



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

## **DIPLOMOVÁ PRÁCE**

Tereza Ďurovcová

# **Rychlé variace obsahu helia ve slunečním větru a jejich vztah k procesům na Slunci**

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: prof. RNDr. Jana Šafránková, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: FPIP

Praha 2017

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

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

V ..... dne .....

Podpis autora

Děkuji prof. RNDr. Janě Šafránkové, DrSc. za vedení mé diplomové práce. Také děkuji jí a prof. RNDr. Zdeňku Němečkovi, DrSc. za mnoho cenných rad a komentářů při konzultacích. Děkuji i rodině a přátelům za podporu během celého studia a při psaní této práce.

Dále bych chtěla poděkovat CDAWeb za poskytnutí dat z družice Wind. V neposlední řadě děkuji také Grantové Agentuře Univerzity Karlovy za podporu projektu číslo 1484217 a městu Ostrava za podporu mého studia prostřednictvím stipendia města Ostravy.

Název práce: Rychlé variace obsahu helia ve slunečním větru a jejich vztah k procesům na Slunci

Autor: Tereza Ďurovcová

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: prof. RNDr. Jana Šafránková, DrSc., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt: Helium může významně ovlivňovat dynamiku slunečního větru. Změny jeho relativního zastoupení jsou obvykle připisovány přechodům přes hranice přílehlých proudových trubíc. Analýza dat z přístroje BMSW umístěného na družici Spektr-R ale ukázala, že se relativní zastoupení helia může měnit také uvnitř proudových trubíc. Jako možný zdroj turbulence uvnitř proudové trubice byl navržen vzájemný pohyb protonové a heliové komponenty slunečního větru. Předložená práce je věnována dlouhodobé statistické studii rychlých variací zastoupení helia v závislosti na parametrech slunečního větru a na změnách jeho zdrojové oblasti. Pro tento účel byla použita plazmová data z přístrojů umístěných na družicích Wind a Spektr-R a měření magnetického pole z družice Wind. Byly vyšetřovány současné změny relativního zastoupení helia a parametrů slunečního větru, a to jak pro dlouhodobá pozorování provedená družicí Wind, tak i pro pozorování před a za meziplanetárními šoky. Nakonec byla provedena studie rozdílů mezi unášivou rychlostí protonů a helia v minimu a maximu sluneční aktivity.

Klíčová slova: sluneční vítr, zastoupení helia, Spektr-R, Wind

Title: Fast solar wind helium abundance variations and their relations to solar processes

Author: Tereza Ďurovcová

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: prof. RNDr. Jana Šafránková, DrSc., Department of Surface and Plasma Science

Abstract: Helium can significantly influence solar wind dynamics. The changes of its relative abundance are usually associated with crossings of the boundaries between adjacent flux tubes. However, the recent studies of the data from the BMSW instrument onboard the Spektr-R spacecraft show that the relative helium abundance could vary also inside the flux tubes. The differential motion of proton and helium solar wind components was suggested as a source of turbulence inside the flux tube. The thesis is devoted to the long-term statistical study of the fast helium abundance variations with respect to parameters of the solar wind and changes of its source region. For this purpose, the plasma data from the instruments onboard the Wind and the Spektr-R spacecraft and magnetic field measurements from Wind were used. Simultaneous changes of the relative helium abundance and solar wind parameters were investigated in the long-term Wind observations as well as in the observations prior to and behind interplanetary shocks. Finally, the study of differences between proton and helium velocities during solar minima and solar maxima was conducted.

Keywords: solar wind, helium abundance, Spektr-R, Wind



# Obsah

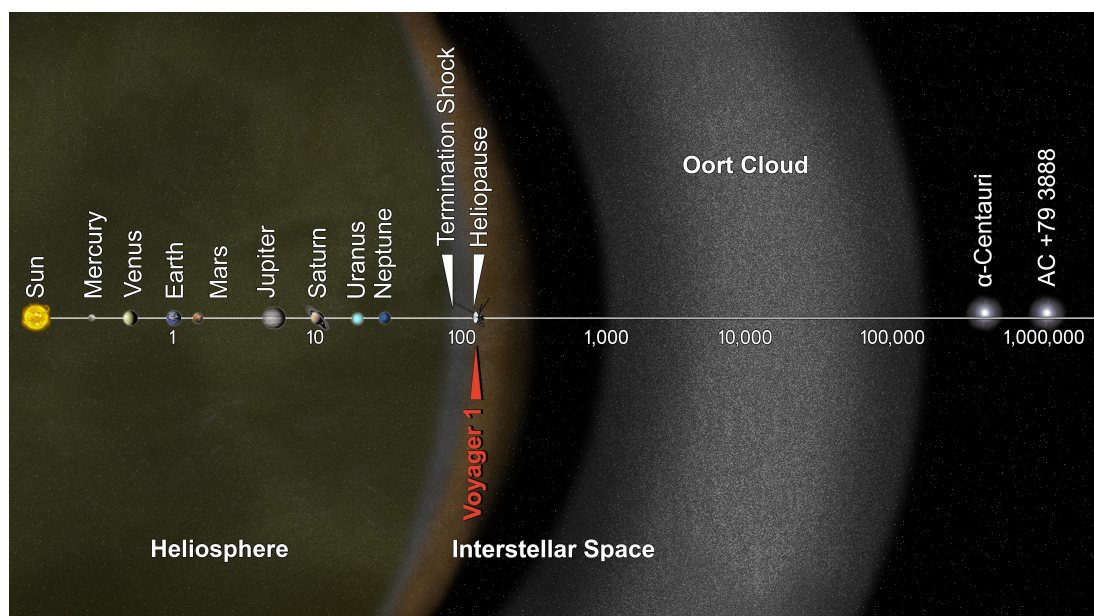
Úvod	2
<b>1 Sluneční vítr</b>	<b>4</b>
1.1 Základní vlastnosti slunečního větru . . . . .	4
1.1.1 Tekutinový popis slunečního větru . . . . .	6
1.1.2 Kinetický popis slunečního větru . . . . .	10
1.2 Struktura slunečního větru . . . . .	14
1.2.1 Magnetické pole zamrzlé ve slunečním větru . . . . .	14
1.2.2 Šoky a diskontinuity . . . . .	19
1.2.3 Proudové trubice . . . . .	23
<b>2 Cíle práce</b>	<b>25</b>
<b>3 Použité měřicí přístroje</b>	<b>26</b>
3.1 Spektr-R . . . . .	26
3.1.1 Bright Monitor of the Solar Wind (BMSW) . . . . .	26
3.2 Wind . . . . .	28
3.2.1 Solar Wind Experiment (SWE) . . . . .	28
3.2.2 3D Plasma Analyzer (3DP) . . . . .	29
3.2.3 Magnetic Field Investigation (MFI) . . . . .	30
<b>4 Použité metody zpracování dat</b>	<b>31</b>
4.1 Nulová hypotéza . . . . .	31
4.2 Fourierova analýza . . . . .	31
4.3 Propagace IMF . . . . .	32
<b>5 Variace obsahu helia</b>	<b>33</b>
5.1 Současné změny obsahu helia a parametrů slunečního větru . . . . .	34
5.2 Variace $A_{He}$ v plazmatu za meziplanetárními šoky . . . . .	41
5.3 Variace $A_{He}$ v ustáleném slunečním větru . . . . .	43
<b>6 Diferenční rychlost mezi protony a ionty helia</b>	<b>49</b>
Závěr	55
Seznam použité literatury	57
Seznam použitých zkratk	63

# Úvod

Slunce má nerovnoměrný hustotní profil s nejasnou hranicí. Nejvyšší vrstva sluneční atmosféry, nazývaná koróna, je tvořena velmi horkým plazmatem o teplotách dva až tři miliony kelvinů. Velký gradient tlaku mezi sluneční korónou a mezihvězdným prostředím umožňuje iontům a elektronům uniknout z gravitačního působení Slunce. Vzniká tak nepřetržitý proud magnetizovaného slunečního plazmatu označovaný jako sluneční vítr. Tento tok se šíří přibližně radiálně do meziplanetárního prostoru. Oblast vyplněná slunečním větrem je nazývána heliosféra.

Při expanzi slunečního větru klesá jeho koncentrace s radiální vzdáleností od Slunce  $r$  přibližně  $\propto \frac{1}{r^2}$ . V dostatečné vzdálenosti tedy již nemůže dále překonávat působení mezihvězdného prostředí. Na tzv. terminačním šoku („termination shock“) dochází ke skokovému zpomalení slunečního větru na podzvukové rychlosti. Poté je v turbulentní oblasti pláště heliosféry („heliosheath“) dále zpomalován a jeho koncentrace narůstá. Nakonec dochází k vyrovnání tlaku slunečního větru s tlakem mezihvězdného prostředí na hranici zvané heliopauza, na kterou lze nahlížet také jako na hranici sluneční atmosféry.

Terminační šok již byl pozorován družicemi Voyager ve vzdálenostech přibližně 94 AU<sup>1</sup> (Voyager 1 v prosinci 2004) a 84 AU (Voyager 2 v srpnu 2007) od Slunce. Tvar heliosféry tedy není kulový a nejspíše závisí na sluneční aktivitě. Přibližnou představu o velikostech uvedených oblastí lze získat z ilustrace 1.



Obrázek 1: Znázornění sluneční soustavy a jejího blízkého okolí (převzato z NASA/JPL-Caltech, 2013). Škála radiálních vzdáleností od Slunce má logaritmickou stupnici vyjádřenou v AU.

Díky vysokému magnetickému Reynoldsovu číslu představuje sluneční vítr vhodné prostředí pro pozorování vlastností a dynamiky turbulentního proudění

<sup>1</sup>Astronomická jednotka, 1 AU = 149 597 870,7 km

(Alexandrova a kol., 2013; Bruno a Carbone, 2013). Turbulence v tomto magnetizovaném téměř bezsrážkovém plazmatu dovoluje přenos energie z velkých škál na malé, a tak hraje významnou roli v disipaci energie a ohřevu částic. Značná obtížnost matematického aparátu pro popis tohoto turbulentního proudění z ní však činí dosud ne plně vyřešený problém, k jehož objasnění může významně přispět také analýza experimentálních dat.

V předložené práci se zaměřujeme na experimentální studium obsahu helia ve slunečním větru. Analýza dat z monitorů slunečního větru umístěných na družicích operujících v okolí Země nám dovoluje studovat rychlé změny relativního zastoupení helia vůči protonům a provést jejich klasifikaci. Z dřívějších prací vyplynulo, že možným zdrojem energie pro vývoj turbulence, která se projevuje také těmito náhlými změnami obsahu helia, by mohla být vzájemná diferenční rychlost mezi protony a ionty helia (Šafránková a kol., 2013b). Z tohoto důvodu věnujeme pozornost také vlastnostem této diferenční rychlosti.

V první kapitole je představen současný stav poznání slunečního větru a základních procesů v něm probíhajících. Následující kapitola shrnuje cíle diplomové práce. Třetí kapitola je věnována stručnému popisu zvolených měřících přístrojů. Ve čtvrté kapitole jsou uvedeny použité metody analýzy dat. V páté a šesté kapitole popisujeme získané výsledky a provádíme jejich diskuzi. Nakonec je v závěru provedeno výsledné shrnutí a navržení směru dalšího studia.

# 1. Sluneční vítr

## 1.1 Základní vlastnosti slunečního větru

Sluneční vítr je kontinuální tok slunečního plazmatu se zamrzlým magnetickým polem unikající přibližně radiálně ze Slunce. Tvoří jej především ionizovaný vodík, malé množství ionizovaného helia a zanedbatelné množství iontů těžších prvků. Zastoupení jednotlivých druhů iontů nese informaci o jeho zdrojové oblasti na Slunci. Ve vzdálenosti 1 AU od Slunce se šíří rychlostí daleko větší než je rychlost zvuku v tomto prostředí (Kallenrode, 2004).

Těžší ionty (např.  $\text{He}^{2+}$ ) ve slunečním větru mají typicky přibližně stejnou velikost tepelné rychlosti jako protony, a tak je vzhledem k jejich větší hmotnosti jejich teplota vyšší (Hefti a kol., 1998). Obvykle se také uvažuje, že jejich unášivá rychlost je vyšší než unášivá rychlost protonů (Asbridge a kol., 1976; Neugebauer a kol., 1996, a další).

V důsledku vysoké vodivosti unáší sluneční vítr při úniku z koróny lokální magnetické pole do meziplanetárního prostoru, čímž vzniká meziplanetární magnetické pole (IMF)<sup>1</sup>. Vzhledem k přítomnosti IMF je nutné na sluneční vítr nahlížet jako na nehomogenní, anizotropní prostředí.

Vlastnosti slunečního větru jsou velmi proměnlivé a úzce spojené se sluneční aktivitou. Projevuje se v nich přibližně 25denní siderická Caringtonova rotace struktur ve sluneční koróně i 22letý cyklus sluneční aktivity, během nějž dochází k přepólování magnetického pole Slunce.

Rozlišují se dva základní druhy:

- **pomalý sluneční vítr**, jehož unášivá rychlost je typicky nižší než 500 km/s
- **rychlý sluneční vítr** o unášivé rychlosti větší než přibližně 600 km/s

Charakteristické hodnoty hlavních parametrů zavedených druhů slunečního větru, které byly změřeny in situ ve vzdálenosti přibližně 1 AU od Slunce, jsou uvedeny v tabulce 1.1.

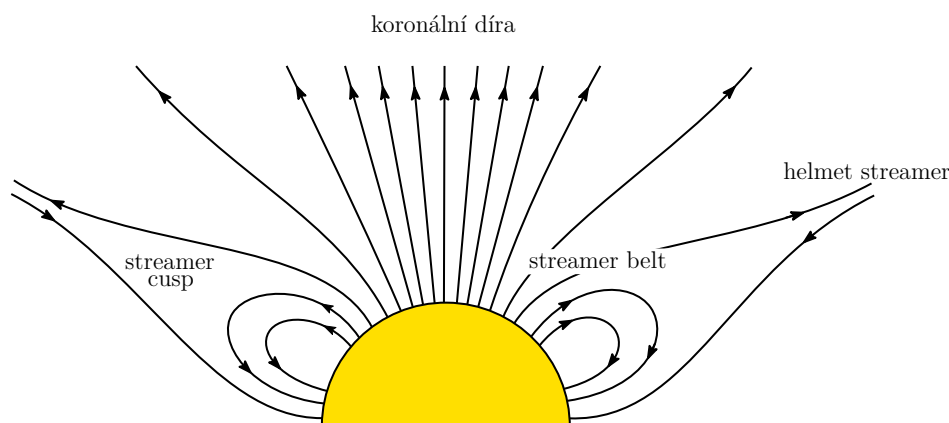
		pomalý sluneční vítr	rychlý sluneční vítr
$n_p$	Koncentrace protonů	$5,55 \text{ cm}^{-3}$	$2,12 \text{ cm}^{-3}$
$n_{He}$	Koncentrace $\text{He}^{2+}$	$0,13 \text{ cm}^{-3}$	$0,11 \text{ cm}^{-3}$
$A_{He}$	Relativní koncentrace $\text{He}^{2+}$	2,3 %	4,4 %
$V_p$	Unášivá rychlost protonů	392 km/s	745 km/s
$V_{He}$	Unášivá rychlost $\text{He}^{2+}$	399 km/s	769 km/s
$T_p$	Protonová teplota	$0,8 \cdot 10^5 \text{ K}$	$2,46 \cdot 10^5 \text{ K}$
$B$	Magnetická indukce	5,38 nT	4,05 nT

Tabulka 1.1: Průměrné hodnoty základních parametrů pomalého a rychlého slunečního větru ve vzdálenosti přibližně 1 AU od Slunce (Ebert a kol., 2009).

<sup>1</sup>zkratka IMF pochází z anglického označení Interplanetary Magnetic Field

Pomalý sluneční vítr má v porovnání s rychlým slunečním větrem proměnlivější charakter (Bame a kol., 1977; McComas a kol., 2000), přibližně 2,5krát vyšší hustotu a 3krát nižší teplotu (viz tabulka 1.1). Relativní zastoupení iontů helia vůči protonům  $A_{He}$  se v pomalém slunečním větru pohybuje v rozmezí  $1 \div 4\%$  a jeho dlouhodobé průměry (250 dní) jsou silně korelovány s počtem slunečních skvrn (Kasper a kol., 2007). Naproti tomu v rychlém slunečním větru je  $A_{He}$  stabilnější a nabývá průměrné hodnoty okolo  $4\%$ . Kasper a kol. (2007) dále ukázal, že v pomalém slunečním větru je  $A_{He}$  úměrné velikosti unášivé rychlosti protonů, avšak tato lineární závislost vymizí během maxima sluneční aktivity.

Rychlý sluneční vítr pochází z koronálních děr (Krieger a kol., 1973; Nolte a kol., 1976). Jedná se o oblasti, které téměř nezáří v extrémním ultrafialovém a rentgenovém oboru, jelikož mají nižší koncentraci a teplotu než okolní oblasti (Zirker, 1977). V období minima sluneční aktivity se největší a nejstabilnější koronální díry nacházejí v blízkosti pólů. Obecně se však mohou vyskytovat také na nižších heliografických šířkách. Jejich magnetické pole má otevřenou unipolární topologii. Unášivá rychlost slunečního větru pocházejícího z koronálních děr závisí na expanzním faktoru (Wang a Sheeley, 2006), který porovnává expanzi příslušné proudové trubice k radiálnímu směru. Při větších expanzních faktorech je rychlost unikajícího slunečního větru menší.



Obrázek 1.1: Ilustrace uvažovaných konfigurací magnetického pole v blízkosti povrchu Slunce (převzato a upraveno z Xu a Borovsky, 2015).

Zdrojová oblast pomalého slunečního větru a procesy vedoucí k jeho uvolňování však doposud nejsou zcela jasné. Byly navrženy následující možné varianty:

- Jak již bylo zmíněno výše, pro koronální díry s větším expanzním faktorem je rychlost unikajícího slunečního větru menší. Pomalý sluneční vítr tedy může vycházet podél otevřených magnetických indukčních čar, jejichž expanzní faktor anebo křivost je vyšší než v případě rychlého slunečního větru (Wang a Sheeley, 1990; Ko a kol., 2006; Li a kol., 2011).
- Zdrojem pomalého slunečního větru mohou být také okraje koronálních děr. V těchto oblastech dochází k rekonekci mezi otevřeným polem koronální díry a uzavřeným polem příslušejícím „streamer belt“ (viz obrázek 1.1), což vede k uvolňování slunečního plazmatu původně zachyceného v uzavřeném poli (Wang a kol., 1998; Madjarska a kol., 2004).

- Samotné „streamers“ (viz obrázek 1.1) mohou uvolňovat pomalý sluneční vítr. Například slabé magnetické pole v „stream cusp“ (viz obrázek 1.1) umožňuje únik plazmatu z oblasti pod „stream cusp“, a to nejspíše prostřednictvím rekonekce, difúze či nestabilit (Suess a kol., 1999; Einaudi a kol., 1999).
- Další možnost je založena na topologickém argumentu, že každá koronální díra na Slunci musí být spojena se všemi ostatními koronálními děrami stejné magnetické polarity (Antiochos a kol., 2011). „Kanály“, které jsou potřebné pro propojení koronálních děr, byly pojmenovány „S-web“ (separatrix web) a představují další možný zdroj pomalého slunečního větru.
- Také okraje aktivních regionů by mohly být jeho zdrojem. Únik slunečního větru z těchto oblastí byl skutečně pozorován (Sakao a kol., 2007).

Vzhledem k nízké koncentraci plazmatu slunečního větru je typická doba mezi srážkami v tomto prostředí daleko větší než je doba jeho šíření od Slunce k Zemi, a tak je možné jej bez velkých zanedbání považovat za bezsrážkové plazma (Kallenrode, 2004). Energie částic není dostatečná pro účast ve slabých a silných jaderných interakcích. Dynamika slunečního větru je tedy určována kolektivními elektromagnetickými interakcemi iontů, elektronů a jejich interakcemi s okolními poli. Vzhledem ke kolektivní povaze plazmatu slunečního větru jsou částice svázané s elektromagnetickými fluktuacemi a model takového prostředí musí být selfkonzistentní.

Jelikož jsou srážky zanedbatelné, významnou roli hrají částicově vlnové interakce. Družicová měření ukázala, že je poloha slunečního větru v prostoru jeho parametrů omezena prahy různých nestabilit (Bale a kol., 2009; Bourouaine a kol., 2013; Gary a kol., 2000; Hellinger a kol., 2006; Matteini a kol., 2007; Verscharen a kol., 2013, a další). Jestliže je některý z prahů překročen, dochází k vybuzení příslušející nestability. Ta se snaží redukovat odchylku od rovnováhy prostřednictvím generování vln, které interagují s částicemi a mění tvar jejich rozdělení.

Stručně jsme shrnuli základní vlastnosti slunečního větru. V následující podkapitole budeme věnovat pozornost popisu jeho uvolňování a šíření meziplanetárním prostorem.

### 1.1.1 Tekutinový popis slunečního větru

Nejprve nahlížejme na sluneční vítr jako na jediné kvazineutrální kontinuum, které se neudrží ve sluneční atmosféře. Zavedeme následující zjednodušení:

- expanze slunečního větru je izotermická
- uvažujeme sféricky symetrický ustálený stav, tedy všechny proměnné nezávisí na čase a jsou funkcí pouze radiální vzdálenosti od Slunce
- zanedbáme magnetické pole Slunce i sluneční rotaci a budeme tedy studovat pouze vliv gradientu tlaku mezi sluneční korónou a mezihvězdným prostředím.

Tento model slunečního větru poprvé představil Parker (1958).

Kontinuum slunečního větru se chová jako ideální plyn o hustotě  $\rho$ , unášivé rychlosti  $u$ , teplotě  $T$ , skalárním tlaku  $p$  a střední hmotnosti na částici  $\mu$ . Jeho úniku ze Slunce se snaží zabránit gravitační síla Slunce a naopak úniku napomáhá gradient tlaku ve sluneční atmosféře. Pohybová rovnice a rovnice kontinuity tedy nabývají za výše uvedených předpokladů tvar

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}, \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho u) = 0 \Rightarrow r^2 \rho u = konst., \quad (1.2)$$

kde  $G^2$  je gravitační konstanta,  $M_{\odot}^3$  hmotnost Slunce a  $r$  radiální vzdálenost od Slunce. Jedná se o soustavu dvou rovnic pro tři proměnné  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$ . Aby tato soustava byla uzavřená, je nutné ji doplnit další rovnicí. Přidáváme tedy stavovou rovnici

$$p = \frac{\rho}{\mu} k_B T, \quad (1.3)$$

kde  $k_B$  je Boltzmannova konstanta<sup>4</sup>. Za předpokladu izotermické expanze slunečního větru ( $T = konst.$ ) lze vyjádřit gradient tlaku  $\frac{dp}{dr}$  užitím rovnic 1.2 a 1.3 následovně

$$\frac{dp}{dr} = \left( \frac{k_B T}{\mu} \right) \frac{d\rho}{dr} = c_s^2 \frac{d\rho}{dr} = c_s^2 \left( -\frac{\rho}{u} \frac{du}{dr} - \frac{2\rho}{r} \right), \quad (1.4)$$

kde  $c_s$  je rychlost zvuku. Po dosazení 1.4 do 1.1 a drobných algebraických úpravách dostaneme výchozí tvar pohybové rovnice

$$\left( u - \frac{c_s^2}{u} \right) \frac{du}{dr} = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM_{\odot}}{r^2}. \quad (1.5)$$

Člen  $\frac{2c_s^2}{r} = \frac{GM_{\odot}}{r^2}$  určuje kritický poloměr  $r_c = \frac{GM_{\odot}}{2c_s^2}$  a člen  $u = \frac{c_s^2}{u}$  kritickou rychlost  $u_c = c_s$ . Jestliže platí:

- $r = r_c$  a  $u \neq u_c$ , pak  $\frac{du}{dr} = 0$
- $r \neq r_c$  a  $u = u_c$ , pak  $\frac{du}{dr} \rightarrow \infty$
- $r = r_c$  a  $u = u_c$ , pak se jedná se o tzv. kritický bod.

Analytickým řešením rovnice 1.5 je

$$\left( \frac{u}{u_c} \right)^2 - \ln \left( \frac{u}{u_c} \right)^2 = 4 \ln \frac{r}{r_c} + \frac{4r_c}{r} + C, \quad (1.6)$$

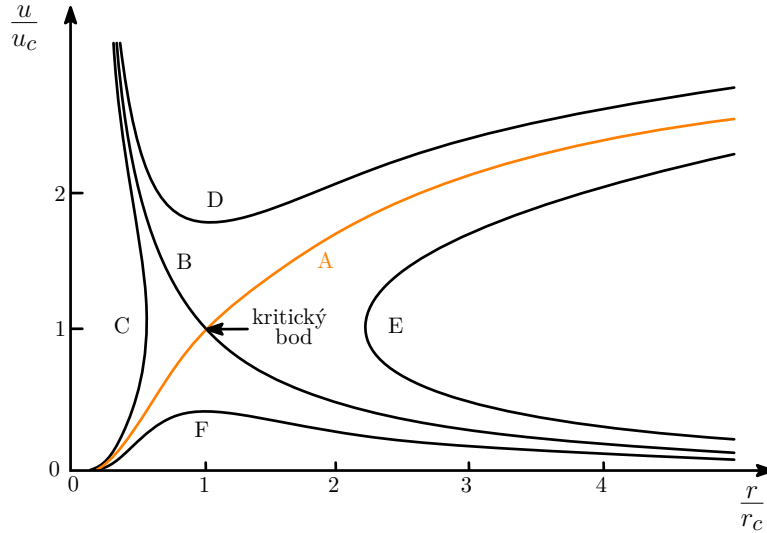
kde  $C$  je integrační konstanta.

Třídy řešení pohybové rovnice 1.5 pro různé hodnoty  $C$  jsou uvedeny v obrázku 1.2. Ne všechny však mohou popisovat sluneční vítr. Například třída řešení označená v obrázku 1.2 písmenem E se vůbec nedostane ke Slunci. Naopak C se od Slunce nikdy nevzdálí dostatečně daleko, nemůže tedy být spojena se slunečním větrem pozorovaným u Země. Navíc pro obě třídy řešení E i C je  $\frac{du}{dr} \Big|_{u=u_c} = \infty$ .

<sup>2</sup> $G = 6,674\,08 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$

<sup>3</sup> $M_{\odot} = 1\,988\,500 \cdot 10^{24} \text{ kg}$

<sup>4</sup> $k_B = 1,380\,648\,52 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$



Obrázek 1.2: Grafické znázornění jednotlivých tříd řešení pohybové rovnice 1.5 (převzato a upraveno z Russell a kol., 2016).

V úvahu nepřipadá ani třída řešení D, která má v blízkosti Slunce příliš vysokou unášivou rychlost.

Třída řešení F představuje tzv. sluneční vánek, jehož rychlost je stále podzvuková a tak nikdy nedosáhne nadzvukového proudění. To je však v rozporu s pozorováním slunečního větru v okolí Země, jak ukázala již měření z družice Mariner 2 (Neugebauer a Snyder, 1966). Navíc Velli (2001) uvedl, že se jedná o nestabilní řešení.

Řešení A je tedy jediné vyhovující stabilní řešení. Tok slunečního větru se v blízkosti povrchu Slunce pohybuje podzvukovou rychlostí a postupně zrychluje. Následně ve vzdálenosti  $r_c$  dosáhne rychlosti zvuku a je nadále urychlován s rostoucí vzdáleností od  $r_c$ . Pro  $r \gg r_c$  lze podle rovnice 1.6 jeho unášivou rychlost popsat přibližným vztahem

$$u \approx 2c_s \sqrt{\ln \frac{r}{r_c}}. \quad (1.7)$$

Unášivá rychlost tohoto řešení je tedy pro velké vzdálenosti od Slunce úměrná mimo jiné i teplotě jeho zdrojové oblasti.

Jelikož se jedná o velmi zjednodušený model, je nezbytné k jeho důsledkům přistupovat obezřetně. Podle něj by například pomalý sluneční vítr měl pocházet z chladnějších oblastí koróny než rychlý sluneční vítr. Avšak měření nábojových stavů iontů slunečního větru ukázala, že pomalý sluneční vítr pochází z horkých regionů a naopak rychlý sluneční vítr uniká z chladnějších koronálních děr (Geiss a kol., 1995). Rychlý sluneční vítr tedy musí být urychlen daleko více než se předpokládá v tomto jednoduchém modelu. V koróně pak musí existovat nějaký dodatečný zdroj energie pro další urychlení.

Hlavním nedostatkem tohoto magnetohydrodynamického (MHD) modelu je, že vyžaduje zavedení předpokladu na přenos tepla. Předpokládali jsme izotermickou expanzi slunečního větru (tedy  $T = konst.$ ). Družicová měření vývoje teploty s rostoucí radiální vzdáleností od Slunce ale ukazují, že dochází k poklesu teploty slunečního větru. Uvážíme-li namísto izotermické expanze polytropickou



( $P \propto \rho^\gamma$ ), získáváme ze zákona zachování energie vztah

$$E = \frac{u^2}{2} - \frac{GM_\odot}{r} + \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \frac{k_B T}{\mu} = konst., \quad (1.8)$$

kde  $\gamma$  je polytropický index. Jestliže vyhodnotíme energii v radiálních vzdálenostech  $r_c$  a  $r \rightarrow \infty$

$$E_c = \frac{u_c^2}{2} \left( \frac{5 - 3\gamma}{\gamma - 1} \right), \quad (1.9)$$

$$E_\infty = \frac{u_\infty^2}{2}, \quad (1.10)$$

získáme vztah pro unášivou rychlost v nekonečnu

$$u_\infty = u_c \sqrt{\frac{5 - 3\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (1.11)$$

Expanze slunečního větru tedy není ani izotermická (jelikož pro  $\gamma = 1$  jde  $u_\infty \rightarrow \infty$ ) ani adiabatická (pro  $\gamma = \frac{5}{3}$  je  $u_\infty = 0$ ). Ve velkých vzdálenostech od Slunce lze předpokládat, že  $u$  je přibližně konstantní. Z rovnice kontinuity 1.2 pak plyne, že  $\rho \propto \frac{1}{r^2}$  a tedy v případě polytropického děje  $T \propto \rho^{\gamma-1} \propto \frac{1}{r^{2(\gamma-1)}}$ . Radiální profil teploty vyhodnocený například z měření družice Helios je  $T \propto r^{-0,74}$  (Hellinger a kol., 2011), což odpovídá  $\gamma \approx 1,37$ .

Dále představa slunečního větru jakožto jediného kontinua je velmi nepřesná. Sluneční vítr je složen především z protonů a elektronů v přibližně stejném zastoupení. Poměr jejich hmotností ale je  $\frac{m_p}{m_e} \approx 1837$ , a tak se jejich chování v prostředí bezsrážkového plazmatu značně liší. Zjednodušeně řečeno mají elektrony daleko větší tepelnou rychlost než protony, proto jsou hlavními nositeli tepla. Naproti tomu protony vzhledem k jejich velké hmotnosti přenášejí hybnost. Sluneční vítr by tedy měl být popisován přinejmenším kombinací dvou kontinuí.

Upravíme představený model do podoby, která nahlíží na sluneční vítr jako na směs dvou kontinuí—protonů a elektronů. Pro jednoduchost zde zanedbáme ionty těžší než  $H^+$  vzhledem k jejich nízké koncentraci. Ionty helia však také významně ovlivňují dynamiku slunečního větru. Při  $A_{He} = 4\%$  (jak je tomu například v rychlém slunečním větru, viz tabulka 1.1) tvoří heliová komponenta 16 % z celkové hustoty slunečního větru. V reálnějším modelu je proto nezbytné rozlišit také alespoň ionty helia.

Uvažujeme tedy sluneční vítr tvořený elektrony a protony. Předpokládáme, že obě komponenty mají stejné následující parametry:

- koncentraci  $n$ , aby byl splněn požadavek kvazineutality
- unášivou rychlost  $u$ , aby se neobjevil radiální elektrický proud, který by hromadil náboj na Slunci.

Komponenty však mají rozdílné teploty. Protony jsou díky větší hmotnosti silněji vázány ke Slunci než elektrony. Dochází tedy k nábojové separaci a vzniku takového elektrického pole, aby byla zachována kvazineutralita a nedošlo k významnější akumulaci náboje. Vzhledem k malé hmotnosti elektronů můžeme zanedbat jejich kinetickou energii i na ně působící gravitační sílu Slunce. Jestliže

zanedbáme také vzájemné působení během srážek, získáme pohybové rovnice ve tvaru

$$m_p u \frac{du}{dr} + \frac{1}{n} \frac{d}{dr} (n k_B T_p) = - \frac{d}{dr} (e \Phi_E + m_p \Phi_G), \quad (1.12)$$

$$\frac{1}{n} \frac{d}{dr} (n k_B T_e) = e \frac{d\Phi_E}{dr}, \quad (1.13)$$

kde  $\Phi_G$  je gravitační potenciál a  $\Phi_E$  elektrický potenciál. Ze zákona zachování energie dostáváme soustavu rovnic

$$m_p \frac{u^2}{2} + \frac{5}{2} k_B T_p + e \Phi_E + m_p \Phi_G + \frac{Q_p}{nu} = konst., \quad (1.14)$$

$$\frac{5}{2} k_B T_e - e \Phi_E + \frac{Q_e}{nu} = konst., \quad (1.15)$$

kde  $Q_p$  a  $Q_e$  představují tepelné toky příslušející protonům a elektronům. Jelikož hlavními nositeli tepla jsou rychlé elektrony, můžeme  $Q_p$  zanedbat. Aplikací  $\frac{d}{dr}$  na rovnice 1.14 a 1.15 a jejich následným odečtením od pohybových rovnic 1.12 a 1.13 pak získáme

$$\frac{d}{dr} \left( n T_p^{-\frac{3}{2}} \right) = 0, \quad (1.16)$$

$$\frac{k_B T_e^{\frac{5}{2}}}{n} \frac{d}{dr} \left( n T_e^{-\frac{3}{2}} \right) = \frac{d}{dr} \left( \frac{Q_e}{nu} \right). \quad (1.17)$$

Z 1.16 plyne, že  $T_p \propto n^{\frac{2}{3}}$ . V tomto přiblížení tedy protonová komponenta podstupuje adiabatickou expanzi. Pro velké vzdálenosti od Slunce se unášivá rychlost mění jen velmi málo. Z rovnice kontinuity 1.2 pak plyne, že  $n \propto r^{-2}$ , a protonová teplota klesá s radiální vzdáleností  $\propto r^{-\frac{4}{3}}$ .

Ani tento model však neodpovídá teplotním profilům vyhodnoceným z družicových měření, jelikož je předpovězená  $T_p$  moc malá. Ani při uvážení srážek se předpověď modelu příliš nezlepší (Sturrock a Hartle, 1966). Je tedy vyžadována přítomnost dalšího zdroje energie protonů působícího během šíření slunečního větru meziplanetárním prostorem. Takovým zdrojem může být například disipace Alfvénových vln (Holst a kol., 2010).

Stále se jedná o příliš zjednodušený model slunečního větru, který je nutné dále rozšířit. Je důležité uvážit vliv magnetického pole Slunce, jehož přítomnost vnáší do systému anizotropii. Tlak ani teplota pak nejsou izotropní. Zpravidla se rozlišují dvě teploty a sice teplota ve směru rovnoběžném a ve směru kolmém na IMF. Dále je vhodné rozlišit více druhů částic jako samostatná kontinua. Vzniklo tak velké množství pokročilejších MHD modelů slunečního větru (např. Hu a kol., 2000; Usmanov a kol., 2014, a další). Dosud však nebyl připraven model, který by předpověděl všechny vlastnosti slunečního větru v okolí Země.

Tekutinový přístup neuvažuje dynamiku jednotlivých částic. Z tohoto důvodu potřebujeme plně kinetický model, abychom zahrnuli slabé srážky, vliv asymetrie rozdělovacích funkcí jednotlivých druhů částic a vlny produkované různými nestabilitami (např. Pierrard a kol., 2001).

## 1.1.2 Kinetický popis slunečního větru

Z hlediska kinetického přístupu popisujeme plazma slunečního větru pomocí rozdělovacích funkcí  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  jednotlivých druhů částic, které udávají počet částic

v místě  $\vec{r}$  s rychlostí  $\vec{v}$  v čase  $t$ . Jejich časový vývoj popisuje Boltzmannova kinetická rovnice

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \nabla_{\vec{v}} f = C(f), \quad (1.18)$$

kde  $C(f)$  je srážkový integrál. Jedná se o komplikovanou funkci, která charakterizuje přeuspořádání částic ve fázovém prostoru v důsledku srážek. Kinetický přístup na rozdíl od tekutinového dovoluje popisovat také nerovnovážné plazma. Jeho nevýhodou je ale značná složitost a výpočetní náročnost.

Nejprve je třeba nalézt časový vývoj jednotlivých rozdělovacích funkcí a poté se spočtou jejich momenty pro každý druh částic. Tak se získají makroskopické veličiny, které je možné srovnat s družicovými měřeními. Tento přístup se podobá zkrácenému popisu rozdělení pravděpodobnosti přes výpočet momentů (střední hodnota, rozptyl, koeficient šikmosti atd.).

Koncentrace pak představuje nultý moment rozdělovací funkce

$$n(\vec{r}, t) \equiv \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}, \quad (1.19)$$

a uvaživá rychlost první moment

$$\vec{u}(\vec{r}, t) \equiv \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}. \quad (1.20)$$

Teplota reprezentuje šířku rozdělení. Je tedy určena průměrnou energií částice v soustavě, vůči které je plazma v klidu. Nejpravděpodobnější tepelná rychlost  $w_{ij}$  částic s rozdělovací funkcí  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  je obecně tenzor a jeho složky jsou určeny

$$w_{ij}^2 \equiv \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int (v_i - u_i)(v_j - u_j) f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}, \quad (1.21)$$

kde  $i$  a  $j$  identifikují příslušné kartézské souřadnice. Teplota je pro obecnou rozdělovací funkci také tenzorovou veličinou

$$k_B T_{ij} = \frac{1}{2} m w_{ij}^2, \quad (1.22)$$

$$T_{ij} = \frac{m}{2n(\vec{r}, t) k_B} \int (v_i - u_i)(v_j - u_j) f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}. \quad (1.23)$$

Koeficient šikmosti rozdělení charakterizuje vektor tepelného toku

$$\vec{Q} \equiv \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int (\vec{v} - \vec{u})^3 f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v}. \quad (1.24)$$

Tepelný tok je definován přímo z rozdělovací funkce. Není nutné dodávat předpoklad o jeho chování, jak tomu bylo třeba v případě Parkerova modelu. To je další velkou výhodou kinetického přístupu oproti tekutinovému popisu.

V kosmické fyzice často pracujeme se dvěma základními rozděleními:

- **Maxwellovo rozdělení**

Toto rozdělení vychází z následujících předpokladů:

- všechny částice se pohybují tak, aby žádný směr nebyl preferován
- složky rychlostí jsou vzájemně nezávislé.

Rozdělovací funkce tohoto izotropního rozdělení je popsána vztahem

$$f(\vec{v}) = \frac{n}{\pi^{\frac{3}{2}} w^3} \exp\left(-\frac{(\vec{v} - \vec{u})^2}{w^2}\right) \quad (1.25)$$

a tenzor teploty pak má složky:

$$T_{ii} = T, \quad (1.26)$$

$$T_{ij} = 0 \quad \text{pro } i \neq j. \quad (1.27)$$

Teplotu lze v tomto případě charakterizovat pomocí jediné hodnoty  $T$ .

- **bi-Maxwellovo rozdělení**

Ve slunečním větru je přítomno magnetické pole, které do systému vnáší anizotropii. Směr pohybu podél IMF tedy není ekvivalentní se směrem pohybu kolmo na něj. Rozlišujeme pak dvě teploty:

- paralelní teplotu  $T_{\parallel} = \frac{1}{2k_B} m w_{\parallel}^2$

- perpendikulární teplotu  $T_{\perp} = \frac{1}{2k_B} m w_{\perp}^2$ .

Rozdělovací funkce nabývá tvar

$$f(v_{\parallel}, \vec{v}_{\perp}) = \frac{n}{\pi^{\frac{3}{2}} w_{\parallel} w_{\perp}^2} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{w_{\parallel}^2} - \frac{v_{\perp}^2}{w_{\perp}^2}\right), \quad (1.28)$$

kde  $v_{\parallel}$  a  $v_{\perp}$  jsou definovány následovně: v soustavě, kde se plazma pohybuje unášivou rychlostí  $\vec{u}$ , zavedeme směr magnetického pole  $\hat{b} \equiv \frac{\vec{B}_0}{B_0}$  a definujeme

$$v_{\parallel} \equiv (\vec{v} - \vec{u}) \cdot \hat{b}, \quad (1.29)$$

$$\vec{v}_{\perp} \equiv (\vec{v} - \vec{u}) - v_{\parallel} \hat{b}. \quad (1.30)$$

Pro IMF orientované podél osy  $z$  má tenzor teploty složky

$$T_{zz} = T_{\parallel}, \quad (1.31)$$

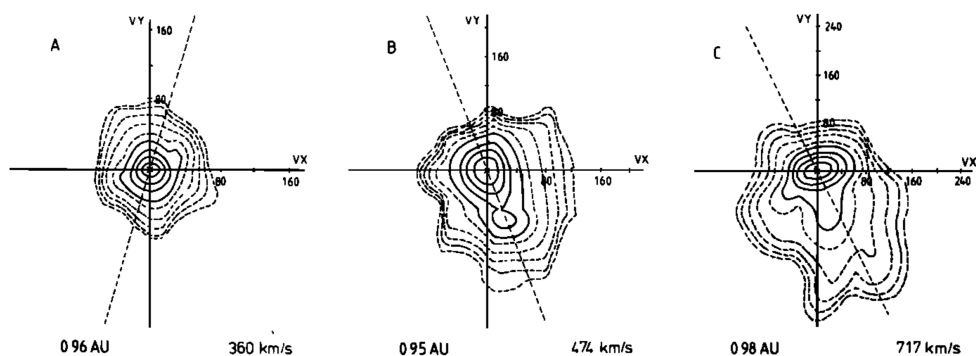
$$T_{xx,yy} = T_{\perp}, \quad (1.32)$$

$$T_{ij} = 0 \quad \text{pro } i \neq j. \quad (1.33)$$

Teplota však dobře charakterizuje rozdělení jen v případě přesného Maxwellova rozdělení.

Příklad rozdělení rychlostí protonů ve slunečním větru je uveden v obrázku 1.3. Jsou zde zobrazeny řezy třídídimenzionální rozdělovací funkce rovinou určenou vektorem unášivé rychlosti (osa VX) a vektorem magnetické indukce (čárkovaná čára). Počátek prostoru rychlostí je posunut do nejpravděpodobnější rychlosti.

V pomalém slunečním větru se jádro protonového rozdělení (ohraňované tučnými čarami) dobře blíží izotropnímu rozdělení. To může být způsobeno kratší střední volnou dráhou, která umožní rychlejší vyrovnání teplot. V rychlém slunečním větru ale vykazuje jádro protonového rozdělení anizotropii s vyšší teplotou



Obrázek 1.3: Rozdělení rychlostí protonů získaná družicí Helios 2 pro různé unášivé rychlosti slunečního větru, jejichž hodnota je uvedena v pravém dolním rohu každého dílčího grafu (převzato z Marsch a kol., 1982).

kolmo na magnetické pole než podél něj. Tato anizotropie je v menších vzdálenostech od Slunce výraznější (Marsch a kol., 1982).

Naproti tomu se rozdělení rychlosti elektronů od průběhu Maxwellova rozdělení liší mnohem významněji. Zastoupení elektronů o větších tepelných rychlostech je vyšší než by předpovídalo Maxwellovo rozdělení. Experimentálním studiem rozdělovací funkce se dospělo k závěru, že lze dobře rozdělit na tři části:

- jádro, které je dobře popsateľné Maxwellovým rozdělením
- halo, tvořené elektrony s kappa distribucí
- strahl, dodatečný tok rychlých elektronů unikajících podél IMF.

Plně kinetický popis slunečního větru klade příliš vysoké nároky na výpočetní výkon. Na druhou stranu tekutinový popis vyžaduje značná zjednodušení. Vhodným kompromisem mohou být hybridní modely kombinující oba tyto přístupy.

Jak již bylo nastíněno u MHD modelů slunečního větru, zdá se nezbytné, aby v koróně vystupoval přídavný zdroj energie. Podstata tohoto dodatečného ohřevu ale nebyla dosud plně identifikována. Byly navrženy dvě třídy selfkonzistentních modelů (Cranmer, 2012):

- **vlnově-turbulentní modely**

Sluneční vítr je urychlován prostřednictvím vln generovaných konvektivními pohyby v oblasti ukotvení magnetických proudových trubic. Možným kandidátem jsou Alfvénovy vlny, které mají dostatek energie pro ohřev koróny a urychlení slunečního větru (De Pontieu a kol., 2007). Tyto modely jsou vhodnější pro popis rychlého slunečního větru. Mohou být ale použity také k modelování pomalého slunečního větru pocházejícího z malých koronálních děr nebo z okrajů velkých koronálních děr.

- **rekonekční modely**

Rekonekční modely jsou založeny na pozorování, že viditelný povrch Slunce je pokryt tzv. „magnetickým kobercem“ z proudových trubic obou polarit (Schrijver a kol., 1997). Rekonekce mezi otevřenými a uzavřenými proudovými trubicemi umožňuje přenos plazmatu do otevřených proudových trubic, čímž dochází k jeho uvolňování. Tyto modely jsou tedy vhodné pro popis pomalého slunečního větru.

## 1.2 Struktura slunečního větru

### 1.2.1 Magnetické pole zamrzlé ve slunečním větru

Jedním z důsledků MHD popisu je zamrzání magnetického pole ve vysoce vodivém plazmatu, které poskytuje silnou vazbu mezi plazmatem a magnetickým polem.

Jestliže aplikujeme rotaci na Ampérův zákon, dostáváme vztah

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = \nabla \nabla \cdot \vec{B} - \Delta \vec{B} = \nabla \times \left( \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (1.34)$$

kde  $\vec{B}$  je magnetická indukce,  $j$  proudová hustota,  $\varepsilon_0$ <sup>5</sup> permitivita vakua a  $\mu_0$ <sup>6</sup> permeabilita vakua. Omezíme se pouze na pomalé časové změny typicky delší než je gyrační perioda. Uvážením dalších Maxwellových rovnic a Ohmova zákona  $\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B})$  získáme z rovnice 1.34 vztah pro časovou změnu  $\vec{B}$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta \vec{B}. \quad (1.35)$$

$$\text{konvekční a difuzní člen} \quad (1.36)$$

Skutečnost, který z těchto členů převládá, charakterizujeme pomocí bezrozměrného magnetického Reynoldsova čísla definovaného vztahem

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\vec{u} \times \vec{B})|}{\left| \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta \vec{B} \right|} \approx \mu_0 \sigma u L, \quad (1.37)$$

kde  $L$  je charakteristický rozměr nehomogenit magnetického pole. Jedná se o MHD obdobu běžného Reynoldsova čísla, které je poměrem viskózního a konvekčního členu v Navier-Stokesově rovnici.

Rozlišujeme dva krajní případy:

- $R_m \ll 1$

Rovnice 1.36 pak nabývá tvar připomínající rovnici difuze. Zjednodušeně řečeno, magnetické pole difunduje ve vodivém médiu, jelikož vzniklé elektrické proudy vedou k Joulovým ztrátám energie, které konvertují magnetickou energii na tepelnou.

- $R_m \gg 1$

Dochází k tzv. zamrzání magnetického pole v plazmatu. Magnetické indukční čáry jsou unášeny plazmatem. Tato aproximace se označuje jako ideální MHD.

Energetická bilance magnetizovaného plazmatu je z hlediska ideální MHD řízena třemi členy:

1. hustotou unášivé kinetické energie  $\frac{1}{2} \rho u^2$  odpovídající unášivému pohybu

---

<sup>5</sup> $\varepsilon_0 = 8,8542 \text{ Fm}^{-1}$

<sup>6</sup> $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$

2. hustotou tepelné energie  $\propto \rho \frac{k_B T}{m}$  příslušející tepelnému tlaku

3. hustotou magnetické energie  $\frac{B^2}{2\mu_0}$  vyvolané magnetickým tlakem.

Jestliže je hustota unášivé kinetické energie daleko větší než hustota magnetické energie, pohyb plazmatu není přítomností magnetického pole významně ovlivněn. V opačném případě řídí magnetické pole pohyb plazmatu. Jestliže se tyto příspěvky rovnají, dostáváme  $u$  rovno tzv. Alfvénově rychlosti  $V_A$

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (1.38)$$

Pro  $u = 0$  je energetická bilance řízena druhým a třetím členem. Poměr tepelného a magnetického tlaku plazmatu je charakterizován tzv. parametrem  $\beta$ :

$$\beta = \frac{2\mu_0 n k_B T}{B^2}. \quad (1.39)$$

Jestliže je  $\beta \gg 1$ , převládá tepelný tlak a plazma unáší s sebou magnetické pole. Je-li však  $\beta \ll 1$ , převládá magnetický tlak a magnetické pole určuje pohyb plazmatu. Taková situace nastává například v aktivních regionech na Slunci.

Plazma slunečního větru má vysokou vodivost a tedy velmi velké  $R_m$ . Při úniku z koróny proto unáší lokální magnetické pole do meziplanetárního prostoru. Tímto způsobem vzniká IMF, které je udržováno systémem elektrických proudů vyskytujících se v expandujícím slunečním větru.

Tvar magnetických indukčních čar IMF je ovlivněn rotací Slunce. Abychom našli předpis pro jejich přibližný průběh, zanedbáme diferenciální rotaci Slunce a předpokládáme, že:

- Slunce rotuje s konstantní úhlovou rychlostí  $\omega$
- sluneční vítr je kontinuálně uvolňován ze Slunce s konstantní radiální unášivou rychlostí  $u$ .

Budeme sledovat sluneční vítr uvolňovaný z konkrétní zdrojové oblasti nacházející se v čase  $t$  v místě  $Z$  povrchu Slunce. Postupně unikající části tohoto slunečního větru se šíří podél radiálního směru od Slunce, avšak tento směr rotuje spolu se zdrojovou oblastí (viz obrázek 1.4). Magnetické indukční čáry IMF tak získávají tvar tzv. Parkerových spirál (v obrázku 1.4 je tučně vykreslen tvar sledované magnetické indukční čáry).

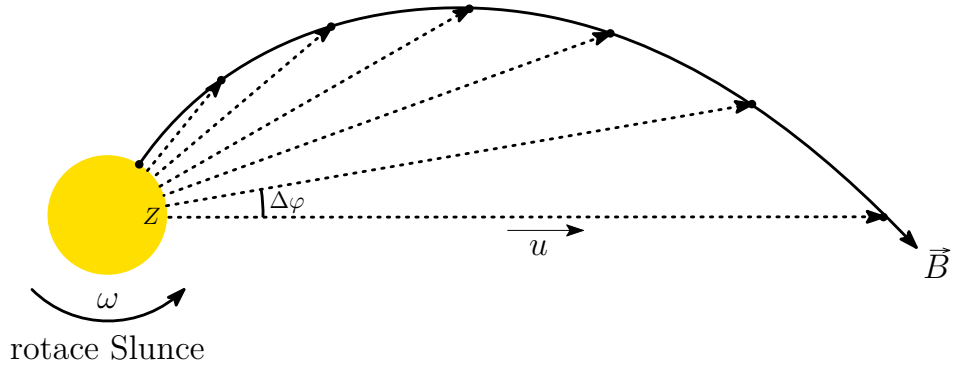
Za dobu  $\Delta t$  se Slunce otočí o úhel  $\Delta\varphi = \omega\Delta t$ . To odpovídá úhlu, který svírá trajektorie části slunečního větru uvolněné v čase  $t + \Delta t$  s trajektorií příslušející části uvolněné v čase  $t$ . Část slunečního větru uvolněná v čase  $t + \Delta t$  ale urazí o  $\Delta r = -u\Delta t$  kratší radiální vzdálenost. Výsledný tvar magnetické indukční čáry je tedy určen rovnicí

$$\frac{d\varphi}{dr} = -\frac{\omega}{u}, \quad (1.40)$$

jejímž řešením je Archimedova spirála popsána vztahem  $r = -\frac{u\varphi}{\omega}$ .

Vzhledem ke skutečnosti, že  $\vec{B}$  je v každém okamžiku tečnou magnetické indukční čáry, splňují jeho radiální a azimutální složka v rovníkové rovině (tj. pro heliografickou šířku  $\theta = 0^\circ$ ) vztah  $\frac{B_\varphi}{B_r} = \frac{r d\varphi}{dr}$ . Platí tedy, že

$$\tan \varphi_p = \frac{B_\varphi}{B_r} = -\frac{r\omega}{u}. \quad (1.41)$$



Obrázek 1.4: Rotace Slunce vede ke spirálovitému tvaru magnetických indukčních čar IMF (převzato a upraveno z Kallenrode, 2004). Čárkované šipky znázorňují trajektorie jednotlivých částí slunečního větru uvolňovaných ze stejného zdroje na Slunci v pravidelných časových intervalech  $\Delta t$ .

Odklon magnetické indukční čáry od radiálního směru  $\varphi_p$  je tedy úměrný radiální vzdálenosti od Slunce a také  $\propto \frac{1}{u}$ . Pro typický sluneční vítr nabývá průměrnou hodnotu ve vzdálenosti 1 AU od Slunce okolo  $45^\circ$  (Kallenrode, 2004).

Mimo ekvatoriální rovinu platí v dané heliografické šířce vztah  $\frac{B_\varphi}{B_r} = \frac{r \sin \theta}{u} \frac{d\varphi}{dr}$ , a tedy

$$\frac{B_\varphi}{B_r} = -\frac{\omega r \sin \theta}{u}. \quad (1.42)$$

Komponenta  $B_\theta$  je nulová. Magnetické indukční čáry tvoří spirály navinuté na povrch kužele s vrcholových úhlem  $\frac{\pi}{2} - \theta$ .

S využitím Gaussova zákona magnetostatiky  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$  lze nalézt složky  $\vec{B}$

$$B_r = B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (1.43)$$

$$B_\varphi = B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \frac{\omega (r - r_0)}{u} \sin \theta, \quad (1.44)$$

$$B_\theta = 0, \quad (1.45)$$

kde  $B_0$  je magnetická indukce zdrojové oblasti umístěné v radiální vzdálenosti  $r_0$ , která nezávisí na heliografické šířce  $\theta$ . Velikost  $\vec{B}$  pak je popsána vztahem

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_\varphi^2} = B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{\omega (r - r_0)}{u}\right)^2 \sin^2 \theta}, \quad (1.46)$$

a tedy pro

$$r \approx r_0 : B \sim \frac{1}{r^2} \quad (\text{v blízkosti povrchu Slunce}), \quad (1.47)$$

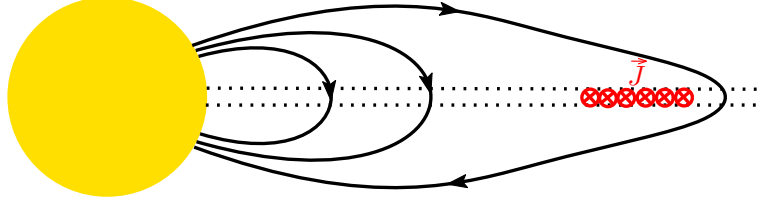
$$r \gg r_0 : B \sim \frac{1}{r} \quad (\text{v blízkosti Země}), \quad (1.48)$$

což je docela dobrou aproximací družicových měření IMF.

V době minima slunečního cyklu má magnetické pole Slunce nejvíce organizovanou strukturu. V prvním přiblížení můžeme vyjít z představy magnetického dipólu ve vakuu a zavést unikající sluneční vítr s vysokým  $R_m$ . V oblasti pólů



jsou magnetické indukční čáry velmi blízké radiálnímu směru a sluneční vítr uniká volně podél nich do meziplanetárního prostoru. V okolí rovníkové roviny jsou ale magnetické indukční čáry přibližně kolmé na radiální směr. Jelikož v této oblasti převažuje kinetická energie slunečního větru nad magnetickou energií, unáší sluneční vítr indukční čáry s sebou. Ty se pak tak stávají téměř rovnoběžnými s rovníkovou rovinou namísto aby se uzavíraly zpět na povrch Slunce. Tato představa je znázorněna v obrázku 1.5.



Obrázek 1.5: Představa unášení magnetických indukčních čar v okolí ekvatoriální roviny Slunce do meziplanetárního prostoru. Červeně je označen směr vektoru proudové hustoty  $\vec{J}$ .

V okolí rovníkové roviny tak ve větších vzdálenostech od Slunce vzniká oblast, ve které dochází k náhlé změně směru  $\vec{B}$ . Musí tedy podél ní existovat tenká proudová vrstva, která tento přechod realizuje. Magnetické indukční čáry v obou polorovinách vymezených proudovou vrstvou získávají tvar Parkerových spirál se stejným smyslem otáčení, pouze mají opačně orientovaný  $\vec{B}$ . V souladu s  $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$  tečou v obou polorovinách objemové proudy, které se uzavírají přes proudovou vrstvu v rovníkové oblasti.

Osa magnetického dipólu, ze kterého jsme v našich úvahách vycházeli, ale není totožná s osou rotace Slunce. Je od ní odkloněna o úhel  $\alpha$ . Polohu konkrétního bodu magnetického rovníku můžeme popsat heliografickou šířkou  $\theta_0$  a azimutálním úhlem  $\varphi_0$ , přičemž platí  $\sin \theta_0 = \sin \alpha \sin(\varphi_0 - \omega t)$ . Uvažovaný bod se tedy nachází střídavě nad a pod rotačním rovníkem.

Poloha magnetického rovníku udává výchozí polohu proudové vrstvy ve sluneční koróně. Tok slunečního větru pak transformuje počáteční úhlové souřadnice bodu proudové vrstvy  $(\theta_0, \phi_0)$  na nové souřadnice  $(\theta, \phi)$ , které jsou ve velkých vzdálenostech od Slunce určeny vztahy

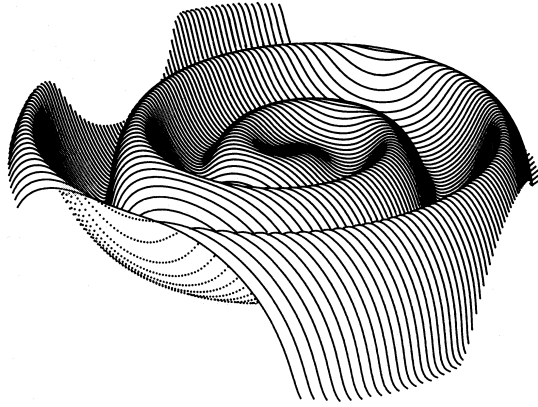
$$\theta = \theta_0, \quad (1.49)$$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{\omega r}{u}. \quad (1.50)$$

Pro  $\alpha \ll 1$  je  $\sin \theta_0 \approx \theta_0$  a proudová vrstva je charakterizována rovnicí

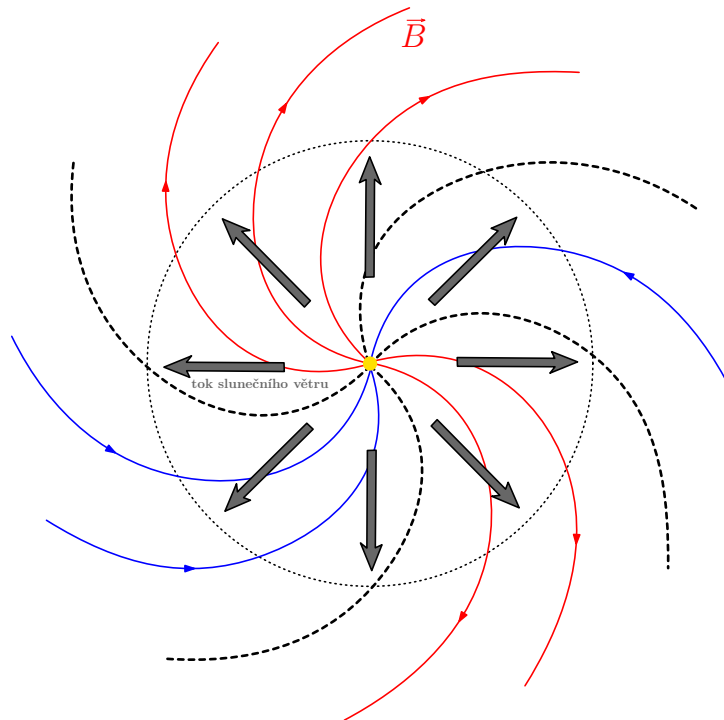
$$\theta \approx \alpha \sin \left( \varphi + \frac{\omega r}{u} - \omega t \right). \quad (1.51)$$

Jedná se o rovnici plochy, jejíž průsečíkem s rotační rovníkovou rovinou ( $\theta = 0^\circ$ ) je Parkerova spirála a průsečík s meridiánovou rovinou ( $\varphi = konst.$ ) má vlnitý tvar s frekvencí  $\omega$ . Proudová vrstva je tedy během unášení slunečním větrem od Slunce deformována a získává vlnitý průběh. Ukázka jejího tvaru je uvedena v obrázku 1.6.



Obrázek 1.6: Zobrazení proudové vrstvy pozorované pozorovatelem 30° nad ekvatoriální rovinou a 75 AU od Slunce (převzato z Jokipii a Thomas, 1981).

Díky deformovanému tvaru proudové vrstvy pozorujeme v rovině ekliptiky tzv. sektorovou strukturu slunečního větru. Sluneční vítr je rozdělen do rozsáhlých oblastí (sektorů) se stejnou orientací IMF oddělených proudovou vrstvou (viz obrázek 1.7). Sektory mohou být stabilní po několik slunečních rotací.



Obrázek 1.7: Sektorová struktura slunečního větru (převzato a upraveno z Russell a kol., 2016). Černé čárkované křivky označují polohu proudové vrstvy.

V období maxima slunečního cyklu je magnetické pole Slunce daleko méně organizované, což vede k výrazně komplikovanější struktuře IMF i slunečního větru.

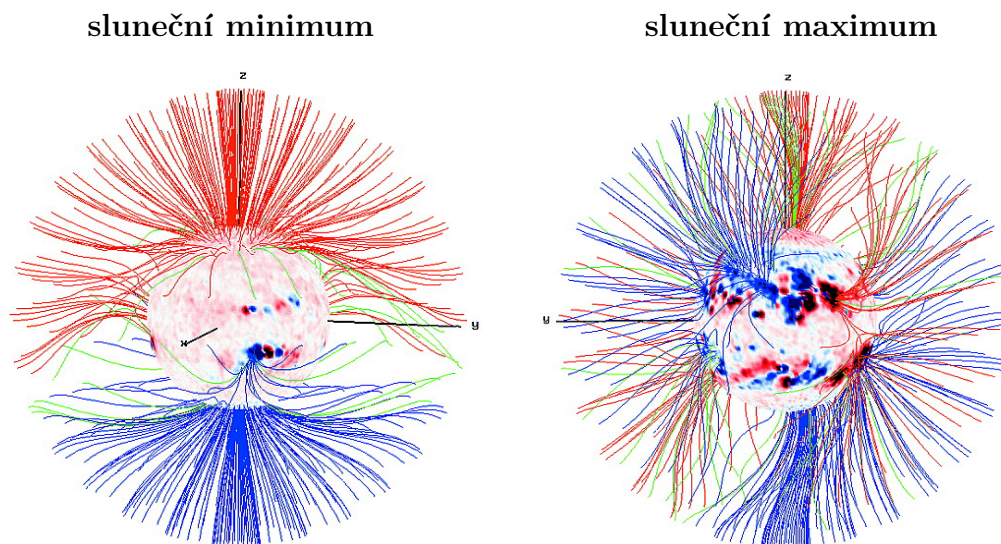
Předpokládali jsme unášení magnetického pole slunečním větrem unikajícím konstantní unášivou rychlostí z rotujícího zdroje umístěného v radiální vzdálenosti  $r_0$ . V blízkosti slunečního povrchu ale sluneční atmosféra korotuje se Slun-

cem a unášivou rychlost slunečního větru nelze považovat za konstantní. Radiální vzdálenost zdroje  $r_0$  tedy musí být větší než poloměr Slunce  $R_\odot$ .

Průběh magnetického pole mezi  $r_0$  a  $R_\odot$  představuje komplikovaný problém. Družicová měření poskytují informace pouze o magnetickém poli v blízkosti Slunce a ve velkých vzdálenostech ve slunečním větru. Jedna ze standardních metod pro nalezení tohoto průběhu je tvořena dvěma kroky:

1. Zavedeme předpoklad, že se od zdrojové oblasti ve vzdálenosti  $r_0$  sluneční vítr pohybuje radiálně s konstantní unášivou rychlostí. Pak můžeme každý bod měření IMF ve slunečním větru namapovat zpět k této zdrojové oblasti.
2. Následně spočteme průběh magnetického pole mezi zdrojovou oblastí  $r_0$  a povrchem Slunce za předpokladu, že magnetické pole na povrchu Slunce je téměř radiální. Okrajovou podmínkou je, že pole ve zdrojové oblasti je orientováno podél radiálního směru.

Tímto postupem byl získán například průběh magnetického pole v blízkosti Slunce uvedený v obrázku 1.8.



Obrázek 1.8: Projekce magnetických indukčních čar ke zdrojové oblasti slunečního větru pro minimum (vlevo) a maximum (vpravo) slunečního cyklu. Indukční čáry směřující od (ke) Slunce jsou zobrazeny červeně (modře), zeleně je označena proudová vrstva (Neugebauer a kol., 2002).

Dosud jsme uvažovali klidný a stabilní sluneční vítr. V obrázku 1.8 (vpravo) je však vidět jeho velmi komplikovaná struktura v období maxima sluneční aktivity. V následující kapitole se tedy budeme věnovat poruchám nastíněné globální struktury slunečního větru.

### 1.2.2 Šoky a diskontinuity

Diskontinuity jsou náhlé prostorové změny v parametrech plazmatu a v příslušejících magnetických polích. Tyto změny mohou vést například v okolí Země k deformaci zemské magnetosféry a k poruchám geomagnetického pole, které se projevují jako geomagnetické bouře.

Uvažujme rovinné rozhraní dvou oblastí o různých vlastnostech v prostředí magnetizovaného plazmatu. Vztah mezi parametry oblasti před a za hranicí po-

pisuje uzavřený systém tzv. Rankine-Hugoniot hraničních podmínek, získaných postupně z Gaussova zákona magnetostatiky, rovnice kontinuity, pohybové rovnice a rovnice popisující časový vývoj zamrzlých magnetických indukčních čar

$$[B_n] = 0, \quad (1.52)$$

$$[\rho u_n] = 0, \quad (1.53)$$

$$\rho u_n [\vec{u}_t] = \frac{B_n}{\mu_0} [\vec{B}_t], \quad (1.54)$$

$$\rho u_n [u_n] = - \left[ p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right], \quad (1.55)$$

$$B_n [\vec{u}_t] = [u_n \vec{B}_t], \quad (1.56)$$

kde index  $n$  ( $t$ ) označuje normálovou (tečnou) složku dané vektorové veličiny vzhledem k rozhraní a uzavření do hranatých závorek představuje skok příslušného parametru na tomto rozhraní.

Zavedeme normálový hmotnostní tok  $F = \rho u_n$ , specifický objem  $\nu = \frac{1}{\rho_m}$  a uvážíme skutečnost, že uzavřená soustava má netriviální řešení, jestliže je její determinant roven nule. Po relativně zdlouhavých úpravách získáme podmínku na determinant soustavy ve tvaru

$$F \left( F^2 - \frac{B_n^2}{\mu_0 \langle \nu \rangle} \right) \left( F^4 + F^2 \left( \frac{[p]}{[\nu]} - \frac{\langle \vec{B} \rangle^2}{\mu_0 \langle \nu \rangle} \right) - \frac{B_n^2}{\mu_0 \langle \nu \rangle} \frac{[p]}{[n]} \right) = 0, \quad (1.57)$$

kde uzavření do špičatých závorek označuje střední hodnotu příslušné veličiny. Tato rovnice je tvořena součinem tří činitelů, rozlišujeme tedy tři základní druhy diskontinuit:

- $F_I = 0$

V tomto případě je hmotnostní tok přes diskontinuitu nulový, žádné plazma neprochází uvažovaným rozhraním. Tento druh diskontinuit se dále dělí na:

- **kontaktní diskontinuity** ( $B_n \neq 0$ )

Plazma na obou stranách hranice je svázáno normálovou složkou magnetického pole, a tak nedochází k žádnému skoku v  $\vec{u}_t$ . Při přechodu přes rozhraní se mění hustota, což je doprovázeno změnou teploty. Nutně tedy musí existovat tepelný tok skrz hranici. Taková konfigurace je však nestabilní.

- **tangenciální diskontinuity** ( $B_n = 0$ )

Magnetické pole na obou stranách diskontinuity má pouze tečnou složku, a tak nedochází k provázání unášivých rychlostí plazmatu. Změna celkového tlaku je v tomto případě nulová, změna tepelného tlaku je kompenzována změnou magnetického tlaku. Plocha diskontinuity představuje „stěnu“ oddělující dvě různé formy plazmatu.

- $F_{II} = \pm \frac{B_n}{\sqrt{\mu_0 \langle \nu \rangle}}$

Existuje hmotnostní tok skrze hranici a jeho velikost je svázaná s  $B_n$  a se střední hustotou plazmatu. Rozlišujeme dále:

- **rotační diskontinuity** ( $[p] = 0$ )  
Nedochází ke změně tlaku, plazma nemění svůj termodynamický stav.
- „**intermediate**“ **šok** ( $[p] \neq 0$ )  
Představuje nelineární analogii Alfvénových vln.

$$\bullet F_{III}^4 + F_{III}^2 \left( \frac{[p]}{[\nu]} - \frac{\langle \vec{B} \rangle^2}{\mu_0 \langle \nu \rangle} \right) - \frac{B_n^2}{\mu_0 \langle \nu \rangle} \frac{[p]}{[n]} = 0$$

Plazma protéká přes hranici a dochází ke změně tlaku, specifického objemu a hustoty (tj. i teploty). Plazma přechází z jednoho termodynamického stavu do jiného, roste entropie a změny jsou nevratné. Jedná se o šoky, které jsou ale značně odlišné od hydrodynamických šoků, protože probíhají v magnetizovaném a především bezesrážkovém prostředí.

Šok je nelineární analogií příčné MHD vlny. Rozlišujeme tedy:

- **rychlé šoky** související s rychlou magnetozvukovou vlnou
- **pomalé šoky** spjaté s pomalou magnetozvukovou vlnou.

Ve slunečním větru se mnohem častěji vyskytují rychlé šoky.

Aby došlo k formování šoku, musí být splněna podmínka, že unášivá rychlost před šokem je vyšší než rychlost příslušné MHD vlny. Poměr unášivé rychlosti před šokem a rychlosti příslušné MHD vlny charakterizuje tzv. Machovo číslo  $M_A$ . Pro vznik šoku musí být Machovo číslo větší než 1.

Vzhledem k významné roli magnetického pole je struktura šoku silně závislá na orientaci IMF vůči rovině rozhraní. Rozlišujeme dva hlavní případy:

- **kvazi-paralelní šok** (IMF je přibližně kolmé na plochu šoku)  
Částice pohybující se podél IMF jsou snadno odnášeny přes šok a také dále od něj, což vede k velké tloušťce šoku. Částice odražené od šoku způsobují prostřednictvím různých nestabilit generaci vln (Kennel a kol., 1984a,b).
- **kvazi-perpendikulární šok** (IMF je zhruba paralelní s plochou šoku)  
Částice jsou drženy v blízkosti šoku a jeho tloušťka je malá.

Šoky můžeme rozlišit také podle pohybu vůči jejich zdroji na:

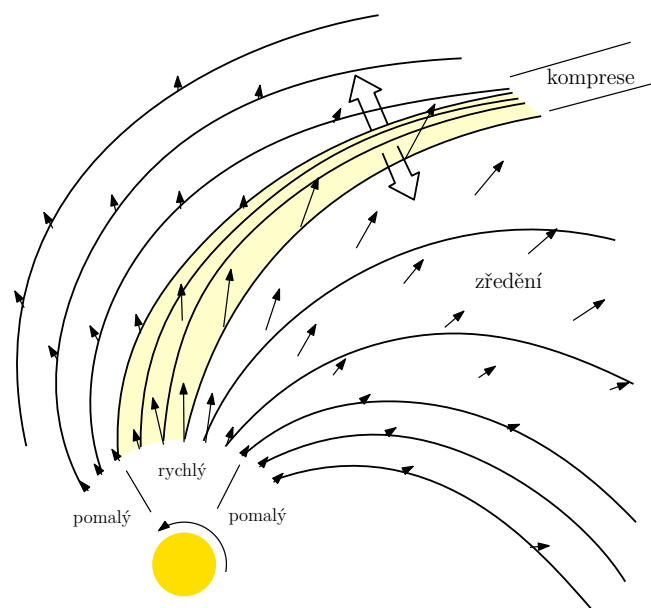
- **dopředné šoky**, které putují stejným směrem jako jejich zdroj
- **zpětné šoky**, které putují opačným směrem než jejich zdroj.

Jelikož plazma přechází z jednoho termodynamického stavu do druhého, roste entropie. Musí zde vystupovat nějaký nevratný proces převádějící kinetickou energii unášivého pohybu částic na tepelný pohyb. Dochází tedy k vývoji mikronestabilit. Proces disipace energie na šoku ale není doposud uspokojivě popsán.

## Příklady zdrojů meziplanetárních šoků

### *Korotační interakční region (CIR<sup>7</sup>)*

Jedná se o interakční oblast mezi tokem pomalého a rychlého slunečního větru, která leží přibližně podél Parkerovy spirály (viz obrázek 1.9). Rychlý sluneční vítr dobíhá pomalý a na rozhraní těchto proudů dochází k nárůstu tlaku a vybuzení tlakových vln. Jestliže je však rychlost tlakových vln menší než je rozdíl rychlostí mezi toky slunečního větru, dochází ke vzniku dopředného a zpětného šoku ohraničujících interakční region.



Obrázek 1.9: Ilustrace formování korotačního interakčního regionu mezi pomalým a rychlým slunečním větrem (převzato a upraveno z Russell a kol., 2016).

Šoky spojené s CIR jsou v 1 AU méně časté, jelikož mají tendenci vytvářet se dále od Slunce od vzdáleností 1,5 ÷ 2,5 AU (Smith a Wolfe, 1976).

### *Meziplanetární výrony koronální hmoty (ICME<sup>8</sup>)*

Ze Slunce může být uvolněn velký oblak slunečního plazmatu, který projde korónou a šíří se dále meziplanetárním prostorem. Jedná se o přechodné struktury, které během svého šíření od Slunce porušují sluneční vítr.

V porovnání se slunečním větrem mají ICME abnormálně nižší teplotu protonů a vyšší  $B$  (Richardson a Cane, 1995), jejich  $\beta$  je tedy značně nižší než v typickém slunečním větru. Relativní zastoupení helia je vysoce variabilní a může být oproti slunečnímu větru významně posíleno (Borrini a kol., 1982). Při dopadu na zemskou magnetosféru mohou vyvolat intenzivní geomagnetické bouře.

Jejich rychlost se pohybuje v širokém intervalu od desítek km/s po přibližně 2000 km/s. Jestliže se tyto struktury pohybují rychleji než okolní sluneční vítr, dochází před nimi k nárůstu tlaku a při dostatečně velkém rozdílu rychlostí opět dochází k vytvoření šoku. Během maxima sluneční aktivity se objevují šoky spojené s ICME v 1 AU přibližně jednou za 10 dní, v době slunečního minima je to přibližně jednou za 100 dnů (Echer a kol., 2004).

<sup>7</sup>zkratka pochází z anglického označení Corotating Interaction Region

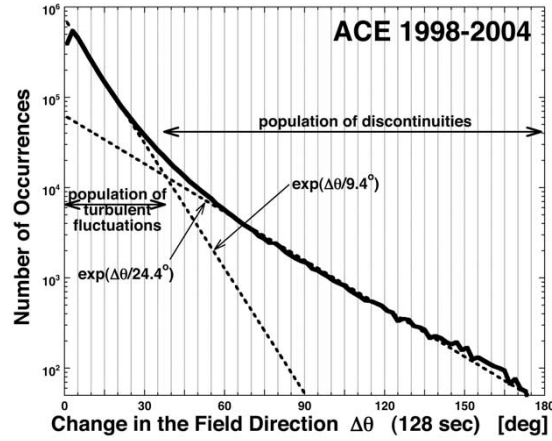
<sup>8</sup>zkratka pochází z anglického označení Interplanetary Coronal Mass Ejection

### 1.2.3 Proudové trubice

Rozbor družicových pozorování slunečního větru a procesů v něm vystupujících vede k představě slunečního větru jakožto souboru vzájemně propletených proudových trubic. V této podkapitole si tuto představu blíže představíme.

Borovsky (2008) ukázal, že distribuce otočení směru vektoru magnetické indukce  $\Delta\theta_i = \arccos \left( \frac{\vec{B}_{i-1}\vec{B}_{i+1}}{|\vec{B}_{i-1}||\vec{B}_{i+1}|} \right)$  je tvořena dvěma populacemi:

- populace malých otočení  $\Delta\theta \leq 40^\circ$ , která představuje fluktuace příslušející MHD turbulenci ve slunečním větru a pravděpodobně i slabším diskontinuitám
- populace velkých otočení  $\Delta\theta \geq 45^\circ$  příslušející silným diskontinuitám ve slunečním větru.



Obrázek 1.10: Distribuce  $\Delta\theta$  v měřeních družice ACE v letech 1998–2004 (převzato z Borovsky, 2008).

Velké změny směru  $\vec{B}$  bývají spojeny s velkými změnami unášivé rychlosti a často jsou doprovázeny také změnou obsahu helia. To naznačuje, že můžou být způsobeny přechodem družice přes hranici mezi dvěma proudovými trubici, z nichž každá obsahuje odlišné plazma. Sluneční vítr si pak lze představit jako síť vzájemně propletených proudových trubic ukotvených ve sluneční koruně a oddělených proudovými vrstvami. K podobným závěrům došli již Mariani a kol. (1973); Tu a Marsch (1990, 1993); Bruno a kol. (2001). Znázornění této „špagetové“ struktury je představeno v obrázku 1.11.

Borovsky (2008) dále ukázal, že axiální orientace každé proudové trubice určená jako průměrný směr magnetického pole uvnitř ní je s největší pravděpodobností podél příslušné Parkerovy spirály, avšak s relativně velkým rozptylem okolo tohoto směru. Mediánová šířka proudové trubice pozorované ve vzdálenosti 1 AU od Slunce je  $4,4 \cdot 10^5$  km. Jejich velikost je větší v pomalém slunečním větru než v rychlém. Pohybují se nezávisle na ostatních a medián relativní rychlosti mezi sousedními proudovými trubici je 40,6 km/s.

Proudové trubice jsou vytvořeny u povrchu Slunce a z tohoto hlediska se jedná o fosilní struktury. Jestliže provedeme jejich mapování ke zdrojové oblasti na Slunci, zjistíme, že jejich průměry odpovídají velikostem granulí a supergranulí.





Obrázek 1.11: Představa struktury slunečního větru tvořeného sítí proudových trubic (převzato z (Borovsky, 2008)).

Skutečnost, že diskontinuity ve slunečním větru často vykazují skoky ve vlastnostech plazmatu, lze chápat jako náznak toho, že nedochází k turbulentnímu mísení napříč hranicemi proudových trubic. Stěny trubic tedy ohraničují působnost MHD turbulence na vnitřní oblast proudové trubice a mohou měnit její vlastnosti.

Tato nehomogenní struktura slunečního větru má vliv také na šíření meziplanetárních šoků. Změny směru magnetického pole a parametrů slunečního větru mezi jednotlivými proudovými trubicemi vedou při přechodu přes jejich hranice ke změnám Machova čísla a normály k rovině šoku, což ovlivňuje šíření šoku.



## 2. Cíle práce

Helium hraje významnou roli ve struktuře a dynamice sluneční koróny a slunečního větru. Změny relativního zastoupení helia jsou obvykle připisovány přechodům přes hranice oddělující proudy slunečního větru pocházející z různých zdrojových oblastí. Analýza dat z přístroje BMSW ale ukázala, že se  $A_{He}$  může výrazně měnit i na krátkých prostorových škálách (Šafránková a kol., 2013b).

Úkolem práce je navázat na předchozí studie (Šafránková a kol., 2013b; Cagaš, 2013, 2015) a pokračovat ve studiu rychlých variací obsahu helia v závislosti na parametrech slunečního větru a na změnách zdrojové oblasti slunečního větru. Jako rychlé variace označujeme změny na časových škálách sekund až minut.

Pro dosažení tohoto úkolu jsme navrhli následující postup:

- Studium současných změn obsahu helia a dalších parametrů slunečního větru (koncentrace, velikosti a směru unášivé rychlosti a teploty protonové a heliové komponenty; velikosti diferenční rychlosti; velikosti a směru magnetické indukce).
- Vyhledání rychlých změn zastoupení helia probíhajících za ustálených podmínek ve slunečním větru nebo po průchodu meziplanetárního šoku.
- Vyšetření rozdílů ve vlastnostech diferenční rychlosti mezi ionty helia a protony v minimu a maximu sluneční aktivity.

Studie jsme prováděli pro různé druhy slunečního větru určené podle předpokládaných zdrojů na Slunci. Použili jsme data z monitorů slunečního větru umístěných na družicích Wind a Spektr-R a z magnetometru na družici Wind. V následující kapitole se věnujeme stručnému představení zvolených přístrojů.

# 3. Použité měřicí přístroje

## 3.1 Spektr-R

Ruská družice Spektr-R byla vypuštěna na vysoce eliptickou oběžnou dráhu Země dne 18. července 2011. Osa rotace této družice leží v rovině ekliptiky a je orientována ve směru na Slunce. Na jejich solárních panelech je umístěn přístroj BMSW.

### 3.1.1 Bright Monitor of the Solar Wind (BMSW)

Přístroj BMSW byl vyvinut na KFPP MFF UK (Šafránková a kol., 2013a). Jeho základna je orientována přibližně kolmo na směr Země-Slunce. Díky umístění monitoru BMSW je jeho měření málo ovlivněno rotací družice. K měření používá šest samostatných Faradayových válců (FC)<sup>1</sup>.

FC je kovový válec, jehož základem je kolektor složený z jedné nebo více rovinných částí, supresorní mřížka a případně další mřížky pletené z wolframových drátků. Na supresorní mřížku je přivedeno dostatečně velké záporné napětí, které většinou elektronů slunečního větru zabránilo v průchodu a dopadu na kolektor a také vrací zpět elektrony emitované z kolektoru dopadem UV záření. V případě BMSW se jedná o  $-300\text{ V}$ , což omezuje použití přístroje na prostředí s elektronovou teplotou nejvýše  $\approx 100\text{ eV}$ . Na kolektoru pak získáváme velmi malý (řádově  $10^{-11}\text{ A cm}^{-2}$ ) avšak měřitelný kolektorový proud, který je úměrný součtu toku iontů ve směru daného FC vynásobených nábojem příslušejících iontů.

Přidáním tzv. brzděné mřížky, na kterou je přivedeno vysoké kladné napětí, je z přicházejícího toku iontů vybrána pouze ta část, která má energii dostatečnou pro překonání potenciálu mřížky (tj.  $\frac{E}{q} > U$ ). Průběh brzděného pole může být dále upraven doplněním dalších brzděných mřížek a také uzemněných mřížek, které pomáhají uzavírat pole uvnitř FC.

FC použité v BMSW jsou rozděleny do dvou skupin po třech FC:

- První sekce je nazývána energetická a zahrnuje FC, jejichž hlavní osy jsou kolmé na základnu přístroje. Tyto FC jsou vybaveny brzděnými mřížkami a jelikož jsou orientovány přímo na Slunce, mají menší průměr vstupního okna.
- Druhá sekce je označována jako úhlová a tvoří ji FC odkloněné o  $20^\circ$  od normály základny přístroje. Tyto válce jsou uskupené do rovnostranného trojúhelníku. Poněvadž je kolektorový proud úměrný toku iontů ve směru příslušného FC, lze z poměru kolektorových proudů válců úhlové sekce stanovit směr příchodu iontů.

Hlavním problémem měření pomocí FC je, že elektrony emitované dopadem UV záření na supresorní mřížku dopadají také na kolektor. Tato komponenta kolektorového proudu je zkráceně označována jako fotoproud. Jeho velikost závisí na natočení kolektoru na Slunce a na momentální sluneční aktivitě. Pro správné vyhodnocení parametrů slunečního větru je nezbytné přispěvek fotoproudu od celkového kolektorového proudu odečíst.

---

<sup>1</sup>zkratka FC pochází z anglického označení Faraday cup

BMSW dovoluje dvě metody pro stanovení fotoproudu. První možností je přivést na brzdnu mřížku co nejvyšší dostupné napětí (3 kV), které zabrání většině přicházejících iontů dopadnout na kolektor. Fotoproud je pak jedinou komponentou kolektorového proudu. Tuto kalibraci je možné provádět denně, ale jen u válců s brzdnu mříží, které jsou přítomny pouze v energetické sekci. Další možností je využít skutečnosti, že družice SpektR periodicky vstupuje do magnetosférických lobů, kde je měřený kolektorový proud tvořen pouze fotoproudem. Tato metoda nevyžaduje přítomnost brzdné mříže ve FC a je tedy dostupná pro všechny FC v BMSW. Lze ji ale provést jen jednou za orbitu, která trvá přibližně 9 dní.

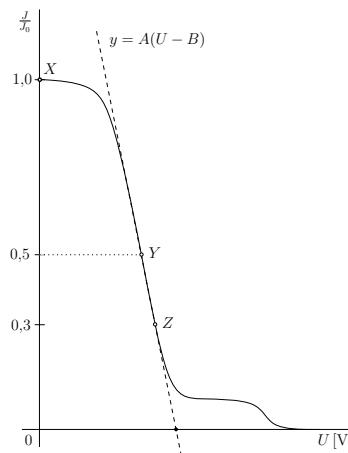
BMSW může pracovat ve dvou režimech: skenovacím a adaptivním. Ve skenovacím módu je u dvou FC energetické sekce napětí na brzdné mříži lineárně rozmítáno mezi 0,1 a 3 nebo 3,7 kV, přičemž periodu rozmítání je možné nastavit na 1,5; 3 nebo 6 s (Šafránková a kol., 2013a). Skenovací mód poskytuje 1D distribuční funkci iontů slunečního větru s třísekundovým rozlišením a umožňuje určit i parametry heliové komponenty slunečního větru.

Proudová hustota kolektorového proudu tzv. hlavního FC ( $i = 0$ ) a FC úhlové sekce ( $i = 3,4,5$ ) je určena vztahem

$$J_i = enV f_j(\alpha_i, K) \quad \text{pro } i = 0,3,4,5, \quad (3.1)$$

kde  $n$  je koncentrace protonů,  $e$  elementární náboj,  $V$  unášivá rychlost a  $f_j$  faktor určený geometrií válce. Geometrický faktor  $f_j$  závisí na úhlu  $\alpha_i$ , který svírá tok iontů slunečního větru s osou válce, a na poměru tepelné a unášivé rychlosti  $K$ . Lze jej určit polynomiální regresí 4. řádu v obou proměnných energetické charakteristiky, která byla získána modelováním průchodu iontů příslušnou geometrií FC programem SIMION. U FC úhlové sekce je možné úhel  $\alpha_i$  vyjádřit pomocí úhlů  $\theta$ , který udává úhlovou vzdálenost toku iontů od roviny vstupu FC, a  $\varphi$ , který popisuje natočení toku iontů v rovině vstupu FC.

Numerickým řešením soustavy rovnic 3.1 jsou nalezeny parametry  $nV$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  a  $K$ . Lineární regresí oblasti největšího spádu měřené energetické charakteristiky je získána směrnice  $A$  a průsečík proložené přímky s osou napětí  $B$  (viz obrázek 3.1). Za předpokladu Maxwellova rozdělení lze pak z  $A$  určit teplotu a z  $B$  unášivou rychlost.



Obrázek 3.1: Relativní proudová hustota kolektorového proudu  $\frac{J}{J_0}$  jako funkce napětí na brzdné mřížce  $U$  (převzato a upraveno z Šafránková a kol., 2013a).

Jestliže je měřena také část energetické charakteristiky příslušející heliové komponentě, lze provést obdobné vyhodnocení vlastností i pro ni. Relativní zastoupení helia můžeme za předpokladu stejné unášivé rychlosti protonů a iontů helia získat následujícím způsobem. V oblasti tzv. „plata“ mezi největšími spády měřené energetické charakteristiky příslušejícími protonům a iontům helia vybereme polovinu bodů s nejmenší derivací. Tyto body proložíme přímkou a z funkční hodnoty tohoto fitu v 1,6násobku napětí, které odpovídá poloze maxima protonové části, vyhodnotíme relativní zastoupení helia (viz Cagaš (2015)).

Zdroj vysokého napětí je trvale vypnut u jednoho válce energetické sekce označovaného jako hlavní FC. V adaptivním módu je napětí na brzdých mřížkách ostatních FC energetické sekce nastavováno tak, aby poměry kolektorových proudů ku kolektorovému proudu hlavního válce dosahovaly hodnot 0,3 a 0,5. Spolu s hlavním válcem jsou tak měřeny tři body energetické charakteristiky. Za předpokladu Maxwellova rozdělení poskytuje adaptivní mód unikátní časové rozlišení až 31 ms. Získaná data ale neposkytují informace o iontech helia, proto nemohou být v této práci využita.

## 3.2 Wind

Družice Wind byla vynesena raketou Delta II dne 1. 11. 1994. Po několika orbitách napříč magnetosférou byla na počátku roku 2004 navedena na halo orbitu okolo L1 bodu, aby neustále monitorovala plazma slunečního větru. Jedná se také o družici stabilizovanou rotací, její osa rotace je však kolmo na rovinu ekliptiky a perioda rotace je okolo 3 s.

### 3.2.1 Solar Wind Experiment (SWE)

Přístroj SWE je tvořen dvojicí opačně orientovaných FC zajišťujících měření vlastností protonů a iontů helia s  $\frac{E}{q}$  do  $\approx 8\text{keV}$  s průměrným časovým rozlišením 92 s. Použité FC jsou tvořeny soustavou mřížek a kruhovým kolektorem rozděleným na poloviny. Jejich vstupní úhel lze aproximovat kuželem o vrcholovém úhlu  $120^\circ$ . Jeden z FC je odkloněn o  $15^\circ$  nad rovinu rotace družice a druhý FC o  $15^\circ$  pod rovinu rotace družice.

Napětí na brzdě mříži je rozmítáno mezi  $U_1$  a  $U_2$  na frekvenci několika stovek Hz. Pouze ty ionty slunečního větru, jejichž  $\frac{E}{q}$  leží v oblasti energetického okna  $U_1 \div U_2$ , tvoří kolektorový proud. Postupným zvyšováním mezních hodnot  $U_1$  a  $U_2$  v logaritmických skocích je získána celá rozdělovací funkce. FC vzorkují pro dané energetické okno po jednu rotaci družice. Typicky je kompletní spektrum složeno z měření přes 31 energetických oken centrovaných přibližně na maximum rozdělení protonů. Změření rozdělovací funkce tedy vyžaduje 31 rotací družice, což odpovídá výše zmiňovanému časovému rozlišení okolo 92 s.

Směr příchodu toku iontů může být vyhodnocen z:

- poměru celkových kolektorových proudů obou FC
- poměrů proudů měřených jednotlivými částmi kolektorů

Během jedné rotace pořídí každý FC části spektra pro 20 různých oblastí určených rozmezím úhlů mezi směrem na Slunce a osou přístroje v rovině ekliptiky. Kombinací měření z obou FC je tedy získána 3D rozdělovací funkce.

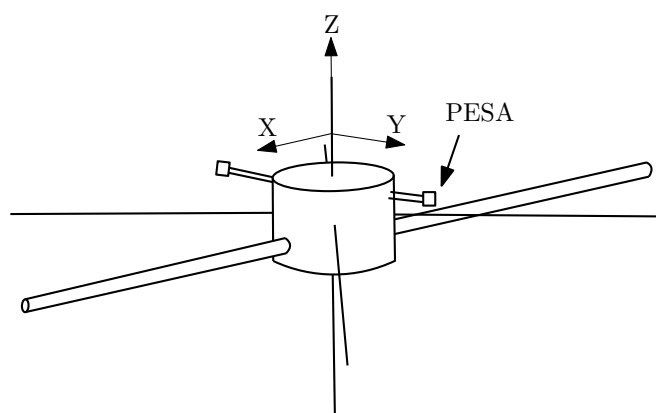
Parametry slunečního větru jsou stanoveny aplikací nelineárního fitu měřených dat na teoretický model předpokládající biMaxwellovu rozdělovací funkci. Vyhodnocená data jsou označena tzv. „fit flag“ charakterizujícím kvalitu fitu. V rámci této práce budeme pracovat pouze s daty označenými „fit flag“ 10, což odpovídá nejspolehlivěji určeným parametrům slunečního větru.

Alternativně jsou parametry slunečního větru získány výpočtem momentů rozdělovací funkce. V těchto datech však nejsou rozlišeny ionty helia, proto je nebudeme pro tuto práci používat.

### 3.2.2 3D Plasma Analyzer (3DP)

Zařízení 3DP bylo vyvinuto ve Space Sciences Laboratory v Berkley a je tvořeno několika detektorovými systémy. Pro tuto práci je podstatná dvojice iontových elektrostatických analyzátorů PESA-L („low“)<sup>2</sup> a PESA-H („high“), které slouží k měření 3D rozdělovací funkce iontů. Oproti FC je energetické okno elektrostatických analyzátorů určeno jejich geometrií. Z tohoto důvodu jsou přítomny v 3DP dva analyzátorů PESA, které mají značně rozdílnou geometrii tak, aby pokryly širokou oblast energií od  $\approx 3$  eV do  $\approx 30$  keV.

Oba detektory PESA jsou umístěny na 0,5 m dlouhém ramenu (viz obrázek 3.2), aby byl minimalizován vliv družice na jejich měření.



Obrázek 3.2: Ilustrace umístění přístrojů PESA na družici Wind (převzato a upraveno z Lin a kol., 1995).

Jedná se o sférické sektorové „top hat“ elektrostatické analyzátorů s mikrokanálovými detektory. Logaritmickým rozmítáním napětí mezi dvěma koncentrickými hemisférami je dovoleno pouze částicím s energií v určitém rozsahu projít analyzátořem a dopadnout na detektor. Mikrokanálové destičky následně zesilují dopad každé částice ve spršku sekundárních elektronů, které jsou měřeny. Místo dopadu na detektor umožňuje určit směr příchodu částice.

Energetické rozlišení analyzátořů je  $\frac{\Delta E}{E} = 0,2$  a úhlové rozlišení se pohybuje od  $5,6^\circ$  (blízko roviny ekliptiky) do  $22,5^\circ$  (Lin a kol., 1995). Momenty rozdělovací funkce jsou vypočteny přímo na palubě družice.

<sup>2</sup>zkratka PESA pochází z anglického označení Proton Electrostatic Analyzer

### 3.2.3 Magnetic Field Investigation (MFI)

Přístroj MFI byl vyvinut v Laboratory for Extraterrestrial Physics v NASA, Goddard Space Flight Center. Magnetické pole je měřeno dvojicí tříosých fluxgate magnetometrů o velmi širokém rozsahu od  $\pm 4$  nT do  $\pm 65\,536$  nT pro každou osu. Dynamický rozsah magnetometrů je nastavován automaticky. Jestliže velikost měřeného signálu překročí nebo spadne pod stanovené meze daného rozsahu, dojde k příslušnému přepnutí rozsahu.

Vnější magnetometr je umístěn na konci 12 m dlouhého ramena a vnitřní se nachází přibližně v polovině vzdálenosti mezi vnějším a družicí. Tato konfigurace umožňuje eliminaci dipolárních komponent magnetického pole generovaného družicí.

## 4. Použité metody zpracování dat

K analýze družicových dat z uvedených přístrojů jsme používali několik metod, které vyžadují podrobnější popis. Než tedy přistoupíme k samotným výsledkům, věnujeme tuto kapitolu představení daných metod.

### 4.1 Nulová hypotéza

Vztah mezi současnými změnami  $A_{He}$  a změnami dalších parametrů slunečního větru jsme vyšetřovali pomocí tzv. korelačních histogramů. Jedná se o 2D histogramy popisující diskrétní rozdělení pravděpodobnosti  $P_{obs}$  současných změn dvou parametrů, které si v rámci této podkapitoly označíme  $X$  a  $Y$ . Změny těchto parametrů mohou být svázané různými korelačními závislostmi. Aby bylo možné posoudit reálnost takových závislostí, srovnávali jsme pozorovaná rozdělení s rozdělením získaným z tzv. nulové hypotézy podle Owens a kol. (2011).

Nulová hypotéza vychází z předpokladu, že se oba uvažované parametry mění zcela nezávisle na sobě. Pro rozdělení pravděpodobnosti současných zcela nezávislých změn dvou parametrů však platí vztah

$$P_{null}(D(X), D(Y)) = P(D(X)) \cdot P(D(Y)), \quad (4.1)$$

kde  $P(D(X))$  a  $P(D(Y))$  jsou dílčí 1D rozdělení pravděpodobnosti změn parametrů  $X$  a  $Y$ .

Při sestavování 2D histogramů popisujících rozdělení určená z nulové hypotézy jsme tedy postupovali následovně:

1. Nalezli jsme 1D histogramy popisující rozdělení pravděpodobnosti změn parametrů  $X$  a  $Y$ , přičemž zvolená šířka binu byla mnohem menší než v případě 2D korelačních histogramů.
2. Polynomiální regresí 10. řádu jsme zvláště pro oblast kladných a pro oblast záporných změn získali předpis funkcí  $P(D(X))$  a  $P(D(Y))$ .
3. Dle vztahu 4.1 jsme vypočetli  $P_{null}(D(X), D(Y))$ .
4. Sestavili jsme 2D histogram zobrazující získané  $P_{null}$ , jehož vlastnosti (jako je šířka binu a rozsah os) odpovídají 2D histogramu popisujícímu  $P_{obs}$ .

Střední odchylku pozorovaného rozdělení  $P_{obs}$  od rozdělení daného nulovou hypotézou  $P_{null}$  budeme charakterizovat pomocí parametru  $\lambda$  (Owens a kol., 2011) určeného vztahem

$$\lambda = \langle |P_{obs} - P_{null}| \rangle. \quad (4.2)$$

### 4.2 Fourierova analýza

K nalezení výkonového spektra časového vývoje vybraného parametru jsme používali algoritmus Fast Fourier Transform (FFT) a postupovali jsme následujícím způsobem:

1. Vybranou oblast časového vývoje jsme proložili přímkou a tento lineární trend jsme od ní odečetli, aby nedošlo k deformaci výsledného spektra v oblasti nejnižších frekvencí.
2. Ověřili jsme ekvidistantnost bodů měření a případné chybějící body jsme doplnili interpolací.
3. Studovanou oblast jsme rozdělili do subintervalů o stejné délce  $L$  rovné vhodné mocnině dvojky. Překryv těchto subintervalů je roven  $L - 1$ .
4. Na jednotlivé subintervaly jsme aplikovali algoritmus FFT, přičemž pro korekci na konečnou délku intervalů jsme používali okénkovou funkci Hanning.
5. Nalezli jsme průměrné výsledné spektrum.

Aplikace okénkové funkce Hanning vede k úbytku výkonového spektra na všech frekvencích. Statisticky očekávaný úbytek  $U$  je určen vztahem (Welch, 1967)

$$U = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} H^2(j), \quad (4.3)$$

kde  $N$  je počet bodů v subintervalu a  $H(j)$  představuje hodnoty funkce Hanning v jednotlivých bodech  $j$ . Pro kompenzaci této výkonové ztráty je nutné výsledné výkonové spektrum vydělit hodnotou  $U$ .

### 4.3 Propagace IMF

Na družici Spektr-R není funkční magnetometr, a tak je vhodné odhadnout časový vývoj IMF z měření magnetometrů umístěných na jiných družicích. Prováděli jsme tedy propagaci měření přístroje MFI do místa pozorování družicí Spektr-R. Pro tento účel byl navržen dvoukrokový algoritmus odhadu časového zpoždění  $\Delta t$  mezi pozorováním dané struktury slunečního větru družicemi Wind a Spektr-R:

1. Pro zvolený interval měření přístroje BMSW jsme zjistili orbity družic Spektr-R a Wind. Za předpokladu, že se sluneční vítr šíří rovnoměrně přímočaře podél osy  $X_{\text{GSE}}^1$  rychlostí 400 km/s, nalezneme první přiblížení zpoždění  $\Delta t$  a jemu odpovídající profil unášivé rychlosti slunečního větru měřený přístrojem SWE.
2. Ze získaného profilu rychlostí vypočteme druhé přiblížení  $\Delta t$  a z něj již vyhodnotíme vývoj IMF v místě měření družicí Spektr-R.

---

<sup>1</sup>Pracujeme zde v soustavě GSE, v níž osa  $X_{\text{GSE}}$  míří od Země směrem na Slunce.



## 5. Variace obsahu helia

Relativní zastoupení iontů helia vůči protonům  $A_{He}$  je jedním z ukazatelů zdrojové oblasti pozorovaného proudu slunečního větru (Borrini a kol., 1981). Náhlé změny tohoto zastoupení jsou tak většinou připisovány přechodům mezi proudovými trubnicemi (Borovsky, 2008). Avšak kompresní mechanismy vystupující ve slunečním větru během jeho šíření meziplanetárním prostorem (jako jsou turbulence, CIR, rychlé meziplanetární šoky apod.) mohou vést ke změnám profilů koncentrace protonů a iontů helia, čímž také mění relativní zastoupení iontů helia.

Analýza dat z přístroje BMSW ukázala, že dochází k rychlým změnám  $A_{He}$  i během šíření slunečního větru uvnitř dané proudové trubice. Byla navržena hypotéza, že vzájemná diferenční rychlost mezi protony a ionty helia by mohla představovat zdroj energie pro vývoj turbulence uvnitř proudové trubice (Šafránková a kol., 2013b).

Cagaš (2015) provedl studii současných změn  $A_{He}$  a koncentrace, unášivé rychlosti a tepelné rychlosti protonů měřených přístrojem BMSW v letech 2011 až 2014. Pracoval s daty v plném třísekundovém rozlišení a také s jejich minutovými průměry. V případě minutových průměrů se začala projevovat významná korelace současných změn  $A_{He}$  a teploty protonů a také antikorelace současných změn obsahu helia a unášivé rychlosti protonů, které vyžadují další studium.

Navázali jsme na uvedenou práci studiem současných změn  $A_{He}$  a parametrů protonové i heliové komponenty slunečního větru a vlastností IMF, které byly měřeny přístroji SWE (viz kapitola 3.2.1) a MFI (viz kapitola 3.2.3). Získali jsme tak možnost analyzovat nejen větší statistický soubor, ale také širší výběr parametrů slunečního větru a především vlastností IMF, jejichž měření není k dispozici pro družici Spektr-R.

V následující podkapitole tedy budeme používat plazmová data z přístroje SWE s průměrným časovým rozlišením okolo 92 s. Konkrétně se jedná o tyto vlastnosti protonové a heliové komponenty slunečního větru:

- koncentrace  $n_p$ ,  $n_{He}$
- unášivé rychlosti  $\vec{v}_p$ ,  $\vec{v}_{He}$  a jejich velikosti  $V_p$  a  $V_{He}$
- skalární teploty  $T_p$  a  $T_{He}$

Zvolená data pokrývají časový interval od ledna 1995 do srpna 2016 a zahrnují dvě minima sluneční aktivity v letech 1996 a 2007. K tomuto intervalu plazmových dat jsme přiřadili vlastnosti IMF (tři složky vektoru magnetické indukce  $\vec{B}$  v soustavě GSE a jeho velikost  $B = |\vec{B}|$ ) měřené magnetometrem MFI zprůměrované tak, aby odpovídaly časovým intervalům měření přístroje SWE.

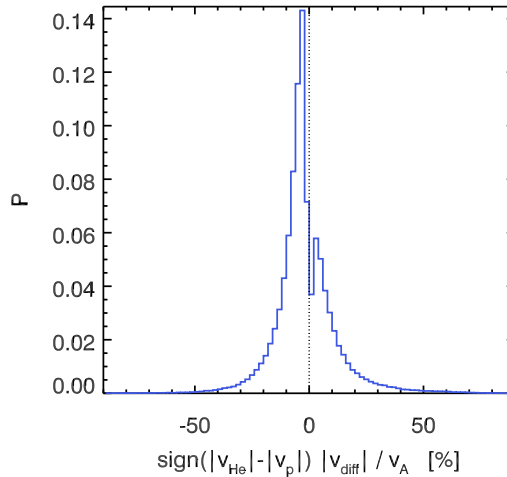
Dále jsme studovali také diferenční rychlost mezi protony a ionty helia  $\vec{v}_{diff}$  definovanou vztahem

$$\vec{v}_{diff} \equiv \vec{v}_{He} - \vec{v}_p, \quad (5.1)$$

$V_{diff} = |\vec{v}_{diff}|$  pak představuje její velikost.

Ze zvoleného datového souboru jsme vyřadili data odpovídající pozorování ICME, jelikož se jedná o přechodné poruchy typického slunečního větru s odlišnými vlastnostmi. Navíc jsme v rámci vyšetřování rozdílů rozdělení  $V_{diff}$  během

minima a maxima slunečního cyklu ukázali (viz kapitola 6), že  $V_{diff}$  je pro ICME s největší pravděpodobností v blízkosti nulové hodnoty. Tato skutečnost je patrna také z obrázku 5.1, kde je uvedeno rozdělení  $V_{diff}$  normované hodnotou lokální Alfvénovy rychlosti  $V_A$  a s přiřazeným znaménkem podle znaménka rozdílu  $V_p$  a  $V_{He}$ . Tuto notaci volíme proto, aby bylo možné v kapitole 6 provést srovnání s předchozími pracemi (Marsch a kol., 1982). Pro určení počátku a konce intervalu pozorování ICME jsme použili databázi vytvořenou Richardson a Cane (2017).



Obrázek 5.1: Rozdělení pravděpodobnosti měření  $|\vec{v}_{diff}|$  normované lokální Alfvénovou rychlostí  $V_A$  a se znaménkem určeným jako  $\text{sign}(|\vec{v}_{He}| - |\vec{v}_p|)$  v době pozorování ICME.

Dále jsme z datového souboru vyřadili intervaly o délce čtyř minut příslušející přechodům přes meziplanetární šoky. Změna  $A_{He}$  přes šok může být vyvolána buďto současným přechodem přes hranici proudových trubice nebo skutečností, že šok prošel družicí během měření daného spektra a  $A_{He}$  tak nebylo vyhodnoceno správně. Oba případy tak představují variace, které nejsou hlavním zájmem našeho studia. Ke stanovení časů pozorování šoků družicí Wind jsme použili databázi CfA Interplanetary Shock Database (Stevens a Kasper, 2016).

## 5.1 Současné změny obsahu helia a parametrů slunečního větru

Nejprve jsme studovali současné změny  $A_{He}$  a dalších parametrů slunečního větru ve zvoleném datovém souboru. Změnu příslušného skalárního parametru  $X$  v okamžiku  $i$  definujeme pomocí dopředné diference následovně

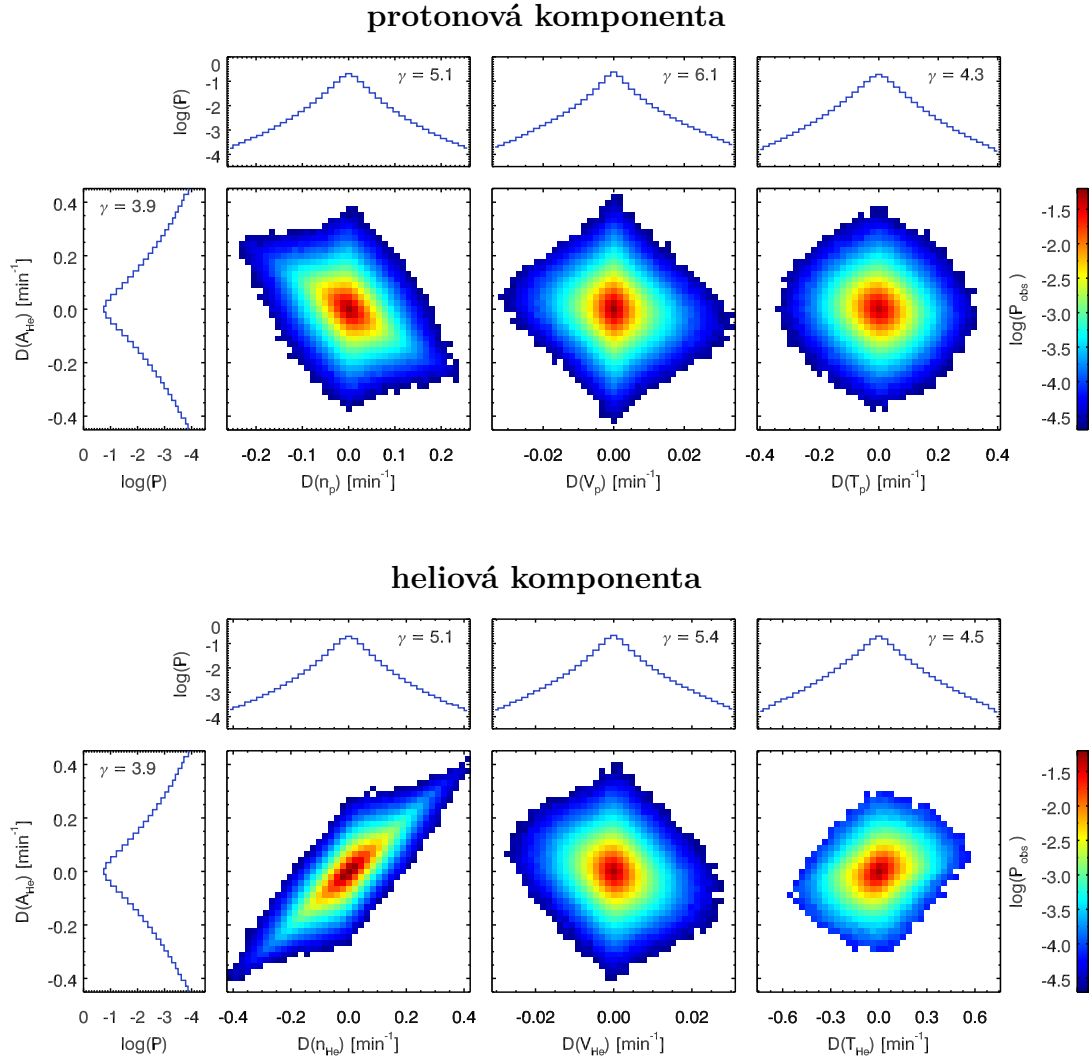
$$D(X)_i = \frac{1}{\frac{1}{2}(X_{i+1} + X_i)} \frac{X_{i+1} - X_i}{t_{i+1} - t_i}, \quad (5.2)$$

kde  $X_i$  a  $X_{i+1}$  jsou hodnoty parametru  $X$  v daném a následujícím bodě měření a  $t$  udává čas počátku měření příslušného spektra.

Ve vztahu 5.2 je nutné uvažovat časovou odlehlost jednotlivých měření  $t_{i+1} - t_i$ , jelikož datový soubor pokrývá dlouhý interval pozorování, během nějž dohází ke změnám časových odlehlostí po sobě následujících měření.

Rozdělení pravděpodobnosti současných změn dvou parametrů jsme zobrazovali pomocí 2D korelačních histogramů. Biny obsahující méně než 50 bodů měření jsme označili bílou barvou. Rozsahy os jsme nastavovali tak, aby bylo zajištěno vyhodnocování přibližně stejných částí rozdělení pravděpodobnosti změn každého sledovaného parametru. Maximální hodnota zobrazená na ose tedy odpovídá  $6\sigma$  a minimální hodnota  $-6\sigma$ , kde  $\sigma$  je směrodatná odchylka rozdělení pravděpodobnosti změn příslušného parametru.

Korelační histogramy současných změn  $A_{He}$  a parametrů protonové i heliové komponenty jsou uvedeny v obrázku 5.2.



Obrázek 5.2: Rozdělení pravděpodobnosti současných změn  $A_{He}$  a parametrů protonové (horní část) a heliové (spodní část) komponenty slunečního větru, tj. jejich koncentrací (vlevo), velikostí unášivých rychlostí (uprostřed) a skalárních teplot (vpravo). Tyto histogramy jsou shora a zleva ohraničeny 1D histogramy, které odpovídají rozdělení pravděpodobnosti změn příslušných parametrů a jsou charakterizována pomocí koeficientu špičatosti  $\gamma$ .

Pro lepší představu jsou tyto 2D histogramy dále doplněny o 1D histogramy popisující rozdělení pravděpodobnosti změn jednotlivých uvažovaných parametrů.

Ty lze charakterizovat pomocí koeficientu špičatosti porovnávaného vůči Gaussovu rozdělení  $\gamma$ , tedy pro Gaussovo rozdělení je  $\gamma = 0$ .

Všechna 1D rozdělení v obrázku 5.2 jsou oproti Gaussovu rozdělení výrazněji deformována ve směru, který odpovídá velmi malým změnám, a také mají daleko širší chvosty. To je typické pro změny na časových škálách v řádu minut (Bruno a Carbone, 2013). Pro zcela náhodné změny lze očekávat Gaussovo rozdělení symetrické okolo nuly s velmi nízkou pravděpodobností přítomnosti velkých změn. Pozorovaný tvar rozdělení však naznačuje zvýšené zastoupení velkých změn či dokonce přítomnost diskontinuit.

V rozděleních současných změn uvedených v obrázku 5.2 se objevují náznaky následujících korelačních závislostí:

- *výrazná korelace současných změn  $A_{He}$  a  $n_{He}$  a slabší antikorelace současných změn  $A_{He}$  a  $n_p$*

Tyto závislosti jsou spojeny přímo s definicí  $A_{He}$ .

V případě rozdělení současných změn  $A_{He}$  a  $n_p$  jsou měření velkých změn  $A_{He}$  rozprostřena ve větší oblasti histogramu, a tak nesplní podmínku pro minimální počet bodů v jednom binu histogramu a jsou označeny bílou barvou. Naproti tomu v histogramu současných změn  $A_{He}$  a  $n_{He}$  jsou velké změny  $A_{He}$  organizovány silnou korelací a zůstávají barevně označeny.

- *slabá antikorelace mezi současnými změnami  $A_{He}$  a  $V_p$ ,  $V_{He}$  a korelace současných změn  $A_{He}$  a  $T_{He}$*

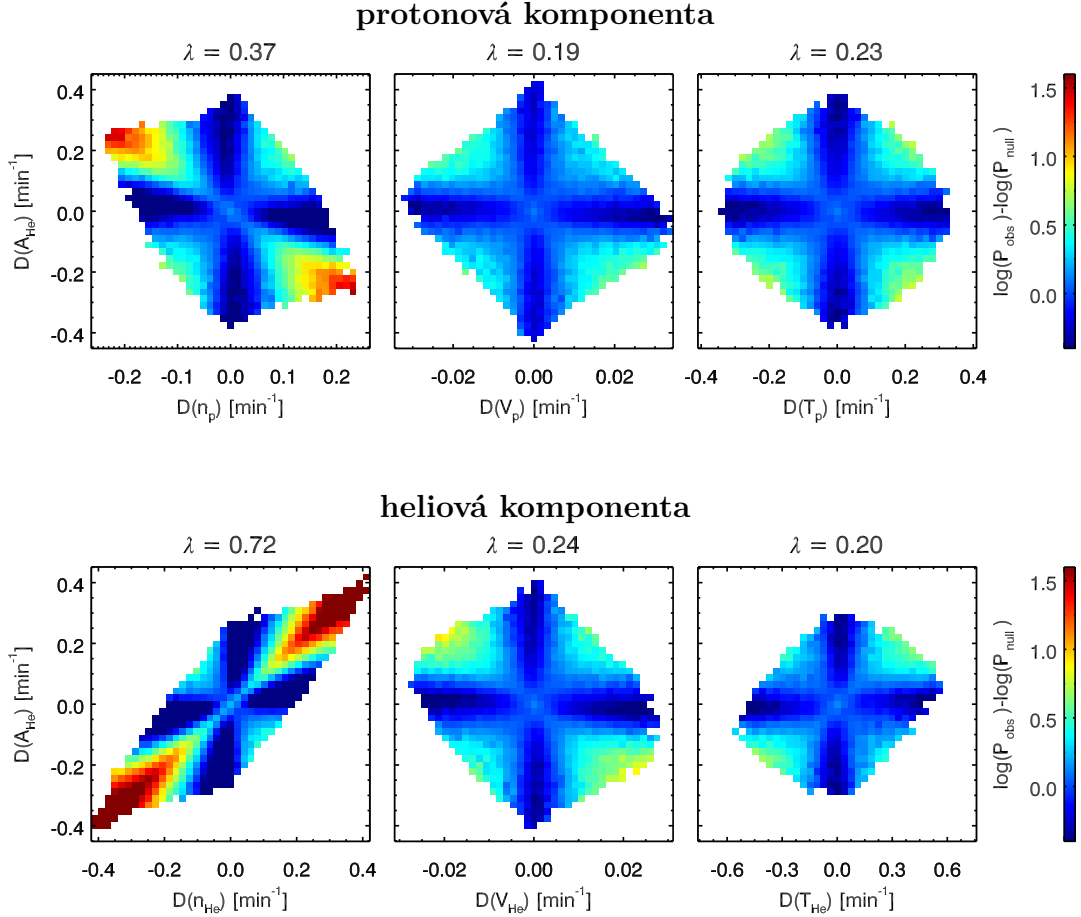
Výrazná korelace současných změn  $A_{He}$  a  $T_p$  a antikorelace se změnami  $V_p$  pozorovaná v datech z BMSW (Cagaš, 2015) však není pro zvolený soubor dat z družice Wind patrná. Vyhledání případů, při kterých dochází k těmto velkým změnám v datech BMSW, ukázalo, že se jedná o změny spojené s přechody přes rázovou vlnu.

K vyhodnocení, zda jsou pozorované korelační závislosti reálné, jsme použili srovnání s rozdělením získaným z tzv. nulové hypotézy  $P_{null}$  (viz kapitola 4.1). Odečtením rozdělení  $P_{null}$  od pozorovaného rozdělení  $P_{obs}$  současných změn  $A_{He}$  a dalších parametrů slunečního větru jsme získali histogramy uvedené v obrázku 5.3.

Všechna nalezená rozdělení se nezanedbatelně liší od předpovědi dané nulovou hypotézou, jak je patrné z hodnot parametru  $\lambda$  (viz obrázek 5.3). Pokud by tomu tak nebylo, blížil by se parametr  $\lambda$  k nule. Nejvyšších středních odchylek  $\lambda$  od rozdělení určeného nulovou hypotézou se dle očekávání dosahuje v případech současných změn  $A_{He}$  a  $n_{He}$  i  $n_p$ . Naopak nejmenší  $\lambda$  má rozdělení současných změn  $A_{He}$  a  $V_p$ , kde vystupuje jen slabá antikorelace mezi sledovanými parametry. Porovnání s rozdělením určeným z nulové hypotézy také podpořilo přítomnost antikorelace mezi současnými změnami  $A_{He}$  a  $V_{He}$  a korelací změn  $A_{He}$  a  $T_{He}$ .

Pozorovaná pravděpodobnost změny pouze jednoho z parametrů (tj. podél horizontální nebo vertikální osy odpovídající velmi malým až žádným změnám v druhém parametru) je nižší než je předpověď nulové hypotézy, což dále podpořuje reálnost zjištěných závislostí současných změn.

Nalezené korelační závislosti mohou být spojeny s přechody přes hranice proudových trubíc. Zavedli jsme si tedy obdobně jako v Borovsky (2008) otočení vek-



Obrázek 5.3: 2D histogramy získané odečtením rozdělení pravděpodobnosti  $P_{null}$  od pozorovaných rozdělení pravděpodobnosti  $P_{obs}$  současných změn  $A_{He}$  a uvažovaných parametrů protonové (horní část) a heliové (spodní část) komponenty slunečního větru. V záhlaví každého 2D histogramu je uvedena příslušející hodnota parametru  $\lambda$  stanovená dle vztahu 4.2.

toru magnetické indukce  $\Delta\theta_i$  v bodě měření  $i$  vztahem

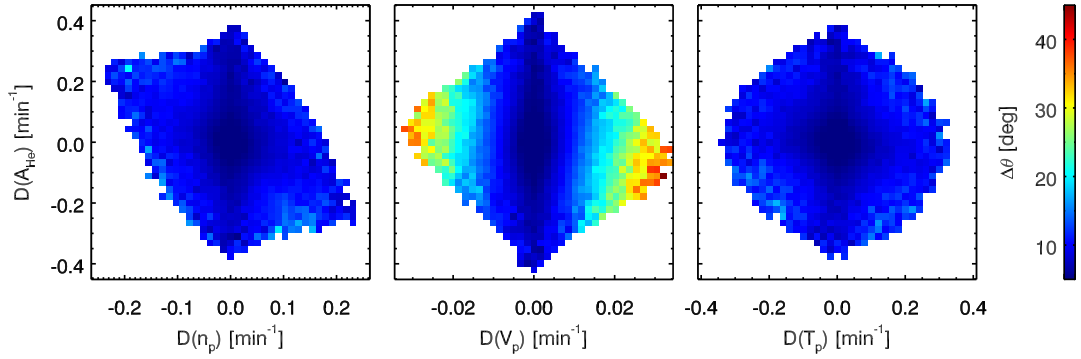
$$\Delta\theta_i = \arccos\left(\frac{\vec{B}_i \vec{B}_{i+1}}{|\vec{B}_i| |\vec{B}_{i+1}|}\right), \quad (5.3)$$

kde  $\vec{B}_i$  a  $\vec{B}_{i+1}$  jsou vektory magnetické indukce příslušející dvěma po sobě následujícími bodům měření, jejichž počátky měření jsou od sebe vzdáleny v čase o přibližně 92 s. Přechody přes hranice proudových trubice jsou doprovázeny velkými  $\Delta\theta > 50^\circ$ . Jestliže jsou pozorované závislosti spjaté s těmito událostmi, měly by být v oblastech s vyšší  $\frac{P_{obs}}{P_{null}}$  pravděpodobnější změny, při kterých dochází k velkému otočení  $\vec{B}$ .

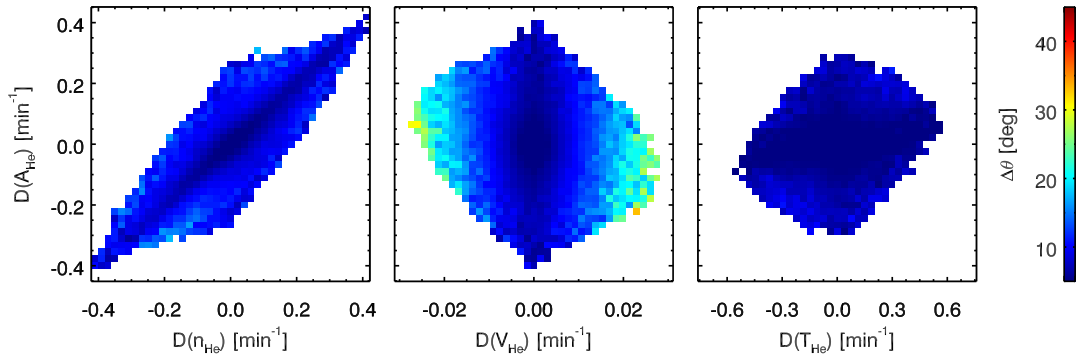
V korelačních histogramech současných změn  $A_{He}$  a parametrů protonů a iontů helia jsme tedy barvou binu označili medián  $\Delta\theta$  pro body měření v daném binu. Tímto způsobem jsme získali histogramy uvedené v obrázku 5.4.

Největší mediány  $\Delta\theta$  jsou spojeny s většími změnami  $V_p$  a  $V_{He}$ . V těchto oblastech histogramů současných změn  $A_{He}$  a  $V_p$  i  $V_{He}$  se tedy seskupují změny spojené s přechody přes proudové trubice. Avšak pro velké změny  $A_{He}$  doprová-

### protonová komponenta



### heliová komponenta



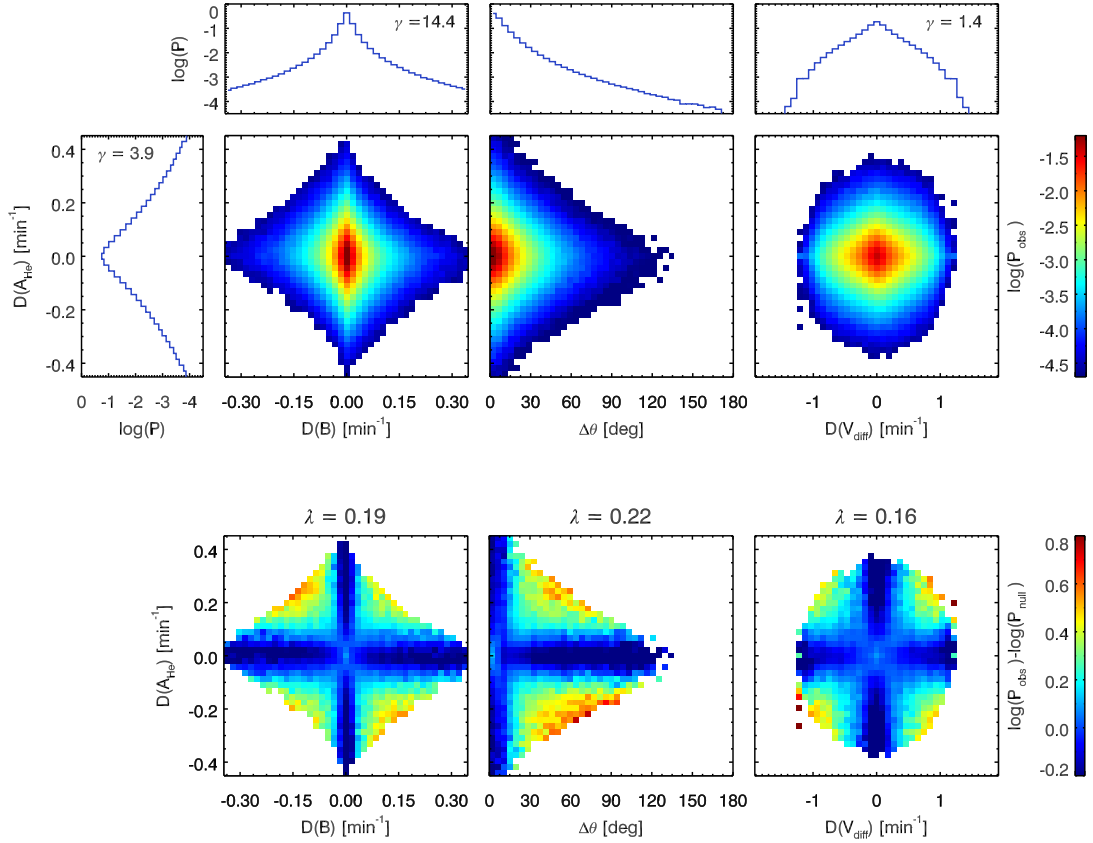
Obrázek 5.4: Histogramy současných změn  $A_{He}$  a dalších parametrů heliové a protonové komponenty slunečního větru, v nichž je barvou binu označena hodnota mediánu otočení  $\vec{B}$  pro body měření v daném binu.

zené malými změnami  $V_p$  a  $V_{He}$  do přibližně  $\pm 0.01 \text{ min}^{-1}$  je medián otočení  $\vec{B}$  výrazně nižší a pohybuje nejvýše okolo  $15^\circ$ .

Překvapivé je, že také v ostatních histogramech se medián  $\Delta\theta$  pohybuje nejčastěji v rozmezí přibližně  $10^\circ$  až  $15^\circ$ , tedy polovina bodů měření nacházejících se v příslušných bincích nemá hodnotu  $\Delta\theta$  vyšší než  $20^\circ$ . Taková otočení  $\vec{B}$  však podle Borovsky (2008) odpovídají populaci turbulentních fluktuací. Navíc nedochází k viditelnému odlišení oblastí odpovídajících vyšším  $\frac{P_{obs}}{P_{null}}$ . To tedy naznačuje, že pozorované korelační závislosti současných změn  $A_{He}$  a parametrů protonů a iontů helia nejsou dány pouze přechody přes proudové trubice, ale odpovídají také turbulentním fluktuacím.

Pro podrobnější vyšetření současných změn  $A_{He}$  a  $B$ ,  $V_{diff}$ ,  $\Delta\theta$  jsme sestavili 2D histogramy uvedené v obrázku 5.5. Změny směru  $\vec{v}_{diff}$  jsme nevyšetřovali, jelikož lze v dobrém přiblížení předpokládat, že  $\vec{v}_{diff}$  je orientován buďto podél nebo proti orientaci IMF a otočení  $\vec{v}_{diff}$  pak odpovídá otočení  $\vec{B}$ .

Rozdělení změn  $B$  dosahuje nejvyššího koeficientu špičatosti z dosud uvedených 1D rozdělení. Korelační histogram současných změn  $A_{He}$  a  $B$  nenaznačuje vzájemnou závislost. Po odečtení rozdělení vzniklého na základě nulové hypotézy se ukazuje, že změny pouze v jednom z těchto parametrů jsou méně pravděpodobné než v případě zcela náhodných změn. Současné změny obou parametrů



Obrázek 5.5: Horní trojice 2D histogramů odpovídá rozdělení pravděpodobnosti současných změn  $A_{He}$  a změn  $B$  (vlevo),  $V_{diff}$  (vpravo) a  $\Delta\theta$  (uprostřed). Tyto histogramy jsou dále doplněny o 1D histogramy popisující rozdělení pravděpodobnosti změn studovaných parametrů. Spodní trojice 2D histogramů odpovídá rozdělením získaným po odečtení rozdělení určených z nulové hypotézy.

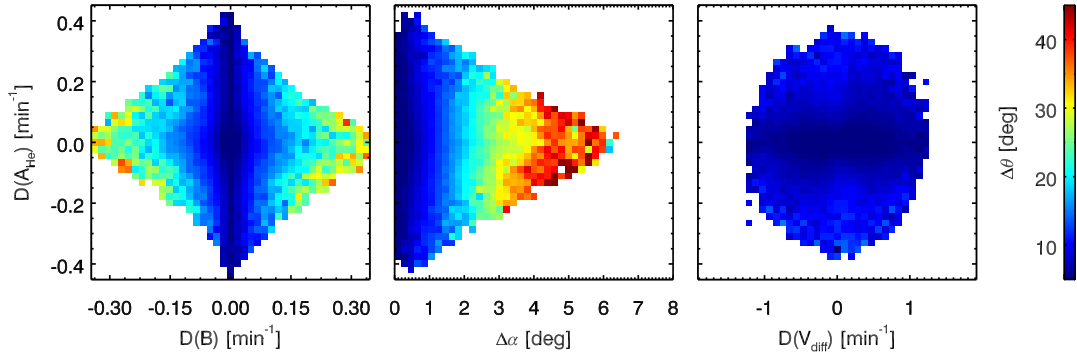
jsou naopak až přibližně pětkrát pravděpodobnější než by odpovídalo rozdělení zcela náhodných současných změn.

Z tvaru 2D histogramu současných změn  $A_{He}$  a otočení  $\vec{B}$  je patrné, že větší změny  $A_{He}$  jsou pravděpodobněji spojeny s nižším až středním otočením  $\vec{B}$  (tj. pro  $\Delta\theta$  do přibližně  $60^\circ$ ). Odečtením rozdělení pravděpodobnosti určeného z nulové hypotézy se ukazuje, že pro  $\Delta\theta < 20^\circ$  je pravděpodobnost změny  $A_{He}$  doprovázené takto malým  $\Delta\theta$  srovnatelná s pravděpodobností náhodných změn těchto parametrů. Pro  $\Delta\theta > 40^\circ$  je pravděpodobnost případů otočení  $\vec{B}$  spojených jen s malou změnou  $A_{He}$  nižší než pravděpodobnost vycházející z nulové hypotézy. Naopak v porovnání s rozdělením zcela náhodných současných změn je pozorováno zvýšené zastoupení případů, při nichž dochází k větším otočením  $\vec{B}$  i změně  $A_{He}$ . To je v souladu se skutečností, že většina přechodů přes hranice proudových trubice se projevuje také změnou  $A_{He}$ . V rozmezí přibližně  $20^\circ \div 40^\circ$  se nachází přechodová oblast tvořená variacemi odpovídajícími přechodům přes proudové trubice i turbulentním fluktuacím.

Rozdělení pravděpodobnosti změny  $V_{diff}$  dosahuje nejnižšího koeficientu špičatosti, čímž se nejvíce blíží Gaussovu rozdělení. Variace  $V_{diff}$  mají tedy spíše náhodný charakter. Změny  $A_{He}$  doprovázené pouze malou změnou  $V_{diff}$  jsou méně

pravděpodobné než v případě náhodných současných změn těchto dvou parametrů. Opět se objevuje vyšší pravděpodobnost nenulových současných změn obou parametrů oproti předpovědi založené na nulové hypotéze, avšak koeficient  $\lambda$  je v porovnání s ostatními vyšetřovanými parametry nízký.

Jestliže pomocí barevného označení binů stanovíme medián otočení  $\vec{B}$  pro současně změny  $A_{He}$  a  $B$ ,  $V_{diff}$  a směru  $\vec{v}_p$ , získáme obrázek 5.6. Otočení  $\vec{v}_p$  je definováno analogicky ke vztahu 5.3 a označeno jako  $\Delta\alpha$ .



Obrázek 5.6: Soubor histogramů současných změn  $A_{He}$  a  $B$  (vlevo),  $V_{diff}$  (vpravo) a otočení  $\vec{v}_p$  (uprostřed), v nichž je barvou binu zaznamenána hodnota mediánu otočení  $\vec{B}$  pro body měření v daném binu.

V případě současných změn  $A_{He}$  a  $V_{diff}$  nedochází k organizaci rozdělení podle otočení  $\vec{B}$ . Naopak rozdělení pravděpodobnosti současných změn  $A_{He}$  a  $B$  ukazuje, že velké změny  $B$  jsou spojeny s většími  $\Delta\theta$ .

Z prostředního histogramu v obrázku 5.6 vyplývá, že v případě nedostupnosti měření  $\vec{B}$  lze použít ke zjištění přítomnosti přechodu přes hranice proudových trubíc také otočení  $\vec{v}_p$ . Toho uijeme dále při analýze dat měřených přístrojem BMSW.

Závěrem shrneme celou kapitolu a navrhneme klasifikaci rychlých změn obsahu helia. Rychlými změnami rozumíme změny na škálách sekund až minut.

Základní dělení rychlých změn  $A_{He}$  lze provést obdobně jako v (Borovsky, 2008) na:

- **změny spjaté s přechody přes hranice proudových trubíc**

Jak již bylo ukázáno v prostředním 2D histogramu v obrázku 5.5, velká otočení  $\vec{B}$  odpovídající přechodům přes hranice proudových trubíc jsou častěji doprovázena nenulovou změnou  $A_{He}$  než by odpovídalo zcela náhodným současným změnám těchto parametrů. Přechody bývají doprovázeny také větší změnou  $B$  a  $V_p$  i  $V_{He}$  a lze je identifikovat i podle otočení  $\vec{v}_p$ .

Korelační závislosti vystupující v histogramech současných změn  $A_{He}$  a koncentrací a skalárních teplot obou studovaných komponent slunečního větru ale nevykazují přímou souvislost s  $\Delta\theta$ . Alespoň polovina případů tvořících příslušnou závislost není doprovázena současnou změnou  $\Delta\theta$  větší než  $20^\circ$ , a tedy nejspíše není spojena s přechody přes hranice proudových trubíc.

- **změny spjaté s turbulentními fluktuacemi**

V důsledku vývoje turbulence a s ní svázaných relaxačních procesů může



docházet ke vzniku dočasných diskontinuit a proudových vrstev uvnitř proudové trubice. Takto vytvořená struktura slunečního větru může vést na rozdílné profily  $n_p$  a  $n_{He}$ , což se projeví jako variace relativního zastoupení iontů helia, a na pozorované korelační závislosti.

Variace  $A_{He}$  spojené s turbulentními fluktuacemi dále rozdělujeme na:

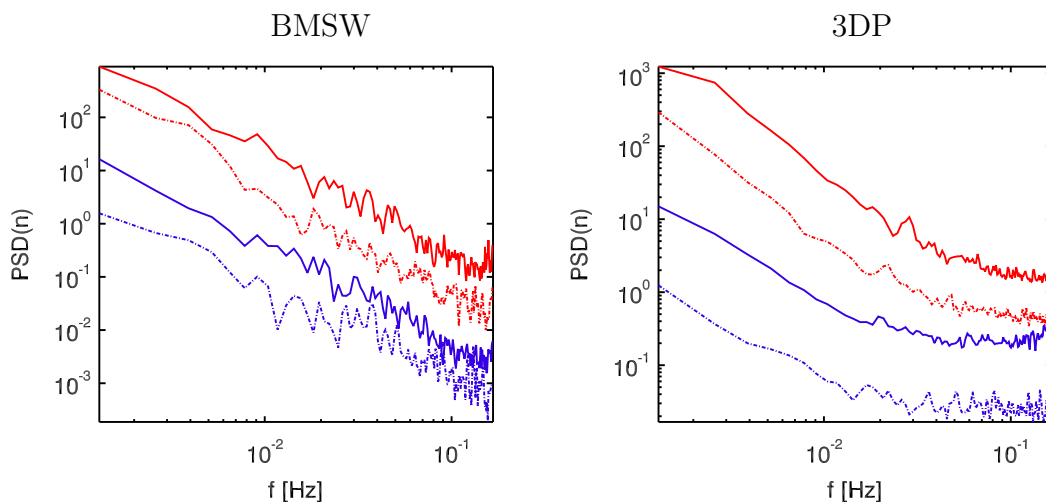
- změny probíhající v plazmatu za meziplanetárními šoky
- změny probíhající v ustáleném slunečním větru

Těmito dílčími případy se budeme podrobněji zabývat v následujících podkapitolách.

## 5.2 Variace $A_{He}$ v plazmatu za meziplanetárními šoky

Pro studium vývoje parametrů slunečního větru v okolí meziplanetárních šoků je nezbytné přejít k použití dat s co nejvyšším dostupným rozlišením, při kterém je možné měřit vlastnosti protonové i heliové komponenty. Nabízí se využít měření přístroje BMSW či 3DP.

V datech z přístroje BMSW měřených v letech 2011 až 2015 bylo identifikováno 11 meziplanetárních šoků, u kterých bylo možné spolehlivě určit změny zastoupení helia v okolí šoku. Provedli jsme Fourierovu analýzu (viz kapitola 4.2) časového vývoje  $n_p$  a  $n_{He}$  v intervalech o délce 30 minut zvolených před a za meziplanetárními šoky tak, aby nebyl uvažován přechod přes šok a jeho přímé okolí o celkové délce 4 minut. Následně jsme ze spekter náležících jednotlivých šokům vyhodnotili průměrná spektra pro sledované oblasti u šoku. Tímto způsobem jsme získali výkonová spektra uvedená v levé části obrázku 5.7.



Obrázek 5.7: Průměrná výkonová spektra časového vývoje  $n_p$  (červeně) a  $n_{He}$  (modře) v uvažovaných oblastech před (přerušovaně) a za (plnou čarou) meziplanetárními šoky stanovená z měření přístroje BMSW (vlevo) a 3DP (vpravo).

Abychom pracovali s větším souborem šoků, provedli jsme obdobnou analýzu také pro měření z přístroje 3DP. V tomto případě jsme uvažovali pouze šoky

uvedené v databázi CfA Interplanetary Shock Database (Stevens a Kasper, 2016), které splňují všechny následující podmínky:

- dochází ke skoku unášivé rychlosti protonů  $\Delta V_p \geq 40$  km/s
- průměrná  $n_p$  a  $n_{He}$  ve sledovaných oblastech se neliší o více než 30 % od průměrných koncentrací měřených ve stejné době přístrojem SWE.

Získaná výkonová spektra jsou uvedena v pravé části obrázku 5.7.

Ve všech spektrech příslušejících měření 3DP dochází k přechodu ke spektru bílého šumu pro frekvence větší než 0,02 Hz (viz obrázek 5.7, vpravo), což odpovídá časovému rozlišení okolo 50 s. Změny probíhající na kratších časových škálách jsou značně zatíženy šumem tohoto přístroje. Monitor BMSW tuto komplikaci na větších frekvencích nemá, jeho nevýhodou však je příliš malý soubor vhodných pozorování meziplanetárních šoků.

Všechna výkonová spektra vývoje  $n_{He}$  jsou níže než spektra  $n_p$ . To je pouze důsledkem skutečnosti, že ionty helia jsou vždy minoritní komponentou slunečního větru. V oblasti za šokem dochází pro oba druhy iontů ke zvýšení celého výkonového spektra, což je v souladu s dřívějšími pracemi (Pitňa a kol., 2016). Toto zvýšení je v případě  $n_{He}$  větší, jak je patrné z obrázku 5.7. Průměrná spektra vývoje  $n_{He}$  získaná z měření přístroje 3DP jsou za šokem přibližně jedenáctinásobně vyšší, zatímco pro  $n_p$  dochází k přibližně devítinásobnému navýšení. Obdobný trend avšak s nižšími koeficienty nárůstu pozorujeme i v případě měření z BMSW. Jelikož jsou koeficienty nárůstu pro oba druhy iontů rozdílné, dochází ke zvýšení fluktuací  $A_{He}$  za šokem.

Cagaš (2015) provedl případovou studii dvojice meziplanetárních šoků a navrhl jako možné vysvětlení tohoto navýšení fluktuací  $A_{He}$  za šokem vlny buzené magnetozvukovou nestabilitou. Gary a kol. (2000) našel přibližný vztah pro práh této nestability

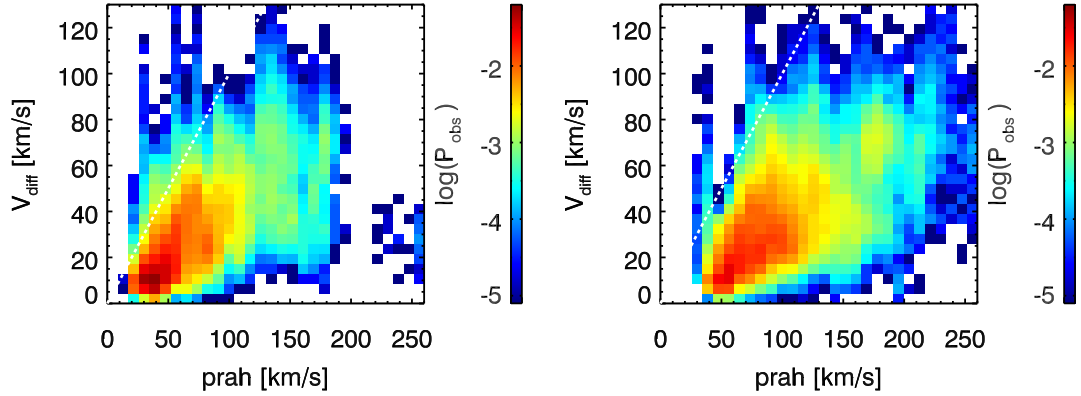
$$|\vec{v}_{He} - \vec{v}_p| = 1,4V_A\sqrt{\tilde{\beta}_{||p}}, \quad (5.4)$$

kde  $V_A$  je Alfvénova rychlost a  $\tilde{\beta}_{||p} = \frac{2\mu_0 n_e k_B T_{||p}}{B^2}$  představuje paralelní protonový parametr  $\beta$ . Za předpokladu kvazineutrality jsme vypočetli tento práh pro měření 3DP v oblastech okolo vybraných šoků a srovnali jej s pozorovanou diferenční rychlostí. Získali jsme tak 2D histogramy uvedené v obrázku 5.8.

Ve většině bodů měření v okolí šoků je diferenční rychlost malá na to, aby překročila práh magnetozvukové nestability. Navíc v oblasti za šokem se dále vzdaluje od jejího prahu. Tato nestabilita proto nejspíše nemůže být obecně zodpovědná za zvýšení fluktuací  $A_{He}$  za šokem. Výsledek je však možné interpretovat také tak, že tato nestabilita udržuje diferenční rychlost pod prahem.

V návaznosti na předcházející studii rozdělení současných změn  $A_{He}$  a dalších parametrů slunečního větru jsme vyšetřovali také vývoj těchto rozdělení při přechodu přes šok. Pro vybrané šoky pozorované přístrojem 3DP jsme našli tato rozdělení ve stejných oblastech v okolí šoku jako v předcházejících případech výše. Vycházíme zde z předpokladu, že by se vliv šumu mohl alespoň částečně eliminovat po odečtení rozdělení pravděpodobnosti určených z nulové hypotézy. Abychom studovali přibližně stejné oblasti rozdělení pravděpodobnosti změn jednotlivých parametrů, volili jsme na osách maximální vzdálenosti od nulové změny rovné  $6\sigma$  těchto rozdělení pravděpodobnosti, a to zvláště v oblasti před a za šokem. Biny obsahující méně než 20 bodů měření jsme označili bílou barvou.

oblast před meziplanetárními šoky      oblast za meziplanetárními šoky



Obrázek 5.8: Srovnání pravděpodobnostních histogramů  $V_{diff}$  a prahu magneto-  
tozvukové nestability určeného podle 5.4 ve zvolených oblastech před (vlevo) a za  
(vpravo) šoky. Bílá čárkovaná čára představuje body, v nichž je  $V_{diff}$  rovna pra-  
hové diferenční rychlosti.

V obrázku 5.9 je uvedeno srovnání korelačních histogramů současných změn  $A_{He}$  a parametrů protonové komponenty. Před šokem jsou rozdělení pravděpodobnosti současných změn  $A_{He}$  a  $n_p$ ,  $T_p$  srovnatelná s rozděleními pravděpodobnosti určených z nulové hypotézy. Naproti tomu ve slunečním větru porušeném průchodem šoku dochází k posílení již dříve pozorovaných korelačních závislostí (viz obrázky 5.2 a 5.3). Za šokem tak nastává zvýšení středních odchylek  $\lambda$  od rozdělení určeného nulovou hypotézou. To dále podporuje hypotézu, že jsou nalezené korelační závislosti spjaté se vznikem dočasných struktur v porušeném plazmatu za šokem a souvisí tak se strukturou slunečního větru danou vývojem turbulence.

U 1D rozdělení změn  $A_{He}$ ,  $n_p$  a  $V_p$  dochází ke zvětšení koeficientu špičatosti po přechodu přes šok, tedy ke zvýšenému zastoupení změn ve chvostu rozdělení. Naopak je tomu v případě změn  $T_p$ , kdy je koeficient  $\gamma$  za šokem nižší.

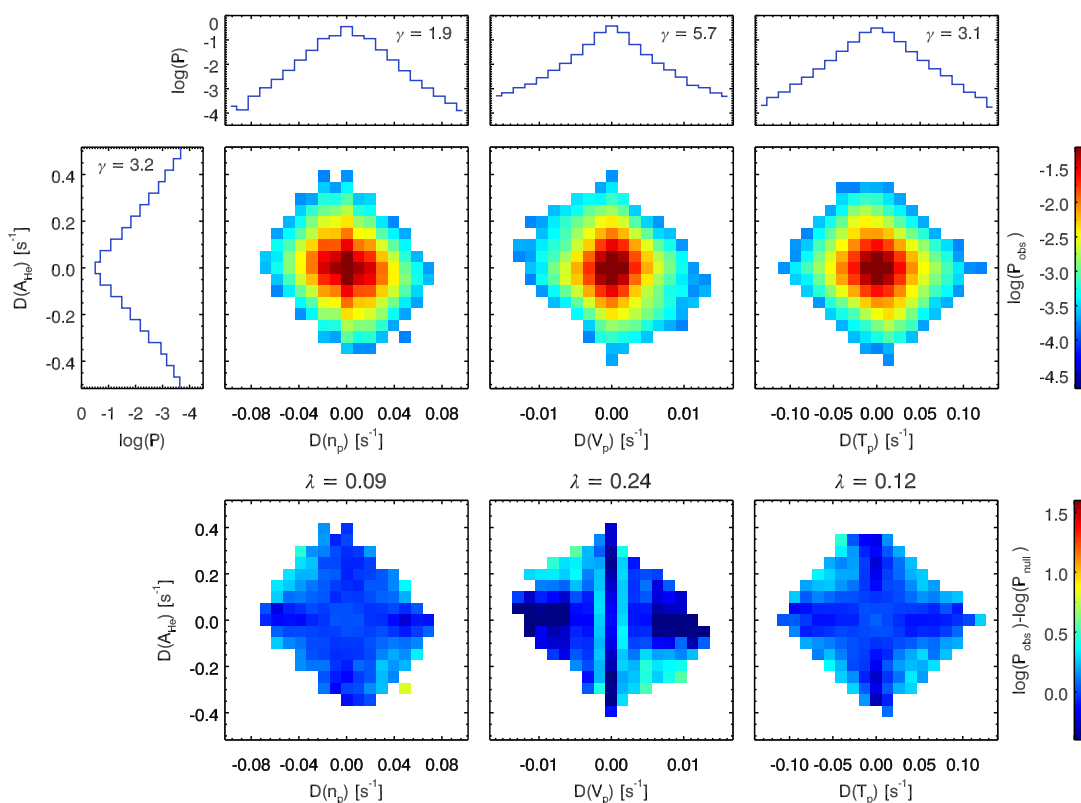
Nedostatek spolehlivě vyhodnocených dat o alespoň třísekundovém rozlišení měřených v okolí meziplanetárních šoků významně komplikuje možnost statistické analýzy. Průměrná výkonová spektra  $n_p$  a  $n_{He}$  naznačují zvýšení variací  $A_{He}$  za šoky, jejich zdrojem však nejspíše není magneto-  
tozvuková nestabilita. Porovnání korelačních histogramů současných změn  $A_{He}$  a vlastností protonové komponenty dále podpořilo hypotézu, že pozorované korelační závislosti jsou svázány se strukturou slunečního větru způsobenou vývojem turbulence.

### 5.3 Variace $A_{He}$ v ustáleném slunečním větru

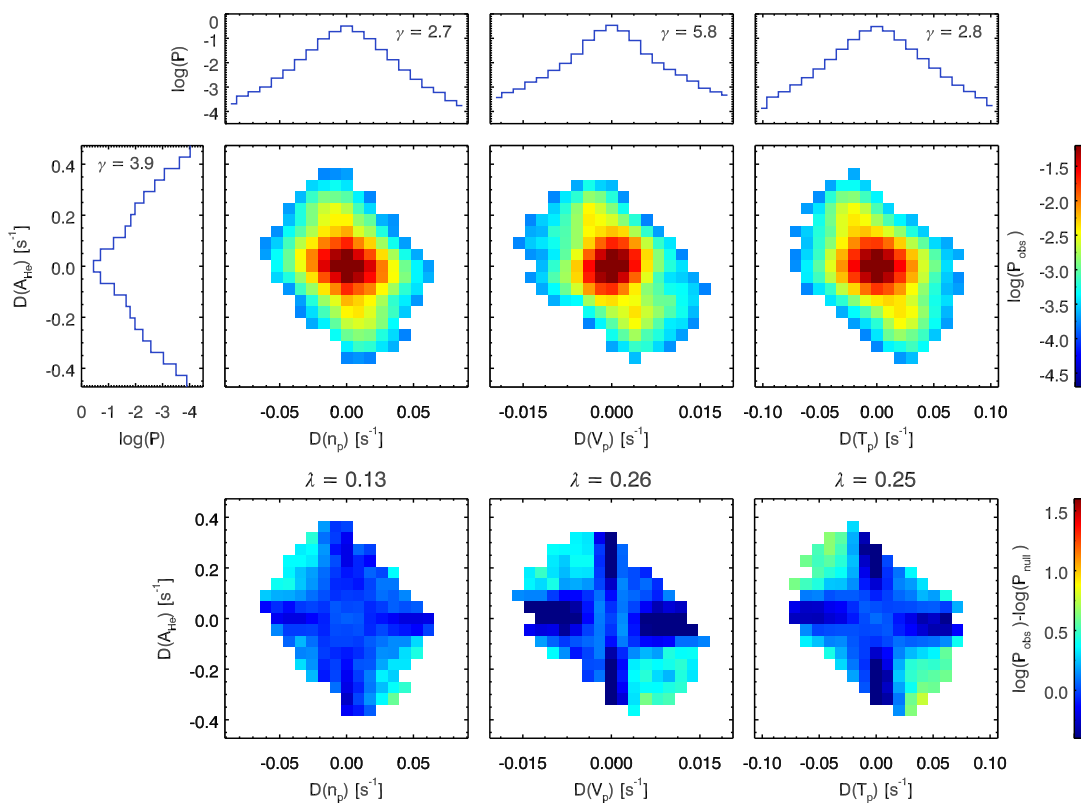
Velké změny zastoupení iontů helia byly nalezeny také v pozorováních typického slunečního větru. Jako příklad takových variací zde uvádíme dvoubodové pozorování provedené dne 2. 8. 2012 okolo 17. až 20. hodiny přístroji BMSW (viz obrázek 5.10) a 3DP (viz obrázek 5.11).

V pravém horním rohu obrázků 5.10 a 5.11 jsou uvedeny v násobcích zemského poloměru  $R_E$  souřadnice polohy příslušejících družic uprostřed zvoleného časového intervalu vyjádřené v soustavě GSE.

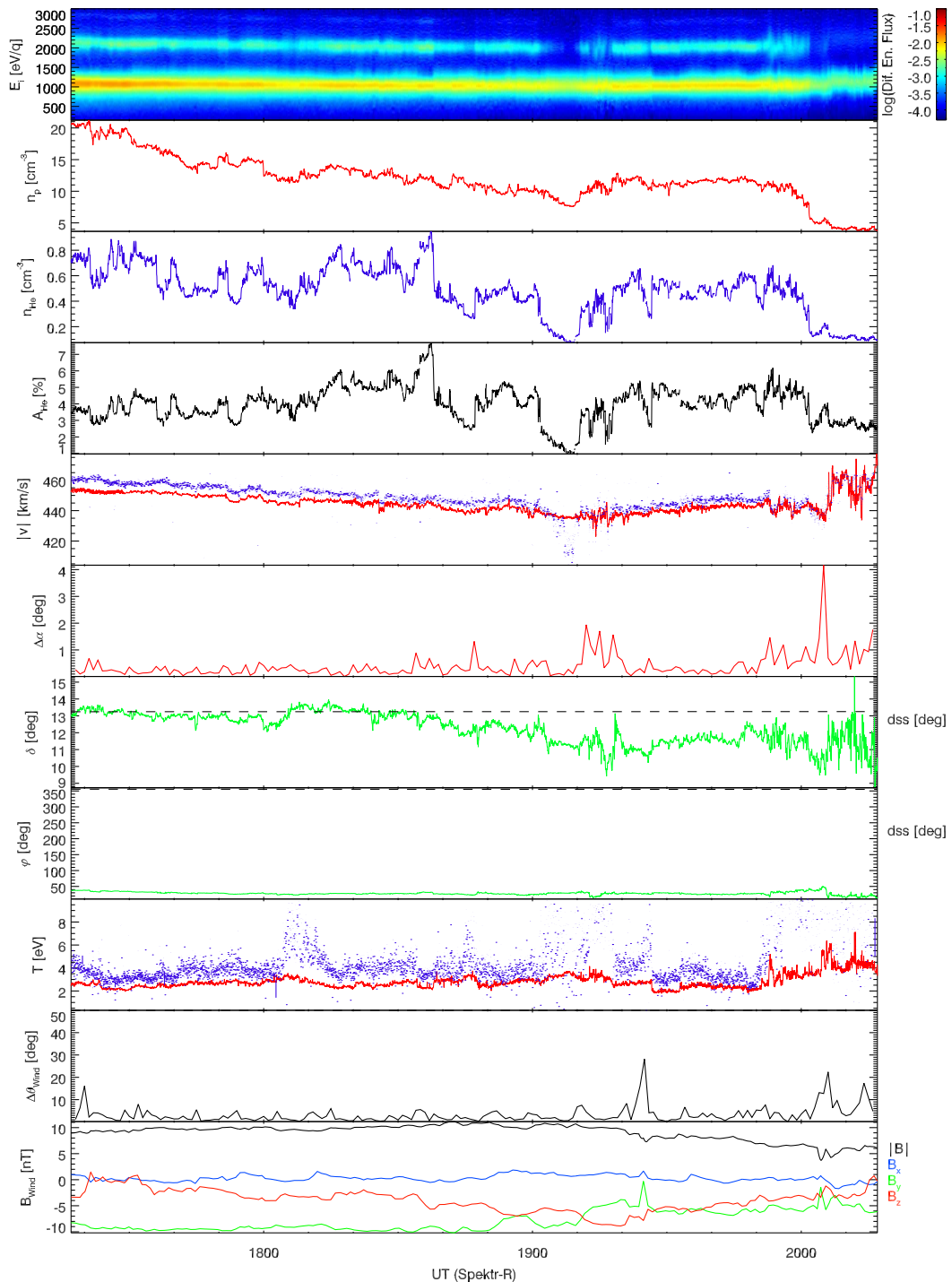
### oblast před meziplanetárními šoky



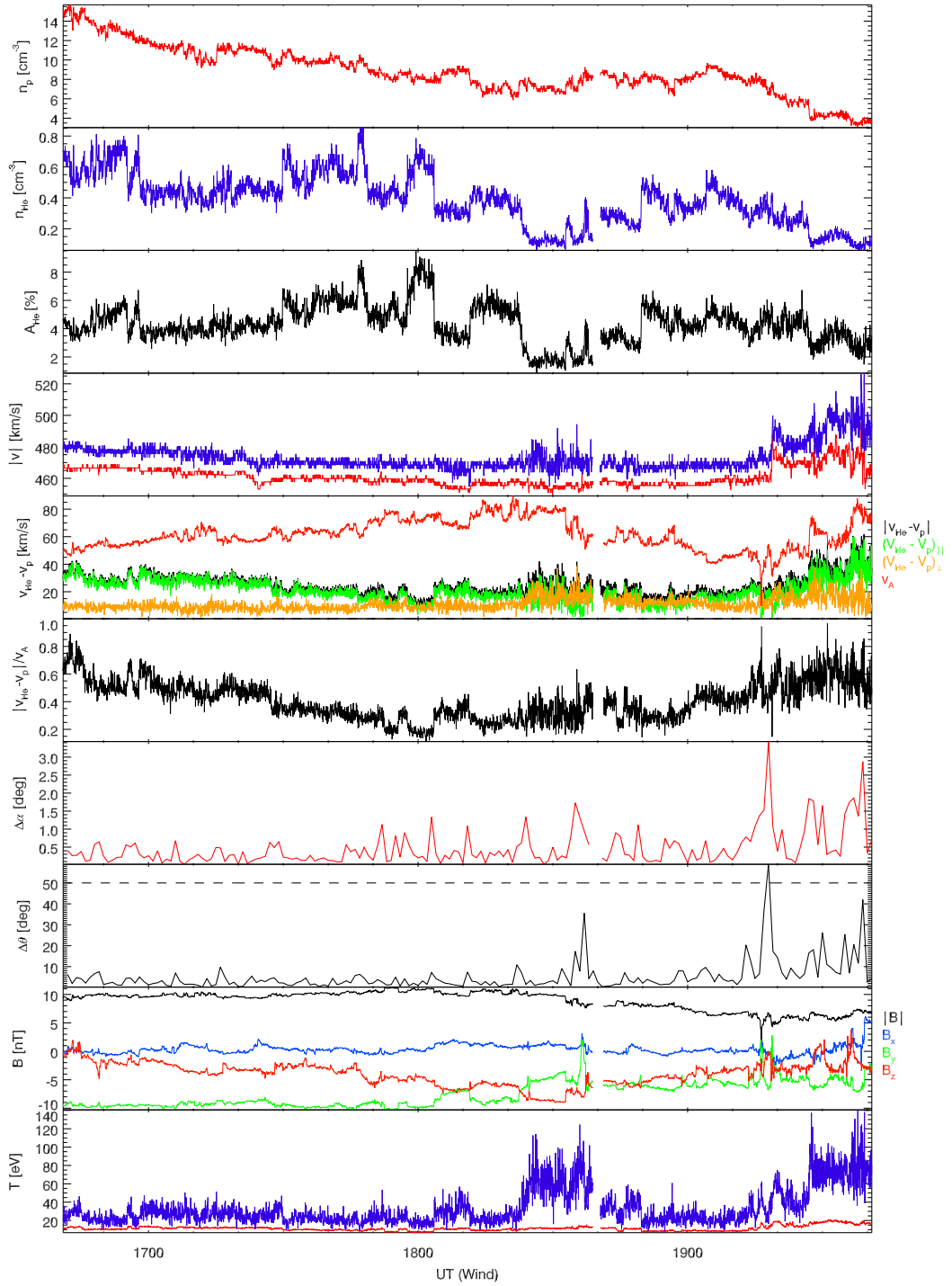
### oblast za meziplanetárními šoky



Obrázek 5.9: Soubor 2D histogramů popisujících rozdělení pravděpodobnosti současných změn  $A_{He}$  a parametrů protonové komponenty ( $n_p$ ,  $V_p$  a  $T_p$ ) v intervalech délky 30 min před (horní část) a za (spodní část) vybranými meziplanetárními šoky.



Obrázek 5.10: Časový vývoj následujících parametrů slunečního větru (řazeno od horního panelu ke spodnímu) měřených přístrojem BMSW: energetické spektrum iontů  $E_i$ ;  $n_p$ ;  $n_{He}$ ;  $A_{He}$ ;  $V_p$  (červeně) a  $V_{He}$  (modře); otočení  $\vec{v}$ ; úhly  $\delta$  a  $\varphi$  popisující směr toku iontů (zeleně) porovnané se úhly popisujícími směr na Slunce (černě) v souřadnicích přístroje BMSW;  $T_p$  (červeně) a  $T_{He}$  (modře); otočení  $\vec{B}$ , jeho složky v soustavě GSE a jeho velikost získané propagací dat z MFI do místa měření družice Spektr-R.



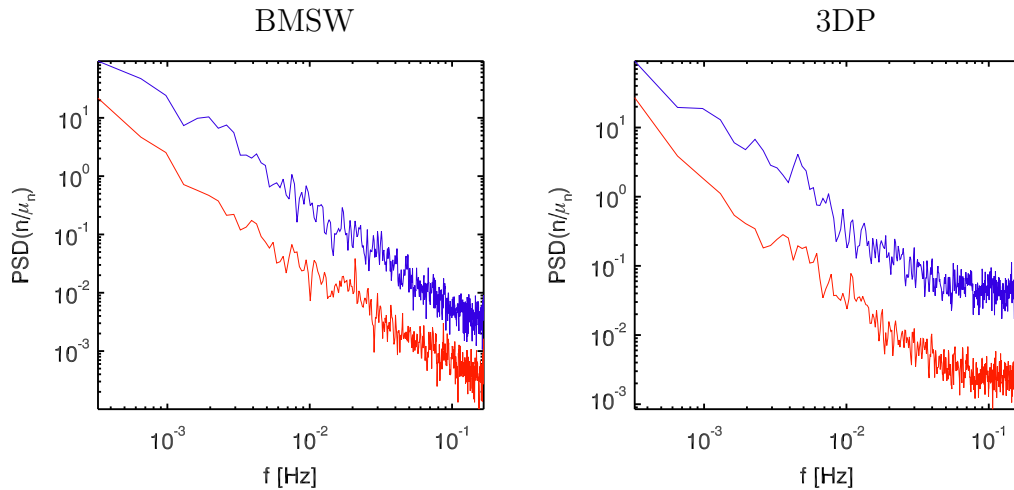
Obrázek 5.11: Časový vývoj následujících parametrů slunečního větru (řazeno od horního panelu ke spodnímu) měřených přístrojem 3DP:  $n_p$ ;  $n_{He}$ ;  $A_{He}$ ;  $V_p$  (červeně) a  $V_{He}$  (modře);  $V_{diff}$  (černě) a velikost složky  $\vec{v}_{diff}$  kolmé (oranžově) a rovnoběžné (zeleně) se směrem IMF a Alfvénova rychlost (červeně);  $V_{diff}$  normovaná lokální Alfvénovou rychlostí  $V_A$ ; otočení  $\vec{v}_p$ ; otočení  $\vec{B}$ ; velikost a složky  $\vec{B}$  v soustavě GSE;  $T_p$  (červeně) a  $T_{He}$  (modře).

Dále jsou zde ukázány panely zobrazující časový vývoj parametrů slunečního větru. Kromě základních parametrů, se kterými jsme pracovali již dříve, jsou v případě měření přístroje BMSW uvedeny další charakteristiky. Jedná se o energetické spektrum iontů  $E_i$ , směr toku iontů (popsaný úhly  $\delta$ ,  $\varphi$ ) a směr na Slunce, přičemž oba směry jsou vyjádřeny v souřadnicích přístroje BMSW (viz kapitola 3.1.1).

Jelikož pro družici Spektr-R nejsou dostupná měření IMF, doplnili jsme data z přístroje BMSW o odhad vývoje  $\vec{B}$  v místě pozorování družicí Spektr-R pomocí propagace měření IMF přístrojem MFI (viz kapitola 4.3). Pro určení přechodu přes hranici proudových trubic můžeme použít také vývoj otočení  $\vec{V}_p$ , jehož měření poskytují pro oba přístroje.

Zatímco časový vývoj  $n_p$  v měřeních obou přístrojů nevykazuje velké relativní změny, profil  $n_{He}$  je naopak velmi variabilní. To se následně projevuje ve velké proměnlivosti  $A_{He}$ . Z časové odlehlosti velkých variací  $A_{He}$  a otočení  $\vec{B}$  i  $\vec{v}_p$  lze usuzovat, že v době největších změn nedochází k přechodům přes proudové trubice. K nejbližšímu meziplanetárnímu šoku došlo tentýž den v 10:07, což je podle Pitňa a kol. (2016) již příliš daleko na to, aby pozorované variace souvisely s průchodem šoku. Jako možný zdroj těchto změn se tedy nabízí vlny buzené vhodnou nestabilitou.

Postupem popsaným v kapitole 4.2 jsme našli výkonová spektra časového vývoje  $n_p$  a  $n_{He}$  normovaných jejich středními hodnotami  $\mu_{n_p}$  a  $\mu_{n_{He}}$  na uvedeném intervalu. Tato spektra jsou uvedena v obrázku 5.12. Výkonové spektrum fluktuací  $\frac{n_{He}}{\mu_{n_{He}}}$  je výše v porovnání se spektrem příslušejícím vývoji  $\frac{n_p}{\mu_{n_p}}$  v celém sledovaném MHD rozsahu (0,001 – 0,1) Hz. Pokles spektra odpovídá typickému průběhu ve slunečním větru pro danou oblast frekvencí (Bruno a Carbone, 2013), nejedná se o projev šumu. Nepozorujeme však výraznější zvýšení v konkrétní oblasti frekvencí, což naznačuje, že sledované variace relativního zastoupení helia nejsou spojeny se šířením vln.



Obrázek 5.12: Výkonová spektra časového vývoje  $n_p$  (červeně) a  $n_{He}$  (modře) normovaných jejich středních hodnotou v uvažovaném intervalu stanovené z odpovídajících si měření přístroje BMSW (vlevo) a 3DP (vpravo).

Z porovnání panelů příslušejících časovému vývoji  $A_{He}$  a  $V_{diff}/V_A$  v obrázku 5.11 je patrný postupný pokles  $V_{diff}/V_A$  doprovázený nárůstem variací  $A_{He}$ .

Tato možná spojitost však vyžaduje podrobnější analýzu. Již ze studia současných změn  $A_{He}$  a dalších parametrů slunečního větru vyplynulo, že velké změny  $A_{He}$  spíše odpovídají vývoji turbulence uvnitř proudové trubice. Zdrojem energie pro vývoj turbulence by mohla být vzájemná diferenční rychlost mezi protony a ionty helia (Šafránková a kol., 2013b). V následující kapitole se tedy zaměříme na studium vlastností této diferenční rychlosti.



## 6. Diferenční rychlost mezi protony a ionty helia

Marsch a kol. (1982) studovali vlastnosti heliových iontů na základě dat získaných družicemi Helios 1 a 2 ve vzdálenosti 0,3 až 1 AU od Slunce. Použitá data byla měřena v době minima sluneční aktivity probíhajícího v roce 1976. Rozdělili sluneční vítr do tří skupin podle  $V_p$  na:

- pomalý sluneční vítr s  $V_p < 400$  km/s
- přechodný sluneční vítr s  $V_p$  v rozmezí  $400 \div 600$  km/s
- rychlý sluneční vítr s  $V_p > 600$  km/s

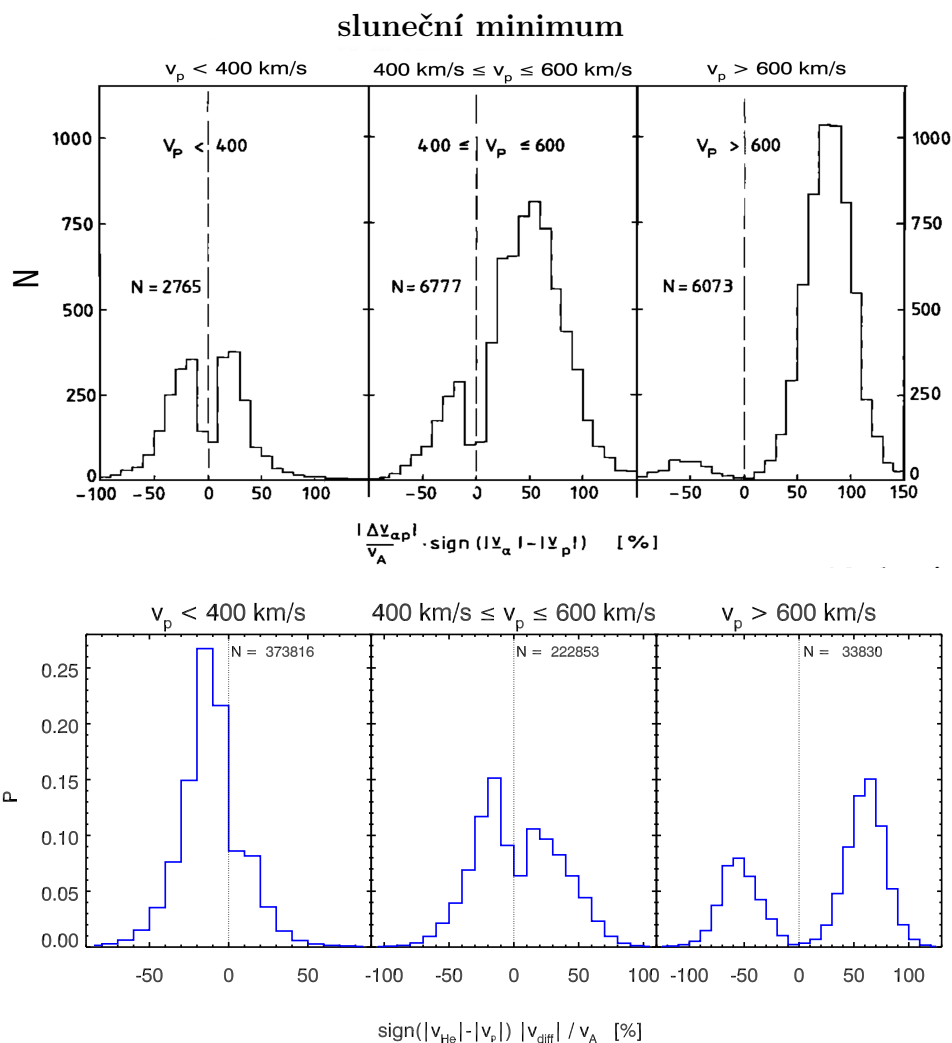
Pro jednotlivé skupiny sestavili histogramy popisující rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$ , které zde uvádíme v horní části obrázku 6.1. Velikost diferenční rychlosti označená jako  $|\Delta v_{ap}| = |\vec{v}_{He} - \vec{v}_p|$  je v těchto histogramech normována lokální Alfvénovou rychlostí  $V_A$  a je jí přiděleno znaménko odpovídající znaménku rozdílu velikostí jednotlivých unášivých rychlostí  $\text{sign}(|\vec{v}_{He}| - |\vec{v}_p|)$ .

Sestavili jsme obdobné histogramy pro měření provedená přístrojem SWE na družici Wind ve vzdálenosti přibližně 1 AU od Slunce v období dvou minim sluneční aktivity. Jedná se o časové rozmezí od června 1995 do června 1997 a od ledna 2007 do ledna 2009. Získali jsme tak rozdělení uvedená ve spodní části obrázku 6.1. Pro snadnější porovnání jsme zvolili stejně jako v Marsch a kol. (1982) šířku binu rovnou 10 %. Na družici Wind je daleko významněji zastoupen pomalý a přechodný sluneční vítr. Proto jsme na vertikální osu vynášeli pravděpodobnost zastoupení pro danou skupinu  $P$  namísto absolutního zastoupení  $N$  (jak je tomu v Marsch a kol. (1982)). Konkrétní počet bodů měření v dané skupině je pak uveden v horní části každého dílčího histogramu a označen jako hodnota parametru  $N$ .

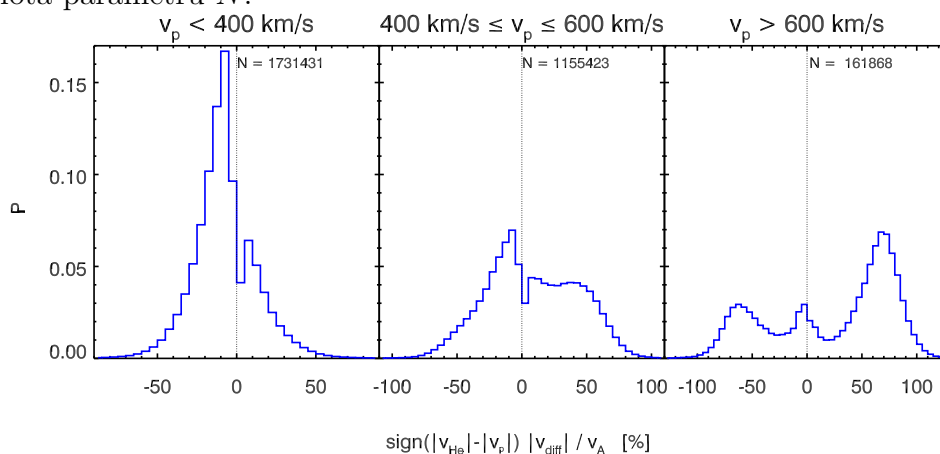
V měřeních družice Wind je v porovnání s měřeními z družic Helios daleko vyšší zastoupení případů, kdy je  $V_p > V_{He}$ , a to jak pro skupinu pomalého slunečního větru, tak i pro ostatní skupiny. V pomalém slunečním větru však tato populace dokonce převažuje. Dále je z porovnání histogramů v obrázku 6.1 patrné, že pro případy ve větvi rozdělení odpovídající  $V_p < V_{He}$  je lokální maximum posunuto blíže k nule. Zatímco pro větev příslušející  $V_p > V_{He}$  tento trend nepozorujeme.

Pozorování v menších vzdálenostech od Slunce provedená družicemi Helios naznačují přítomnost procesů vedoucích k preferenční urychlování iontů helia. Avšak z pozorování ve vzdálenosti přibližně 1 AU od Slunce lze usuzovat, že během šíření slunečního větru meziplanetárním prostorem do bodu L1 dochází k preferenčnímu urychlování protonů. Je však třeba vzít v úvahu také řádové rozdíly v počtu zpracovávaných měření a skutečnost, že porovnáváme měření provedená během dvou různých minim sluneční aktivity.

Zahrneme-li do rozdělení všechna měření z přístroje SWE na družici Wind získaná od ledna 1995 do srpna 2016 a označená „fit flag“ 10, dostaneme rozdělení uvedená v obrázku 6.2. Jelikož pracujeme s daleko větším souborem dat, zmenšili jsme pro lepší rozlišení velikost binu z původních 10 % na 5 %.



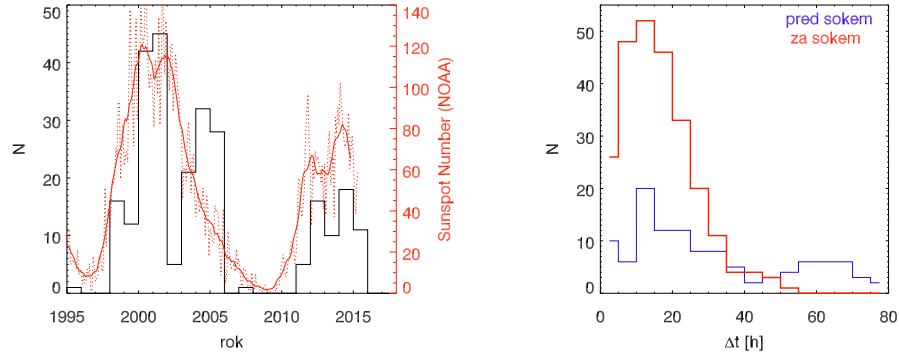
Obrázek 6.1: Horní trojice histogramů zobrazuje rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  pro pomalý, přechodný a rychlý sluneční vítr v měřeních z družic Helios během minima sluneční aktivity v roce 1976 (převzato z Marsch a kol., 1982). Spodní trojice pravděpodobnostních histogramů představuje obdobná rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  pro měření přístrojem SWE na družici Wind během dvou jiných slunečních minim. Uvnitř každého histogramu je uveden celkový počet případů pro danou skupinu vyznačený jakožto hodnota parametru  $N$ .



Obrázek 6.2: Rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  pro pomalý, přechodný a rychlý sluneční vítr v měřeních přístroje SWE provedených od ledna 1995 do srpna 2016.

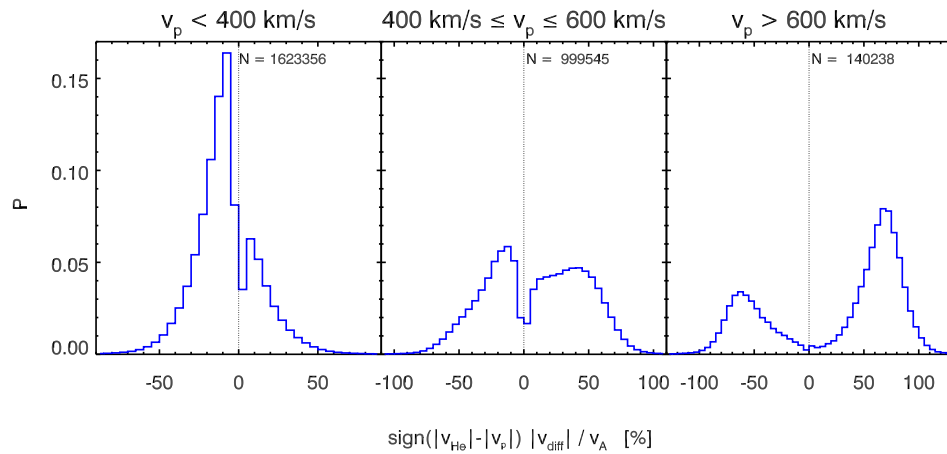
Hlavním rozdílem rozdělení v obrázku 6.2 oproti rozdělení v obrázku 6.1 je, že pro rychlý sluneční vítr se objevuje třetí lokální maximum v okolí velmi malých  $\frac{V_{diff}}{V_A}$ . Vzhledem k rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  uvedeném v obrázku 5.1 lze navrhnout, že by tato populace mohla příslušet ICME. Vyhledali jsme tedy v rychlém slunečním větru intervaly o délce alespoň 30 min, v nichž platí  $\frac{V_{diff}}{V_A} \leq 20\%$ . Aby bylo potlačeno dělení intervalů, povolili jsme v nich nejvýše tříminutové intervaly, při nichž nedochází ke splnění této podmínky. Nalezené intervaly v zásadě dobře korelují s počtem slunečních skvrn a převažují tedy v době slunečního maxima (viz obrázek 6.3, vlevo).

Vyšetřovali jsme také jejich časovou odlehlost vůči meziplanetárním šokům uvedeným v databázi připravené University of Helsinki (2016). Z obrázku 6.3 vpravo je vidět, že pozorování těchto intervalů často následuje po průchodu meziplanetárního šoku. Dle očekávání je naopak odlehlost konců nalezených intervalů od následných pozorování šoků nahodilá.



Obrázek 6.3: Zastoupení nalezených intervalů s  $\frac{V_{diff}}{V_A} \leq 20\%$  v průběhu slunečního cyklu (vlevo) a jejich časová odlehlost  $\Delta t$  vůči meziplanetárním šokům (vpravo).

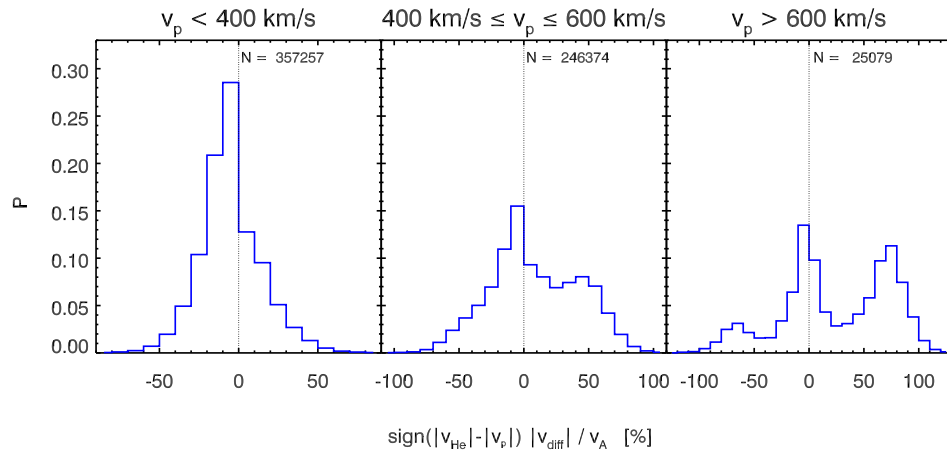
Po odebrání dat odpovídajících intervalům pozorování ICME uvedených v databázi připravené Richardson a Cane (2017) skutečně dochází k vymizení nárůstu zastoupení v oblasti malých  $\frac{V_{diff}}{V_A}$ , jak lze vidět v obrázku 6.4.



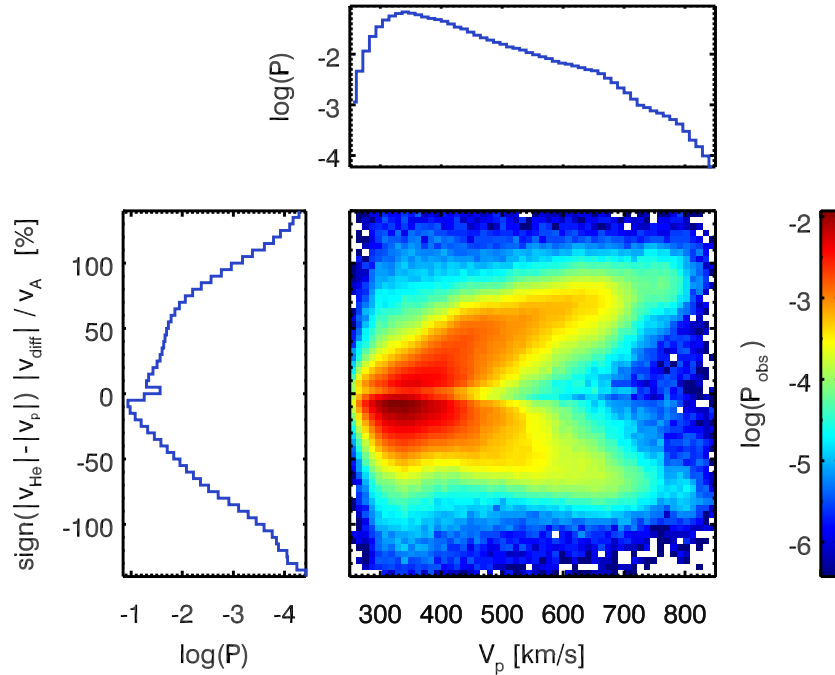
Obrázek 6.4: Rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  pro pomalý, přechodný a rychlý sluneční vítr v měřeních přístroje SWE provedených od ledna 1995 do srpna 2016 po odebrání intervalů odpovídajících pozorování ICME.

Pro malé  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  ve skupině rychlého slunečního větru avšak i po odebrání intervalů odpovídajících pozorování ICME stále zůstává malé množství měření. Tyto případy mohou odpovídat pozorování ICME, které nebyly uvedeny v databázi připravené Richardson a Cane (2017), nebo je lze přiřadit událostem odpovídajícím postupnému preferenčnímu urychlování protonů.

Měření přístroje SWE zahrnuje také dvě maxima sluneční aktivity probíhající v letech 2001 a 2013. Rozdělení diferenční rychlosti v obdobích od ledna 2000 do ledna 2002 a od června 2012 do června 2014 je uvedeno v obrázku 6.5. Oproti obrázku 6.1 v tomto rozdělení pro rychlý sluneční vítr převládá populace příslušející ICME. Dále lokální maxima pro pomalý a přechodný sluneční vítr se přesunula velmi blízko k nule.



Obrázek 6.5: Rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  pro pomalý, přechodný a rychlý sluneční vítr z měření přístroje SWE v období maxima sluneční aktivity.

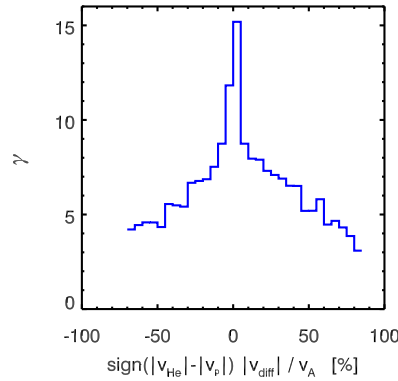


Obrázek 6.6: Rozdělení pravděpodobnosti současného měření  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  a  $V_p$  v jednotlivých intervalech. Tento 2D histogram je doplněn 1D rozděleními představujícími projekce do příslušných os.

Dále již budeme používat pouze soubor měření z přístroje SWE provedených od ledna 1995 do srpna 2016 a označených „fit flag“ 10, z něhož byly odebrány intervaly pozorování ICME. Výše uvedená rozdělení naznačují korelaci mezi  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  a  $V_p$ . Zobrazíme-li si pomocí 2D histogramu rozdělení pravděpodobnosti současného měření  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  a  $V_p$ , dostáváme obrázek 6.6.

Skutečně se potvrzuje korelace mezi  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  a  $V_p$ . Avšak ve větvi  $V_p > V_{He}$  se objevuje také na  $V_p$  téměř nezávislá populace o unášivých rychlostech v rozmezí  $300 \div 400$  km/s.

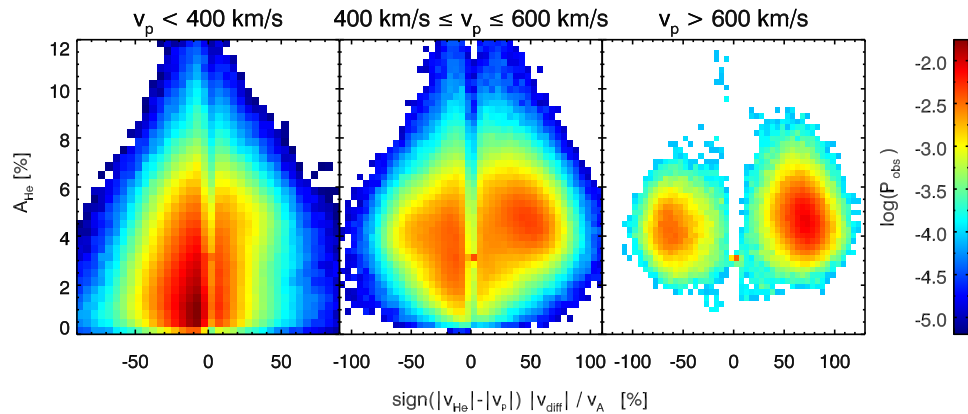
S poklesem velikosti diferenční rychlosti je spojen nárůst koeficientu špičatosti  $\gamma$  rozdělení pravděpodobnosti změn  $A_{He}$ , jak ukazuje obrázek 6.7.



Obrázek 6.7: Koeficient špičatosti  $\gamma$  rozdělení pravděpodobnosti změn  $A_{He}$  pro jednotlivé intervaly diferenční rychlosti.

Pro menší  $V_p$  je menší  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  a zvyšuje se zastoupení větších relativních změn  $A_{He}$ . To odpovídá proměnlivějšímu charakteru pomalého slunečního větru. K této skutečnosti můžeme přistupovat také z hlediska vývoje turbulence. Postupné snižování  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  díky vybuzení nestabilit vede k nárůstu variací  $A_{He}$ , které jsou projevem turbulentních fluktuací uvnitř proudové trubice.

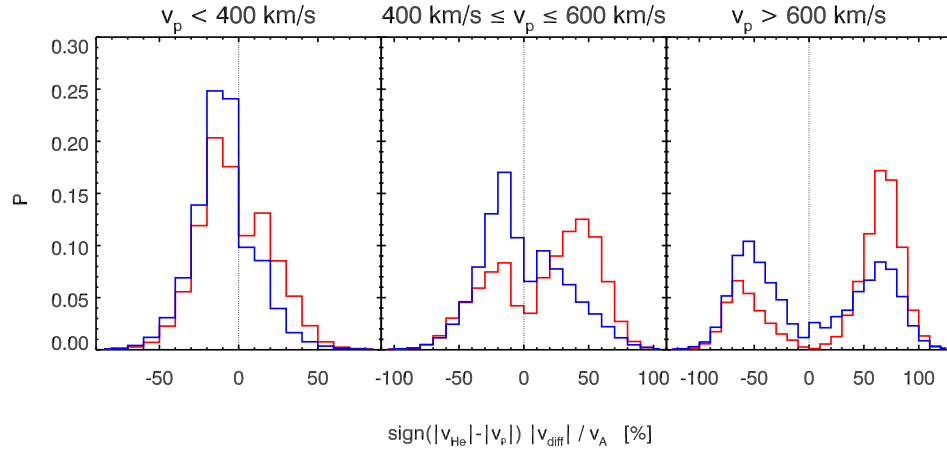
Jestliže si prostřednictvím 2D histogramů zobrazíme pro uvažované skupiny rozdělení pravděpodobnosti současného měření  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  a  $A_{He}$ , dostaneme obrázek 6.8.



Obrázek 6.8: Rozdělení pravděpodobnosti současného měření  $V_{diff}/V_A$  a obsahu heliových iontů  $A_{He}$  pro jednotlivé skupiny slunečního větru.

Přechodný sluneční vítr naznačuje postupný přesun maxima z oblasti  $V_p < V_{He}$  do oblasti  $V_p > V_{He}$  se snižujícím se obsahem iontů helia. To naznačuje, že by procesy způsobující preferenční urychlení protonové komponenty mohly probíhat rychleji při nižší  $A_{He}$ .

Rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  pro dva různé rozsahy  $A_{He}$  uvedená v obrázku 6.9 tuto hypotézu dále podporují. Při nižším  $A_{He}$  již v rychlém slunečním větru převládá větev  $V_p > V_{He}$  a v přechodovém slunečním větru jsou maxima obou větví blízko nule. Naopak při vyšším obsahu iontů helia v rychlém i přechodovém slunečním větru stále dominuje větev  $V_p < V_{He}$ .



Obrázek 6.9: Rozdělení pravděpodobnosti  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  pro pomalý, přechodový a rychlý sluneční vítr s  $A_{He} \in \langle 2; 3 \rangle$  (modře) a  $A_{He} \in \langle 4,5; 5,5 \rangle$  (červeně).

Závěrem shrneme tuto kapitolu. Zjistili jsme, že zastoupení populace  $V_p < V_{He}$  s rostoucí vzdáleností od Slunce klesá a naopak populace  $V_p > V_{He}$  narůstá. To vyústilo v hypotézu, že ve větších vzdálenostech od Slunce dochází k preferenčnímu urychlování protonů. Dále jsme ukázali, že počet případů  $V_p > V_{He}$  roste s klesajícím  $A_{He}$ .

Zabývali jsme se také populací s malým  $\frac{V_{diff}}{V_A}$ , která je významně zastoupena v rychlém slunečním větru během maxima sluneční aktivity. Z časové odlehlosti intervalů měření nízkého  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  od meziplanetárních šoků jsme usoudili, že by se mohlo jednat o pozorování ICME, což jsme dále podpořili nalezením rozdělení  $\frac{V_{diff}}{V_A}$  po odebrání ICME z používaného datového souboru.

# Závěr

Práce představuje statistickou studii rychlých variací obsahu helia a vlastností diferenční rychlosti v závislosti na parametrech slunečního větru a na změnách jeho zdrojové oblasti.

Studovali jsme současné změny  $A_{He}$  a dalších parametrů heliové a protonové komponenty měřených družic Wind v letech 1995 až 2016, tedy přes dva cykly slunečního větru. Nalezli jsme několik korelačních závislostí. Abychom objasnili původ těchto závislostí, vyšetřovali jsme spojitost uvažovaných současných změn s otočením IMF. Ukázalo se, že v případě současných změn  $A_{He}$  a koncentrací a teplot protonové i heliové komponenty je alespoň polovina případů tvořících příslušnou korelační závislost doprovázena otočením  $\Delta\theta$  menším než  $20^\circ$ . Navrhli jsme hypotézu, že pozorované korelační závislosti mohou být spojeny také s dočasnými strukturami vyvíjejícími se ve slunečním větru během jeho šíření meziplanetárním prostorem díky jeho turbulentní povaze. Proto jsme na škále minut provedli následující klasifikaci rychlých změn:

- změny spjaté s přechody přes hranice proudových trubíc
- změny spjaté s turbulentními fluktuacemi
  - změny probíhající v plazmatu za meziplanetárními šoky
  - změny probíhající v ustáleném slunečním větru

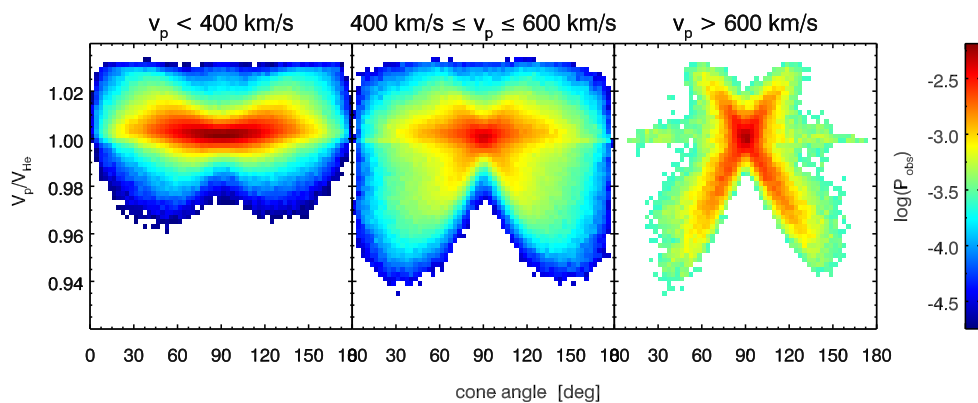
Dílčí případy turbulentních fluktuací jsme dále studovali.

Vyšetřování variací v okolí meziplanetárních šoků je značně komplikováno nedostatkem vhodných družicových měření. Průměrná výkonová spektra  $n_p$  a  $n_{He}$  získaná z pozorování přístrojů 3DP a BMSW v okolí šoků naznačují zvýšení variací  $A_{He}$  za šoky ve shodě s Pitňa a kol. (2016). Pomocí statistické studie parametrů v okolí šoků jsme ukázali, že zdrojem těchto variací nejspíše není magnetozvuková nestabilita, jak bylo navrženo v Cagaš (2015). Zvýraznění korelačních závislostí po přechodu šoku dále podpořilo výše navrženou hypotézu, že jsou pozorované korelační závislosti svázány se strukturou slunečního větru způsobenou vývojem turbulence během jeho šíření od Slunce k Zemi.

Studium změn  $A_{He}$  probíhajících v ustáleném slunečním větru ukázalo, že nejsou spjaty s přechody přes hranice proudových trubíc. Výkonová spektra  $\frac{n_p}{\mu_{n_p}}$  a  $\frac{n_{He}}{\mu_{n_{He}}}$  nejspíše nenaznačují přítomnost vln. Spektrum příslušející heliové komponentě je vyšší v celém sledovaném MHD oboru, což ukazuje, že pozorované zvýšení fluktuací  $A_{He}$  není způsobeno nárůstem šumu.

Jedním z možných zdrojů energie pro udržování turbulence ve slunečním větru je  $V_{diff}$ , proto jsme se zaměřili také na její změny. Ukázali jsme, že v případě ICME je v 1 AU tato rychlost blízká nule a může tak sloužit k jednoduché identifikaci tohoto druhu slunečního větru. Studium  $V_{diff}$  dále ukázalo, že ačkoliv v blízkosti Slunce dochází k preferenčnímu urychlování iontů helia, dále od Slunce jsou naopak více urychlovány protony. Při nižším zastoupení  $A_{He}$  je tento proces nejspíše rychlejší.

Chování heliové komponenty zřejmě významně ovlivňuje vlastnosti slunečního větru. Na jeho základě by mohla být provedena identifikace různých druhů slunečního větru daných nejen zdrojovou oblastí na Slunci, ale také jeho vývojem od Slunce k Zemi. Jestliže zobrazíme pozorování družice Wind v letech 1995 až 2016 v rovině parametrů poměru  $\frac{V_p}{V_{He}}$  a úhlu mezi  $\vec{B}$  a  $\vec{v}_p$  pro různé unášivé rychlosti slunečního větru, získáme obrázek 6.10.



Obrázek 6.10: Rozdělení pravděpodobnosti současného měření daného poměru unášivých rychlostí  $\frac{V_p}{V_{He}}$  a úhlu mezi  $\vec{B}$  a  $\vec{v}_p$ , který je zde označen jako „cone angle“.

Klasifikace slunečního větru založená na jeho umístění v této rovině parametrů bude předmětem našeho dalšího studia.



# Seznam použité literatury

- ALEXANDROVA, O., CHEN, C. H. K., SORRISO-VALVO, L., HORBURY, T. S. a BALE, S. D. (2013). Solar wind turbulence and the role of ion instabilities. *Space Science Reviews*, **178**(2), 101–139.
- ANTIOCHOS, S. K., MIKIĆ, Z., TITOV, V. S., LIONELLO, R. a LINKER, J. A. (2011). A model for the sources of the slow solar wind. *The Astrophysical Journal*, **731**(2), 112(11pp).
- ASBRIDGE, J. R., BAME, S. J., FELDMAN, W. C. a MONTGOMERY, M. D. (1976). Helium and hydrogen velocity differences in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, **81**(16), 2719–2727.
- BALE, S. D., KASPER, J. C., HOWES, G. G., QUATAERT, E., SALEM, C. a SUNDKVIST, D. (2009). Magnetic fluctuation power near proton temperature anisotropy instability thresholds in the solar wind. *Physical Review Letters*, **103**(21), 211101(4pp).
- BAME, S. J., ASBRIDGE, J. R., FELDMAN, W. C. a GOSLING, J. T. (1977). Evidence for a structure-free state at high solar wind speeds. *Journal of Geophysical Research*, **82**(10), 1487–1492.
- BOROVSKY, J. E. (2008). Flux tube texture of the solar wind: Strands of the magnetic carpet at 1 AU? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **113**(A8), A08110(25pp).
- BORRINI, G., GOSLING, J. T., BAME, S. J., FELDMAN, W. C. a WILCOX, J. M. (1981). Solar wind helium and hydrogen structure near the heliospheric current sheet: A signal of coronal streamers at 1 AU. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **86**(A6), 4565–4573.
- BORRINI, G., GOSLING, J. T., BAME, S. J. a FELDMAN, W. C. (1982). Helium abundance enhancements in the solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **87**(A9), 7370–7378.
- BOUROUAINÉ, S., VERSCHAREN, D., CHANDRAN, B. D. G., MARUCA, B. A. a KASPER, J. C. (2013). Limits on alpha particle temperature anisotropy and differential flow from kinetic instabilities: Solar wind observations. *The Astrophysical Journal Letters*, **777**(1), L3(5pp).
- BRUNO, R. a CARBONE, V. (2013). The solar wind as a turbulence laboratory. *Living Reviews in Solar Physics*, **10**(2), 1–208.
- BRUNO, R., CARBONE, V., VELTRI, P., PIETROPAOLO, E. a BAVASSANO, B. (2001). Identifying intermittency events in the solar wind. *Planetary and Space Science*, **49**(12), 1201 – 1210.
- CAGAŠ, P. (2013). Variace obsahu helia ve slunečním větru. Bakalářská práce, MFF UK, Praha.

- CAGAŠ, P. (2015). Vztah obsahu helia ve slunečním větru k procesům na slunci. Diplomová práce, MFF UK, Praha.
- CRANMER, S. R. (2012). Self-consistent models of the solar wind. *Space Science Reviews*, **172**(1), 145–156.
- DE PONTIEU, B., MCINTOSH, S. W., CARLSSON, M., HANSTEEN, V. H., TARBELL, T. D., SCHRIJVER, C. J., TITLE, A. M., SHINE, R. A., TSUNETATA, S., KATSUKAWA, Y., ICHIMOTO, K., SUEMATSU, Y., SHIMIZU, T. a NAGATA, S. (2007). Chromospheric Alfvénic waves strong enough to power the solar wind. *Science*, **318**(5856), 1574–1577.
- EBERT, R. W., MCCOMAS, D. J., ELLIOTT, H. A., FORSYTH, R. J. a GOSLING, J. T. (2009). Bulk properties of the slow and fast solar wind and interplanetary coronal mass ejections measured by Ulysses: Three polar orbits of observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **114**(A1), A01109(17pp).
- ECHER, E., ALVES, M. a GONZALEZ, W. (2004). Geoeffectiveness of interplanetary shocks during solar minimum (1995–1996) and solar maximum (2000). *Solar Physics*, **221**(2), 361–380.
- EINAUDI, G., BONCINELLI, P., DAHLBURG, R. B. a KARPEN, J. T. (1999). Formation of the slow solar wind in a coronal streamer. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **104**(A1), 521–534.
- GARY, S. P., YIN, L., WINSKE, D. a REISENFELD, D. B. (2000). Alpha/proton magnetosonic instability in the solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **105**(A9), 20989–20996.
- GEISS, J., GLOECKLER, G., STEIGER, R. VON, BALSIGER, H., FISK, L. A., GALVIN, A. B., IPAVICH, F. M., LIVI, S., MCKENZIE, J. F. a OGILVIE, K. W. (1995). The southern high-speed stream: results from the SWICS instrument on Ulysses. *Science*, **268**(5213), 1033–1036.
- HEFTI, S., GRÜN WALDT, H., IPAVICH, F. M., BOCHSLER, P., HOVESTADT, D., AELLIG, M. R., HILCHENBACH, M., KALLENBACH, R., GALVIN, A. B., GEISS, J., GLIEM, F., GLOECKLER, G., KLECKER, B., MARSCH, E., MÖBIUS, E., NEUGEBAUER, M. a WURZ, P. (1998). Kinetic properties of solar wind minor ions and protons measured with SOHO/CELIAS. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **103**(A12), 29697–29704.
- HELLINGER, P., TRÁVNÍČEK, P., KASPER, J. C. a LAZARUS, A. J. (2006). Solar wind proton temperature anisotropy: Linear theory and WIND/SWE observations. *Geophysical Research Letters*, **33**(9), L09101(4pp).
- HELLINGER, P., MATTEINI, L., ŠTVERÁK, Š., TRÁVNÍČEK, P. M. a MARSCH, E. (2011). Heating and cooling of protons in the fast solar wind between 0,3 and 1 AU: Helios revisited. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **116**(A9), A09105(9pp).

- HOLST, B. V. V., MANCHESTER, W. B., FRAZIN, R. A., VÁSQUEZ, A. M., TÓTH, G. a GOMBOSI, T. I. (2010). A data-driven, two-temperature solar wind model with Alfvén waves. *The Astrophysical Journal*, **725**(1), 1373–1383.
- HU, Y. Q., ESSER, R. a HABBAL, S. R. (2000). A four-fluid turbulence-driven solar wind model for preferential acceleration and heating of heavy ions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **105**(A3), 5093–5111.
- JOKIPII, J. R. a THOMAS, B. (1981). Effects of drift on the transport of cosmic rays. IV - Modulation by a wavy interplanetary current sheet. *The Astrophysical Journal*, **243**(1), 1115–1122.
- KALLENRODE, M.-B. (2004). *Space Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-540-20617-0.
- KASPER, J. C., STEVENS, M. L., LAZARUS, A. J., STEINBERG, J. T. a OGILVIE, K. W. (2007). Solar wind helium abundance as a function of speed and heliographic latitude: Variation through a solar cycle. *The Astrophysical Journal*, **660**(1), 901–910.
- KENNEL, C. F., EDMISTON, J. P., SCARF, F. L., CORONITI, F. V., RUSSELL, C. T., SMITH, E. J., TSURUTANI, B. T., SCUDDER, J. D., FELDMAN, W. C., ANDERSON, R. R., MOZER, F. S. a TEMERIN, M. (1984a). Structure of the November 12, 1978, quasi-parallel interplanetary shock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **89**(A7), 5436–5452.
- KENNEL, C. F., SCARF, F. L., CORONITI, F. V., RUSSELL, C. T., WENZEL, K.-P., SANDERSON, T. R., VAN NES, P., FELDMAN, W. C., PARKS, G. K., SMITH, E. J., TSURUTANI, B. T., MOZER, F. S., TEMERIN, M., ANDERSON, R. R., SCUDDER, J. D. a SCHOLER, M. (1984b). Plasma and energetic particle structure upstream of a quasi-parallel interplanetary shock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **89**(A7), 5419–5435.
- KO, Y.-K., RAYMOND, J. C., ZURBUCHEN, T. H., RILEY, P., RAINES, J. M. a STRACHAN, L. (2006). Abundance variation at the vicinity of an active region and the coronal origin of the slow solar wind. *The Astrophysical Journal*, **646**(2), 1275.
- KRIEGER, A. S., TIMOTHY, A. F. a ROELOF, E. C. (1973). A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream. *Solar Physics*, **29**(2), 505–525.
- LI, B., XIA, L. D. a CHEN, Y. (2011). Solar winds along curved magnetic field lines. *Astronomy & Astrophysics*, **529**, A148(6pp).
- LIN, R. P., ANDERSON, K. A., ASHFORD, S., CARLSON, C., CURTIS, D., ERGUN, R., LARSON, D., MCFADDEN, J., MCCARTHY, M., PARKS, G. K., RÈME, H., BOSQUED, J. M., COUTELIER, J., COTIN, F., D’USTON, C., WENZEL, K.-P., SANDERSON, T. R., HENRION, J., RONNET, J. C. a PASCHMANN, G. (1995). A three-dimensional plasma and energetic particle investigation for the wind spacecraft. *Space Science Reviews*, **71**(1–4), 125–153.

- MADJARSKA, M. S., DOYLE, J. G. a DRIEL-GESZTELYI, L. V. (2004). Evidence of magnetic reconnection along coronal hole boundaries. *The Astrophysical Journal Letters*, **603**(1), L57.
- MARIANI, F., BAVASSANO, B., VILLANTE, U. a NESS, N. F. (1973). Variations of the occurrence rate of discontinuities in the interplanetary magnetic field. *Journal of Geophysical Research*, **78**(34), 8011–8022.
- MARSCH, E., MÜHLHÄUSER, K.-H., ROSENBAUER, H., SCHWENN, R. a NEUBAUER, F. M. (1982). Solar wind helium ions: Observations of the helios solar probes between 0.3 and 1 AU. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **87**(A1), 35–51.
- MATTEINI, L., LANDI, S., HELLINGER, P., PANTELLINI, F., MAKSIMOVIC, M., VELLI, M., GOLDSTEIN, B. E. a MARSCH, E. (2007). Evolution of the solar wind proton temperature anisotropy from 0.3 to 2.5 AU. *Geophysical Research Letters*, **34**(20), L20105(5pp).
- MCCOMAS, D. J., BARRACLOUGH, B. L., FUNSTEN, H. O., GOSLING, J. T., SANTIAGO-MUÑOZ, E., SKOUG, R. M., GOLDSTEIN, B. E., NEUGEBAUER, M., RILEY, P. a BALOGH, A. (2000). Solar wind observations over Ulysses’ first full polar orbit. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **105**(A5), 10419–10433.
- NASA/JPL-CALTECH (2013). Voyager goes interstellar (artist concept). URL <https://www.jpl.nasa.gov/spaceimages/details.php?id=PIA17046>.
- NEUGEBAUER, M. a SNYDER, C. W. (1966). Mariner 2 observations of the solar wind: 1. average properties. *Journal of Geophysical Research*, **71**(19), 4469–4484.
- NEUGEBAUER, M., GOLDSTEIN, B. E., SMITH, E. J. a FELDMAN, W. C. (1996). Ulysses observations of differential alpha-proton streaming in the solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **101**(A8), 17047–17055.
- NEUGEBAUER, M., LIEWER, P. C., SMITH, E. J., SKOUG, R. M. a ZURBUCHEN, T. H. (2002). Sources of the solar wind at solar activity maximum. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **107**(A12), SSH 13–1–SSH 13–15.
- NOLTE, J. T., KRIEGER, A. S., TIMOTHY, A. F., GOLD, R. E., ROELOF, E. C., VAIANA, G., LAZARUS, A. J., SULLIVAN, J. D. a MCINTOSH, P. S. (1976). Coronal holes as sources of solar wind. *Solar Physics*, **46**(2), 303–322.
- OWENS, M. J., WICKS, R. T. a HORBURY, T. S. (2011). Magnetic discontinuities in the near-earth solar wind: Evidence of in-transit turbulence or remnants of coronal structure? *Solar Physics*, **269**(2), 411–420.
- PARKER, E. N. (1958). Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, **128**, 664–676.

- PIERRARD, V., MAKSIMOVIC, M. a LEMAIRE, J. (2001). Self-consistent model of solar wind electrons. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **106** (A12), 29305–29312.
- PITŇA, A., ŠAFRÁNKOVÁ, J., NĚMEČEK, Z., GONCHAROV, O., NĚMEC, F., PŘECH, L., CHEN, C. H. K. a ZASTENKER, G. N. (2016). Density fluctuations upstream and downstream of interplanetary shocks. *The Astrophysical Journal*, **819**(1), 41.
- RICHARDSON, I. G. a CANE, H. V. (2017). Near-earth interplanetary coronal mass ejections since january 1996. URL <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>.
- RICHARDSON, I. G. a CANE, H. V. (1995). Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965–1991) and their association with ejecta. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **100**(A12), 23397–23412.
- RUSSELL, C. T., LUHMANN, J. G. a STRANGEWAY, R. J. (2016). *Space Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK. ISBN 978-1-107-09882-4.
- SAKAO, T., KANO, R., NARUKAGE, N., KOTOKU, J., BANDO, T., DELUCA, E. E., LUNDQUIST, L. L., TSUNETA, S., HARRA, L. K., KATSUKAWA, Y., KUBO, M., HARA, H., MATSUZAKI, K., SHIMOJO, M., BOOKBINDER, J. A., GOLUB, L., KORRECK, K. E., SU, Y., SHIBASAKI, K., SHIMIZU, T. a NAKATANI, I. (2007). Continuous plasma outflows from the edge of a solar active region as a possible source of solar wind. *Science*, **318**(5856), 1585–1588.
- SCHRIJVER, C. J., TITLE, A. M., BALLEGOIJEN, A. A. V., HAGENAAR, H. J. a SHINE, R. A. (1997). Sustaining the quiet photospheric network: The balance of flux emergence, fragmentation, merging, and cancellation. *The Astrophysical Journal*, **487**(1), 424.
- SMITH, E. J. a WOLFE, J. H. (1976). Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11. *Geophysical Research Letters*, **3**(3), 137–140.
- STEVENS, M. L. a KASPER, J. C. (2016). CfA interplanetary shock database. URL [https://www.cfa.harvard.edu/shocks/wi\\_data/](https://www.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/).
- STURROCK, P. A. a HARTLE, R. E. (1966). Two-fluid model of the solar wind. *Physical Review Letters*, **16**, 628–631.
- SUESS, S. T., WANG, A.-H., WU, S. T. a NERNEY, S. F. (1999). Streamer evaporation. *Space Science Reviews*, **87**(1), 323–326.
- ŠAFRÁNKOVÁ, J., NĚMEČEK, Z., PŘECH, L., ZASTENKER, G., ČERMÁK, I., CHESALIN, L., KOMÁREK, A., VAVERKA, J., BERÁNEK, M., PAVLŮ, J., GAVRILOVA, E., KARIMOV, B. a LEIBOV, A. (2013a). Fast solar wind monitor (BMSW): Description and first results. *Space Science Reviews*, **175**(1), 165–182.

- ŠAFRÁNKOVÁ, J., NĚMEČEK, Z., CAGAŠ, P., PŘECH, L., PAVLŮ, J., ZASTENKER, G. N., RIAZANTSEVA, M. O. a KOLOSKOVA, I. V. (2013b). Short-scale variations of the solar wind helium abundance. *The Astrophysical Journal*, **778**(1), 25.
- TU, C.-Y. a MARSCH, E. (1990). Evidence for a “background” spectrum of solar wind turbulence in the inner heliosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **95**(A4), 4337–4341.
- TU, C.-Y. a MARSCH, E. (1993). A model of solar wind fluctuations with two components: Alfvén waves and convective structures. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **98**(A2), 1257–1276.
- UNIVERSITY OF HELSINKI (2016). Database of interplanetary shocks. URL <http://ipshocks.fi/database>.
- USMANOV, A. V., GOLDSTEIN, M. L. a MATTHAEUS, W. H. (2014). Three-fluid, three-dimensional magnetohydrodynamic solar wind model with eddy viscosity and turbulent resistivity. *The Astrophysical Journal*, **788**(1), 43(18pp).
- VELLI, M. (2001). Hydrodynamics of the solar wind expansion. *Astrophysics and Space Science*, **277**(1), 157–167.
- VERSCHAREN, D., BOUROUAINE, S. a CHANDRAN, B. D. G. (2013). Instabilities driven by the drift and temperature anisotropy of alpha particles in the solar wind. *The Astrophysical Journal*, **773**(2), 163.
- WANG, Y.-M. a SHEELEY, N. R., J. (1990). Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *The Astrophysical Journal*, **355**(1), 726–732.
- WANG, Y.-M. a SHEELEY, N. R. J. (2006). Sources of the solar wind at Ulysses during 1990-2006. *The Astrophysical Journal*, **653**(1), 708–718.
- WANG, Y.-M., SHEELEY JR., N. R., WALTERS, J. H., BRUECKNER, G. E., HOWARD, R. A., MICHELS, D. J., LAMY, P. L., SCHWENN, R. a SIMNETT, G. M. (1998). Origin of streamer material in the outer corona. *The Astrophysical Journal Letters*, **498**(2), L165–L168.
- WELCH, P. D. (1967). The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE transactions on audio and electroacoustics*, **AU-15**(2), 70–73.
- XU, F. a BOROVSKY, J. E. (2015). A new four-plasma categorization scheme for the solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **120**(1), 70–100.
- ZIRKER, J. B. (1977). Coronal holes and high-speed wind streams. *Reviews of Geophysics*, **15**(3), 257–269.

# Seznam použitých zkratek

3DP	3D Plasma Analyzer
AU	Astronomical Unit
BMSW	Bright Monitor of the Solar Wind
CIR	Corotating Interaction Region
FC	Faraday Cup
FFT	Fast Fourier Transform
GSE	Geocentric Solar Ecliptic
ICME	Interplanetary Coronal Mass Ejection
IMF	Interplanetary Magnetic Field
MHD	Magnetohydrodynamika
MFI	Magnetic Field Investigation
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PESA	Proton Electrostatic Analyzer
PSD	Power Spectral Density
SWE	Solar Wind Experiment