



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

**DISERTAČNÍ PRÁCE**

Jakub Enžl

**Magnetická rekonekce ve slunečním  
větru**

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

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

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Fyzika plazmatu a ionizovaných prostředí

Praha 2019

Prohlašuji, že jsem tuto disertační 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

Rád bych poděkoval své rodině za podporu. Dále potom panu prof. Němečkovi a paní prof. Šafránkové za to, že mě dovedli celou dlouhou cestu až k sepsání této práce.

Název práce: Magnetická rekonekce ve slunečním větru

Autor: Jakub Enžl

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí disertační práce: Doc. RNDr. Lubomír Přech, Dr., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt: Magnetická rekonekce je fundamentální proces v plazmatu, při kterém je energie magnetického pole transformována do urychlení a ohřevu částic plazmatu. Můžeme ji nalézt tam, kde dochází ke kontaktu dvou oblastí plazmatu s rozdílnou topologií magnetického pole, mezi kterými se vytvoří tenká proudová vrstva, a kde je magnetické pole do plazmatu zamrzlé. Taková situace je běžná pro sluneční vítr. V této práci využijeme družicová měření plazmatu slunečního větru a magnetického pole a vyhledáváme v nich výtoky z magnetické rekonekce. Tyto výtoky dále analyzujeme a porovnáváme je s teorií popisující magnetickou rekonekci. Výsledky statistické studie zaměřené na přeměnu energie magnetického pole pomocí magnetické rekonekce ukázaly, že energie magnetického pole přeměněná na ohřev a urychlení částic ve výtoku magnetické rekonekce se zvyšuje se střížným úhlem magnetického pole, ve shodě s tím jak se zvyšuje energie magnetického pole, která se při magnetické rekonekci může uvolnit. Navíc jsme pozorovali atypické události spojené s magnetickou rekonekcí: postranní výtoky a diskutovali jsme jejich pravděpodobné příčiny vzniku.

Klíčová slova: Magnetická rekonekce, sluneční vítr, zamrzlé magnetické pole, plazma

Title: Magnetic reconnection in the solar wind

Author: Jakub Enžl

Department: Department of surface and plasma physics

Supervisor: Doc. RNDr. Lubomír Přech, Dr., Department of surface and plasma physics

Abstract: Magnetic reconnection is a fundamental process that changes magnetic field configuration and converts a magnetic energy to flow energy and plasma heating. It can be found in a plasma with frozen magnetic field lines at boundaries where different magnetic field topologies encounter each other and thin current sheets are created as it is typical in the solar wind. In the thesis, we have used spacecraft measurements of solar wind plasma and magnetic field to find magnetic reconnection exhausts. We analyze and compare them with theoretical predictions. The results of the statistical analysis oriented on re-distribution of the magnetic energy in reconnection showed that both a portion of the energy deposited into heat as well as the energy spent on an acceleration of the exhaust plasma increase with the magnetic shear angle in accord with the increase of the magnetic flux available for reconnection. Moreover, we identify unusual events in the solar wind; we found magnetic reconnection exhausts accompanied by one or two side jets and explained their possible causes.

Keywords: Magnetic reconnection, solar wind, frozen magnetic field, plasma

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>2</b>
1.1	Sluneční vítr . . . . .	2
1.2	Teoretický popis magnetizovaného plazmatu . . . . .	4
1.2.1	Tekutinový model plazmatu – Magnetohydrodynamika . . . . .	5
1.2.2	Zamrznutí magnetického pole v plazmatu . . . . .	6
1.2.3	Tlak magnetického pole . . . . .	7
1.3	Rekonekce magnetických siločar . . . . .	8
1.3.1	Model Sweet – Parker . . . . .	9
1.3.2	Model Petschek . . . . .	10
1.3.3	Hallův jev v rekonekci . . . . .	11
1.3.4	Experimenty a simulace magnetické rekonekce v magnetosféře . . . . .	12
1.3.5	Magnetická rekonekce ve slunečním větru . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Cíle práce</b>	<b>16</b>
<b>3</b>	<b>Zpracování družicových dat a jejich analýza</b>	<b>17</b>
3.1	Popis použitých dat . . . . .	17
3.2	Vyhledávání magnetických rekonekci . . . . .	18
3.3	Magnetická rekonekce v ICME – ověření algoritmu . . . . .	19
3.4	Statistická studie magnetických rekonekci . . . . .	21
3.5	Vedlejší výtoky z magnetických rekonekci . . . . .	24
3.6	Závěr . . . . .	32
	<b>Seznam použité literatury</b>	<b>33</b>
<b>4</b>	<b>Seznam publikací</b>	<b>40</b>
<b>5</b>	<b>Přílohy</b>	<b>41</b>

# Kapitola 1

## Úvod

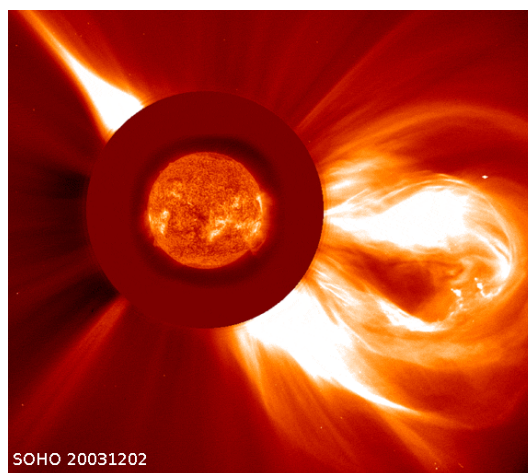
Tato práce se zaměřuje na pozorování rekonekce magnetických siločar ve slunečním větru. Práce bude strukturována ve stejném duchu, v jakém postupovalo naše studium této problematiky. Nejdříve budou nastíněny teoretické základy rekonekce magnetických siločar ve vodivém plazmatu. Dále bude popsáno, jakým způsobem se magnetické rekonekce projevují ve slunečním větru a jakým způsobem lze magnetické rekonekce nalézt v experimentálně naměřených datech. Ve výsledkové části představíme statistickou studii magnetických rekonekci a několik případových studií. Používáme k tomu data z družic Wind, THEMIS a CLUSTER. Cílem práce je porovnání měření se současnými teoriemi popisujícími magnetickou rekonekci, klasifikace typů magnetické rekonekce a statistické zpracování jejich vlastností.

### 1.1 Sluneční vítr

Slunce je naší nejbližší hvězdou. Skládá se z ionizovaných plynů o vysoké teplotě, například povrch Slunce, zvaný fotosféra má teplotu  $\approx 5500^\circ C$  (Kivelson a Russell, 1995). Takto horké těleso podle Planckova vyzařovacího zákona poměrně intenzivně vyzařuje elektromagnetické záření, toto záření je nejsilnějším, ačkoli ne jediným projevem sluneční aktivity. Kromě elektromagnetického záření k nám od Slunce neustále proudí hmotné částice. Proud těchto částic říkáme sluneční vítr. Ten je tvořen převážně ionizovanými vodíkovými a heliovými jádry a v malém množství různě ionizovanými jádry těžších prvků. Proud atomových jader je doplněn volnými elektrony tak, aby byl sluneční vítr elektricky neutrální. Částice slunečního větru mají značnou tepelnou energii  $\approx 10 eV$  a pohybují se směrem od Slunce rychlostí  $\approx 450 km/s$  (Kivelson a Russell, 1995). Sluneční vítr není ničím jiným než obdobou atmosféry - plynný obal. Jelikož je však sluneční atmosféra velice horká, sluneční gravitace nestačí na její udržení tak, jak je tomu například na Zemi. Proto sluneční atmosféra, zvaná korona, neustále expanduje směrem od Slunce. Svou expanzí tlačí vyšší vrstvy korony na spodní vrstvy a dodávají tak dodatečný tlak pomáhající gravitaci v držení zbytku korony. Jelikož jsou částice v koruně neustále doplňovány z nižších vrstev, je korona, alespoň z globálního hlediska, dlouhodobě stabilní.

Tento model, který byl popsán v Parker (1958), nám dává hrubou představu o vzniku slunečního větru. Popsaný model však neuvažuje důležitou vlastnost jak Slunce, tak slunečního větru, a to magnetické pole, které působí dalším tla-

kem. Magnetické pole na Slunci je neustále generováno a zesilováno pomocí jevu zvaného magnetohydrodynamické dynamo. Jelikož se veškerá hmota na Slunci nachází ve stavu vodivého plazmatu, má magnetické pole na její chování velký vliv. Nejznámějším projevem vlivu magnetického pole na chování plazmatu na povrchu Slunce jsou sluneční erupce (Coronal Mass Ejection – CME) (Forbes, 2000). Při sluneční erupci dochází k rekonekci magnetického pole na povrchu Slunce do energeticky výhodnější konfigurace. Uvolněná energie je přeměněna na tepelnou a kinetickou energii částic plazmatu, které jsou často vyvrženy směrem od Slunce, viz obr. 1.1. Tyto erupce postupují do meziplanetárního prostoru a stávají se součástí slunečního větru. Od slunečního větru se však podstatně liší svými vlastnostmi (Jian a kol., 2006), díky tomu pozorujeme na rozhraní CME a okolního slunečního větru rychlé změny parametrů jako jsou koncentrace částic nebo velikost a orientace magnetického pole.



Obrázek 1.1: Erupce na Slunci, zdroj družice SOHO

Sluneční vítr šířící se meziplanetárním prostorem je velice proměnlivý. Jeho parametry se velmi rychle mění částečně vlivem CME a jiných struktur, které se ve slunečním větru nachází (Gosling a McComas, 1987). Změna parametrů slunečního větru má vliv na geomagnetické pole, na které nabitě částice slunečního větru působí. Působení slunečního větru můžeme pozorovat i na Zemi. Prudké změny parametrů slunečního větru mají totiž spojitost s výskytem polárních září, které byly pozorovány již v dávné historii. Polární záře jsou průvodním jevem geomagnetických bouří, které jsou často iniciovány právě změnou parametrů slunečního větru v okolí Země. Vliv slunečního větru na zemskou magnetosféru a geomagnetické bouře je zprostředkován stejným fyzikálním jevem jako sluneční erupce – rekonekci magnetických siločar. Magnetické siločáry Země a slunečního větru se přepojují, a tím umožňují vnik slunečního větru do zemské magnetosféry. Na straně magnetosféry vzdálenější od Slunce, v takzvaném chvostu potom dochází k přepojování magnetických siločar uvnitř magnetosféry a ke vzniku geomagnetických bouří.

Jak bylo nastíněno, rekonekce magnetických siločar je důležitým mechanismem ovlivňujícím vývoj Slunce, slunečního větru, interakci slunečního větru se Zemí a magnetosférou Země. Pokud chceme tyto procesy pochopit, nutně potřebujeme rozumět rekonekci magnetických siločar, která se chová velmi rozmanitě v závislosti na vnějších podmínkách. Proto je třeba ji i v různých podmínkách

studovat a teoreticky pochopit. V dnešní době je rovněž řada praktických důvodů proč tento jev studovat. Geomagnetické bouře představují významné riziko pro funkci družic a rozvodných elektrických sítí a spolu s technologickým rozvojem, který přináší větší počet družic, stoupá potřeba tyto jevy předpovídat (Crooker a Siscoe, 1986; Lanzerotti, 2013).

## 1.2 Teoretický popis magnetizovaného plazmatu

Jak již bylo řečeno, sluneční vítr je tvořen ionizovaným plynem, kterému říkáme plazma. Plazma je však víc než jen ionizovaný plyn, klademe na něj další podmínky, které musí splňovat. První z podmínek je, že plazma musí být dostatečně elektricky neutrální, tedy bude obsahovat přibližně stejné množství kladného a záporného náboje. Pokud do plazmatu vložíme elektrický náboj, bude tento náboj na krátké vzdálenosti odstíněn opačně nabitými částicemi plazmatu. To se v plazmatu skutečně děje a vzdálenost, se kterou se stínění náboje škáluje, se nazývá Debyeho délka, viz rovnice 1.1. Ve vzdálenosti jedné Debyeho délky je potenciál vyvolaný vloženým nábojem odstíněn na  $1/e$  hodnoty jakou by měl ve stejné vzdálenosti ve vakuu:

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

kde  $k$  je Boltzmannova konstanta,  $T_e$  je elektronová teplota,  $n_e$  je koncentrace elektronů,  $\epsilon_0$  je permitivita vakua a  $e$  je elementární náboj. Aby bylo toto stínění efektivní a platil vzorec 1.1, je třeba, aby bylo v plazmatu dostatečné množství částic. Pokud v plazmatu vytkneme sféru o poloměru Debyeho délky, musí obsahovat dostatečné množství částic, které mohou realizovat stínění. Matematicky vyvstává tato podmínka při linearizaci diferenciální rovnice, ze které je rovnice 1.1 odvozena (Martišovits, 2004). Z toho plyne podmínka na počet částic v Debyeho sféře  $N_D$ :

$$N_D = 4\pi n \lambda_D^3 / 3 \gg 1 \quad (1.2)$$

kde  $n$  je koncentrace částic. V takovém plazmatu jsou všechny náboje na vzdálenost několika Debyeho délek odstíněny. Jakékoliv elektrické pole, které se v takovém plazmatu objeví, vyvolá takové přeskupení náboje, které je vyruší. Počet nábojů v Debyeho sféře je  $\approx T^{3/2} / \sqrt{n}$ , podmínka tedy požaduje určitou kombinaci vysoké teploty a malé koncentrace částic. Plazma se v tomto směru chová jako elektrický vodič.

Dalším kritériem, které je třeba posoudit je rychlost, s jakou se náboj v plazmatu odstíní. Stínění v plazmatu realizují elektrony, jelikož jsou z částic plazmatu nejlehčí a tedy nejrychleji reagují na působící síly. Rychlost, s jakou se stínění náboje v plazmatu realizuje, koresponduje s plazmovou frekvencí  $\omega_p$ :

$$\omega_p = \left( \frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

kde  $m_e$  je hmotnost elektronu. Podmínkou pro realizaci procesu stínění rovněž je, aby srážková frekvence částic mezi sebou byla nižší než plazmová frekvence. Pokud by tomu tak nebylo, chování plazmatu by dominovaly srážky a částice by potom



nemohly efektivně stínit elektrická pole. Jsou-li všechny výše zmíněné podmínky splněny, mluvíme o ideálním plazmatu, ve kterém je potenciální energie spojená se vzájemnou interakcí nabitých částic zanedbatelná v porovnání s kinetickou energií jejich tepelného pohybu (Martišoviš, 2004). Takové podmínky lze v přírodě často nalézt. Sluneční vítr je v mnoha ohledech dobrým příkladem ideálního plazmatu.

### 1.2.1 Tekutinový model plazmatu – Magnetohydrodynamika

K popisu plazmatu lze přistupovat více způsoby. Základní je popis pomocí kinetické teorie, ve které je plazma popisováno pomocí distribučních funkcí částic (Kivelson a Russell, 1995). Tento přístup je robustní, protože na popisovaný systém neklade dodatečné požadavky. Jedna ze základních předpovědí, která z tohoto přístupu plyne, je například předpoklad o rovnovážném rozdělení rychlosti částic – Maxwellovo rychlostní rozdělení:

$$f(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{1/2m(\mathbf{v} - \mathbf{u})^2}{kT} \right) \quad (1.4)$$

kde  $\mathbf{u}$  je driftová rychlost,  $\mathbf{v}$  je rychlost,  $T$  je termodynamická teplota a  $m$  je hmotnost částic. Z toho průměrná rychlost částic, po odečtení driftové rychlosti, je:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (1.5)$$

Když se námi studovaný systém nachází v termodynamické rovnováze nebo blízko ní, můžeme nahradit složitý pojem distribuční funkce za jeho momenty a stav plazmatu popisovat v pojmech jako je termodynamická teplota, hustota a tlak. Toto zjednodušení nám výrazně ulehčí výpočty a úvahy o chování plazmatu. Teorie využívající tento přístup v plazmatu se nazývá magnetohydrodynamika.

Průměrné veličiny v plazmatu splňují zákony zachování, podobně jako je tomu v hydrodynamice. V plazmatu musíme navíc uvažovat vliv elektromagnetického pole a elektrických proudů. Započteme-li tyto vlivy, můžeme definovat rovnici kontinuity 1.6 a zákon zachování hybnosti 1.7 pro vodivou tekutinu v elektromagnetickém poli. Za povšimnutí stojí, že zdrojem hybnosti v plazmatu může být i elektrické pole  $\mathbf{E}$ , dané vektorovým součinem hustoty elektrického proudu  $\mathbf{j}$  a magnetické indukce  $\mathbf{B}$ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (1.6)$$

kde  $\rho$  je hustota a  $\mathbf{u}$  je vektor rychlosti,

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{F}_g \quad (1.7)$$

kde  $p = n_p kT_p + n_e kT_e$  je tlak plazmatu, pokud uvažujeme dvousložkové plazma. V magnetohydrodynamice uvažujeme plazma jako elektricky neutrální tekutinu složenou ze stejného počtu elektronů a iontů, tedy  $n_p = n_e$ . Poslední člen v rovnici reprezentuje gravitační síly, popřípadě jiné neelektrické síly. Zákony zachování musíme nyní doplnit upravenými Maxwellovými rovnicemi. Ty je nutné zjednodušit, abychom to mohli udělat, musíme předpokládat, že rozměry které

v magnetohydrodynamice budeme studovat, budou velké v porovnání s Debyeho délkou a rovněž, že změny v systému se budou odehrávat pomaleji než je  $\approx 1/\omega_p$ . Potom můžeme upravit Amperův zákon do jeho 'nízkofrekvenční' formy:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (1.8)$$

kde  $\mu_0$  je permeabilita vakua. Faradayův zákon zůstává v nezměněném tvaru:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (1.9)$$

Dále použijeme zákon nulové divergence magnetického pole 1.10.

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.10)$$

Ohmův zákon udává vztah mezi proudem a elektrickým a magnetickým polem. Zde je uveden ve zjednodušeném tvaru:

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (1.11)$$

kde  $\sigma$  je efektivní elektrická vodivost plazmatu. Její velikost je kritická pro chování plazmatu a pro rychlost rekonekce magnetických siločar. Velikost efektivní vodivosti, která definuje rychlost difuze magnetických siločar, jak bude ukázáno dále, ovlivňuje řada faktorů: srážky, turbulence, vlny v plazmatu, setrvačnost částic a další kinetické efekty. Z výše uvedených rovnic se dá dojít ke vztahu, který popisuje časovou změnu magnetického pole v plazmatu:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.12)$$

Časová změna magnetického pole je tedy dána dvěma členy na pravé straně rovnice. Poměr velikostí těchto dvou členů určuje, jak se bude magnetické pole chovat a říká se mu magnetické Reynoldsovo číslo:

$$R_m = \mu_0 \sigma u L \quad (1.13)$$

kde  $L$  je charakteristický rozměr změn v plazmatu.

Druhý člen v rovnici 1.12 je nazýván difuzní a popisuje difuzi a rozpad magnetického pole v plazmatu. Nás zajímá hlavně případ, kdy bude difuzní člen malý. To nastane tehdy, pokud bude vodivost plazmatu dostatečně velká. V tu chvíli bude změnu magnetického pole popisovat jen první člen, konvektivní. O takovém plazmatu tvrdíme, že je v něm magnetické pole zamrzlé (Forbes, 2000; Birn a Hesse, 2001).

## 1.2.2 Zamrznutí magnetického pole v plazmatu

Koncept zamrzlého magnetického pole lze pochopit pomocí následující úvahy. Vytyčme si v plazmatu plochu  $S$ , která je ohraničena křivkou  $\Gamma$ , potom magnetický tok  $\Phi$  procházející plochou bude:

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.14)$$

kde vektor  $\mathbf{s}$  je kolmý na plochu  $S$ . Obecně může být změna toku dána buď změnou magnetického pole procházejícího plochou, označme  $\Phi'$ , nebo změnou plochy  $S$ , která obepíná námi zvolenou oblast plazmatu, označme  $\Phi''$ . Celkem bude změna magnetického toku vyjádřena jako:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d\Phi'}{dt} + \frac{d\Phi''}{dt} \quad (1.15)$$

kde  $\Phi'$  vyjadřuje časovou změnu dle rovnic magnetohydrodynamiky:

$$\frac{d\Phi'}{dt} = \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.16)$$

Pokud se hranice plazmatu, které plocha  $S$  vymezuje posune, například pokud plazma expanduje nebo o kousek "odteče", magnetické pole se změní. Uvažujme tedy změnu plochy  $d\mathbf{s}$ , způsobenou pohybem plazmatu o rychlosti  $\mathbf{v}$ :

$$d\mathbf{s} = \mathbf{v} dt \times d\mathbf{l} \quad (1.17)$$

kde  $d\mathbf{l}$  je element křivky  $\Gamma$ . Potom změna magnetického toku vlivem pohybu plazmatu je:

$$d\Phi'' = \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} \times d\mathbf{l} dt = -dt (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{l} \quad (1.18)$$

S využitím Stokesova teorému pak:

$$\frac{d\Phi''}{dt} = - \int_{\Gamma} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = - \int_S \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.19)$$

Celková změna magnetického toku lze tedy vyjádřit jako:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int_S \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.20)$$

Porovnáme-li nyní integrand s rovnicí 1.12 zjistíme, že pro ideální plazma, tedy takové, kde můžeme zanedbat difuzní člen, bude integrand vždy nulový. Tedy celková změna magnetického toku plochou  $S$  bude nulová. Jelikož plochu  $S$  jsme nechávali se pohybovat s plazmatem, plyne z toho, že magnetické pole je zamrzlé do plazmatu a pohybuje se s ním, tedy:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0 \quad (1.21)$$

Koncept zamrzlého magnetického pole je pro studium slunečního větru důležitý, protože magnetické pole je zamrzlé jak ve slunečním větru, tak ve Slunci samotném a magnetické pole je z povrchu Slunce unášeno spolu se slunečním větrem do meziplanetárního prostoru, přičemž sleduje pohyb plazmatu. Samozřejmě pole je zamrzlé, jen dokud platí, že difuzní člen je zanedbatelný.

### 1.2.3 Tlak magnetického pole

Z rovnic magnetohydrodynamiky plyne i následující vztah, který nám popisuje hustotu síly magnetického pole.

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\frac{\nabla B^2}{2\mu_0} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (1.22)$$

Z porovnání 1. členu na pravé straně s rovnicí 1.7 plyne, že tlak magnetického pole  $p_B$  je:

$$p_B = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (1.23)$$

Ve slunečním plazmatu je magnetický tlak nezanedbatelnou součástí celkového tlaku. Důležitým parametrem ve slunečním větru je poměr tlaku plazmatu vůči magnetickému tlaku, zvaný parametr plazma  $\beta$ :

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (1.24)$$

Pokud platí, že  $\beta \leq 1$ , dominuje v plazmatu magnetický tlak nad tlakem částic. O takovém plazmatu říkáme, že je studené. Pokud je naopak  $\beta$  větší než jedna, magnetické pole v plazmatu má menší vliv na jeho chování. Pokud rozložíme 2. člen v rovnici 1.22 na část rovnoběžnou s polem  $\mathbf{B}$  a na část kolmou, tak získáme následující vztah:

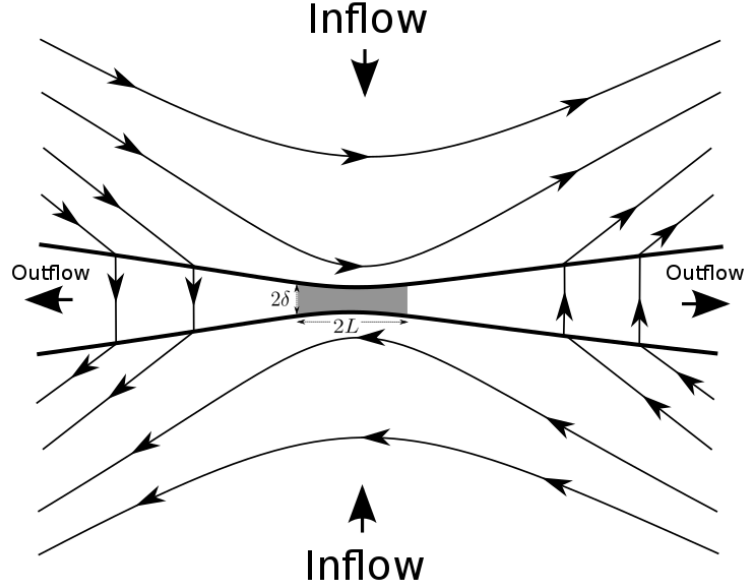
$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} / \mu_0 = \mathbf{b} \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} / \mu_0 + (B^2 / \mu_0) \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{b} = \mathbf{b} (\mathbf{b} \cdot \nabla B^2) / 2\mu_0 - \frac{\mathbf{n} B^2}{\mu_0 R_c} \quad (1.25)$$

kde  $\mathbf{b}$  je jednotkový vektor ve směru magnetického pole,  $\mathbf{n}$  je normála zakřivení magnetického pole a  $R_c$  je poloměr zakřivení magnetického pole. První člen na pravé straně nám anulují magnetický tlak rovnoběžný se směrem magnetického pole. Je tedy vidět, že magnetický tlak působí pouze kolmo na magnetické pole. Druhý člen, kterému můžeme říkat síla zakřivení, působí proti směru normály zakřivení, snaží se tedy snížit zakřivení magnetického pole. Tento člen způsobuje, že zakřivené magnetické pole má tendenci se narovnávat, tato síla bude hrát důležitou roli při magnetické rekonekci (Kivelson a Russell, 1995).

### 1.3 Rekonekce magnetických siločar

Sluneční plazma a plazma slunečního větru má zamrzlé magnetické siločáry. Z pozorování ale víme, že někdy jsou podmínky pro zamrzlé plazma porušeny a magnetické siločáry se mohou přepojovat. Například explozivní rekonekce magnetických siločar pozorujeme při slunečních erupcích, viz obr.1.1. To nás vede k otázce, kdy a jak se mohou magnetické siločáry přepojovat?

Na obrázku 1.2 je zobrazena základní topologie magnetického pole, na které si lze magnetickou rekonekci představit. Aby magnetická rekonekce započala, je nutné mít dvě oblasti plazmatu s rozdílným směřováním magnetického pole, na obrázku označeny jako oblasti 'inflow', vtok. Úhel mezi magnetickými poli označme jako střížný úhel  $\Phi$ . Mezi takovými oblastmi plazmatu se dle rovnice Amperova zákona (1.8) vytvoří proudová vrstva. Vlivem rezistivity plazmatu může dojít ke vzniku difuzní oblasti o délce  $2L$  a šířce  $2\delta$ , ve které dochází k přepojování magnetických siločar. Přepojené siločáry jsou velmi zakřivené a mají tendenci se narovnávat (viz rovnice 1.23). Svým pohybem urychlují plazma směrem k oblasti označené jako 'outflow', výtok, tím zároveň vyprazdňují difuzní oblast, ve které může dále pokračovat magnetická rekonekce. Pokud do difuzní oblasti vtéká stejně plazmatu, jako z ní vytéká, může být magnetická rekonekce stabilním časově ustáleným jevem.



Obrázek 1.2: Jednoduché schématické znázornění struktury magnetické rekonekce.

### 1.3.1 Model Sweet – Parker

První model magnetické rekonekce navrhli P. Sweet a E. Parker, dle nich je model nazván Sweet – Parker (Parker, 1957a,b; Sweet, 1958). Jejich model popisuje antiparalelní rekonekci magnetického pole pomocí rezistivní difuze. V tomto modelu uvažujeme rekonekci magnetických siločar jako časově ustálený jev, kde přepojování siločar probíhá v difuzní oblasti. Kolem difuzní oblasti se nachází vtok: oblast, ze které plazma spolu s magnetickým polem vstupuje do místa přepojování a výtok, tedy oblast kudy plazma odtéká. Pokud uvažujeme ideální plazma, potom z Ohmova zákona pro naši topologii (viz obr. 1.2) plyne, že na vtoku do difuzní oblasti bude platit:

$$E_y = v_{in} B_{in} \quad (1.26)$$

kde  $E_y$  je složka elektrického pole kolmá na skicu v oblasti vtoku,  $v_{in}$  je rychlost vtoku do difuzní oblasti a  $B_{in}$  je velikost přepojovaného antiparalelního magnetického pole. Z Ampérova zákona lze pro proud kolmý na skicu  $J_y$  vyvodit:

$$J_y \approx \frac{B_{in}}{\mu_0 \delta} \quad (1.27)$$

kde  $\mu_0$  je permeabilita vakua. Elektrické pole v difuzním regionu získané z Ohmova zákona, kde předpokládáme vymizení magnetického pole, je:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{J}}{\sigma} \quad (1.28)$$

kde  $\sigma$  je el. vodivost plazmatu. Z výše zmíněného výrazu lze odvodit rychlost, jakou plazma vtéká do difuzního regionu. Rychlost vtoku je dána rychlostí difuze magnetických siločar:

$$v_{in} = \frac{E_y}{B_{in}} \approx \frac{1}{\mu_0 \sigma \delta} = \frac{\eta}{\delta} \quad (1.29)$$

kde  $\eta$  je magnetický difuzní koeficient a  $\delta$  je pološířka difuzní oblasti.

Pokud předpokládáme, že hustota na vtoku a na výtoku bude stejná, ze zákona zachování hmoty a z předpokladu časově ustáleného řešení plyne:

$$v_{in}L \approx v_{out}\delta \quad (1.30)$$

kde  $v_{out}$  je rychlost na výtoku z difuzní oblasti. Pokud budeme uvažovat rovnost tlaků na vtoku a na výtoku z difuzní oblasti, a budeme předpokládat, že na vtoku dominuje tlak magnetického pole, a na výtoku dominuje dynamický tlak plazmatu, potom bude platit:

$$\frac{B_{in}^2}{2\mu_0} \approx \frac{\rho v_{out}^2}{2} \quad (1.31)$$

Pokud ze vztahu 1.31 vyjádříme rychlost na výtoku, vyjde nám, že je přibližně rovna Alfvénově rychlosti:

$$v_{out} \approx \frac{B_{in}}{\sqrt{\mu_0\rho}} = v_A \quad (1.32)$$

kde  $v_A$  je Alfvénova rychlost definovaná jako rychlost šíření Alfvénovy vlny. Pokud rychlost rekonekce  $R$  určíme jako poměr rychlostí na vtoku a výtoku, dostaneme:

$$R = \frac{v_{in}}{v_{out}} \approx \frac{\eta}{v_A\delta} \quad (1.33)$$

Vidíme, že rychlost rekonekce je přibližně úměrná rychlosti magnetické difuze, tedy magnetickému difuznímu koeficientu  $\eta$ . Nevýhodou modelu Sweet – Parker je velký poměr  $L/\delta$ , který limituje rychlost magnetické rekonekce, protože vstupní rychlost je následkem toho malá. Ve slunečním plazmatu by vysvětlení přepojování magnetických siločar modelem Sweet – Parker neodpovídalo rychlému přepojování siločar, jaké bylo pozorováno například ve sluneční koruně. Popsaný model tedy není vhodný pro vysvětlení magnetické rekonekce ve slunečním větru (Biskamp, 1986).

### 1.3.2 Model Petschek

H. Petschek navrhl model, ve kterém je šířka difuzního regionu mnohem kratší než v modelu Sweet – Parker. Zkrácením difuzního regionu se zrychlila magnetická rekonekce. Oblast výtoku je v tomto modelu oddělena od zbytku plazmatu pomalou rázovou vlnou, na které se plazma urychluje a zahřívá (Petschek, 1964). Urychlení se v modelu Petschek uskutečňuje pomocí síly zakřivení (viz. 1.23), kdy se přepojené magnetické siločáry, které jsou velmi zakřivené, narovnávají a přeměňují přitom magnetickou energii v pohyb a ohřev částic plazmatu. Pomalá rázová vlna se propaguje ve směru proti vtoku Alfvénovou rychlostí, rychlost vtoku  $v_{in}$  tedy je:

$$v_{in} = \frac{B_y}{\sqrt{\mu_0\rho}} \quad (1.34)$$

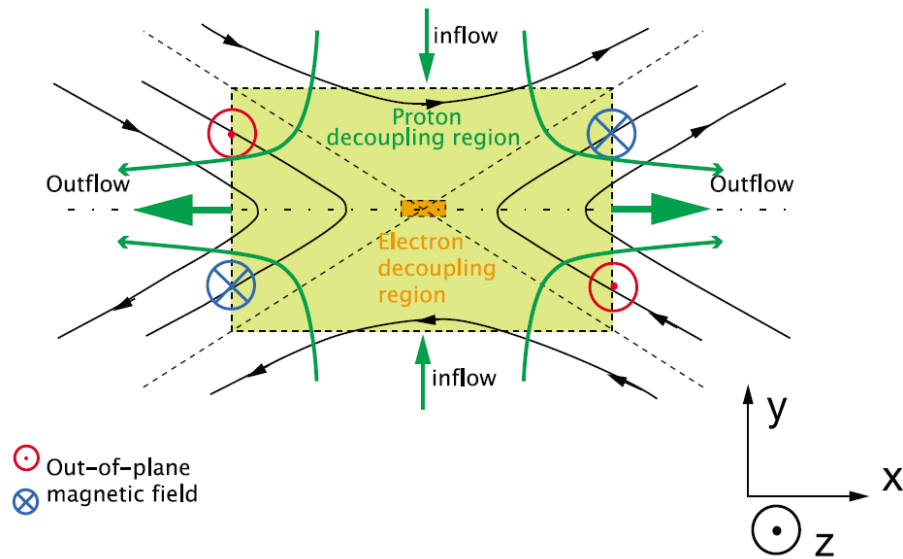
To nám dává největší rychlost rekonekce:

$$v_{in} < \frac{v_A}{\ln\left(\frac{\mu_0Lv_A}{\eta}\right)} \quad (1.35)$$

Rychlost rekonekce plynoucí z tohoto modelu je vyšší než v modelu Sweet - Parker, ale stále není ve shodě s pozorováním. Navíc ad-hoc zavedené pomalé rázové vlny na rozhraní výtoku a okolního plazmatu omezují aplikovatelnost modelu. V numerických simulacích byl model Petschek pozorován pouze pokud simulace zahrnovala lokalizovanou rezistivitu (Loureiro a Uzdensky, 2016). Zavedení pomalých rázových vln do modelu rekonekcí bylo ale důležitým rozšířením teoretických úvah o magnetických rekonekcích (Kulsrud, 2001).

### 1.3.3 Hallův jev v rekonekci

Jelikož výše popsané modely stále nedávaly správné předpovědi rychlosti magnetické rekonekce, bylo nutné pochopit chování rekonekce hlouběji, tedy z pohledu kinetické teorie. Byl navržen Hallův model magnetické rekonekce, který bere v úvahu rozdílné chování protonů a elektronů ve slunečním větru (Sonnerup, 1979; Terasawa, 1983). Tento přístup dá vzniku Hallově členu v rovnici Ohmova zákona, který je pro plazma se zamrzlými magnetickými siločárami, pozorovanými na škálách větších než iontová inerciální délka  $\delta_i = c/\omega_{pi}$ , nulový (kde  $\omega_{pi}$  je iontová plazmová frekvence). Zavedení tohoto členu umožní oddělení dynamiky pohybu elektronů a iontů a vytvoří zcela novou topologii difuzní oblasti, viz obr. 1.3.



Obrázek 1.3: Struktura magnetické rekonekce v Hallově modelu. Model obsahuje několik oblastí, oblast vtoku (inflow), výtoku (outflow), difuzní oblast protonů (proton decoupling region) a difuzní oblast elektronů (electron decoupling region). Převzato z Aunai a kol. (2011).

V této topologii vtékající plazma nejprve vstupuje do difuzní oblasti protonů (proton decoupling region), který má škálu  $\approx \delta_i$ . V této oblasti dochází k demagnetizaci iontů, a tedy k oddělení jejich pohybu od magnetického pole. Pohyb elektronů je však vzhledem k jejich hmotnosti a mnohem menší inerciální délce  $\delta_e$  stále vázán na magnetické pole, dochází tak k oddělení pohybu elektronů, které jsou zamrzlé v magnetickém poli, od iontů. To dává vzniku elektrickému proudu

a následně i Hallovu členu  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ , který urychluje ionty směrem k příslušnému výtoku až na Alfvénovu rychlost  $v_A$ . Dalším z projevů vzniklého proudu  $\mathbf{J}$  je i vznik typického kvadrupólového magnetického pole v difuzní oblasti protonů, které je kolmé na původní antiparalelní magnetické pole.

V difuzní oblasti protonů je vnořena difuzní oblast elektronů (electron decoupling region), ve které dochází vlivem kinetických jevů elektronů k disipaci a přepojování magnetických siločar, tloušťka této oblasti se škáluje s elektronovou inerciální délkou  $\delta_e$ . Rychlost magnetické rekonekce lze řešit opět z pohledu zákona zachování hmoty a časově ustáleného řešení. Chování elektronů v difuzní oblasti elektronů je popsáno nelineárními rovnicemi hvizdových vln (Shay a kol., 1998; Mandt a kol., 1994) a pro elektrony bude výstupní rychlost  $V_{el\_out}$  dána:

$$V_{el\_out} \approx J/ne \approx B/(\mu_0 ne \delta_e) \quad (1.36)$$

Výstupní tok elektronů  $V_{el\_out} \cdot \delta_e$  tedy nezávisí na tloušťce difuzní oblasti elektronů, proto elektrony nelimitují rychlost magnetické rekonekce. Rychlost magnetické rekonekce bude tedy limitována rychlostí plazmatu natékajícího do difuzní oblasti, obdobně jako v modelu Sweet - Parker:

$$V_{i\_in} \approx \frac{\delta_i}{L} v_A \quad (1.37)$$

Uvažovaná tloušťka difuzní oblasti iontů  $\delta_i$  je větší než uvažovaná tloušťka difuzní oblasti v modelu Sweet - Parker, tím získáme širší kanál, kterým ionty vstupují do výtoku. Zároveň nám ale tloušťka tohoto kanálu nelimituje rychlost magnetické rekonekce, jako je tomu v modelu Sweet - Parker, protože tloušťka difuzní oblasti elektronů je mnohem menší (škálovaná s elektronovou inerciální délkou  $\delta_e$ ). Tím získáváme mnohem vyšší rychlost rekonekce, která je již zlomkem Alfvénovy rychlosti  $v_A$  (Shay a kol., 2001).

### 1.3.4 Experimenty a simulace magnetické rekonekce v magnetosféře

V posledních letech převažuje nový náhled na magnetické rekonekce, platný pro rozsáhlé systémy plazmatu, který vychází z potřeby pochopit magnetickou rekonekci i v takovém prostředí jako je sluneční vítr. Tento náhled se odklání od základních předpokladů, na nichž stojí modely Sweet – Parker i Petschek, tím je časově ustálená magnetická rekonekce. V nových modelech se více uvažuje s nárazovým, přerušovaným průběhem magnetické rekonekce, který ve shodě se simulacemi umožňuje vznik plazmoidů na straně výtoku z magnetické rekonekce (Loureiro a Uzdensky, 2016). Nové modely umožňují vyšší rychlost přepojování magnetických siločar a jsou v lepší shodě s pozorováním magnetické rekonekce ve slunečním větru i ve sluneční koruně. Další modely rekonekce uvažují vznik anomální resistivity, která dále urychlí magnetickou rekonekci.

Jednou z příčin vzniku anomální resistivity je turbulence. Ta je běžně pozorována v astrofyzikálním plazmatu a její vliv na magnetickou rekonekci byl teoreticky popsán např. v Lazarian a Vishniac (1999). Dle závěru této studie je magnetická rekonekce urychlována turbulencí. 3D efekty, které k tomuto urychlení vedou, ale nejsou v běžných 2D simulacích magnetické rekonekce pozorovatelné. Teprve první, výpočetně velmi náročné, 3D simulace magnetické rekonekce (např.



Kowal a kol. (2009)) potvrdily teoretickou předpověď vlivu turbulence na magnetickou rekonekci. Simulace rovněž ukázaly, že rychlost magnetické rekonekce je při současném působení turbulence nezávislá na ohmickém odporu plazmatu. Vliv turbulence je dvojitý, za prvé turbulence urychluje přenos magnetického toku kolmo na magnetické siločáry na rozhraní magnetických domén oddělujících rekonekci, za druhé umožňuje vznik velkého množství oblastí současně probíhajících magnetických rekonekcí (X-line). Pro tento typ magnetické rekonekce je typický vznik plazmoidů – magnetických ostrovů v oblasti výtoku. Plazmoidy jsou vytvořeny přerušovaně probíhající rekonekcí vznikající na více místech současně. Plazmoidy byly pozorovány například v řadě simulací (Drake a kol., 2006; Baty, 2017) a rovněž v družicových měřeních v chvostu magnetosféry (Eastwood a kol., 2007).

Doposud popisované modely vždy předpokládaly antiparalelní uspořádání přepojovaných magnetických siločar. Ve slunečním větru jsou ale častější případy, kdy je k přepojovanému magnetickému poli přičtena další komponenta magnetického pole  $B_g$ , kolmá na rovinu zobrazenou na schématu 1.2. Při tomto typu rekonekce se přepojují jen určité komponenty vektoru magnetického pole a dochází ke změně struktury magnetické rekonekce (Swisdak a kol., 2005), a to jak v makroskopických tocích plazmatu (Tanaka, 1995; Pritchett, 2001), tak v tlacích a magnetickém poli (Kleva a kol., 1995; Rogers a kol., 2003). Zatímco ve struktuře magnetické rekonekce je po přidání komponenty  $B_g$  výrazný rozdíl, rychlost magnetické rekonekce zůstává neovlivněna až do velkých poměrů  $B_g/B$  (Drake a kol., 2003; Pritchett a Coroniti, 2004). Poněkud překvapivý závěr byl vysvětlen negyrotropním tokem elektronů, který vytvoří elektrické pole magnetické rekonekce jak v případě antiparalelní rekonekce, tak v případě komponentní rekonekce (Hesse a kol., 1999, 2002).

Dalším krokem k pochopení magnetické rekonekce je studium asymetrické rekonekce, kde uvažujeme, že oblasti s rozdílným směřováním magnetického pole mají rozdílné parametry. První teoretické studie ukázaly, že při takové rekonekci výtoku obsahuje pomalé rázové vlny, magnetozvukové a Alfvénovy vlny (Levy a kol., 1964; Petschek a Thorne, 1967), pozdější numerické simulace tyto předpovědi rovněž prokázaly (Scholer, 1989; Nakamura a Scholer, 2000). Důsledkem asymetrické rekonekce je vznik diamagnetického driftu, který může za určitých podmínek zpomalovat nebo dokonce zcela znemožnit magnetickou rekonekci (Swisdak a kol., 2003; Swisdak a kol., 2005, 2010). Tento typ magnetické rekonekce se nachází například na magnetopauze.

Zmíněná vícebodová pozorování ve slunečním větru se vždy týkají pozorování výtoku magnetické rekonekce. Pravděpodobnost, že by družice ve slunečním větru prošla difuzní oblastí je vzhledem k její velikosti  $\approx \delta_i$  velmi malá. Navíc vzhledem k mnohým fluktuacím, které se ve slunečním větru nacházejí a nedostačitému časovému rozlišení měřených dat je pravděpodobné, že bychom ji nedokázali správně identifikovat. Pozorování výtoku magnetické rekonekce je mnohem pravděpodobnější a příznaky, podle kterých se rozpoznávají, jsou známé. Jiná situace nastává pro družice, které se pohybují v magnetosféře Země, zde je šance na to, že družice projde difuzní oblastí, buď v subsolárním bodě nebo v chvostu magnetosféry mnohem větší, avšak problém s její identifikací zůstává. K identifikaci nám mohou pomoci vícebodová měření, například z družic Cluster. Při jejich využití Eastwood a kol. (2007) našel v chvostu magnetosféry kvadrupólo-

vou strukturu magnetického pole odpovídající Hallově modelu.

Velkým přínosem pro pochopení magnetických rekonekci byly družice MMS, vypuštěné v roce 2015 (Hasegawa a kol., 2017). Čtyři identické družice mají dostatečné časové rozlišení měřených dat, aby dokázaly registrovat difuzní oblast elektronů, a tedy umožňují první přímé měření v této oblasti. Aby byla zvýšena pravděpodobnost, že družice difuzní oblast zaznamená, pohybují se družice na předpokládaném rozhraní magnetosféry a přechodové oblasti. Družice MMS se pohybují v těsné formaci  $\approx 10 - 400 \text{ km}$  od sebe, což má pomoci při identifikaci a analýze nalezených událostí. Pozorování elektronové difuzní oblasti bylo zaznamenáno na denní straně na magnetopauze (Burch a kol., 2016), tento typ magnetické rekonekce je vždy silně asymetrický. Difuzní oblast iontů za více symetrických podmínek byla pozorována v přechodové oblasti magnetosféry (Vörös a kol., 2017). Identifikovaná oblast vykazovala následující příznaky: nenulové normálové magnetické pole, Hallovo magnetické a elektrické pole a oblast vtoku a výtoku. Dalším nově naměřeným jevem byly například elektronové distribuční funkce v rychlostním prostoru připomínající měsíční srpek (Burch a Phan, 2016; Hesse a kol., 2014), které jsou důsledkem demagnetizace a urychlení elektronů v difuzní oblasti.

### 1.3.5 Magnetická rekonekce ve slunečním větru

Dlouhou dobu nebyly ve slunečním větru magnetické rekonekce pozorovány, ačkoliv přístroje schopné magnetické rekonekce detekovat existovaly již v 70. letech, například na družici ISEE-3. Příčiny jsou popsány například v Gosling (2011) a jsou pravděpodobně kombinací nedostatečné motivace k jejich hledání a neznalosti příznaků, podle kterých lze magnetické rekonekce najít. Jedno z prvních pozorování magnetických rekonekci bylo registrováno v ICME (Interplanetary Coronal Mass Ejection) (Gosling a kol., 2005), tedy ve spojení s vývrhy koronární hmoty. Mnoho dalších rekonekci bylo identifikováno buď v samotném ICME nebo v jeho přechodové oblasti (Gosling a kol., 2007b; Phan a kol., 2009; Enžl a kol., 2013). Mohlo by se tedy zdát, že ke spuštění magnetické rekonekce je třeba vnějšího stlačení plazmatu, to bylo ale vyvráceno statistickými studiemi (Gosling a kol., 2007; Phan a kol., 2010), které ukázaly, že stlačení má jen malou nebo žádnou roli na vznik magnetické rekonekce. Poměrně malé množství magnetických rekonekci bylo pozorováno v rychlém slunečním větru, to naznačuje že magnetická rekonekce není hlavním mechanismem ohřevu rychlého slunečního větru ve větší vzdálenosti od Slunce (Gosling a kol., 2007a). Z hlediska působení magnetických rekonekci jako zdroje ohřevu slunečního větru bylo nutné ověřit, zda lze nalézt magnetické rekonekce ve vzdálenosti bližší než 1 AU. Nejbližší identifikovaná magnetická rekonekce je ze vzdálenosti 0.31 AU od Slunce, z družic Helios (Gosling a kol., 2006). Z naměřených dat však nelze zjistit, zda se jejich výskyt se vzdáleností od Slunce mění. Nalezeny byly události s velmi malým střížným úhlem mezi magnetickými poli až  $11^\circ$ , nejmenší doposud změřené střížné úhly spojené s magnetickou rekonekci jsou  $4^\circ$  (Gosling a Phan, 2013). Velmi důležitou prací byla statistická studie Phan a kol. (2010), ve které bylo zpracováno 197 měření magnetických rekonekci z družice Wind. V závěru článku byl teoreticky předpovězený úbytek výskytu událostí s parametrem  $\beta$  (poměr tlaku plazmatu ku tlaku magnetického pole) a s parametrem  $\Delta\beta = \beta_{pred} - \beta_{za}$ , který definuje

rozdíl  $\beta$  mezi plazmatem na obou stranách rekonekce. Toto potlačení magnetické rekonekce je způsobeno diamagnetickým driftem a bylo již dříve teoreticky předpovězeno (Swisdak a kol., 2005, 2010).

Pozorování na jednotlivých družicích nezodpovídá otázku, jak dlouhá může X-line z magnetické rekonekce být, ani nám nedává odpověď na otázku, jak dlouho rekonekce probíhá a jak daleko od X-line, kde k rekonekci magnetických siločar dochází, můžeme projevy rekonekce pozorovat. Na tyto otázky je nutné odpovědět, abychom mohli rozhodnout, jak se chová magnetická rekonekce ve slunečním větru. Zda se jedná o časově a prostorově nestálý úkaz, kde se rekonekce objevuje a mizí a opět objevuje na jiném místě, nebo zda je magnetická rekonekce v čase i prostoru stabilní. Phan a kol. (2006, 2009) našli a analyzovali magnetickou rekonekci pozorovanou současně na družicích ACE, Cluster a Wind. Z pozorování vyvodili, že délka X-line je minimálně  $390 R_e$ . Z analýzy dalších 51 podobných událostí vyvodili, že magnetická rekonekce je pravděpodobně stabilním úkazem s jednou dominantní X-line. Bohužel události nalezené v této studii mají střížný úhel  $> 68^\circ$ , a to omezuje její obecnost. Ze studie tedy spíše plyne méně obecný poznatek, že rozlehlé proudové vrstvy mají převážně planární strukturu, magnetická rekonekce na nich je pravděpodobně časově a prostorově stabilní s jednou dominantní X-line a mají statisticky větší střížné úhly.

# Kapitola 2

## Cíle práce

Z krátkého přehledu současných znalostí vyplývá, že na rozdíl od rekonekce na magnetopauze byly magnetické rekonekce ve slunečním větru studovány podstatně méně. Cílem práce tedy bylo jejich studium za použití vícebodových pozorování. Tento přístup je slibný, nicméně obtížný, neboť ne vždy lze najít družice ve vhodném geometrickém uspořádání tak, aby rekonekce byly snadno identifikovatelné na všech družicích. K řešení cílů jsme předpokládali použít jak statistickou studii, tak i detailní analýzu konkrétních případových událostí. Hlavní cíl se tak rozpadl do těchto postupných kroků:

- Definovat parametry plazmatu a magnetického pole, které by umožnily sestavit algoritmus pro automatické vyhledávání magnetických rekonekci na jedné družici. Pozorovat vybrané události na více družicích a podrobně je analyzovat.
- Vytvořit statistickou studii pozorovaných výtoků magnetické rekonekce. Statistická studie nám dá přehled o tom, jakých hodnot nabývají parametry pozorovaných výtoků. Ve vytvořené studii se zaměříme na redistribuci magnetické energie do urychlení částic plazmatu a do jeho ohřevu.
- Při statistické analýze jsme objevili dříve neidentifikovanou a nepopsanou podskupinu magnetických rekonekci se zvláštními vlastnostmi. Pozorovali jsme, že někdy je rekonekce doprovázena strukturami vyskytujícími se buď na jedné straně hlavního výtoku plazmatu, nebo dokonce na obou stranách. Provedli jsme analýzu časoprostorového vývoje vícebodových pozorování a vysvětlili tento jev jako důsledek vícenásobné rekonekce magnetických polí.

# Kapitola 3

## Zpracování družicových dat a jejich analýza

### 3.1 Popis použitých dat

Pro vyhledávání výtoků magnetických rekonekcí ve slunečním větru je nutné použít data s poměrně velkou vzorkovací frekvencí. Vezmeme-li v úvahu, že nejužší místo na proudové vrstvě by mělo být široké asi dvě iontové inerciální délky (viz schéma 1.2) a rychlost slunečního větru  $\approx 450 \text{ km/s}$ , musela by být vzorkovací frekvence asi 3 Hz, abychom událost zachytili. Naším cílem však nebylo pozorovat samotnou difuzní oblast, ale výtrysk z magnetické rekonekce, jehož rozměry jsou řádově větší. Volili jsme proto data se vzorkovací frekvencí okolo 0.33 Hz. V takových datech by mělo být možné pozorovat i poměrně úzké výtrysky, zároveň ale budou data ovlivněna přijatelným šumem, který může být problémem při vyšších vzorkovacích frekvencích. Většina použitých dat pochází z družice Wind, která se v čase měření nacházela mimo zemskou magnetosféru a byla téměř po celý čas ve slunečním větru, obvykle však ve vzdálenosti 1 AU od Slunce. Z přístrojů družice Wind jsme využili elektrostatický analyzátor 3DP (Lin a kol., 1995), který registruje následující parametry slunečního větru: koncentraci, teplotu a rychlost protonů. Pro měření magnetického pole jsme využili fluxgate magnetometr MFI (Lepping a kol., 1995), který dokáže pracovat i s mnohem vyšší vzorkovací frekvencí, ale aby byla měření magnetického pole konzistentní s měřením parametrů plazmatu, pracovali jsme rovněž se vzorkovací frekvencí 0.33 Hz, což byla zároveň frekvence rotace družice.

Pro vícebodová měření jsme použili data z dalších družic měřících parametry plazmatu a magnetického pole s dostatečnou vzorkovací frekvencí. Využívali jsme data z družic THEMIS (McFadden a kol., 2008) a Cluster (Credland a kol., 1995). Nevýhodou těchto družic je, že jejich orbita procházela často magnetosférou Země, z tohoto důvodu často nemohlo být vícebodové měření události uskutečněno. Když se družice nacházely ve slunečním větru, bylo navíc nutné ověřit, že se nenacházejí v přechodové oblasti magnetosféry, a pokud ano, znamenalo to značné zkreslení naměřených dat dané kompresí za rázovou vlnou a obtékáním plazmatu podél magnetosféry. Taková data byla pro vícebodová měření nepoužitelná.

Další z družic, jejichž přístroje jsme využívali pro vícebodová pozorování, je družice ACE (Stone a kol., 1998). Tato družice se po celou dobu své mise udržovala v blízkosti prvního Lagrangeova bodu mezi Zemí a Sluncem. To bylo pro

nás výhodné, protože se po celou dobu nacházela ve slunečním větru, nerušená vlivy zemské magnetosféry. Bohužel časové rozlišení přístroje na měření parametrů plazmatu, který má ACE na palubě, je 5 minut. Data z této družice se proto nedají použít pro analýzu struktury výtoku magnetické rekonekce, lze je ale použít pro stanovení natočení struktury ve slunečním větru pomocí metody 4 družic. Za předpokladu globální planarity struktury tato metoda umožňuje analýzou časů registrace výtrysku a poloh jednotlivých družic získat orientaci struktury a její rychlost.

## 3.2 Vyhledávání magnetických rekonekci

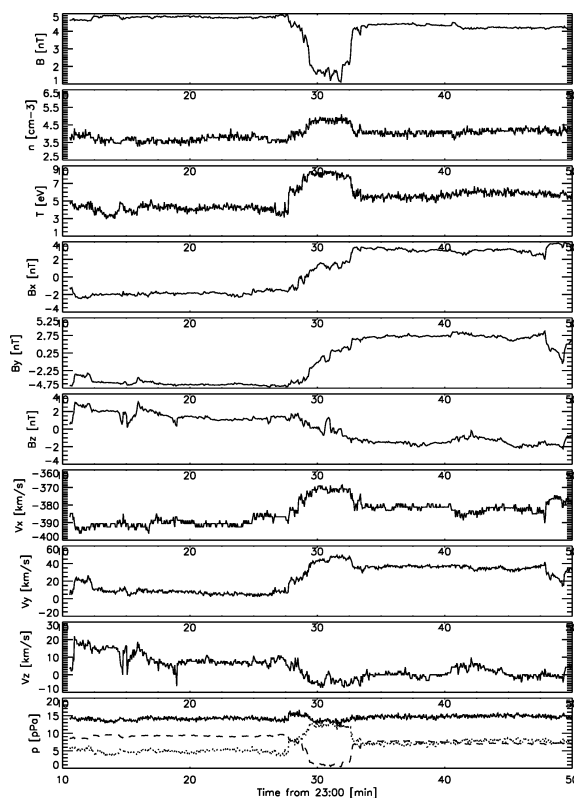
Základní příznak magnetické rekonekce, podle kterého je možné ji v naměřených datech identifikovat, je korelace změny rychlosti a magnetického pole na jedné straně výtoku z magnetické rekonekce a antikorelace na opačné straně (Gosling, 2005). Abychom příznak mohli pozorovat, musíme nejprve vypočítat časové derivace rychlosti a magnetického pole. Následně můžeme vytvořit následující příznak, pomocí kterého budeme výtok magnetické rekonekce hledat:

$$I_{dVB} = \frac{\Delta \mathbf{V}}{\Delta t} \cdot \frac{\Delta \mathbf{B}}{\Delta t} \quad (3.1)$$

kde  $\mathbf{V}$  je vektor rychlosti protonů a  $\mathbf{B}$  je vektor magnetického pole. Samotné vyhledávání se provádělo automatickým zpracováním příznaku  $I_{dVB}$ , ve kterém se hledaly úseky, které s velkou amplitudou přecházely z kladné do záporné hodnoty (nebo naopak). Takové přechody naznačovaly, že se může jednat o magnetickou rekonekci. Takto vytvořený příznak se ale ukázal být nepraktický při použití na datech s rozlišením 3 sekundy. Vlivem šumu a fluktuací generoval velké množství falešně pozitivních kandidátů rekonekce. Proto jsme před jeho výpočtem nejprve  $\mathbf{V}$  a  $\mathbf{B}$  průměrovali přes periodu  $\approx 20$  s, v závislosti na intenzitě okolního šumu. Takto upravený  $I_{dVB}$  již dával poměrně dobrý poměr skutečných a falešných kandidátů, v poměru asi 1/20.

Nalezené události, kterých bylo  $\approx 6000$ , byly dále jedna po druhé ručně kontrolovány a byl proveden Walenův test (Sonnerup, 1987). Sledována byla korelace změny magnetického pole a rychlosti, jiné charakteristiky výtoku sledovány nebyly. Pro účely statistiky bylo dále nutné odebrat z nalezených výtoků ty, které byly intenzivněji zašumělé a ty, které měly na jedné a druhé straně výraznější nerovnováhu celkového tlaku. Parametry vypočtené z takových událostí by v sobě měly velkou chybu, kterou by přenášely do statistiky. Rovněž je třeba poznamenat, že algoritmus na vyhledávání byl nastavený na dobu trvání události  $< 10$  min. Jak se ale dále ukázalo, je to s dostatečnou rezervou, protože tak dlouhotrvající události jsou spíše vzácnější a jejich studium nebylo záměrem této práce.

Po nalezení událostí následovala jejich analýza a zpracování. Nejdříve musely být stanoveny průměrné hodnoty parametrů plazmatu a magnetického pole v časech: před událostí, ve výtoku magnetické rekonekce a po události. Úseky, na kterých se průměrné hodnoty počítaly, byly pro získání lepších výsledků stanovovány ručně. Ručním zpracováním se z úseků daly vyjmout struktury a drifts parametrů, které by jinak vnesly chybu do průměrované hodnoty. Rovněž měření délky trvání magnetické rekonekce se dělalo ručně, protože se nepovedlo proces automatizovat s dostatečně malou chybou.



Obrázek 3.1: Ukázka naměřených dat při měření výtoku z magnetické rekonekce z družice Wind. Na panelech je od shora dolů zobrazeno: velikost magnetického pole, koncentrace protonů, protonová teplota, komponenty magnetického pole v GSE souřadnicích, komponenty rychlosti protonů v GSE souřadnicích, a tlak (čárkovaně – magnetický tlak, tečkovaně – tlak plazmatu, plná čára – celkový tlak).

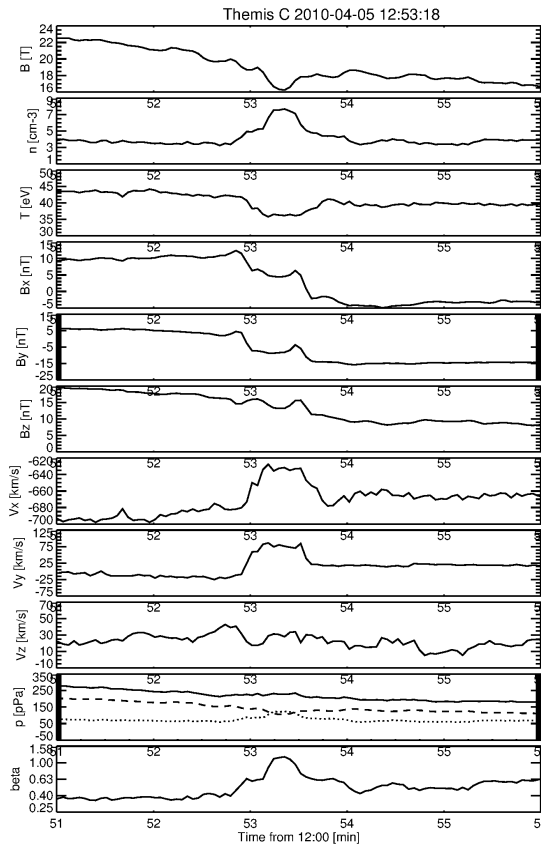
Ukázka nalezeného výtoku z magnetické rekonekce je zobrazena na obr. 3.1, můžeme na něm pozorovat typické charakteristiky, jakými jsou:

- snížení velikosti magnetického pole
- zvýšení koncentrace a teploty protonů tak, aby došlo ke zvýšení tlaku plazmatu ve výtoku
- rotace magnetického pole napříč výtokem
- výtrysk plazmatu – zvýšení rychlosti plazmatu
- zvýšení parametru  $\beta$

### 3.3 Magnetická rekonekce v ICME – ověření algoritmu

Již bylo řečeno, že první výtoky z magnetických rekonekcí byly pozorovány v přechodové vrstvě ICME (Gosling a Szabo, 2008; Phan a kol., 2006), kde je plazma velmi turbulentní, a to může dát vzniku mnoha proudovým vrstvám. Dále pak

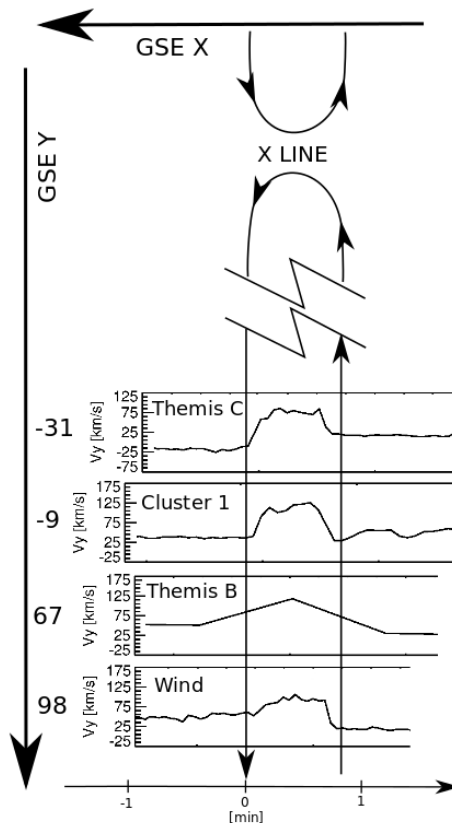
na rozhraní přechodové vrstvy a magnetického oblaku (McComas a kol., 1994; Farrugia a kol., 2001; Gosling a kol., 2007b; Ruffenach a kol., 2012), protože magnetický oblak má obvykle silné magnetické pole a orientace tohoto pole je jiná než orientace pole v přechodové vrstvě. Mnoho prací rovněž řeší délku X-line (Phan a kol., 2006), podobná pozorování se ale nikdy nezaměřovala na vývoj parametrů výtoku se vzdáleností od X-line. K provedení takového pozorování bychom potřebovali stabilně fungující rekonekci, která vytvoří dlouhý výtok, aby bylo možné uskutečnit vícebodové pozorování. K těmto účelům jsou vhodnější velké struktury jako je právě ICME, konkrétně na rozhraní přechodové vrstvy a magnetického oblaku. Dne 5. dubna 2010 bylo na družicích Wind, THEMIS



Obrázek 3.2: Pozorování výtoku magnetické rekonekce z 5.dubna 2010 na družici THEMIS C. Na panelech je od shora dolů zobrazeno: Velikost magnetického pole, koncentrace protonů, protonová teplota, komponenty magnetického pole v GSE souřadnicích, komponenty rychlosti protonů v GSE souřadnicích, tlak(čárkovaně – magnetický tlak, tečkovaně – tlak plazmatu, plná čára – celkový tlak), parametr  $\beta$ .

a Cluster pozorováno ICME. V blízkosti rozhraní přechodové oblasti a ICME jsme našli výtok z magnetické rekonekce, data naměřené události na družici THEMIS C jsou zobrazena na obr. 3.2. Družice byly ve vhodném prostorovém rozestavení, abychom mohli pozorovat parametry výtoku v závislosti na relativní vzdálenosti od X-line. Zároveň všechna měření byla provedena na stejném výtoku z magnetické rekonekce, ale v různé vzdálenosti od ní (viz obr. 3.3), kde je vidět, že výtok je na všech družicích pozorován ve stejném směru. Absolutní vzdálenost od X-line je kvůli stejnému faktu neznámá.





Obrázek 3.3: Schematické znázornění předpokládané magnetické topologie a naměřených průběhů složky rychlosti protonů GSE Y, na různých družicích. Znázornění relativní vzdálenosti družic od místa magnetické rekonekce.

Z výsledků našeho pozorování plyne, že v tomto případě jsme zaznamenali minimální délku výtoku z rekonekce  $\approx 130 Re$ , což odpovídá i ostatním pozorováním Phan a kol. (2009). Dále že rychlost výtoku magnetické rekonekce se mírně snižuje se vzdáleností od X-line, míra tohoto zpomalování byla velmi malá,  $\approx 25\%/100 Re$ , to svědčí o tom, že výtok byl velmi stabilní. Šířka výtoku zůstávala se vzdáleností od X-line neměnná. Lze shrnout, že pozorovaný výtok z magnetické rekonekce podporuje představu o časově stabilní a prostorově rozsáhlé magnetické rekonekci. Podrobnější popis události lze nalézt v Enzl a kol. (2013).

### 3.4 Statistická studie magnetických rekonekci

Pozorováním jednotlivých rekonekci bohužel nezískáme potřebné důkazy k potvrzení nebo vyvrácení teoretických modelů popisujících magnetické rekonekce. První statistická studie Gosling a kol. (2005) zaznamenala výtoky magnetických rekonekci uvnitř ICME, ve vzdálenosti 1.0 AU od Slunce, pozorováním z družice ACE. V práci Gosling a kol. (2006) byly popsány pozorování družice Helios blíže ke Slunci, a to až 0.31 AU. První statistické studie však obsahovaly jen několik desítek událostí a ukázaly tak jen základní charakteristiky výtoku magnetické rekonekce, jako je preferenční výskyt v plazmatu s  $\beta < 1$ . Závislost na parametru  $\beta$  byla dále podrobněji rozpracována v Phan a kol. (2010), jak již bylo zmíněno

v kapitole 1.3.5. Ačkoliv se závěry těchto studií dobře shodují s teoretickými předpověďmi, všechny tyto statistické studie, námi provedená statistická studie nevyjímaje, mají výrazný nedostatek, a to že jsou všechny vytvořeny z pozorování na jedné družici. Z toho důvodu nemůžeme nikdy znát vzdálenost od X-line, která může být značná a parametry plazmatu v okolí X-line mohou být rozdílné od parametrů naměřených.

Jedním z cílů v námi zpracované statistické studii bylo zjistit, jak mechanismus magnetické rekonekce distribuuje uvolněnou magnetickou energii mezi ohřev a urychlení částic. Drake a kol. (2009) zjistili, že pro velké magnetické střížné úhly  $\theta$  si protony při přechodu do výtoku zachovávají své magnetické momenty a jsou proto zahřívány preferenčně ve směru paralelním s magnetickým polem. Naopak pro malé magnetické střížné úhly jsou protony zahřívány preferenčně ve směru kolmém na magnetické siločáry. Drake a Swisdak (2012) navrhli následující vztahy pro ohřev při velkých střížných úhlech:

$$\Delta T_{\parallel} = m_p V_{acc}^2 B_{rec}^2 / B_0^2 \quad (3.2)$$

a pro ohřev při malých střížných úhlech:

$$\Delta T_{\perp} = \frac{1}{2} m_p V_{acc}^2 \quad (3.3)$$

kde  $B_{rec}$  a  $V_{acc}$  jsou parametry popsané v tabulce 3.1 a  $B_0$  je průměrná velikost magnetického pole v okolním plazmatu.

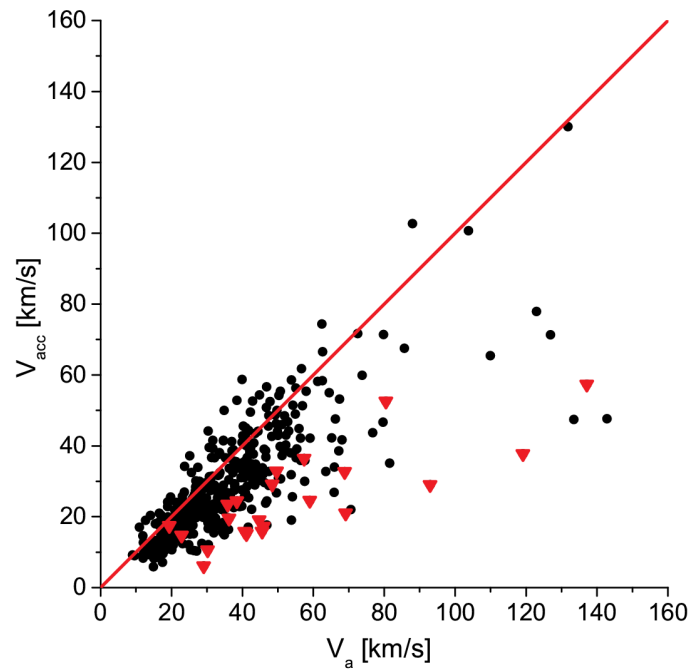
Metodou popsanou v kapitole 3.2 jsme našli 418 výtoků magnetické rekonekce pozorovaných na družici Wind z období let 1995-2012. U nalezených událostí jsme určili střední hodnoty před, během a po události a vypočítaly parametry charakterizující výtok z magnetické rekonekce. Průměrné hodnoty, jejich kvadratické odchylky a poměrné změny těchto parametrů jsou v tabulce 3.1.

Parametr Y	Průměr	$\Delta Y/Y$
Střížný úhel $\theta$ [°]	$103 \pm 37$	
Velikost přepojovaného magnetického pole $B_{rec}$ [nT]	$5 \pm 2.6$	0.29
Velikost urychlení plazmatu ve výtoku $V_{acc}$ [km/s]	$29 \pm 16$	
Zvýšení teploty protonů ve výtoku $T_{enh}$ [eV]	$1.8 \pm 2.0$	0.15
Zvýšení koncentrace protonů ve výtoku $N_{enh}$ [cm <sup>-3</sup> ]	$1.3 \pm 2.0$	0.19
šířka výtoku $\Delta$ [km]	$16400 \pm 16900$	
plazmový parametr $\beta$	$1.7 \pm 1.1$	2.74

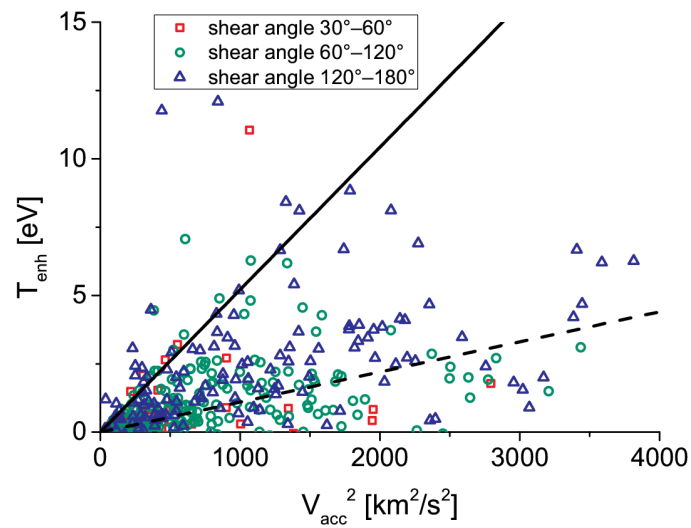
Tabulka 3.1: Průměrné hodnoty vybraných parametrů naměřených výtoků.

Porovnáním vypočtených hodnot s dřívějšími statistikami zjistíme, že stanovený střížný úhel a parametr beta s nimi není v rozporu. Zajímavé je procentuální zvýšení koncentrace částic a teploty uvnitř výtoku (v součinu udávají tlak plazmatu) které ve výtoku musí kompenzovat úbytek tlaku magnetického pole, aby zůstal celkový součet tlaku vně a ve výtoku shodný. Tlakovou rovnováhu lze předpokládat pro časově ustálený děj a za předpokladu, že dynamický tlak plazmatu do této bilance nijak nevstupuje. Zachování celkového tlaku napříč výtokem magnetické rekonekce lze pozorovat např. na obr. 3.1.

Na obr. 3.4 lze porovnat rychlost ve výtoku a Alfvénovu rychlost a je vidět, že pro většinu zaznamenaných událostí platí, že je výtok urychlen přibližně na



Obrázek 3.4: Závislost rychlosti ve výtoku magnetické rekonekce na Alfvénově rychlosti.



Obrázek 3.5: Závislost zvýšení teploty ve výtoku na kvadrátu urychlení plazmatu ve výtoku. Plná čára zobrazuje ohřev pro malé střížné úhly dle Drake a Swisdak (2012). Čárkovaná čára je lineární fit našich dat.

Alfvénovu rychlost stanovenou z parametrů pozorovaných uvnitř výtoku. Při porovnání zvýšení teploty a urychlení ve výtoku, viz obr. 3.5, jsme chtěli ukázat dvě věci: závislost ohřevu na magnetickém střížném úhlu a porovnání teoretické závislosti ohřevu, jak vyplývá z rovnice 3.3. Z experimentálních dat usuzujeme, že jen velmi málo událostí tuto teoretickou mez přesahuje. Většina měřených událostí vykazuje nižší míru ohřevu, ale závislost na střížném úhlu jsme nepozorovali. Pokud události přesahující mez danou rovnicí 3.3 dále analyzujeme, zjistíme, že mají rovněž podprůměrné urychlení výtoku vzhledem k Alfvénově rychlosti, jak je vidět na obr. 3.4, kde jsou tyto události červeně zvýrazněny. Z toho lze usuzovat, že tyto události byly pravděpodobně zaznamenány daleko od X-line a energie částic urychlených ve výtoku se již částečně přetransformovala v teplo.

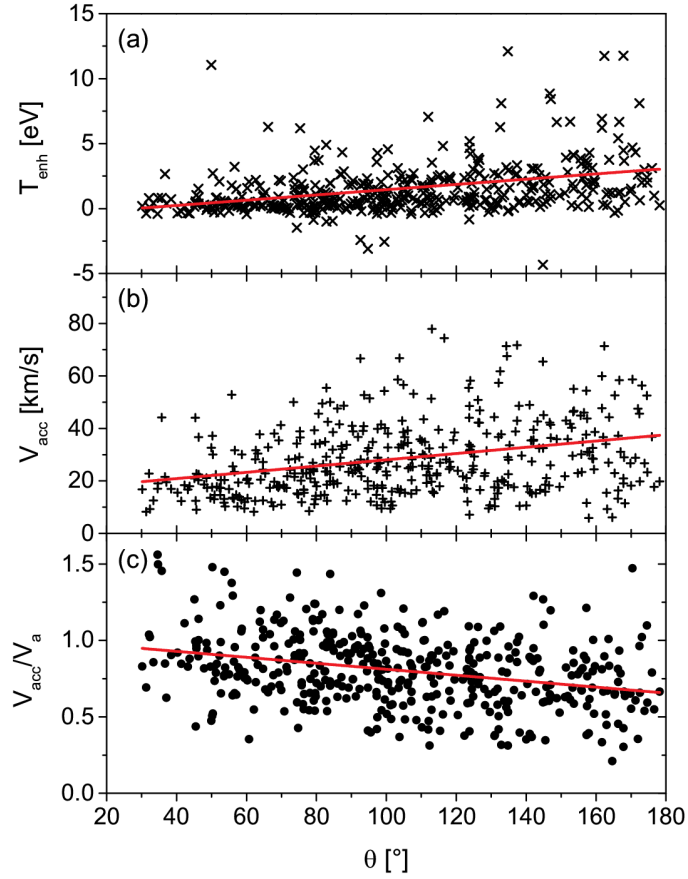
Na obrázku 3.6 jsou znázorněny závislosti parametrů na magnetickém střížném úhlu  $\theta$ . Z prvního panelu je vidět, že zvýšení teploty mírně roste se střížným úhlem, to by odpovídalo teorii. Je třeba ale zmínit, že parametr  $B_{rec}$  rovněž roste s magnetickým střížným úhlem. Pozorovaná závislost může být potom důsledkem buď teorie nebo vlivem toho, že vyšší magnetické střížné úhly mají statisticky vyšší magnetické pole dostupné k rekonekci  $B_{rec}$ . Na druhém panelu je zobrazeno urychlení plazmatu ve výtoku v závislosti na magnetickém střížném úhlu. Lze opět pozorovat stoupající závislost, důvod může být stejný jako je výše popsáný. Proto je na třetím panelu zobrazeno urychlení plazmatu ve výtoku normované na Alfvénovu rychlost. Tato závislost je klesající, ve shodě s teorií. Celkově lze shrnout, že výsledky statistiky podporují teoretické vzorce popsané v Drake a Swisdak (2012). Podrobnější popis výsledků této statistické studie lze nalézt v Enzl a kol. (2014).

### 3.5 Vedlejší výtoky z magnetických rekonekci

Při tvorbě předchozí statistické studie jsme si všimli, že některé výtoky z magnetické rekonekce jsou doprovázeny další strukturou. Tyto struktury jsme nazvali vedlejší výtoky. Tyto vedlejší výtoky mají podobné příznaky jako výtoky z magnetické rekonekce: zvýšená teplota a hustota plazmatu, urychlené plazma a snížení magnetického pole, ale nepozorujeme u nich rotaci magnetického pole napříč strukturou. Ukázka této struktury je na obr. 3.7. Typicky lze u takových událostí rozeznat tři oblasti, výtok z magnetické rekonekce, potom oblast narušeného plazmatu, které není shodné s plazmatem obklopujícím magnetickou rekonekci a potom vedlejší výtok.

Na základě těchto pozorování jsme znovu prošli seznam událostí z naší statistické studie a našli řadu událostí, které byly doprovázeny buď jedním vedlejším výtokem, nebo dvěma vedlejšími výtoky, na každé straně od výtoku hlavního. Jeden výtok bylo možné nalézt u 12% událostí, dva výtoky u 3% událostí. Výsledky vyhledávání jsou spolu se středními hodnotami zobrazeny v tabulce 3.2, závislost na magnetickém střížném úhlu je na obr. 3.8. Z výsledků je vidět, že se vedlejší výtoky objevují převážně pro vyšší magnetické střížné úhly a širší výtoky.

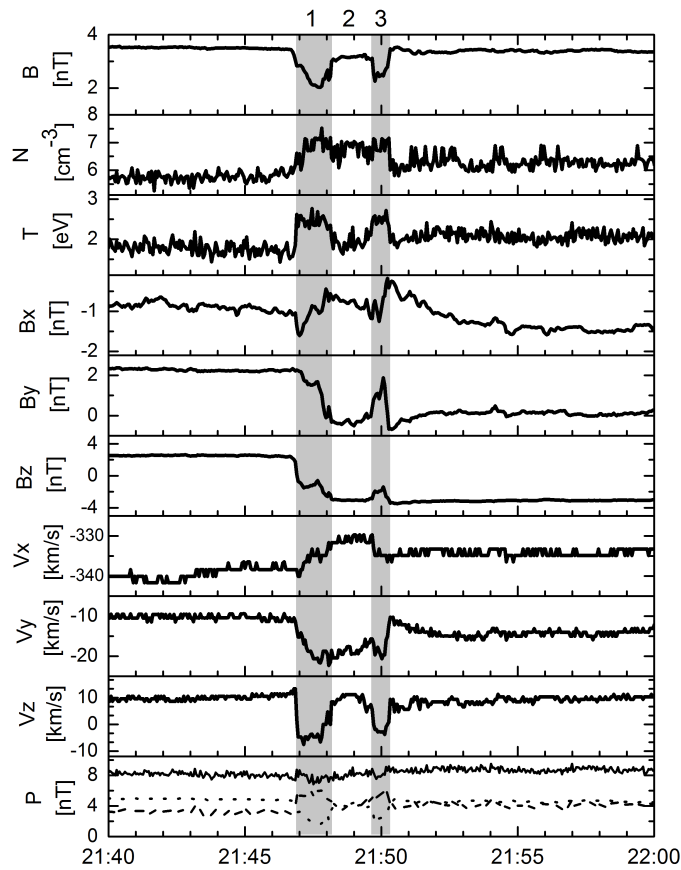
Abychom objasnili princip vzniku vedlejších výtoků, bylo třeba najít jednu reprezentativní událost z každé skupiny a pokusit se ji podrobně analyzovat. K podrobné analýze událostí bylo třeba pozorování z více družic. Pro analýzu události s dvěma vedlejšími výtoky byla zvolena událost ze 30. listopadu 2011. Tento výtok byl pozorován družicemi Wind, ACE, THEMIS B a družicí Cluster



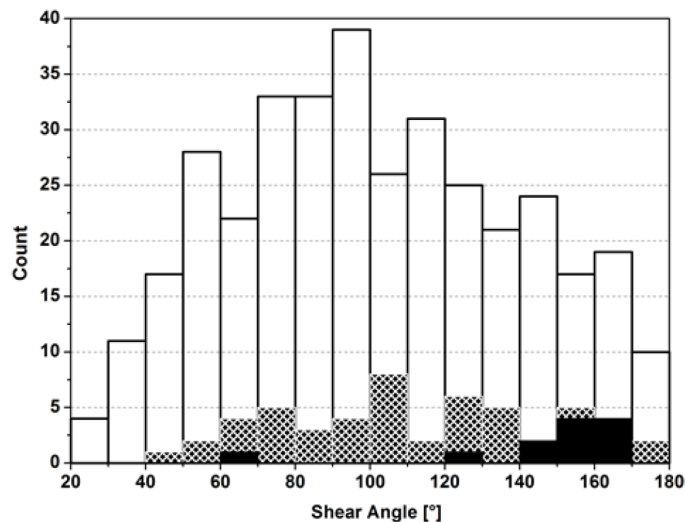
Obrázek 3.6: Závislost různých parametrů výtoku na magnetickém střižném úhlu. Červené čáry jsou lineární fity závislostí.

	Bez vedlejších výtoků	Jeden vedlejší výtok	Dva vedlejší výtoky
Počet událostí	360	50	12
Střižný úhel [°]	$101 \pm 38$	$110 \pm 33$	$147 \pm 26$
Zvýšení teploty protonů [eV]	$1.4 \pm 2.6$	$1.9 \pm 2.8$	$3.75 \pm 4.1$
Zvýšení koncentrace protonů [ $cm^{-3}$ ]	$9.2 \pm 9.0$	$8.7 \pm 8.4$	$8.4 \pm 8.2$
Úbytek magnetického pole [%]	29.7	34.0	62.0
Velikost přepojovaného magnetického pole [nT]	4.9	5.5	6.6
Šířka výtoku magnetické rekonekce [km]	$16 \cdot 10^3$	$20 \cdot 10^3$	$43 \cdot 10^3$

Tabulka 3.2: Průměrné hodnoty vybraných parametrů rozdělené dle typu události.



Obrázek 3.7: Ukázka výtoku z magnetické rekonekce s jedním vedlejším výtokem. Událost byla zaznamenána 5. února 2013 družicí Wind. Na panelech je od shora dolů zobrazeno: velikost magnetického pole, koncentrace protonů, protonová teplota, komponenty magnetického pole v GSE souřadnicích, komponenty rychlosti protonů v GSE souřadnicích, tlak (tečkovaně – magnetický tlak, čárkovaně – tlak plazmatu, plná čára – celkový tlak). Vyznačené oblasti zobrazují: 1 – výtok z magnetické rekonekce, 2 – oblast narušeného plazmatu mezi výtokem magnetické rekonekce a vedlejším výtokem, 3 – vedlejší výtok z magnetické rekonekce.

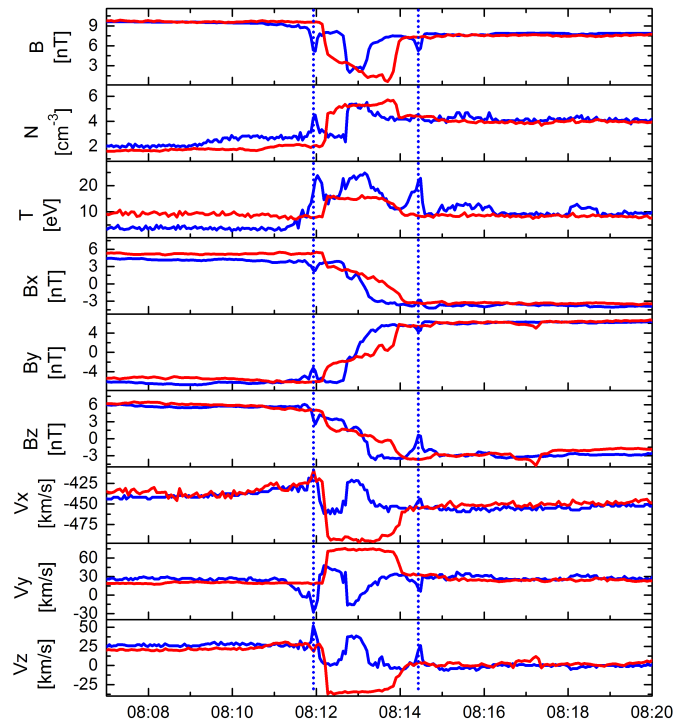


Obrázek 3.8: Histogram znázorňující četnost událostí v závislosti na magnetickém střížném úhlu. Prázdné sloupce značí všechny události, šrafované sloupce znamenají události s jedním vedlejším výtokem, černé sloupce značí události s dvěma vedlejšími výtoky.

4.

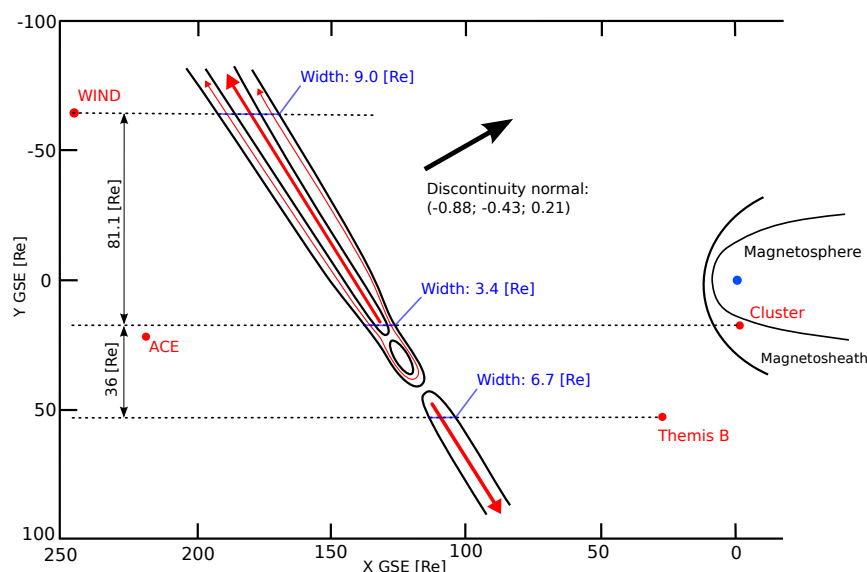
Naměřená data z družic Wind a THEMIS B jsou na obrázku 3.9, čas měření byl pro THEMIS B posunut tak, aby se měření překrývala, měřené parametry byly ze stejného důvodu normovány k parametrům měřeným na družici Wind. Ze zobrazených dat je vidět, že na družici THEMIS B byl pozorován široký výtok z magnetické rekonekce, bez dalších struktur. Porovnáním zjistíme, že na družici Wind byl výtok mnohem užší a z obou stran ho ohraničují struktury, které nazýváme vedlejší výtoky. Porovnáním naměřených rychlostí z obou družic je navíc vidět, že pozorované výtoky směřují na opačné strany. Z toho a z polohy družic lze usoudit, že X-line se nacházela v oblasti mezi družicemi Wind a THEMIS B. Další měření, která jsou k dispozici z družic ACE a CLUSTER 4, lze použít jen částečně. Družice Cluster 4, se v době pozorování nacházela v přechodové oblasti magnetosféry, měřené plazma je proto komprimováno a pootočeno vlivem rázové vlny. I tak lze ze směru naměřeného výtoku stanovit, že Cluster 4 měřil stejný výtok jako družice Wind, a byl tedy na stejné straně od X-line. Navíc lze v datech pozorovat stejné struktury – vedlejší výtoky, jako na družici Wind. Družice ACE má bohužel příliš nízkou vzorkovací frekvenci měřených parametrů plazmatu, aby dokázala rozlišit tak malé struktury jako jsou vedlejší výtrysky. Z měření magnetického pole na družici ACE, které je v dostatečném časovém rozlišení plyne, že jsou ve shodě s měřením na družici Cluster 4, jelikož zaznamenaly obdobný průběh magnetického pole, včetně struktur vedlejších výtoků.

Z časů zaznamenání události a z poloh družic lze čtyřdružicovou metodou zjistit globální orientaci struktur s normálovým vektorem  $(-0.88, -0.43, 0.21)$  v GSE souřadnicovém systému, za předpokladu globální planarity struktury. Běžně používaným vysvětlením při pozorování podobných událostí na hranici magnetosféry jsou vícenásobné přechody přes pozorovanou strukturu, u které se předpokládá, že je vlivem nestabilit zvlněná, nikoliv planární. Vícenásobné přechody je za určitých okolností možné pozorovat i ve slunečním větru Mistry a kol. (2015). Pro



Obrázek 3.9: Měření události ze 30. listopadu 2011 z družice Wind (modře) a z družice THEMIS B (červeně). Na panelech je od shora dolů zobrazeno: velikost magnetického pole, koncentrace protonů, protonová teplota, komponenty magnetického pole v GSE souřadnicích, komponenty rychlosti protonů v GSE souřadnicích. Data času měření na THEMIS B byla posunuta tak, aby umožňovala přímé srovnání. Parametry družice THEMIS B byly normovány k měření na družici Wind.





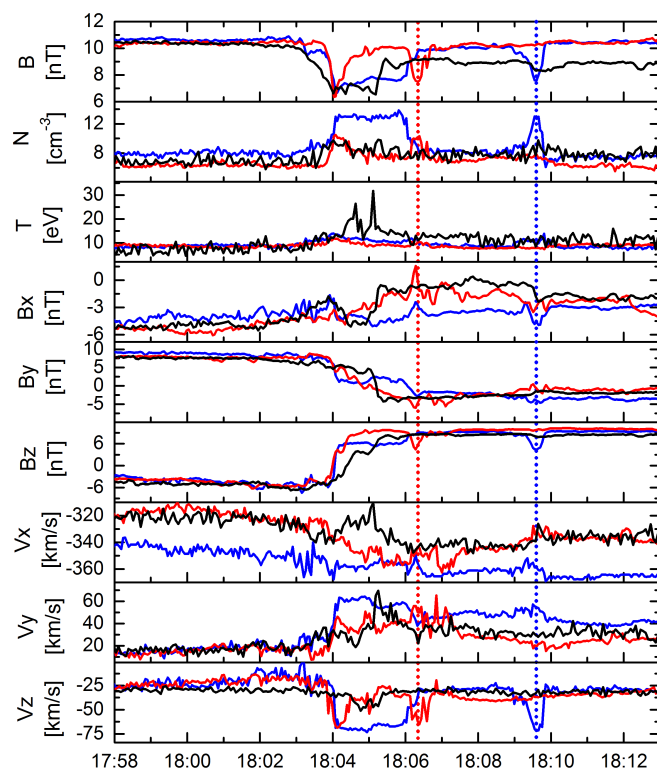
Obrázek 3.10: Schema znázorňuje polohu jednotlivých družic v čase měření události z 30. listopadu 2011 a navrženou topologii magnetické rekonekce pro objasnění pozorování.

námi analyzovanou událost však proti tomuto vysvětlení mluví řada argumentů:

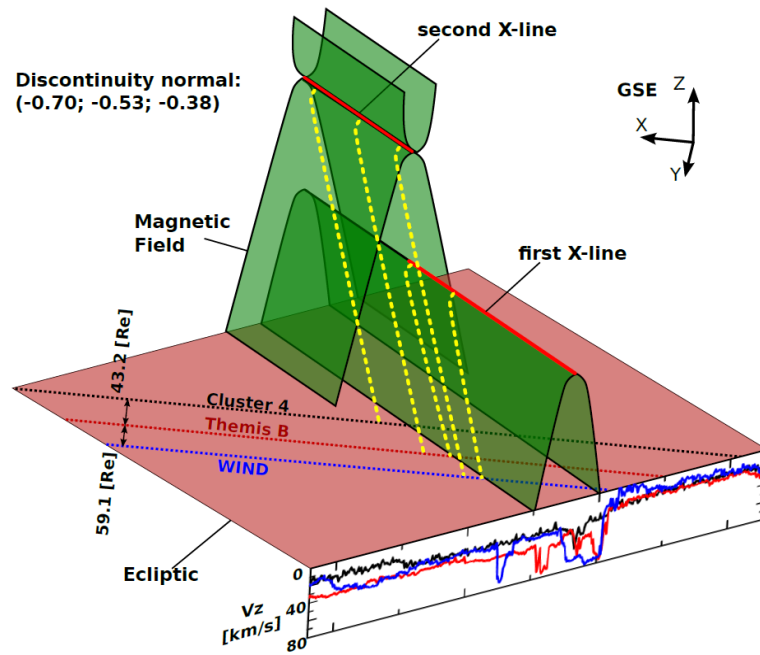
- Aby byl vícenásobný přechod možný, musí být globální normála výrazně odkloněna od osy GSE X, to v našem případě splněno není, je odkloněna pouze o  $28^\circ$ .
- Tři družice (Wind, ACE, Cluster 4) v různých místech a časech zaznamenaly ty samé struktury, je málo pravděpodobné, že by stejná pozorování mohla být způsobena zvlněním struktury.
- Plazma mezi strukturou (vedlejší výtokem) a výtokem z magnetické rekonekce není shodné s okolním nenarušeným plazmatem, družice se tedy nemohla vrátit do stejné oblasti plazmatu.

Z těchto důvodů jsme navrhli novou interpretaci těchto pozorování. Na obrázku 3.10 je znázorněna poloha družic a navržená topologie magnetického pole, kde uvažujeme dvě aktivní X-line. Přičemž X-line která je vzdálenější od družice Wind má vyšší rychlost přepojování magnetických siločár a X-line blíže k družici Wind je proto posléze 'pozřena' ve výtoku té druhé. To vytvoří ve výtoku strukturu magnetického oblaku, jeho obtékáním se zpomalí plazma na některých magnetických siločárách. Výsledkem takového procesu může být struktura jaká byla pozorována na družici Wind, kde jsou vedlejší výtoky separovány od hlavního výtoku oblastmi s narušeným plazmatem bez urychlení.

Pro objasnění principu vzniku událostí s jedním vedlejší výtokem jsme analyzovali událost ze 14. března 2013. Ta byla zaznamenána družicemi Wind, THEMIS B a Cluster. Pozorování této události je na obrázku 3.11. Z naměřených dat je vidět, že všechny družice zaznamenaly výtok z magnetické rekonekce. Navíc výtok byl pozorován na stejné straně od X-line. Každá z družic zaznamenala jinak široký výtok a na družicích Wind a THEMIS B byl za výtokem pozorován jeden vedlejší výtok, v různé vzdálenosti od hlavního výtoku. Magnetický



Obrázek 3.11: Zobrazení naměřených dat na družicích Wind(modře), Cluster 4(černě) THEMIS B(červeně) pro událost ze 14. března 2013. Časy měření byly pro družice Cluster 4 a THEMIS B posunuty tak, aby umožňovaly porovnání. Na panelech je od shora dolů zobrazeno: Velikost magnetického pole, koncentrace protonů, protonová teplota, komponenty magnetického pole v GSE souřadnicích, komponenty rychlosti protonů v GSE souřadnicích.



Obrázek 3.12: Navržená topologie magnetického pole pro pozorování z 14. března 2013, spolu s polohami družic. Červenými čarami jsou znázorněny X-line, žluté přerušované čáry znázorňují magnetické siločáry, zelené plochy znázorňují plochy oddělující výtok z magnetické rekonekce od okolního plazmatu.

střížný úhel pro tuto událost byl  $120^\circ$ , nejedná se tedy o antiparalelní rekonekci. Vypočítaná normála diskontinuity v GSE souřadnicovém systému:  $(-0.70, -0.53, -0.38)$  naznačila, že vysvětlení pomocí vícenásobného přechodu je opět nepravděpodobné. Navíc vedlejší výtoky byly zaznamenány dvěma prostorově vzdálenými družicemi. K vysvětlení těchto pozorování jsme navrhli topologii magnetické rekonekce s přerušovanou X-line. Topologie je spolu s body měření zobrazena na obr. 3.12. V topologii uvažujeme dvě konečně dlouhé X-line. Důležitou úvahou je, že plazma na přepojených siločarách je urychleno podélně s nimi, jak je na obr. 3.12 naznačeno žlutými přerušovanými čarami. Tak je možné, abychom pozorovali výtoky z obou X-line měření z jedné družice. Vedlejší výtoky bychom navíc pro takovou topologii mohli pozorovat jen na jedné straně od hlavního výtoku, konzistentně s naším pozorováním.

Navržená topologie je vhodná pro vysvětlení vedlejších výtoků při menších magnetických střížných úhlech. Čím větší bude magnetický střížný úhel, tím nižší bude pravděpodobnost, že takovou událost zaznamenáme, jednoduše protože se bude zmenšovat oblast, kde se oba výtoky překrývají. Takto navržená topologie lze navíc upravit tak, že vysvětluje i první událost z 30. listopadu 2011 pro dva vedlejší výtoky. Pokud první X-line prodloužíme pod druhou X-line, dojdeme pro antiparalelní rekonekci ke stejné topologii jaká byla popsána na obr. 3.10. Rovněž lze z navržené topologie vidět, že pravděpodobnost zaznamenání obou vedlejších výtoků se bude s magnetickým střížným úhlem výrazně snižovat. Lze proto předpokládat, že takové události budeme pozorovat pouze pro velké magnetické střížné úhly, v souladu s výsledky statistiky, viz obr. 3.8.

## 3.6 Závěr

Práce byla zaměřena na studium magnetické rekonekce ve slunečním větru a domníváme se, že svůj cíl, přispět k rozšíření znalostí o tomto jevu, splnila. Analýzy, ať již statistické založené na datech družice Wind, tak i rozbor jednotlivých pozorování více družicemi (SOHO, ACE, Cluster a THEMIS) umožnily získání nových poznatků o magnetické rekonekci probíhající ve slunečním větru.

V práci Enzl a kol. (2013) byla popsána jedna z prvních magnetických rekonekcí, nalezených pomocí vyvinutého vyhledávacího algoritmu, již tato vyhledaná událost přinesla i zajímavý výsledek – rekonekci probíhající na hranici mezi přechodovou oblastí ICME a přední hranou magnetického oblaku.

Pro tento případ jsme porovnáním pozorování z více družic určili minimální délku výtoku magnetické rekonekce na 130 Re. Z porovnání jsme odvodili i další poznatek, že rychlost urychleného plazmatu uvnitř výtoku se snižuje v závislosti na vzdálenosti od X-linky. Závěry dále naznačují, že výtok, který je vnořen ve slunečním větru, je výsledkem relativně stabilního procesu, i když částečně ovlivněn erozí přední části magnetického oblaku.

Statistická studie parametrů plazmatu a magnetického pole uvnitř výtoků z magnetické rekonekce, zaměřená na redistribuci magnetické energie do ohřevu a urychlení částic je prezentována v práci Enzl a kol. (2014). V práci jsou představeny průměrné hodnoty několika parametrů, které mohou charakterizovat magnetickou rekonekci na základě měření ve výtoku. Rozsáhlá statistika naznačila, že magnetická energie přeměněná na ohřev plazmatu a urychlení částic plazmatu ve výtoku roste s magnetickým střížným úhlem v souladu se zvýšením magnetického toku anihilovaného při magnetické rekonekci. Pozorované snížení rychlosti výtoku spolu se zvětšeným střížným úhlem naznačuje snižující se efektivitu urychlování částic a (nebo) zvýšení efektivity ohřevu částic.

Práce Enzl a kol. (2017) identifikuje výtoky magnetické rekonekce doprovázené jedním nebo dvěma vedlejšími výtoky. Tyto struktury se vyskytují v okolí jediné proudové vrstvy a vedlejší výtoky jsou stejně směřované jako hlavní, ale jsou od něj prostorově odděleny. Podrobná analýza naznačila, že zdrojem dvou vedlejších výtoků je pravděpodobně vícenásobná rekonekce – větší množství X-line. Zdrojem jednostranného vedlejšího výtoku je pak přerušovaná X-line. Statistická studie jejich výskytu ukázala, že pravděpodobnost pozorování vedlejších výtoků není zanedbatelná, jednostranných je 12% a dvoustranných 3% z námi vyhledaných událostí.

V době psaní této práce byly vypuštěny nové družice, zaměřené na studium magnetické rekonekce, Magnetospheric Multiscale Mission (MMS). Data z těchto družic nejsou bohužel v této práci zpracována, avšak pozorování vedlejších výtoků pomocí nich by pravděpodobně nevedlo k jiným závěrům, protože rozměry pozorovaných událostí jsou mnohem větší než vzájemná vzdálenost družic MMS. Nicméně další pokrok ve studiu magnetických rekonekcí ve slunečním větru je možno očekávat hlavně v současnosti, nebo blízké budoucnosti, a to díky novým projektům jako jsou Parker Solar Probe nebo Solar Orbiter.

# Seznam použité literatury

- AUNAI, N., BELMONT, G. a SMETS, R. (2011). Proton acceleration in antiparallel collisionless magnetic reconnection: Kinetic mechanisms behind the fluid dynamics. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **116**(A9). doi: 10.1029/2011JA016688. A09232.
- BATY, H. (2017). Explosive magnetic reconnection in double-current sheet systems: Ideal versus resistive tearing mode. *The Astrophysical Journal*, **837**(1), 74.
- BIRN, J. a HESSE, M. (2001). Geospace environment modeling (gem) magnetic reconnection challenge: Resistive tearing, anisotropic pressure and hall effects. *J. Geophys. Res.*, **106**(A3), 3737–3750. doi: 10.1029/1999JA001001.
- BISKAMP, D. (1986). Magnetic reconnection via current sheets. *The Physics of Fluids*, **29**(5), 1520–1531. doi: 10.1063/1.865670.
- BURCH, J. L. a PHAN, T. D. (2016). Magnetic reconnection at the dayside magnetopause: Advances with mms. *Geophysical Research Letters*, **43**(16), 8327–8338. doi: 10.1002/2016GL069787.
- BURCH, J. L., TORBERT, R. B., PHAN, T. D., CHEN, L.-J., MOORE, T. E., ERGUN, R. E., EASTWOOD, J. P., GERSHMAN, D. J., CASSAK, P. A., ARGALL, M. R., WANG, S., HESSE, M., POLLOCK, C. J., GILES, B. L., NAKAMURA, R., MAUK, B. H., FUSELIER, S. A., RUSSELL, C. T., STRANGWAY, R. J., DRAKE, J. F., SHAY, M. A., KHOTYAINITSEV, Y. V., LINDQVIST, P.-A., MARKLUND, G., WILDER, F. D., YOUNG, D. T., TORKAR, K., GOLDSTEIN, J., DORELLI, J. C., AVANOV, L. A., OKA, M., BAKER, D. N., JAYNES, A. N., GOODRICH, K. A., COHEN, I. J., TURNER, D. L., FENNELL, J. F., BLAKE, J. B., CLEMMONS, J., GOLDMAN, M., NEWMAN, D., PETRINEC, S. M., TRATTNER, K. J., LAVRAUD, B., REIFF, P. H., BAUMJOHANN, W., MAGNES, W., STELLER, M., LEWIS, W., SAITO, Y., COFFEY, V. a CHANDLER, M. (2016). Electron-scale measurements of magnetic reconnection in space. *Science*, **352**(6290). doi: 10.1126/science.aaf2939.
- CREDLAND, J., MECKE, G., ELLWOOD, J., DRIGANI, F. a FERRI, P. (1995). Special section of the cluster mission, spacecraft, payload, data, and mission operations. *ESA Bulletin*, **84**, 113–150.
- CROOKER, U. a SISCOE, G. (1986). The effect of the solar wind on the terrestrial environment. *Physics of the Sun*, **3**, 193–249. doi: 10.1007/978-94-009-5255-3\_6.

- DRAKE, J., SWISDAK, M., CATTELL, C., SHAY, M., ROGERS, B. a ZEILER, A. (2003). Formation of electron holes and particle energization during magnetic reconnection. *Science*, **299**(5608), 873–877. doi: 10.1126/science.1080333.
- DRAKE, J. F., SWISDAK, M., SCHOEFFLER, K. M., ROGERS, B. N. a KOBAYASHI, S. (2006). Formation of secondary islands during magnetic reconnection. *Geophysical Research Letters*, **33**(13). doi: 10.1029/2006GL025957.
- DRAKE, J. F., CASSAK, P. A., SHAY, M. A., SWISDAK, M. a QUATAERT, E. (2009). A magnetic reconnection mechanism for ion acceleration and abundance enhancements in impulsive flares. *Astrophys. J. Lett.*, **700**(1), L16.
- DRAKE, J. a SWISDAK, M. (2012). Ion heating and acceleration during magnetic reconnection relevant to the corona. *Space Sci Rev*, **172**, 227.
- EASTWOOD, J. P., PHAN, T.-D., MOZER, F. S., SHAY, M. A., FUJIMOTO, M., RETINÒ, A., HESSE, M., BALOGH, A., LUCEK, E. A. a DANDOURAS, I. (2007). Multi-point observations of the hall electromagnetic field and secondary island formation during magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **112**(A6). doi: 10.1029/2006JA012158. A06235.
- ENŽL, J., ŠAFRÁNKOVÁ, J., NĚMEČEK, Z. a PŘECH, L. (2017). Spiky structures around reconnection exhausts in the solar wind. *Astrophys. J.*, 851(2):86. doi: 10.3847/1538-4357/aa98e0.
- ENŽL, J., PŘECH, L., ŠAFRÁNKOVÁ, J. a NĚMEČEK, Z. (2013). Multi-spacecraft observations of magnetic reconnection in the solar wind. *AIP Conference Proceedings*, **1539**(1), 159–162. doi: 10.1063/1.4811012.
- ENZL, J., PRECH, L., SAFRANKOVA, J. a NEMECEK, Z. (2014). Statistical study of reconnection exhausts in the solar wind. *Astrophys. J.*, 796(1):21. doi: 10.1088/0004-637X/796/1/21.
- FARRUGIA, C. J., VASQUEZ, B., RICHARDSON, I. G., TORBERT, R. B., BURLAGA, L. F., BIERNAT, H. K., MÜHLBACHLER, S., OGILVIE, K. W., LEPING, R. P., SCUDDER, J. D., BERDICHEVSKY, D. E., SEMENOV, V. S., KUBYSHKIN, I. V., PHAN, T. D. a LIN, R. P. (2001). A reconnection layer associated with a magnetic cloud. *Adv. Space Res.*, **28**(5), 759–764. doi: 10.1016/S0273-1177(01)00529-4.
- FORBES, T. G. (2000). A review on the genesis of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **105**(A10), 23153–23165. doi: 10.1029/2000JA000005.
- GOSLING, J. T. (2005). Magnetic reconnection in the solar wind: A brief overview. *Proceedings of the Solar Wind 11 / SOHO 16, "Connecting Sun and Heliosphere" Conference (ESA SP-592)*, page 249.
- GOSLING, J. T. (2011). Magnetic Reconnection in the Solar Wind. *Space Sci. Rev.*, page 104. doi: 10.1007/s11214-011-9747-2.

- GOSLING, J. T. a MCCOMAS, D. J. (1987). Field line draping about fast coronal mass ejecta: A source of strong out-of-the-ecliptic interplanetary magnetic fields. *Geophysical Research Letters*, **14**(4), 355–358. doi: 10.1029/GL014i004p00355.
- GOSLING, J. T. a SZABO, A. (2008). Bifurcated current sheets produced by magnetic reconnection in the solar wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **113**(A12):A10103. doi: 10.1029/2008JA013473.
- GOSLING, J. T., SKOUG, R. M., MCCOMAS, D. J. a SMITH, C. W. (2005). Direct evidence for magnetic reconnection in the solar wind near 1 AU. *J. Geophys. Res.*, **110**(A9):A01107. doi: 10.1029/2004JA010809.
- GOSLING, J. T., ERIKSSON, S. a SCHWENN, R. (2006). Petschek-type magnetic reconnection exhausts in the solar wind well inside 1 AU: Helios. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **111**(A10):A10102. doi: 10.1029/2006JA011863.
- GOSLING, J. T., ERIKSSON, S., MCCOMAS, D. J., PHAN, T. D. a SKOUG, R. M. (2007a). Multiple magnetic reconnection sites associated with a coronal mass ejection in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, **112**, A08106. doi: 10.1029/2007JA012418.
- GOSLING, J. T., ERIKSSON, S., MCCOMAS, D. J., PHAN, T. D. a SKOUG, R. M. (2007b). Multiple magnetic reconnection sites associated with a coronal mass ejection in the solar wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **112**:A08106. doi: 10.1029/2007JA012418.
- GOSLING, J. a PHAN, T. D. (2013). Magnetic reconnection in the solar wind at current sheets associated with extremely small field shear angles. *Astrophysical Journal Letters*, **763**. doi: 10.1088/2041-8205/763/2/L39.
- GOSLING, J., PHAN, T., LIN, P. a SZABO, A. (2007). Prevalence of magnetic reconnection at small field shear angles in the solar wind. *Geophysical Research Letters - GEOPHYS RES LETT*, **34**. doi: 10.1029/2007GL030706.
- HASEGAWA, H., SONNERUP, B. U. ., DENTON, R. E., PHAN, T.-D., NAKAMURA, T. K. M., GILES, B. L., GERSHMAN, D. J., DORELLI, J. C., BURCH, J. L., TORBERT, R. B., RUSSELL, C. T., STRANGWAY, R. J., LINDQVIST, P.-A., KHOTYAINITSEV, Y. V., ERGUN, R. E., CASSAK, P. A., KITAMURA, N. a SAITO, Y. (2017). Reconstruction of the electron diffusion region observed by the magnetospheric multiscale spacecraft: First results. *Geophysical Research Letters*, **44**(10), 4566–4574. doi: 10.1002/2017GL073163.
- HESSE, M., SCHINDLER, K., BIRN, J. a KUZNETSOVA, M. (1999). The diffusion region in collisionless magnetic reconnection. *Physics of Plasmas*, **6**(5), 1781–1795. doi: 10.1063/1.873436.
- HESSE, M., KUZNETSOVA, M. a HOSHINO, M. (2002). The structure of the dissipation region for component reconnection: Particle simulations. *Geophysical Research Letters*, **29**(12), 4-1-4-4. doi: 10.1029/2001GL014714.

- HESSE, M., AUNAI, N., SIBECK, D. a BIRN, J. (2014). On the electron diffusion region in planar, asymmetric, systems. *Geophysical Research Letters*, **41**. doi: 10.1002/2014GL061586.
- JIAN, L., RUSSELL, C., LUHMANN, J. a SKOUG, R. (2006). Properties of interplanetary coronal mass ejections at one au during 1995 – 2004. *Solar Physics*, **239**(1-2), 393–436. doi: 10.1007/s11207-006-0133-2.
- KIVELSON, M. G. a RUSSELL, C. T. (1995). *Introduction to Space Physics*. Cambridge University Press. ISBN 0-521-45714-9.
- KLEVA, R. G., DRAKE, J. F. a WAELBROECK, F. L. (1995). Fast reconnection in high temperature plasmas. *Physics of Plasmas*, **2**(1), 23–34. doi: 10.1063/1.871095.
- KOWAL, G., LAZARIAN, A., VISHNIAC, E. T. a OTMIANOWSKA-MAZUR, K. (2009). Numerical tests of fast reconnection in weakly stochastic magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, **700**(1), 63.
- KULSRUD, R. M. (2001). Magnetic reconnection: sweet-parker versus petschek. *Earth Planets Space*, **53**, 417. doi: 10.1186/BF03353251.
- LANZEROTTI, L. J. (2013). *Space Weather Effects on Technologies*, pages 11–22. American Geophysical Union (AGU). ISBN 9781118668351. doi: 10.1029/GM125p0011.
- LAZARIAN, A. a VISHNIAC, E. T. (1999). Reconnection in a weakly stochastic field. *The Astrophysical Journal*, **517**(2), 700.
- LEPPING, R. P., ACŪNA, M. H., BURLAGA, L. F., FARRELL, W. M., SLAVIN, J. A., SCHATTEN, K. H., MARIANI, F., NESS, N. F., NEUBAUER, F. M., WHANG, Y. C., BYRNES, J. B., KENNON, R. S., PANETTA, P. V., SCHEIFELE, J. a WORLEY, E. M. (1995). The Wind Magnetic Field Investigation. *Space Sci. Rev.*, **71**, 207–229. doi: 10.1007/BF00751330.
- LEVY, R. H., PETSCHKE, H. E. a SISCOE, G. L. (1964). Aerodynamic aspects of the magnetospheric flow. *AIAA Journal*, **2**, 2065–2076. doi: 10.2514/3.2745.
- 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), 125–153. doi: 10.1007/BF00751328.
- LOUREIRO, N. F. a UZDENSKY, D. A. (2016). Magnetic reconnection: from the sweet-parker model to stochastic plasmoid chains. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **58**(1), 014021.
- MANDT, M. E., DENTON, R. E. a DRAKE, J. F. (1994). Transition to whistler mediated magnetic reconnection. *Geophysical Research Letters*, **21**(1), 73–76. doi: 10.1029/93GL03382.



- MARTIŠOVITŠ, V. (2004). *Základy fyziky plazmy*. Fakulta matematiky, Fyziky a informatiky, Univerzita Komenského, Bratislava. .
- MCCOMAS, D. J., GOSLING, J. T., HAMMOND, C. M., MOLDWIN, M. B. a PHILLIPS, J. L. (1994). Magnetic reconnection ahead of a coronal mass ejection. *Geophys. Res. Lett.*, **21**(17), 1751–1754.
- McFADDEN, J. P., CARLSON, C. W., LARSON, D., LUDLAM, M., ABIAD, R., ELLIOTT, B., TURIN, P., MARCKWORDT, M. a ANGELOPOULOS, V. (2008). The themis esa plasma instrument and in-flight calibration. *Space Science Reviews*, **141**(1), 277–302. doi: 10.1007/s11214-008-9440-2.
- MISTRY, R., EASTWOOD, J. P. a HIETALA, H. (2015). Detection of small-scale folds at a solar wind reconnection exhaust. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **120**, 30–42. doi: 10.1002/2014JA020465.
- NAKAMURA, M. a SCHOLER, M. (2000). Structure of the magnetopause reconnection layer and of flux transfer events: Ion kinetic effects. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **105**(A10), 23179–23191. doi: 10.1029/2000JA900101.
- PARKER, E. N. (1957a). Sweet’s mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *Journal of Geophysical Research*, **62**(4), 509–520. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/JZ062i004p00509.
- PARKER, E. N. (1957b). The reconnection rate of magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, **180**, 247–252. ISSN 2156-2202. doi: 10.1086/151959.
- PARKER, E. N. (1958). Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, **128**, 664–676. doi: 10.1029/JZ062i004p00509.
- PETSCHEK, H. E. (1964). Magnetic field annihilation. *NASA Special Publications*, **50**, 425–439.
- PETSCHEK, H. E. a THORNE, R. M. (1967). The existence of intermediate waves in neutral sheets. *Astrophys. J.*, **147**, 1157. doi: 10.1086/149105.
- PHAN, T. D., GOSLING, J. T., DAVIS, M. S., SKOUG, R. M., ØIEROSET, M., LIN, R. P., LEPPING, R. P., MCCOMAS, D. J., SMITH, C. W., REME, H. a BALOGH, A. (2006). A magnetic reconnection X-line extending more than 390 Earth radii in the solar wind. *Nature*, **439**, 175–178. doi: 10.1038/nature04393.
- PHAN, T. D., GOSLING, J. T. a DAVIS, M. S. (2009). Prevalence of extended reconnection X-lines in the solar wind at 1 AU. *Geophys. Res. Lett.*, **36**:L09108. doi: 10.1029/2009GL037713.
- PHAN, T. D., GOSLING, J. T., PASCHMANN, G., PASMA, C., DRAKE, J. F., ØIEROSET, M., LARSON, D., LIN, R. P. a DAVIS, M. S. (2010). The dependence of magnetic reconnection on plasma beta and magnetic shear: evidence from solar wind observations. *ApJL*, **719**, 199–203. doi: 10.1088/2041-8205/719/2/L199.

- PRITCHETT, P. L. (2001). Geospace environment modeling magnetic reconnection challenge: Simulations with a full particle electromagnetic code. *Journal of Geophysical Research*, **106**, 3783–3798. doi: 10.1029/1999JA001006.
- PRITCHETT, P. L. a CORONITI, F. V. (2004). Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field. *Journal of Geophysical Research*, **109**. doi: 10.1029/2003JA009999.
- ROGERS, B. N., DENTON, R. E. a DRAKE, J. F. (2003). Signatures of collisionless magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **108**(A3). doi: 10.1029/2002JA009699.
- RUFFENACH, A., LAVRAUD, B., OWENS, M. J., SAUVAUD, J.-A., SAVANI, N. P., ROUILLARD, A. P., DÉMOULIN, P., FOULLON, C., OPITZ, A., FEDOROV, A., JACQUEY, C. J., GÉNOT, V., LOUARN, P., LUHMANN, J. G., RUSSELL, C. T., FARRUGIA, C. J. a GALVIN, A. B. (2012). Multispacecraft observation of magnetic cloud erosion by magnetic reconnection during propagation. *J. Geophys. Res.*, 117(A16):A09101. doi: 10.1029/2012JA017624.
- SCHOLER, M. (1989). Asymmetric time-dependent and stationary magnetic reconnection at the dayside magnetopause. *Journal of Geophysical Research*, **94**, 15099–15111. doi: 10.1029/JA094iA11p15099.
- SHAY, M. A., DRAKE, J. F., DENTON, R. E. a BISKAMP, D. (1998). Structure of the dissipation region during collisionless magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **103**(A5), 9165–9176. doi: 10.1029/97JA03528.
- SHAY, M. A., DRAKE, J. F., ROGERS, B. N. a DENTON, R. E. (2001). Alfvénic collisionless magnetic reconnection and the Hall term. *J. Geophys. Res.*, **106**, 3759–3772.
- SONNERUP, B. U. Ö. (1979). *Magnetic field reconnection*, pages 45–108.
- SONNERUP, B. U. Ö. (1987). On the stress balance in flux transfer events. *J. Geophys. Res.*, **92**, 8613–8620. doi: 10.1029/JA092iA08p08613.
- STONE, E., FRANSEN, A., MEWALDT, R., CHRISTIAN, E., MARGOLIES, D., ORMES, J. a SNOW, F. (1998). The advanced composition explorer. *Space Science Reviews*, **86**(1), 1–22. doi: 10.1023/A:1005082526237.
- SWEET, P. A. (1958). The Neutral Point Theory of Solar Flares. In LEHNERT, B., editor, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, volume 6 of *IAU Symposium*, page 123.
- SWISDAK, M., ROGERS, B. N., DRAKE, J. F. a SHAY, M. A. (2003). Diamagnetic Suppression of Component Magnetic Reconnection at the Magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 108:1218.
- SWISDAK, M., DRAKE, J. F., SHAY, M. A. a MCILHARGEY, J. G. (2005). Transition from antiparallel to component magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **110**(A5). doi: 10.1029/2004JA010748. A05210.

- SWISDAK, M., OPPER, M., DRAKE, J. F. a BIBI, F. A. (2010). The Vector Direction of the Interstellar Magnetic Field Outside the Heliosphere. *Astrophys. J.*, **710**(2), 1769.
- TANAKA, M. (1995). Macro-particle simulations of collisionless magnetic reconnection. *Physics of Plasmas*, **2**(8), 2920–2930. doi: 10.1063/1.871192.
- TERASAWA, T. (1983). Hall current effect on tearing mode instability. *Geophysical Research Letters*, **10**(6), 475–478. doi: 10.1029/GL010i006p00475.
- VÖRÖS, Z., YORDANOVA, E., VARSANI, A., GENESTRETI, K. J., KHOTYAINTEV, Y. V., LI, W., GRAHAM, D. B., NORGRÉN, C., NAKAMURA, R., NARITA, Y., PLASCHKE, F., MAGNES, W., BAUMJOHANN, W., FISCHER, D., VAIVADS, A., ERIKSSON, E., LINDQVIST, P.-A., MARKLUND, G., ERGUN, R. E., LEITNER, M., LEUBNER, M. P., STRANGWAY, R. J., LE CONTEL, O., POLLOCK, C., GILES, B. J., TORBERT, R. B., BURCH, J. L., AVANOV, L. A., DORELLI, J. C., GERSHMAN, D. J., PATERSON, W. R., LAVRAUD, B. a SAITO, Y. (2017). Mms observation of magnetic reconnection in the turbulent magnetosheath. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **122** (11), 11,442–11,467. doi: 10.1002/2017JA024535.

# Kapitola 4

## Seznam publikací

Enžl, J., Přech, L., Šafránková, J. a Němeček, Z. (2013). Multispacecraft observations of magnetic reconnection in the solar wind. *AIP Conference Proceedings*, 1539(1), 159–162. doi: 10.1063/1.4811012.

Enžl, J., Přech, L., Safrankova, J. a Nemecek, Z. (2014). Statistical study of reconnection exhausts in the solar wind. *Astrophys. J.*, 796(1):21. doi: 10.1088/0004-637X/796/1/21.

Enžl, J., Šafránková, J., Němeček, Z. a Přech, L. (2017). Spiky structures around reconnection exhausts in the solar wind. *Astrophys. J.*, 851(2):86. doi: 10.3847/1538-4357/aa98e0.

# Kapitola 5

## Přílohy