



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Globální hybridní simulace planety Merkur

Global hybrid simulations of Mercury

Bakalářská práce

Autor: **Magdalena Parýzková**
Vedoucí práce: **Dr. Ing. Pavel Trávníček**
Akademický rok: 2019/2020

- Zadání práce -

- Zadání práce (zadní strana) -

Poděkování:

Chtěla bych zde poděkovat svému školiteli Dr. Ing. Pavlu Trávníčkovi za ochotu a vstřícnost při vedení mé bakalářské práce a dále své rodině za její podporu a trpělivost.

Čestné prohlášení:

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu §60 zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 4. srpna 2020

Magdalena Parýzková

Název práce:

Globální hybridní simulace planety Merkur

Autor: Magdalena Parýzková

Obor: Matematické inženýrství

Zaměření: Matematická fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Dr. Ing. Pavel Trávníček Ústav fyziky atmosféry AV ČR, v. v. i. , Boční II 1401, Praha 4

Konzultant: -

Abstrakt: Práce se v první části zabývá základy fyziky kosmického plazmatu, interakcí slunečního větru s vlastním magnetickým polem planety za vzniku planetární magnetosféry a druhy numerických simulací kosmického plazmatu. Druhá část pak obsahuje základní informace o planetě Merkur, jeho magnetickém poli a exosféře. V závěrečné simulační části jsou prezentovány výsledky 6 globálních hybridních simulací magnetosféry Merkuru s různým nastavením směru meziplanetárního magnetického pole, konkrétně hustoty plazmatu v okolí planety a mapy částic dopadajících na povrch. Detailně se práce zaměřuje na mapy H^+ iontů dopadajících na povrch planety a jejich analýzu. Dopadající částice tvoří pásy v polárních oblastech, nejvíce částic dopadá do oblastí pod kasy. Ve všech simulacích dopadá více částic na jižní polokouli. Na konci kapitoly se nachází návrh modelu exosféry, který tato data využívá, a několik ukázek trajektorií exosférických částic.

Klíčová slova: dopadající částice, hybridní simulace, magnetosféra, Merkur, sluneční vítr

Title:

Global hybrid simulations of Mercury

Author: Magdalena Parýzková

Abstract: The first part of the thesis discusses some basics of space plasma physics, the interaction of solar wind with planetary magnetic fields, i.e. the origin and structure of magnetospheres, and types of numerical simulations of space plasma. Next, it deals with some information about Mercury, its magnetosphere and exosphere. In the last part results of 6 global hybrid simulations of Mercury's magnetosphere for different orientations of the interplanetary magnetic field are presented, specifically plasma densities and maps of solar wind particles precipitating onto Mercury's surface. The thesis focuses on maps of precipitating H^+ ions and their analysis. These particles create bands around the planet in polar regions, most of them hit the surface around cusp regions. Generally, more particles hit the surface in the southern hemisphere. Finally, a model of Mercury's exosphere using this data is proposed and trajectories of some exospheric particles are shown.

Key words: hybrid simulations, magnetosphere, Mercury, precipitating particles, solar wind

Obsah

Úvod	11
1 Teoretický úvod	13
1.1 Kosmické plazma a jeho popis	13
1.1.1 Částicový popis	13
1.1.2 Statistický popis - distribuční funkce	15
1.1.3 Difuze a přepojení magnetických siločár	16
1.2 Jednotky a základní parametry	16
1.2.1 Základní parametry plazmatu	17
1.2.2 Používané systémy jednotek	19
1.3 Slunce a sluneční vítr	19
1.3.1 Interakce slunečního větru s tělesy s vlastním magnetickým polem	20
1.3.2 Magnetické bouře a další děje ovlivňující vnitřní magnetické pole	23
1.4 Numerické simulace plazmatu	23
1.4.1 Částicový model	24
1.4.2 MHD	26
1.4.3 Hybridní model	26
2 Merkur	29
2.1 Magnetické pole a magnetosféra	30
2.2 Exosféra	31
2.2.1 Procesy ovlivňující složení exosféry	32
2.2.2 Složení exosféry	34
3 Simulace	35
3.1 Globální simulace magnetosféry Merkuru	35
3.2 Částice dopadající na povrch planety	41
3.2.1 Výsledky	42
3.2.2 Možnosti dalšího využití dat	50
Závěr	55

Úvod

Ačkoli množství plazmatu, které se přirozeně vyskytuje na naší planetě, není příliš významné, ve vesmíru různé druhy plazmatu dohromady tvoří až 99 % známé hmoty. To z plazmatu dělá významný objekt zájmu. Slunce spolu se slunečním větrem nám poskytuje jednu z nejbližších příležitostí jeho zkoumání. Nicméně stále se v našem měřítku jedná o velké vzdálenosti a to výzkum nijak neusnadňuje. Zde se pak ukazuje význam numerických simulací, které jsou pak stejně důležité jako teoretická zkoumání a reálná měření. Společně s nimi pak tvoří provázaný systém. Simulace dokáží ukázat chování matematických modelů, pro které ve většině případů nejsme schopni nalézt analytické řešení. Naopak v porovnání s reálně naměřenými daty pak nabízí možnost pokusit se o nalezení teoretického řešení některých pozorovaných, ale zatím nevysvětlených jevů, či pak dále studovat ty, které už známe.

Merkur je nejmenší planetou sluneční soustavy, která je současně nejbližší ke Slunci. To spolu s dalšími faktory, například jeho malým sklonem ekliptiky, velkou výstředností oběžné dráhy nebo slabým, ale přesto přes původní očekávání přítomným, vlastním magnetickým polem, z něj dělá planetu mnoha extrémů. Jedním z nejznámějších příkladů jsou velké teplotní rozdíly na jeho povrchu (až 600 °C). To je také v důsledku jeden z důvodů, proč představuje pro studium tak zajímavý objekt. Díky značné dynamice interakce jeho magnetického pole se slunečním větrem a jisté podobnosti magnetosféry s magnetosférou Země je na něm možno pozorovat velké množství zajímavých jevů. V minulosti byl Merkur poprvé zkoumán v 70. letech americkou sondou Mariner 10, která přinesla mimo jiné i onen nečekaný objev slabého vnitřního magnetického pole. Po Marineru 10 následoval po poměrně dlouhé odmlce v roce 2008 MESSENGER, který provedl celkem 3 průlety, než se dostal na oběžnou dráhu a nakonec roku 2015 skončil svou misí dopadem na povrch planety. Momentálně k Merкуру letí společný projekt ESA a JAXA (Japonská vesmírná agentura) BepiColombo, sonda odstartovala v roce 2018 a přílet na oběžnou dráhu Merkuru je plánován na rok 2025.

Cílem této práce je jednak představit základy teorie popisu kosmického plazmatu, klíčové pro porozumění jevů, kterými se pak tato práce bude dále zabývat. Dále stručně popsat typy numerických modelů, používaných pro studium (nejen) kosmického plazmatu s detailnějším zaměřením na hybridní modely. Následně se bude zabývat slunečním větrem a jeho interakcí s planetami s vlastním magnetickým polem. Popíše tedy vznik magnetosféry planet a její struktury, kterou nejdříve představí na příkladu magnetosféry planety Země. Tím pak také uvede kapitolu věnovanou základním informacím o Merкуру, jeho magnetickému poli, magnetosféře a v neposlední řadě také o jeho exosféře. Závěr této části práce bude věnován procesům eroze povrchu ovlivňující exosféru Merkuru.

V simulační části práce bude nejdříve popsán hybridní model globální interakce plazmatu slunečního větru s magnetosférou Merkuru. Výsledky těchto simulací byly v minulosti publikovány např. v [1][2] a [3]. Představeny budou výsledky zkušební simulace magnetosféry pro několik orientací meziplanetárního magnetického pole (MMP). Konkrétně se práce zaměří na analýzu vlivu orientace MMP na dopad částic slunečního větru na povrch planety, respektive na jejich rozložení a počet. Tyto částice hrají hlavní roli v jednom z procesů eroze povrchu a vzniku exosféry. V závěru práce bude demonstrováno možné využití získaných dat v podobě návrhu modelu části exosféry, která tímto procesem vzniká.

Kapitola 1

Teoretický úvod

V této kapitole se nachází stručný teoretický přehled základů fyziky kosmického plazmatu a různých způsobů jeho popisu. Dále pak obsahuje základní informace o slunečním větru a jeho interakci s planetami s vlastním magnetickým polem. V neposlední řadě je zde stručně nastíněn princip a různé modely numerických simulací plazmatu se zaměřením na hybridní simulace, kterými se tato práce zabývá.

1.1 Kosmické plazma a jeho popis

Kosmické plazma (a ostatně i plazma obecně) je plyn skládající se z nabitých a neutrálních částic, z nichž většina je nabitá a počet kladných a záporných volných nosičů náboje je přibližně stejný. Díky tomu je takzvaně kvazineutrální. To tedy znamená, že se vnějšmu pozorovateli jako celek jeví elektricky neutrální, protože náhodně rozmístěná elektrická pole opačně nabitých nosičů se vzájemně vyruší. Aby částice mohla být považována za volnou, musí být její kinetická (termální) energie větší než část potenciální energie, jejímž zdrojem jsou interakce s ostatními částicemi v jejím okolí. Kinetická energie tedy musí být minimálně v řádu elektronvoltů a typické plazma je pak velmi horký a vysoce ionizovaný plyn. Na Zemi se nachází jen velmi málo přirozeně se vyskytujících forem plazmatu (např. blesky nebo plameny), ve vesmíru je však ve formě plazmatu více než 99 % známé hmoty.[4]

Druhů plazmatu je ve vesmíru mnoho a většina z nich je hustotou mnohem řidší než laboratorní vakua. Přesto jsou však v každém metru krychlovém miliony částic a řešit jejich vzájemné interakce může být velmi složité, ne-li nemožné. Vzhledem k malé hustotě můžeme zanedbat klasické srážky, ale srážky způsobené silovými poli (v tomto případě elektromagnetickými poli) už nikoliv. Naštěstí pro nás se však plazma chová kolektivně (tj. působení okolních částic lze uvažovat pouze ve formě nějaké průměrné hodnoty), díky tomu je také možné plazma v určitém přiblížení popisovat jako kontinuum (tj. jako nějakou vodivou kapalinu). Existují tedy dva hlavní směry popisu, částicový a fluidní. [5] Fluidní popis odpovídá tzv. magnetohydrodynamice, která bude přiblížena později v sekci o numerických simulacích.

1.1.1 Částicový popis

Pohyb plazmatu je vlastně pohyb nabitých částic, ze kterých se plazma skládá, v elektromagnetickém poli. Jednou z možností zkoumání je tedy přímo řešení pohybových rovnic jednotlivých částic. Zároveň však částice samy svým pohybem generují a mění elektromagnetické pole kolem sebe. Jejich pohyb a změny polí lze tedy popsat Maxwellovými rovnicemi

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (1.4)$$

Pohyb nabité částice je pak dán Lorenzovou silou a tedy pohybovou rovnicí

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.5)$$

Samotné magnetické pole způsobuje gyraci částice v rovině kolmé na magnetické pole kolem nějakého centra rotace s cyklotronovou (gyrační) frekvencí

$$\omega_g = \frac{qB}{m}, \quad (1.6)$$

kde m je hmotnost částice, B je velikost magnetického pole \mathbf{B} , q je náboj částice, \mathbf{E} je elektrické pole, ρ je nábojová hustota a \mathbf{J} elektrický proud. Když má částice při vletu do homogenního stacionárního magnetického pole nějakou rychlost, její trajektorie bude mít tvar šroubovice se stoupáním

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right). \quad (1.7)$$

Když pak vezmeme v úvahu i přítomnost elektrického pole či nehomogenitu magnetického pole, vznikají tzv. driftы částice. Ty mohou být různého druhu.

Elektrické driftы

Vznikají, pokud je přítomno nějaké elektrické pole. Pokud se jedná o pole stacionární, jeho paralelní složka k \mathbf{B} je většinou rychle utlumena díky velké pohyblivosti elektronů, které ji vyruší. Lze tedy uvažovat pouze vliv kolmé složky pole, která způsobí tzv. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift gyračního centra, který má směr $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Rotací se částice střídavě dostává do směru a proti směru této složky elektrického pole a poloměr gyrace se tedy střídavě zmenšuje a zvětšuje. Jedná se o drift nezávislý na náboji. Všechny druhy nabitých částic se tedy pohybují stejným směrem.

Pokud se elektrické pole \mathbf{E} začne pomalu vyvíjet v čase, vzniká opět ve směru kolmém na magnetické pole \mathbf{B} tzv. polarizační drift. Ten už však závisí na náboji a hmotnosti a proto má pro ionty opačný směr než pro elektrony. To ve výsledku znamená, že vytváří tzv. polarizační proud (nosičem jsou díky své vyšší hmotnosti hlavně ionty).

V případě malých nehomogenit se dá tento drift aproximovat pomocí předchozích dvou elektrických driftů. V případě výrazných změn na úrovni gyračního poloměru částice je však třeba jistých korekcí (efekt konečného Larmorova poloměru).

Magnetické driftы

Magnetické driftы jsou způsobeny změnami magnetického pole (prostorovými i časovými). Jedná se však o efekty nepřímé, protože rychlost částice je vždy kolmá na Lorentzovu sílu, proto jde vlastně o driftы elektrické díky vztahu mezi \mathbf{E} a \mathbf{B} (viz (1.2)).

V případě nehomogenity \mathbf{B} se v jejím směru bude měnit gyrační poloměr. Směr gyrace závisí na náboji a tedy různě nabitě částice budou driftovat do různých směrů, v obou případech však kolmo na \mathbf{B} i jeho gradient ∇B . Rychlost driftu je úměrná kolmé složce energie částice a vytváří příčný proud.

Křivostí magnetických indukčních čar vzniká pro podélnou složku rychlosti odstředivá síla, která způsobuje drift kolmý k rovině záhybu křivky i k magnetickému poli a opět vytváří proud, tentokrát v podélném směru. Tento proud je úměrný podélné složce kinetické rychlosti.

Drift způsobený působením obecné síly

Všechny výše zmíněné drifty spolu s efektem dalších sil (např. gravitačních) lze popsat souhrnným vzorcem pro obecnou sílu \mathbf{F}

$$\alpha = \frac{1}{\omega_g} \left(\frac{\mathbf{F}}{m} \times \frac{\mathbf{B}}{B} \right). \quad (1.8)$$

Konkrétně drift způsobený křivostí magnetických siločár lze vyjádřit za pomoci odstředivé síly působící na částici

$$\mathbf{F}_R = mv_{\parallel}^2 \frac{\mathbf{R}_c}{R_c^2}, \quad (1.9)$$

kde \mathbf{R}_c je poloměr křivosti v daném bodě a dosazením do (1.8) pak dostaneme rychlost tohoto driftu jako

$$\mathbf{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2 B^2}. \quad (1.10)$$

Nabitě částice v plazmatu spolu přirozeně interagují a srážejí se. Podle frekvence a typu srážek se plazma dělí na srážkové a bezsrážkové. Ve srážkovém plazmatu se částice srážejí často a srážky významně ovlivňují jeho chování. U bezsrážkového plazmatu mají srážky mnohem menší frekvenci než jsou frekvence změn polí či pohybů částic a lze je tedy zanedbat. Srážkové plazma dělíme na částečně ionizované a plně ionizované. V částečně ionizovaném plazmatu se nachází vedle nabitých částic i velké množství neutrálních atomů a molekul. Převládají zde tedy přímé srážky částic, protože na neutrální částice Coulombické síly nemají vliv. Naopak plně ionizované plazma se skládá převážně z iontů a elektronů a srážky jsou pak většinou Coulombickými rozptyly. Účinný průřez srážek je tedy větší a jsou preferovány menší úhly rozptylu. Přítomnost srážek způsobuje rezistivitu plazmatu.[4]

1.1.2 Statistický popis - distribuční funkce

Dynamický stav každé částice plazmatu v čase t může být popsán její polohou \mathbf{x} a hybností \mathbf{p} (případě rychlostí \mathbf{v}). Podobně tedy pak dynamický stav systému částic lze popsat jeho distribuční funkcí $f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ pro jednotlivé druhy částic definovanou na 6D fázovém prostoru. Tato funkce reprezentuje hustotu fázového prostoru daného druhu částic v objemu velikosti $d^3\mathbf{x}d^3\mathbf{v}$, v čase dt , v bodě $(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$. Pak tedy pro systém N částic v určitém objemu platí

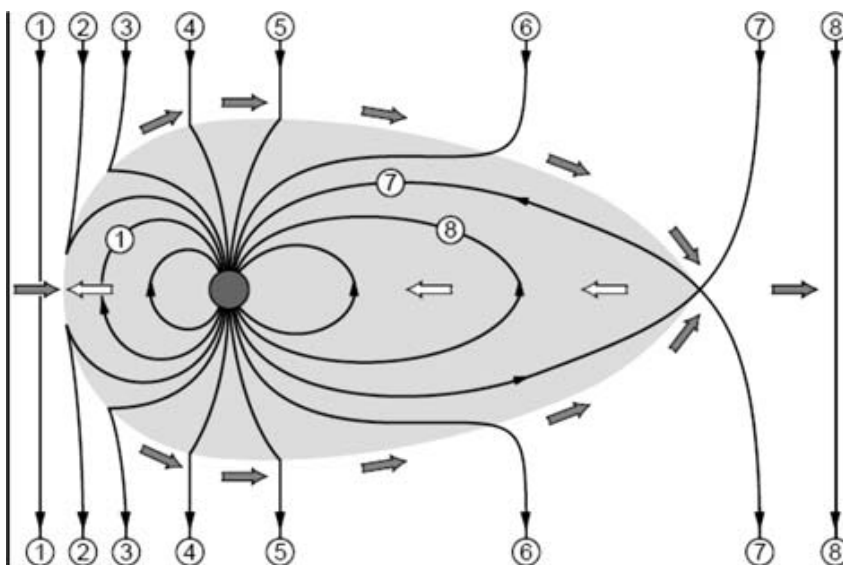
$$N = \int_{V_x} \int_{V_v} f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{x} d^3\mathbf{v}. \quad (1.11)$$

Rovnice popisující časový vývoj distribuční funkce za působení nějakých externích sil se nazývá Boltzmanova

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_{\text{kol}}, \quad (1.12)$$

kde \mathbf{F} představuje vnější síly a člen na pravé straně reprezentuje vliv srážek částic. Rovnice je odvozena z pohybové rovnice a Liouvilleova teoremu a je tedy platná pro každý hamiltonovský systém. V plazmatu však roli externích sil přebírá Lorentzova síla a srážkový faktor se dá v mnoha případech zanedbat, v těchto systémech se pak používá tzv. "bezsrážková Boltzmanova rovnice" neboli Vlasovova rovnice

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{x}} + \frac{q_s}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (1.13)$$



Obrázek 1.1: Schématické zobrazení procesu přepojení magnetických siločár slunečního větru a vnitřního magnetického pole planety. Na denní straně planety se setkává magnetická siločára planetárního pole se siločárou meziplanetárního magnetického pole. Původní siločáry se přepojí a nově vzniklé pak putují do magnetického ohonu. Tam se obě dvě nově vzniklé siločáry opět setkají a přepojí se zpět do původních. Obrázek převzat z [4]

1.1.3 Difuze a přepojení magnetických siločár

V případě, že má plazma konečnou rezistivitu, dochází k jeho difuzi skrz magnetické pole za účelem vyhlazení nehomogenit pole. Naopak pokud rezistivitu plazmatu můžeme považovat za téměř nulovou, pak je pevně vázané na indukční čáry a k difuzi nedochází (pole je tzv. zamrzlé v plazmatu).

Studené plazma (tj. magnetický tlak je mnohem větší než kinetický, opakem je horké plazma) má velmi malou energii a v případě nepřítomnosti elektrických polí nedriftuje. Naopak se drží magnetických indukčních čar, kolem kterých jeho částice gyrují. Na studené plazma (např. uvnitř magnetosféry) mohou působit externí síly (v magnetosféře např. kinetický tlak slunečního větru z vnější strany nebo rotace planety uvnitř magnetosféry), které způsobují proudění. Plazma spolu pak odnáší i magnetické indukční čáry, ke kterým je vázáno a naopak. Při takovém proudění plazmatu a indukčních čar může docházet k setkání dvou (či více) indukčních čar. Pak může dojít k jejich přepojení a změnit se tím topologie magnetického pole. Přepojení magnetických siločár je velmi důležitý, byť stále nedostatečně prozkoumaný proces. Dochází k němu mimo jiné i při interakci slunečního větru s magnetosférami planet. Tento proces je schématicky zobrazen a popsán na Obr.1.1.

1.2 Jednotky a základní parametry

Jako v každém fyzikálním oboru je i v astrofyzice, astronomii a fyzice plazmatu v některých situacích výhodné pracovat v jednotkách jiných než je soustava SI. Tyto specifické jednotky mají ve většině případů původ v nějakých parametrech pro daný obor charakteristických. Proto v této sekci stručně projdeme ty, které budou pro tuto práci dále relevantní.

1.2.1 Základní parametry plazmatu

V této sekci shrneme některé charakteristické parametry plazmatu, v jejichž násobcích se často uvádějí hodnoty některých veličin ve fyzice kosmického plazmatu. Některé z nich již byly zmíněny v předchozích kapitolách, odvození některých však přesahuje rozsah této práce a budou tedy pouze uvedeny.

Debyeho vzdálenost

Aby bylo v rovnovážném stavu plazma kvazineutrální, je potřeba mít v každém objemovém elementu přibližně stejný počet záporně i kladně nabitých částic. Objemový element tedy musí být dostatečně velký, aby se náboje uvnitř vzájemně vyrušily, ale zároveň dostatečně malý oproti měřítkům různých makroskopických veličin jako je například hustota či teplota.

Takovou charakteristickou délkou je Debyeho vzdálenost λ_D . Je to vzdálenost, za kterou ostatní částice uvnitř sféry o poloměru λ_D se středem v dané částici kolektivně odstíní náboj dané částice za hranicí této sféry. Debyeho vzdálenost tedy slouží jako měřítko odstínění elektrického náboje působením částic plazmatu. S každou λ_D klesne elektrický potenciál o $\frac{1}{e}$, kde e je náboj elektronu.

Pokud uvažujeme teplotu iontů i elektronů T_e za stejnou, částicovou hustotu iontů přibližně stejnou jako elektronovou n_e a náboje iontů elementární, pak lze λ_D vyjádřit známým vztahem

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}. \quad (1.14)$$

Abychom tedy plazma mohli považovat za kvazineutrální, musí velikost našeho systému L vysoce přesahovat velikost Debyeho vzdálenosti. To je často považováno za tzv. první kritérium plazmatu.

Plazmový parametr

Jelikož odstínění náboje za hranicí Debyeho sféry je výsledkem kolektivního chování nabitých částic uvnitř sféry, je potřeba, aby se uvnitř sféry nacházelo dostatečné množství nabitých částic. Počet částic uvnitř sféry je $\frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3$ a člen $\Lambda = n_e \lambda_D^3$ se nazývá plazmový parametr. Za tzv. druhé kritérium plazmatu se pak uvažuje podmínka

$$\Lambda = n_e \lambda_D^3 \gg 1, \quad (1.15)$$

kteřá vlastně charakterizuje, co je ve smyslu energie částice myšleno volnou částicí.

Plazmová frekvence

Jedná se o frekvenci typické oscilace částic v plazmatu, ke které dochází, když je kvazineutralita narušena nějakou vnější silou. Plazma se pak snaží kvazineutralitu obnovit a elektrony (protože jsou mnohem lehčí než ionty) jsou urychleny tak, aby se náboje vyrovnaly. Mají však jistou setrvačnost a proto budou ve výsledku kmitat kolem rovnovážného stavu. Výsledkem je kolektivní kmitání elektronů v plazmatu kolem iontů. Frekvenci kmitání elektronů lze vyjádřit jako

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (1.16)$$

Za třetí kritériem plazmatu je pak považována podmínka

$$\omega_{pe} \tau_n \gg 1, \quad (1.17)$$

kteřá vyjadřuje, že čas τ_n mezi dvěma srážkami elektronu s neutrální částicí musí být mnohem větší než perioda kmitání elektronů v plazmatu.

Protonová (iontová) inerciální délka

Určuje měřítko, při kterém protony (ionty) začnou být rozlišitelné od elektronů a magnetické pole přestává být zamrzlé v plazmatu. Místo toho začne být zamrzlé pouze do elektronové tekutiny

$$\lambda_i = \frac{c}{\omega_{pi}}. \quad (1.18)$$

Frekvence ω_{pi} je určena stejným vztahem jako (1.16), jen pro dané ionty namísto elektronů.

Elektronová inerciální délka

Anglicky známá i jako tzv. plasma skin depth, určuje vzdálenost, do které v plazmatu pronikne přicházející elektromagnetická vlna

$$\lambda_e = \frac{c}{\omega_{pe}}. \quad (1.19)$$

Alfénova rychlost

Je rychlostí, kterou získá plazma v případě, že se veškerá magnetická energie přemění v kinetickou. K tomu dochází např. při přepojení magnetických indukčních čar. Dále se pak touto rychlostí pohybují některé vlny v plazmatu

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 m_i n_i}}. \quad (1.20)$$

Magnetický moment částice

Je adiabatickým invariantem (s časem se mění jen zanedbatelně pomalu) a je definován jako podíl kolmé složky kinetické energie částice a velikosti magnetického pole

$$\mu = \frac{W_{\perp}}{B}. \quad (1.21)$$

Gyroperioda

Perioda kruhového pohybu nabitě částice v magnetickém poli kolem gyračního centra (odvozeno z cyklotronové/gyrační frekvence (1.6))

$$T_g = \frac{2\pi}{\omega_g} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (1.22)$$

V našem případě však v práci dále pod tímto termínem používáme pouze převrácenou hodnotu gyrační frekvence

$$T_g = \frac{1}{\omega_g} = \frac{m}{qB}. \quad (1.23)$$

1.2.2 Používané systémy jednotek

V astrofyzice se často kromě systému jednotek SI používá i nyní již poměrně zastaralá soustava jednotek cgs (centimetr-gram-sekunda). Pro tuto soustavu jsou specifické, kromě centimetru, gramu a sekundy, i další jednotky jako například esu (elektrostatická jednotka) pro náboj, dyne pro sílu, erg pro energii, statvolt pro elektrický potenciál a gauss (G) pro intenzitu magnetického pole. Tento systém jednotek nabízí určité zjednodušení jistých konstant vyskytujících se v některých rovnicích elektromagnetismu.

Ve fyzice kosmického plazmatu se pak občas udávají hodnoty některých veličin v násobcích charakteristických parametrů systému (viz výše). Například vzdálenosti se často udávají v násobcích protonových inerciálních délek či v Debyeho vzdálenostech. Rychlosti pak v násobcích Alfénovy rychlosti v daném systému. Tento systém jednotek je poměrně výhodný v simulacích a bude podrobněji zmíněn a použit v kapitole věnované simulacím magnetosféry Merkuru.

1.3 Slunce a sluneční vítr

Slunce tvoří asi 99,9 % hmoty Sluneční soustavy. Plazma vyvrhované do vesmíru, které má původ v koruně (horní vrstva atmosféry Slunce), je pak nazýváno slunečním větrem a je pro nás jedním z nejlepších zdrojů informací o této hvězdě. Skládá se z větší části hlavně z protonů (H^+) a elektronů, které dohromady představují asi 96 % jeho složení. Dále je v něm přítomno přibližně 4 % alfa částic (He^{2+}) a nakonec obsahuje kolem 0,01 % těžkých prvků (C a těžší). Převládající ionty (tedy protony a alfa částice) poskytují informace o parametrech slunečního větru. Těžkých elementů je tak málo, že parametry neovlivňují, nicméně nesou informace o procesech uvnitř korony. [6]

Mimo jiné s sebou sluneční vítr nese také vlastní slabé magnetické pole orientované téměř paralelně k rovině ekliptiky, ale odkloněné od spojnice planety a Slunce. Tento sklon se dá geometricky popsat pomocí Archimédovy spirály, která bude zmíněna později. Tlak ionizovaného plynu se stejným počtem elektronů a protonů lze vyjádřit jako

$$\rho = nk_B(T_p + T_e), \quad (1.24)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta a T_e a T_p jsou teploty elektronů a protonů. Pokud bychom tedy popisovali zvukové vlny v plazmatu (resp. hledali rychlost zvuku), můžeme pro hustotu $\rho = n(m_e + m_p)$ a $\gamma = \frac{5}{3}$ rychlost zvuku ionizovaného vodíku vyjádřit jako

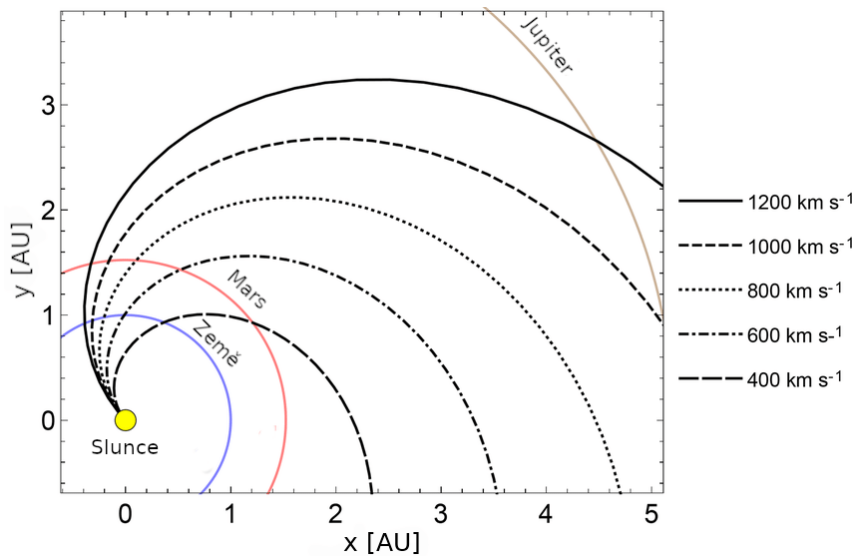
$$c = \left(\frac{\gamma p}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\gamma k_B (T_p + T_e)}{m_p + m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.25)$$

V okolí Země má sluneční vítr rychlost zvuku většinou kolem 60 km/s, což oproti typické rychlosti slunečního větru v této oblasti 400 km/s znamená, že sluneční vítr je vysoce supersonický. Stejně se však dá u magnetického pole říci, že vyvíjí jistý magnetický tlak

$$p_{\text{mag}} = \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (1.26)$$

který vychází v podobných řádech jako tlak kinetický a tedy magnetické efekty jsou ve slunečním větru podobně významné. Mimo jiné je tedy Alfénova rychlost blízká rychlosti zvuku.

Klasicky si tok slunečního větru ven z korony představujeme za pomoci jednoduchého modelu založeného na konceptu pole zamrzlého v plazmatu. To znamená, že plazma bude svázáno do jistých proudů kolem siločár magnetického pole. Máme tedy tok jistého neměnného množství plazmatu, které je následováno svým magnetickým polem. Jeho struktura pak tedy bude stejná jako struktura toku plazmatu.



Obrázek 1.2: Parkerova spirála MMP pro různé rychlosti slunečního větru. Vyobrazeny jsou též pozice oběžných drah Země, Marsu a Jupitera. Zdroj [7], upraveno.

Aplikujeme tuto úvahu na sféricky symetrický rotující model Slunce. Mimo jiné pracujeme i s předpokladem konstantní radiální rychlosti expanze slunečního větru u , úhlové rychlosti otáčení Slunce ω a vzdálenosti místa vzniku slunečního větru od osy rotace R . Ve výsledku pak dostaneme pro závislost radiální souřadnice částice toku na polárním úhlu geometrický tvar Archimédovy spirály

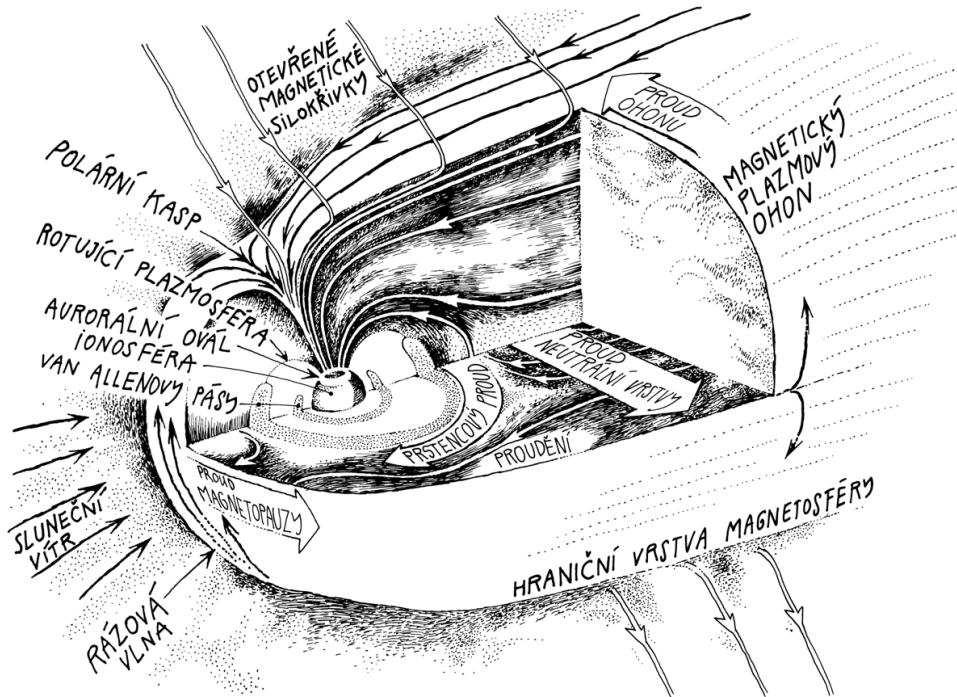
$$r - R = -\frac{u}{\omega}(\varphi - \varphi_0). \quad (1.27)$$

Té se pak také říká Parkerova spirála a je jí opodstatněn sklon meziplanetárního magnetického pole (dále jen MMP)¹ v rovině ekliptiky, u Země běžně kolem 45°, v případě Merkuru okolo 20°.[5]

1.3.1 Interakce slunečního větru s tělesy s vlastním magnetickým polem

Sluneční vítr přirozeně při své cestě meziplanetárním prostorem interaguje s tělesy, které mu stojí v cestě a v plazmatu se tak tvoří nespojitosti. Interakce s tělesy (zpravidla planetami) s vlastním magnetickým polem je zvláště zajímavá. Vnitřní magnetické pole vytvoří pro sluneční vítr téměř neproniknutelný štít kolem dané planety. Tento magnetický obal nazýváme magnetosféra. Její hranice vzniká v místě rovnováhy tlaku magnetického pole planety, kinetického tlaku slunečního větru a MMP. Sluneční vítr je obvykle supersonický a srážkou s magnetosférou tak vzniká rázová vlna kolem planety ve tvaru luku (angl. bow shock). V závislosti na odklonu MMP od normály této rázové vlny lze rozlišit rázy šikmé, kolmé a paralelní. Známým paralelním (nulový odklon od normály nespojitosti) je např. tzv. foreshock tvořený částicemi, které se odraží zpět do směru, ve kterém přiletěly. Za touto rázovou vlnou a před hranicí magnetosféry - magnetopauzou - je tedy rychlost slunečního větru snížena na subsonické rychlosti a dochází k adiabatickému ohřívání plazmatu. Jedná se o oblast magnetického stínu (angl. magnetosheet). Magnetosféra má kapkovitý tvar s magnetickým ohonem, který se táhne daleko za planetu. Ten také bývá jedním z hlavních zdrojů průniku částic slunečního větru do magnetosféry. V blízkosti pólů se nacházejí prohloubeniny ve tvaru magnetosféry, tzv. polární kasy, které jsou dalším ze zdrojů

¹anglicky IMF - Interplanetary Magnetic Field



Obrázek 1.3: Struktura magnetosféry planety Země. Autor Ivan Havlíček, zdroj [8].

průniku částic do magnetosféry. Velikost a tvar magnetosféry není pevný, ale mírně se mění s velikostí a směrem MMP a magnetického pole planety tak, aby se zachovala rovnováha tlaků.

Uvnitř magnetosféry se pak nachází také plazmosféra. V té pak vznikají tzv. van Allenovy radiační pásy, které tvoří pohybující se nabitě částice zachycené mechanismem magnetického zrcadla (viz níže). UV záření pronikající magnetosférou pak navíc ionizuje svrchní vrstvu atmosféry a vzniká tak ionosféra. Pohyb plazmatu uvnitř magnetosféry je pohybem nabitých částic za působení vnějších sil. V některých případech se elektrony a ionty pohybují stejným směrem, v jiných však mají drifts směr opačný a vytváří tedy magnetosférické elektrické proudy. Tyto proudy mimo jiné tvoří magnetická pole, která mohou významně zasahovat do struktury vlastního magnetického pole planety. Na denní straně pohyb částic vytváří proud na povrchu magnetopauzy, na noční straně proud napříč magnetickým ohonem (tzv. proud neutrální vrstvy) a proud na povrchu magnetického ohonu. Dalším známým a významným proudem je pak v případě Země tzv. prstencový proud, který vzniká opačným driftem magnetickým zrcadlem zachycených elektronů a iontů ve van Allenových páslech. Jedná se o magnetický drift, který je způsoben zakřivením magnetických siločar. Celou výše popsanou strukturu magnetosféry Země lze najít na Obr. 1.3.

Hranice magnetosféry je ve své podstatě tangenciální nespojitost v plazmatu a je to tedy místo rovnováhy tlaků, jak již bylo zmíněno výše. V přiblížení slabého MMP lze sluneční vítr považovat za nemagnetizovaný, vyloučit tedy z rovnice magnetický tlak slunečního větru a odvodit přibližnou vzdálenost hranice magnetosféry od středu planety na rovníku jako

$$p_{\text{ksw}} = n_{\text{sw}} m_i v_{\text{sw}}^2 = \frac{K B_{\text{e}}^2}{2\mu_0 R_{\text{mp}}^6}, \quad (1.28)$$

$$R_{\text{mp}} = \left(\frac{K B_{\text{E}}^2}{n_{\text{sw}} m_i v_{\text{sw}}^2 2\mu_0} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad (1.29)$$

kde B_E je síla magnetického pole planety na rovníku, K je koeficient mimo jiné zahrnující deviace od dipólového pole, p_{ksw} je kinetický tlak částic slunečního větru. V poměru k poloměrům daných planet je tato vzdálenost např. pro Zemi asi 10, pro Merkur jen asi 1,4 a naopak pro Jupiter až 75. [4]

Vlastní magnetická pole planet

Vlastní magnetické pole planety lze obecně vyjádřit jako gradient potenciálu

$$\mathbf{B} = -\nabla\Phi = -\nabla(\Phi^e + \Phi^i), \quad (1.30)$$

kde Φ^e je potenciál vnějších zdrojů a Φ^i zastupuje potenciál zdrojů uvnitř planety. U planet jako je Země nebo Merkur, které mají primární vnitřní dipólové pole a malý příspěvek vnějších zdrojů, lze aproximovat pole planety jako magnetický dipól. Ve sférických souřadnicích pak

$$B_r = \frac{2M}{r^3} \cos \theta, \quad (1.31)$$

$$B_\theta = \frac{M}{r^3} \sin \theta, \quad (1.32)$$

$$B = \frac{M}{r^3} (1 + 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.33)$$

kde θ je úhel sklonu od osy dipólu a M hmotnost planety. Toto vyjádření umožňuje ze znalosti jejich dvou vlastností snadno získat rovnici magnetické siločáry. Siločára je totiž všude tečná ke směru magnetické indukce a v azimutálním směru se nemění

$$r \frac{d\theta}{B_\theta} = \frac{dr}{B_r}, \quad d\phi = 0. \quad (1.34)$$

Integrací první rovnice pak dostaneme rovnici křivky

$$r = r_0 \sin^2 \theta. \quad (1.35)$$

Pro složitější systémy vlastních magnetických polí planet jako je například Jupiter, které mají významné příspěvky externích polí, lze výše zmíněné potenciály vyjádřit pomocí přidružených Legendrových polynomů jako

$$\Phi^i = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^{-n-1} P_n^m(\cos \theta) (g_n^m \cos(m\phi) + h_n^m \sin(m\phi)), \quad (1.36)$$

$$\Phi^e = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^n P_n^m(\cos \theta) (G_n^m \cos(m\phi) + H_n^m \sin(m\phi)), \quad (1.37)$$

kde a je poloměr planety, θ a ϕ odklon od osy a azimutální úhel v planetárních souřadnicích. $P_n^m(\cos \theta)$ jsou přidružené normalizované Legendrové funkce

$$P_n^m(\cos \theta) = N_{nm} (1 - \cos^2 \theta)^{m/2} \frac{d^m P_n(\cos \theta)}{(\cos \theta)^n}, \quad (1.38)$$

kde $P_n(\cos \theta)$ jsou Legendrové funkce, $N_{nm} = 1$ pro $m = 0$ a jinak $N_{nm} = \left(\frac{2(n-m)!}{(n+m)!}\right)^{\frac{1}{2}}$. Koeficienty $g_n^m, h_n^m, G_n^m, H_n^m$ jsou voleny tak, aby minimalizovaly rozdíl mezi modelem a pozorovaným vlastním magnetickým polem konkrétní planety. [5]

Magnetické zrcadlo

Uvažujme částici pohybující se podél magnetické siločáry nehomogenního magnetického pole. Její magnetický moment lze zapsat jako

$$\mu = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B}, \quad (1.39)$$

kde $v_{\perp} = v \sin \alpha$ a α je definováno jako v (1.7). Magnetický moment a celková pohybová energie jsou konstanty, takže jediný parametr, který se podél nehomogenity magnetického pole může měnit, je úhel α . Z toho pak plyne vztah

$$\frac{\sin^2 \alpha_1}{\sin^2 \alpha_2} = \frac{B_1}{B_2}, \quad (1.40)$$

tedy ze znalosti úhlu α v jednom místě a magnetického pole známe i úhel α v místě druhém. V silnějším magnetickém poli se úhel α zvětšuje a s ním i kolmá složka kinetické energie. Bodu, kde $\alpha_m = 90^\circ$ a celá paralelní kinetická složka se přemění na kolmou, říkáme bod magnetického zrcadla. Částice se zde zastaví v podélném směru a je odražena zpět silou paralelní složky gradientu magnetického pole $-\mu \nabla_{\parallel} B$ (stačí dosadit za obecnou sílu v (1.8)). V symetrickém poli, jako je například dipólové pole planet, se částice může odrážet tam a zpět a stát se tak tzv. zachycenou (angl. trapped). Tímto způsobem vznikají v magnetosféře Země van Allenovy radiační pásy.

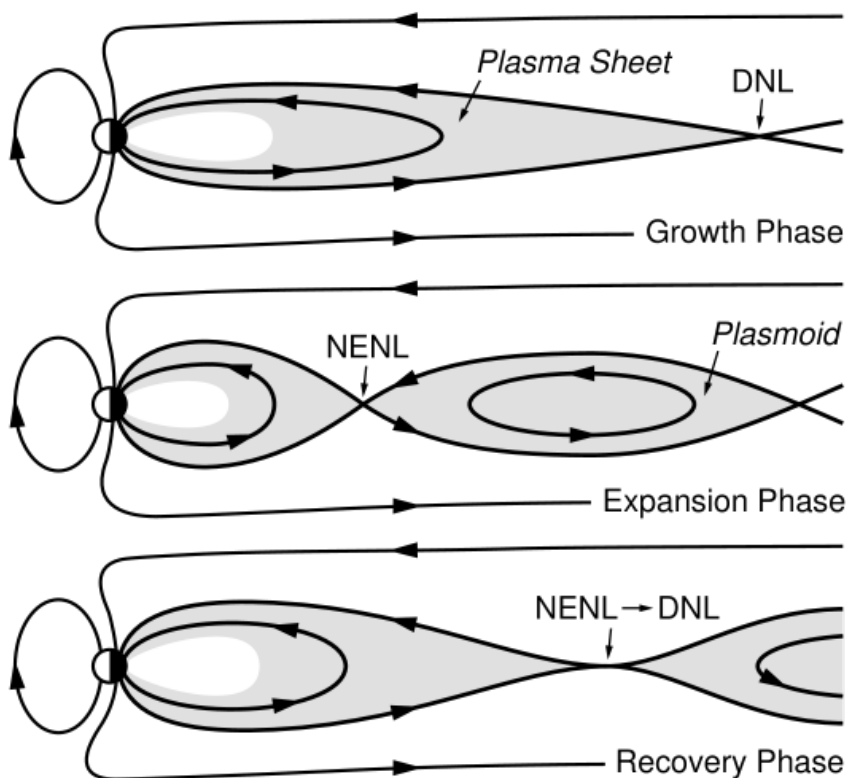
1.3.2 Magnetické bouře a další děje ovlivňující vnitřní magnetické pole

V případech, kdy se do magnetosférických či ionosférických proudů dostane větší množství částic slunečního větru, vznikají výkyvy v celkové intenzitě magnetického pole planety, které nazýváme magnetickými bouřemi. Například v případě Země zesílení elektrického pole slunečním větrem způsobí větší příliv částic z ohonu magnetosféry do prstencového proudu. Magnetická bouře začíná fází, kdy se po dobu několika hodin až dní dostává do proudu více částic a rozvíjí se deprese celkového magnetického pole. Za dalších pár dní se příliv částic vrátí do normálních hodnot a přichází fáze návratu celkového magnetického pole do původních hladin, který opět trvá několik dní.

Dalším příkladem jsou podbouře (angl. substorms) způsobené přepojováním magnetických siločár. Rozpojené a na MMP přepojené magnetické siločáry planetárního původu totiž pod vlivem kinetického tlaku slunečního větru cestují k ohonu za planetou, kde se opět spojí dohromady a oddělí se od MMP. Nicméně nemohou se za planetou pouze hromadit a přesouvají se pak zase zpátky na denní stranu (viz Obr. 1.1). Tyto procesy musí být celkově v rovnováze, nicméně nemusí probíhat stejnou rychlostí. Je tedy možné, aby se v oblasti magnetického ohonu nahromadil jistý počet siločár a s nimi množství magnetické energie, které pak budou hromadně uvolněny zpět na denní stranu. To doprovází uvolnění této magnetické energie, která znatelně ovlivní planetární magnetické pole. Začíná zpravidla v momentě výrazného zesílení přepojování (angl. reconnection), nějakou dobu roste (během této doby typicky vzniká v oblasti ohonu výrazná rekonfigurace magnetického pole, tzv. plazmoid, viz Obr. 1.4) a v závěrečné fázi se ohon vrací do původního tvaru. Trvání je v případě Země zpravidla v řádu hodin. [4]

1.4 Numerické simulace plazmatu

V mnoha případech jsme z různých důvodů neschopni provést experimenty, které jsou potřeba k objasnění některých fyzikálních procesů. Simulace těchto procesů napomáhají určení přesnosti matematických modelů, umožňují lepší pochopení daných jevů a jsou více než nápomocné v situacích, kdy nejsme



Obrázek 1.4: Schéma případu rozdílu rychlosti přepojování siločar na denní straně planety a následného návratu znovu spojených čar na denní stranu (tedy proces podbouře - angl. substorm). Ve fázi expanze vzniká tzv. plazmoid. Převzato z [4].

z různých důvodů schopni provést experiment. Numerické metody pak v simulacích hrají velmi důležitou roli, protože řešit matematické modely je ve velké většině případů příliš složité, většinou analytické řešení ani neexistuje.

V případě simulací plazmatu existují 3 hlavní přístupy v závislosti na typu modelu plazmatu. Částicové modely patří mezi ty obecně nejpřesnější, protože berou v úvahu jednotlivé částice. Naproti tomu fluidní modely zacházejí s plazmatem jako s tekutinou (jednou či soustavou více různých tekutin), tedy při popisu využívají makroskopické veličiny. Kombinací prvků fluidních a částicových modelů vznikají modely hybridní, které typicky pracují s ionty jako s částicemi a s elektrony jako s kapalinou.

1.4.1 Částicový model

Zřejmě nejznámějším z částicových modelů je metoda PIC (Particle-In-Cell). Využívá Lagrangeova přístupu, tedy zabývá se pohybem jednotlivých částic. Řeší pohyb určitého množství částic v prostoru, který je rozdělen mřížkou do jednotlivých buněk (angl. cells). Částice se pohybují skrz mřížku, tedy v každém čase se nacházejí v alespoň jedné buňce. Obvykle se využívá princip takzvaných makročástic, kdy je určitý počet částic zastoupen jednou velkou částicí - makročásticí, protože skutečný počet částic je příliš velký na to, aby výpočet pohybu každé z nich byl možný.

Celý algoritmus se skládá ze 4 částí. Na začátku máme nějaké známé rozložení částic a jejich rychlostí, ze kterých se vypočte elektrický proud \mathbf{J} a nábojová hustota ρ_0 v bodech mřížky. Následuje řešení

Maxwellových rovnic:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.41)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1.42)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.43)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.44)$$

ze kterého se získá velikost elektromagnetického pole (\mathbf{E} a \mathbf{B}) v bodech mřížky. Z mřížky pak \mathbf{B} a \mathbf{E} mohou být zpětně interpolovány na konkrétní pozice jednotlivých částic. Posledním krokem je pak posun částic v soulasu s jejich pohybovými rovnicemi a výsledkem jsou tedy nové pozice a rychlosti částic. Ty jsou poté opět použity pro start nového cyklu.

Proces získávání hodnot elektrického proudu a hustoty náboje v bodech mřížky a následného převádění elektromagnetického pole z mřížky na pozice částic nazýváme váhování částic a polí. Váhování může být realizováno různými způsoby a s různými přesnostmi. Jeden z nejčastějších způsobů je přiřazení určitého tvaru dané částici, náboj je pak rozdělen na mřížku podle velikosti části tvaru částice nejbližší k danému uzlu. Váhovací metody mohou být různého řádu, ale z důvodu zachování hybnosti v systému je třeba, aby váhování částic i polí bylo stejného řádu. Celý význam přenesení výpočtu polí na body mřížky tkví ve zjednodušení řešení jejich časového vývoje v 6-ti dimenzionálním prostoru (3 souřadnice polohy plus 3 souřadnice rychlosti). Při řešení Maxwellových rovnic pro elektromagnetické pole a pohybových rovnic částic se používá velké množství různých numerických metod (např. klasické Eulerovy metody, Leap frog či Runge-Kutta metody).

PIC metoda se obecně zabývá hlavně bezsrážkovým plazmatem a je vhodná například pro popis vln v plazmatu, nestabilit nebo přepojení magnetických indukčních čar. Může být použita pro prostorové kroky srovnatelné s Debyovou vzdáleností a malé časové kroky (kratší než perioda odpovídající plazmové frekvenci). Simulace srážkového plazmatu je možné realizovat pomocí metod Monte Carlo. [9] [10]

Další známou možností kinetického přístupu jsou tzv. Vlasovovy modely. Jedná se o skupinu modelů, která přímo numericky řeší Vlasovovu rovnici (1.13), tedy časový a prostorový vývoj distribuční funkce poloh a rychlostí částic. Výhoda těchto modelů spočívá v tom, že získáme distribuční funkci přímo z výpočtu a ne dalším výpočtem z poloh částic jako v případech, kdy řešíme pohyby jednotlivých členů systému. Obecně potřebujeme opět uzavřít systém dalšími rovnicemi. Dva nejčastější přístupy představuje elektrostatický a elektromagnetický přístup. Vlasov-Poissonův systém rovnic pro elektrostatickou limitu bez magnetického pole využívající k uzavření Poissonovu rovnici se pak skládá z Vlasovovy rovnice pro všechny druhy částic s

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{x}} + \frac{q_s}{m} \mathbf{E} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (1.45)$$

a Poissonovy rovnice

$$\nabla^2 \Phi + \frac{\rho_q}{\varepsilon_0} = 0. \quad (1.46)$$

Φ je elektrický potenciál a celková hustota náboje ρ_q se získá jako nultý moment f pro všechny druhy částic jako

$$\rho_q = \frac{1}{V_x} \sum_s q_s N_s = \sum_s q_s \int_{V_v} f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v}. \quad (1.47)$$

Elektromagnetický soubor rovnic přidává k Vlasovovým rovnicím pro všechny s druhy částic ještě Maxwellovy rovnice (1.42)(1.41)(1.44) a (1.43), kde první dvě jsou obvykle řešeny diskretizací a další dvě by měly být implicitně splněny. Pokud nejsou, mohou se objevit numerické nestability.[11]

1.4.2 MHD

Magnetohydrodynamický model (dále jen MHD) je fluidní model, který plazma popisuje jako elektricky vodivou kapalinu. To tedy znamená, že ji popisuje v makroskopických veličinách (průměrné hodnoty rychlosti, hustoty náboje, atd.), spíše než ve veličinách mikroskopických. Je to model založený na myšlence, že magnetické pole může indukovat elektrické proudy v pohybující se vodivé kapalině. Zároveň pak však tyto proudy polarizují samotnou kapalinu a to zpětně opět ovlivňuje magnetické pole samotné. To celé způsobuje provázanost magnetického pole s kapalinou (kapalina tzv. teče podél magnetických indukčních čar a magnetické pole je tzv. zamrzlé v plazmatu). Navier-Stokesovy rovnice pro dynamiku kapalin společně s Maxwellovými rovnicemi pro elektromagnetické pole dohromady tvoří soubor rovnic používaných k popisu tohoto modelu. Základní rovnice pro ideální MHD (tj. zanedbávají všechny disipativní procesy) v konzervativním tvaru jsou [12]

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla(\varrho \mathbf{V}) = 0, \quad (1.48)$$

$$\frac{\partial \varrho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla(\varrho \mathbf{V} \mathbf{V}) = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P, \quad (1.49)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \nabla(\epsilon \mathbf{V}) = -P \nabla \mathbf{V}, \quad (1.50)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}). \quad (1.51)$$

Kde ϱ je hmotnostní hustota plazmatu, \mathbf{J} je hustota elektrického proudu, \mathbf{V} je rychlost pohybu kapaliny, P zastupuje kinetický tlak. ϵ je hustota vnitřní energie, která je s P svázána vztahem $P = (\gamma - 1)\epsilon$, kde γ je poměr specifických teplot C_p/C_v . Konzervativní znamená, že hmotnost, tlak a hybnost se zachovávají. Někdy jsou MHD rovnice používány i v nekonzervativní (primitivní) formě, která se dá numericky řešit snadněji, ale možné chyby vznikající tímto postupem nejsou vždy dobře prozkoumané. Celkově jsou fluidní modely jednodušší na výpočet díky práci s makroskopickými veličinami, které jsou navíc i jednodušší na měření. Výsledkem je však menší přesnost a problémy s použitím těchto modelů pro simulace elementárních procesů.

MHD může být použito jen v situacích, kdy je plazma silně srážkové, tj. časy mezi srážkami jsou mnohem kratší než ostatní charakteristické hodnoty systému. To ve výsledku znamená, že distribuční funkce je velmi blízká Maxwellovo-Boltzmanově distribuci. Pro ideální MHD je ještě navíc podmínkou velmi nízká rezistivita plazmatu. Časové a prostorové kroky jsou mnohem větší než charakteristické iontové parametry. Existuje samozřejmě mnoho modifikací této metody. Například pro plazma s zanedbatelnou rezistivitou (konečná rychlost elektronové difuze), pro bezsrážkové plazma (rovnice pro MHD se pak odvozují z Vlasovovy rovnice), nebo pro případ, kdy Hallovo elektrické pole nemůže být zanedbáno (používá se model 2 kapalin) atd.. [13] [12]

1.4.3 Hybridní model

Z důvodu různorodosti částic, ze kterých se plazma skládá, mohou při některých simulacích nastat problémy s měřítky. Ionty mají měřítko charakteristických veličin obvykle mnohem větší než elektrony. Problémy tak nastávají při potřebě pracovat s časovými a prostorovými kroky, které nejsou vhodné pro některý z druhů částic. Dále se také můžeme dostat do situace, kdy jsou námi žádaná měřítko nevhodná jak pro částicové modely, tak pro MHD. Řešení těchto problémů nabízí hybridní modely. Ty, jak bylo již zmíněno dříve, většinou aplikují částicový model na ionty a k elektronům se chovají jako k vodivé tekutině. Existují však samozřejmě i jiné přístupy v závislosti na tom, jaký model aplikují na jaké částice.

Zde se však zaměříme jen na variantu částicového přístupu pro ionty a fluidního pro elektrony. Časové a prostorové kroky jsou pak v měřítkách iontů (tedy druhu částic, se kterými se pracuje částicově), to klasicky bývají desítky až stovky kilometrů pro vzdálenosti a sekundy pro čas.

Ve většině případů se elektronová kapalina považuje za nehmotnou. Zbavíme se tím řešení kinetického působení elektronů, které je ve většině případů zanedbatelné. Existují však samozřejmě možnosti, jak konečnou hmotnost elektronů do modelu zahrnout, když to situace vyžaduje. S ionty se pracuje částicově a jednou z možností, jak s nimi pracovat, je PIC metoda, kdy posouváme částice pomocí jejich pohybových rovnic po interpolaci polí z mřížky. Další známou možností je pak přímo řešit Vlasovovu rovnici. Tak získáme nové polohy a rychlosti iontů a z nových hustot náboje a elektrického proudu pak pomocí pohybové rovnice elektronové kapaliny získáme i její vývoj v daném časovém kroku. Pohybová rovnice pro elektronovou kapalinu, kde n_e je hustota elektronů, c je rychlost světla, e je náboj elektronu, m_e je hmotnost elektronu (obvykle považujeme za nulovou), \mathbf{V}_e představuje rychlost elektronové kapaliny, C jsou členy způsobené možnými srážkami, \mathbf{J} je celkový elektrický proud a \mathbf{J}_i iontový elektrický proud (závisí tedy na rezistivitě a celkovém elektrickém proudu) a P_e je tensor tlaku elektronové kapaliny, je

$$0 \stackrel{m_e=0}{\doteq} n_e m_e \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = -en_e(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}}{c}) - \nabla P_e + C. \quad (1.52)$$

Pak elektrické pole je

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\varrho_i}(-\mathbf{J}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}) - \nabla P_e + C, \quad (1.53)$$

kde ϱ_i je hustota iontů, používáme Darwinovu aproximaci Ampérova zákona (zanedbáváme změnu elektrického pole v čase)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.54)$$

a díky předpokladu kvazineutality můžeme elektronový elektrický proud vyjádřit jako

$$\mathbf{J}_e = \mathbf{J} - \mathbf{J}_i. \quad (1.55)$$

Dalším krokem je získání nového magnetického a elektrického pole z Ampérova a Faradayova zákona

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} q_i n_i (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e), \quad (1.56)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.57)$$

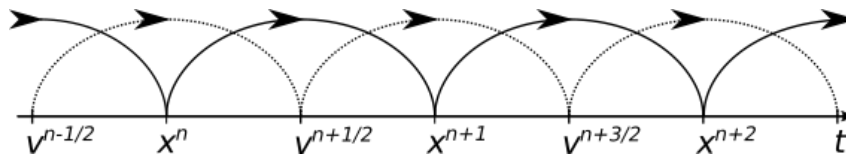
kde q_i je náboj iontů, n_i je částicová hustota iontů, \mathbf{V}_i a \mathbf{V}_e jsou rychlosti iontů a elektronové kapaliny. Poté celý proces může začít znovu. Okrajové podmínky a kvazineutralitu plazmatu zajistí splnění zbylých dvou Maxwellových rovnic. Jedinou volnou proměnnou v rovnici je tedy tlak elektronů P_e , který lze rovněž řešit různými způsoby.[14]

V neposlední řadě stojí za to připomenout možnost práce s makročásticemi (viz Částicový model), což je postup uplatňovaný mimo jiné i v modelu, jehož výsledky budou prezentovány v kapitole Simulace.

Leap frog

Obecně tedy řešíme problém, jak posouvat v čase částice a následně i pole. Pro částice lze opět použít mnoho různých metod, mezi obvyklé patří například Leap frog, Borisovo schéma nebo Runge-Kutta (schéma metody pro Runge-Kutta 4. řádu je k nahlédnutí v kapitole Simulace). Leap frog schéma je oblíbené pro řešení diferenciálních rovnic typu

$$\frac{dv}{dt} = F(x), \quad \frac{dx}{dt} = v. \quad (1.58)$$



Obrázek 1.5: Princip vzájemného posunutí kroků v Leap frog metodě. Poloha se počítá v časových krocích n a $n+1$, zatímco výpočet rychlosti je o půl kroku posunut a počítá se tedy v $n-1/2$ a $n+1/2$ časovém kroku.

Je založeno na výpočtu polohy a rychlosti ve vzájemně posunutých časových krocích. Tím oproti klasické Eulerově metodě stejným počtem iteračních kroků získáme metodu 2. řádu, která se ukazuje být stabilní pro oscilační rovnice. Existuje mnoho variací této metody, nicméně obecně princip, jak je vidět na Obr.1.5, spočívá ve výpočtu polohy v n a $n+1$ kroku, zatímco rychlost se počítá v časových krocích o půl kroku posunutých, tedy v $n-1/2$ a $n+1/2$.

Predictor-corrector

Pro posun polí pak mezi známé metody patří predictor-corrector, který patří mezi historicky první. Obecně se jedná o celou skupinu numerických metod. Stručný popis jednoho z možných, pro hybridní kódy používaných, postupů je následující:

- Pole jsou posunuta do $n+1/2$ a z nich je pak následně vypočten předpoklad (predikce) hodnoty polí v čase $n+1$.
- Následuje posun částic v předpovězených polích za cílem získání částicových a tedy i nábojových hustot iontů.
- Z těch pak lze následně dostat pole v čase $t+3/2$.
- Pro získání skutečného elektrického pole a následně i magnetického pole v $n+1$ se použijí pole v čase $n+1/2$ a predikce v $n+3/2$ (udělá se jejich průměr). Podle těchto polí se pak opraví poloha částic.
- Pak je již možné posunout pole do $n+3/2$ a začít znovu předpovídat.

Vzhledem k tomu, že se polohy částic počítají vlastně dvakrát, se může tato metoda jevit jako pomalá. Díky velmi dobrému zachování energie je však možno použít méně makročástic.[15] [13]

CAM-CL

Druhou metodou, o které se zmíníme, je CAM-CL (Current Advance Method and Cyclic Leapfrog) která byla představena roku 1994 v publikaci [16]. Jedná se ve zkratce o metodu posunu hustoty elektrického proudu iontů CAM (Current Advance Method) kombinovanou s metodou CL (Cyclic Leapfrog), která se používá pro výpočet časového vývoje intenzity magnetického pole. Klasická implementace zahrnuje řešení pohybu jednotlivých iontů za pomoci pohybových rovnic. Nicméně existují i metody, které využívají kombinaci s přímým řešením Vlasovy rovnice jako třeba v [17] pomocí tzv. splitting operátorů.

Kapitola 2

Merkur

Merkur je prvni a zároveň nejmenší planetou sluneční soustavy. Jeho střední vzdálenost od Slunce je 0,387 AU a doba oběhu je 87,969 dní. Doba rotace kolem vlastní osy je asi 58,785 dní, což jsou tedy 2/3 doby oběžné. Jeho oběžná dráha má poměrně vysokou excentricitu $e = 0,205$. Poloměr planety je $R_M = 2440$ km (2,6 krát menší než Země) a osa vlastní rotace je téměř kolmá na rovinu oběžné dráhy. To vše způsobuje extrémní teplotní výkyvy na povrchu o až 600 °C (od 90 K na odvrácené straně při periheliu až po 700 K na denní straně pro apheliu). Hustota planety je se svými asi 5,3 g/cm³ nejvyšší z řady planet sluneční soustavy a je přisuzována velkému železnému jádru. Hmotnost planety je tedy asi $M_M = 0,33 \cdot 10^{24}$ kg.

Merkur má slabé vnitřní magnetické pole, jehož magnetický dipólový moment se odhaduje na 200 až 400 nTR_M³, je tedy silou asi 1 % dipólu Země (30 000 nT R_Z³). Osa jeho dipólu má velmi malý odklon od osy rotace planety (pár stupňů). Parametry slunečního větru se kolem Merkuru podstatně liší od průměrných podmínek ve vzdálenosti Země. Parkerova spirála zde vytváří úhel asi 20°, což oproti Zemi (zhruba 45°) znamená, že B_y komponenta MMP má podstatně menší vliv na procesy přepojování magnetických siločár a mnohem větší význam potom přebírá B_z komponenta. Hustota samotného slunečního větru je asi 10 krát větší než u Země a v různých etapách oběhu se díky velké excentricitě výrazněji mění. Dá se odhadnout z empirické formule získané z dat ze sondy Helios jako

$$N = 6,4 \times R^{-2,1} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.1)$$

A tedy se pohybuje zhruba mezi 32 cm⁻³ při apheliu a 73 cm⁻³ v periheliu, průměrná je pak asi 46 cm⁻³ (0,39 AU)[18]. Rychlostí se pak sluneční vítr pohybuje mezi 300-800 km/s, kde pod 450 km/s se označuje jako "pomalý" a mezi 600-800 km/s jako "rychlý" sluneční vítr (pro zjednodušení práce s terminologií). Složení a další vlastnosti slunečního větru závisí na jeho původu ve sluneční koruně, například pomalý má výrazně menší podíl kyslíkových iontů než rychlý. [19]

Uvažujeme-li procesy vzniku a prvotní struktury, které pak ovlivňují další vývoj planet, Země, Mars a Venuše se jeví podobné, ale liší se od Merkuru a Měsíce. Už z pozorování sondy Mariner 10 se odhadoval poměr poloměru kovového jádra vůči poloměru celé planety Merkur na 72 - 90 % (pro porovnání pro Venuši, Zemi i Mars se poměr pohybuje kolem 55 %). Vznik pozdější křemičité kůry byl vzhledem k ostatním vnitřním planetám poměrně efektivní a odhadovaná průměrná tloušťka kůry je 35 km, což je v poměru s tloušťkou celého (díky velkému jádru poměrně tenkého) planetárního obalu mnohem více než u zbytku vnitřních planet. Původ vysokého poměru silikátů ke kovům ve složení kůry planety je zatím neznámý, ale ukazuje na vysoké produkce magmatu v počátcích historie planety.[20]

Povrch planety se svým kráterovým vzhledem podobá Měsíci, protože oba povrchy byly formovány z velké části nárazy meteoritů. Nicméně u Merkuru je třeba počítat s vyšší četností a energií nárazů a dochází zde tedy více k tání a následnému odparu materiálu z povrchu. Proto se také předpokládá, že

existují lokality, které jsou zcela pokryty sklem. Mimo to také povrch jeví známky deformace tektonickou aktivitou a ve složení se očekávají i příspěvky vulkanického původu. Přítomnost Fe a Ti se obecně uvažuje převážně vázaná v FeO a TiO₂ a to nejen v čisté formě, ale i ve formě vázané v různých minerálech (převážně křemičitých). Fe je dále díky vlivům procesů kosmického počasí přítomno také ve formě tzv. npFe⁰ (angl. nanophase), označující zrna čistého Fe, jejichž velikost je do 100 nm. Dále byly z křemičitanů identifikovány živce, pyroxeny a olivíny nesoucí Na, K, Mg a Ca. Další velkou skupinou je pak množství oxidů nesoucí kromě výše zmíněných i další prvky. Měření MESSENGERu pak také poskytlo náhled na poměry Mg, Al, S a Ca k Si v povrchu. Poměr Mg a S se ukázal vyšší, zatímco u Al a Ca nižší, v porovnání se Zemí a Měsícem. Předpokládána je přítomnost mnoha dalších prvků, nicméně mnoho z nich zatím nebylo potvrzeno měřením. [19]

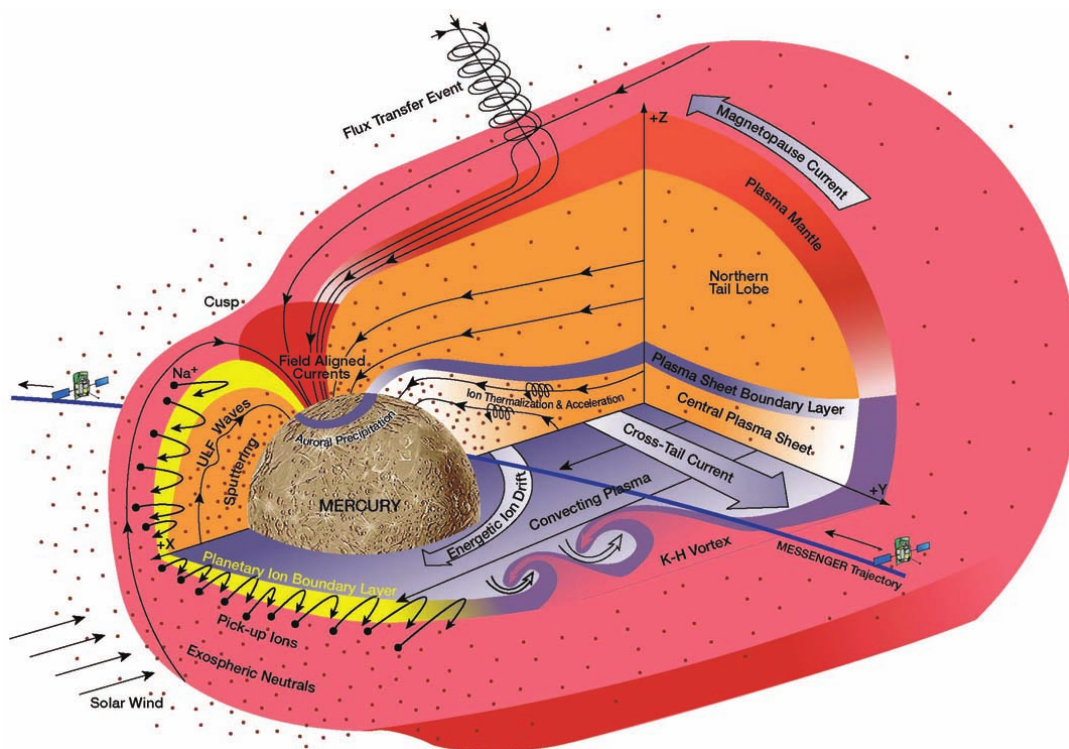
2.1 Magnetické pole a magnetosféra

Původně se předpokládalo, že Merkur žádné vlastní vnitřní magnetické pole nemá. Při průletech sondy Mariner 10 v letech 1974 a 1975 se však ukázalo, že opak je pravdou. Data ukazují, že je zde přítomno slabé magnetické pole dipólového charakteru. Za jeho zdroj se uvažuje zbytková magnetizace kůry a magnetické dynamo. Za zdroj magnetického dynamu je klasicky považována rotace planety působící na tekuté jádro. U Merkuru se původně očekávalo, že velké železné jádro už je dlouho v pevném stavu, avšak přítomnosti dalších prvků jsou nejspíše schopny udržet existenci alespoň částečně tekutého jádra. Tato tekutá slupka jádra pak vytváří magnetické pole Merkuru jednak procesem magnetického dynamu a dále pak indukčními proudy. Existence a velikost vlivu indukčních proudů je dána právě velikostí jádra v poměru k velikosti celé planety (ve výsledku tak k celkovému poli může přispívat až 10 %). Trojici pak doplňuje právě výše zmíněná magnetizace kůry, která byla před objevem globálního magnetického pole původně jediným kandidátem pro existenci magnetických polí na planetě.[21] [22]

Během poslední mise se MESSENGER dostal dostatečně blízko k povrchu na to, aby byly detekovány malé magnetické anomálie, jejichž zdroje sídlí ve zmagnetizovaných částech litosféry. Některé mohou mít původ v nedávné minulosti, avšak výpočty ukázaly, že minimálně určitá část z nich byla zmagnetizována vnitřním magnetickým polem před více než 3,7 miliardami let. Z toho tedy lze usoudit, že Merkur měl vnitřní magnetické pole i v minulosti. Kromě malého odklonu osy magnetického dipólu (tedy velké axiální symetričnosti pole) od osy rotace také měření MESSENGERu prokázalo naopak poměrně velkou asymetrii vzhledem k severní a jižní polokouli. Konkrétně silnější magnetické pole na severní polokouli, což naznačuje posun středu dipólu vzhledem ke středu planety směrem na sever.[20] Z pozorování MESSENGERu pak byla síla magnetického dipólu stanovena na asi 195 nTR_M³ s odklonem od osy rotace asi 3° a posunem středu severním směrem o 484 ± 11 km.[19]

Do celkového magnetického pole pak jako vnější vlivy zasahují ještě magnetosférické proudy, které významně ovlivňují jeho tvar. Prokazatelně přítomné jsou na Merкуру proudy dva, proud v magnetopauze a proud napříč magnetickým ohonem (angl. cross-tail). Lépe prozkoumaný je vliv proudu v magnetopauze. Jedním z důvodů je možnost poměrně přesně určit hranici magnetosféry. Naproti tomu proud napříč ohonem je prozkoumán jen velmi málo a to hlavně kvůli jeho blízkosti k povrchu. Ta totiž znemožňuje aplikovat většinu modelů podobných těm pro Zemi, protože ty pak posunou tento proud dovnitř planety. Vzhledem k malé vzdálenosti planety od Slunce a slabému magnetickému poli, je tlak slunečního větru výrazně větší než u Země a magnetosféra Merkuru je tedy mnohem více stlačená a její hranice leží blízko k povrchu planety (ve vzdálenosti srovnatelné s poloměrem). Dalším rozdílem oproti Zemi je absence ionosféry a tedy i prstencového proudu, který by magnetické pole mohl ovlivňovat. [21] [22]

Malá intenzita globálního magnetického pole planety spolu s jeho nezvyklou geometrií a extrémními podmínkami slunečního větru na oběžné dráze Merkuru mají na magnetosféru i další významný vliv. Ten spočívá v příznivých podmínkách pro přepojování magnetických indukčních čar. K tomu může dojít



Obrázek 2.1: Schéma struktury magnetosféry Merkuru. Je zde vyobrazen mimo jiné i magnetický proud napříč magnetickým ohonem a v magnetopauze. Zdroj [23].

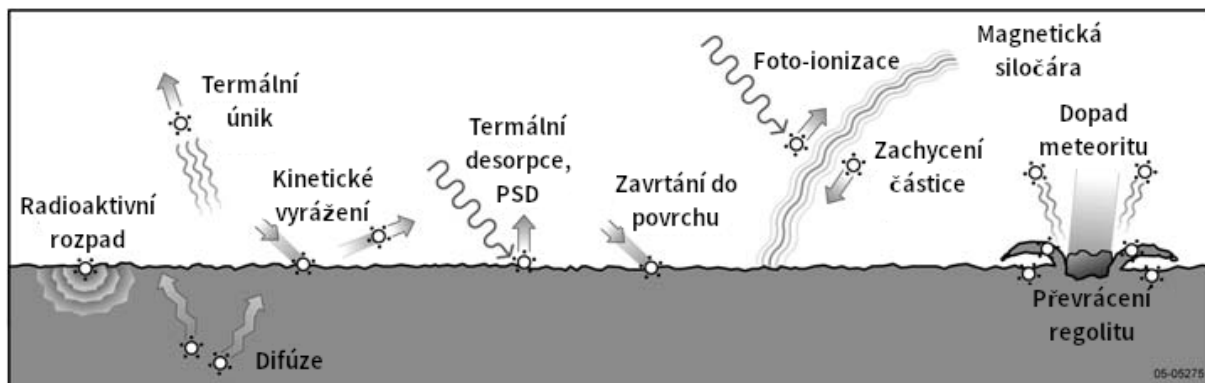
téměř za všech podmínek MMP. Což je velký rozdíl oproti Zemi, kde silné vnitřní magnetické pole a slabší MMP omezuje tento jev jen na situace, kdy je MMP opačně orientované vůči denní straně vnitřního magnetického pole. V magnetosféře Merkuru se tedy magnetické siločáry a plazma transportují z denní na noční stranu a zpět častěji.

Pozorování MESSENGERu mimo jiné dále ukázala, že ačkoli situace, kdy je denní strana planety plně vystavena přímým nárazům slunečního větru, mohou nastat, není to příliš často (jen asi 5 % času všech měření). A to až kompletním stlačení magnetosféry na povrch nebo erozí způsobenou magnetickým proudem během přepojení magnetických siločár v případech extrémních slunečních podmínek. Ve většině případů efekty přepojení alespoň lehce odstíní magnetické pole indukované jádrem.[20]

2.2 Exosféra

Nebyla pozorována plně vyvinutá atmosféra, jen velmi řídká vrstva - exosféra. Díky podmínkám slunečního větru a slabému vnitřnímu poli (tedy velmi malé magnetosféře, která může být za extrémních podmínek až úplně potlačena), není existence plně vyvinuté atmosféry možná.

Exosféra je tedy velice řídká a bezsrážková a jednotlivé atomy se v ní pak pohybují po balistických trajektoriích. Foto-ionizace exosférických atomů vytváří přítomnost iontů (hlavně na straně přivrácené ke Slunci), které se pak přidávají k iontům, které byly přímo emitovány z povrchu. Povrch, exosféra a magnetosféra pak pod vlivem slunečního větru a meziplanetární hmoty tvoří složitý, silně provázaný systém. Ten je z velké části ovlivněn interakcemi neutrálních atomů a iontů s povrchem a magnetosférickým plazmatem. Tyto procesy jsou schématicky vyobrazeny na Obr. 2.2. [18]



Obrázek 2.2: Přehled procesů interakce magnetosféry, exosféry a povrchu. Převzato z [24], upraveno.

2.2.1 Procesy ovlivňující složení exosféry

Částice mohou do procesů na povrchu přicházet buď z exosféry srážkou s povrchem nebo ze spodní vrstvy kůry (difúzí nebo mechanickým převrácením regolitu). V okamžiku srážky se může částice od povrchu odrazit, nebo na něm zůstat (neutralizace a absorpce do povrchu nebo chemická vazba). Naopak částice z povrchu planety se do exosféry mohou dostat díky procesům jako je tepelná desorpce, fotony stimulovaná desorpce, elektrony stimulovaná desorpce, náraz meteoritu, odpar způsobený kolizí objektu s planetou a v neposlední řadě kinetické vyrážení částic z povrchu jinou dopadající částicí (angl. sputtering). [24]

Ionty planetárního původu vznikají buď foto-ionizací exosférických atomů nebo přímým uvolněním z povrchu v důsledku dopadu energetických iontů magnetosferického nebo exosférického původu. V druhém případě jsou častěji vyráženy neutrální atomy, které mohou být posléze ionizovány v exosféře, nicméně odhadovaný zlomek vyražených iontů je asi 1 %.

Krátce je záhodno zmínit i téma zdrojů ztrát atomů a iontů z exosféry. Je třeba rozlišit ztrátové procesy vratné a nevratné. Mezi nevratné patří Jeansův únik a ionizace následovaná překročením hranice magnetosféry, kdy se částice následně vmísí do slunečního větru. Jeansův únik se týká neutrálních částic, které získají (srážkou, či typicky při kinetickém vyrážení z povrchu) kinetickou energii takovou, že jejich rychlost je vyšší než rychlost úniková. Ty pak opustí gravitační pole místo toho, aby sledovaly balistické či oběžné trajektorie. Druhým nevratným procesem je ionizace a následný únik nabitých částic z magnetosféry do meziplanetárního prostoru. Mezi vratné procesy pak patří všechny možné případy, kdy částice dopadne na povrch planety. Název vratné signalizuje, že po nějaké (někdy i dost dlouhé) době se částice do exosféry může nějakým procesem opět vrátit. [25]

Tepelná desorpce (dále jen TD) je procesem, ke kterému dochází v případě, kdy termální energie částice na planetě přesáhne vazebnou energii k povrchu a částice je pak uvolněna do exosféry. Energie takto uvolněných částic je poměrně malá a většinou nepřesahuje únikovou energii. Proto se pak částice obecně drží blízko povrchu. Zvýšené produkce částic tímto procesem pak spíše ovlivňují další procesy eroze povrchu, a to naopak snížením jejich efektivity. Obecně nejvyšší efektivitu má TD v periheliu a v místech, kde je Slunce v nadhlavníku.

Za menší zmínku pak ještě stojí chemické procesy, jejichž výsledkem je také uvolnění částic. Konkrétně se jedná o chemické reakce částic slunečního větru, které se při nárazu zakomponují do povrchu a zreagují pak s některým se zde přítomných prvků. [18]

Odpar částic nárazem je následkem poměrně četných nárazů mikročástic velkých rychlostí (až desítky kilometrů za sekundu) na povrch a pak dále méně častých nárazů větších meteoritů. Pro mnoho minoritních složek povrchu planety je to však díky jejich vysoké těkavosti v kombinaci s vysokými tep-

lotami a tlaky při nárazu jeden z hlavních zdrojů exosférických částic. Makro-objekty tohoto typu však nejsou příliš časté a navíc se špatně předpovídají. Nárazy makro-objektů jsou tedy obecně považovány za zdroje exosférických částic podstatné, nicméně lokální a dočasné. Na druhou stranu však díky hloubce, do které makro-objekty pronikají, takto produkované exosférické částice nejlépe odrážejí složení povrchu do exosféry.[25] [18]

Fotony stimulovaná desorpce (dále jen PSD neboli Photon-Stimulated-Desorption) označuje uvolnění atomu či iontu následkem přímé excitace dané částice fotonem. Její méně efektivní obdobou je pak elektrony stimulovaná desorpce (dále jen ESD - Electron-Stimulated-Desorption), při které jsou částice uvolňovány přímým následkem excitace nalétávajícím nízkoenergetickým elektronem. Oba procesy nejsou oproti jiným moc energetické a proto působí jen na velmi těžké složky (tj. s nízkými vazebnými energiemi) povrchu jako je např. Na či K, nicméně třeba i voda či S. Tok procesem PSD generovaných částic X lze obecně vyjádřit jako

$$\Phi_X = f_X N \int \Phi_{ph}(\lambda) Q_X(\lambda) d\lambda, \quad (2.2)$$

kde f_X je poměr obsahu daného prvku v regolitu, N je celková hustota regolitu, $Q_X(\lambda)$ je účinný průřez reakce pro danou vlnovou délku UV záření a $\Phi_{ph}(\lambda)$ tok fotonů na povrch pro danou vlnovou délku.[25]

2.2.1.1 Uvolňování částic předáním momentu hybnosti

Kinetické vyražení částic (angl. ion sputtering - IS) částicemi slunečního větru a exosférickými částicemi je procesem předání momentu hybnosti za následného uvolnění atomu či iontu z povrchu. Projektil se může po nárazu odrazit za předání části své energie povrchu, či se zavrtat do svrchní vrstvy povrchu a způsobit řetězovou reakci předávání hybnosti následovanou uvolněním prvku do okolí planety. Hustota pravděpodobnosti energie uvolněných částic je úměrná

$$f(E_e) \sim \frac{E_e}{(E_e + E_b)^3} \left(1 - \sqrt{\frac{E_e + E_b}{E_e}} \right) \quad (2.3)$$

a hustotě pravděpodobnosti úhlu elevace od povrchu se ukázala být dobře odpovídající

$$f(\alpha) = \cos(\alpha), \quad (2.4)$$

kde E_b je vazebná energie částice k povrchu a E_c je nejvyšší možná předaná energie, určená z prosté binární srážky jako

$$E_c = E_p \frac{4m_p m_i}{(m_p + m_i)^2}. \quad (2.5)$$

E_p je energie nalétávajícího projektilu, m_i hmotnost vyražené částice a m_p hmotnost projektilu.

Celkový tok daného druhu částic unikajících z planety je dán jako

$$\Phi_p = \Phi_i Y_p^{cel} = \Phi_i Y_p^{rel} C_p, \quad (2.6)$$

kde Φ_i je tok energetických částic na povrch a Y_p^{cel} je celkový výtěžek pro daný druh částic na jeden projektil. Ten může být dále rozdělen na relativní výtěžek Y_p^{rel} a poměrný výskyt daného atomu na povrchu planety C_p . Tok pak může být zapsán i pomocí hustoty daného druhu částic na povrchu N_{0p} a střední hodnoty rychlosti těchto vyražených částic $\langle v_p \rangle$

$$\Phi_p = N_{0p} \langle v_p \rangle, \quad (2.7)$$

kde $\langle v_p \rangle$ je odvozena z distribuční funkce jako

$$\langle v_p \rangle = \frac{3\pi}{4} \sqrt{\frac{2E_b}{m_p}}. \quad (2.8)$$

Vezmeme-li například kyslík s vazebnou energií asi 2 eV, pak střední hodnota rychlosti je 11,57 km/s, což vysoce převyšuje únikovou rychlost na Merkuru, která je asi 4,25 km/s. Podobně je to s ostatními prvky a je tedy zřejmé, že mnoho tímto procesem uvolněných částic má dostatečnou rychlost k opuštění gravitačního pole. To pak neutrálním částicím výrazně přidává na pravděpodobnosti, že budou fotoionizovány a následně unášeny elektromagnetickým polem.[25]

2.2.2 Složení exosféry

Exosféra je tvořena kombinací částic přicházejících ze slunečního větru a částic planetárního původu. Složení slunečního větru a povrchu Merkuru se v ní tedy přirozeně odráží. Převládajícími prvky jsou především neutrální atomy H, He, Na, K, Ca, Al a Fe, nicméně byly potvrzeny, nebo se očekávají i další. Po měřeních sondy Mariner 10 a následných pozorování ze Země byla vedle H, He a O iontů potvrzena také přítomnost Na, K a Ca. MESSENGER pak mimo již známých prvků dále potvrdil i Mg, Mn, Si a pár dalších těžkých iontů[26]. Z pozorování ze Země už byla potvrzena i přítomnost Fe a Al [27].

Existuje mnoho v minulosti již provedených pokusů o simulaci exosféry Merkuru pro různé procesy eroze povrchu a různé prvky. Z novějších je například v [28] představen model kinetického vyrážení částic pro celkem 12 prvků a různé podmínky slunečního větru, případy Ca a Mg jsou porovnány s měřením MESSENGERU. Ze starších pak ukázkou zahrnutí více procesů eroze povrchu (PSD, TD a IS) lze nalézt například v [29].

Díky tomu, že MESSENGER po prvních 3 průletech zůstal na oběžné dráze až do roku 2015, získal velké množství dat o složení exosféry. Například v [26] je publikováno zpracování tří let (ve smyslu 3 let na Merkuru) měření na orbitě. Konkrétně se jedná o hustoty jednotlivých skupin planetárních iontů a jejich závislosti na podmínkách (podrobně je rozebrán vliv polohy planety na oběžné dráze kolem Slunce - tj. různé části roku), vystupujícím detailem je vysoká koncentrace skupiny Na^+ (dělením do skupin je myšleno podle poměru náboj-hmotnost).

Kapitola 3

Simulace

V této kapitole budou nejdříve shrnuty základní informace o použitém existujícím modelu globální interakce slunečního větru s magnetosférou planety Merkur. Poté popíšeme nastavení parametrů v modelu pro konkrétní simulace. Následovat budou získaná data vztahující se k částicím slunečního větru dopadajících na povrch planety, tedy jejich počet a rozložení. V závěru této kapitoly budou tato data analyzována, diskutována a představen návrh jejich dalšího možného použití.

3.1 Globální simulace magnetosféry Merkuru

Používáme 3D hybridní model magnetosféry Merkuru s implementací založenou na publikaci [16] (již zmíněná metoda CAM-CL), jenž byl již dříve použit např. v [2][1][3]. Elektronů jsou popsány jako nehmotná izotermální kapalina, zatímco protony se popisují částicově metodou PIC se zanedbáním srážek. Pro výpočetní zjednodušení navíc simulace místo reálných částic pracuje s tzv. makročástečkami/pseudočásticemi.

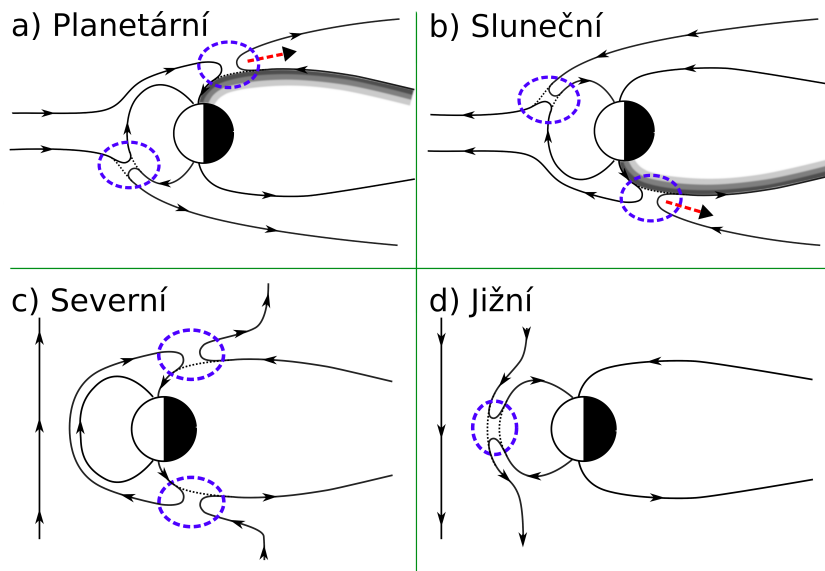
Veškeré veličiny jsou v simulačních jednotkách vztažené k význačným plazmovým parametrům. Vzdálenosti jsou tedy měřeny v protonových inerciálních délkách λ_p , rychlosti v Alfénových rychlostech v_A , náboj a hmotnost jsou uváděny v poměru k náboji a hmotnosti protonu ($m_p = 1$ a $q_p = 1$). Intenzita základního magnetického pole 20 nT v simulačních jednotkách odpovídá 1. Čas je měřen v protonových gyroperiodách τ_p . Výchozí počet makročásteček v jedné buňce ($dV = dxdydz$) je $N = 70$ a váha jedné makročástečky pak tedy podle zvolené hustoty slunečního větru odpovídá

$$W = \frac{N}{dV n_p \lambda_p} = \sqrt{\frac{n_p e^2 N}{\epsilon_0 m_p c}}, \quad (3.1)$$

kde m_p je hmotnost, e náboj protonu a c rychlost světla v SI jednotkách. Simulační box je rozměrově $940 \times 400 \times 400$ kde $dx = 0,4\lambda_p$, $dy = 1\lambda_p$ a $dz = 1\lambda_p$. Reálné rozměry tedy odpovídají $376\lambda_p \times 400\lambda_p \times 400\lambda_p$. Merkur je pro potřeby simulace zmenšen na poloměr $21,717\lambda_p$ (to podle zvolené částicové hustoty slunečního větru odpovídá zmenšení 3 - 4,5). Podle toho je pak přeškálován moment magnetického dipólu tak, aby byla zachována vzdálenost hranice magnetosféry od planety v poloměrech planety. Střed dipólu je posunut o $0,2 R_M$ směrem k severnímu pólu. V této práci budou diskutovány výsledky šesti simulací, lišících se pouze směrem orientace MMP. Používáme sklon v rovině ekliptiky MMP o -45° a severní a jižní směr se sklonem 20° , všechny vždy ve variantě kladné i záporné x-složky (tedy směrem ke Slunci i k planetě). Úhly jsou vzaty vzhledem k souřadné soustavě, v níž osa $x+$ je spojnicí mezi středy Slunce a planety. Jejich přehled a nastavení MMP je v Tab. 3.1.

Název simulace	ϕ	θ	orientace
EQ-PW-45	-45	0	P
EQ-SW-45	-45	0	S
NW-PW-20	0	+20	P
NW-SW-20	0	+20	S
SW-PW-20	0	-20	P
SW-SW-20	0	-20	S

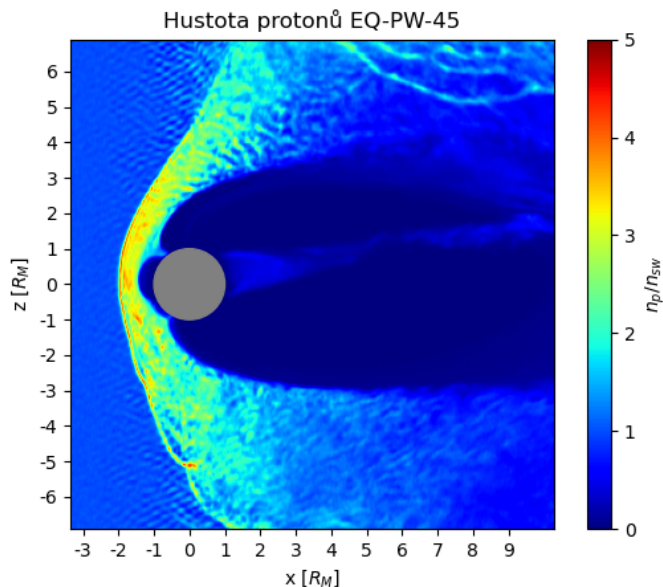
Tabulka 3.1: Jména simulací a počáteční parametry sklonu MMP, kde ϕ značí sklon v rovině ekliptiky (x,y), θ značí sklon vzhledem k rovině (x,z). Orientace směrem ke Slunci (S) značí zápornou x -složku a směrem k planetě (P) naopak kladnou x -složku intenzity magnetického pole. Jak již bylo zmíněno, ve všech případech je velikost intenzity MMP stejná a to 20 nT.



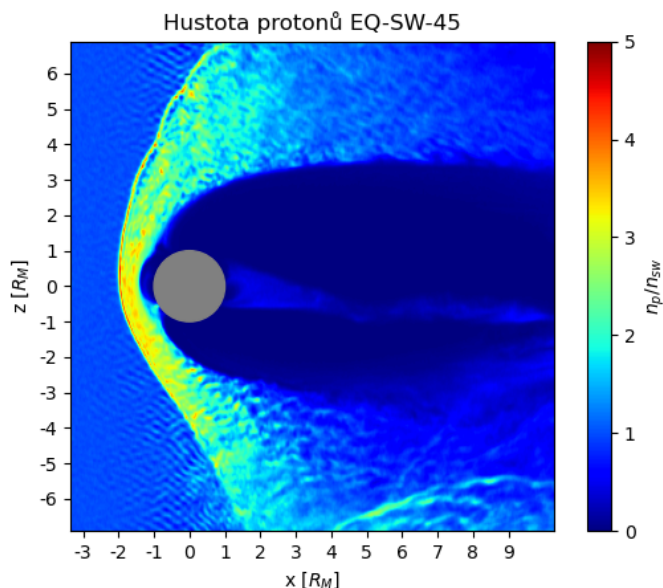
Obrázek 3.1: Lokality, ve kterých na Merkuru při různých orientacích slunečního větru zřejmě dochází k připojení magnetických siločár. Možný vliv na dopad částic na povrch planety je diskutován v textu. Zdroj [30], upraveno.

Na Obr. 3.2 - 3.7 jsou pro ilustraci a lepší pochopení níže uvedených dopadových map zobrazeny řezy hustot makročástic v okolí planety rovinou (x,z) středem planety. Je na nich velmi dobře vidět rázová vlna, hranice a struktura magnetosféry Merkuru pro různé orientace MMP. Pro analýzu map dopadu protonů na povrch v následující sekci jsou pak důležité hlavně polohy kaspů a tvar denní magnetosféry. Obecně je pro severní orientaci MMP denní strana magnetosféry největší, zatímco pro jižní MMP nejmenší a nejvíce stlačená k povrchu. Pro jižní orientaci se navíc kasy posouvají dále od pólů a hustoty částic před denní stranou jsou nejvyšší ze všech simulací. Pro severní orientaci je pak možné si díky velikosti magnetosféry povšimnout existující populace částečně zachycených částic i uvnitř denní strany magnetosféry. Magnetický ohon pro sluneční orientaci MMP uhýbá jižně, zatímco pro planetární severně. Toho si lze povšimnout na toku částic uvnitř magnetického ohonu.

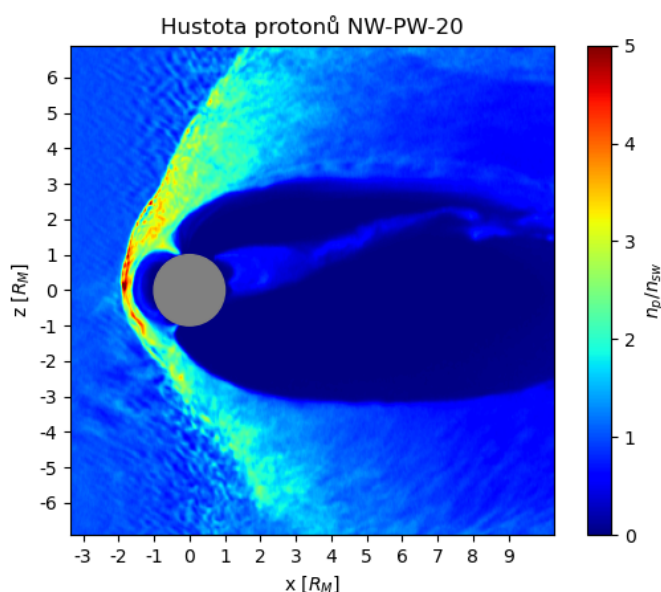
Mimo jiné jsou zde vidět možné oblasti, kde by mohlo docházet k přepojení magnetických siločár, detailnější rozbor tohoto jevu pro Merkur lze najít v [30], odkud je převzat i Obr. 3.1. Výsledky na tomto obrázku shrnuté a v [30] blíže okomentované, budou využity níže v textu při analýze map dopadu částic na planetu. Například oblasti přepojení za planetou pro planetární orientace MMP jsou na severní polokouli, na hustotách protonů pak je to pak vidět v podobě jistého rozmlžení severní části rázové vlny a hranice magnetosféry v severní části magnetického ohonu. Dále jsou pak vidět zvýšené hustoty protonů přicházející do magnetosféry z těchto oblastí středem ohonu a rovněž právě pod hranicí magnetosféry. To samé je vidět pro simulace se sluneční orientací MMP, kde je situace pouze převrácená a přepojování siločár je možno nalézt na jižní straně magnetického ohonu.



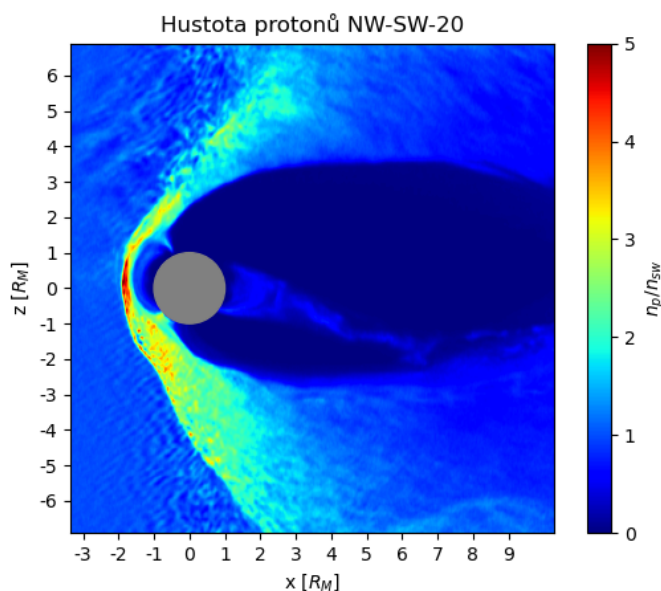
Obrázek 3.2: Relativní hustota protonů n_p/n_{sw} vůči hustotě slunečního větru v okolí planety pro simulaci s orientací MMP směrem k planetě s odklonem -45° od osy x v (x,y) rovině (východní). Jedná se o řez simulační domény v rovině (x,z) středem planety. Severní kasp je v tomto případě více otevřený a hustota makročástic v severní oblasti je zvýšená. Jižní kasp je naopak mírně deformovaný.



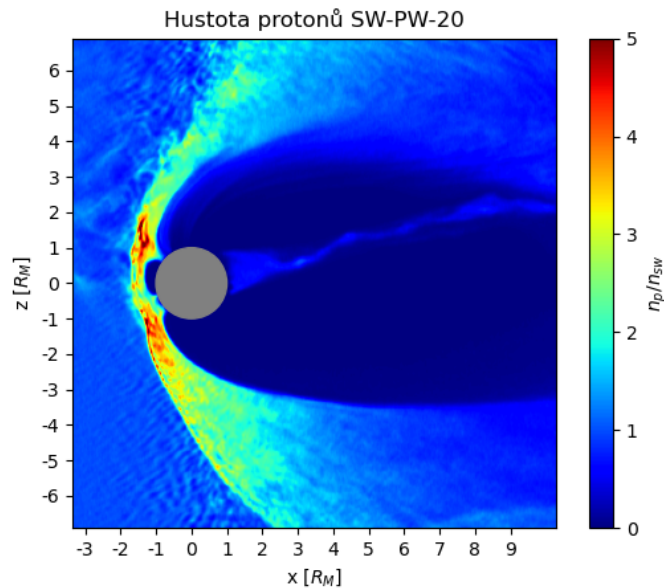
Obrázek 3.3: Relativní hustota protonů n_p/n_{sw} vůči hustotě slunečního větru v okolí planety pro simulaci s orientací MMP směrem ke Slunci s odklonem -45° od osy x v (x,y) rovině (východní). Jedná se o řez simulační domény v rovině (x,z) středem planety. Na rozdíl od planetární orientace MMP zde severní kasp není téměř přítomen, což v kombinaci se zvýšenou hustotou před jižní polokoulí odpovídá výrazné jižní antisymetrii dopadu částic viz níže.



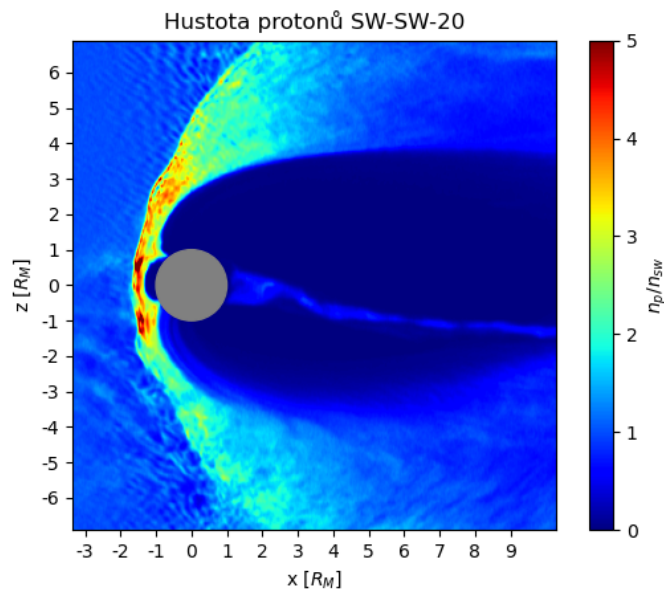
Obrázek 3.4: Relativní hustota protonů n_p/n_{sw} vůči hustotě protonů slunečního větru v okolí planety pro simulaci se severní orientací MMP směrem k planetě se sklonem 20° . Jedná se o řez simulační domény v rovině (x,z) středem planety. Velikost magnetosféry na denní straně je největší právě pro severní orientace MMP, její hranice je velmi blízko rázové vlně. Oba kасы jsou velmi málo deformované, avšak větší hustoty částic lze nalézt spíše v severních oblastech. Stejným směrem se odklání i magnetický ohon.



Obrázek 3.5: Relativní hustota protonů n_p/n_{sw} vůči hustotě protonů slunečního větru v okolí planety pro simulaci se severní orientací MMP směrem ke Slunci se sklonem 20° . Jedná se o řez simulační domény v rovině (x,z) středem planety. Otevřenější je jižní kасы a rovněž jsou v jeho okolí větší hustoty protonů. Hranice magnetosféry na denní straně je opět velmi blízko rázové vlně. Magnetický ohon se odklání jižně.



Obrázek 3.6: Relativní hustota protonů n_p/n_{sw} vůči hustotě protonů slunečního větru v okolí planety pro simulaci s jižní orientací MMP směrem k planetě se sklonem 20° . Jedná se o řez simulační domény v rovině (x,z) středem planety. Oba kasy jsou viditelné, posunuté dále od pólů, jižní je otevřenější. Magnetosféra na denní straně je silně stlačena k povrchu a hustoty částic jsou před ní vysoké. Magnetický ohon uhýbá na sever.



Obrázek 3.7: Relativní hustota protonů n_p/n_{sw} vůči hustotě protonů slunečního větru v okolí planety pro simulaci s jižní orientací MMP směrem ke Slunci se sklonem 20° . Jedná se o řez simulační domény v rovině (x,z) středem planety. Magnetosféra je na denní straně silně stlačena k povrchu a hustoty částic před ní vysoké. Kasy jsou posunuté od pólů a oba jsou výrazné. Magnetický ohon uhýbá lehce jižním směrem.

3.2 Částice dopadající na povrch planety

Následující obrázky zobrazují vygenerované toky částic z výše zmíněných simulací za dobu jedné gyroperiody. Jedná se o průměrné toky za čas 50 protonových gyroperiod. Jedna gyroperioda je pro nastavení velikosti základní intenzity magnetického pole MMP 20 nT podle vztahu (1.2.1) rovna asi 0,52 s, pro 50 gyroperiod se pak jedná o reálný čas přibližně 26 s. Průměrný počet částic dopadajících na planetu za 1 gyroperiodu v jednotlivých simulacích je možno nahlédnout v Tab. 3.2. Procentuální části částic dopadajících na severní, jižní, východní a západní polokouli a dále také na denní a noční stranu planety ukazuje pro všechny simulace Tab. 3.3.

Název simulace	$\frac{1}{\tau_p}$
EQ-PW-45	85
EQ-SW-45	90
NW-PW-20	107
NW-SW-20	134
SW-PW-20	108
SW-SW-20	130

Tabulka 3.2: Průměrný celkový počet makročástic dopadajících na povrch celé planety za jednu gyroperiodu τ_p (zaokrouhloeno na celé).

	Denní [%]	Noční [%]	Západní [%]	Východní [%]	Severní [%]	Jižní [%]
EQ-PW-45	75,5	24,5	57,6	42,4	36,7	62,7
EQ-SW-45	70,7	29,3	39,6	60,4	12,7	87,3
NW-PW-20	78,4	21,6	49,2	50,8	39,1	60,9
NW-SW-20	73,5	26,5	46,8	53,1	11,2	88,8
SW-PW-20	78,4	21,6	63,9	36,1	39,3	60,7
SW-SW-20	73,9	26,1	68,3	31,6	10,8	89,2

Tabulka 3.3: Průměrná procentuální část celkového počtu makročástic dopadajících za jednu gyroperiodu τ_p na severní/jižní, východní/západní a denní/noční polokouli.

Ve všech mapách na Obr. 3.8, Obr. 3.9, Obr. 3.12, Obr. 3.13, Obr. 3.16 a Obr. 3.17 0-rovnoběžka představuje jižní pól a 180-poledníkem je myšleno poledne na denní straně. Západní polokouli myslíme oblast od 0. do 180. poledníku a východní pak od 180. do 360. poledníku. Počty dopadajících částic jsou uvedeny v jednotkách makročástic, pro zjištění skutečného počtu částic je nutno data vynásobit konstantou váhy jedné makročástice, viz (3.1).

EQ-PW-45 a EQ-SW-45

Obr. 3.8 a Obr. 3.9 zobrazují mapy dopadajících částic ze simulací EQ-PW-45 a EQ-SW-45, na Obr. 3.10 je pak vidět průběh počtu částic dopadajících na úrovně jednotlivých poledníků do pásů na planetě o šířce 36°. Podobné součty pak představuje i Obr. 3.11, tentokrát však pro poledníky na čtvrtiny rozdělenou planetu a profily dopadu částic na rovnoběžky v těchto oblastech. Na obou těchto obrázcích je pak názorně vidět změna asymetrií pro kladnou a zápornou B_x složku MMP, tedy rotace oblastí dopadu po a proti směru hodinových ručiček od poledne pro planetární a sluneční orientaci. To se projeví i v počtu částic dopadajících na východní a západní polokouli, pro EQ-PW-45 dopadá více částic na západní

(57,6 %), zatímco pro EQ-SW-45 na východní (60,4 %) polokouli. Toho si lze velmi dobře povšimnout i na Obr. 3.10 a to hlavně pro oblast mezi 36. a 72. rovnoběžkou. Jako pro všechny simulace se zápornou orientací B_x se projevuje výrazná jižní asymetrie, kdy na jižní polokouli dopadá 87,3 % částic a to hlavně opět do oblasti mezi 36. a 72. rovnoběžkou. To je rovněž vidět na Obr. 3.11 a to hlavně pro oblast mezi 180. a 270. poledníkem.

NW-PW-20 a NW-SW-20

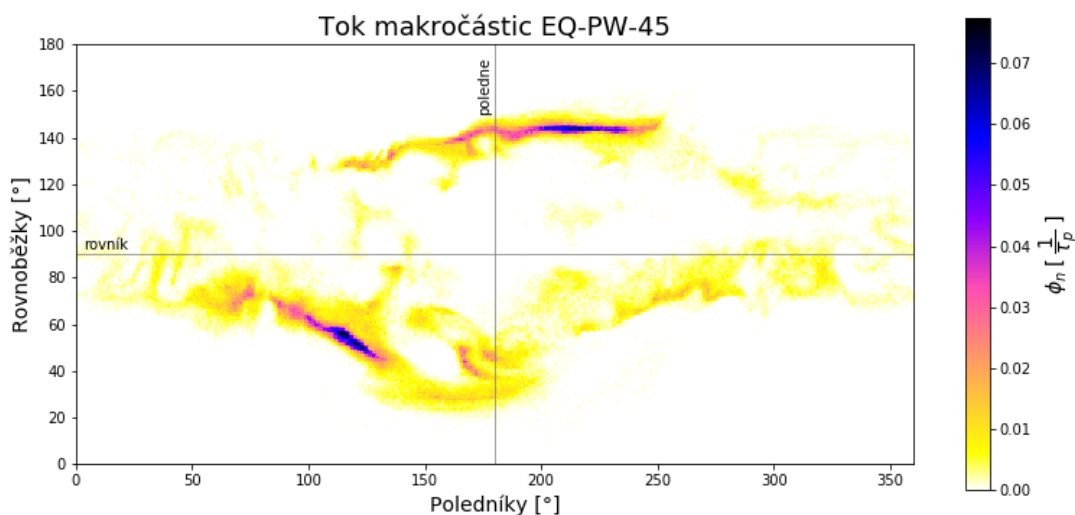
Stejně tak Obr. 3.12 a Obr. 3.13 zobrazují mapy dopadajících částic ze simulací NW-PW-20 a NW-SW-20, kterým pak odpovídají profily součtu dopadajících částic na rovnoběžky a poledníky přes stejně široké oblasti jako pro předchozí simulace na Obr. 3.14 a Obr. 3.15. Profily průběhu počtu dopadajících makročástic na úrovně poledníků jsou pro tyto orientace nejvíce stranově symetrické vzhledem k polední, nicméně v profilech dopadu na úrovně rovnoběžek zaznamenáváme výraznou severní asymetrii pro NW-SW-20. Východo-západní asymetrie v počtu dopadajících částic ve prospěch východní polokoule je téměř zanedbatelná (50,8 % pro planetární a 53,1 % pro sluneční orientaci). V profilu na Obr. 3.14 je intenzita dopadu částic na planetu v pásu mezi 36. a 72. rovnoběžkou naopak výraznější na východní polokouli. Výrazné jižní asymetrie pro sluneční orientaci MMP (88,8 % částic dopadá na jižní polokouli, pro planetární orientaci MMP je to pouze 60,9 %) si lze povšimnout jak na mapě toku makročástic, tak i na profilu na Obr. 3.15 a to pro všechny oblasti.

SW-PW-20 a SW-SW-20

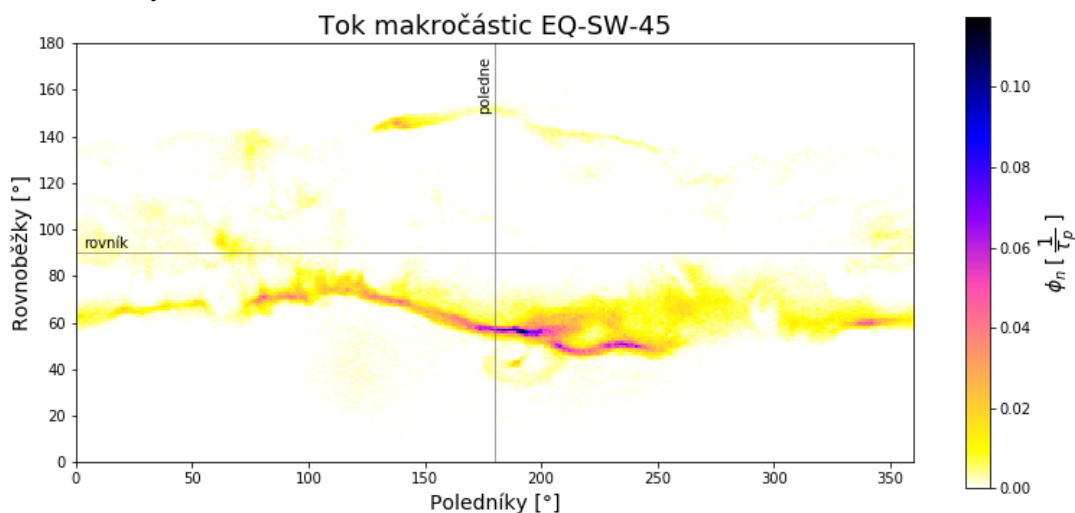
Na Obr. 3.12 a Obr. 3.13 jsou mapy dopadajících částic ze simulací SW-PW-20 a SW-SW-20 spolu s profilem součtů dopadajících částic na Obr. 3.14 a Obr. 3.15. Zde už je, mimo již zmíněné severní asymetrie společné všem simulacím, vidět výrazná východo-západní asymetrie ve prospěch východní polokoule. Počet částic dopadajících na severní polokouli je velmi podobný jako pro předchozí simulace a to 89,2 % pro sluneční a 60,7 % pro planetární orientaci. To je velmi dobře vidět jak na mapách na Obr. 3.12 a Obr. 3.13, kde na druhém horním pásu dopadajících částic téměř mizí, tak na profilech dopadu na úrovně rovnoběžek na Obr. 3.15. Pro obě tyto simulace navíc výrazně větší počet částic dopadá na východní polokouli. Tvarově jsou dopadové oblasti poměrně symetrické pro východní i západní polokouli, nicméně jak na mapách, tak na profilu dopadu částic na úrovně poledníků na Obr. 3.18 jsou vidět vyšší intenzity dopadu na západní polokouli.

3.2.1 Výsledky

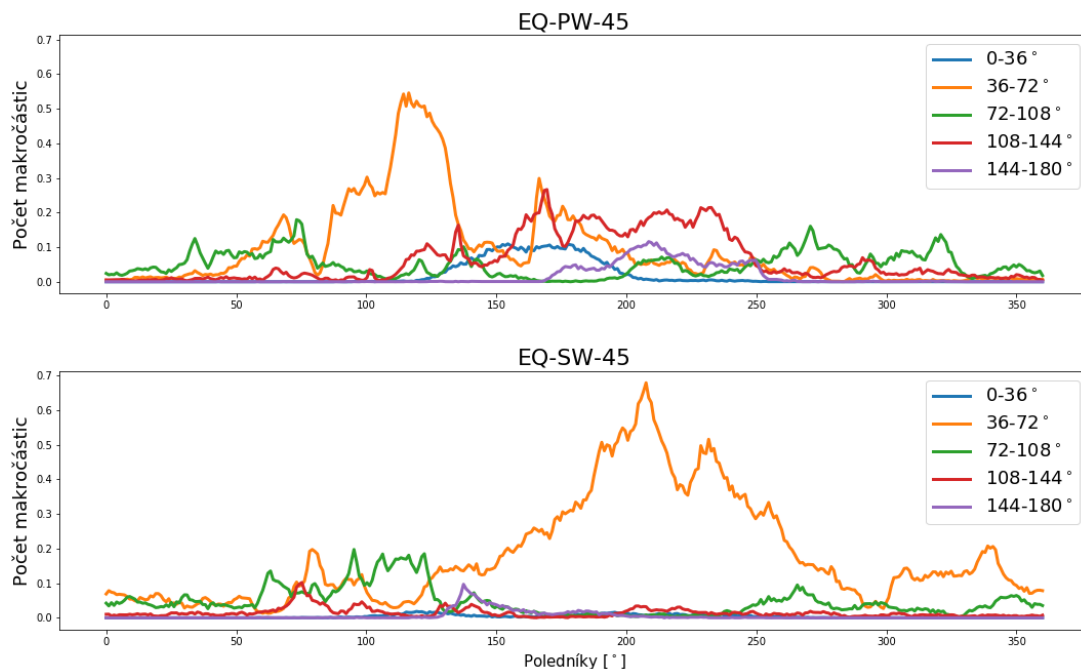
Obecně jsou největší počty dopadajících částic v oblastech pod póly, kde se tvoří pásy kolem planety. Těch si lze nejlépe povšimnout na profilech dopadajících makročástic na Obr. 3.11, Obr. 3.15 a Obr. 3.19 na křivkách pro oblasti 36.- 72. rovnoběžky a 108. - 144. rovnoběžky. Ve všech simulacích byly tyto pásy delší (v horizontálním směru) na jižní polokouli. Také si lze této asymetrie povšimnout pro počty dopadajících částic, které jsou obecně vyšší pro jižní polokouli. To je vidět v Tab. 3.3, kde pro zápornou x -složku se počet pohybuje těsně pod 90 % a pro kladnou lehce nad 60 % celkového počtu. Tato jižní asymetrie má nejspíše původ v posunutí středu magnetického dipólu planety směrem k severnímu pólu. Největší počty dopadajících částic jsou nepřekvapivě k nalezení na denní straně (70 - 80 % celkového počtu) kolem míst, nad nimiž se v magnetosféře nacházejí kasy a tedy se jedná o oblasti, kde je magnetosféra tzv. otevřená. Dobře si toho je možné povšimnout na Obr. 3.2 - 3.7, například posunutí kaspů směrem k rovníku pro simulace s jižní orientací MMP se projevilo posunutím dopadových pásů též směrem k rovníku. Dalším významným zdrojem částic je, jak je vidět na hustotách protonů v magnetickém ohonu na Obr. 3.2 - 3.7, též proud částic z magnetického ohonu.



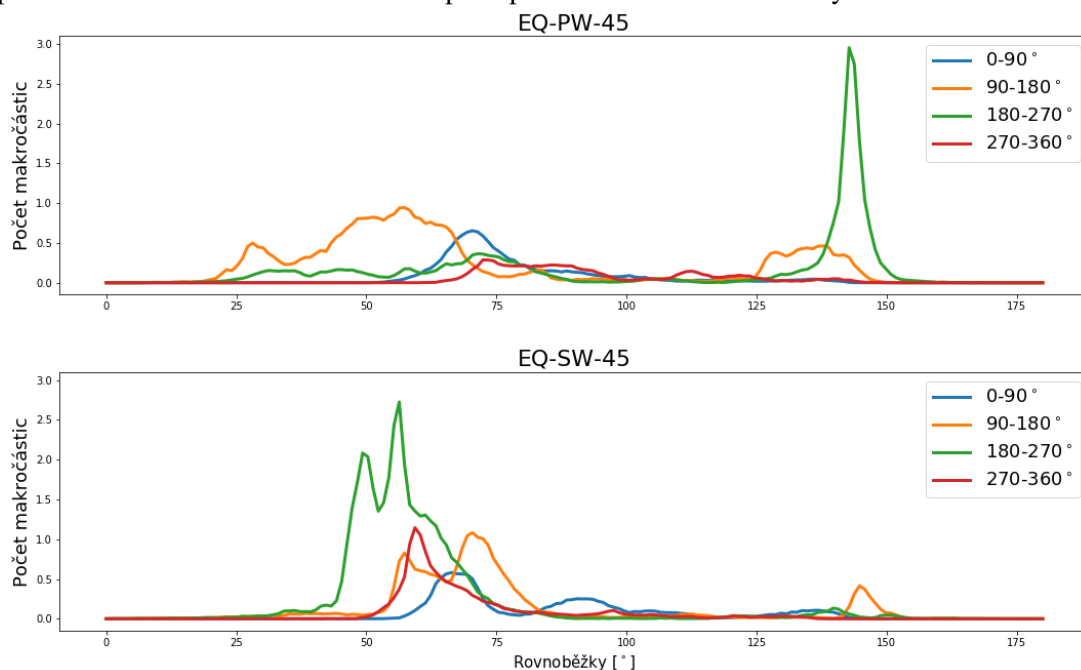
Obrázek 3.8: Průměrný tok makročásteček na planetu ϕ_n za jednu gyroperiodu τ_p pro simulaci s orientací MMP směrem k planetě s odklonem -45° od osy x v (x,y) rovině (východní). Nejvíce makromakročásteček dopadá do prostoru kolem kaspů, ale oblasti největších intenzit dopadu jsou mírně pootočené od poledne po směr hodinových ručiček.



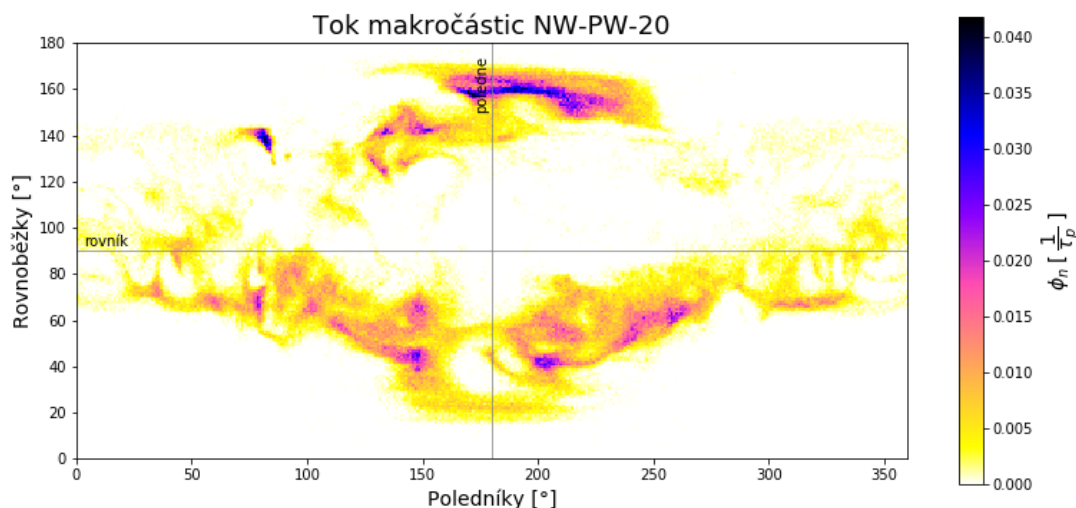
Obrázek 3.9: Průměrný tok makročásteček na planetu ϕ_n za jednu gyroperiodu τ_p pro simulaci s orientací MMP směrem ke Slunci s odklonem -45° od osy x v (x,y) rovině (východní). Rotace oblastí dopadu je v tomto případě proti směru hodinových ručiček a navíc se projevuje asymetrie ve prospěch jižní polokoule v intenzitě i velikosti plochy, na kterou částice dopadají.



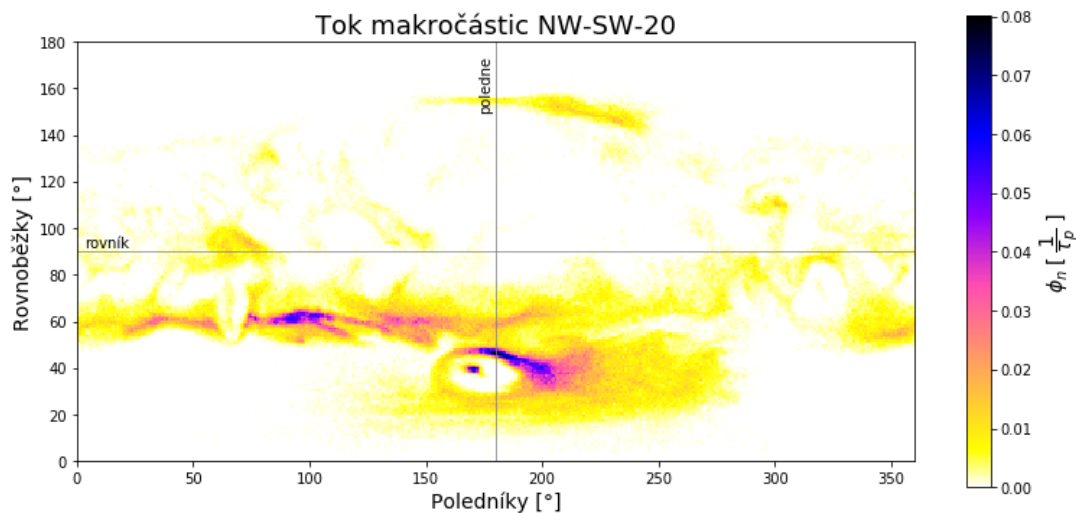
Obrázek 3.10: Počet makročásteček, který dopadá za 1 gyroperiodu na úrovně jednotlivých poledníků v simulacích EQ-PW-45 a EQ-SW-45. Jedná se o součty přes rovnoběžky v oblastech širokých 36°. Modrá reprezentuje oblast jižního pólu, zelená rovníkovou oblast a fialová oblast kolem jižního pólu. V obou případech si lze povšimnout píku v pásu nad jižním pólem (oranžová křivka), odpovídající jižní asymetrii v dopadu částic a zároveň rotace oblastí dopadu při změně orientace x-složky MMP.



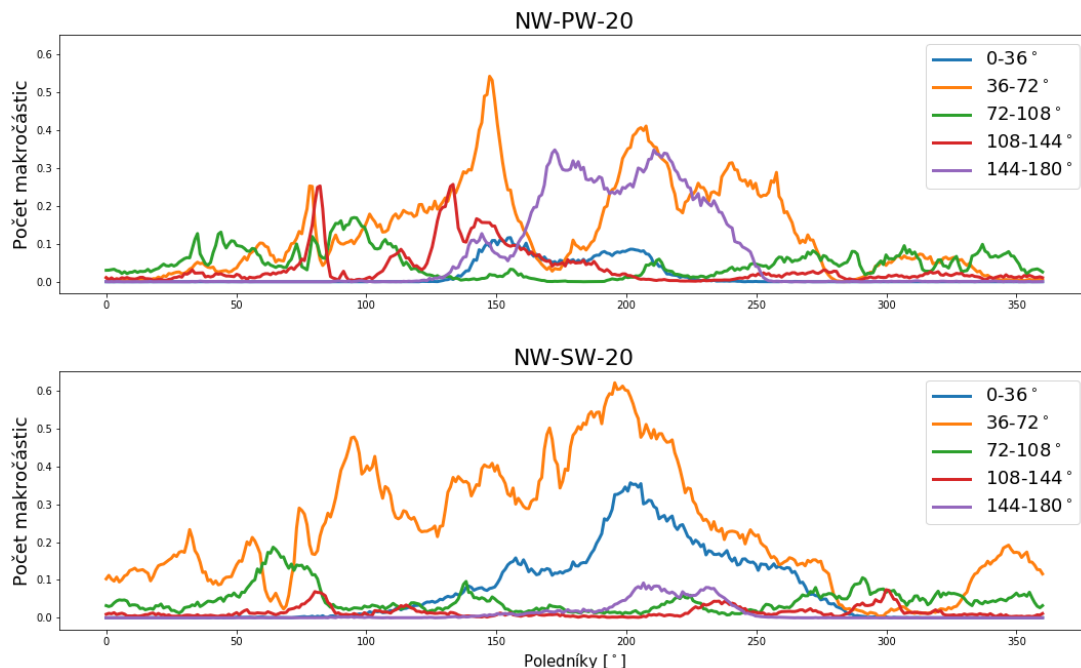
Obrázek 3.11: Počet makročásteček dopadající za 1 gyroperiodu na úrovně rovnoběžek, jedná se o součty přes poledníky v oblastech širokých 90°. Modrá a červená reprezentuje západní a východní část odvrácené polokoule, zatímco žlutá a zelená západní a východní část denní strany. Jedná se o profily ze simulací EQ-PW-45 a EQ-SW-45. Na denní východní straně planety si lze povšimnout zvýšení intenzity dopadu v polárních pásích.



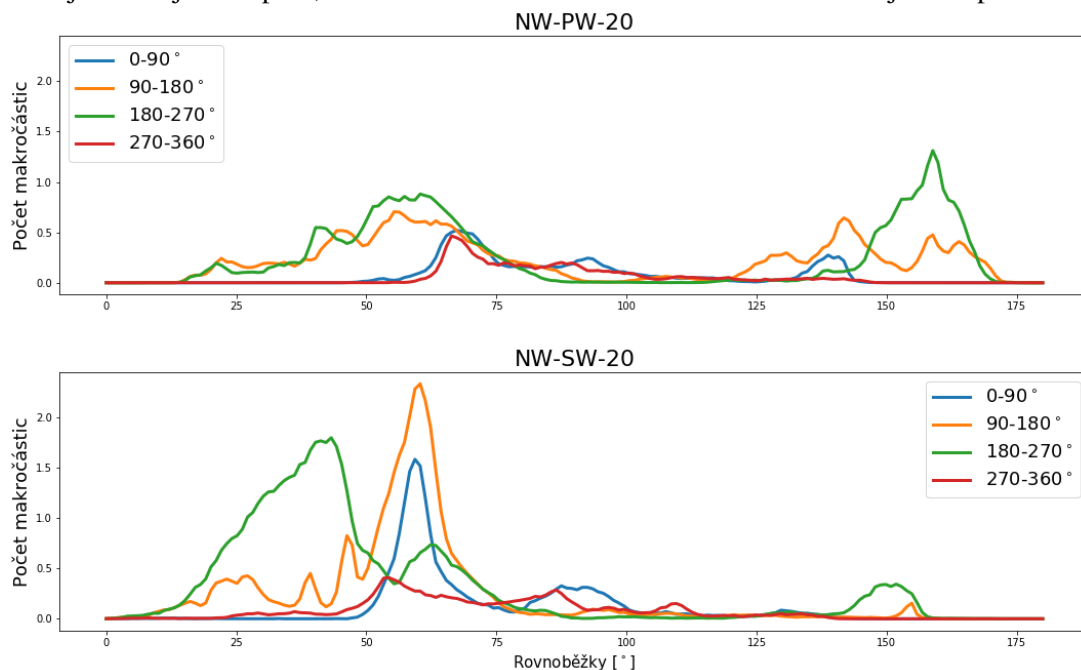
Obrázek 3.12: Průměrný tok makročástic na planetu ϕ_n za jednu gyroperiodu τ_p pro simulaci se severní orientací MMP směrem k planetě se sklonem 20° . Pozorujeme mírně zvýšenou intenzitu na východní polokouli v oblasti severního kaspu, jinak pozorujeme poměrně velkou horizontální symetrii v tvaru oblastí i intenzitách dopadu. Jižní pás dopadajících částic je výraznější.



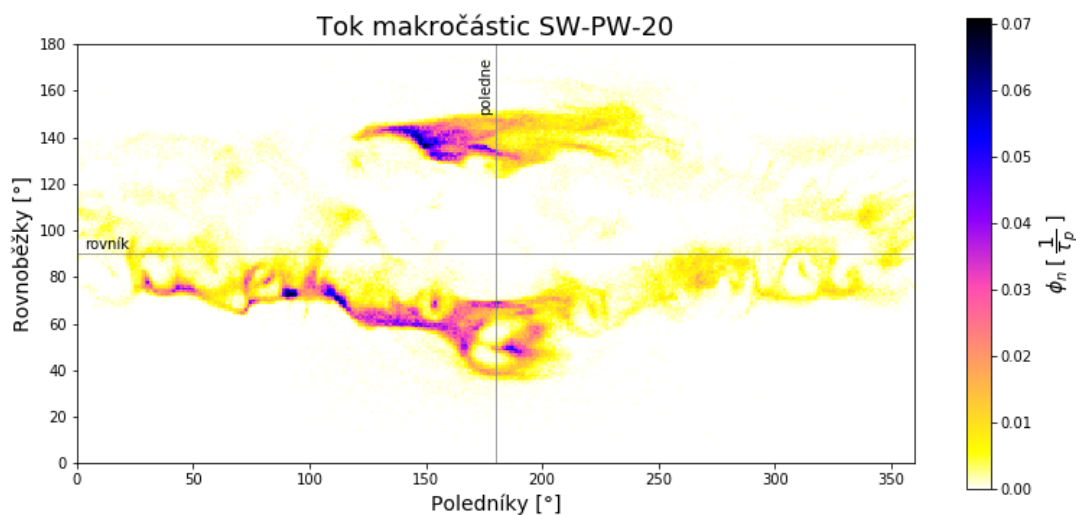
Obrázek 3.13: Průměrný tok makročástic na planetu ϕ_n za jednu gyroperiodu τ_p pro simulaci se severní orientací MMP směrem ke Slunci se sklonem 20° . Výrazná je asymetrie v intenzitách dopadu částic na jižní polokouli. Severní kasp není příliš znatelný, zatímco oblast jižního se vyznačuje vysokou intenzitou s menší východo-západní asymetrií.



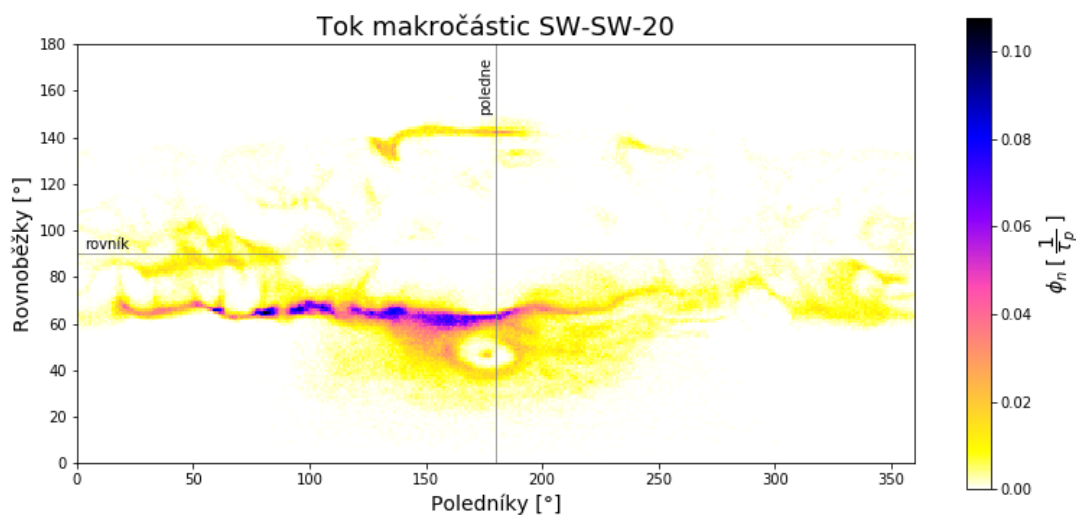
Obrázek 3.14: Počet makročásteček, který dopadá za 1 gyroperiodu na úroveň jednotlivých poledníků v simulacích NW-PW-20 a NW-SW-20. Jedná se o součty přes rovnoběžky v oblastech širokých 36° . Modrá reprezentuje oblast jižního pólu, zelená rovníkovou oblast a fialová oblast kolem jižního pólu.



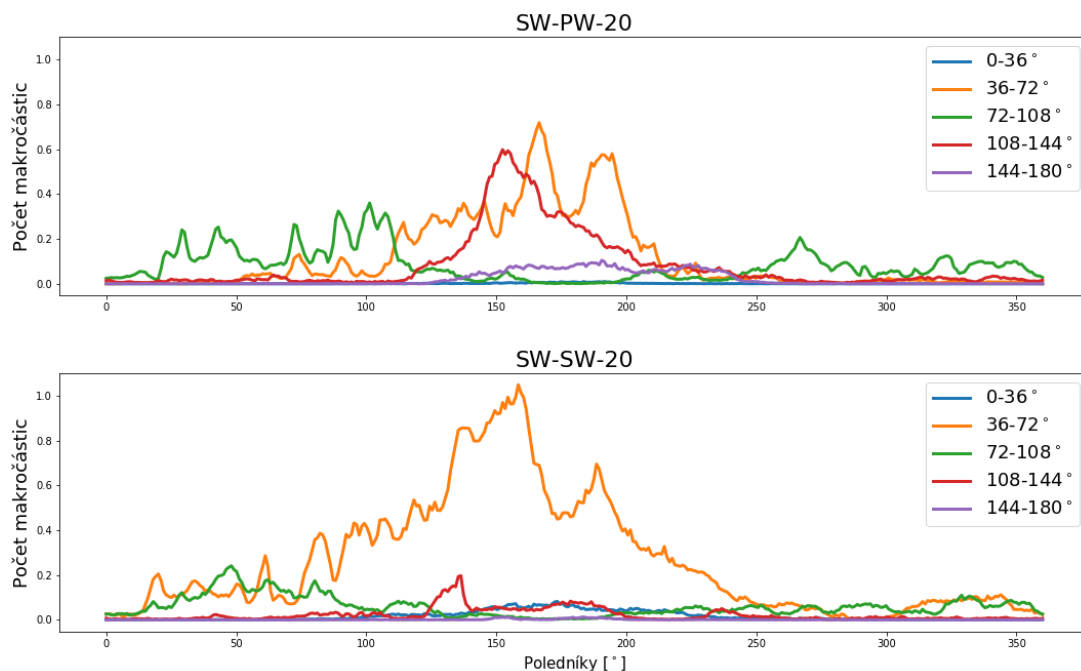
Obrázek 3.15: Počet makročásteček dopadající za 1 gyroperiodu na úroveň rovnoběžek, jedná se o součty přes poledníky v oblastech širokých 90° . Modrá a červená reprezentuje západní a východní část odvrácené polokoule, zatímco žlutá a zelená západní a východní část denní strany. Jedná se o profily ze simulací NW-PW-20 a NW-SW-20. Lze si povšimnout velké severo-jížní asymetrie pro sluneční orientaci MMP.



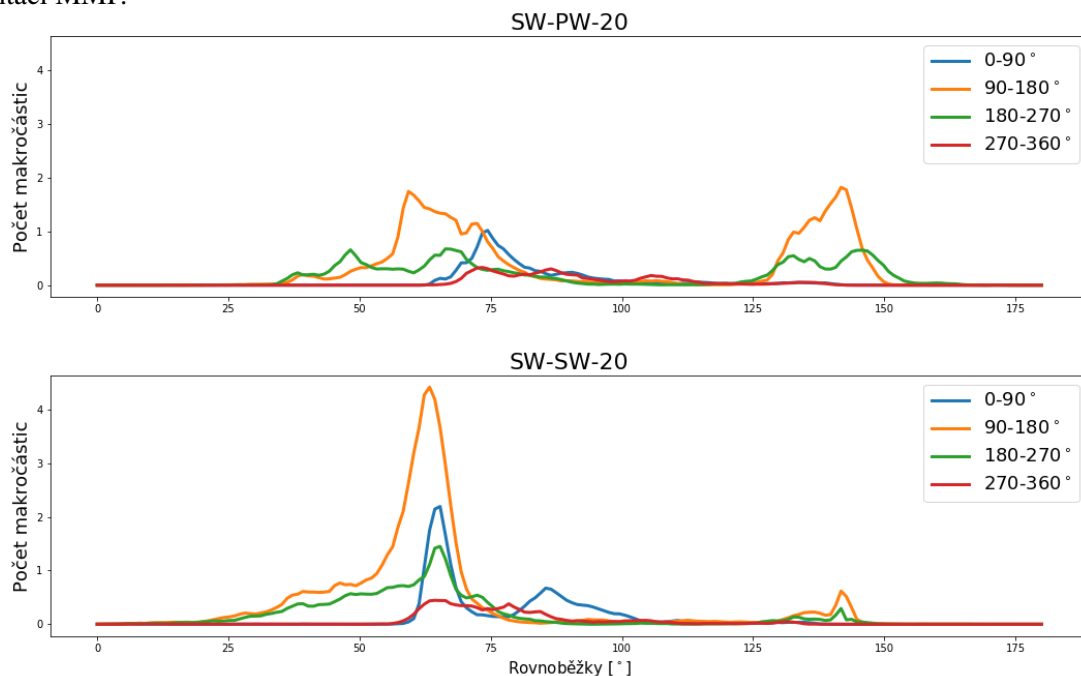
Obrázek 3.16: Průměrný tok makročástic na planetu ϕ_n za jednu gyroperiodu τ_p pro simulaci s jižní orientací MMP směrem k planetě se sklonem 20° . Tvarem jsou dopadové oblasti poměrně stranově symetrické, vyšší intenzitou se vyznačuje západní polokoule, to by mohlo být způsobeno magnetickým driftem způsobeným zakřivením magnetických siločar v kombinaci se stlačenou denní magnetosférou.



Obrázek 3.17: Průměrný tok makročástic na planetu ϕ_n za jednu gyroperiodu τ_p pro simulaci s jižní orientací MMP směrem ke Slunci se sklonem 20° . Oblast severního kaspu opět téměř mizí, zatímco na jižní polokouli je kasp dobře viditelný. Částice dopadají převážně na jižní polokouli s lehkou západní preferencí.



Obrázek 3.18: Počet makročásteček, který dopadá za 1 gyroperiodu na úrovně jednotlivých poledníků v simulacích SW-PW-20 a SW-SW-20. Jedná se o součty přes rovnoběžky v oblastech širokých 36° . Modrá reprezentuje oblast jižního pólu, zelená rovníkovou oblast a fialová oblast kolem jižního pólu. Opět si můžeme povšimnout výrazné jižní asymetrie v pásu nad jižním pólem (oranžová křivka) pro sluneční orientaci MMP.



Obrázek 3.19: Počet makročásteček dopadající za 1 gyroperiodu na úrovně rovnoběžek, jedná se o součty přes poledníky v oblastech širokých 90° . Modrá a červená reprezentuje západní a východní část odvrácené polokoule, zatímco žlutá a zelená západní a východní část denní strany. Jedná se o profily ze simulací SW-PW-20 a SW-SW-20.

Pásky se tvoří nejspíše mechanismem magnetického zrcadla a driftem způsobeným zakřivením siločár. Vztah pro rychlost tohoto driftu vyjadřuje rovnice (1.10), ve které je vidět závislost směru driftu na náboji a závislost rychlosti driftu na podélné rychlosti částice. Protony mají kladný náboj, pohybují se tedy směrem doprava ve směru kolmém na rovinu danou magnetickým polem a jeho gradientem. Tímto způsobem v Zemské magnetosféře vznikají van Allenovy radiační pásky a prstencový proud. Nicméně zde se ve většině případů díky malému rozměru magnetosféry Merkuru neodrazí zpět jako při efektu magnetického zrcadla, ale dopadnou na povrch planety. Zdrojem částic jsou tedy hlavně otevřené oblasti kaspů a dále také částice přicházející z magnetosférického ohonu, vyobrazení těchto zdrojů je mimo jiné též k nalezení na Obr. 2.1. Opět je na místě připomenout, že se jedná o stejné zdroje, které jsou v případě magnetosféry Země zodpovědné za částice vytvářející prstencový proud, nicméně v případě Merkuru je magnetosféra příliš malá a částice pak místo aby se stávaly trvale zachycenými (angl. trapped), dopadají na povrch planety.

Za původ výrazné jižní asymetrie pak můžeme považovat fakt, že posunutím dipólového vnitřního pole na sever vzniká na severní polokouli silnější magnetické pole. Body magnetického zrcadla se tedy nacházejí dále od středu planety a jsou pak častěji nad povrchem. To pak způsobuje, že se částice častěji odrazí, místo aby dopadly na povrch. Naproti tomu na jižní polokouli je pole slabší a místa odrazu částic se častěji nacházejí pod povrchem planety, důsledkem toho pak částice narazí na povrch.

3.2.1.1 Vliv orientace x-složky MMP

Celkový počet částic dopadajících na planetu byl obecně vyšší pro simulace se zápornou x-složkou (tedy směrem ke Slunci). Další společnou vlastností pro záporné B_x je výrazná severně-j jižní asymetrie a to ve prospěch severní polokoule ve všech případech. V případě EQ-PW-45 a EQ-SW-45 se navíc zrcadlově obrací vzniklá horizontální asymetrie. To by mohlo být způsobeno lokalitou, kde probíhá přepojení magnetických siločár pro opačné orientace x-složky MMP (viz Obr. 3.1 části a) a b)) v kombinaci s magnetickým driftem způsobeným zakřivením siločár. V případě, že částice přicházejí do kaspů od pólů (přepojování magnetických siločár za planetou), driftovaly na východ, zatímco pokud přicházejí z oblasti před planetou, tak driftovaly na západ.

V případě planetární orientace vskutku k přepojení na severní polokouli dochází za planetou a kolem kaspů je tedy intenzita výraznější na východní polokouli, zatímco na jižní polokouli dochází k přepojování siločár před planetou a výraznější je tedy oblast západní polokoule. V případě sluneční orientace by se tento jev projevil díky výrazné severní asymetrii spíše na jižní polokouli, kde opět větší intenzita dopadu částic na východ od kaspů odpovídá přepojování siločár na jižní polokouli za planetou. Pro severní polokouli by opět přepojování před planetou odpovídalo vyšší intenzitě na západ od kaspů. Tomu odpovídá malý pík, kterého si lze povšimnout na Obr. 3.11 na profilu součtu dopadajících makročástic pro oblast 90. - 180. poledníku. Vezmeme-li v úvahu koncentrace iontů viditelné na Obr. 3.2 - 3.7, pak ve všech případech je před planetou v magnetosféře největší koncentrace protonů. Pro zápornou x-složku se obecně největší hustoty nacházejí v oblasti jižní polokoule, zatímco pro kladnou x-složku spíše u severní polokoule. Pokud pak porovnáme oblasti přepojení před planetou, které budou zdrojem více částic než ty mírně za ní (tedy jižní polokoule pro kladnou a severní pro zápornou složku) s koncentracemi protonů v těchto oblastech na Obr. 3.2 - 3.7, lze je považovat za možné vysvětlení severních/j jižních asymetrií v mapách dopadu H^+ iontů na povrch planety.

3.2.1.2 Vliv sklonu MMP v rovinách

Odklon v rovníkové rovině, jak je vidět na Obr. 3.8 a Obr. 3.9, způsobil oproti zbytku simulací bez tohoto odklonu posunutí oblastí dopadu pod kaspů stranou od 180-poledníku (rotace proti směru hodinových ručiček pro planetární orientaci a ve směru pro sluneční orientaci MMP). Pro simulace se severně

a jižně orientovaným meziplanetárním magnetickým polem je vidět mírná asymetrie v množství částic dopadajících na východní a západní stranu planety. Pro severní orientaci se kolem kaspů dostane více částic na východní polokouli, zatímco pro jižní orientaci celkově více částic dopadá na západní polokouli. To by mohlo být způsobeno právě výše zmíněným magnetickým driftem zakřivení magnetického pole v kaspu. Částice do magnetosféry přicházejí z oblastí, kde dochází k přepojení magnetických siločár a jak je vidět na částech c) a d) Obr. 3.1 převzatého z a diskutovaného v [30], pro severní orientaci slunečního větru dochází k přepojení mírně za planetou a při jižní naopak před ní. Tím by se dal vysvětlit příchod částic do kaspu směrem od poledníku/pólů pro jižní/severní orientaci MMP, ty by pak vlivem dříve popsaného magnetického driftu driftovaly na východ/západ.

Asymetrie je výraznější u jižních orientací MMP, u severních je jen velmi mírná. To může být ovlivněno existencí částečně zachycených částic uvnitř denní části magnetosféry (viz Obr. 3.4 a Obr. 3.5), kdy jejich delší životnost v magnetosféře a právě magnetický drift, který částice zachycené v magnetickém zrcadlu posouvá směrem na západ, pak způsobí rovnoměrnější rozložení dopadajících částic na povrchu planety. Naopak v případě jižního MMP částice začnou driftovat na západ, avšak díky stlačené magnetosféře končí na povrchu většinou dříve a tedy stále ještě na západní polokouli. Magnetický drift částic přicházejících do kaspu z míst přepojování za planetou (a tedy od pólů), díky kterému částice driftojí naopak na východ, pak může být důvodem pro větší intenzity dopadu ve východních okolicích kaspů při severně orientovaném MMP. Toho si lze také povšimnout na Obr. 3.15 - oranžová křivka pro oblast 90 - 180°.

3.2.2 Možnosti dalšího využití dat

Možnost navázat na získané mapy toků částic představuje model exosféry, konkrétně jednoho s procesů eroze povrchu - kinetického vyrážení částic. Ten by nabídl možnost na základě původních simulací zkoumat příspěvek tohoto procesu k neutrální i ionizované části exosféry jednotlivých prvků. Ukázkou možného modelu kinetického vyrážení a následného pohybu a ionizace vyražených částic v exosféře řeší následující sekce.

3.2.2.1 Částice uvolněné z povrchu

Na základě map dopadu částic slunečního větru (H^+ iontů) na povrch planety získaných z výše prezentované globální simulace, byl navržen model vyrážení částic z povrchu planety a jejich pohybu v elektromagnetickém a gravitačním poli planety. Použitá pole jsou statická, získaná jako průměr nasimulovaných dat přes několik časových bodů (konkrétně 5 od 40. do 90. gyroperiody - tedy stejná doba, za kterou jsme v předchozí sekci průměrovali toky částic na povrch). Systém jednotek byl též převzat z původní simulace (viz předchozí sekce). Na povrchu planety se podle hustot pravděpodobnosti energie, úhlu elevace a azimutálního úhlu generují částice s určitou počáteční rychlostí. Pravděpodobnost, zda daný proton slunečního větru způsobí uvolnění konkrétního iontu (či obecně atomu), je dána celkovým výtěžkem vyrážení pro danou částici. Vzhledem k malé závislosti výtěžku na rychlosti projektilu ho považujeme za nezávislý na rychlosti a tedy pro jednotlivé částice konstantní [31]. Hustoty pravděpodobnosti úhlu elevace od povrchu a energie jsou pak dány následovně [25]

$$f(E_e) \sim \frac{E_e}{(E_e + E_b)^3} \left(1 - \sqrt{\frac{E_e + E_b}{E_e}} \right). \quad (3.2)$$

$$f(\alpha) = \cos(\alpha) \quad (3.3)$$

Kde E_b je vazebná energie částice k povrchu a E_c je nejvyšší možná předaná energie, určená z prosté binární srážky jako

$$E_c = E_p \frac{4m_p m_i}{(m_p + m_i)^2} \quad (3.4)$$

Kde E_p je energie nalétávajícího protonu, m_i hmotnost vyražené částice/iontu a m_p hmotnost protonu. Pro azimutální úhel volíme rovnoměrné rozdělení do celého 2π .

3.2.2.2 Trajektorie částic

Pohyb částic na Obr. 3.20 a Obr. 3.21 v aproximaci statického pole je řešen metodou Runge-Kutta 4. řádu s časovým krokem řádu $10^{-2} \tau_p$ podle schématu

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}}{dt} &= \mathbf{v} & \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \\ \mathbf{a}_x &= \Delta t \mathbf{v}^n & \mathbf{a}_v &= \Delta t \mathbf{F}(\mathbf{x}^n, \mathbf{v}^n) \\ \mathbf{b}_x &= \Delta t \mathbf{F}\left(\mathbf{v}^n + \frac{1}{2} \mathbf{a}_v\right) & \mathbf{b}_v &= \Delta t \mathbf{F}\left(\mathbf{x}^n + \frac{1}{2} \mathbf{a}_x, \mathbf{v}^n + \frac{1}{2} \mathbf{a}_v\right) \\ \mathbf{c}_x &= \Delta t \mathbf{F}\left(\mathbf{v}^n + \frac{1}{2} \mathbf{b}_v\right) & \mathbf{c}_v &= \Delta t \mathbf{F}\left(\mathbf{x}^n + \frac{1}{2} \mathbf{b}_x, \mathbf{v}^n + \frac{1}{2} \mathbf{b}_v\right) \\ \mathbf{d}_x &= \Delta t \mathbf{F}(\mathbf{v}^n + \mathbf{c}_v) & \mathbf{d}_v &= \Delta t \mathbf{F}(\mathbf{x}^n + \mathbf{c}_x, \mathbf{v}^n + \mathbf{c}_v) \\ \mathbf{x}^{n+1} &= \mathbf{x}^n + \frac{1}{6}(\mathbf{a}_x + 2\mathbf{b}_x + 2\mathbf{c}_x + \mathbf{d}_x) & \mathbf{v}^{n+1} &= \mathbf{v}^n + \frac{1}{6}(\mathbf{a}_v + 2\mathbf{b}_v + 2\mathbf{c}_v + \mathbf{d}_v) \end{aligned} \quad (3.5)$$

kde \mathbf{x} je poloha částice, \mathbf{v} její rychlost a \mathbf{F} je funkce daná konkrétní pohybovou rovnicí částice.[15] V našem případě uvažujeme pohyb v elektromagnetickém a gravitačním poli Merkuru (upravené na zmenšený model planety). A tedy

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \kappa \frac{M_M}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (3.6)$$

kde r je vzdálenost od středu planety, m hmotnost částice, q její náboj, κ gravitační konstanta a $\hat{\mathbf{r}}$ jednotkový vektor ve směru spojnice se středem planety. Gravitační zrychlení \mathbf{g}

$$\mathbf{g} = \kappa \frac{M_M}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (3.7)$$

je opraveno na zmenšený model. Poloměr planety je v simulaci určen v λ_p , pro námi zvolenou hustotu slunečního větru se poloměr přepočítá na SI jednotky za následného získání poloměru simulačního Merkuru. Hustota planety je ponechána stejná a z toho pak snadno získáme hmotnost zmenšeného modelu planety M_M .

Počáteční podmínky jsou v případě polohy určeny místem, kde byla částice na planetě vyražena a u rychlosti jsou pak určeny vygenerovanou energií a úhly.

Na Obr. 3.20 a Obr. 3.21 můžeme nahlédnout ukázkové trajektorie některých vybraných částic generované tímto modelem v konkrétním případě polí ze simulace SW-PW-20 z různých míst planety. Částice pocházejí ze 4 míst na denní straně planety, v polárních souřadnicích $[\phi, \theta]$: $[150, 120]$, $[210, 120]$, $[150, 40]$ a $[210, 40]$. Časy ionizace jsou různé od 20 do 120 gyroperiod, hustota plazmatu je nastavena na 46 cm^{-3} a energie nalétávajícího protonu 1 keV. Hmotností a nábojem odpovídají částice atomům Na a posléze Na^+ , časy pohybu částic po jednotlivých trajektoriích se pohybují mezi 40 a $250 \tau_p$, tedy při nastavení velikosti intenzity magnetického pole MMP 20 nT přibližně 20 až 130 s. Obr. 3.20 ukazuje čelní pohled na

denní stranu planety, zatímco Obr. 3.21 pohled z boku na západní polokouli. Barvy oddělují jednotlivé časy, ve kterých byl atom ionizován. Můžeme si povšimnout, že velká část částic ionizovaných dále od povrchu je unášena po magnetických siločárách do magnetického ohonu za planetu, zatímco ostatní nakonec spadnou zpátky na planetu. V případě severní polokoule si lze povšimnout částic, které v místech přepojování magnetických siločár unikají z magnetosféry, to samé je pro jednu částici vidět i v případě přepojování před denní stranou planety (uniká z magnetosféry směrem před planetu).

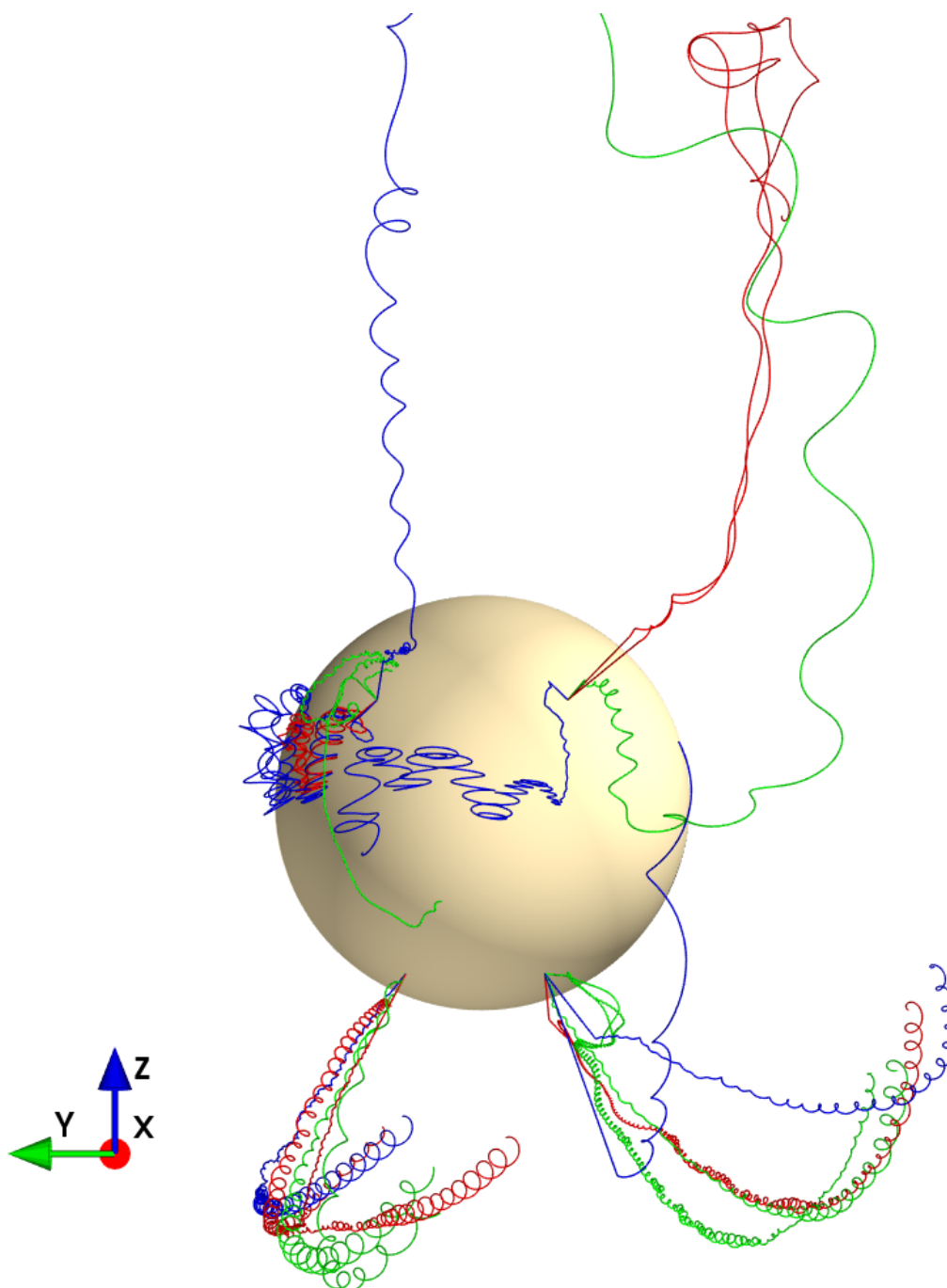
V případě, že bychom v budoucí práci uvažovali možnost simulace části exosféry, jejíž zdrojem je tento proces, je třeba řešit foto-ionizaci neutrálních částic vyražených z povrchu důkladněji. Konkrétně otázku času a pravděpodobnosti foto-ionizace. Možným řešením jsou makročástice, jelikož i mapy dopadajících protonů jsou původně v jednotkách makročástic a tedy jedna pseudočástice odpovídá nějakému velkému reálnému počtu částic reálných. Na povrch tedy dopadá částice slunečního větru o váze W_p reálných částic. Následně je z tohoto místa generována neutrální makročástice o váze

$$W_n = Y_p^{\text{cel}} W_p, \quad (3.8)$$

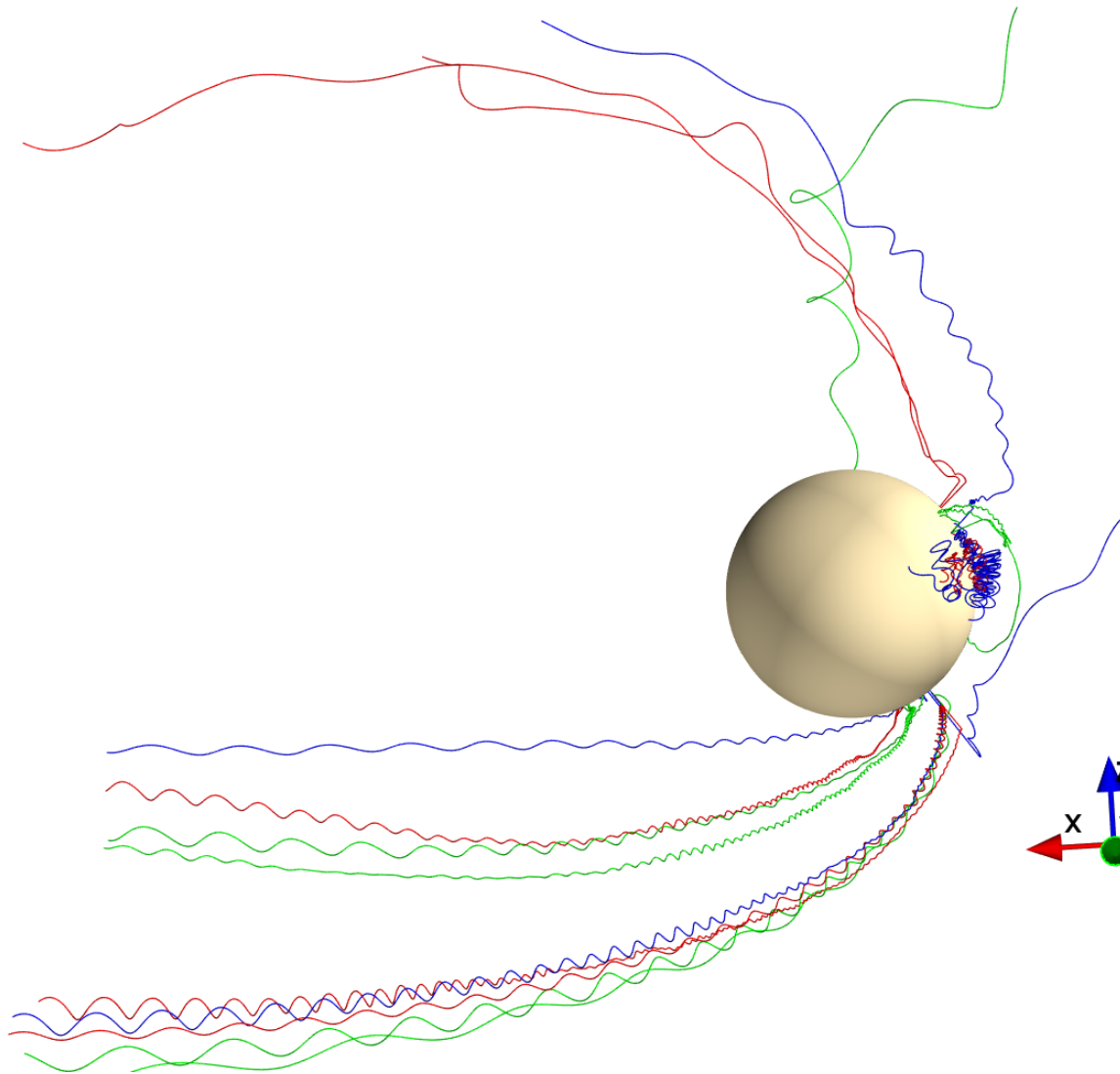
ta se následně pohybuje v gravitačním poli a po určitých časových úsecích se z ní oddělují makročástice iontů o váze

$$W_i = P_i W_n, \quad (3.9)$$

kde P_i je koeficient pravděpodobnosti foto-ionizace za danou časovou jednotku (koeficienty pro dané ionty jsou k nalezení např. na <https://phidrates.space.swri.edu/>). Nová váha neutrální částice je pak pochopitelně právě o P_i snížena. Neutrální pseudočástice existuje, dokud nenarazí na planetu, nebo její váha neklesne na nulu.



Obrázek 3.20: Pohled zepředu na denní stranu planety a trajektorie některých vybraných modelem kinetického vyrážení z povrchu vygenerovaných částic. Částice hmotností a nábojem odpovídají atomům Na a posléze iontům Na^+ . Barvy znázorňují, po jakém čase od uvolnění byla částice ionizována. Zelená barva značí $20 \tau_p$, modrá $40 \tau_p$ a červená $60 \tau_p$. Jedná se o pohyb v elektromagnetickém poli simulace SW-PW-20 se zvolenou hustotou slunečního větru 46 cm^{-3} a vstupní energií nalétávajícího protonu 1 keV. Časy vyobrazených trajektorií se pohybují zhruba mezi 40 do $250 \tau_p$, tedy při nastavení velikosti intenzity magnetického pole MMP 20 nT přibližně 20 až 130 s.



Obrázek 3.21: Pohled z boku na západní stranu planety a trajektorie některých vybraných modelem kinetického vyrážení z povrchu vygenerovaných částic. Jedná se o stejné částice jako na Obr.3.20. Jak vidíme, částice, které se nevrátí na povrch jsou většinou unášeny do magnetického ohonu, nebo unikají z magnetosféry v oblastech přepojování magnetických siločar. Hmotností a nábojem odpovídají atomům Na a posléze iontům Na^+ . Barvy znázorňují, po jakém čase od uvolnění z povrchu byla částice ionizována. Zelená barva značí $20 \tau_p$, modrá $40 \tau_p$ a červená $60 \tau_p$. Jedná se o pohyb v elektromagnetickém poli simulace SW-PW-20 se zvolenou hustotou slunečního větru 46 cm^{-3} a vstupní energií nalétávajícího protonu 1 keV . Časy vyobrazených trajektorií se pohybují zhruba mezi 40 do $250 \tau_p$, tedy při nastavení velikosti intenzity magnetického pole MMP 20 nT přibližně 20 až 130 s.

Závěr

Teoretická část práce představuje úplné základy fyziky kosmického plazmatu a nejčastější způsoby jeho popisu. Obsahuje část zaměřenou na sluneční vítr a jeho interakci s planetami s vlastním magnetickým polem. V konečném výsledku se zabývá vznikem a strukturou planetární magnetosféry planety Země. Část kapitoly se věnuje popisu vnitřního magnetického pole planet a vnějším dějům, které jej ovlivňují. Závěr této části práce tvoří shrnutí různých druhů numerických simulací plazmatu. Popsány jsou tedy 3 základní postupy, částicový, magnetohydrodynamický (MHD) a hybridní, s detailnějším zaměřením na hybridní model. Druhá kapitola se pak zabývá obecnými informacemi o planetě Merkur. Konkrétně se pak věnuje jeho magnetickému poli a tedy i magnetosféře a informacím, které jsou o ní známé. Podstatná část je věnována též exosféře planety, jejímu složení a procesům, které ovlivňují její vznik a strukturu.

V závěrečné části práce jsou pak uvedeny výsledky konkrétních globálních hybridních simulací magnetosféry Merkuru, zaměřené na mapy částic slunečního větru, které dopadají na povrch planety. Abychom lépe pochopili mapy dopadu částic na povrch planety, provedli jsme též krátkou analýzu hustoty plazmatu v okolí planety získanou z těchto simulací. Celkově jsme provedli 6 simulací s různými nastaveními orientace meziplanetárního magnetického pole (MMP). Byl zastoupen odklon v rovině ekliptiky o 45° a poté severní a jižní orientace MMP, obě se sklonem 20° k rovině ekliptiky. Pro všechny zmíněné sklony byla vždy navíc provedena simulace pro planetární i sluneční orientaci B_x složky MMP. Tento, již existující model simulací, byl představen a některé jeho výsledky již publikovány např. v [1] [2] a [3]. Úvod kapitoly se zaměřuje na popis modelu a konkrétní nastavení simulací. Následuje část s řezy v (x,z) rovinách hustotami částic slunečního větru v okolí planety, kde je vidět struktura magnetosféry Merkuru a její změny pro různá nastavení MMP. Následuje centrální část s mapami toků dopadajících protonů s komentářem výsledků.

Na hustotách plazmatu v okolí planety při různých orientacích MMP je možné sledovat změny struktury magnetosféry. Pro planetární orientace obecně magnetický ohon uhýbá na sever, zatímco pro sluneční orientace na jih. Pro sklony MMP v rovině ekliptiky jsou oblasti kaspů poměrně deformované a málo viditelné, denní strana magnetosféry je navíc dost stlačená. Při jižní orientaci MMP je magnetosféra na denní straně stlačená k povrchu nejvíce, kasy jsou dobře viditelné a posunuté více od pólů, hustoty plazmatu před planetou jsou velmi vysoké. Nejméně stlačená k povrchu je denní magnetosféra pro severní orientace MMP, kasy jsou dobře viditelné a poměrně blízko k pólům.

Shrneme-li závislost množství dopadajících částic na povrch planety na podmínkách slunečního větru, obecně se tvoří pásy dopadajících částic v polárních oblastech. Ty mohou být způsobeny procesem magnetického zrcadla, který v případě magnetosféry Země způsobuje existenci van Allenových radiačních pásů. V případě Merkuru je však magnetosféra příliš malá a vnitřní pole slabé a pro většinu případů se tak bod magnetického zrcadla nachází pod povrchem planety a částice pak dopadají na její povrch. Jižní pás dopadajících částic je ve všech simulacích více výrazný a stejně tak počet částic dopadajících na jižní polokouli je větší (pro planetární orientace lehce nad 60 % a pro sluneční těsně pod 90 %). To je zřejmě způsobeno posunutím středu dipólu směrem k severnímu pólu, kdy na severní polokouli vzniká

silnější magnetické pole a body magnetického zrcadla se pak nacházejí častěji nad povrchem, než na polokouli jižní. To by dlouhodobě mohlo vést k ukládání většího množství materiálu ze slunečního větru právě na jižní polokouli. Částice se obecně dostávají do magnetosféry hlavně v oblastech přepojení magnetických siločár a z magnetického ohonu. Na povrch pak pronikají hlavně kolem oblastí kaspů. Toto ukazují obrázky hustot protonů kolem planety (Obr. 3.2 - 3.7) a velké množství částic dopadajících do oblastí pod kasy na Obr. 3.8, Obr. 3.9, Obr. 3.16, Obr. 3.17, Obr. 3.8 a Obr. 3.9. Možným vysvětlením dalších pozorovaných východo-západních asymetrií pak může být magnetický drift způsobený zakřivením siločár v kaspích. Vezmeme-li totiž v úvahu výsledky z [30], týkající se oblastí, kde pro různé orientace MMP dochází k přepojování magnetických siločár (a tedy odkud částice do kaspu přicházejí), směry driftu se zdají být těmto asymetriím poměrně dobře odpovídající. Pro severní orientace MMP (Obr. 3.12 a Obr. 3.13) jsou na rozdíl od jižních (Obr. 3.16 a Obr. 3.17) východo-západní asymetrie téměř nezatelné. Toto může být způsobeno méně stlačenou denní stranou magnetosféry a tedy větší pravděpodobností existence magnetickým zrcadlem částečně zachycených částic. Ty se tak mohou nějakou dobu pohybovat v magnetosféře a driftovat přitom kolem planety déle.

Význam těchto dat a jejich další možné využití demonstruje poslední část této kapitoly a to návrhem modelu exosféry. Konkrétně částí exosféry, která vzniká kinetickým vyrážením částic z povrchu planety částicemi slunečního větru, jejichž mapy jsou stěžejní částí této práce. Tento proces je teoreticky představen v druhé kapitole jako jeden z procesů eroze povrchu a vzniku exosféry. Závěrem jsou pro ilustraci uvedeny obrázky trajektorií některých částic, které byly tímto modelem vyraženy z různých míst na planetě. Jedná se o jednu ze simulací s jižní planetární orientací MMP (Obr. 3.20 a Obr. 3.21). Je možné si povšimnout, jak dopadových trajektorií zpět na povrch, tak únikových trajektorií, kdy jsou částice unášeny do magnetického ohonu. Na těchto trajektoriích si je také možno povšimnout reakce částic na asymetrii v jižní a severní části elektromagnetického pole, která byla ostatně dobře vidět už na hustotě částic slunečního větru v okolí planety.

Výsledky stěžejní části této práce, kterými jsou mapy částic dopadajících na povrch Merkuru, nebylo bohužel možné porovnat s žádným reálným měřením sondy MESSENGER. Důvodem byla neexistence odpovídajících dat. Porovnání s reálně naměřenými daty by mohla poskytnout momentálně probíhající mise BepiColombo, jejíž přilet na oběžnou dráhu Merkuru je plánován na rok 2025.

Literatura

- [1] P. Trávníček, P. Hellinger, D. Schriver, and J. Somr. Structure of mercury's magnetosphere for different pressure of the solar wind: three dimensional hybrid simulations. *AGU Fall Meeting Abstracts*, 12 2006.
- [2] P. Trávníček, P. Hellinger, D. Schriver, D. Herčík, James A. Slavin, and Brian J. Anderson. Kinetic instabilities in mercury's magnetosphere: Three-dimensional simulation results. *Geophysical Research Letters*, 36(7), 2009.
- [3] P. Trávníček, D. Schriver, P. Hellinger, D. Herčík, B. Anderson, M. Sarantos, and J. Slavin. Mercury's magnetosphere–solar wind interaction for northward and southward interplanetary magnetic field: Hybrid simulation results. *Icarus*, 209:11–22, 09 2010.
- [4] W. Baumjohann and R. A. Treumann. *Basic space plasma physics*. Imperial Coll., London, 1996.
- [5] A. Kivelson, M.G. Kivelson, and C.T. Russell. *Introduction to Space Physics*. Cambridge atmospheric and space science series. Cambridge University Press, 1995.
- [6] P. Wurz. Solarwind Composition. In *The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations*, volume 11 of *ESA Special Publication*, page 44.1, 12 2005.
- [7] Ch. Lhotka and Y. Narita. Kinematic models of the interplanetary magnetic field. *Annales Geophysicae*, 37:299–314, 05 2019.
- [8] I. Havlíček. Galerie: Magnetosféry. <https://www.aldebaran.cz/galerie/magnetosfery.php>, 2020-07-21.
- [9] G. Lapenta. Kinetic plasma simulation: Particle in cell method. 08 2015.
- [10] P. Kulhánek. *Úvod do teorie plazmatu*. Aldebaran Group for Astrophysics, 11 2018.
- [11] M. Palmroth, U. Ganse, Y. Pfau-Kempf, M. Battarbee, L. Turc, T. Brito, M. Grandin, S. Hoilijoki, A. Sandroos, and S. von Alfthan. Vlasov methods in space physics and astrophysics. *Astrophysics*, 4:1, 2018.
- [12] E. Kallio, Jean-Yves Chaufray, R. Modolo, D. Snowden, and R. Winglee. Modeling of venus, mars, and titan. *Space Science Reviews*, 162:267–307, 12 2011.
- [13] S. Ledvina, Yingjuan Ma, and E. Kallio. Modeling and simulating flowing plasmas and related phenomena. *Space Science Reviews*, 139:143–189, 08 2008.
- [14] M. Holmström. Hybrid modeling of plasmas. In Gunilla Kreiss, Per Lötstedt, Axel Målqvist, and Maya Neytcheva, editors, *Numerical Mathematics and Advanced Applications 2009*, pages 451–458, Berlin, Heidelberg, 2010. Springer Berlin Heidelberg.

- [15] A. S. Lipatov, R. Glowinski, Y. Hussaini, P. Colella, and M. Holt. *The Hybrid Multiscale Simulation Technology: An Introduction with Application to Space and Plasma Physics*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2001.
- [16] A. Matthews. Current advance method and cyclic leapfrog for 2d multispecies hybrid plasma simulations. *Journal of Computational Physics*, 112:102–116, 05 1994.
- [17] F. Valentini, P. Trávníček, F. Califano, P. Hellinger, and A. Mangeney. A hybrid-vlasov model based on the current advance method for the simulation of collisionless magnetized plasma. *Journal of Computational Physics*, 225:753–770, 07 2007.
- [18] A. Milillo, P. Wurz, S. Orsini, D. Delcourt, E. Kallio, R. Killen, H. Lammer, S. Massetti, A. Mura, S. Barabash, G. Cremonese, I. Daglis, E. De Angelis, A. Di Lellis, S. Livi, V. Mangano, and K. Torkar. Surface-exosphere-magnetosphere system of mercury. *Space Science Reviews*, 117:397–443, 04 2005.
- [19] D. Domingue, C. Chapman, R. Killen, T. Zurbuchen, J. Gilbert, M. Sarantos, M. Benna, J. Slavin, D. Schriver, P. Trávníček, T. Orlando, A. Sprague, J. Gillis-Davis, W. Feldman, D. Lawrence, G. Ho, D. Ebel, L. Nittler, and W. Mcclintock. Mercury’s weather-beaten surface: Understanding mercury in the context of lunar and asteroidal space weathering studies. *Space Science Reviews*, 181, 03 2014.
- [20] C. L. Johnson and S. Hauck. A whole new mercury: Messenger reveals a dynamic planet at the last frontier of the inner solar system: A whole new mercury. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 121, 09 2016.
- [21] B. Anderson, M. Acuña, J. Slavin, H. Uno, C.L. Johnson, M. Purucker, S. Solomon, J. Raines, T. Zurbuchen, G. Gloeckler, and R. McNutt. The magnetic field of mercury. *Space Science Reviews*, 152:307–339, 05 2010.
- [22] J. Slavin, S. Krimigis, M. Acuña, B. Anderson, D. Baker, P. Koehn, S. Livi, B. Mauk, S. Solomon, and T. Zurbuchen. Messenger: Exploring mercury’s magnetosphere. *Space Science Reviews*, 131:133–160, 08 2007.
- [23] J. Slavin, M. Acuña, B. Anderson, D. Baker, M. Benna, G. Gloeckler, R. Gold, R. Killen, S. Krimigis, R. McNutt, L. Nittler, J. Raines, D. Schriver, S. Solomon, R. Starr, P. Trávníček, and T. Zurbuchen. Mercury’s magnetosphere after messenger’s first flyby. *Science (New York, N.Y.)*, 321:85–9, 08 2008.
- [24] D. Domingue, P. Koehn, R. Killen, A. Sprague, M. Sarantos, A. Cheng, E. Bradley, and W. Mcclintock. Mercury’s atmosphere: A surface-bounded exosphere. *Space Science Review*, 131:161–186, 08 2007.
- [25] R. Killen, G. Cremonese, H. Lammer, S. Orsini, A. E. Potter, A. L. Sprague, P. Wurz, M. L. Khodachenko, H. I. M. Lichtenegger, A. Milillo, and A. Mura. Processes that Promote and Deplete the Exosphere of Mercury. *Space Science Review*, 132(2-4):433–509, 10 2007.
- [26] J. Raines, D. Gershman, T. Zurbuchen, M. Sarantos, J. Slavin, J. Gilbert, B. Anderson, G. Gloeckler, S. Krimigis, D. Baker, R. McNutt, and S. Solomon. Distribution and compositional variations of plasma ions in mercury’s space environment: The first three mercury years of messenger observations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118:1604–1619, 04 2013.

- [27] T. A. Bida and R. M. Killen. Observations of the minor species Al and Fe in Mercury's exosphere. *Icarus*, 289:227–238, 06 2017.
- [28] M. Pflieger, H. Lichtenegger, P. Wurz, H. Lammer, E. Kallio, M. Alho, A. Mura, S. McKenna-Lawlor, and J. Martín-Fernández. 3d-modeling of mercury's solar wind sputtered surface-exosphere environment. *Planetary and Space Science*, 115, 05 2015.
- [29] A. Mura, A. Milillo, S. Orsini, and S. Massetti. Numerical and analytical model of mercury's exosphere: Dependence on surface and external conditions. *Planetary and Space Science*, 55:1569–1583, 09 2007.
- [30] D. Herčík. *Planetary investigation by global numerical simulations: Study of Hermean environment*. PhD thesis, České Vysoké Učení Technické, 2013.
- [31] P. Wurz, J. Whitby, U. Rohner, J. Martín-Fernández, H. Lammer, and C. Kolb. Self-consistent modelling of mercury's exosphere by sputtering, micro-meteorite impact and photon-stimulated desorption. *Planetary and Space Science*, 58:1599–1616, 10 2010.