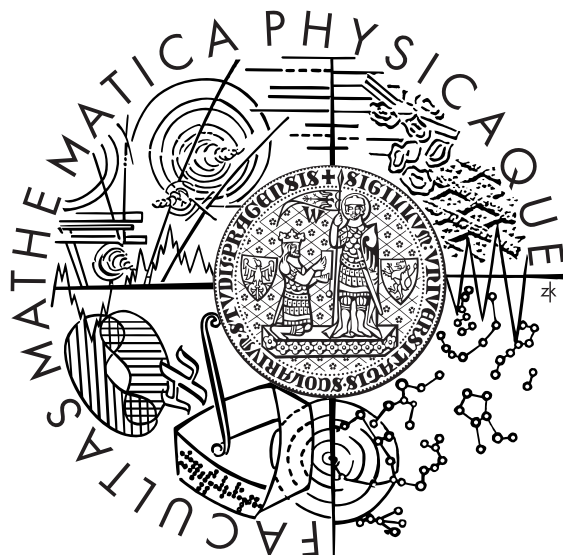


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta



DIPLOMOVÁ PRÁCE

Jana Matějová

Test přesnosti modelů polohy okolozemní rázové vlny pro čelní a
vysokošířková pozorování družic INTERBALL-1, CLUSTER a
GEOTAIL

Katedra fyziky povrchů a plazmatu
Vedoucí diplomové práce: Doc. RNDr. Lubomír Přech, Dr.
Studijní program: Fyzika
Studijní obor: Fyzika povrchů a ionizovaných prostředí

Praha 2009

Ráda bych poděkovala panu Doc. Lubomíru Přechovi za všechny čas, který se mnou nad mojí prací strávil, za pečlivou kontrolu smysluplnosti mých výsledků i za přátelský přístup. Dále bych chtěla poděkovat panu Prof. Zdeňku Němečkovi a paní Prof. Janě Šafránkové za jejich cenné rady v době, kdy tu můj vedoucí nebyl, a také bych chtěla poděkovat za konzultace panu Dr. Janu Měrkovi. Dále děkuji za rady svým zkušenějším kolegům Karlu Jelínkovi a Martinu Jeřábovi. Marku Vyšinkovi děkuji za pomoc při přepisování do počítače časů průchodu družice CLUSTER rázovou vlnou a Josefu Matějovi děkuji za nakreslení obrázků 4.6 a 2.11. Svě rodině děkuji za podporu ve studiu.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne

Jana Matějová

Abstrakt

Název práce: Test přesnosti modelů polohy okolozemní rázové vlny pro čelní a vysokošířková pozorování družic INTERBALL1, CLUSTER a GEOTAIL

Autor: Jana Matějová

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: Doc. RNDr. Lubomír Přech, Dr.

E-mail vedoucího: lubomir.prech@mff.cuni.cz

Abstrakt: V této práci je zkoumána závislost polohy okolozemní rázové vlny na parametrech slunečního větru, velikosti IMF a na tiltu zemského dipólu. Byla nově doplněna pozorování z družic INTERBALL-1 a CLUSTER, která pokrývají čelní oblast rázové vlny včetně vysokých šířek. S využitím nově doplněných pozorování bylo provedeno statistické srovnání dosavadních modelů polohy okolozemní rázové vlny, a to jak celkově, tak i pro dílčí oblasti. Na základě tohoto srovnání byla navržena korekce modelu Formisano (1979) na velikost IMF a na tilt rozdělená na tři různé plochy. I přes malý počet pozorování ve vysokých šířkách je výsledkem extrapolace plocha s očekávanými prohlubněmi nad cuspy. Přesnost této korekce je srovnána s ostatními modely a je navržen způsob jejího spojení do jediné plochy.

Klíčová slova: okolozemní rázová vlna, INTERBALL-1, CLUSTER, tilt zemského dipólu

Title: Accuracy test of the Earth's bow shock position models for subsolar and high-latitude observations of the INTERBALL-1, CLUSTER and GEOTAIL spacecraft

Author: Jana Matějová

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: Doc. RNDr. Lubomír Přech, Dr.

Supervisor's e-mail: lubomir.prech@mff.cuni.cz

Abstract: In the presented study the relationship between the location of the Earth's bow shock and the solar wind parameters, the IMF magnitude and the tilt of the Earth's dipole is investigated. Newly identified observations by INTERBALL-1 and CLUSTER satellites, which cover the frontal region of the shock including high latitudes, were added. Using the recently added observations a statistical comparison of the current bow shock models was carried out both generally and for particular regions. On the basis of the comparison a correction to the model Formisano (1979) has been drawn up. It comprises IMF magnitude and tilt angle influence and it is divided into three different surfaces. In spite of the lack of high-latitude data, the result of the extrapolation is a surface with expected indentations above the cusps. The accuracy of this correction has been compared with other models and the way how to join it to the only surface has been suggested.

Keywords: Earth's bow shock, INTERBALL-1, CLUSTER, magnetic dipole tilt

Obsah

1	Úvod	9
1.1	Cíle této práce	9
2	Současný stav poznání problematiky	11
2.1	Teorie k základním pojmům	11
2.1.1	Rázové vlny v plynech	11
2.1.2	Sluneční vítr a meziplanetární magnetické pole ve Sluneční soustavě . . .	12
2.1.3	Magnetozvukové vlny	16
2.1.4	Planetární rázové vlny	18
2.1.5	Struktura zemské magnetosféry	18
2.2	Zdroje dat	19
2.2.1	INTERBALL-1 a MAGION-4	19
2.2.2	CLUSTER	21
2.2.3	WIND	23
2.2.4	Další družice	23
2.3	Existující modely okolozemní rázové vlny	23
2.3.1	Matematický popis rázových vln	23
2.3.2	Model Formisano (1979)	26
2.3.3	Model Němeček and Šafránková (1991)	26
2.3.4	Model Farris and Russell (1994)	27
2.3.5	Model Jeřáb et al. (2005)	27
2.3.6	Modely Peredo et al. (1995) a Merka et al. (2005)	28
2.3.7	Modely Cairns and Lyon (1995) a Cairns and Lyon (1996)	28
2.3.8	Model Verigin et al. (2001) a tvar Machova kužele (Verigin et al., 2003) .	28
2.3.9	Korekce Jelinek et al. (2008)	30
2.3.10	Modely magnetopauzy	32
3	Metody	36
3.1	Metody hledání rázových vln v datech	36
3.2	Získávání parametrů slunečního větru pro jednotlivá přesečení	38
4	Výsledky a jejich diskuse	39
4.1	Datový soubor	39
4.2	Porovnání přesnosti stávajících modelů	40
4.3	Návrh korekce pro 3 různé oblasti	61
4.4	Prostorové rozložení chyb modelů	63
4.4.1	Prostorové rozložení chyb modelu Merka et al. (2005)	63
4.4.2	Prostorové rozložení chyb modelu Formisano (1979)	71

4.4.3	Extrapolace v modelu Jelinek et al. (2008)	71
4.4.4	Prostorové rozložení chyb vlastního modelu a oprávněnost extrapolace	71
4.5	Návaznost modelových ploch pro různé oblasti	73
4.6	Porovnání výsledků s předchozími pracemi	76
4.6.1	Model Formisano (1979)	76
4.6.2	Model Merka et al. (2005)	78
4.6.3	Model Jeřáb et al. (2005)	78
5	Shrnutí	81
A	Obsah přiloženého CD	83
B	Popis nově identifikovaných přesečení rázové vlny	84
C	Popis programu pro statistické zpracování dat	86

Kapitola 1

Úvod

Rázové vlny se staly předmětem vědeckého zkoumání nejprve v oblasti dynamiky plynů. Rázové vlny v plynu totiž souvisí hlavně s balistikou a letectvím.

Letí-li letadlo nebo střela nadzvukovou rychlostí, vytváří v okolním vzduchu tlakové poruchy, které se šíří dále do prostoru rychlostí zvuku. Vzniká rázová vlna, která představuje rozhraní, na němž se téměř skokově mění celá řada fyzikálních veličin.

Podobné struktury lze pozorovat i v kosmu, avšak prostředím, v němž se vše odehrává, je tentokrát plazma, které tvoří až 95% veškeré pozorovatelné hmoty ve vesmíru. Protože plazma obsahuje elektricky nabitě částice, dochází zde navíc díky elektromagnetické interakci k mnoha zajímavým jevům, které v plynu neprobíhají. Kosmické plazma slunečního větru je navíc bezsrážkové v rozměrech řádu 1 AU, což přináší další specifika.

Zemská rázová vlna je konkrétním příkladem planetární rázové vlny. V tomto případě plazma slunečního větru interaguje s magnetickým polem Země.

Aby analogie s letadlem byla úplná, zbývá ještě doplnit, že vhodnou volbou souřadné soustavy lze docílit toho, aby sluneční vítr stál a Země spolu se svou magnetosférou se vůči němu pohybovala. Pro vznik rázové vlny musí být relativní rychlost slunečního větru a Země větší než rychlost rychlých magnetozvukových vln (jedno z řešení magnetohydrodynamických rovnic).

Zemská rázová vlna je považována za vnější hranici magnetosféry Země. Jak bude v této práci dále podrobněji rozebráno, dynamika zemské magnetosféry úzce souvisí se sluneční aktivitou, která ovlivňuje život na Zemi. Tento jev bývá souhrnně označován jako vesmírné počasí.

Rozbor vesmírného počasí představuje nejen velmi zajímavý problém pro základní výzkum, ale má i celou řadu významných uplatnění v praxi. Zvýšená sluneční aktivita může zapříčinit geomagnetickou bouři, která se pak projevuje zejména ve velkých zeměpisných šířkách nejen v podobě polárních září, ale vede i k rušení rádiového i televizního vysílání a navigačních systémů. Ve vedeních vysokého napětí se indukují kvazi-stejnosměrné elektrické proudy, což může vyvolat až kolaps elektrické rozvodné sítě (jako například v roce 1989 v kanadském Quebecu). Ohrožena je rovněž činnost družic na vysokých drahách.

Výzkum vesmírného počasí má pomoci naučit se tyto jevy předpovídat a mít možnost zmenšovat rozsah škod. Za zmínku stojí také vliv vysokoenergetických částic slunečního větru na nejvyšší vrstvy atmosféry, což se odráží na dlouhodobém klimatu na naší planetě.

1.1 Cíle této práce

Jedním z dílčích problémů výzkumu vesmírného počasí je i otázka polohy a tvaru rázové vlny v závislosti na různých vnějších podmínkách, jako jsou parametry slunečního větru, meziplanetární

magnetické pole, postavení zemského dipólu atd. Tato práce si klade následující cíle:

- ve své teoretické části poskytnout ucelený náhled na současný stav poznání v následujících oblastech
 - fyzikální základy,
 - zdroje dat: družice a jejich přístroje,
 - současné modely polohy a tvaru okolozemní rázové vlny
- s využitím stávajícího programového vybavení nalézt nová přesečení rázové vlny družicemi
 - INTERBALL-1,
 - CLUSTER,
 - případně GEOTAIL
- vytvořit program pro statistické zpracování dat
- na základě stávajících i nových přesečení rázové vlny a měření vzdálených monitorů slunečního větru (WIND, případně ACE) provést statistickou studii přesnosti stávajících modelů okolozemní rázové vlny
 - z hlediska závislosti na různých vnějších podmínkách: parametry SW, IMF, postavení zemského dipólu
 - v různých oblastech rázové vlny, zejména pro čelní a vysokošířková pozorování

Kapitola 2

Současný stav poznání problematiky

2.1 Teorie k základním pojmům

2.1.1 Rázové vlny v plynech

Pohybuje-li se hmotný předmět plynem¹, způsobuje v okolním prostředí tlakové poruchy. Poruchy se dále šíří prostředím jako vlny. Pohybuje-li se zdroj poruch rovnoměrně přímočaře rychlostí v větší, než je rychlost c_S tohoto vlnění v daném homogenním prostředí, dojde k situaci, kterou vystihuje obrázek 2.1. V každém okamžiku dostáváme superpozici vlnění přicházejícího z různých míst kuželovou vlnoplochu, která představuje čelo rázové vlny (viz Feynman et al., 1963). Z obrázku 2.1 je zřejmé, že vrchol kužele se nachází ve zdroji poruch a pro jeho vrcholový úhel 2θ platí

$$\sin \theta = \frac{c_S}{v}. \quad (2.1)$$

Pro kompresivní podélné vlnění v plynu platí za předpokladu, že má adiabatický průběh, následující vztah (viz Landau and Lifshitz, 1987)

$$c_S = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}}, \quad (2.2)$$

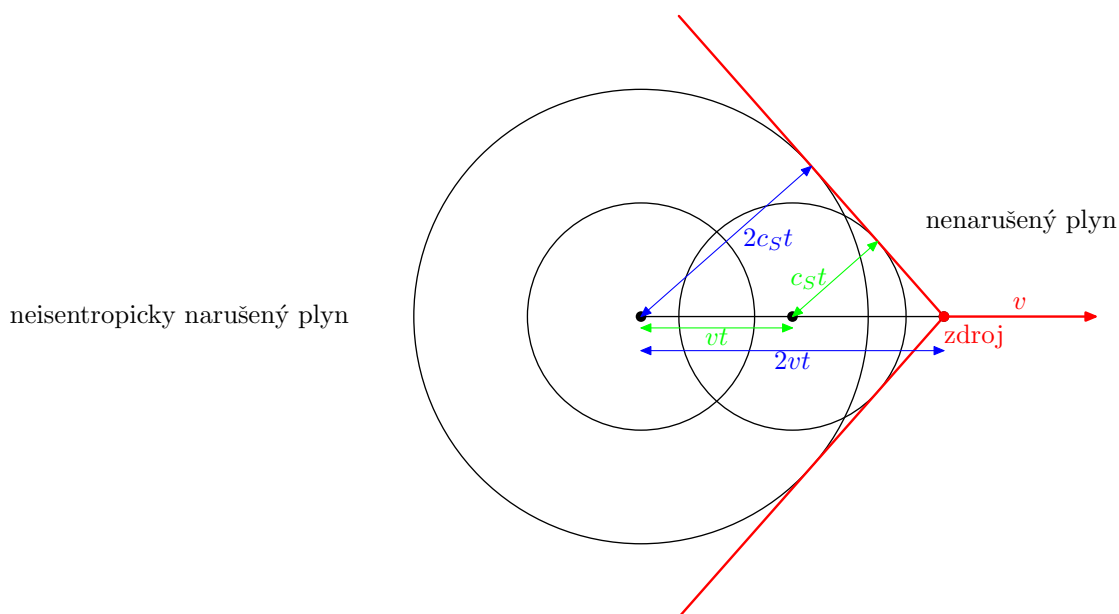
kde k_B je Boltzmannova konstanta, T je teplota, m hmotnost částic plynu a γ značí tzv. polytropický index, který je v případě adiabatického průběhu definován jako

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V}, \quad (2.3)$$

kde C_P je tepelná kapacita za stálého tlaku a C_V za stálého objemu. Adiabatický (=isentropický) průběh předpokládá vratné komprese, tedy nulovou viskozitu.

Je výhodné zabývat se rázovou vlnou z pohledu souřadné soustavy, ve které se rázová vlna nepohybuje. Zaveďme tedy soustavu spojenou s hmotným předmětem. V této soustavě je předmět obtékán plynem, který se k překážce přibližuje rychlostí v (dle dosavadního značení) a

¹V podmínkách zemské atmosféry je třeba mít napaměti, že se nejedná o bezsrážkovou rázovou vlnu. Zemská rázová vlna, kterou se zabývá tato práce, je bezsrážková, neboť má podstatně menší tloušťku, než je střední volná dráha částic kosmického plazmatu.



Obrázek 2.1: Čelo rázové vlny (červeně) představuje kužel s vrcholem ve zdroji poruch tlaku, pro jehož vrcholový úhel 2θ platí $\sin \theta = \frac{cs}{v}$.

je zde zvykem nazývat oblast nenarušeného plynu „upstream“ a oblast za rázovou vlnou „downstream“.

Aby se informace o existenci překážky mohla šířit proti proudu plynu (nutné pro splnění zákona zachování hmoty), musí se průchodem částic plynu rázovou vlnou změnit jejich rychlost z nadzvukové na podzvukovou (vzhledem k typické rychlosti zvuku ve vzduchu, jak byla definována vztahem 2.2). Rázovou vlnu můžeme tedy definovat jako rozhraní, kde se mění nadzvukové proudění na podzvukové. Na tomto místě můžeme dále zavést tzv. Machovo číslo (viz Landau and Lifshitz, 1987)

$$M = \frac{v}{c}, \quad (2.4)$$

kde c je typická rychlost vlnění v daném prostředí a v rychlost proudění plynu.

Částice se na rázové vlně tedy zpomalují a ze zákona zachování energie je zřejmé, že jejich kinetická energie se přeměňuje na teplo a entropie roste.

2.1.2 Sluneční vítr a meziplanetární magnetické pole ve Sluneční soustavě

Základní údaje o slunečním větru

Sluneční vítr (dále SW, z anglického „solar wind“) je tok částic vznikající expanzí sluneční koróny. V koróně dosahuje tepelná rychlost některých částic tak velkých hodnot, že část z nich překoná únikovou rychlost Slunce a právě tyto částice tvoří sluneční vítr². V tabulce 2.1 jsou uvedeny typické hodnoty veličin popisujících SW v blízkosti orbity Země. Tyto hodnoty byly získány statistickým zpracováním experimentálních dat z družic a okamžité hodnoty jednotlivých veličin

²Ionty mají rychlosti řádu stovek $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Střední parametry slunečního větru v blízkosti orbity Země	
n_p	$6,6 \text{ cm}^{-3}$
n_e	$7,1 \text{ cm}^{-3}$
v	$450 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
T_p	$1,2 \cdot 10^5 \text{ K}$
T_e	$1,4 \cdot 10^5 \text{ K}$
B	7 nT

Tabulka 2.1: Průměrné hodnoty veličin popisujících SW v blízkosti orbity Země. Přejato z Kivelson and Russell (1995)

se mohou lišit i řádově. Kromě elektronů a protonů SW obsahuje přibližně 4% iontů He^{2+} a 1% iontů těžších prvků (přesnější pojednání o složení SW uvádí např. Cravens (1997)).

Vznik slunečního větru z hlediska dynamiky plynů

Tento popis vychází ze zákonů zachování hmoty a hybnosti

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0, \quad (2.5)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} + \rho \vec{K}_g, \quad (2.6)$$

kde \vec{v} je rychlost proudění, \vec{j} proudová hustota ve zvoleném elementu objemu, \vec{B} magnetická indukce v daném místě a \vec{K}_g intenzita gravitačního pole Slunce (viz Parker, 1958; Kivelson and Russell, 1995).

Za předpokladu sférické symetrie, ustáleného stavu, izotermičnosti plazmatu a při zanedbání vlastního magnetického pole plazmatu lze nalézt řešení, ze kterého plyne existence slunečního větru. Průběh radiální expanze koróny v závislosti na vzdálenosti od Slunce je zachycen v grafu na obrázku 2.2, z něhož je zřejmé, že pro toto řešení dostáváme realistické rychlosti proudění (srovnejte s tabulkou 2.1). Ostatní řešení rovnic 2.5 a 2.6 dávají hodnoty veličin odporující experimentálním výsledkům.

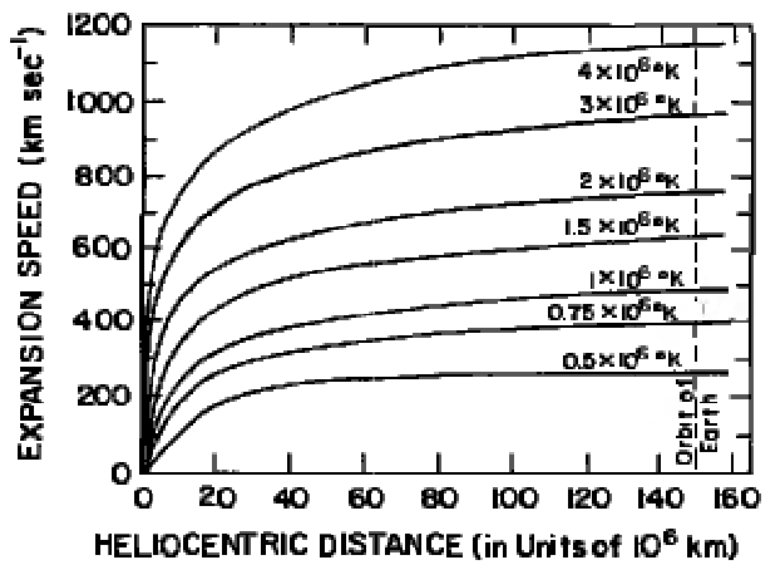
Souvislost slunečního větru s meziplanetárním magnetickým polem, Parkerova spirála

Meziplanetárním magnetickým polem (dále IMF - z anglického „interplanetary magnetic field“) nazýváme magnetické pole, které proniká do prostoru díky zamrznání do plazmatu. Cravens (1997) uvádí následující definici „zamrznání“: „Magnetický tok uzavřenou smyčkou pohybující se spolu s tekutinou o nekonečné vodivosti se s časem nemění.“ Ve Sluneční soustavě je tedy hlavním zdrojem IMF magnetické pole Slunce.

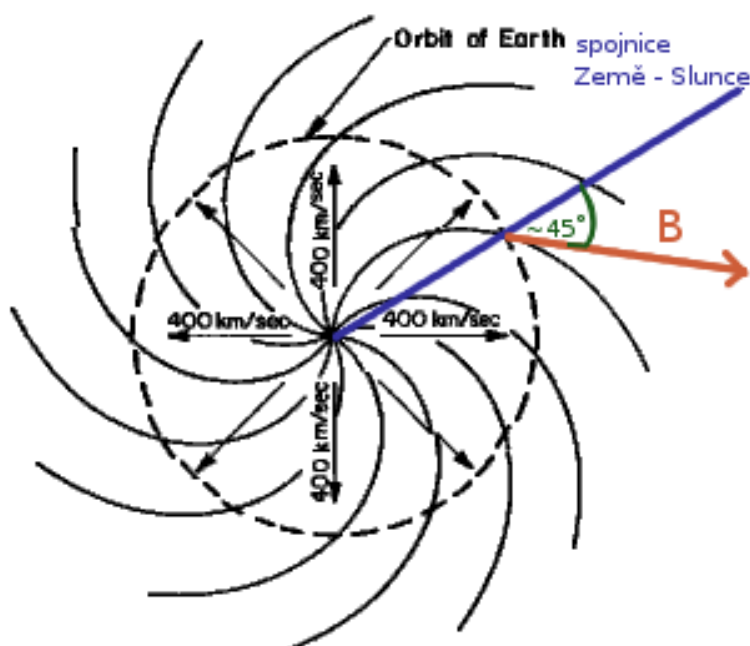
Jako podmínku pro „zamrznání“ magnetického pole do plazmatu uvádí Cravens (1997)

$$Lv \gg \frac{1}{\mu_0 \sigma} = \frac{m_e \nu_e}{\mu_0 n_e e^2} \simeq \frac{\Sigma_{ep}}{\mu_0 e^2} \sqrt{m_e k_B T_e}, \quad (2.7)$$

kde L je charakteristický rozměr systému, v je rychlost proudění, ν_e srážková frekvence elektronů s těžkými částicemi (v případě kosmického plazmatu s protony), μ_0 permeabilita vakua, n_e koncentrace elektronů ($n_e \approx n_p = n$), e elementární náboj, σ elektrická vodivost, T_e elektronová teplota a Σ_{ep} srážkový průřez srážky elektronů s protony.



Obrázek 2.2: Průběh radiální rychlosti expanze koróny v závislosti na vzdálenosti od Slunce. Vzdálenost orbity Země od Slunce je vyznačena přerušovanou čarou. (Přejato z Parker (1958).)



Obrázek 2.3: Parkerova spirála. Přejato z Parker (1963). Při obvyklém uspořádání v úrovni zemské orbity svírá vektor magnetické indukce se spojnici Země – Slunce úhel přibližně 45° .

V případě meziplanetárního prostoru Sluneční soustavy je podmínka 2.7 splněna, a proto dochází k zamrznání magnetického pole Slunce do plazmatu. Protože Slunce rotuje (s osou rotace odkloněnou o malý úhel od směru kolmého na ekliptiku), má v tomto přiblížení IMF ve Sluneční soustavě v rovině kolmé na osu rotace (blízké rovině ekliptiky) tvar spirály (viz obrázek 2.3), která byla pojmenována po teoretikovi slunečního větru Parkerovi.

Meziplanetární magnetické pole a rovnice magnetohydrodynamiky

Budeme-li hned při sestavování rovnic pro expanzi sluneční koróny považovat sluneční vítr za plazma, získáme složitější soustavu rovnic - tzv. rovnice magnetohydrodynamiky (dále MHD).

Ze složení plazmatu slunečního větru (např. podle tabulky 2.1) již víme, že $n_e \approx n_p = n$. Dále víme, že toto plazma prakticky neobsahuje neutrály a elektromagnetické interakce převládají nad srážkami. Proto můžeme podle Cravens (1997) použít jednotekutinový popis plazmatu, kde navíc zanedbáme srážkové členy. Dále po zanedbání některých velmi malých členů lze odvodit následující soustavu:

- zákon zachování hmoty

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} = \nabla \cdot \rho^* \vec{v} = 0, \quad (2.8)$$

- zákon zachování hybnosti

$$\rho^* \frac{\partial \vec{v}^*}{\partial t} + \rho^* \vec{v}^* \cdot \nabla \vec{v}^* = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} + \rho^* \vec{K}_g, \quad (2.9)$$

kde jsme zavedli pomyslnou tekutinu, jejíž tlak p je součet parciálních tlaků iontů a elektronů, hustota ρ^* je součet hustot elektronů a iontů a driftová rychlost této tekutiny je váženým průměrem z driftových rychlostí elektronů a iontů. \vec{j} představuje proudovou hustotu uvedené tekutiny.

$$p = p_e + p_p, \quad (2.10a)$$

$$\rho^* = m_e n_e + m_p n_p \approx (m_e + m_p) n, \quad (2.10b)$$

$$\vec{v}^* = \frac{1}{\rho^*} [m_e n_e \vec{v}_e + m_p n_p \vec{v}_p] \approx \frac{n}{\rho^*} [m_e \vec{v}_e + m_p \vec{v}_p], \quad (2.10c)$$

$$\vec{j} = en_p \vec{v}_p - en_e \vec{v}_e \approx en (\vec{v}_p - \vec{v}_e) \quad (2.10d)$$

a \vec{B} je magnetická indukce v daném místě (skládá se z magnetického pole Slunce a magnetického pole způsobeného proudy elektricky nabitých částic plazmatu).

- Maxwellovy rovnice pro kvazistacionární a kvazineutrální případ

$$\nabla \cdot \vec{E} \approx 0, \quad (2.11a)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.11b)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.11c)$$

$$\nabla \times \vec{B} \approx \mu_0 \vec{j}, \quad (2.11d)$$

kde E je lokální intenzita elektrického pole,

- a zobecněný Ohmův zákon

$$\vec{j} = \overleftrightarrow{\sigma} \left(\vec{E} + \vec{v}^* \times \vec{B} \right), \quad (2.12)$$

kde $\overleftrightarrow{\sigma}$ je tenzor elektrické vodivosti plazmatu.

Rovnice 2.11 a 2.12 lze upravit na jedinou ve tvaru (viz např. Cravens (1997))³

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v}^* \times \vec{B}) - \frac{\overleftarrow{\sigma}^{-1} \vec{j}}{\mu_0} \quad (2.13)$$

Aby soustava byla řešitelná, je třeba doplnit vztah mezi tlakem a hustotou. Pro polytropický⁴ plyn platí (viz např. Landau and Lifshitz, 1987)

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (2.14)$$

kde p_0 , ρ_0 jsou tlak a hustota ve zvoleném čase t_0 .

Pro použití rovnic 2.12 a 2.14 je nutné předpokládat, jak uvádí Chen (1984), rozdělení rychlostí částic se střední kvadratickou rychlostí, jakou má při stejné teplotě Maxwelllovo rozdělení. Pro 2.14 navíc předpokládáme polytropický plyn. Kosmické plazma je velmi řídké, a proto je velmi blízké ideálnímu plynu, a tak můžeme použít uvedenou stavovou rovnici 2.14. Protože magnetické pole v kosmu „zamrzá“ do plazmatu a téměř se nerozpadá „difúzí“ (v rovnici 2.13 převládá vpravo první člen), jsou energetické ztráty zanedbatelné. Plocha pod křivkou rozdělení modulů rychlostí tedy zůstává stejná, jaká je při rychlostním rozdělení v koróně. Nemění-li se plocha pod rychlostním rozdělením pro fixované m , n , zůstává stejná i střední kvadratická rychlost. A protože v koróně platí v 1. přiblížení Maxwelllovo rozdělení rychlostí, je splněn i druhý předpoklad pro platnost MHD rovnic.

V důsledku přítomnosti magnetického pole není prostředí, kde se šíří SW, izotropní. Z tohoto důvodu zavádíme kromě tenzoru elektrické vodivosti $\overleftarrow{\sigma}$ také tenzor tlaku \overleftarrow{p} , přičemž rovnice 2.9 zůstává formálně stejná. Rozlišujeme směr rovnoběžný s magnetickým polem a směr kolmý na magnetické pole a tlak i teplotu rozkládáme na paralelní a perpendikulární složku. Pro přesnější výpočet je nutné použít kinetickou teorii plazmatu, pro účely této práce však magnetohydrodynamika postačuje.

Maxwellovy rovnice přinášejí do teorie slunečního větru následující důležitý důsledek: magnetické pole Slunce nemůže být sféricky symetrické. (Plyne to z 2.11c.)

Na obrázku 2.4 (řez rovinou určenou osou rotace slunce a spojnicí středů Země – Slunce) vidíme výsledky MHD-modelu Pneuman and Kopp (1971) pro izotermické plazma a nejjednodušší konfiguraci magnetického pole vyhovující rovnici 2.11c – dipól.⁵ Přerušovaná čára naznačuje průběh magnetických siločar pro statické ryze dipólové řešení. Jak již však bylo zmíněno dříve, statické řešení nesouhlasí s experimentálními výsledky. Na tvaru siločar se projeví i proudění plazmatu (rovnice 2.8 a 2.9), které s sebou „táhne“ „zamrzlé“ magnetické pole. Výsledkem tedy jsou jak uzavřené, tak i otevřené magnetické siločáry. V pohledu kolmém na osu sluneční rotace má řešení stále tvar blízký Parkerově spirále. Jak dále naznačuje obrázek 2.4, je v okolí roviny slunečního rovníku pro obvyklé uspořádání magnetického pole jeho z -ová složka blízká nule.

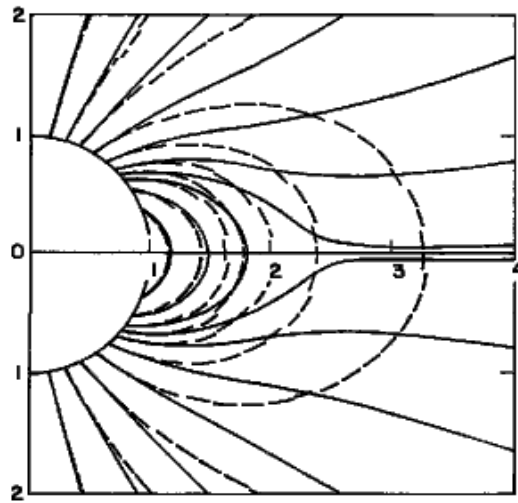
2.1.3 Magnetozvukové vlny

V plazmatu ve vnějším magnetickém poli existují obecně tři magnetohydrodynamické vlnové módy: Alfvénovy vlny a rychlé a pomalé magnetozvukové vlny. Tyto tři módy získáme řešením MHD-rovnic. Jak uvádí Rasinkangas et al. (2001), všechny tyto vlny mají konstantní fázovou rychlost pro všechny frekvence, takže jsou bez disperze.

³ $\overleftarrow{\sigma} \overleftarrow{\sigma}^{-1} = I$, což je označení jednotkové matice.

⁴ Polytropickým plynem Landau and Lifshitz (1987) nazývá ideální plyn, u nějž je zdůrazňováno, že jeho tlak se mění nepřímým úměrně nějaké mocnině jeho objemu.

⁵ Ve skutečnosti je pro magnetické pole Slunce významná i kvadrupólová složka, jejíž vliv se mění s fází cyklu sluneční aktivity.



Obrázek 2.4: Výsledky MHD-modelu Pneuman and Kopp (1971) pro izotermické plazma a nej-jednodušší konfiguraci magnetického pole vyhovující rovnici 2.11c – dipól.

Alfvénovy vlny jsou příčné, šíří se rovnoběžně s vektorem magnetické indukce a jejich fázová rychlost je rovna tzv. Alfvénově rychlosti

$$v_A = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}}, \quad (2.15)$$

kde B je velikost magnetické indukce, μ_0 permeabilita vakua a ρ hustota plazmatu. S Alfvénovými vlnami je spojeno šíření oscilací vektoru magnetické indukce.

Magnetozvukové vlny jsou kompresivní a podélné. Šíří se kolmo na vektor magnetické indukce a je s nimi spojeno šíření oscilací vektoru magnetické indukce a elektrické intenzity.

Rychlý a pomalý mód se liší tím, že u rychlého módu jsou oscilace tlaku a magnetické indukce ve fázi, u pomalého módu v protifázi.

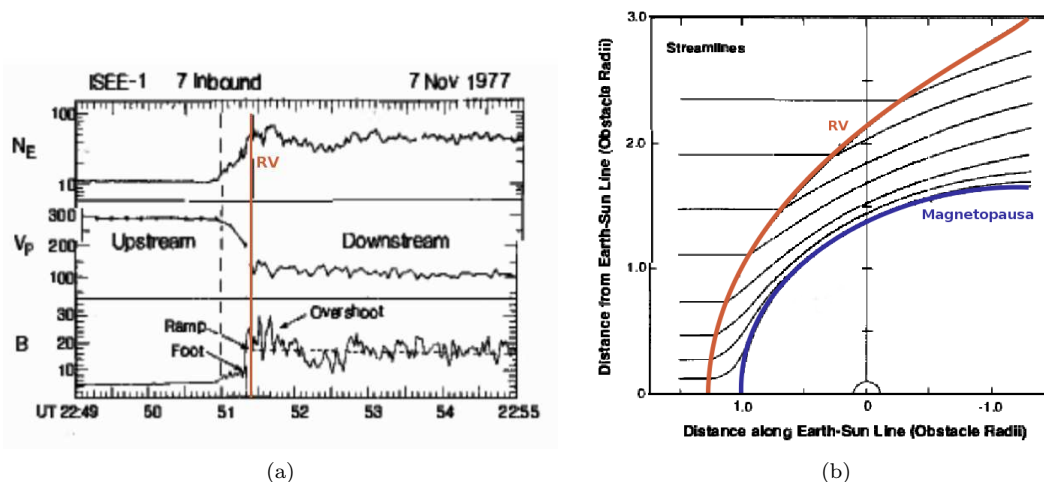
Z tohoto dělení vln podle módů plyne následující rozdělení rázových vln: (Opět dle Rasin-kangas et al., 2001).

Rychlá rázová vlna: vzrůstá na ní tlak i velikost magnetické indukce, vektor magnetické indukce se odklání směrem od normály rázové vlny.

Pomalá rázová vlna: vzrůstá na ní tlak, naopak velikost magnetické indukce klesá a vektor magnetické indukce se přiklání směrem k normále rázové vlny.

Alfvénova rázová vlna: vektor magnetické indukce se v rovině rázové vlny otáčí o 180° , skoková změna hustoty v izotropním plazmatu nenastává.

Okolozemní rázová vlna je rychlá rázová vlna.



Obrázek 2.5: 2.5a Skokové změny rychlosti a hustoty slunečního větru a intenzity magnetického pole při průchodu družice rázovou vlnou. 2.5b Proudnicy slunečního větru procházející rázovou vlnou. Rázová vlna vyznačena oranžovou barvou, magnetopauza modrou. (Převzato z Kivelson and Russell, 1995).

2.1.4 Planetární rázové vlny

Rázové vlny jsou asi nejvíce studovanými nelineárními jevy v plazmatu. Ve Sluneční soustavě se s nimi setkáme nejen u planet⁶, ale i v podobě meziplanetárních rázových vln, které vznikají při střetu tzv. pomalého a rychlého slunečního větru. Také heliosféra⁷ má svoji rázovou vlnu, kterou je tzv. termination shock⁸. Analogické procesy se předpokládají i u ostatních hvězd. Rázové vlny vznikají také při výbuších supernov.

Na rázové vlně dochází ke vzrůstu entropie a disipaci energie, takže v plazmatu dochází k nevratným změnám stavových veličin. To má za následek lokální změnu rychlosti šíření vln v tomto médiu. Aby se sluneční vítr, pohybující se rychlostí větší než typickou rychlostí šíření vln v plazmatu, včas „dozvěděl“ o existenci překážky, kterou má obtékat⁹, musí se rychlost šíření vln v plazmatu lokálně zvětšit. Tomu odpovídá vzrůst teploty, hustoty a tlaku, což souvisí právě s disipací energie. Aby mohla v blízkosti překážky vzrůst hustota slunečního větru, musí se snížit jeho rychlost. Planetární rázová vlna je potom místem, kde se skokově mění nejen rychlost slunečního větru, jeho hustota, teplota, ale i intenzita magnetického pole. Situaci vystihují obrázky 2.5b a 2.5a.

2.1.5 Struktura zemské magnetosféry

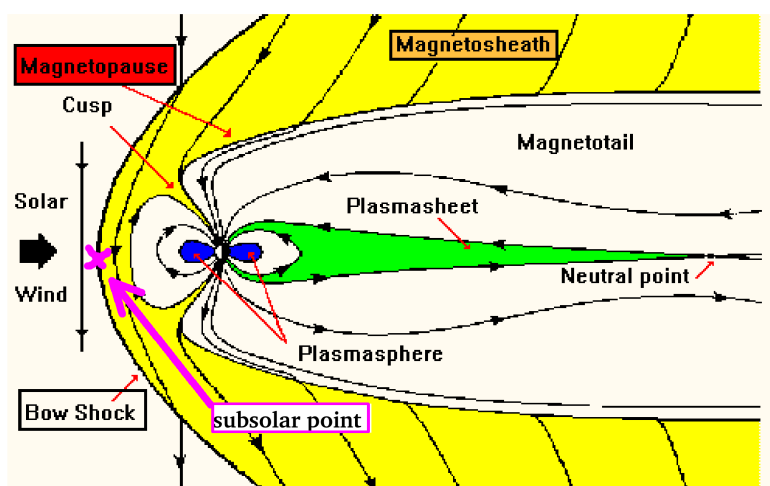
Na obrázku 2.6 je znázorněna zemská magnetosféra. Oblast, kde má dominantní vliv magnetické pole Země zvenku ohraničuje magnetopauza, která je také definována jako plocha, kde jsou v rov-

⁶Mars a Venuše nemají znatelné globální magnetické pole, ale rázové vlny zde vznikají interakcí slunečního větru s ionosférou.

⁷Obal z hmoty obklopující Slunce.

⁸Termination shock vzniká zpomalováním slunečního větru o mezihvězdné médium ve vzdálenosti asi 75 až 90 AU od Slunce.

⁹Srv. Měsíc nemá rázovou vlnu a částice slunečního větru proto narážejí přímo na jeho povrch, kde jsou prakticky absorbovány.



Obrázek 2.6: Náčrtek stavby magnetosféry. (Převzato z Rasinkangas et al., 2001).

nováze magnetický tlak od magnetického pole v magnetosféře a vnější dynamický tlak slunečního větru. Proto je také magnetopauza považována za hranici překážky obtékané slunečním větrem, která je téměř nepropustná pro částice slunečního větru. Vně magnetopauzy vzniká rázová vlna popsaná výše. Mezi rázovou vlnou a magnetopauzou je tzv. přechodová oblast (magnetosheath), která obsahuje plazma narušené rázovou vlnou – tedy zahřáté, stlačené a se změněným směrem toku. Prodloužení magnetosféry působením slunečního větru směrem od Slunce se nazývá chvost (magnetotail). Tzv. cuspy jsou místa nad magnetickými póly, kde se sbíhají magnetické siločáry z denní a noční strany. V těchto místech mohou částice slunečního větru pronikat díky driftu podél siločáry do oblasti dominantního vlivu zemského magnetického pole, při zvýšené sluneční aktivitě mohou pronikat až do ionosféry.

Subsolární bod je bod rázové vlny nejbližší Slunci.

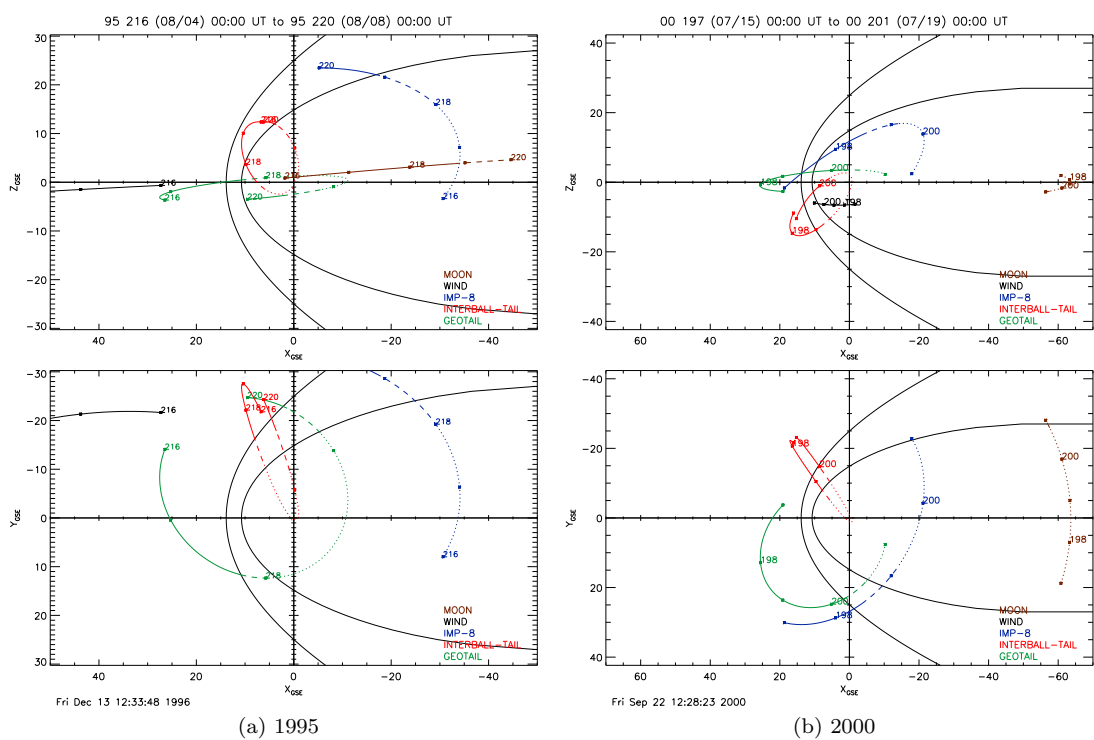
Plasmasheet je oblast relativně řídkého horkého plazmatu v rovníkové rovině chvostu. Částice plazmatu slunečního větru sem pronikají díky driftu napříč siločar.

Plasmasféra je vnitřní hustá a studená oblast magnetosféry, do které proniká plazma z ionosféry.

2.2 Zdroje dat

2.2.1 INTERBALL-1 a MAGION-4

Jak uvádí např. Grayzeck et al. (2009), cílem projektu INTERBALL bylo zkoumání celé řady procesů v zemské magnetosféře. INTERBALL-1 spolu se svým subsatelitem MAGION-4 měly díky vyššímu apogeu, asi $30 R_E$, prozkoumat hlavně oblast chvostu magnetosféry. V druhé části každého roku však navíc mnohokrát protnul čelní oblast okolozemní rázové vlny. Obě družice vždy při svém oběhu protínaly rázovou vlnu ve dvou místech. V roce 1995, kdy byly družice vypuštěny, severnější z těchto míst spadalo do velkých severních šířek. Trajektorie družic se postupně stáčela na jih, takže v roce 2000 se jižnější protnutí rázové vlny nacházelo ve velkých jižních šířkách. INTERBALL-1 měřil až do roku 2000, MAGION-4 pouze do roku 1997. Obrázek 2.7 ukazuje posun trajektorie INTERBALLu v letech 1995 až 2000 od severu k jihu. Pro studium rázové vlny budou použity data z přístrojů MIF-M, VDP, CORALL a ELECTRON (INTERBALL-1)



Obrázek 2.7: Vývoj trajektorie INTERBALLu v letech 1995 až 2000. INTERBALL-1 vyznačen červeně, dále GEOTAIL zeleně a IMP-8 modře. (Zdroj: Kovalick and Boardsen, 2009).

mód	elektrony	ionty
1: totální proud kladných iontů	2,4 keV	0 keV
2: totální proud elektronů	0,17 keV	2,4 keV
3: iontová integrální rozdělovací funkce	2,4 keV	0,2 – 2,4 keV
4: elektronová integrální rozdělovací funkce	0,2 – 2,4 keV	2,4 keV

Tabulka 2.2: Mezní hodnoty energie pro jednotlivé módy přístroje VDP. (Podle Šafránková et al., 1995).

a VDP-S, MPS a SPS (Magion). Tyto přístroje podrobněji popisuje např. Galperin et al. (1995)

MIF-M

Skládá se ze 3 kompenzačních magnetometrů (viz Klimov et al., 1997), které je možné používat ve dvou režimech. Pro frekvence $0 - 2$ Hz to je stejnosměrný mód s rozsahem $0,3 - 37,5$ nT a pro frekvence $2 - 25$ Hz střídavý mód s rozsahem $0,005 - 30$ nT.

VDP

Jedná se o plazmový analyzátor složený z 6 Faradayových válců. Výstupem je součet integrálních toků elektronů a iontů s energií vyšší než určitá hodnota, která se mění podle nastavení módu. Šafránková et al. (1995), Safrankova et al. (1997) uvádí pro jednotlivé módy mezní hodnoty popsané tabulkou 2.2.

CORALL

Energetický analyzátor měřící prostorovou energetickou distribuční funkci iontů v rozsahu energie/náboj $30 \text{ eV/C} - 24 \text{ keV/C}$ (5 úhlových kanálů).

ELECTRON

Energetický analyzátor pro měření prostorových energetických distribučních funkcí elektronů v rozsahu energií $10 \text{ eV} - 25 \text{ keV}$ (8 úhlových kanálů).

VDP-S

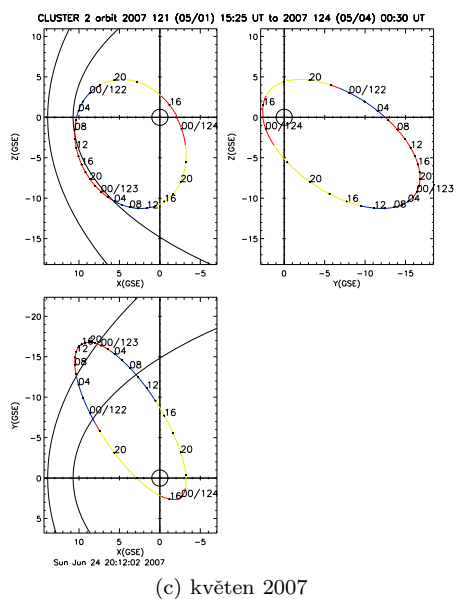
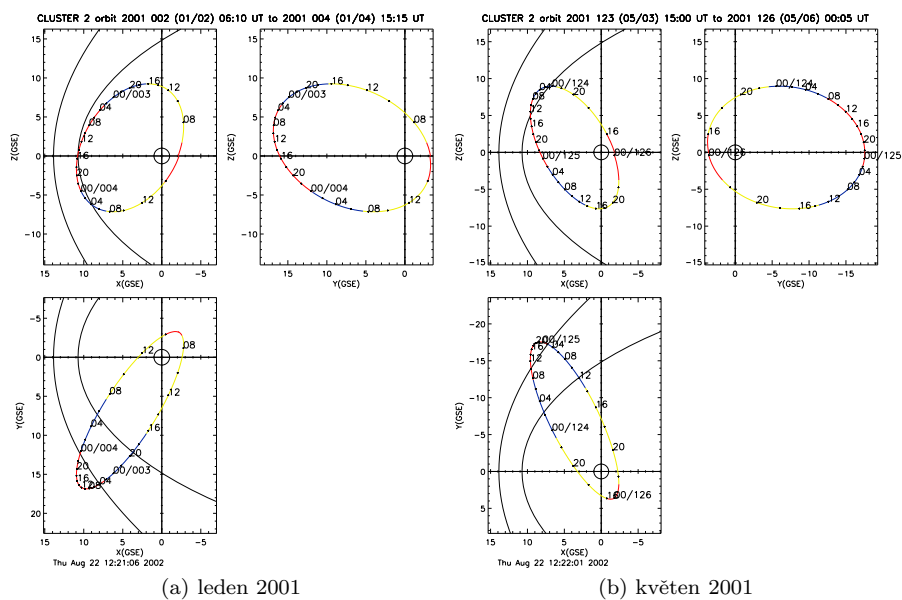
Plazmový analyzátor složený ze 4 Faradayových válců registrující ionty a elektrony s energií větší než 170 eV .

MPS a SPS

Elektrostatické analyzátoři iontů a elektronů $30 \text{ eV} - 5 \text{ keV}$.

2.2.2 CLUSTER

Podle European Space Agency (2009) si projekt CLUSTER klade za cíl zkoumat magnetosféru Země ve třech rozměrech. Za tím účelem byly vypuštěny na oběžnou dráhu 4 identické družice uspořádané do tvaru pravidelného čtyřstěnu, jehož těžiště opisuje elipsu s apogeem necelých $20 R_E$. Obrázek 2.8 ukazuje, jak se během roku trajektorie družice vzhledem k souřadnicím GSE otáčejí v rovině $x - y$ (viz 2.8a a 2.8b) a zároveň se pomalu mění i trajektorie v rovině $x - z$ (viz 2.8b a 2.8c). CLUSTER poskytuje data od roku 2000 až do současnosti. Pro tuto studii budou použita data z přístrojů FGM (kompenzační magnetometr) a CIS (iontový spektrometr s rozsahem energií $0 - 40 \text{ keV}$).



Obrázek 2.8: Vývoj trajektorie CLUSTERu. (Zdroj: Kovalick and Boardsen, 2009)

2.2.3 WIND

Družice WIND se od roku 1994 až do současnosti pohybuje po proměnné oběžné dráze přibližně v rovině ekliptiky. Z obrázků 2.9a a 2.9c vidíme, že trajektorie WINDu v některých měsících protíná okolozemní rázovou vlnu. Díky svému velkému apogeu (přes $200 R_E$) však většinu času zůstává v oblasti nenarušeného plazmatu slunečního větru (viz zejména obrázek 2.9b), a proto z jejích dat můžeme určovat¹⁰ parametry slunečního větru a meziplanetárního magnetické pole, které ovlivnily polohu a tvar okolozemní rázové vlny. Pro tuto studii budou využita data z přístrojů MIF, 3DP a SWE (viz Ogilvie, 2005).

MIF

Je založen na principu kompenzačního magnetometru a měří v rozsahu ± 4 nT až ± 65536 nT.¹¹

SWE

Měří energetické distribuční funkce elektronů a iontů. Skládá se z Faradayových válců i energetických analyzátorů.¹²

3DP

Přístroj složený z elektrostatických analyzátorů iontů a elektronů. Slouží k měření energetických distribučních funkcí částic.

2.2.4 Další družice

GEOTAIL

Tato družice má oběžnou dráhu přibližně v rovině ekliptiky s apogem $\approx 25 R_E$ (viz obrázek 2.7). Jsou k dispozici měření od roku 1994 až do současnosti.

IMP-8

Většinu času strávil na téměř kruhové dráze s apogem $\approx 35 R_E$. Data jsou k dispozici z let 1973-2001.

THEMIS A-E

Celý projekt se skládá z 5 družic vypuštěných v roce 2007, které nejprve obíhaly na téže elipse a poté postupně přešly na různé elipsy se společnou hlavní poloosou a perigeem. Apogea elips spadájí do intervalu $\approx 10 - 30 R_E$. (Viz THEMIS Mission Team, 2009).

2.3 Existující modely okolozemní rázové vlny

2.3.1 Matematický popis rázových vln

Většina modelů okolozemní rázové vlny je založena na empirickém vztahu z aerodynamiky (Seiff, 1962)

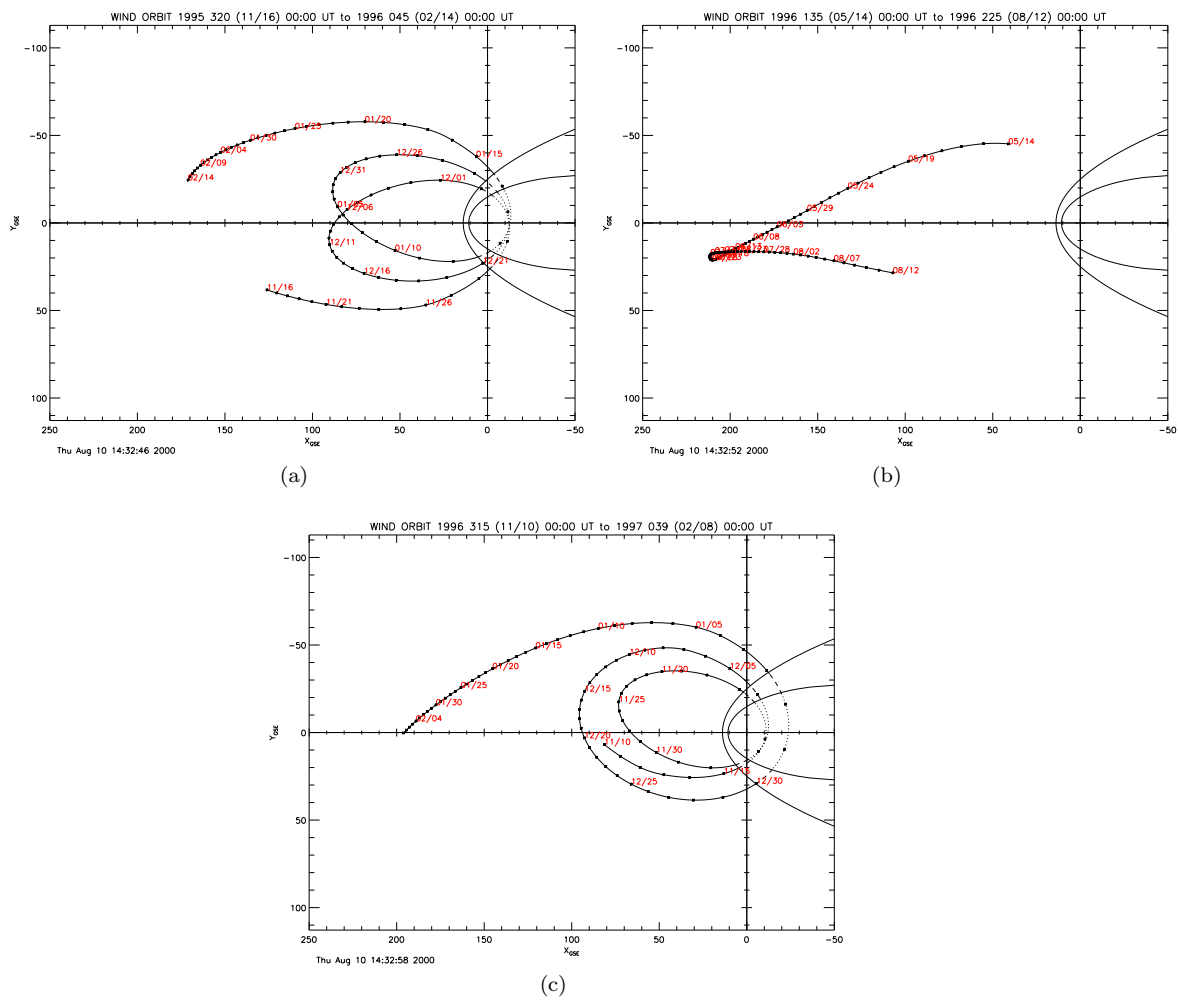
$$\frac{\Delta}{R} = 1.1 \frac{\rho_u}{\rho_d}, \quad (2.16)$$

kde Δ je vzdálenost rázové vlny od okraje překážky (tedy v našem případě tloušťka magnetosheatu), R je poloměr zaoblené překážky (v našem případě vzdálenost magnetopauzy od Země), ρ značí hustotu média a indexy u resp. d rozlišují oblasti tzv. upstream resp. downstream. Upstream

¹⁰Pomocí časového posunu.

¹¹Zkratka znamená „Magnetic field Investigation“.

¹²Zkratka znamená „Solar Wind Exploration“.



Obrázek 2.9: Ukázky proměnné trajektorie družice WIND. (Zdroj Kovalick and Boardsen, 2009).

je oblast nenarušeného plazmatu před rázovou vlnou, downstream oblast narušeného plazmatu za rázovou vlnou. Pro vzdálenost rázové vlny od Země platí zřejmý vztah

$$R_{BS} = R_{MP} + \Delta, \quad (2.17)$$

kde R_{BS} je vzdálenost rázové vlny a R_{MP} vzdálenost magnetopauzy od středu Země. Zbývá tedy určit poměr hustot před a za rázovou vlnou. K tomu nám pomohou tzv. Rankine-Hugoniotovy relace. V prvním přiblížení můžeme předpokládat, že pohyb plazmatu odpovídá pohybu plynu neovlivněnému magnetickým polem. Ten popisují Rankine-Hugoniotovy relace pro ideální plyn (viz např. Landau and Lifshitz, 1987), které vyjadřují zákony zachování na diskontinuitě. Je to rovnice kontinuity

$$\rho_u u_{nu} = \rho_d u_{nd}, \quad (2.18)$$

kde u je rychlost plynu vzhledem k diskontinuitě a index n vyjadřuje, že jde o normálovou složku. Další je rovnice pro spojitost toku hybnosti

$$\vec{p}_{un} + \rho_u \vec{u}_u u_{nu} = \vec{p}_{dn} + \rho_d u_d u_{nd}, \quad (2.19)$$

kde p je hybnost, a dále spojitost toku energie

$$\rho_u u_{nu} \left(\frac{1}{2} u_u^2 + w_u \right) = \rho_d u_{nd} \left(\frac{1}{2} u_d^2 + w_d \right), \quad (2.20)$$

kde w je hustota entalpie.

Vyjdeme-li však přímo z rovnic magnetohydrodynamiky 2.8 až 2.14 dostaneme magnetohydrodynamické Rankine-Hugoniotovy relace, které lze upravit na tvar (Kivelson and Russell, 1995)

$$\frac{u_u}{\rho_u} - \frac{u_d}{\rho_d} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_u} - \frac{1}{\rho_d} \right) \left((p_u + p_d) + \frac{(B_{tu} - B_{td})^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (2.21a)$$

$$\rho_u u_{nu}^2 B_{tu} - \rho_d u_{nd}^2 B_{td} = \frac{B_{nu}^2}{\mu_0} B_{tu} - \frac{B_{nd}^2}{\mu_0} B_{td} \quad (2.21b)$$

$$\rho_u u_{nu}^2 - \rho_d u_{nd}^2 = p_u - p_d + \frac{B_{tu}^2}{2\mu_0} - \frac{B_{td}^2}{2\mu_0} \quad (2.21c)$$

$$u_{tu} - u_{td} = \frac{B_{nu}}{\mu_0 \rho_u u_{nu}} B_{tu} - \frac{B_{nd}}{\mu_0 \rho_d u_{nd}} B_{td} \quad (2.21d)$$

B je magnetická indukce, t značí tečnou složku a μ_0 je permeabilita vakua. Navíc rázová vlna je definována

$$\rho_x u_{nx} \neq 0, \quad (2.22a)$$

$$u_{nu} - u_{nd} \neq 0, \quad (2.22b)$$

kde index $x = u, d$.

Z Rankine-Hugoniotových relací pro ideální plyn 2.18 až 2.20 odvodili Landau and Lifshitz (1987) vztah pro poměr hustot před a za rázovou vlnou

$$\frac{\rho_d}{\rho_u} = \frac{(\gamma + 1) M_u^2}{(\gamma - 1) M_u^2 + 2}, \quad (2.23)$$

kde M_u je zvukové Machovo číslo v upstreamu. Protože magnetohydrodynamické Rankine-Hugoniotovy relace jsou značně komplikovanější, používá se často pro výpočet tloušťky magnetosheatu právě vztah 2.23 ovšem s magnetozvukovým nebo Alfvénovým Machovým číslem. Pro vzdálenost rázové vlny od Země tedy dostáváme

$$R_{BS} = R_{MP} \left(1 + 1.1 \frac{(\gamma - 1) M_u^2 + 2}{(\gamma + 1) M_{MS}^2} \right). \quad (2.24)$$

2.3.2 Model Formisano (1979)

Model Formisano (1979) pro polohu okolozemní rázové vlny je založen na vztahu 2.24, navíc je do modelu zahrnut vliv koncentrace n částic a rychlosti u slunečního větru. Model byl vytvořen na základě pozorování poloh rázové vlny družicemi HEOS 1,2, IMP-1,3,4 a Explorer 33 a 35. Těmito pozorovanými body proložil jedinou kvadratickou plochu s použitím souřadnicového systému GSE. Aby však model vystihoval různé podmínky ve slunečním větru, byla data normována podle vztahu

$$R_{norm} = R \left(\frac{nu^2}{n_0 u_0^2} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad (2.25)$$

kde u_0 , n_0 udávají průměrnou rychlost a koncentraci plazmatu slunečního větru a R konkrétní naměřenou vzdálenost od středu Země pro danou rychlost u a koncentraci n . Předpokládá se tedy stále stejný tvar rázové vlny, jehož velikost se mění s dynamickým tlakem slunečního větru, a ve všech směrech stejná relativní tloušťka magnetosheatu $\frac{R_{MP}}{R_{BS}}$ jako v subsolárním bodě. Z toho vychází vztah pro povrch rázové vlny $R = R(\phi, \theta)$ v závislosti na okamžitých podmínkách ve slunečním větru n , u , kde ϕ je longitude a θ latituda v GSE.

$$R(\phi, \theta) = \frac{R_{av}(\phi, \theta)}{R_{av}(0, 0)} \frac{C}{(nu^2)^{1/6}} \left(1 + 1.1 \frac{(\gamma - 1) M_{MS}^2 + 2}{(\gamma + 1) M_{MS}^2} \right), \quad (2.26)$$

kde $R_{av}(\phi, \theta)$ je bod referenční plochy v daném směru, $R_{av}(0, 0)$ je subsolární bod referenční plochy a M_{MS} magnetozvukové Machovo číslo.¹³ Plocha 2.26 odpovídá v souřadnicích GSE rovnici

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + a_{12}xy + a_{14}x + a_{24}y + a_{44} = 0. \quad (2.27)$$

Autor metodou nejmenších čtverců získal 3 sady koeficientů a_{ij} , každou pro daný interval Machových čísel. Model je použitelný pro $M_A = 1$ až 20.

Tento model je sice symetrický podle roviny ekliptiky, ale autor v článku poukazuje na nutnost plného 3D modelu, neboť modelová plocha vychází v rovině $x - y$ pootočená vzhledem k pozorovaným přesečením. To je způsobeno aberací¹⁴ a přítomností IMF.

2.3.3 Model Němeček and Šafránková (1991)

Formisano (1979) zdůrazňuje nutnost zahrnout do modelů okolozemní rázové vlny vliv IMF. Tuto závislost zanesli do modelu rázové vlny Němeček and Šafránková (1991). Vztah 2.16 udává koeficient úměrnosti mezi poměry $\frac{\Delta}{R_{MP}}$ a $\frac{\rho_d}{\rho_u}$ rovný 1.1. Ve Formisanoově modelu byl však daný

¹³Využilo se zde předpokladu stejné relativní tloušťky magnetosheatu ve všech směrech (tedy plocha rázové vlny odpovídá vhodně naškálované ploše magnetopauzy) a oproti vztahu 2.24 jsme namísto referenční plochy magnetopauzy dosadili rovnou referenční plochu rázové vlny, přičemž škálování bylo zahrnuto do konstanty C .

¹⁴Díky orbitálnímu pohybu Země nepřichází sluneční vítr k magnetosféře ve směru osy x_{GSE} , nýbrž pod úhlem určeným orbitální rychlostí Země a rychlostí slunečního větru.

koeficient určen pomocí dynamiky plynů, tedy bez zahrnutí magnetického pole. Proto Němeček and Šafránková (1991) upravili vztah 2.26 do obecnější podoby

$$R(\phi, \theta) = \frac{R_{av}(\phi, \theta)}{R_{av}(0, 0)} \frac{C}{(nu^2)^{1/6}} \left(1 + D(|\vec{B}|) \frac{(\gamma - 1) M_{MS}^2 + 2}{(\gamma + 1) M_{MS}^2} \right), \quad (2.28a)$$

$$D(|\vec{B}|) = 1 + 0.5 \frac{|\vec{B}|}{|\vec{B}_0|}, \quad (2.28b)$$

kde B odpovídá magnetickému poli v upstreamu (IMF) a B_0 jeho průměrné hodnotě. Tento empirický vztah byl získán proložením přímky závislosti D (odpovídající pozorovanému R) na pozorovaném B za použití dat z družic IMP-8 a Prognoz 10.

2.3.4 Model Farris and Russell (1994)

Tento model se zabývá především limitním chováním rázové vlny pro $M_u \rightarrow 1$. Podle pozorování i z fyzikálních důvodů by se v takovém případě měla rázová vlna vzdálit od magnetopauzy do nekonečna. Modely Formisano (1979) a Němeček and Šafránková (1991) toto však neumožňují. Proto autoři odvodili pro tloušťku magnetosheatu v subsolárním bodě přesnější vztah, do kterého navíc zahrnuli závislost na poloměru křivosti překážky, tedy magnetopauzy.

$$R(0, 0) = R_C \left(\frac{R_{MP}}{R_C} + 0.8 \frac{(\gamma - 1) M_{MS}^2 + 2}{(\gamma + 1) (M_{MS}^2 - 1)} \right), \quad (2.29)$$

kde R_C je poloměr křivosti magnetopauzy a M_{MS} magnetozvukové Machovo číslo v upstreamu. Odlišnost od vztahu 2.23 autoři zdůvodňují vlivem IMF na vzdálenost rázové vlny od magnetopauzy: Změna magnetického pole zapříčiní změnu podmínek pro šíření vln. Tak se změní rychlost jejich šíření a tím i příslušné Machovo číslo. Proto podle nich existuje vazba mezi závislostí na IMF a závislostí na Machově čísle, což umožňuje úpravu 2.29.

2.3.5 Model Jeřáb et al. (2005)

Autoři navazují na model Němeček and Šafránková (1991), ovšem berou v úvahu i některé myšlenky z modelu Farris and Russell (1994). První odlišnost spočívá v koeficientu D , který byl původně definován podle 2.28b. Ukázalo se, že vliv IMF na polohu rázové vlny lze započítat v rámci poměru dynamického tlaku slunečního větru a statického tlaku složeného z tepelného a magnetického tlaku. D má pak tvar 2.30b. Další změnou oproti 2.28 je uvážení limitního chování pro $M_u \rightarrow 1$, jak popisuje 2.29 (Farris and Russell, 1994).

$$R(\phi, \theta) = \frac{R_{av}(\phi, \theta)}{R_{av}(0, 0)} \frac{C}{(nu^2)^{1/6}} \left(1 + D(M_A, p_{sw}) \frac{(\gamma - 1) M_A^2 + 2}{(\gamma + 1) (M_A^2 - 1)} \right), \quad (2.30a)$$

$$D(M_A, p_{sw}) = 1 + 3.2 \frac{\sqrt{p_{sw}}}{M_A}, \quad (2.30b)$$

kde p_{sw} je dynamický tlak slunečního větru a M_A Alfvénovo Machovo číslo, které se příliš neliší od magnetozvukového a bylo použito pro jednoduchost. Model byl vypracován na základě dat z družic IMP-8, Interball-1, Magion-4, Cluster a Geotail a je použitelný pro $M_A = 1$ až 20 a $x_{GSE} \leq 8 R_E$ (tedy nepředpokládá se jeho platnost pro okolí subsolárního bodu).

2.3.6 Modely Peredo et al. (1995) a Merka et al. (2005)

Oba modely používají tutéž metodiku i stejný datový soubor, liší se však ve výsledcích, neboť Peredo et al. (1995) obsahuje značnou systematickou chybu. Modely jsou založené na datech z družic HEOS 1,2, IMP-1,3,4,6,8 Explorer 33,35 a 5 družic Prognos aj. Autoři zavádí novou soustavu souřadnic GIPM¹⁵, která má počátek ve středu Země, osa x je pootočená proti směru slunečního větru (takže kompenzuje aberaci) a zbylé osy jsou umístěny tak, aby z -ová složka IMF byla v této soustavě nulová. Tím jsou odstraněny některé asymetrie. K normování je použit vzorec 2.25 (Formisano, 1979). Pro jednotlivá Alfvénova Machova čísla M_A v intervalu od 2 do 20 je naitována kvadratická plocha 2.27. Jednotlivé koeficienty a_{ij} jsou vyneseny do grafů v závislosti na M_A a takto získanými body jsou proloženy polynomy resp. racionální funkce. Tím dostáváme jednotlivé koeficienty $a_{ij} = a_{ij}(M_A)$. Oba modely jsou vypracovány také pro souřadnou soustavu GPE, která vznikne ze soustavy GSE tak, že se osa x pootočí proti směru slunečního větru.

2.3.7 Modely Cairns and Lyon (1995) a Cairns and Lyon (1996)

Jedná se o globální třídimenziální MHD-modely určující tloušťku magnetosheatu v subsolárním bodě. Cairns and Lyon (1995) získali vztah

$$R_{BS} = R_{MP} (3.4 \varepsilon (M_A, \theta, M_S) + 0.4), \quad (2.31)$$

kde ε je poměr hustot plazmatu slunečního větru před a za rázovou vlnou v subsolárním bodě a θ je úhel mezi směrem IMF a rychlostí slunečního větru. Poté Cairns and Lyon (1996) zobecnili 2.31 do podoby

$$\frac{\Delta}{R_{MP}} \propto m\varepsilon + b, \quad (2.32)$$

kde Δ je tloušťka magnetosheatu a parametry m , b závisí na θ . Ukázalo se, že 2.31 dostatečně odpovídá skutečnosti jen pro $\theta \leq 45^\circ$.

2.3.8 Model Verigin et al. (2001) a tvar Machova kužele (Verigin et al., 2003)

Tento model vznikl na základě pozorování družice Wind z let 1994-2001. Autoři používají souřadnicový systém GIPM (viz výše) a vychází z práce Verigin et al. (1999), kde jsou odvozeny následující vztahy pro tloušťku magnetosheatu a poloměr křivosti rázové vlny v subsolárním bodě:

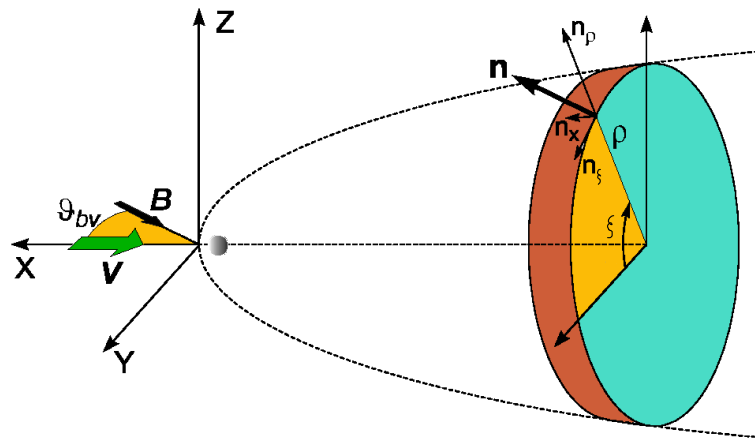
$$\Delta = R_0 p^{-\frac{2}{5}} \left(\frac{p\varepsilon'}{1.87 + \frac{0.86}{(p\varepsilon')^{\frac{3}{5}}}} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (2.33a)$$

$$R_S = R_0 p^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{1.058 + p\varepsilon'}{1.067} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (2.33b)$$

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon}, \quad (2.33c)$$

$$\varepsilon = \frac{\rho_u}{\rho_d}, \quad (2.33d)$$

¹⁵Geocentric Interplanetary Medium



Obrázek 2.10: Zavedení jednotlivých veličin v souřadnicích GIPM. (Přejato z Verigin et al., 2003)

kde R_0 je poloměr křivosti magnetopauzy v subsolárním bodě, ε' je redukovaný kompresní poměr slunečního větru, a faktor p vychází pro magnetohydrodynamické Rankine-Hugoniotovy relace 2.21 jako

$$p = 1 - \frac{\cos^2 \vartheta_{Bv}}{\varepsilon M_A^2}, \quad (2.34)$$

přičemž ϑ_{Bv} je definováno jako úhel mezi vektorem magnetického pole a směrem rychlosti slunečního větru (viz obrázek 2.10).¹⁶

Vztah pro kompresní poměr ε je tentokrát odvozen z magnetohydrodynamických Rankine-Hugoniotových relací, takže nelze vyjádřit tak jednoduše jako v případě 2.23. Implicitně je zadán rovnicí tvaru

$$A(\gamma, M_A, M_S, \vartheta_{Bv})\varepsilon^3 + B(\gamma, M_A, M_S, \vartheta_{Bv})\varepsilon^2 + C(\gamma, M_A, M_S, \vartheta_{Bv})\varepsilon + D(\gamma, M_A, M_S, \vartheta_{Bv}) = 0, \quad (2.35)$$

kde M_A a M_S je Alfvénovo a zvukové Machovo číslo. Kvazi-hyperbolický povrch rázové vlny je popsán rovnicí (viz Verigin et al., 1999)

$$X_{GIPM} = r_0 + \Delta + f(Y_{GIPM}, Z_{GIPM}, M_{as}, R_S), \quad (2.36)$$

kde M_{as} je povrch tzv. asymptotického Machova kužele a r_0 je vzdálenost subsolárního bodu magnetopauzy od Země podle modelu Shue et al. (1998).

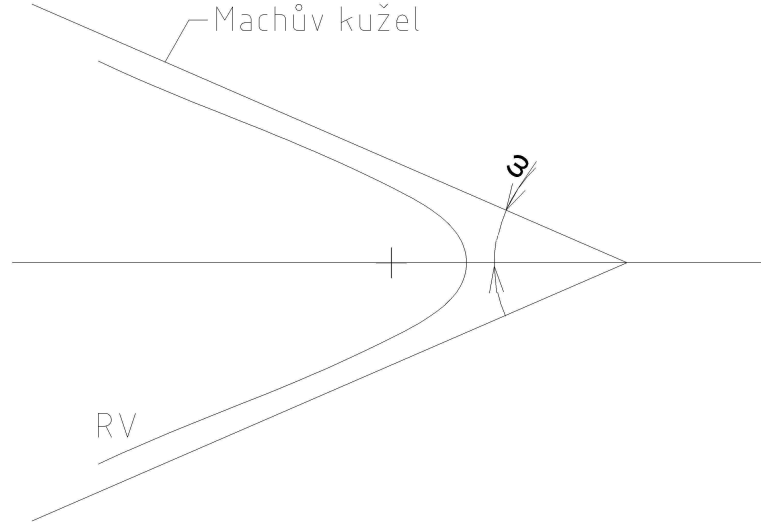
Vztah pro asymptotický Machův kužel není v Verigin et al. (2001) odvozen zcela přesně. Lepší odvození najdeme v Verigin et al. (2003). Definice Machova kužele vychází z představy, že povrch rázové vlny $F(x, \rho, \xi) = 0$ (x , ρ a ξ značí cylindrické souřadnice definované podle obrázku 2.10) lze pro $x \rightarrow -\infty$ nahradit kuželovou plochou o rovnici

$$x + a(\xi)\rho = 0, \quad (2.37)$$

z čehož lze odvodit vztah pro úhel asymptotického Machova kužele (viz obrázek 2.11) jako

$$\tan \omega(\xi) = -\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{1}{a(\xi)}. \quad (2.38)$$

¹⁶Pro hydrodynamické Rankine-Hugoniotovy relace vychází faktor $p = 1$.

Obrázek 2.11: Zavedení úhlu $\omega(\xi)$ asymptotického Machova kužele.

S použitím magnetohydrodynamických Rankine-Hugoniotových relací v limitě $\varepsilon \rightarrow 1$ pro $x \rightarrow -\infty$ dostáváme pro $a(\xi)$ rovnici

$$((\dot{a} \sin \xi - a \cos \xi) \sin \vartheta_{bv} + \cos \vartheta_{bv})^2 = M_A^2 + M_S^2 - \frac{M_A^2 M_S^2}{1 + a^2 + \dot{a}^2}, \quad (2.39)$$

kde ϑ_{bv} je úhel mezi vektory rychlosti slunečního větru a IMF (viz obrázek 2.10). Vypočítáním $a(\xi)$ zjistíme dosazením do 2.38 úhel asymptotického Machova kužele $\omega(\xi)$. Mezi $\omega(\xi)$ a M_{as} (viz 2.36) platí vztah

$$M_{as} = \frac{1}{\sin \omega(\xi)}. \quad (2.40)$$

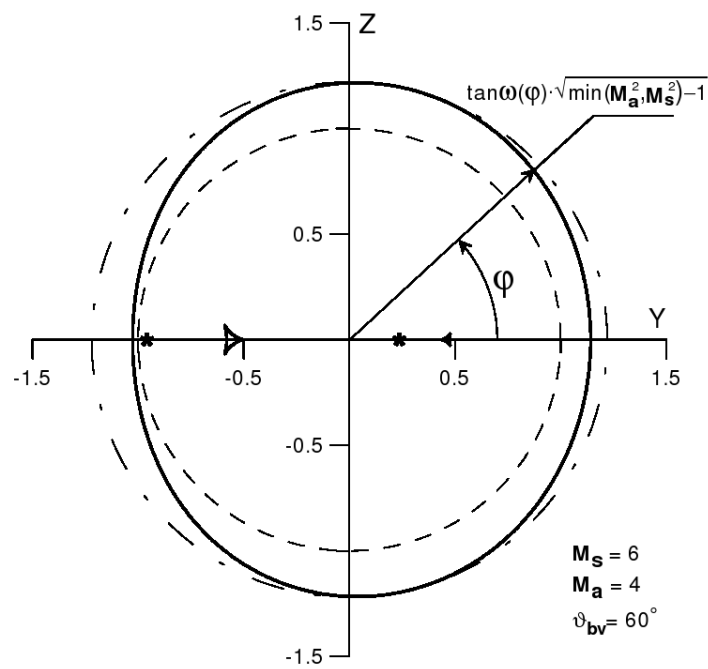
Řez Machovým asymptotickým kuželem je na obrázku 2.12.

2.3.9 Korekce Jelinek et al. (2008)

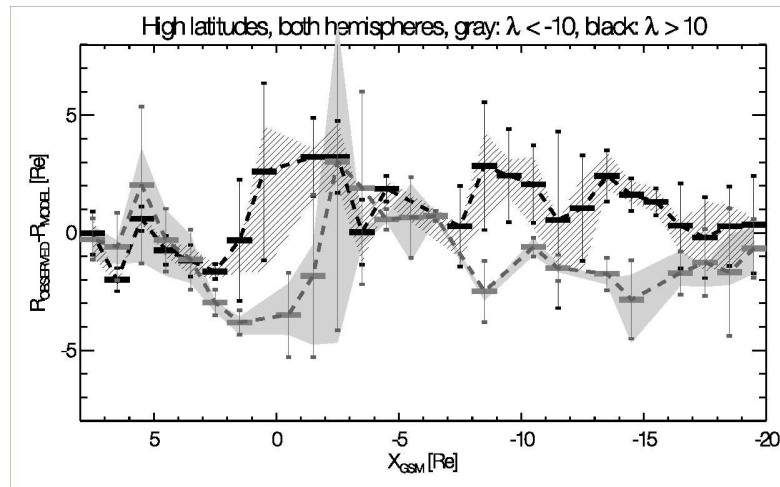
Jedná se o korekci k modelu Jeřáb et al. (2005) na vliv tzv. tilt-úhlu, který je definován jako úhel mezi osou zemského dipólu a osou z souřadnicového systému GSM¹⁷. Tilt-úhel ovlivňuje jednak náklon magnetosféry jako celku vzhledem k ekliptice¹⁸ a dále určuje polohu tzv. cuspů, což jsou oblasti magnetosféry nad místy, kde se schází magnetické siločáry z denní a noční strany magnetosféry. V těchto oblastech je magnetopauza prohnutá směrem dovnitř a předpokládá se, že tyto prohlubně kopíruje i rázová vlna. Jako zohlednění náklonu magnetosféry vzhledem k

¹⁷Souřadnicový systém GSM (Geocentric Solar Magnetic) je definován následovně: kladný směr osy x je zvolen ve směru od středu Země ke Slunci, osa z je orientována tak, aby osa zemského dipólu ležela v rovině $x-z$ a osa y je na tuto rovinu kolmá. Tím je docíleno toho, že osa zemského dipólu se namísto precesního pohybu v této soustavě pouze kývá ve směru od Slunce – ke Slunci.

¹⁸Oblasti magnetosféry dále v chvostu nejsou dostatečně zmapovány na to, aby se dalo rozhodnout, zda je zde magnetosféra nakloněna stejně.



Obrázek 2.12: Závislost normalizované tangenty úhlu asymptotického kužele ω na úhlu ξ pro $M_A = 4$, $M_S = 6$ a $\vartheta_{bv} = 60^\circ$. Hladká křivka odpovídá rychlému vlnovému módu, pomalý mód představují malé trojúhelníkovité útvary v blízkosti osy Y . Čárkovaná kružnice odpovídá minimálnímu možnému ω , tečkovaná maximálnímu. (Převzato z Verigin et al., 2003)



Obrázek 2.13: Odchyly předpovězené polohy rázové vlny dle modelu Jeřáb et al. (2005) od pozorované podél osy x_{GSM} . „High latitudes“ zde znamená absolutní hodnotu latitudy v soustavě GSM větší než 30° . Černé čáry jsou použity pro data, kde je tilt-úhel $\tau > 10$ a šedé čáry jsou pro $\tau < -10$. (Převzato z Jelinek et al., 2008)

eekliptice zavedli Jelinek et al. (2008) následující korekci

$$R(\phi, \theta) = R(\phi, \theta)_{Jerab} + 0.08\tau \sin \theta, \quad (2.41)$$

kde $R(\phi, \theta)_{Jerab}$ udává plochu rázové vlny podle modelu Jeřáb et al. (2005), τ je tilt-úhel, θ geomagnetická latituda, obojí ve stupních. Tato korekce je použitelná pouze pro $x_{GSM} \leq 8 R_E$, protože je založena na modelu Jeřáb et al. (2005), který je takto omezen.¹⁹

V grafu na obrázku 2.13 jsou vyneseny odchyly modelové předpovědi od pozorování v závislosti na souřadnici x_{GSM} pro kladné i záporné tilt-úhly. Pro tuto statistiku byla vybrána data z vysokých šířek, tj. s absolutní hodnotou latitudy větší než 30° (v soustavě GSM). Z tohoto obrázku pak vychází náčrtek 2.14, kde jsou patrně prohlubně na rázové vlně v oblasti cuspů.

2.3.10 Modely magnetopauzy

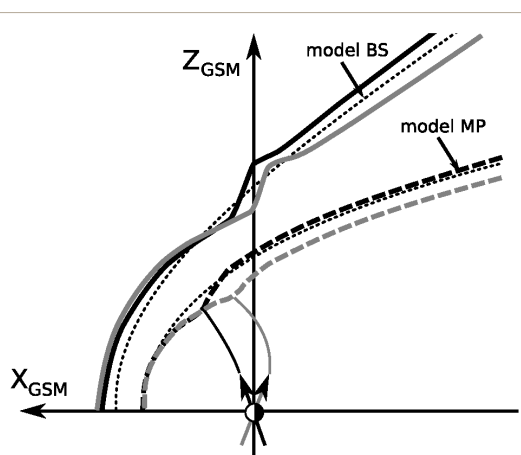
Velká část modelů okolozemní rázové vlny bere v úvahu polohu magnetopauzy, která je brána jako hranice překážky obtékané slunečním větrem. Tato kapitola je přehledem základních poznatků o magnetopauze (zpracováno podle Shue and Song, 2002).

Spreiter et al. (1966)

Autoři vychází z definice magnetopauzy jako místa, kde jsou v rovnováze dynamický tlak slunečního větru a magnetický tlak magnetosféry. Tuto podmínku lze vyjádřit jako

$$k\rho u^2 \cos^2 \theta = \frac{(2fB)^2}{2\mu_0}, \quad (2.42)$$

¹⁹ x_{GSM} je totožná s x_{GSE} .



Obrázek 2.14: Náčrtek magnetopauzy a rázové vlny obsahující prohlubně nad cuspy. Podoba magnetopauzy byla odvozena z Safrankova et al. (2005), rázová vlna z odchylek na obrázku 2.13. Plocha pro kladný tilt-úhel je vyznačena opět černě, pro záporný šedě. Pro srovnání je zde vykreslena modelová plocha magnetopauzy podle Petrínek and Russell (1996) a rázové vlny podle Jeřáb et al. (2005). (Převzato z Jelinek et al., 2008).

kde ρ je hustota slunečního větru před magnetopauzou, u rychlost slunečního větru, θ je úhel mezi spojnici Země–Slunce a normálou k magnetopauze v daném místě, B je velikost magnetického pole zemského dipólu a μ_0 permeabilita vakua. Parametr k zohledňuje vliv odklonu slunečního větru na dynamický tlak a parametr f popisuje stlačení magnetického pole dipólu během interakce se slunečním větrem.²⁰

Spreiter and Briggs (1962)

Tato práce pojednává o vlivu tilt-úhlu na tvar magnetosféry. Obrázek 2.15 ukazuje vliv náklonu zemského dipólu na tvar magnetopauzy.

Aubry et al. (1970)

Autoři se zde zabývají vlivem IMF na vzdálenost magnetopauzy od Země. Ukazuje se, že největší vliv na tvar magnetopauzy má složka magnetického pole kolmá na ekliptiku: směřuje-li IMF na jih, obvykle dojde k přepojení siločar na denní straně magnetopauzy, čímž vznikne magnetický tok ve směru od denní strany k noční. Díky němu se magnetopauza na denní straně posune dovnitř a boční magnetopauza směrem ven.

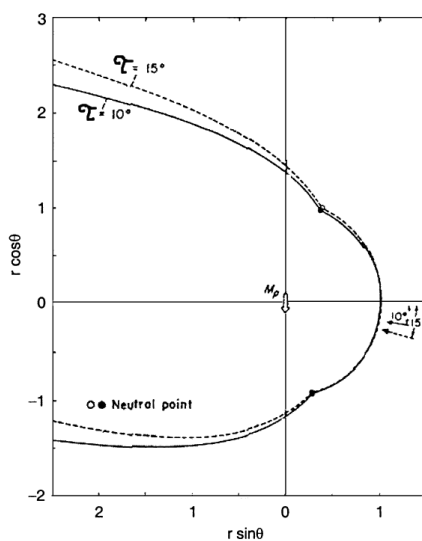
Shue et al. (1997)

Autoři zavádí novou rovnici pro popis plochy magnetopauzy, která umožňuje popsat různá rozvětvení chvostu²¹:

$$r = r_0 \left(\frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha, \quad (2.43)$$

²⁰Jde o zahrnutí korekce na různé proudy v magnetosféře, které mohou ovlivňovat magnetosférické magnetické pole – např. tzv. "ring current"...

²¹tj. tzv. tail

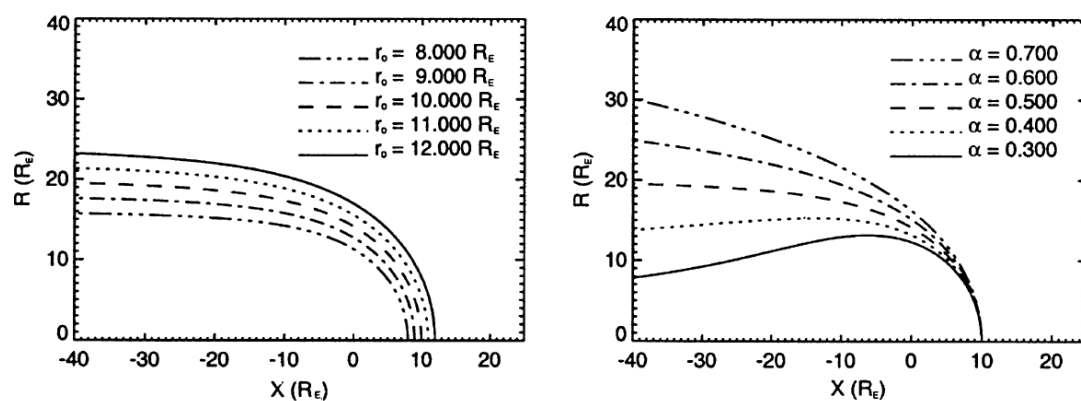


Obrázek 2.15: Vliv tilt-úhlu τ na tvar magnetopauzy. Plnou čarou je vykreslena magnetopauza pro $\tau = 10^\circ$ a čárkovaně pro $\tau = 15^\circ$. (Přejato z Shue and Song, 2002)

kde r_0 je vzdálenost subsolárního bodu magnetopauzy od středu Země a parametr α určuje rozevření chvostu. r je radiální vzdálenost magnetopauzy od středu Země měřená pod úhlem θ . Vliv parametrů r_0 a α na tvar magnetopauzy popisuje obrázek 2.16. Modelová plocha je rotačně symetrická kolem osy x .

Další modely magnetopauzy

Mezi další často užívané modely magnetopauzy patří Formisano et al. (1979), Petrinec and Russell (1993) a Roelof and Sibeck (1993).



Obrázek 2.16: Chování magnetopauzy popsané rovnicí 2.43. Vlevo pevné α , proměnné r_0 , vpravo pevné r_0 , proměnné α . (Převzato z Shue and Song, 2002).

Kapitola 3

Metody

3.1 Metody hledání rázových vln v datech

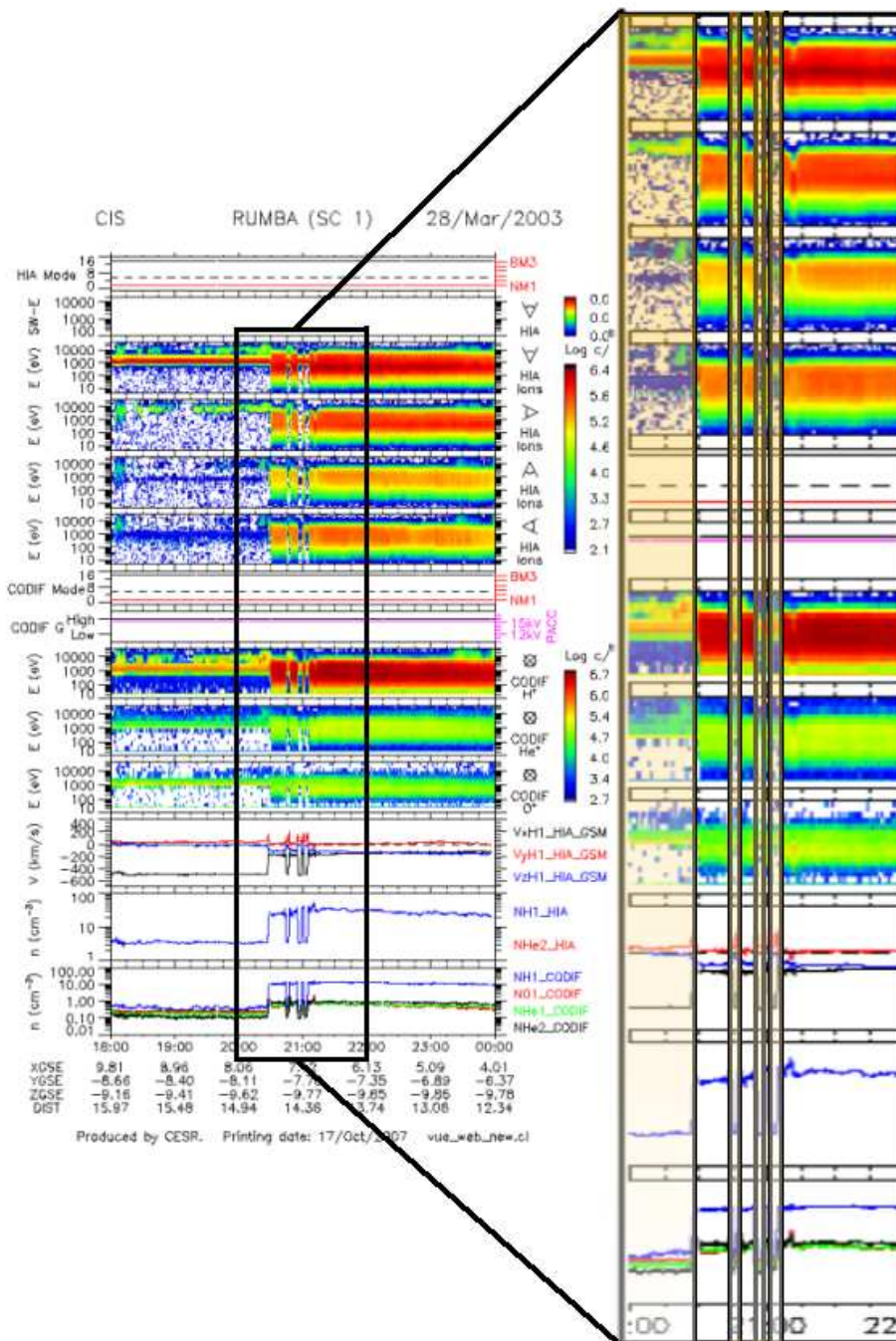
Jak najít rázové vlny v datech, ukazuje obrázek 3.1. Je zde zobrazen příklad vykreslených dat naměřených družicí CLUSTER-1. Vidíme zde energetická spektra iontů měřená ve čtyřech různých směrech detektorem HIA a energetická spektra H^+ , O^+ a He^+ . V magnetosheatu detekujeme ionty ve všech směrech, naproti tomu ve slunečním větru prakticky jen ve směru od Slunce. To je důsledek odklonění toku částic za rázovou vlnou. Dále oblast slunečního větru odlišíme podle užšího energetického rozdělení a výše položeného maxima (kinetická energie plazmatu slunečního větru se v magnetosheatu částečně přemění na teplo). Rovněž vidíme téměř skokové změny rychlosti slunečního větru, protože na rázové vlně se plazma zpomaluje na rychlost nižší než typická rychlost šíření vlnění v médiu. Snížení rychlosti má za následek zvýšení koncentrace částic plazmatu v magnetosheatu, jak je vidět na posledních dvou panelech.

Dalším důležitým ukazatelem pro odlišení okolozemní rázové vlny od jiných diskontinuit je skoková změna velikosti magnetického pole. Protože rychlost šíření magnetozvukových vln závisí na intenzitě magnetického pole, je jejich rychlost rozdílná před a za rázovou vlnou. V magnetosheatu je intenzita magnetického pole větší, protože se zde zhušťují magnetické siločáry, pro které je magnetosféra překážkou. V magnetosheatu můžeme navíc pozorovat větší integrální tok částic ve směru kolmém na směr na Slunce. Obecně jsou zde také větší fluktuace veličin.

Pro orientaci je také užitečná znalost typických hodnot některých veličin ve slunečním větru a v magnetosheatu. Průměrné hodnoty vybraných veličin ve slunečním větru v blízkosti zemské orbity udává tabulka 2.1. Charakteristické hodnoty vybraných veličin ve slunečním větru a v magnetosheatu uvádí tabulka 3.1.

	Sluneční vítr	Magnetosheath
Magnetická indukce	5 – 10 nT	20 – 30 nT
Hustota	5 – 10 cm^{-3}	20 – 30 cm^{-3}
Rychlost proudění	400 – 500 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$	100 – 150 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$

Tabulka 3.1: Tabulka orientačních hodnot veličin pro oblast slunečního větru a magnetosheatu.



Obrázek 3.1: Ukázka vykreslených dat z družice CLUSTER-1. Žlutě jsou zvýrazněny časové úseky, kdy je družice ve slunečním větru, barevně nevyznačené úseky označují, kdy je v magnetosheatu.

3.2 Získávání parametrů slunečního větru pro jednotlivá přesečení

Způsobem popsaným v minulé kapitole přizpůsobeným konkrétním veličinám, které jsou z jednotlivých družic k dispozici, získáme soubor s časy, kdy družice protнула okolozemní rázovou vlnu. Parametry trajektorií družic jsou známy, takže z času můžeme vypočítat souřadnice místa na rázové vlně.

Abychom mohli zkoumat závislost polohy rázové vlny na vnějších podmínkách, použijeme parametry plazmatu a intenzitu magnetického pole naměřeného družicí WIND. Předpokládáme, že během pohybu plazmatu slunečního větru (společně se zamrzlým magnetickým polem) od WINDu k okolozemní rázové vlně zůstávají tyto veličiny stejné.¹

Podmínky ve slunečním větru, které určují polohu a tvar rázové vlny, však byly v okolí družice WIND naměřeny o časový úsek Δt dříve než u družice registrující rázovou vlnu. Proto jako vstupní parametry pro model rázové vlny použijeme parametry plazmatu a intenzitu magnetického pole z družice WIND v čase $t - \Delta t$, kde t je čas protnutí rázové vlny družicí. Δt lze dopočítat ze vzdálenosti obou družic a ze znalosti rychlosti slunečního větru.

Největší chybou této metody je to, že sluneční vítr se ne vždy šíří po spojnice družice – WIND a dále to, že sluneční vítr může přenášet poruchy jejichž normála není rovnoběžná se směrem Slunce – Země.

Kromě WINDu máme ještě jeden monitor slunečního větru: družici ACE. Její data jsou však dostupná teprve od roku 1998 a vzájemná kalibrace s družicí WIND činí potíže, a proto měření této družice nebylo použito.

¹Můžeme to předpokládat proto, že sluneční vítr ve velké většině případů se cestou nesetká s ničím, co by změnilo jeho vlastnosti. Platnost tohoto předpokladu ovšem závisí na homogenitě plazmatu slunečního větru, úrovni fluktuací a jejich prostorové korelační délce.

Kapitola 4

Výsledky a jejich diskuse

4.1 Datový soubor

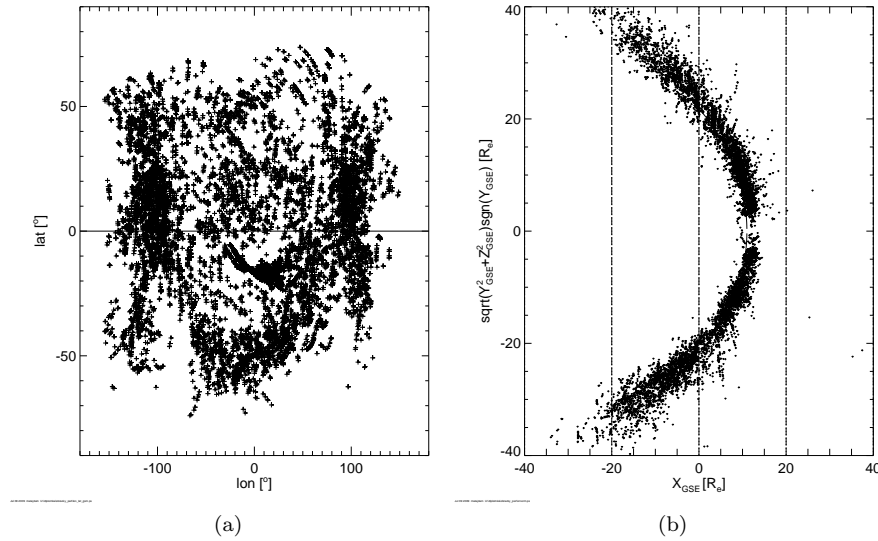
Pro tuto studii byl použit soubor s časy přesečení rázové vlny z následujících zdrojů:

- Multiple Spacecraft Bow Shock Crossings Database (viz NASA, Space Physics Data Facility, 2003)
 - IMP-8, 1973 – 2000, celkem 1899 přesečení z toho použito 1861¹
 - CLUSTER, 2001 – 2002, celkem 301 přesečení, z toho použito 301
 - GEOTAIL, 1995 – 1997 celkem 749 přesečení, z toho použito 741
 - MAGION-4, 1996 – 1997, celkem 871 přesečení, z toho použito 842
- přechody rázové vlny z projektů INTERBALL (družice INTERBALL-1 – rok 1999 a některé měsíce z let 1996, 1997, celkem 1235 přesečení, z toho použito 1192) a THEMIS (roky 2007, 2008, celkem 8835 přesečení, z toho použito 8595) poskytnuté K. Jelínkem
- přechody rázové vlny z družice WIND poskytnuté J. Měrkou, celkem 820 přesečení, z toho použito 812
- mnou určené přechody rázové vlny z družic INTERBALL-1 (1995, 1998, 2000 a některé měsíce z let 1996, 1997, celkem 3078 přesečení, z toho použito 2972) a CLUSTER (2003 – 2007) – celkem 2019 přesečení, z toho použito 1963

Ze všech zdrojů jsem získala celkem 19807 přesečení, z toho použila 19106.

Na obrázcích 4.1 a 4.2 jsou různými způsoby vykreslena všechna zmíněná data. Obrázek 4.1a zachycuje prostorové rozdělení přesečení podle longitudy a latitudy v systému GSM (longituda $\theta = 0$ a latituda $\phi = 0$ představují směr na slunce). Na obrázku 4.1b jsou vykresleny body, jejichž souřadnice jsou normovány podle Formisanova vzorce 2.25. Na vodorovné ose jsou vyneseny souřadnice x_{GSE} , na svislé ose potom vzdálenost přesečení od osy x_{GSE} , přičemž znaménko je dané znaménkem souřadnice y_{GSE} . Pro potřeby následující studie jsou čelní (subsolar) a boční (flank) pozorování oddělena rovinou $x = 8 R_E$ ve zvoleném souřadnicovém systému. Pro „vysokošírková“ a „nízkošírková“ pozorování jsem zvolila mezní latitudu $\pm 30^\circ$ v GSM.

¹Nebyla použita ta data, pro která nebyly dostupné parametry slunečního větru z družice WIND nebo pro tyto parametry vycházelo Alfvénovo Machovo číslo $M_A > 20$.



Obrázek 4.1: Prostorové rozdělení přesečení rázové vlny. 4.1a: Podle longitude a latitudy v GSM. 4.1b: Polohy přesečení v GSE normované na tlak slunečního větru.

Pro další zpracování se ukazuje jako výhodná soustava GPE, kdy osa x_{GPE} směřuje proti směru slunečního větru a osa z_{GPE} kolmo na ekliptiku.² Četnost pozorování v soustavě GPE podle longitude a latitudy ukazuje obrázek 4.2. Barevná stupnice odpovídá logaritmu počtu přesečení.

Obrázek 4.3 ukazuje, kolik k celkovému přesečení v daném místě přispěly které družice, na obrázcích 4.4 a 4.5 vidíme, kolik přesečení máme v kterém místě pro různé tilty. Z těchto obrázků je patrné, že pro záporné tilty nám schází pozorování v záporných longitudách ($-50^\circ - -100^\circ$), pro kladné tilty naopak v kladných longitudách ($50^\circ - 80^\circ$). Souvisí to s trajektoriemi jednotlivých družic a v současnosti nejsou k dispozici data, kterými by se dal soubor vhodně doplnit, abychom dosáhli úplného pokrytí pro všechny hodnoty tiltu.

Ze statistiky byla vyřazena pozorování, pro které Alfvénovo Machovo číslo ve slunečním větru vycházelo > 20 , neboť většina modelů je takto omezena. Dále nebyla použita data, pro která nejsou dostupné parametry slunečního větru z WINDu³.

4.2 Porovnání přesnosti stávajících modelů

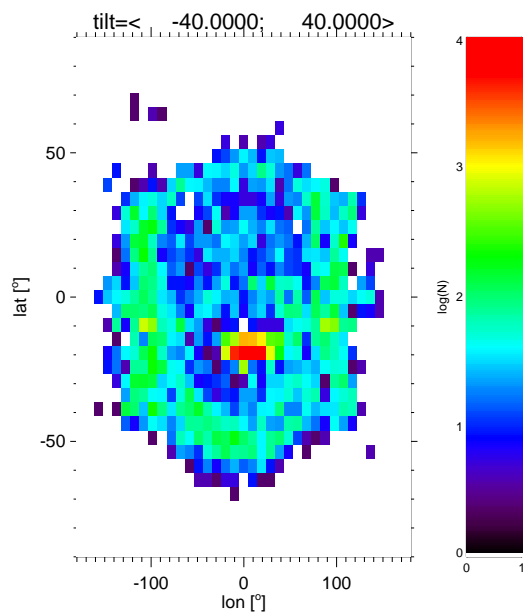
Pro porovnání jednotlivých modelů byly sestaveny histogramy relativních četností absolutních odchylek modelu od měření

$$\Delta R = \left| \vec{R}_{mod} - \vec{R}_{obs} \right|, \quad (4.1)$$

kde \vec{R}_{obs} je polohový vektor přesečení rázové vlny. Ke každému pozorovanému přesečení se nalezne bod na modelové rázové vlně ve směru normály a určí se polohový vektor \vec{R}_{mod} tohoto bodu na rázové vlně (viz obrázek 4.6). Souřadnicový systém volíme podle zkoumaného modelu, musí být však stejný pro oba vektory. Použité systémy souřadnic jsou vypsány v tabulce 4.1.

²Tato souřadnicová soustava byla použita v modelech Peredo et al. (1995) a Merka et al. (2005).

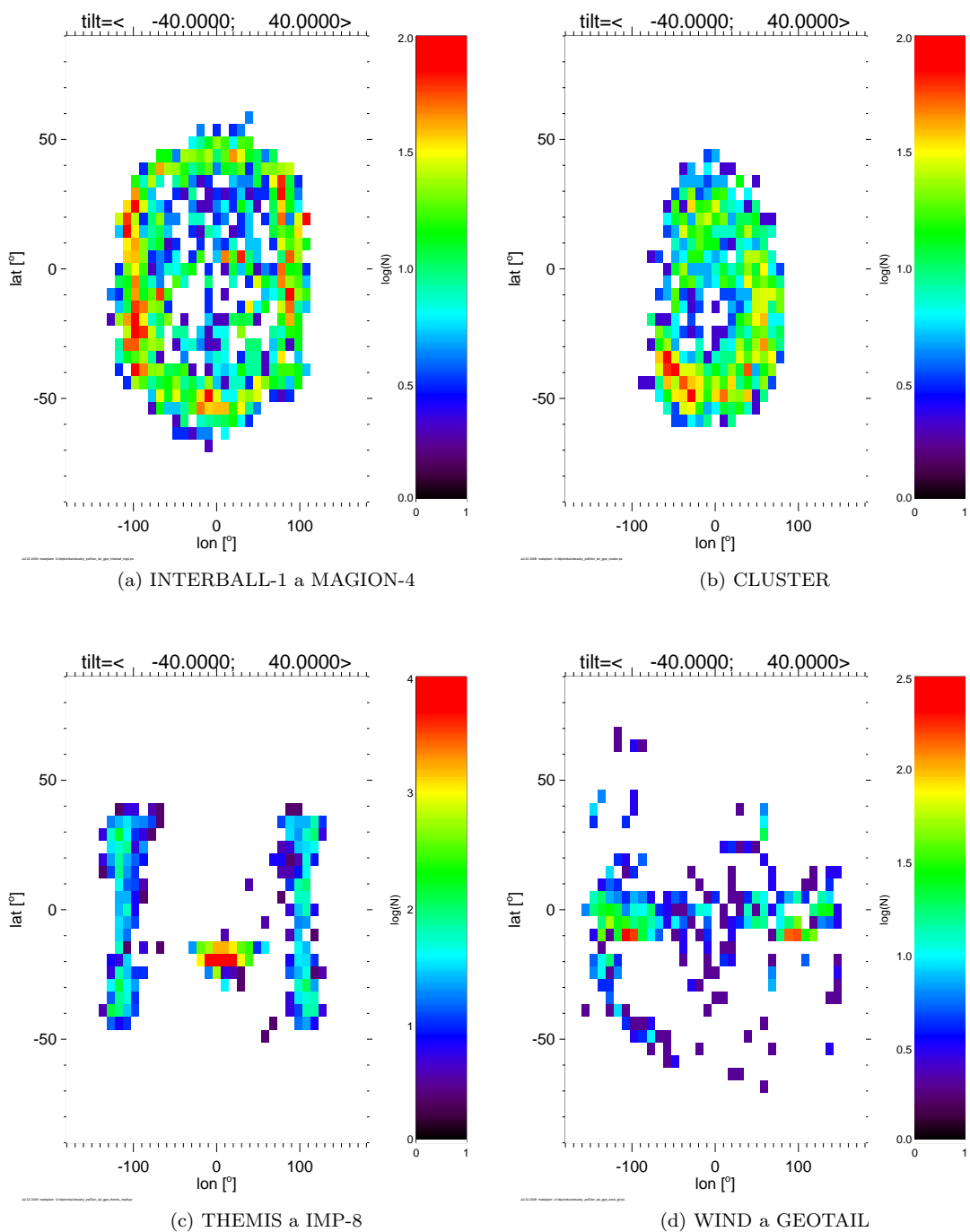
³Např. protože se WIND zrovna nacházel v magnetosféře Země.



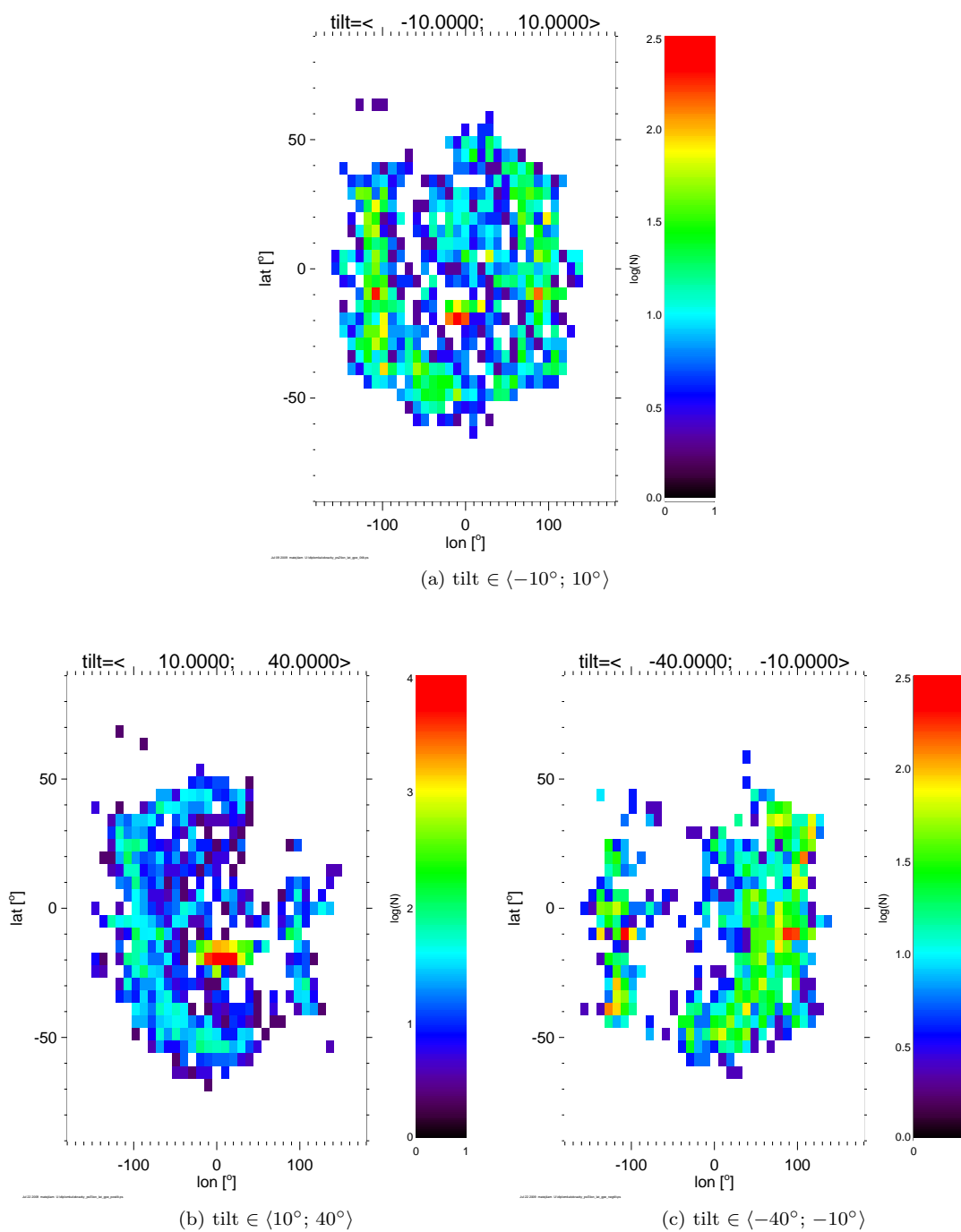
Obrázek 4.2: Prostorové rozdělení četností přesečení v souřadnicích GPE pro všechny hodnoty tiltu. Barevná stupnice odpovídá logaritmu četnosti v daném místě. Velikost binu je $10^\circ \times 5^\circ$.

Model	Souřadnicový systém
Formisano 1979	GSE
Jeřáb 2005	GSE
Měrka 2005	GPE
Jelínek 2008	GSE
Verigin 2001	GIPM

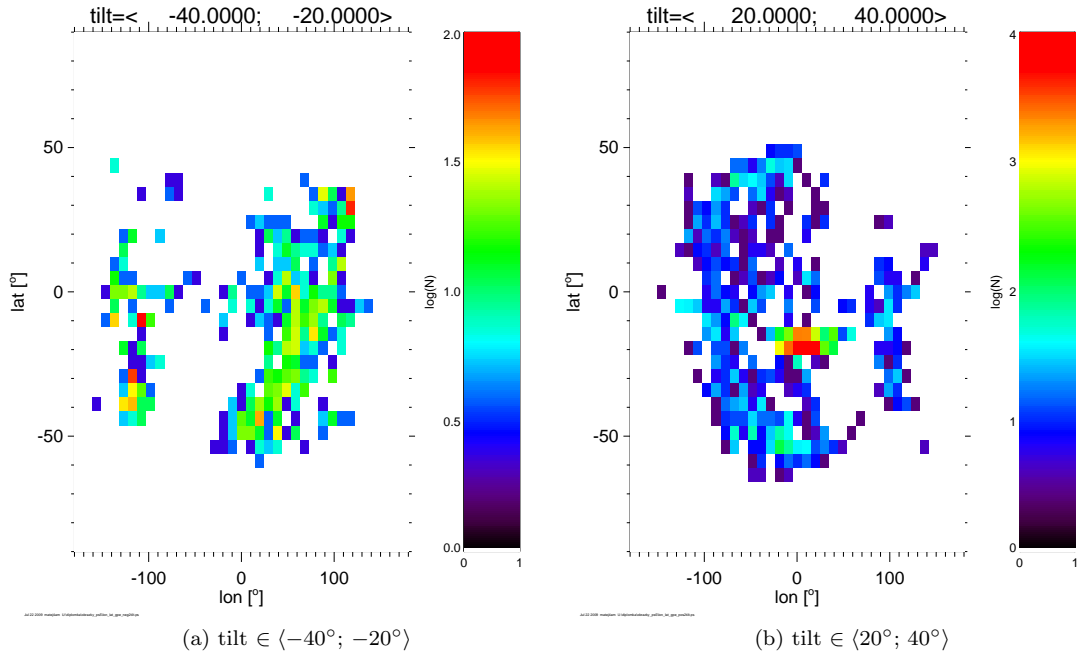
Tabulka 4.1: Použité souřadnicové systémy pro jednotlivé modely.



Obrázek 4.3: Prostorové rozdělení četností přesečení pro jednotlivé družice.



Obrázek 4.4: Prostorové rozdělení četností přesečení pro různé tilt-úhly.



Obrázek 4.5: Prostorové rozdělení četností přesečení pro velké kladné a velké záporné tilt-úhly.

Aby bylo možné určit absolutní chybu korekce Jelinek et al. (2008) dle vzorce 4.1, bylo třeba převést korigovaný model do tvaru $F(x, y, z) = 0$. Proto jsem pomocí minimalizačního algoritmu plochou danou ve tvaru $R(\theta, \phi) = R_1(\theta, \phi) + g(\theta, \tau)$ proložila funkci ve tvaru

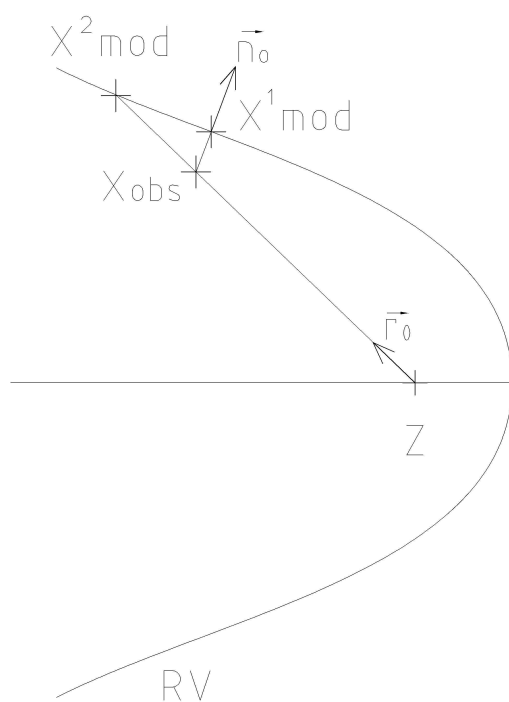
$$F(x_1, x_2, x_3) = \sum_{i,j=1}^3 a_{i,j} x_i x_j + \sum_{i=1}^3 a_{i4} x_i + a_{44}$$

zvláště pro jednotlivé tilty. Všechny koeficienty až na jeden se shodovaly s koeficienty modelové plochy Jeřáb et al. (2005), pouze koeficient a_{34} vychází přímo úměrný $\sqrt{\tau}$: $a_{34} = 0.6 - 0.12\sqrt{\tau}$.

Jak vidíme na obrázcích 4.2, 4.4 a 4.5, jsou pozorování rozmístěna po ploše rázové vlny poměrně nerovnoměrně. Kdybychom všechna pozorování započítávali do histogramu se stejnou vahou, potom by byl výsledný histogram ovlivněn tím, kolik pozorování bylo v místech rázové vlny, kde má model velkou chybu, a kolik pozorování bylo v místech s malou chybou modelu. Proto jsem histogramy sestavila následujícím způsobem: nejprve jsem sestrojila trojrozměrnou matici, jejíž jednotlivé pozice byly zadány v prvních dvou rozměrech pomocí longitude a latitudy pozorovaného přesečení rázové vlny a ve třetím rozměru pomocí Alfvénova Machova čísla pro sluneční vítr v okamžiku pozorování. Intervaly longitude jsem zvolila po 10° , intervaly latitudy po 5° a intervaly Machova čísla po 2. Pro takto rozdělená pozorování jsem na každé pozici matice spočítala medián absolutní chyby a z hodnot chyby na jednotlivých pozicích matice potom spočítala histogram.

Každým histogramem jsem proložila Gaussovu křivku, u které byl spočítán střed a pološířka σ . Model odpovídá naměřeným hodnotám tím lépe, čím je střed blíže nule a čím je menší σ .

Všechna porovnání jsou rozdělena do čtyř oblastí: boční pozorování ($X_{GSM} < 8 R_E$, protože modely Jeřáb et al. (2005) a Jelinek et al. (2008) byly vytvořeny právě pro tuto oblast), čelní



Obrázek 4.6: Určování absolutní odchylky modelu.

pozorování ($X_{GSM} > 8 R_E$) pro nízké ($\theta_{GSM} \in \langle -30^\circ; 30^\circ \rangle$) a vysoké ($\theta_{GSM} \in \langle -90^\circ; -30^\circ \rangle \cup \langle 30^\circ; 90^\circ \rangle$) šířky a pro celou plochu rázové vlny. Toto rozdělení na oblasti bylo motivováno jednak omezením platnosti modelů Jeřáb et al. (2005) a Jelinek et al. (2008) na pozorování s $X_{GSM} < 8 R_E$, dále různým vlivem tiltu pro různá X a různé latitudy. Navíc v oblasti cuspů se předpokládá deformace rázové vlny vlivem deformace magnetopauzy, a oddělením vysokošířkových pozorování zvláště se ověří vliv této předpokládané deformace na přesnost modelů. Každý z testovaných modelů vznikl na základě jiného datového souboru, a proto jednotlivé modely mohou vykazovat větší systematické odchylky v oblastech, z nichž pro daný model scházela data.

Dalším hlediskem pro porovnání modelů je to, jak dobře model vystihuje závislost na velikosti meziplanetárního magnetického pole, případně na tiltu zemského dipólu. Vystihuje-li model danou závislost dobře, neměla by odchylka modelu záviset na zvoleném parametru. Kdybychom grafem závislosti odchylky modelu na zvoleném parametru proložili přímkou se stejnou vahou pro všechny body, byla by závislost opět ovlivněna počtem pozorování pro různé velikosti parametru. Proto byl pro jednotlivé intervaly velikosti parametru spočítán medián z hodnot odchylek. Pro hodnocení závislosti byla proložena přímkou těmito mediány a dále byl spočítán součet χ absolutních hodnot mediánů (viz obrázky 4.8, 4.9, 4.11, 4.12, 4.14, 4.15, 4.17, 4.18). Model tedy vystihuje závislost na zvoleném parametru tím lépe, čím je menší χ a čím je menší koeficient k u proložené přímky $y = k_1x + q_1$, případně paraboly $y = k_2x^2 + p_2x + q_2$.

Obrázky 4.7, 4.8 a 4.9 ukazují porovnání modelů pro všechna dostupná přesečení. Obrázky 4.10, 4.11 a 4.12 porovnávají modely v bočních oblastech určených jako $X_{GSM} < 8 R_E$. Čelní oblast $X_{GSM} > 8 R_E$ se dále dělí na oblasti nízkých a vysokých šířek: nízké šířky $|\theta_{GSM}| < 30^\circ$ jsou na obrázcích 4.13, 4.14 a 4.15, vysoké šířky $|\theta_{GSM}| > 30^\circ$ na obrázcích 4.16, 4.17 a 4.18. Pod každým histogramem je uvedena pološířka a střed Gaussova rozdělení, pod každou závislostí odchylky modelu na velikosti magnetické indukce je uvedena rovnice přímky proložené mediány a parciální součty absolutních hodnot mediánů χ_1 resp. χ_2 pro intervaly velikosti IFM $|B| < 13$ nT resp. $|B| > 13$ nT. Toto rozdělení na dva intervaly lze odůvodnit tím, že ve většině případů ustálené polohy rázové vlny velikost IMF nepřesahuje 13 nT. Hodnoty nad touto mezí obvykle znamenají nerovnovážený způsobený náhlou poruchou. Zkoumané modely však byly navrženy pouze pro ustálený stav.

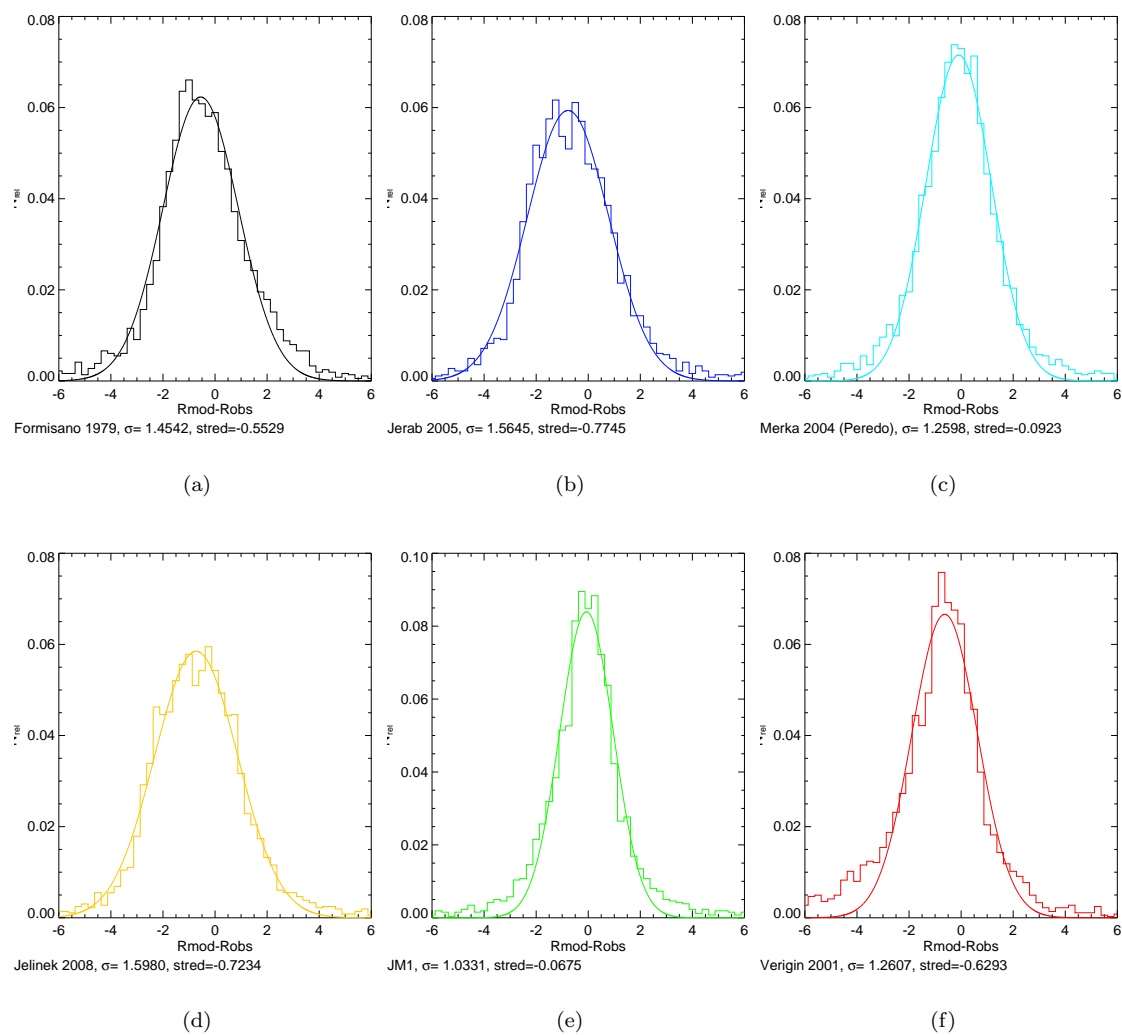
Pro každou závislost absolutní chyby na tiltu je pod příslušným grafem uveden součet mediánů χ pro celý rozsah hodnot tiltu a rovnice jimi proložené přímky a paraboly. Grafy označené jako „JM1“ patří nové korekci modelu Formisano (1979) popsané v následující kapitole.

Odchylkou středu Gaussova rozdělení od nuly je dána systematická chyba modelu, tzn. posunutí všech bodů oblasti plochy od středu ve směru normály (resp. do středu ve směru normály) anebo systematická chyba v rozevření plochy. Z obrázku 4.19a je vidět, že modely Formisano (1979), Jeřáb et al. (2005) a Jelinek et al. (2008) jsou nejlépe vystředované v boční oblasti („flank“), pro kterou byly zkonstruovány. Naopak v oblastech, pro kterou modely konstruovány nebyly, je odchylka středu rozdělení od nuly značná. Histogramy pro tyto modely vykazují velmi podobné chování, což je způsobeno tím, že všechny tři zmíněné modely jsou založeny na stejném základu.

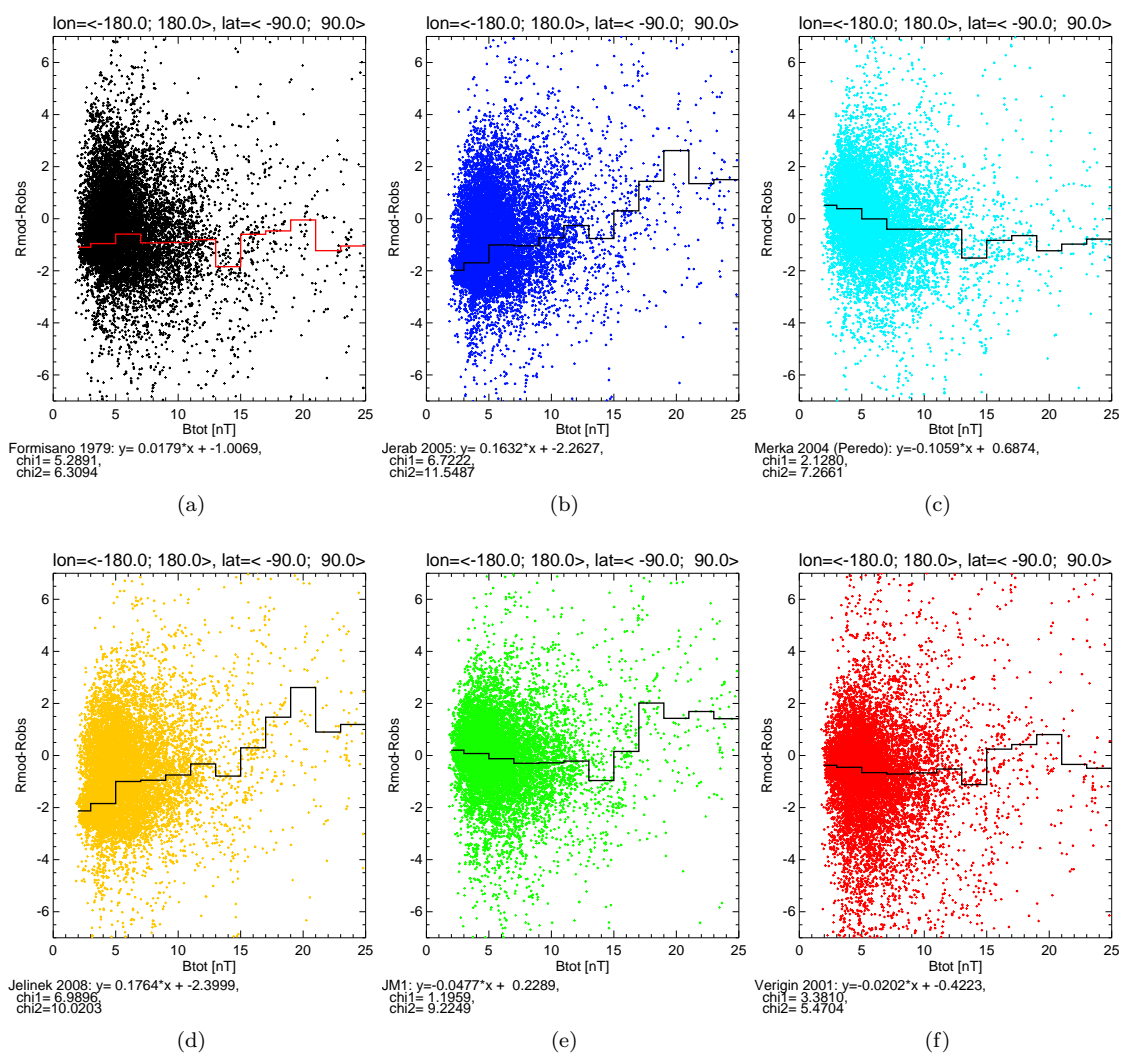
Modely Merka et al. (2005) a Verigin et al. (2001) mají odchylku středu rozdělení od nuly nepříliš nezávislou na oblasti, což je dané tím, že byly konstruovány pro celou plochu rázové vlny. Obecně mají modely největší odchylku pro čelní nízkošířková pozorování, a to nejspíše proto, že do této oblasti spadají data z družic THEMIS, které nezahrnoval žádný z modelů. Celkově vychází jako nejlépe vystředovaný model Merka et al. (2005).

Pološířka Gaussova rozdělení proloženého histogramem podle grafu na obrázku 4.19b nezávisí příliš na modelu, ale spíše na oblasti pozorování.⁴ Pološířka rozdělení je tím větší, čím více se od

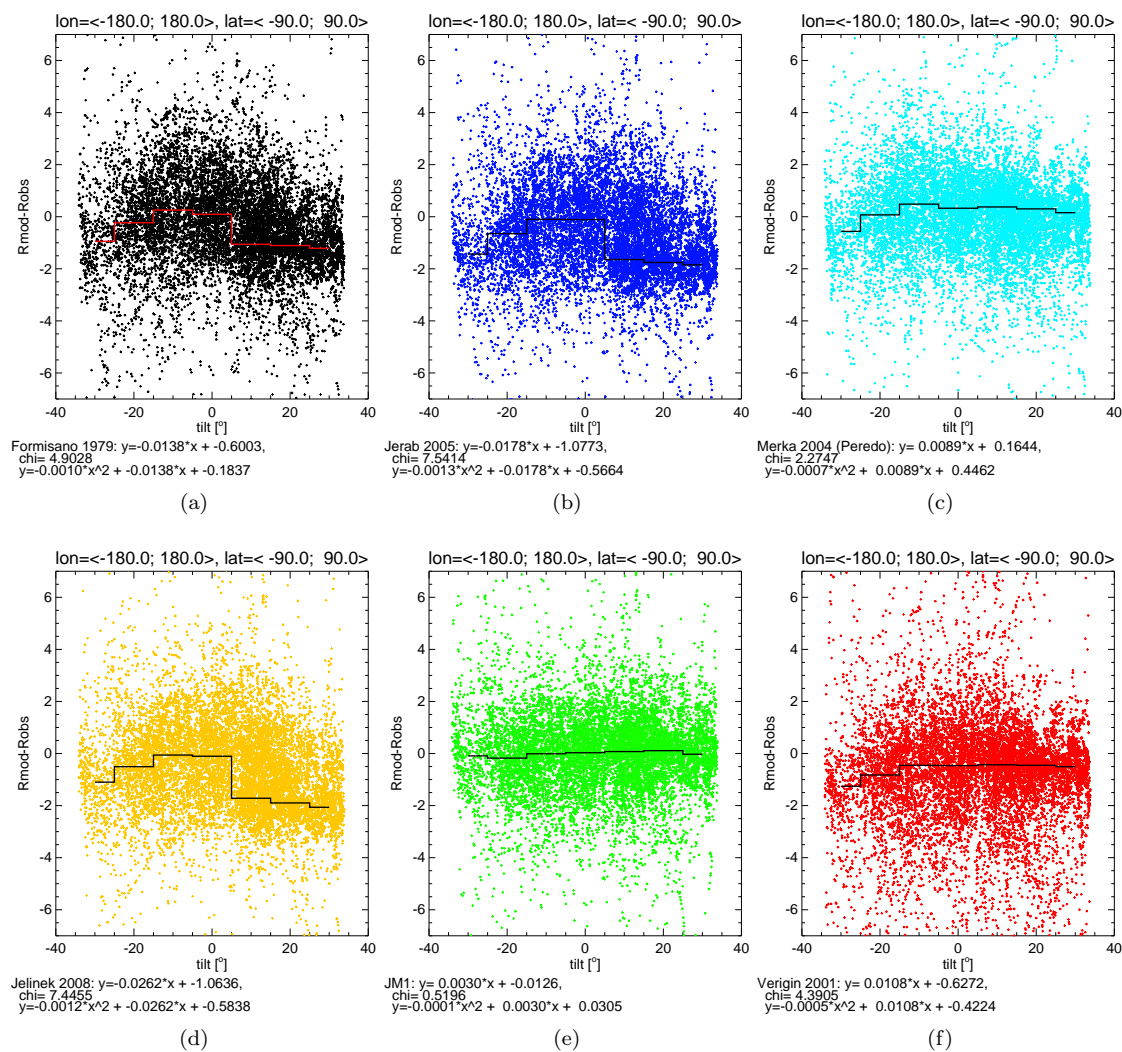
⁴Pološířka Gaussova rozdělení pro celý datový soubor není středem pološířek pro jednotlivé oblasti. Je to způsobeno tím, že se histogram počítá z mediánů absolutních odchylek pro jednotlivé intervaly longitudy, latitudy



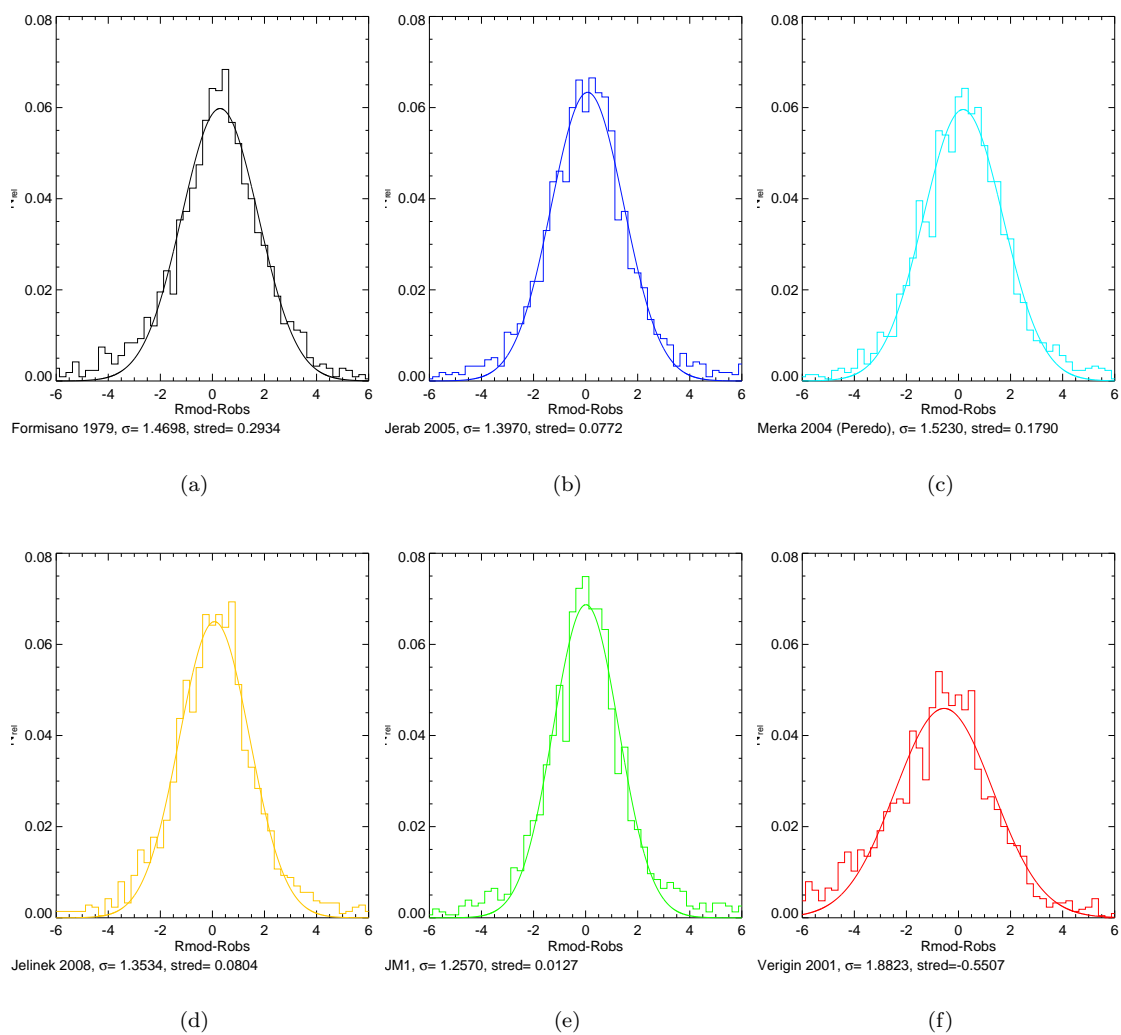
Obrázek 4.7: Histogramy relativních četností absolutních odchylek od modelu pro celý datový soubor.



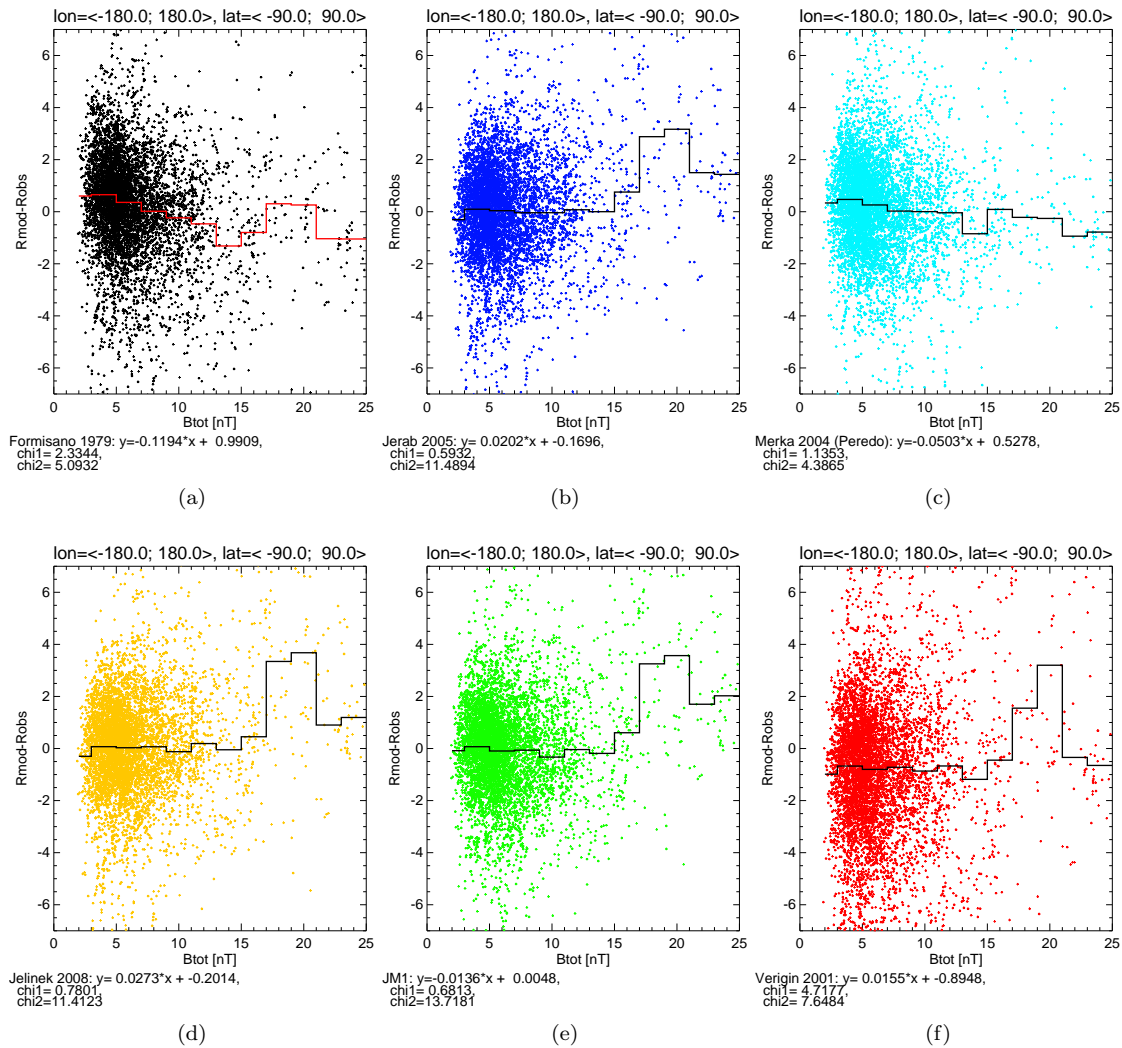
Obrázek 4.8: Závislost odchylky od modelu na velikosti magnetické indukce pro celý datový soubor.



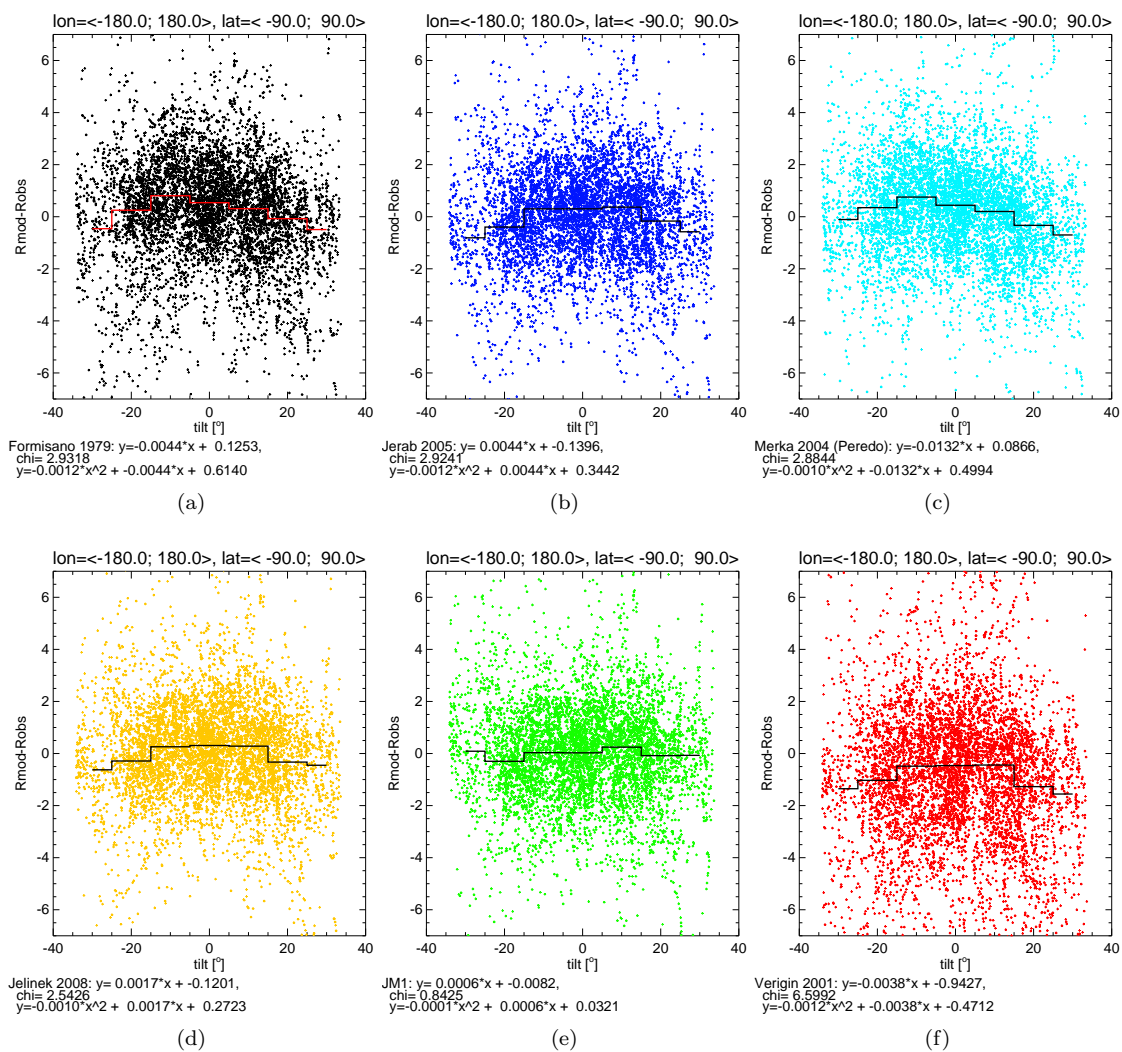
Obrázek 4.9: Závislost odchylky od modelu na tiltu pro celý datový soubor.



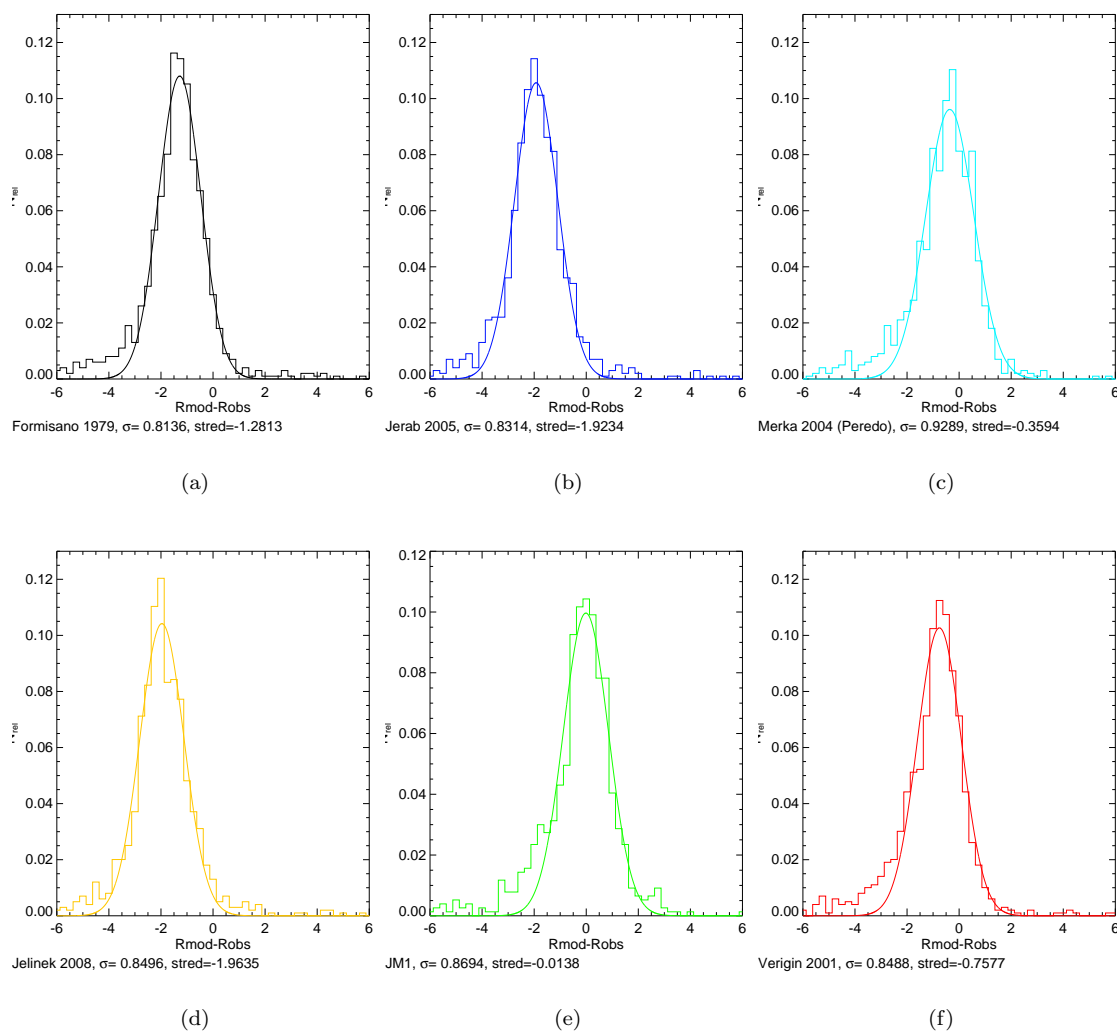
Obrázek 4.10: Histogramy relativních četností absolutních odchylek od modelu pro boční oblast $X_{GSM} < 8 R_E$



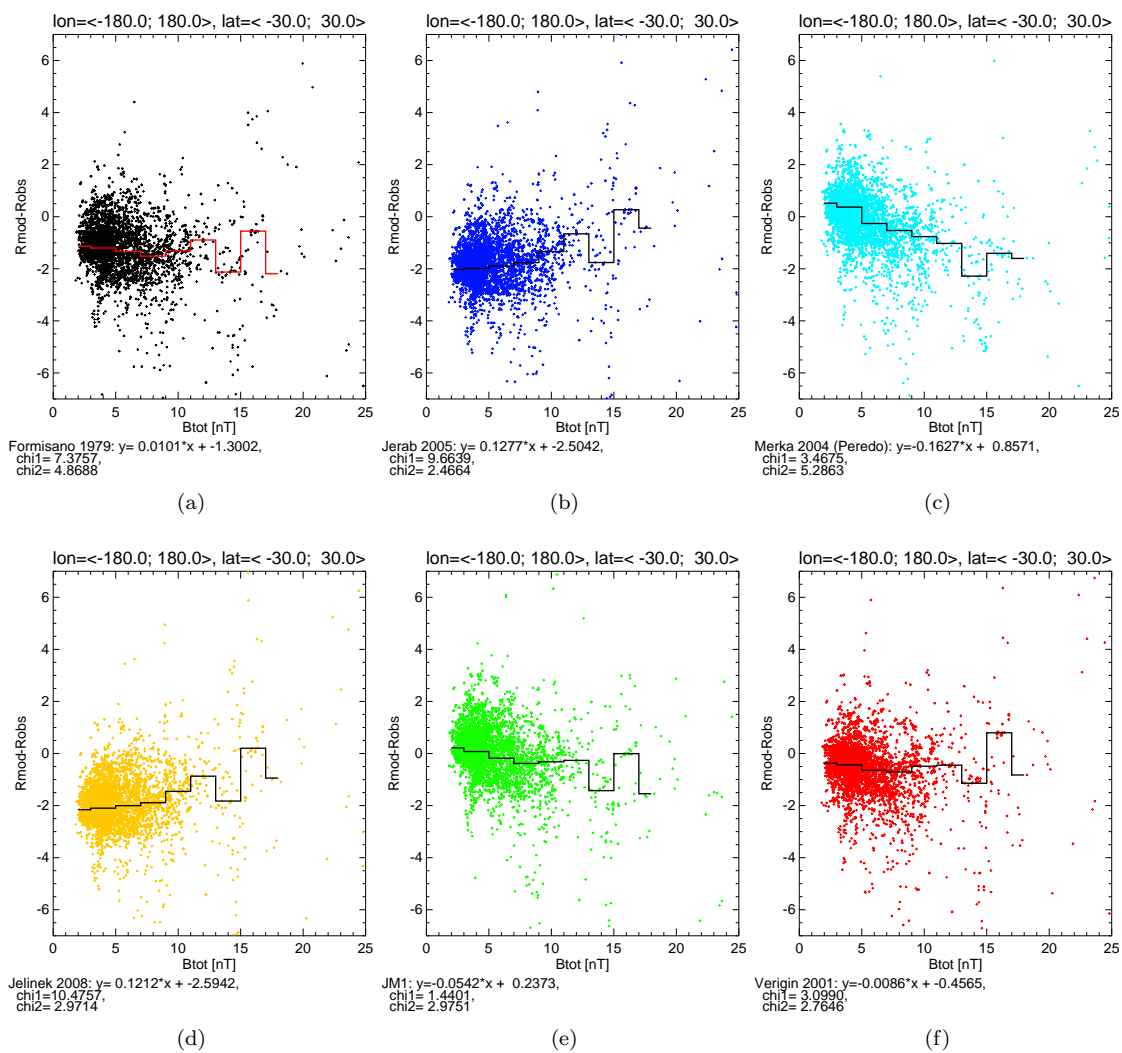
Obrázek 4.11: Závislost odchylky od modelu na velikosti magnetické indukce pro boční oblast $X_{GSM} < 8 R_E$.



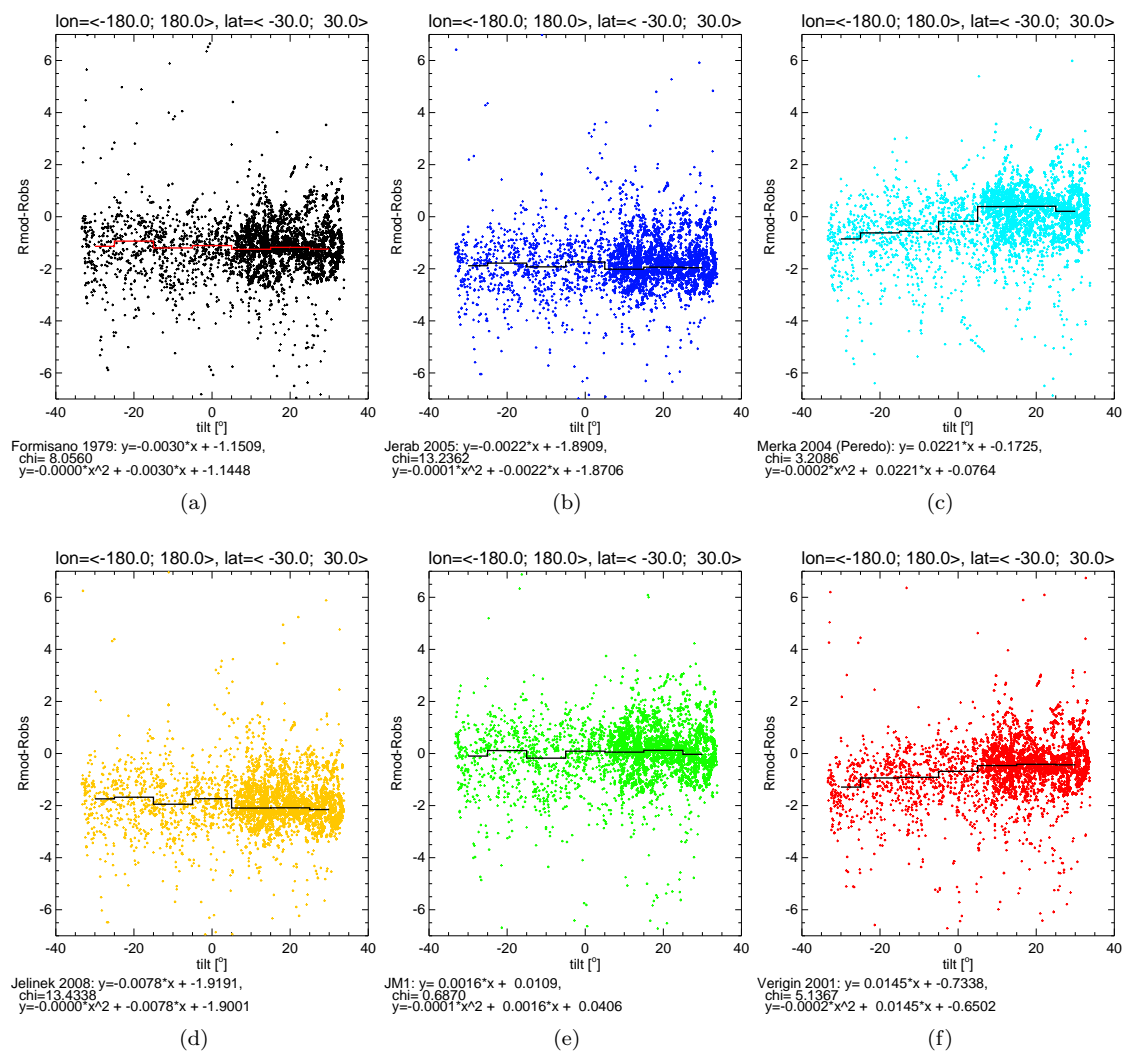
Obrázek 4.12: Závislost odchyky od modelu na tiltu pro boční oblast $X_{GSM} < 8 R_E$.



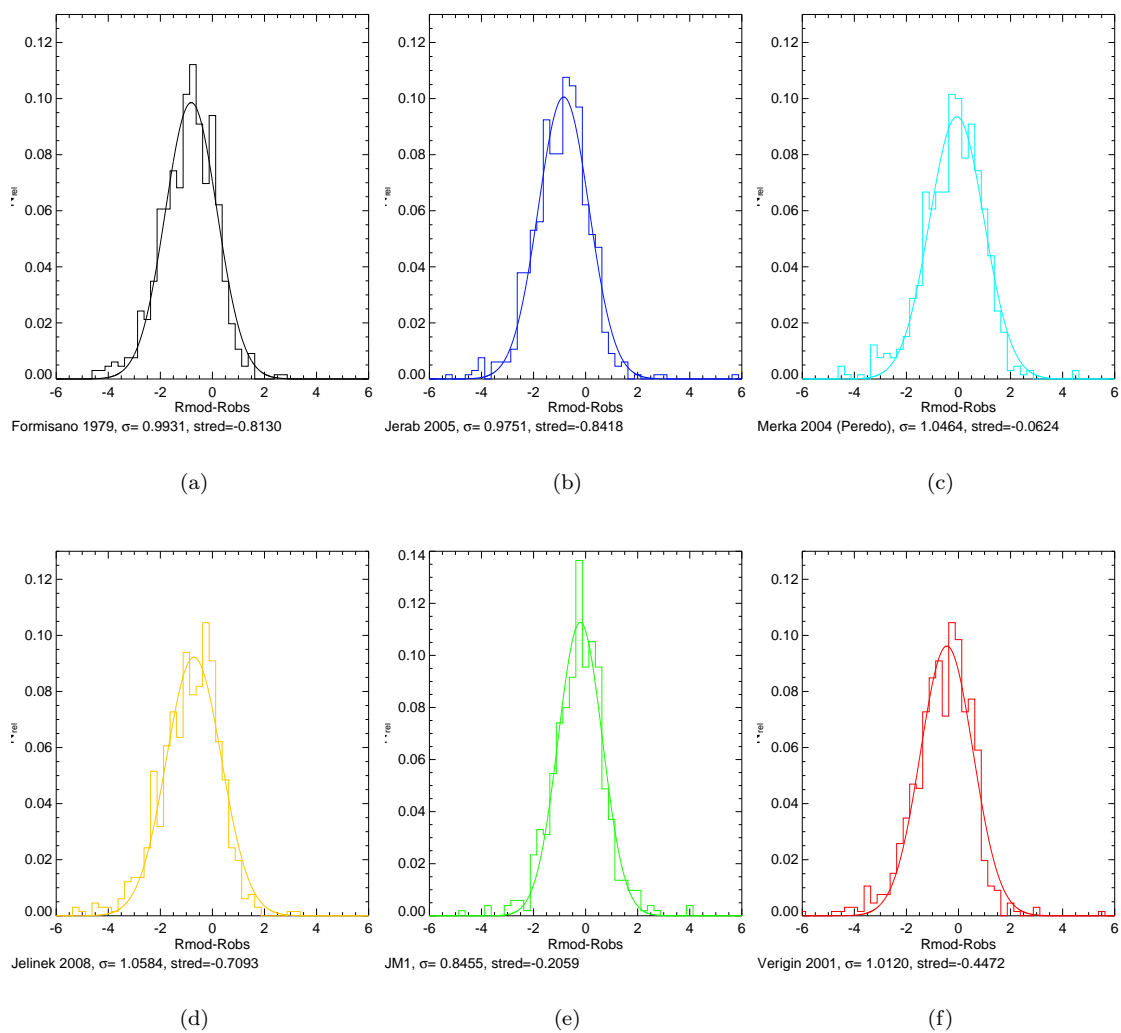
Obrázek 4.13: Histogramy relativních četností absolutních odchylek od modelu pro čelní oblast $X_{GSM} > 8 R_E$, nízké šířky.



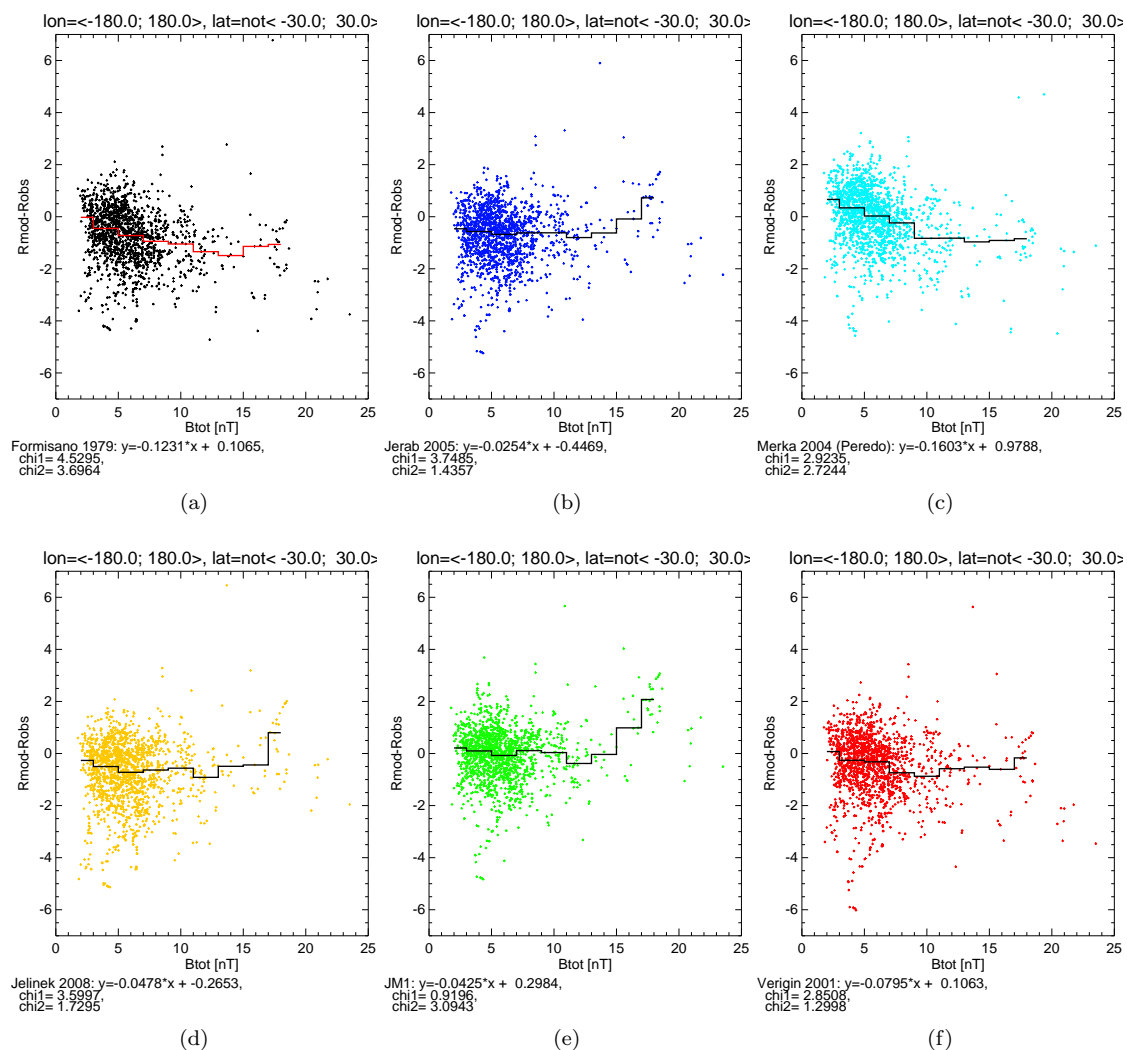
Obrázek 4.14: Závislost odchylky od modelu na velikosti magnetické indukce pro čelní oblast $X_{GSM} > 8 R_E$, nízké šířky.



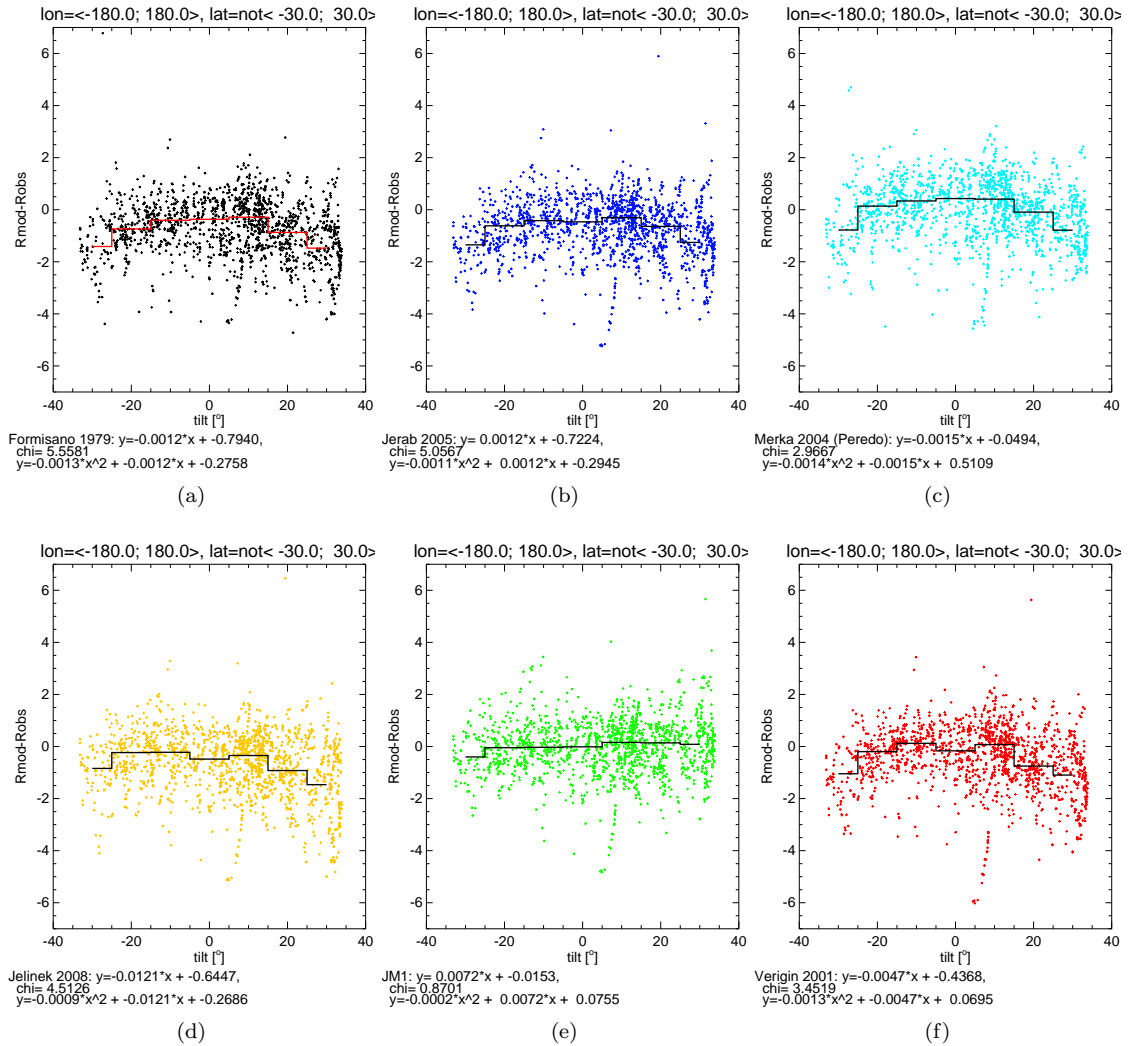
Obrázek 4.15: Závislost odchylky od modelu na tiltu pro čelní oblast $X_{GSM} > 8 R_E$, nízké šířky.



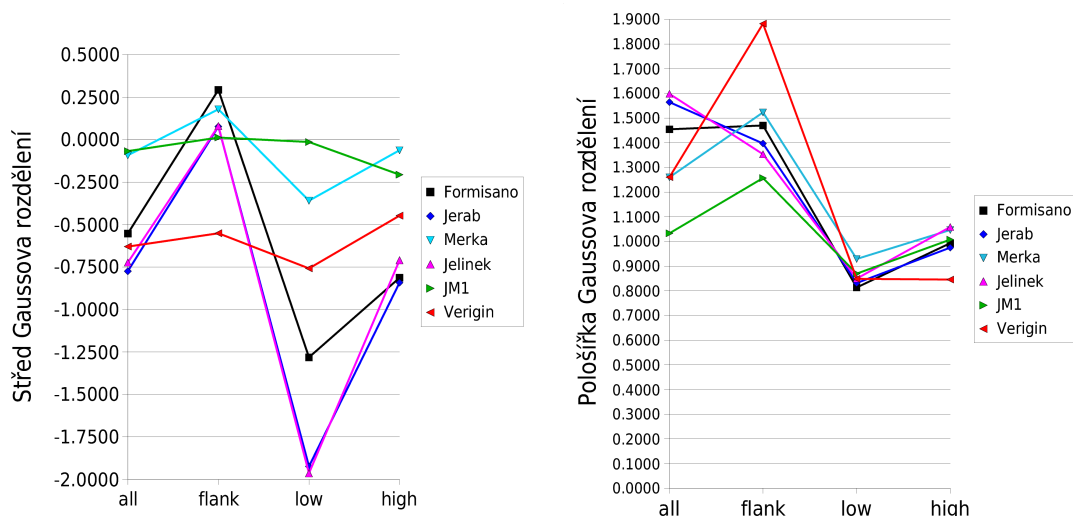
Obrázek 4.16: Histogramy relativních četností absolutních odchylek od modelu pro čelní oblast $X_{GSM} > 8 R_E$, vysoké šířky.



Obrázek 4.17: Závislost odchylky od modelu na velikosti magnetické indukce pro čelní oblast $X_{GSM} > 8 R_E$, vysoké šířky.



Obrázek 4.18: Závislost odchytky od modelu na tiltu pro čelní oblast $X_{GSM} > 8 R_E$, vysoké šířky.



(a) Střed Gaussova rozdělení.

(b) Pološířka Gaussova rozdělení.

Obrázek 4.19: Celkové porovnání histogramů pro jednotlivé modely.

sebe liší odchylky pozorování od modelové plochy v jednotlivých místech zvolené oblasti, tedy čím větší rozptyl mají jednotlivé body přesečení kolem modelové plochy. Tento rozptyl je daný především chybou měření, která vzniká

- špatným časovým rozlišením dat,
- nesprávným určením upstream parametrů slunečního větru (nehomogenita slunečního větru, systematická chyba v určením zpoždění parametrů slunečního větru v blízkosti přesečení rázové vlny oproti družici WIND),
- pozorováním neustáleného stavu.

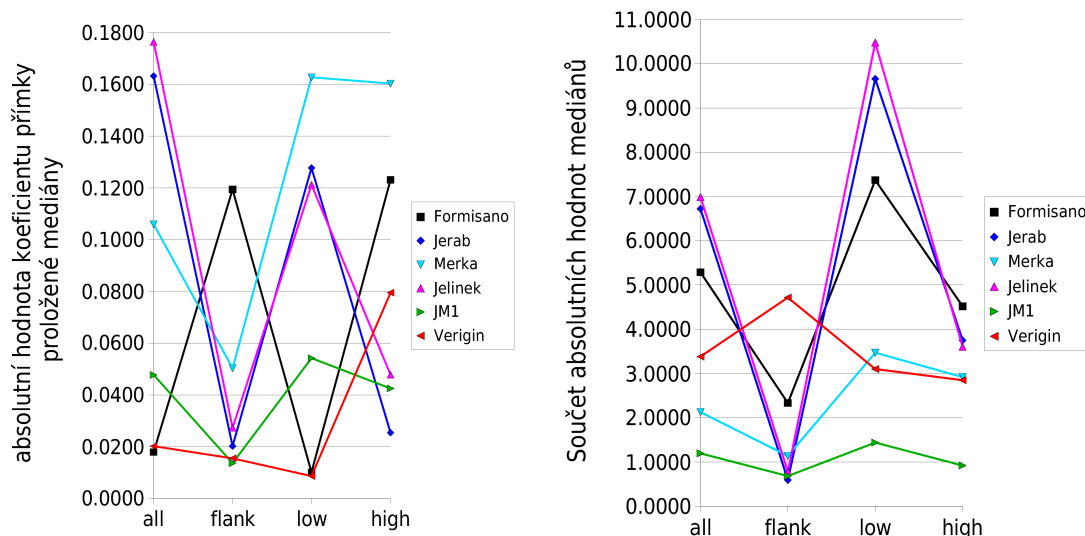
Proto je pološířka Gaussova rozdělení pro všechny modely téměř stejná.

Rozdíl v pološířce Gaussova rozdělení v jednotlivých oblastech vzniká tak, že stejná nepřesnost v určením parametrů slunečního větru (nebo IMF) způsobí větší absolutní odchylku v boční oblasti než v oblastech bližších subsolárnímu bodu.

Další příčinou zvětšení pološířky Gaussova rozdělení může být systematická chyba naklonění celé plochy. Největší systematickou chybu v boční oblasti vykazuje model Verigin et al. (2001), neboť ten jediný má v této oblasti chybu výrazně větší než ostatní modely. V čelní oblasti vysokých šířek je tomu naopak – model Verigin et al. (2001) má v této oblasti nejmenší rozptyl, a proto jsou zde pravděpodobně zatíženy větší systematickou chybou v náklonu plochy všechny ostatní modely.

Koeficient přímky proložené mediány udává, jak dobře model vystihuje závislost na velikosti magnetické indukce. Model je tím lepší, čím se koeficient více blíží nule. Z obrázku 4.20a je patrné, že závislost polohy rázové vlny na velikosti IMF zavedená v modelu Jeráb et al. (2005) a přejatá

a Alfvénova Machova čísla. Má-li Gaussovo rozdělení pro různé oblasti různé středy, může se započítáním všech odchylek dohromady zvětšit pološířka.



(a) Absolutní hodnoty koeficientů přímek proložených mediány.

(b) Součet mediánů pro $|B| < 13$ nT.

Obrázek 4.20: Charakteristiky závislosti odchylky modelu na velikosti magnetické indukce.

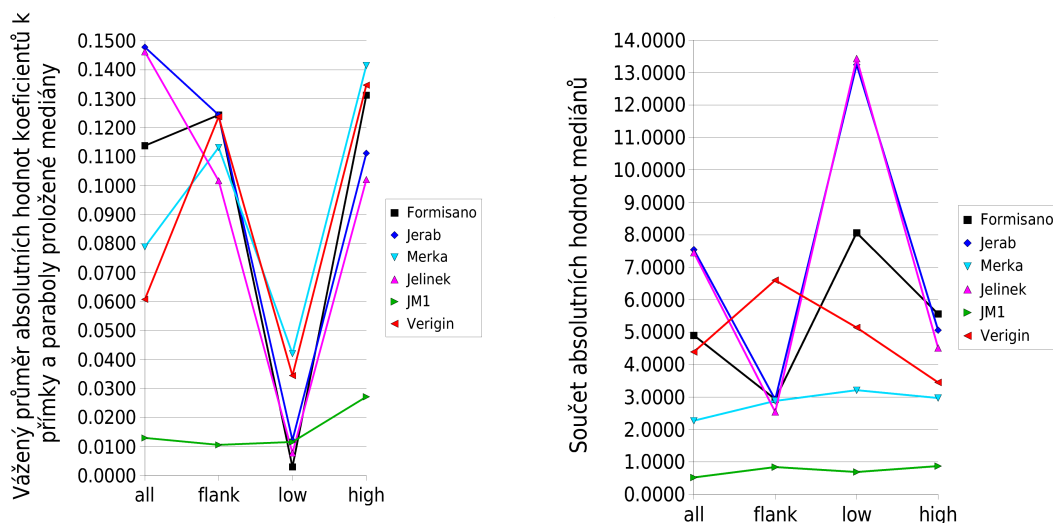
modelem Jelinek et al. (2008) je i vzhledem k nově doplněným datům správná, dále je vidět, že lze tento tvar závislosti použít i pro čelní oblast vysokých šířek. V těchto dvou oblastech je pro model Formisano (1979), kde nebyla zavedena žádná korekce na IMF, vidět silný trend závislosti absolutní odchylky modelu na velikosti IMF, z čehož se dá usuzovat na to, že ustálená poloha a tvar rázové vlny na IMF zde závisí. V čelní oblasti nízkých šířek naopak model Formisano (1979) dává lepší výsledky než Jeřáb et al. (2005) a Jelinek et al. (2008), a proto je zde třeba zavést korekci v jiném tvaru či závislost na IMF nepředpokládat vůbec.

Celkově v boční oblasti a čelní oblasti nízkých šířek dává nejlepší výsledky model Verigin et al. (2001), což může být způsobeno volbou soustavy GIPM, která odstraňuje asymetrie vzniklé různou velikostí složky B_z IMF. Pro čelní oblast vysokých šířek je nejlépe zkorigován na IMF model Jeřáb et al. (2005).

Součet mediánů χ_1 je jednak ovlivněn systematickou chybou modelové plochy v dané oblasti (viz obrázek 4.19a) a dále závislostí chyby modelu na magnetické indukci, která není lineárního charakteru. Srovnáme-li obrázek 4.20b s obrázkem 4.19a, vidíme, že u modelů Formisano (1979), Jeřáb et al. (2005), Jelinek et al. (2008) a Merka et al. (2005) součet mediánů odpovídá systematické chybě. U modelu Verigin et al. (2001) v boční oblasti se jedná spíše o komplikovanější závislost chyby na magnetické indukci.

Podobně obrázek 4.21 charakterizuje závislost chyb modelů na tiltu. Porovnáme-li opět obrázek 4.21b s obrázkem 4.19a, zjistíme, že součet mediánů u modelů Formisano (1979), Jeřáb et al. (2005) a Jelinek et al. (2008) je dán systematickou chybou modelu, u modelů Merka et al. (2005) a Verigin et al. (2001) se jedná částečně o komplikovanější závislost odchylky na tiltu než je lineární či kvadratická.⁵ Aby bylo možné současně zhodnotit lineární i kvadratickou závislost

⁵Součet mediánů pro závislost na IMF a na tiltu se liší, ačkoliv je daná zejména systematickou chybou modelu. Důvod je ten, že hodnoty velikosti IMF a hodnoty tiltu jsou rozděleny do rozdílného počtu intervalů.



(a) Vážený průměr koeficientů k_1 přímky a k_2 paraboly proložené mediány.

(b) Součet mediánů.

Obrázek 4.21: Charakteristiky závislosti odchylky modelu na tiltu. Pro vážený průměr z koeficientů k_1 a k_2 byly zvoleny váhy $w_1 = 2$ a $w_2 = 200$.

odchylky na tiltu, zvolila jsem jako kritérium pro porovnání vážený průměr koeficientu k_1 přímky a koeficientu k_2 paraboly s váhami $w_1 = 2$ a $w_2 = 200$, protože koeficient k_2 je typicky o 2 řády nižší než k_1 .

Z obrázku 4.21a je patrné, že pro modely, kde nebyl zahrnut vliv tiltu na polohu rázové vlny, vychází silný trend v boční oblasti a čelní oblasti vysokých šířek. Z toho lze usuzovat, že pro tyto oblasti je korekce na tilt nutná. Naopak v čelní oblasti nízkých šířek se zdá, že zde tvar rázové vlny na tiltu nezávisí. To je nejspíš způsobeno tím, že tato oblast je daleko od cuspů, nad kterými by se mohly vyskytovat prohlubně v ploše rázové vlny, které mění svoji polohu s tiltem. Také se zde nejméně projeví celkové natočení magnetosféry v rovině $x - z$ závislé na tiltu.

Model Jelínek et al. (2008), jak ukazuje obrázek 4.12d, vykazuje kvadratickou závislost odchylky na tiltu, ačkoliv lineární trend je dobře potlačen. Jak se ukáže dále, je to způsobeno špatnou volbou korekční funkce, přesněji nesprávně zvolenou závislostí korekce na latitudě. Koeficienty k pro celý datový soubor nemají příliš velkou informační hodnotu, neboť zde se různé vlivy tiltu zprůměrují.

4.3 Návrh korekce pro 3 různé oblasti

Jak ukázaly výsledky minulé kapitoly, dosavadní modely nejsou pro doplněný soubor dat zcela dostačující. Chyby v modelech byly nejspíše způsobeny nedostatečným souborem dat a započítáním všech pozorování se stejnou vahou (to znamená bez průměrování přes směr a Machovo číslo). Proto jsem navrhla vlastní korekce k modelu Formisano (1979), které by měly kompenzovat vliv

IMF a tiltu. Plocha popisující rázovou vlnu je nyní dána rovnicí

$$R(\phi, \theta) = \frac{R_{av}(\phi, \theta)}{R_{av}(0, 0)} \frac{C(\tau, \phi)}{(nu^2)^{1/6}} \left(1 + D(|B|) \frac{(\gamma - 1)M_A^2 + 2}{(\gamma + 1)(M_A^2 - 1)} \right), \quad (4.2a)$$

$$C = C_{jerab} [1 + d + (a + f|\theta_{GSM}|)(\tau + e\theta_{GSM})^2], \quad (4.2b)$$

$$D = b + c|B|^2. \quad (4.2c)$$

$R_{av}(\phi, \theta)$, dané kvadratickou plochou s koeficienty a_{ij} , je převzato z modelu Jeřáb et al. (2005). Tilt τ a latituda θ_{GSM} se pro dosažení do vzorců výše očekávají v radiánech. $C_{jerab} = 91.55$. 4.2a až 4.2c je v podstatě zobecněná rovnice 2.30a. Koeficienty a , b , c , d , e a f byly nařizovány metodou nejmenších čtverců zvlášť pro každou ze tří oblastí: boční oblast, čelní oblast – nízké šířky a čelní oblast – vysoké šířky (definováno na začátku kapitoly 4.2). Nejprve byla všechna pozorování rozdělena do trojrozměrné matice (stejným způsobem jako při výpočtu histogramů), podle směru daného longitudou ϕ a latitudou θ a podle Alfvénova Machova čísla. Pro každý bin byl pak spočítán medián z absolutních odchylek v daném směru od prokládané modelové plochy. (Velikosti binů – viz výše). Ačkoliv byla plocha rozdělena na oblasti vzhledem k souřadnicím GSM, model byl počítán v souřadnicích GSE, protože má být korekcí k modelu Formisano (1979), který je také v GSE. Ve vzorci 4.2b je počítáno s latitudou v soustavě GSM z důvodu symetrie jižní a severní polokoule při překlopení tiltu.

Výsledkem minimalizace jsou koeficienty v tabulce 4.2.

	a	b	c	d	e	f
Boční oblast	0.423	0.876	0.0017	0.0	0.300	-0.495
Čelní oblast – nízké šířky	0.0	-0.008	0.0	0.459	0.0	0.0
Čelní oblast – vysoké šířky	0.0395	1.048	0.0026	0.0	-0.732	-0.229

Tabulka 4.2: Tabulka koeficientů pro rovnice 4.2b a 4.2c.

Zbývá vysvětlit původ funkce 4.2b. Protože výsledkem má být korekce modelu Formisano (1979), zjistila jsem z obrázků 4.11a, 4.14a a 4.17a hrubým odhadem o kolik je přibližně třeba model Formisano (1979) korigovat, aby se narovnal trend závislosti odchylky na tiltu. Tyto potřebné korekce v závislosti na tiltu a latitudě jsou pro boční oblast uvedeny v tabulce 4.3. Korekce z tabulky 4.3 jsou vyneseny do grafu na obrázku 4.22, z něhož je vidět, že pro popsání závislosti korekce na tiltu a latitudě je vhodná parabola vzhledem k τ . Poloha vrcholu této paraboly však závisí na latitudě: pro kladné latitudy se vrchol paraboly posouvá opačným směrem než pro záporné, a proto korekční funkce musí obsahovat člen $(\tau + e\theta)^2$. Dále se s latitudou

θ_{GSM}/τ	-30	-20	-10	0	10	20	30
-60	1.25	0.5	0.5	-0.5	-0.75	-0.75	0.0
-30	1.75	0.5	0.5	0.0	-0.5	-0.5	0.0
0	0.5	0.5	-0.5	-1.0	-0.75	0.5	0.5
30	-0.75	-0.5	-1.5	-0.5	0.0	0.5	1.0
60	-1.25	-0.5	-2.0	-0.5	0.75	0.5	1.0

Tabulka 4.3: Tabulka korekcí závislosti na IMF pro model Formisano (1979) v závislosti na tiltu a latitudě GSM.

mění rozevření této paraboly, a to symetricky pro kladné i záporné latitudy, takže by rozevření paraboly mělo záviset na absolutní hodnotě latitudy. Tím získáváme korekční funkci ve tvaru: $(a + f|\theta|)(\tau + e\theta)^2$. Parametr d ve vzorci 4.2b umožňuje tuto závislost nahradit konstantou (čelní oblast nízkých šířek).

Z tabulky 4.2 je zřejmé, že poloha rázové vlny v čelní oblasti nízkých šířek nezávisí ani na velikosti IMF, ani na tiltu. To lze zdůvodnit geometricky: náklon v rovině $x - z$ díky tiltu či natočení v rovině $x - y$ díky změnám IMF se více projeví v oblastech, které jsou dále od Země (předpokládaný střed otočení). Druhým důvodem je to, že do této oblasti nezasahují cuspy. Zbylé dvě oblasti podle koeficientů v tabulce 4.2 reagují na změny magnetického pole a tiltu velmi podobně. Jediná významější odlišnost je ve znaménku koeficientu e : V boční oblasti se při kladné latitudě plocha rázové vlny vzdaluje od středu, v čelní oblasti vysokých šířek je tomu opačně.

Parametry tohoto modelu jsou porovnány v předchozí kapitole s ostatními modely. (Viz obrázky 4.7e, 4.8e, 4.9e, 4.10e, 4.11e, 4.12e, 4.13e, 4.14e, 4.15e, 4.16e, 4.17e, 4.18e.) Na obrázku 4.19a je vidět nejmenší systematická chyba v rozevření ze všech modelů pro boční oblast a čelní oblast nízkých šířek. Pro čelní oblast vysokých šířek je systematická chyba srovnatelná s modelem Merka et al. (2005), který je pro tuto oblast nejpřesnější. Z obrázku 4.19b je patrné, že pološířka Gaussova rozdělení je dána prakticky jen rozptylem hodnot způsobeným chybou měření, nikoliv chybou v náklonu plochy.

Závislost odchylky od modelu na magnetické indukci je podle obrázku 4.20 poměrně malá a lze říci, že tento model koriguje závislost polohy rázové vlny na IMF dostačujícím způsobem. Závislost na tiltu podle obrázku 4.21 je korigována velmi dobře.

Řez touto modelovou plochou rovinou $X - Z$ pro různé tilty a průměrné podmínky ve slunečním větru je na obrázku 4.23. Na obrázku 4.23 vidíme přibližně v místech, kde bychom očekávali cuspy, prohlubně v ploše rázové vlny. Jedná se však pouze o extrapolaci, neboť v oblasti prohlubně nemáme data. Proto také vychází tato prohlubeň podstatně výraznější, než by odpovídalo skutečnosti. Modelová plocha se chová téměř antisymetricky vzhledem k tiltu, což se očekává. Pro vykreslení obrázku byl vybrán maximální a minimální tilt z datového souboru.

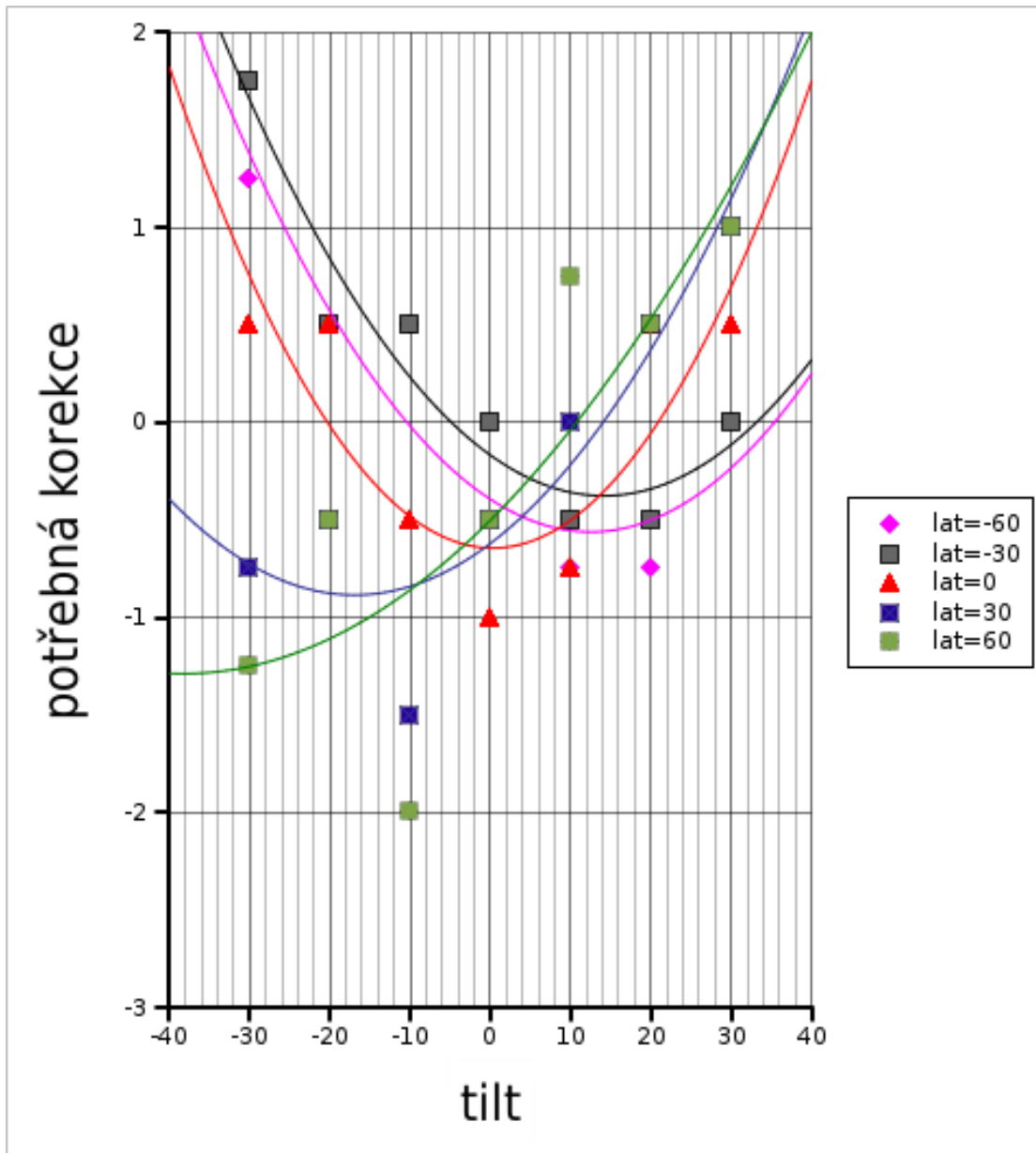
Obrázek 4.24 ukazuje řez plochou rovinou $x - y$. Obrázky 4.25, 4.26 a 4.27 obsahují řezy touto plochou pod úhly 45° , 65° a 80° vzhledem k rovině $x - y$. Vidíme, že ačkoliv je modelová plocha ve vysokých šířkách velkou extrapolací, chová se funkce 4.2b tak, že s její pomocí lze cuspy vhodně popsat a bude možné ji použít pro model, až bude dostupný dostatek vysokošířkových dat.

4.4 Prostorové rozložení chyb modelů

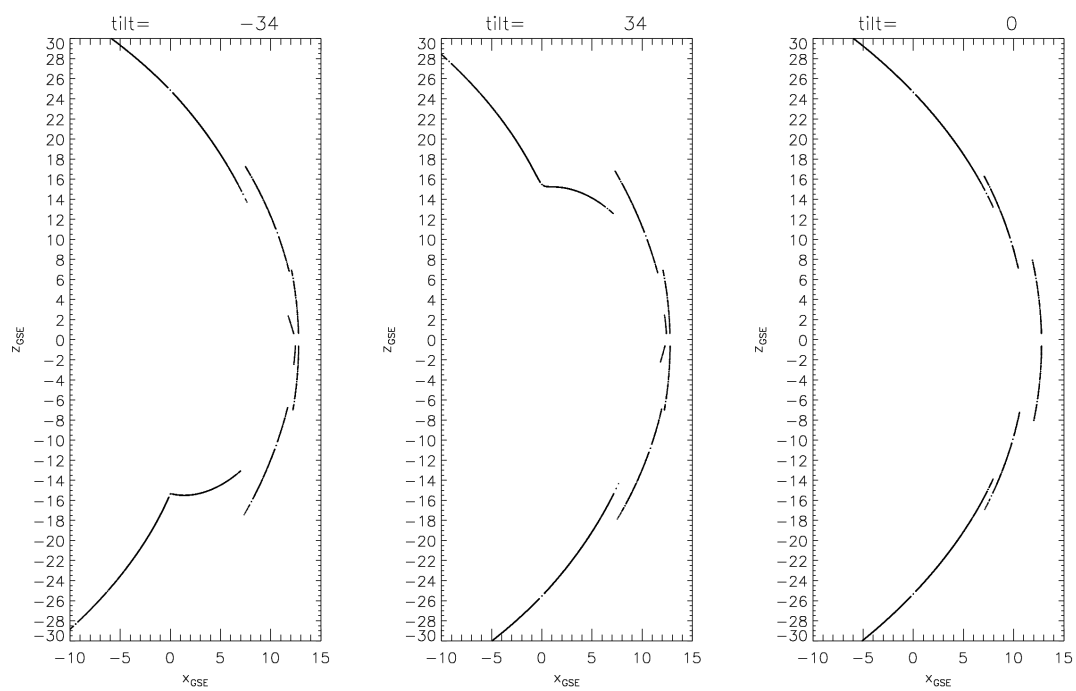
Cílem této kapitoly je jednak porovnat vybrané modely lokálně a dále pak studovat oprávněnost extrapolací, ze kterých vychází prohlubně v ploše rázové vlny nad cuspy: tedy korekci Jelinek et al. (2008) a korekci 4.2a z minulé kapitoly. Již z obrázků 4.4 je vidět, že pro latitudu $\pm 90^\circ$, kam v obou korekcích prohlubně přibližně vycházejí, nemáme žádná pozorování ani pro nejbližší okolí.

4.4.1 Prostorové rozložení chyb modelu Merka et al. (2005)

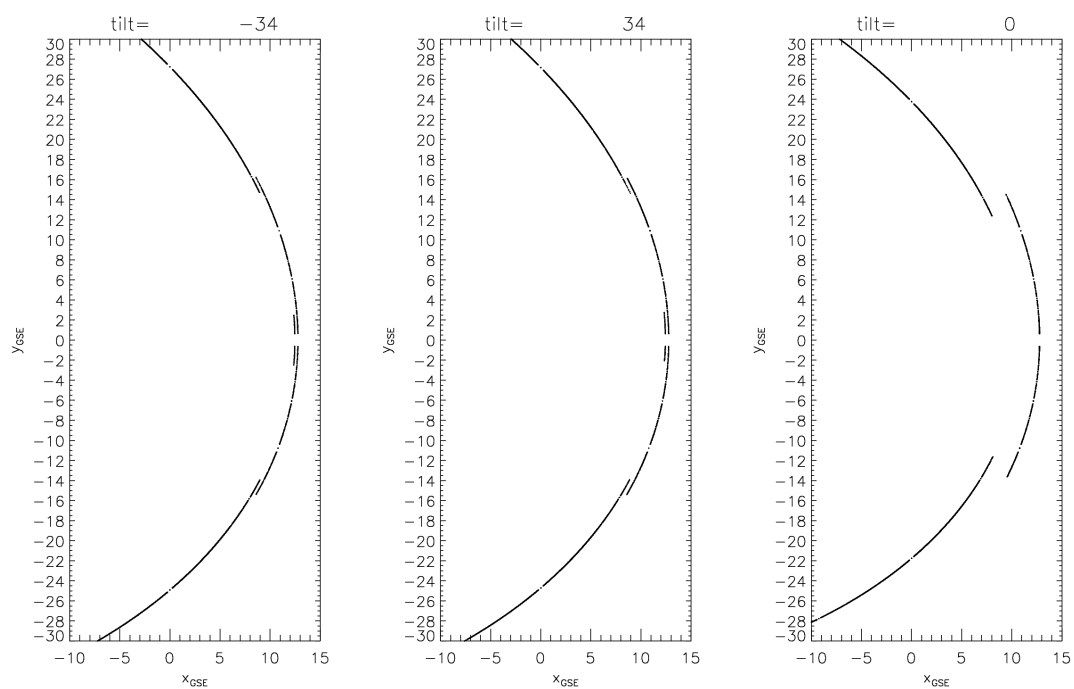
Model Merka et al. (2005) vychází ze statistiky jako nejlépe vystředovaný, proto je zajímavé zjistit, jak se chová lokálně. Na obrázku 4.28 je barevně vyznačen medián absolutní chyby modelu pro směr daný intervalem longitudy a latitudy. Pro výpočet longitudy a latitudy byla použita soustava GPE, protože by v ní měla být rázová vlna symetrická v rovině $x - y$ a proto by



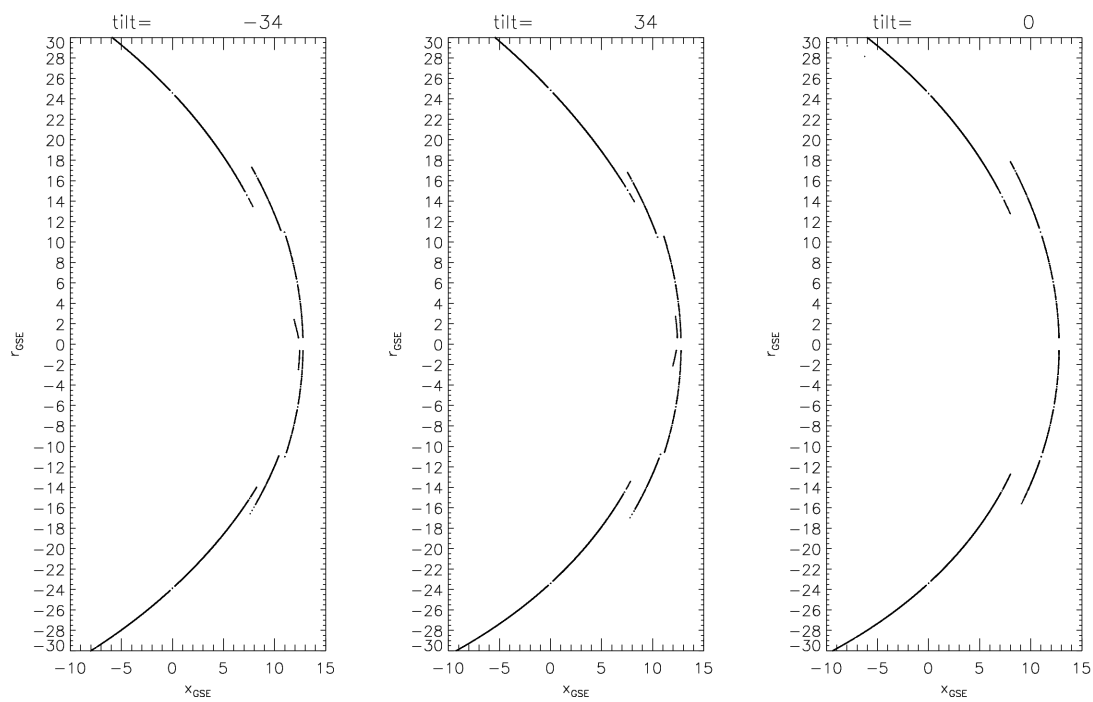
Obrázek 4.22: Potřebné korekce na tilt pro model Formisano (1979).



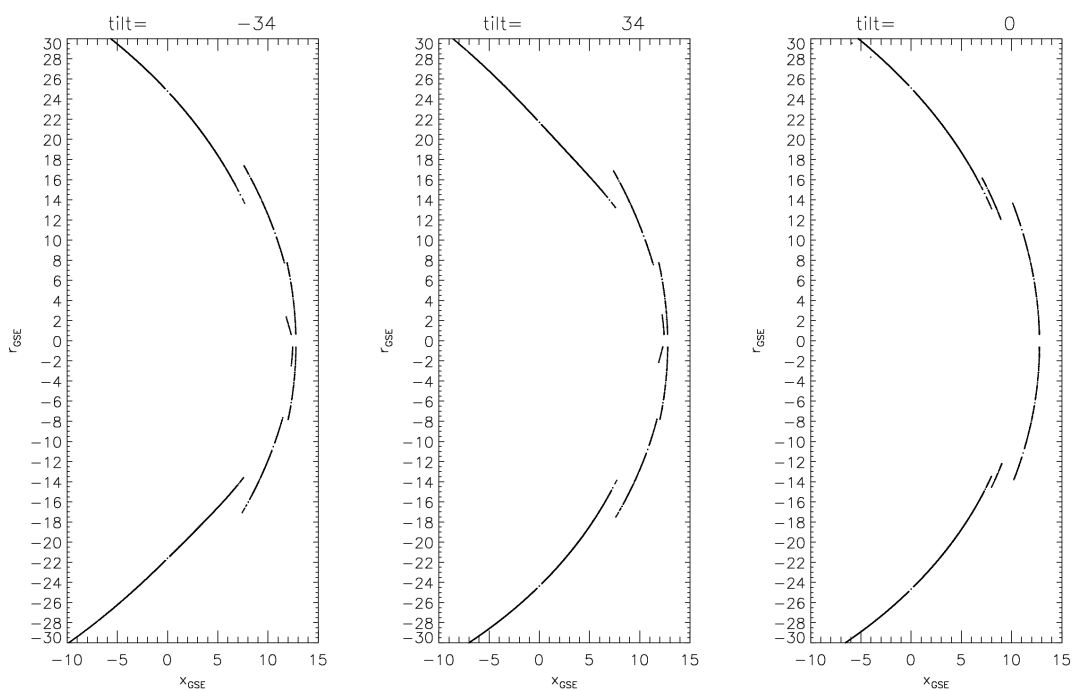
Obrázek 4.23: Řez modelovou plochou rovinou $X - Z$ pro různé tilty a průměrné podmínky ve slunečním větru.



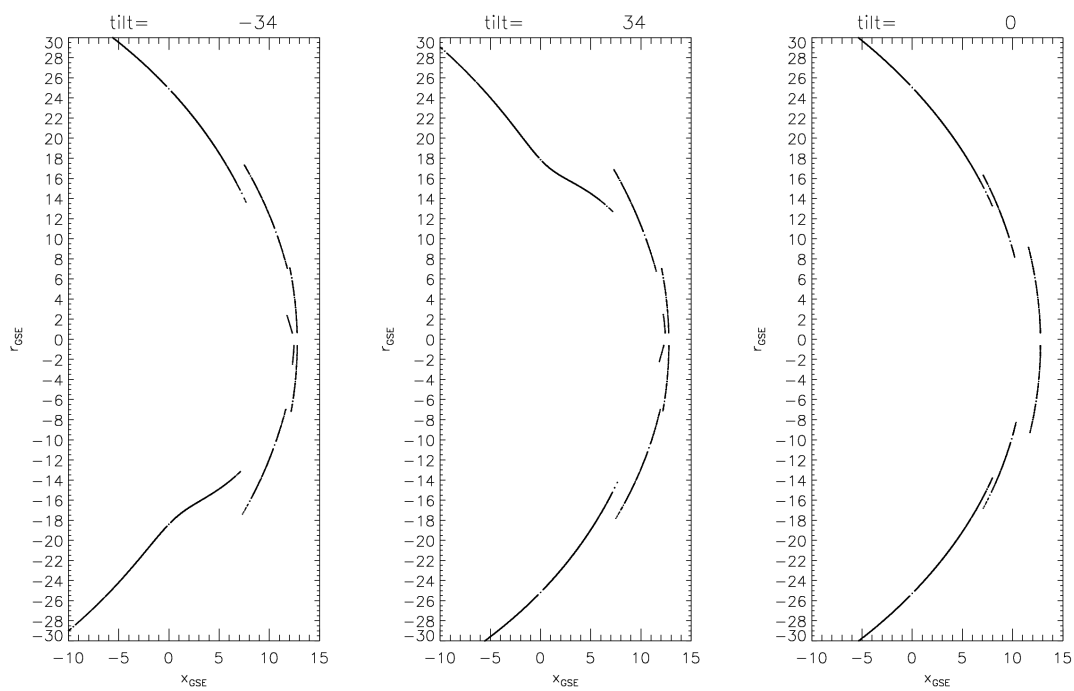
Obrázek 4.24: Řez modelovou plochou rovinou $X - Y$ pro různé tilty a průměrné podmínky ve slunečním větru.



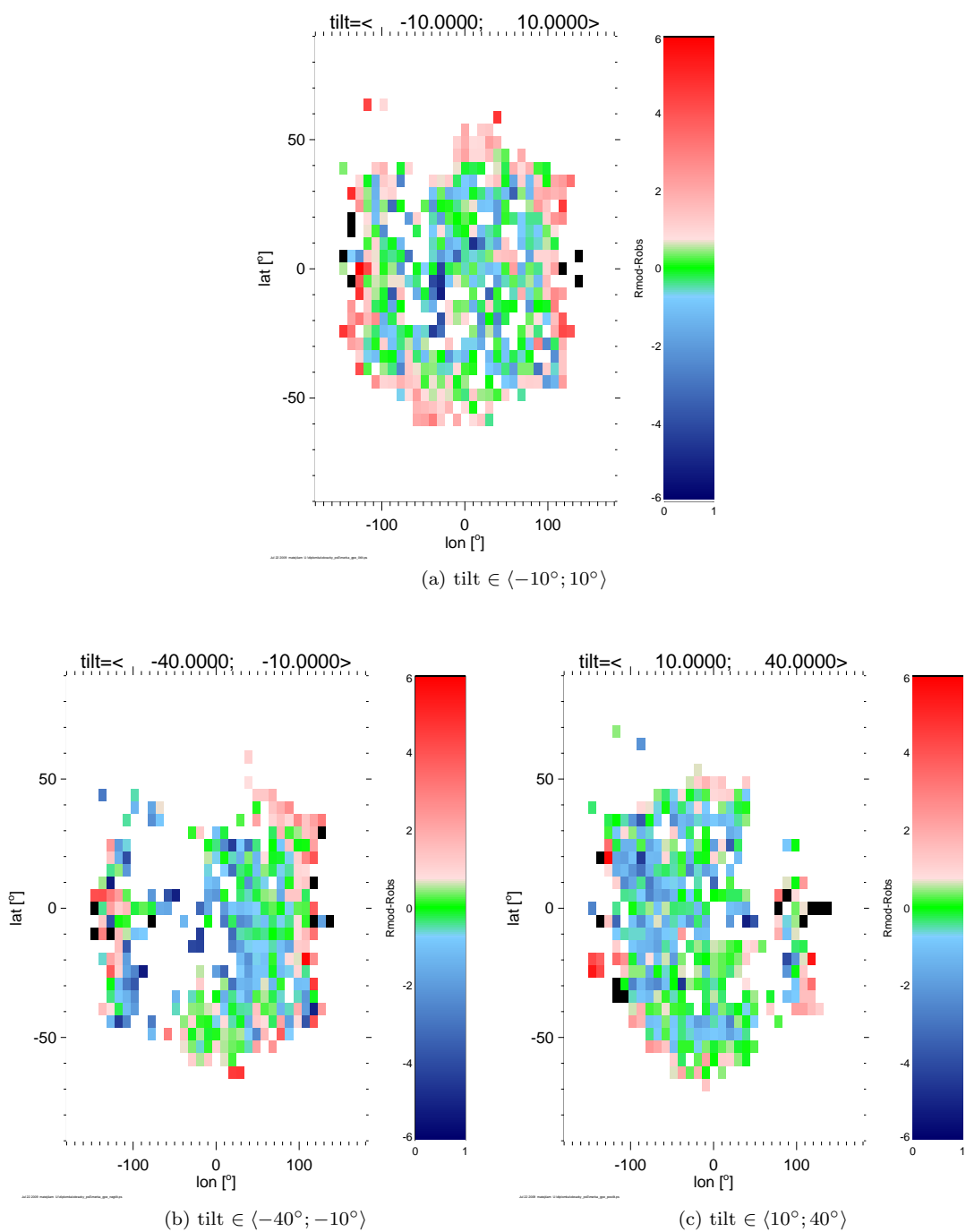
Obrázek 4.25: Řez modelovou plochou rovinou pod úhlem 45° pro různé tilty a průměrné podmínky ve slunečním větru.



Obrázek 4.26: Řez modelovou plochou pod úhlem 65° pro různé tilty a průměrné podmínky ve slunečním větru.



Obrázek 4.27: Řez modelovou plochou pod úhlem 80° pro různé tilty a průměrné podmínky ve slunečním větru.



Obrázek 4.28: Prostorové rozložení chyb pro model Merka et al. (2005) pro různé tilty.

měl být symetrický i počet binů pro danou oblast.⁶ Vidíme, že obecně je tento model v čelní oblasti nízkých šířek podhodnocený a v čelní oblasti vysokých šířek a v boční oblasti spíše nadhodnocený. Toto nadhodnocení se jeví jako nezávislé na latitudě, proto nemůžeme říci, že by ho způsobovaly prohlubně nad cuspy. Znamená to, že buď je vzhledem k novým datům zvoleno nesprávné rozevření plochy, anebo by bylo potřeba namísto jedné plochy volit sjednocení více ploch.

4.4.2 Prostorové rozložení chyb modelu Formisano (1979)

Na obrázku 4.29 je opět barevně vyznačen medián absolutní chyby modelu ve zvoleném směru. Z důvodů symetrie byla opět použita soustava GPE. Nadhodnocení modelu v boční oblasti a v čelní oblasti vysokých šířek a podhodnocení v čelní oblasti nízkých šířek je zde ještě výraznější.

Porovnáme-li obrázky 4.29 a 4.28 s grafy na obrázcích 4.19b a 4.19a, vidíme, že v čelní oblasti nízkých šířek by bylo třeba všechny body plochy posunout dále od Země nebo zvolit větší rozevření, protože pro oba modely vychází střed Gaussova rozdělení podle 4.19a do záporných hodnot. Pro model Formisano (1979) platí to samé i v čelní oblasti vysokých šířek s tím rozdílem, že by zde posun plochy od středu měl být menší. Model Merka et al. (2005) je zde středován dobře. V boční oblasti je naopak třeba rozevření zmenšit. Z toho vyplývá, že by bylo potřeba sestrojít model ze tří navazujících ploch s různým rozevřením.

4.4.3 Extrapolace v modelu Jelinek et al. (2008)

Tento model byl konstruován na základě pozorování s tiltem v absolutní hodnotě větším než 10° . Všechna pozorování z jižní polokoule (vzhledem ke GSM) byla převrácena na severní se současnou změnou znaménka latitudy a změnou znaménka tiltu. Je třeba zjistit, jestli pro vysokošířková pozorování existuje nějaký trend v chybě modelu Jeřáb et al. (2005), který by jednoznačně potvrdil přítomnost prohlubně v ploše rázové vlny nad cuspy. Na obrázku 4.30 vidíme prostorové rozložení chyb modelu Jeřáb et al. (2005) pro kladné a záporné tilty (longituda a latituda jsou v soustavě GSM kvůli překlápění dat z jihu na sever). V boční oblasti se model opět jeví jako nadhodnocený, avšak není zde na první pohled vidět žádná tendence závislosti této chyby na latitudě.

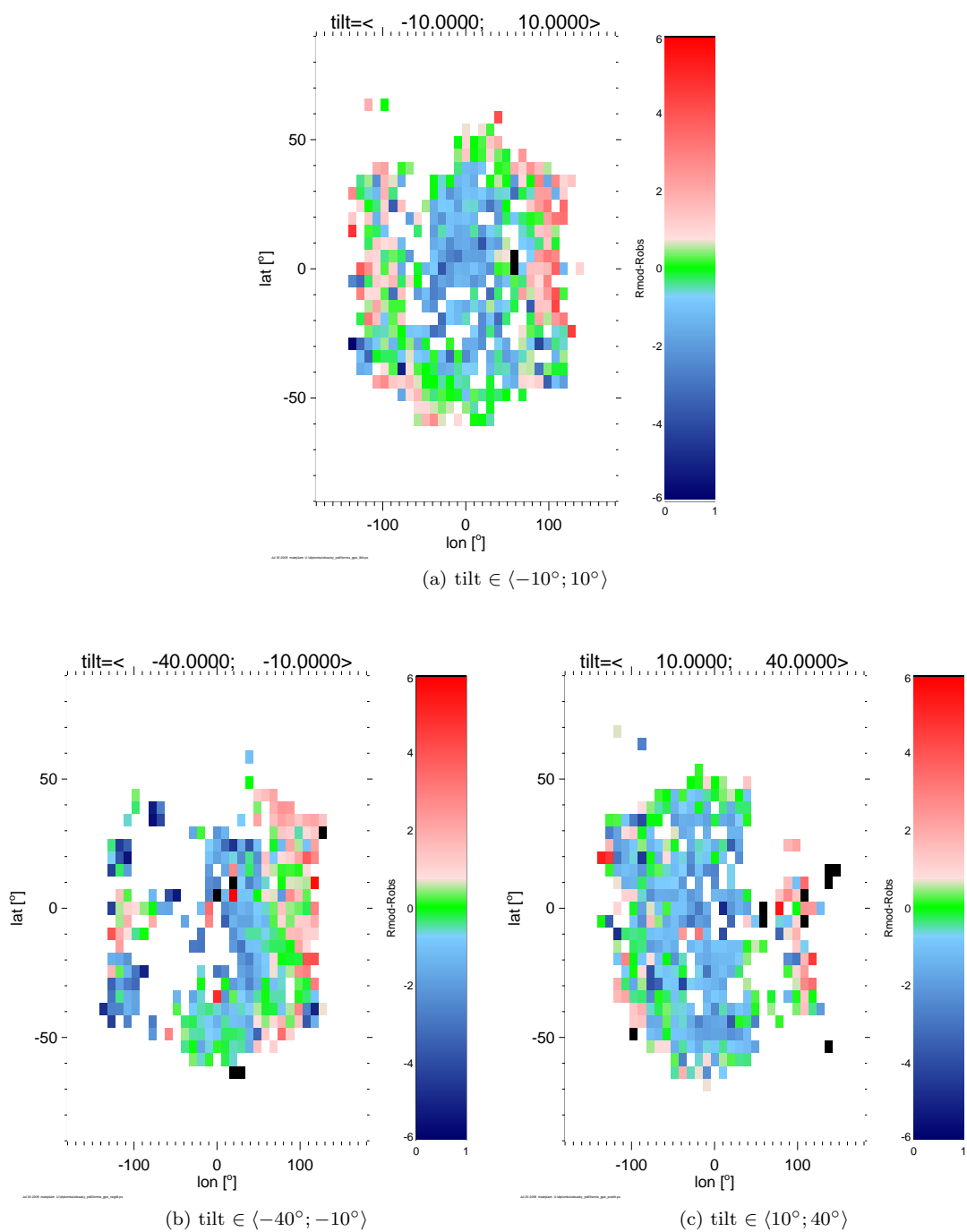
4.4.4 Prostorové rozložení chyb vlastního modelu a oprávněnost extrapolace

Pro zobrazení závislosti chyby modelu z kapitoly 4.3 na tiltu jsem opět z důvodů symetrie v rovině $x - y$ zvolila soustavu GPE.⁷ Na obrázcích 4.31 je vidět jisté zlepšení přesnosti modelu ve vysokých šířkách i v boční oblasti. Na mnoha místech, kde není střední chyba nulová, se vedle sebe vyskytují biny s kladnou i zápornou chybou (viz obrázky 4.31a a 4.31c) anebo ranní strana se vzájemně kompenzuje s večerní stranou. Přesto je vidět tendence nadhodnocení modelu pro některé části boční oblasti a mírné podhodnocení v čelní oblasti nízkých šířek.

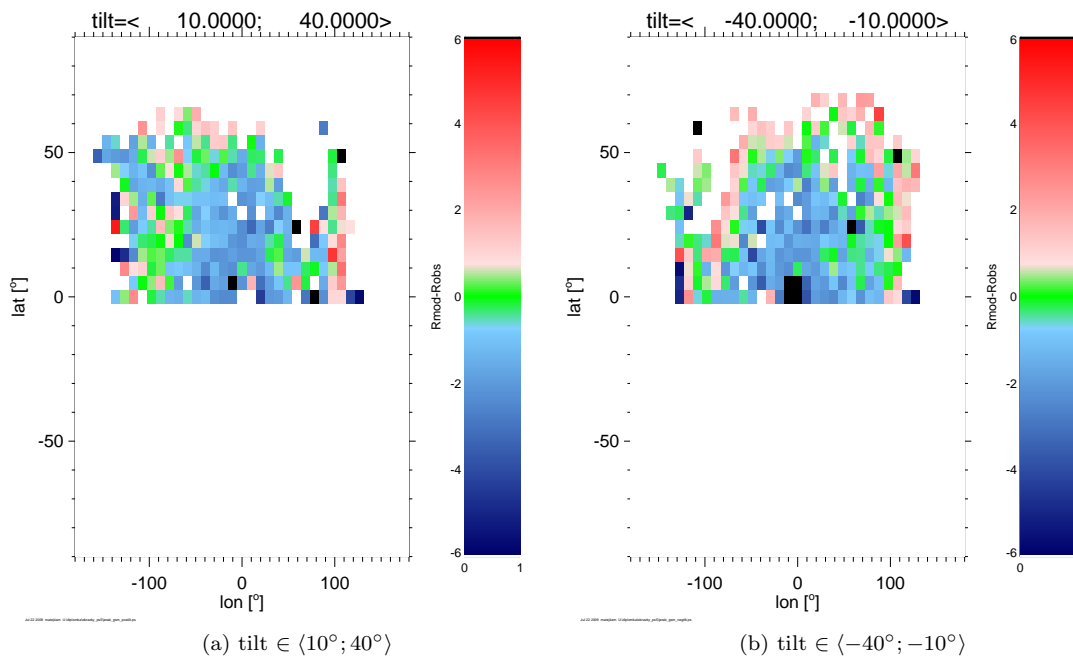
K posouzení oprávněnosti extrapolace nám poslouží obrázky 4.32. Vidíme zde z jakých dat vznikla proložená plocha v okolí cuspu a jaké v těchto místech byly chyby modelu Formisano (1979). Byla vybrána pozorování při tiltu $> 10^\circ$, pro záporné tilty je situace podobná. Data, která nejvíce ovlivnila tvar rázové vlny nad cuspem jsem vyznačila podle kritéria: $\theta_{GSM} \geq \phi_{GSM}$ tečkou uprostřed binu. Na obrázcích 4.32a a 4.32b je takových binů jen málo, na obrázku

⁶To, že na jedné straně máme pozorování až do větších longitud než na druhé je způsobeno trajektorií družic.

⁷Volba souřadné soustavy pro zobrazení neovlivní střední chybu v určité oblasti, ovlivní pouze počet binů v této oblasti.



Obrázek 4.29: Prostorové rozložení chyb pro model Formisano (1979) pro různé tilty.



Obrázek 4.30: Prostorové rozložení chyb modelu Jeřáb et al. (2005) pro kladné a záporné tilty.

4.32c dokonce žádný. Dále musíme ještě započítat pozorování se záporným tiltem, u kterých je situace obdobná. Je tedy vidět, že ačkoliv je funkce 4.2b pravděpodobně vhodná pro popis rázové vlny nad cusem, je extrapolace velmi nepřesná, protože ve vysokých šířkách nemáme dostatek pozorování.

4.5 Návaznost modelových ploch pro různé oblasti

Mnou navržený model sice dobře popisuje rázovou vlnu v jednotlivých oblastech, avšak modelové plochy na sebe na rozhraní těchto oblastí nenačítají, i když jsou sobě v mnoha případech velmi blízko. Aby na sebe jednotlivé plochy navazovaly, je potřeba, aby jejich koeficienty splňovaly určité vazební podmínky. Kdybychom chtěli koeficienty do rovnic 4.2b a 4.2c vybrat tak, aby platily pro celou plochu rázové vlny, musely by funkce C a D záviset obecně na všech souřadnicích. Co se týká koeficientů a_{ij} , je-li plocha zadána ve tvaru $F(x, y, z) = 0$, lze pro ně vypočítat vazební podmínky následujícím způsobem: Mějme plochu

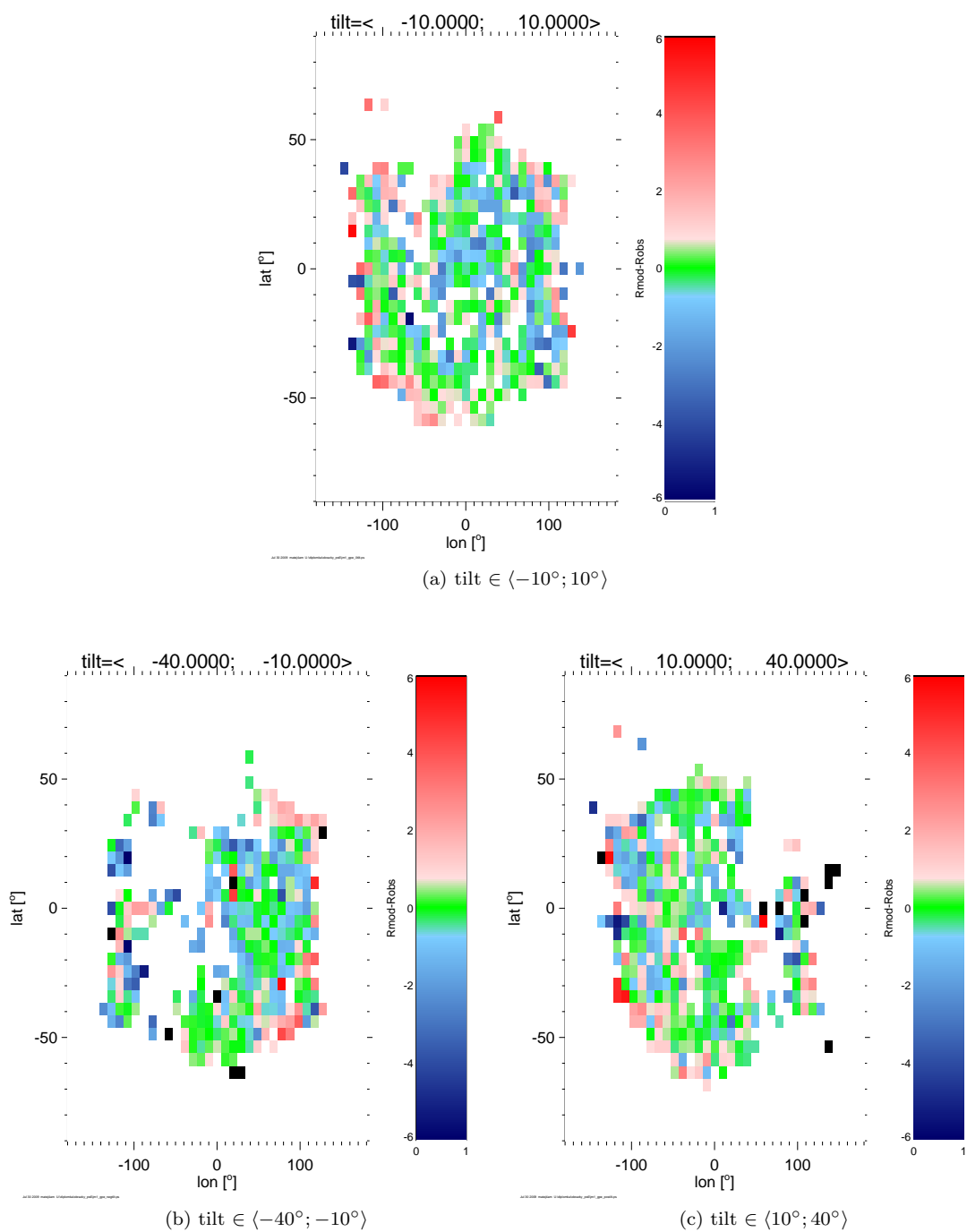
$$F_a = a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + a_{12}xy + a_{14}x + a_{24}y + a_{34}z + a_{44} = 0 \quad (4.3)$$

a chceme na ni navázat plochu

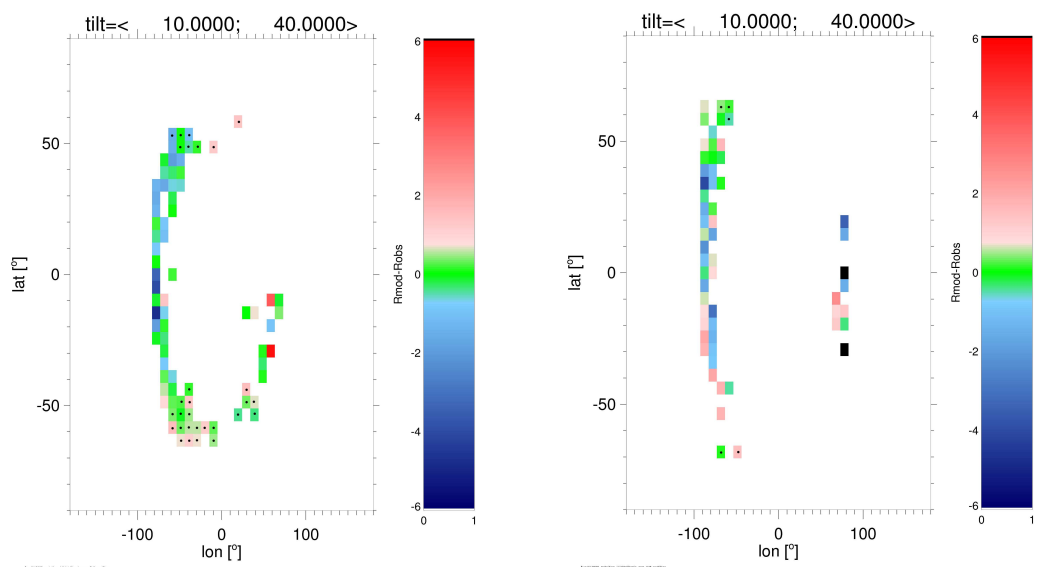
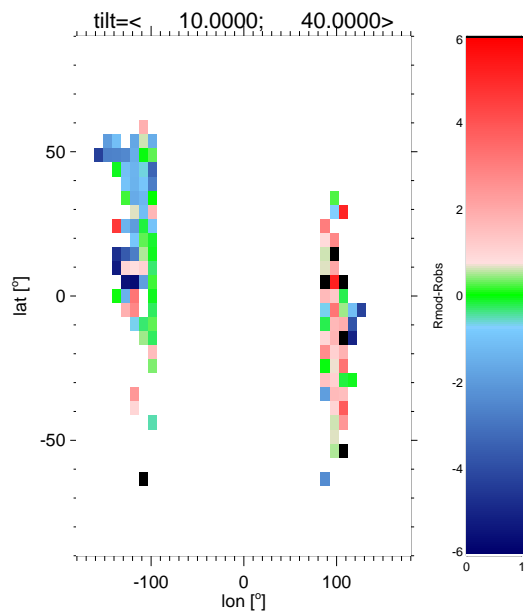
$$F_b = b_{11}x^2 + b_{22}y^2 + b_{33}z^2 + b_{12}xy + b_{14}x + b_{24}y + b_{34}z + b_{44} = 0, \quad (4.4)$$

tak aby průnik obou ploch ležel v rovině

$$Ax_0 + By_0 + Cz_0 + D = 0. \quad (4.5)$$



Obrázek 4.31: Prostorové rozložení chyb pro model z kapitoly 4.3 pro různé tilty.

(a) $x_{GSM} \in (5; 8)R_E$ (b) $x_{GSM} \in (0; 5)R_E$ (c) $x_{GSM} < 0R_E$

Obrázek 4.32: Prostorové rozložení chyby modelu Formisano (1979) v souřadnicích GSM pro kladné tily a různá x_{GSM} . Data $\theta_{GSM} \geq \phi_{GSM}$ jsou vyznačena černou tečkou uprostřed binu.

Lze očekávat, že průnikem obou ploch bude elipsa, pro kterou v rovině 4.5 budou zároveň platit obě rovnice 4.3 a 4.4. Z rovnice 4.5 vyjádříme x_0 a dosadíme do rovnic obou ploch 4.3 a 4.4. Dále je třeba uvážit, že rovnice plochy bude určovat tutéž plochu i po vydělení celé rovnice konstantou. Proto rovnice 4.3 a 4.4 upravíme tak, aby koeficient před x^2 byl roven jedné. Tím získáme vazebné podmínky

$$\frac{a_{33}}{a_{11}} = \frac{b_{33}}{b_{11}} \quad (4.6a)$$

$$\frac{a_{34}}{a_{11}} = \frac{b_{34}}{b_{11}} \quad (4.6b)$$

$$\frac{a_{22}}{a_{11}} = \frac{b_{22}}{b_{11}} \quad (4.6c)$$

$$\frac{a_{14}}{a_{11}}x_0 + \frac{a_{44}}{a_{11}} = \frac{b_{14}}{b_{11}}x_0 + \frac{b_{44}}{b_{11}} \quad (4.6d)$$

$$\frac{a_{12}}{a_{11}}x_0 + \frac{a_{24}}{a_{11}} = \frac{b_{12}}{b_{11}}x_0 + \frac{b_{24}}{b_{11}} \quad (4.6e)$$

Vazebných podmínek je pět, protože elipsa je v rovině jednoznačně dána pěti parametry: 2 souřadnice středu, délka malé a velké poloosy a úhel pootočení.

Dalším problémem je nalezení roviny, ve které se plochy protínají. Pro tilt blízký nule lze na základě předpokladů symetrie hledat rovinu protnutí s koeficienty rovnice 4.5 danými jako $B = 0$, $C = 0$. Protože poloha roviny protnutí obecně závisí na parametrech slunečního větru, je třeba všechna pozorování vhodně normovat (např. pomocí 6-té odmocniny dynamického tlaku). Rovinu protnutí lze pak hledat iterativně:

1. provést počáteční odhad polohy roviny protnutí,
2. pro jednu část pozorování oddělených rovinou sestrojít co nejpřesnější modelovou plochu,
3. vygenerovat závislost chyby na směru pro takto získanou modelovou plochu,
4. určit mez, pro kterou je tento model ještě dostačující, a tím získat lepší přiblížení pro rovinu protnutí,
5. opakovat body 2 až 4, dokud se od sebe budou po sobě následující roviny výrazněji lišit.

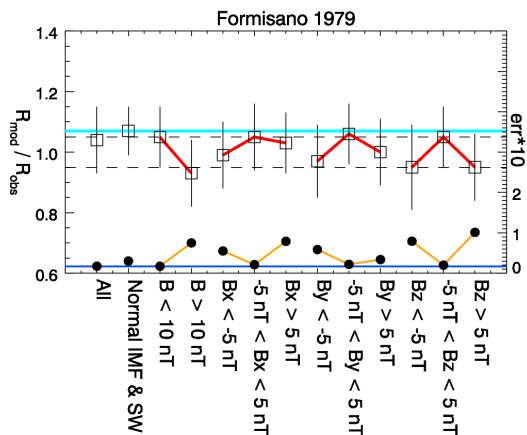
Protože se se změnou dynamického tlaku zmenšuje resp. zvětšuje plocha rázové vlny jako celek, můžeme s uvážením symetrie očekávat posun roviny protnutí podél osy x .⁸ Se změnou tiltu zemského dipólu lze očekávat naklání roviny protnutí.

4.6 Porovnání výsledků s předchozími pracemi

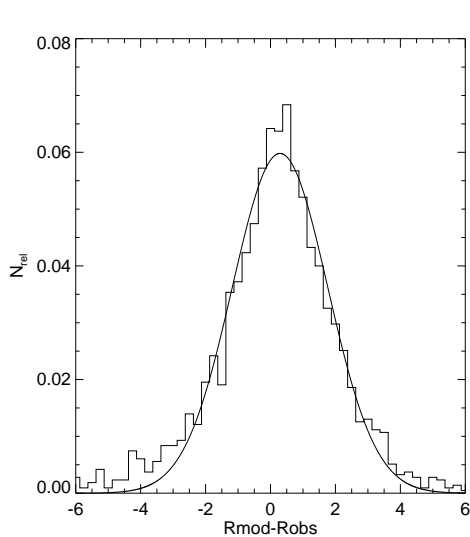
4.6.1 Model Formisano (1979)

Model Formisano (1979) byl zkoumán již v práci Merka et al. (2003), ovšem pouze na datech z družice IMP-8, jejíž trajektorie probíhala přibližně oblastí, kterou jsem zde definovala jako boční. Autor pro hodnocení kvality modelu nepoužívá absolutní odchylku, nýbrž poměr modelové a pozorované závislosti $\frac{R_{mod}}{R_{obs}}$. Z obrázku 4.33 je zřejmé, že v obou případech tento model vychází

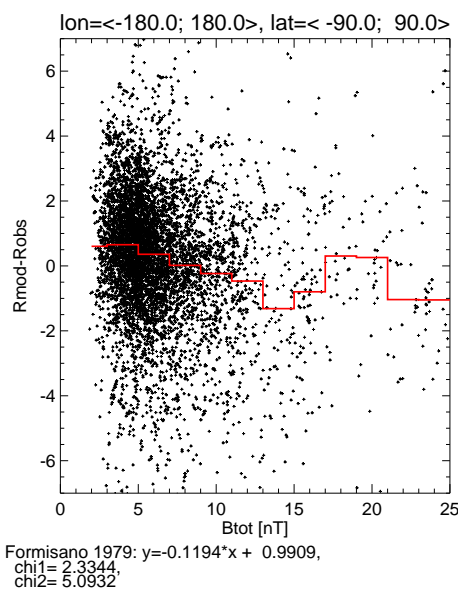
⁸Je vhodné započítat aberaci, a proto by řešení mělo být symetrické vzhledem k souřadné soustavě GPE.



(a) Merka et al. (2003)



(b) Obrázek 4.10a – boční oblast.



(c) Obrázek 4.11a – boční oblast.

Obrázek 4.33: Porovnání výsledku této studie (4.33b a 4.33c) s prací Merka et al. (2003) (4.33a) pro model Formisano (1979). (Obrázek 4.33a přejat z Merka et al. (2003).)

jako celkově nadhodnocený.⁹ Obě studie se shodují i v chování modelu pro různé velikosti IMF, pouze pro hodnoty $|B| > 15$ nT vychází v mé studii model Formisano (1979) nadhodnocený, což je pravděpodobně způsobeno rozsáhlejším souborem dat, ve kterém se vyskytují i pozorování s takto velkým $|B|$.

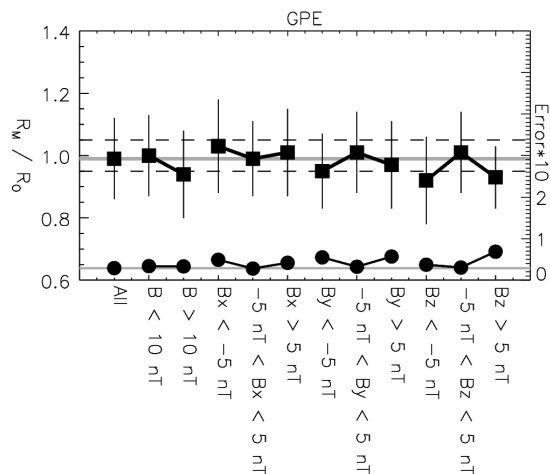
4.6.2 Model Merka et al. (2005)

Zhodnocení tohoto modelu bylo provedeno přímo v článku Merka et al. (2005), kde jsou využita data ve velkém rozsahu x i latitud. Proto jsem pro porovnání zvolila hodnocení na celém souboru dat. Opět je zde shoda mezi touto studií a článkem Merka et al. (2005) (viz obrázek 4.34): celkově je model dobře vystředovaný s velmi mírným podhodnocením. Pro $|B| < 10$ nT se model podle obou studií chová v průměru stejně, avšak z obrázku 4.34c je vidět, že ve skutečnosti je model pro $|B| < 5$ nT mírně nadhodnocený a pro $|B| > 5$ nT mírně podhodnocený. Pro $|B| > 10$ nT je model podle obou studií shodně mírně podhodnocený.

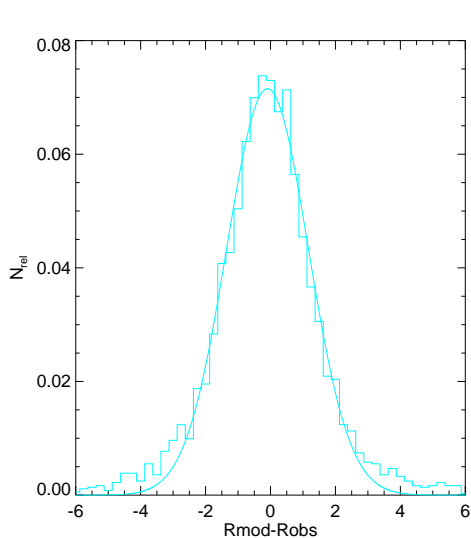
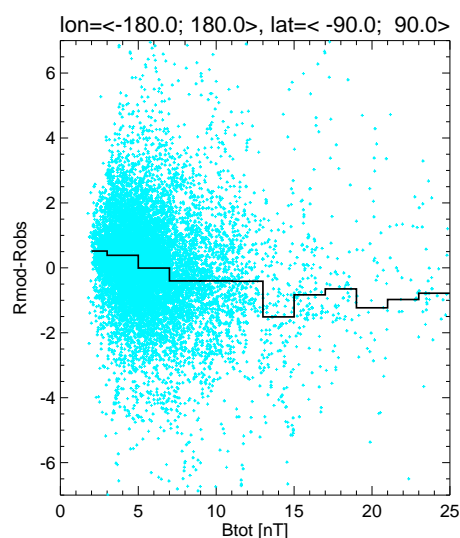
4.6.3 Model Jeřáb et al. (2005)

Model je zhodnocen přímo v článku Jeřáb et al. (2005), kde jsou použita data z oblastí, které jsem zde označila jako boční oblast a čelní oblast vysokých šířek. Podle obrázku 4.35 se článek Jeřáb et al. (2005) shoduje s touto studií pouze v boční oblasti pro $|B| < 15$ nT. V čelní oblasti vysokých šířek je model celkově poněkud podhodnocený. Je to nejspíš způsobeno tím, že od doby vzniku tohoto modelu bylo mnoho vysokošířkových pozorování doplněno.

⁹Lepší vystředování histogramu 4.10a je způsobeno odlišnou metodou jeho výpočtu – středováním chyby přes směr a Machovo číslo.



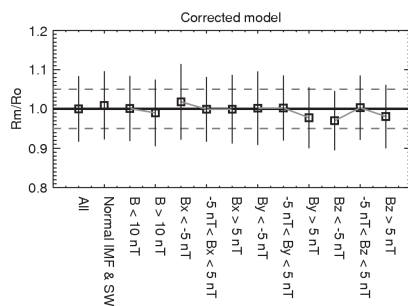
(a) Merka et al. (2005)

Merka 2004 (Peredo), $\sigma = 1.2598$, $\text{stred} = -0.0923$ Merka 2004 (Peredo): $y = -0.1059 \cdot x + 0.6874$,
 $\text{chi1} = 2.1280$,
 $\text{chi2} = 7.2661$

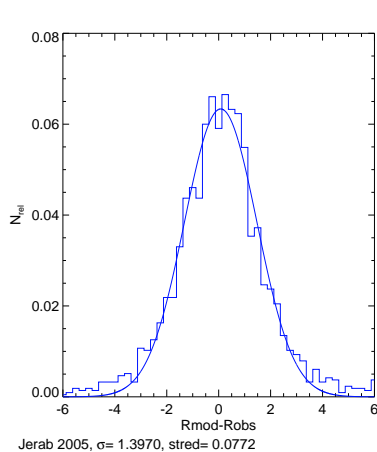
(b) Obrázek 4.7c – celý datový soubor.

(c) Obrázek 4.8c – celý datový soubor.

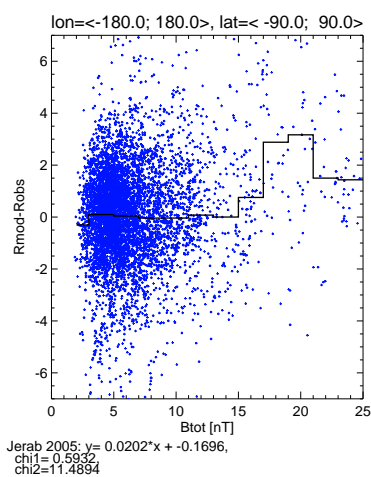
Obrázek 4.34: Porovnání výsledku této studie (4.34b a 4.34c) s prací Merka et al. (2005) (4.34a). (Obrázek 4.34a přejat z Merka et al. (2005).)



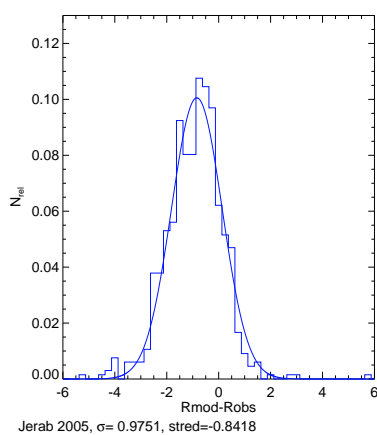
(a) Jeřáb et al. (2005)



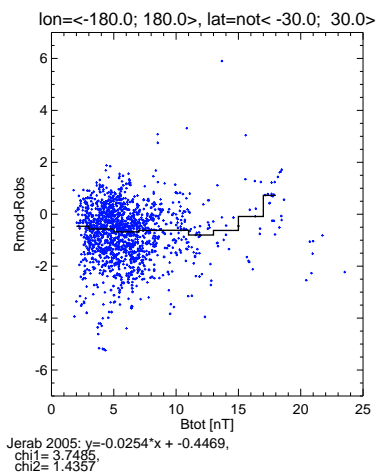
(b) Obrázek 4.10b – boční oblast.



(c) Obrázek 4.11b – boční oblast.



(d) Obrázek 4.16b – čelní oblast vysokých šířek.



(e) Obrázek 4.17b – čelní oblast vysokých šířek.

Obrázek 4.35: Porovnání výsledku této studie (4.35b, 4.35d a 4.35c, 4.35e) s prací Jeřáb et al. (2005) (4.35a). (Obrázek 4.35a přejat z Jeřáb et al. (2005).)

Kapitola 5

Shrnutí

Tato práce přispěla v oblasti zkoumání polohy a tvaru rázové vlny následujícími výsledky:

- rozšíření databáze přesečení rázové vlny o více než 5000 pozorování z družic INTERBALL-1 a CLUSTER,
- porovnání dosavadních modelů rázové vlny na rozšířeném souboru dat, a to jak mezi sebou, tak i v porovnání s předchozími pracemi,
- nově provedeno porovnání přesností modelů Verigin et al. (2001) a Jelinek et al. (2008) s ostatními modely.

Výsledky těchto porovnání shrnují obrázky 4.19a, 4.19b, 4.20a, 4.20b, 4.21a a 4.21b. Pro $|B| < 15$ nT se moje výsledky kvalitativně shodují s předchozími studii. Jako nejlépe vystředovaný celkově vychází model Merka et al. (2005). Výsledky předchozí kapitoly ukazují, že je potřeba zahrnout závislosti polohy rázové vlny na velikosti IMF a na tiltu v boční oblasti a v čelní oblasti vysokých šířek.

Pro extrémně velká IMF ($|B| > 15$ nT) vykazuje nejmenší systematickou chybu model Merka et al. (2005), ostatní modely jsou zde zatíženy velkou chybou. Takto velká magnetická pole lze v blízkosti rázové vlny naměřit zpravidla při náhlé poruše ve slunečním větru, kdy se nejedná o ustálený stav. Model Merka et al. (2005) obsahuje složitější nelineární závislost parametrů modelové plochy, než používají modely založené na Formisano (1979) (ty používají zpravidla lineární). Vidíme tedy, že lineární závislost polohy rázové vlny na IMF pro její popis pro velká IMF nestačí.

Dále jsem navrhla korekci k modelu Formisano (1979) zvlášť pro boční oblast a čelní oblast vysokých a nízkých šířek ve tvaru 4.2a až 4.2c a provedla porovnání s ostatními modely. V této korekci byla zahrnuta jak závislost na magnetickém poli, tak i na tiltu. Odvození tvaru závislosti na tiltu je v předchozích kapitolách zdůvodněno a ukazuje se, že tento tvar je vhodný pro popis prohlubní nad cusp. Ukazují to obrázky 4.23, 4.25, 4.26, 4.27 a 4.24. Plocha se kvalitativně shoduje s výsledky článku Jelinek et al. (2008), přičemž je zde diskutována oprávněnost extrapolace v obou případech. Koeficienty mé korekce pro jednotlivé oblasti shrnuje tabulka 4.2.

Moje korekce je ovšem stále složena ze tří různých ploch, které na sebe zcela nenavazují. V jedné z kapitol popisují, jaké musí platit vazebné podmínky mezi koeficienty a_{ij} a b_{ij} dvou navazujících ploch protínajících se v rovině $Ax + By + Cz + D = 0$. Z rozdílného charakteru závislosti polohy rázové vlny na IMF a tiltu v různých oblastech je vidět, že pro sjednocení celé korekce do jedné plochy by bylo třeba zahrnout do závislosti na IMF i tiltu jako parametry dvě souřadnice určující směr.

K samotnému propojení ploch jsem nepřistoupila, protože

- plochy by ani v tomto případě nenavazovaly hladce,
- není zcela jasné, zda je pro popis základní plochy s koeficienty a_{ij} dostačující plocha 2.řádu,
- díky nedostatku pozorování v oblastech vysokých šířek by výsledek byl stále jen extrapolací.

Dalším přínosem bylo porovnání přesnosti modelů lokálně v závislosti na tiltu. Tato analýza byla provedena pro modely Merka et al. (2005), Formisano (1979) a mojí korekci 4.2a až 4.2c. Z obrázků 4.29 je zřejmé, že největší systematickou chybou z těchto tří je zatížen model Formisano (1979), neboť v čelní oblasti rázové vlny je její poloha výrazně podhodnocená, zatímco v boční oblasti je nadhodnocená. U zbývajících dvou modelů je patrný o něco větší vliv náhodné chyby a znatelně menší chyba systematická.

Velkým problémem celé studie je nedostatek dat ve vysokých šířkách. To je způsobeno trajektoriami družic. Dokud nebudou tato pozorování doplněna, nelze o prohlubních rázové vlny nad cuspů říci nic určitějšího.

Největším zdrojem chyb bylo určování upstream parametrů pro jednotlivá pozorování. Vliv fluktuací byl sice omezen tím, že byl z dat družice WIND počítán plovoucí průměr, avšak ani to neomezilo fluktuace úplně. Další chyba je způsobena tím, že uvažujeme posunutí parametrů slunečního větru od monitoru k družici ve směru rovnoběžném se směrem od Slunce, což není vždy splněno.

Příloha A

Obsah příloženého CD

Příložené CD obsahuje:

- text diplomové práce: `diplomka.ps`, `diplomka.pdf`
- nově identifikovaná přesečení rázové vlny: složka `\crossings\`
- program pro statistické zpracování dat: složka `\hist1\`, projekt `hist1.prj`, spouštěcí procedura `okno.pro`, další procedury od různých autorů, které program využívá, jsou přiloženy ve složkách
 - `\idlcom\space\`
 - `\idlcom\merka\`
 - `\idlcom\DLL\`
- popis nově identifikovaných přesečení: `cross_description.ps`
- popis funkce programu pro statistické zpracování dat: `prog_description.ps`
- obrázek okna programu pro statistické zpracování dat: `screen.bmp`

Příloha B

Popis nově identifikovaných přesečení rázové vlny

(Také v souboru `cross_description.ps`.)

Soubory s nově identifikovanými přesečeními z družic CLUSTER a INTERBALL-1 jsou umístěny na CD ve složce `\crossings\`.

INTERBALL-1

Soubor `ib_bs.dat` obsahuje všechna dosud identifikovaná přesečení rázové vlny touto družicí (tedy nejen ta, která byla identifikována v rámci této diplomové práce). Jedná se o binární soubor v „IDL - save” formátu.

Data se z tohoto souboru se v IDL načítají příkazem `restore`. Proměnná `event` má následující strukturu:

```
{ev: 'BS', sat: 'IB1', jul: dblarr(2), pjul: dblarr(8),$  
ifl: intarr(10), prec: 9999, from: 'SW', to: 'MSH', note: ' '}
```

`.sat` zkratka družice, zde pouze 'IB1'

`.ev` typ události: 'BS' značí rázovou vlnu, ale mohou se vyskytnout i 'MP', což značí magnetopauzu

`.jul[0]` modifikovaný juliánský čas přesečení rázové vlny (`jul[1]` je prázdné)

`.from` označuje směr průchodu družice rázovou vlnou (případně magnetopauzou): je-li nastaveno jako 'SW', prošla družice směrem ze slunečního větru do magnetosheatu, pokud je nastaveno jako 'MSH', je směr průchodu obrácený

Přesečení byla určena z dat přístrojů VDP a MIF uložených v souborech

```
tymdoy*s*.vd  
it_h0_mfi_yyyymmdd_v01.cdf
```

Poloha družice Cluster uložená v souboru `\hist1\predzpracovane.dat` byla určena jako poloha referenčního středu ze souborů

cl_sp_aux_yymmdd_v*.cdf

Poloha družice INTERBALL-1 v témž souboru byla určena ze souborů

itoymmdd.dat

CLUSTER

Data z družic CLUSTER jsou přiložena

1. v binárním souboru `cl_bs.dat` („IDL - save“ formát) na CD ve složce `\crossings\`, který má stejnou strukturu jako výše popsany `ib_bs.dat`¹
2. v textových souborech v téže složce, jejichž názvy jsou tvořeny následujícím způsobem:
`cluster_rok_měsíce.txt`

Textový soubor obsahuje časy přesečení ve formátu

yyyy mm dd hh:mm

oddělená tabulátorem.

Přesečení byla určena z dat přístroje CIS uložených v souborech

cl_sp_cis_yyyymmdd_v02.cdf

¹event.from je prázdné

Příloha C

Popis programu pro statistické zpracování dat

(Také v souboru `prog_description.ps.`)

Použití

(Okno programu je na obrázku C.1 a také v souboru `screen.bmp` na přiloženém CD.)

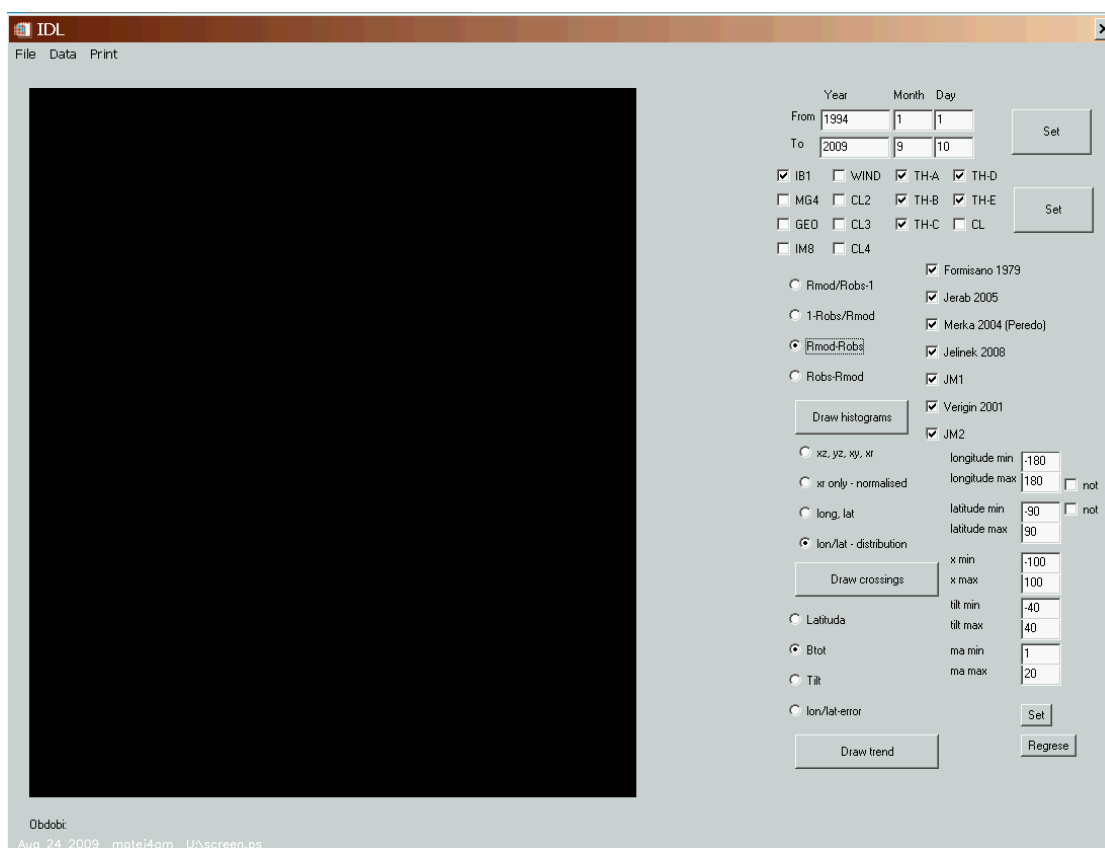
1. V IDL načíst projekt `hist.prj` a zkompileovat.
2. Spustit proceduru `okno.pro`.
3. Nejprve je třeba nastavit časové rozmezí a družice, ze kterých chci data načíst. Nastavení se potvrdí tlačítky *Set*. Pokud chci po načtení dat toto nastavení změnit, je nutné načíst data znovu.
4. Data načtu pomocí menu: *Data* → *Load* a zvolím → *times only*, pokud chci načíst pouze časy přesečení, nebo → *full set*, chci-li načíst spolu s časy přesečení i příslušné parametry SW, IMF a polohu družice.

- Výběr *times only* očekává soubor obsahující strukturu `event`. Příkladem takových souborů jsou `ib_bs.dat` nebo `c1_bs.dat` na přiloženém CD ve složce `\crossings\`. (Struktura proměnné `event` je popsána v souboru `cross_description.dat.`)

- Výběr *full set* očekává soubor, který obsahuje následující proměnné:

`cc_udalosti`

```
{ev: 'BS', sat: 'IB1', jul: dblarr(2), pjul: dblarr(8), $
ifl: intarr(10), prec: 9999, from: 'SW', to: 'MSH', note: ' '}
.ev typ události, 'BS' značí rázovou vlnu
.sat zkratka družice, např. 'IB1', 'MG4', 'IM8', 'GEO', 'WIND', 'TH-A' až 'TH-
E'
.jul[0] modifikovaný juliánský čas přesečení rázové vlny (.jul[1] je prázdné)
```



Obrázek C.1: Okno programu pro statistické zpracování dat.

```

.from označuje směr průchodu družice rázovou vlnou (případně magnetopau-
      zou): je-li nastaveno jako 'SW', prošla družice směrem ze slunečního větru do
      magnetosheatu, pokud je nastaveno jako 'MSH', je směr průchodu obrácený
.ifl[0] pořadové číslo události v úplném souboru
cc_poloha

{s: dblarr(3), m: dblarr(3), p: dblarr(3), a: dblarr(3),$
alon: -181., alat: -91., plon: -181., plat: -91., mlon: -181.,$
mlat: -91., sgn: 0, tl: -50., tlg: 0, ifl: 0}
.s souřadnice přesečení v GSE
.m souřadnice přesečení v GSM
.a souřadnice přesečení v aberované GSE (tj. korekce pouze na orbitální aberaci)
.p souřadnice přesečení v GPE
.mlon, .mlat longituda a latituda přesečení v GSM
.plon, .plat longituda a latituda přesečení v GPE
.alon, .alat longituda a latituda v aberované GSE (tj. korekce pouze na or-
      bitální aberaci)
.sgn znaménko latitudy v GSM
.tl tilt
.tlg znaménko tiltu
cc_vystup

{s: dblarr(9), m: dblarr(3), vp: dblarr(3), bp: dblarr(3),$
va: dblarr(3), ba: dblarr(3), sgn: 0, tl: -50., tlg: 0,$
ifl: 0, ma: 100.}
.s[0:2] IMF v GSE
.s[3] koncentrace SW v  $\text{cm}^{-3}$ 
.s[4:6] rychlost SW v GSE v  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 
.s[7] velikost rychlosti SW v  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 
.s[8] tepelná rychlost částic SW v  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 
.m = cc_poloha.m
.vp rychlost SW v GPE v  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 
.bp IMF v GPE
.va rychlost SW v aberované GSE v  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 
.ba IMF v aberované GSE
.sgn = cc_poloha.sgn
.tl = cc_poloha.tl
.tlg = cc_poloha.tlg
.ifl = cc_udalosti.ifl[0]
.ma Alfvénovo Machovo číslo
.s[0:2] IMF v GSE

```

Příkladem souboru s touto strukturou je \hist1\predzpracovane.dat, který obsahuje veškerá přesečení, která jsem měla k dispozici pro svoji diplomovou práci.

Pokud chci ze souboru se samotnými časy vyrobit tento rozšířený soubor, zvolím po načtení dat v menu *Data* → *Count SW-params* a po dopočítání uložím pomocí *File* → *Exit*.

5. Pokud načtu data s volbou *times only*, musím dopočítat parametry SW pomocí *Data* → *Count SW-params*.
6. Vpravo dole v okně lze podle různých kritérií vybrat která data použiji pro statistiku. Mohu nastavit longitudu, latitudu, x_{GSE} a Alfvénovo Machovo číslo. Je-li zaškrtnuté *not*, znamená to, že dostanu doplněk ke zvolenému intervalu. Výběr je nutné potvrdit tlačítkem *Set*.
7. Vpravo uprostřed okna se zaškrtnou modely, které chci vykreslit.
8. O něco více vlevo v okně se nastaví, jakým způsobem se bude počítat chyba modelu. Pro model Verigin et al. (2001) funguje pouze možnost $R_{mod} - R_{obs}$.
9. Tlačítkem *Draw histogram* se zvolí nakreslení histogramu relativních četností chyby modelu spočítaný způsobem popsaným v diplomové práci (tedy s průměrováním přes směr a Machovo číslo). Popisky pod obrázkem: *sigma* – pološířka Gaussova rozdělení, *stred* – střed Gaussova rozdělení.
10. Tlačítkem *Draw crossings* se vybere nakreslení rozložení přesečení v prostoru. Lze nastavit:
 - xy, xz, yz, xr* nakreslí přesečení v GSE v různých pohledech, přičemž $r = \text{sgn}(y)\sqrt{y^2 + z^2}$
 - xr-norm* nakreslí *normovaná* přesečení v GSE v pohledu x vs. r , přičemž $r = \text{sgn}(y)\sqrt{y^2 + z^2}$
 - lon, lat* longituda vs. latituda v GSM
 - lon/lat-distribution* longituda vs. latituda v GPE, barevné čtverečky značí logaritmus četnosti pozorování v daném směru
11. Tlačítko *Draw trend* nakreslí závislost chyby modelu na vybraném parametru: latitudě (volba *Latituda*), velikosti IMF (volba *Btot*) nebo tiltu (volba *tilt*). Popisek pod obrázkem: *chi* – součet absolutních hodnot mediánů chyb v jednotlivých intervalech, *chi1, chi2* – viz diplomová práce (kapitola 4, str. 41, 55). Volba *lon/lat-error* nakreslí prostorové rozložení mediánů chyb v různých směrech pro ten model, který je ze zaškrtnutých v okně nejvýše.

Model Verigin et al. (2001) se vykresluje podstatně déle než ostatní.

Přidání dalšího modelu

1. Procedura `okno.pro`, proměnná `modelnm`, řádek 346: přidat název modelu.
2. Procedura `my_obs_mod.pro`, `case model of` (řádek 34), přidat další možnost (např. 7:). Tato část kódu by měla obsahovat:
 - nastavení `corr=0`.
 - `mod_bs: dblarr(3, nlen)` – souřadnice modelové polohy rázové vlny ve zvolené souřadné soustavě
 - `mod_bs_tot: dblarr(nlen)` – radiální vzdálenost modelového bodu rázové vlny od počátku souřadnic (střed Země)
 - `obs_bs: dblarr(3, nlen)` – polohy pozorovaných přesečení ve stejné soustavě jako `mod_bs`
 - `robs: dblarr(nlen)` radiální vzdálenost přesečení od počátku souřadnic

Literatura

- Aubry, M. P., Russell, C. T., and Kivelson, M. G. (1970). Inward motion of the magnetopause before a substorm. *J. Geophys. Res.*, 75(34):7018–7031.
- Cairns, I. H. and Lyon, J. G. (1995). MHD simulations of Earth's bow shock at low Mach numbers: Standoff distances. *J. Geophys. Res.*, 100:17173–17180.
- Cairns, I. H. and Lyon, J. G. (1996). Magnetic field orientation effects on the standoff distance of earth's bow shock. *Geophys. Res. Lett.*, 23:2883–2886.
- Chen, F. F. (1984). *Úvod do fyziky plazmatu*. Academia.
- Cravens, T. E. (1997). *Physics of Solar System Plasmas*. Cambridge University Press.
- European Space Agency (2009). ESA Cluster Mission Website. World Wide Web electronic publication. Available from: <http://sci.esa.int>.
- Farris, M. H. and Russell, C. T. (1994). Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models. *J. Geophys. Res.*, 99:17681.
- Feynman, R. P., Leighton, R. B., and Sands, M. (1963). *The Feynman lectures on physics*, volume 1, chapter 51. Addison-Wesley.
- Formisano, V. (1979). Orientation and shape of the earth's bow shock in three dimensions. *Planet. Space Sci.*, 27:1151–1161.
- Formisano, V., Domingo, V., and Wenzel, K. P. (1979). The three-dimensional shape of the magnetopause. *Planet. Space Sci.*, 27:1137.
- Galperin, Y., Muliarchik, T., and Thouvenin, J. P., editors (1995). *INTERBALL mission and payload*. CNES-IKI-RSA, Paris – Moscow.
- Grayzeck, E., Bell, E., and Hills, K. (2009). National space science data center. World Wide Web electronic publication. Available from: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov>.
- Jelinek, K., Nemecek, Z., Safrankova, J., and Merka, J. (2008). Influence of the tilt angle on the bow shock shape and location. *J. Geophys. Res.*, 113:A05220.
- Jeřáb, M., Němeček, Z., Šafránková, J., Jelínek, K., and Měrka, J. (2005). Improved bow shock model with dependence on the IMF strength. *Planet. Space Sci.*, 53:85–93.
- Kivelson, M. G. and Russell, C. T. (1995). *Introduction to Space Physics*. Introduction to Space Physics, Edited by Margaret G. Kivelson and Christopher T. Russell, pp. 586. ISBN 0521451043. Cambridge, UK: Cambridge University Press, April 1995.

- Klimov, S., Romanov, S., Amata, E., Blecki, J., Büchner, J., Juchniewicz, J., Rustenbach, J., Triska, P., Woolliscroft, L. J. C., Savin, S., Afanas'yev, Y., de Angelis, U., Auster, U., Bellucci, G., Best, A., Farnik, F., Formisano, V., Gough, P., Grard, R., Grushin, V., Haerendel, G., Ivchenko, V., Korepanov, V., Lehmann, H., Nikutowski, B., Nozdrachev, M., Orsini, S., Parrot, M., Petrukovich, A., Rauch, J. L., Sauer, K., Skalsky, A., Slominski, J., Trotignon, J. G., Vojta, J., and Wronowski, R. (1997). ASPI experiment: measurements of fields and waves on board the INTERBALL-1 spacecraft. *Annales Geophysicae*, 15:514–527.
- Kovalick, T. and Boardsen, S. (2009). ISTP Spacecraft Orbit Plots. World Wide Web electronic publication. Available from: <http://www-spof.gsfc.nasa.gov/orbits/>.
- Landau, L. D. and Lifshitz, E. M. (1987). *Fluid mechanics*. Butterworth-Heinemann.
- Merka, J., Szabo, A., Narock, T. W., King, J. H., Paularena, K. I., and Richardson, J. D. (2003). A comparison of IMP 8 observed bow shock positions with model predictions. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108:6–1.
- Merka, J., Szabo, A., Slavin, J. A., and Peredo, M. (2005). Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with upstream mach numbers and interplanetary magnetic field orientation. *J. Geophys. Res.*, 110:A04202.
- NASA, Space Physics Data Facility (2003). Multiple Spacecraft Bow Shock Crossings Database. World Wide Web electronic publication. Available from: <http://ftpbrowser.gsfc.nasa.gov/bowshock.html>.
- Němeček, Z. and Šafránková, J. (1991). The Earth's bow shock and magnetopause position as a result of the solar wind–magnetosphere interaction. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 53:1049–1054.
- Ogilvie, K. (2005). Project WIND. World Wide Web electronic publication. Available from: <http://www-istp.gsfc.nasa.gov/istp/wind>.
- Parker, E. N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophys. J.*, 128:664.
- Parker, E. N. (1963). *Interplanetary dynamical processes*. New York, Interscience Publishers, 1963.
- Peredo, M., Slavin, J. A., Mazur, E., and Curtis, S. A. (1995). Three-dimensional position and shape of the bow shock and their variation with Alfvénic, sonic and magnetosonic Mach numbers and interplanetary magnetic field orientation. *J. Geophys. Res.*, 100:7907–7916.
- Petrinec, S. M. and Russell, C. T. (1993). External and internal influences on the size of the dayside terrestrial magnetosphere. *Geophysical Research Letters*, 20(5):339–342.
- Petrinec, S. M. and Russell, C. T. (1996). Near-Earth magnetotail shape and size as determined from the magnetopause flaring angle. *J. Geophys. Res.*, 101(10):137–152.
- Pneuman, G. W. and Kopp, R. A. (1971). Gas-magnetic field interactions in the solar corona. *Solar Phys.*, 18:258–270.
- Rasinkangas, R., Usoskin, I., and Ulich, T. (2001). Space physics textbook. World Wide Web electronic publication. Available from: <http://www.oulu.fi/~spaceweb/textbook/>.

- Roelof, E. C. and Sibeck, D. G. (1993). Magnetopause shape as a bivariate function of interplanetary magnetic field B_{z} and solar wind dynamic pressure. *Journal of Geophysical Research*, 98(A12).
- Safrankova, J., Dusik, S., and Nemecek, Z. (2005). The shape and location of the high-latitude magnetopause. *Adv. Space Res.*, 36(10):1934–1939.
- Šafránková, J., Zastenker, G., Fedorov, A., Němeček, Z., Simersky, M., Vaisberg, O., Přech, L., Sharko, Y., Romasenko, T., Leibov, A., Richter, M., Lesina, T., Plusnina, N., and N., Y. (1995). Omnidirectional plasma sensor VDP. In Galperin, Y., editor, *INTERBALL Mission and Payload*, page 195. CNES–IKI–RSA.
- Safrankova, J., Zastenker, G., Nemecek, Z., Fedorov, A., Simersky, M., and Přech, L. (1997). Small scale observation of the magnetopause motion: Preliminary results of the INTERBALL project. *Annales Geophysicae*, 15:562–569.
- Seiff, A. (1962). Gasdynamics in space exploration. *NASA Spec. Publ.*, 24.
- Shue, J. H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., and Singer, H. J. (1997). A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape. *Journal of Geophysical Research*, 102(A5).
- Shue, J. H. and Song, P. (2002). The location and shape of the magnetopause. *Planetary and Space Science*, 50(5-6):549–558.
- Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., Vaisberg, O. L., Kokubun, S., Singer, H. J., Detman, T. R., and Kawano, H. (1998). Magnetopause location under extreme solar wind conditions. *J. Geophys. Res.*, 103:17691–17700.
- Spreiter, J. and Briggs, B. (1962). Theoretical determination of the form of the boundary of the solar corpuscular stream produced by interaction with the magnetic dipole field of the Earth. *J. Geophys. Res.*, 67(1):37–51.
- Spreiter, J. R., Summers, A. L., and Alksne, A. Y. (1966). Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planet. Space Sci.*, 14:223.
- THEMIS Mission Team (2009). THEMIS: Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms. World Wide Web electronic publication. Available from: <http://themis.ssl.berkeley.edu>.
- Verigin, M., Kotova, G., Remizov, A., Styazhkin, V., Schutte, N., Zhang, T., Riedler, W., Rosenbauer, H., Szegő, K., Tatrallyay, M., et al. (1999). Shape and location of planetary bow shocks. *Kosm. Issled.*, 37(1).
- Verigin, M., Slavin, J., Szabo, A., Kotova, G., and Gombosi, T. (2003). Planetary bow shocks: Asymptotic MHD Mach cones. *Earth Planets and Space*, 55(1):33–38.
- Verigin, M. I., Kotova, G. A., Slavin, J., Szabo, A., Gombosi, T. I., Kabin, K., Sugaev, F., and Kalinchenko, A. (2001). Wind observations of the terrestrial bow shock: 3-d shape and motion. *Earth Planets and Space*, 53:1001–1009.