



Pedagogická
fakulta
Faculty
of Education

Jihočeská univerzita
v Českých Budějovicích
University of South Bohemia
in České Budějovice

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích
Pedagogická fakulta
Katedra aplikované fyziky a techniky

Diplomová práce

Numerické simulace MHD vln v neutrální proudové vrstvě

Vypracoval: Bc. Zdeněk Zeman
Vedoucí práce: RNDr. Petr Jelínek, Ph.D.

České Budějovice 2013

Anotace

Tématem předkládané diplomové práce jsou numerické simulace magnetohydrodynamických (MHD) vln v neutrální proudové vrstvě. V první části je věnována pozornost základní charakteristice a popisu Slunce. V další části popisujeme úvod do teorie MHD rovnic, vhodných k řešení šíření vln v neutrální proudové vrstvě. Poté se zabýváme numerickými simulacemi rychlých magnetoakustických vln v neutrální proudové vrstvě. Poslední část je věnována získaným výsledkům, jejich rozboru a závěru.

Abstract

The subject of this thesis is the numerical simulation of magneto hydro dynamic waves in the neutral current layer. In the first part, attention is described to the description of basic characteristics and Sun. The next section describes introduction to the theory of MHD equations suitable for solution of wave propagation in a neutral current layer. Then we deal with the numerical simulations of fast magnetoacoustic waves in the neutral current layer. The last section is devoted to the results obtained, their analysis and conclusion.

Prohlášení

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své diplomové práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách, a to se zachováním mého autorského práva k odevzdanému textu této kvalifikační práce. Souhlasím dále s tím, aby toutéž elektronickou cestou byly v souladu s uvedeným ustanovením zákona č. 111/1998 Sb. zveřejněny posudky školitele a oponentů práce i záznam o průběhu a výsledku obhajoby kvalifikační práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Českých Budějovicích 27. 6. 2013

.....

Bc. Zdeněk Zeman

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval svému vedoucímu diplomové práce RNDr. Petru Jelínkovi, Ph.D., za cenné rady, připomínky a pomoc při zpracovávání této práce.

Obsah

Prohlášení	3
Poděkování	4
1 Úvod	7
1.1 Slunce jako zdroj energie	7
1.2 Slunce mezi hvězdami	7
1.3 Fyzikální popis Slunce	9
1.4 Vnitřní struktura Slunce	9
1.4.1 Jádro	10
1.4.2 Vrstva v zářivé rovnováze	11
1.4.3 Konvektivní zóna	12
1.4.4 Fotosféra	12
1.4.5 Chromosféra	15
1.4.6 Koróna	14
1.4.6.1 Sluneční mikroerupce	16
1.4.6.2 Alfvénovy vlny	16
1.4.6.3 Ohmický ohřev	18
1.4.6.4 Ohřev koróny	18
2 Sluneční činnost	20
2.1 Magnetické pole	20
2.2 Sluneční skvrny	21
2.3 Fakule	22
2.4 Protuberance	23
2.5 Eruptivní procesy	24
3 Vlny v plazmatu	26
3.1 Magnetoakustické vlny	28
3.2 Elektromagnetické vlny	30
4 Numerické simulace MHD	33
4.1 Úvod	32
4.2 Diagnostika pomocí magnetoakustických vln	33
4.3 Počítačový model	34
5 Numerické simulace	36
5.1 Programy pro výpočty v astrofyzice	36

5.2 FLASH3.3	36
5.2.1 Adaptive Mesh Refinement AMR	36
5.2.2 Hierarchical Data Format HDF5	38
5.2.3 Fortran Compiler.	38
5.2.4 Message Passing Interface MPICH.	40
5.2.5 Zobrazení dat.	40
5.3 Nastavení počátečních podmínek	40
5.4 Spuštění programu FLASH3.3	42
5.5 Studium magnetoakustických vln v závislosti na pološířce proudové vrstvy	42
5.5.1 Závislosti změn tvaru postupující vlny pro hodnotu $w = 1 \text{ Mm}$, $B = B_0$	43
5.5.2 Závislosti změn tvaru postupující vlny pro hodnotu $w = 2 \text{ Mm}$, $B = B_0$	45
5.5.3 Závislosti změn tvaru postupující vlny pro hodnotu $w = 1 \text{ Mm}$ a $B = \frac{1}{2} B_0$	47
6 Závěr	50
Literatura	51
Seznam obrázků	53

1 Úvod

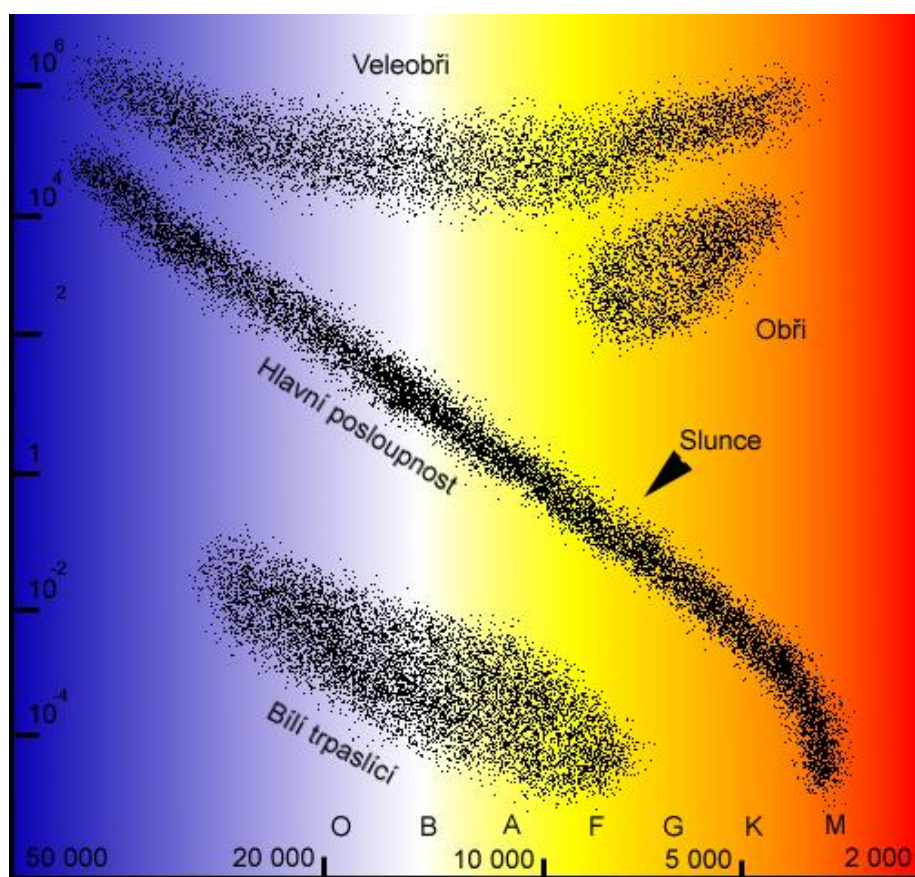
Slunce je jedno z nejdůležitějších kosmických těles z hlediska pozemského života. Je ústředním tělesem sluneční soustavy. Nachází se v rovině Galaxie ve vzdálenosti přibližně 10 kpc ($1 \text{ pc} = 3,085678 \cdot 10^{16} \text{ m}$) od jejího středu, kolem kterého obíhá rychlostí přibližně $250 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ za $2 \cdot 10^8$ let. Spektrální typ Slunce je G2V a náleží mezi hvězdy hlavní posloupnosti [1].

1.1 Slunce jako zdroj energie

Slunce je považováno zcela právem za jedinečný zdroj energie. Vyjma jaderné, jsou totiž všechny typy dnes dostupné energie jen transformovanou energií ze Slunce. Fosilní paliva, jako je uhlí a ropa, jsou důsledkem přeměněných rostlin, které by bez slunečního svitu nemohly růst. Vodní elektrárny těží z koloběhu vody v přírodě, jenž je řízen energií přicházející od Slunce. I pohyb vzdušných mas, roztáčející turbíny větrných elektráren, má přímou souvislost s ohřevem Sluncem. Fotovoltaické elektrárny netřeba zmiňovat. A ani energie jaderná nemá ke Slunci daleko – radioaktivní izotopy jsou totiž důsledkem vývoje jiných hvězd předchozí generace. Slunce je hvězdou. Od ostatních hvězd, které vidíme jako různě jasné body na noční obloze, se odlišuje především svou blízkostí. To nejrychlejší, co známe, tedy světlo, cestující ve vesmíru rychlostí téměř $3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, letí od Slunce na Zemi 8,3 minuty. Za tu dobu překoná vzdálenost 150 milionů kilometrů. Vzdálenost Země – Slunce je etalonem používaným v astronomii k měření vzdáleností a nazývá se astronomickou jednotkou [2].

1.2 Slunce mezi hvězdami

Hvězdy jako objekty popisujeme pomocí důležitých fyzikálních veličin. Pozorovatelé v kombinaci s teoretickými fyziky vyvinuli metody, s jejichž pomocí lze s určitou přesností stanovit hmotnost hvězdy, její vzdálenost, povrchovou teplotu a svítivost nebo zářivý výkon. Zářivý výkon je fyzikální veličinou, vyjadřující jaké celkové množství energie je hvězdou vyzářeno do okolního prostoru, svítivost pak zářivý výkon normuje v prostoru a čase. Na Hertzsprungově-Russellově (H-R) diagramu (obrázek 1), znázorňujícím závislost zářivého výkonu hvězdy na její efektivní teplotě (spektrálním typu), leží Slunce na tzv. hlavní posloupnosti, přičemž jeho zářivý výkon činí $3,83 \cdot 10^{26} \text{ W}$.



Obrázek 1: Hertzsprungův-Russellův (H-R) diagram. Převzato z [2].

Je objektivní veličinou, neboť na rozdíl od zdánlivé pozorované, jasnost nezávisí na vzdálenosti hvězdy od pozorovatele. Naproti tomu pozorovaná jasnost hvězdy klesá s druhou mocninou vzdálenosti. I proto astronomové zavedli objektivní absolutní jasnost, jakou by měla hvězda, kdybychom ji pozorovali ze vzdálenosti 10 parseků. Absolutní jasnost je úměrná svítivosti hvězdy. Ze změřeného hvězdného spektra lze odvodit chemické složení obalových vrstev, ze vzhledu spektra je potom možné odhadnout také věk hvězdy. Detailní proměření tvaru spektrálních čar pak umožňuje změřit povrchovou rotační rychlost a získat indicie o případném povrchovém magnetickém poli. Většinou nepřímo je možné stanovit rozměr hvězdy. Celkový vzhled spektra, který primárně závisí na povrchové teplotě, umožňuje danou hvězdu zařadit do tzv. spektrální třídy. Hvězdy s nízkými teplotami, jež mají načervenalé spektrum, řadíme do spektrální třídy M, naopak hvězdy horké, jejichž spektrum je posunuté do modré oblasti, spadají do spektrální třídy O. Ve vzorku nejbližších hvězd ve slunečním okolí je Slunce hvězdou nadprůměrnou. Přes 90 procent hvězd je totiž méně hmotných a méně zářivých než

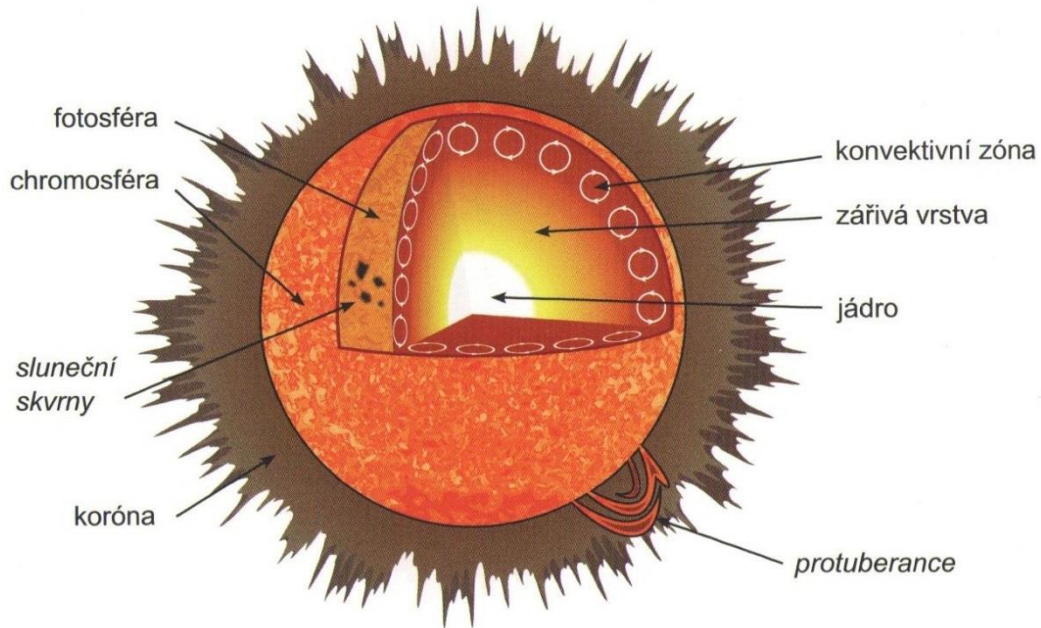
Slunce. V tomto vzorku je typickou hvězdou červený trpaslík s povrchovou teplotou kolem 3000 K, poloměrem a hmotností zhruba dvoutřetinovým ve srovnání se Sluncem. Pokud ovšem srovnáme Slunce s pěti sty nejjasnějšími hvězdami hvězdné oblohy, zjišťujeme, že jen tři z nich mají menší zářivý výkon než Slunce. Jde o důsledek tzv. výběrového efektu, který zářivé hvězdy zvýhodňuje tím, že je dobře vidíme i z velkých vzdáleností [2].

1.3 Fyzikální popis Slunce

Fyzikálně lze Slunce popsat jako kouli ze žhavých plynů (tzv. plazmatu) s hmotností $1,99 \cdot 10^{30}$ kg, poloměrem 695 980 km a efektivní povrchovou teplotou 5770 K. V povrchových vrstvách je sluneční materiál tvořen ze 74 hmotnostních procent z vodíku, 24 procent z helia a zbytek připadá na všechny ostatní prvky, zejména pak kyslík, uhlík a dusík. Průměrná hustota Slunce je větší, než je hustota vody, nicméně v důsledku vysoké teploty hvězdného nitra, činící několik milionů kelvinů, se tento materiál chová jako takřka ideální plyn [2]. Plazmatem můžeme nazvat směs elektricky nabitých a neutrálních částic v rozličných kvantových stavech, které na sebe navzájem působí a udržují celkový kvazineutrální stav. Kvazineutralitou rozumíme takový stav plazmatu, kdy v dostatečně velkém objemu, charakterizovaném Debyeovou stínící vzdáleností, je přibližně stejný počet kladných a záporně nabitých částic. Plazma je elektricky vodivé, má velkou tepelnou kapacitu a podléhá účinkům elektrického a magnetického pole [5]. Plazma je charakteristické lineárními a plošnými útvary (vlákny a stěnami) drženými vlastním magnetickým polem, které vzniká protékajícím proudem. Nabité částice mohou jednak rotovat kolem magnetických indukčních čar a jednak driftovat napříč magnetickému a nějakému dalšímu poli. V plazmatu existuje neuvěřitelné množství módů různých nízkofrekvenčních i vysokofrekvenčních vln. Přítomnost plazmatu velmi výrazně ovlivní šíření zvukových i elektromagnetických vln [4]. Ve fyzice plazmatu se udává teplota v jednotkách energie tzv. elektronvoltech eV. Převodní vztah je $1 \text{ eV} = 11600 \text{ K}$. Vysokoteplotní plazma má teplotu větší než 100 eV [6].

1.4 Vnitřní struktura Slunce

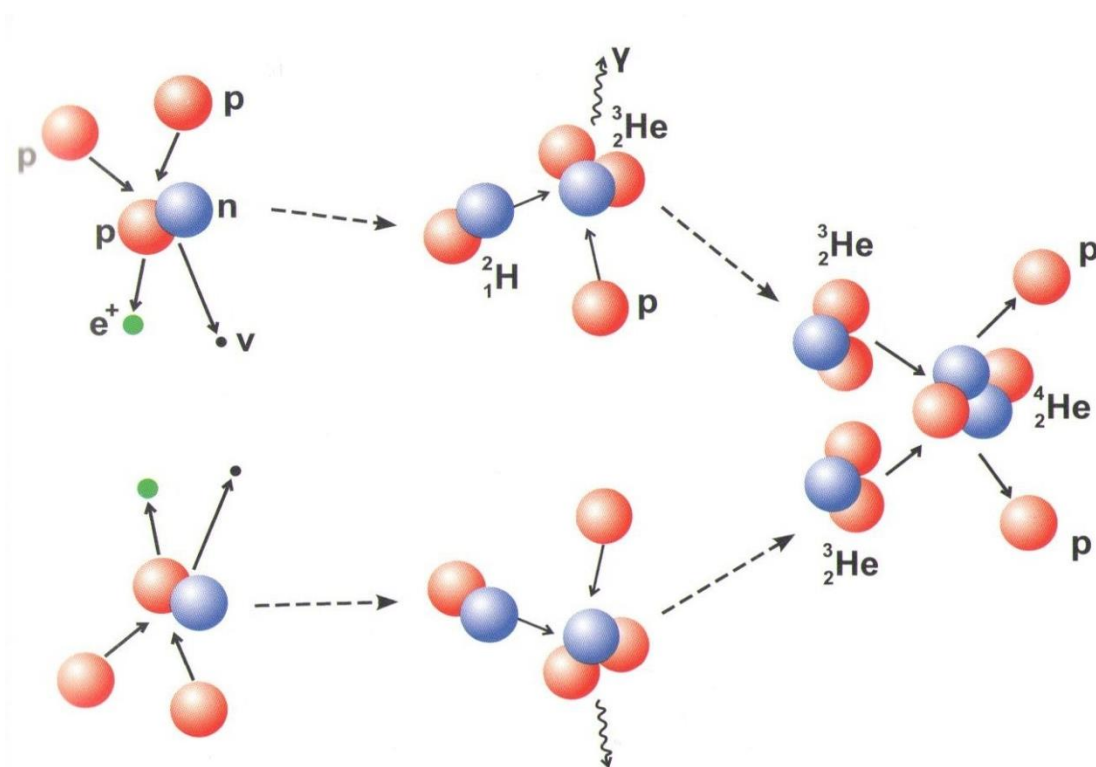
Jako všechny hvězdy na hlavní posloupnosti (H-R) diagramu je také Slunce z horkého, vysoko ionizovaného plazmatu. Ale sluneční těleso není jen pouhá jednolitá koule plazmatu, viz obrázek 2.



Obrázek 2: Stavba Slunce. Převzato z [2].

1.4.1 Jádro

V samotném centru se nachází jádro, které zasahuje přibližně do 20 procent slunečního poloměru. V něm při teplotě 15,7 milionů K a hustotě 152 krát větší než je hustota vody probíhají termonukleární reakce. V takových podmínkách se za vysokých teplot vodík postupně mění v helium a přitom se uvolňuje energie. Čtyři protony se postupně složí v jednu alfa částici, jak vidíme na obrázku 3. Jsou to přeměny čtyř jader vodíku (protony) na jádro helia. Elektronů jsou od jader odtrženy a zúčastňují se jen při anihilaci pozitronů e^+ . Celkem se uvolní vazebná energie 28 MeV. Náboj a hmotnostní úbytek jsou vyzářeny jako dva pozitrony, dvě neutrina a dva fotony gama. Celková uvolněná energie unášená všemi šesti částicemi je $4 \cdot 10^{-12}$ J na jednu částici alfa. Uvolněná energie zůstává dlouhou dobu ve slunečním nitru. Až na neutrina ν_e , ta vyběhnou přímou čarou ze Slunce, od středu až k povrchu za dvě sekundy, a potom rychlostí světla vyletí na nekonečnou pouť do vesmírného prostoru. Oba pozitrony naopak velmi rychle anihilují s nejbližšími elektrony a přemění se na gama fotony. Gama fotony se změnou absorpcí v kinetickou energii elektronů a iontů (to jest v teplo plazmatu) a dále na fotony rentgenového záření. Při teplotách 13 milionů K je středová oblast Slunce zaplněna fotony tvrdého rentgenového záření. Odtud fotony pronikají pozvolna k chladnějším místům, to jest směrem k povrchu [3].



Obrázek 3: Schéma termojaderné reakce ve slunečním nitru. Převzato z [2].

1.4.2 Vrstva v zářivé rovnováze

Jádro je obaleno slupkou, v níž teplota není dostatečná na zapálení a udržení reakce, ale je dostatečná k tomu, aby byla pro v jádře vznikající fotony v podstatě průhledná. Tato vrstva dosahuje až do 70 procent poloměru a je nazývána vrstvou v zářivé rovnováze. Rentgenové fotony se dostávají od středu Slunce k povrchu velice křivolakou a strastiplnou cestou. Jsou pohlceny a vyzářeny jiným směrem. Přitom je rentgenový foton droben na více fotonů s menší energií. Nakonec asi dva milióny roků poté, co se záření zrodilo jako gama-fotony, dospěje k povrchu Slunce. Avšak původní gama-foton se po cestě rozdrobil na půl miliónu fotonů světla. Takové drobení fotonů pokračuje, zatímco se neustále pohlcování, vyzařování a drobení fotonů pozvolna posouvá směrem k povrchu Slunce. Původní rentgenový foton se rozdrobil na dva až tři tisíce fotonů světelných, než dospěl k povrchu Slunce. Prosakování fotonů ze středové oblasti Slunce k povrchu jde pomalým tempem (zhruba metr za den). Mezi vyzářením a následujícím pohlcením po několika decimetrech se sice fotony pohybují rychlostí světla, avšak potom může být foton vyzářen zpět opačným směrem. A právě tato nepravidelná, velmi

klikatá pouť fotonů způsobuje, že uvolněná sluneční energie putuje ze středové oblasti k povrchu Slunce velmi dlouho (asi dva milióny roků). Neutrino, které je netečné k ostatním částicím, urazí stejnou dráhu za dvě sekundy. Je-li pouť fotonů slunečním nitrem pomalá, stává se téměř nemožnou v hloubce asi padesát tisíc km pod povrchem tím, že teplota ubývá směrem k povrchu. Při povrchu je více elektronů vázáno k jádrům a vodík se stává neutrálním. Neutrální vodík silně pohlcuje fotony, je neprůhledný [3].

1.4.3 Konvektivní zóna

Přenos energie zářením se v hloubce padesáti tisíc km pod povrchem stává neúčinným. Slunce proto volí účinnější způsob přenosu energie z nitra k povrchu, a to konvekci. Přenos tepla z teplejšího nitra na relativně chladný povrch se zde děje prostřednictvím teplejších výstupných a chladnějších sestupných proudů. Oblaka horkého plazmatu o velikosti 1000 až 2000 km stoupají k povrchu rychlostí $400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Od 70 procent slunečního poloměru až k povrchu je plazma pro záření téměř neprůhledné. Konvektivní zóna zasahuje až těsně pod povrch [3].

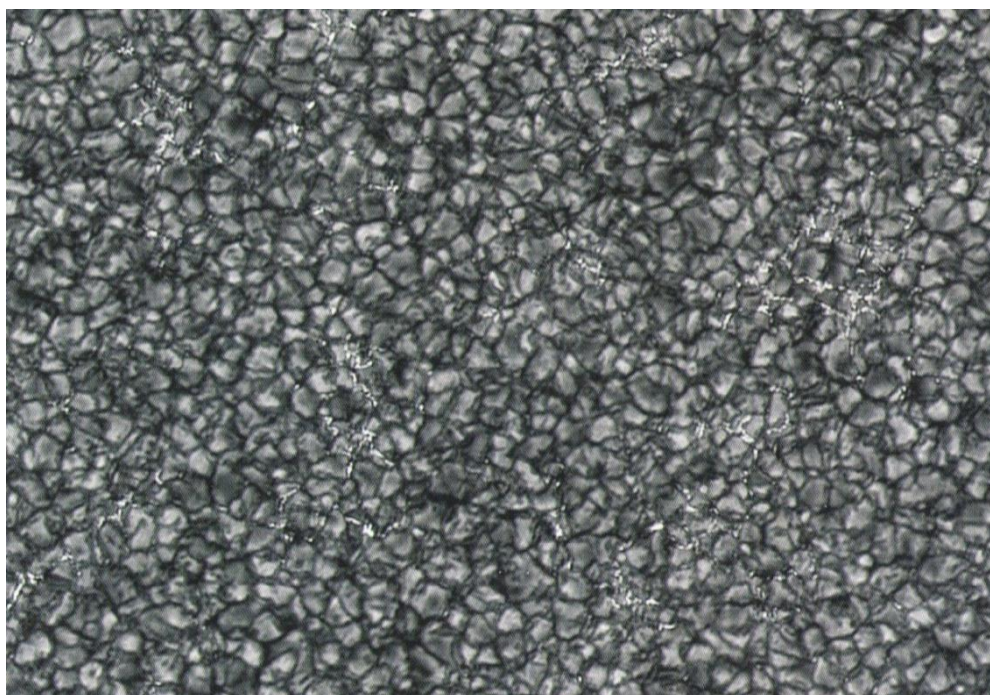
1.4.4 Fotosféra

Viditelnému povrchu Slunce říkáme fotosféra. Z ní už mohou fotony, vynesené v oblacích z hloubek padesáti tisíc km, unikat přímo do mezihvězdného prostoru.



Obrázek 4: Fotosféra se slunečními skvrnami. Převzato z [13].

Fotosféra je ve skutečnosti vrstva materiálu silná zhruba 300 km, z níž k nám ze Slunce přichází převážná většina viditelného světla. Fotosféra je jedinou sluneční vrstvou, kterou můžeme pozorovat bez speciálního vybavení ze Země. Vyskytuje se v ní velká část projevů sluneční aktivity. Povrch Slunce, zvaný fotosféra, má teplotu asi 6 000 K. Je pro něj charakteristická tzv. granulace, která je tvořena vrcholky vzestupných a sestupných proudů z konvektivní zóny, viz obrázek 5.



Obrázek 5: Granulace - oblaka horkého plazmatu vytváří tzv. granulaci, ©DOT.

Typickými útvary ve fotosféře jsou sluneční skvrny. Z fotosféry jsou vyvrhovány protuberance – oblaka plazmatu ovládaná magnetickými poli [8].

Stoupavé proudy žhavých plynů přinášejí energii z hloubek asi 50 tisíc km k povrchu Slunce - do fotosféry. Tyto proudy můžeme dalekohledem pozorovat jako granule, to jest jasná zrníčka na povrchu Slunce. Jednotlivé granule mají velikost od několika set do dvou tisíc km. Žijí asi osm minut, vyzařují svoji energii, přitom chladnou a vychladlé plazma pak klesá zpět do nitra (tmavé prostory mezi granulemi). Granule vyzařují bílé světlo (všechny barvy). Oblaka horkého plazmatu vyzařují své fotony a teplo asi po osm minut, potom zchladnou. Chladné plazma (v tmavých uličkách mezi granulemi) padá dolů, do hloubek asi padesáti tisíc km, aby se zahřálo, nabralo energii a vyneslo ji zpět do fotosféry k vyzáření. Energie ve slunečním nitru je tedy uvolňována blízko středu

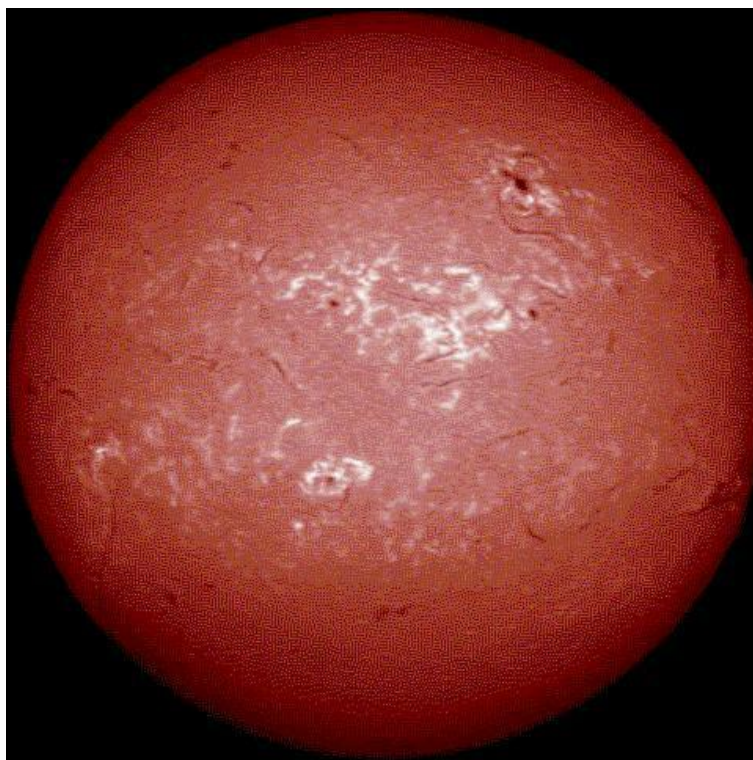
termonukleárními reakcemi, to jest silnými a slabými interakcemi. Devět desetin své dráhy k povrchu je přenášena zářením (vyzařováním a pohlcováním fotonů) - to jest elektromagnetickými interakcemi. Konečně v necelé poslední desetíně pod povrchem je přenášena konvekcí, která je hnána gravitační silou. Vidíme, že na vytvoření životodárného slunečního záření se podílejí všechny čtyři interakce. Stoupající oblaka v konvektivní části nitra s sebou unášejí energii ve formě záření, tepelného pohybu částic a kinetické energie oblaku. Většina energetického obsahu granulí je vyzářena do kosmického prostoru jako fotony. Kinetická energie granulí se mění ve fotosféře ve zvukové vlny. Zvukové vlny ve fotosféře představují mechanickou energii. Šíří se atmosférou nahoru, do míst s menší hustotou, a postupně se přeměňují ve vlny rázové. Fotosférou se tedy šíří energie ven dvojitým způsobem, především jako velmi silný tok záření $60000 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$, které uniká rychlostí světla do meziplanetárního a mezihvězdného prostoru. Druhý způsob, zvukové a rádiové vlny, přenášejí energii pouze do vyšších vrstev sluneční atmosféry, tok této mechanické energie je mnohem slabší, než tok záření $10 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$. I když je zvuková energie nepatrná ve srovnání se zářením, které uniká ze Slunce, je velmi důležitá pro horní vrstvy sluneční atmosféry. Bez ní by nemohla existovat ani chromosféra, ani koróna. Energie rázových vln se mění v obou vrstvách v teplo a zahřívá je na teplotu vyšší, než má fotosféra. Teplo je vyzařováno z chromosféry a koróny jako ultrafialové, rentgenové a rádiové záření [3].

1.4.5 Chromosféra

Chromosféra je relativně tenká a řídká vrstva těsně přiléhající k fotosféře. Teplota chromosféry roste směrem od Slunce. Je to pravděpodobně způsobeno rozpadem různých typů nestabilit plazmatu, které chromosféru ohřívají. Typickými útvary jsou například chromosférické erupce – náhlá zjasnění v chromosféře [8].

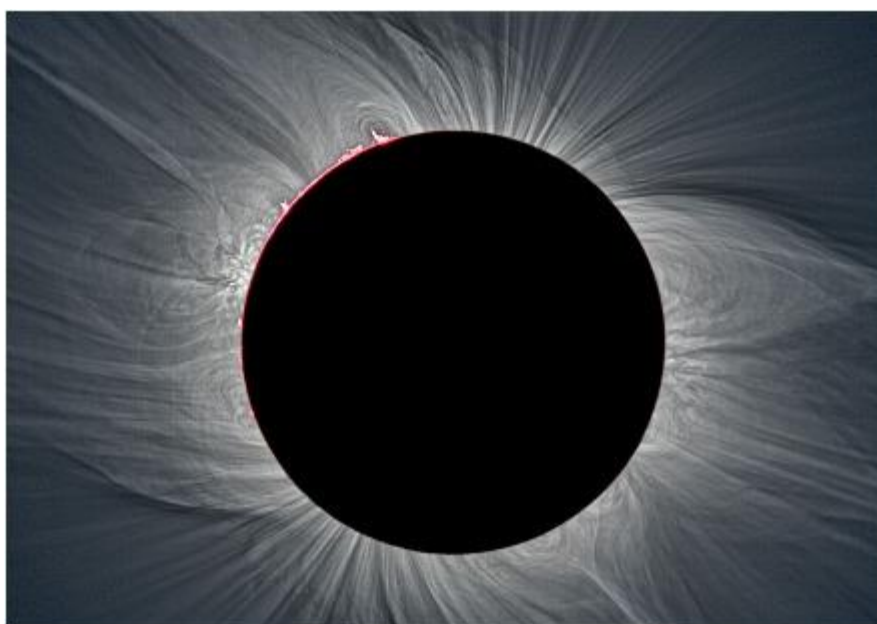
1.4.6 Koróna

Oblast nad chromosférou nazýváme koróna. Je to jakási řídká horní atmosféra Slunce, která nemá ostré hranice a zasahuje hluboko do Sluneční soustavy. Teplota koróny v blízkosti Slunce je paradoxně vyšší než teplota fotosféry. Koróna je zahřívána především rozpadem magnetoakustických vln šířících se plazmatem. Neobvyklé spektrální čáry vysoce ionizovaných kovů byly dříve považovány za nový prvek – korónium.



Obrázek 6: Chromosféra. Převzato z [14].

Koróna je pozorovatelná i pouhým okem při úplném zatmění Slunce. Při náhlé rekonexi magnetických siločiv dochází k uvolnění energie, ohřevu plazmatu, rentgenovému vzplanutí a uvolnění plazmoidu, který se vydá napříč sluneční soustavou [8].



Obrázek 7: Sluneční koróna při úplném zatmění Slunce. Převzato z [20].

Teorií o tom, co by mohlo způsobovat vysokou teplotu koróny (ve fotosféře je kolem 6000 K, v koróně 2000000 K), se vynořila celá řada. Předpokládalo se, že na ohřevu koróny se podílejí 3 mechanismy, protože žádný z nich neposkytoval samostatně dostatečný výkon k trvalému ohřevu koróny [8].

1.4.6.1 Sluneční mikroerupce

Sluneční erupce jsou výrony plazmatu způsobené rekonexí magnetických siločar. Při průměrné erupci se uvolní energie 10^{25} J, která zahřeje okolní plazma, vymrští ho a způsobí vzplanutí až v RTG oboru. Takových velkých erupcí je ale nesmírně málo na to, aby viditelně zahřály koronu. Podle teorie by mělo docházet i k tzv. mikroerupcím, jejichž energetická bilance je sice o dva řády nižší, ale jejich počet by měl být enormní a tak by měly mikroerupce přispívat k ohřevu korony významnou měrou. Energie se získává z drobných přepojení (tzv. mikrorekonexí) magnetických siločar [8].

1.4.6.2 Alfvénovy vlny

Zvuk se plazmatem šíří mnohem komplikovaněji než v běžném prostředí. Energie vibrujících iontů se přelévá mezi chaotickou složkou (tlakovou energií), uspořádanou složkou (kinetickou energií kmitajících iontů) a energií magnetického pole. Zvuk se šíří anizotropně ve třech vlnoplochách (rychlé, pomalé a Alfvénově). Právě Alfvénovy vlny (pojmenované podle švédského fyzika Hannese Alfvéna), zobrazené na obrázku 9, mohou vynášet energii v podobě zvukových vln z povrchu podél siločar až vysoko do koróny. Podle prvních odhadů by ani tento mechanismus neměl být sám dostatečný k ohřevu koróny [8]. Sonda Hinode (obrázek 8) je Japonskou sondou určenou k výzkumu Slunce. Výhodou této družice je, že má na palubě tři přístroje a každý z nich pozoruje jinou výšku atmosféry [25].

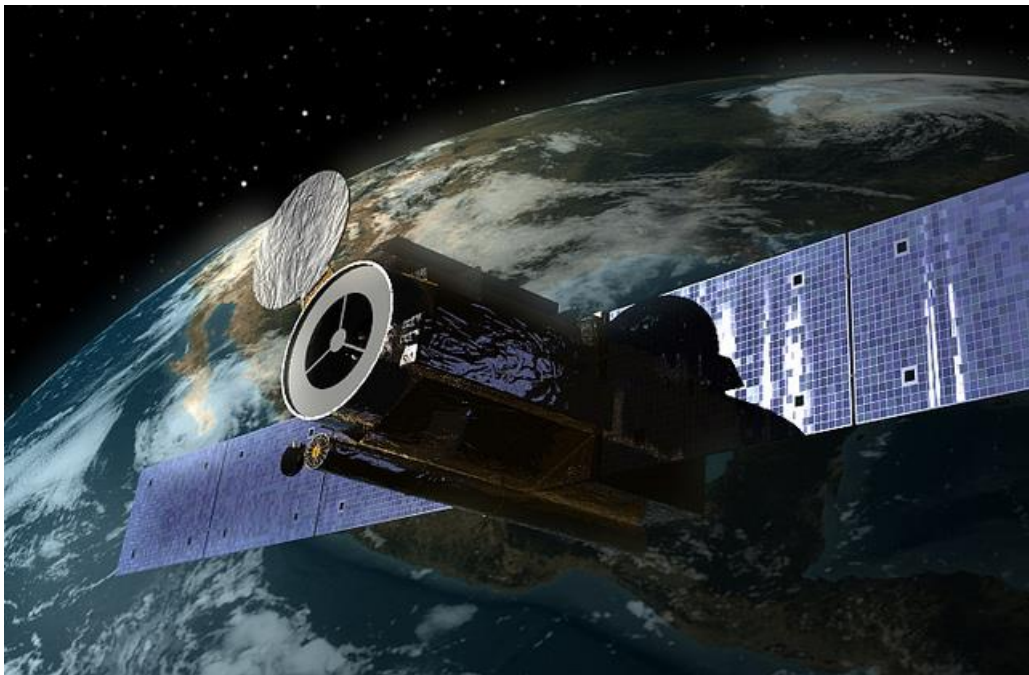
Přístrojové vybavení Hinode:

SOT (Solar Optical Telescope) – 0,5 metrový teleskop pro pozorování ve viditelném spektru. Dalekohled poskytje mimořádně čistý pohled na sluneční povrch. Připojený magnetograf je schopen měřit magnetické pole slunečních skvrn.

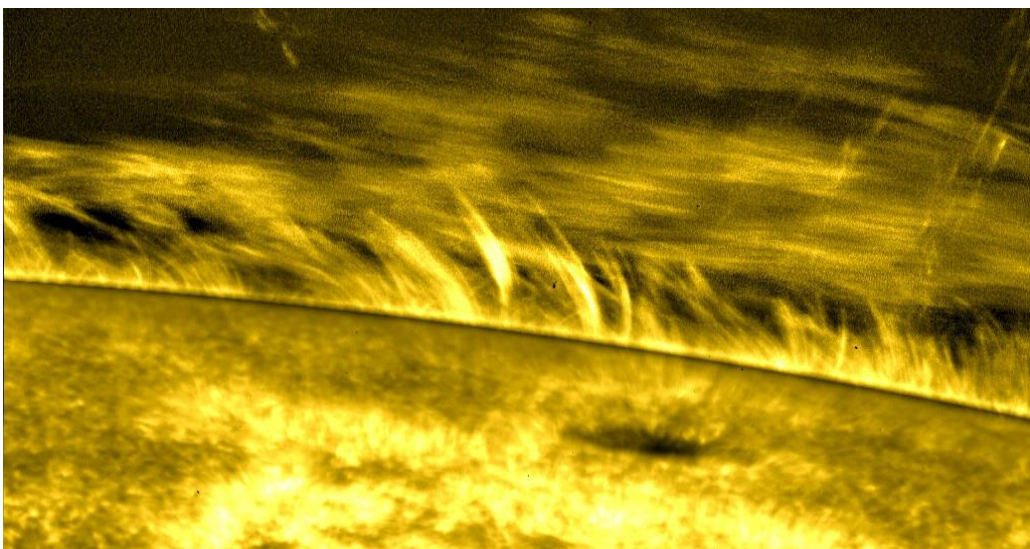
XRT (X-ray Telescope) – teleskop určený pro pozorování sluneční koróny. Tento dalekohled pozoruje plyn o teplotě několika milionů stupňů, uvězněný v magnetické pasti slunečních skvrn, směřující podél magnetických siločar do sluneční koróny.

Pozorování tohoto dalekohledu by měla přispět k objasnění záhady, proč je sluneční koróna teplejší než vlastní povrch Slunce (sluneční fotosféra).

EIS (Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrograph) – spektrograf určený pro identifikaci procesů, které probíhají ve sluneční koróně. Toto zařízení sleduje některé spektrální čáry emitované ionty ve sluneční atmosféře. Změřením tzv. Dopplerova posunu budou astronomové schopni určit směr pohybu plynů ve sluneční atmosféře [28].



Obrázek 8: Sonda Hinode. Převzato z [24].



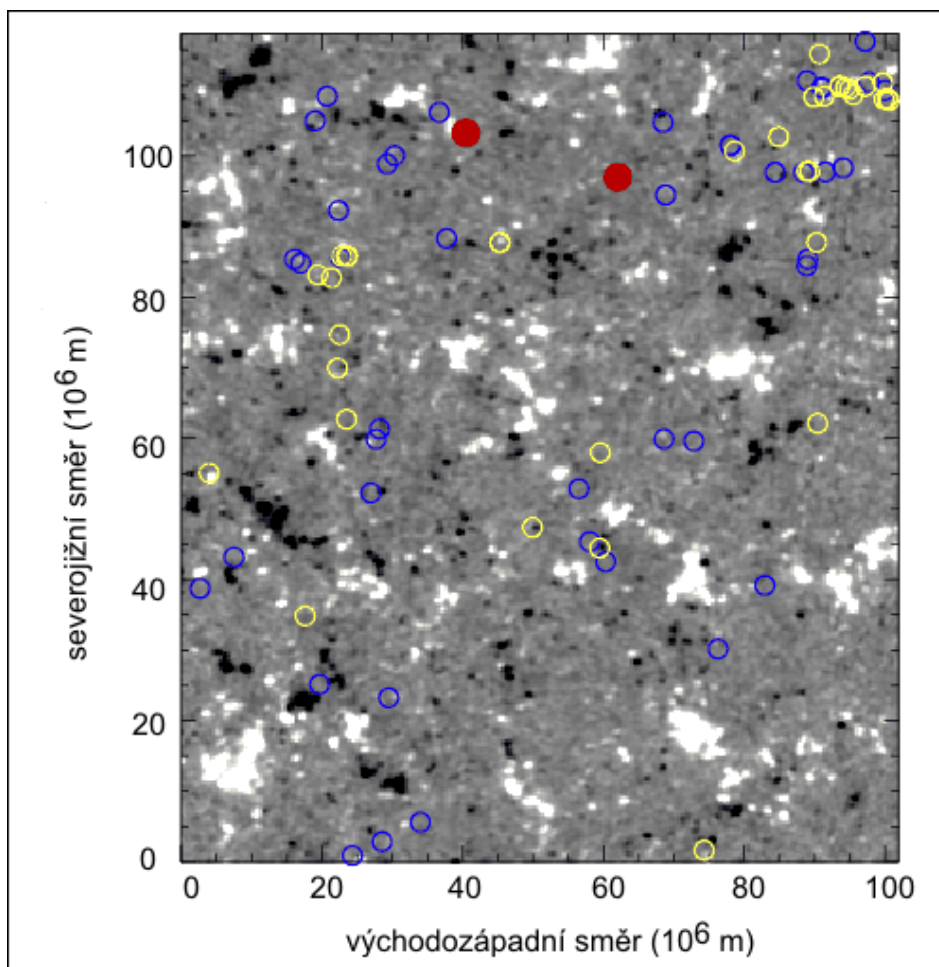
Obrázek 9: Alfvénovy vlny. Převzato z [23].

1.4.6.3 Ohmický ohřev

Pohybující se nabité částice znamenají různé elektrické proudy tekoucí plazmatem. Vzhledem k tomu, že plazma má konečnou vodivost, vždy bude docházet k disipaci energie Jouleovým ohřevem. Odhady opět ukazují, že samotný Jouleův ohřev je v řídké koróně málo účinný a nemůže být samostatně zodpovědný za ohřev koróny [8].

1.4.6.4 Ohřev koróny

Nejprve byla silná magnetická pole při povrchu Slunce detekována pomocí Švédského slunečního dalekohledu. Poté tato pole podrobně zkoumala japonská sonda Hinode.



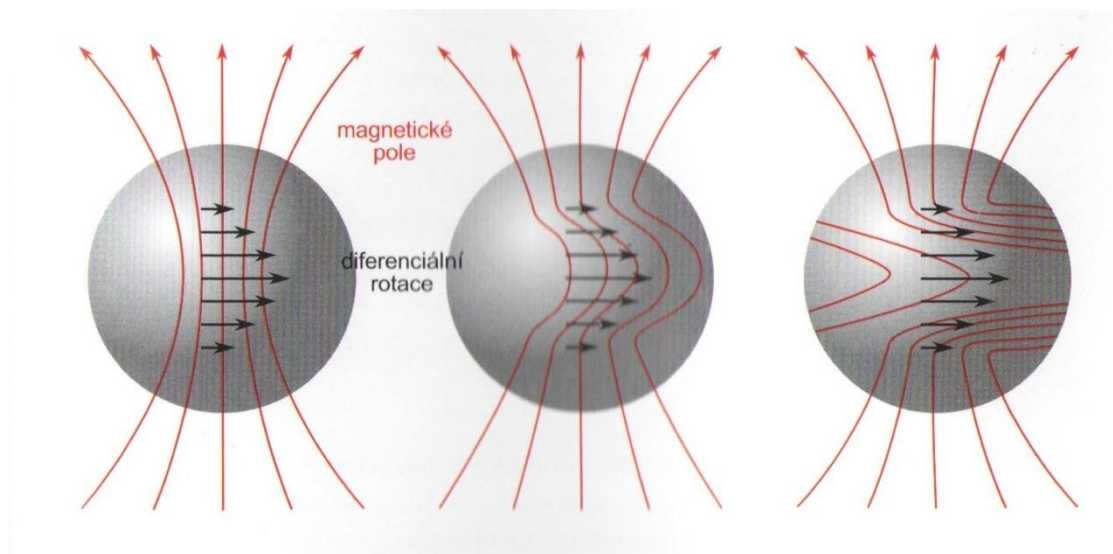
Obrázek 10: Numerické vyhledávání nulových bodů magnetického pole. Modré kroužky jsou nulové body ve fotosféře, žluté v chromosféře a plně červené v koróně. Je zjevné, že v koróně je nulových bodů minimum a mikrorekonexe zde nemohou probíhat. Na pozadí je magnetogram z přístroje SOT na sondě Hinode. Převzato z [8].

V roce 2007 Hinode detekovala při povrchu intenzivní Alfvénovy vlny, podél nichž unikaly do vesmírného prostoru nabitě částice v podobě slunečního větru. Podle výpočtů, které provedl v lednu 2008 tým vedený B. Pontieuem z kalifornské laboratoře LMSAL (Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory) jsou Alfvénovy vlny natolik intenzivní, že samy o sobě postačí nejenom ke vzniku slunečního větru, ale i k ohřevu korony na pozorované teploty! Nezávisle na těchto výpočtech udělali američtí fyzikové J. Kasper, A. Lazarus a P. Gary rozbor dat pořízených za 14 let družicí WIND, která zkoumala sluneční vítr. Poměr iontů H^+ a He^{2+} ve slunečním větru přesně odpovídá tomu, že jsou tyto částice vynášeny Alfvénovými vlnami a v podstatě nepřipouští jiný mechanismus. Konečný výsledek zřejmě vyřknul tým skotských fyziků vedený S. Régnierem z Univerzity v St. Andrews. Vědci na základě měření magnetického pole sondou Hinode vyhledávaly tzv. nulové body magnetického pole, ve kterých může docházet k rekonexím. Zatímco v blízkosti fotosféry jich našli značné množství, v koróně jich bylo minimálně. Tím fakticky vyloučili mikrorekonexe a mikroerupce jako dominantní mechanismus ohřevu koróny [8].

2 Sluneční činnost

2.1 Magnetické pole

Magnetické pole Slunce je nejspíše pozůstatkem magnetického pole obsaženého již v zárodečném prachoplynném oblaku, z něhož se Slunce před přibližně čtyřmi a půl miliardami let zformovalo. Původní magnetické pole bylo slabé, jeho otisk se dodnes stále uchovává v globálním slunečním magnetickém poli, jehož magnetická indukce nepřesahuje několik málo desetitisícin tesla. Dynamické projevy na rozhraní vrstvy v zářivé rovnováze a mohutné podpovrchové konvektivní zóny dokáží toto slabé globální pole zesílit až na tisícinásobek. Toto magnetické pole se pak vynořuje do sluneční fotosféry a dále do meziplanetárního prostoru. Veškerá hmota na Slunci je ve stavu silně ionizovaného plazmatu. Slunce je sice navenek elektricky neutrální, ale většina jednotlivých částic (elektrony a ionty) nese svůj specifický elektrický náboj. Elektricky nabitě částice v přítomnosti magnetického pole v důsledku Lorentzovy síly vykonávají spirálovitý pohyb kolem siločar, postup kolmo k nim je takřka zakázán.



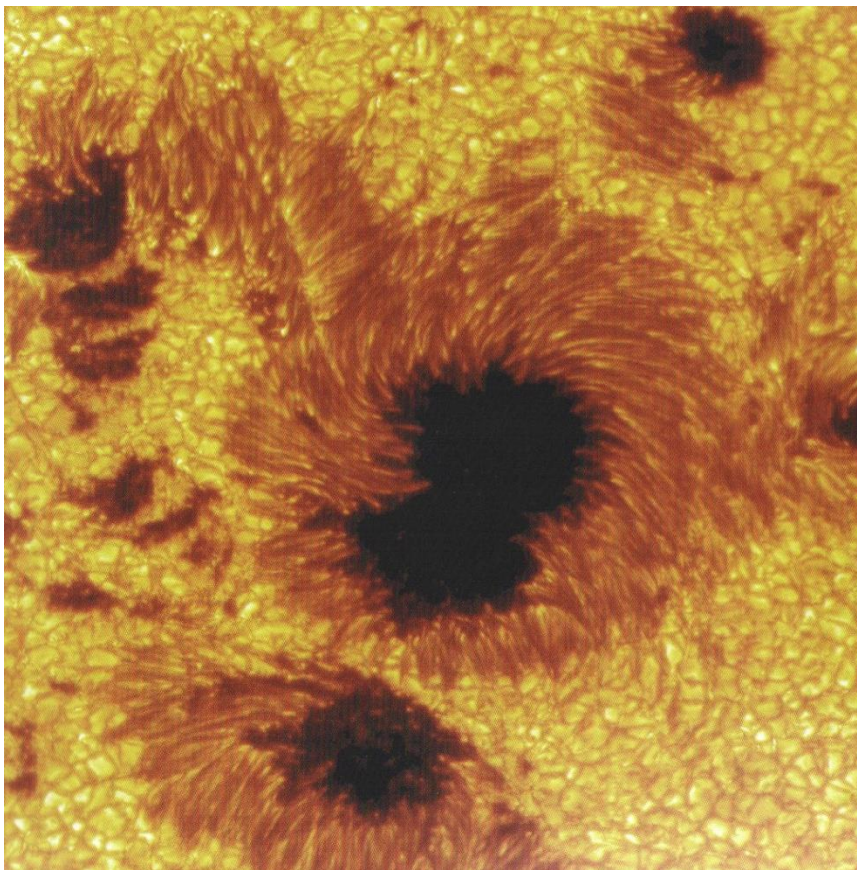
Obrázek 11: Deformace magnetického pole pohybem plazmatu. Převzato z[2].

Tam, kde převažuje vliv magnetického pole, se musí plazma pohybovat podél magnetických siločar. Kde naopak převažuje vliv plazmatu, ustaví se konfigurace tak, že magnetické pole nemění svoji pozici vůči plazmatu. Musí se tedy s plazmatem pohybovat, je plazmatem unášeno, tzv. zamrzlé. Ve Slunci se ustavila rovnováha, která zajišťuje, že je Slunce dlouhodobě stabilní. Jedním z důsledků této rovnováhy je také

tzv. diferenciální rotace. Ta je popisem faktu, že Slunce rotuje na svém rovníku rychleji (jednou za přibližně 25 dnů) než u pólu (jednou za cca 34 dnů). Diferenciální rotaci podléhá celá konvektivní obálka. Protože v nitru převažuje vliv plazmatu nad vlivem magnetického pole, jsou siločáry poloideálního magnetického pole, které původně směřovalo od pólu k pólu, diferenciální rotací namotávány. Tím se magnetické pole jednak zesiluje a jednak se mění jeho orientace na orientaci blízkou směru podél rovnoběžek, na pole toroidální [2].

2.2 Sluneční skvrny

Původcem skvrn na Slunci je magnetické pole a zejména vynořující se koronální smyčka v nižších vrstvách sluneční fotosféry. V místě, kde smyčka protne fotosféru, se vytvoří oblast, kde magnetické pole efektivně zpomaluje přísun tepla z nitra Slunce.



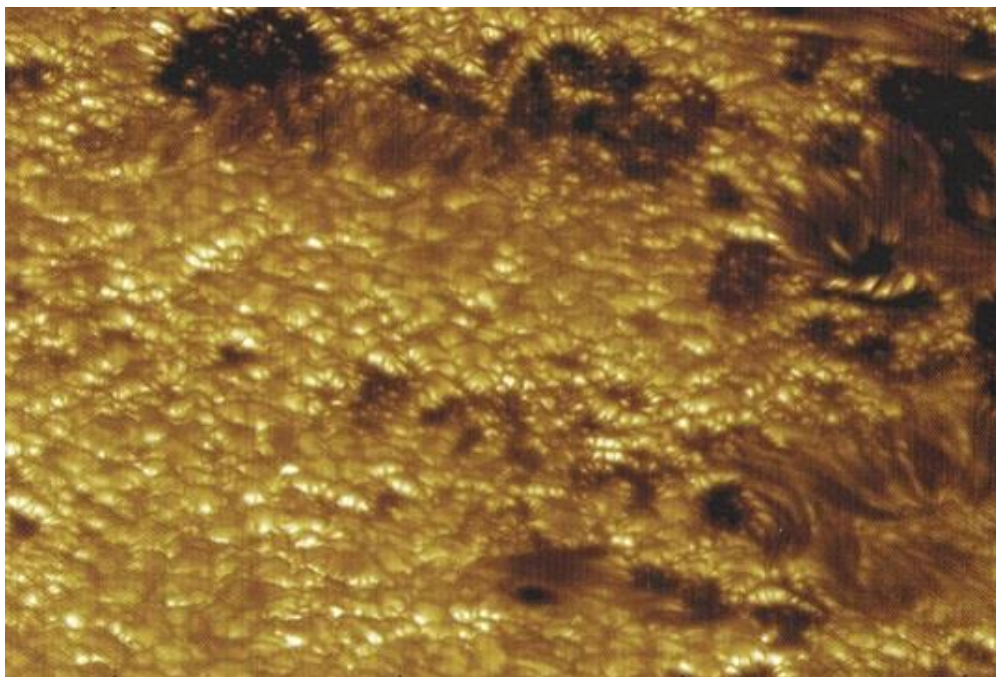
Obrázek 12: Sluneční skvrny, © SST/Švédská královská akademie věd.

Tato oblast rychleji ztrácí zbytkové teplo zářením a vzniká místo, které je relativně chladnější vůči svému okolí. Těleso chladnější vyzařuje méně záření než těleso teplejší

v závislosti na čtvrté mocnině teploty. Teplota ve sluneční skvrně poklesne až o téměř 1500 stupňů vůči okolní fotosféře. Skvrny jsou sice stále oslnivými zdroji světla, avšak v kontrastu se svým okolím se nám jeví jako tmavé. Vyvinutá sluneční skvrna má dvě části. Vnitřní se nazývá umbra, nejtmaší a nejchladnější část skvrny. Z měření také víme, že magnetické pole v umbře je prakticky vertikální. Umbra leží z celé skvrny nejhluběji, zřejmě až 1000 kilometrů pod úrovní okolí fotosféry. Vnější část je pak tzv. penumbra. Ta má typicky formu radiálních vláken. Magnetické pole se v penumbře sklání více k fotosféře (na vnějším okraji penumbry je sklon magnetického pole od svislice až 80 stupňů a jeho intenzita je menší. Zvláštní formou slunečních skvrn jsou tzv. póry. Póra je malá skvrna s rozměrem několika tisíc kilometrů, u níž se nevytvořila penumbra [2].

2.3 Fakule

Projevem silných, koncentrovaných magnetických polí jsou zejména sluneční skvrny. Slabší magnetická pole však nedokážou zcela převzít vládu nad pohyby plazmatu. Přesto i jejich projevy můžeme ve fotosféře spatřit. Při pozorování Slunce často uvidíme, zejména k okraji slunečního disku, jasnější vláknité struktury – fakule.



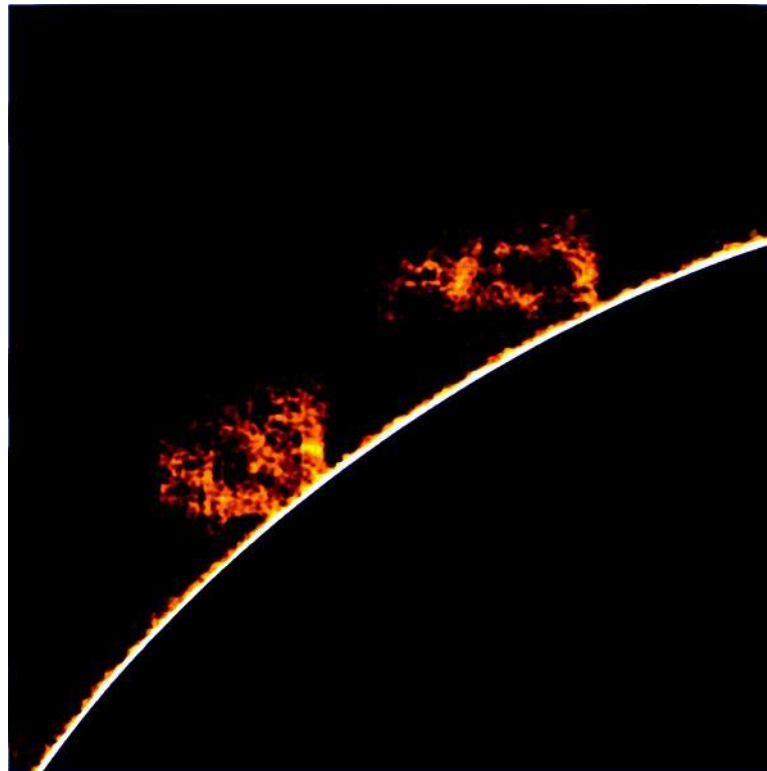
Obrázek 13: Fakule, © SST/Švédská královská akademie věd.

Občas se vyskytují v těsném okolí slunečních skvrn, velmi často signalizují nadcházející nebo minulou skvrnovou aktivitu v dané oblasti. Z měření vyplývá, že fakule jsou jasnější, protože jsou o několik stovek stupňů teplejší než okolní fotosféra. I za formování fakulí je odpovědné magnetické pole [2].

2.4 Protuberance

Protuberance jsou výtrysky sluneční hmoty desetitisíce kilometrů nad povrch, ovládané magnetickým polem Slunce. Jejich tvar kopíruje silokřivky lokálního magnetického pole [8].

Vzplývající magnetická smyčka, kvůli které vznikly sluneční skvrny, však ve fotosféře nekončí. Vypíná se vysoko do chromosféry a koróny. Zde také začíná převládat vliv magnetického pole nad vlivem plazmatu. Za určitých okolností se smyčka může vyplnit plazmatem, které stoupá k jejímu vrcholu, kde kondenzuje. Plazma se na smyčce pověsí a vlastní vahou ji prověsí. Na vrcholu smyčky se tak vytvoří v magnetických siločárách prohlubeň. Při pohledu kolmo na smyčky tak vzniká oblak plazmatu, který se vypíná nad fotosférou do chromosféry a koróny – sluneční protuberance.



Obrázek 14: Ukázka protuberance. Převzato z [21].

Protuberance významně absorbují a znovu emitují světlo z pod nimi ležící fotosféry. Záření z fotosféry přichází zespodu, ale jeho re-emise probíhá do všech směrů. Jestliže se sluneční protuberance promítá na sluneční disk, část světla z fotosféry je rozptýlena do ostatních směrů a protuberance se proto jeví tmavší. Tmavá čára táhnoucí se přes sluneční disk se nazývá filamentem, přestože fyzikálně se od protuberance neliší. Protuberance, v nichž se konfigurace magnetického pole neustále mění často do nestabilní podoby, mohou vést ke sluneční erupci. Tomuto druhu protuberancí se říká eruptivní [2].

2.5 Eruptivní procesy

Struktura magnetického pole ve smyčkách často není dlouhodobě neměnná, podléhá změnám magnetického pole ve fotosféře, které mohou být způsobeny např. velkorozměrovými pohyby. Plazma ovlivňující magnetické pole za určitých okolností napíná koronální smyčku. Tento stav nemůže trvat donekonečna. Dochází k přepojení siločár do stabilnější konfigurace (tzv. rekonexi), což je doprovázeno uvolněním energie, která se v napnutých siločárách shromáždila. Dochází ke sluneční erupci, krátkodobému jevu spojenému s výronem energie ve formě elektromagnetického záření a rychlých částic. K zažehnutí erupce dochází daleko v koróně.



Obrázek 15: Ukázka erupce. Převzato z [22].

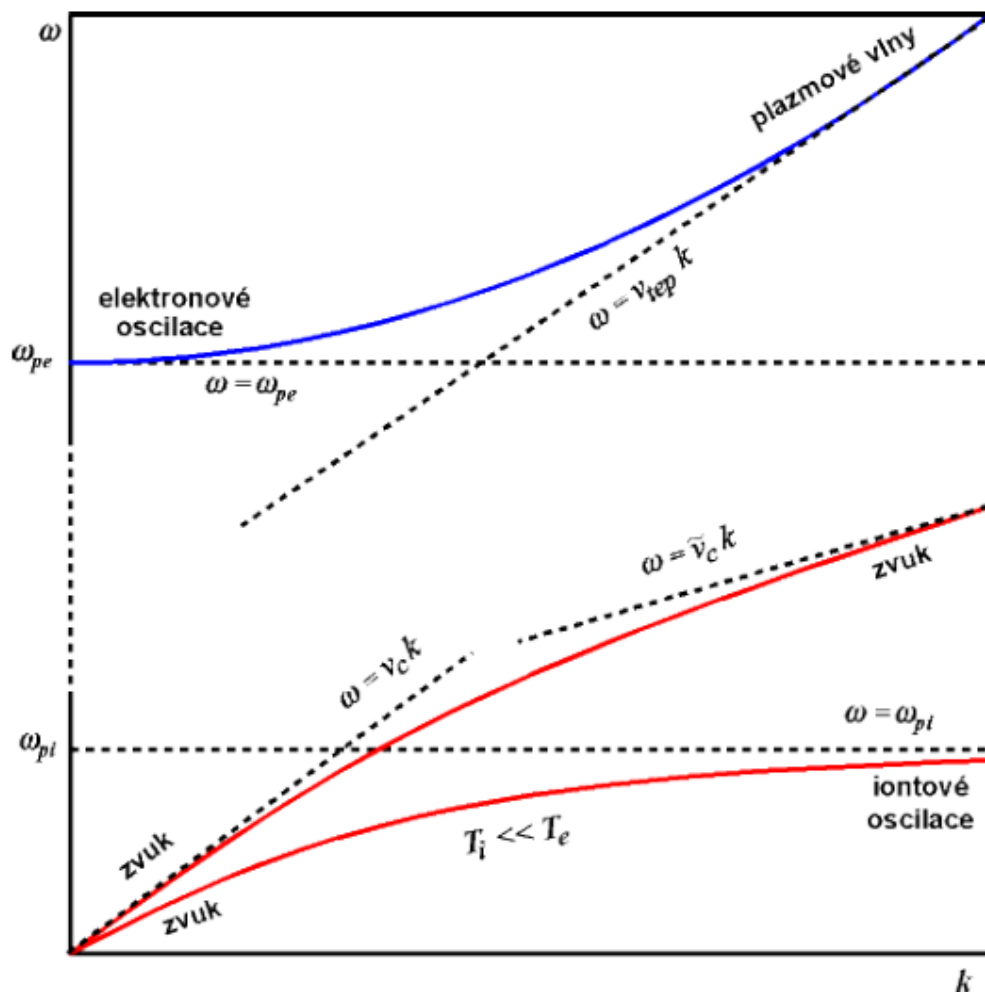
Vlastní záření během rekonexe magnetického pole je uvolněno na rentgenových vlnových délkách. Plazma je v erupci zahřáto až na několik desítek miliónů stupňů. Od místa rekonexe se pak šíří svazky rychlých částic podél uzavřených smyček magnetického pole [2].

3 Vlny v plazmatu

Vzhledem ke kolektivnímu chování plazmatu (elektrickým a magnetickým polím) se plazmatem může šířit široká řada oscilací a vln na akustických, rádiových a optických frekvencích.

Vlny můžeme rozdělit do zhruba dvou skupin:

- magnetoakustické vlny,
- elektromagnetické vlny.



Obrázek 16: Frekvence jednotlivých plazmatických vln. Převzato z [4].

Podle obrázku č. 16 první skupina souvisí s oscilacemi iontů (na obrázku jsou vyznačeny červené křivky). Tyto vlny mají nízké frekvence. Jde o zvukové vlny ovlivněné přítomností magnetického pole.

Někdy se jim také říká magnetoakustické vlny. Jejich typickou frekvencí je plazmatická frekvence iontů.

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{ne^2}{m_i \epsilon_0}} . \quad (1)$$

Druhá skupina souvisí s oscilacemi elektronů (na obrázku č. 14 značeny modře). Tyto vlny mají radiové či optické frekvence a souvisí s elektromagnetickými vlnami šířícími se plazmatem. Typickou frekvencí je plazmatická frekvence elektronů [4]:

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

Pro odvození vlnoploch magnetoakustických vln vyjdeme z rovnic disperzních relací pro Alfvénovu vlnu – AW, pomalou vlnu – S a rychlou vlnu – F. α je úhel mezi vlnovým vektorem a magnetickým polem, resp. Alfvénovou rychlostí:

$$\omega^2 = v_A^2 k^2 \cos^2 \alpha , \quad (3)$$

$$\omega_S^2 = \frac{1}{2} k^2 (c_S^2 + v_A^2) - \frac{1}{2} k^2 \sqrt{(c_S^2 + v_A^2)^2 - 4c_S^2 v_A^2 \cos^2 \alpha} , \quad (4)$$

$$\omega_F^2 = \frac{1}{2} k^2 (c_S^2 + v_A^2) + \frac{1}{2} k^2 \sqrt{(c_S^2 + v_A^2)^2 - 4c_S^2 v_A^2 \cos^2 \alpha} . \quad (5)$$

V magnetoakustické vlně je rovnocenným parametrem ještě hustota energie magnetického pole – magnetický tlak:

$$p_M = \frac{B^2}{2\mu_0} . \quad (6)$$

Položíme-li sobě rovny hustotu kinetické energie a magnetický tlak, získáme hodnotu Alfvénovy rychlosti:

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}, \quad (7)$$

kde:

$$v = v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (8)$$

Z disperzních relací (3-5) snadno určíme fázové rychlosti šíření jednotlivých módů:

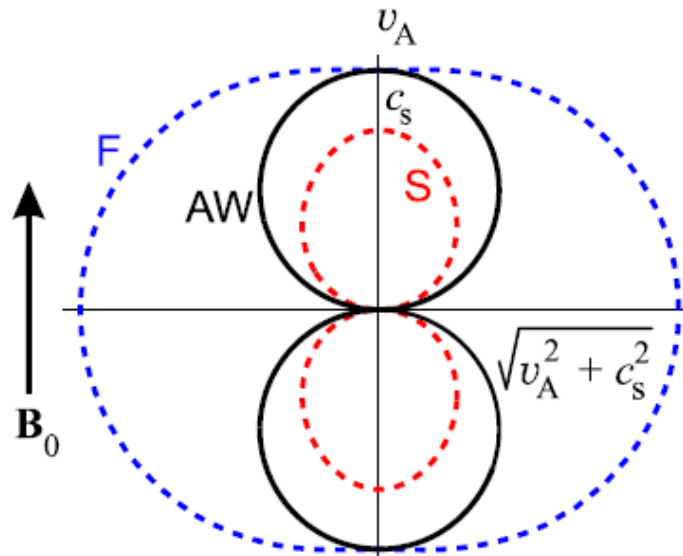
$$v_{Af}^2 = v_A^2 \cos^2 \alpha, \quad (9)$$

$$v_{Sf}^2 = \frac{1}{2} (c_S^2 + v_A^2) - \frac{1}{2} \sqrt{(c_S^2 + v_A^2)^2 - 4c_S^2 v_A^2 \cos^2 \alpha}, \quad (10)$$

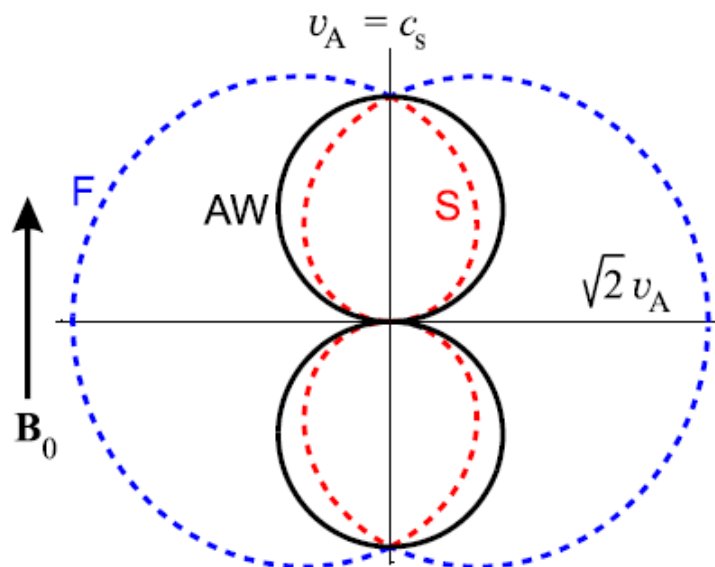
$$v_{Ff}^2 = \frac{1}{2} (c_S^2 + v_A^2) + \frac{1}{2} \sqrt{(c_S^2 + v_A^2)^2 - 4c_S^2 v_A^2 \cos^2 \alpha}. \quad (11)$$

3.1 Magnetoakustické vlny

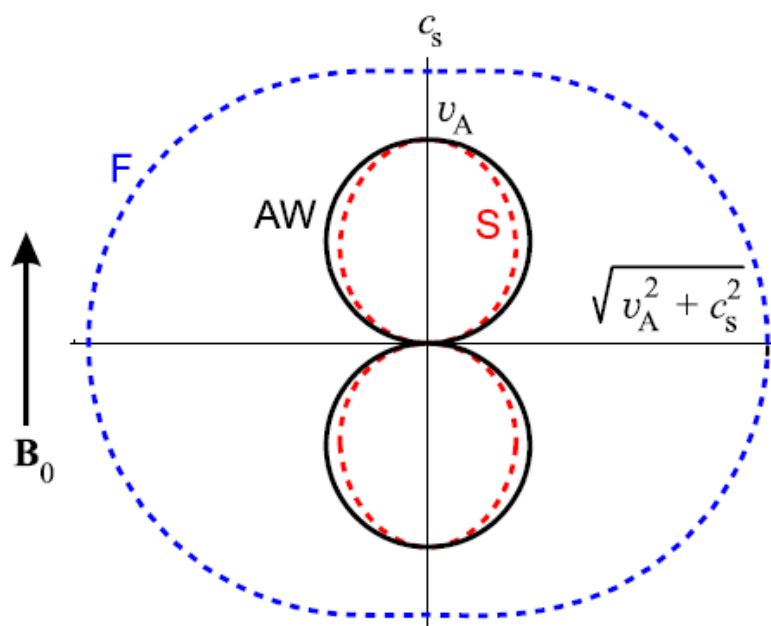
V normálním homogenním prostředí se šíří zvuková vlna v kulových vlnoplochách. Zvuk v plazmatu se chová odlišně. Samo plazma je anizotropní prostředí, to je způsobeno přítomností magnetického pole.



Obrázek 17: Šíření zvukových vln ovlivněné magnetickým polem, kde $c_S < v_A$.
Převzato z [4].



Obrázek 18: Magnetický tlak je roven kinetickému, $c_s = v_A$. Převzato z [4].



Obrázek 19: Rychlá vlna přechází ve zvukovou, ostatní mody se zmenšují. $c_s > v_A$. Převzato z [4].

Zvuková vlna je ovlivněna magnetickým polem, navíc se šíří anizotropním prostředím. Vlnoplochy nejsou kulové a mají komplikovanější tvar. Na obrázcích 17, 18 a 19 je znázorněno šíření zvukových vln, které je modifikováno přítomností magnetického pole (magnetoakustické, resp. magnetoakustické vlny).

Jednotlivé módy vln se nazývají:

Alfvénova vlna (AW);

pomalá magnetická vlna (S);

rychlá magnetoakustická vlna (F).

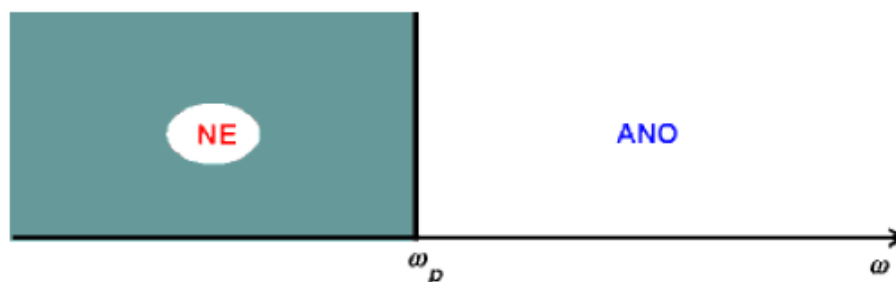
Na radiální ose polárního diagramu je vynášena fázová rychlost

$$v_f = \frac{\omega}{k}, \quad (12)$$

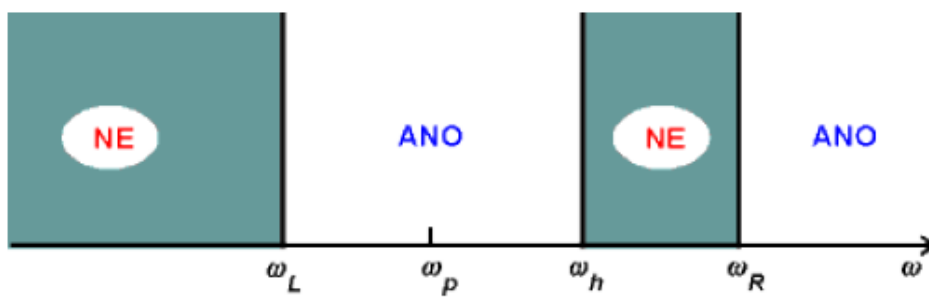
na axiální ose úhel mezi směrem šíření a směrem magnetického pole \mathbf{B} [4].

3.2 Elektromagnetické vlny

Podobně jako v jiných anizotropních prostředích se i v plazmatu štěpí elektromagnetická vlna na řádnou (O – Ordinary) a mimořádnou (X – eXtraordinary) vlnu. Jak vidíme z úvodního diagramu, šíří se řádná vlna jen na frekvencích vyšších než je plazmatická frekvence elektronů. Na nižších frekvencích stihnou sledovat vnější podněty, rozkmitají se a absorbují energii elektromagnetické vlny. Tento jev je dobře známý u radiových vln v naší ionosféře. Vlny vyšších frekvencí ionosférou procházejí, je pro ně průhledná, vlny nižších frekvencí nikoli. U mimořádné vlny je otázka průhlednosti plazmatu ještě složitější [4].



Obrázek 20: Šíření řádné vlny (O vlny). Převzato z [4].

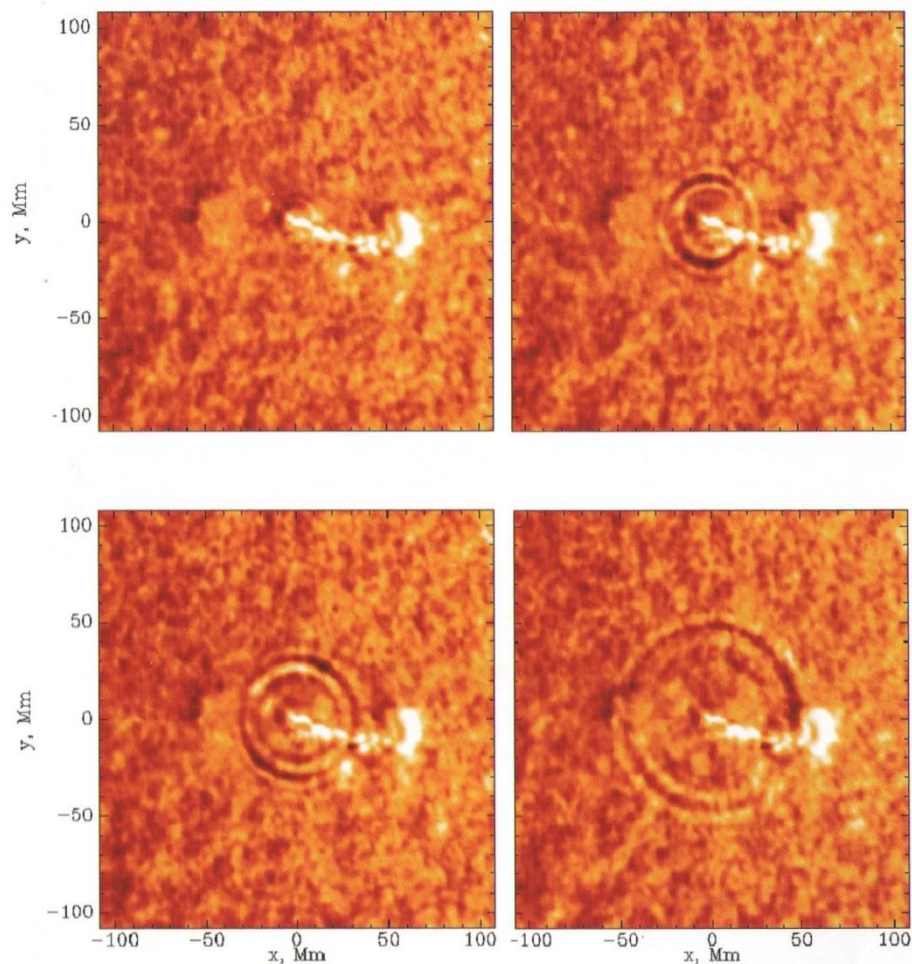


Obrázek 21: Šíření mimořádné vlny (X vlny). Převzato z [4].

4 Numerické simulace MHD

4.1 Úvod

Oscilace a magnetohydrodynamické (MHD) plazmatické vlny hrají velmi důležitou úlohu u mnoha jevů pozorovaných ve sluneční atmosféře. Různé oscilační režimy v koronálních smyčkách byly pozorovány vysoce citlivými přístroji, jako je např. SUMER (SoHO) a TRACE, a také při nedávných misích, např. EIS/Hinode nebo EUVI/STEREO. Pozorované oscilace zahrnují šířící se vlny podobné těm, které byly zkoumány [26] a pomalu se šířící magnetoakustické vlny podobné těm, které jsou popsány [27], jakož i rychlé magnetoakustické vlny, seismické horizontální a vertikální vlny [12]. Na obrázku 22. je vidět šířící se vlnění.



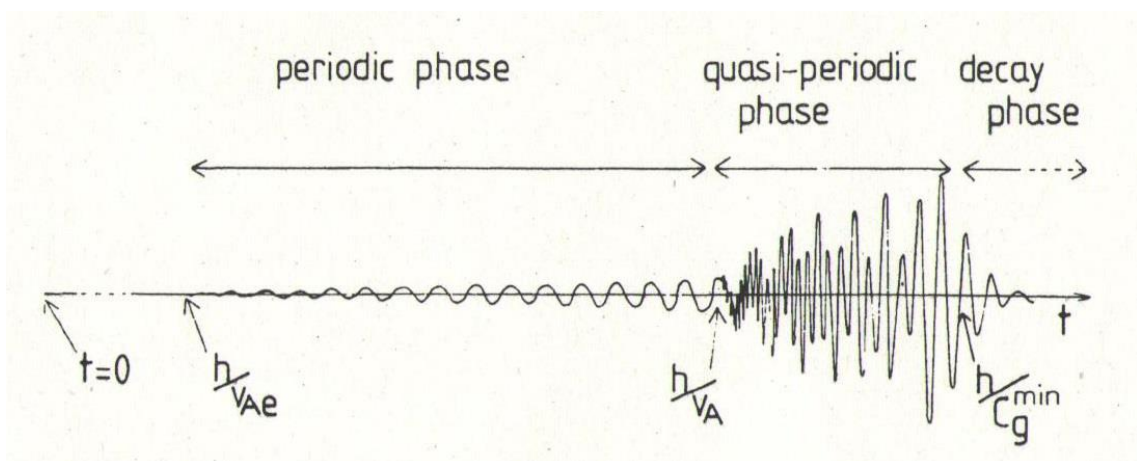
Obrázek 22: Sluneční erupce ze dne 6.7.1996, ©SoHO/NASA/ESA/SU.

Impulzivně generované MHD vlny a oscilace mohou být stimulovány různými procesy ve sluneční koróně. Proces impulzivní erupce, která poskytuje buď jeden nebo

vícečetný zdroj vzruchu, je jedním z nejpravděpodobnějších zdrojů takovéto perturbace. Tyto impulzivně generované magnetoakustické vlny jsou zachyceny v oblastech s vyšší hustotou, tj. s nízkou Alfvénovou rychlostí, a tyto oblasti se pak chovají jako vlnovod. Četnost výskytu magnetoakustických režimů šířících se vln závisí na době vytvoření impulzivně generovaného signálu.

Tyto vlny v koronální smyčce mají tři odlišné fáze, tak jak je ukázáno na obrázku 23:

- 1) periodická dlouhodobé spektrální komponenty přicházejí jako první k pozorovanému místu;
- 2) kvaziperiodická k pozorovacímu místu přicházejí jak dlouhodobé, tak i krátkodobé spektrální komponenty, které jsou v interakci;
- 3) útlumová neboli fáze poklesu a rozpadu, kdy signál odchází a mizí [7].



Obrázek 23: Diagram průběhů různých fází v koronální smyčce. Převzato z [15].

4.2 Diagnostika pomocí magnetoakustických vln

K získání poznatků o slunečních koronálních proudových smyčkách slunečních erupcí jsou používány počítačové modely, které využívají impulzivně generované magnetoakustické vlny v tzv. proudové vrstvě. Metoda používá dvoudimenzioální (2D) magnetohydrodynamický (MHD) model [7].

4.3 Počítačový model

Počítačový model popisuje plazma jako pohybující se celek pomocí ideálních MHD rovnic:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (13)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (15)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \mathbf{S} \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (17)$$

kde ρ je hustota, \mathbf{v} je rychlost proudění, p je tlak plynu a \mathbf{B} je magnetická indukce [17]. Energie plazmové hustoty U je

$$U = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (18)$$

kde adiabatický koeficient je $\gamma = \frac{5}{3}$ a vektor toku \mathbf{S} je vyjádřený jako

$$\mathbf{S} = \left(U + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (19)$$

Magnetohydrodynamické rovnice (13) – (16) jsou transformovány do tzv. konzervativního tvaru:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial F(\psi)}{\partial x} + \frac{\partial G(\psi)}{\partial y} = 0 \quad (20)$$

a řešeny numericky. Vektor ψ je ve dvou-dimenzionálním prostoru vyjádřen jako:

$$\boldsymbol{\psi} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \cdot v_x \\ \rho \cdot v_y \\ B_x \\ B_y \\ U \end{pmatrix} \quad (21)$$

Pro řešení této sady ideálních MHD rovnic byl použit softwarový balík FLASH3.3, jehož funkce podrobně popíšeme v následující kapitole. Velikost numerické oblasti jsme zvolili jako:

$$2 \text{ Mm} \leq x \leq 102 \text{ Mm} \quad (22)$$

a

$$-10 \text{ Mm} \leq y \leq 10 \text{ Mm} . \quad (23)$$

Ve výpočtu byly použity volné okrajové podmínky. Časový a prostorový krok byl volen podle Courant-Friedrichs-Levyho kritéria:

$$\Delta t \leq \frac{\text{CFL} \cdot \Delta x}{\max(c_s + |v|)} , \quad (24)$$

kde $\text{CFL} = 0,8$ a je označováno jako Courantovo číslo [11].

5 Numerické simulace

5.1 Programy pro výpočty v astrofyzice

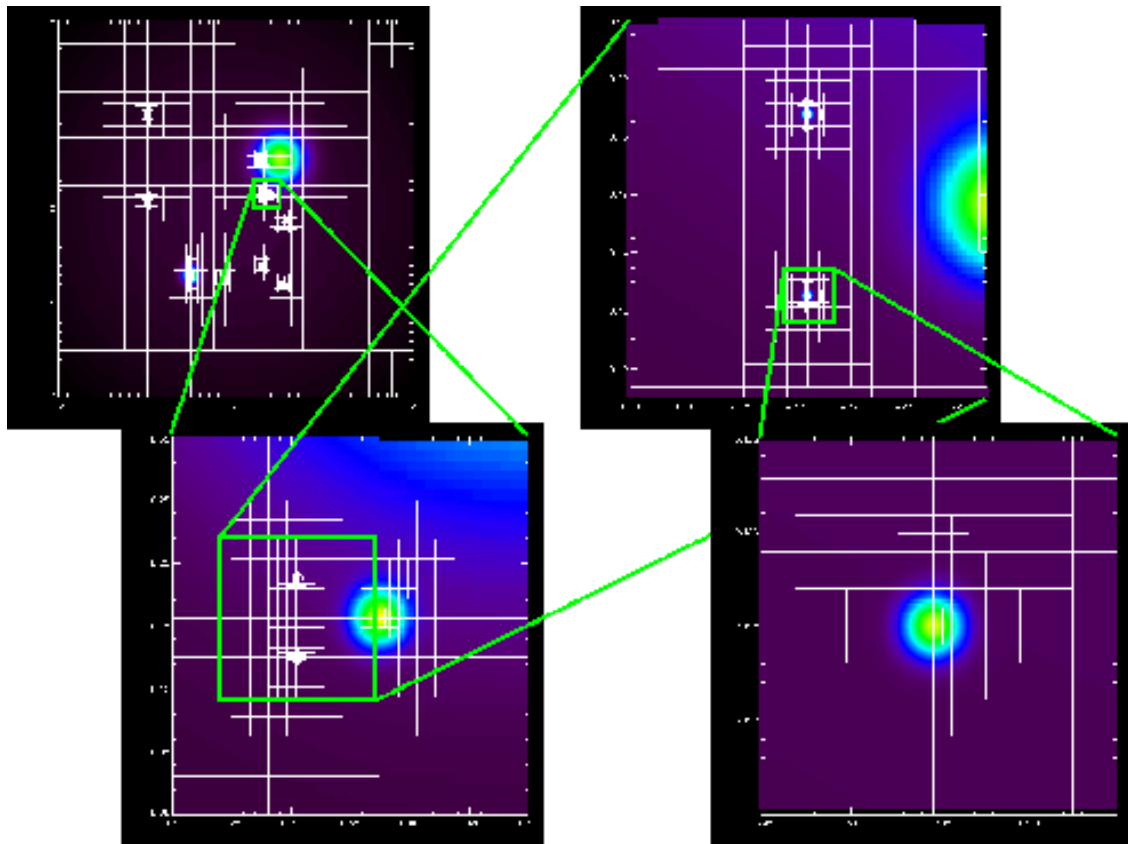
Pro astrofyzikální výpočty se používá několik známých programů, které umějí pracovat s paralelními výpočty pomocí kódů např. MPICH, MPI nebo HPF. Jsou programovány v různých programovacích počítačových jazycích, jako např. C++, C, Fortran. Pro výpočty a zobrazení umí ty nejnovější programy pracovat v 2D a 3D, což ovšem klade nároky na HW vybavení počítače, hlavně počtu a výkonu procesorů, paměti a někdy časové náročnosti prováděných výpočtů. Mezi nejznámější programy patří např. Ramses, Enzo, Nirvana a FLASH.

5.2 FLASH3.3

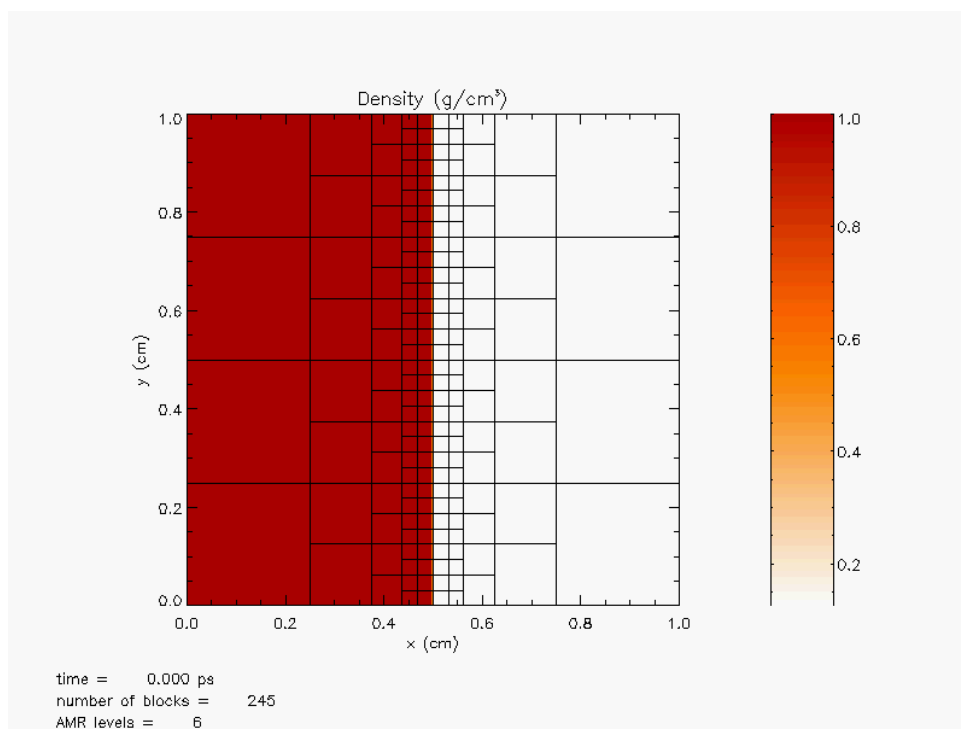
Pro numerické simulace MHD vln v neutrální proudové vrstvě jsme použili program FLASH3.3 z roku 2010 pracující pod operačním systémem Linux Ubuntu 10.04. FLASH3.3 je modulární program využívající velké množství zdrojových kódů (knihovny). Je veřejně dostupný a je určen především pro astrofyzikální simulace pohybu vln a oscilací ve slunečních koronálních smyčkách. Součástí programového balíku jsou zdrojové kódy (knihovny) jako např. AMR (Adaptive Mesh Refinement) umožňující adaptivní zjemnění mřížky, HDF5 Hierarchical Data Format pro podporu výpočtů, Fortran Compiler a prostředí pro paralelní výpočty – MPICH. Pro zobrazení výsledků animací výpočtů je zde použit vizualizační program IDL. Instalace programu FLASH3.3 vyžaduje instalaci Linuxu. Bližší informace k instalaci najde čtenář v [19].

5.2.1 Adaptivní zjemnění mřížky (AMR)

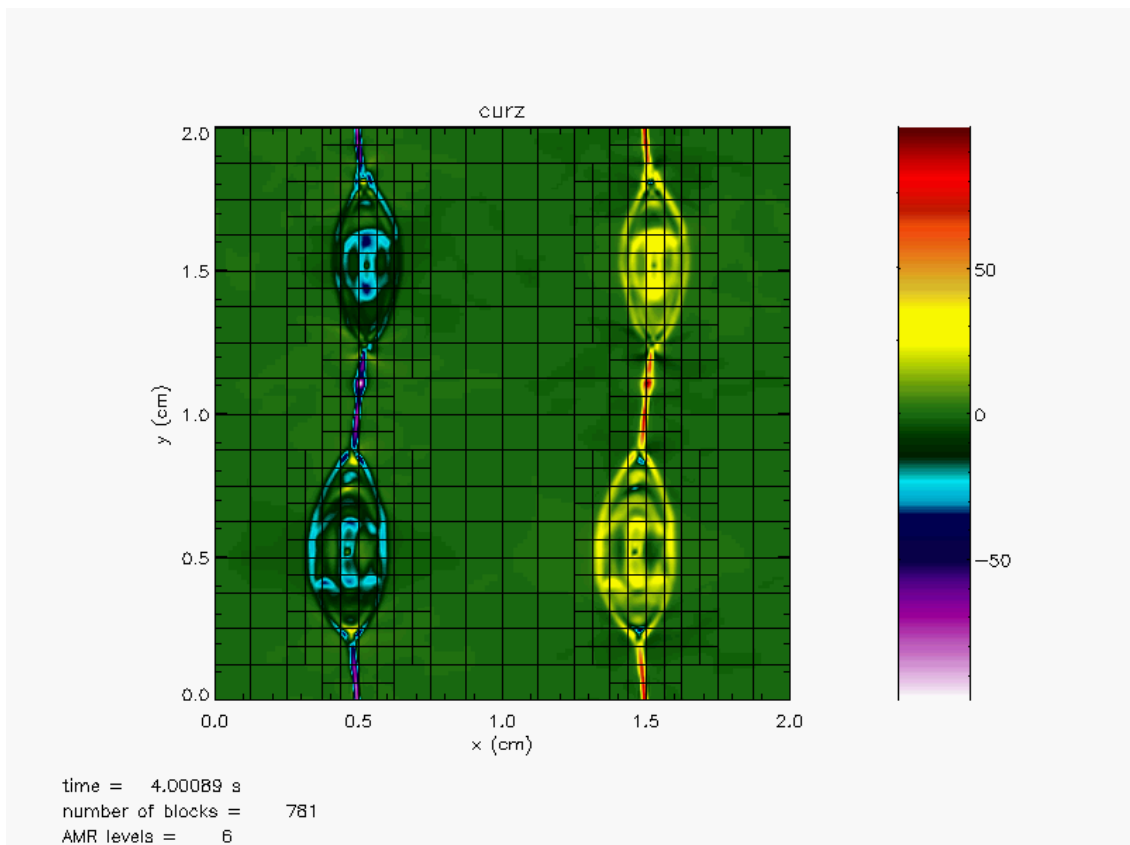
Jedním z mnoha zdrojových kódů FLASH3.3 je možnost zobrazení spočívající ve zjemnění mřížky (AMR). Pro adaptivní zjemnění mřížky obsahuje aplikace FLASH3.3 zdrojový kód (knihovnu) Paramesh, která používá individuální uspořádanou soustavu buněk v kartézských souřadnicích. Kompletní výpočetní mřížka se skládá z bloků s různými velikostmi buněk, které jsou vzájemně a uspořádaně propojeny pomocí stromové datové struktury. Kořenové bloky stromu mají největší buňky, zatímco jejich následovníci mají buňky menší. Platí, že následující blok je poloviční velikosti než blok mateřský, je vnořený a dva sousední bloky se nemohou překrývat. Pomocí nastavení adaptivního zjemnění mřížky v programu můžeme sledovat průběh numerické simulace MHD v místě, které nás zajímá, jak je vidět na obrázcích 24 a 25 [18].



Obrázek 24: Adaptivní zjemnění mřížky AMR. Převzato z [18].



Obrázek 25: Praktická ukázka zjemnění AMR. Převzato z [18].



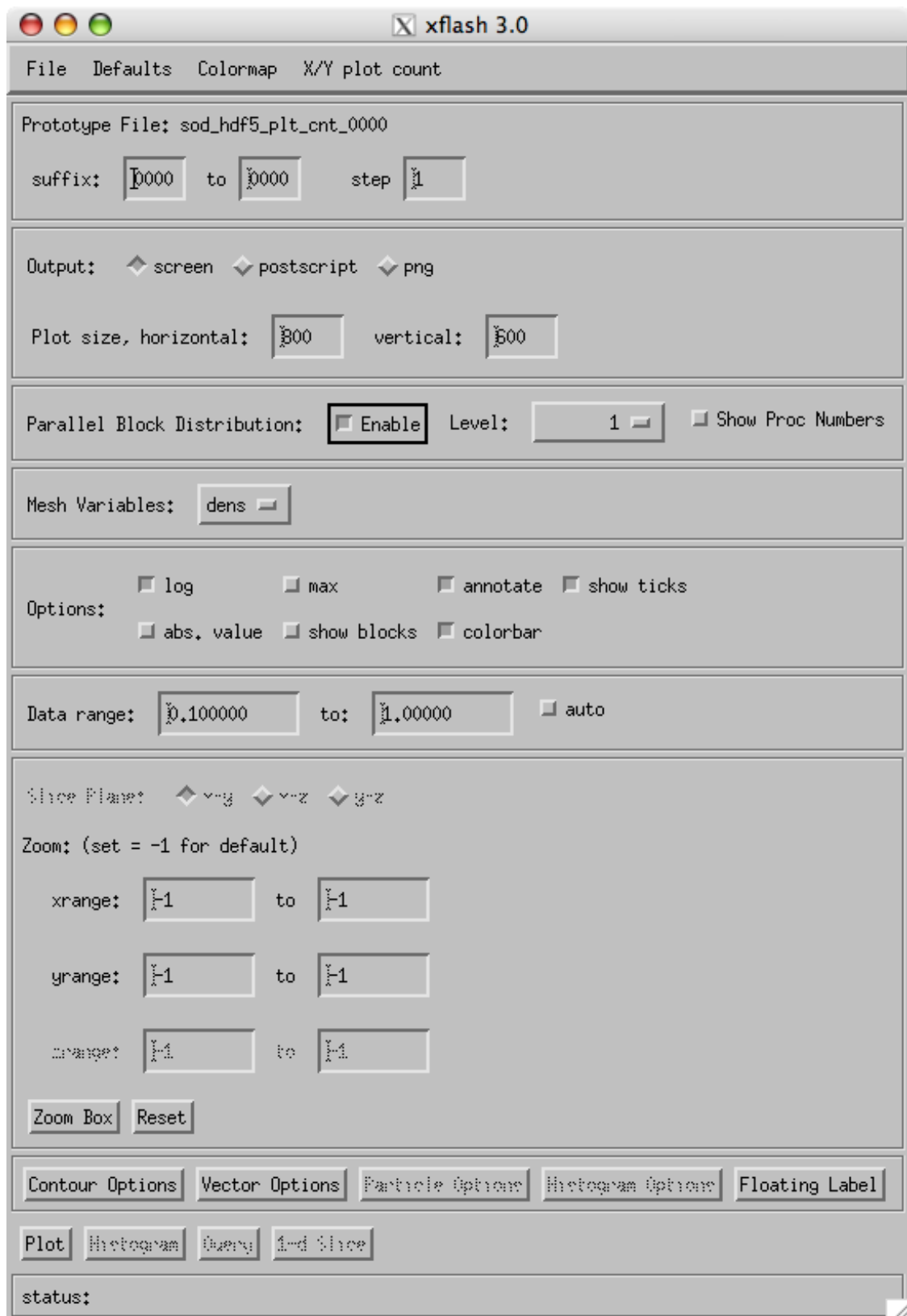
Obrázek 26: Praktická ukázka AMR pro proudovou hustotu v čase $t = 4\text{s}$. Zjemnění je šestinásobné. Převzato z [18].

5.2.2 Hierarchical data format (HDF5)

HDF hierarchical data format je zdrojový kód pro zpracování velkého objemu dat z prováděných výpočtů. Obsahuje v sobě rozličnou sadu integrovaných výkonných funkcí, které umožňují přístup v nejkratším časovém úseku pro optimalizaci a analýzu dat v úložném prostoru. Je to zcela přenosný program bez omezení na počet nebo velikost datových objektů v kolekci. Má integrovanou softwarovou knihovnu, která běží na řadě numerických platforem od notebooků až po velké a složité paralelní systémy a zavádí na vysoké úrovni rozhraní pro programování aplikací (Application Programming Interface – API) v C, C++, Fortran 90 a Java rozhraní [18].

5.2.3 Fortran Compiler

Kompilátor od Fortranu (zde použita verze jazyka F90) je strukturovaný programovací jazyk pro různé počítačové architektury. Je vhodný pro numericky náročné programy zpracovávající relativně rychle velké objemy dat [9].



Obrázek 27: Prostředí vizualizačního programu IDL. Převzato z [18].

5.2.4 Message Passing Interface (MPICH)

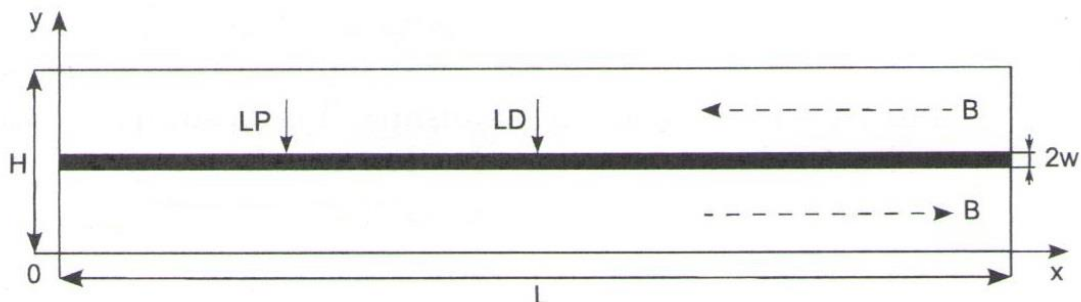
Účelem rozhraní knihovny MPICH je poskytnout nezbytnou virtuální topologii a funkce pro synchronizaci a komunikaci mezi množinou procesů (namapovaných na množinu počítačů) nezávisle na programovacím jazyce, avšak zároveň se přizpůsobit možnostem daných programovacích jazyků. MPICH programy pracují vždy s procesy, ačkoli se často hovoří o procesorech. Pro dosažení nejlepšího výkonu je zapotřebí přidělit každému procesu jeden procesor, odpadá tím tak zpoždění způsobené přepínáním kontextu. K tomuto mapování však nedochází v době překladu aplikace, ale v době běhu aplikace, a to prostřednictvím agenta, který MPICH program spustil. Při návrhu celého rozhraní i při jeho implementaci byl vždy kladen důraz především na výkon, škálovatelnost a přenositelnost. Hodí se tedy spíše pro aplikace, kde je rozhodující rychlost běhu aplikace, což je ale pro paralelní systémy typické [9].

5.2.5 Zobrazení dat

Program pro paralelní zobrazení a analýzu výsledků numerických simulací. Pro vizualizaci dat byl použit program Interactive Data Language IDL. Animace se ukládají do adresáře Object (ASTRO_SIM/FLASH3.3/Object), ze kterého se dají dále zpracovat. Další možností je použití programu VisIt, který je veřejně dostupný.

5.3 Nastavení počátečních podmínek

Nastavení počátečních podmínek je ukázáno na obrázku 28, kde je zobrazen náčrt proudové smyčky v dvoudimenzionálním prostoru x, y - current sheet (2D).



Obrázek 28: Schéma proudové vrstvy. Převzato z [7].

Tento obrázek odpovídá projekci velmi malé části skutečné perturbace ve sluneční atmosféře. Šířka smyčky (slab) je w od neutrální proudové vrstvy, tj. celkem $2w$. Vektor magnetické indukce \mathbf{B} je rovnoběžný s proudovou smyčkou. Šipka v bodě

L_P je bod inicializace perturbace (25)

a

L_D je bod, ve kterém detekují data. (26)

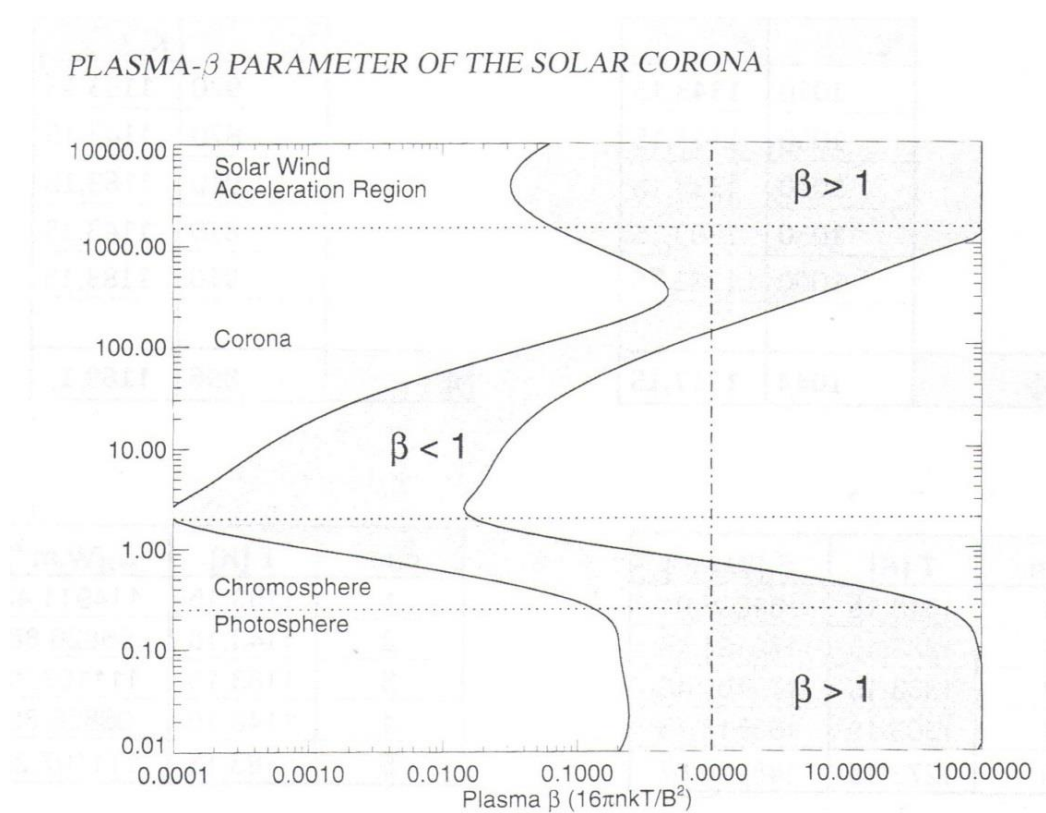
Pro odhad periody signálu se vychází z upraveného vztahu vycházejícího z rovnice uvedené v [11]:

$$P = 2,6 \cdot \frac{w}{v_{\text{Alf}}} . \quad (27)$$

Vidíme, že periodu lze měnit šířkou studované struktury w a velikostí Alfvénovy rychlosti v_{Alf} . Vyjádříme-li Alfvénovu rychlost:

$$v_{\text{Alf}} = \frac{B}{\sqrt{\mu\rho}} \quad (28)$$

je patrné, že magnetické pole B je dáno plazma beta parametrem β [10].



Obrázek 29: Závislost parametru β na výšce ve sluneční atmosféře. Převzato z [16].

5.4 Spuštění programu FLASH3.3

Máme-li úspěšně nainstalovaný FLASH (podrobné informace o instalaci a užití numerického kódu FLASH čtenář nalezne v [19]), před samotným spuštěním programu FLASH3.3 otevřeme v Linuxu terminál. Je nutné nejprve zpracovat nebo vymazat obsah adresáře Object, protože nová data by přepsala původně uložená. Dále bylo nutné editovat námi vytvořený spouštěcí soubor vytvořený při instalaci pro požadovaný typ výpočtu nebo i pro počet použitých procesorů (zde `-np 4` pro čtyři procesory). Je možné nastavit různé úlohy pro výpočet, např. Rotor, Orzsag Tang, Current Sheet, Slab_2d, BlastBS, BrioWu, FieldLoop apod., ale s tím, že adresář MagnetoHD tento soubor obsahuje

(ASTRO_SIM/FLASH3.3/Source/Simulation/SimulationMain/MagnetoHD).

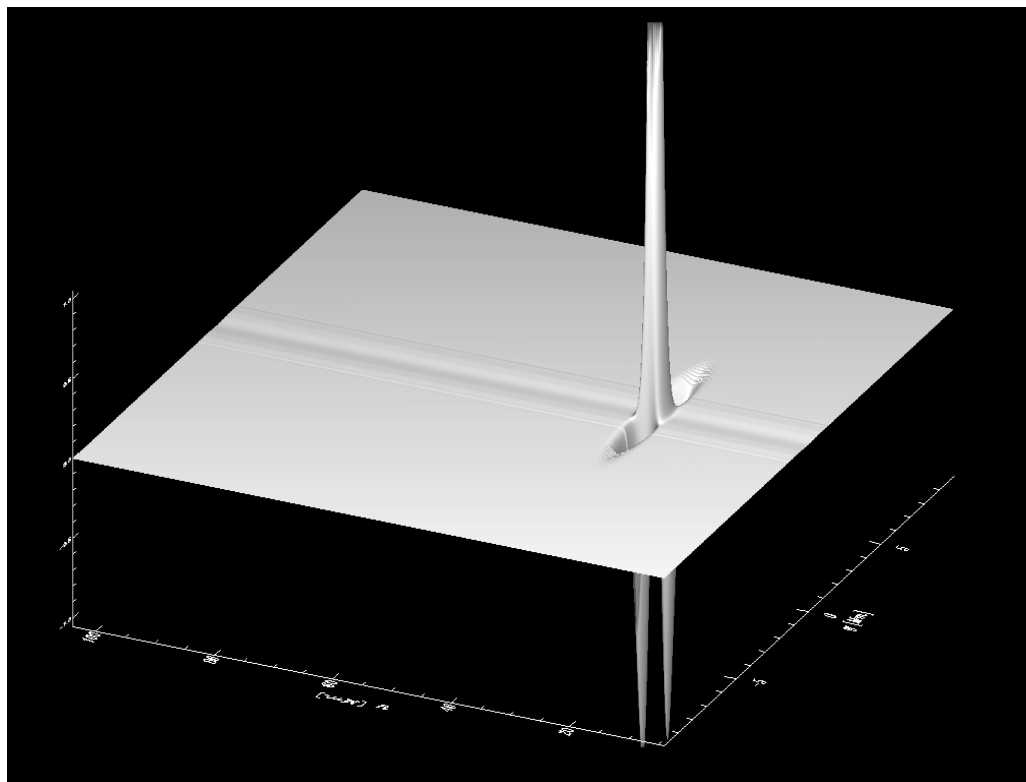
Pro samotné spuštění bylo nutné spustit daemon MPD příkazem z příkazového řádku terminálu `mpd &`, odezvou bude výpis např. ve tvaru: [1] 13577.

Poté jsme otevřeli opět z terminálu vizualizační program, v tomto případě IDL. Ten je umístěn v adresáři `fidlr3.0` (ASTRO_SIM/FLASH3.3/tools/fidlr3.0). Spuštění provádíme příkazem `idl start_linux.pro` a příkazem `idl> xflash3`. Výsledkem je zobrazení hlavního grafického okna IDL programu, ve kterém nastavujeme parametry výpočtu. Nakonec spouštíme již dříve upravený spouštěcí script.

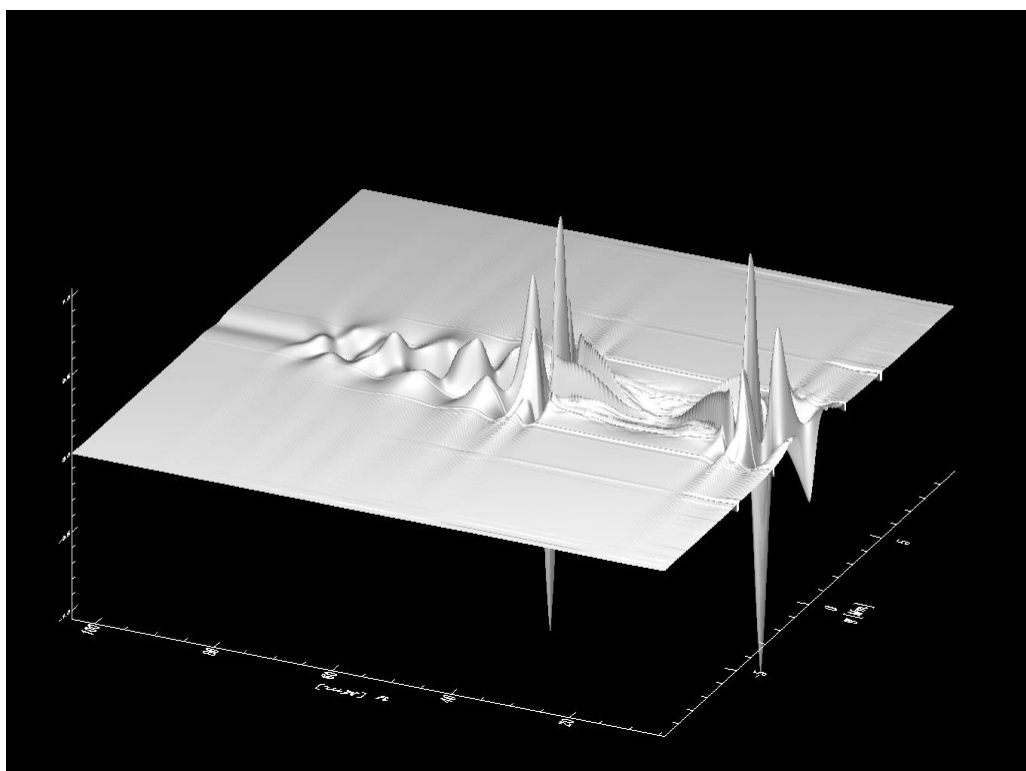
5.5 Studium magnetoakustických vln v závislosti na pološířce proudové vrstvy

Na vložených obrázcích 30 – 33 jsou vidět závislosti změn tvaru postupující vlny pro pološířku proudové vrstvy $w = 1$ Mm a různou dobu času t [s]. Čas jsme nastavili v hodnotách od 0 do 150 s s odstupem 50 s. Na jednotlivé osy jsou vyneseny délky v Mm, pro základní hodnotu B_0 . Cílem této práce bylo získat studie výsledných tvarů magnetoakustických vln a jejich oscilací, při změně beta parametru a pozorovat jevy - vzruchy, které vznikají v detekčním místě. V čase $t = 0$ s je generován počáteční pulz, viz obrázek 30. Dále je vidět postupující rychlá magnetoakustická vlna, za kterou se zřejmě formuje Alfvénova vlna (jehličky), viz obrázek 31, 32 a 33.

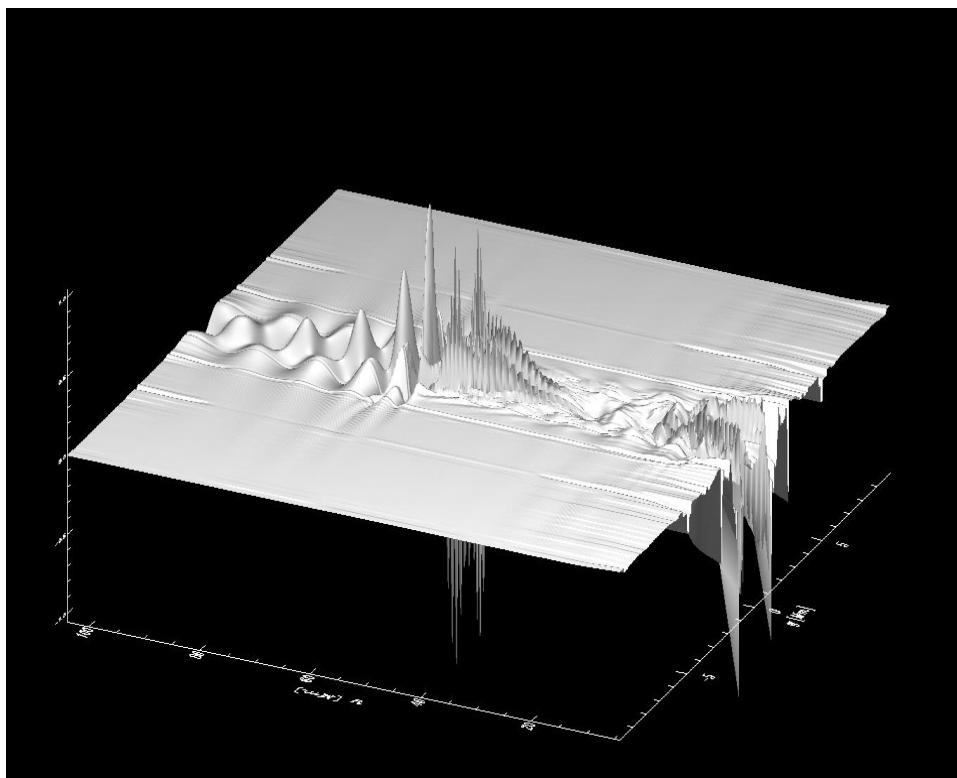
5.5.1 Závislosti změn tvaru postupující vlny pro hodnotu $w = 1 \text{ Mm}$, $B = B_0$



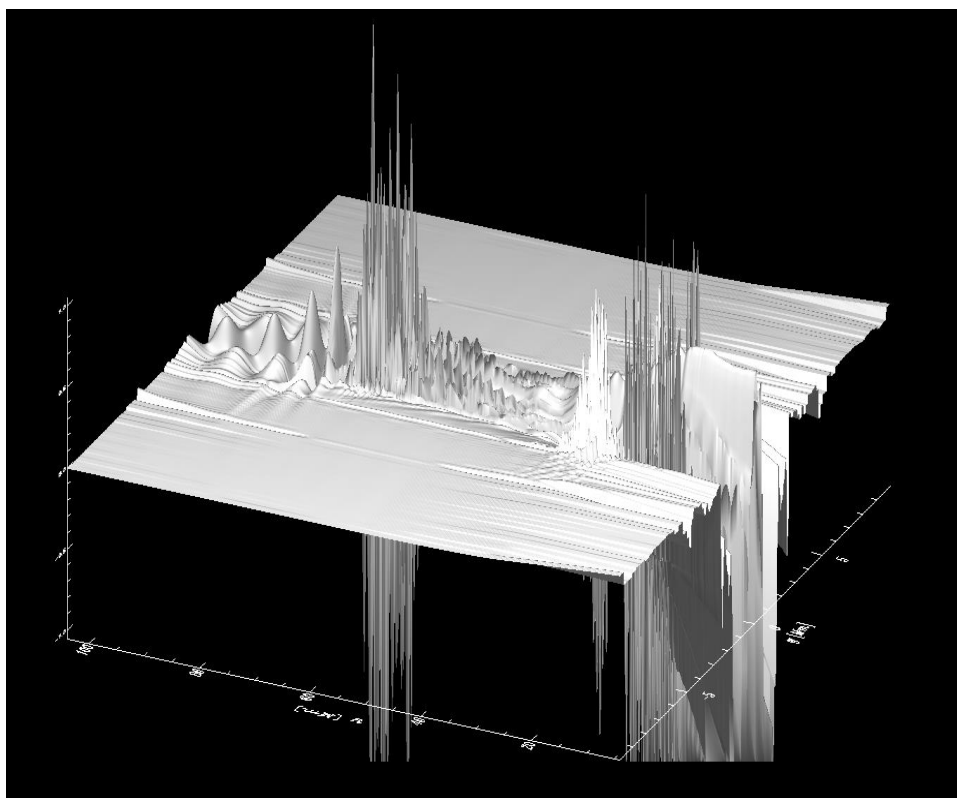
Obrázek 30: Generování počátečního pulzu pro $w = 1.0 \text{ Mm}$, $t = 0 \text{ s}$, $B = B_0$.



Obrázek 31: Postupující vlna pro $w = 1.0 \text{ Mm}$, $t = 50 \text{ s}$, $B = B_0$.



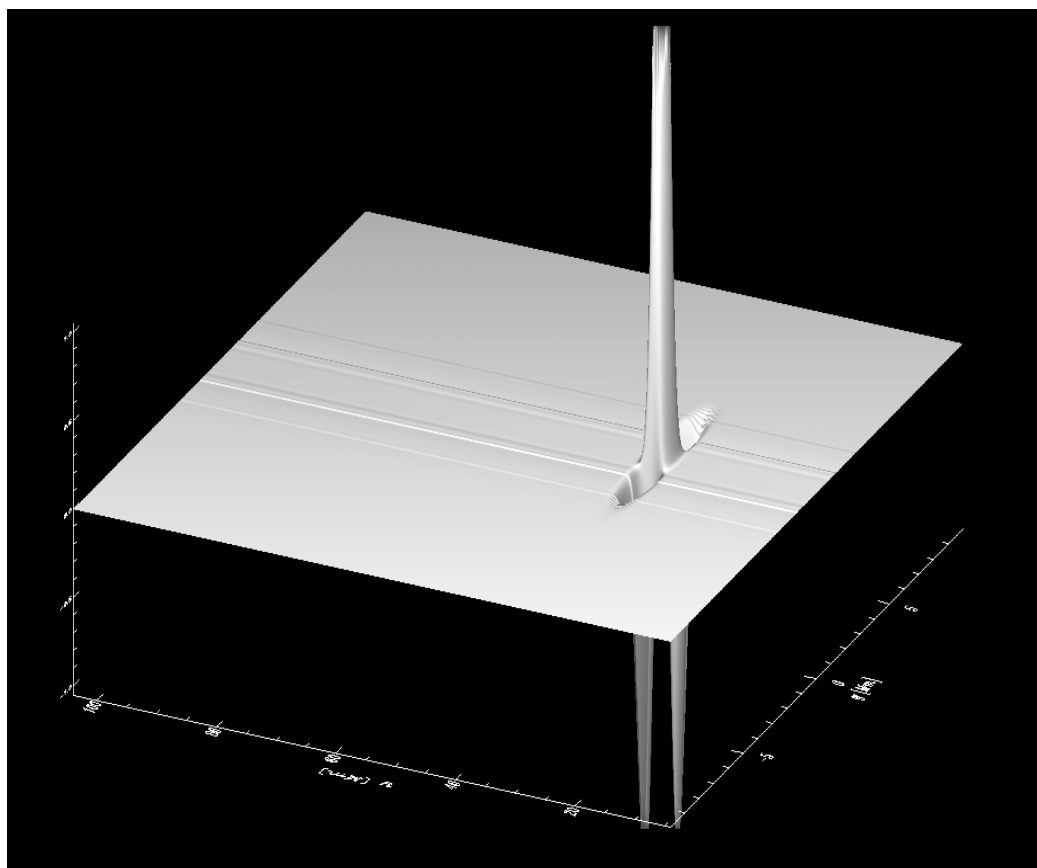
Obrázek 32: Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 100$ s, $B = B_0$.



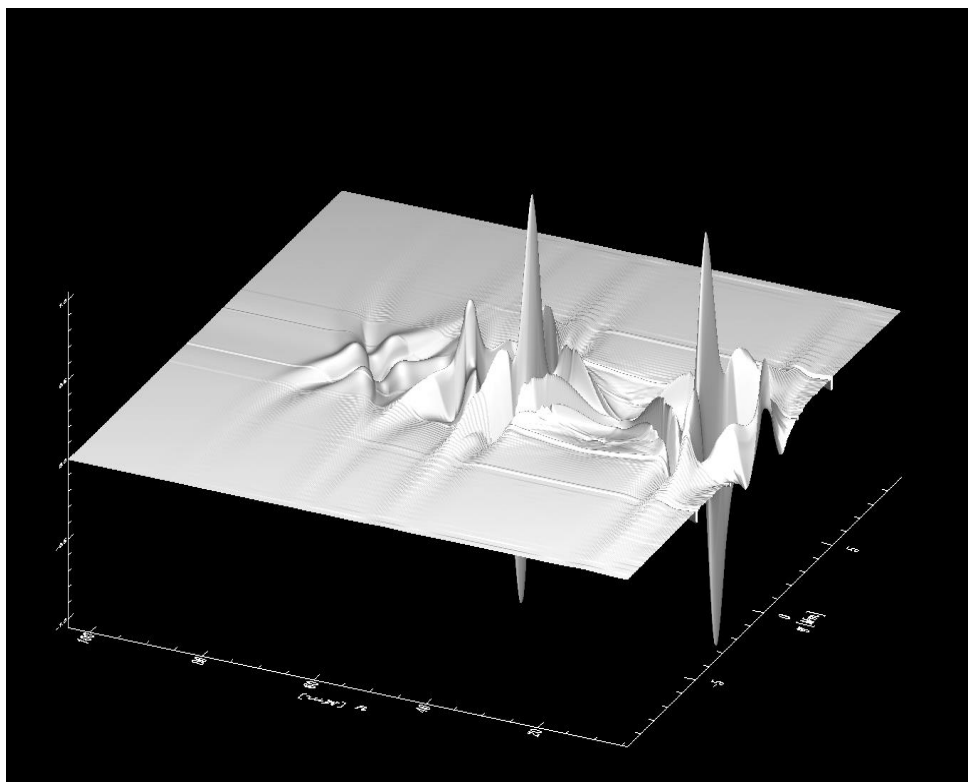
Obrázek 33: Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 150$ s, $B = B_0$.

5.5.2 Závislosti změn tvaru postupující vlny pro hodnotu $w = 2 \text{ Mm}$, $B = B_0$.

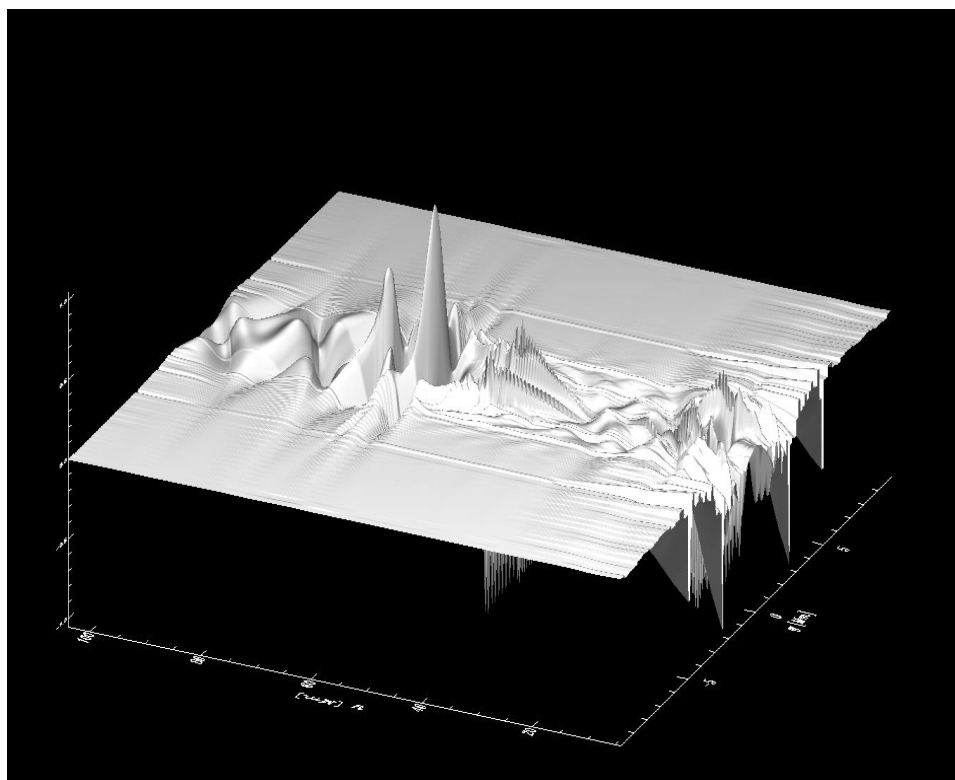
Na obrázcích 34 – 37 jsou vidět závislosti změn tvaru postupující vlny pro hodnotu pološířky proudové vrstvy $w = 2 \text{ Mm}$ a různou dobu času t [s]. Čas jsme nastavili v hodnotách od 0 do 150 s s odstupem 50 s. Na jednotlivé osy jsou vyneseny délky v Mm, pro základní hodnotu B_0 . Z těchto obrázků můžeme pozorovat stejný jev jako u předchozích (obrázky 30 – 33), ale s tím rozdílem, že vlna se pohybuje pomaleji, což je zřejmě způsobeno tím, že studovaná vlna je širší a rozšiřuje se více do studovaného prostoru.



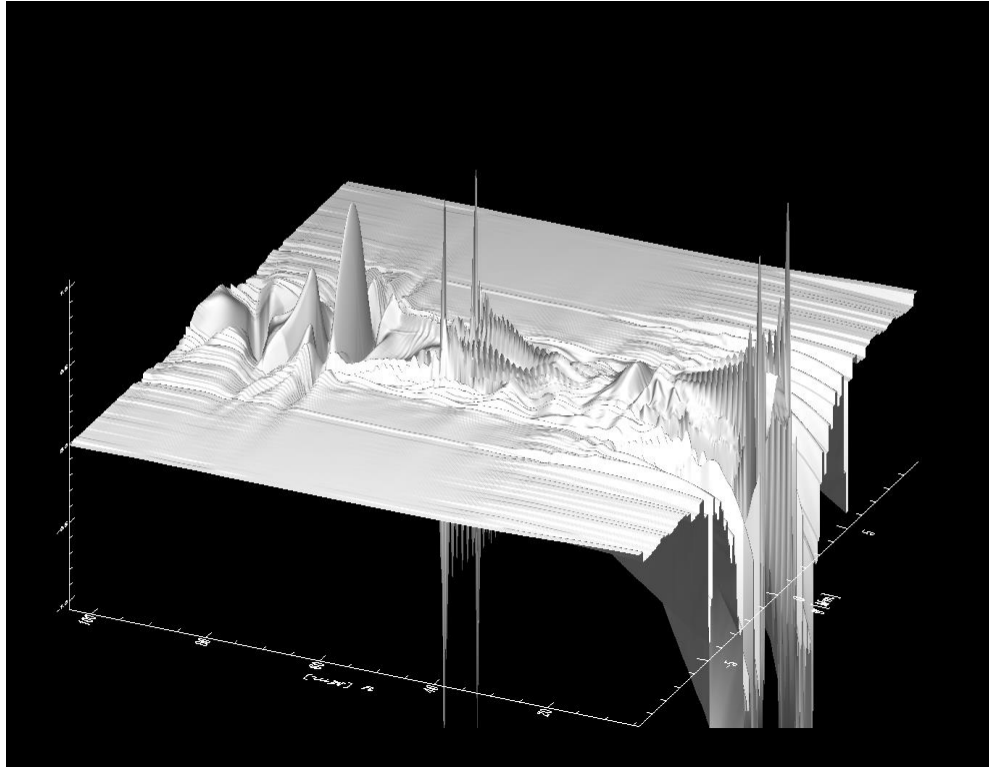
Obrázek 34: Generování počátečního pulzu pro $w = 2.0 \text{ Mm}$, $t = 0 \text{ s}$, $B = B_0$.



Obrázek 35: Postupující vlna pro $w = 2.0$ Mm, $t = 50$ s, $B = B_0$.



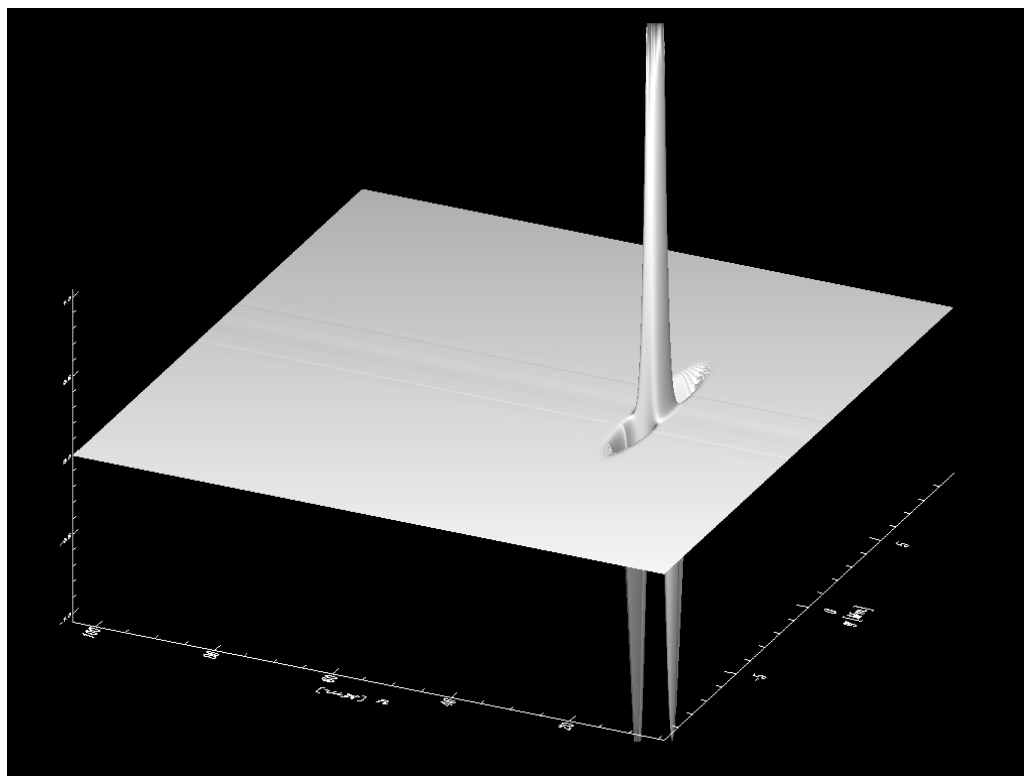
Obrázek 36: Postupující vlna pro $w = 2.0$ Mm, $t = 100$ s, $B = B_0$.



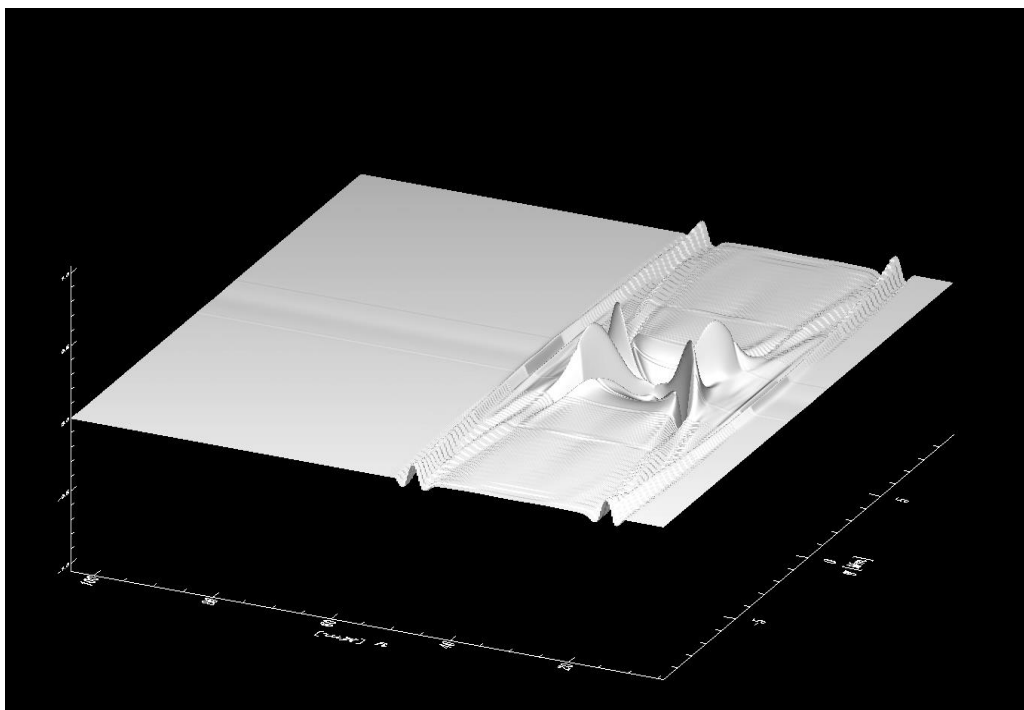
Obrázek 37: Postupující vlna pro $w = 2.0 \text{ Mm}$, $t = 150 \text{ s}$, $B = B_0$.

5.5.3 Závislosti změn tvaru postupující vlny pro hodnotu $w = 1 \text{ Mm}$ a $B = \frac{1}{2} B_0$

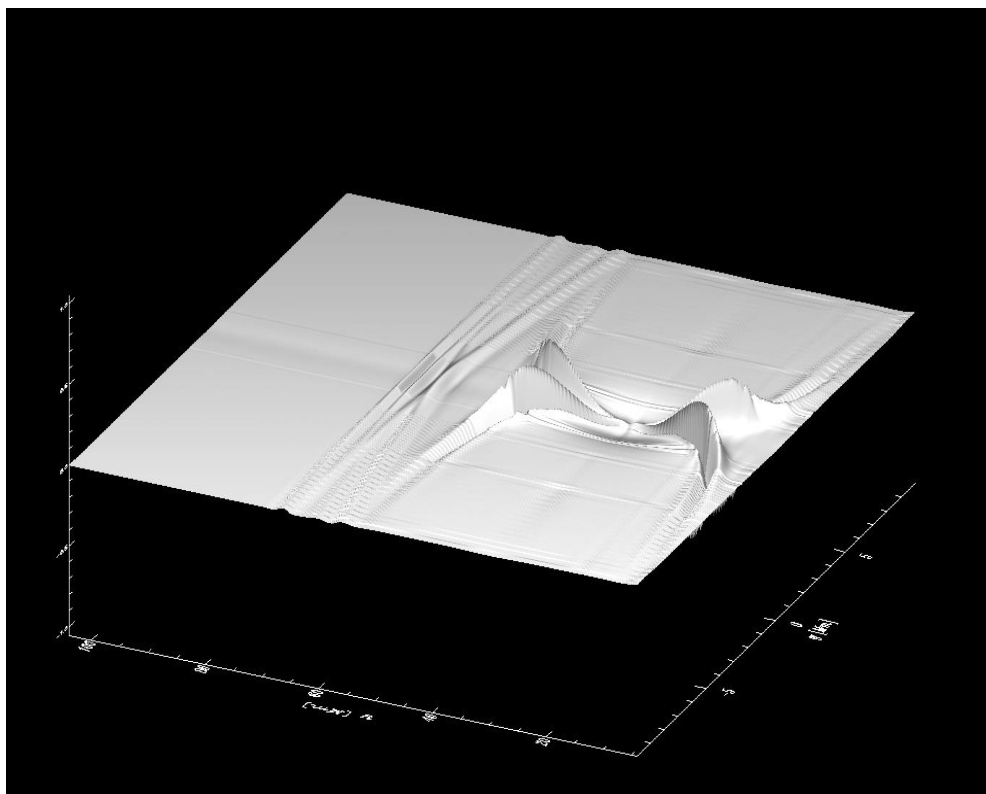
Na obrázcích 38 – 41 jsou vidět závislosti změn tvaru postupující vlny při pološifce proudové vrstvy $w = 1 \text{ Mm}$, poloviční hodnotě magnetické indukce $B = \frac{1}{2} B_0$ a různé doby času t [s]. Čas jsme opět nastavili v hodnotách od 0 do 150 s s odstupem 50 s. Na jednotlivé osy jsou vyneseny délky v Mm. Je evidentní, že například pro čas $t = 50 \text{ s}$ (viz obrázek 35) je postupující magnetoakustická vlna pomalejší než u postupující magnetoakustické vlny na obrázku 31. A totéž můžeme pozorovat u ostatních časů. Při srovnání obrázků 31, 35 a 39 můžeme vidět silný útlum rychlé magnetoakustické vlny a naopak zesílení amplitudy vlny, kterou považujeme za Alfvénovu vlnu.



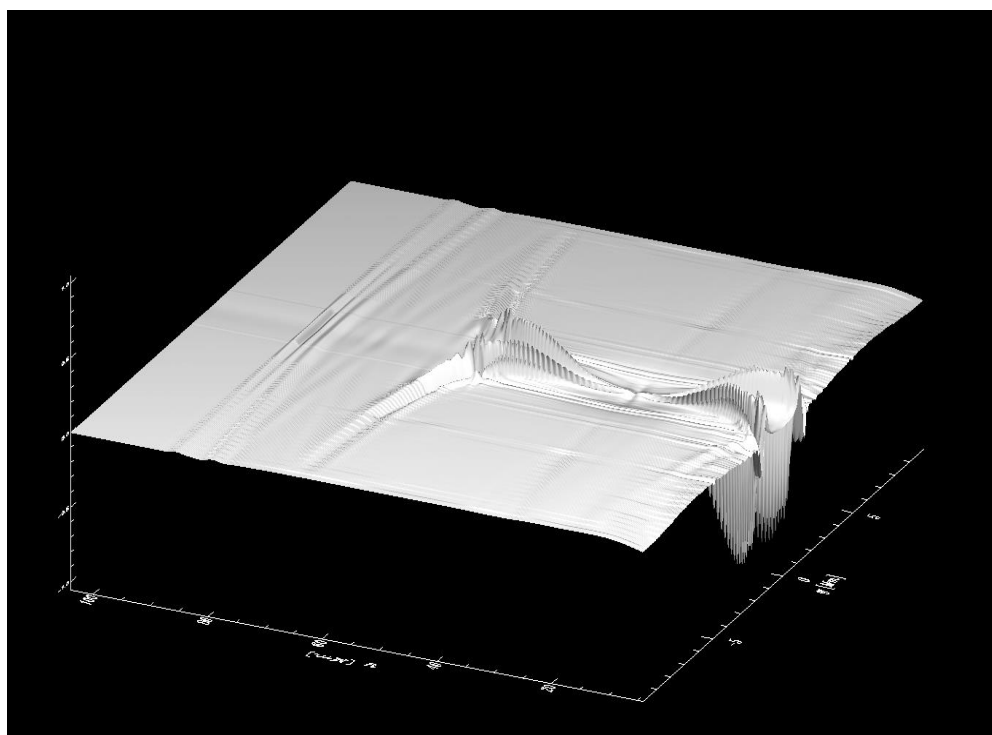
Obrázek 38: Generování počátečního pulzu pro $w = 1.0 \text{ Mm}$, $t = 0 \text{ s}$, $B = \frac{1}{2} B_0$.



Obrázek 39: Postupující vlna pro $w = 1.0 \text{ Mm}$, $t = 50 \text{ s}$, $B = \frac{1}{2} B_0$.



Obrázek 40: Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 100$ s, $B = \frac{1}{2} B_0$.



Obrázek 41: Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 150$ s, $B = \frac{1}{2} B_0$.

6 Závěr

Pochopení jevů souvisejících s výzkumem Slunce při pohybu vln a oscilací ve slunečních koronálních smyčkách je a zůstává jednou z mnoha výzkumných otázek v astrofyzice. Fotografie eruptivních procesů na Slunci pořízených z družic nebo pozemních pozorovacích observatoří jsou porovnávány s teoretickými a numerickými výpočty. Právě numerické simulace MHD vln v proudové smyčce nám svým širokým rozsahem nastavení počátečních podmínek a poskytnutých výsledků pomáhají pochopit fyzikální děje, které se na Slunci odehrávají.

Popsali jsme Slunce, jeho fyzikální vlastnosti, strukturu a činnost. Dále program pro výpočty v astrofyzice FLASH3.3, numerické simulace v neutrální proudové vrstvě a získané výsledky. Výpočty byly uskutečněny vždy z různých počátečních podmínek. Na provedených grafických výstupech jsou vidět různé průběhy postupujících vln, které spolu můžeme srovnávat. Na obrázcích je vidět nastavení jednotlivých parametrů (závislosti hustoty na čase) :

1. $w = 1 \text{ Mm}$ $B = B_0$ pro $t = 0$ do 150 s
2. $w = 2 \text{ Mm}$ $B = B_0$ pro $t = 0$ do 150 s
3. $w = 1 \text{ Mm}$ $B = \frac{1}{2}B_0$ pro $t = 0$ do 150 s

Porovnáním obrázků je vidět, jak se zmenšuje Alfvénova rychlost v_{Alf} , tak můžeme pozorovat zvětšení periody kmitů P , což je v souladu s rovnicí (27). Dále bylo pozorováno, že při zvýšení beta parametru plazmy se prodloužila doba, kdy první signál dorazí k detekčnímu bodu, ale poměr šíření rychlosti s Alfvénovou rychlostí uvnitř i vně sledované oblasti zůstává stejný.

Literatura

- [1] Vanýsek, V. : Základy astronomie a astrofyziky. Academia, 1980.
- [2] Švanda, M. : Slunce. Aventinum s.r.o., 2012.
- [3] Kleczek, J. : Vesmír kolem nás. Albatros, 1986.
- [4] Kulhánek, P. : Úvod do teorie plazmatu. AGA, 2011.
- [5] Stach, V. : Úvod do problematiky fyziky plazmatu. JCU PF, 1987.
- [6] Chen, Francis F. : Úvod do fyziky plazmatu. Academia, 1987.
- [7] Jelínek, P. and Karlický, M. : Magnetoacoustic waves in diagnostics of the flare current sheets, *Astronomy and Astrophysics* 537, A46, 2012.
- [8] Aldebaran: <http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/sunsystem/slunce.html>
- [9] Wikipedia: <http://cs.wikipedia.org>
- [10] Jelínek, P., Karlický, M. and Murawski, K. : Magnetoacoustic waves in a vertical flare current-sheet in a gravitationally stratified solar atmosphere, *Astronomy and Astrophysics* 546, A49, 2012.
- [11] Karlický, M., Jelínek, P. and Mészárosová, H. : Magnetoacoustic waves in the narrowband dm-spikes sources, *Astronomy and Astrophysics* 529, A96, 2011.
- [12] Jelínek, P. and Karlický, M. : Impulsively Generated Wave Trains in a Solar Coronal Loop, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 38, 2243-2248, 2010.
- [13] <http://hvezdarna.plzen.eu/ukazy/clanky/2011/skvrny/slunce.jpg>
- [14] http://pl.wikipedia.org/wiki/Plik:HI6563_fulldisk.jpg
- [15] Roberts, B., Edwin, P. M., and Benz, A. O.: On coronal oscillations, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 279, 1984.
- [16] Aschwanden, M.: *Physics of the solar corona*. Springer, Chichester, 2005.
- [17] Goossens, M.: *An introduction to plasma astrophysics and magnetohydrodynamics*. Kluwer, Dordrecht, 2003.
- [18] *FLASH Users Guide, Version 3.3: ASC FLASH Center University of Chicago, USA, 2010.*
- [19] Brož, J.: *Užití numerického kódu FLASH v plazmové astrofyzice*. Diplomová práce, PF JU České Budějovice, 2013.
- [20] <http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/Eclipse/Ecl2006l/0-info.htm>
- [21] http://en.wikipedia.org/wiki/File:Solar_prominence_1.jpg
- [22] <http://news.nationalgeographic.com/news/2012/03/120308-solar-flare-storm-sun-space-weather-science-why/>

- [23] http://www.jaxa.jp/article/special/astro/img/shimizu_photo01_big.jpg
- [24] <http://www.flickr.com/photos/uclmaps/9149824031/>
- [25] <http://www.asu.cas.cz/news/sonda-hinode/>
- [26] De Moortel, I.: Application of wavelet analysis to transversal coronal loop oscillations. *Astronomy & Astrophysics*, 2002
- [27] Ofman, L. and Wang, T. : *The Astrophysical Journal*, © 2002. The American Astronomical Society.
- [28] http://www.rozhlas.cz/leonardo/vesmir/_zprava/306248

Seznam obrázků

1	Hertzsprungův-Russellův (H-R) diagram. Převzato z [2].	8
2	Stavba Slunce. Převzato z [2].	10
3	Schéma termojaderné reakce ve slunečním nitru. Převzato z [2]	11
4	Fotosféra se slunečními skvrnami. Převzato z [13].	12
5	Granulace - oblaka horkého plazmatu vytváří tzv. granulaci, ©DOT.	13
6	Chromosféra. Převzato z [14].	15
7	Sluneční koróna při úplném zatmění Slunce. Převzato z [20].	15
8	Sonda Hinode. Převzato z [24].	17
9	Alfvénovy vlny. Převzato z [23].	17
10	Numerické vyhledávání nulových bodů magnetického pole. Převzato z [8].	18
11	Deformace magnetického pole pohybem plazmatu. Převzato z [2].	20
12	Sluneční skvrny, © SST/Švédská královská akademie věd.	21
13	Fakule, © SST/Švédská královská akademie věd.	22
14	Ukázka protuberance. Převzato z [21].	23
15	Ukázka erupce. Převzato z [22].	24
16	Frekvence jednotlivých plazmatických vln. Převzato z [4].	26
17	Šíření zvukových vln ovlivněné magnetickým polem, kde $c_S < v_A$. Převzato z [4].	28
18	Magnetický tlak je roven kinetickému, $c_S = v_A$. Převzato z [4].	29
19	Rychlá vlna přechází ve zvukovou, ostatní mody se zmenšují. $c_S > v_A$. Převzato z [4].	29
20	Šíření řádné vlny (O vlny). Převzato z [4]	30
21	Šíření mimořádné vlny (X vlny). Převzato z [4]	31
22	Sluneční erupce ze dne 6.7.1996, ©SoHO/NASA/ESA/SU	32
23	Diagram průběhů různých fází v koronální smyčce. Převzato z [15].	33
24	Adaptivní zjemnění mřížky AMR. Převzato z [18].	37
25	Praktická ukázka zjemnění AMR. Převzato z [18].	37
26	Praktická ukázka AMR pro proudovou hustotu v čase $t = 4s$. Zjemnění je šestinásobné. Převzato z [18].	38
27	Prostředí vizualizačního programu IDL. Převzato z [18].	39
28	Schéma proudové vrstvy. Převzato z [7].	40

29	Závislost parametru β na výšce ve sluneční atmosféře. Převzato z [16].	41
30	Generování počátečního pulzu pro $w = 1.0$ Mm, $t = 0$ s, $B = B_0$	43
31	Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 50$ s, $B = B_0$	43
32	Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 100$ s, $B = B_0$	44
33	Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 150$ s, $B = B_0$	44
34	Generování počátečního pulzu pro $w = 2.0$ Mm, $t = 0$ s, $B = B_0$	45
35	Postupující vlna pro $w = 2.0$ Mm, $t = 50$ s, $B = B_0$	46
36	Postupující vlna pro $w = 2.0$ Mm, $t = 100$ s, $B = B_0$	46
37	Postupující vlna pro $w = 2.0$ Mm, $t = 150$ s, $B = B_0$	47
38	Generování počátečního pulzu pro $w = 1.0$ Mm, $t = 0$ s, $B = \frac{B_0}{2}$	48
39	Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 50$ s, $B = \frac{B_0}{2}$	48
40	Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 100$ s, $B = \frac{B_0}{2}$	49
41	Postupující vlna pro $w = 1.0$ Mm, $t = 150$ s, $B = \frac{B_0}{2}$	49