo, že se emise nachází i nad spodní hybridní frekvencí. Navíc v panelu elipticity je blízká nule pouze část označená červeným obdélníkem (obr. 6.5c) a stejně tak i planarita je blízká 1 jen v označené části

(obr. 6.5d). S přihlédnutím k 3. výběrovému kritériu byla proto do databáze zařazena pouze část v červeném obdélníku. Vlny mimo vyznačenou oblast zřejmě vznikly podobným mechanismem jako RŠ (mají taky vysoký úhel vlnového vektoru – obr. 6.5e), ale z planarity, která se pohybuje v rozmezí 0,3 až 0,7, je vidět, že každá z těchto vln má různý vlnový vektor (viz [88]).

Jak jsme slíbili v úvodu této kapitoly, budeme se v následujících podkapitolách věnovat různým vlastnostem RŠ v závislosti na podmínkách ve vnitřní magnetosféře.

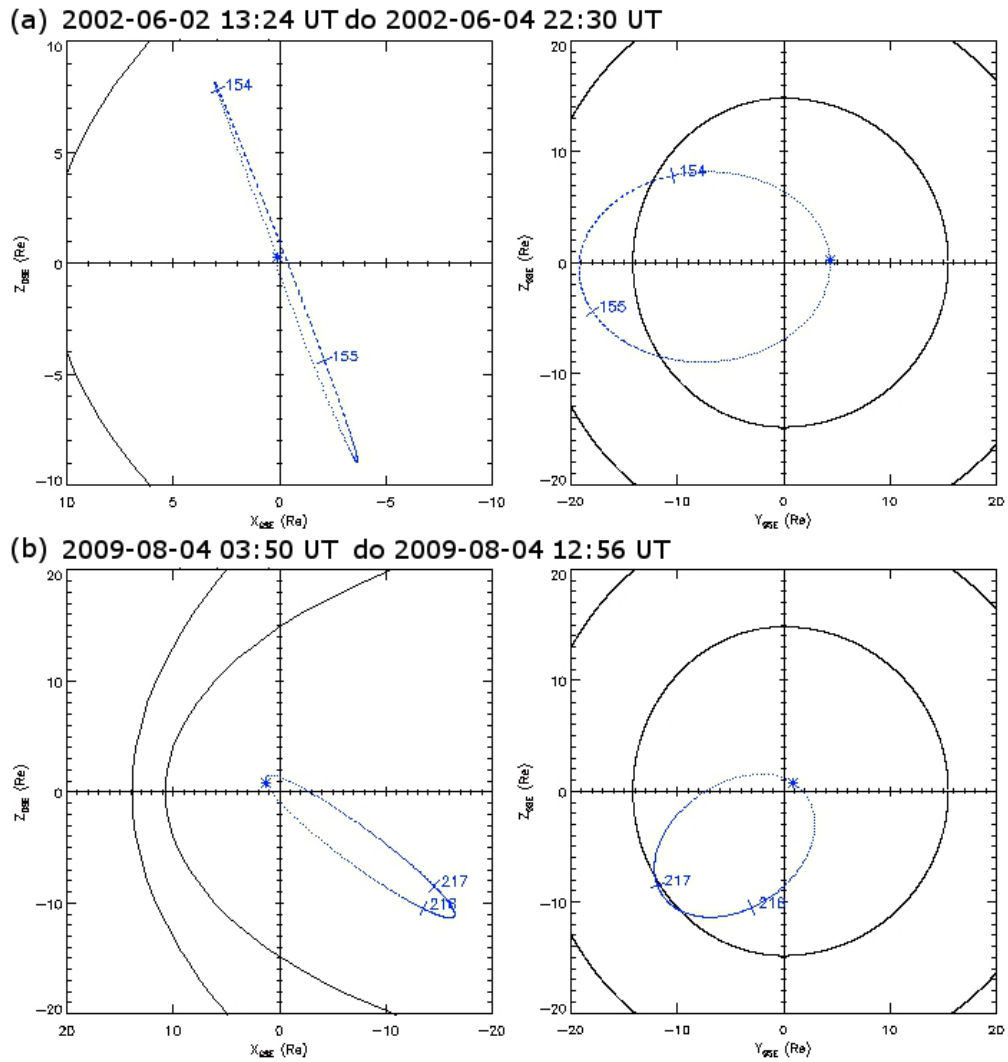
### 6.3 Výskyt RŠ

Tabulka 6.1: Statistické shrnutí pozorování emisí RŠ naměřených na přístroji STAFF-SA.

	průchody rovníkem	počet případů	pravděpodobnost výskytu [%]	L
2001	396	202	51	3,8–4,5
2002	521	242	46	4,0–5,0
2003	586	344	59	3,9–4,9
2004	580	305	53	4,0–4,8
2005	576	375	65	3,9–5,3
2006	575	289	50	3,5–4,9
2007	563	230	41	2,6–4,0
2008	547	105	19	2,1–3,4; 8,9–10,0
2009	655	25	4	1,4–2,5; 6,1–10,0
2010	786	89	11	1,1–2,0; 3,2–10,0
total	5785	2229	40	1,1–10,0
total 01-06	3234	1772	54	3,5–5,3

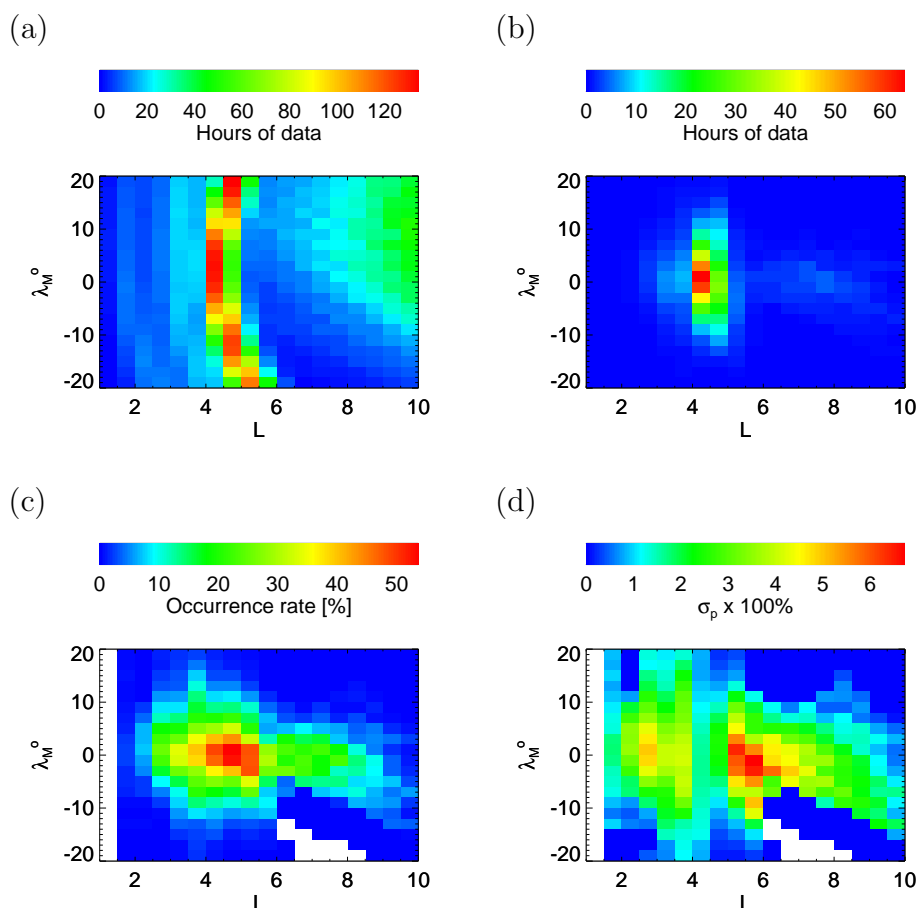
Celkově jsme prošli data z 5785 průchodů družic Cluster rovníkem na vzdálenostech od  $L = 1,1$  do  $L = 10$ . Statistika všech 10 zpracovávaných let je uvedena v tabulce 6.1. Poznamenejme, že každá z družic je v této analýze brána jako samostatný zdroj dat. Do prvního sloupce „*průchody rovníkem*“ jsou zahrnuty všechny průchody družic Cluster geom. rovníkem v daném roce, ke kterým existuje měření magnetického pole z přístroje STAFF-SA. Intervaly ve sloupci „*L*“ jsou počítány pro data z prvního sloupce a ukazují na jakých vzdálenostech bylo možné pozorovat v daném roce rovníkový šum. Pokud jsou uvedeny 2 intervaly, pak bylo možno pozorovat šum i 2 x během orbity, a to během blízkého i vzdáleného průletu rovníkem.

Ze všech průchodů rovníkem jsme v 2229 případech zaznamenali RŠ. V průběhu prvních 6 let měření se RŠ vyskytoval ve 46–65% všech průchodů. Od roku 2006 jeho výskyt začal klesat dolů na méně než 20% a v roce 2009 dosáhl dokonce jen 4%. Tento poměrně strmý pokles je zřejmě způsoben změnou orbity, která se od roku 2006 začala vlivem gravitace pomalu odchylovat od své původní eliptické polární dráhy. Perigeum se přiblížilo k Zemi z původní polohy kolem  $4 R_E$  na přibližně  $2 R_E$  (viz nižší interval parametru  $L$  v tabulce 6.1). Celková inklinace



Obrázek 6.6: Ukázka tvaru orbity z roku 2002 (a) a tvaru orbity z roku 2009 (b). Souřadnice X,Y a Z jsou uvedeny v GSE soustavě. Průlet rovníkem se nachází v místě orbity, kde  $Z_{GSE}$  je rovno 0.

se snížila a ačkoli poloha apogea zůstala zhruba stejná (cca 20  $R_E$ ), vzdálenější průchod rovníkem se znatelně přiblížil k Zemi (viz vyšší interval vzdáleností v tabulce 6.1). Příklad rozdílu mezi tvarem orbity v roce 2002 a 2009 je znázorněn na obr. 6.6. Obrázky vlevo ukazují v použitém souřadném systému GSE průmět orbity do roviny ZX a obrázky vpravo průmět do roviny ZY. V obr. 6.6a je ukázán tvar původní orbity, která měla polární průběh – apogeum i perigeum leží na rovníku. V průběhu roku 2006 se začala inklinace orbity naklánět a perigeum se posunulo hrubě mimo rovník (viz obr. 6.6b). Celkový procentuální výskyt orbit s RŠ je 40%, což je o mnoho méně než vychází z výsledků uvedených Santolíkem at al. [59], který na základě jiné metody identifikace RŠ uvádí pravděpodobnost výskytu 60%. Pokud se však podíváme na celková procenta pro roky 2001–2006, tedy před změnou orbity, pak se přibližně k hodnotě 60% přiblížíme.



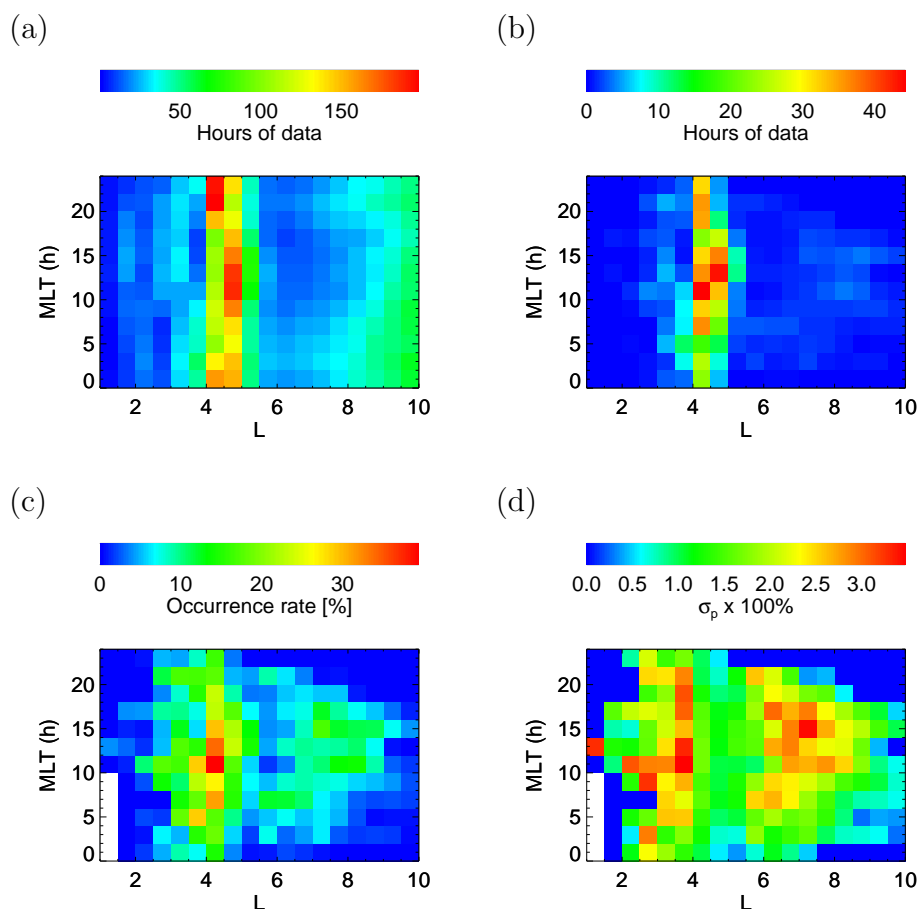
Obrázek 6.7: (a) Celkové množství hodin strávených měřeními družic Cluster přístrojem STAFF-SA rozdělených do binů  $0,5 L \times 2^\circ \lambda_M$ . (b) Množství hodin strávených měřeními rovníkového šumu. (c) Pravděpodobnost výskytu emise RŠ a (d) její zjištěná směrodatná odchylka. Bílá místa označují binů s celkovým pokrytím menším než 3 h.

### 6.3.1 Závislost RŠ na geomagnetické šířce a MLT

Na obrázku 6.7 je vidět celkové pokrytí měření družicemi Cluster v závislosti na  $\lambda_M$  pro všechna data (obr. 6.7a) a pro data obsahující pouze orbity s RŠ (obr. 6.7b). Z pravděpodobnosti výskytu (OR – *occurrence rate*) ukázané na obr. 6.7c je vidět, že RŠ se vyskytoval na všech vyšetřovaných vzdálenostech, avšak nejčastěji (až v 60% případů) byl naměřen v intervalu  $L = 4$  až  $L = 5,5$ . Na vzdálenostech  $L < 2,5$  a  $L > 8,5$  byl RŠ, vzhledem k celkové době strávené v těchto lokacích, naměřen jen velmi zřídka, což vysvětluje proč jsou procentuální hodnoty výskytu ve 4. sloupci tabulky 6.1 pro pozdější roky takto nízké. V posledním obrázku 6.7d je vykreslena směrodatná odchylka  $\sigma_p$  vypočtená pro OR z předchozího obrázku. Její výpočet vychází z podmínek použitých při zpracovávání dat. Základem je binomické rozdělení, které je pronásobeno parametrem udávajícím počet nezávislých bodů v použitých datech. Jeho podrobné odvození je uvedeno v publikaci Hrbáčková a kol. [88], rovnice 1. Stejným způsobem je počítána chyba  $\sigma_p$  i v obrázcích 6.8–6.13. V těchto obrázcích je navíc použita následující podmínka pro vykreslení OR – minimální počet dat v daném intervalu zkoumaných parametrů zahrnující celkové měření družic Cluster musí být alespoň 180, což v 1-minutovém rozlišení odpovídá 3 hodinám. Pokud tato podmínka není



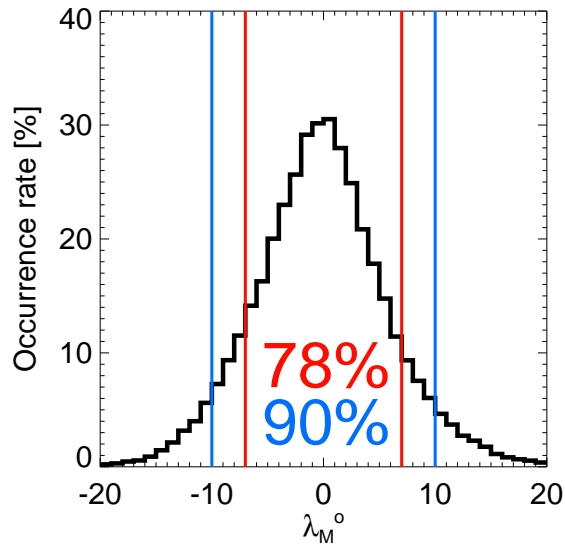
splněna, pak hodnota OR není pro tento interval vykreslena.



Obrázek 6.8: (a) Celkové množství hodin strávených měření družic Cluster přístrojem STAFF-SA rozdělených do binů  $0,5 L \times 2 h$  MLT. (b) Množství hodin strávených měření rovňového šumu. (c) Pravděpodobnost výskytu emise RŠ a (d) její zjištěná směrodatná odchylka. Bílá místa označují biny s celkovým pokrytím menším jak 3 h. V obrázcích jsou započítána data do  $20^\circ \lambda_M$ .

Nyní se podívejme na výskyt družic Cluster v závislosti na magnetickém lokálním čase, který můžeme vidět v obrázku 6.8. Všechna data jsou uvedena pro  $|\lambda_M| \leq 20^\circ$ . Z celkového měření (obr. 6.8a) je zjevné, že družice Cluster pokryly prakticky rovnoměrně všechny sektory MLT, hlavně v intervalu  $L = 4$  až  $L = 6$ . Z výsledné OR (obr. 6.8c) se jeví, že pro  $L \geq 5$  se RŠ objevuje převážně během dne, zatímco pro menší  $L$  je vidět RŠ i během noci.

Jelikož ve všech následujících histogramech budeme používat jiné rozmezí geomagnetické šířky, ukážeme si nyní na rozložení RŠ v závislosti na  $\lambda_M$  (obr. 6.9) proč tomu tak bude. Je bez pochyby, že téměř všechna data jsou naměřena do  $20^\circ$ . Navíc jsme zjistili, že 90% dat leží v intervalu do  $10^\circ$  a dokonce více jak 3/4 dat se nachází do  $7^\circ$ . Vzhledem k tomu, že chceme omezit vstup „nechtěných“ dat do zpracování, zvolili jsme pro následující obrázky hranici  $\lambda_M$  co nejmenší a to  $7^\circ$ . Ještě bychom měli vysvětlit, co znamenají „nechtěná“ data. Během mnoha orbit byl naměřen šum pouze v menším intervalu  $\lambda_M$  než  $20^\circ$ , čímž nám do zpracování, zahrnující celý interval  $\lambda_M$ , vstupovala i data neobsahující RŠ, i když byl v daném průchodu naměřen. Tímto omezením jsme se tomuto nechtěnému efektu prakticky zcela vyhnuli a výsledné závislosti jsou tak více zřetelné.

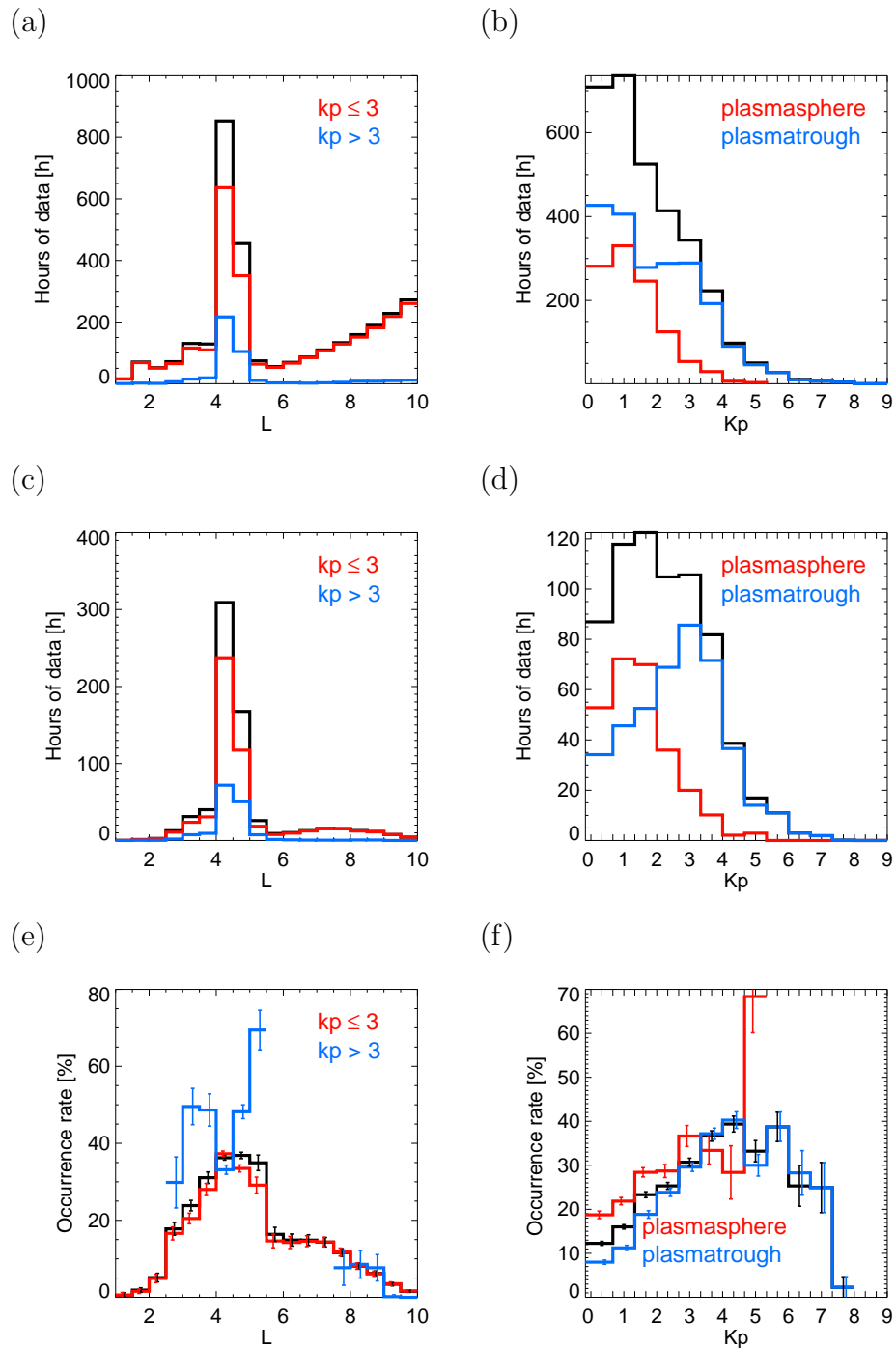


Obrázek 6.9: Pravděpodobnost výskytu RŠ jako funkce geomagnetické šířky. Svislé červené a modré čáry označují hranici  $7^\circ$  a  $10^\circ$ , uvnitř nichž se vyskytuje 78%, respektive 90% záznamů RŠ.

### 6.3.2 Závislost RŠ na geomagnetických podmínkách

Naposledy se v této kapitole podíváme na polohu družice, ukázanou v obrázku 6.10, tentokrát v závislosti na geomagnetických podmínkách vyjádřených indexem  $K_p$ . Černá čára ukazuje množství času stráveného celkovým měřením družic Cluster (obr. 6.10a), měřením RŠ (obr. 6.10c) a výslednou OR (obr. 6.10e). Další 2 barevné čáry ukazují data pro různé geomagnetické podmínky, červená ukazuje data naměřená během geomagneticky klidných podmínek a modrá ukazuje data během zvýšené geomagnetické aktivity. Jako hranice mezi klidnou a rozbouranou magnetosférou byla zvolena hodnota  $K_p = 3$ . Maximální hodnoty OR (až 40%) dosahuje RŠ na vzdálenostech  $L = 3$  až  $L = 5,5$  (obr. 6.10e). Na  $L = 5,5$  se OR skokově velmi sníží a pro vyšší  $L$  pak klesá postupně k 0. Pro nižší  $L$  je pokles k 0 daleko strmější. Závislost pro nízká  $K_p$  prakticky kopíruje celkovou závislost, naopak během zvýšené geom. aktivity je OR daleko vyšší než celková (v některých místech dosahuje až 70%). Bohužel pro některé intervaly  $L$  nemáme dostatek celkově zaznamenaných dat pro vysoká  $K_p$  a nemůžeme tedy říci jak vypadá závislost v intervalu  $5,5 \geq L \geq 2,5$  a pro  $L \leq 2,5$ .

V předchozích publikacích se potvrdila závislost intenzity RŠ na geomagnetických podmínkách. Zkoušeli jsme zjistit zda stejnou závislost vykazuje i výskyt RŠ (obrázek 6.10). Černá čára ukazuje závislost pro všechna naměřená data (6.10b), pro všechna data s RŠ (6.10d) a pro celkovou OR (6.10f). Červená a modrá čára znázorňuje příslušná data naměřená v plazmosféře, respektive mimo plazmosféru. Pro výpočet polohy plazmopauzy byly použity 3 modely, které jsou uvedené v podkapitole 2.1.3 – Carpenter a Anderson, O'Brian a Moldwin (OM2003) a Heilig a Lühr (PPCH2012). Vzhledem k tomu, že jejich výsledky se mezi sebou významně neodlišovali, použili jsme v uvedených datech nejnovější model PPCH2012. Z porovnání polohy plazmopauzy naměřené přímo na družici Cluster přístrojem WHISPER s polohou vypočtenou dle všech výše zmíněných modelů vyplývá, že nejbližší se k reálným datům přiblížila hodnota z modelu

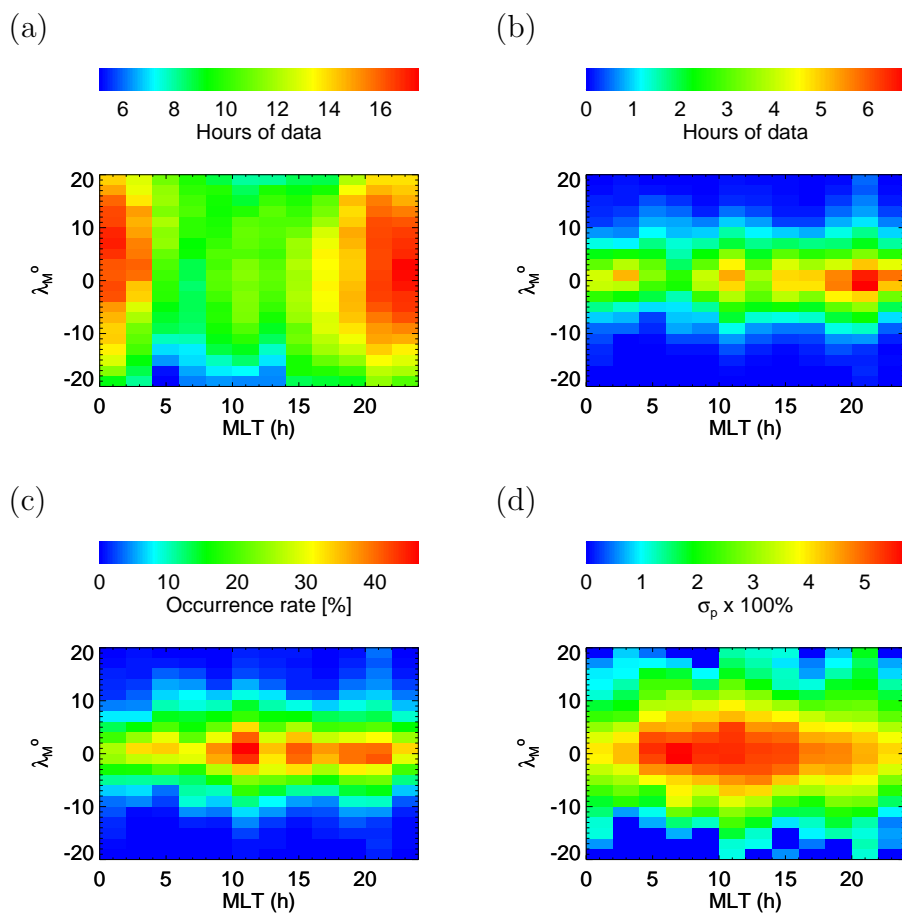


Obrázek 6.10: (a) Poloha družic Cluster pro všechny průchody rovníkem (černá čára). Počet hodin strávených měřeními během nízké magnetické aktivity ( $K_p \leq 3$ ) ukazuje červená čára. Modrá čára udává počet hodin naměřených během zvýšené magnetické aktivity ( $K_p > 3$ ). (c) Poloha družic Cluster během měření RŠ, (e) pravděpodobnost výskytu RŠ. Barevné kódování histogramu (c) a (e) má stejný význam jako v histogramu (a). (b) Hodnoty  $K_p$  indexu pro data ze všech průchodů rovníkem (černá čára). Červená a modrá čára ukazují data naměřená v plazmosféře, respektive v plasma through, poloha plazmopauzy je určena z modelu PPCH2012. (d) Rozložení  $K_p$  indexu pouze pro průchody, kdy byl měřen RŠ (černá čára). (f) Pravděpodobnost výskytu RŠ. Význam barevných čar v histogramu (d) a (f) je stejný jako v histogramu (b). V histogramech (e) a (f) je znázorněna zjištěná směrodatná odchylka  $\sigma_p$ . Ve všech histogramech jsou použita data do  $|\lambda_M| < 7^\circ$ .

PPCH2012 a OM2003, avšak ani jeden model se pro vybrané příklady neliší o více jak  $L = 0,4$ .

Z obr. 6.10f je vidět pro data v plasma through zvyšující se pravděpodobnost výskytu s rostoucí geomagnetickou aktivitou. Tento růst je znatelný až do  $K_p = 7$ . Data v plazmosféře byla naměřena hlavně během klidných podmínek, jejich OR klesá pro  $K_p > 3$ . Pro vyšší  $K_p$  je bohužel velmi omezené množství dat a proto pokračování závislosti není možno porovnat.

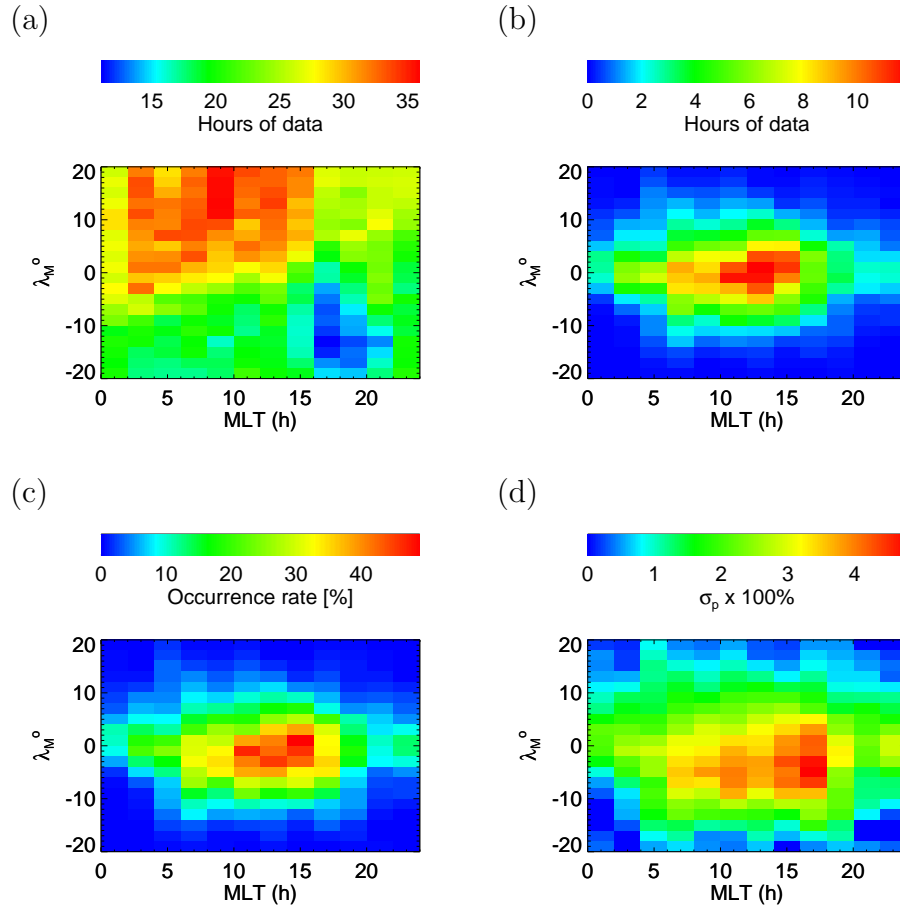
### 6.3.3 Rozložení MLT v závislosti na poloze plazmopauzy



Obrázek 6.11: Počet hodin strávených měření uvnitř plazmosféry přístrojem STAFF-SA v bincích o velikosti 2 h MLT  $\times$  2°  $\lambda_M$  (a) pro všechna naměřená data a (b) pro RŠ. (c) Pravděpodobnost výskytu RŠ a (d) její zjištěná směrodatná odchylka  $\sigma_p$ . Poloha plazmopauzy je počítaná z modelu PPCH2012

Pokud se blíže podíváme na rozložení magnetického lokálního času pro záznamované RŠ, vzhledem k poloze družice v závislosti na poloze plazmopauzy, dojdeme k velmi zajímavému závěru. V rozložení RŠ v plazmosféře, které je ukázáno na obrázku 6.11 a detailněji na histogramech v obrázcích 6.13a, 6.13c a 6.13e je vidět jen velmi slabá závislost na MLT. Jakési lehké minimum se ukazuje na noční straně a maximum na odpolední straně, avšak rozdíl mezi nimi není víc jak 15% (obr. 6.13e). Naproti tomu z obrázků 6.12, 6.13b, 6.13d a 6.13f ukazujících závislost pro oblast plasma through vyplývá, že výskyt je během dne (maximum

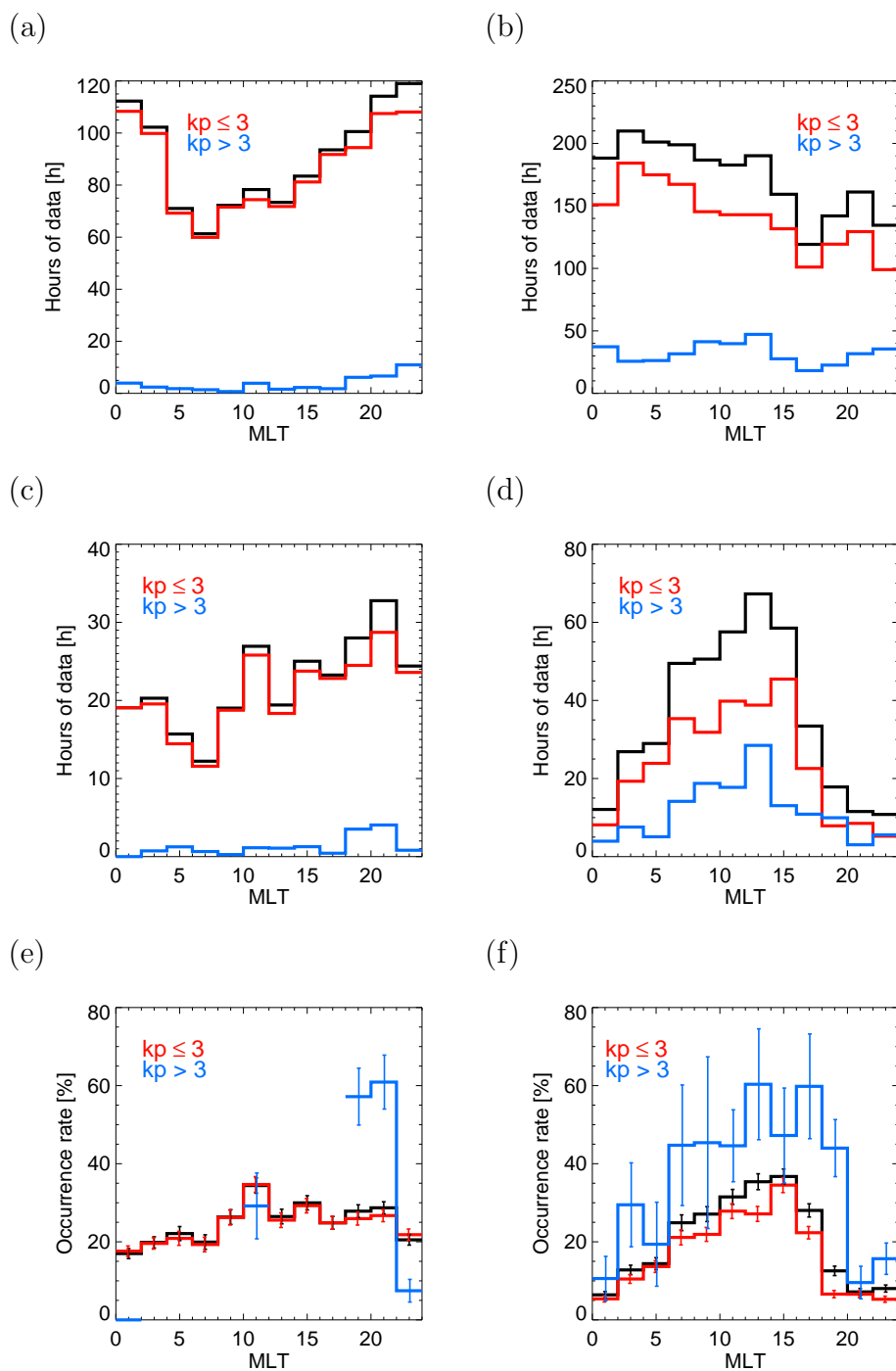
nastává kolem 15 h) víc jak dvakrát vyšší než v nočních hodinách (minimum nastává kolem půlnoci). Tato skutečnost poukazuje na silnou závislost rozložení RŠ v MLT vzhledem k poloze plazmopauzy.



Obrázek 6.12: Totéž jako v obrázku 6.11, avšak pro data naměřená v plasma through.

Podle výsledků získaných ray tracingem [54] se na vyšších L může RŠ pohybovat pouze v užších intervalech MLT. Proto může být jeho výskyt více lokalizován na denní straně. Naopak na nižších L se RŠ snadněji pohybuje v azimutálním směru (je zachycen v plazmosféře), a proto může být jeho výsledná OR v celém intervalu MLT rovnoměrněji rozložena. Tato teorie je ve shodě s výše popsány výsledky.

Předložená analýza dat z přístroje STAFF-SA je poměrně jedinečná, neboť vzniklá databáze RŠ byla vytvořena na základě detailního vizuálního výběru, při kterém byla brána v potaz nejen intenzita elektromagnetických fluktuací, ale také polarizace magnetického pole. Především statistické studie byly založeny pouze na výběru v závislosti na PSD v daném frekvenčním intervalu. Například Green a kol. [60] a Meredith a kol. [64] dochází k jiným závěrům než uvádíme v této práci, a naopak naše výsledky zhruba odpovídají těm, které uvedli Pokhotelov a kol. [63] a Ma a kol. [65].



Obrázek 6.13: (a) Pokrytí měření družicemi Cluster dané počtem hodin strávených v 2 h intervalech MLT uvnitř plazmosféry dle modelu PPCH2012 (černá čára: všechna data, červená čára: všechna data pro nízkou magnetickou aktivitu, tedy pro  $K_p \leq 3$ , modrá čára: všechna data pro vysokou geomagnetickou aktivitu, tedy pro  $K_p > 3$ ). (b) Stejně jako histogram (a) pouze pro data v plasma through. Doba strávená měřeními RŠ (c) v plazmosféře a (d) v plasma through. Pravděpodobnost výskytu RŠ (e) v plazmosféře a (f) v plasma through. V histogramech (e) a (f) je ukázána znázorněna směrodatná odchylka  $\sigma_p$ . Ve všech histogramech jsou použita data do  $|\lambda_M| < 7^\circ$ .

## 6.4 Vnitřní struktura RŠ

V této části se budeme věnovat výsledkům získaným z dat přístroje WBD měřícím ve třech frekvenčních módech (viz tabulka 4.1). Pro naši statistiku byl použit kvůli vhodnému frekvenčnímu rozsahu mód 9,5 kHz, který umožňoval rozeznat a zpracovat vnitřní strukturu RŠ. V následujících podkapitolách jsou uvedeny ukázkové spektrogramy s různými příklady vnitřní struktury RŠ, se kterými jsme se během zpracování setkali a výsledky získané z její analýzy.

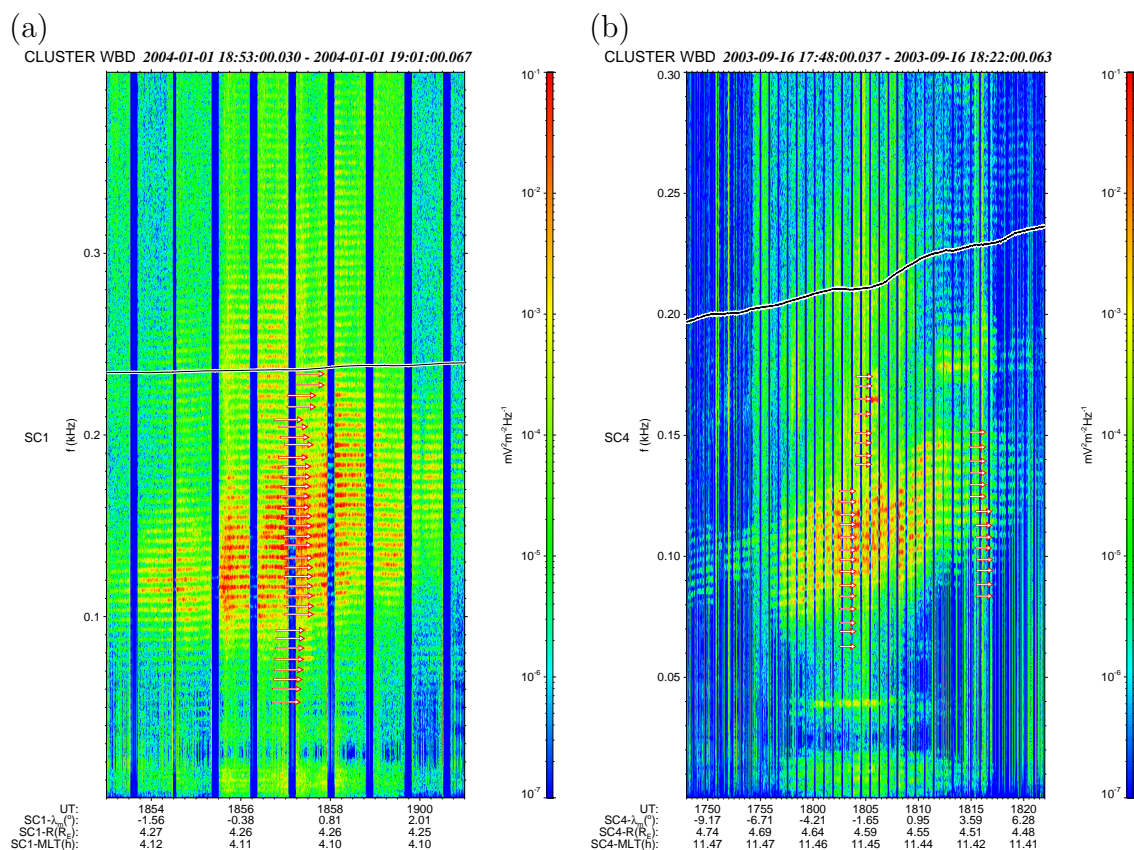
### 6.4.1 Zpracování dat a ukázky RŠ

Základem pro analýzu dat bylo vytvoření databáze časových intervalů, během kterých byl pozorován RŠ a zároveň přístroj WBD měřil v požadovaném módu. Časové intervaly všech naměřených RŠ z období mezi roky 2001 až 2010 jsme měli k dispozici z předchozí analýzy dat z přístroje STAFF-SA. Informace o dostupnosti dat a měřících módech byly čerpány z webové stránky [http://www-pw.physics.uiowa.edu/cluster/wbdcoverage/software\\_logs/](http://www-pw.physics.uiowa.edu/cluster/wbdcoverage/software_logs/), která je věnována přístroji WBD, vyvinutém na univerzitě v Iowě. Následně byly všechny nalezené intervaly z důvodu výpočtové zátěže rozděleny do 2-minutových úseků (vzniklo tak celkem 2423 podintervalů) a zpracovány programem wbd2psd. Ten vytvořil potřebné datové soubory pro další analýzu obsahující hodnoty výkonové spektrální hustoty s rozlišením 0,84 Hz. Z každého záznamu se takto vytvořilo 1 až několik desítek podintervalů, ze kterých byl následně vykreslen spektrogram. Ze získaných spektrogramů byl pro každý záznam RŠ vizuálně vybrán pouze jeden zástupný, ve kterém byla případná spektrální struktura nejlépe vidět. V ojedinělých případech byly vybrány podintervalové dva a to pouze v případě, kdy se měnily rozestupy spektrálních čar a nebo se v průběhu emise měnila jejich frekvence o více jak 10 Hz. Z 342 vybraných časových podintervalů se pomocí programu PRASÁTKO opět vykreslily spektrogramy, ve kterých se nyní vizuálně označily frekvenční výšky spektrálních čar (SČ). Frekvence se zaznamenávaly jen ve spektrogramech, ve kterých byly alespoň 4 SČ v jednom systému čar (vysvětlení viz ukázky spektrogramů níže). Stejně jako v případě dat z přístroje STAFF-SA, byly i zde do zpracování zahrnuty výsledky z každého spektrogramu jako samostatný záznam. To platilo jak pro vybrané dva podintervalové z jedné emise, tak i pro podintervalové obsahující stejnou emisi, avšak měřenou na různých družicích.

Kromě frekvence SČ byly do vzniklého textového souboru navíc zaznamenány následující informace o spektrální struktuře:

- zašuměnost vnitřní struktury
- kombinovaná struktura – na spektrogramu byly vidět SČ, a zároveň byla část emise zašuměná
- málo SČ – zřejmá viditelnost SČ, avšak jejich počet menší než 4
- spodní struktura – několik samostatných systémů SČ v nižších částech emise (typicky do 50 Hz)
- spektrální struktura vyskytující se nad  $f_{lh}$

Všechny dosud zmíněné případy vnitřní struktury nyní ukážeme na několika příkladech. Ve spektrogramu na obrázku 6.14a je vidět ukázková vnitřní struktura RŠ naměřeného 1. ledna 2004 na družici Cluster 1. Medián frekvenčního rozestupu SČ je 5,3 Hz. Na obrázku 6.14b je ukázán RŠ naměřený 16. září 2003 družicí Cluster 4. Tento příklad patří mezi ty ojedinělé případy, kdy frekvence SČ byly zaznamenány na 2 místech v průběhu jedné emise. Důvodem je změna frekvence jednotlivých SČ, která stoupla během půlhodinového pozorování o více jak 20 Hz. Zároveň s frekvencí SČ se změnily i jejich rozestupy, zatímco v první označené sadě frekvencí (kolem 18:05 UT) je medián 5,3 Hz, v druhé sadě (kolem 18:17 UT) je 4,9 Hz. Tento rozdíl 0,4 Hz mohl být způsoben nepřesným určením středu SČ, jejichž šířka byla ve většině případů větší jak 3 Hz, což mohlo při jejich odečtu vést až k chybě několika Hz. Také z tohoto důvodu bylo použito kritérium minimálního počtu SČ, neboť zmíněná chyba se při určování mediánu pro větší počet záznamů obvykle eliminovala pouze na několik desetín Hz. V následujících výsledcích zahrnujících frekvenční intervaly jsou proto použity pouze mediánové hodnoty.



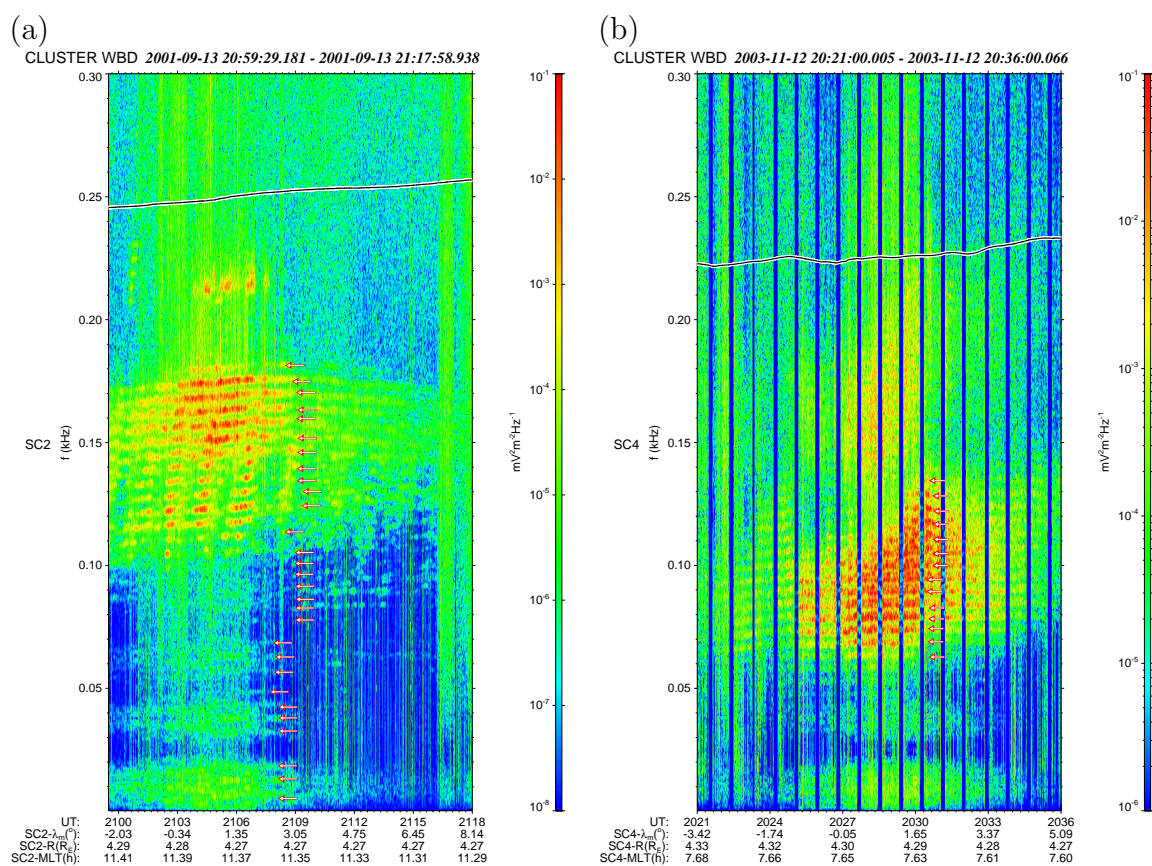
Obrázek 6.14: Příklady RŠ s viditelnou vnitřní strukturou naměřené přístrojem WBD (a) 1. ledna 2004 družicí Cluster 1 a (b) 16. září 2003 družicí Cluster 4. Obě emise mají jeden z nejvyšších počtů zaznamenaných SČ. Červené šipky označují výšku zaznamenaných frekvencí. Černobílá čára ukazuje horní odhad  $f_{1h}$ . Čas měření družice (UT) a její poloha jsou uvedeny ve spodní části obrázku.  $\lambda_m$  – magnetická šířka ve stupních, R – vzdálenost družice v zemských poloměrech, MLT – magnetický lokální čas v hodinách.

V obou uvedených spektrogramech na obr. 6.14 jsou SČ vidět v elektrickém poli i nad hranicí spodní hybridní frekvence. Tento nezvyklý jev se vyskytuje ve



více případech a to převážně v pozdějších letech v datech na družici Cluster 1. Zjišťovali jsme zda by nemohlo jít o přístrojovou vadu, ale pro tuto frekvenční oblast nebyl žádný podobný efekt popsán. V případě že se nejedná o přístrojovou vadu, ale o přírodní jev, mohly by tuto spektrální strukturu nad  $f_{lh}$  vysvětlovat elektrostatické protonové Bernsteinovy módy, které se nad touto hranicí normálně vyskytují. Na elektromagnetický X-mód se jejich mód může změnit pod hranicí  $f_{lh}$ . Celkově je tento jev velmi zajímavý a zasloužil by si jistě hlubší výzkum, ten je však nad rámec cílů této disertační práce.

Dále je v obou spektrogramech vidět spodní struktura, ve které jsou sice znatelné SČ, ale v počtu menším jako 4 (např. obr. 6.14b – oblast kolem 40 Hz). Navíc SČ tvoří v těchto spodních strukturách samostatné systémy, tzn. systémy, mezi kterými je frekvenční mezera 2 x větší než vzdálenost mezi dvěma po sobě následujícími SČ v jednom systému.



Obrázek 6.15: (a) Příklad RŠ s viditelnou vnitřní strukturou naměřeného přístrojem WBD 13. září 2001 družicí Cluster 2 se znatelnou spodní strukturou. (b) Příklad RŠ s viditelnou vnitřní strukturou naměřeného přístrojem WBD 12. listopadu 2003 družicí Cluster 4 s kombinovaným průběhem. Význam šipek, černobílé čáry a popisek je stejný jako v obr. 6.14.

Na spektrogramu 6.15a naměřeném 13. září 2001 družicí Cluster 2 je vidět vnitřní struktura, v jejíž spodní části je na první pohled zjevná mnohočetná spodní struktura. Při detailnější analýze však zjistíme, že v tomto případě jsou frekvenční vzdálenosti mezi spodními strukturami natolik malé, že je za samostatné systémy považovat nemusíme a je tedy možno zahrnout do analýzy všechny SČ mezi 0 až 180 Hz.

Na spektrogramu 6.15b naměřeném 12. listopadu 2003 družicí Cluster 4 je ukázka kombinované emise. V intervalu 0–50 Hz je vidět zašuměná spodní struktura, mezi 60 až 140 Hz pozorujeme vnitřní strukturu s rozlišitelnými SČ a nad 140 Hz se opět vnitřní struktura stává nerozlišitelnou – zašuměnou.

V některých případech v průběhu emise mírně stoupá (obr. 6.14b a 6.15a) či klesá frekvence SČ. Ve většině případů se tato změna váže s klesající či stoupající hodnotou  $f_{lh}$ , to však neznamená že vždy když hodnota  $f_{lh}$  mění velikost, tak se mění i frekvence SČ (viz obr. 6.15b).

Zmiňovaná spodní struktura je vidět v mnoha případech – celkově byla nalezena v 81 z 342 zkoumaných událostí, což tento jev činí poměrně významným. Navíc k přítomnosti mezer ve spodní struktuře dochází na přibližně stejných frekvencích, jmenovitě kolem 25 Hz, 50 Hz a v některých případech i kolem 75 Hz, tedy na násobcích 25 Hz. Tyto frekvenční mezery mohou mít dvojí vysvětlení: Prvním z nich je, že se emise generuje na radiálních vzdálenostech kolem  $L = 2,6$  přibližně odpovídajících protonové cyklotronové frekvenci  $f_{H^+} = 25$  Hz. Obecně zabírá šířka vzniklých SČ více jak polovinu nebo spíše 2/3 hodnoty cyklotronové frekvence (viz 1. odstavec podkapitoly 6.4.4). Z tohoto důvodu mohou být vidět zmíněné SČ jako modulovaný šum na nižších frekvencích (obr. 6.14a, 6.15b). Emise se navíc z místa vzniku může šířit dál od Země na vzdálenosti kolem  $L = 4,5$ , na kterých se do již existujícího signálu může namodulovat drobnější struktura, odpovídající vzdálenějším  $L$ . Na družici pak pozorujeme jak původní širší strukturu, tak namodulovanou drobnější (obr. 6.15a). Druhým vysvětlením je útlum vlny na frekvencích odpovídajících iontovým Bernsteinovým módům, ovšem mechanismus způsobující možnost pozorování takového útlumu na  $L = 4,5$  nám prozatím není znám.

Tabulka 6.2: Statistické shrnutí pozorování emisí RŠ naměřených na přístroji WBD.

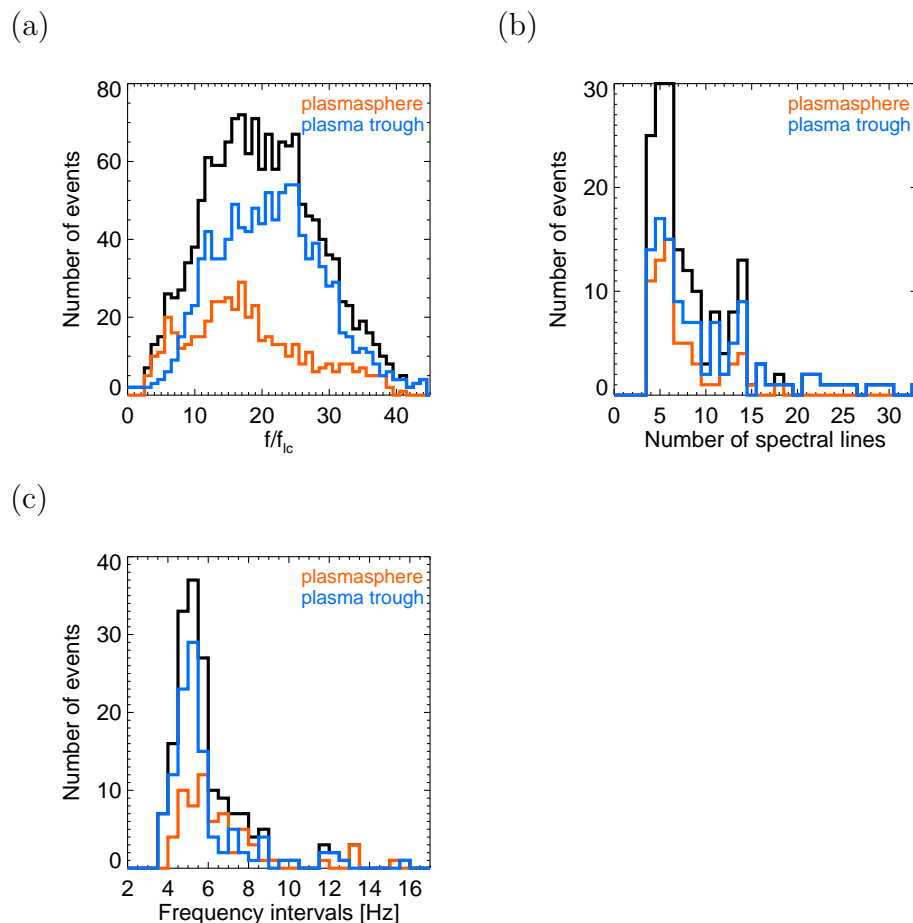
	případy na WBD	viditelnost SČ (analyzováno)	kombinovaná emise	pravděpodobnost výskytu SČ [%]
2001	32	26 (17)	10	81 (53)
2002	40	32 (19)	9	80 (48)
2003	64	61 (40)	24	95 (63)
2004	53	49 (42)	14	92 (79)
2005	34	14 (10)	7	41 (29)
2006	33	23 (20)	8	70 (61)
2007	30	21 (14)	9	70 (47)
2008	3	0	0 (0)	0 (0)
2009	6	4 (0)	1	67 (0)
2010	47	36 (15)	10	77 (32)
total	342	266 (177)	92	78 (52)

Celková statistika případů RŠ pozorovaných na přístroji WBD je uvedena v tabulce 6.2. Z celkových 2229 případů zaznamenaných na přístroji STAFF-SA bylo na WBD identifikováno 342 emisí. V prvním sloupci „případy na WBD“ je uveden celkový počet emisí v daném roce nalezených v požadovaném módu (do 9,5 kHz). Druhý sloupec „viditelnost SČ“ poskytuje dvě informace, jednak uvádí v kolika případech z celkového množství byla vidět jakákoli vnitřní struktura, jednak číslo v závorce udává kolik emisí s nalezenou vnitřní strukturou

bylo analyzováno, tzn. že ve spektrogramu byly viditelné nejméně 4 SČ v jednom systému čar. Sloupec „*kombinovaná emise*“ uvádí, jak již název napovídá, kolik z celkového množství emisí s vnitřní strukturou obsahovalo navíc zašuměnou část. V posledním sloupci je uvedeno s jakou pravděpodobností jsme v emisích nacházeli vnitřní strukturu se SČ. Číslo v závorce udává tutéž pravděpodobnost, ale počítanou jen pro analyzované případy. Celkově je v této statistice vidět podobná tendence jako v případě dat z přístroje STAFF-SA, to jest od roku 2008 strmě klesal počet nalezených emisí, pouze v roce 2010, kdy bylo možno během jedné orbity analyzovat až 2 průchody rovníkem, jejich počet vzrostl. Poznamenejme, že tato statistika je značně ovlivněna tím, že v některých letech nebyla k dispozici data v požadovaném módu i déle jak několik měsíců.

## 6.4.2 Analýza spektrálních čar

Pravidla pro zařazení frekvencí SČ do celkové analýzy byla uvedena výše, nyní se podíváme na výsledky statistiky tohoto výběru.



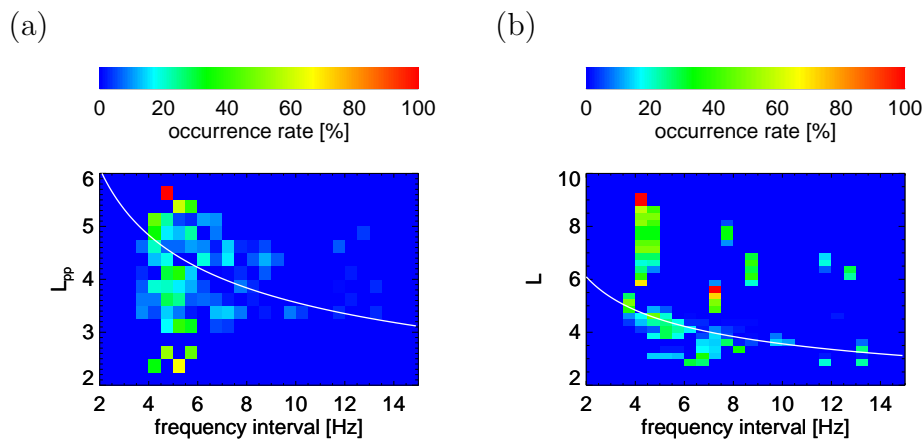
Obrázek 6.16: Statistika analýzy vnitřní struktury rovníkového šumu. (a) Frekvence zaznamenaných SČ normovaná lokální cyklotronovou frekvencí vodíku. (b) Počet zaznamenaných SČ jednotlivých emisí. (c) Medián frekvenčních intervalů jednotlivých emisí. Černá čára ukazuje všechna zaznamenaná data. Oranžová a modrá čára ukazuje data naměřená v plazmosféře, respektive v plasma trough. Poloha plazmopauzy je počítaná z modelu PPCH2012.

Frekvence SČ normovaná na lokální (v místě měření družice) iontovou cyklot-

ronovou frekvenci vodíku je vidět v histogramu 6.16a. Černá čára ukazuje všechny zaznamenané frekvence, modrá a červená čára ukazuje pouze ty frekvence, které byly naměřeny v plasma through, respektive v plazmosféře. Z histogramu je zřetelné, že spektrální struktura byla vidět častěji a do vyšších frekvencí v plasma through než v plazmosféře. Navíc je vidět, že případů, kdy normovaná frekvence přesahuje 42 Hz, je pouze několik, což koresponduje s přibližným výpočtem hodnoty spodní hybridní frekvence odpovídající zhruba 42-násobku protonové cyklotronové frekvence.

V histogramu 6.16b je ukázán počet SČ označených v jednotlivých emisích. Barevné kódování je stejné jako v obr. 6.16a. Bohatší spektrální struktura ( $> 20$  SČ) byla vidět pouze v plasma through. Emise s počtem SČ  $< 4$  nebyly zaznamenávány, a proto histogram klesá od této hodnoty k nule.

Frekvenční hodnoty po sobě následujících SČ všech analyzovaných emisí byly následně mezi sebou odečteny. Výsledné mediány frekvenčních intervalů jednotlivých emisí jsou uvedeny v histogramu 6.16c, barevné kódování opět odpovídá obr. 6.16a. Poznamenejme, že naše zvolené frekvenční rozlišení nedovoluje rozpoznat frekvenční intervaly pod 2 Hz. Celkový medián hodnot fr. rozestupů pro oblast mimo plazmosféru je 5,3 Hz, uvnitř je hodnota celkového mediánu vyšší a to 6,2 Hz. V plasma through nabývají fr. intervaly převážně hodnot mezi 4 až 6 Hz, naproti tomu je jejich rozdělení v plazmosféře poněkud rovnoměrnější, neboť se zde družice mohly dostávat do bližších oblastí k Zemi a tedy do silnějšího magnetického pole, kde vyšší  $f_{ci}$  způsobovala větší fr. rozestupy.



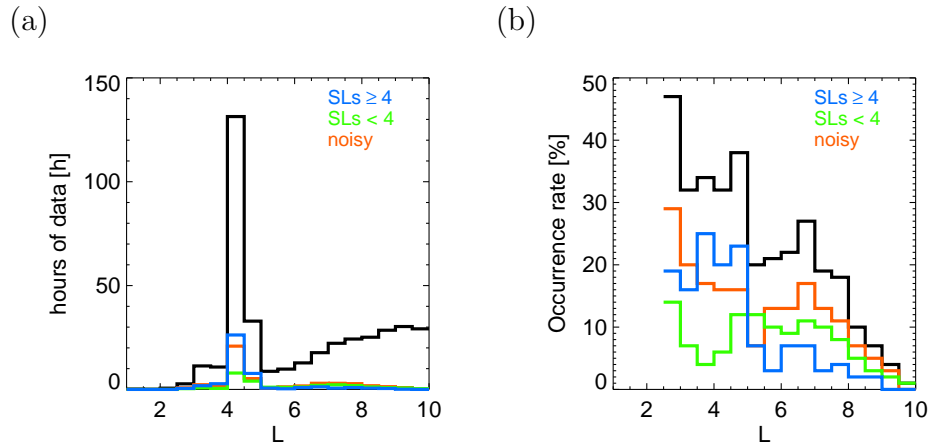
Obrázek 6.17: Závislost frekvenčních intervalů na (a) poloze plazmopauzy a (b) poloze družice. Bílá křivka ukazuje závislost radiální vzdálenosti za předpokladu dipólového modelu na  $f_{H+}$ . Biny jsou rozděleny v intervalu 0,5 Hz x 0,25  $L_{pp}/L$ .

V některých předešlých publikacích [52, 56] byla přestěněna teorie, že rovníkový šum se pravděpodobně generuje v oblasti plazmopauzy na její vnější či vnitřní hranici. Při bližším pohledu na vztah mezi fr. intervaly, ze kterých lze vypočítat zdrojovou oblast, a polohou plazmopauzy (obr. 6.17a) žádný náznak závislosti nevidíme. Pokud se však podíváme na obr. 6.17b, ukazující vztah mezi fr. intervaly a polohou družice, vidíme, že v tomto případě je jistá závislost znatelná. Bílá čára, kterou je vykreslena obecná závislost radiální vzdálenosti zdroje na fr. rozestupech v případě dipólového modelu, dělí OR na 2 části. Tento zajímavý závěr více rozebereme v podkapitole 6.4.4. Události zahrnuté do zpracování byly získány z celkového pokrytí přístrojem WBD do  $7^\circ \lambda_M$  (detailnější

popis postupu získávání  $L_{pp}$  a  $L$  je uveden na začátku podkapitoly 6.4.3). V tomto případě byla navíc všem časovým bodům zahrnující měření RŠ a odpovídající jedné emisi přiřazena stejná hodnota mediánu frekvenčního rozestupu SČ. Hodnota výsledné OR vznikla vydělením počtu událostí v jednotlivých binech součtem všech událostí v příslušném intervalu  $L_{pp}$  či  $L$ .

### 6.4.3 Závislost RŠ na geomagnetických podmínkách a MLT

Pro porovnání s některými výsledky z přístroje STAFF-SA uvedeme v této podkapitole statistiku výskytu družice Cluster v době, kdy přístroj WBD měřil v požadovaném módu do 9,5 kHz. Informace o poloze družice,  $L_{pp}$ ,  $K_p$  indexu a MLT jsou čerpány z databáze vytvořené pro STAFF-SA, mají tedy 1-minutové rozlišení. Do zpracování byly zahrnuty všechny časové body odpovídající intervalu do  $7^\circ \lambda_M$ . K vzniklému souboru byla navíc přidána informace, zda pro daný časový bod byl na WBD zaznamenán RŠ a byla-li jeho vnitřní struktura viditelná či zašuměná.

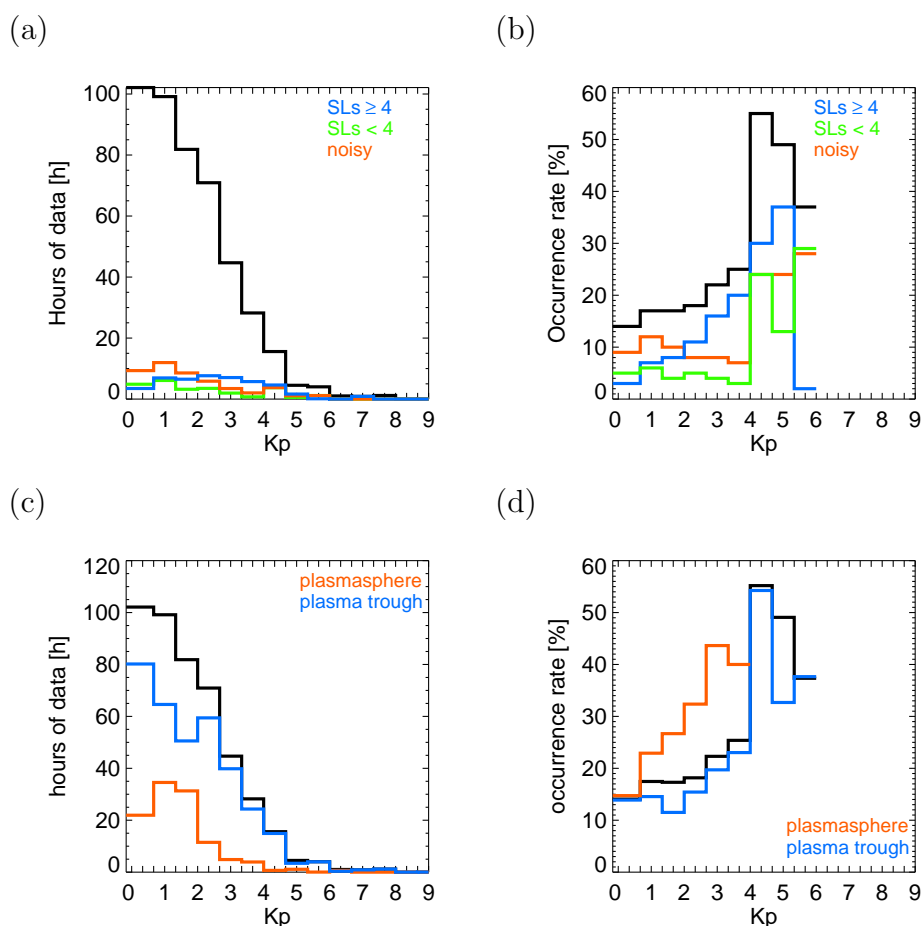


Obrázek 6.18: Poloha družice Cluster do  $7^\circ \lambda_M$  pro data z přístroje WBD měřícího v módu do 9,5 kHz. (a) Doba strávená celkovým měřením (černá čára), měřením RŠ v jehož vnitřní struktuře byly vidět alespoň 4 SČ (modrá čára), měřením RŠ jehož vnitřní struktura obsahovala méně jak 4 SČ (zelená čára) a měřením RŠ jehož vnitřní struktura byla zašuměná (oranžová čára). (b) Výsledná pravděpodobnost výskytu. Význam barevných čar je stejný jako v histogramu (a).

Celková doba strávená měřením přístroje WBD v období od roku 2001 do roku 2010 je znázorněna černou čarou na obrázku 6.18a. Barevné čáry ukazují počet hodin strávených měřením RŠ s vnitřní strukturou obsahující nejméně 4 zaznamenané SČ (modrá čára) a méně než 4 SČ (zelená čára), a měřením RŠ se zašuměnou vnitřní strukturou (červená čára). Výsledná OR je uvedena na obr. 6.18b. Barevné kódování je stejné jako v histogramu 6.18a. V některých intervalech  $L$  nemusí součet hodnot barevných čar odpovídat hodnotě, kterou ukazuje černá čára. Důvodem je započítání událostí s kombinovaným průběhem jak do emisí s vnitřní strukturou, tak do emisí se zašuměným průběhem. Ze srovnání černých čar na obr. 6.18a a 6.10a (STAFF-SA) je vidět, že na radiálních vzdálenostech  $L \geq 3$  jsou oba průběhy podobné. Rozdíl je pouze v celkovém počtu hodin strávených měřením v daném intervalu  $L$ , který je logicky pro WBD

řádově nižší. Pro  $L < 3$  nemá WBD v daném módu prakticky žádné pokrytí. Nyní porovnejme průběh OR (černých čar) na obr. 6.18b a 6.10e, které se od sebe neočekávaně liší. Kolem  $L = 4$  se oba průběhy chovají podobně, OR zde dosahuje hodnot kolem 35% a pro  $L > 8$  klesá lineárně k 0. V oblasti mezi  $L = 5$  a  $L = 8$  je OR pro WBD o cca 5% vyšší a navíc se kolem  $L = 6,5$  ukazuje druhé lokální maximum, což v datech pro STAFF-SA nevidíme. Nejvíce rozdílné jsou však průběhy pro  $L < 4$ , pro které OR na STAFF-SA klesá plynule k 0, zatímco na WBD naopak stoupá. Důvodem výše zmíněných odlišností je pravděpodobně rozdílné celkové pokrytí měření.

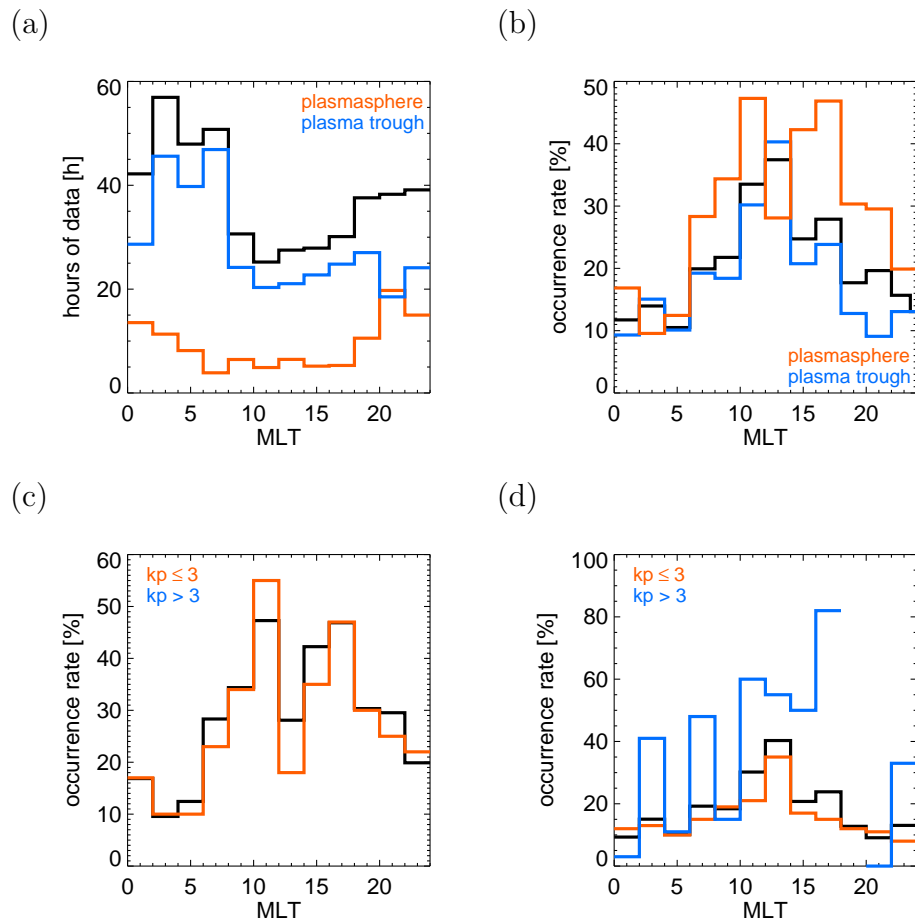
Stejně jako v případě OR z přístroje STAFF-SA je i pro WBD použita podmínka pro její zobrazení. Zobrazeny jsou pouze intervaly, ve kterých přesáhla celková doba měření více jak 120 min. Tato hranice je nižší jako pro STAFF-SA, pro který byla 180 min, a to z důvodu menšího celkového pokrytí.



Obrázek 6.19: Hodnoty Kp indexu pro všechna data naměřená do  $7^\circ \lambda_M$  v závislosti (a) na charakteru vnitřní struktury a (c) na poloze plazmopauzy. Příslušná výsledná OR je ukázána v histogramu (b), respektive (d). Význam čar v histogramech (a) a (b) je stejný jako na obr. 6.18. Oranžová a modrá čára v histogramech (c) a (d) ukazuje data naměřená v plazmosféře, respektive v plasma trough. Poloha plazmopauzy je počítaná z modelu PPCH2012.

Histogram 6.19a ukazuje závislost výskytu družic Cluster na geomagnetických podmínkách pro celkové měření přístrojem WBD (černá čára) a pro měření zahrnující pouze RŠ (barevné čáry). Výsledná OR je zobrazena na obr. 6.19b.

Význam barevných čar je stejný jako v obr. 6.18. OR emisí s počtem SČ  $\geq 4$  postupně roste se zvyšující se geomagnetickou aktivitou. Pro zašuměné emise a emise s počtem SČ  $< 4$ , jejichž výskyt je během klidných magnetosférických podmínek rovnoměrný, vzroste OR pro  $K_p \geq 4$  více jak dvojnásobně a se zvyšujícím se  $K_p$  nadále stoupá na rozdíl od OR emisí s počtem SČ  $\geq 4$ , která naopak pro  $K_p > 5$  prudce klesá. Tyto prudší změny jsou zřejmě způsobeny tím, že při vyšších  $K_p$  dochází ke generaci více emisí, jejichž vnitřní struktura se prolíná a vznikají pak zašuměné či kombinované emise s menším počtem čar ve vnitřní struktuře.



Obrázek 6.20: (a) Pokrytí měření družic Cluster do  $7^\circ \lambda_M$  v závislosti na MLT rozděleného do 2 h intervalů. (b) Výsledná pravděpodobnost výskytu. Význam barevných čar v obrázcích (a) a (b) je stejný jako v obr. 6.19c. Pravděpodobnost výskytu RŠ (c) v plazmosféře a (d) v plasma through pro všechny zaznamenané RŠ (černá čára), pro RŠ měřené během klidných geom. podmínek (oranžová čára) a pro RŠ měřené během zvýšené geom. aktivity (modrá čára).

Černá čára v histogramech 6.19c a 6.19d ukazuje stejnou závislost jako černá čára v histogramu 6.19a, respektive 6.19b. Barevné čáry však tentokrát ukazují celkový výskyt, respektive OR v plazmosféře (oranžová čára) a v plasma through (modrá čára). Pokud OR opět srovnáme s výsledky ze STAFF-SA (obr. 6.10b a 6.10f) vidíme, že na WBD její hodnota pro  $K_p > 4$  oproti STAFF-SA skokově vzroste, což je nejspíše způsobeno tím, že přístroj WBD měřil častěji v požadovaném módu během zvýšených geomagnetických podmínek. Dalším rozdílem pro měření z WBD je jeho mnohem vyšší OR v plazmosféře, která však jen více zvýrazňuje skutečnost, která byla zatelná i v datech z přístroje STAFF-SA, a to

že během klidných geom. podmínek je hranice plazmopauzy dál od Země a tedy družice častěji měří uvnitř plazmosféry. To potvrzuje i průběh celkového měření družicemi v histogramu 6.19c, kde pro větší  $K_p$  klesne počet dat naměřených v plazmosféře téměř na 0.

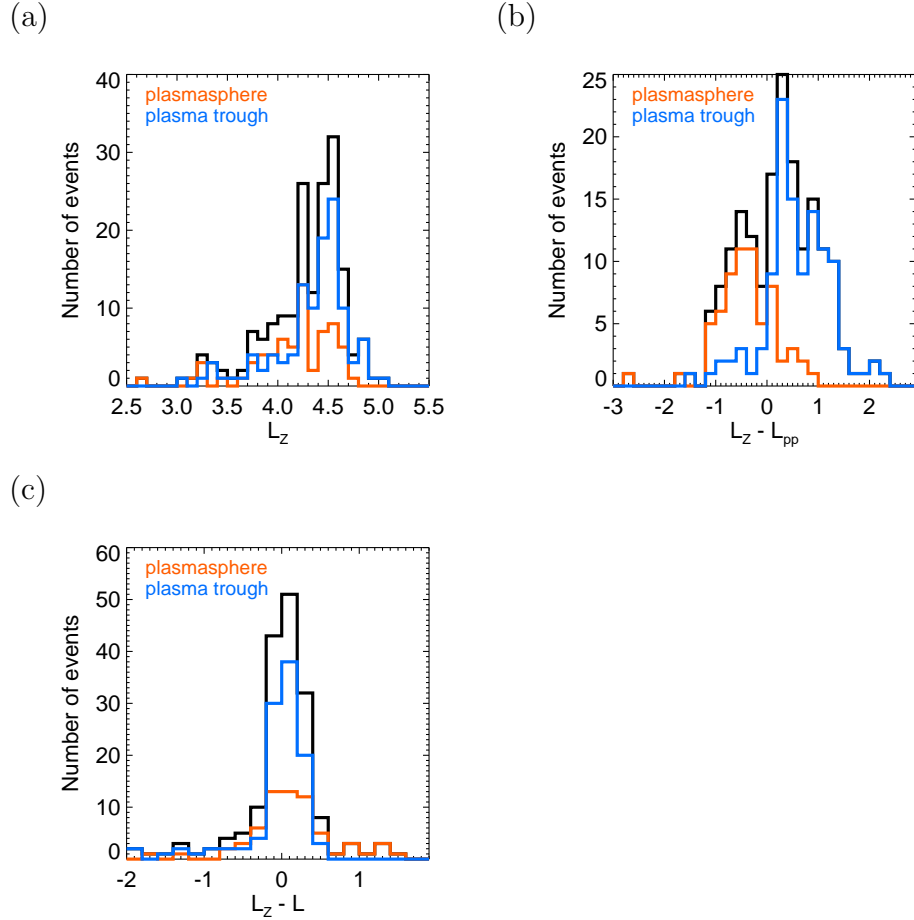
Výskyt naměřených dat v závislosti na MLT vzhledem k poloze plazmopauzy je ukázán na obr. 6.20. Histogram 6.20a ukazuje celkovou dobu strávenou měřením družicemi Cluster. Výslednou OR ukazuje histogram 6.20b. Barevné kódování je stejné jako v obr. 6.19c. Histogramy 6.20c a 6.20d ukazují podrobněji OR pro různé geom. podmínky v plazmosféře, respektive v plasma through. Zatímco v plasma through se průběh zhruba shoduje s výsledky ze STAFF-SA, v plazmosféře vychází naprosto odlišně (obr. 6.13e a 6.13f). Ze STAFF-SA vyšla v oblasti plazmosféry jen slabá závislost, avšak pro data z WBD vyšla v této oblasti podobná závislost na MLT jako v plasma through. Domníváme se, že tento nečekaný rozdíl v průbězích OR pro oblast plazmosféry je způsoben opět nedostatkem měření přístroje WBD v této oblasti, kde, pro srovnání, v každém 2-hodinovém intervalu mezi 6 a 18 h MLT je v průměru celkově jen kolem 5 hodin záznamů, na rozdíl od přístroje STAFF-SA, kde je průměrně 70–80 hodin na každý 2-hodinový interval MLT. Což pro WBD znamená méně jak 1/15 dat z celkového měření. Stejný rozdíl je i v množství dat obsahující RŠ.

#### 6.4.4 Zdrojová oblast

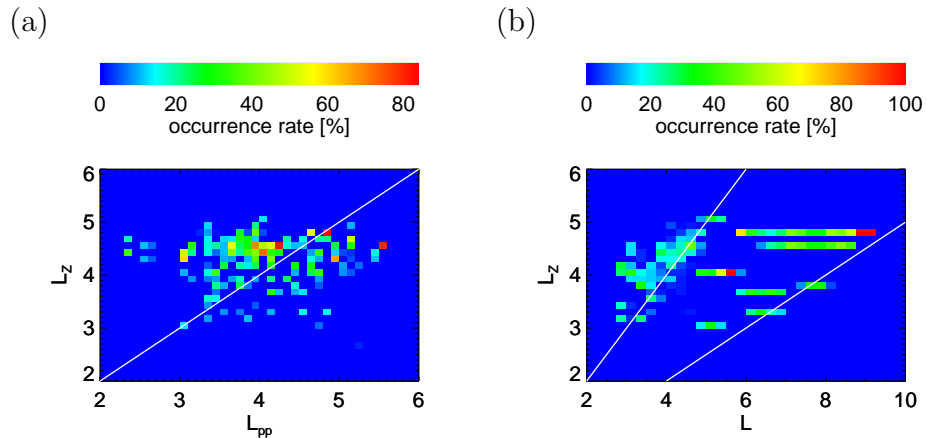
Z teorie víme, že vnitřní struktura RŠ vzniká interakcí vlny s ionty (nebude-li napsáno jinak, pro další výpočty uvažujeme pouze ionty vodíku) na jejich charakteristických cyklotronových frekvencích. Jinými slovy, rozestupy mezi SČ nám udávají velikost lokální cyklotronové frekvence v místě vzniku vlny, pomocí které je možno, za předpokladu dipólového modelu, vypočítat pomocí rovnice (3.2) radiální vzdálenost zdrojové oblasti vln. Histogram zjištěných radiálních vzdáleností zdroje  $L_Z$  ukazuje obrázek 6.21a. Nejčastější zjištěná radiální vzdálenost je kolem  $L = 4,4$ , což odpovídá velikosti cyklotronové frekvence vodíku 5,3 Hz. Počet emisí vzniklých na  $L > 5$  je téměř nulový. Nemůžeme s jistotou říci, že by emise za touto hranicí nevznikaly, ale hlavním důvodem proč v této studii zdrojovou oblast nad zmíněnou hranicí nevidíme je rozlišitelnost spektrálních čar. Ve většině analyzovaných emisí nebyla šířka SČ menší jako 3 Hz, což odpovídá více jako polovině mediánu frekvenčních rozestupů. Proto nebylo možné identifikovat zdroj na větších vzdálenostech jako  $L > 5,3$ .

Rozdíl mezi vypočtenou modelovou polohou plazmopauzy a polohou zdrojové oblasti je ukázán na obr. 6.21b. Žádný výrazný pík kolem 0 vidět není, což bohužel teorii generování RŠ v okolí plazmopauzy (viz kapitola 6.4.2) nepotvrzuje. Z obrázku je ale vidět, že emise pozorované v plazmosféře jsou v ní také častěji generované, a stejně tak to platí i pro oblast plasma through. Tato skutečnost nás přivedla k otázce vztahu mezi polohou zdroje  $L_Z$  a polohou družice  $L$  ukázaného na obr. 6.21c. Zde je vidět daleko výraznější pík kolem 0, než v předešlém obrázku. RŠ byl ve většině případů naměřen do vzdálenosti  $|L| < 0,3$  od zdrojové oblasti. S přihlédnutím k tomu, že do výsledků této podkapitoly jsou zahrnuty jen emise se zaznamenanou vnitřní strukturou, histogram 6.21c říká, že s přibývajícím vzdáleností od zdrojové oblasti se vnitřní struktura emise stává více zašuměnou. Pravděpodobným důvodem je nejspíše interakce s jinými vlnami či částicemi. Tu-





Obrázek 6.21: (a) Poloha zdrojových oblastí RŠ počítaná z rozdílu frekvencí SČ za předpokladu dipólového modelu. Oranžová a modrá čára ukazuje data zaznamenaná družicemi Cluster v plazmosféře, respektive v plasma trough. Rozdíl mezi polohou zdrojové oblasti a (b) polohou plazmopauzy, respektive (c) polohou družice. Význam barevných čar v histogramech (b) a (c) je stejný jako v histogramu (a). Poloha plazmopauzy je stanovena z modelu PPCH2012.



Obrázek 6.22: Pravděpodobnost výskytu polohy zdroje v závislosti (a) na poloze plazmopauzy počítané vzhledem k poloze družice a (b) na poloze družice. Biny jsou rozděleny v intervalu  $L_z = 0,2/0,125 \times L_{pp} = 0,2/L = 0,25$ . Bílé přímky charakterizují závislost na  $f_{ci}$  vodíku, popřípadě těžších iontů.

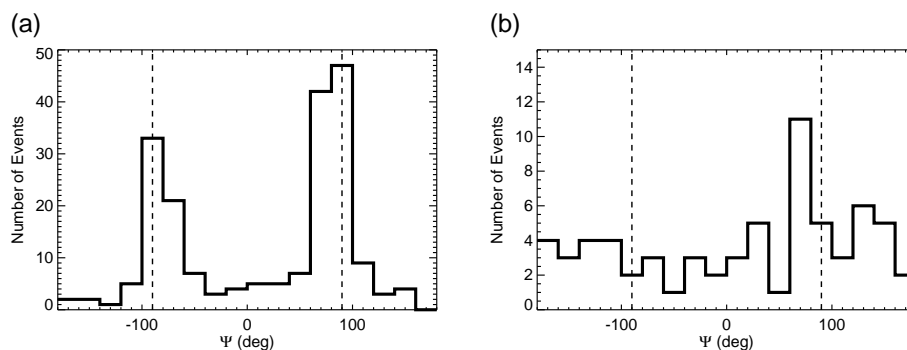
to domněnku podporuje i výsledek plynoucí z histogramu radiálních vzdáleností 6.18b, ze kterého vyplývá, že počet zašuměných emisí je v intervalech  $L < 3$  a  $L > 5,5$  větší (zvláště pro vzdálenější emise) než emisí s vnitřní strukturou.

Hodnoty použité v histogramech 6.21a–6.21c jsou mediány hodnot jednotlivých emisí.

Poslední obrázek 6.22 ukazuje detailněji vztah mezi zdrojovou oblastí a polohou plazmopauzy (6.22a), respektive polohou družice (6.22b). Hodnoty  $L_Z$ ,  $L_{pp}$  a  $L$  byly získány stejným postupem jako v obr. 6.17. Hodnota výsledné OR vznikla vydělením počtu událostí v jednotlivých bincích součtem všech událostí v příslušném intervalu  $L_{pp}$  či  $L$ . Bílá přímka  $x = y$  v obr. 6.22a zobrazuje přímou závislost na cyklotronové frekvenci vodíku  $f_{H^+}$ . Jinak řečeno pokud by zdrojová oblast ležela v blízkosti plazmopauzy byla by OR v tomto obrázku koncentrovaná kolem této přímky. Na obr. 6.22b je zobrazena kromě přímky charakterizující  $f_{H^+}$  (vlevo) také přímka charakterizující  $f_{ci}$   $2x$  ionizovaného helia ( $\alpha$  částice) nebo  $1x$  ionizovaného deuteria (vpravo). Emise vyskytující se vlevo od přímky pro vodík zjevně přichází na družici z větších vzdáleností. Pro emise vyskytující se napravo od vodíkové čáry jsou možné dvě interpretace, jednak, pokud vezmeme v úvahu souvislost s vodíkovou přímkou, se vlny mohly šířit na družici směrem od Země, a jednak mohlo jít také o emise tvořící se na  $\alpha$ /deuterium částicích, které se na družici došířily z větších radiálních vzdáleností než byla poloha družice.

## 6.5 Azimutální směr šíření RŠ

Zkombinováním měření ze STAFF-SA a WBD je možno získat azimutální úhel  $\Psi$  směru šíření vln. Němec a kol. [56] tímto způsobem získali pro období 2001–2010 úhel  $\Psi$  pro více jak 100 emisí RŠ. Ze statistické studie vyplynulo, že směr šíření se liší v závislosti na poloze plazmopauzy. Zatímco v plasma through se azimutálně RŠ šíří především v západním a východním směru kolmo k radiálnímu směru šíření (obrázek 6.23a), v plazmosféře není preferovaný žádný směr azimutálního šíření (obrázek 6.23b). Toto rozložení by mohlo být vysvětleno použitím analýzy směru šíření za předpokladu, že by RŠ vznikl na plazmopauze. Tuto teorii však bohužel studie zdrojové oblasti nepotvrdila (viz obr. 6.21).

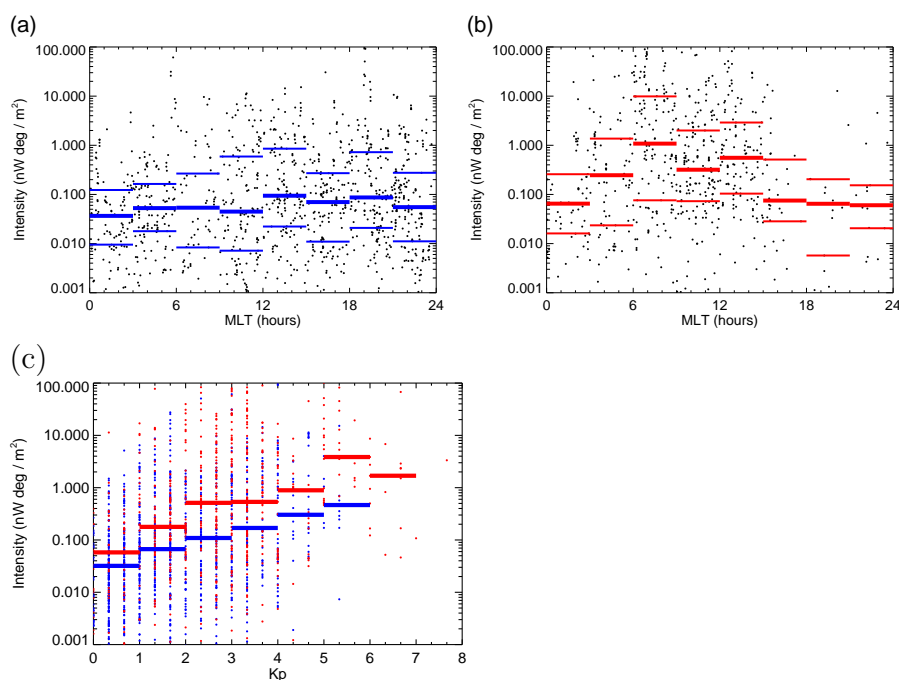


Obrázek 6.23: Histogram vypočítaných hodnot azimutálního směru šíření (a) v plasma through a (b) v plazmosféře. Azimutální úhly  $\pm 90^\circ$  odpovídající šíření východním či západním směrem jsou znázorněny čárkovanou čarou.

## 6.6 Proměnlivost intenzity RŠ s podmínkami v magnetosféře

Dosud jsme z přístroje STAFF-SA ukazovali pouze výsledky týkající se samotného výskytu družice během měření RŠ. Nyní si ukážeme jak vypadá závislost na MLT a Kp indexu v případě intenzity emise [93]. Celková intenzita se v plazmosféře jeví nezávislá na MLT (obr. 6.24a), což je stejný výsledek jako máme pro výskyt RŠ (obr. 6.13e). V plasma through je situace trochu odlišná. Zatímco v obrázku 6.13f je maximální výskyt v odpoledních hodinách, v histogramu 6.24b je nejvyšší intenzita v dopoledním sektoru. Intenzita byla zjišťována z Poyntingova vektoru integrovaného přes geomagnetickou latitudu, vymezenou začátkem a koncem časového intervalu dané emise, ve frekvenčním rozsahu do 500 Hz, což byla nejvýše stanovená spodní hybridní frekvence v průběhu celého datového souboru.

Kromě závislosti na MLT je na obrázku 6.24c vyobrazena závislost celkové intenzity na geomagnetických podmínkách.



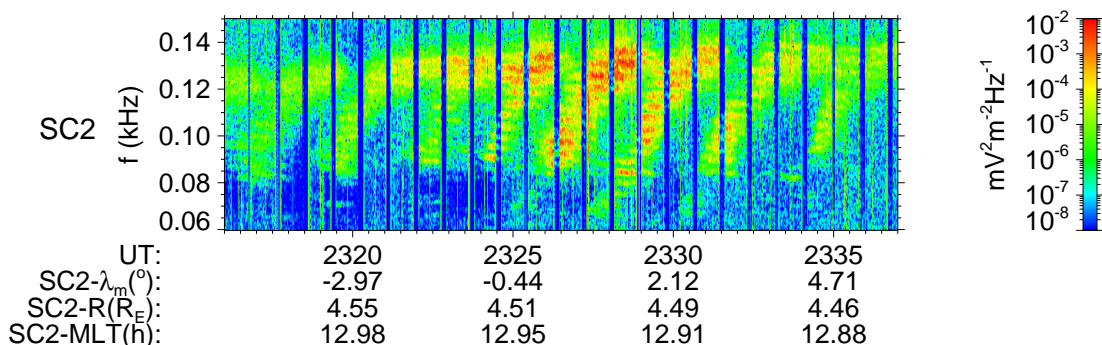
Obrázek 6.24: Celková intenzita jednotlivých emisí jako funkce MLT pozorovaná (a) v plazmosféře a (b) v plasma through. Silné plné čáry odpovídají mediánu hodnot v daném intervalu MLT, slabší pak odpovídají odspodu 1. (25%) a 3. (75%) kvartilu. (c) Celková intenzita pozorovaných emisí jako funkce Kp indexu. Plné čáry odpovídají mediánu hodnot naměřených v plazmosféře (modrá barva) a v plasma through (červená barva).

## 6.7 Kvaziperiodické modulace intenzity RŠ

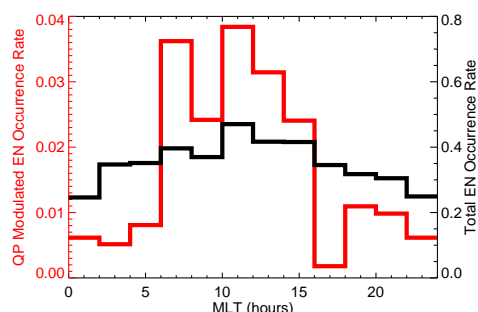
Kvaziperiodické (QP) VLF emise byly popsány v podkapitole 2.2.3 věnující se elektromagnetickým vlnám. Nedávno se zjistilo, že podobné modulace intenzity se objevují i v případě rovníkového šumu. Prezentovaly to případové studie dat z družice Themis [91] a nově i z družic Van Allen probes [92]. Němec a kol. [90]

našli tyto modulace i na datech z družic Cluster a jako první zpracovali tento fenomén statisticky pro období mezi roky 2001 a 2010. Ukázka modulovaného RŠ je vidět na obrázku 6.25. Perioda modulace v tomto případě je cca 3 min. Celkově se periody modulace pro všechny zkoumané emise pohybovaly v řádu několika minut. Na rozdíl od QP emisí, kde délka modulace fluktuuje v řádu od několika sekund do několika minut. Časová QP modulace byla jasně viditelná ve zhruba 5% zkoumaných případech. Jejich výskyt byl lokalizovaný především v ranním a poledním sektoru MLT (histogram. 6.26). Navíc se zdá, že četnost výskytu je spojena se zvýšenou magnetickou aktivitou a rychlostí slunečního větru.

### CLUSTER WBD 2003-08-23 23:16:00.015 - 2003-08-23 23:37:00.065



Obrázek 6.25: Příklad RŠ s kvaziperiodickou modulací vlnové intenzity. Emise byla naměřena 23. 8. 2003 přístrojem WBD na družici Cluster 2 v čase od 23:16 do 23:37 UT.



Obrázek 6.26: Červená část histogramu ukazuje pravděpodobnost výskytu RŠ s kvaziperiodickou modulací intenzity v závislosti na MLT v průběhu let 2001 až 2010. Celková pravděpodobnost výskytu RŠ naměřená na družicích Cluster za stejné časové období je znázorněna černou barvou. Oba histogramy jsou děleny celkovým počtem průchodů přes rovník pro  $L < 10$ .

## 7. Závěr

Tato práce je zaměřena na výzkum dat ze 4 družic projektu Cluster. Každá z těchto družic nese na palubě 11 identických vědeckých přístrojů. Pro analýzu dat uvedenou v této práci byla využita data ze dvou vlnových přístrojů STAFF-SA a WBD čerpajících informaci o velikosti elektrického a magnetického pole z přístrojů EFW a FGM. Doplnkově se ke zjištění polohy plazmopauzy využívala data z přístroje WHISPER. Systematická studie byla zaměřena na emisi rovňkový šum vyskytující se ve frekvenčním rozmezí mezi iontovou cyklotronovou a spodní hybridní frekvencí.

Popis výsledků získaných z prvních 10 let měření družic Cluster – leden 2001 až prosinec 2010 – je rozdělen na (i) statistickou analýzu dat z přístroje STAFF-SA, zaměřenou na celkový výskyt RŠ v závislosti na parametrech okolního prostředí a (ii) statistickou analýzu dat z přístroje WBD zaměřenou na zpracování vnitřní struktury RŠ.

Data z přístroje STAFF-SA poskytují kontinuální měření, ale s nižším časově-frekvenčním rozlišením než data z přístroje WBD. Tato skutečnost nám umožnila zjistit celkový výskyt RŠ v průběhu zkoumaného období. Prohlédli jsme téměř 6000 průchodů rovňkem, ve kterých jsme ručně metodou vyhledali přítomnost RŠ. K identifikaci emise jsme sestavili tři výběrová kritéria: (1) práh pro intenzitu fluktuací elektrického a magnetického pole, (2) rozmezí magnetické šířky  $\lambda_M$  pro polohu maxima elektrické a magnetické PSD a (3) lineární polarizaci magnetického pole. Použitím těchto kritérií vznikla rozsáhlá databáze obsahující více jak 2200 záznamů. Změna orbity, která proběhla v průběhu zkoumaného období, umožnila zkoumat RŠ na poměrně velkém rozsahu radiálních vzdáleností ( $L = 1.1$  až  $L = 10$ ). Emise byla pozorována na všech zkoumaných vzdálenostech, ale nejvíce se vyskytovala mezi  $L = 3$  a  $L = 5,5$ . Pro  $L < 2,5$  a  $L > 8,5$  byl naopak její výskyt velmi nízký ( $< 6\%$ ). Více jak 90% emisí leželo do  $10^\circ$  od rovňku a jejich OR byla vyšší během porušených magnetických podmínek.

Studiem závislosti výskytu RŠ na magnetickém lokálním čase jsme zjistili, že v oblasti plazmosféry se tato závislost projevuje jen velmi slabě. Naopak v plasma through je OR na MLT závislá poměrně silně. Maximum (až 40%) je pozorováno během dne kolem 15 h MLT, zatímco minimum nastává kolem půlnoci. Rozdíl mezi maximem a minimem je více jak 30% (pro porušené magnetické podmínky je rozdíl dokonce větší jak 50%).

Část zaměřená na data z přístroje WBD se zabývala hlavně studiem vnitřní struktury RŠ. Celkově bylo na WBD zaznamenáno 342 emisí, přičemž v 266 z nich byla jasně viditelná vnitřní struktura. 177 emisí obsahovalo více jak 4 SČ v jednom systému a mohlo být dále analyzováno. Emisí s kombinovaným průběhem se našlo 92. Celkově bylo SČ vidět v 78% případů (v 52% analyzovaných případech). Identifikace SČ probíhala vizuálně pro každou emisi zvlášť. V některých případech byl počet identifikovaných SČ vyšší jak 20, ale pouze v oblasti plasma through. SČ byly identifikovány na všech frekvencích od trojnásobku lokální protonové cyklotronové frekvence až po spodní hybridní frekvenci. Frekvenční intervaly mezi jednotlivými SČ dosahovaly nejčastěji hodnot mezi 4 až 6 Hz, přičemž výsledná radiální vzdálenost se nacházela nejčastěji na  $L = 4,4$ . Vzhledem k šířce SČ, která nebyla menší než 3 Hz, nebylo možno identifikovat zdroj na  $L > 5,3$ .

Lokalizace zdrojové oblasti na plazmopauze [52] nebyla našimi výsledky potvrzena, avšak z porovnání vzdálenosti družice a zdrojové oblasti je zřejmé, že emise s vnitřní strukturou jsou častěji pozorované v blízkosti zdrojové oblasti. S přibývajícím radiální vzdáleností od zdroje se jejich vnitřní struktura stává, nejspíše vinou interakcí s jinými částicemi či vlnami, nerozlišitelnou.

# Literatura

- [1] Kivelson, Margaret G. a Christopher T. Russel. *Introduction to Space Physics*. USA: Cambridge University Press, 1995. ISBN 0-521-45714-9.
- [2] Petr Kulháněk. *Úvod do teorie plazmatu*. 1. vydání. ČR (Praha): AGA, březen 2011. ISBN 978-80-904582-2-2.
- [3] Eastman, T. E., L. A. Frank, W. K. Peterson a W. Lennartsson. The plasma sheet boundary layer. *J. Geophys. Res.* 1984, vol. 89, p. 1553-1572. ISSN 0148-0227.
- [4] Baumjohann, W., G. Paschmann a C. A. Cattell. Average plasma properties in the central plasma sheet. *J. Geophys. Res.* 1989, vol. 94, p. 6597-6606. ISSN 0148-0227.
- [5] J. A. Van Allen, G. H. Ludwig, E. C. Ray a C. E. McIlwain. Observation of High Intensity Radiation by Satellites 1958 Alpha and Gamma. *Jet Propulsion*. 1958, vol. 28, p. 588-92.
- [6] Yuri Y. Shprits et al. Unusual stable trapping of the ultrarelativistic electrons in the Van Allen radiation belts. *Nature Physics*. 2013, vol. 9, p. 699-703. DOI 10.1038/nphys2760.
- [7] Baumjohann, W. a R. A. Treumann. *Basic Space Plasma Physics*. UK (London): Imperial Coll. Press, 1996. ISBN 1-86094-079-X.
- [8] Francis F. Chen. *Úvod do fyziky plazmatu*. 3. vydání. Praha: Academia, 1984.
- [9] Daglis, Ioannis A., Richard M. Thorne, Wolfgang Baumjohann a Stefano Orsini. The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay. *Reviews of Geophys.* 1999, vol. 37, p. 407-438. DOI 10.1029/1999RG900009.
- [10] Baker, D. N., J. H. Allen, S. G. Kanekal a G. D. Reeves. Disturbed space environment may have been related to pager satellite failure. *Eos Trans. AGU*. 1998, vol. 79, p. 477. DOI 10.1029/98EO00359.
- [11] Horne, Richard B., Mai Mai Lam a Janet C. Green. Energetic electron precipitation from the outer radiation belt during geomagnetic storms. *Geophys. Res. Lett.* 2009, vol. 36. DOI 10.1029/2009GL040236.
- [12] Thorne, R. M. Energetic radiation belt electron precipitation: A natural depletion mechanism for stratospheric ozone. *Science*. 1977, vol. 195, p. 287-289. DOI 10.1126/science.195.4275.287.
- [13] Carpenter, D. L. Whistler evidence of the dynamic behavior of the duskside bulge in the plasmasphere. *J. Geophys. Res.* 1970, vol. 75, iss. 19, pp. 3837-3847. DOI 10.1029/JA075i019p03837.
- [14] Carpenter, D. L. a R.R. Anderson. An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1992, vol. 97, p. 1097-1108. ISSN 0148-0227.

- [15] Moldwin, M. B. et al. A new model of the location of the plasmopause: CRRES results. *J. of Geophys. Res. Space Physics*. 2002, vol. 107, p. SMP 2-1. DOI 10.1029/2001JA009211.
- [16] O'Brien, T. P. a M. B. Moldwin. Empirical plasmopause models from magnetic indices. *Geophys. Res. Lett.* 2003, vol. 30, p. 1-1. DOI 10.1029/2002GL016007.
- [17] Heilig, B. a H. Lühr. New plasmopause model derived from CHAMP field-aligned current signatures. *Ann. Geophys.* 2013, vol. 31, p. 529-539. DOI 10.5194/angeo-31-529-2013.
- [18] Sedlák, Bedřich a Ivan Štoll. *Elektrina a Magnetismus*. 2. vydání. Praha: Academia, 2002. ISBN 80-200-1004-1.
- [19] Swanson, D. G. *Plasma Waves*. 2. vydání. UK: Institut of Physics Publishing, 2003. ISBN 0-7503-0927-X.
- [20] Stix, Thomas Howard *Waves in Plasmas*, USA: Springer - Verlag New York, Inc., 1992. ISBN 0-88318-859-7.
- [21] Gurnett, D. A. a A. Bhattacharjee. *Introduction to plasma physics : with space and laboratory applications*. Cambridge University Press, 2005. ISBN 978-0-521-36730-1.
- [22] Horová Z.: *Demonstrace základních vlastností šíření vlna na datech umělých družic*. Praha, 2007. Knihovna Matematicko-fyzikální fakulty. Diplomová práce. Univerzita Karlova.
- [23] Gendrin, R. Waves and wave-particle interactions in the magnetosphere: A review. *Space Sci. Reviews*. 1975, vol. 18, p. 145-200. DOI 10.1007/BF00172533.
- [24] Gurnett, D. A. a U. S. Inan. Plasma wave observations with the Dynamics Explorer 1 spacecraft. *Rev. of Geophys.* 1988, vol. 26, p. 285-316. DOI 10.1029/RG026i002p00285.
- [25] Lamport, Leslie. *Handbook of atmospheric electrodynamics*. USA: CRC press, Inc. , 1995. ISBN 0-8493-2520-X.
- [26] Kennel, C. F. a F. Engelmann. Velocity Space Diffusion from Weak Plasma Turbulence in a Magnetic Field. *Physics of Fluids*. 1966, vol. 9, p. 2377-2388. DOI 10.1063/1.1761629.
- [27] Meredith, N. P., R. B. Horne, R. M. Thorne a R. R. Anderson. Favored regions for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies in the Earth's outer radiation belt. *Geophys. Res. Lett.* 2003, vol. 30. DOI 10.1029/2003GL017698.
- [28] Li, W. et al. Global distribution of whistler-mode chorus waves observed on the THEMIS spacecraft. *Geophys. Res. Lett.* 2009a, vol. 36. DOI 10.1029/2009GL037595.



- [29] Horne, R. B. a R. M. Thorne. Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storms. *Geophys. Res. Lett.* 1998, vol. 25, p. 3011-3014. DOI 10.1029/98GL01002.
- [30] Shprits, Y. Y. Potential waves for pitch-angle scattering of near equatorially mirroring electrons due to violation of the second adiabatic invariant. *Geophys. Res. Lett.* 2009, vol. 36. DOI 10.1029/2009GL038322.
- [31] Thorne, R. M. Radiation belt dynamics: The importance of wave-particle interactions. *Geophys. Res. Lett.* 2010, vol. 37. DOI 10.1029/2010GL044990.
- [32] Hikishima, M., S. Yagatani, Y. Omura a I. Nagano. Coherent non-linear scattering of energetic electrons in the process of whistler mode chorus generation. *J. Geophys. Res.* 2009, vol. 114. DOI 10.1029/2009JA014371.
- [33] Horne, R. B. a R. M. Thorne. Relativistic electron acceleration and precipitation during resonant interactions with whistler-mode chorus. *Geophys. Res. Lett.* 2003, vol. 30. DOI 10.1029/2003GL016973.
- [34] Lyons, L. R. a R. M. Thorne. Equilibrium structure of radiation belt electrons. *J. Geophys. Res.* 1973, vol. 78, p. 2142–2149. DOI 10.1029/JA078i013p02142.
- [35] Abel, B. a R. M. Thorne. Electron scattering loss in Earth's inner magnetosphere: 1. Dominant physical processes. *J. Geophys. Res.* 1998, vol. 103, p. 2385–2396. DOI 10.1029/97JA02919.
- [36] Bortnik, J., R. M. Thorne a N. P. Meredith. The unexpected origin of plasmaspheric hiss from discrete chorus emissions. *Nature.* 2008b, vol. 452, p. 62-66. DOI 10.1038/nature06741.
- [37] Bortnik, J., R. M. Thorne a N. P. Meredith. Plasmaspheric hiss overview and relation to chorus. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2009a, vol. 71. DOI 10.1016/j.jastp.2009.03.023.
- [38] Baker, D. N. et al. Low-altitude measurements of 2–6 MeV electron trapping lifetimes at  $1.5 \leq L \leq 2.5$ . *Geophys. Res. Lett.* 2007, vol. 34. DOI 10.1029/2007GL031007.
- [39] Summers, D. et al. Electron scattering by whistler-mode ELF hiss in plasmaspheric plumes. *J. Geophys. Res.* 2008, vol. 113. DOI 10.1029/2007JA012678.
- [40] Sazhin, S. S., K. Bullough a M. Hayakawa. Auroral hiss: a review. *Planet. Space Sri.* 1993, vol. 41, p. 153-166. DOI 10.1016/0032-0633(93)90045-4.
- [41] Gurnett D. A., S. D. Shawhan a R. R. Shaw. Auroral hiss, Z mode radiation, and auroral kilometric radiation in the polar magnetosphere: DE 1 observations. *J. Geophys. Res.* 1983, vol. 88, p. 329–340. DOI 10.1029/JA088iA01p00329.

- [42] Hayosh, M., F. Němec, O. Santolík a M. Parrot. Statistical investigation of VLF quasiperiodic emissions measured by the DEMETER spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2014, 119, 8063–8072, DOI 10.1002/2013JA019731.
- [43] Manninen, J., A. G. Demekhov, E. E. Titova, A. E. Kozlovsky a D. L. Pasmanik. Quasiperiodic VLF emissions with short-period modulation and their relationship to whistlers: A case study. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2014, vol. 119, p. 3544–3557. DOI 10.1002/2013JA019743.
- [44] Hayosh, M., D. L. Pasmanik, A. G. Demekhov, O. Santolík, M. Parrot a E. E. Titova. Simultaneous observations of quasi-periodic ELF/VLF wave emissions and electron precipitation by DEMETER satellite: A case study. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2013, vol. 118. p. 4523–4533, DOI 10.1002/jgra.50179.
- [45] Hayosh M., F. Němec, O. Santolík a M. Parrot. Propagation properties of quasiperiodic VLF emissions observed by the DEMETER spacecraft. *Geophys. Res. Lett.* 2016, vol. 43. p. 1007–1014, DOI 10.1002/2015GL067373.
- [46] Russell, Christopher T., Robert E. Holzer a Edward J. Smith. OGO 3 Observations of ELF Noise in the Magnetosphere: 2. The nature of the equatorial noise. *J. Geophys. Res.* 1970, vol. 75, iss. 4, p. 755. DOI 10.1029/JA075i004p00755.
- [47] Gurnett, D. A. Plasma wave interactions with energetic ions near the magnetic equator. *J. Geophys. Res.* 1976, vol. 81, p. 2765–2770. DOI 10.1029/JA081i016p02765.
- [48] Santolík, O., J. S. Pickett, D. A. Gurnett, M. Maksimovic a N. Cornilleau-Wehrin. Spatiotemporal variability and propagation of equatorial noise observed by Cluster. *J. Geophys. Res.* 2002, vol. 107, iss. A12. DOI 10.1029/2001JA009159.
- [49] Tsurutani, Bruce T., Barbara J. Falkowski, Jolene S. Pickett, Olga P. Verkhoglyadova, Ondrej Santolik a Gurbax S. Lakhina. Extremely intense ELF magnetosonic waves: A survey of polar observations. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2014, vol. 119, iss. 2, p. 964–977. DOI 10.1002/2013JA019284.
- [50] Curtis, S. A. a C. S. Wu. Gyroharmonic emissions induced by energetic ions in the equatorial plasmasphere. *J. Geophys. Res.* 1979, vol. 84, p. 2597–2607. DOI 10.1029/JA084iA06p02597.
- [51] Kasahara, Yoshiya, Hideki Kenmochi a Iwane Kimura. Propagation characteristics of the ELF emissions observed by the satellite Akebono in the magnetic equatorial region. *Radio Science*. 1994, vol. 29, iss. 4, p. 751–767. DOI 10.1029/94RS00445.
- [52] Horne, R. B., G. V. Wheeler a H. S. C. K. Alleyne. Proton and electron heating by radially propagating fast magnetosonic waves. *J. Geophys. Res.* 2000, vol. 105(A12), p. 27597–27610. DOI 10.1029/2000JA000018.

- [53] Xiao, Fuliang, Qinghua Zhou, Zhaoguo He a Lijun Tang. Three-dimensional ray tracing of fast magnetosonic waves. *J. Geophys. Res.* 2012, vol. 117, iss. A6. DOI 10.1029/2012JA017589
- [54] Chen, Lunjin a Richard M. Thorne. Perpendicular propagation of magnetosonic waves. *Geophys. Res. Lett.* 2012, vol. 39, iss. 14. DOI 10.1029/2012GL052485.
- [55] Laakso H., H. Junginger, A. Roux, R. Schmidt a C. de Villedary. Magnetoson Waves Above  $f_c(H^+)$  at Geostationary orbit: GEOS 2 Results. *J. Geophys. Res.* 1990, vol. 95, p. 10609-10621. DOI 10.1029/JA095iA07p10609.
- [56] Němec, F., O. Santolík, J. S. Pickett, Z. Hrbáčková a N. Cornilleau-Wehrlin. Azimuthal directions of equatorial noise propagation determined using 10 years of data from the Cluster spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2013, vol. 118, p. 7160-7169. DOI 10.1002/2013JA019373.
- [57] Posch, J. L. et al. Low-harmonic magnetosonic waves observed by the Van Allen Probes. *J. Geophys. Res.* 2015, vol. 120, iss. 8, p. 6230-6257. DOI 10.1002/2015JA021179.
- [58] Ma, Q. et al. The trapping of equatorial magnetosonic waves in the Earth's outer plasmasphere. *Geophys. Res. Lett.* 2014, vol. 41, iss. 18, p. 6307-6313. DOI 10.1002/2014GL061414.
- [59] Santolík O., F. Němec, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy a N. Cornilleau-Wehrlin. Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency. *Ann. Geophys.* 2004, vol. 22, p. 2587-2595. DOI 10.5194/angeo-22-2587-2004.
- [60] Green, J. L., S. Boardsen, L. Garcia, W. W. L. Taylor, S.F. Fung a B.W. Reinisch. On the origin of whistler mode radiation in the plasmasphere. *J. Geophys. Res.* 2005, vol. 110, ID p. A03201. DOI 10.1029/2004JA010495.
- [61] Němec F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy a N. Cornilleau-Wehrlin. Initial results of a survey of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft. *Planetary and Space Science.* 2005, vol. 53, iss. 1-3, p. 291-298. DOI 10.1016/j.pss.2004.09.055.
- [62] Němec, F. et al. Equatorial noise: Statistical study of its localization and the derived number density. *Adv. Space Res.* 2006, vol. 37, iss. 3, p. 610-616. DOI 10.1016/j.asr.2005.03.025.
- [63] Pokhotelov, D., F. Lefeuvre, R. B. Horne a N. Cornilleau-Wehrlin. Survey of ELF-VLF plasma waves in outer radiation belt observed by Cluster STAFF-SA experiment. *Ann. Geophys.* 2008, vol. 26, p. 3269-3277. DOI 10.5194/angeo-26-3269-2008.
- [64] Meredith, Nigel P., Richard B. Horne a Roger R. Anderson. Survey of magnetosonic waves and proton ring distributions in the Earth's inner magnetosphere. *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2008, vol. 113, iss. A6. DOI 10.1029/2007JA012975.

- [65] Ma, Q., W. Li, R. M. Thorne a V. Angelopoulos. Global distribution of equatorial magnetosonic waves observed by THEMIS. *Geophys. Res. Lett.* 2013, vol. 40. p. 1895-1901. DOI 10.1002/grl.50434.
- [66] Perraut, S., A. Roux, P. Robert, R. Gendrin, J.-A. Sauvaud, J.-M. Bosqued, G. Kremser a A. Korth. A systematic study of ULF waves above  $F_{H+}$  from GEOS 1 and 2 measurements and their relationships with proton ring distributions. *J. Geophys. Res.* 1982, vol. 87, p. 6219-6236. DOI 10.1029/JA087iA08p06219.
- [67] Balikhin, Michael A. Observations of discrete harmonics emerging from equatorial noise. *Nature Communications.* 2015, vol. 6. DOI 10.1038/ncomms8703.
- [68] Boardsen, S. A., D. L. Gallagher, D. A. Gurnett, W. K. Peterson a J. L. Green. Funnel-shaped, low-frequency equatorial waves. *J. Geophys. Res.* 1992, vol. 97, p. 14,967-14,976. DOI 10.1029/92JA00827.
- [69] Chen, Lunjin, Richard M. Thorne, Vania K. Jordanova a Richard B. Horne. Global simulation of magnetosonic wave instability in the storm time magnetosphere. *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2010, vol. 115, iss. A11. DOI 10.1029/2010JA015707.
- [70] Chen, Lunjin, Richard M. Thorne, Vania K. Jordanova, Michelle F. Thomsen a Richard B. Horne. Magnetosonic wave instability analysis for proton ring distributions observed by the LANL magnetospheric plasma analyzer. *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2011, vol. 116, iss. A3. DOI 10.1029/2010JA016068.
- [71] Chen, L., J. Sun, Q. Lu, X. Gao, Z. Xia a Z. Zhima. Generation of magnetosonic waves over a continuous spectrum. *J. Geophys. Res. Space Physics.* 2016, vol. 121. DOI 10.1002/2015JA022089.
- [72] Baker, D. N. J. B. Blake, L. B. Callis, J. R. Cummings, D. Hovestadt, S. Kanekal, B. Klecker, R. A. Mewaldt, a R. D. Zwickl. Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX. *Geophys. Res. Lett.* 1994, vol. 21, iss. 6, p. 409-412. DOI 10.1029/93GL03532.
- [73] Blake, J. B. D. N. Baker, N. Turner, K. W. Ogilvie, a R. P. Lepping. Correlation of changes in the outer-zone relativistic-electron population with upstream solar wind and magnetic field measurements. *Geophys. Res. Lett.* 1997, vol. 24, iss. 8, p. 927-929. DOI 10.1029/97GL00859.
- [74] Horne, Richard B., Richard M. Thorne, Sarah A. Glauert, Nigel P. Meredith, Dimitry Pokhotelov a Ondřej Santolík. Electron acceleration in the Van Allen radiation belts by fast magnetosonic waves. *Geophys. Res. Lett.* 2007, vol. 34, iss. 17, p. L17107. DOI 10.1029/2007GL030267.
- [75] Li, Jinxing et al. Interactions between magnetosonic waves and radiation belt electrons: Comparisons of quasi-linear calculations with test particle simulations. *Geophys. Res. Lett.* 2014, vol. 41, iss. 14, p. 4828-4834. DOI 10.1002/2014GL060461.

- [76] Mourenas, D., A. V. Artemyev, O. V. Agapitov a V. Krasnoselskikh. Analytical estimates of electron quasi-linear diffusion by fast magnetosonic waves. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2013, vol. 118, iss. 6, p. 3096-3112. DOI 10.1002/jgra.50349.
- [77] Bortnik, J. a R. M. Thorne. Transit time scattering of energetic electrons due to equatorially confined magnetosonic waves. *J. Geophys. Res.* 2010, vol. 115, iss. A7. DOI 10.1029/2010JA015283.
- [78] Xiao, Fuliang et al. Wave-driven butterfly distribution of Van Allen belt relativistic electrons. *Nature Communications*. 2015, vol. 6. DOI 10.1038/ncomms9590.
- [79] Gustafsson, G. et al. The Electric Field and Wave Experiment for the Cluster Mission. *Space Sci. Reviews*. 1997, vol. 79, p. 137-156. DOI 10.1023/A:1004975108657.
- [80] Laakso, H., M. Taylor a C.P. Escoubet - editoři. *The Cluster Active Archive*. Dordrecht Heidelberg London New York: Springer, 2010. ISBN 978-90-481-3498-4.
- [81] Cornilleau-Wehrin, N. et al. The Cluster spatio-temporal analysis of field fluctuations (STAFF) experiment. *Space Sci. Reviews*. 1997, vol. 79, p. 107-136. ISSN 0038-6308.
- [82] Cornilleau-Wehrin, N. et al. First results obtained by the Cluster STAFF experiment. *Ann. Geophys.* 2003, vol. 21, p. 437-456. DOI 10.5194/angeo-21-437-2003.
- [83] Gurnett, D. A., R.L. Huff a D.L Kirchner. The Wide-band plasma wave investigation. *Space Sci. Reviews*. 1997, vol. 79, p. 195-208. DOI 10.1023/A:1004966823678.
- [84] Décréau, P. M. E. et al. Whisper, a Resonance Sounder and Wave Analyser: Performances and Perspectives for the Cluster Mission. *Space Sci. Reviews*. 1997, vol. 79, p. 157-193. DOI 10.1023/A:1004931326404.
- [85] Hrbáčková, Z. *Studium elektromagnetických vln v blízkosti geomagnetického rovníku ve výšce několika poloměrů Země*. 2009. Diplomová práce. Univerzita Karlova v Praze. Matematicko-fyzikální fakulta. Vedoucí práce Ondřej Santolík.
- [86] Santolík O.: *Propagation Analysis of STAFF-SA Data with Coherency Tests (A User's Guide to PRASSADCO)*, 2003. Dostupné z:  
[http://aurora.troja.mff.cuni.cz/~santolik/PRASSADCO/staff\\_sa/](http://aurora.troja.mff.cuni.cz/~santolik/PRASSADCO/staff_sa/)
- [87] Santolík O., M. Parrot a F. Lefeuvre. Singular value decomposition methods for wave propagation analysis. *Radio Science*. 2003, vol. 38, p. 10-1. DOI 10.1029/2000RS002523.

- [88] Hrbáčková Z., O. Santolík, F. Němec, E. Macúšová a N. Cornilleau-Wehrlin. Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2015, vol. 120, p. 1007-1021. DOI 10.1002/2014JA020268.
- [89] Hrbáčková Z. a O. Santolík. Occurrence Rate of Equatorial Noise Emissions as a Function of the McIlwain's Parameter. J. Šafránková a J. Pavlů (editoři). *WDS'12 Proceedings of Contributed Papers*. Místo publikování: MAT-FYZPRESS, 2012. Part II, p. 205–209. ISBN 978-80-7378-225-2.
- [90] Němec, F., O. Santolík, Z. Hrbáčková, J. S. Pickett a N. Cornilleau-Wehrlin. Equatorial noise emissions with quasiperiodic modulation of wave intensity. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2015, vol. 120, p. 2649-2661. DOI 10.1002/2014JA020816.
- [91] Fu, H. S. et al. First observation of rising-tone magnetosonic waves, *Geophys. Res. Lett.* 2014, vol. 41, p. 7419–7426. DOI 10.1002/2014GL061867.
- [92] Boardsen, S. A., G. B. Hospodarsky, C. A. Kletzing, R. F. Pfaff, W. S. Kurth, J. R. Wygant a E. A. MacDonald. Van Allen Probe observations of periodic rising frequencies of the fast magnetosonic mode, *Geophys. Res. Lett.* 2014, vol. 41, p. 8161–8168. DOI 10.1002/2014GL062020.
- [93] Němec, F., O. Santolík, Z. Hrbáčková a N. Cornilleau-Wehrlin. Intensities and spatiotemporal variability of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2015, vol. 120, p. 1620-1632. DOI 10.1002/2014JA020814.

# A Přiložené publikace

## A.1 Hrbáčková a Santolík (2012)

Hrbáčková Z., O. Santolík. Occurrence Rate of Equatorial Noise Emissions as a Function of the McIlwain's Parameter. J. Šafránková a J. Pavlů (editors). *WDS'12 Proceedings of Contributed Papers*. Místo publikování: MATFYZPRESS, 2012. Part II, p. 205–209. ISBN 978-80-7378-225-2.

## Occurrence Rate of Equatorial Noise Emissions as a Function of the McIlwain's Parameter

Z. Hrbáčková, O. Santolík

Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Prague, Czech Republic.

Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic.

**Abstract.** We report results of a statistical analysis of equatorial noise (EN) emissions based on the data set collected by the four Cluster spacecraft between January 2001 and December 2010. We have investigated a large range of the McIlwain's parameter from  $L \approx 1$  to  $L \approx 11$  thanks to the change of orbital parameters of the Cluster mission. We have processed data from the STAFF-SA instruments which analyze measurements of electric and magnetic field fluctuations onboard and provide us with hermitian spectral matrices. We have used linear polarization of magnetic field fluctuations as a selection criterion. Propagation in the vicinity of the geomagnetic equator has been used as an additional criterion for recognition of EN. We have identified about 6000 equatorial passages of all four spacecraft during the investigated time period and about 2000 passages in which we observed EN emissions. We demonstrate that EN can occur almost at all the analyzed  $L$  shells. However, the occurrence rate at  $L$  shells below 2 and above 8.5 is very low. At  $L$  shells above 10 the occurrence rate is zero. We show that EN is dependent on the magnetic local time. The occurrence rate is lower on the night side and it is higher around the noon.

### Introduction

It is important to understand the dynamics of relativistic electrons in the outer Van Allen radiation belt (approximately at  $L$  shells from 3 to 7). These electrons can damage satellites [e.g., *Baker*, 2001] and may penetrate to low altitudes where they affect the chemistry of the middle atmosphere [e.g., *Lastovicka*, 1996]. The fluxes of these energetic electrons can change dramatically due to transport, loss processes and acceleration.

Acceleration of electrons can be caused by wave-particle interaction. Equatorial noise (EN) electromagnetic emission represents one of the wave modes which can interact with these electrons and energizes them. EN can accelerate only electrons with energies above 10 keV [*Horne*, 2007]. Magnetic field fluctuations of these waves are linearly polarized and they are most intense in the frequency range between the ion cyclotron frequency ( $f_{cH}$ ) and the lower hybrid resonance ( $f_{lh}$ ) [*Santolík et al.*, 2004]. EN propagates in the vicinity of the geomagnetic equator almost perpendicular to the static magnetic field  $B_0$ . The basic properties of EN were described for the first time by *Russell et al.* (1970) and in more detail (mainly concerning the inner structure — spectral lines) by *Gurnett* (1976), *Perraut et al.* (1982) and *Boardsen et al.* (1992). The generation mechanism of EN emissions has been proposed by *Perraut et al.* (1982) using ringlike distribution functions at a pitch angle of  $90^\circ$ .

Analysis of data from the Cluster spacecraft by *Santolík et al.* (2004) shows the occurrence rate of EN at magnetic latitudes between  $-30^\circ$  and  $+30^\circ$  and at radial distances between 3.9 and 5 Earth radii is 60% during the first 2 years of Cluster measurements and the emissions are mainly located within  $10^\circ$  of the geomagnetic equator. According to *Green et al.* (2005) EN occurs most often around the noon to afternoon sector of the magnetic local time.



	equator passages	events	occurrence rate [%]	$L$ shells
2001	389	199	51	3.9–4.5
2002	509	234	46	4.0–5.0
2003	579	340	59	4.0–4.9
2004	565	295	52	4.0–4.8
2005	572	372	65	3.9–5.3
2006	567	286	50	3.6–4.8
2007	568	229	40	2.7–11.0
2008	603	100	17	2.1–11.0
2009	707	25	4	1.5–11.0
2010	804	86	11	1.2–10.9
total	5863	2166	—	—
total 01–06	3181	1726	54	—

**Table 1.** Summary of the EN emissions detected between January 2001 and December 2010.

## Observations

We have used data between January 2001 and December 2010 measured by the STAFF-SA experiment [Cornilleau-Wehrlin *et al.*, 1997] located on board of the four spacecraft of the Cluster mission. We visually checked all data in the vicinity of the geomagnetic equator ( $\lambda_M \leq |30^\circ|$ ) at distances between  $L \approx 1$  and  $L \approx 11$  for the presence of the events that fulfill the three selection criteria — lower thresholds for power spectral density (PSD) of electric and magnetic field fluctuations (FF), position of maximum PSDs of electric and magnetic FFs and linear polarization of the magnetic FFs (see Hrbáčková *et al.* (2011) for more details). The dipole model of the magnetic field was used for the calculation of  $L$  shells.

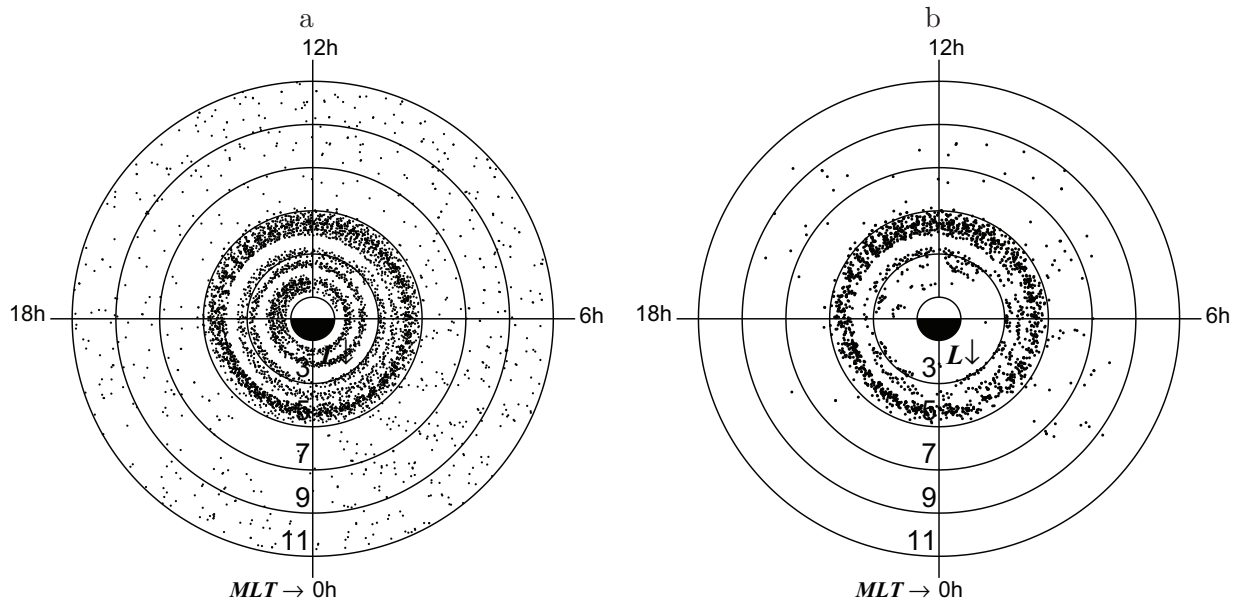
Since 2006, the Cluster satellites have slowly drifted away from their initial polar orbits. Meanwhile, the perigees of their orbits have decreased to just a few hundreds of kilometers. This enabled us to analyze data from a large range of  $L$  shells completely covering the outer radiation belt. The overall statistics for all the investigated years is summarized in Table 1. Altogether, 5863 equatorial passages were analyzed. These passages were counted separately for each of the spacecraft. We have identified 2166 EN events in total. The average occurrence rate between the years 2001 and 2006 is 54%. It falls below 20% when the orbit changed. The last column shows the  $L$  shells in which the spacecraft were measured in our selected data set for each year separately.

## Occurrence of EN

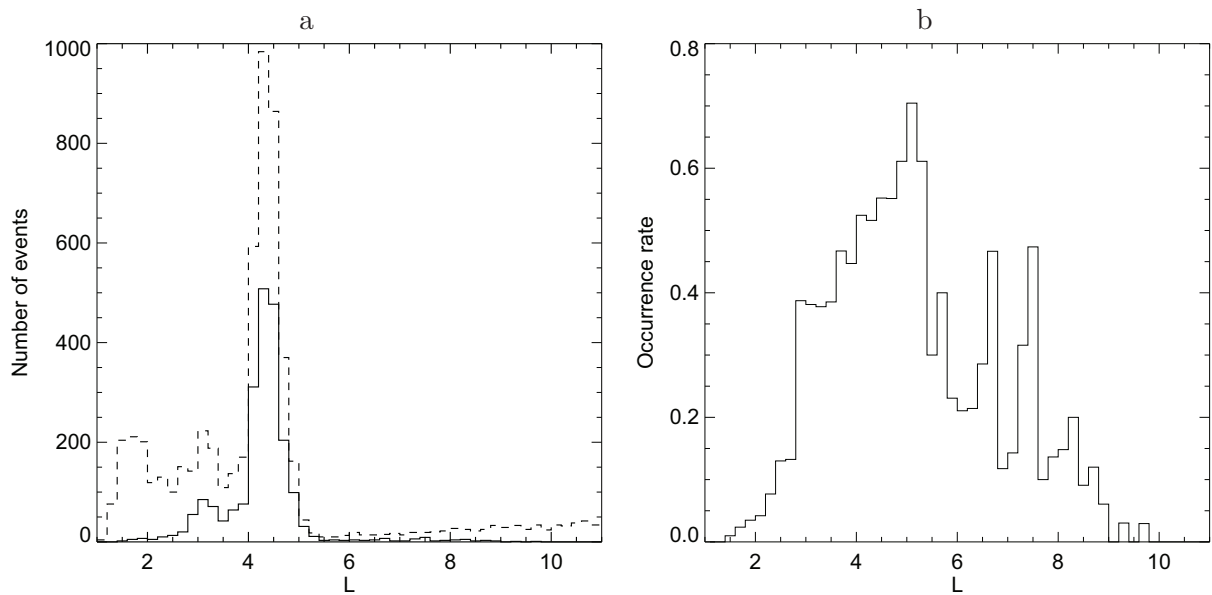
The data corresponding to the equator crossings are used in this study. This study is restricted to  $L$  values  $< 11$ . The time resolution of the analyzed data set is 1 minute. We have systematically searched through the magnetic latitudes in our data set and we have chosen two points which were the closest ones to the geomagnetic equator for each equatorial crossing - one with a positive magnetic latitude and one with a negative magnetic latitude. This corresponds to the location of spacecraft just above and just below the geomagnetic equator. We have used linear interpolation based on these two points to find the position, the time and the magnetic local time corresponding to the point where the spacecraft crossed the geomagnetic equator.

The locations of the Cluster spacecraft are shown in Fig. 1 as a function of the  $L$  parameter and the magnetic local time (MLT) for  $L$  values  $< 11$ . Fig. 1a shows all equatorial passages from January 2001 to December 2010. Equatorial passages in which EN emissions were observed are shown in Fig. 1b.

Figure 2 shows the histograms of EN occurrence as a function of the McIlwain parameter  $L$ .



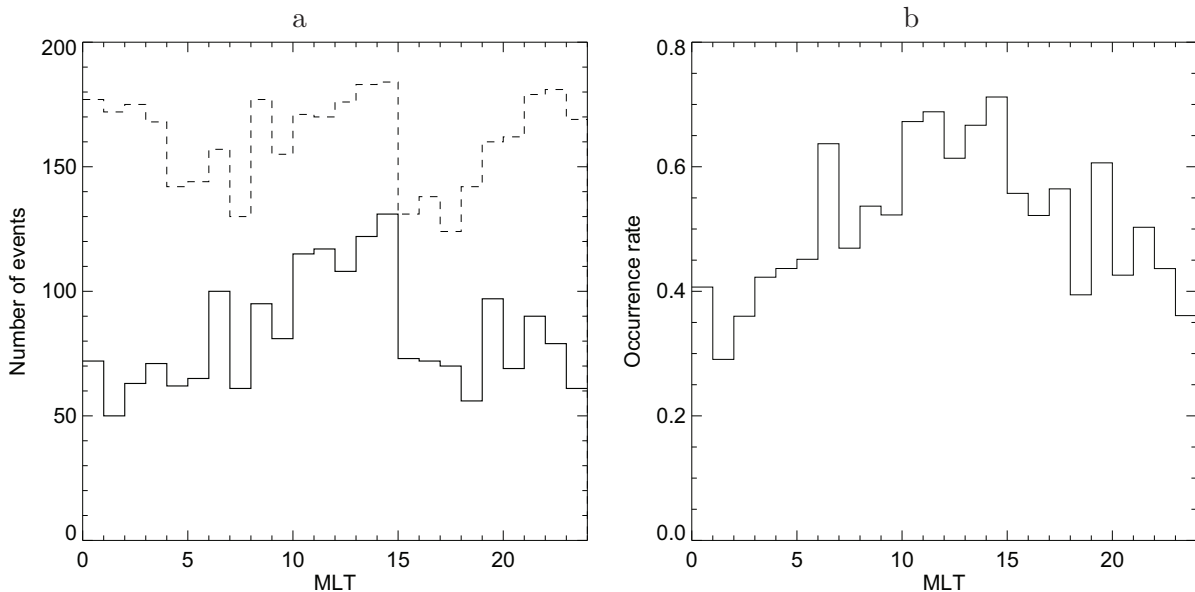
**Figure 1.** Polar plots of spacecraft locations at the geomagnetic equator as a function of  $L$  parameter and the magnetic local time. (a) Locations of all four Cluster spacecraft during the investigated time period. (b) Locations of spacecraft when EN was observed.



**Figure 2.** Occurrence of EN as a function of the  $L$  parameter. (a) The dashed line shows a histogram of equatorial passages of all spacecraft during the investigated time period and the solid line shows a histogram of equatorial passages when EN was observed. (b) Occurrence rate of EN.

The dashed line represents all equatorial passages and the solid line represents the passages in which EN was observed in Fig. 2a. The resulting occurrence rate is shown in Fig. 2b. The length of bins on the x-axis is 0.2. As already visible in Fig. 2, EN is most frequently observed between  $L \approx 3$  and  $L \approx 5.5$  where the percentage of the occurrence rate is between 30% and 70%. The occurrence rate falls to low percentages below  $L \approx 2$  and above  $L \approx 8.5$ .

To Study the occurrence of EN as a function of MLT, we only considered Cluster equatorial



**Figure 3.** Occurrence of EN as a function of magnetic local time. (a) The dashed line corresponds to the equatorial passages during the investigated time period, the solid line corresponds to the equatorial passages in which EN was observed. (b) Occurrence rate of EN. Data between  $L = 3$  and  $L = 5.5$  have been used in both panels.

crossings in the  $L$  range from 3 to 5.5. The results are shown in Fig. 3. Meaning of both histograms is the same as in Fig. 2. The interval of MLT is divided into 24 subintervals (1 hour corresponds to 1 bin). EN occurs predominantly around the noon sector with a probability of 60%–70%, namely from about 10 to 15 hours MLT. The occurrence rate slowly decrease toward dawn and dusk. The smallest value of the occurrence rate is 30%–40% around the midnight sector.

## Discussion and Conclusion

This study represents a sequel of the analysis by *Hrbáčková et al.* (2011). One year of measurements (2010) is added to this data set as compared to the previous study. A different method of calculations was also used to obtain results plotted in the presented figures. In this study data correspond to the location of the geomagnetic equator while the previous study shows data up to  $5^\circ$  from the geomagnetic equator (in figure 3b). The main difference of obtained results is evident comparing Fig. 3b — Occurrence rate as a function of MLT and Fig. 3b in *Hrbáčková et al.* (2011). Fig. 3b in the present study shows higher value of the occurrence rate of EN in the night sector which can be explained by either a weaker dependence on MLT or widening of processed interval of the magnetic latitude. It means that using a wider interval of MLT the EN events don't cover the whole interval and therefore the occurrence rate is lower. We need to focus on the dependence between the magnetic latitude and MLT in the future. It can explain the different values of the occurrence rate in the figures mentioned above.

We have presented results from a statistical study of the EN emissions observed by the Cluster spacecraft from January 2001 to December 2010. This study is based on the data measured by the STAFF-SA instruments. Altogether, we have analyzed 5863 equator crossings at distances lower than  $L = 11$ . Among these, we have identified 2166 cases of EN emissions. The change of the Cluster orbit during the analyzed period allowed us to study the occurrence of EN over a large range of  $L$  shells from about  $L \approx 1$  to  $L \approx 11$ . EN emissions were found to occur almost at all analyzed  $L$  shells. However, their occurrence rate at  $L$  shells lower than about 2 and larger than 8.5 is very low. The occurrence rate at  $L$  shells above 10 is zero. We

demonstrate that the occurrence of EN is dependent on MLT. The maximum occurrence rate of 60%–70% is observed during the daytime, namely around noon (from 10 to 15 hours MLT). In other sectors the occurrence rate decreases. The lowest occurrence rate (30%–40%) is found around the midnight (from 23 to 1 hours MLT). The occurrence rate of MLT is calculated for  $L$  shells between 3 and 5.

**Acknowledgments.** The authors thank the CLUSTER team for providing the data and acknowledge additional support from grant GAUK 678212.

## References

- Baker, D. N., Satellite anomalies due to space storms, in *Space Storms and Space Weather Hazards*, edited by I. A. Daglis, pp. 251–284, Springer, New York, 2001.
- Boardsen, S. A., Gallagher, D. L., Gurnett, D. A., Peterson, W. K., Green, J.L., Funnel-shaped, low-frequency equatorial waves, *J. Geophys. Res.*, 97, A10, 14,967–14,976, 1992.
- Cornilleau-Wehrin N., et al., The Cluster spatio-temporal analysis of field fluctuations (STAFF) experiment, *Space Sci. Reviews*, 79, 107–136, 1997
- Green J. L., Boardsen S., Garcia L., Taylor W. W. L., Fung S. F., Reinisch B. W., On the origin of whistler mode radiation in the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, 110, A03201, doi:10.1029/2004JA010495, 2005.
- Gurnett D. A., Plasma Wave Interactions With Energetic Ions Near the Magnetic Equator, *J. Geophys. Res.*, 81, 2765–2770, 1976.
- Horne, R. B., et. al., Electron acceleration in the Van Allen radiation belts by fast magnetosonic waves, *Geophys. Res. L.*, 34, L17107, doi:10.1029/2007GL030267, 2007.
- Hrbáčková, Z., Němec, F., Santolík, O., Statistical analysis of Equatorial Noise Emissions as a Function of magnetic local time, In Šafránková, J. and Pavlů, J., editors, WDS11 Proceedings of Contributed Papers, Part II, page 85–91, Prague. MATFYZPRESS, 2011.
- Lastovicka, J. , Effects of geomagnetic storms in the lower ionosphere, middle atmosphere and troposphere, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 58(7), 831–843, 1996.
- Perraut S., Roux A., Robert P., Gendrin R., Sauvaud J.-A., Bosqued J.-M., Kremser, G., Korth A., Systematic Study of ULF Waves Above  $F_{h+}$  From GEOS 1 and 2 Measurements and Their Relationships With Proton Ring Distributions, *J. Geophys. Res.*, 87, 6219–6236, 1982.
- Russell C. T., Holzer R. E., Smith E. J., OGO 3 Observations of ELF Noise in the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 75, 755–768, 1970.
- Santolík O., Němec F., Gereová K., Macúšová E., de Conchy Y., Cornilleau-Wehrin N., Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *Ann. Geophys.*, 22, 2587–2595, 2004.

## A.2 Hrbáčková et al. (2015)

Hrbáčková Z., O. Santolík, F. Němec, E. Macúšová, N. Cornilleau-Wehrin. Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2015, vol. 120, p. 1007-1021. DOI 10.1002/2014JA020268.

## RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014JA020268

## Systematic analysis of occurrence of equatorial noise emissions using 10 years of data from the Cluster mission

Z. Hrbáčková<sup>1,2</sup>, O. Santolík<sup>1,2</sup>, F. Němec<sup>2</sup>, E. Macúšová<sup>1</sup>, and N. Cornilleau-Wehrlin<sup>3,4</sup>

## Key Points:

- Systematic analysis shows magnetosonic equatorial noise at  $L$  from 2.5 to 8.5
- Occurrence peaks at 15 MLT in the plasmatrrough, no peak in the plasmasphere
- Around equator, occurrence rates reach 40%, and they reach over 60% for high  $Kp$

## Correspondence to:

O. Santolík,  
os@ufa.cas.cz

## Citation:

Hrbáčková, Z., O. Santolík, F. Němec, E. Macúšová, and N. Cornilleau-Wehrlin (2015), Systematic analysis of occurrence of equatorial noise emissions using 10 years of data from the Cluster mission, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 1007–1021, doi:10.1002/2014JA020268.

Received 6 JUN 2014

Accepted 30 DEC 2014

Accepted article online 8 JAN 2015

Published online 7 FEB 2015

<sup>1</sup>Department of Space Physics, Institute of Atmospheric Physics CAS, Prague, Czech Republic, <sup>2</sup>Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Prague, Czech Republic, <sup>3</sup>LPP/CNRS, Palaiseau, France, <sup>4</sup>LESIA/Observatoire de Paris, Meudon, France

**Abstract** We report results of a systematic analysis of equatorial noise (EN) emissions which are also known as fast magnetosonic waves. EN occurs in the vicinity of the geomagnetic equator at frequencies between the local proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency. Our analysis is based on the data collected by the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations–Spectrum Analyzer instruments on board the four Cluster spacecraft. The data set covers the period from January 2001 to December 2010. We have developed selection criteria for the visual identification of these emissions, and we have compiled a list of more than 2000 events identified during the analyzed time period. The evolution of the Cluster orbit enables us to investigate a large range of McIlwain's parameter from about  $L \sim 1.1$  to  $L \sim 10$ . We demonstrate that EN can occur at almost all analyzed  $L$  shells. However, the occurrence rate is very low (<6%) at  $L$  shells below  $L = 2.5$  and above  $L = 8.5$ . EN mostly occurs between  $L = 3$  and  $L = 5.5$ , and within  $7^\circ$  of the geomagnetic equator, reaching 40% occurrence rate. This rate further increases to more than 60% under geomagnetically disturbed conditions. Analysis of occurrence rates as a function of magnetic local time (MLT) shows strong variations outside of the plasmasphere (with a peak around 15 MLT), while the occurrence rate inside the plasmasphere is almost independent on MLT. This is consistent with the hypothesis that EN is generated in the afternoon sector of the plasmopause region and propagates both inward and outward.

## 1. Introduction

Equatorial noise (EN), also referred to as fast magnetosonic waves, are intense magnetospheric emissions coupled to the whistler mode branch. These emissions propagate in the extraordinary mode nearly perpendicular to the static magnetic field in a frequency range from the ion cyclotron frequency to the lower hybrid frequency. The magnetic field fluctuations of this wave mode are linearly polarized along the static magnetic field direction. The electric field fluctuations, on the other hand, are elliptically polarized in the plane perpendicular to the static magnetic field. *Russel et al.* [1970] first predicted the importance of these waves for the acceleration mechanism of electrons in the outer radiation belt.

More detailed observations of EN emissions were reported by *Gurnett* [1976]. He detected a fine structure of EN which was not previously seen in the data with a lower resolution. The waves that appeared to be noisy and unstructured in the low-resolution frequency-time spectrograms were found to consist of many spectral lines with frequency spacings from a few hertz to several tens of hertz. These lines were suggested to result from an ion-cyclotron harmonic interaction [*Gurnett*, 1976]. Energetic protons at energies  $\sim 10$  keV with the ring-like distribution function at pitch angles close to  $90^\circ$  were observed in association with these waves [*Curtis and Wu*, 1979; *Perraut et al.*, 1982; *Boardsen et al.*, 1992]. They are believed to provide the energy required for the wave generation during the magnetic storms [*Horne et al.*, 2000]. *Chen et al.* [2010, 2011] obtained similar results using a simulation of magnetosonic wave instability and observational analysis of the proton ring distribution. They found that proton ring distribution can provide a source of free energy for exciting EN waves when the ring velocity is within a factor of 2 above or below the Alfvénic speed.

*Horne et al.* [2007] found that the EN emissions can efficiently resonate with higher pitch angles electrons. They are therefore unlikely causing losses in the outer radiation belt by pitch angle diffusion into the loss cone and precipitation. However, they can cause electron acceleration from a few keV to MeV energies. It seems that acceleration and pitch angle scattering of electrons are much less efficient during the solar minimum conditions than during the solar maximum [*Shprits et al.*, 2013], possibly also due to the very

low intensity of EN. On the other hand, *Meredith et al.* [2009] found that the losses of relativistic electrons in the inner slot region are most likely due to the combined effects of hiss and guided whistlers. However, under active conditions, magnetosonic waves may be as important in this process as guided whistlers. Additionally, *Mourenas et al.* [2013] found that the fast magnetosonic waves can influence electron lifetimes and acceleration both inside and outside the plasmasphere, mainly at the lower end of their frequency range.

*Laakso et al.* [1990] and *Kasahara et al.* [1994] demonstrated that EN emissions can occur at radial distances from about 2 to 7  $R_E$  and at geomagnetic latitudes up to about  $10^\circ$  from the geomagnetic equator. EN has the most intense magnetic field fluctuations among all natural emissions in the relevant interval of frequencies and latitudes, with occurrence rates reaching 60% [*Santolík et al.*, 2004]. Most intensity peaks of a Gaussian model of the power spectral density (PSD) of EN occur within  $2^\circ$  of the dipole magnetic equator [*Němec et al.*, 2005]. The emissions appear to be the most intense in the noon to afternoon sector [*Green et al.*, 2005]. However, outside the plasmapause on L shells up to 4.5, intense emissions were reported at most magnetic local times, and their average intensity further increases with magnetic activity [*Meredith et al.*, 2008]. *Tsurutani et al.* [2014] found that the occurrence rates of magnetosonic waves increase with the geomagnetic activity and that these waves inside the plasmasphere occur at all local times with a slight preference for the midnight-postmidnight sector. *Ma et al.* [2013] observed these waves with occurrence rates of 20%, mainly outside of the plasmapause on the dawnside. They also noticed shifting of the occurrence pattern toward earlier local time during geomagnetically active periods.

A ray tracing study by *Kasahara et al.* [1994] showed that EN emissions can propagate azimuthally around the plasmapause. Radial propagation in the equatorial plane was examined in latter studies by *Horne et al.* [2000] and *Santolík et al.* [2002]. These emissions can also propagate inward and outward, crossing the plasmapause boundary [*Xiao et al.*, 2012]. *Chen and Thorne* [2012] investigated exactly perpendicular propagation in an azimuthally symmetrical magnetosphere. They confirmed azimuthal as well as radial propagation. Moreover, they identified two classes of EN emissions—trapped and untrapped. Trapped waves propagate over a broad range of the magnetic local time (MLT) due to the presence of the plasmapause. A recent study by *Němec et al.* [2013] has shown that azimuthal angles of the wave propagation are strongly influenced by the local plasma density. They found that all directions of propagation are detected inside the plasmasphere while the wave propagation outside the plasmapause (in the plasmatrough) is predominantly westward or eastward.

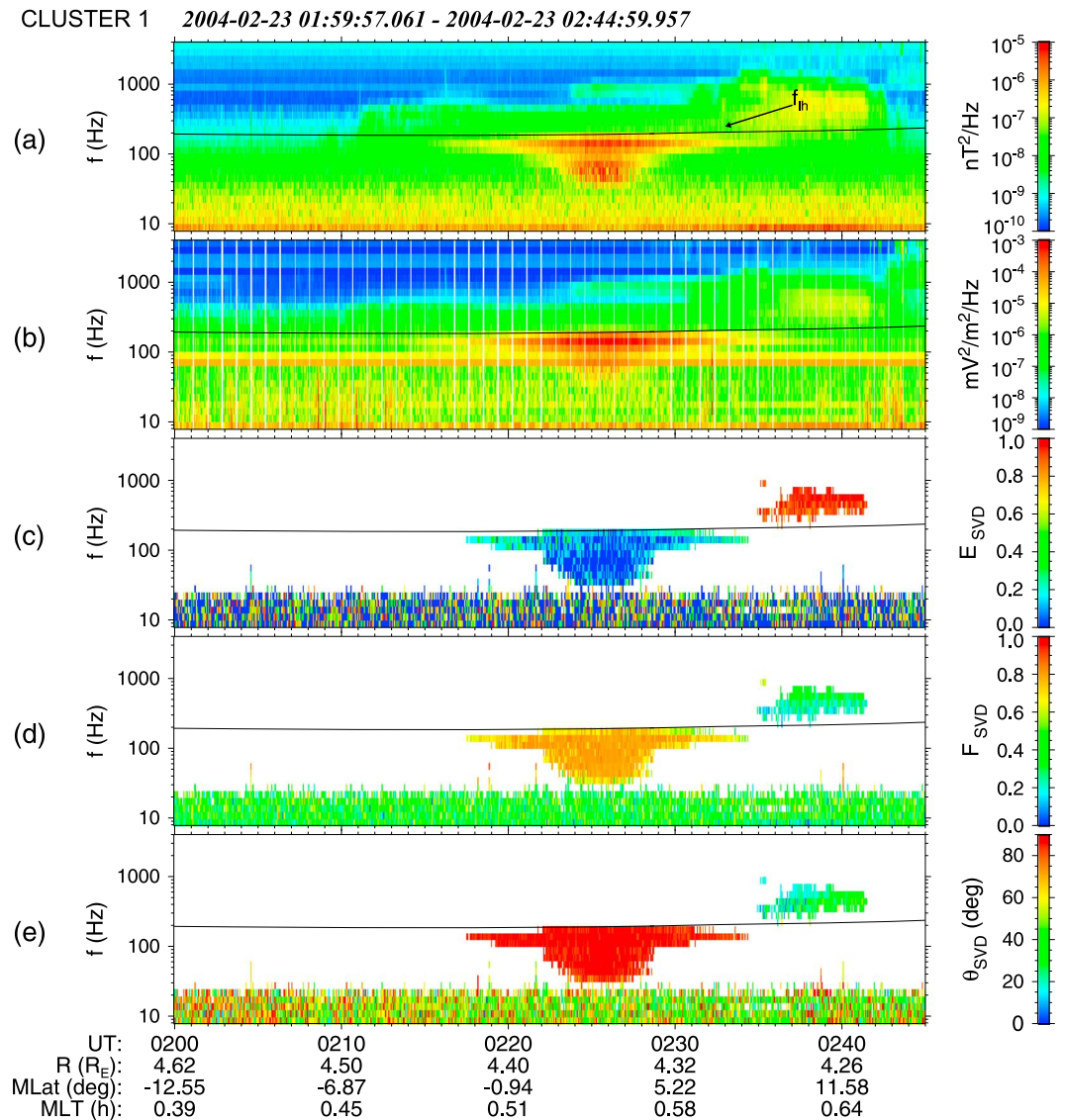
We report results of a systematic study of EN emissions observed by the Cluster spacecraft. Using a very large database of 10 years of measurements, we mainly address questions for which contradictory answers can be found in the literature: What are the occurrence rates of EN emissions in the plasmasphere and in the plasmatrough? How the occurrence rates in these two regions depend on MLT and geomagnetic activity?

Unlike most similar studies, we have visually inspected all the relevant data and identified time intervals when EN emissions were observed. This enables us to study the occurrence of these emissions with unmatched details. A brief description of the data set, examples of EN observations, and selection criteria used for the identification of EN are given in section 2. Spatial distribution of the occurrence of EN and its relation to the geomagnetic activity is presented in section 3. Occurrence of EN in the plasmasphere and plasmatrough regions is described in section 4. The results are discussed in section 5 and summarized in section 6.

## 2. Data Set and Selection Criteria

We have used the data measured by the Electric Fields and Waves (EFW) experiment and by the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations experiment (STAFF) on board the Cluster spacecraft from January 2001 to December 2010. The EFW experiment utilizes four spherical probes placed on 50 m long wire booms [*Gustafsson et al.*, 1997] for two-axis measurements of the electric field in the spacecraft spin plane. The STAFF experiment consists of a three-axis search coil magnetometer at the end of a 5 m long boom, a waveform unit, and a Spectrum Analyzer (STAFF-SA).

STAFF-SA combines the three magnetic components from the magnetometer and the two electric components from the EFW instrument to obtain  $5 \times 5$  Hermitian spectral matrices. These are calculated at

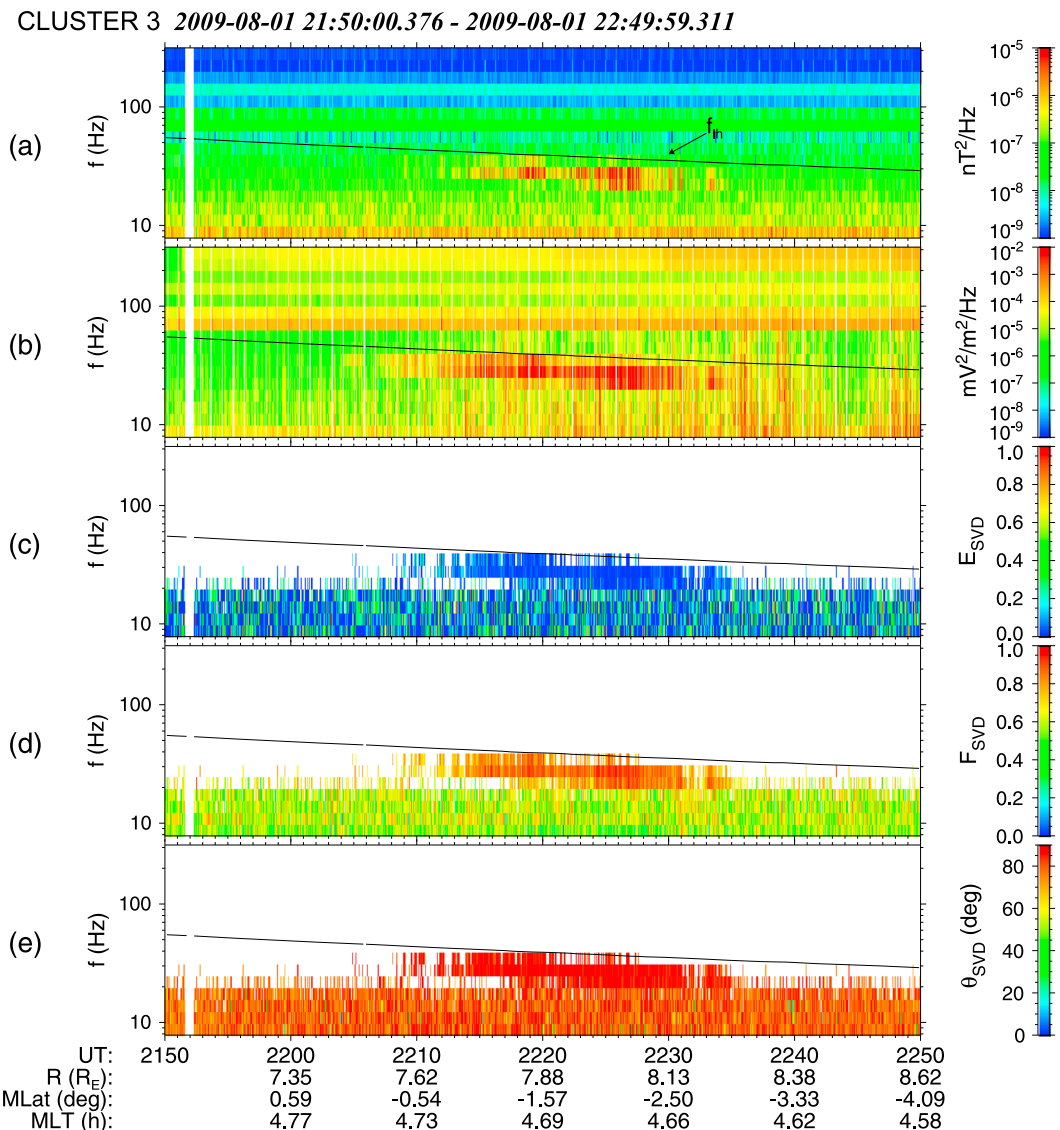


**Figure 1.** An example of the EN emission observed by Cluster 1 on 23 February 2004 between 02:00 and 02:45 UT. (a) Sum of the PSD of the three magnetic components, (b) sum of the PSD of the two electric components, (c) ellipticity  $E$  of the magnetic field fluctuations, (d) planarity  $F$  of the magnetic field fluctuations, and (e) polar angle  $\theta$  of the wave vector direction relative to the ambient magnetic field. Universal time (UT) and position of the spacecraft are given on the bottom of the figure: radial distance in Earth radii ( $R_E$ ), geomagnetic dipole latitude in degrees, and MLT in hours. Maximum possible value of the local lower hybrid frequency ( $f_{lh}$ ) is overplotted in Figures 1a–1e. The data in Figures 1c–1e are shown only for the frequency-time intervals with the PSD of the magnetic field fluctuations larger than  $10^{-7} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  and the PSD of the electric field fluctuations larger than  $10^{-6} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ .

27 frequencies distributed logarithmically in the frequency range between 8 Hz and 4 kHz [Cornilleau-Wehrin *et al.*, 1997, 2003]. In the most frequent normal measurement mode, the time resolution is 1 s for power spectral densities (main diagonal elements of the spectral matrices) and 4 s for phases and coherence (off-diagonal elements of the spectral matrices).

Figure 1 shows an example of a typical EN event. It was observed by Cluster 1 on 23 February 2004 around 02:25 UT when the spacecraft was crossing the equatorial plane close to its perigee on the nightside. The data were recorded in the low-latitude region within  $10^\circ$  from the geomagnetic equator at a radial distance of about  $4.4 R_E$ . The black solid curves in the panels represent the lower hybrid frequency ( $f_{lh}$ ), which is the maximum frequency limit for the EN emissions. Its value is estimated as the geometric average of the proton and electron cyclotron frequencies assuming a dense hydrogen plasma.





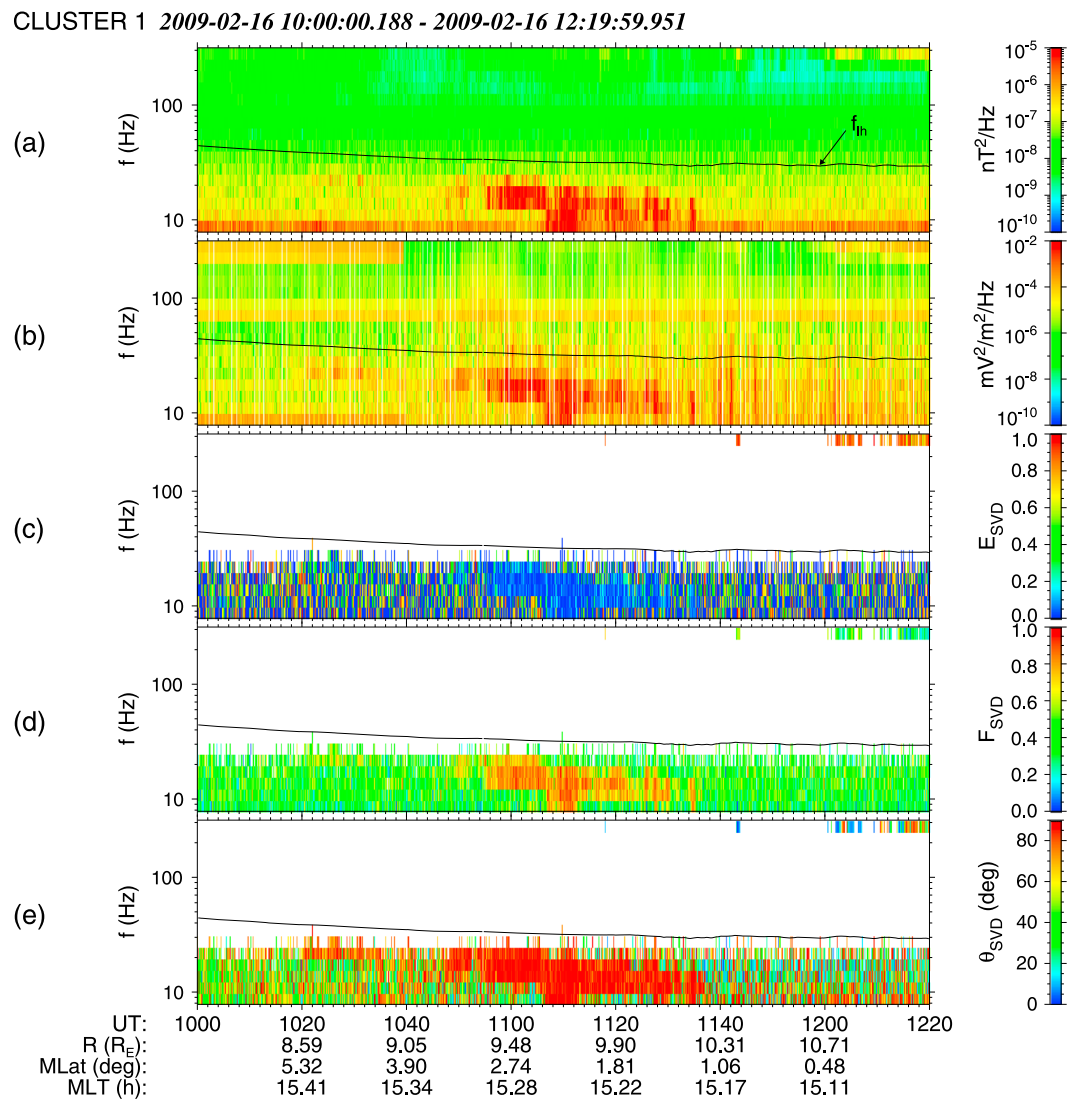
**Figure 2.** An example of the EN emission observed by Cluster 3 on 1 August 2009 between 21:50 and 22:50 UT. The meaning of the individual panels is the same as in Figure 1.

The maximum PSD of the magnetic field fluctuations corresponding to this event is around  $2 \times 10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 1a), and the maximum PSD of the electric field fluctuations is around  $7 \times 10^{-4} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 1b). The emission occurs approximately between 30 Hz and 220 Hz, with the maximum frequency limit at the anticipated value of the lower hybrid frequency.

Figure 1c shows the absolute value of the ellipticity of the magnetic field fluctuations corresponding to this event. The ellipticity is calculated from the singular value decomposition (SVD) of the magnetic spectral matrix as the ratio of the two largest axes of the polarization ellipsoid [Santolík et al., 2003, equation (13)]. The zero ellipticity represents the linear polarization. The magnetic field of this emission is linearly polarized, which is consistent with the wave propagation in the extraordinary mode [Stix, 1992].

Planarity F (Figure 1d) is calculated from the SVD method of the magnetic spectral matrix [Santolík et al., 2003, equation (12)]. The values close to 1 represent waves polarized nearly in a single plane.

The polar angle  $\theta$  shown in Figure 1e denotes a direction of the wave vector with respect to the ambient magnetic field. The value close to  $90^\circ$  corresponds to the direction perpendicular to the ambient magnetic field.

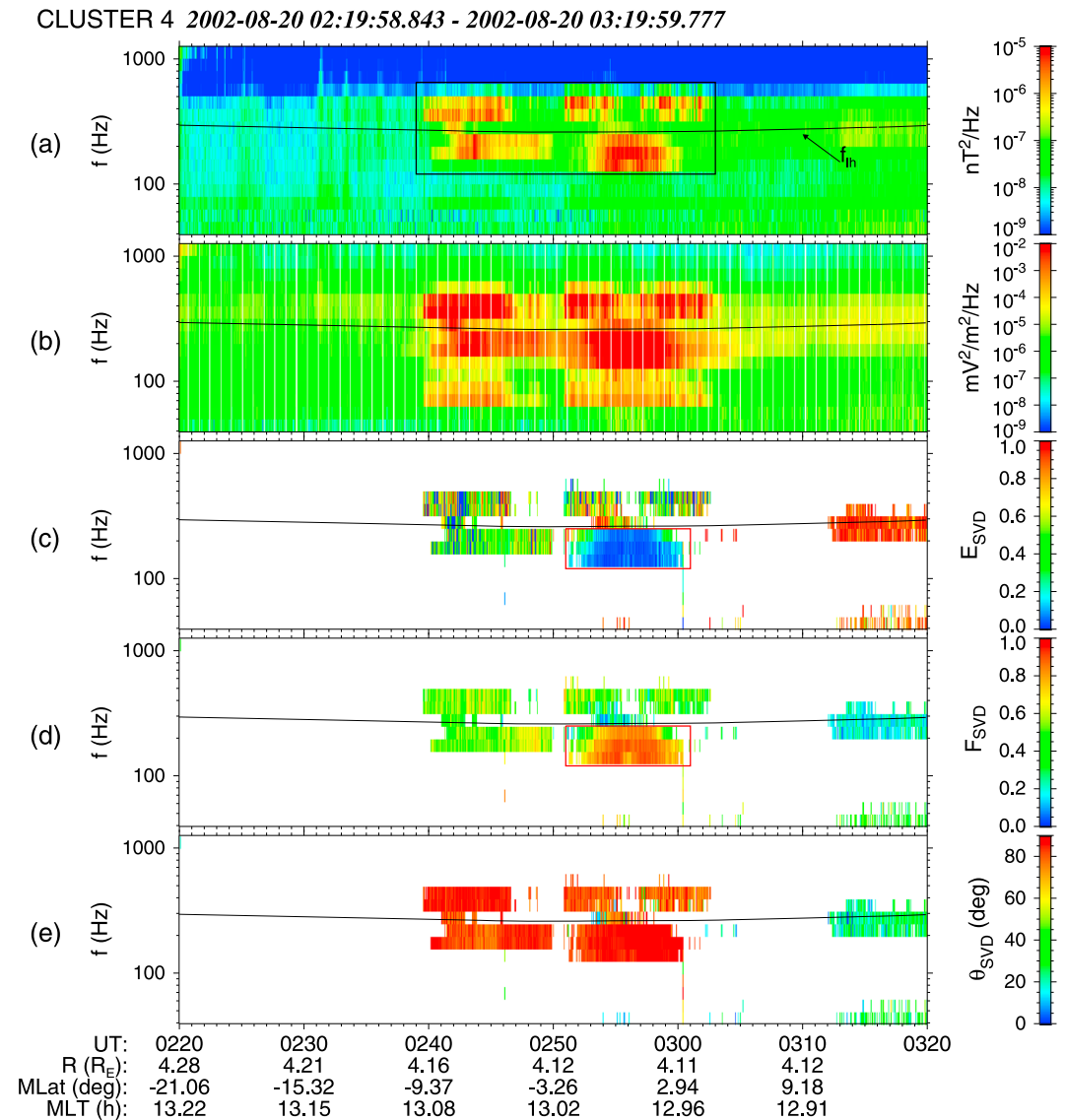


**Figure 3.** An example of the EN emission observed by Cluster 1 on 16 February 2009 between 10:00 and 12:20 UT. The meaning of the individual panels is the same as in Figure 1.

Note that results in Figures 1c–1e are calculated only for the frequency-time intervals with the PSD of the magnetic field fluctuations larger than  $10^{-7} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  and the PSD of the electric field fluctuations larger than  $10^{-6} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ .

In order to perform a systematic analysis of the occurrence of EN, we have prepared a list of time intervals when the emissions were observed (a database of EN events). We have started with a list of all Cluster equatorial crossings. The STAFF-SA data corresponding to each of the crossings have been visually checked for the presence of the events that fulfill predefined selection criteria based on the systematic analysis of EN emissions during the first 2 years of the Cluster mission [Santolík *et al.*, 2004; Němec *et al.*, 2005]:

1. EN is an electromagnetic emission. We have used a threshold  $10^{-7} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  for the PSD of the magnetic field fluctuations and a threshold  $10^{-6} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  for the PSD of the electric field fluctuations. The intensity of any emission to be considered as EN has to exceed both these thresholds.
2. The PSDs of the electric and magnetic field fluctuations have their respective local maxima within  $7^\circ$  from the dipole geomagnetic equator.
3. Magnetic field fluctuations corresponding to EN are nearly linearly polarized. The absolute value of the ellipticity of magnetic field fluctuations determined by the SVD method of Santolík *et al.* [2003] must be lower than 0.2.



**Figure 4.** An example of the EN emission observed by Cluster 4 on 20 August 2002 between 02:20 and 03:20 UT. The meaning of the individual panels is the same as in Figure 1.

We use the data set containing the orbital information which has 1 min time resolution. For each of the identified EN events and for each of the Cluster spacecraft, we have recorded the initial time and the final time.

Examples of emissions measured by Cluster 3 on 1 August 2009 and by Cluster 1 on 16 February 2009 at exceptionally large radial distances from  $7.5 R_E$  to  $10.5 R_E$  are shown in Figures 2 and 3 for the local morning and afternoon, respectively. The satellites were well outside of the plasmasphere during these two measurement intervals. The maxima of PSD of the magnetic field fluctuations corresponding to these two events, respectively, were around  $9 \times 10^{-7} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 2a) and  $2 \times 10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 3a). The maxima of PSD of the electric field fluctuations corresponding to these two events, respectively, were around  $10^{-3} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 2b) and  $10^{-2} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 3b). The maximum frequency is very low for both these events (around 30 Hz). High-density approximation used for the estimation of the lower hybrid frequency is not valid at these large radial distances. However, it is still useful as an upper estimate of  $f_{lh}$  and therefore as the upper frequency limit of EN.

The last example shows an emission which does not seem to have the typical EN form (Figure 4). It was recorded by Cluster 4 on 20 August 2002 in the dayside MLT sector. The maximum PSD of the magnetic

**Table 1.** Summary of the EN Emissions Detected Between January 2001 and December 2010

	Equator Crossings	Events	Occurrence Rate (%)	L Shells
2001	396	202	51	3.8–4.5
2002	521	242	46	4.0–5.0
2003	586	344	59	3.9–4.9
2004	580	305	53	4.0–4.8
2005	576	375	65	3.9–5.3
2006	575	289	50	3.5–4.9
2007	563	230	41	2.6–4.0
2008	547	105	19	2.1–3.4, 8.9–10.0
2009	655	25	4	1.4–2.5, 6.1–10.0
2010	786	89	11	1.1–2.0, 3.2–10.0
Total	5785	2229	40	1.1–10.0
Total 01–06	3234	1772	54	3.5–5.3

field fluctuations corresponding to the event is around  $2 \times 10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 4a), and the maximum PSD of the electric field fluctuations is around  $2 \times 10^{-2} \text{ mV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  (Figure 4b). The emission occurs approximately between 100 Hz and 300 Hz.

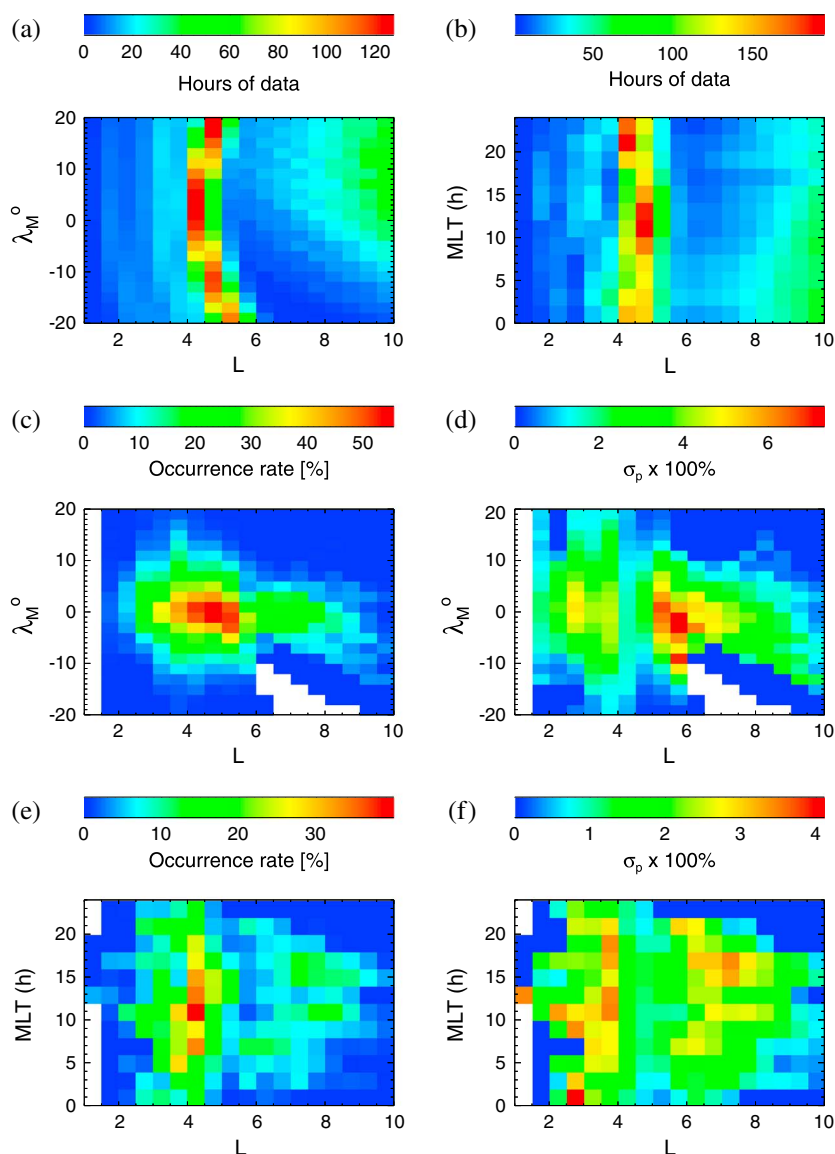
According to the first two selection criteria, it seems that EN emission occurs over the whole time interval from 2:39 UT to 3:02 UT marked by a black rectangle in Figure 4a. However, there are two facts which are worth noticing. First,  $f_{in}$  goes through the emission and divides it into two bands. Second, the ellipticity is larger than 0.2 for the waves outside the red rectangle in Figure 4c, and the planarity is close to 1 only in the red rectangle in Figure 4d. Based on the third selection criterion, we have therefore included only the waves inside the red rectangle to our database of EN events. The waves outside this rectangle also have very high wave vector angles between 70 and 90° (Figure 4e). They might be hypothetically generated by a similar mechanism as the EN emissions, but their planarity is only between 0.3 and 0.7 (Figure 4d), indicative of a mixture of waves with different wave vectors. By strictly using the ellipticity criterion, we exclude similar unclear cases from our analysis. Note that the planarity and the wave vector angle do not belong to the selection criteria, but they can be used to verify if the observed wave properties correspond to the wave properties expected for EN emissions.

### 3. Occurrence of EN

We have analyzed 5785 satellite crossings of the geomagnetic equator at L shells from  $L = 1.1$  to  $L = 10$  from January 2001 to December 2010. The statistics for all the analyzed years is summarized in Table 1. Note that there are four Cluster spacecraft and each of them was taken as an independent data source, i.e., the overall results were calculated by using all of them.

The column “equator crossings” includes the crossings of the geomagnetic equator for which the measurements of magnetic field fluctuations were available from the STAFF instrument. Intervals in the column “L shells” have been calculated for data from the column equator crossings, and they show ranges of L shells where the Cluster spacecraft measured EN emissions at the geomagnetic equator during the corresponding year.

Altogether, 2229 EN events have been identified. Table 1 shows that the percentage of orbits with EN events remains approximately constant from the beginning of the mission until 2006 (46–65%). Since 2006 it starts to decrease systematically down to less than 20% during the years 2008–2010. This can be explained by taking into account the evolution of the spacecraft orbit. Until 2006 the orbits remained approximately identical (see column L shells), with equatorial crossings close to the perigee at a radial distance of about  $4 R_E$ . Since 2007, the orbit changed significantly. Starting 2008, we present two ranges of L shells which show equatorial crossings close to the perigee (the first range) and also crossings close to the apogee (the second range). The new perigee radial distance has been typically in the range of about 1.1 to  $3 R_E$ . The inclination of the orbit has become lower, and the distant equator crossings have moved inward to a typical distance of about 7 to  $12 R_E$ . This allowed us to occasionally detect EN emissions twice during a single orbit. As we demonstrate later, the occurrence rate of EN is very low at L shells less than 2.5 and larger than 8.5,



**Figure 5.** Coverage of Cluster STAFF-SA measurements given in number of hours spent in bins of (a)  $0.5 L \times 2^\circ \lambda_M$  and (b)  $0.5 L \times 2$  h MLT. Occurrence rates of EN and their estimated standard deviations  $\sigma_p$  in the same bins of (c, d)  $L \times \lambda_M$  and (e, f)  $L \times$  MLT. White areas correspond to a coverage inferior to 3 h of data in a given bin.

which explains the lower occurrence of EN during the later years of the mission. The average percentage of orbits with EN emissions is 54% during the years 2001–2006.

With this data set, we analyze the occurrence of EN emissions as a function of L shell and geomagnetic latitude ( $\lambda_M$ ). Figure 5a shows the coverage of the  $L$ - $\lambda_M$  plane (for all MLT) by the STAFF-SA measurements during the entire analyzed interval;  $\lambda_M$  values are limited to the interval between  $-20^\circ$  and  $20^\circ$ , and the coverage of the McIlwain's parameter is analyzed between  $L = 1.1$  and  $L = 10$ . Figure 5b shows the orbital coverage in the  $L$ -MLT plane (for  $\lambda_M$  from  $-20^\circ$  to  $20^\circ$ ). The entire MLT range has been covered, but the orbit has been mostly limited within  $L = 4$ – $6$  in this interval of  $\lambda_M$ . This is connected to the time interval before 2006. Later development of the orbit gave much wider coverage, but some regions are still purely covered. Figure 5c presents occurrence rates (ORs) of EN as a function of  $L$  and  $\lambda_M$ . OR is obtained from the number of minutes spent in a given bin while observing EN emissions using the normalization by the orbital coverage from Figure 5a. The results show that OR can reach up to 60% in the L shell range between 4 and 5.5.

Note that OR is only calculated when the coverage is larger than 180 min of data, corresponding to 180 measurement points. The same lower limit of data coverage is also used in the following OR calculations. The standard deviations  $\sigma_p$  of the obtained occurrence rates  $P$  can be estimated from the properties of the binomial distribution,

$$\sigma_p \approx \sqrt{\frac{P(1-P)}{Nd}}, \quad (1)$$

where  $N \geq 180$  is the number of measurement points and  $d$  is an average fraction of independent points in our data set. The 1 min data points from a single orbit are measured under similar conditions, but their level of independence is very difficult to determine. A rough estimate of a typical time scale of EN variations, as they are scanned by the Cluster orbit, gives us a value of  $\approx 4$  min (see Figures 1–4).

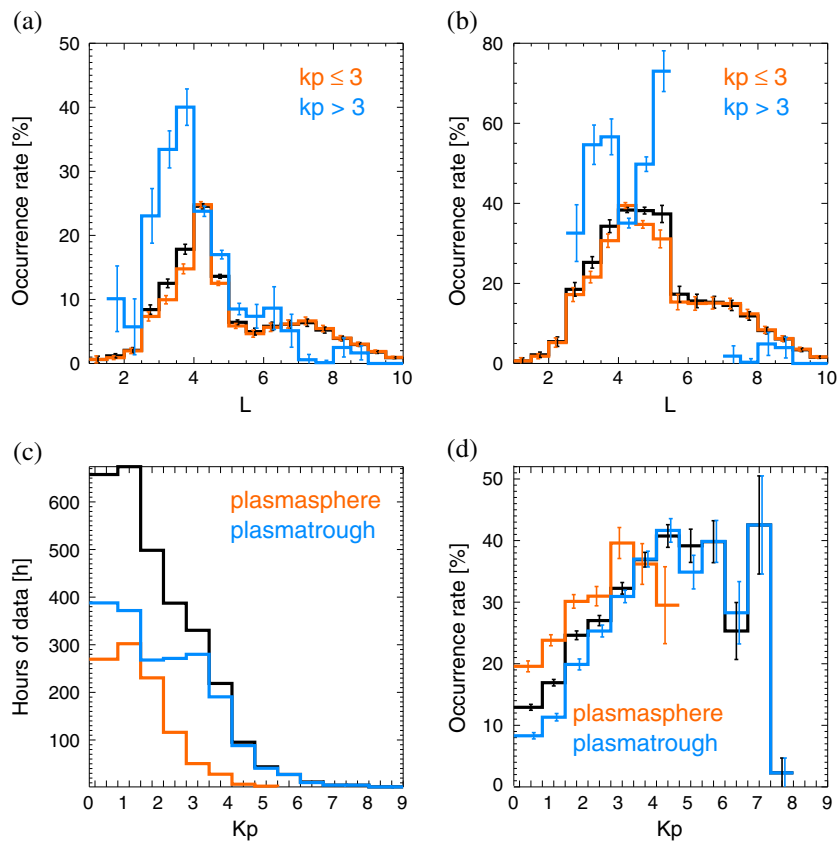
Another aspect of this problem is linked to the fact that we independently use the data of all four Cluster spacecraft in our analysis. The spatial separations of the spacecraft differed during different operational phases of the Cluster mission. These variations resulted in time differences of equatorial passages of the different spacecraft which range from tens of seconds up to hundreds of minutes. Similarly, differences in positions in the equatorial plane range from a few kilometers up to thousands of kilometers. As noted by *Němec et al.* [2005], some of the data points from the different spacecraft can be considered as independent, but the independence of data from short separation periods is questionable. A rough estimate gives us an average number of two independent data points from four spacecraft during the analyzed period.

With these estimates, we effectively obtain  $4 \times 2 = 8$  times less independent data points compared to their original number, and hence,  $d \approx 1/8$ . Note that this rough estimate of  $d$  is good enough for obtaining representative results since  $\sigma_p$  depends on  $\sqrt{d}$ . The resulting values of  $\sigma_p$  for OR from Figure 5c are shown in Figure 5d. We can see that the maximum values are only several units per cent, demonstrating thus a high statistical significance of the obtained occurrence rates.

A combined OR as a function of MLT and L shell is shown in Figure 5e, while the standard deviations estimated according to equation (1) are given in Figure 5f. The occurrence for  $L \geq 5$  appears significantly higher during the local day than during the local night, while the distribution in MLT seems to be more uniform in the interval of L shells below  $L = 5$ . Histograms of OR as a function of L shell are shown in Figures 6a and 6b. Figure 6a shows the data analyzed within the entire interval of magnetic latitudes as it was used in Figure 5, i.e., within  $20^\circ$  from the geomagnetic equator. Figure 6b corresponds to the interval of the geomagnetic latitude within  $7^\circ$  from the geomagnetic equator. Three quarters of the time intervals in which the EN emissions were observed are entirely contained in this narrower interval. There is therefore a generally lower occurrence rate in Figure 6a than in Figure 6b because it includes a wider interval of geomagnetic latitudes and hence more records without EN events. The same thresholds for data coverage as in Figure 5 (3 h of data) have been used, and the results have been plotted for all data (black line), for geomagnetically calm times (red line), and geomagnetically disturbed times (blue line). Error bars show standard deviations estimated according to equation (1). EN mostly occurs between  $L = 3$  and  $L = 5.5$ , reaching 40% occurrence rate within  $7^\circ$  of the geomagnetic equator (Figure 6b). For  $L$  just below 5.5, OR reaches more than 70% during geomagnetically disturbed times. Maximum occurrence rates obtained during the disturbed times are found at  $L$  just below 4 for a wider latitudinal interval (Figure 6a). There is only a very small overall occurrence rate of EN below  $L = 1.5$ . The occurrence rates also gradually decrease at L shells between 5.5 and 10. During disturbed times, this decrease is more pronounced, with very small OR at L above 7. The distributions for calm periods are similar to the distributions for the entire data set.

#### 4. Analysis of EN Emissions Inside and Outside the Plasmasphere

With the same data set, we will further analyze the EN emissions occurrence inside and outside the plasmasphere as a function of geomagnetic latitude ( $\lambda_M$ ) and MLT. We use three models to determine the location of the plasmopause. The first one is the CA1992 model of *Carpenter and Anderson* [1992] which is dependent on the maximum value of the  $Kp$  index in previous 24 h. *O'Brien and Moldwin* [2003] implement a different method to account for the dependence on the Earth's magnetic activity, and they additionally also use a dependence on MLT (OM2003 model). We also use the PPCH2012 model by *Heilig and Lühr* [2013, equation (6)], which includes a quadratic dependence on  $Kp$  and a more complex dependence on MLT than the other two models.

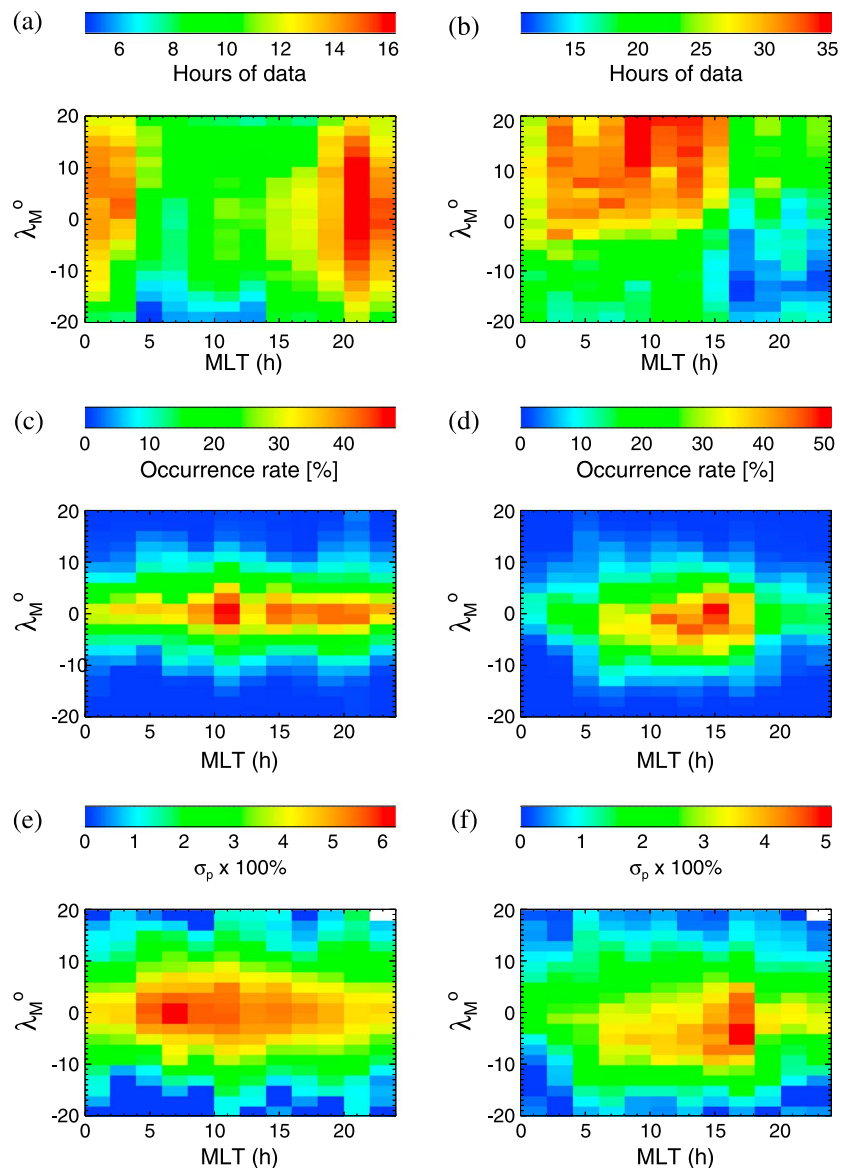


**Figure 6.** (a) Occurrence rate of EN as a function of L shell for  $|\lambda_M| < 20^\circ$  (black line: the entire data set, red line: subset of data for low geomagnetic activity  $Kp \leq 3$ , and blue line: subset of data for high geomagnetic activity  $Kp > 3$ ). (b) Occurrence rate of EN as a function of L shell for  $|\lambda_M| < 7^\circ$  (the same color coding as in Figure 6a). (c) Distribution of  $Kp$  index for all equatorial passages,  $|\lambda_M| < 7^\circ$  (black line: the entire data set, red line: subset of plasmaspheric data inside the PPCH2012 plasmopause model, and blue line: subset of data in the plasmatrough outside the PPCH2012 plasmopause model). (d) OR of EN as the function of  $Kp$  for data within  $|\lambda_M| < 7^\circ$  (the same color coding as in Figure 6c). Error bars show the estimated standard deviations  $\sigma_p$ .

For a typical example of EN (Figure 1), we can compare the results of the plasmopause location between these three models and the real measurements from the WHISPER (Waves of High Frequency and Sounder for Probing of Electron Density by Relaxation experiment) instruments onboard Cluster [D  craeu et al., 1997]. The data from WHISPER were not available for Cluster 1, but all spacecraft followed approximately the same orbit, so we use the available measurements from Cluster 2. When we define the plasmopause boundary by the electron density exceeding 80 particles/cm<sup>3</sup> (corresponding to a plasma frequency  $\sim 80$  kHz at the upper frequency limit of the WHISPER instruments), these measurements show that the satellite entered the plasmasphere at 2:10 at  $L = 4.6$  and left it at 2:44 at  $L = 4.5$ . The plasmopause locations calculated from the models were at  $L = 4.2$  (CA1992 model),  $L = 4.8$  (OM2003 model), and  $L = 4.4$  (PPCH2012 model). OM2003 and PPCH2012 models are therefore closest to the real plasmopause position and the observed EN emission from Figure 1 (at  $L = 4.4$ ) is located close to the plasmopause boundary according to all models.

Figure 6c shows a distribution of  $Kp$  index for passages within  $7^\circ$  from the geomagnetic equator in the whole interval of L shells (1.1–10) for data measured both inside and outside of the model plasmopause. The results are similar for the three plasmopause models (CA1992, OM2003, and PPCH2012), and we therefore only show results based on the PPCH2012 model. Resulting OR of the EN emissions as the function of  $Kp$  is shown in Figure 6d. The highest occurrence of EN is observed during disturbed magnetic conditions (for  $Kp$  from 3+ to 7). For these conditions, however, the shape of the Cluster orbit implies that we have only a very limited orbital coverage inside the plasmasphere.

Figure 7 shows the orbital coverage and OR as a function of  $\lambda_M$  and MLT. We include here all the analyzed values of the McIlwain’s parameter between  $L = 1.1$  and  $L = 10$ , but we separately give the results obtained

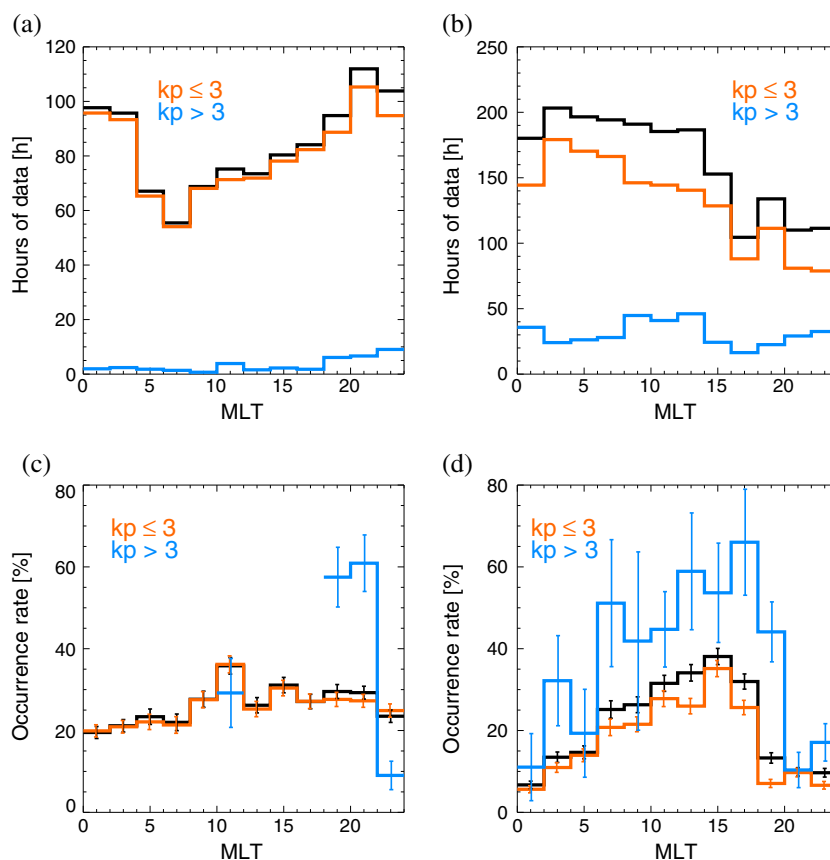


**Figure 7.** Coverage of Cluster STAFF-SA measurements: number of hours spent in bins of 2 h MLT  $\times$  2°  $\lambda_M$  (a) inside the plasmasphere according to PPCH2012 model and (b) outside of the plasmasphere. Occurrence rates of EN and their estimated standard deviations  $\sigma_p$ , respectively, (c, e) inside the plasmasphere and (d, f) outside of the plasmasphere.

in the plasmasphere (Figures 7a, 7c, and 7e) and in the plasmatrough (Figures 7b, 7d, and 7f). The obtained results are again similar for the three above mentioned plasmopause models. We therefore only show results based on the PPCH2012 model. We can note that we have a good coverage in this case and that OR of EN is significantly dependent on MLT outside of the plasmasphere, with a peak occurrence of 50% at the equator in the early afternoon sector and with the lowest equatorial OR of 10% just after the local midnight. This MLT variation reaches more than 4 standard deviations around the average value. Inside the plasmasphere we can note fluctuations of a peak OR approximately between 30% and 45–50%. A shallow minimum in the early morning sector can be noticed, but a clear, globally pronounced dependence on MLT is absent, with variations reaching less than 2 standard deviations around the average value.

The dependence of the data coverage and OR on MLT is shown in detail in Figure 8 for  $\lambda_M$  within 7° from the geomagnetic equator. The presented results are again shown for data in the plasmasphere (Figures 8a and 8c) and in the plasmatrough (Figures 8b and 8d) but, in this case, also for two different levels of





**Figure 8.** (a) Coverage of Cluster STAFF-SA measurements given in numbers of hours spent in bins of 2 h MLT inside the plasmasphere according to the PPCH2012 model; (b) the same as in Figure 8a but for the data in the plasmatrough outside of the plasmasphere; and occurrence rate of the EN emissions as a function of MLT for data (c) inside the plasmasphere and (d) outside of the plasmasphere. Error bars show the estimated standard deviations  $\sigma_p$ .

geomagnetic activity. The plasmaspheric results do not show a pronounced variation of OR as a function of MLT, reaching values between 20% and 35%, with a shallow minimum of the nightside and maximum on the dayside. A very limited coverage for data inside the plasmasphere can be again noted during geomagnetically disturbed times.

On the other hand, a strong dependence on MLT is obvious outside the plasmasphere. A higher overall OR (more than 30%) is obtained between 10 and 18 h, and the maximum OR (nearly 40%) is found around 15 h of MLT. OR around the midnight (below  $\sim 15\%$ ) is less than one half of its maximum value. This variation is again very significant with respect to the estimated error bars. OR is generally higher during the geomagnetically disturbed times compared to the quiet times, reaching over 65% in the afternoon sector, but a very similar MLT dependence is observed.

## 5. Discussion

We have used 10 years of observations of EN emissions by the four Cluster spacecraft to compile a large database of EN events. We use exact quantitative criteria (locations of the maximum PSDs, intensity, and ellipticity thresholds) for the identification of events, combined with a careful visual inspection of the spectrograms.

The presented set of the three selection criteria was compiled in agreement with previous results of Santolik *et al.* [2004, Figures 2 and 5–7]. We also used the dipole model for the determination of the geomagnetic latitude. However, the true geomagnetic equator should be defined by the magnetic field minimum along a particular field line [Němec *et al.*, 2006]. Since the dipole model becomes inaccurate at larger radial distances where significant deviations from the dipole are present, we extended the range of the second

criterion from  $5^\circ$  (used by *Santolik et al.* [2004]) up to  $7^\circ$  of the absolute geomagnetic latitude in order not to eliminate EN emissions above  $L = 7$ .

However, *Tsurutani et al.* [2014] observed magnetosonic waves as far from the equator as  $20^\circ$  or  $60^\circ$  but with lower intensities. The selection criterion of having a local maximum of PSD within  $7^\circ$  of the geomagnetic latitude intentionally removes these magnetosonic waves which are occasionally observed at higher latitudes from our data set, concentrating thus our analysis only at the frequent phenomenon which corresponds to earlier observations of equatorial noise. By integration of the occurrence rates of EN as a function of latitude in Figures 5 or 7, we find that more than 90% of our data points are limited within  $10^\circ$  from the geomagnetic dipole equator, and more than 60% of our data points occur within  $5^\circ$  from the geomagnetic equator.

The main advantage of our data set, however, is a combination of polarization and intensity criteria. Only the data corresponding to EN with low ellipticity of the magnetic field polarization are selected and included in this study. This was not possible in the previous studies [*Green et al.*, 2005; *Meredith et al.*, 2008; *Pokhotelov et al.*, 2008] which consider only the PSD in a given interval of frequencies and latitudes.

The percentage of orbits with EN emissions that we have observed during the years 2001–2006 when Cluster was crossing the equator at radial distances of about  $4 R_E$  can be compared to the result of *Santolik et al.* [2004]. They visually inspected 781 1–3 h data intervals around the perigee passages. The data within  $10^\circ$  were available for 671 cases, and the resulting occurrence rate of EN was about 60%. OR is lower in the present paper, it is only 49% during the first 2 years. The reason is that every passage for which data are available at the geomagnetic equator is counted as “equator passage” in Table 1, without requiring the data coverage up to  $10^\circ$ . We therefore analyze a higher number of equatorial Cluster passages in the present study.

We have analyzed data inside and outside the plasmasphere separately. We use three models to obtain the location of the plasmopause—CA1992, OM2003, and PPCH2012. The results for these models are similar. We also separate the results for different levels of geomagnetic activity. We are unable to draw any conclusions from cases inside the plasmasphere for  $Kp > 3+$  where we have only a very limited orbital coverage (unlike for Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms observations by *Ma et al.* [2013]). On the other hand, we have a good orbital coverage in the plasmatrough outside of the plasmasphere where we observe almost twice higher OR in the plasmatrough outside of the plasmasphere for these disturbed times, compared to plasmatrough cases with  $Kp \leq 3+$ .

As it is discussed above, the OR of the EN emissions is only very weakly dependent on MLT inside the plasmasphere (Figure 8c), taking into account our experimental uncertainties. However, outside of the plasmasphere (Figure 8d), OR is significantly larger on the dayside. These results are roughly consistent with the surveys by *Pokhotelov et al.* [2008] and *Ma et al.* [2013], but they are not consistent with the overall results on EN intensities by *Green et al.* [2005] and especially with the results obtained by *Meredith et al.* [2008]. All these studies identified EN emissions only on a basis of a predefined frequency interval, without taking into account the wave polarization properties. They therefore might include also other emissions than EN (most probably plasmaspheric hiss and/or whistlers) into their statistical results. *Green et al.* [2005] analyzed the data from the Dynamics Explorer and IMAGE missions in the frequency range from 30 to 300 Hz up to  $L \sim 4$  inside the plasmasphere. Their results show a similar dependence of intensities on MLT as we found it for OR from Cluster data outside the plasmasphere. *Meredith et al.* [2008] analyzed the wave electric intensity in the frequency range  $0.5f_{lh} < f < f_{lh}$  using data from the CRRES satellite. They found these waves at most MLTs for data outside of the plasmasphere, but the waves were mainly found in the afternoon sector in the data set localized inside the plasmasphere. *Pokhotelov et al.* [2008] processed data from the Cluster mission in the frequency range  $0.0005 \leq f/f_{ce} < 0.02$  from  $L \sim 4$  to  $L \sim 9$ . This mostly corresponds to locations outside the plasmasphere. They found a similar dependence on MLT as in our study. On the other hand, we were unable to reproduce the shift of peak occurrences toward dawn indicated by *Ma et al.* [2013] for higher geomagnetic activity: we do not observe any such effect outside of the plasmasphere, and the limited Cluster orbital coverage for disturbed conditions prevents us from reliably verifying it inside the plasmasphere.

*Němec et al.* [2013] suggest from their analysis that EN emissions are generated close to the plasmopause density gradient. This hypothesis is consistent with our results taking into account results of the ray

tracing analysis by *Chen and Thorne* [2012]. They obtain much lower spread of the MLT values for observations outside the plasmasphere [*Chen and Thorne*, 2012, Figure 4] than inside the plasmasphere where the EN emissions are trapped. This explains our observations of OR of the EN emissions, assuming that source region is in the afternoon sector.

## 6. Conclusion

We have presented a systematic study of the EN emissions observed by the Cluster spacecraft between the local proton cyclotron frequency and the local lower hybrid frequency. This study is based on the data measured by the STAFF-SA instrument during 10 years of operation (from January 2001 to December 2010). We have used three selection criteria for the identification of EN: (i) intensity thresholds for both electric and magnetic field fluctuations, (ii) location of the maxima of the PSDs relative to the geomagnetic equator, and (iii) linear polarization of the magnetic field fluctuations.

Using these criteria, we have identified EN events that occurred during the analyzed time period. Altogether, we have analyzed 5785 equator crossings. Among these, we have identified 2229 cases of EN emissions. The change of the Cluster orbit during the analyzed period allowed us to study the occurrence of EN over a large range of L shells from about 1.1 to 10. EN emissions were found to occur at all analyzed L shells. However, the EN emissions are mostly observed at L shells from about 3 to 5.5. On the other hand, the OR at L shells less than  $L = 2.5$  and larger than  $L = 8.5$  is very low ( $< 6\%$ ). EN is mostly (in more than 90% of cases) confined within  $10^\circ$  from the geomagnetic dipole equator. EN emissions occur more often during disturbed geomagnetic conditions between  $Kp = 3+$  and  $Kp = 7$ .

We have studied the dependence of OR of EN on MLT separately for data inside and outside the plasmasphere. We demonstrate that the occurrence depends on MLT outside the plasmasphere. Maximum OR (30–40% or more than 65% during geomagnetically disturbed times) is observed during the daytime (from 10 to 18 h MLT), with a peak around 15 h, while the lowest OR is found around the midnight (from 22 to 2 h MLT). Inside the plasmasphere, we find that OR is only very weakly dependent of the MLT.

These results are consistent with a speculative hypothesis that the source of EN is localized close to the plasmopause [*Němec et al.*, 2013] on the dayside, with a peak occurrence in the early afternoon sector. According to the ray tracing results of *Chen and Thorne* [2012], EN waves can propagate in a narrower MLT interval at high L shells. They can therefore stay more often localized on the dayside. At lower L shells, EN waves can effectively propagate in the azimuthal direction and their resulting occurrence is therefore much more equalized with respect to MLT. Further analysis of the source locations is needed to verify this hypothesis.

## Acknowledgments

The authors acknowledge additional support from grants GAUK 678212, Kontakt II LH12231, and GACR P209/12/P658 and EU support through the FP7-Space grant agreement 284520 for the MAARBLE collaborative research project. The data used to produce the results of this paper can be obtained from the ESA Cluster Science Archive (<http://cosmos.esa.int/csa>).

Michael Balikhin thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.

## References

- Boardsen, S. A., D. L. Gallagher, D. A. Gurnett, W. K. Peterson, and J. L. Green (1992), Funnel-shaped, low-frequency equatorial waves, *J. Geophys. Res.*, *97*(A10), 14,967–14,976.
- Carpenter, D. L., and R. R. Anderson (1992), An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *97*(A2), 1097–1108.
- Chen, L., and R. M. Thorne (2012), Perpendicular propagation of magnetosonic waves, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L14102, doi:10.1029/2012GL052485.
- Chen, L., R. M. Thorne, V. K. Jordanova, and R. B. Horne (2010), Global simulation of magnetosonic waves instability in the storm time magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *115*, A11222, doi:10.1029/2010JA015707.
- Chen, L., R. M. Thorne, V. K. Jordanova, M. F. Thomsen, and R. B. Horne (2011), Magnetosonic wave instability analysis for proton ring distributions observed by the LANL magnetospheric plasma analyzer, *J. Geophys. Res.*, *116*, A03223, doi:10.1029/2010JA016068.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (1997), The Cluster Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF) experiment, *Space Sci. Rev.*, *79*, 107–136.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (2003), First results obtained by the Cluster STAFF experiment, *Ann. Geophys.*, *21*, 437–456.
- Curtis, S. A., and C. S. Wu (1979), Gyroharmonic emissions induced by energetic ions in the equatorial plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2597–2607.
- Décreau, P. M. E., et al. (1997), Whisper, a resonance sounder and wave analyser: Performances and perspectives for the Cluster mission, *Space Sci. Rev.*, *79*, 157–193.
- Green, J. L., S. Boardsen, L. Garcia, W. W. L. Taylor, S. F. Fung, and B. W. Reinisch (2005), On the origin of whistler mode radiation in the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, *110*, A03201, doi:10.1029/2004JA010495.
- Gurnett, D. A. (1976), Plasma wave interactions with energetic ions near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *81*, 2765–2770.
- Gustafsson, G., et al. (1997), The electric field and wave experiment for the Cluster mission, *Space Sci. Rev.*, *79*, 137–156.
- Heilig, B., and H. Lühr (2013), New plasmopause model derived from CHAMP field-aligned current signatures, *Ann. Geophys.*, *31*, 529–539.
- Horne, R. B., G. V. Wheeler, and H. S. C. K. Alleyne (2000), Proton and electron heating by radially propagating fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *105*(A12), 27,597–27,610.

- Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Glauert, N. P. Meredith, D. Pokhotelov, and O. Santolík (2007), Electron acceleration in the Van Allen radiation belts by fast magnetosonic waves, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L17107, doi:10.1029/2007GL030267.
- Kasahara, Y., H. Kenmochi, and I. Kimura (1994), Propagation characteristics of the ELF emissions observed by the satellite Akebono in the magnetic equatorial region, *Radio Sci.*, *29*, 751–767.
- Laakso, H., H. Junginger, A. Roux, R. Schmidt, and C. de Villedary (1990), Magnetosonic waves above  $f_{CH+}$  at geostationary orbit: GEOS 2 results, *J. Geophys. Res.*, *95*, 10,609–10,621.
- Ma, Q., W. Li, R. M. Thorne, and V. Angelopoulos (2013), Global distribution of equatorial magnetosonic waves observed by THEMIS, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 1895–1901, doi:10.1002/grl.50434.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, S. A. Glauert, D. N. Baker, S. G. Kanekal, and J. M. Albert (2009), Relativistic electron loss timescales in the slot region, *J. Geophys. Res.*, *114*, A03222, doi:10.1029/2008JA013889.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, and R. R. Anderson (2008), Survey of magnetosonic waves and proton ring distributions in the Earth's inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *113*, A06213, doi:10.1029/2007JA012975.
- Mourenas, D., A. V. Artemyev, O. V. Agapitov, and V. Krasnoselskikh (2013), Analytical estimates of electron quasilinear diffusion by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 3096–3112, doi:10.1002/jgra.50349.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2005), Initial results of a survey of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft, *Planet. Space Sci.*, *53*, 291–298.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, H. Laakso, Y. de Conchy, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2006), Equatorial noise: Statistical study of its localization and the derived number density, *Adv. Space Res.*, *37*, 610–616.
- Němec, F., O. Santolík, J. S. Pickett, Z. Hrbáčková, and N. Cornilleau-Wehrin (2013), Azimuthal directions of equatorial noise propagation determined using 10 years of data from the Cluster spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 7160–7169, doi:10.1002/2013JA019373.
- O'Brien, T. P., and M. B. Moldwin (2003), Empirical plasmopause models from magnetic indices, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(4), 1152, doi:10.1029/2002GL016007.
- Perraut, S., A. Roux, P. Robert, R. Gendrin, J.-A. Sauvaud, J.-M. Bosqued, G. Kremser, and A. Korth (1982), Systematic study of ULF waves above  $Fu+$  from GEOS 1 and 2 measurements and their relationships with proton ring distributions, *J. Geophys. Res.*, *87*, 6219–6236.
- Pokhotelov, D., F. Lefeuvre, R. B. Horne, and N. Cornilleau-Wehrin (2008), Survey of ELF-VLF plasma waves in outer radiation belt observed by Cluster STAFF-SA experiment, *Ann. Geophys.*, *26*, 3269–3277.
- Russel, C. T., R. E. Holzer, and E. J. Smith (1970), OGO 3 Observations of ELF noise in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *75*, 755–768.
- Santolík, O., J. S. Pickett, D. A. Gurnett, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2002), Spatiotemporal variability and propagation of equatorial noise observed by Cluster, *J. Geophys. Res.*, *107*(A12), 1495, doi:10.1029/2001JA009159.
- Santolík, O., M. Parrot, and F. Lefeuvre (2003), Singular value decomposition methods for wave propagation analysis, *Radio Sci.*, *38*(1), 1010, doi:10.1029/2000RS002523.
- Santolík, O., F. Němec, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2004), Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *Ann. Geophys.*, *22*, 2587–2595.
- Shprits, Y. Y., A. Runov, and B. Ni (2013), Gyro-resonant scattering of radiation belt electrons during the solar minimum by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 648–652, doi:10.1002/jgra.50108.
- Stix, T. H. (1992), *Waves in Plasmas*, Am. Inst. of Phys., New York.
- Tsurutani, B. T., B. J. Falkowski, J. S. Pickett, O. P. Verkhoglyadova, O. Santolík, and G. S. Lakhina (2014), Extremely intense ELF magnetosonic waves: A survey of polar observations, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 964–977, doi:10.1002/2013JA019284.
- Xiao, F., Q. Zhou, Z. He, and L. Tang (2012), Three-dimensional ray tracing of fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *117*, A06208, doi:10.1029/2012JA017589.

### **A.3 Němec et al. (2013)**

Němec, F., O. Santolík, J. S. Pickett, Z. Hrbáčková a N. Cornilleau-Wehrlin. Azimuthal directions of equatorial noise propagation determined using 10 years of data from the Cluster spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2013, vol. 118, p. 7160-7169. DOI 10.1002/2013JA019373.

## Azimuthal directions of equatorial noise propagation determined using 10 years of data from the Cluster spacecraft

F. Němec,<sup>1</sup> O. Santolík,<sup>1,2</sup> J. S. Pickett,<sup>3</sup> Z. Hrbáčková,<sup>1,2</sup> and N. Cornilleau-Wehrin<sup>4,5</sup>

Received 26 August 2013; revised 22 October 2013; accepted 31 October 2013; published 21 November 2013.

[1] Equatorial noise (EN) emissions are electromagnetic waves at frequencies between the proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency routinely observed within a few degrees of the geomagnetic equator at radial distances from about 2 to 6  $R_E$ . They propagate in the extraordinary (fast magnetosonic) mode nearly perpendicularly to the ambient magnetic field. We conduct a systematic analysis of azimuthal directions of wave propagation, using all available Cluster data from 2001 to 2010. Altogether, combined measurements of the Wide-Band Data and Spectrum Analyzer of the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations instruments allowed us to determine azimuthal angle of wave propagation for more than 100 EN events. It is found that the observed propagation pattern is mostly related to the plasmopause location. While principally isotropic azimuthal directions of EN propagation were detected inside the plasmasphere, wave propagation in the plasma trough was predominantly found directed to the West or East, perpendicular to the radial direction. The observed propagation pattern can be explained using a simple propagation analysis, assuming that the emissions are generated close to the plasmopause.

**Citation:** Němec, F., O. Santolík, J. S. Pickett, Z. Hrbáčková, and N. Cornilleau-Wehrin (2013), Azimuthal directions of equatorial noise propagation determined using 10 years of data from the Cluster spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 118, 7160–7169, doi:10.1002/2013JA019373.

### 1. Introduction

[2] Intense electromagnetic waves observed in the equatorial region of the inner magnetosphere were reported for the first time by *Russell et al.* [1970], who called them “equatorial noise” (EN). OGO 3 magnetic field data revealed that the emissions were located in the outer plasmasphere at frequencies between about twice the proton cyclotron frequency ( $\Omega_{H^+}$ ) and half the lower hybrid frequency. They were confined within about  $2^\circ$  of the geomagnetic equator, with the magnetic field fluctuations nearly linearly polarized along the ambient magnetic field. Taking into account theoretical properties of electromagnetic waves in cold plasma [*Stix*, 1992], this corresponds to the propagation nearly perpendicular to the ambient magnetic field. In the

low-frequency domain, the appropriate wave mode is the fast magnetosonic mode. Thus, EN emissions are often called “fast magnetosonic waves.” They can be also linked to the whistler mode at higher frequencies. Observations of EN recorded by the IMP 6 and the Hawkeye 1 satellites at radial distances from about 2 to 5  $R_E$  were analyzed by *Gurnett* [1976]. He showed that EN consists of a complex superposition of many harmonically spaced lines, with several distinctly different frequency spacings often evident in the same spectrum. Further observations showed that equatorial noise can occur at radial distances between 2 and 7  $R_E$  and at latitudes within  $10^\circ$  from the geomagnetic equator [*Laakso et al.*, 1990; *Kasahara et al.*, 1994].

[3] The frequency structure of the EN events appears to be characteristic of the proton cyclotron frequency in the source region [*Gurnett*, 1976; *Perraut et al.*, 1982; *Kasahara et al.*, 1994]. Energetic protons with ring-like distribution functions at a pitch angle of  $90^\circ$  observed in association with the waves [*Perraut et al.*, 1982; *Boardsen et al.*, 1992] are believed to drive the growth [*Perraut et al.*, 1982; *McClements and Dendy*, 1993; *McClements et al.*, 1994; *Horne et al.*, 2000; *Liu et al.*, 2011]. *Horne et al.* [2000] found that the growth is possible at frequencies  $\omega > 30\Omega_{H^+}$  for proton ring distribution functions with ring velocities  $v_R$  exceeding the Alfvén speed ( $v_R > v_A$ ) and at frequencies  $\omega < 30\Omega_{H^+}$  for proton ring distribution functions with ring velocities  $v_R > 2v_A$ . The waves were not expected to grow inside the plasmasphere, but the authors have shown that the waves generated just outside the plasmopause can propagate

<sup>1</sup>Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Prague, Czech Republic.

<sup>2</sup>Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic.

<sup>3</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA.

<sup>4</sup>Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, CNRS, Palaiseau, France.

<sup>5</sup>LESIA, Observatoire de Meudon, Meudon, France.

Corresponding author: F. Němec, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, V Holešovičkách 2, 18000 Prague, Czech Republic. (frantisek.nemec@gmail.com)

to  $L \approx 2$  with very little attenuation, suggesting that waves observed well inside the plasmasphere could originate from a source region just outside the plasmasphere.

[4] *Santolik et al.* [2002] reported high-resolution multipoint observations of equatorial noise performed by the Spectrum Analyzer of the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF-SA) and the Wide-Band Data (WBD) instruments on board the Cluster spacecraft. They used theoretical polarization properties of EN emissions to present observational evidence that the waves propagate with a significant radial component. The waves can thus propagate from a distant region located at radial distances where ion cyclotron frequencies match the observed fine structure of spectral lines. A systematic analysis of EN emissions observed by the Cluster spacecraft revealed that the occurrence rate at radial distances between  $3.9$  and  $5 R_E$  is about 60% [*Santolik et al.*, 2004]. These results were further extended by *Němec et al.* [2005, 2006], who demonstrated that EN events occasionally observed farther out from the magnetic equator are probably caused by problems with determining the true magnetic equator. They also showed that the local plasma number density at the spacecraft location can be estimated using the cold plasma theory from the observed B/E ratio. Equatorial noise was found to be the most intense natural emission in the given interval of frequencies and latitudes, indicating that it could play a nonnegligible role in the dynamics of the inner magnetosphere. The effects of EN interaction with radiation belt electrons have been recently discussed by several authors [*Horne et al.*, 2007; *Shprits et al.*, 2013; *Mourenas et al.*, 2013], showing an increased interest in this electromagnetic emission.

[5] Ray tracing studies of EN emissions were performed by *Kasahara et al.* [1994] and *Xiao et al.* [2012]. It was shown that the emissions can propagate Westward or Eastward, perpendicular to the radial direction, especially near the plasmopause. Moreover, they can propagate inward and outward, crossing the plasmopause boundary. A simple analytical ray tracing approximation, based on the assumption of exactly perpendicular propagation, and the equatorial medium symmetrical about the Earth's magnetic dipole axis, was recently presented by *Chen and Thorne* [2012].

[6] We present an analysis of azimuthal angles of EN propagation observed by the Cluster spacecraft at radial distances of about  $4R_E$ , i.e., close to the plasmopause. All available Cluster data from 2001 to 2010 are used, and the obtained results are discussed in terms of the propagation pattern inside/outside the plasmasphere. The obtained results have important implications for the possible location of the source region. Section 2 describes the data set used in the study. Section 3 introduces the data processing. The obtained results are presented in section 4 and discussed in section 5. Finally, section 6 contains a brief summary.

## 2. Data Set

[7] Electromagnetic wave data measured by the Cluster spacecraft during the first 10 years of operations (2001–2010) have been used. There are four Cluster satellites which move in a close formation along an elliptical orbit. The apogee was about 119,000 km, and the perigee was about 24,000 km during the first years of the mission (the

spacecraft orbit slightly changed over the duration of the mission). The spacecraft are spinning at one rotation every 4 s, with the rotation axis about perpendicular to the ecliptic. Two different wave instruments were used, as they well complement each other for the purpose of this study.

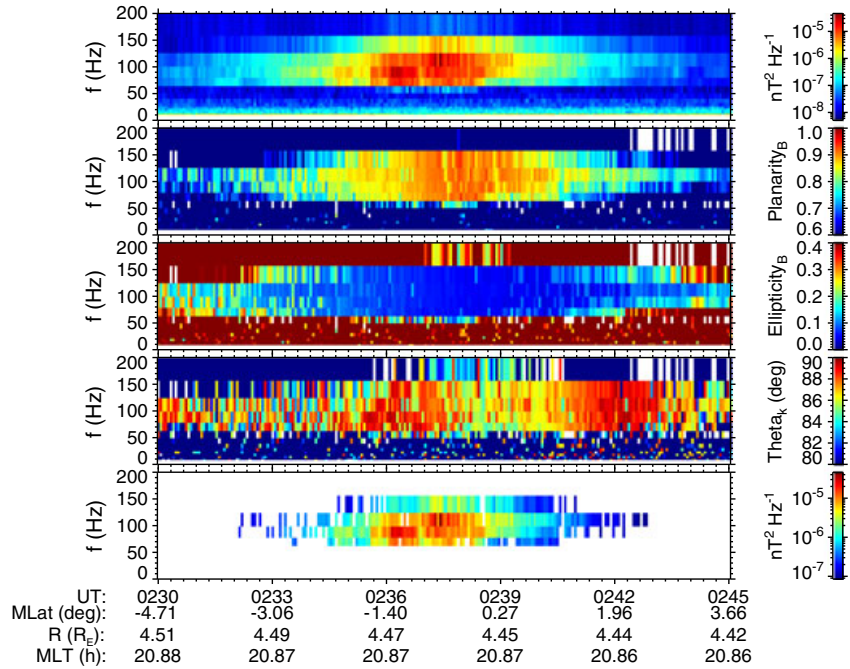
[8] The Wide-Band Data (WBD) Plasma Wave investigation instruments provide high-resolution waveform measurements of AC electric and magnetic fields [*Gurnett et al.*, 1997]. In the continuous baseband measurement mode relevant for our study, the data are band-pass filtered in the frequency range of about 70 Hz–9.5 kHz and measured with the sampling frequency of 27,443 Hz. The WBD instruments cycle between obtaining waveforms of one electric field component measured in the spin plane of the spacecraft for approximately 42 s and waveforms of one magnetic field component for approximately 10 s. However, as we will show later on, only the WBD electric field measurements are relevant for our study. This means that each interval of about 42 s of continuous data is effectively followed by about a 10 s long data gap. An additional complication is that due to the high telemetry rate and the need for ground stations to receive the WBD data directly from the spacecraft, the WBD instruments are active only during specifically selected time intervals (approximately 4% of the orbit).

[9] Lower resolution multicomponent measurements are performed continuously by the Spectrum Analyzer of the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF) experiments, STAFF-SA [*Cornilleau-Wehrin et al.*, 1997, 2003]. STAFF-SA instruments use three orthogonal magnetic field components and two electric field components in the spin plane of the spacecraft to calculate the elements of the  $5 \times 5$  complex spectral matrices. The analysis is performed on board, and it is limited to 27 logarithmically spaced frequency channels between 8 Hz and 4 kHz. One spectral matrix per frequency channel and time interval is obtained. This permits to retrieve information about power spectral densities, mutual phases, and coherence, which can be used to determine detailed wave polarization and propagation properties [see, e.g., *Santolik et al.*, 2003, and the references therein].

[10] The present study uses a list of EN events manually identified in the STAFF-SA data obtained during all Cluster equatorial passes from 2001 to 2010 [*Hrbáčková et al.*, 2012]. Altogether, the list contains 2465 EN events. However, due to the specificity of the equatorial noise wave mode, the WBD electric field measurements are needed for the intended analysis of azimuthal directions of wave propagation. Only the EN events measured during the times when the WBD instruments were active are thus used. This limits the number of analyzed events to 226.

## 3. Data Processing

[11] An example of an EN event measured by the STAFF-SA instrument on board Cluster 4 on 23 April 2002 is shown in Figure 1. The plotted data were acquired during a 15 min long time interval between 0230:00 UT and 0245:00 UT. The first panel shows the frequency-time spectrogram of power spectral density of magnetic field fluctuations. The second, third, and fourth panels show frequency-time plots of wave properties determined using the singular value decomposition (SVD) method [*Santolik et al.*, 2003]. These



**Figure 1.** Example of an EN event, along with a detailed wave analysis using the SVD method (see text). The data were measured on 23 April 2002 by the STAFF-SA instrument on Cluster 4. The individual panels correspond to (from the top) frequency-time spectrogram of power spectral density of magnetic field fluctuations, frequency-time plot of the planarity of magnetic field fluctuations, frequency-time plot of the ellipticity of magnetic field fluctuations, and frequency-time plot of the polar angle of the wave vector direction. The last panel is the same as the first panel (i.e., it shows the frequency-time spectrogram of power spectral density of magnetic field fluctuations), but this time only the frequency-time subintervals that fulfill the conditions set for EN emissions (planarity  $> 0.8$ , ellipticity  $< 0.2$ ,  $\theta_k > 85^\circ$ ) are plotted.

are (from the top) planarity of magnetic field fluctuations, ellipticity of magnetic field fluctuations, and polar angle of the wave vector direction with respect to the ambient magnetic field. In the first part of the data processing, these propagation parameters are used to select the frequency-time subintervals which contain the EN emissions.

[12] The planarity of magnetic field fluctuations may range from 0 to 1. It is used to express how well an assumption of a single plane wave is fulfilled, i.e., how well the magnetic field fluctuations are confined to a single plane. The values of planarity close to 1 correspond to a situation when the polarization ellipsoid degenerates into a single plane. The values of planarity close to 0 correspond to a situation when the polarization ellipsoid degenerates into a sphere, i.e., no preferred direction exists. Magnetic field fluctuations corresponding to EN emissions are expected to be nearly linearly polarized along the ambient magnetic field. The corresponding values of planarity are thus expected to be close to 1. A histogram of experimentally determined values of planarity corresponding to EN emissions has been shown by *Santolik et al.* [2004]. According to their results (see their Figure 3b), a reasonable minimum threshold value of planarity for an emission to qualify as EN is about 0.8. We have adopted this value for the purpose of the present paper.

[13] The values of ellipticity of magnetic field fluctuations, which is defined as a ratio of the minor to the major polarization axes, may range from 0 to 1. The values of

ellipticity equal to 0 correspond to a linear polarization. The values of ellipticity equal to 1 correspond to a circular polarization. Magnetic field fluctuations corresponding to EN emissions are nearly linearly polarized. A histogram of experimentally determined values of ellipticity corresponding to EN emissions has been shown by *Santolik et al.* [2004]. According to their results (see their Figure 2b), a reasonable upper bound value of ellipticity required for an emission to qualify as EN is about 0.2 or less. We have adopted this value as a maximum threshold for the purpose of the present paper.

[14] EN emissions propagate nearly perpendicularly to the ambient magnetic field, so that the polar angle of the wave vector direction with respect to the ambient magnetic field should be close to  $90^\circ$ . For the purpose of the present paper, we adopt a threshold value for the polar angle of the wave vector direction of  $85^\circ$ . Note, however, that the three analyzed wave parameters (planarity, ellipticity, and wave normal angle) are not independent; they rather are quite tightly related. Namely, according to the theory of electromagnetic waves in cold plasmas, a wave propagating at wave normal angles close to  $90^\circ$  in the extraordinary mode has magnetic field fluctuations nearly linearly polarized along the ambient magnetic field. This means that the ellipticity of magnetic field fluctuations is close to 0. It also implies that the planarity of magnetic field fluctuations should be large, even if several EN emissions propagating at the same time in different (azimuthal) directions are assumed.

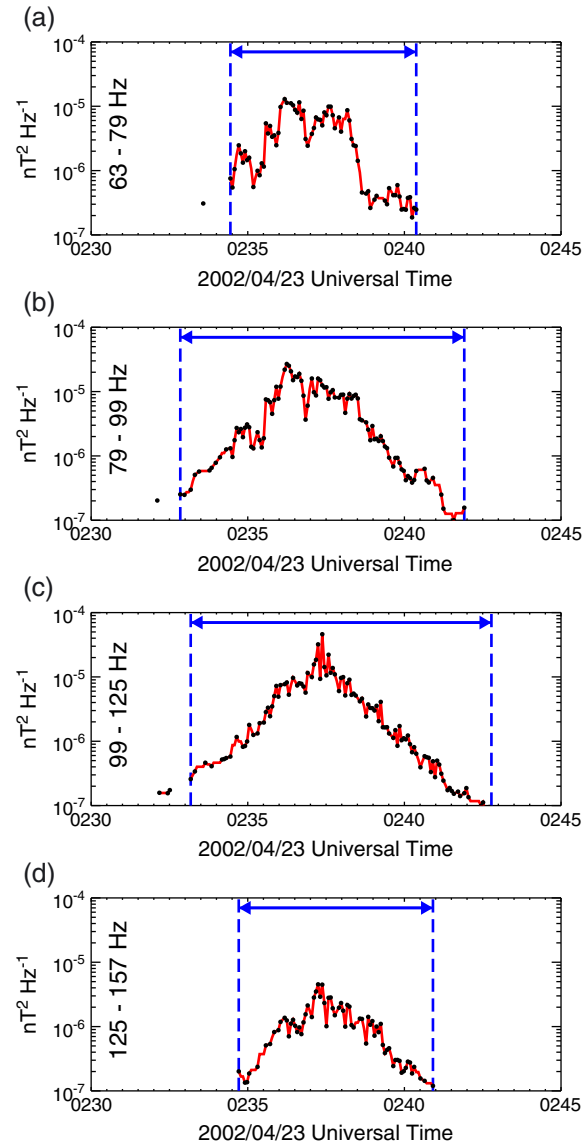


Nevertheless, as the natural measured data contain some amount of noise, it is still useful to set several (albeit not independent) conditions, all of which must be fulfilled for an emission to qualify as EN.

[15] We have employed the following three conditions to identify frequency-time subintervals corresponding to the EN emissions: (i) the planarity larger than 0.8, (ii) the ellipticity lower than 0.2, and (iii) wave normal angle larger than  $85^\circ$ . As the values of these parameters are evaluated in each frequency-time subinterval of the STAFF-SA data depicted in Figure 1, we obtain binary information of whether a given frequency-time subinterval can be considered as EN or not. The result of this simple threshold identification is shown in the last panel of Figure 1. It shows the same values as the first panel, i.e., the power spectral densities of magnetic field fluctuations, but only for the frequency-time subintervals that fulfill all the three conditions. It can be seen that the procedure works reasonably well. Although some of the frequency-time intervals at the edges of the event were excluded, the core of the event remained.

[16] However, in order to analyze the azimuthal directions of wave propagation, it is not desirable to identify the individual frequency-time subintervals fulfilling the EN criteria. We rather have to identify the whole time intervals corresponding to EN events, i.e., to determine, for each frequency band of the STAFF-SA instrument, the times when a given EN event starts and ends. Principally, the aim is—after the thresholds for the planarity, the ellipticity, and the wave normal angle are applied—to find the longest continuous data interval. This is separately done for each of the eight frequency bands of the STAFF-SA instrument between 70 Hz (lowest frequency detectable by the WBD electric field measurements) and 400 Hz (upper estimate of the lower hybrid frequency at the spacecraft location). The results of the procedure applied to the example event from Figure 1 are shown in Figure 2. The individual panels correspond to the individual frequency bands of the STAFF-SA instrument where EN was observed. As there may be some minor gaps in EN frequency-time subintervals determined using the threshold identification procedure (as it can be seen in the bottom panel of Figure 1), we allow for gaps of up to 20 s long (i.e., five consecutive frequency-time subintervals, taking into account the 4 s time resolution of the spectral matrices). This value was determined as an optimal value using a test set of events. It enables to fill in the sometimes occurring gaps but prevents us from false identifications. The result of this procedure applied to the example event is shown in Figure 2 by the blue vertical dashed lines. It can be seen that the identification works reasonably well in the sense that the identified boundaries are rather close to what a human would naturally mark as the beginning and the end of the event. We note that it would be wrong to use simply the first and last valid frequency-time subinterval, as this would in some cases lead to an identification of unreasonably long time intervals of EN.

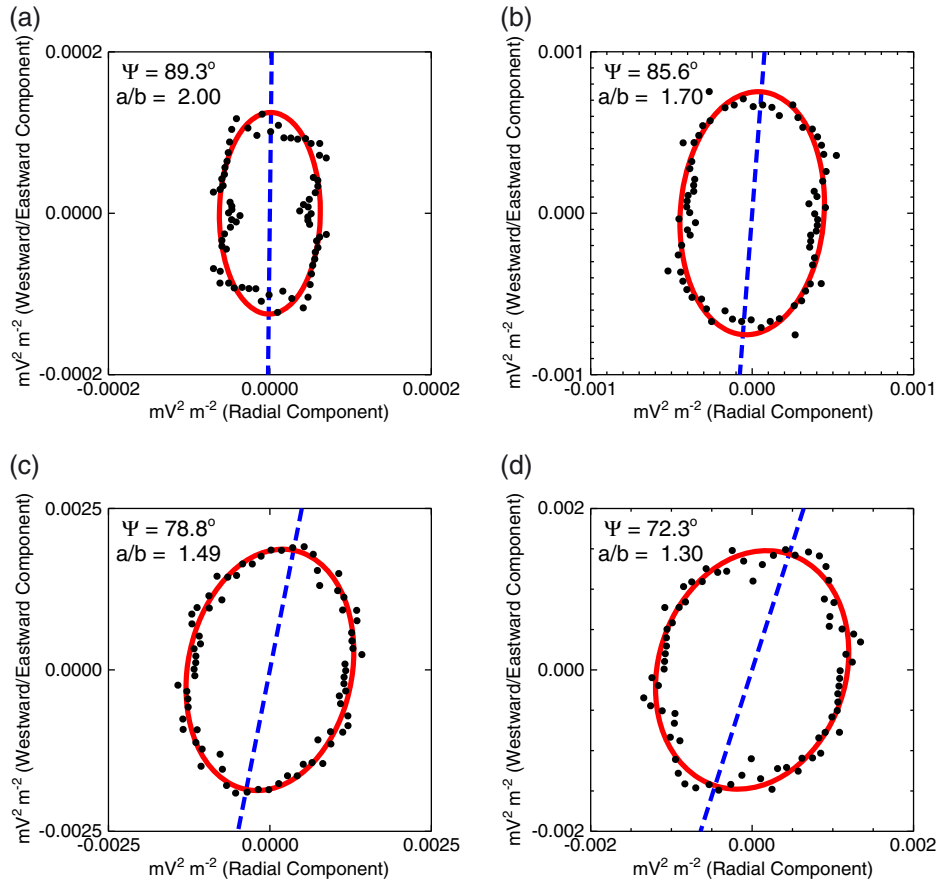
[17] Applying the above described procedure for identification of EN time intervals to all 226 EN events for which the WBD data are at least partially available results in a total of 123 EN events at frequencies larger than 70 Hz that fulfilled the selection criteria. This corresponds to a total of 361 frequency-time intervals of EN. Note that the number of EN frequency-time intervals is a factor of about 3 larger



**Figure 2.** Power spectral density of magnetic field fluctuations as a function of time. The plotted time interval is exactly the same as in Figure 1. The individual panels correspond to the individual frequency bands of the STAFF-SA instrument where EN was observed. The appropriate frequency bounds are given on the left side of the panels. The time intervals corresponding to EN emissions identified by the automatic procedure (see text) are marked by the blue vertical dashed lines.

than the number of EN events. The reason is that the time intervals are identified separately for each frequency band of the STAFF-SA instrument, and an EN event can span over several frequency bands.

[18] Having identified the frequency-time intervals of EN with the WBD data coverage, we can proceed to perform the intended analysis of the azimuthal directions of the wave propagation. A conventional wave normal analysis cannot be straightforwardly applied to EN due to the linear polarization of magnetic field fluctuations of EN emissions: it is based on the fact that magnetic field fluctuations are,



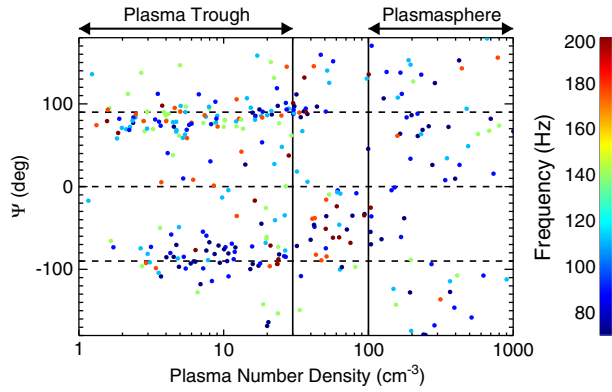
**Figure 3.** Polar plots of the median wave power measured by the WBD instruments during the time intervals of EN occurrence shown in Figure 2. Each of the four plots corresponds to a different frequency range (the same as in Figure 2). The red curves show the best-fit ellipses, which are used as an approximation of the observed angular dependence of the detected wave power. The directions of the major axes (i.e., the wave vector directions) are shown by the blue dashed lines. The appropriate azimuthal angles, along with the ratios of major to minor axes, are given in the individual plots.

in general, polarized perpendicularly to the wave vector direction, so that determining the wave vector direction is in fact equivalent to determining the polarization plane. The direction normal to the polarization plane is then the direction of the wave vector. Unfortunately, as the magnetic field fluctuations corresponding to EN are linearly polarized, the polarization plane degenerates into a line (parallel to the ambient magnetic field). The infinite number of perpendicular directions then does not allow for the determination of a wave normal. The magnetic field fluctuations are therefore insufficient for the determination of the wave vector direction, and the electric field measurements have to be used.

[19] The idea is the same as it was successfully applied by *Santolik et al.* [2002] in a case study of EN propagation. We use the fact that the electric field fluctuations corresponding to EN emissions are elliptically polarized in the equatorial plane, with the major polarization axis oriented in the direction of the wave vector. Moreover, the Cluster spacecraft rotate with the frequency of about 0.25 Hz, i.e., with the frequency significantly lower than the period of EN emissions. At the times when the Cluster spacecraft cross the geomagnetic equator, the electric field antenna is oriented

approximately in the polarization plane of EN electric field fluctuations. The electric field intensity observed by a single antenna on board Cluster should therefore exhibit a modulation of the wave intensity with a period of about 4 s. The orientation of the antenna at the times when the maximum intensity is detected then corresponds to the direction of the wave vector (with an ambiguity of  $\pm 180^\circ$ ). We correct for a small deviation of the antenna direction from the equatorial plane (i.e., the theoretical polarization plane of the electric field fluctuations) by dividing the waveform values by the cosine of this angular deviation, which is known from the spacecraft attitude data.

[20] The analysis is done—for a given EN event—in several frequency bands, which are defined to correspond to the frequency bands of the STAFF-SA instruments. The electric field waveform measured by the WBD instrument is digitally band-pass filtered in the required frequency band. The square of the filtered electric field waveform then corresponds to the wave power observed by the electric field antenna in a given frequency range. This wave power exhibits two principal modulations. There is the aforementioned modulation due to the spacecraft rotation. Moreover, there is a modulation corresponding to the wave



**Figure 4.** Azimuthal angles of the wave propagation as a function of the local plasma number density determined from the B/E ratio. Central frequencies of the appropriate frequency bands of the STAFF-SA instrument are color coded using the scale on the right. Low-density region (plasma trough) and high-density region (plasmasphere) with qualitatively different propagation patterns are marked.

oscillation, i.e., a modulation with a period corresponding to the wave frequency. In order to remove the latter modulation, we calculate moving averages of the wave power over a time duration corresponding to the wave period. In this way, the wave power as a function of the antenna orientation is obtained. Note that this calculation benefits from the fact that the wave period is generally much lower than the period of the Cluster spacecraft rotation. Also note that the time intervals used for the calculation of the moving averages are—due to computational requirements—shifted by the number of waveform samples corresponding to one half of the wave period. This has principally no negative effect on the obtained results (except of lower azimuthal resolution of mean wave power) but significantly speeds up the calculation.

[21] As a single EN event lasts usually rather long compared to the Cluster rotation period, there are typically many Cluster rotations during a single EN event. This results in many values of detected wave power in a given azimuthal direction. Azimuthal bins  $5^\circ$  wide have been used for the purpose. This value represents a good compromise between the requirement of a fine azimuthal resolution and a reasonable number of data points falling in a given bin. A median value of the wave power in a given direction is therefore used for further analysis, which allows for a convenient filtering out of extremely large/low values of the wave power. Moreover, as there is an ambiguity of  $\pm 180^\circ$ , the geometry is symmetric and only azimuthal angle values from  $-90^\circ$  to  $+90^\circ$  are considered.

[22] An example of the dependencies obtained for the four frequency ranges of the STAFF-SA instrument where the EN event occurred in the example case from Figure 1 is shown in Figure 3. Each of the four plots corresponds to a different frequency range. These are the same as in Figure 2. Polar plots of the median electric field spectral power measured by the WBD instrument during the time intervals corresponding to the EN occurrence shown in Figure 2 are plotted by the black points. Although the calculation itself is performed only for azimuthal angles from  $-90^\circ$  to  $+90^\circ$ , the median

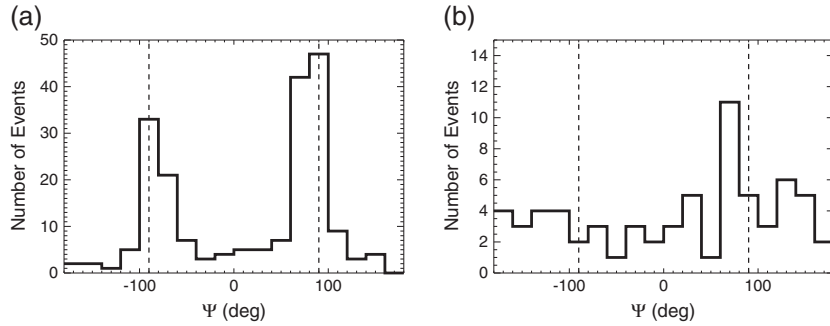
wave power is plotted for azimuthal angles from  $-180^\circ$  to  $+180^\circ$ , using the fact that the wave power at an angle  $\alpha$  is equal to the wave power at an angle  $\alpha + 180^\circ$ .

[23] The red curves in Figure 3 show best-fit ellipses, which are used as an approximation of the observed angular dependence of the wave power. Most importantly, the directions of their major axes are shown by the blue dashed lines. The azimuthal angles of major polarization axes, along with the ratio of major to minor polarization axes, are given in the individual panels. These are the principal results corresponding to the wave propagation in a given frequency range. Namely, the azimuthal angles of the major axes correspond to the wave vector directions, and the ratios of major to minor axes provide information about how well the preferred directions of the wave propagation are determined. These results are used in the remainder of the paper.

[24] The ambiguity of  $\pm 180^\circ$  in the azimuthal angle of wave propagation cannot be solved by using the WBD data, as the phase relations between electric and magnetic field fluctuations are needed. These are provided by the STAFF-SA instrument. The STAFF-SA measurements could be therefore used to determine the directions of EN propagation on their own. However, EN emissions have rather special polarization properties. Moreover, the emissions propagate in many directions simultaneously, and a unique wave propagation direction generally does not exist. Consequently, the determination of the azimuthal angle of wave propagation using exclusively STAFF-SA data was found to be very imprecise, if not impossible. The WBD data and the analysis described above are therefore used to determine the azimuthal angle of wave propagation, and the STAFF-SA data are used only to resolve the ambiguity problem. This is done by assuming the two possible propagation directions determined from the WBD data and evaluating which of them is more consistent with the B/E phase relations measured by the STAFF-SA instrument. Namely, we use the fact that—assuming a single plane wave propagating exactly perpendicular to the ambient magnetic field—the phase of magnetic field fluctuations ( $B_z$ , linearly polarized along the ambient magnetic field) is  $90^\circ$  behind the phase of the electric field fluctuations in the direction of the wave vector. This allows us to solve the ambiguity problem by comparing the sign of the imaginary component of the spectral matrix element calculated from  $B_z$  and one electric field component with the sign theoretically calculated for a given antenna orientation. Only the electric field antenna more aligned with the wave vector direction was used for the calculation.

#### 4. Results

[25] We have determined the azimuthal directions of EN propagation for all available EN events. The obtained results are presented in Figure 4, which shows the calculated azimuthal angles as a function of the plasma number density at the spacecraft location. The plasma number density has been determined from the measured ratio of magnetic to electric power spectral densities using the cold plasma theory dispersion relation [Němec *et al.*, 2006]. The plasma number densities obtained in this way are in an overall agreement with plasma number densities determined from the spacecraft potential [see Němec



**Figure 5.** Histograms of the calculated values of the azimuthal angles of the wave propagation in the (a) plasma trough and (b) plasmasphere. Azimuthal angles of  $\pm 90^\circ$  corresponding to the propagation in the eastward/westward direction are shown by the dashed vertical lines.

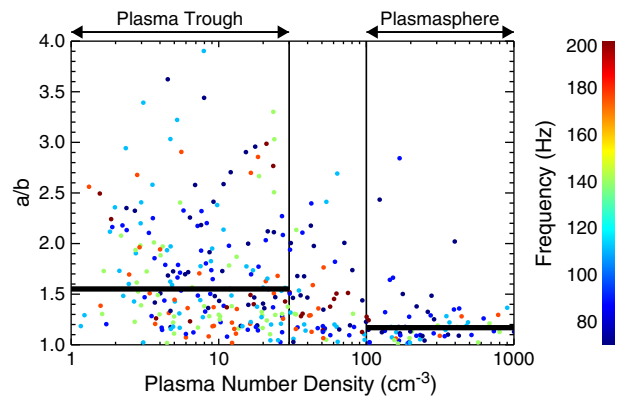
et al., 2006, Figures 6 and 7], and they can be readily derived directly from EN observations. Among the possible parameters that we have analyzed, most importantly the radial distance of the spacecraft, it was the plasma number density at the spacecraft location that best organized the data.

[26] Two regions with different propagation properties can be identified in Figure 4. In the left-hand side of the figure, i.e., in the low-density region called, for the purpose of this paper, (and approximately corresponding to) the plasma trough, the azimuthal angles of the wave propagation are found to be mostly close to  $\pm 90^\circ$ . This corresponds to propagation in a direction perpendicular to the radial direction. The value of the azimuthal angle equal to  $90^\circ$  means an eastward propagation, and the value of azimuthal angle equal to  $-90^\circ$  means a westward propagation. In contrast, in the right-hand side of the figure, i.e., in the high density region called, for the purpose of this paper, (and approximately corresponding to) the plasmasphere, the wave propagation can be principally in any direction, with none of them being significantly preferred. The two density regions are marked at the top of the figure. Note that there is a transition region with medium plasma number densities, classified neither as the plasma trough nor as the plasmasphere, where the observed azimuthal angles are somewhere in between the two above described patterns. The central frequencies of the appropriate frequency bands of the STAFF-SA instruments are color coded using the scale on the right. Note that the low number of events occurring in the plasmasphere is due to the fact that the EN events observed in the plasmasphere have on average lower frequencies than the EN events observed in the plasma trough, so that many of them occur at frequencies below 70 Hz. A possible explanation of this phenomenon will be discussed in section 5.

[27] Histograms of the calculated values of the azimuthal angles of the wave vector directions in the plasma trough and in the plasmasphere are shown in Figures 5a and 5b, respectively. The overall impression from Figure 4 concerning the preferred directions of wave propagation is confirmed. Moreover, some more subtle details can be seen. Absolute values of the azimuthal angles of the wave propagation in the plasma trough are close to  $90^\circ$ , but in most cases slightly lower. This corresponds to a situation of nearly azimuthal propagation, but with a small radial component

oriented away from the Earth. All azimuthal angles of wave propagation have been observed in the plasmasphere. Note, however, that the accuracy of the azimuthal distribution in Figure 5b is somewhat limited by the low number of events occurring in the plasmasphere.

[28] The ratios of major to minor axes of the best-fit ellipses as a function of the estimated local plasma number density are shown in Figure 6. Following the format of Figure 4, the central frequencies of the appropriate frequency bands of the STAFF-SA instruments are color coded using the scale on the right. The two density regions, plasma trough and plasmasphere, are also distinguished. Moreover, the median values of the major to minor axes ratios in these density regions are marked by the thick horizontal lines. It can be seen that the ratios are generally larger in the plasma trough than in the plasmasphere. This indicates that the directions of propagation in the plasma trough are typically well defined. However, the wave propagation in the plasmasphere can be rather complicated, with waves propagating in several directions at the same time.



**Figure 6.** Ratios of major to minor axes of the best-fit as a function of the local plasma number density. Following Figure 4, the central frequencies of the appropriate frequency bands of the STAFF-SA instruments are color coded, and the plasma trough and the plasmasphere regions are marked. Median values in these two density regions are shown by the thick horizontal lines.

## 5. Discussion

[29] The assumption of a single plane wave is generally invalid in the case of EN [Santolik *et al.*, 2002]; i.e., there are several waves at a given frequency propagating in different directions. However, our procedure based on the modulation of the detected wave power caused by the Cluster rotation works well even in this situation of a more complicated propagation. It still enables us to determine the preferred direction of the wave propagation, and moreover, it allows us to at least roughly estimate the beaming pattern.

[30] The crucial parameter related to the amount of the wave energy propagating in the preferred direction of the wave propagation is the ratio of major to minor axes of the best-fit ellipse. Assuming that the ellipticity of electric field fluctuations corresponding to EN emissions is close to 0 [Santolik *et al.*, 2002], the azimuthal dependence of the observed wave power corresponding to a single propagating plane wave should be  $W(\psi) = [E(\psi_0) \cos(\psi - \psi_0)]^2$ , where  $W(\psi)$  is the wave power detected in the azimuthal direction  $\psi$ ,  $\psi_0$  is the direction of the wave propagation, and  $E(\psi_0)$  is the wave power in this direction. This means that there should be no wave power detected in the direction perpendicular to the wave propagation in this idealized case. Nevertheless, in the real situation, this is not the case, and a significant amount of the wave power is detected in the direction perpendicular to the preferred propagation direction. Empirically, the azimuthal dependence of the observed wave power approximately follows an ellipse. The ratio of the major to minor axes of this ellipse expresses how well the wave power is beamed in the preferred direction of propagation. The larger the ratio is, the more wave power is directed in the preferred direction of propagation, i.e., the closer the situation is to a single plane wave. In the extreme case of no preferred direction of propagation, the ratio is equal to 1, and the wave power propagates equally in all directions.

[31] The obtained results concerning the wave propagation show that EN emissions propagate principally in all directions inside the plasmasphere (although westward/eastward propagation seems to be slightly preferred). The ratios of major to minor axes of best-fit ellipses are generally rather low, indicating again a complicated propagation pattern with waves propagating in many different directions. The propagation outside the plasmasphere is rather different. The vast majority of EN events in the plasma trough propagates either in the westward or in the eastward direction (none of them appears to be preferred). Moreover, the ratios of major to minor axes of best-fit ellipses are larger than those in the plasmasphere, in agreement with the situation of better determined directions of preferred wave propagation. The plasmopause boundary seems to have a crucial importance for the propagation of EN emissions. Hereinafter, we shall discuss why this should be the case, and what are the implications of the observed propagation pattern for the source region of EN emissions.

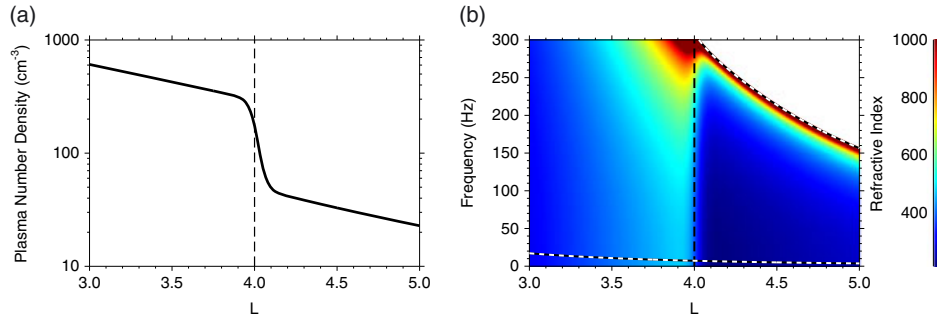
[32] The ray tracing of individual propagating EN waves is needed to understand the overall propagation scheme. However, due to the symmetry of the situation, it is not necessary to employ the full numerical ray tracing code, but a simplified description of the ray paths is possible [Chen and Thorne, 2012]. Assuming the propagation exactly perpendicular to the ambient magnetic field, and an idealized

situation axially symmetric about the axis of the Earth's magnetic dipole, it can be shown that  $Q = nL \sin \psi$  is conserved along the ray path, where  $n$  is the refractive index,  $L$  is the McIlwain L-parameter, and  $\psi$  is the azimuthal angle of the wave propagation. Note that in this idealized situation, the group velocity and the phase wave velocity have the same direction, and the propagating wave stays in the equatorial plane. The refractive index of the extraordinary mode wave, which can be conveniently calculated using the Stix parameters [Stix, 1992], is approximately proportional to the ratio between the electron plasma frequency and the electron cyclotron frequency. This suggests that the plasmopause boundary should have a significant impact on the propagation of EN emissions, as it is the boundary where a rapid decrease of the refractive index is expected. Cluster perigee equatorial passes are especially interesting in this point of view. They take place at radial distances of about  $4 R_E$ , i.e., at about the mean plasmopause distance, occurring sometimes in the plasmasphere and sometimes in the plasma trough.

[33] Chen and Thorne [2012] performed an extensive theoretical analysis of EN propagation using the aforementioned simplifying assumptions. We use their method of calculation, with only minor modifications in the representation of the results, in order to demonstrate more clearly the point that we want to make. The principal aim is to analyze the propagation of EN emissions through the plasmopause. A model plasma density profile used in the calculations is shown in Figure 7a. The plasmopause location was set to  $L = 4$ , and the model plasma number density dependence of Denton *et al.* [2004] has been used both in the plasmasphere and in the plasma trough. Electron densities in the narrow region around the plasmopause were calculated in order to provide a smooth transition between the plasmasphere and the plasma trough. However, the propagation of EN emissions through the plasmopause is—at least qualitatively—nearly independent of the exact shape of the plasma number density profile used. The main point is that while the plasma number density decreases only slowly with radial distance in the plasmasphere and in the plasma trough, it suddenly drops at the plasmopause.

[34] This sudden drop causes, in turn, a sudden drop of the refractive index. This is demonstrated in Figure 7b, which shows the color-coded value of the refractive index as a function of the frequency and the radial distance. The values of the refractive index were calculated using the cold plasma theory, assuming a dipole magnetic field model, the plasma number density profile from Figure 7a, and the propagation exactly perpendicular to the ambient magnetic field. Moreover, we have assumed a pure hydrogen plasma, with no heavier ions present. Helium and oxygen ions which are expected to be present during the disturbed periods would increase the values of the refractive index by a factor approximately equal to the square root of the ratio of average ion to proton masses. We note in this regard that 15 out of the 123 analyzed events occurred during  $K_p > 4$  periods. However, the qualitative result of the refractive index drop at the plasmopause remains unchanged.

[35] The white area in Figure 7b corresponds to the frequency-radial distance interval where the electromagnetic emissions in the extraordinary mode cannot propagate, i.e., to the frequencies larger than the lower hybrid frequency. The lower hybrid frequency is shown by the upper



**Figure 7.** (a) Model plasma number density profile used for refractive index calculations. The dashed vertical line at  $L = 4$  shows the position of the plasmopause. (b) Refractive index calculated using the cold plasma theory for the propagation exactly perpendicular to the ambient magnetic field as a function of the L-shell and the frequency. A dipole magnetic field model and the plasma number density profile from Figure 7a were assumed. The lower hybrid frequency is shown by the upper dashed white-black line. The lower dashed white-black line shows the proton cyclotron frequency. The white area corresponds to the part of the plot where the electromagnetic emissions in the extraordinary mode cannot propagate.

dashed white-black line. The lower dashed white-black line shows the proton cyclotron frequency. It can be seen that going from the Earth toward larger radial distances (larger L values), the refractive index gradually increases until the plasmopause is reached. At the plasmopause, there is a sudden jump-like decrease of the refractive index. In the plasma trough, a slow gradual increase of the refractive index is expected. As for the frequency dependence of the refractive index, it can be seen that qualitatively the same behavior of the refractive index at the plasmopause is observed over a large range of frequencies. However, it is noticeable that at high frequencies close to the lower hybrid frequency, the sudden decrease of the refractive index at the plasmopause gets smaller and eventually disappears.

[36] Having obtained the radial dependence of the refractive index, we can evaluate how the azimuthal angle of EN propagation would evolve. Let us assume an emission inside the plasmasphere propagating perpendicularly to the ambient magnetic field at an azimuthal angle  $\psi$  and reaching the plasmopause. Since  $Q = nL \sin \psi$  is conserved during the propagation, and there is a sudden decrease of the refractive index  $n$  at the plasmopause, the sine of the azimuthal angle of the wave propagation must increase accordingly. As the sine of an angle cannot get larger than 1, two principally different situations can occur.

[37] For the original azimuthal angle of the wave propagation larger than some critical value  $\psi_c$  ( $\psi > \psi_c$ ), the wave gets reflected by the plasmopause, and it propagates back to lower radial distances. As demonstrated by *Chen and Thorne* [2012], such a wave may reflect at lower radial distances due to gradually decreasing values of the refractive index (see Figure 7b at  $L < 4$ ) and become effectively trapped. The waves with original azimuthal angles  $\psi < \psi_c$  do not get reflected at the plasmopause, and they are merely bent when propagating through it. As the quantity  $Q$  must be conserved during the process, the azimuthal angle of the wave propagation increases. The relation can be further simplified by assuming that the L-value does not change across the boundary. In such a case, a simple Snell's law is obtained; i.e., the sine of the azimuthal angle of the wave propagation increases by a factor equal to the ratio of refractive indices inside and outside the boundary. We believe that

this bending/reflection of EN emissions at the plasmopause provides an explanation of the observed directions of the wave propagation.

[38] Taking into account a source that radiates isotropically in all azimuthal angles, this necessarily assumes the wave generation inside the plasmasphere, rather close to the plasmopause. This is further supported by the fact that the directions of propagation of EN emissions observed in the plasma trough often have a small radial component oriented away from the Earth. The location of the generation region of EN emissions close to the outer boundary of the plasmasphere might seem to be in agreement with theoretical calculations by *Horne et al.* [2000], who showed that the growth of the emissions is possible when the proton ring distribution with the ring velocity exceeding the Alfvén speed is present. This would suggest that the regions with low Alfvén speed might be preferred source regions of EN emissions, and the radial profile of the Alfvén speed has a local minimum at the outer boundary of the plasmasphere. However, *Horne et al.* [2000] predicted principally no wave growth inside the plasmasphere, because of the Bessel function weighting term in their equation (2) and the ring velocity  $v_R \gg v_A$ .

[39] If the wave generation took place outside the plasmasphere, the waves would have to be generated preferentially at azimuthal angles close to  $\psi = \pm 90^\circ$ . We do not see any reason why the growth rate of the waves should be larger at these azimuthal angles. However, it is possible to imagine that a radially limited source region with a significant azimuthal extent could result in a longer amplification path in the azimuthal direction and therefore waves being generated preferentially in  $\psi = \pm 90^\circ$  direction. Assuming that the generation would take place just outside the plasmasphere, this alternative scenario would also explain why the directions of propagation of EN emissions observed in the plasma trough typically have a small radial component oriented away from the Earth. We are unable to unambiguously distinguish which of the suggested scenarios is correct, i.e., if the generation region is located just inside or just outside the plasmasphere. Nevertheless, the generation region is located close to the plasmopause in both cases.

[40] EN emissions observed in the plasmasphere have often frequencies lower than 70 Hz, while higher-frequency EN emissions are observed primarily in the plasma trough. We believe that this is consistent with the generation region located close to the plasmopause. Assuming the same harmonic numbers of the generated emissions, EN emissions with higher frequencies are generated when the magnetic field magnitude at the generation region is larger than normal, i.e., at the times when the generation region moves closer to the Earth. This, in turn, corresponds to the periods when the plasmopause is at radial distances lower than usual. Taking into account that the Cluster perigee equatorial passes in the analyzed time interval mostly take place at radial distances of about  $4R_E$ , i.e., at about the mean location of the plasmopause, the situation of the compressed plasmasphere results in the Cluster equatorial passes in the plasma trough. The higher frequencies of EN emissions observed in the plasma trough are therefore likely to be a sampling effect. Alternatively, a source not necessarily moving closer to the Earth along with the plasmopause during disturbed periods, but generating emissions at higher harmonic numbers, could also explain why higher-frequency EN emissions are observed in the plasma trough.

## 6. Conclusions

[41] Azimuthal directions of propagation of EN emissions have been analyzed using all available Cluster data from 2001 to 2010. Altogether, combined WBD and STAFF-SA measurements allowed us to determine the azimuthal angle of the wave propagation in more than 100 EN events. We have shown that the propagation pattern is well organized according to the local plasma number density at the spacecraft location, being principally different in the low density region (plasma trough) than in the high density region (plasmasphere). While effectively all directions of EN propagation are detected inside the plasmasphere (with only a weak preference for westward/eastward propagation), the wave propagation in the plasma trough is found to be in either westward or eastward direction (with neither of them significantly preferred). These results demonstrate that the plasmopause has crucial implications for the propagation of EN emissions. The observed propagation pattern can be explained using a simple propagation analysis, assuming that EN emissions are generated close to the plasmopause.

[42] **Acknowledgments.** We would like to thank the Cluster Active Archive and all the involved personnel. A part of the Cluster WBD data set for this study has been received at the Panska Ves Observatory of the Institute of Atmospheric Physics ASCR and we would like to thank its personnel. This work was supported by GACR grants P209/12/P658 and P205/10/2279 and by GAUK grant 678212. This work was supported at Iowa by NASA Goddard Space Flight Center grant NNX11AB38G.

[43] Robert Lysak thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.

## References

- Boardsen, S. A., D. L. Gallagher, D. A. Gurnett, W. K. Peterson, and J. L. Green (1992), Funnel-shaped, low-frequency equatorial waves, *J. Geophys. Res.*, *97*, 14,967–14,976.
- Chen, L., and R. M. Thorne (2012), Perpendicular propagation of magnetosonic waves, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L14102, doi:10.1029/2012GL052485.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (1997), The Cluster spatio-temporal analysis of field fluctuations (STAFF) experiment, *Space Sci. Rev.*, *79*, 107–136.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (2003), First results obtained by the Cluster STAFF experiment, *Ann. Geophys.*, *21*, 437–456, doi:10.5194/angeo-21-437-2003.
- Denton, R. E., J. D. Maniotti, J. Goldstein, S. L. Young, and R. R. Anderson (2004), Electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09215, doi:10.1029/2003JA010245.
- Gurnett, D. A. (1976), Plasma wave interactions with energetic ions near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *81*, 2765–2770.
- Gurnett, D. A., R. L. Huff, and D. L. Kirchner (1997), The wide-band plasma wave investigation, *Space Sci. Rev.*, *79*, 195–208.
- Horne, R. B., G. V. Wheeler, and H. S. C. K. Alleyne (2000), Proton and electron heating by radially propagating fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *105*(A12), 27,597–27,610.
- Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Glauert, N. P. Meredith, D. Pokhotelov, and O. Santolík (2007), Electron acceleration in the Van Allen radiation belts by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *34*, L17107, doi:10.1029/2007GL030267.
- Hrbáčková, Z., O. Santolík, F. Němec, and N. Cornilleau-Wehrin (2012), Occurrence rate of magnetosonic equatorial noise emissions as a function of the McIlwain's parameter, paper presented at EGU General Assembly Conference Abstracts, Vienna, Austria.
- Kasahara, Y., H. Kenmochi, and I. Kimura (1994), Propagation characteristics of the ELF emissions observed by the satellite Akebono in the equatorial plane, *Radio Sci.*, *29*, 751–767.
- Laakso, H., H. Junginger, A. Roux, R. Schmidt, and C. de Villedary (1990), Magnetosonic waves above  $f_{UH}$  at geostationary orbit: GEOS 2 results, *J. Geophys. Res.*, *95*, 10,609–10,621.
- Liu, K., S. P. Gary, and D. Winske (2011), Excitation of magnetosonic waves in the terrestrial magnetosphere: Particle-in-cell simulations, *J. Geophys. Res.*, *116*, A07212, doi:10.1029/2010JA016372.
- McClements, K. G., and R. O. Dendy (1993), Ion cyclotron harmonic wave generation by ring protons in space plasmas, *J. Geophys. Res.*, *98*, 11,689–11,700.
- McClements, K. G., R. O. Dendy, and C. N. Lashmore-Davis (1994), A model for the generation of obliquely propagating ULF waves near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *99*, 23,685–23,693.
- Mourenas, D., A. V. Artemyev, O. V. Agapitov, and V. Karsnoselskikh (2013), Analytical estimates of electron quasi-linear diffusion by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 1–17, doi:10.1002/jgra.50349.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2005), Initial results of a survey of equatorial noise emissions observed by the cluster spacecraft, *Planet. Space Sci.*, *53*, 291–298.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, H. Laakso, Y. de Conchy, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2006), Equatorial noise: Statistical study of its localization and the derived number density, *Adv. Space Res.*, *37*, 610–616.
- Perraut, S., A. Roux, P. Robert, R. Gendrin, J. A. Sauvaud, J. M. Bosqued, G. Kremser, and A. Korth (1982), A systematic study of ULF waves above  $f_{UH}$  from GEOS 1 and 2 measurements and their relationships with proton ring distributions, *J. Geophys. Res.*, *87*, 6219–6236.
- Russell, C. T., R. E. Holzer, and E. J. Smith (1970), OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere. The nature of the equatorial noise, *J. Geophys. Res.*, *75*(4), 755–768.
- Santolík, O., J. S. Pickett, D. A. Gurnett, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2002), Spatiotemporal variability and propagation of equatorial noise observed by Cluster, *J. Geophys. Res.*, *107*, 1495, doi:10.1029/2001JA009159.
- Santolík, O., M. Parrot, and F. Lefeuvre (2003), Singular value decomposition methods for wave propagation analysis, *Radio Sci.*, *38*, 1010, doi:10.1029/2000RS002523.
- Santolík, O., F. Němec, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2004), Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *Ann. Geophys.*, *22*, 2587–2595.
- Shprits, Y. Y., A. Runov, and B. Ni (2013), Gyro-resonant scattering of radiation belt electrons during solar minimum by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 648–652, doi:10.1002/jgra.50108.
- Stix, T. H. (1992), *Waves in Plasmas*, pp. 1–46, Springer-Verlag, New York.
- Xiao, F., Q. Zhou, Z. He, and L. Tang (2012), Three-dimensional ray tracing of fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *117*, A06208, doi:10.1029/2012JA017589.

## A.4 Němec et al. (2015)

Němec, F., O. Santolík, Z. Hrbáčková a N. Cornilleau-Wehrin. Intensities and spatiotemporal variability of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2015, vol. 120, p. 1620-1632. DOI 10.1002/2014JA020814.



## RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014JA020814

## Key Points:

- Survey of more than 2000 equatorial noise events observed by Cluster spacecraft
- Intensity versus frequency, plasmasphere/plasma trough, MLT, and geomagnetic activity
- Spatiotemporal variability investigated using multipoint measurements

## Correspondence to:

F. Němec,  
frantisek.nemec@gmail.com

## Citation:

Němec, F., O. Santolík, Z. Hrbáčková, and N. Cornilleau-Wehrin (2015), Intensities and spatiotemporal variability of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 1620–1632, doi:10.1002/2014JA020814.

Received 10 NOV 2014

Accepted 30 JAN 2015

Accepted article online 4 FEB 2015

Published online 5 MAR 2015

## Intensities and spatiotemporal variability of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft

F. Němec<sup>1</sup>, O. Santolík<sup>1,2</sup>, Z. Hrbáčková<sup>1,2</sup>, and N. Cornilleau-Wehrin<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Prague, Czech Republic, <sup>2</sup>Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic, <sup>3</sup>Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, CNRS, Palaiseau, France, <sup>4</sup>LESIA, Observatoire de Meudon, Meudon, France

**Abstract** Equatorial noise (EN) emissions are electromagnetic waves observed in the equatorial region of the inner magnetosphere at frequencies between the proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency. We present the analysis of 2229 EN events identified in the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF) experiment data of the Cluster spacecraft during the years 2001–2010. EN emissions are distinguished using the polarization analysis, and their intensity is determined based on the evaluation of the Poynting flux rather than on the evaluation of only the electric/magnetic field intensity. The intensity of EN events is analyzed as a function of the frequency, the position of the spacecraft inside/outside the plasmasphere, magnetic local time, and the geomagnetic activity. The emissions have higher frequencies and are more intense in the plasma trough than in the plasmasphere. EN events observed in the plasma trough are most intense close to the local noon, while EN events observed in the plasmasphere are nearly independent on magnetic local time (MLT). The intensity of EN events is enhanced during disturbed periods, both inside the plasmasphere and in the plasma trough. Observations of the same events by several Cluster spacecraft allow us to estimate their spatiotemporal variability. EN emissions observed in the plasmasphere do not change on the analyzed spatial scales ( $\Delta\text{MLT} < 0.2$  h,  $\Delta r < 0.2 R_E$ ), but they change significantly on time scales of about an hour. The same appears to be the case also for EN events observed in the plasma trough, although the plasma trough dependencies are less clear.

### 1. Introduction

Equatorial noise (EN) emissions are electromagnetic waves at frequencies between the proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency observed in the inner magnetosphere at radial distances between about 2 and 7  $R_E$  and latitudes within about 10° from the geomagnetic equator [Laakso *et al.*, 1990; Kasahara *et al.*, 1994]. They were reported for the first time by Russell *et al.* [1970], who called them “noise” because of their apparent lack of inner structure in the low-resolution OGO 3 data. They were shown to have the magnetic field fluctuations nearly linearly polarized along the ambient magnetic field, corresponding to the propagation in the extraordinary mode nearly perpendicular to the ambient magnetic field [Stix, 1992]. In the low-frequency approximation this corresponds to the fast magnetosonic mode, and EN emissions are thus sometimes called “magnetosonic waves.”

Higher-resolution measurements of EN by the IMP 6 and the Hawkeye 1 satellites revealed that EN consists of a complex superposition of many harmonically spaced lines [Gurnett, 1976]. The frequency structure is assumed to be linked to the proton cyclotron frequency in the source region. EN emissions are believed to be generated by energetic protons with ring-like distribution functions [Curtis and Wu, 1979; Perraut *et al.*, 1982; McClements and Dendy, 1993; McClements *et al.*, 1994; Horne *et al.*, 2000; Liu *et al.*, 2011; Chen *et al.*, 2011] observed in association with the waves [Perraut *et al.*, 1982; Boardsen *et al.*, 1992; Xiao *et al.*, 2013; Ma *et al.*, 2014]. Meredith *et al.* [2008] statistically analyzed the relationship between the distribution of the wave electric field intensity and the ion ring distributions using the data obtained by the Combined Release and Radiation Effects Satellite (CRRES). They found a close match between the magnetic local time (MLT) distribution of low-energy proton rings (< 30 keV) exceeding the instability threshold and the distribution of the wave intensity on the dusk side, while the situation on the dawn side was far less clear. Chen *et al.* [2010] simulated the global distribution of EN using modeled proton ring distributions. They showed that low harmonic waves tend to be excited in the high-density nightside plasmasphere, whereas higher-frequency

waves are excited over a broad spatial region of low density outside the morningside plasmasphere. The relationship between the plasma number density in the source region and the generated harmonics was further confirmed by *Ma et al.* [2014].

High-resolution measurements of EN emissions by the Wide-Band Data (WBD) instruments on board the Cluster spacecraft along with the spacecraft rotation and theoretical polarization properties of the emissions were used by *Santolík et al.* [2002] to determine the azimuthal direction of propagation of the observed emissions. The same approach was used by *Němec et al.* [2013] to determine the directions of propagation of all EN events observed by the Cluster spacecraft during the first 10 years of operation for which the WBD data were available. They found that while principally isotropic distribution of wave vector directions in the equatorial plane is detected inside the plasmasphere, wave propagation in the plasma trough is predominantly directed to the west or to the east. They concluded that the observed propagation pattern is in agreement with the propagation analysis of *Chen and Thorne* [2012], assuming that the emissions are generated close to the plasmopause. Raytracing studies of EN emissions further show that EN emissions can propagate over a broad region of MLTs, particularly inside the plasmasphere, and cross the plasmopause boundary [*Kasahara et al.*, 1994; *Xiao et al.*, 2012].

EN is the most intense natural electromagnetic emission at latitudes within about  $10^\circ$  from the geomagnetic equator and frequencies between the proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency. It could thus play a nonnegligible role in the dynamics of the inner magnetosphere [*Santolík et al.*, 2004]. EN interaction with radiation belt electrons has been recently discussed by several authors [*Horne et al.*, 2007; *Bortnik and Thorne*, 2010; *Shprits et al.*, 2013; *Mourenas et al.*, 2013; *Li et al.*, 2014], which documents their potential significance for electron acceleration and loss. Additionally, systematic surveys of EN occurrence and intensities have been presented [*Ma et al.*, 2013; *Tsurutani et al.*, 2014; *Hrbáčková et al.*, 2015], indicating an increased interest in this electromagnetic emission.

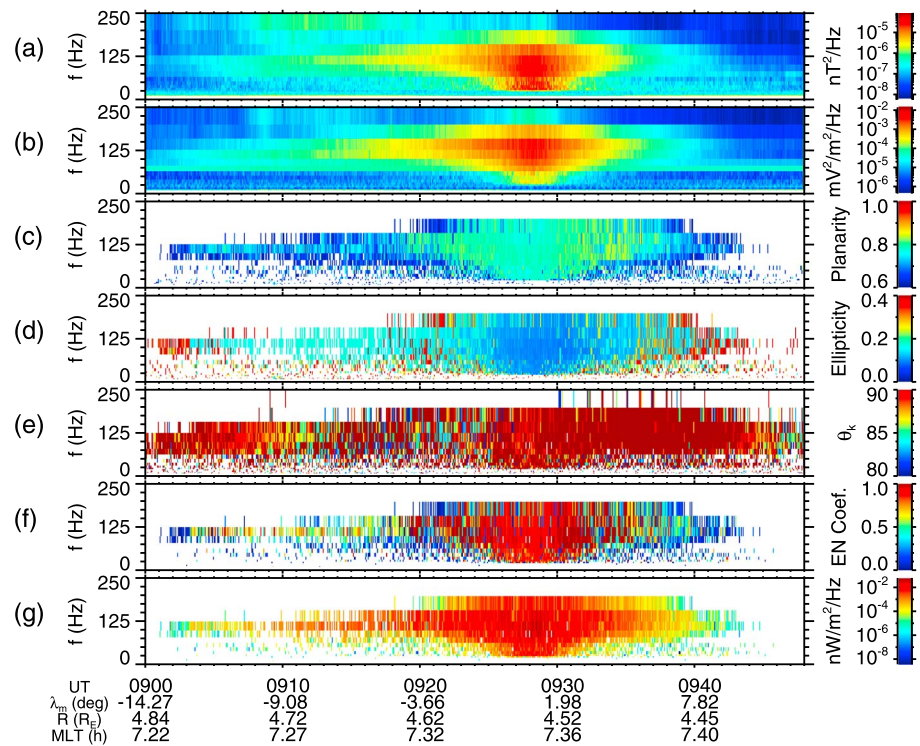
The present study uses a set of 2229 EN events identified in the first 10 years of the Cluster Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations spectrum analyzer (STAFF-SA) data [*Hrbáčková et al.*, 2015] to analyze their intensity as a function of relevant parameters. Exact frequency-time intervals of EN emissions are identified using fuzzy logic based on wave propagation parameters, rather than only on the electric/magnetic field intensity and the frequency range. Moreover, the plasmasphere and the plasma trough regions are classified using the estimated plasma number densities at the observation points. We also analyze the spatiotemporal variability of the emissions using multipoint observations. Section 2 describes the data set used in the study. The obtained results are described in section 3 and discussed in section 4. Finally, section 5 contains a brief summary.

## 2. Data Set

Multicomponent electromagnetic wave data measured by the four Cluster spacecraft have been used. The Cluster spacecraft have nearly identical elliptical orbits. The orbital parameters have changed over the duration of the mission, but during the first years of operation the apogee was at an altitude of about 119,000 km and the perigee was about 24,000 km. Multicomponent measurements of electromagnetic waves are performed by the STAFF-SA instrument. Three orthogonal magnetic field components and two electric field components in the spin plane of the spacecraft are used for onboard calculation of  $5 \times 5$  complex spectral matrices. The analysis is limited to 27 logarithmically spaced frequency channels between 8 Hz and 4 kHz. One spectral matrix per frequency channel and time interval is obtained, which can be used to determine not only the intensity of observed electromagnetic waves but also their polarization and propagation properties. A detailed description of the instrumentation can be found in *Cornilleau-Wehrlin et al.* [1997, 2003].

We have used the list of 2229 EN events compiled by *Hrbáčková et al.* [2015] based on the data measured by the Cluster spacecraft during the first 10 years of the operation (2001–2010). The list provides us with the beginning and ending times of EN events that are used for further analysis.

Examples of EN emissions observed by the Cluster spacecraft are shown in Figures 1 and 2. They correspond to the same EN event, but they were observed by two different Cluster spacecraft with a small time and spatial separation. The data plotted in Figure 1 were measured by Cluster 1 on 24 November 2004 between 0900:00 and 0948:00 UT. The data plotted in Figure 2 were measured by Cluster 2 on the same day between 0904:00 and 0945:00 UT. Both figures have the same format. The first and second panels show



**Figure 1.** Example of an equatorial noise event observed by Cluster 1, along with the related wave analysis. The data were measured on 24 November 2004 between 0900:00 and 0948:00 UT: (a) frequency-time spectrogram of power spectral density of magnetic field fluctuations, (b) frequency-time spectrogram of power spectral density of electric field fluctuations, (c) frequency-time plot of planarity of magnetic field fluctuations, (d) frequency-time plot of ellipticity of magnetic field fluctuations, (e) frequency-time plot of wave normal angle, (f) frequency-time plot of EN coefficient (see text), and (g) frequency-time plot of estimated EN Poynting flux spectral density (see text).

the frequency-time spectrograms of power spectral density of magnetic and electric field fluctuations, respectively. EN are the intense emissions with the maximum intensity in the middle of the plotted time interval in Figure 1 and toward the end of the plotted time interval in Figure 2.

Figures 1c and 2c show the frequency-time plots of the planarity of magnetic field fluctuations calculated using the singular value decomposition (SVD) method [Santolík *et al.*, 2003]. Only frequency-time intervals with the values of planarity larger than 0.6 are plotted. The planarity of EN emissions is typically above 0.8 [Santolík *et al.*, 2004], and following Němec *et al.* [2013], we will use this planarity threshold for identification of EN frequency-time intervals. Figures 1d and 2d show the frequency-time plots of the ellipticity of magnetic field fluctuations calculated using the SVD method of Santolík *et al.* [2003]. Only frequency-time intervals with the values of ellipticity lower than 0.4 are plotted. EN emissions are nearly linearly polarized, and following Santolík *et al.* [2004], Němec *et al.* [2013], and Hrbáčková *et al.* [2015], we will use an ellipticity threshold of 0.2 for identification of EN frequency-time intervals. Figures 1e and 2e show the frequency-time plots of the wave normal angles determined using the SVD method of Santolík *et al.* [2003] from the magnetic parts of the spectral matrices. Only frequency-time intervals with the values of wave normal angles larger than 80° are plotted. EN emissions have wave normal angles close to 90°; i.e., the wave vectors are oriented nearly perpendicular to the ambient magnetic field. Following Němec *et al.* [2013], we will use a threshold of 85° for wave normal angle.

It should be noted that these thresholds are not independent, but in principle they are strictly related by the polarization and propagation properties of electromagnetic waves in the plasma environment [Stix, 1992]. However, as the real data always contain some amount of noise, which enters differently in the calculation of various parameters, it proves to be efficient to use the three thresholds simultaneously [Němec *et al.*, 2013]. Moreover, as the point of the present analysis is to obtain the intensity of EN emissions in a given frequency-time interval, a binary logic (“EN is observed or EN is not observed in a given frequency-time interval”) turns out to be far from optimal. A better approach might be to use a simple fuzzy

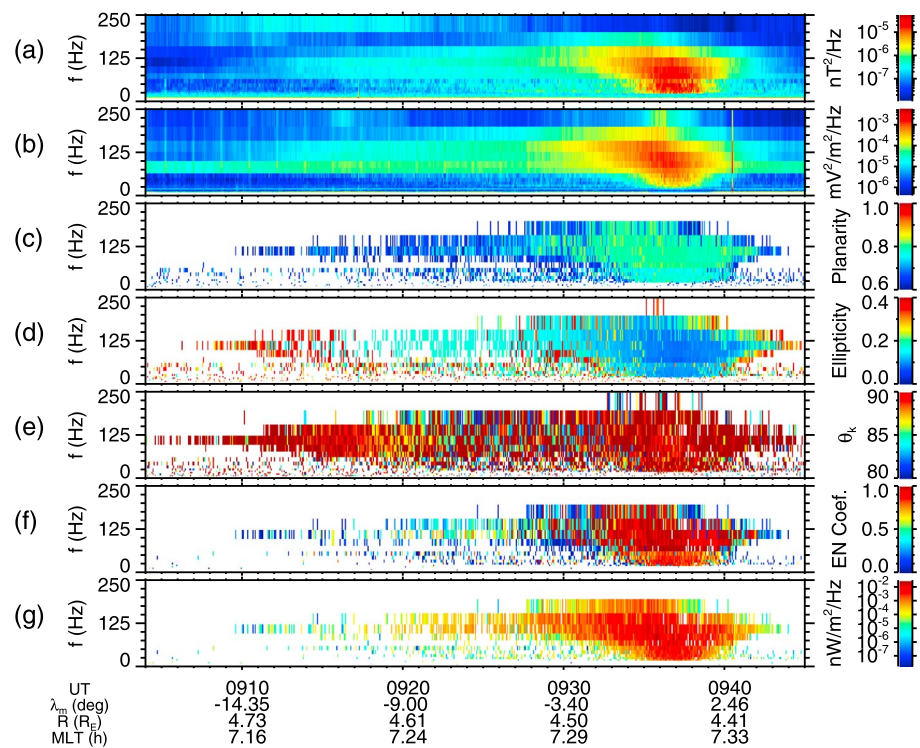


Figure 2. Same as Figure 1 but for the observations performed by Cluster 2 between 0904:00 and 0945:00 UT.

logic, which allows us to say that EN is observed in a given frequency-time interval with a certain probability (EN coefficient), i.e., a real number between 0 and 1. The EN coefficient equal to 0 would correspond to the situation of EN being completely absent, and the EN coefficient equal to 1 would correspond to the situation of EN being 100% present.

Taking into account the aforementioned thresholds for EN polarization and propagation parameters, we can define three partial EN coefficients. The first coefficient is related to the planarity of magnetic field fluctuations. If the planarity is larger than 0.8, the planarity coefficient is equal to 1. If the planarity is lower than 0.6, the planarity coefficient is equal to 0. If the planarity is between 0.6 and 0.8, a linear transition function is used. The same approach is used for the remaining two coefficients. Namely, the second coefficient is related to the ellipticity of magnetic field fluctuations. If the ellipticity is lower than 0.2, the ellipticity coefficient is equal to 1. If the ellipticity is larger than 0.4, the ellipticity coefficient is equal to 0. If the ellipticity is between 0.2 and 0.4, a linear transition function is used. The third coefficient is related to the wave normal angle. If the wave normal angle is larger than  $85^\circ$ , the wave normal coefficient is equal to 1. If the wave normal angle is lower than  $80^\circ$ , the wave normal coefficient is equal to 0. If the wave normal angle is between  $80^\circ$  and  $85^\circ$ , a linear transition function is used. The resulting EN coefficient is calculated as the product of the three partial coefficients. This final EN coefficient is presented in Figures 1f and 2f. Only frequency-time intervals with nonzero values of EN coefficients are plotted. It can be seen that the resulting frequency-time intervals with nonzero EN coefficients correspond well to the frequency-time intervals of EN noise emissions, which can be intuitively identified according to the data plotted in the preceding panels. We note that possible frequency-time intervals which contain electrostatic emissions but no EN are also excluded by this data processing, as they are not accompanied by a magnetic signal, and they thus do not have the required polarization properties of magnetic field fluctuations.

Figures 1g and 2g show the frequency-time plots of estimated EN Poynting flux spectral density. Although the multicomponent measurements performed by the Cluster spacecraft allow us in most cases to evaluate the Poynting flux as the time-averaged vector product of the electric and magnetic field, its calculation is in this case subject to large experimental uncertainties due to the peculiarities of EN polarization properties [Němec et al., 2013]. The Poynting flux spectral density was therefore calculated from the measured power spectral densities of magnetic and electric field fluctuations and from the magnitude of the ambient

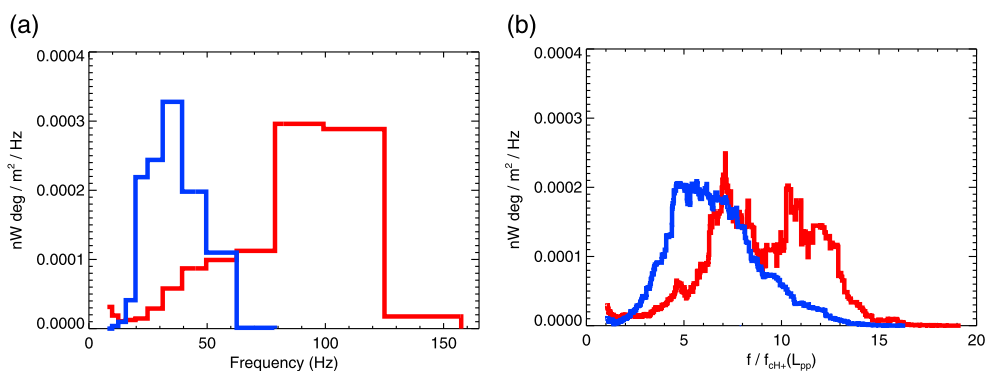
magnetic field using the theory of electromagnetic waves in the cold plasma approximation [Stix, 1992]. Wave vector directions exactly perpendicular to the ambient magnetic field are assumed in the calculation. According to the theory of electromagnetic waves in the cold plasma approximation, this corresponds to the magnetic field fluctuations linearly polarized along the ambient magnetic field, and the electric field fluctuations elliptically polarized in the plane perpendicular to the ambient magnetic field, with the main polarization axis oriented along the wave vector direction. This knowledge of theoretical polarization properties allows us to properly evaluate the Poynting flux using the two available electric field components, with no need for the third electric field component to be measured. We determine the plasma number density at the observation point and the ellipticity of electric field fluctuations from the condition that the theoretically calculated  $B$ -to- $E$  ratio corresponds to the measured  $B$ -to- $E$  ratio. This was successfully used by Němec *et al.* [2006], who demonstrated that the calculated plasma number densities are in agreement with plasma number densities determined from the spacecraft potential, with most probable relative error being around 30%. Having determined the polarization properties of the observed emissions, the Poynting flux spectral density can be evaluated directly from the square root of the product of power spectral densities of electric and magnetic field fluctuations, accounting for a factor due to the wave polarization. As we are interested in the Poynting flux spectral density of exclusively EN emissions, the calculated Poynting flux spectral density estimates are multiplied by the EN coefficients from Figures 1f and 2f.

We note that if EN emissions occurred in the same frequency-time intervals with electrostatic emissions, these intervals would be included in the analysis, and the procedure would result in an underestimation of the plasma number density. However, taking into account that the obtained plasma number densities agree reasonably well with the observations [Němec *et al.*, 2006], this is likely an exceptional case and it is not important for the performed statistical study. We also note that due to successive failures of different Electric Field and Wave (EFW) probes, the power spectral density of electric field fluctuations can be underestimated by a factor of up to 2 [Cornilleau-Wehrin *et al.*, 2014]. This necessarily influences both the obtained values of Poynting flux and the calculated plasma number densities. However, the impacts of the failures of EFW probes are greatly reduced by the large statistical study, and they thus do not affect the obtained overall results.

Having evaluated the EN Poynting flux spectral density in all relevant frequency-time intervals, we can determine the intensity of a given EN event at any given frequency as the EN Poynting flux spectral density integrated over the geomagnetic latitude. For each EN event, this integration is performed within the latitudinal range corresponding to the beginning and ending time of the event according to the list of Hrbáčková *et al.* [2015]. We can further determine the total intensity of a given EN event as the EN Poynting flux spectral density integrated over the geomagnetic latitude and the frequency (up to 500 Hz, which is the upper estimate of the lower hybrid frequency throughout the data set). The resulting total intensity of the EN event from Figure 1 is 11.3 nW deg/m<sup>2</sup>. The resulting total intensity of the EN event from Figure 2 is 3.8 nW deg/m<sup>2</sup>.

### 3. Results

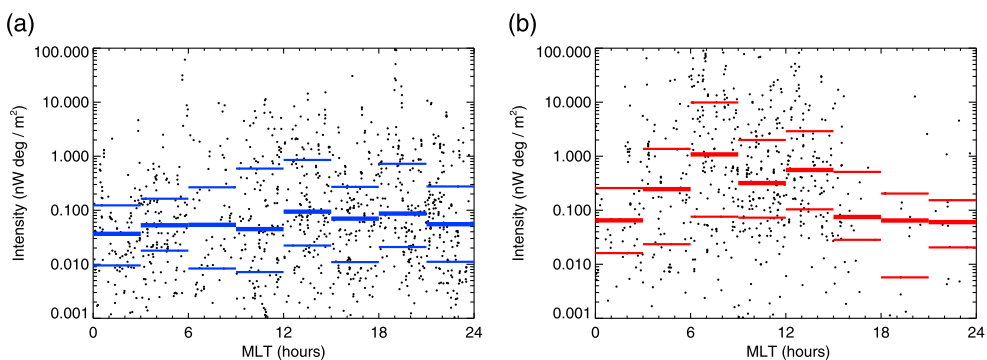
Figure 3a shows the median Poynting flux spectral density of EN events as a function of frequency. The results obtained for EN events observed in the plasmasphere are shown in blue, whereas the results obtained for EN observed in the plasma trough are shown in red. These regions were classified according to the approach used by Němec *et al.* [2013], i.e., the regions with the estimated plasma number density larger than 100 cm<sup>-3</sup> were classified as the plasmasphere (1047 EN events), and the regions with the estimated plasma number density lower than 30 cm<sup>-3</sup> were classified as the plasma trough (638 EN events). Note that the regions with plasma number densities between 30 and 100 cm<sup>-3</sup> are classified neither as the plasmasphere nor as the plasma trough, and the corresponding EN events are not included in the analysis when this region classification is used. It can be seen that the median Poynting flux spectral density of EN events observed in the plasma trough is approximately the same as the median Poynting flux spectral density of EN events observed in the plasmasphere. Moreover, EN events observed in the plasma trough generally occur at higher frequencies and have larger frequency bandwidths. This might be partly explained by the sampling bias. Namely, the Cluster spacecraft are located in the plasma trough preferentially during the times of the compressed plasmasphere. Assuming that the generation region is located close to the plasmopause [Němec *et al.*, 2013], this would imply higher cyclotron frequencies in the source region, i.e., the same harmonic numbers would correspond to higher frequencies.



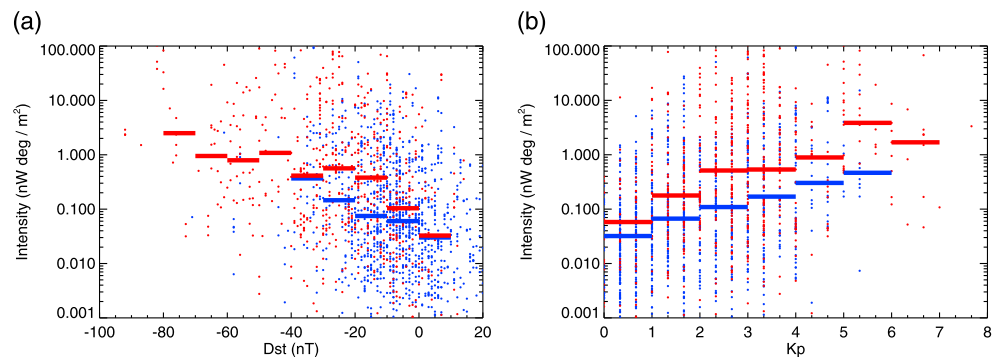
**Figure 3.** (a) Median Poynting flux spectral density of EN events as a function of frequency. (b) Median Poynting flux spectral density of EN events as a function of frequency normalized by the proton cyclotron frequency at the model plasmopause location. The results obtained for EN observed in the plasmasphere are shown in blue, whereas the results obtained for EN observed in the plasma trough are shown in red.

We therefore attempt to normalize the frequencies by the proton cyclotron frequency at the plasmopause location. The results obtained using the model plasmopause location [Moldwin *et al.*, 2002] are shown in Figure 3b. It can be seen that the normalized frequencies of EN events observed in the plasmasphere and in the plasma trough are closer to each other than the frequencies before the normalization. However, the normalized frequencies of EN events observed in the plasma trough are still significantly higher than the normalized frequencies of EN events observed in the plasmasphere. We note that only the frequency bins with at least 25% data coverage are plotted in Figure 3b. We also note that qualitatively the same results are obtained when EN frequencies are normalized by the proton cyclotron frequencies at observation points rather than by the proton cyclotron frequencies at the model plasmopause locations. However, the frequencies of EN events observed in the plasmasphere and in the plasma trough normalized by the proton cyclotron frequencies at observation points differ more substantially than with the used normalization, resembling more the non-normalized distribution in Figure 3a (not shown). This indicates that the used normalization by the proton cyclotron frequencies at the plasmopause locations is more valid than the normalization by the proton cyclotron frequencies at observation points, consistently with the preferred source region located close to the plasmopause [Němec *et al.*, 2013], and a significant radial distance that the waves can propagate from the generation region to the observation point [Horne *et al.*, 2000; Santolík *et al.*, 2002].

Figures 4a and 4b show the total intensities of individual EN events as a function of magnetic local time (MLT) in the plasmasphere and in the plasma trough regions, respectively. The overplotted thick solid lines correspond to median values, and the thinner solid lines correspond to 0.25 and 0.75 quartiles. The MLT dependencies inside the plasmasphere and in the plasma trough are slightly different. The median total intensity of EN events observed in the plasmasphere is nearly independent on MLT. The intensities might be



**Figure 4.** Total intensity of individual EN events as a function of magnetic local time. Thick solid lines correspond to the median dependencies, and thinner solid lines correspond to 0.25 and 0.75 quartiles. (a) EN events observed in the plasmasphere. (b) EN events observed in the plasma trough.



**Figure 5.** (a) Total intensity of individual EN events as a function of Dst index at the time of the measurement. (b) Total intensity of individual EN events as a function of Kp index at the time of the measurement. Solid lines correspond to median values over a given interval. The results obtained for EN events observed in the plasmasphere are shown in blue, whereas the results obtained for EN events observed in the plasma trough are shown in red.

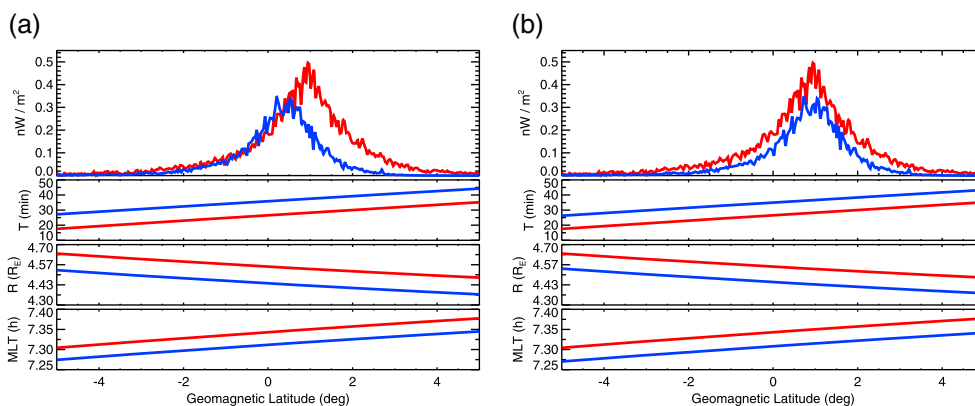
possibly somewhat larger in the dusk sector than in the dawn sector, but taking into account the scatter of the data points, this trend is not very significant. On the other hand, the median total intensity of EN events observed in the plasma trough has a broad maximum in the noon sector.

The total intensity of EN events as a function of *Dst* and *Kp* geomagnetic indices is analyzed in Figures 5a and 5b, respectively. The results obtained for EN events inside the plasmasphere and in the plasma trough are plotted by blue and red colors, respectively. In order to better visualize the overall trend, the median values calculated over given intervals of *Dst* and *Kp* with at least 10 data points are overplotted by the solid lines. Although the scatter of the data point is rather large, it can be seen that the total intensity of EN events observed in the plasma trough is on average slightly larger than the total intensity of EN events observed in the plasmasphere. Moreover, the intensity of EN events both inside the plasmasphere and in the plasma trough increases with the geomagnetic activity.

Since Cluster is a multispacecraft mission, we can use the observations of the same EN event by several different Cluster spacecraft to evaluate the spatiotemporal variability of EN emissions [Němec *et al.*, 2005]. The temporal variability provides important information about time scales on which the conditions in the generation region vary. On the other hand, the interpretation of the spatial variability of EN emissions is more difficult, as it combines the information about the source size with the wave propagation, which likely plays a dominant role. The approach that we have used is based on comparing the data measured by each pair of Cluster spacecraft. Note that with four Cluster spacecraft we have six pairs for a given time. The intensity of EN emissions is controlled primarily by the geomagnetic latitude [Němec *et al.*, 2005]. We will therefore compare latitudinal dependencies rather than time dependencies. Following the approach used for determining total intensities of EN events, we do not impose any explicit latitudinal limits on the analyzed events. Instead, for each EN event, we use the latitudinal range corresponding to the beginning and ending time of the event according to the list of Hrbáčková *et al.* [2015].

Figure 6a shows the latitudinal dependencies corresponding to the EN event from Figures 1 and 2. The red curve shows the data for Cluster 1; i.e., it corresponds to Figure 1. The blue curve shows the data for Cluster 2; i.e., it corresponds to Figure 2. Latitudinal dependence of EN Poynting flux spectral densities is evaluated in frequency channels up to 500 Hz (the upper estimate of the lower hybrid frequency throughout the data set), i.e., in the 18 lowest frequency channels of the instrument. However, for the purpose of representing the data in a single plot in Figure 6a we have used the Poynting flux spectral densities integrated over the 18 frequency channels. The resulting latitudinal dependence is plotted in the first panel. The second panel shows the latitudinal dependence of the time in minutes after 0900:00 UT. The third panel of Figure 6a shows the latitudinal dependence of the radial distance of the Cluster spacecraft, and the fourth panel shows the latitudinal dependence of the spacecraft MLT.

The latitudinal dependencies of the sum of Poynting flux spectral densities measured by Cluster 1 and Cluster 2 shown in Figure 6a are rather similar. However, Cluster 1 observes slightly larger intensities, reached at somewhat larger geomagnetic latitudes. This latitudinal shift might be possibly due to the nondipole geometry of the real magnetic field configuration. Namely, Němec *et al.* [2006] used more realistic



**Figure 6.** Latitudinal variation of selected EN parameters corresponding to the example EN event from Figures 1 and 2. Red curve shows the data for Cluster 1; i.e., it corresponds to Figure 1. Blue curve shows the data for Cluster 2; i.e., it corresponds to Figure 2. Latitudinal dependence of the sum of Poynting flux spectral densities over individual frequency channels of the STAFF-SA instrument is shown in the first panels. Latitudinal dependence of the time in minutes after 0900:00 UT is shown in the second panels. The third panels show the latitudinal dependence of the radial distance of the Cluster spacecraft. The fourth panels show the latitudinal dependence of the MLT of the Cluster spacecraft. (a) Latitudinal dependencies of actually measured data. (b) Latitudinal dependencies shifted to the position of the maximum correlation.

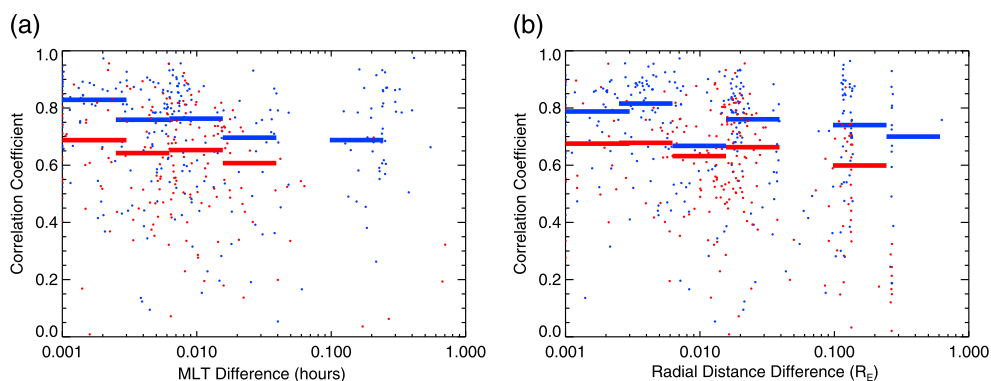
magnetic field models to determine the true (min-*B*) magnetic equator, and they reported that most intensity peaks of EN occur exactly at the min-*B* magnetic equator. We therefore shift the latitudinal dependencies from Figure 6a in order to obtain the maximum correlation between the Poynting flux spectral densities. The correlations are evaluated using the data from all 18 frequency channels separately. Only the frequency-latitude intervals where at least one of the spacecraft observed a nonzero EN Poynting flux spectral density were used for the calculation of the correlation.

The optimal latitudinal shift corresponding to Figure 6a was found to be about 0.52°, and the resulting value of the correlation coefficient is equal to about 0.85. The shifted latitudinal dependencies are shown in Figure 6b. The red curves are the same as in Figure 6a, while the blue curves were shifted to higher latitudes by 0.52°. The time delay and the spatial separation between the EN observations by Cluster 1 and Cluster 2 can be determined directly from the second, third, and fourth panels. The orbits of the Cluster spacecraft are very similar; i.e., the latitudinal dependencies of time, radial distance, and MLT for a pair of Cluster spacecraft are generally nearly parallel. The time delay between EN observations is then determined as the mean time difference of the curves in the second panel of Figure 6b calculated over the event duration. Similarly, the radial distance separation of EN observations is determined as the mean difference of the curves in third panel of Figure 6b, and the MLT separation is determined as the mean difference of the curves in the fourth panel of Figure 6b. In the analyzed example event observed by Cluster 1 and Cluster 2 the time difference is about 8.7 min, the radial distance separation is about 0.1  $R_E$ , and the MLT separation is about 0.03 h.

We have used this procedure for all EN events observed by at least two Cluster spacecraft. If an event was observed by more than two Cluster spacecraft, all possible spacecraft pairs were considered separately. Altogether, 2122 relevant pair events were identified in the analyzed data set. For each of them we have evaluated the value of the correlation coefficient, ratio of the event intensities, time delay, radial distance separation, and MLT separation. The aim is to determine how the correlation coefficients vary as a function of the time delay and the spatial separation between the spacecraft. Unfortunately, as the sampled time delays and the spatial separations are given by the spacecraft orbits, only data obtained in a limited interval of radial distances and MLT separations are typically available. This is the principal limitation of the analyzed data set which cannot be overcome.

The spatial variability of EN emissions is analyzed in Figure 7. In order to minimize the influence of the temporal variability of the emissions, we have limited the analysis only to the observations with a time delay lower than 0.1 h. Figure 7a shows the correlation coefficient between a pair of EN observations as a function of their MLT separation. Figure 7b shows the correlation coefficient between a pair of EN observations as a function of their radial distance separation. An additional condition was imposed in each plot to ensure that the analyzed parameter should be the main controlling quantity in a given plot. Namely, only the events

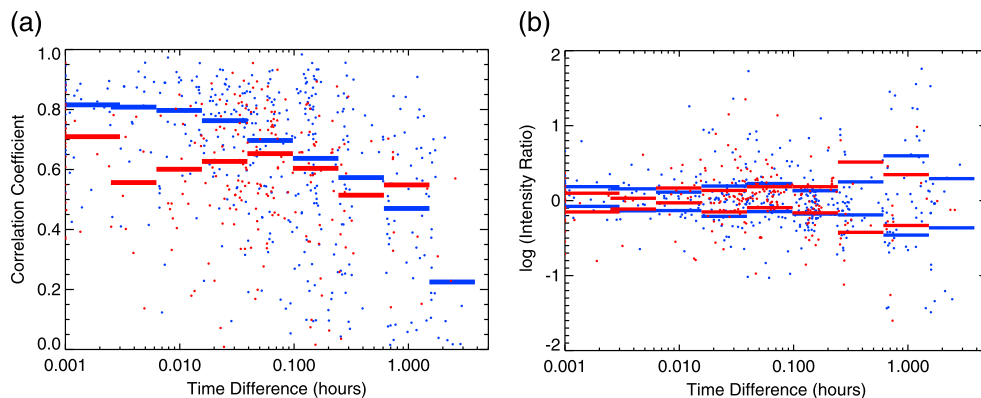




**Figure 7.** (a) Correlation coefficient between a pair of EN observations as a function of their magnetic local time separation. (b) Correlation coefficient between a pair of EN events as a function of their radial distance separation. The results obtained for EN event pairs observed in the plasmasphere are shown in blue, whereas the results obtained for EN event pairs observed in the plasma trough are shown in red. Solid horizontal lines correspond to median values over a given interval.

with the radial distance separation less than  $0.1 R_E$  were considered in Figure 7a, and only the events with the MLT separation less than 0.1 h were considered in Figure 7b. The results obtained for EN pairs observed in the plasmasphere are shown in blue, whereas the results obtained for EN pairs observed in the plasma trough are shown in red. The solid horizontal lines correspond to median values calculated over given intervals. It can be seen that the correlation coefficients do not significantly change over the analyzed MLT and radial distance separations. This is true also for the ratios of total intensities of EN events, which do not seem to depend on the spatial separation of the spacecraft (not shown). However, we note once again that the sampled range of spatial separations is extremely limited due to the similar spacecraft orbits. Namely, principally no data are available for MLT separations larger than about 0.2 h and radial distance separations larger than about  $0.2 R_E$ . It is also noticeable that the median correlation coefficients obtained for event pairs in the plasma trough are typically lower than the correlation coefficients obtained for event pairs in the plasmasphere.

The temporal variability of EN emissions is analyzed in Figure 8a. The format of the figure is the same as the format used in Figure 7. In order to minimize the influence of the spatial variability of the emissions, we have limited the analysis to the event pairs closely separated in space ( $\Delta\text{MLT} < 0.1 \text{ h}$ ,  $\Delta r < 0.1 R_E$ ). The values of the correlation coefficients obtained for event pairs in the plasmasphere are rather high for time delays lower than about 0.1 h. At larger time delays their median values systematically decrease, and there is principally no correlation for time delays on the order of hours. The values of correlation coefficients



**Figure 8.** (a) Correlation coefficient between a pair of EN observations as a function of their time difference. The used format is the same as in Figure 7. (b) Logarithm of ratios of intensities of EN events as a function of their time difference. The ratios of intensities larger than 1 correspond to EN intensities at later times being larger, whereas the ratios of intensities lower than 1 correspond to EN intensities at later times being lower. Horizontal lines correspond to median values calculated over given intervals from values of intensity ratios lower/larger than 1 separately.

obtained for event pairs in the plasma trough are generally lower, and the trend of decreasing correlation with increasing time delay is less clear. The temporal variability of the ratio of total EN intensities is shown in Figure 8b. The results obtained for EN pairs observed in the plasmasphere are shown in blue, whereas the results obtained for EN pairs observed in the plasma trough are shown in red. The ratios of intensities larger than 1 correspond to EN intensities at later times being larger, whereas the ratios of intensities lower than 1 correspond to EN intensities at later times being lower. The horizontal lines correspond to median values calculated over given intervals from values of intensity ratios lower/larger than 1 separately. While most of the intensity ratios are close to 1 at low time delays, the scatter becomes rather high at time delays on the order of an hour.

#### 4. Discussion

The exact frequency-time intervals of EN emissions were determined using the analysis of wave propagation parameters, rather than using only the electric/magnetic field intensity and the frequency range. This approach was shown to be very efficient in distinguishing EN events from other natural emissions [Santolík *et al.*, 2004; Němec *et al.*, 2005, 2006, 2013; Hrbáčková *et al.*, 2015]. Moreover, its extension using the fuzzy classification of the EN presence is readily applicable for determining the overall intensity of EN emissions. There is, however, an additional important point which was often not properly considered in previous EN studies (and studies of wave intensity, in general). Namely, the wave intensity in the proper sense is equal to the Poynting flux of the emissions, not exclusively to the magnetic field intensity and neither exclusively to the electric field intensity. As  $B$ -to- $E$  ratio depends on the refractive index, evaluating the intensity of the emissions using only the magnetic or only on the electric field data can lead to systematic errors. Unfortunately, due to the peculiar polarization properties of EN emissions, it is not possible to evaluate their Poynting flux directly using the available data [Němec *et al.*, 2013].

However, the used calculation based on the theory of electromagnetic waves in cold plasma approximation allowed us to evaluate the Poynting flux properly from the measured magnetic and electric spectral densities and the magnitude of the ambient magnetic field. The usage of the Poynting flux as a characterization of the wave intensity instead of exclusively the electric or exclusively the magnetic field intensity represents major advantage as compared to most former studies. The main reason is that although it may slightly complicate the usage in diffusion codes (which require wave magnetic field intensities), it allows us to efficiently compare wave intensities in different density regions, which would be otherwise impossible. The calculation further allowed us to determine local plasma number densities from EN observations [Němec *et al.*, 2006]. Following the density threshold criteria used by Němec *et al.* [2013], the calculated plasma number densities were used to determine whether a given EN event was observed inside the plasmasphere or in the plasma trough. This is important, because the plasmopause boundary plays a crucial role for EN emissions, as was demonstrated by the analysis of their propagation directions [Chen and Thorne, 2012; Němec *et al.*, 2013] and the analysis of their occurrence rate [Hrbáčková *et al.*, 2015].

When analyzing EN properties in the plasmasphere and in the plasma trough, one should keep in mind the sampling bias that stems directly from the used data coverage. Namely, the Cluster spacecraft sample the equatorial plane usually at approximately the same radial distance of  $4 R_E$ , i.e., close to the mean plasmopause location. EN events observed by the Cluster spacecraft in the plasma trough occurred therefore preferentially at times when the plasmopause was at lower radial distances. Since the plasmopause moves inward during geomagnetically disturbed periods, this corresponds to the periods of enhanced geomagnetic activity. We note that although this was the case for most of the analyzed period, the change of the Cluster orbits since 2008 resulted in sampling the equatorial plane at both lower and larger radial distances. This was, coincidentally, also the period of solar minimum. Then it is not possible in our data set to unambiguously separate the effect of different radial distances and different solar activity. Nevertheless, the EN occurrence rates reported at these lower and larger radial distances were generally much lower than the occurrence rates reported at radial distances of about  $4 R_E$  [Hrbáčková *et al.*, 2015]. However, one should keep in mind that there is a relation between the sampled radial distances and the level of the geomagnetic activity, which likely acts to strengthen the dependencies obtained in Figure 5, namely, that the intensity increases with the geomagnetic activity.

Our analysis shows that the total intensities of EN events observed in the plasma trough are on average slightly higher than the total intensities of EN events observed in the plasmasphere. This could be related

to the aforementioned sampling bias. Since the plasma trough events are observed preferentially during periods of enhanced geomagnetic activity, which favors larger intensities of EN events [Meredith *et al.*, 2008; Ma *et al.*, 2013], larger intensities of EN events observed in the plasma trough than in the plasmasphere might be expected. However, the results from Figure 5 show that the median EN intensity in the plasma trough is higher than the median EN intensity in the plasmasphere for all analyzed levels of the geomagnetic activity. Nevertheless, it should be noted that the MLT dependence of the plasmapause location leads to another sampling bias of the used data set. As pointed out by Moldwin *et al.* [2002], the average plasmapause on the dayside is by up to  $1 R_E$  closer to the Earth than on the nightside. Consequently, EN events in the plasma trough are observed preferentially in the noon sector, where their intensity is the largest.

The largest intensity of plasma trough EN events in the noon sector is in agreement with the results of the EN occurrence rate analysis performed by Hrbáčková *et al.* [2015]. These results strongly suggest that EN in the plasma trough is generated preferentially at these MLTs. However, the MLT dependence of the intensity of EN events observed in the plasmasphere is rather different. There seems to be only a weak dependence on MLT. This is likely in agreement with the occurrence rate results presented by Hrbáčková *et al.* [2015] in their Figure 8c, where the occurrence rate can be identified as almost independent on MLT. Following the discussion of Hrbáčková *et al.* [2015] and the raytracing results of Chen and Thorne [2012], we believe that the reason that the MLT dependence of EN intensity inside the plasmasphere is only very weak is the effective trapping of the emissions inside the plasmasphere and their ability to travel over a broad range of MLTs.

EN events observed in the plasma trough have higher frequencies than EN events observed in the plasmasphere. This might be partly explained by the aforementioned sampling bias, assuming that the generation region is located close to the plasmapause [Němec *et al.*, 2013]. Nevertheless, even after the normalization of the observed EN frequencies by the proton cyclotron frequencies at the model plasmapause locations, the normalized frequencies of EN events observed in the plasma trough are higher than the normalized frequencies of EN events observed in the plasmasphere. Specifically, while the harmonic numbers of EN events observed inside the plasmasphere typically range from about 3 to 10, the harmonic numbers of EN events observed in the plasma trough typically range from about 5 to 13. This indicates that the frequency difference is a real effect. We believe that it might be consistent with the simulation results by Chen *et al.* [2010] and Ma *et al.* [2014], who reported that lower frequency waves are generated in higher-density regions, while higher-frequency waves are generated in lower density regions. However, the theoretically predicted difference in the harmonic numbers of EN events excited inside the plasmasphere and in the plasma trough [Chen *et al.*, 2010] is larger than the one we observe. Nevertheless, one should consider that EN can travel a significant radial distance between the source region and the observation point [Horne *et al.*, 2000; Santolik *et al.*, 2002]; i.e., the classification based on the region where the waves were observed likely mixes waves generated in different regions together, smoothing out the differences between the two distributions. It is also noteworthy that the size of the spatial region inside the plasmasphere where the waves can be trapped decreases with increasing wave frequency [Chen and Thorne, 2012], which is an additional mechanism for preferential observation of lower frequency EN events in the plasmasphere. Finally, we note that according to Ma *et al.* [2014], no wave excitation inside the plasmasphere is possible, and the waves observed in there are likely to propagate from a source just outside the plasmasphere.

Multipoint measurements performed by the Cluster spacecraft allow us to analyze the spatiotemporal variability of EN emissions. Unfortunately, the spatial separations of the Cluster spacecraft in the equatorial region ( $\Delta\text{MLT} < 0.2 \text{ h}$ ,  $\Delta r < 0.2 R_E$ ) are generally lower than typical spatial scales of the EN variability, which does not allow their proper analysis. This is in agreement with the results obtained by Němec *et al.* [2005], who evaluated the ratios of the peak amplitudes of EN emissions as a function of their separation in the equatorial plane. Němec *et al.* [2005] also reported that the variations of the ratios of EN peak amplitudes increase with a time delay between the measurements in an interval from tenths to hundreds of minutes. Our more detailed analysis of EN temporal variability based on the correlation analysis is in agreement with these former results, at least for EN events observed in the plasmasphere. For EN events observed in the plasma trough the situation is less clear. The values of correlation coefficients are generally lower than in the plasmasphere, which is likely in agreement with the absence of EN trapping in the plasma trough region [Chen and Thorne, 2012]. The absence of EN trapping might also possibly explain the unclear trend of the correlation coefficient dependence. Assuming that EN is generated simultaneously at several locations, it

would be seen as one homogenous EN event in the plasmasphere, while the situation in the plasma trough would be necessarily significantly more variable. Nevertheless, on time scales of about an hour the situation inside the plasmasphere and in the plasma trough becomes comparable, indicating that this is the typical time scale corresponding to the change of the source properties.

## 5. Conclusions

More than 2000 EN events identified in the Cluster spacecraft data during the years 2001–2010 were analyzed. Frequency-time intervals containing EN emissions were identified using fuzzy logic based on wave propagation parameters, which allows us to distinguish EN events from other emissions. The analysis of  $B$ -to- $E$  ratios of the observed emissions allowed us to evaluate the plasma number density at the spacecraft location, which was used to classify the measurements according to whether they were obtained inside or outside the plasmasphere. The agreement between the obtained plasma number densities and the plasma number densities determined from the spacecraft potential [Němec *et al.*, 2006] further shows that the number of frequency-time intervals containing both a significant level of electrostatic emissions and EN (and thus passing our selection criteria) is small and not important for the performed statistical study. The total intensity of individual EN events was determined based on the evaluation of the Poynting flux rather than on the evaluation of only the electric/magnetic field intensity.

It is found that EN emissions have higher frequencies and on average larger total intensities in the plasma trough than in the plasmasphere. EN events observed in the plasma trough are most intense close to the local noon, while EN events observed in the plasmasphere are nearly independent on MLT. The intensity of EN events is enhanced during disturbed periods, both inside the plasmasphere and in the plasma trough. Our results are consistent with the wave generation in the plasma trough, but a possibility of a part of the waves being generated in the plasmasphere cannot be excluded. Observations of the same EN events by several Cluster spacecraft allowed us to estimate their spatiotemporal variability. EN emissions observed in the plasmasphere do not change on the analyzed spatial scales ( $\Delta\text{MLT} < 0.2$  h,  $\Delta r < 0.2 R_E$ ), but they change significantly on time scales of about an hour. The same appears to be the case also for EN events observed in the plasma trough, although the plasma trough dependencies are less clear.

### Acknowledgments

The data used in this study can be obtained from the Cluster Science Archive (CSA) (<http://www.cosmos.esa.int/web/csa>). We would like to thank the CSA and all the involved personnel. This work was supported by GACR grant 15-01775Y, KONTAKT II grants LH14010 and LH11122, and GAUK grant 678212.

Michael Liemohn thanks Nigel Meredith and another reviewer for their assistance in evaluating this paper.

### References

- Boardsen, S. A., D. L. Gallagher, D. A. Gurnett, W. K. Peterson, and J. L. Green (1992), Funnel-shaped, low-frequency equatorial waves, *J. Geophys. Res.*, *97*, 14,967–14,976.
- Bortnik, J., and R. M. Thorne (2010), Transit time scattering of energetic electrons due to equatorially confined magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *115*, A07213, doi:10.1029/2010JA015283.
- Chen, L., and R. M. Thorne (2012), Perpendicular propagation of magnetosonic waves, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L14102, doi:10.1029/2012GL052485.
- Chen, L., R. M. Thorne, V. K. Jordanova, and R. B. Horne (2010), Global simulation of magnetosonic wave instability in the storm time magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *115*, A11222, doi:10.1029/2010JA015707.
- Chen, L., R. M. Thorne, V. K. Jordanova, M. F. Thomsen, and R. B. Horne (2011), Magnetosonic wave instability analysis for proton ring distributions observed by the LANL magnetospheric plasma analyzer, *J. Geophys. Res.*, *116*, A03223, doi:10.1029/2010JA016068.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (1997), The Cluster Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF) experiment, *Space Sci. Rev.*, *79*, 107–136.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (2003), First results obtained by the Cluster STAFF experiment, *Ann. Geophys.*, *21*, 437–456, doi:10.5194/angeo-21-437-2003.
- Cornilleau-Wehrin, N., R. Piberne, C. Lacombe, and S. Team (2014), User guide to the STAFF measurements in the Cluster Active Archive (CAA). Project: Cluster Active Archive, CAA-EST-UG-002(3.4).
- Curtis, S. A., and C. S. Wu (1979), Gyroharmonic emissions induced by energetic ions in the equatorial plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, *84*(A6), 2597–2607.
- Gurnett, D. A. (1976), Plasma wave interactions with energetic ions near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *81*, 2765–2770.
- Horne, R. B., G. V. Wheeler, and H. S. C. K. Alleyne (2000), Proton and electron heating by radially propagating fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *105*(A12), 27,597–27,610.
- Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Glauert, N. P. Meredith, D. Pokhotelov, and O. Santolík (2007), Electron acceleration in the Van Allen radiation belts by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *34*, L17107, doi:10.1029/2007GL030267.
- Hrbáčková, Z., O. Santolík, F. Němec, E. Macúšová, and N. Cornilleau-Wehrin (2015), Systematic analysis of occurrence of equatorial noise emissions using 10 years of data from the Cluster mission, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *120*, doi:10.1002/2014JA020268, in press.
- Kasahara, Y., H. Kenmochi, and I. Kimura (1994), Propagation characteristics of the ELF emissions observed by the satellite Akebono in the equatorial plane, *Radio Sci.*, *29*, 751–767.
- Laakso, H., H. Junginger, A. Roux, R. Schmidt, and C. de Villedary (1990), Magnetosonic waves above  $f_{cH+}$  at geostationary orbit: GEOS 2 results, *J. Geophys. Res.*, *95*, 10,609–10,621.
- Li, J., et al. (2014), Interactions between magnetosonic waves and radiation belt electrons: Comparisons of quasi-linear calculations with test particle simulations, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, 4828–4834, doi:10.1002/2014GL060461.
- Liu, K., S. P. Gary, and D. Winske (2011), Excitation of magnetosonic waves in the terrestrial magnetosphere: Particle-in-cell simulations, *J. Geophys. Res.*, *116*, A07212, doi:10.1029/2010JA016372.

- Ma, Q., W. Li, R. M. Thorne, and V. Angelopoulos (2013), Global distribution of equatorial magnetosonic waves observed by THEMIS, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 1895–1901, doi:10.1002/grl.50434.
- Ma, Q., W. Li, L. Chen, R. M. Thorne, and V. Angelopoulos (2014), Magnetosonic wave excitation by ion ring distributions in the Earth's inner magnetosphere, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 844–852, doi:10.1002/2013JA019591.
- McClements, K. G., and R. O. Dendy (1993), Ion cyclotron harmonic wave generation by ring protons in space plasmas, *J. Geophys. Res.*, *98*, 11,689–11,700.
- McClements, K. G., R. O. Dendy, and C. N. Lashmore-Davis (1994), A model for the generation of obliquely propagating ULF waves near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *99*, 23,685–23,693.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, and R. R. Anderson (2008), Survey of magnetosonic waves and proton ring distributions in the Earth's inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *113*, A06213, doi:10.1029/2007JA012975.
- Moldwin, M. B., L. Downward, H. K. Rassoul, R. Amin, and R. R. Anderson (2002), A new model of the location of the plasmapause: CRRES results, *J. Geophys. Res.*, *107*(A11), 1339, doi:10.1029/2001JA009211.
- Mourenas, D., A. V. Artemyev, O. V. Agapitov, and V. Karsnoselskikh (2013), Analytical estimates of electron quasi-linear diffusion by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 3096–3112, doi:10.1002/jgra.50349.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2005), Initial results of a survey of equatorial noise emissions observed by the cluster spacecraft, *Planet. Space Sci.*, *53*, 291–298.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, H. Laakso, Y. de Conchy, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2006), Equatorial noise: Statistical study of its localization and the derived number density, *Adv. Space Res.*, *37*, 610–616.
- Němec, F., O. Santolík, J. S. Pickett, Z. Hrbáčková, and N. Cornilleau-Wehrin (2013), Azimuthal directions of equatorial noise propagation determined using 10 years of data from the Cluster spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 7160–7169, doi:10.1002/2013JA019373.
- Perraut, S., A. Roux, P. Robert, R. Gendrin, J. A. Sauvaud, J. M. Bosqued, G. Kremser, and A. Korth (1982), A systematic study of ULF waves above  $f_{H+}$  from GEOS 1 and 2 measurements and their relationships with proton ring distributions, *J. Geophys. Res.*, *87*, 6219–6236.
- Russell, C. T., R. E. Holzer, and E. J. Smith (1970), OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere. The nature of the equatorial noise, *J. Geophys. Res.*, *75*(4), 755–768.
- Santolík, O., J. S. Pickett, D. A. Gurnett, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2002), Spatiotemporal variability and propagation of equatorial noise observed by Cluster, *J. Geophys. Res.*, *107*(A12), 1495, doi:10.1029/2001JA009159.
- Santolík, O., M. Parrot, and F. Lefeuvre (2003), Singular value decomposition methods for wave propagation analysis, *Radio Sci.*, *38*(1), 1010, doi:10.1029/2000RS002523.
- Santolík, O., F. Němec, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2004), Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *Ann. Geophys.*, *22*, 2587–2595.
- Shprits, Y. Y., A. Runov, and B. Ni (2013), Gyro-resonant scattering of radiation belt electrons during solar minimum by fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 648–652, doi:10.1002/jgra.50108.
- Stix, T. H. (1992), *Waves in Plasmas*, chap. Wave Normal Surfaces, *Waves in a Cold Uniform Plasma*, pp. 1–46, Springer, New York.
- Tsurutani, B., B. J. Falkowski, J. S. Pickett, O. P. Verkhoglyadova, O. Santolík, and G. S. Lakhina (2014), Extremely intense ELF magnetosonic waves: A survey of polar observations, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 964–977, doi:10.1002/2013JA019284.
- Xiao, F., Q. Zhou, Z. He, and L. Tang (2012), Three-dimensional ray tracing of fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *117*, A06208, doi:10.1029/2012JA017589.
- Xiao, F., Q. Zhou, Z. He, C. Yang, Y. He, and L. Tang (2013), Magnetosonic wave instability by proton ring distributions: Simultaneous data and modeling, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 4053–4058, doi:10.1002/jgra.50401.

## A.5 Němec et al. (2015)

Němec, F., O. Santolík, Z. Hrbáčková, J. S. Pickett a N. Cornilleau-Wehrlin. Equatorial noise emissions with quasiperiodic modulation of wave intensity. *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2015, vol. 120, p. 2649-2661. DOI 10.1002/2014JA020816.

## RESEARCH ARTICLE

10.1002/2014JA020816

## Equatorial noise emissions with quasiperiodic modulation of wave intensity

F. Němec<sup>1</sup>, O. Santolík<sup>1,2</sup>, Z. Hrbáčková<sup>1,2</sup>, J. S. Pickett<sup>3</sup>, and N. Cornilleau-Wehrlin<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Prague, Czech Republic, <sup>2</sup>Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic, <sup>3</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA, <sup>4</sup>Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, CNRS, Palaiseau, France, <sup>5</sup>LESIA, Observatoire de Meudon, Meudon, France

## Key Points:

- Equatorial noise can exhibit a quasiperiodic modulation of wave intensity
- Events primarily on the dayside at times of enhanced solar wind flow speeds
- Possibly governed by simultaneously observed ULF compressional pulsations

## Correspondence to:

F. Němec,  
frantisek.nemec@gmail.com

## Citation:

Němec, F., O. Santolík, Z. Hrbáčková, J. S. Pickett, and N. Cornilleau-Wehrlin (2015), Equatorial noise emissions with quasiperiodic modulation of wave intensity, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 2649–2661, doi:10.1002/2014JA020816.

Received 10 NOV 2014

Accepted 6 MAR 2015

Accepted article online 11 MAR 2015

Published online 15 APR 2015

**Abstract** Equatorial noise (EN) emissions are electromagnetic wave events at frequencies between the proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency observed in the equatorial region of the inner magnetosphere. They propagate nearly perpendicular to the ambient magnetic field, and they exhibit a harmonic line structure characteristic of the proton cyclotron frequency in the source region. However, they were generally believed to be continuous in time. We investigate more than 2000 EN events observed by the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations and Wide-Band Data Plasma Wave investigation instruments on board the Cluster spacecraft, and we show that this is not always the case. A clear quasiperiodic (QP) time modulation of the wave intensity is present in more than 5% of events. We perform a systematic analysis of these EN events with QP modulation of the wave intensity. Such events occur usually in the noon-to-dawn magnetic local time sector. Their occurrence seems to be related to the increased geomagnetic activity, and it is associated with the time intervals of enhanced solar wind flow speeds. The modulation period of these events is on the order of minutes. Compressional ULF magnetic field pulsations with periods about double the modulation periods of EN wave intensity and magnitudes on the order of a few tenths of nanotesla were identified in about 46% of events. We suggest that these compressional magnetic field pulsations might be responsible for the observed QP modulation of EN wave intensity, in analogy to formerly reported VLF whistler mode QP events.

## 1. Introduction

Equatorial noise (EN) are electromagnetic wave events at frequencies between the proton cyclotron frequency and the lower hybrid frequency, which are routinely observed in the equatorial region of the inner magnetosphere. They typically occur at radial distances between about 2 and 7  $R_E$  and at latitudes within about 10° from the geomagnetic equator [Laakso *et al.*, 1990; Kasahara *et al.*, 1994; Němec *et al.*, 2005], but in some exceptional cases they may extend well beyond these limits both in the radial distance and in latitude [Hrbáčková *et al.*, 2015]. The emissions have magnetic field fluctuations nearly linearly polarized along the ambient magnetic field [Santolík *et al.*, 2004], which corresponds to the wave propagation in the extraordinary mode almost perpendicular to the ambient magnetic field. This is also the reason EN events are limited to frequencies below the lower hybrid frequency, as it is the upper frequency limit for the appropriate wave mode [Stix, 1992]. In the low-frequency limit the extraordinary mode corresponds to the fast magnetosonic mode, and EN emissions are thus sometimes called “magnetosonic waves.”

Although EN emissions appeared as unstructured noise when originally identified in low-resolution data [Russell *et al.*, 1970], later high-resolution measurements revealed that they consist of a complex superposition of many harmonically spaced lines [Gurnett, 1976]. The fine frequency structure is likely linked to the proton cyclotron frequency in the source region, and the EN emissions are believed to be generated by energetic protons with ring-like distribution functions [Curtis and Wu, 1979; Perraut *et al.*, 1982; McClements and Dendy, 1993; McClements *et al.*, 1994; Horne *et al.*, 2000; Liu *et al.*, 2011; Chen *et al.*, 2011], which were observed together with the waves [Perraut *et al.*, 1982; Boardsen *et al.*, 1992; Xiao *et al.*, 2013; Ma *et al.*, 2014].

Ray tracing studies show that EN emissions can cross the plasmopause boundary and propagate over a broad region of magnetic local times (MLTs). This is particularly true inside the plasmasphere, where the emissions can be effectively trapped by sharp gradients of the refractive index [Chen and Thorne, 2012; Kasahara *et al.*, 1994; Xiao *et al.*, 2012]. Results of experimental analyses of azimuthal directions of wave

propagation [Němec *et al.*, 2013a], EN occurrence rate [Hrbáčková *et al.*, 2015], and EN wave intensities [Němec *et al.*, 2015] are consistent with these theoretical predictions, and they demonstrate the importance of the plasmopause boundary for the distribution of EN waves.

Although EN emissions were generally believed to be continuous in time, recent results suggest that some EN events may exhibit a quasiperiodic (QP) time modulation of the wave intensity; i.e., they may effectively consist of nearly periodically occurring wave elements [Fu *et al.*, 2014; Boardson *et al.*, 2014]. Such QP modulation of wave intensity is known to occur in some VLF whistler mode wave events, and the appropriate waves are usually called “quasiperiodic emissions” (see, e.g., a review by Sazhin and Hayakawa [1994]). These emissions, however, typically have frequencies of a few kilohertz, and they are right handed nearly circularly polarized [Němec *et al.*, 2013b, 2013c]. Their modulation periods can range from some 10 s up to a couple of minutes [Carson *et al.*, 1965; Smith *et al.*, 1998], and they occur primarily on the dayside [Morrison *et al.*, 1994; Engebretson *et al.*, 2004; Hayosh *et al.*, 2014]. The generation mechanism of these emissions is still not entirely understood. However, it seems that the QP modulation of the wave intensity could be caused by periodic modulations of resonant conditions in the wave generation region governed by compressional ULF magnetic field pulsations [Chen, 1974; Kimura, 1974; Sato and Fukunishi, 1981; Sazhin, 1987]. In situ measurements of such compressional ULF pulsations associated with VLF whistler mode QP emissions were reported for the first time by Tixier and Cornilleau-Wehrin [1986]. More recently, the compressional ULF pulsations were observed along with VLF whistler mode QP emissions close to the geomagnetic equator [Němec *et al.*, 2013c, 2014], where the generation region is believed to be located [Sato and Kokubun, 1980; Morrison, 1990]. Boardson *et al.* [2014] suggested that ULF magnetic field pulsations might, in analogy to the case of VLF whistler mode QP emissions, periodically modulate the resonant conditions in the wave generation region and be thus responsible for the QP modulation of EN events. However, this mechanism seems to require the ULF pulsations to be strong enough to create sufficiently large periodic variations of the Alfvén speed to turn-on and turn-off the instability, which the authors considered unlikely.

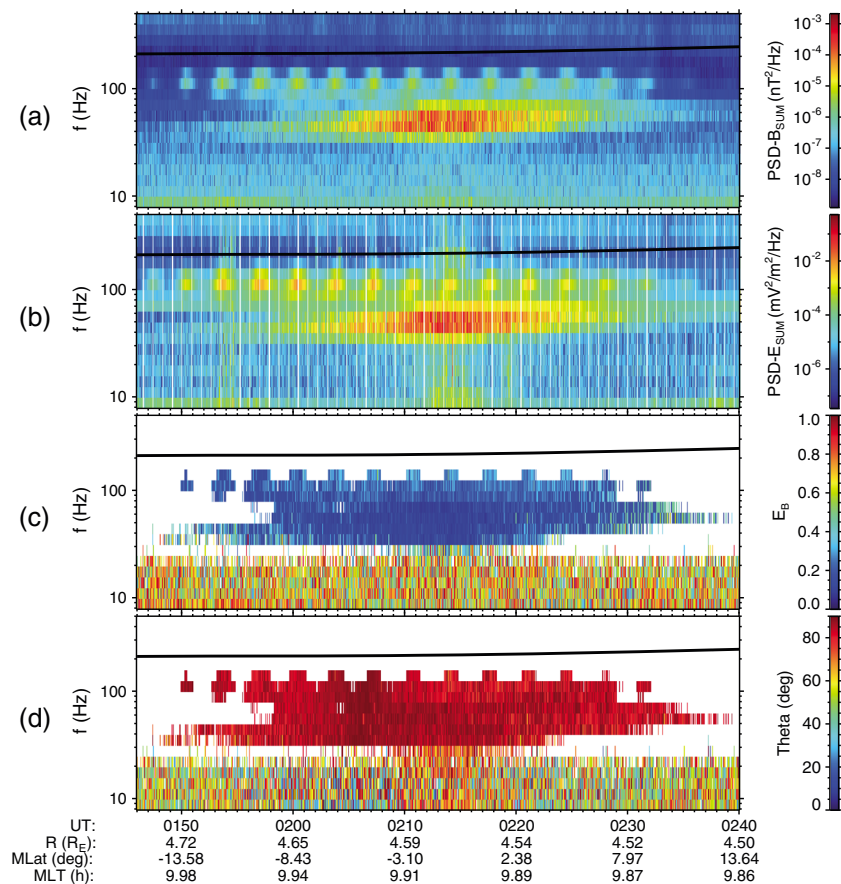
In the present study we investigate a set of more than 2000 EN events identified in the first 10 years of the Cluster spacecraft data [Hrbáčková *et al.*, 2015] for the presence of QP intensity modulation. The identified events with QP modulation of the wave intensity are systematically analyzed, and the most favorable conditions for their occurrence, along with a possible generation mechanism, are discussed. The data set used in the study is described in section 2. The obtained results are presented in section 3. Section 4 contains discussion, and the main results are briefly summarized in section 5.

## 2. Data Set

Electromagnetic wave data measured by the Cluster spacecraft have been used. The Cluster spacecraft are moving in a formation along elliptical orbits. They were launched in 2000, and they are still operating after more than 14 years. The orbital parameters have changed over the duration of the mission. The equatorial region of the inner magnetosphere, which is of interest for the present study, is typically sampled at radial distances of a few Earth radii. The spectrum analyzer of the Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF-SA) instrument placed on board performs multicomponent measurements of electromagnetic waves in 27 logarithmically spaced channels between 8 Hz and 4 kHz. Spectral matrices are calculated on board using the three orthogonal magnetic field components and two electric field components in the spin plane of the spacecraft. The time resolution of the spectral matrices is 4 s (power spectral densities are determined with a better time resolution of 1 s). The spectral matrices can be used to determine not only the intensity of observed electromagnetic waves but also their polarization and propagation properties. A detailed description of the STAFF-SA instrument was given by Cornilleau-Wehrin *et al.* [1997, 2003].

Apart from the low-resolution multicomponent STAFF-SA data, high-resolution single-component measurements are performed, during selected time intervals, by the Wide-Band Data (WBD) Plasma Wave investigation instruments. In the continuous baseband measurement mode relevant for our study, these provide us with a waveform band-pass filtered in the frequency range of about 70 Hz–9.5 kHz and sampled with the sampling frequency of 27,443 Hz. The WBD instruments measure a single electromagnetic field component at a given time. WBD electric field measurements are used in the present study. For these waveforms, intervals of about 42 s of continuous data are most of the time followed by about 10 s long data gaps when the magnetic field measurements are being made. A detailed description of the WBD instrument was given by Gurnett *et al.* [1997].



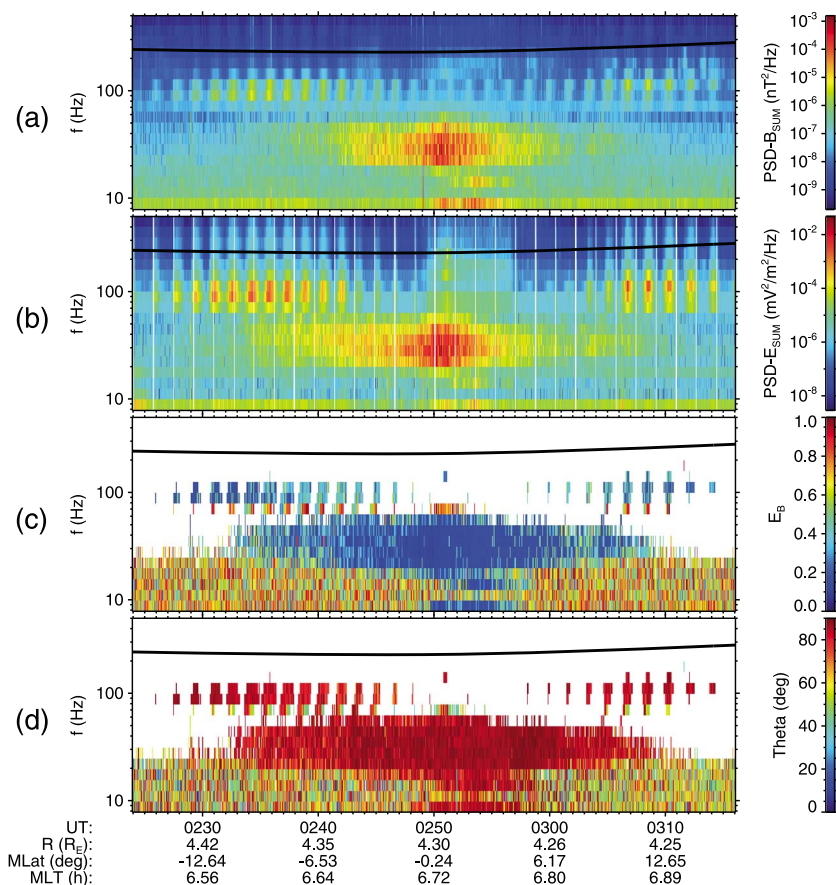


**Figure 1.** Example of an equatorial noise event with a quasiperiodic modulation of the wave intensity observed by Cluster 1 on 17 October 2005 between 01:46 UT and 02:40 UT. (a) Frequency-time spectrogram of power spectral density of magnetic field fluctuations. (b) Frequency-time spectrogram of power spectral density of electric field fluctuations. (c) Frequency-time plot of the ellipticity of magnetic field fluctuations. (d) Frequency-time plot of the wave normal angle. The overplotted black curves correspond to the upper estimate of the lower hybrid frequency.

In addition to the STAFF-SA and WBD wave measurements, low-frequency variations of the ambient magnetic field are measured on board by the fluxgate magnetometers (FGMs). These provide us with the measurements of the three orthogonal components of the magnetic field [Balogh *et al.*, 1997, 2001]. The time resolution depends on the mode of the instrument, and it is equal to about 4 s (spin resolution) for the FGM data used in the present study.

We have used the list of 2229 EN events identified in the first 10 years of Cluster measurements (2001–2010) by Hrbáčková *et al.* [2015]. This list was compiled after a visual inspection of STAFF-SA data from all Cluster equatorial passages, and it therefore contains all EN events observed by Cluster during the given period of time. We have plotted frequency-time spectrograms of power spectral densities of magnetic and electric field fluctuations corresponding to individual EN events from the list. These have been complemented by frequency-time plots of ellipticity of magnetic field fluctuations and frequency-time plots of wave normal angles, as these propagation parameters are known to clearly distinguish EN emissions [Santolik *et al.*, 2004]. The resulting plots were then visually inspected for a possible presence of EN emissions with a QP modulation of the wave intensity. Altogether, 118 EN events with QP modulation of the wave intensity have been found. This means that the QP modulation of the wave intensity was identified in about 5% of the analyzed EN events.

Examples of EN events with QP modulation of the wave intensity are shown in Figures 1 and 2. The event depicted in Figure 1 was measured by Cluster 1 on 17 October 2005 between 01:46 UT and 02:40 UT. The event depicted in Figure 2 was measured by Cluster 2 on 27 November 2003 between 02:24 UT and 03:16 UT. The format of both figures is the same. Figures 1a and 2a show frequency-time spectrograms

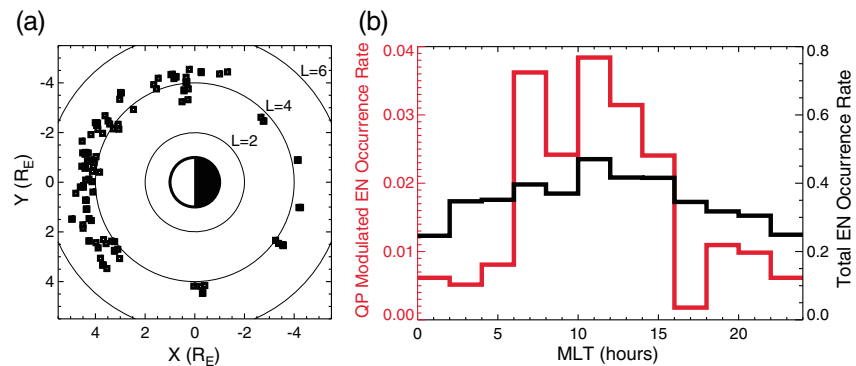


**Figure 2.** Example of an equatorial noise event with quasiperiodic modulation of wave intensity observed by Cluster 2 on 27 November 2003 between 02:24 UT and 03:16 UT. The used format is the same as in Figure 1.

of power spectral density of magnetic field fluctuations. Figures 1b and 2b show frequency-time spectrograms of power spectral density of electric field fluctuations. Figures 1c and 2c show frequency-time plots of ellipticity of magnetic field fluctuations. The values of ellipticity may range from 0 (linear polarization) to 1 (circular polarization). The values of ellipticity expected for EN events are close to 0, corresponding to a nearly linear polarization of magnetic field fluctuations [e.g., Santolik et al., 2004]. Figures 1d and 2d show frequency-time plots of wave normal angles calculated using the singular value decomposition of the magnetic part of spectral matrices [Santolik et al., 2003]. Wave normal angles may range from 0° (wave vector oriented along the ambient magnetic field) to 90° (wave vector oriented perpendicular to the ambient magnetic field). Wave normal angles expected for EN events are close to 90°, corresponding to the propagation in the equatorial plane nearly perpendicular to the ambient magnetic field. We note that the ellipticity and wave normal angles were determined only for frequency-time intervals with the power spectral density of magnetic field fluctuations larger than  $10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ .

Taking into account that EN emissions propagate in the extraordinary mode nearly perpendicular to the ambient magnetic field, they should be limited to frequencies below the lower hybrid frequency [Stix, 1992]. This characteristic frequency depends both on the magnetic field magnitude and the plasma number density. However, its upper estimate (high-density limit, which is approximately valid for our case) can be obtained using exclusively the magnetic field magnitude as the geometric average of proton and electron cyclotron frequencies. These upper estimates of the lower hybrid frequencies are overplotted by the black curves in individual panels of Figures 1 and 2.

Two different types of waves with large intensities and propagation parameters corresponding to those expected for EN can be seen in Figures 1 and 2. First, there are waves at lower frequencies, which are continuous in time and correspond to normal EN events. Second, there are periodically repeating elements at higher frequencies, corresponding to EN with QP modulation of the wave intensity. These are the events



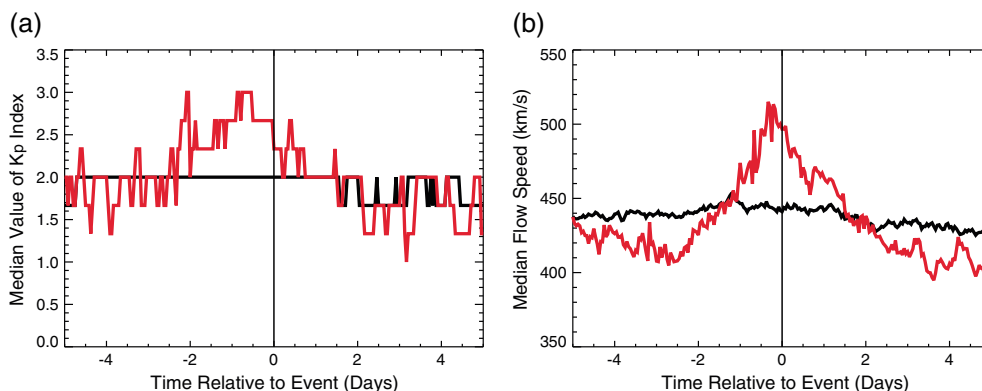
**Figure 3.** (a) Locations of equatorial noise events with a quasiperiodic modulation of the wave intensity projected on the geomagnetic equatorial plane are shown by the black square symbols. The  $X$  and  $Y$  axes are in solar magnetic coordinates. The thick solid circle in the middle corresponds to the Earth's surface. Thinner concentric circles correspond to  $L$  shells of 2, 4, and 6. (b) Occurrence rate of equatorial noise events with a quasiperiodic modulation of the wave intensity is shown by the red line as a function of magnetic local time. Total occurrence rate of equatorial noise events identified in the Cluster data by Hrbáčková *et al.* [2015] is shown by the black line as a function of magnetic local time. Note that the occurrence rates were calculated from the number of events in each magnetic local time bin using the normalization by the total number of equatorial passages of the Cluster spacecraft at  $L < 10$  in a given magnetic local time bin.

which we focus on in the present paper. We note that the occurrence of the EN emissions with QP modulation of the wave intensity at frequencies slightly higher than those of normal continuous EN is a pure coincidence. Out of the total 118 EN events with QP modulation of the wave intensity, 44 events are observed without any continuous EN counterpart, 39 events are observed at frequencies higher than the simultaneously observed continuous EN, 23 events are observed at frequencies lower than the simultaneously observed continuous EN, and in 12 events there are continuous EN emissions both at higher and lower frequencies. It is also noteworthy that while the QP elements occur during all the analyzed time interval in Figure 1 with approximately the same intensity, their intensity is visibly lower in the equatorial region in Figure 2.

### 3. Results

Locations of identified EN events with QP modulation of the wave intensity projected on the geomagnetic equatorial plane are shown in Figure 3a by black square symbols. The thick solid circle in the middle corresponds to the Earth's surface. The thinner concentric circles correspond to  $L$  shells of 2, 4, and 6, inner to outer, respectively. The positive values on the  $x$  axis (toward the left) correspond to the orientation toward the Sun. The negative values on the  $y$  axis (top) correspond to dawn, and the positive values on the  $y$  axis (down) correspond to dusk. It can be seen that EN events with QP modulation of the wave intensity occur predominantly in the noon sector and extend toward the dawn rather than toward the dusk. This is confirmed in Figure 3b, where the occurrence rate of EN events with QP modulation of the wave intensity is shown by the red line as a function of MLT. In order to verify how this distribution differs from the MLT distribution expected for normal EN events, the MLT distribution of all EN events identified in the Cluster data by Hrbáčková *et al.* [2015] is overplotted by the black line. Although the occurrence of normal EN emissions itself exhibits a maximum close to the local noon, it is clear that the noon maximum corresponding to EN events with QP modulation of the wave intensity is much sharper, with the noontime occurrence rate being about 4 times higher than the nighttime occurrence rate. Note that the occurrence rates in Figure 3b were calculated from the number of events in each MLT bin using the normalization by the total number of equatorial passages of the Cluster spacecraft at  $L < 10$  in a given MLT bin of 2 h.

Having investigated the MLT distribution of EN events with QP modulation of the wave intensity, we focus on determining the most favorable conditions for them to occur. For this purpose, we have used the superposed epoch analysis; i.e., we have investigated mean/median dependencies of selected controlling parameters as a function of time relative to the central times of the events. Figure 4a shows the median value of the  $K_p$  index as a function of time relative to the times of EN events with QP modulation of the wave intensity in red. The increase of the median value of the  $K_p$  index about 2 days before the times of the events, which lasts until the event occurrence, indicates that the event occurrence is related to the periods

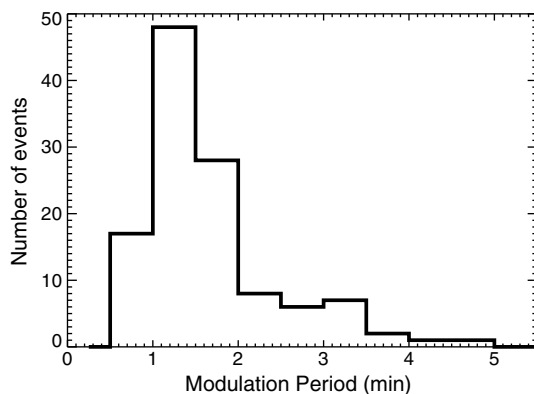


**Figure 4.** (a) Median value of  $K_p$  index as a function of time relative to time of the events. The results obtained for equatorial noise events with a quasiperiodic modulation of the wave intensity are shown in red. The results obtained for all equatorial noise events identified in the Cluster data by Hrbáčková *et al.* [2015] are shown in black. (b) The same as in Figure 4a but for the median value of solar wind flow speed.

of increased geomagnetic activity. In order to demonstrate that this is not the case for EN events, in general, the same results obtained for all EN events from the list of Hrbáčková *et al.* [2015] are plotted in black. No particular dependence of the geomagnetic activity on the time relative to the times of EN events can be seen in this case. On the other hand, the EN occurrence rate increases with the geomagnetic activity [Hrbáčková *et al.*, 2015]. This increase, however, appears to be related to the long-term evolution of the geomagnetic activity (solar maximum versus solar minimum) rather than to the short-term variations expressed by instantaneous values of  $K_p$  index analyzed in Figure 4a. The same conclusion is confirmed when using other geomagnetic activity indices, such as  $Dst$  or  $AE$ , and mean values in place of medians (not shown).

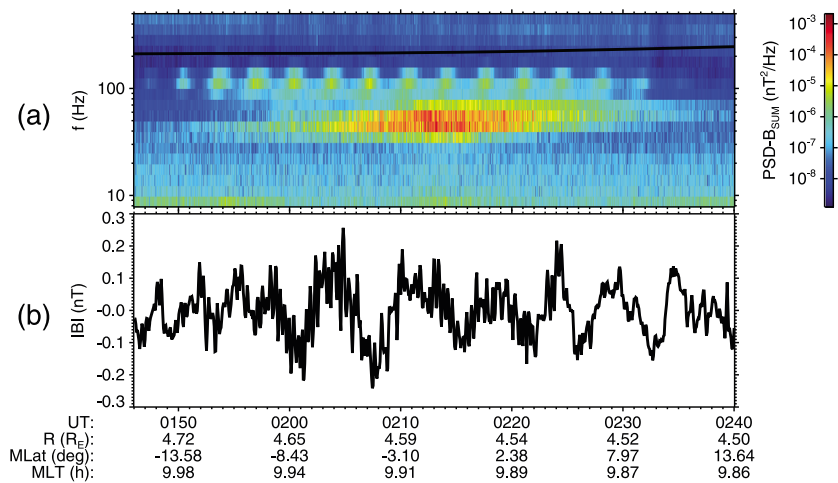
Apart from the analysis of the role of the geomagnetic activity indices, we have used the superposed epoch analysis to identify most favorable solar wind parameters for the events to occur. Solar wind OMNI data have been used (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>). Out of the investigated solar wind parameters (plasma number density, flow speed, dynamic pressure, interplanetary magnetic field  $B_z$  component), by far the strongest relation was found between the event occurrence and the solar wind flow speed. The obtained results are shown in Figure 4b using the same format as in Figure 4a. It can be seen that the occurrence of EN events with QP modulation of the wave intensity is statistically related to faster solar wind flows. The median flow speeds shortly before the times of event occurrence reach more than 500 km/s. Similar to Figure 4a, no such dependence is observed for normal EN events. This indicates that the effect is related exclusively to the events with QP modulation of the wave intensity.

Following the analysis performed by Němec *et al.* [2013c] for VLF whistler mode QP emissions at frequencies of a few kilohertz, we manually identified beginning and ending frequencies and times of each of the elements forming EN events with QP modulation of the wave intensity. This has been used to determine



**Figure 5.** Histogram of modulation periods of equatorial noise events with a quasiperiodic modulation of the wave intensity.

the modulation period of the events, which is defined as the median time separation between consecutive QP elements [Němec *et al.*, 2013c]. A histogram of obtained modulation periods is shown in Figure 5. We note that the modulation periods were evaluated for all Cluster observations separately; i.e., the same event observed by several Cluster spacecraft was considered as several independent events. However, consistent with the results obtained by Němec *et al.* [2013b, 2013c], it is found that if a single event is observed by several Cluster spacecraft, the



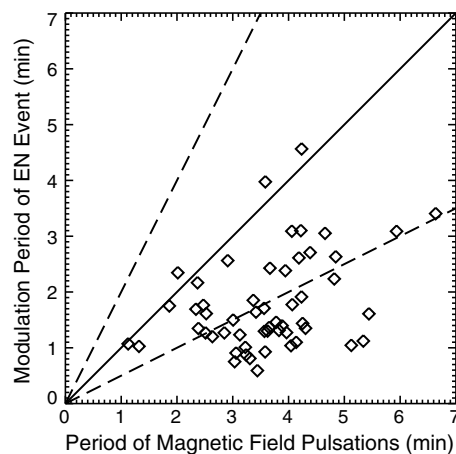
**Figure 6.** (a) The same as Figure 1a. (b) Deviation of the magnetic field magnitude from the background value (see text).

modulation periods and the overall appearance of the events observed by individual spacecraft are approximately the same (not shown). Figure 5 shows that the modulation periods of the identified events are generally on the order of minutes, with most of the events having modulation periods between 1 and 2 min. It is, however, possible that the lack of events with shorter modulation periods is a result of the visual identification of events. Taking into account that whole EN events were plotted during the identification, which corresponds to time intervals of a few tens of minutes, a very fine modulation of the wave intensity at periods lower than 30 s would not be identified.

Theories that attempt to explain the origin of VLF whistler mode QP emissions are often based on compressional ULF pulsations of magnetic field, which periodically change the resonant conditions in the source region [Coroniti and Kennel, 1970; Kimura, 1974; Sazhin, 1987]. Such compressional ULF pulsations were recently observed along with VLF whistler mode QP emissions close to the equatorial plane [Němec *et al.*, 2013c, 2014], and it was shown that their period corresponds to the modulation period of QP emissions within a factor of 2. It is thus of interest to verify whether similar compressional ULF pulsations occur also at the times of EN events with QP modulation of the wave intensity. As discussed by Němec *et al.* [2014], the magnetic field varies significantly over the analyzed time periods due to the spacecraft movement, and the mean variation of the magnetic field magnitude thus needs to be subtracted in order to reveal a possible presence of rather weak compressional ULF pulsations. We have adopted the approach used by Němec *et al.* [2014]; i.e., we have subtracted the mean trend determined using the Savitzky-Golay smoothing filter of the second order with the length of 128 points (i.e., about 8.5 min).

The resulting deviations of the magnetic field magnitude from the background value were investigated for all 118 EN events with QP modulation of the wave intensity. Compressional ULF pulsations were identified in 54 events, i.e., in about 46%. An example of ULF pulsations which occurred at the time of the example event from Figure 1 is shown in Figure 6. Figure 6a is the same as Figure 1; i.e., it shows the frequency-time spectrogram of power spectral density of magnetic field fluctuations measured by the STAFF-SA instrument. The compressional ULF magnetic field pulsations observed during the given time interval are shown in Figure 6b. Magnitudes of the pulsations are on the order of a few tenths of nanotesla, consistent with the magnitudes of compressional ULF pulsations detected at the times of VLF whistler mode QP emissions [Němec *et al.*, 2013c, 2014]. It can be seen that the period of these pulsations is larger than the modulation period of the EN event in this particular case. However, as the nature of these pulsations is not strictly harmonic, their period cannot be calculated directly by applying the Fourier transform. Instead, we determine their period as the median time separation of peaks in the magnetic field magnitude [Němec *et al.*, 2013c]. It is found that for this particular event the period of compressional ULF pulsations is about 6.6 min, while the modulation period of EN intensity is about 3.4 min.

We note that the observations of compressional ULF magnetic field pulsations along with EN events with QP modulation of the wave intensity do not necessarily imply that the two phenomena are related. It is especially noteworthy that while the modulations of EN wave intensities show, in general, very regular



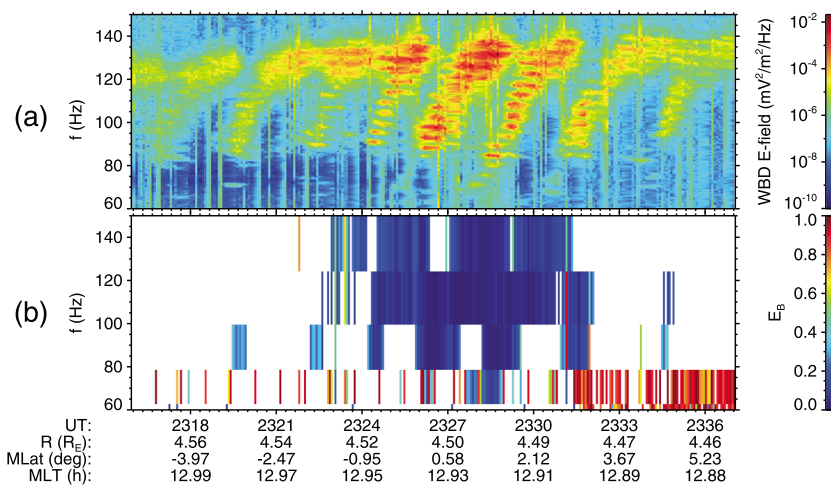
**Figure 7.** Modulation period of equatorial noise events with quasiperiodic modulation of the wave intensity as a function of the period of ULF magnetic field pulsations observed during the same time intervals. The solid diagonal line corresponds to the situation of the wave intensity modulation period being the same as the period of ULF magnetic field pulsations. The dashed lines above and below the solid black line correspond to the situation of the wave intensity modulation period being equal to twice the period of ULF magnetic field pulsations and to half the period of ULF magnetic field pulsations, respectively.

pulsations observed during the appropriate time intervals. The solid diagonal line corresponds to the situation of the EN modulation period being the same as the period of the ULF magnetic field pulsations. The dashed lines above and below the solid black line correspond to the situation of the EN modulation period being equal to twice the period of the ULF magnetic field pulsations and to half the period of the ULF magnetic field pulsations, respectively. It can be seen that although the scatter of the data points is rather large, the two periods appear to be correlated. The value of the Spearman rank correlation coefficient is equal to about 0.35, and the correlation is 99% significant. However, the two periods are generally not equal, but the period of ULF magnetic field pulsations appears to be on average about twice larger than the modulation period of EN wave intensity. We will discuss this relation more in detail in section 4.

Although called “noise,” EN events are known to exhibit a fine harmonic structure, which is likely related to the proton cyclotron frequency in the source region. This fine frequency structure cannot be seen in the low-resolution STAFF-SA data, but it can be identified in the high-resolution WBD data [Santolik *et al.*, 2002]. It is crucial to verify whether EN emissions with QP modulation of the wave intensity also exhibit such harmonic structure. This would directly point to the same generation mechanism, i.e., the instability of ring-like proton distribution functions in the source region [Xiao *et al.*, 2013; Ma *et al.*, 2014]. The high-resolution WBD data are available for 17 out of 118 EN events with QP modulation of the wave intensity. Detailed frequency-time spectrograms of power spectral density of electric field fluctuations measured by the WBD instrument were analyzed for all these events, and the presence of a harmonic line structure was confirmed in all of them. An example of such a high-resolution frequency-time spectrogram of power spectral density of electric field fluctuations is shown in Figure 8a. The data were measured by Cluster 2 on 23 August 2003 between 23:16 UT and 23:37 UT. We note that cyclic 42 s data intervals of the electric field measurements have been diluted across 10 s data intervals where the magnetic field had been measured instead. Several QP elements with clearly distinguishable harmonic line structure can be seen. Figure 8b shows the frequency-time plot of the ellipticity of magnetic field fluctuations measured by the STAFF-SA instrument during the same time interval, demonstrating that the waves are indeed linearly polarized. Following the approach used in Figures 1 and 2, the values of ellipticity were evaluated only in the frequency-time intervals with power spectral density of magnetic field fluctuations larger than  $10^{-6} \text{ nT}^2 \text{ Hz}^{-1}$ . We note that this event represents an example of purely QP modulated EN, with no continuous counterpart. We also note that the individual elements forming the event have a form of rising-tone

periodicities, the waveforms of compressional ULF pulsations are typically rather irregular. There is thus no one-to-one correlation between the individual elements of EN emissions and the peaks/valleys of the ULF pulsations. This could indicate that the two phenomena are not related, and their frequent simultaneous observations are a pure coincidence. The disagreement in the observed periodicities might be, however, possibly explained by the spacecraft movement during the observation. Namely, even if the compressional ULF pulsations were perfectly harmonic, a moving spacecraft would see pulsations with varying period, depending on its position on the magnetic field line (see, e.g., Takahashi *et al.* [1987], Korotova *et al.* [2013], and a more detailed discussion in section 4).

It is thus of interest to verify the relation between the modulation periods of EN events and the periods of simultaneously observed compressional ULF magnetic field pulsations in a systematic manner. The obtained results are presented in Figure 7, which shows the modulation period of EN events with QP modulation of the wave intensity as a function of the period of ULF magnetic field



**Figure 8.** Example of an equatorial noise event with a quasiperiodic modulation of the wave intensity observed by Cluster 2 on 23 August 2003 between 23:16 UT and 23:37 UT, when the high-resolution WBD data were available. (a) Frequency-time spectrogram of power spectral density of electric field fluctuations. (b) Frequency-time plot of the ellipticity of magnetic field fluctuations.

structures (positive sweep rates). This seems to be a common feature of both EN events with QP modulation of the wave intensity (see also case studies by *Fu et al.* [2014] and *Boardsen et al.* [2014]) and VLF whistler mode QP emissions [see, e.g., *Hayosh et al.*, 2014], and it will be discussed more in detail in section 4.

#### 4. Discussion

It has been found that about 5% of EN events observed by the Cluster spacecraft exhibit QP modulation of the wave intensity. This means that the events of this type are surprisingly common, especially when one considers the high occurrence rate of EN events, which is about 60% of Cluster equatorial perigee passages [*Santolík et al.*, 2004].

EN events with QP modulation of the wave intensity were visually identified in the list of all EN events observed by the Cluster spacecraft during the first 10 years of operation [*Hrbáčková et al.*, 2015]. As the frequency-time spectrograms of the entire individual EN events were analyzed during the identification process, i.e., the time interval of a few tens of minutes was plotted at a single time, we would have likely missed any events with modulation periods less than about 30 s. We believe that this imperfect event identification might be possibly responsible for the lack of events with shorter modulation periods in Figure 5. The identified modulation periods on the order of minutes are thus comparable with modulation periods of VLF whistler mode QP emissions observed by the Cluster spacecraft [*Němec et al.*, 2013c]. It is also noteworthy that the two EN events with QP modulation of the wave intensity reported by *Fu et al.* [2014] using Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms data and the event reported by *Boardsen et al.* [2014] using Van Allen Probes data have periods consistent with this range.

EN events with QP modulation of the wave intensity are often observed along with normal continuous EN events. They may have frequencies below or above, with no pattern clearly identifiable in our data set. We believe that these simultaneous observations might be at least in some cases explained by the emissions being generated independently at different locations and only arriving at the spacecraft at the same time. Another curious observation is that the wave propagation parameters of EN events with QP modulation of the wave intensity are sometimes not strictly those expected for EN. Namely, it appears that they do not propagate always strictly perpendicular to the ambient magnetic field, having a nonnegligible parallel component of the wave vector. This might possibly explain the lower intensity of QP modulated EN waves in the equatorial region observed in Figure 2. Specifically, the waves, although probably generated at the equator, might deviate from it during the propagation from the generation region to the observing spacecraft. This can be contrasted with normal continuous EN events, which typically have intensity maxima exactly at the magnetic equator [*Němec et al.*, 2006].

The events are found to occur primarily in the noon-to-dawn MLT sector. This MLT distribution is consistent with the primarily dayside occurrence of VLF whistler mode QP emissions [Morrison *et al.*, 1994; Engebretson *et al.*, 2004] and with the occurrence of harmonic field line oscillations in the Pc3–Pc4 frequency range [Takahashi and McPherron, 1982], which we suggest might be responsible for the QP modulation of the wave intensity. The observations of ULF compressional magnetic field pulsations at the times of 54 events seem to support this hypothesis. The absence of the observations of compressional ULF magnetic field pulsations in the remaining 64 EN events with QP modulation of the wave intensity can be explained by the propagation of EN emissions. Taking into account that they may propagate from distant source regions [Santolik *et al.*, 2002], it is well possible that the compressional pulsations were present in the regions of their generation, while being absent at the observation points. We note that these experimental results do not exclude the possibility that the ULF magnetic field pulsations and EN events with QP modulation of the wave intensity are two unrelated phenomena, and their frequent simultaneous observations are a pure coincidence. However, the hypothesis of the ULF pulsations being responsible for the QP modulation of EN is tempting. It would explain both the primarily daytime occurrence of the events, and their relation to the increased solar wind speeds, as these can serve as external source of harmonic field line oscillations [e.g., Takahashi *et al.*, 1984].

As for the relation between the periods of compressional ULF magnetic field pulsations and the periods of QP modulation of EN wave intensity, periods of compressional ULF magnetic field pulsations appear to be systematically larger, on average, by a factor of about 2. This relation is similar to one of the VLF whistler mode QP events reported by Němec *et al.* [2014], and it may be possibly explained in the same way. The basic idea is the one used in the model by Takahashi *et al.* [1987] to explain nonsinusoidal waveforms of compressional ULF magnetic pulsations observed by spacecraft in the equatorial region of the magnetosphere [Higuchi *et al.*, 1986], which was shown to be in excellent agreement with observations. They started with an antisymmetric standing wave model for a compressional wave (node at the magnetic equator). Then they extended this model by assuming that the equatorial node is not stationary, but its position harmonically varies with the period equal to the period of the compressional wave. Such a simple extension of the model results in the magnetic field waveform being significantly dependent on the position of the observer [see Takahashi *et al.*, 1987, Figure 2], which can possibly explain irregular waveforms of the ULF pulsations observed by the Cluster spacecraft at the times of EN events with QP modulation of the wave intensity.

It is important to note that according to the model of Takahashi *et al.* [1987], an observer located exactly at the geomagnetic equator would see two compressions per cycle. This directly stems from the equations given by Takahashi *et al.* [1987], but it can be also understood intuitively using a schematic picture provided by Korotova *et al.* [2013] (see their Figure 6). Specifically, imagine the node located in the north at a time in the wave cycle when the region south of it is compressed. If the node moves southward in phase with the wave, an observer at the geomagnetic equator would see another compression when the field north of the node is compressed. Assuming that the generation region of EN is located exactly at the magnetic equator [Němec *et al.*, 2006], the generation region would thus effectively “see” the compressions with half the real period of ULF pulsations. The exact shape of the ULF magnetic waveform observed by the spacecraft then depends on its movement with respect to the node.

The obtained results show that EN emissions with QP modulation of the wave intensity are in many aspects remarkably similar to VLF whistler mode QP emissions. This suggests that the modulation mechanism might be analogous for both types of emissions but acting at different frequencies and in different wave modes. However, a theoretical model which would confirm this hypothesis is still to be developed. Most importantly, the observed amplitudes of compressional ULF magnetic field pulsations are rather small, and it remains to be verified whether they may or they may not efficiently modulate the resonant conditions in the source region. A crude estimate based exclusively on the modulation of the Alfvén speed would suggest that they may not [Boardsen *et al.*, 2014], but a more refined theory is clearly needed to investigate this possibility properly.

Another possible generation mechanism of EN events with QP modulation of the wave intensity suggested by Boardsen *et al.* [2014] is an analogy with the electron cyclotron maser [Trakhtengerts, 1995; Pasmanik *et al.*, 2004a, 2004b]. The mechanism is based on the periodic evolution of the particle distribution in the source region due to the interplay between the wave instability and external particle sources. Importantly, it does not require the presence of magnetic field pulsations to operate, and it can therefore be used to



explain the observations of VLF whistler mode QP emissions of the so-called type 2, i.e., the emissions for which no corresponding magnetic field pulsations were observed [Sato *et al.*, 1974; Sato and Kokubun, 1980, 1981; Sato and Fukunishi, 1981]. Nevertheless, type 1 (with magnetic field pulsations) and type 2 (without magnetic field pulsations) VLF whistler mode QP emissions were classified using ground-based observations. However, Tixier and Cornilleau-Wehrin [1986] analyzed simultaneous observations on board a satellite and on the ground, and they proposed that QP emissions of type 1 and of type 2 may actually be the same phenomenon. The point is that the ULF magnetic pulsations may be always present in the source region, but they make it to the ground only if their period corresponds to the eigenfrequency of a given field line. In any case, the electron cyclotron maser analogy suggested by Boardsen *et al.* [2014] seems to be a plausible mechanism for the generation of EN events with QP modulation of the wave intensity. A more elaborated theory of this analogy is, however, again needed.

The third possible mechanism of the generation of EN events with QP modulation of the wave intensity was suggested by Fu *et al.* [2014]. They used an analogy with the nonlinear wave-particle interactions involved in the generation of wave elements of both chorus [Omura and Summers, 2006] and electromagnetic ion cyclotron [Omura *et al.*, 2006] waves, and they suggested that a similar nonlinear mechanism might be responsible for the generation of individual EN elements. However, in our understanding this generation mechanism would probably not be consistent with the fine harmonic structure of EN emissions, which persists even in the QP modulation.

The last point that we would like to comment concerns the observed rising-tone structures (positive sweep rates) of individual QP elements forming the modulated EN events. Interestingly enough, this feature seems to be consistent with most VLF whistler mode QP emissions [Hayosh *et al.*, 2014]. As pointed out by Boardsen *et al.* [2014], this is at least partially due to the dispersion. Specifically, the group velocity of EN emissions decreases with increasing frequency, and it reaches zero at the lower hybrid frequency. Assuming that the waves are not observed exactly at their source region, this results in lower frequency parts of QP elements arriving to the observer sooner than the higher-frequency parts of QP elements, forming thus rising-tone structures [see Boardsen *et al.*, 2014, Figure 1]. However, the authors concluded that this effect is likely not sufficient to explain the observed time delays of the event they analyzed; i.e., the rising-tone structure is probably generated already in the source region. This would be the case both for the nonlinear wave-particle interaction mechanism suggested by Fu *et al.* [2014] and for the electron cyclotron maser analogy suggested by Boardsen *et al.* [2014]. The modulation mechanism based on compressional ULF magnetic field pulsations was argued by Boardsen *et al.* [2014] to produce rising-tone structures only for unrealistically large ULF wave amplitudes. However, we again note that a more refined theory is needed to investigate this condition properly.

Since the generation of EN emissions has been recently extensively studied [Chen *et al.*, 2010; Liu *et al.*, 2011; Xiao *et al.*, 2013; Ma *et al.*, 2014], we believe that a full theoretical explanation of the origin of the QP modulation might be found in the near future.

## 5. Conclusions

Although EN events were generally believed to be continuous in time, we have shown that about 5% of more than 2000 EN events detected by Cluster between 2001 and 2010 exhibit a QP modulation of the wave intensity. We have performed a systematic analysis of EN events with this QP modulation. The events were found to occur usually in the noon-to-dawn MLT sector. Moreover, we have shown that the events occur predominantly in relation to the enhanced geomagnetic activity and particularly during the time intervals of increased solar wind flow speed. These occurrence characteristics are similar to the ones of harmonic field line oscillations in the Pc3–Pc4 frequency range. Modulation periods of the events were generally on the order of minutes. Compressional ULF magnetic field pulsations were identified at the times of about 46% of the events. Their periods were typically about double the modulation periods of EN events, and their magnitudes were on the order of a few tenths of nanotesla. We have suggested that these compressional magnetic field pulsations might be responsible for the observed QP modulation of EN intensity, in analogy to the VLF whistler mode QP events at frequencies of a few kilohertz. However, we note that it is only a hypothesis, and a full theoretical explanation of the origin of these events is still missing. Most importantly, the suggested generation mechanisms based on nonlinear wave-particle interactions [Fu *et al.*, 2014] and an analogy with the electron cyclotron maser [Boardsen *et al.*, 2014] should not be ruled out but carefully

verified. The analysis of 17 events for which high-resolution WBD data were available revealed that EN emissions with QP modulation of the wave intensity exhibit a harmonic line structure similar to normal continuous EN events. This clearly suggests that the generation mechanism of QP modulated EN is tightly related to the generation mechanism of normal continuous EN, i.e., the instability of ring-like proton distribution functions. Finally, the individual QP elements forming the events have rising-tone structures (positive sweep rates), which is an additional characteristic that should be considered when developing a theoretical model for these emissions. Although it is far beyond the scope of the presented observational paper, we optimistically believe that such a model might be developed by the scientific community in the near future.

### Acknowledgments

The Cluster data used in this study can be obtained from the Cluster Science Archive and CDAWeb. We would like to thank all the involved personnel. In particular, we would like to acknowledge the successive principal investigators of the FGM instrument (A. Balogh, E. Lucek, and C. Carr). OMNI solar wind data are freely accessible from OMNIWeb, and we would like to deeply acknowledge all the responsible personnel. This work was supported by GACR grant 15-01775Y and KONTAKT II grants LH14010 and LH11122. This work was supported by NASA Goddard Space Flight Center under grant NNX14AB10G at the University of Iowa.

Michael Liemohn thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.

### References

- Balogh, A., et al. (1997), The Cluster magnetic field investigation, *Space Sci. Rev.*, *79*, 65–91.
- Balogh, A., et al. (2001), The Cluster magnetic field investigation: An overview of in-flight performance and initial results, *Ann. Geophys.*, *19*, 1207–1217.
- Boardsen, S. A., D. L. Gallagher, D. A. Gurnett, W. K. Peterson, and J. L. Green (1992), Funnel-shaped, low-frequency equatorial waves, *J. Geophys. Res.*, *97*, 14,967–14,976.
- Boardsen, S. A., G. B. Hospodarsky, C. A. Kletzing, R. F. Pfaff, W. S. Kurth, J. R. Wygant, and E. A. MacDonald (2014), Van Allen Probe observations of periodic rising frequencies of the fast magnetosonic mode, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, 8161–8168, doi:10.1002/2014GL062020.
- Carson, W. B., J. A. Koch, J. H. Pope, and R. M. Gallet (1965), Long-period very low frequency emission pulsations, *J. Geophys. Res.*, *70*(17), 4293–4303.
- Chen, L. (1974), Theory of ULF modulation of VLF emissions, *Geophys. Res. Lett.*, *1*(2), 73–75.
- Chen, L., and R. M. Thorne (2012), Perpendicular propagation of magnetosonic waves, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L14102, doi:10.1029/2012GL052485.
- Chen, L., R. M. Thorne, V. K. Jordanova, and R. B. Horne (2010), Global simulation of magnetosonic wave instability in the storm time magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *115*, A11222, doi:10.1029/2010JA015707.
- Chen, L., R. M. Thorne, V. K. Jordanova, M. F. Thomsen, and R. B. Horne (2011), Magnetosonic wave instability analysis for proton ring distributions observed by the LANL magnetospheric plasma analyzer, *J. Geophys. Res.*, *116*, A03223, doi:10.1029/2010JA016068.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (1997), The Cluster spatio-temporal analysis of field fluctuations (STAFF) experiment, *Space Sci. Rev.*, *79*, 107–136.
- Cornilleau-Wehrin, N., et al. (2003), First results obtained by the Cluster STAFF experiment, *Ann. Geophys.*, *21*, 437–456, doi:10.5194/angeo-21-437-2003.
- Coroniti, F. V., and C. F. Kennel (1970), Electron precipitation pulsations, *J. Geophys. Res.*, *75*(7), 1279–1289.
- Curtis, S. A., and C. S. Wu (1979), Gyroharmonic emissions induced by energetic ions in the equatorial plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, *84*(A6), 2597–2607.
- Engebretson, M. J., J. L. Posch, A. J. Halford, G. A. Shelburne, A. J. Smith, M. Spasojević, U. S. Inan, and R. L. Arnoldy (2004), Latitudinal and seasonal variations of quasiperiodic and periodic VLF emissions in the outer magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *109*, A05216, doi:10.1029/2003JA010335.
- Fu, H. S., et al. (2014), First observation of rising-tone magnetosonic waves, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, 7419–7426, doi:10.1002/2014GL061867.
- Gurnett, D. A. (1976), Plasma wave interactions with energetic ions near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *81*, 2765–2770.
- Gurnett, D. A., R. L. Huff, and D. L. Kirchner (1997), The Wide-Band Plasma Wave investigation, *Space Sci. Rev.*, *79*, 195–208.
- Hayosh, M., F. Němec, O. Santolík, and M. Parrot (2014), Statistical investigation of VLF quasiperiodic emissions measured by the DEMETER spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 8063–8072, doi:10.1002/2013JA019731.
- Higuchi, T., S. Kokobun, and S. Ohtani (1986), Harmonic structure of compressional Pc5 pulsations at synchronous orbit, *Geophys. Res. Lett.*, *13*(11), 1101–1104.
- Horne, R. B., G. V. Wheeler, and H. S. C. K. Alleyne (2000), Proton and electron heating by radially propagating fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *105*(A12), 27,597–27,610.
- Hrbáčková, Z., O. Santolík, F. Němec, E. Macušová, and N. Cornilleau-Wehrin (2015), Systematic analysis of occurrence of equatorial noise emissions using 10 years of data from the Cluster mission, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *120*, doi:10.1002/2014JA020268.
- Kasahara, Y., H. Kenmochi, and I. Kimura (1994), Propagation characteristics of the ELF emissions observed by the satellite Akebono in the equatorial plane, *Radio Sci.*, *29*, 751–767.
- Kimura, I. (1974), Interrelation between VLF and ULF emissions, *Space Sci. Rev.*, *16*, 389–411.
- Korotova, G. I., D. G. Sibeck, V. Angelopoulos, and B. M. Walsh (2013), THEMIS observations of compressional poloidal pulsations in the dawnside magnetosphere: A case study, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 7665–7673, doi:10.1002/2013JA019360.
- Laakso, H., H. Junginger, A. Roux, R. Schmidt, and C. de Villedary (1990), Magnetosonic waves above  $f_{CH+}$  at geostationary orbit: GEOS 2 results, *J. Geophys. Res.*, *95*, 10,609–10,621.
- Liu, K., S. P. Gary, and D. Winske (2011), Excitation of magnetosonic waves in the terrestrial magnetosphere: Particle-in-cell simulations, *J. Geophys. Res.*, *116*, A07212, doi:10.1029/2010JA016372.
- Ma, Q., W. Li, L. Chen, R. M. Thorne, and V. Angelopoulos (2014), Magnetosonic wave excitation by ion ring distributions in the Earth's inner magnetosphere, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 844–852, doi:10.1002/2013JA019591.
- McClements, K. G., and R. O. Dendy (1993), Ion cyclotron harmonic wave generation by ring protons in space plasmas, *J. Geophys. Res.*, *98*, 11,689–11,700.
- McClements, K. G., R. O. Dendy, and C. N. Lashmore-Davis (1994), A model for the generation of obliquely propagating ULF waves near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, *99*, 23,685–23,693.
- Morrison, K. (1990), Quasi-periodic VLF emissions and concurrent magnetic pulsations seen at  $L = 4$ , *Planet. Space Sci.*, *38*(12), 1555–1565.
- Morrison, K., M. J. Engebretson, J. R. Beck, J. E. Johnson, R. L. Arnoldy, J. L. Cahill, D. L. Carpenter, and M. Gallani (1994), A study of quasi-periodic ELF-VLF emissions at three antarctic stations: Evidence for off-equatorial generation?, *Ann. Geophys.*, *12*, 139–146, doi:10.1007/s00585-994-0139-8.

- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2005), Initial results of a survey of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft, *Planet. Space Sci.*, *53*, 291–298.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, H. Laakso, Y. de Conchy, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2006), Equatorial noise: Statistical study of its localization and the derived number density, *Adv. Space Res.*, *37*, 610–616.
- Němec, F., O. Santolík, J. S. Pickett, Z. Hrbáčková, and N. Cornilleau-Wehrin (2013a), Azimuthal directions of equatorial noise propagation determined using 10 years of data from the Cluster spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 7160–7169, doi:10.1002/2013JA019373.
- Němec, F., O. Santolík, M. Parrot, J. S. Pickett, M. Hayosh, and N. Cornilleau-Wehrin (2013b), Conjugate observations of quasi-periodic emissions by Cluster and DEMETER spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 198–208, doi:10.1029/2012JA018380.
- Němec, F., O. Santolík, J. S. Pickett, M. Parrot, and N. Cornilleau-Wehrin (2013c), Quasiperiodic emissions observed by the Cluster spacecraft and their association with ULF magnetic pulsations, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 4210–4220, doi:10.1002/jgra.50406.
- Němec, F., J. S. Pickett, and O. Santolík (2014), Multispacecraft Cluster observations of quasi-periodic emissions close to the geomagnetic equator, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *119*, 9101–9112, doi:10.1002/2014JA020321.
- Němec, F., O. Santolík, and Z. Hrbáčková (2015), Intensities and spatiotemporal variability of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *120*, doi:10.1002/2014JA020814.
- Omura, Y., and D. Summers (2006), Dynamics of high-energy electrons interacting with whistler mode chorus emissions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *111*, A09222, doi:10.1029/2006JA011600.
- Omura, Y., J. Pickett, B. Grison, O. Santolík, I. Dandouras, M. Engebretson, P. M. E. Décréau, and A. Masson (2006), Theory and observation of electromagnetic ion cyclotron triggered emissions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *115*, A07234, doi:10.1029/2010JA015300.
- Pasmanik, D. L., A. G. Demekhov, V. Y. Trakhtengerts, and M. Parrot (2004a), Modeling whistler wave generation regimes in magnetospheric cyclotron maser, *Ann. Geophys.*, *22*, 3561–3570.
- Pasmanik, D. L., E. E. Titova, A. G. Demekhov, V. Y. Trakhtengerts, O. Santolík, F. Jiríček, K. Kudela, and M. Parrot (2004b), Quasi-periodic ELF/VLF wave emissions in the Earth's magnetosphere: Comparison of satellite observations and modeling, *Ann. Geophys.*, *22*, 4351–4361.
- Perraut, S., A. Roux, P. Robert, R. Gendrin, J. A. Sauvaud, J. M. Bosqued, G. Kremser, and A. Korth (1982), A systematic study of ULF waves above  $f_{HH}$  from GEOS 1 and 2 measurements and their relationships with proton ring distributions, *J. Geophys. Res.*, *87*, 6219–6236.
- Russell, C. T., R. E. Holzer, and E. J. Smith (1970), OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere: The nature of the equatorial noise, *J. Geophys. Res.*, *75*(4), 755–768.
- Santolík, O., J. S. Pickett, D. A. Gurnett, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrin (2002), Spatiotemporal variability and propagation of equatorial noise observed by Cluster, *J. Geophys. Res.*, *107*(A12), 1495, doi:10.1029/2001JA009159.
- Santolík, O., M. Parrot, and F. Lefeuvre (2003), Singular value decomposition methods for wave propagation analysis, *Radio Sci.*, *38*(1), 1010, doi:10.1029/2000RS002523.
- Santolík, O., F. Němec, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrin (2004), Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency, *Ann. Geophys.*, *22*, 2587–2595.
- Sato, N., and H. Fukunishi (1981), Interaction between ELF-VLF emissions and magnetic pulsations: Classification of quasi-periodic ELF-VLF emissions based on frequency-time spectra, *J. Geophys. Res.*, *86*(A1), 19–29.
- Sato, N., and S. Kokubun (1980), Interaction between ELF-VLF emissions and magnetic pulsations: Quasi-periodic ELF-VLF emissions associated with Pc 3–4 magnetic pulsations and their geomagnetic conjugacy, *J. Geophys. Res.*, *85*(A1), 101–113.
- Sato, N., and S. Kokubun (1981), Interaction between ELF-VLF emissions and magnetic pulsations: Regular period ELF-VLF pulsations and their geomagnetic conjugacy, *J. Geophys. Res.*, *86*(A1), 9–18.
- Sato, N., K. Hayashi, S. Kokubun, T. Oguti, and H. Fukunishi (1974), Relationships between quasi-periodic VLF emission and geomagnetic pulsation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *36*, 1515–1526.
- Sazhin, S. S. (1987), An analytical model of quasiperiodic ELF-VLF emissions, *Planet. Space Sci.*, *35*(10), 1267–1274.
- Sazhin, S. S., and M. Hayakawa (1994), Periodic and quasiperiodic VLF emissions, *J. Geophys. Res.*, *56*(6), 735–753.
- Smith, A. J., M. J. Engebretson, E. M. Klatt, U. S. Inan, R. L. Arnoldy, and H. Fukunishi (1998), Periodic and quasiperiodic ELF/VLF emissions observed by an array of Antarctic stations, *J. Geophys. Res.*, *103*(A10), 23,611–23,622.
- Stix, T. H. (1992), *Waves in Plasmas*, AIP Press, Springer, New York.
- Takahashi, K., and R. L. McPherron (1982), Harmonic structure of Pc 3–4 pulsations, *J. Geophys. Res.*, *87*(A3), 1504–1516.
- Takahashi, K., R. L. McPherron, and T. Terasawa (1984), Dependence of the spectrum of Pc 3–4 pulsations on the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, *89*(A5), 2770–2780.
- Takahashi, K., L. J. Zanetti, T. A. Potemra, and M. H. Acuña (1987), A model for the harmonic of compressional Pc5 waves, *Geophys. Res. Lett.*, *14*(4), 363–366.
- Tixier, M., and N. Cornilleau-Wehrin (1986), How are the VLF quasi-periodic emissions controlled by harmonics of field line oscillations? The results of a comparison between ground and GEOS satellites measurements, *J. Geophys. Res.*, *91*(A6), 6899–6919.
- Trakhtengerts, V. Y. (1995), Magnetosphere cyclotron maser: Backward wave oscillator generation regime, *J. Geophys. Res.*, *100*(A9), 17,205–17,210, doi:10.1029/95JA00843.
- Xiao, F., Q. Zhou, Z. He, and L. Tang (2012), Three-dimensional ray tracing of fast magnetosonic waves, *J. Geophys. Res.*, *117*, A06208, doi:10.1029/2012JA017589.
- Xiao, F., Q. Zhou, Z. He, C. Yang, Y. He, and L. Tang (2013), Magnetosonic wave instability by proton ring distributions: Simultaneous data and modeling, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 4053–4058, doi:10.1002/jgra.50401.

# B Seznam použitých zkratek

**DSN** (Deep Space Network) – mezinárodní síť pozemních stanic agentury NASA přijímajících data z družic

**EFW** (Electric Field and Wave) – přístroj umístěný na družici Cluster měřící elektrické pole

**ELF** (Extra Low Frequency) – udává frekvenční rozsah vln od několik Hz po několik stovek Hz

**ESA** (European Space Agency) – evropská kosmická agentura

**FGM** (FluxGate Magnetometer) – přístroj umístěný na družici Cluster používaný pro měření okolního magnetického pole

**GSE** (Geocentric Solar Ecliptic) – souřadná soustava (osa  $z$  směřuje ke Slunci a osa  $x$  je kolmá k rovině ekliptiky)

**MLT** (Magnetic Local Time) – magnetický lokální čas

**NASA** (National Aeronautics and Space Administration) – americká kosmická agentura

**OR** (occurrence rate) – pravděpodobnost výskytu

**PSD** (Power Spectral Density) – výkonová spektrální hustota

**QP** (quasiperiodic) – kvaziperiodická emise

**RŠ** – rovníkový šum (elektromagnetická vlna)

**STAFF(-SA)** (Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuation(-Spectral Analyzer)) – přístroj umístěný na družici Cluster poskytující data s výkonovou spektrální hustotou magnetického a elektrického pole

**SVD** (Singular Value Decomposition) - singulární rozklad matice [87]

**UT** (Universal Time) - světový čas

**VLF** (Very Low Frequency) – udává frekvenční rozsah vln od několik stovek Hz po několik kHz

**WBD** (Wide-band Data) – přístroj umístěný na družici Cluster poskytující data s vysokým frekvenčním a časovým rozlišením

**WHISPER** (Waves of High frequency and Sounder for Probing of Electron

density by Relaxation) – přístroj umístěný na družici Cluster poskytující informace o hustotě okolního plazmatu

