



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 fyziky a techniky

Numerické simulace magnetoakustických vln ve sluneční koróně

Diplomová práce

Vedoucí práce: RNDr. Petr Jelínek, Ph.D.

Autor: Bc. Jan Pokorný, DiS.

Anotace

Tématem předkládané diplomové práce jsou numerické simulace magnetoakustických vln ve sluneční koróně v souvislosti s rekonexí magnetického pole. V první části práce je věnována pozornost základnímu popisu Slunce a jeho atmosféry a dějů, které v ní probíhají. Další části jsou věnovány popisu rekonexe magnetického pole a popisu slunečních erupcí, probíhajících ve sluneční koróně v souvislosti s mechanismy rekonexe magnetického pole. Poté je pozornost zaměřena na oscilace a vlny v plazmatu. Poslední část je věnována simulacím možnosti spuštění rekonexe magnetického pole pomocí oscilací a vln v Harrisově proudové vrstvě. Numerické simulace jsou realizovány v programu FLASH 3.3.

Abstract

The topic of the master thesis are the numerical simulations of magnetoacoustic waves in the solar corona in relation to the reconnection of magnetic field. The first part is devoted to the basic description of the Sun, its atmosphere and the processes that occur in it. Other sections are devoted to the description of reconnection of magnetic field and the description of solar flares taking place in the solar corona in relation to the mechanisms of magnetic field reconnection. Then the attention is focused on plasma waves and oscillations. The last section aims to simulate the startup options of the reconnection of magnetic field by oscillations and waves in the Harris current-sheet. Numerical simulations are implemented in FLASH 3.3.

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji diplomovou práci jsem vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu literatury.

Prohlašuji dále, 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 Č. Budějovicích 29. července 2014

.....

Jan Pokorný

Poděkování

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

Obsah

Prohlášení	3
Poděkování	4
1 Úvod	7
2 Slunce	8
2.1 Sluneční plazma	8
2.2 Struktura Slunce	9
2.3 Sluneční atmosféra	10
2.3.1 Fotosféra	11
2.3.2 Chromosféra	12
2.3.3 Koróna	13
2.3.4 Ohřev sluneční koróny	16
3 Rekonexe magnetického pole	20
3.1 Modely magnetické rekonexe	22
3.1.1 2D Sweet–Parkerův model	22
3.1.2 2D Petschekův model	24
3.1.3 3D rekonexe	25
4 Sluneční erupce	27
4.1 Standardní model sluneční erupce	28
4.2 Klasifikace slunečních erupcí	30
5 Vlny v plazmatu	33
5.1 Magnetoakustické vlny	34
5.2 MHD módy magnetoakustických vln	36
5.2.1 Magnetoakustické vlny ve sluneční atmosféře	39
6 Numerické simulace MHD vln ve sluneční koróně	41
6.1 Program FLASH	43
6.1.1 Adaptive Mesh Refinement (AMR)	44
6.2 Nastavení počátečních podmínek výpočtů	45

6.3	Získané výsledky	46
6.3.1	Výpočty bez gravitace	46
6.3.2	Výpočty se započítáním gravitace	58
7	Závěr	69
	Literatura	70
	Seznam obrázků	73

1 Úvod

Existence jevu nazývaného „rekonexe magnetického pole“ v plazmovém prostředí, ji řadí mezi důležité jevy přispívající k vysvětlení procesů probíhajících ve slunečním plazmatu. Představa o rekonexi se vyvíjela a stále vyvíjí skrze pokroky v pozorování i díky počítačovým simulacím. V plazmatu nastává i mnoho jiných procesů mimo rekonexe, ale rekonexe je důležitý jev, kterým je možno vysvětlit přeměny energie magnetického pole ve slunečním plazmatu, na energie jiných druhů [1].

Mnoho jevů týkajících se rekonexe magnetického pole zůstává stále neobjasněno. Jedním z nich je mechanismus, který je jejím spouštěčem. Jedním z možných spouštěčích mechanismů by mohlo být vlnění, které se v plazmatu šíří. Energie se ve slunečních koronálních smyčkách se šíří pomocí rázových vln. Tyto vlny mohou vzniknout díky impulzu, jehož příčinou by mohla být právě rekonexe magnetického pole. Zároveň by mohly být tyto vlny jejím spouštěčem, což je předmětem studia v této práci.

2 Slunce

Slunce je hvězda nacházející se na hlavní posloupnosti HR diagramu. Skládá se z ionizovaného plynu (plazmatu) složeného převážně z vodíku (92,1 %) a helia (7,8 %). Vzniklo před 4,6 miliardami let a v porovnání s ostatními hvězdami v naší Galaxii patří do středně staré skupiny hvězd. Jeho hmotnost a svítivost je však větší než u většiny hvězd v naší Galaxii. Vzdálenost mezi Zemí a Sluncem je přibližně 150 milionů kilometrů. Světlo dosáhne povrchu Země za zhruba 8 minut. Průměr Slunce je 1 391 684 km, což je přibližně 109 krát větší průměr než má Země. Objem má zhruba 1 300 000 násobně větší. Celkově Slunce obsahuje okolo 99,8 % hmotnosti sluneční soustavy [2].

Teplota povrchu Slunce je 5 780 K, teplota v jádře přibližně 15 milionů K, zářivý výkon $3,846 \cdot 10^{26}$ W. Zdrojem energie je jaderná syntéza, při které se za každou sekundu sloučí v jádru Slunce 700 milionů tun vodíku na hélium v tzv. proton – protonovém cyklu.

Stavba Slunce se dělí na neviditelnou (tu, kterou nelze přímo pozorovat) část – nitro, a na pozorovatelnou část – atmosféru. V nitru je soustředěno 99 % veškeré hmotnosti Slunce. Z toho vyplývá, že vnitřek Slunce má velkou hustotu. Sluneční atmosféra je velmi řídká. Gravitační síla způsobená vlastní hmotou (působící do středu Slunce) je v rovnováze s tlakem plazmatu a záření (působícími proti gravitaci) [7].

Slunce zásobuje povrch Země teplem a světlem. Na sluneční energii jsou závislé téměř všechny procesy, které na Zemi probíhají. Je na ní závislé podnebí, změny počasí i teploty, významně se podílí na přílivu a odlivu moří. Pomáhá udržet na zemském povrchu vodu v kapalném skupenství, je klíčovým faktorem pro fotosyntézu rostlin a umožňuje živočichům vidět. Zemská atmosféra propouští jen část spektra slunečního záření – všechny složky viditelného spektra, část ultrafialového, infračerveného a radiového záření [2].

2.1 Sluneční plazma

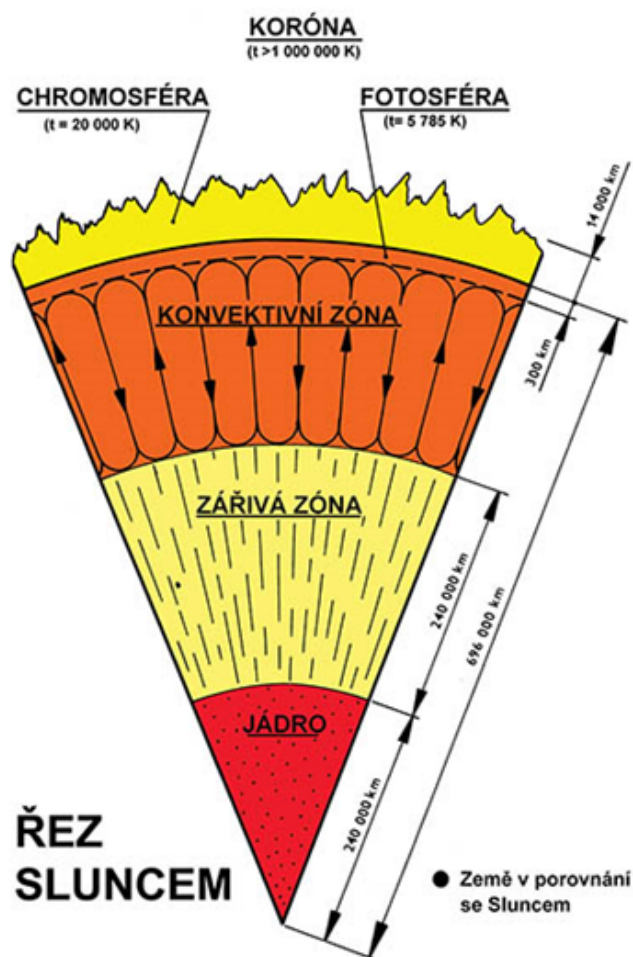
Ve slunečním plazmatu se vytvářejí nejrůznější lineární a plošné útvary jako jsou plazmová vlákna a proudové vrstvy. Nabité částice mohou v plazmatu jednak rotovat kolem magnetických indukčních čar a jednak driftovat napříč magnetickému poli. V plazmatu se může šířit velké množství nejrůznějších nízkofrekvenčních i vysokofrekvenčních vln. Tyto vlny jsou ve slunečním plazmatu také snadno generovány. Více o plazmatu lze

nalézt v literatuře [4, 17].

2.2 Struktura Slunce

Díky výzkumu víme, že Slunce není pouhá jednolitá koule plazmatu, ale skládá se z několika vrstev odlišných vlastností, ve kterých probíhají různé procesy. Podle současných výzkumů a modelů slunečního nitra, které jsou v souladu s tím, co je pozorováno, je sluneční těleso složeno ze tří základních vrstev (viz obr. 1):

1. jádra
2. vrstvy zářivé rovnováhy
3. konvektivní vrstvy

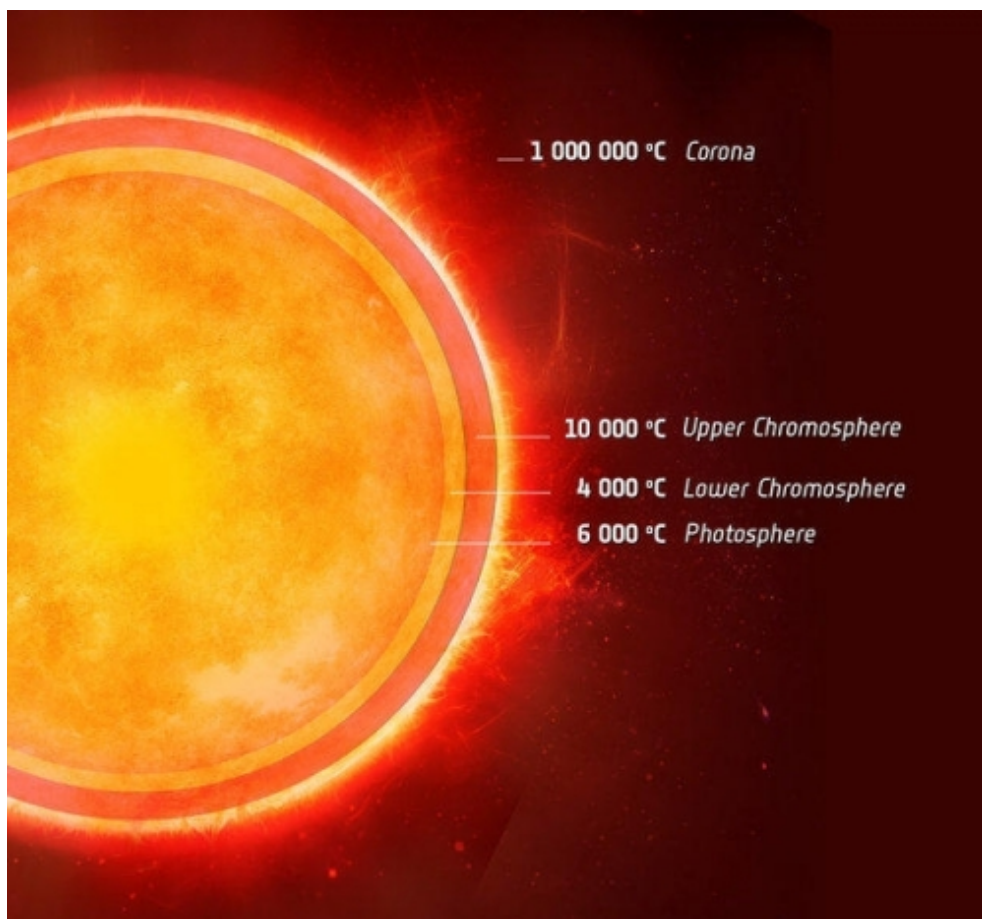


Obrázek 1: Řez strukturou Slunce. Převzato a upraveno z [9].

2.3 Sluneční atmosféra

Slunce nemá pevný povrch, jeho hranice se musí stanovit na základě opticky definované hranice. Pro určení se používá veličina zvaná optická hloubka. Udává množství pohlceného světla, které odpovídá optické tloušťce atmosféry. Někdy se udává, že atmosféra Slunce, viz obr. 2, začíná zhruba 300 km pod vnějším okrajem fotosféry. Oblasti pod touto hranicí patří k nitru Slunce. Do atmosféry můžeme nahlédnout, uniká z ní část fotonů, do nitra Slunce vidět nemůžeme, neunikají z něj žádné fotony [5]. Sluneční atmosféra je složena z těchto vrstev:

1. fotosféry
2. chromosféry
3. koróny



Obrázek 2: Složení sluneční atmosféry. Převzato a upraveno z [3].

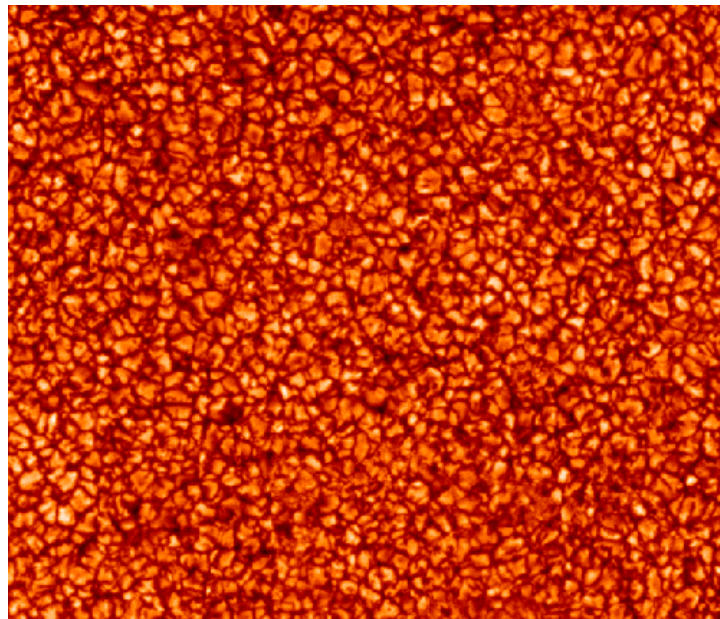
2.3.1 Fotosféra

Fotosféra je nejnižší nejhustší a nejchladnější vrstvou sluneční atmosféry. Je označována jako viditelný sluneční povrch. Z fotosféry uniká do okolního vesmíru převážná část sluneční energie ve formě elektromagnetického záření, především světla, a z menší části infračerveného záření. Teplota na spodní vrstvě fotosféry je asi 7000 K. V nejvyšší části fotosféry, kde již fotosféra přechází v chromosféru, je teplota kolem 4300 K [7].

Jde o vrstvu, v porovnání s rozměry celého Slunce velmi tenkou. Její tloušťka je jen asi 300 km. Celý povrch fotosféry pokrývají stoupající a klesající proudy plazmatu. Tento jev se nazývá granulace.

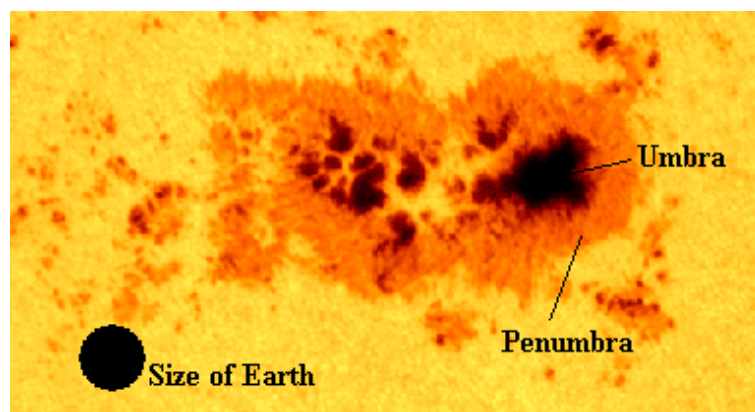
Granulace

Granulaci lze pozorovat jako jemnou síť tmavších a světlejších skvrnek po celém povrchu Slunce (viz obr. 3).



Obrázek 3: Granulace. Převzato a upraveno z [7].

Tento jev je projevem proudění slunečního plazmatu v konvektivní vrstvě. Jasnější skvrnky představují vrcholky vzestupných proudů, které do fotosféry přinášejí teplejší plazma z podpovrchových vrstev. Ve fotosféře se vytváří pozorovatelné spojité a čárové sluneční spektrum. Při pozorování fotosféry v bílém světle se povrch jeví zrnitý. Tato jasná zrna, zvaná granule, jsou proudy horkých plynů vynášejících se do fotosféry prouděním (konvekcí) z nitra.



Obrázek 4: *Struktura sluneční skvrny a porovnání velikosti skvrny s velikostí Země. Převzato a upraveno z [35].*

Sluneční skvrny

Mnohem známějšími a výraznějšími útvary pozorovatelnými ve fotosféře jsou sluneční skvrny (viz obr. 4). Původcem skvrn je magnetické pole a zejména vychlípená podfotosférická smyčka. V místě kde smyčka protne fotosféru, vytvoří se oblast, kde magnetické pole zabraňuje v proudění ohřátého plazmatu z nitra Slunce. Tato místa jsou tedy relativně chladnější a proto se jeví jako tmavé skvrny [6].

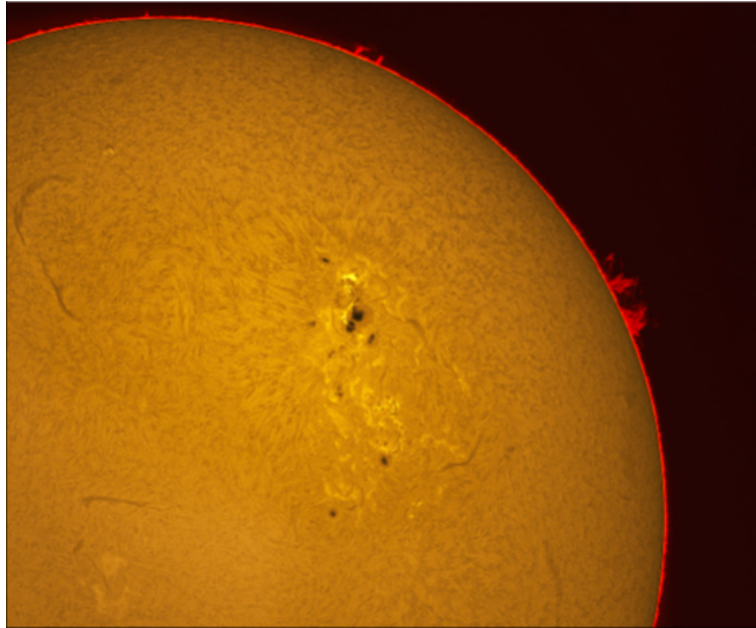
Vyvinutá skvrna se skládá z temnějšího jádra – umbry a světlejšího okraje – penumbry (viz obr. 4). Životnost slunečních skvrn se pohybuje od hodin až po několik dní. Výskyt skvrn je závislý na heliografické šířce a cyklu sluneční aktivity. Tento cyklus trvá 22 let. Během této doby Slunce samo dvakrát změní svoji polaritu. Sluneční skvrny nejsou záležitostí pouze sluneční fotosféry, ale jsou to útvary sahající od konvektivní zóny až do koróny [9].

Z fotosféry jsou také vyvrhovány protuberance – oblaka plazmatu ovládaná magnetickými poli [10].

2.3.2 Chromosféra

Chromosféra je střední vrstva sluneční atmosféry navazující na fotosféru. Její tloušťka je přibližně 10 000 – 16 000 km. Jevy v chromosféře jsou ovlivněny konvekcí z fotosféry a magnetickým polem. Chromosféra je z pohledu změn teploty odlišná od fotosféry. Zatímco teplota od nitra Slunce do fotosféry systematicky klesala, v chromosféře se chod teploty obrací. Nejnižší vrstvy mají přibližně 4 000 K, a nejvyšší vrstvy chromosféry, které hraničí s korónou, mohou dosahovat teploty až 100 000 K [8].

Chromosféru lze pozorovat, pouze při úplném zatmění Slunce na jehož začátku a konci je možno spatřit načervenalý úzký srpek (viz obr. 5).



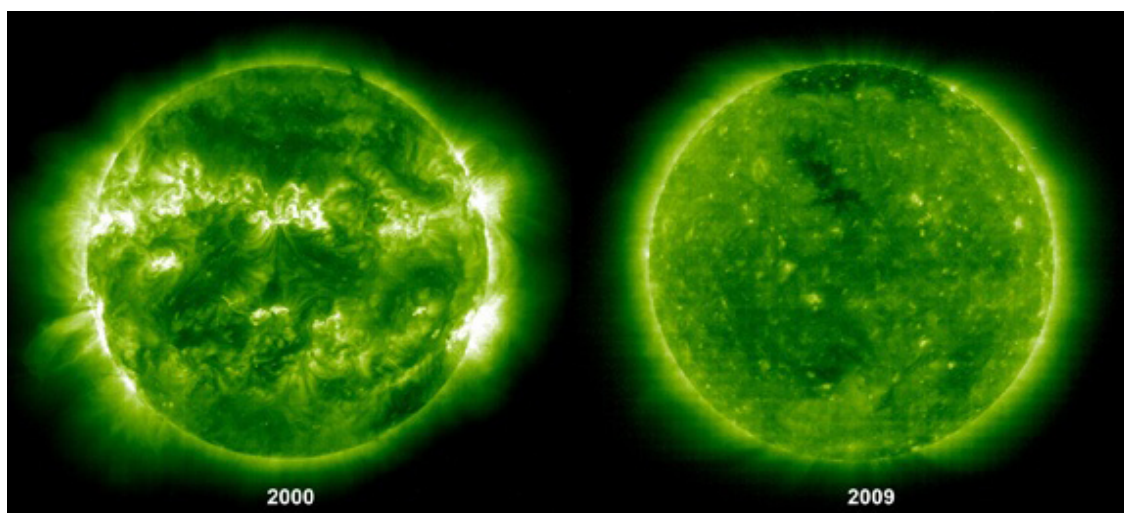
Obrázek 5: Chromosféra. Převzato a upraveno z [10].

2.3.3 Koróna

Oblast nad chromosférou nazýváme koróna. Koróna je vnější vrstvou sluneční atmosféry, která nemá ostré hranice a zasahuje hluboko do sluneční soustavy. V koróně existují oblasti, kde jsou za přispění magnetických polí formovány nejrůznější struktury jako polární a koronární paprsky, oblouky, smyčky atd., ve kterých je hustota hmoty o dva až čtyři řády vyšší. Tvar koróny je magnetickému poli zcela podřízen, proto pozorujeme dlouhé koronální paprsky tam, kde je magnetické pole uzavřené, a naopak tzv. koronální díry tam, kde je pole otevřeno do prostoru. Tvar sluneční koróny závisí také na tom, zda se Slunce nachází v období minima nebo maxima své aktivity viz obr. 6. Bez speciálního vybavení je možné zmíněné struktury pozorovat během úplného zatmění Slunce [8].

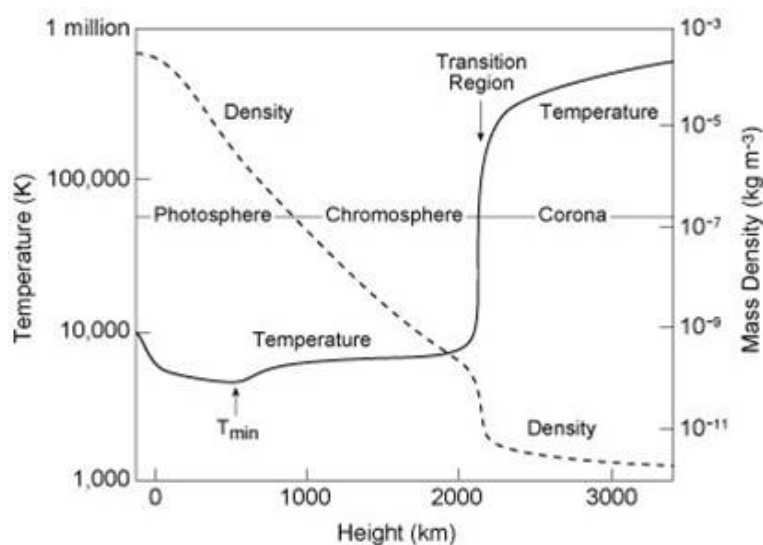
Teplota v koróně dosahuje několika milionů stupňů viz obr. 7. Tato vysoká teplota je ale díky nízké hustotě plazmatu, která je až 100 000 krát menší než v chromosféře, značně zavádějící. Spíše než „pocit tepla“ charakterizuje tato teplota velkou rychlost částic a vysoký stupeň jejich ionizace [6].

Velký počet volných elektronů hraje důležitou roli v mechanismu záření koróny. Na elektronech dochází k rozptylu světla fotosféry. Světlo je zde rozptylováno do všech



Obrázek 6: Období aktivity Slunce v RTG oboru (vlevo maximum, vpravo minimum). Převzato a upraveno z [10].

stran. Plazma v koróně není dostatečně husté aby vyzařovalo pouze na základě svojí teploty. Plyn v koróně je řidší než nejlepší pozemské laboratorní vakuum [11].

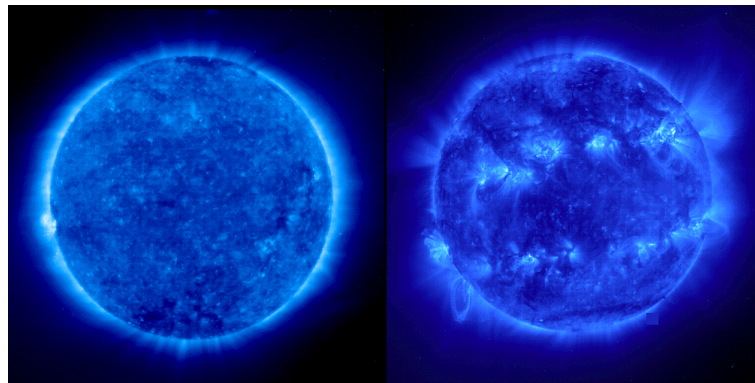


Obrázek 7: Graf závislosti teploty na výšce nad slunečním povrchem. Převzato a upraveno z [3].

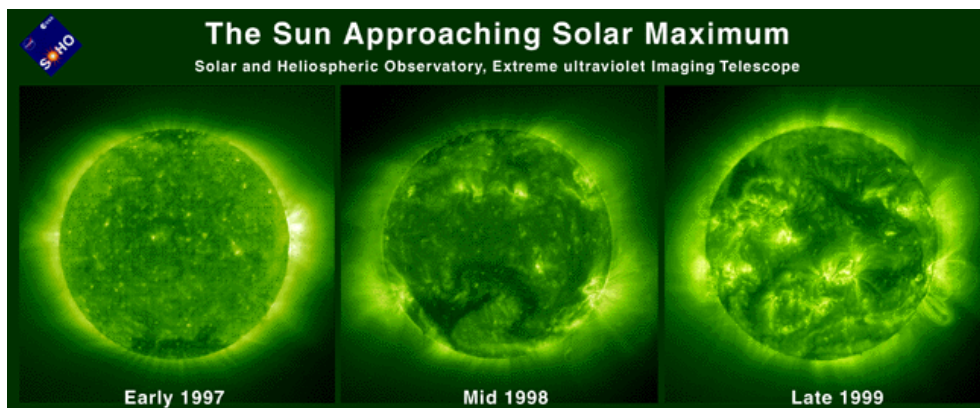
Planckův zákon předepisuje látce určité teploty vyzařovat prakticky na všech vlnových délkách. Kvůli termodynamické nerovnováze vyzařuje koróna pouze na izolovaných spektrálních čarách chemických prvků, které se v ní vyskytují. Koróna září na spektrálních čarách vysoce ionizovaných kovů, typicky v dalekém ultrafialovém nebo rentgenovém oboru spektra, což také značí její vysokou teplotu. Toto záření nejsme schopni na povrchu Země pozorovat, protože jeho převážnou většinu pohlcuje ozónová vrstva.

Nejvýraznější spektrální čáry, ve kterých se pozoruje koróna, jsou:

- Červená čára (637,4 nm, iont Fe X) – je charakteristická pro klidné oblasti Slunce a minimum jedenáctiletého slunečního cyklu (obr. 8)
- Zelená čára železa (530,3 nm, iont Fe XIV) – pozorujeme ji v aktivních oblastech (obr. 9)
- Žlutá čára (569,4 nm, iont Ca XV), která se vyzařuje v oblastech blízko erupcí a nad obrovskými skvrnami (obr. 10)



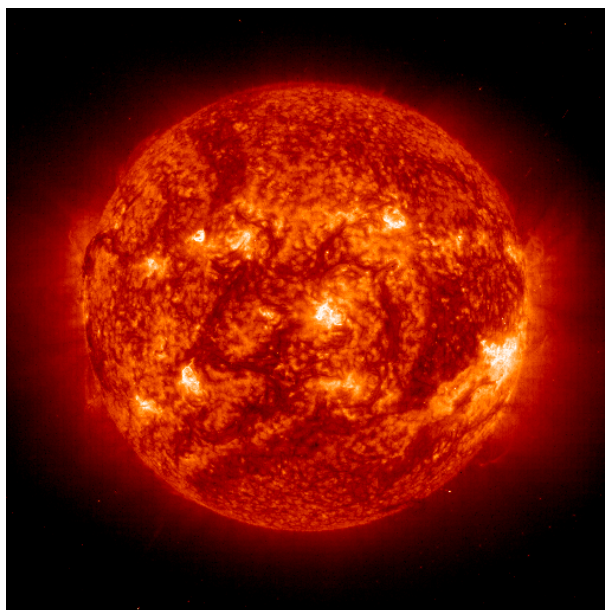
Obrázek 8: Červená čára (637,4 nm, iont Fe X). Převzato a upraveno z [33].



Obrázek 9: Zelená čára železa (530,3 nm, iont Fe XIV). Převzato a upraveno z [33].

Detailnější pozorování koróy bylo možné provádět až od druhé poloviny 20. stol., kdy začala být prováděna pozorování v rentgenovém a ultrafialovém oboru spektra. Nejprve z výškových raket a poté z kosmické stanice Skylab [10, 11].

Plazma v koróně, jak již bylo řečeno, je zahřáto na velmi vysoké teploty (resp. je vysoce ionizováno). Chromosféra a koróna však pohlcují jen nepatrné množství zářivé



Obrázek 10: *Žlutá čára (569,4 nm, iont Ca XV). Převzato a upraveno z [13].*

energie vyzařované z fotosféry. Tyto vrstvy jsou pro záření značně průhledné, proto bychom očekávali spíše pokles teploty se vzrůstající výškou od povrchu Slunce. Ve skutečnosti je tomu ale právě naopak. Tento jev označujeme jako „problém ohřevu sluneční koróny“ [12].

2.3.4 Ohřev sluneční koróny

Problém ohřevu sluneční koróny ve sluneční fyzice se zabývá otázkou, proč má tato horní vrstva sluneční atmosféry teplotu až několik milionů K, když povrch Slunce má teplotu pouze asi 5700 K. Teplota koróny ve vrstvách blíže Slunci dosahuje teploty asi 1,5 milionů K a ve vyšších vrstvách i 5 milionů K, což je paradoxně mnohem víc, než jakých hodnot dosahuje teplota fotosféry, která je žhavému jádru Slunce mnohem blíže.

Jelikož podle druhého termodynamického zákona není možné přenášet teplo z chladnějšího do teplejšího prostředí, je zřejmé, že energie se od vnitra Slunce do vyšších vrstev nebude přenášet konvenčními pochody (vedením, zářením nebo konvekcí), ale jinými netepelnými procesy [9].

Dlouho prosazovanou hypotézou byl ohřev koróny slunečními erupcemi. Velkých erupcí je ale příliš málo na to, aby významněji zahřály korónu. Podle některých teorií by mohlo docházet i k malým mikroerupcím, jejichž energetická bilance je sice nižší, ale jejich podstatně více a jejich počet by mohl korónu alespoň částečně ohřát.

Dnes se ale zdá, že za ohřev koróny je zřejmě odpovědná kombinace jevů souvisejících s magnetickým polem. Do vyšších vrstev atmosféry se prostřednictvím magnetického pole šíří množství vln (magnetoakustických, Alfvénových a dalších), jež se vysoko nad povrchem disipují a předávají energii okolnímu plazmatu. Ve vyšší atmosféře dochází rovněž k rekonexím magnetických silokřivek, které mohou také okolní plazma ohřívat. I přes pokroky související s rozvojem počítačového modelování a lepším pozorováním však tato otázka nebyla dosud jasně zodpovězena [14].

Jako nejpravděpodobnější mechanismy ohřevu koróny zůstávají tyto dva:

- magnetickou rekonexí (mikroerupcemi)
- ohřev vlnami

Magnetická rekonexe (erupce, mikroerupce)

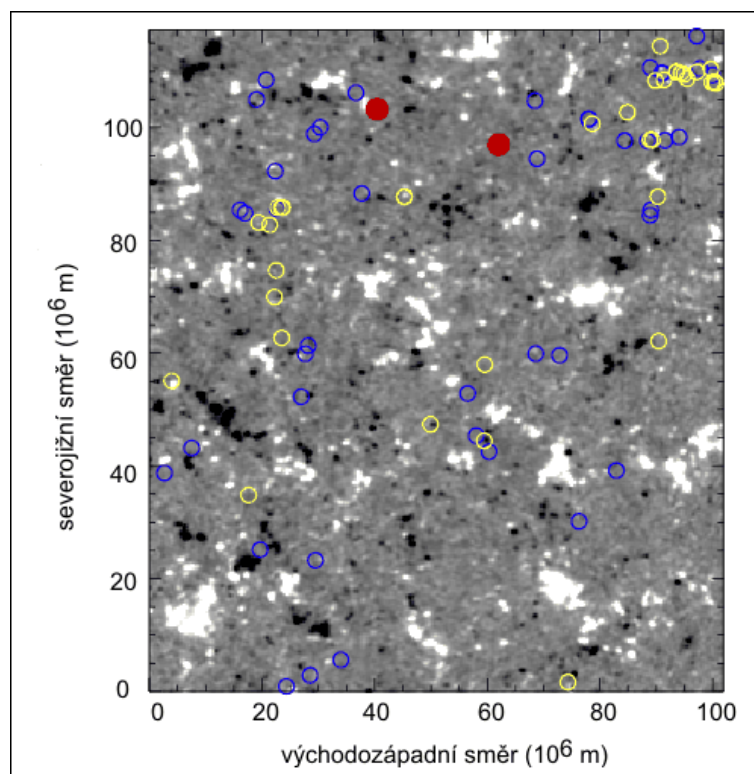
Při magnetické rekonexi vznikají ve sluneční koróně elektrické proudy. Tyto proudy potom náhle kolabují (disipují), přičemž se v průběhu tohoto procesu v koróně uvolňuje teplo a energie přenášená vlněním. Při větší erupci se v důsledku magnetické rekonexe uvolní energie až 10^{25} J, která zahřeje okolní plazma, vymrští ho a způsobí vzplanutí až v RTG oboru spektra elektromagnetického záření. Výskyt takovýchto větších erupcí ale není tak častý aby, byl ohřev koróny dostatečný.

Předpokládalo se také, že ohřev koróny by mohly zajišťovat mikroerupce s energetickým výkonem okolo 10^{17} J. Na povrchu Slunce by měly mikroerupce probíhat kontinuálně. Povrch Slunce pokrývají milióny magnetických oblastí s rozměry od 50 do 1000 km [9, 10].

Na obrázku 11 jsou znázorněny výsledky numerického vyhledávání nulových bodů magnetického pole, ve kterých může docházet k rekonexím. Modré kroužky jsou nulové body ve fotosféře, žluté v chromosféře a plně červené v koróně. Jak je vidět, v koróně je nulových bodů minimum. Tím lze fakticky vyloučit mikrorekonexe a mikroerupce jako dominantní mechanismus ohřevu koróny. Na pozadí obrázku je magnetogram z přístroje SOT na sondě Hinode [10].

Ohřev vlnami

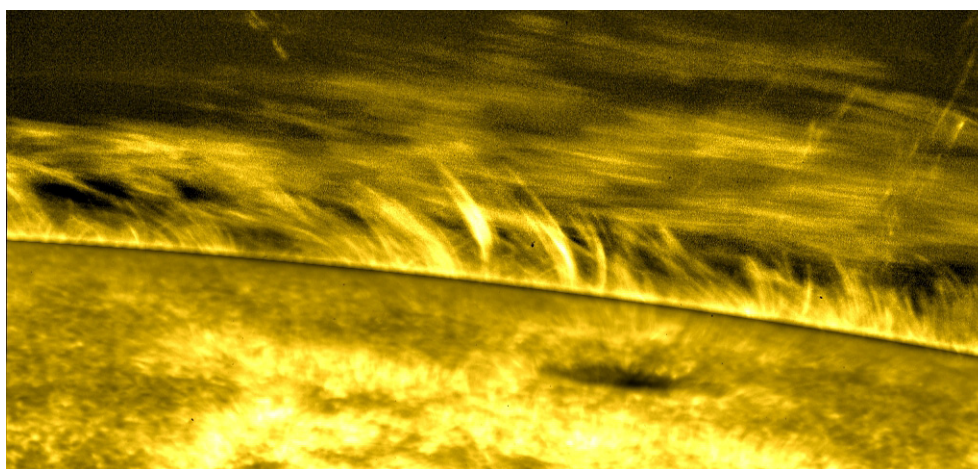
Dlouhodobým pozorováním se zjistilo že magnetoakustické vlny a Alfvénovy vlny, jako výsledek turbulence, granulace a supergranulace ve fotosféře v přítomnosti magnetic-



Obrázek 11: Magnetogram ze sondy *Hinode*. Převzato a upraveno z [10].

kého pole, by mohly být hlavním mechanismem ohřevu sluneční koróny. Asi nejjednodušším mechanismem je ohřev pomocí Alfvénových vln. Alfvénovy vlny mohou vynášet energii v podobě zvukových vln z povrchu podél silokřivek až vysoko do koróny [9, 10].

Ohřev koróny by se měl uskutečňovat jejíich přeměnou na rázové vlny, které vznikají při přechodu z hustšího do řidšího prostředí a následně disipují svojí energii jako teplo. Frekvenční rozsah obou typů vln by se měl nacházet v intervalu 1 MHz – 200 Hz [9] .

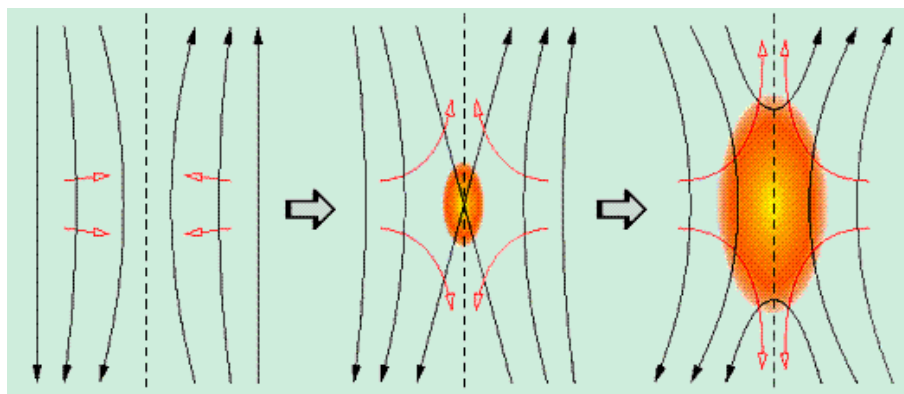


Obrázek 12: Alfvénovy vlny pozorované na pohybu plazmatu. Převzato a upraveno z [38].

V roce 2007 japonská sonda Hinode detekovala při povrchu Slunce intenzivní Alfvénovy vlny, podél nichž unikaly do vesmírného prostoru nabité částice v podobě slunečního větru. Podle výpočtů, které provedl v lednu 2008 tým z Kalifornské sluneční a astrofyzikální laboratoře, jsou Alfvénovy vlny natolik intenzivní, že by samy o sobě mohly stačit k ohřevu koróny na pozorované teploty [10].

3 Rekonexe magnetického pole

Magnetické přepojení neboli rekonexe magnetického pole je jedním z nejvýznamnějších jevů ve slunečním plazmatu. K rekonexi dochází nejčastěji v oblastech, kde se střetávají dva proudy plazmatu, které s sebou unášejí „zamrzlé“ magnetické siločáry, které mají vzhledem k sobě opačnou orientaci. Při tomto ději změní magnetické pole topologii svých silokřivek (dojde k jejich přepojení) a ty se uspořádají do energeticky výhodnější konfigurace viz obr. 13.



Obrázek 13: Rekonexe magnetického pole. Převzato a upraveno z [33].

Uvolněná energie magnetického pole poté zahřívá okolní plazma a urychluje částice plazmatu. V kontextu slunečního plazmatu nastává magnetická rekonexe např. při slunečních erupcích, když se spojí dvě smyčky, nebo když je samostatná smyčka magnetického toku zkroucena, nebo nějakým způsobem zdeformována. Na rozhraní protisměrných polí se vytvářejí tzv. proudové vrstvy, ve kterých se přeměňuje magnetická energie na teplo a aktivní částice. Pro popis tohoto děje v plazmatu se využívá zákonů magnetohydrodynamiky (MHD). Magnetohydrodynamika je nauka o chování vodivých tekutin v magnetickém poli [17].

Rekonexe magnetického pole je neideální magnetohydrodynamický proces při kterém se může převádět magnetická energie na kinetickou energii a teplo. Při ideálních procesech se přeměňuje magnetická energie na kinetickou bez disipace (bez převodu na teplo). Dostatečně horké plazma se chová jako ideální tekutina v tom smyslu, že jeho odpor je nulový a pro jeho výpočty se používá ideální MHD. Následkem nulového odporu plazmatu je magnetické pole „vmrznuté“ do plazmatu. Topologie magnetických silokřivek je zachována v původním stavu. Není zde možné proudění plazmatu napříč

magnetických silokřivek, neexistuje disipace energie, magnetický tok libovolnou uzavřenou plochou je konstantní. To limituje možnosti dynamických procesů v plazmatu. U magnetických plazmových vláken která jsou silně natažená vlivem tlaku plazmatu, není možné uvolnit velké množství jejich energie a vrátit je zpět do původního stavu, pokud je plazma zamrznuté v proudových trubicích. To tedy znamená, že účinná přeměna magnetické energie na kinetickou je v ideálním plazmatu vyloučena [9, 17].

Aby však byl splněn zákon zachování energie, musí se energie nahromaděná v magnetickém poli při přechodu silokřivek do jiné topologie uvolnit, a to je možné pouze v plazmatu s konečnou vodivostí. Proto musíme u tohoto jevu počítat s určitou rezistivitou. Pro popis rekonexe magnetických silokřivek se tedy používá rezistivní MHD. V oblastech přepojení silokřivek, které se nacházejí v místech slabého nebo nulového magnetického pole, jsou podstatné difúzní procesy. Tyto oblasti jsou prostorově omezené a nazývají se difúzní regiony. V těchto oblastech je nutné použít rezistivní MHD a na jejich okrajích navázat na rovnice ideální MHD. Časová konstanta magnetické difúze při nenulovém odporu plazmatu se nazývá rezistivní čas τ_R :

$$\tau_R \approx L^2 \sigma \mu_0. \quad (1)$$

Většina pohybů v plazmatu které obsahuje magnetické pole je charakterizována Alfvénovou rychlostí v_A . Určitý rozruch projde plazmatem touto rychlostí za dobu, která se nazývá Alfvénův čas τ_A [21]:

$$\tau_A \approx \frac{L}{v_A} = \frac{L\sqrt{\mu_0 \rho}}{B_0}. \quad (2)$$

Různými experimenty je potvrzeno, že typická doba rekonexe leží mezi oběma časy a je rovna přibližně geometrickému průměru těchto časů:

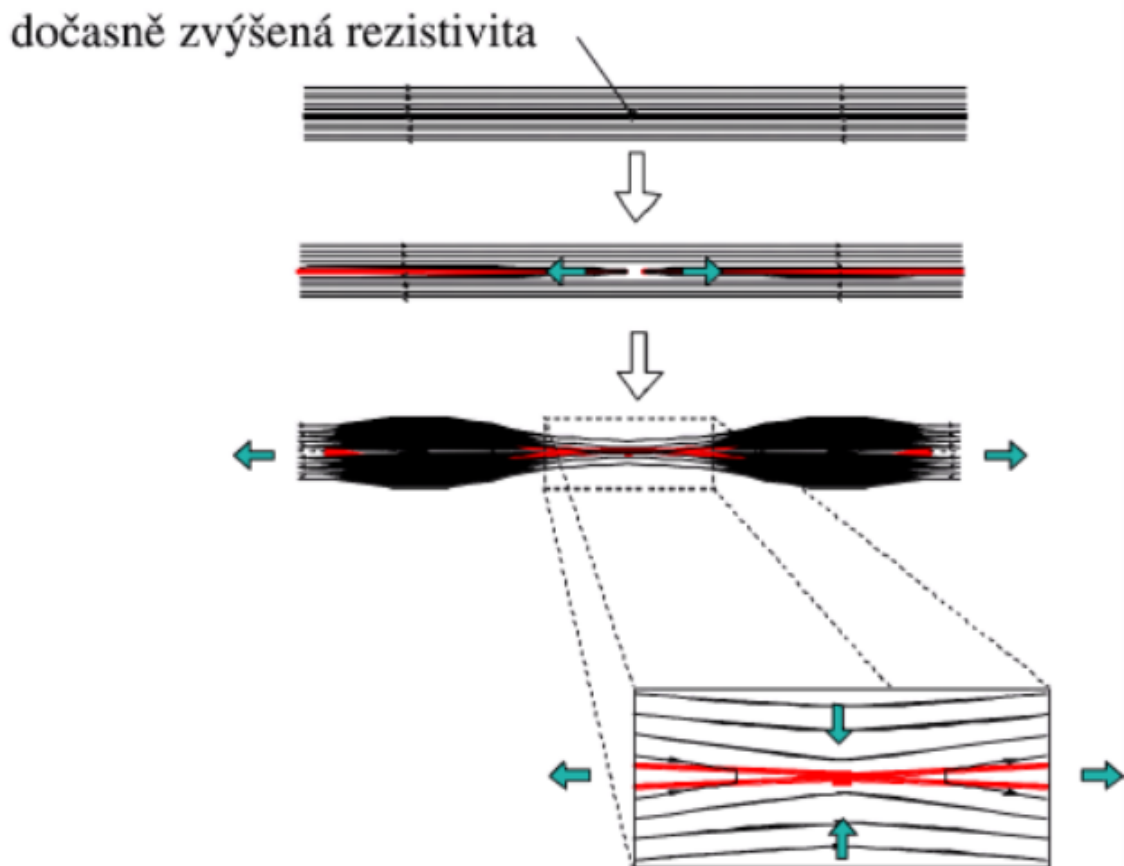
$$\tau_{REC} = \sqrt{\tau_R \tau_A}. \quad (3)$$

Důležitou charakteristikou plazmatu je Lundquistovo číslo S , které je poměrem rezistivního a Alfvénova času:

$$\#_{Lu} S \frac{\tau_R}{\tau_A} = L \sigma B_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} = L \sigma \mu_0 v_A. \quad (4)$$

V rezistivní MHD je Lundquistovým číslem určena důležitost rezistivity. Vysoké hodnoty Lundquistova čísla, které jsou typické pro sluneční plazma, odpovídají malému odporu plazmatu. Ve většině slunečního plazmatu lze použít ideální MHD (více viz [17]).

V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [17].



Obrázek 14: Schéma vývoje rekonexe magnetického pole. Převzato a upraveno z [16].

3.1 Modely magnetické rekonexe

Začátkem padesátých dvacátého století let několik autorů jako P. A. Sweet, E. N. Parker, H. E. Petschek a další představili magnetickou rekonexi jako centrální proces, umožňující převod magnetické energie na kinetickou. Parametry rekonexe magnetického pole závisí na modelu, který je použit.

3.1.1 2D Sweet–Parkerův model

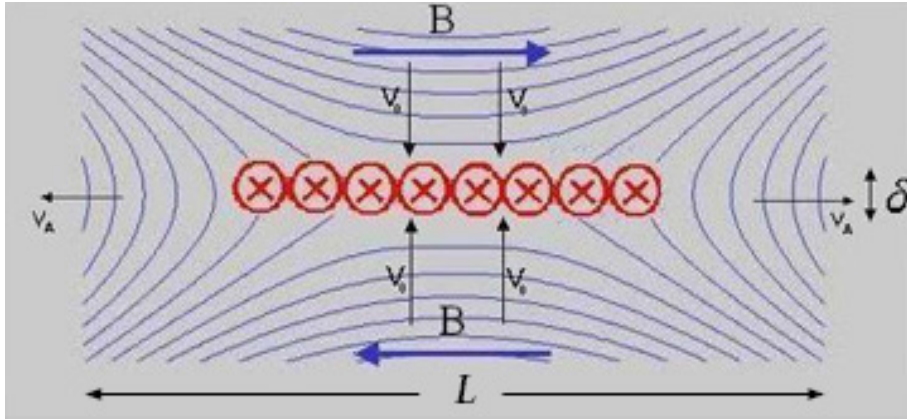
Pokud nastane taková situace, že se dvě oblasti plazmatu srazí (např. ve sluneční koróně) a jejich magnetická pole jsou stlačena k sobě, může se vytvořit oblast opačně orientovaných silokřivek s proudovou neboli nulovou vrstvou. V roce 1957 navrhl E. Parker a nezávisle na něm v roce 1958 také P. A. Sweet model řízené 2D rekonexe. Tento model je zaměřený na roli rezistivity při přechodu energie magnetického pole na tepelnou energii plazmatu. Uvažuje se zde se dvěma oblastmi MHD a to ideální a rezistivní – difúzního regionu. Difúzní region je malá oblast mezi dvěma oblastmi plazmatu s opačně

orientovanými silokřivkami, ve které probíhá rekonexe viz obr. 15. Silokřivky jsou zde vtlačovány k neutrální vrstvě rychlostí u a podle rovnice kontinuity musí být plazma na bocích vytlačováno z difúzního regionu rychlostí v [17].

Tuto závislost určuje vztah:

$$uL = v\delta, \quad (5)$$

kde L je délka a δ šířka difúzního regionu. Délka difúzního regionu je mnohem větší než jeho šířka $L \gg \delta$.



Obrázek 15: Sweet-Parkerův difúzní region. Převzato a upraveno z [16].

Dále předpokládáme, že energie přinášená do difúzního regionu v podobě vtékajících magnetických silokřivek je nějak konvertována na kinetickou energii vytékajícího plazmatu:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} \approx \frac{1}{2}v^2. \quad (6)$$

Plazma tedy proniká do proudové vrstvy relativně malou rychlostí a poté podél vrstvy zrychlí a uniká z konce difúzního regionu s relativně velkou Alfvénovou rychlostí v_A :

$$v = v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (7)$$

Podle [17] je podstatná disipace. Magnetická energie proudící do difúzního regionu se mění na Jouleovo teplo. Časová změna magnetické energie způsobená prouděním magnetického pole z ideální oblasti do difúzního regionu tedy bude rovna Jouleovu výkonu:

$$\frac{d}{dt} \frac{B^2}{2\mu_0} \approx jE \Rightarrow (u \cdot \nabla) \frac{B^2}{2\mu_0} \approx \sigma E^2. \quad (8)$$

Z rozměrové analýzy rovnice je ($\nabla \approx 1/\delta$, $E \approx uB$) tloušťka difúzního regionu potom tedy:

$$\delta \approx \frac{1}{\mu_0 \sigma u}. \quad (9)$$

Po úpravách předchozích vztahů dostaneme rovnici pro index rekonexe (10), která vyjadřuje Machovo Alfvénovo číslo M_A :

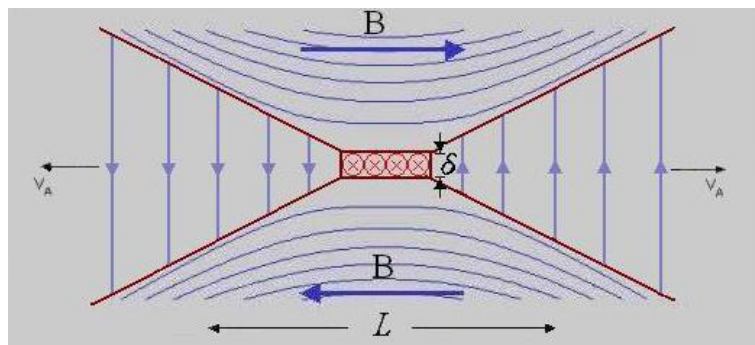
$$\#_{dr} = M_A \equiv \frac{u}{v_A} \approx \frac{1}{\sqrt{S}}. \quad (10)$$

Index rekonexe (Alfvénovo Machovo číslo) se používá pro posouzení toho jakou rychlostí rekonexe proběhne. Index rekonexe je definován jako poměr rychlosti plazmatu a Alfvénovy rychlosti [17].

Sweet–Parkerův model byl první model, který ukázal jak mohou lokalizovaná přepojení magnetických siločar zapříčinit makroskopické změny v plazmatu. Jeho platnost byla potvrzena mnoha numerickými simulacemi. Byl však příliš pomalý, aby zdůvodnil rychlost rekonexe pozorovanou na Slunci. Například uvolňování energie ve slunečních erupcích nastává v řádech minut, což odporuje desítkám dnů, jak předpovídal model. Jeho relativní jednoduchost je však využívána při řešení složitějších modelů.

3.1.2 2D Petschekův model

Petschekův model byl navržen H. E. Petschekem s cílem vyřešit pomalost Sweet–Parkerova modelu pomocí několika modifikací. Jde především o změnu velikosti difúzního regionu. Ten je zde mnohem menší než u Sweet–Parkerova modelu.



Obrázek 16: *Petschekův difúzní region. Převzato a upraveno z [16].*

Délka difúzního regionu zde dosahuje pouze části hranice mezi protisměrnými magnetickými poli. Podle vztahu:

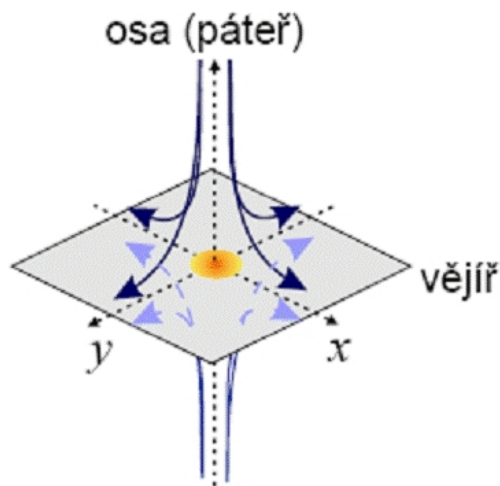
$$\delta = \frac{L}{M_0 S}, \quad (11)$$

bude zmenšení délky L difúzního regionu znamenat i zmenšení jeho šířky, díky tomu bude proces rekonexe probíhal rychleji. Rychlost vtékání plazmatu bude přibližně rovna rychlosti vytékání. Rychlost vytékání se ustálí na Alfvénově rychlosti. Rychlost vtékání plazmatu je limitována pouze geometrickými rozměry difúzního regionu [22].

Petschek také navrhl koncept dvou bezsrážkových pomalých rázových vln, které také převádějí magnetickou energii na tepelnou energii plazmatu. Tyto vlny se šíří směrem ven z difúzního regionu a přispívají k urychlení procesu rekonexe.

3.1.3 3D rekonexe

Pokud má magnetické pole i výraznou složku kolmou na neutrální vrstvu, hovoříme o 3D rekonexi. Situace může vypadat obdobně jako na obrázku 17 [17].



Obrázek 17: Model 3D rekonexe. Převzato a upraveno z [17].

3D rekonexe se podstatně liší od rekonexe ve dvou dimenzích. U 2D rekonexe se vyskytují dva typy nulových bodů, X body a O body. Struktura 3D nulového bodu se skládá z dvou hlavních částí, a to páteře a vějířové plochy. Páteř je tvořena dvěma silokřivkami pole, které směřují do (nebo z) nulového bodu. Vějíř se skládá z plochy silokřivek pole, které směřují pryč (nebo do) nulového bodu. Ostatní plochy toku v blízkosti nulového bodu se skládají ze silokřivek pole, které běží téměř paralelně k páteři před tím, než se rozprostřou pod plochou vějíře. 3D magnetická rekonexe je stále ve fázi zkoumání, zahrnující komplexní odlišnost matematických topologií, ačkoli pozorováními bylo identifikováno pouze několik těchto topologií [22].

Kromě uvedených, existují i další modely, např. model samovolné rekonexe, turbulentní modely a další viz literatura [18, 19].

4 Sluneční erupce

Data získaná v předchozích dvou desetiletích z družic určených k pozorování Slunce jako je například SOHO, zásadně změnila pohled na sluneční erupce. Dříve byly erupce vnímány jako náhlé lokální zvýšení teploty v chromosféře. Dnes jsou většinou vnímány jako součást mnohem komplexnějšího procesu rozsáhlé přestavby topologie magnetických polí v aktivní oblasti.

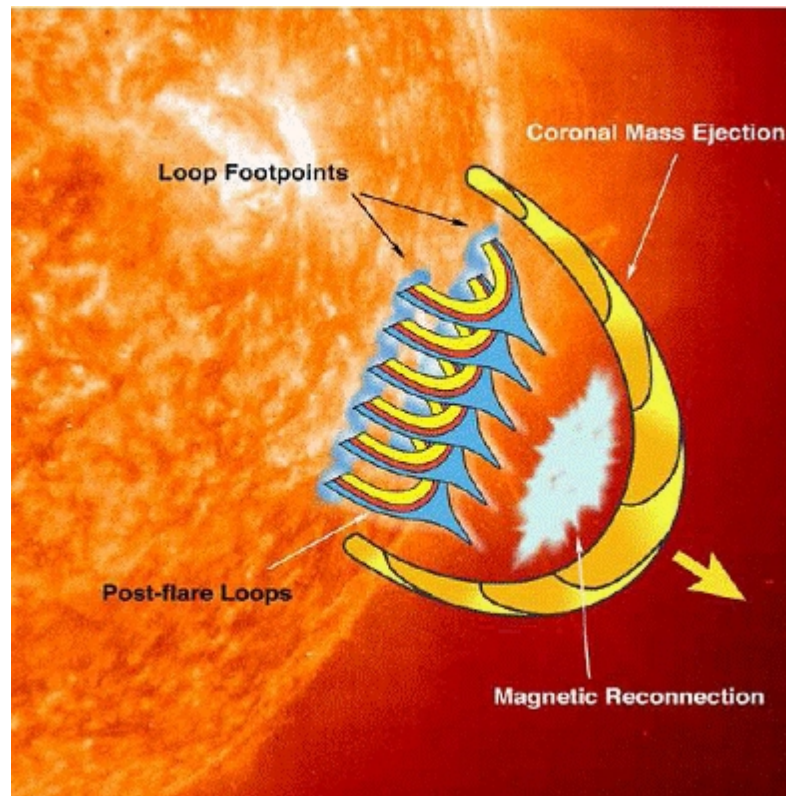
Sluneční erupce lze posad jako nenadálé uvolnění obrovského množství silně naakumulované magnetické energie na jiné druhy energií jako je energie tepelná, záření, vlny nebo urychlené částice. Následky erupcí se projevují ve vícerych vrstvách sluneční atmosféry i mimo Slunce. Sluneční erupce představují nejenergetičtější dynamické procesy ve sluneční soustavě. Provází je mnoho dodatečných jevů spojených s energetickými přeměnami, jako například výron koronální hmoty (CME – Coronal Mass Ejection) [6].

CME jsou energetický přibližně stejně velké jako erupce, přičemž ze Slunce, rychlostmi až do 2000 km/s, odnášejí do heliosféry velké množství hmoty. Částečně jsou také zdrojem záření. CME jsou spojené s obrovskými změnami a poruchami koronálního magnetického pole. Obvykle se pozorují koronografy ve škále bílého světla, anebo při zatměních Slunce [9].

Sluneční erupce spojené CME vznikají v blízkosti slunečních skvrn. Plazma je v erupci zahřáto až na několik desítek miliónů stupňů [20].

O slunečních erupcích se poprvé zmínil R. C. Carrington, který 1. září 1859 zaznamenal při pozorování Slunce náhlé vyoření dvou oblastí intenzivního „bílého světla“, tzv. bílou erupci. Den poté zasáhla Zemi geomagnetická bouře. S rozvojem spektroskopie a monochromatických pozorování s použitím filtrů se při sledování aktivních oblastí na Slunci zjistilo, že tento jev není při pozorování v čáře H alfa (656,3 nm) až tak vzácný. Potvrdila se i souvislost s magnetosférickými poruchami a polárními zářemi na Zemi. Původně se předpokládalo, že erupce vznikají v chromosféře. První narušení tohoto schématu bylo zaznamenáno v padesátých letech v souvislosti s rozvojem sluneční radiové spektroskopie. Interpretace pozorovaných radiových spekter vedla k představě o urychlených elektronových svazcích a rázových vlnách šířících se sluneční korónou směrem od Slunce. Tyto objevy přinesly první známky o tom, že sluneční erupce je jev probíhající i ve vyšších vrstvách sluneční atmosféry [9].

Velký průlom v tomto odvětví nastal s využitím družicových přístrojů pracujících v



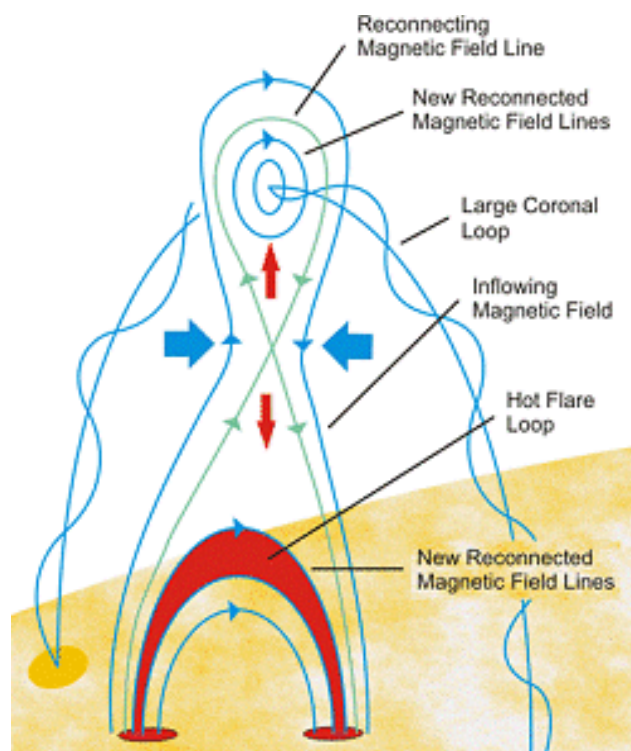
Obrázek 18: Schématický scénář mechanismu sluneční erupce. Převzato a upraveno z [20].

pásmech extrémního ultra fialového a rentgenového záření. Záření takovýchto vlnových délek totiž díky zemské atmosféře nejsou pozorovatelná ze zemského povrchu. Pozorování těchto záření ukázala, že zjasnění chromosférických vláken, považované do té doby za definující znak erupce, je pouze důsledkem rozsáhlých změn v aktivní oblasti, přičemž k nejpodstatnějším procesům dochází ve sluneční koróně.

Na základě takovýchto pozorování byl vytvořen scénář „standardního modelu sluneční erupce“, založený na představě uvolnění a přeměny magnetické energie, naakumulované v magnetickém poli v aktivní oblasti, na kinetickou energii makroskopických pohybů plazmatu, jeho ohřev, urychlování částic a emise záření v celém oboru spektra díky rekonexi magnetického pole [20].

4.1 Standardní model sluneční erupce

Magnetická smyčka, kterou teče elektrický proud se akumuluje v konvektivní vrstvě několik dní a pak setrvává, až vnitřní nebo vnější nestabilita způsobí, že je struktura tvořená magnetickými siločarami zkroucenými do magnetického provazce vymrštna vzhůru a poněvadž se chová podobně jako pružná hadice, tak se i kroutí a ohýbá. Ta-



Obrázek 19: Znárodnění mechanismu rekonexe na smyčce sluneční erupce. Převezato a upraveno z [20].

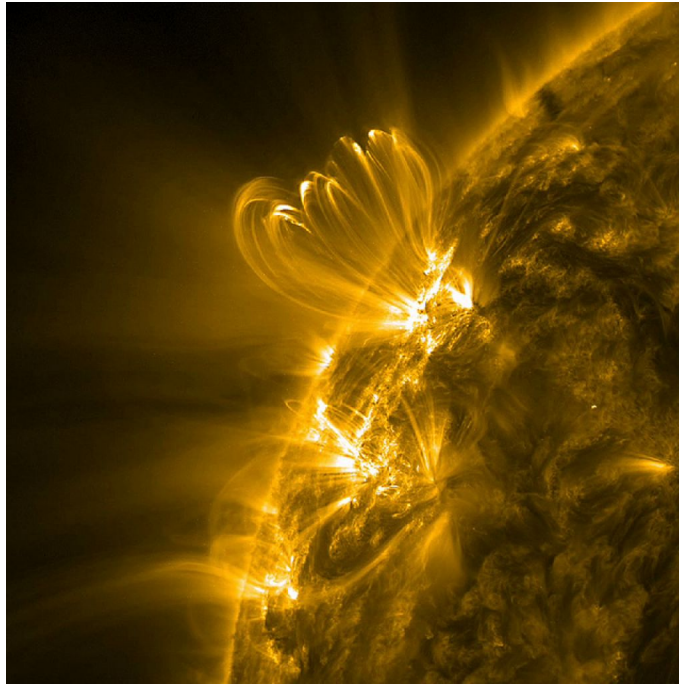
kováto vyvržená struktura se nazývá filament. Ten bývá naplněn poměrně chladným plazmatem a při pozorování se tak oproti slunečnímu disku jeví jako temné vlákno. K destabilizaci vyvržení filamentu dochází podle současných představ bez disipace energie, jde tedy o tzv. ideální MHD nestabilitu způsobenou nadměrnou helicitou (torzí) magnetického pole filamentu [20].

Pod vyvrženým filamentem se díky podtlaku přiblíží opačně orientované siločáry magnetického pole, vytváří se proudová vrstva, v níž dochází k magnetické rekonexi (viz obr. 19) a přitom se explozivně promněňuje naakumulovaná magnetická energie na ohřev plazmatu a urychlování energetických částic [20].

Po rekonexi se také zformují arkády horkých erupčních smyček viz obr. 20. Proces rekonexe tedy hraje zásadní úlohu až po vymrštění filamentu. Jevy způsobené rekonexí pak vnímáme jako horké erupční smyčky a výron plazmatu (CME).

CME je oblak plazmatu se zamrzlým magnetickým polem zářící většinou v RTG oboru, který putuje sluneční soustavou. Zachytí-li tento oblak magnetosféra Země, dojde k výrazným polárním zářím a magnetickým bouřím, při kterých může dojít k poškození rozvodné sítě elektrického proudu. Ze Země lze světelné efekty z CME vidět za 8 minut,

rychlé elektrony na Zemi doletí za 20 až 40 minut a samotný oblak plazmatu za 1 až 4 dny. Četnost erupcí závisí na fázi slunečního cyklu. V aktivním období je slunečních erupcí více. Velké erupce jsou méně časté než ty menší [20].



Obrázek 20: *Erupční smyčky. Převzato a upraveno z [31].*

4.2 Klasifikace slunečních erupcí

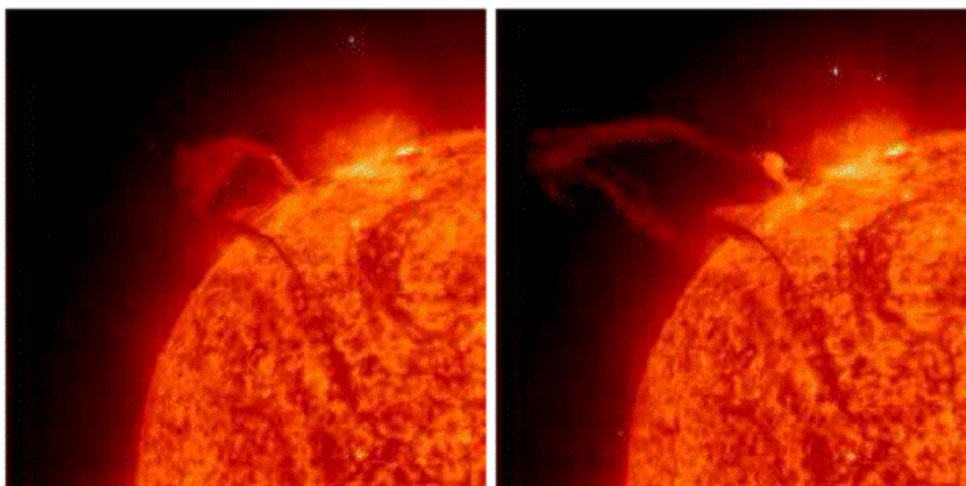
Klasifikace slunečních erupcí je založena na měření toku záření v rentgenové oblasti (0,1 – 0,8 nm), naměřeném v blízkosti Země. Erupce jsou rozděleny do několika tříd, viz tabulka (obrázek č. 21). Tok energie menší než 10^{-6} W/m² se týká erupcí zařazovaných do třídy B. Ve třídě C jsou erupce jejichž tok je v rozmezí 10^{-6} a 10^{-5} W/m². Střední třída M znamená tok 10^{-5} a 10^{-4} W/m² a erupce označované jako X mají tok větší než 10^{-4} W/m². Každá třída má maximální tok desetkrát větší, než třída předcházející. U každé této třídy je ještě devět podtříd, např. třída X2 je dvakrát silnější než X1. Je potřeba si uvědomit, že tok záření klidového Slunce v celém oboru spektra vlnových délek je 1367 W/m². Erupce M mohou vyvolat polární záře v polárních oblastech. Pokud dojde k erupci třídy X, je šance vidět polární záři také z našich zeměpisných šířek. Při velkých erupcích se celkově uvolní za několik minut energie 10^{25} J , což je energie kterou vyrobí jeden blok jaderné elektrárny Temelín za cca 300 milionů let [6].

Classification	Peak Flux Range at 100-800 picometre (Watts/square metre)
A	$< 10^{-7}$
B	$10^{-7} - 10^{-6}$
C	$10^{-6} - 10^{-5}$
M	$10^{-5} - 10^{-4}$
X	$10^{-4} - 10^{-3}$

Obrázek 21: Klasifikace slunečních erupcí. Převzato a upraveno z [23]

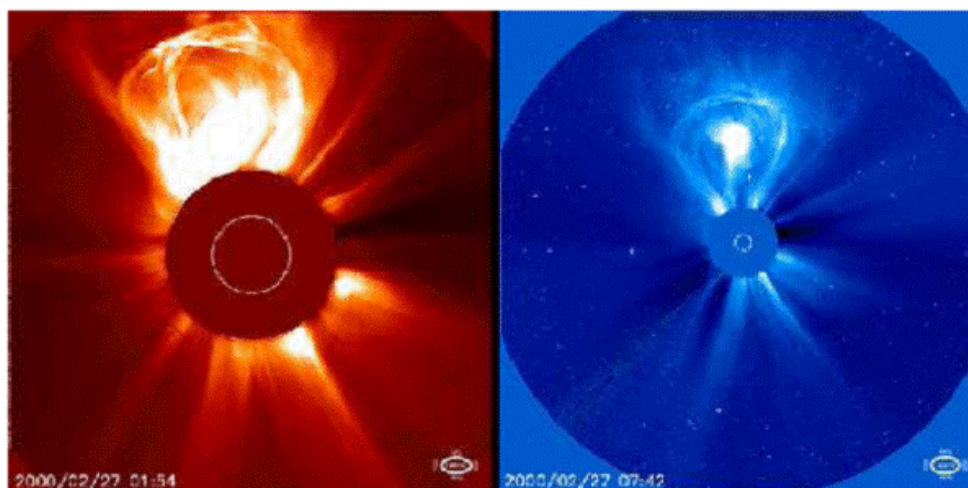
Tok energie ze Slunce se měří pomocí spektrometrů na amerických geostaciárních družicích GOES, které jsou primárně určené k sledování a předpovědi počasí na Zemi, současně však slouží i k detekci sluneční radiace [12].

CME, vznikající při některých erupcích, jsou tvořeny miliardami tun plazmatu se zamrzlým magnetickým polem. Obrovský oblak plazmatu je vyvržen směrem od Slunce rychlostí až 8 000 km/s. V meziplanetárním prostoru se tento oblak ještě rozepne a vzniklý oblak může být široký až desítky milionů kilometrů. Postupující oblak koronální hmoty s sebou strhává sluneční vítr. Tím se ještě zvýší energie částic v tomto oblaku.



Obrázek 22: Časový vývoj sluneční erupce. Převzato a upraveno z [20].

Koronální výrony hmoty jsou neustále pozorovány pomocí sondy SOHO a to od roku 1996. Četnost CME kolísá v závislosti na slunečním cyklu. Ve slunečním minimu lze pozorovat CME zhruba jednou týdně, ve slunečním maximu 2 – 3 krát denně.



Obrázek 23: Časový vývoj výronu koronální hmoty. Převzato a upraveno z [20].

Pokud se CME dostane k Zemi, stlačí a zmenší šířku zemské magnetosféry, čímž vystaví satelity účinkům jeho nabitých částic. Na noční straně Země poté může dojít k rekonexi zemských magnetických siločar, čímž se uvolní do atmosféry obrovské množství energie. Tato energie může způsobit výpadek pozemských energetických sítí, poruchy navigace, či znemožnit rádiovou komunikaci [12].

V roce 1958 poškodila elektromagnetická bouře podmořský komunikační kabel v Atlantiku, v roce 1972 telekomunikační kabely na severozápadě USA. V roce 1989, díky velké sluneční erupci, vyhořely transformátory elektrárny v kanadské provincii Quebec a tím bylo 6 milionů lidí připraveno o elektřinu. Sluneční erupce patřící k velmi intenzivním byla zaznamenána systémem GOES 2. dubna 2001 když dosáhla hodnoty X20. Největší dosud zaznamenaná erupce byla pozorována 4. listopadu 2003, hodnota naměřená GOES byla X28, skutečná velikost erupce však mohla být mezi X40 – X45. Síla erupce byla tak silná, že saturovala detektory a ty přestaly měřit. Gigantická sluneční erupce postihla Zemi v září 1859. Tehdy zkratovala telegrafní dráty ve Spojených státech i v Evropě a způsobila rozsáhlé požáry. Polární záři pozorovali rovněž obyvatelé tropických oblastí [12].

Pro člověka je tedy důležité sledování slunečních erupcí a CME. V současné době nelze erupce a CME přesně předpovědět, ale lze s velkou pravděpodobností určit, zda zasáhnou Zemi [12].

5 Vlny v plazmatu

Vlny se plazmatem šíří mnohem komplikovaněji než v běžném prostředí a existuje tu více různých módů.

Oblast vyplněná plazmatem je schopna na základě různých vnějších podnětů přenášet mnoho druhů vlnění kmitajících na akustických, radiových a optických frekvencích.

Jednotlivé částice plazmatu oscilují přirozeným způsobem na tzv. plazmové frekvenci. Ta závisí především na hmotnosti částice. Lehké částice jsou pohyblivější a jejich charakteristická frekvence je vyšší než u částic těžších. Plazmová frekvence iontů je tedy nižší než plazmová frekvence elektronů viz rovnice (12). Přítomnost magnetického pole v plazmatu způsobuje anizotropní chování při pohybu částic. Nabité částice se jinak pohybují podél a jinak napříč magnetickým polem. Vzniklé vlnoplochy již nemůžou být kulové jako je tomu u plynů [15].

Vysokofrekvenční vlny

Tyto vlny mají frekvenci blízkou plazmové frekvenci elektronů:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}}. \quad (12)$$

Tato frekvence představuje přirozenou frekvenci oscilací elektronů. Jde o velké množství typů elektromagnetických vln šířících se plazmatem [10]. Přítomnost magnetického pole zásadně ovlivňuje charakter vln. Vysokofrekvenční větev přejde díky magnetickému poli v komplex anizotropních elektromagnetických vln a nízkofrekvenční větev v komplex anizotropních magnetoakustických vln [17].

Nízkofrekvenční vlny

Tyto vlny mají frekvenci blízkou plazmové frekvenci iontů:

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{ne^2}{m_i \epsilon_0}}. \quad (13)$$

Tato frekvence představuje přirozenou frekvenci oscilací iontů. Vlny s podobnými frekvencemi nazýváme magnetoakustické vlny. Jde o analogii zvukových vln v normální látce, tentokrát ovlivněných přítomností magnetických polí [17].

My jsme se v této práci zaměřujeme právě na vlny přenášené ionty v magnetickém poli čili magnetoakustické vlny.

5.1 Magnetoakustické vlny

Ve vzduchu se zvuk šíří v kulových vlnoplochách. Kulové jsou proto, že vzduch považujeme za izotropní prostředí. V plazmatu se zvuk díky magnetickému poli šíří anizotropně a ve třech vlnoplochách. Vlnoplochy v plazmatu nejsou kulové a mají komplikovanější tvar. U magnetoakustických vln se také, na rozdíl od zvukových vln (kde probíhá příčné vlnění), magnetické pole a plazma v něm pohybují kolmo na směr postupu. V plazmatu bez magnetického pole tyto vlny vzniknout nemohou [11].

Jednotlivé módy nízkofrekvenčních magnetoakustických vln se nazývají:

- Alfvénova vlna (AW) – černá čára na obrázcích 24 a 25
- pomalá magnetická vlna (S) – červená čára na obrázcích 24 a 25
- rychlá magnetoakustická vlna (F) – modrá čára čára na obrázcích 24 a 25

V klasické zvukové vlně dochází k přelévání hustoty energie mezi chaotickou (tlakovou) a uspořádanou složkou (kinetickou) částí energie. V magnetoakustické vlně je rovnocenným partnerem ještě hustota energie magnetického pole (magnetický tlak). Položíme-li sobě rovny hustotu kinetické energie a magnetický tlak, získáme hodnotu Alfvénovy rychlosti [17]:

$$\frac{1}{2}\varrho v^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \Rightarrow v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \varrho}}. \quad (14)$$

Při odvození disperzních relací (vztah mezi frekvencí a vlnovým vektorem \mathbf{k}) pro magnetoakustické vlny se za výchozí sadu rovnic uvažuje klasická jednotekutinová magnetohydrodynamika:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \operatorname{div}(\varrho \mathbf{u}) = 0, \quad (15)$$

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \varrho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu_0} \Delta \mathbf{B} + \operatorname{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (17)$$

$$p = p(\varrho). \quad (18)$$

Difúzní člen v rovnici pro magnetické pole je zodpovědný za útlum magnetoakustických vln. V případě vysoce vodivého plazmatu ($\sigma \rightarrow \infty$) je možné tento člen zanedbat a magnetoakustické vlny nebudou tlumené. Kdybychom tento člen v soustavě ponechali,

poskytovala by disperzní relace komplexní řešení pro frekvenci a vlnový vektor a rovinná vlna by tak byla exponenciálně tlumena. Celá výchozí soustava je opět algebraicky uzavřena stavovou rovnicí [17].

Dále se provedou perturbace klidového řešení:

$$\varrho = \varrho_0 + \delta\varrho; \quad \mathbf{u} = \delta\mathbf{u}; \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}; \quad p = p_0 + \delta p.$$

Po provedení perturbací se hledané řešení dosadí do soustavy rovnic 15 až 18. Výsledná linearizovaná algebraická soustava rovnic vypadá takto:

$$-\omega\delta\varrho + \varrho_0\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{u} = 0, \quad (19)$$

$$\mathbf{k}\delta p - \varrho_0\omega\delta\mathbf{u} + \frac{1}{\mu_0}(\mathbf{B}_0 \cdot \delta\mathbf{B})\mathbf{k} - \frac{1}{\mu_0}(B_0 \cdot \mathbf{k})\delta\mathbf{B} = 0, \quad (20)$$

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{B}_0 \times \delta\mathbf{u}) - \omega\delta\mathbf{B} = 0, \quad (21)$$

$$\delta p - c_s^2\delta\varrho = 0, \quad (22)$$

$$c_s^2 = \frac{\partial p}{\partial \varrho}. \quad (23)$$

Řešením této soustavy, které je možno nalézt v [17], lze dostat výslednou sadu rovnic pro fázové rychlosti jednotlivých typů vln:

$$v_{\text{Af}}^2 = v_{\text{A}}^2 \cos^2\alpha, \quad (24)$$

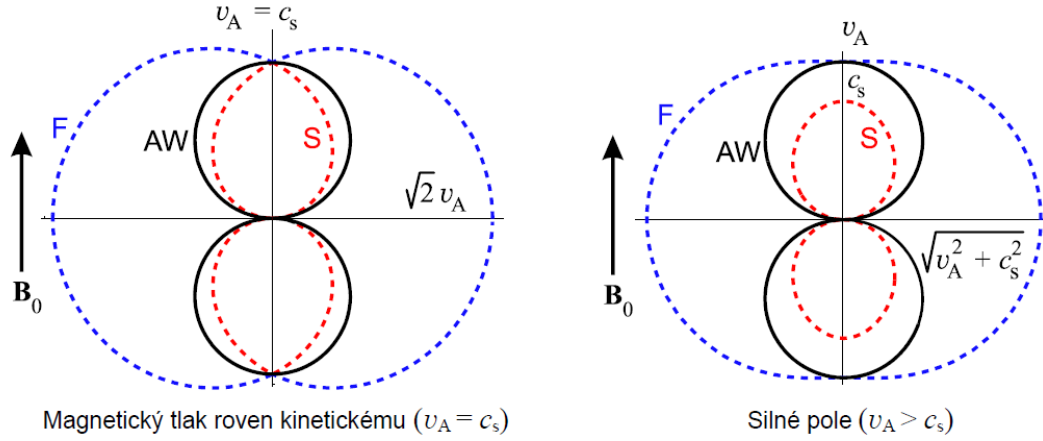
$$v_{\text{Sf}}^2 = \frac{1}{2}(c_s^2 + v_{\text{A}}^2) - \frac{1}{2}\sqrt{(c_s^2 + v_{\text{A}}^2) - 4c_s^2v_{\text{A}}^2\cos^2\alpha}, \quad (25)$$

$$v_{\text{Ff}}^2 = \frac{1}{2}(c_s^2 + v_{\text{A}}^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(c_s^2 + v_{\text{A}}^2) - 4c_s^2v_{\text{A}}^2\cos^2\alpha}. \quad (26)$$

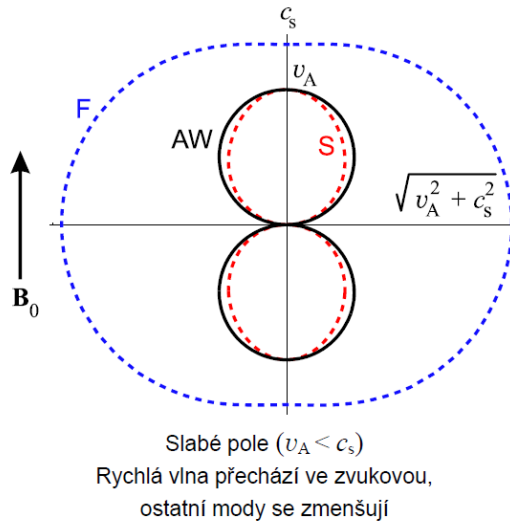
Ve směru magnetického pole je fázová rychlost Alfvénovy vlny rovna Alfvénově rychlosti, pomalá vlna získá menší z obou základních rychlostí (rychlosti zvuku a Alfvénovy rychlosti) a rychlá vlna se bude šířit větší z obou rychlostí. Ve směru kolmém na původní magnetické pole má nenulovou rychlost šíření jen rychlá vlna, pomalá a Alfvénova mají nulové rychlosti. Situace je patrná na polárních diagramech závislosti fázové rychlosti všech tří modů viz obr. 24 a 25. Takový diagram lze interpretovat jako tvary jednotlivých vlnoploch. Při zmenšujícím se magnetickém poli se vlnoplochy Alfvénovy vlny a pomalé magnetoakustické vlny zmenší a vlnoplocha rychlé magnetoakustické vlny se stává „obyčejnou“ zvukovou vlnoplochou. Z toho je patrné, že magnetické pole vnáší do šíření zvuku anizotropii [17].

Tvar vlnoploch pro různé hodnoty magnetických polí je vidět na obrázcích 24 a 25.

V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [17].



Obrázek 24: Diagramy závislosti tvaru vlnoploch vln na velikosti magnetického pole. Převzato a upraveno z [17].



Obrázek 25: Diagram závislosti tvaru vlnoploch vln na velikosti magnetického pole. Převzato a upraveno z [17].

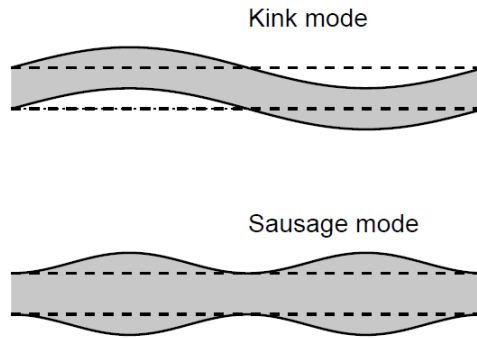
5.2 MHD módy magnetoakustických vln

Existuje několik různých druhů MHD modů, které mají zcela odlišné vlastnosti disperzní, polarizační a vlastnosti šíření [23].

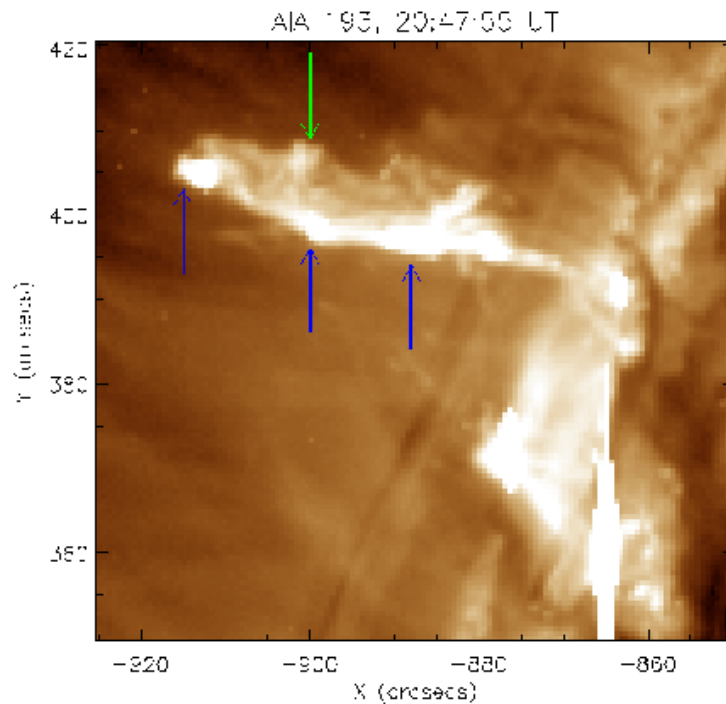
Pro koronální podmínky, lze z disperzních vztahů, jak již bylo napsáno výše, určit pomalý režim vln (s fází rychlosti zvuku) a rychlý režim vln (s Alfvénovou rychlostí). Pro rychlou větev lze rozlišit, symetrické „sausage“ MHD módy viz obr. 27 a nesymetrické „kink“ MHD módy viz obr. 28 [22].

Kink mód způsobuje vychýlení z osy struktury plazmatu, vytváří příčnou amplitudu

u oscilace koronálních smyček (viz obr. 26 nahoře). Tyto oscilace byly detekovány sondou TRACE. Mají periodu v rozmezí $P \approx 2 - 10$ min. Výchylky u koronálních mohou být použity k odvození velikosti koronálního magnetického pole, díky jeho nedisperzivnímu charakteru [22]. Tyto režimy jsou slabě stlačitelné.



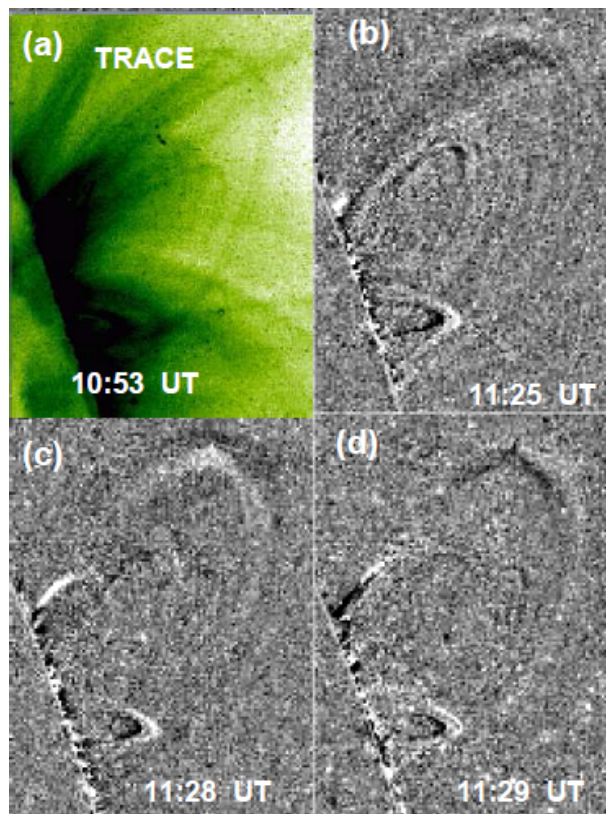
Obrázek 26: Dva typy rychlých magnetoakustických módů. Poloviční šířka proudové vrstvy je ve vertikálním směru a vlnová délka je v horizontálním směru. Převzato a upraveno z [22]



Obrázek 27: Časové obrazová data ze sond SDO/AIA ukazující vývoj sausage nestability. Na smyčce je zřejmá tvorba zvýšená hustota i zvýšené příčné průřezy. Tři modré šipky na obrázku. Převzato a upraveno z [36].

Sausage módy jsou také vidět u příčné rychlé magnetoakustické vlny vedené strukturou plazmatu. Vlnění v tomto režimu způsobí expanzi a stlačení struktury plazmatu, ale nepřemístí její osu (viz obr. 26 dole). Tento režim způsobuje významné změny absolutní hodnoty magnetického pole v oscilační struktuře [23].

Vlny tohoto režimu mají velký rozptyl a velké vlnové délky, takže oscilace stojatých vln jsou možné pouze v silných plazmových smyčkách s velkou hustotou (erupční a poerupční smyčky). Rychlé „sausage“ módy kmitají s periodami v rozsahu $P \approx 1$ s až 1 min [22].



Obrázek 28: Pozorování kink módu oscilační smyčky sondou TRACE dne 17. dubna 2002. Převzato a upraveno z [37].

Podélné (akustické) módy mají pomalé magnetoakustické vlny šířící se hlavně podél magnetického pole v plazmatu. Tyto módy jsou stlačitelné. Změna magnetického pole v těchto režimech je zanedbatelná. Torzní (Alfvénovy) režimy jsou nestlačitelné příčné změny magnetického pole podél některých individuálních magnetických struktur. Na rozdíl od kink režimů nemohou být torzní režimy pozorovány zobrazovacími přístroji, protože nezpůsobí posun, buď osy struktury, nebo její hranice [23].

V nedávné době byly poprvé zachyceny, pomocí radioheliografu Nobeyama, obrázky

oscilací rychlého sausage módu s periodami $P \approx 10$ s, i když existují četné dřívější zprávy o detekcích (bez obrazu) s periodami $P \approx 0.5 - 5$ s. Dále byly sondou SUMER detekovány kmity pomalého akustického módu s periodami v rozsahu $P \approx 5 - 30$ min ve smyčkách podobných erupčním koronálním smyčkám. Bylo zjištěno, že všechny pozorované oscilace smyček ve sluneční koróně, podléhají silnému tlumení, obvykle s časem útlumu pouze 1 až 2 periody. Tlumícím mechanismem pro kmity rychlého módu jsou rezonanční absorpce (ačkoli vyžadují extrémně nízké Reynoldsovo číslo) a pomalé akustické kmity jsou tlumeny vedením tepla [22].

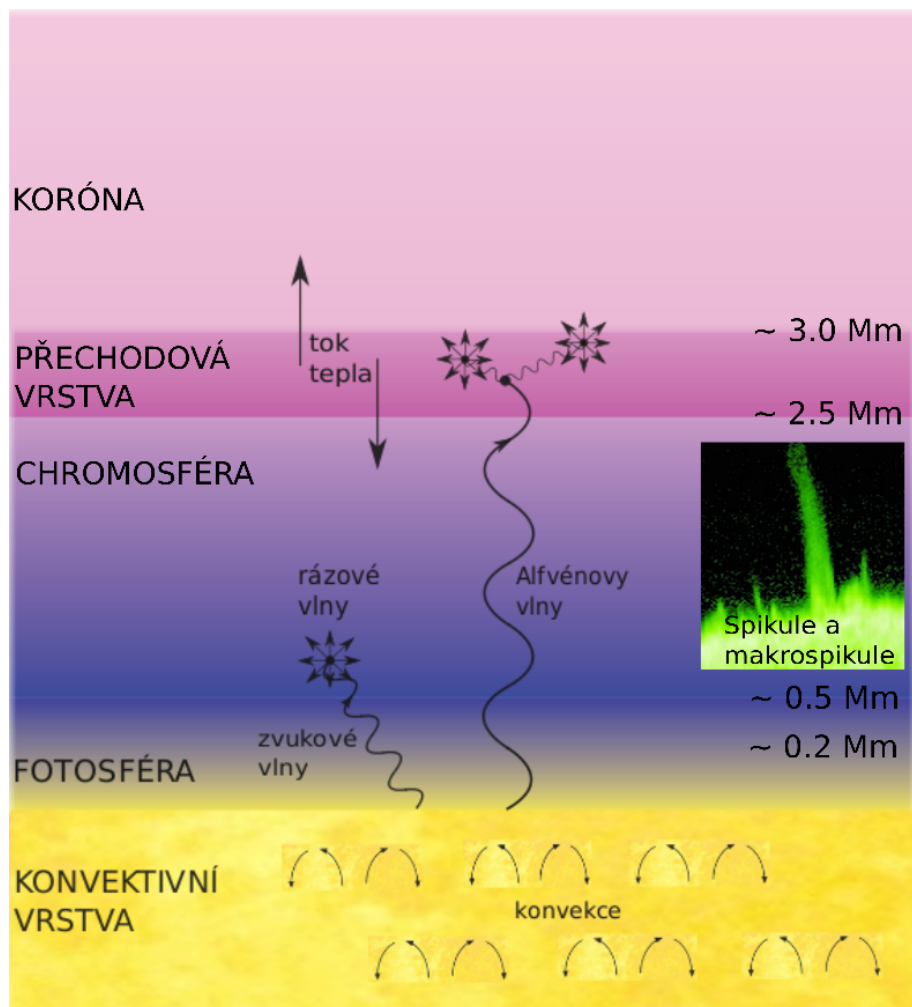
Všechny zmíněné typy vln byly ve sluneční koróně pozorovány a existuje zde i mnoho numerických a teoretických studií chování těchto vln za různých podmínek.

5.2.1 Magnetoakustické vlny ve sluneční atmosféře

Při přenosu energie směrem od slunečního povrchu do sluneční atmosféry se uvažují vlny magnetoakustické a Alfvénovy. Magnetoakustické vlny ohřívají spodní části chromosféry a Alfvénovy ohřívají horní chromosféru a korónu. Schématicky je znázorněno šíření vln ve sluneční atmosféře na obr. 29. Magnetoakustické vlny, na rozdíl od Alfvénových, nejsou schopné pronikat do vyšších vrstev sluneční atmosféry. Alfvénovy vlny se dostanou do vyšších vrstev atmosféry jelikož mají malý útlum v důsledku malé magnetické viskozity slunečního plazmatu, protože to má dobrou elektrickou vodivost. V Alfvénových vlnách se nenacházejí rázové vlny, které by výrazně snižovaly energii přenášenou těmito vlnami. Snížení toku energie Alfvénových vln vlivem refrakce není tak silné, oproti tomu, že rychlost těchto vln s výškou velmi roste [24].

Díky těmto uvedeným skutečnostem, nemohou Alfvénovy vlny v horní atmosféře odevzdat svojí energii do okolí přímo ve formě tepelné energie. Proto bylo potřeba nalézt procesy při kterých dochází k přeměně Alfvénových vln na vlny zvukové, resp. magnetoakustické, které už budou schopné formou rázových vln odevzdat energii do okolí. Těchto procesů je několik a lze se s nimi seznámit v [24].

Vzhledem k tomu že ve sluneční atmosféře je viskozita plynu velmi malá není možné, aby zde nastávala obyčejná, postupná disipace energie vln. Pokud není amplituda vlny úplně malá, pak během jejího šíření směrem vzhůru, vznikne rázová vlna. V té probíhá disipace energie na tepelnou energii. Rázová vlna nastává tehdy, když je rychlost tlakové změny v prostředí větší, než je velikost rychlosti zvuku v tomto prostředí. K uvolnění



Obrázek 29: Schéma přenosu energie pomocí vln ve sluneční atmosféře. Autor: Petr Jelínek

tepelné energie Alfvénových vln dochází v přechodové vrstvě. Odtud proudí energie, hlavně formou elektronové tepelné vodivosti, jak do koróny tak i do chromosféry [24].

6 Numerické simulace MHD vln ve sluneční koróně

Pro pochopení mechanismu vzniku oscilací, šíření vln v koronálních smyčkách a s tím související magnetickou rekonexi, ale též například pro pochopení dynamiky slunečního větru a dalších nevyřešených problémů sluneční fyziky, jsou důležité numerické simulace. Oscilace v koronálních smyčkách byly dříve studovány analyticky, ale tyto studie je možno provádět pouze pro idealizované situace, proto se začaly tyto procesy zkoumat numericky. Tyto simulace jsou založeny na numerickém řešení magnetohydrodynamických rovnic. Při studiu možností generování vln ve slunečním plazmatu byl v této práci využit program FLASH 3.3. Provedené numerické simulace vln ve sluneční koróně mají za cíl objasnit zda je impulsem, způsobujícím vlny v plazmatu, je možné spustit rekonexi magnetického pole.

V numerickém modelování se popisuje pohyb plazmatu pomocí MHD rovnic s použitím rezistivního členu u indukční rovnice (28):

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\varrho \mathbf{v}), \quad (27)$$

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \varrho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla \times \eta \mathbf{j}, \quad (28)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (29)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{S}, \quad (30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (31)$$

kde ϱ je hustota plazmatu, \mathbf{v} je rychlost toku plazmatu, p je tlak a \mathbf{B} je magnetické pole. Energie hustoty plazmatu U je dána:

$$U = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\varrho}{2} v^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (32)$$

Pro účely simulace je soustava rovnic transformována do tvaru tzv. „conservation form“:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\Psi)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\Psi)}{\partial y} = 0, \quad (33)$$

pro každou ze šesti integračních proměnných, $\Psi = (\varrho, \varrho u_x, \varrho u_y, B_y, B_x, U)$, kde \mathbf{F} a \mathbf{G} jsou nelineární výrazy pro tok [28]. Jednotlivé MHD rovnice se tedy převedou na tvar zákonů zachování hmoty, hybnosti magnetického toku a celkové energie.

Tok energie S , proudová hustota \mathbf{j} a celková energie U jsou určeny těmito pomocnými vztahy:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (34)$$

$$U = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu^0}, \quad (35)$$

$$\mathbf{S} = \left(U + p + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu^0} \right) \mathbf{v} - \frac{v \cdot \mathbf{B}}{\mu_0} \mathbf{B} + \frac{\eta}{\mu_0} \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (36)$$

Numerické řešení se provádí pomocí dvoukrokového Lax – Wendroffova algoritmu viz [29]. Tento systém je vhodný právě pro rovnice ve formě „conservation form“. Pro vytvoření proudové vrstvy v modelu se uvažuje hyperbolický tangens:

$$\mathbf{B} = -B_0 \tanh(y/l_{cs}) \mathbf{e}_x. \quad (37)$$

Jako počáteční stav byla vybrána neutrální proudová vrstva s jednotnou hustotou, kde y je souřadnice a l_{cs} je rozměr proudové vrstvy.

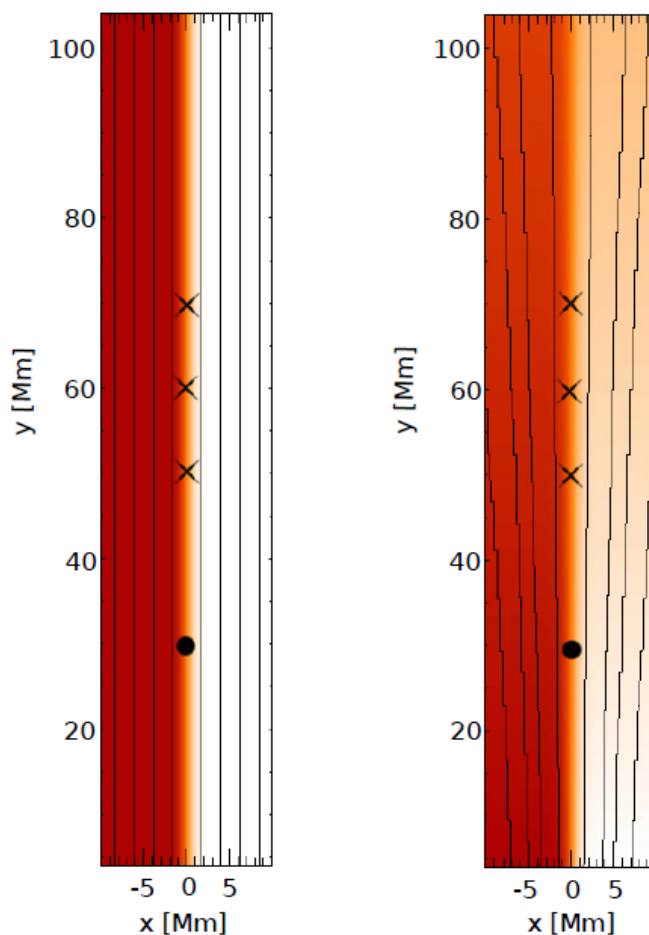
Abychom vygenerovali magnetoakustické vlny vyvoláme v prostředku proudové vrstvy ve směru osy x perturbaci pomocí pulzu o rychlosti:

$$v_y = A_0 \frac{y}{\lambda_x} \exp \left[-\frac{(x - L_P)^2}{\lambda_x^2} \right] \exp \left[-\frac{(y - H/2)^2}{\lambda_y^2} \right], \quad (38)$$

kde λ_x λ_y jsou rozměry pulzu v ose x a y a A_0 je amplituda počátečního pulsu. Rychlostní puls byl generován na začátku numerické simulace v čase $t = 0$ s. Pozice počátečního pulsu byla umístěna do bodu $(L_P, H/2)$ [30].

Koeficient λ se označuje jako tzv. „scale height“. Pro mezní případ kdy $\lambda \rightarrow \infty$ se exponent stává jednotným pro prostředí bez gravitace. B_0 je označení pro magnetické pole s $x \rightarrow \infty$, a l_{cs} je poloviční šířka proudové vrstvy. A_0 je počáteční amplituda pulsu, a λ_x a λ_y jsou rychlosti pulzu v podélném resp. příčném směru. Tento impuls spouští rychlé magnetoakustické „sausage“ vlny. Perturbační bod, L_P , se v obou případech nachází na ose proudové vrstvy, ve vzdálenosti 30 Mm od spodní hranice oblasti simulace [26].

Na obrázku 30 jsou znázorněny vertikální složky magnetického pole, B_y , pro prostředí bez gravitace (levý panel) a pro sluneční atmosféru se zavedenou gravitací (pravý panel). Silokřivky magnetického pole jsou vykresleny plnými čarami. Při $x = 0$ uvislé složky magnetického pole, B_y , proběhne náhlý skok z negativních hodnot (pro $x < 0$) do kladných hodnot (pro $x > 0$) [26].



Obrázek 30: Magnetické pole, B_y (barevná mapa) pro prostředí bez gravitace (vlevo) a pro gravitačně stratifikovanou sluneční atmosféru (vpravo). Magnetické siločivky jsou zobrazeny plnou čarou. Černé tečky označují umístění počáteční perturbace a křížky odpovídají umístění detekčních bodů. [26]

V této kapitole bylo čerpáno převážně z literatury [26] a [32].

6.1 Program FLASH

Pro simulace astrofyzikálních jevů existuje velké množství kódů a programů pro numerické výpočty. Tyto programy se liší v druzích simulací a metodách jakými se výpočty provádějí. Často používanými programy jsou např. Ramses, Enzo, FLASH, Athena. Pro simulace vln a oscilací ve sluneční koróoně byl v této práci zvolen program FLASH 3.3. Tento program je veřejně dostupný a je v něm možno provádět simulace vln a oscilací ve sluneční koróoně s použitím magnetohydrodynamických rovnic. V literatuře [25], je program FLASH popsán jako „Modulární, paralelní, multi-fyzikální simulační kód schopný zvládnout obecné problémy stlačitelných prútoků vyskytujících se v mnoha

astrofyzikálních prostředích“.

Jde v podstatě o soubor nezávislých kódů složený dohromady nástrojem programovacího jazyka Python. Kód je napsán ve FORTRAN90 a C. Používá knihovnu Message-Passing Interface (MPI) pro možnost běhu programu paralelně na více procesorech. Ve FLASHi je možné využít pro výpočty jednotkovou mřížku – Uniform Grid (mezi políčky je zachována konstantní vzdálenost) a adaptivně zjemňovanou mřížku – Adaptive Mesh Refinement (AMR) viz dále.

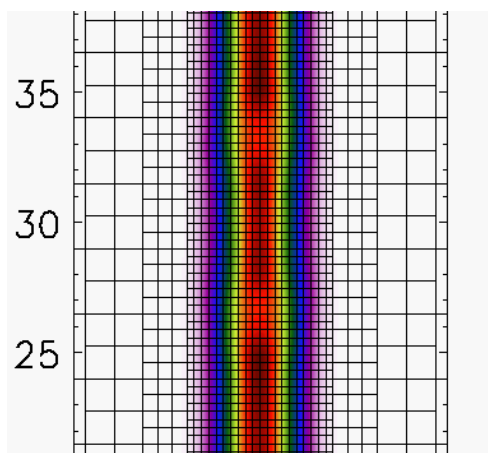
Architektura kódu je navržena tak, aby byl flexibilní a snadno rozšiřitelný. Jednotlivé moduly programu mohou být vzájemně kombinovány a zaměňovány k vytvoření potřebných aplikací. Je v něm možné jednoduše nastavit počáteční a okrajové podmínky, měnit algoritmy a přidávat nové fyzikální jednotky. [25]

6.1.1 Adaptive Mesh Refinement (AMR)

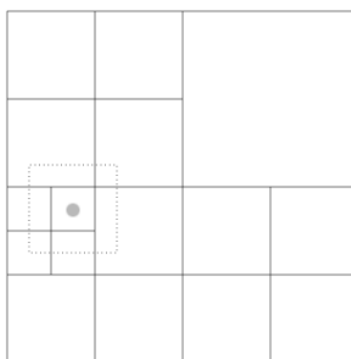
V oblastech, kde by za použití jednotné mřížky docházelo k velkým numerickým chybám program FLASH 3.3 využívá balíčku zvaného PARAMESH pro zavedení zjemnění jednotkové mřížky. K tomuto účelu používá systém bloků. Jednotlivé bloky (buňky) se zmenšují v oblastech, kde při výpočtu dochází k nějakým změnám prostředí. Zmenšení bloků systému probíhá tak, že se každá strana větší buňky rozdělí napůl, díky čemuž z ní vznikne osm menších. Zjemňování sítě probíhá do té doby, dokud změna není dostatečně plynulá nebo také jaké zjemnění buněk jsme v programu nastavili, či kolik program FLASH schopen zvládnout.

Sousední buňky se prostřednictvím svých hranic ovlivňují a musejí splňovat návaznost. Dále platí, že buňky se nemohou překrývat, ale vždy dokonale vyplňovat buňky větší. Při výrazném zjemnění je výpočet náročný na hardware a je zdlouhavější [25].

Dalším pravidlem je, že sousední bloky se nemohou lišit o více než jeden řád zjemnění. Na obr. 32, je znázorněno nejefektivnější zjemnění sítě pro malou poruchu ve 2D prostředí. Na obrázku 31 je ukázka použití AMR, kde probíhá zjemnění sítě v místech největších změn fyzikálních veličin. Pro zobrazení výsledků simulací je zde použit vizualizační program IDL. Informace o instalaci programu FLASH 3.3 a programu IDL v prostředí OS Linux je možné získat z literatury [27].



Obrázek 31: *Využití AMR v simulaci.*



Obrázek 32: *Princip zhušťování mřížky v AMR. Převzato a upraveno z [25].*

6.2 Nastavení počátečních podmínek výpočtů

V souborech „*Config*“, „*flash.par*“ a „*Simulation_initBlock.F90*“, obsažených ve složce „*/magnetoHD/flare_current_sheet*“ programu FLASH 3.3, byly nastaveny parametry simulace. Konfigurace obecných jednotek a funkcí programu v jiných složkách nebylo potřeba.

Výpočty byly prováděny pro šířku struktury 16 Mm na ose x a výšku 20 Mm na ose y . Šířka proudové vrstvy byla nastavena na 1 Mm. Čas výpočtu byl nastaven v rozmezí od 0 do 50 s. Pozice počátečního impulsu, vygenerovaného v čase t_0 , byla umístěna do bodu o souřadnicích $y = 30$ Mm ; $x = 0$ Mm od spodní hranice oblasti simulace. Výpočty byly provedeny pro hodnoty rezistivity 0,05; 0,1; 0,5;. Ve zvolené oblasti výpočtu nejprve nebylo započítáno gravitačního pole.

Okrajové podmínky zkoumaného systému byly nastaveny jako „volné“, aby nedocházelo ke zpětným ovlivňováním zkoumané oblasti odraženými vlnami. U jednotlivých sad

výpočtů jsme měnili pouze hodnoty rezistivity, amplituda je ve všech případech stejná pro lepší srovnání. Rezistivitu jsme měnili za účelem pozorování časového průběhu rekonexe.

6.3 Získané výsledky

Z výsledků numerických simulací byly programem IDL vygenerovány obrázky pro časy 1 – 12 s. Během tohoto časového rozsahu docházelo ve sledované oblasti k nejvíce změnám. Časové kroky pro zobrazování byly nastaveny na 2 s. Pro každou hodnotu rezistivity byly vytvořeny tři série obrázků. Na první jsou v barevná škále znázorněny časové změny hustoty v plazmatu, plus jsou zobrazené kontury magnetických silokřivek. Na druhé sérii je zobrazen vývoj hustoty společně s vektory rychlosti a na třetí jsou v barevné škále hodnot zobrazeny časové změny hodnot tlaku v plazmatu.

Na vygenerovaných obrázcích jsme sledovali, jakým způsobem byla ovlivněna zkoumaná struktura vlivem perturbace resp. zda působením rychlých magnetoakustických vln způsobených perturbací, může dojít k rekonexi magnetických silokřivek.

6.3.1 Výpočty bez gravitace

V případě výpočtů bez gravitace $\mathbf{g} = [0, 0, 0]$ má podle [26] magnetické pole složky:

$$\mathbf{B} = \left[0, B_0 \tanh\left(\frac{x}{l_{cs}}\right), 0 \right]. \quad (39)$$

Toto magnetické pole se odpovídá Harrisově proudové vrstvě. Mění se z B_0 pro pozitivní hodnoty a $-B_0$ pro negativní hodnoty x , průchozí nulou pro $x = 0$.

Rovnice pro rozložení tlaku plynu vypadá takto:

$$p(x, y) = p_{cs} \cdot \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{l_{cs}}\right). \quad (40)$$

Rozložení hustoty ze vztahu pro ideální plyn určuje vztah:

$$\rho = \frac{mp}{k_B T}. \quad (41)$$

V provedených výpočtech tedy uvažujeme magnetické pole \mathbf{B} pouze v ose y [26].

Na grafických výstupech (obr. 33 až 34) můžeme pozorovat časový vývoj hustoty v plazmatu pro různé hodnoty rezistivity, kde jsou současně zobrazeny také silokřivky

magnetického pole kvůli, možnosti pozorování jejich případné rekonexe. Na obr. 36 až 38 je vidět časový vývoj hustoty se zobrazenými vektory rychlosti, pro různé hodnoty rezistivity. Na obr. 39 až 41 je zobrazen časový vývoj tlaku pro různé hodnoty rezistivity.

Na obrázku 33 je v čase $t = 1$ s vidět lokální zvýšení hustoty, ve výšce 30 Mm v ose proudové vrstvy, které je způsobeno počáteční perturbací. Toto lokalizované zvýšení hustoty se šíří proudovou vrstvou v kladném i záporném směru osy y , a dochází zde k vytvoření „sausage“ módu magnetoakustické vlny. Tato vzniklá vlna udáší plazma do vyšších vrstev atmosféry remsp. směrem k povrchu Slunce.

Tím jak magnetoakustická vlna postupuje ve směru osy y viz obr. 34, dochází, podle modelu magnetické rekonexe viz kapitola 3.1, k podtlaku a „nasávání“ magnetických silokřivek ve směru osy x ke středu proudové vrstvy a stlačení silokřivek opačné orientace k sobě (viz obr. 34 v čase $t = 5$ s). V čase $t = 7$ s je patrné že už proběhla jejich rekonexe.

Vlivem rekonexe dochází v oblasti difúzního regionu ke vzniku podtlaku a ze stran je do něj opět nasáváno plazma. Vtok dalšího plazmatu do oblasti přináší nové magnetické silokřivky. Ty se opět přepojí a celý proces se opakuje.

Na obrázku 33 je v čase $t = 7$ s patrný sausage mód vlny a vzájemné přiblížení magnetických silokřivek. Na obrázku 34 v tomto čase, díky vyšší hodnotě rezistivity, již rekonexe proběhla. Je zde možno pozorovat přepojené silokřivky mag. pole vzdalující se od sebe ve směru osy y .

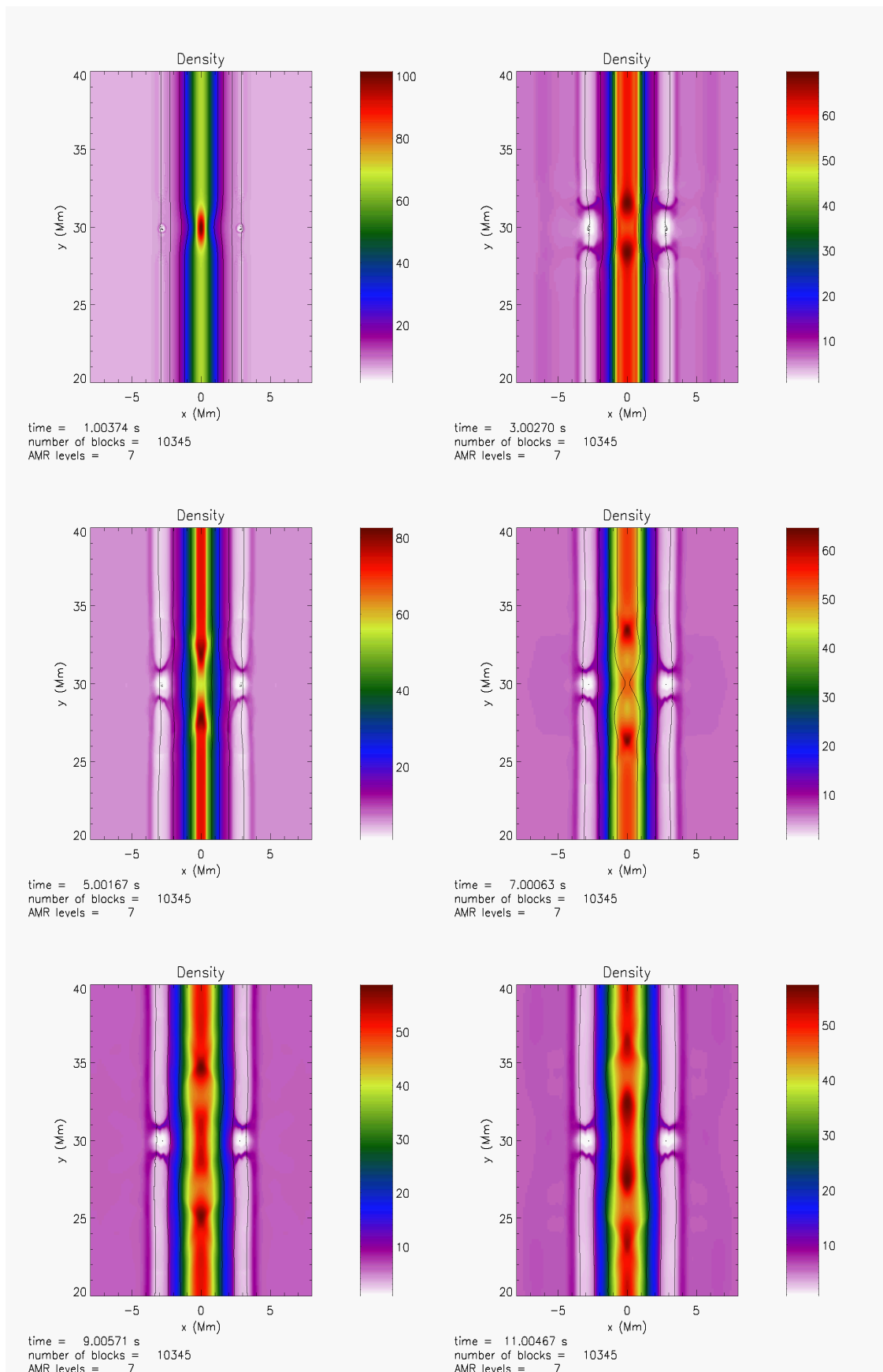
Na obrázku 35 je vidět, že při rezistivitě s hodnotou 0,5 dochází k nasávání silokřivek do oblasti difúzního regionu a rekonexi magnetických silokřivek rychleji. Vzdálenost zobrazených silokřivek od středu proudové vrstvy byla záměrně zvolena větší, kvůli rychlosti průběhu jejich rekonexe. Tato rychlost je větší, než v případech s hodnotami rezistivity 0,05 a 0,1. Na obr. 34 dochází k rekonexi už v čase $t = 5$ s a na obr. 33 dochází k rekonexi později až v čase $t = 7$ s, protože rezistivita je zde nižší. Nastavení vzdálenost silokřivek od středu proudové vrstvy byla na obr. 34 a 33 stejná.

Na obrázcích 36 až 38 jsou zobrazeny spolu s časovým vývojem hustoty také vektory rychlostí. Ty jsou zde zobrazeny pro ověření, zda se vytvořil sausage mód magnetoakustické vlny. Z vektorů rychlostí je patrné, že na počátku je vztahem (38) vygenerován puls a je jasně vidět, že struktura zde pulsuje ve směru osy x , takže se zde „sausage“ mód, který je schématicky znázorněn v kapitole 5 na obr. 26, opravdu vytváří.

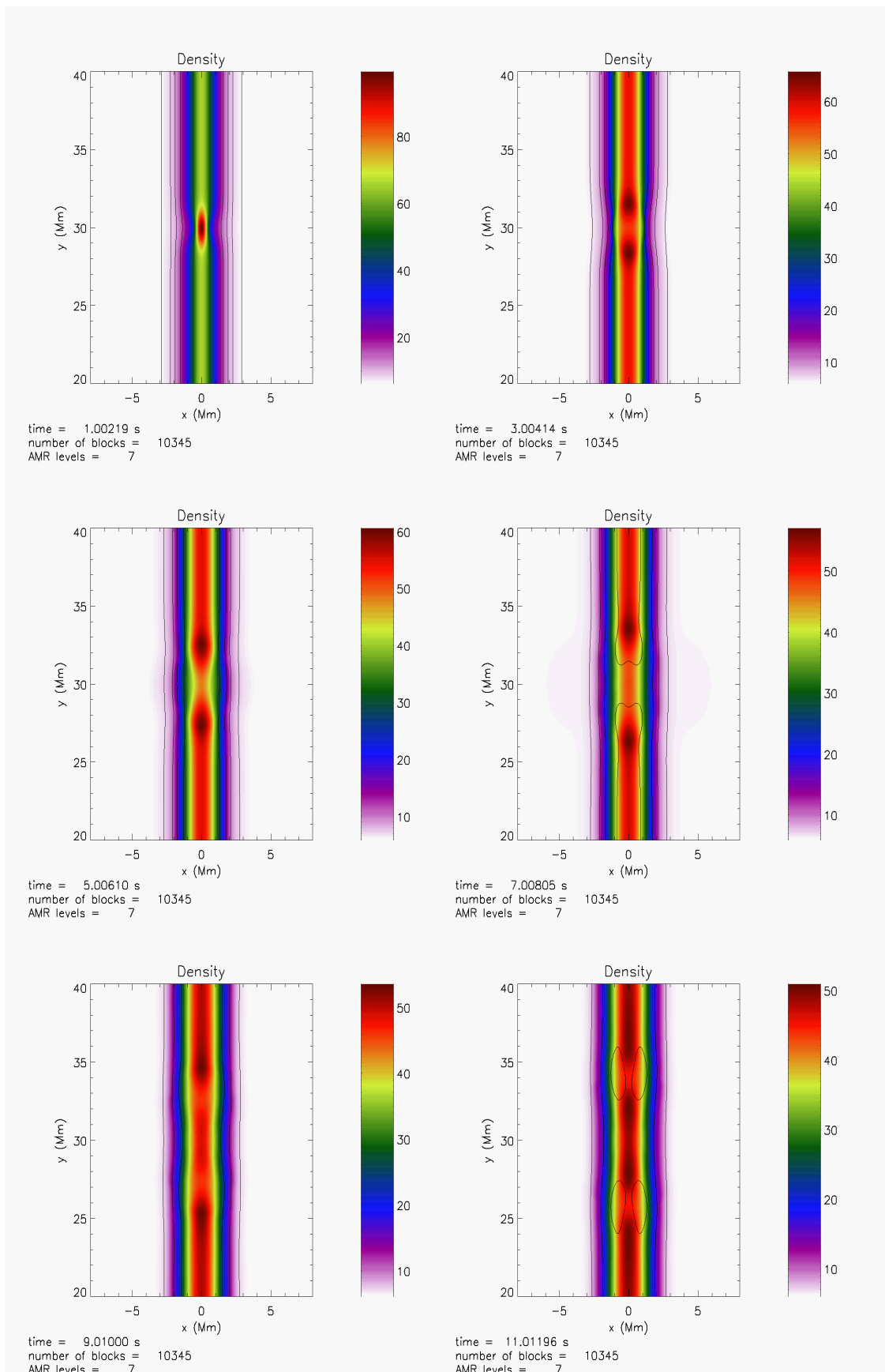
Na obrázku 37, se zobrazenými vektory rychlosti, je na počátku na vektorech rych-

losti vidět vytvoření pulsu, jehož rychlost se šíří ve směru osy x . V čase $t = 3$ s dochází k oscilaci a v čase $t = 5$ s jsou již patrné náznaky obrácení směru vektorů na určitých místech a je zde opět patrné vytváření sausage módu magnetoakustické vlny.

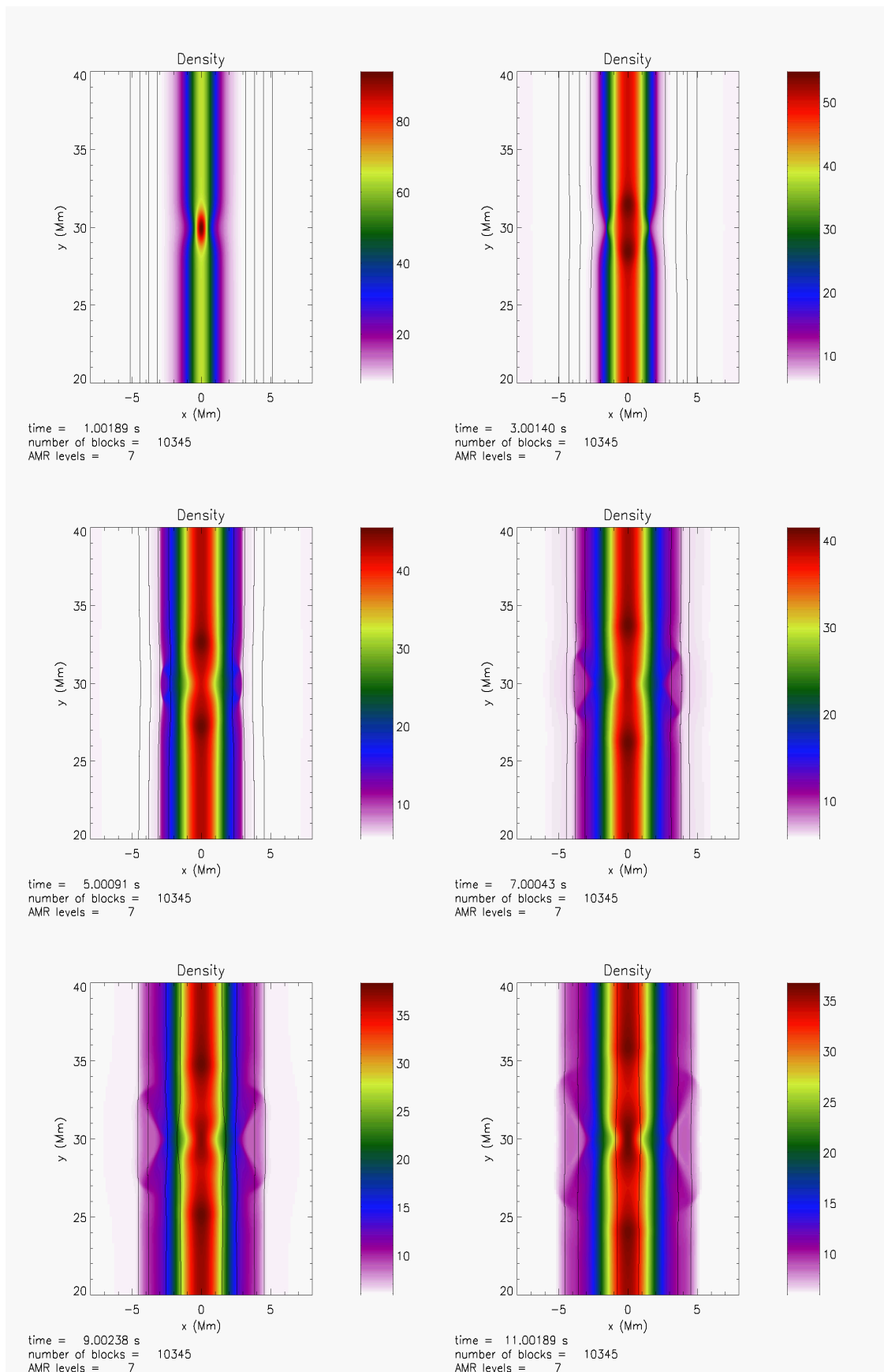
Pro doplnění jsme vygenerovali ještě obrázky časového vývoje hodnot tlaku v plazmatu. Hodnota tlaku na obr. 41, je v čase $t = 3$ s uprostřed struktury proudové vrstvy nižší, než na okrajích struktury vytvořené po počáteční perturbaci v čase $t = 1$ s. Poté se tlak rozloží v závislosti na vytváření sausage módu magnetoakustické vlny.



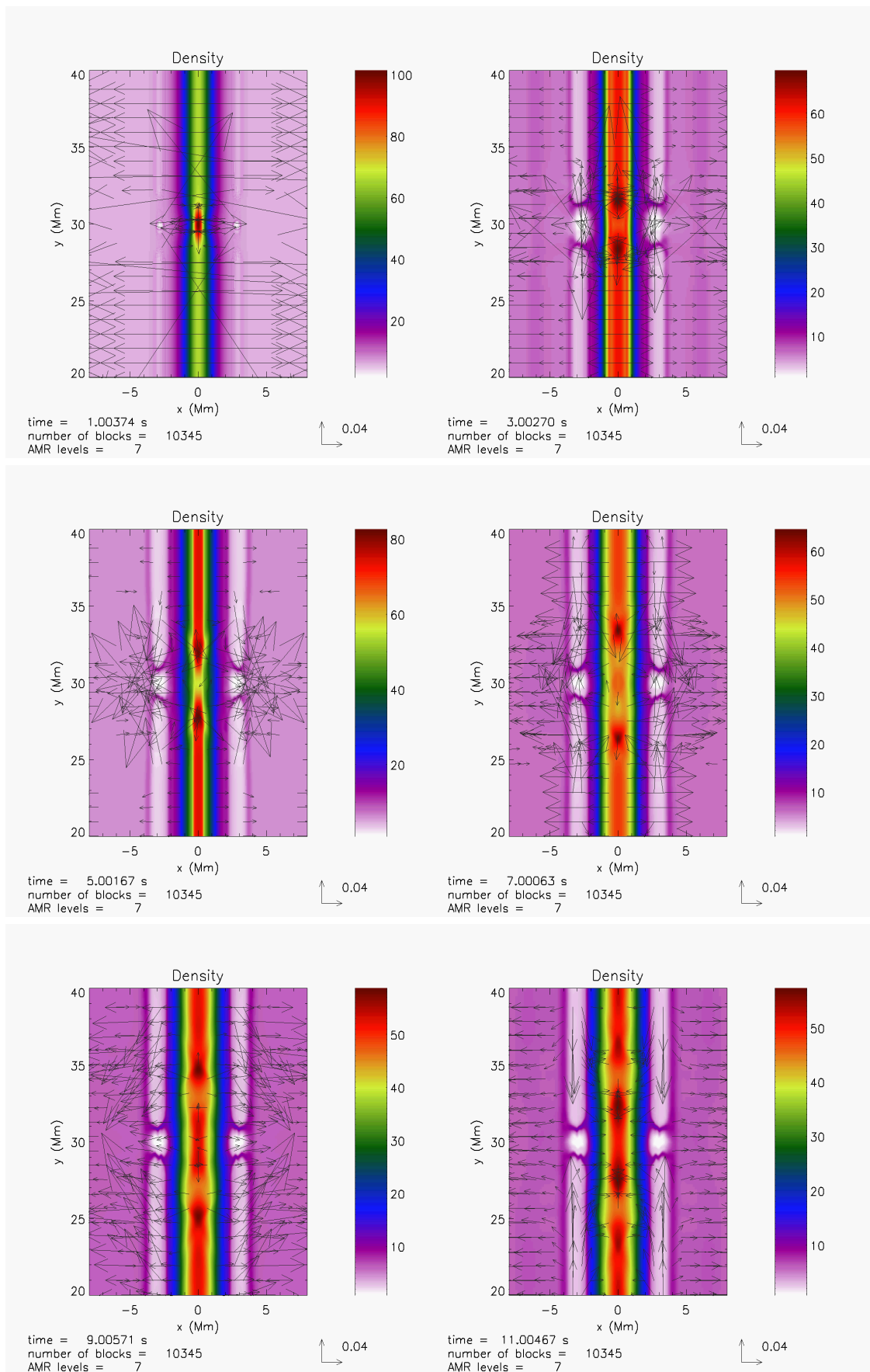
Obrázek 33: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek. Rezistivita $= 0,05$.



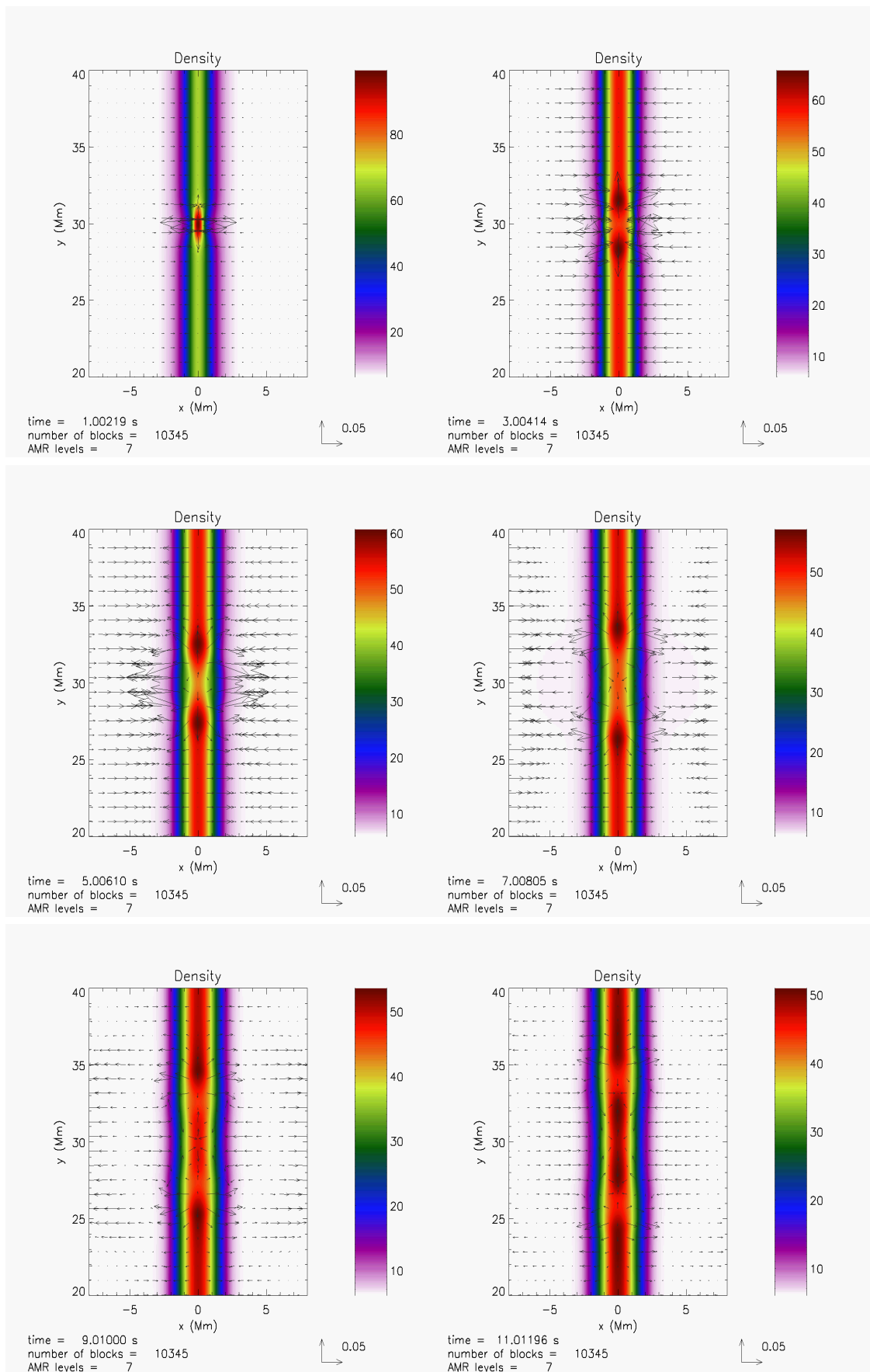
Obrázek 34: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek. Rezistivita $= 0,1$.



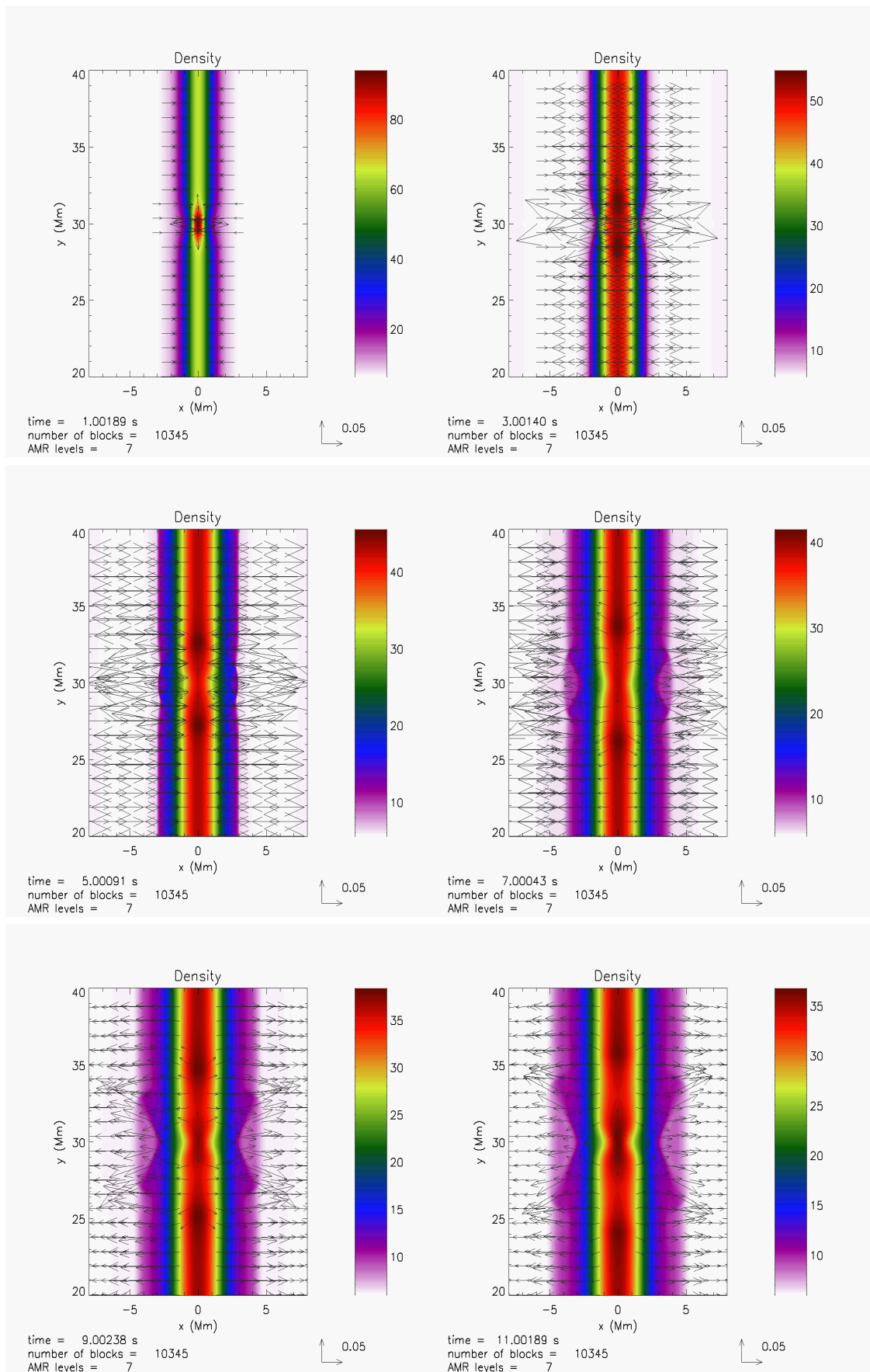
Obrázek 35: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek. Rezistivita = 0,5.



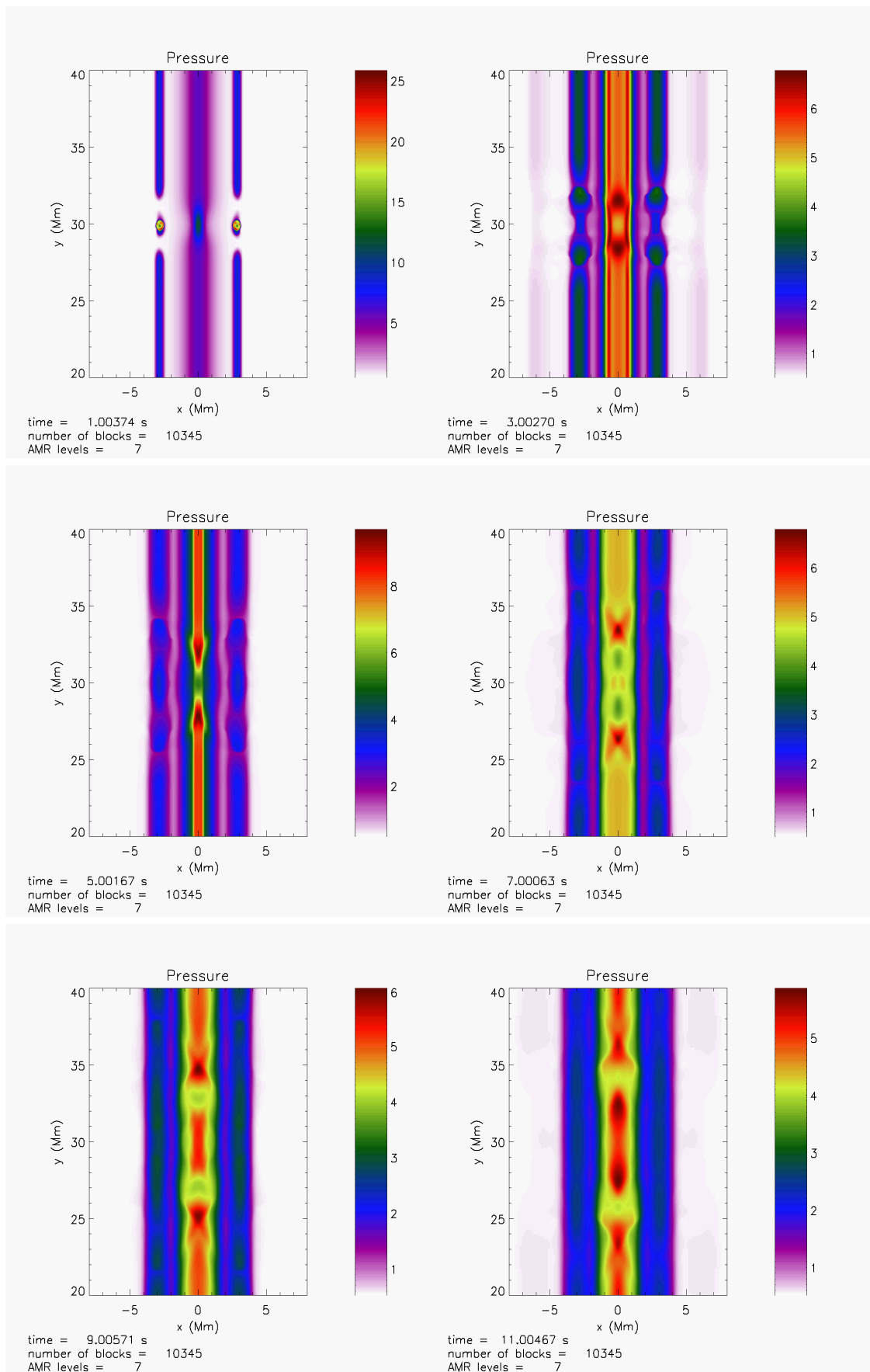
Obrázek 36: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti. Rezistivita = 0,05.



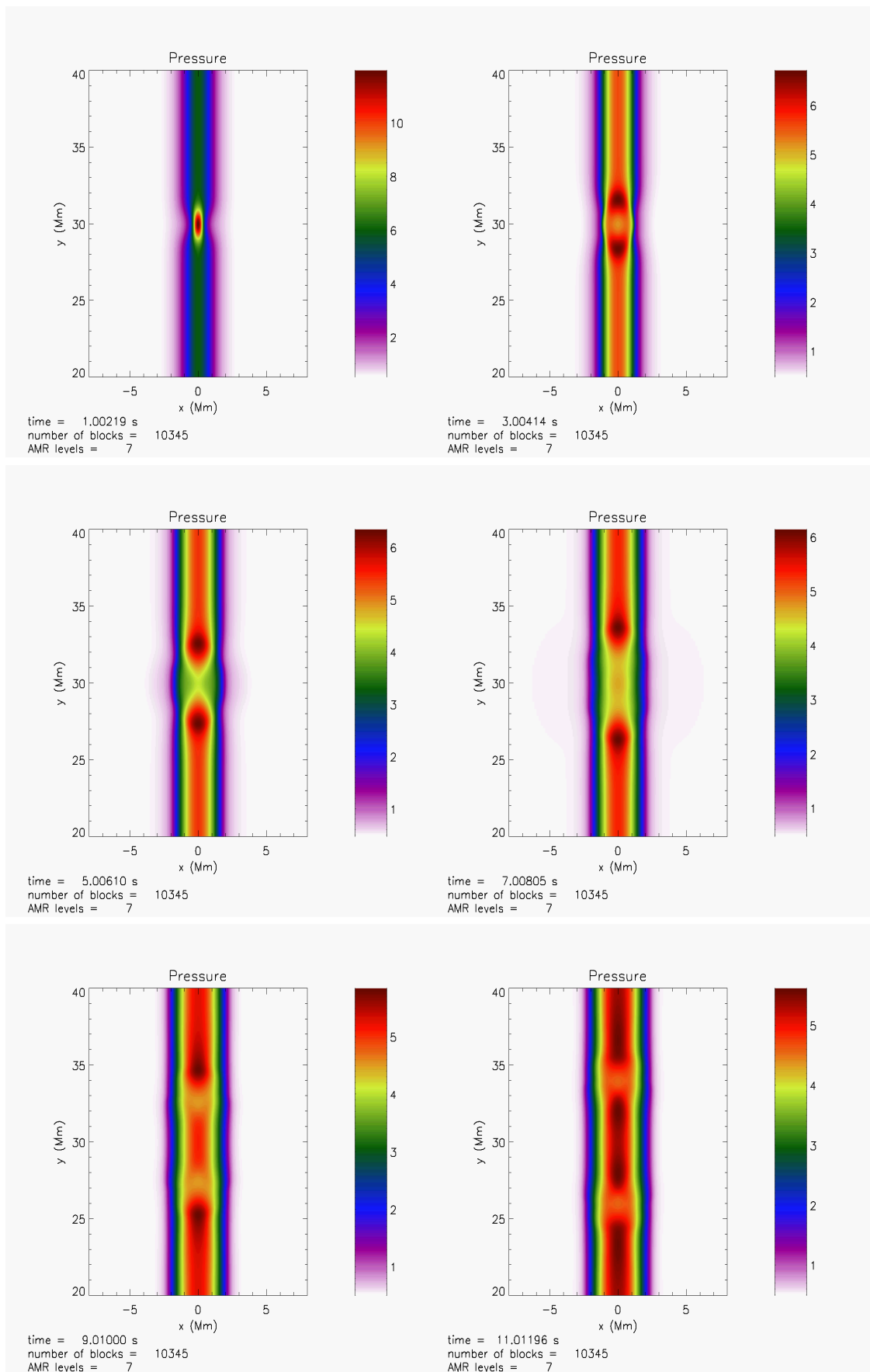
Obrázek 37: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti. Rezistivita = 0,1.



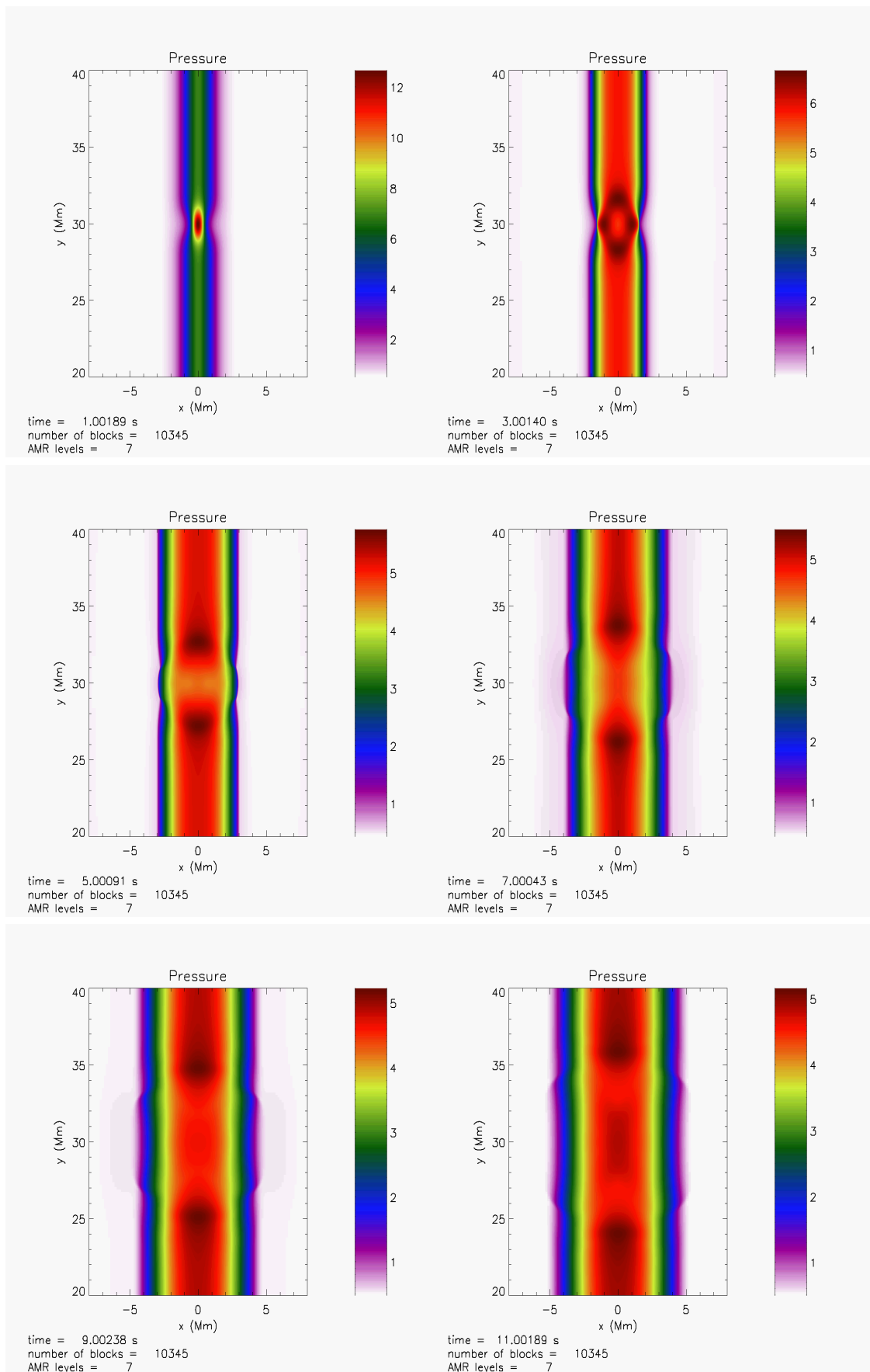
Obrázek 38: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti. Rezistivita = 0,5.



Obrázek 39: Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě. Rezistivita = 0,05.



Obrázek 40: Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě. Rezistivita = 0,1.



Obrázek 41: Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě. Rezistivita = 0,5.

6.3.2 Výpočty se započítáním gravitace

Z důvodu úspěšného provedení výpočtů bez gravitace, jsme zavedli do výpočtů i gravitační pole. Zde byly opět provedeny výpočty pro hodnoty rezistivity 0,05; 0,1; 0,5.

V případě výpočtů se zavedeným gravitačním polem je do rovnice 28 (viz kapitola 6) ze sady pro ideální magnetohydrodynamiku zaveden ještě gravitační člen $\varrho \mathbf{g}$. Rovnice má tedy tvar:

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \varrho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \varrho \mathbf{g}. \quad (42)$$

U výpočtů s gravitací využíváme gravitační zrychlení které je orientováno v záporném směru osy y , $\mathbf{g}(0, -g_\odot, 0)$, hodnota gravitačního zrychlení je $g_\odot = 274 \text{ ms}^{-2}$.

Rozdíl oproti výpočtům bez gravitace je také v použitých složkách magnetického pole. V případě bez gravitace se uvažuje magnetické pole \mathbf{B} pouze ve směru osy y . Při výpočtech se zavedenou gravitací se počítá se složkami mag. pole ve směru osy x i y . Rovnice pro výpočet mag. pole jsou tedy složitější, než v případě výpočtů bez gravitace. Tím pádem se zkomplikují také rovnice pro rozložení hustoty a tlaku.

Podle [26] má magnetické pole složky ve směru osy x a ve směru osy y určené těmito vztahy:

$$B_x(x, y) = B_0 \frac{l_{cs}}{\lambda} \ln \left[\cosh \left(\frac{x}{l_{cs}} \right) \right] \exp \left(-\frac{y}{\lambda} \right), \quad (43)$$

$$B_y(x, y) = B_0 \tanh \left(\frac{x}{l_{cs}} \right) \exp \left(-\frac{y}{\lambda} \right). \quad (44)$$

Vztah pro zozložení hustoty vypadá takto:

$$\varrho(x, y) = \left\{ \frac{B_0^2}{\mu_0 g \lambda} \left\{ 1 + \ln \left[\cosh \left(\frac{x}{l_{cs}} \right) \right] \right\} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x}{l_{cs}} \right) + \varrho_0 \right\} \exp \left(-2\frac{y}{\lambda} \right), \quad (45)$$

vztah pro tlak:

$$p(x, y) = \left\{ \frac{B_0^2}{2\mu_0} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x}{l_{cs}} \right) + \frac{B_0^2 l_{cs}^2}{2\mu_0 \lambda^2} \ln^2 \left[\cosh \left(\frac{x}{l_{cs}} \right) \right] + \frac{\varrho_0 g \lambda}{2} \right\} \exp \left(-2\frac{y}{\lambda} \right) + p_0. \quad (46)$$

Na obrázcích 42 a 50 jsou po zavedení gravitačního pole ve studované oblasti dobře patrné změny vzhledem k oblasti bez gravitačního pole.

Na obrázku 34 oproti obrázku 43 se stejnou hodnotou rezistivity, ale bez gravitačního pole, jsou v proudové vrstvě patrné vyšší hodnoty hustoty.

Vlna směřující do oblasti vyšších hustot (směrem dolů) je více deformovaná než vlna, která směřuje do oblasti nižších hustot (směrem vzhůru). Vlna se také vlivem gravitace šíří ve směru osy y pomaleji, což je možné vidět při porovnání obrázku 42, kde je

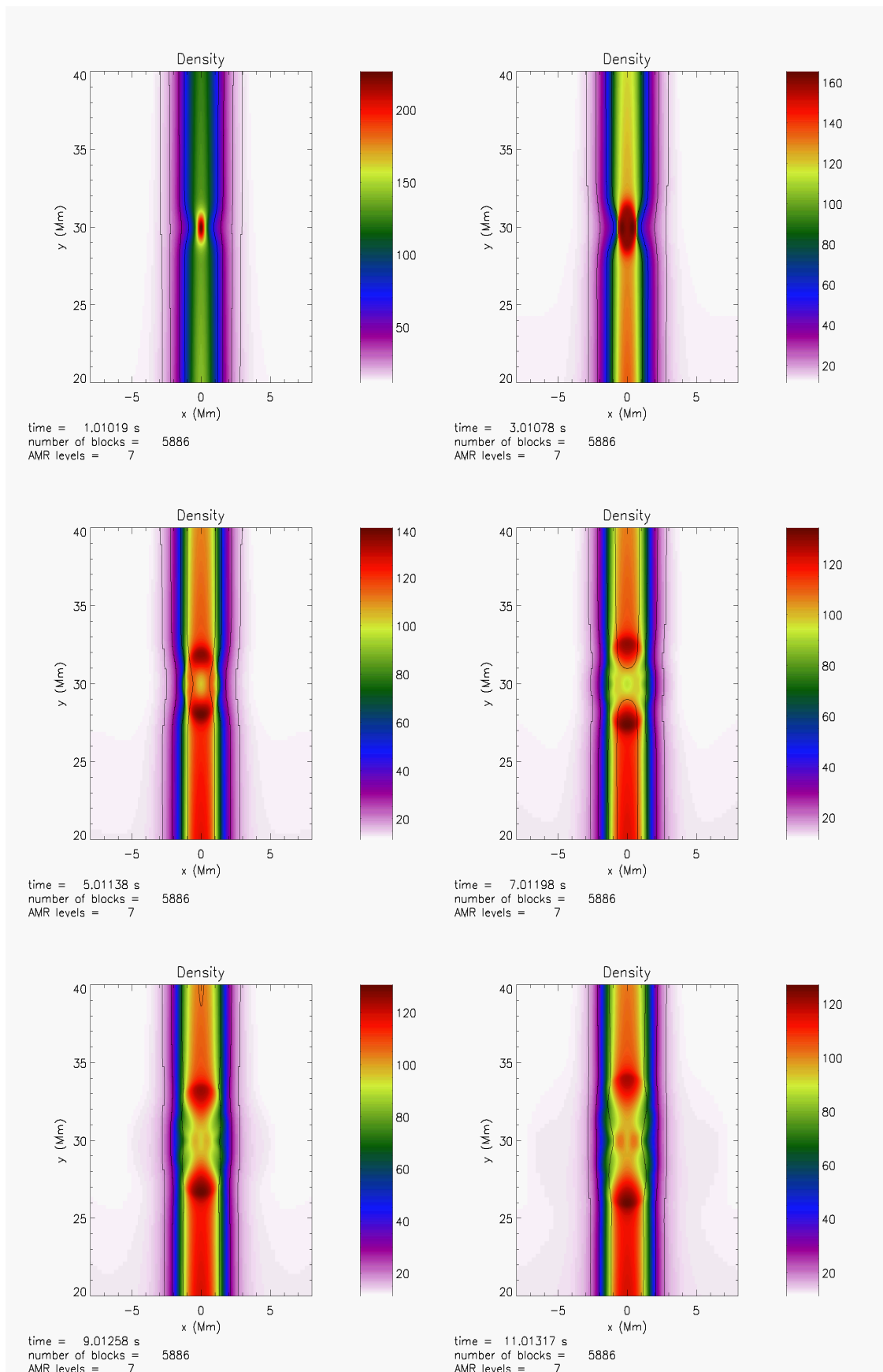
ve struktuře plazmatu zavedena gravitace a obrázku 33, kde gravitace zavedena není. Výchyly vlny jsou ale v kladném i záporném směru osy x větší viz obr. 44 (struktura plazmatu s gravitačním polem) oproti 35 (struktura plazmatu bez gravitačního pole).

Na obrázku 44 můžeme vidět, že dochází k vytvoření vlny, která se šíří v kladném i záporném směru osy y , toto šíření je však vlivem gravitace nerovnoměrné.

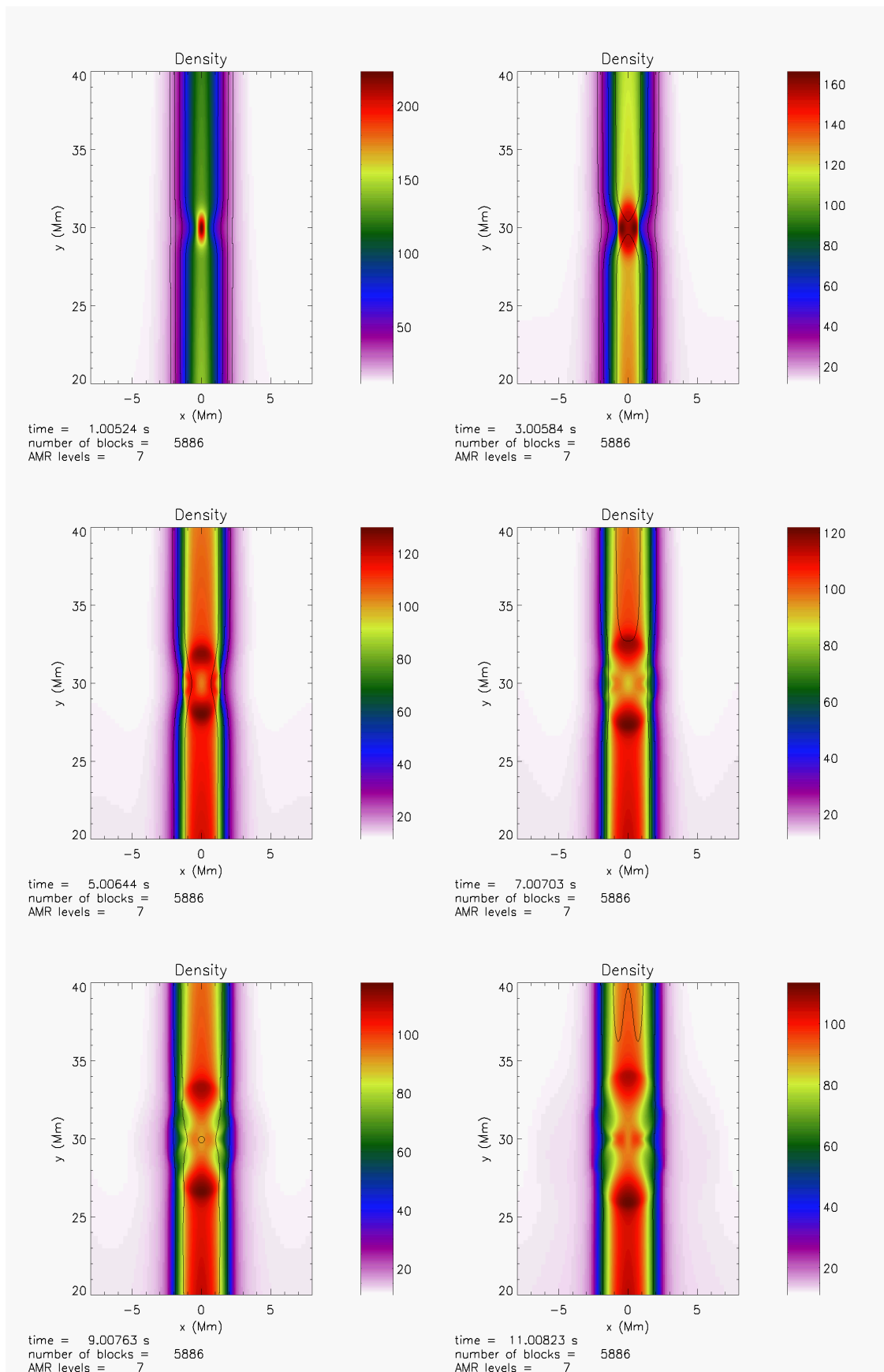
Na zobrazených silokřivkách magnetického pole je také patrný rychlejší průběh jejich rekonexí ve struktuře plazmatu s gravitačním polem (viz porovnání na obr. 34 a 43).

Když porovnáme tlaky pro stejnou rezistivitu a časy, tak v případě gravitace vidíme rozdíl. V čase $t = 3$ s na obr. 49 je vidět rozdílné hodnoty tlaku oproti obrázku 40 bez gravitace. V případě bez gravitace nejprve dochází v čase $t = 3$ s ke zvýšení tlaku uprostřed pulzu a poté k jeho snížení.

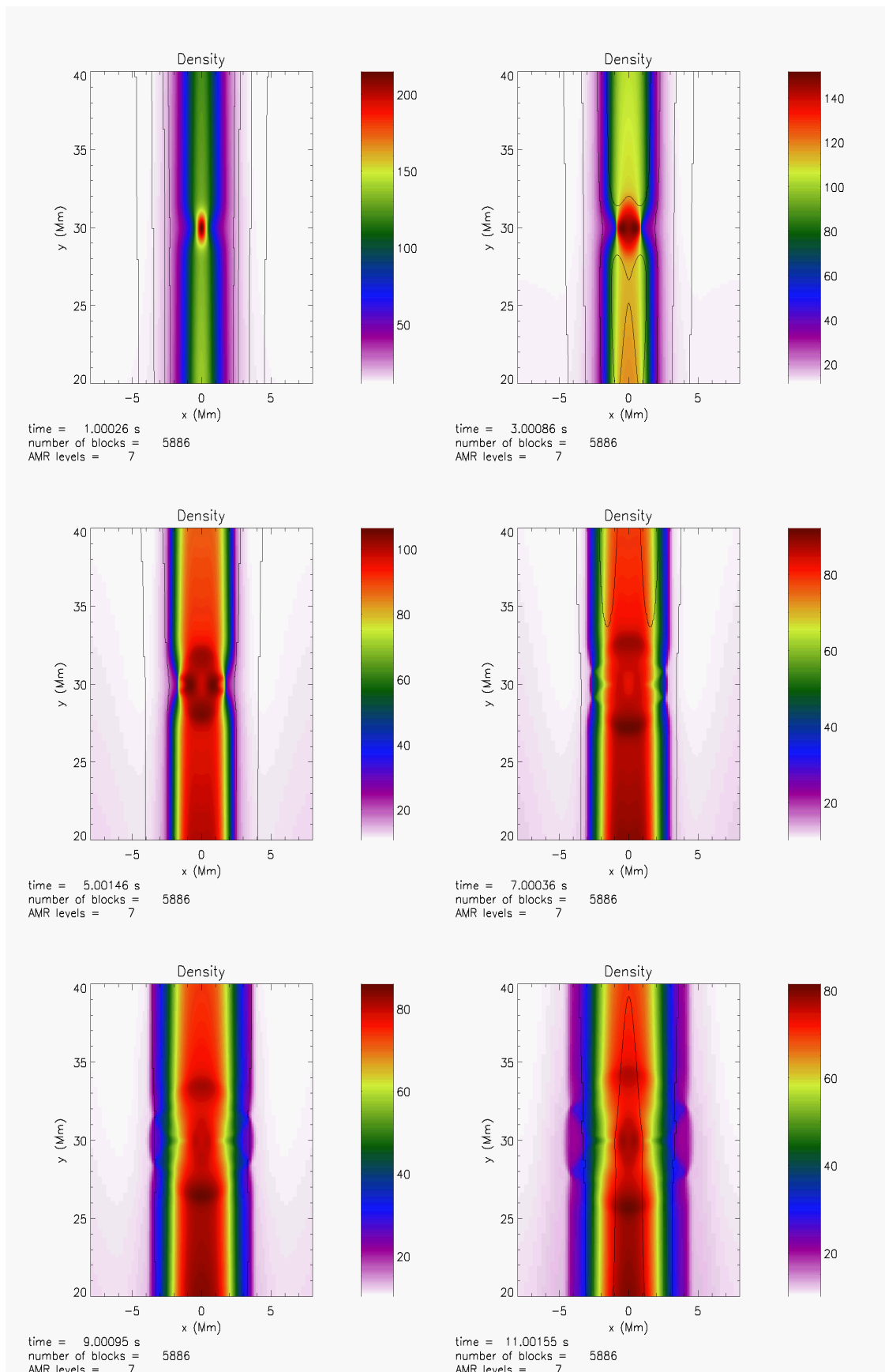
V obou případech výpočtů (s gravitací i bez gravitace) je vlna tlumena vlivem rezistivity. Její energie se částečně mění na teplo, které ohřívá okolní plazma.



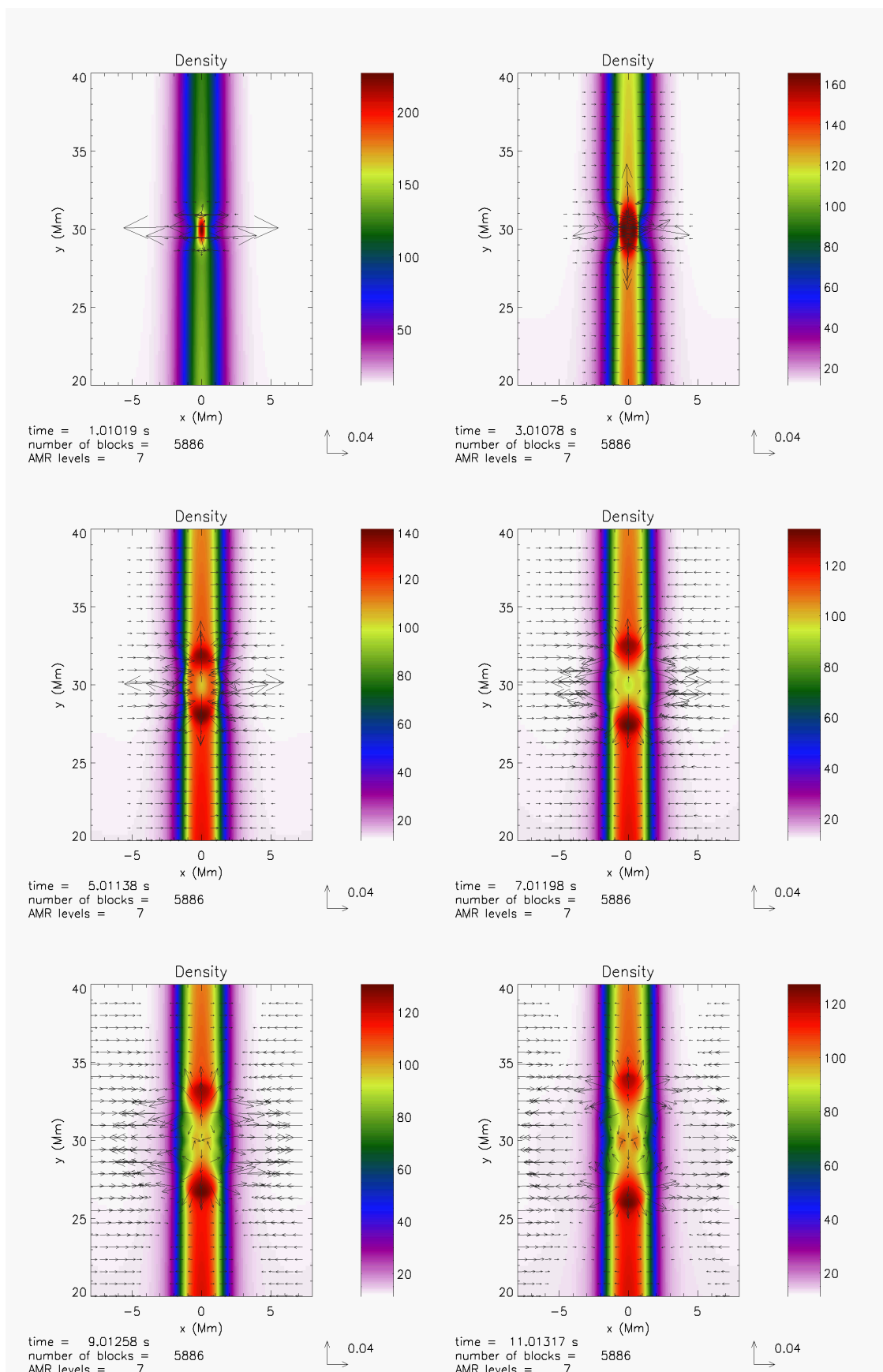
Obrázek 42: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických siločar a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,05.



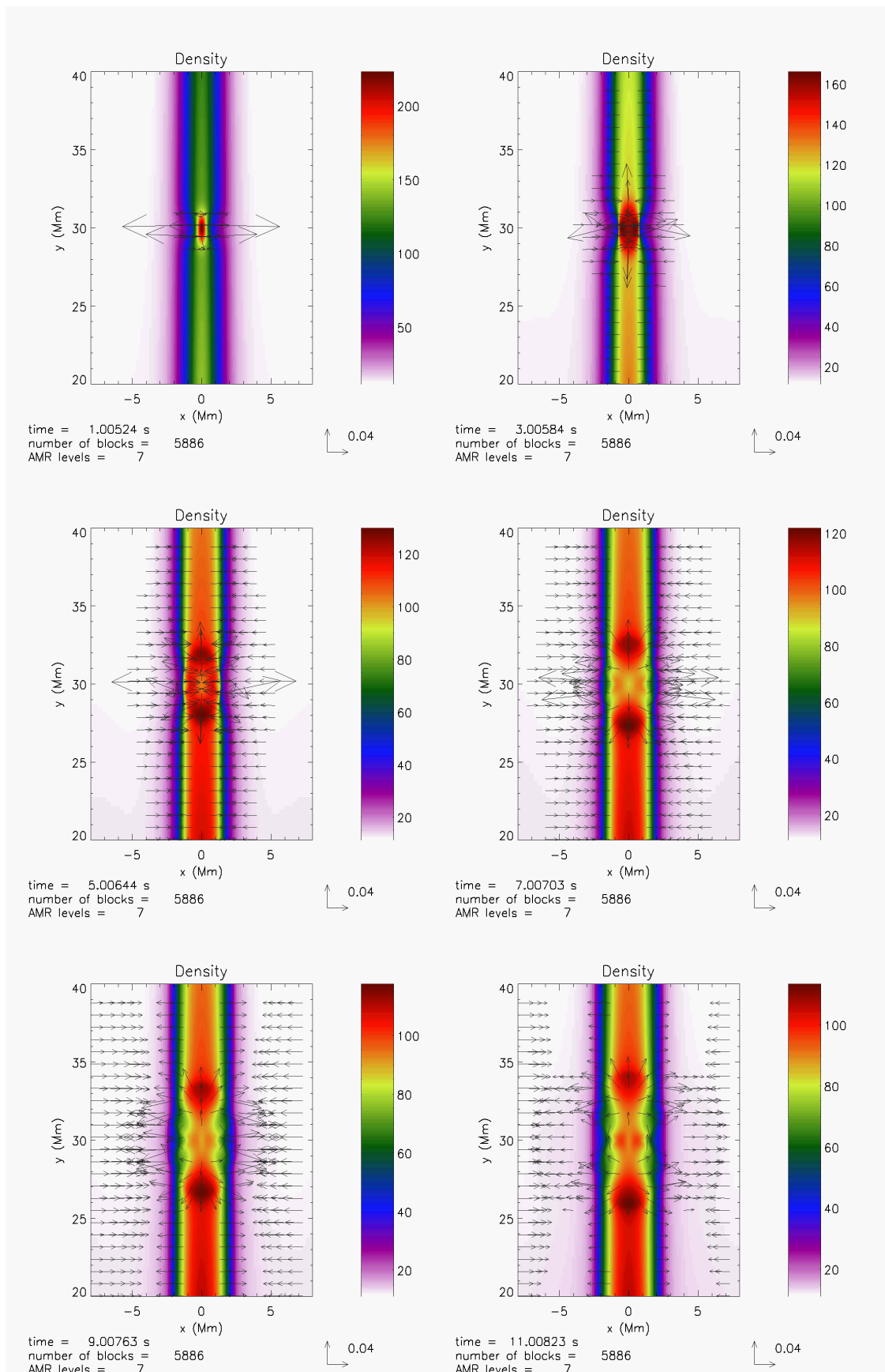
Obrázek 43: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických siločar a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,1.



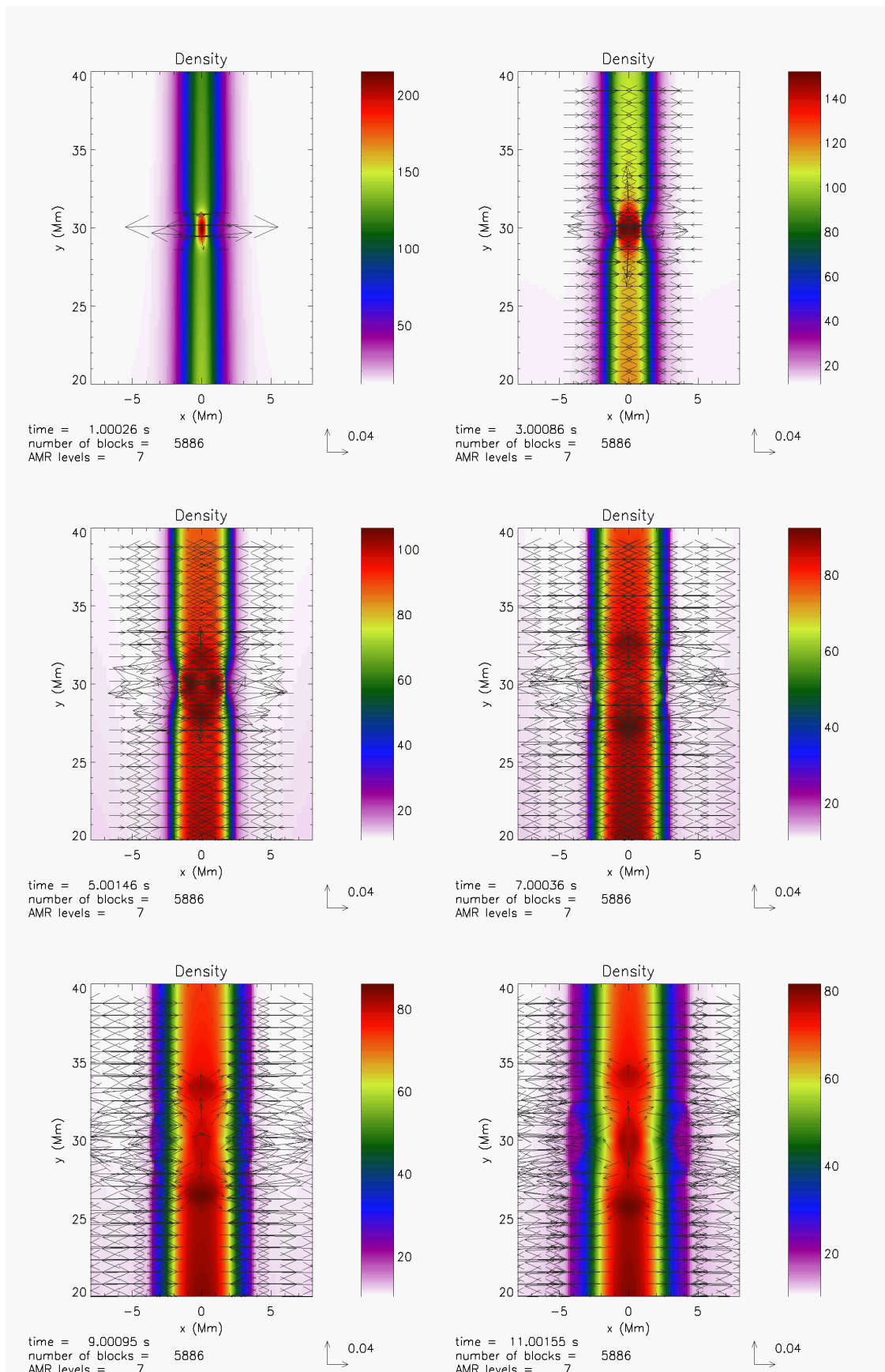
Obrázek 44: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických siločar a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,5.



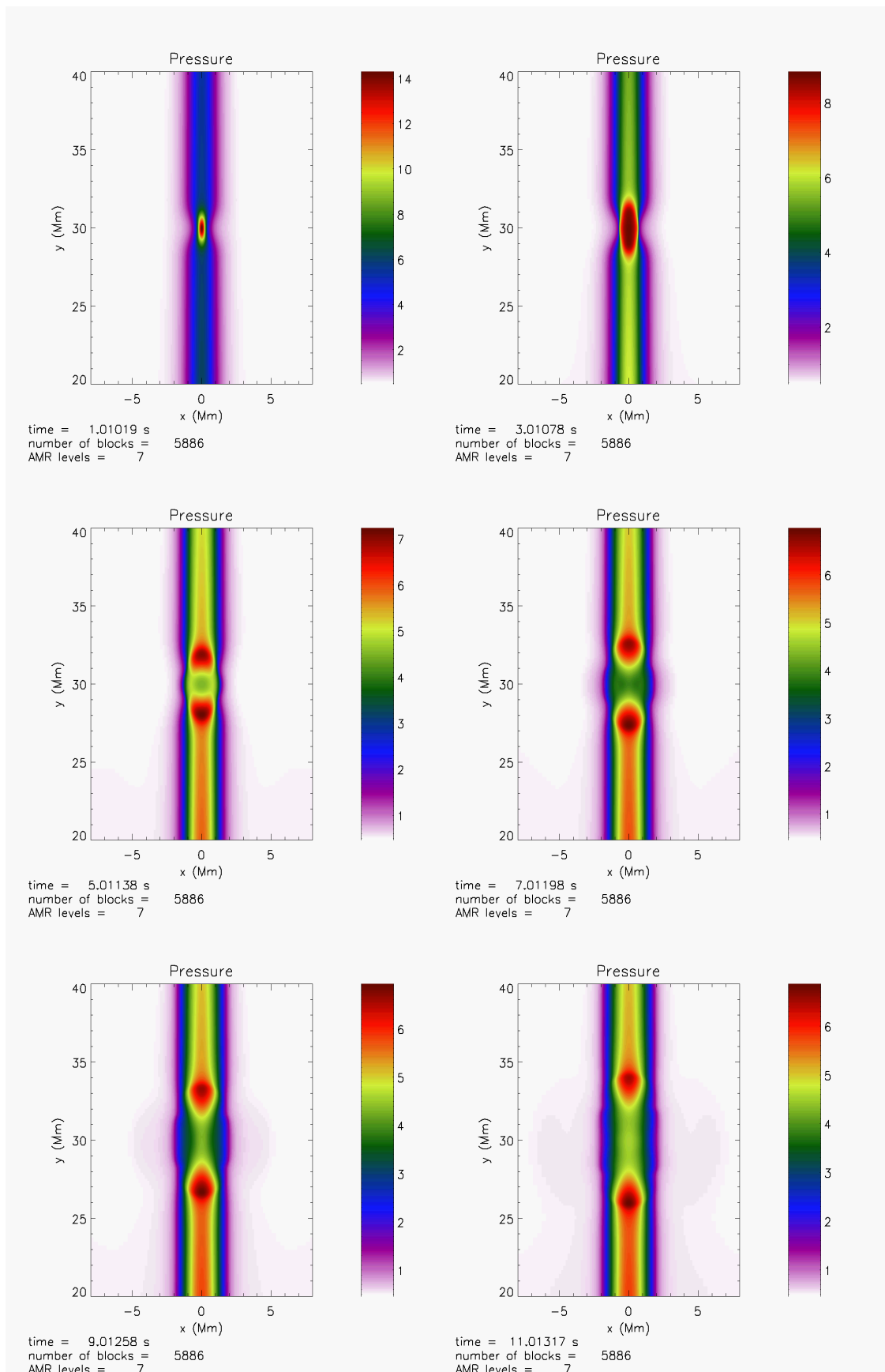
Obrázek 45: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,05.



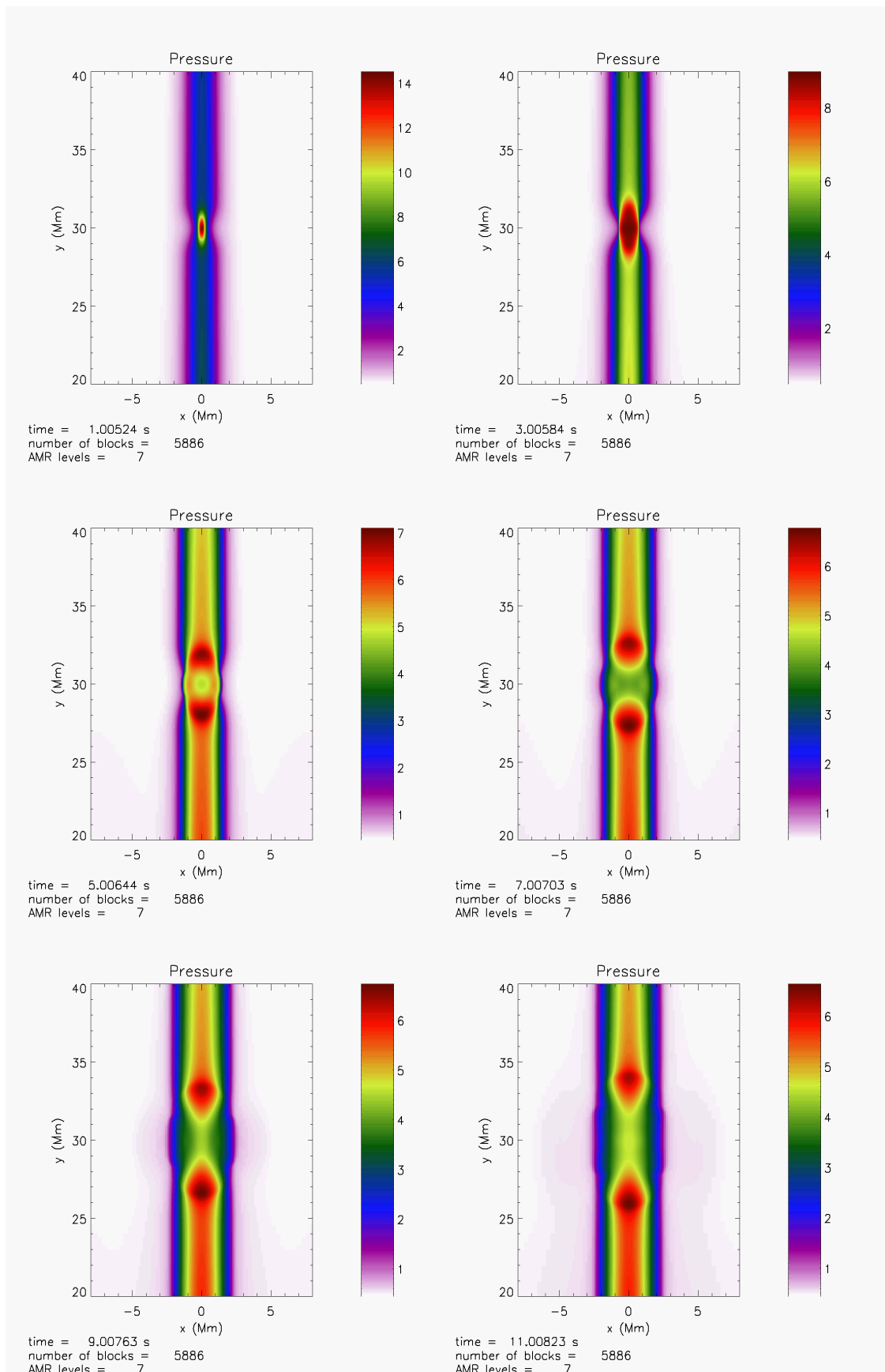
Obrázek 46: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,1.



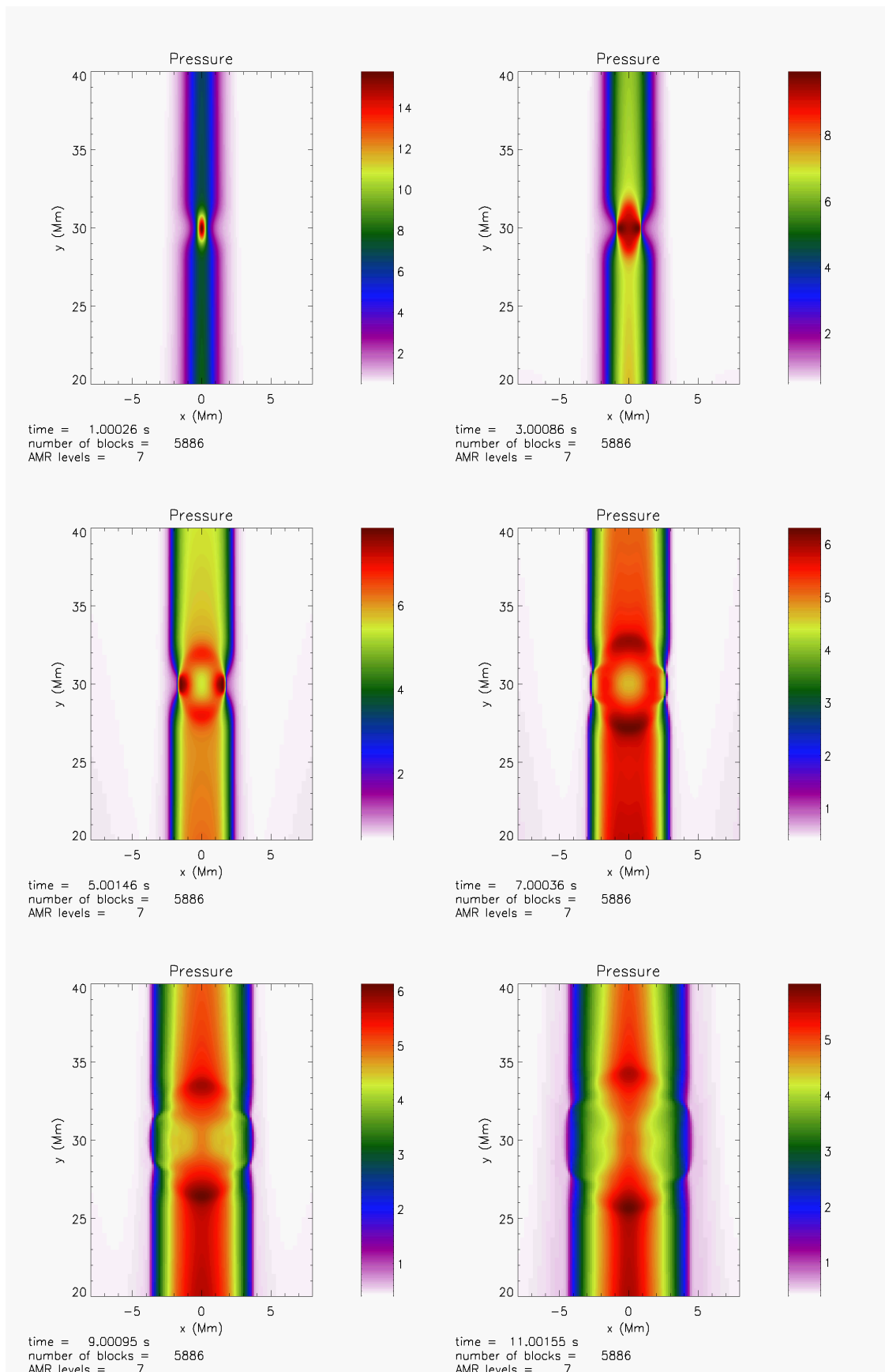
Obrázek 47: Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,5.



Obrázek 48: Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,05.



Obrázek 49: Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,1.



Obrázek 50: Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,5.

7 Závěr

V rámci této diplomové práce byly provedeny numerické simulace v programu FLASH 3.3 s pomocí Adaptive Mesh Refinement. Poté bylo, v programu IDL, provedeno vygenerování 3×3 série obrázků pro různé hodnoty rezistivity a pro strukturu plazmatu bez gravitačního pole a pro strukturu plazmatu se zavedeným gravitačním polem. Ověřili jsme, že vlna způsobená perturbací, vyvolanou ve výšce 30 Mm nad povrchem Slunce, může vyvolat v proudové vrstvě rekonexi magnetického pole a tím uvolnit nashromážděnou magnetickou energii.

Proces rekonexe mag. pole může také vysvětlit vznik dalších erupcí vzdálených od prvotní erupce skrze šířící se erupční rázovou vlnou ve sluneční koróně. A naopak, že šíření rázové vlny může být ovlivněno přítomností proudových vrstev.

Na vygenerovaných obrázcích bylo možné pozorovat magnetoakustické vlny v sausage módu šířící se proudovou vrstvou. Dále jsme ověřili že rychlost probíhající rekonexe v proudové vrstvě závisí na hodnotě rezistivity v plazmatu a přítomnosti gravitačního pole. Na vygenerovaných obrázcích jsou také vidět různé průběhy postupujících vln, které spolu můžeme srovnávat. Jsou zde vidět i časové průběhy tlaku v plazmatu, v závislosti na nastavené rezistivitě a gravitačním poli.

Jevy související se Sluneční atmosférou, jako je šíření vln a oscilací ve vyšších vrstvách sluneční atmosféry, jsou v astrofyzice aktuálně zkoumanými záležitostmi. Fotografie eruptivních procesů na Slunci pořizovaných z kosmických sond jsou porovnávány s numerickými simulacemi. Právě numerické simulace nám mohou poskytnout výsledky, které pomáhají pochopit děje probíhající na Slunci a ověřit mechanismy těchto dějů v pozemských podmínkách. Výzkum problematiky možnosti spuštění rekonexe magnetického pole pomocí vln v plazmatu sluneční koróny, mohou pomoci např. i při vyvíjení zařízení pro termojadernou fúzi. Pokroky ve výzkumu mechanismu rekonexe magnetického pole, jako jevu způsobujícího sluneční erupce a CME, jsou důležité také např. pro předpovídání tzv. kosmického počasí.

Literatura

- [1] Priest, E., Forbes, T.: *Magnetic Reconnection, MHD Theory and Applications*, The Pitt Building, Trumington Street , Cambridge, United Kingdom, 2000.
- [2] <http://cs.wikipedia.org>, 14.6. 2014
- [3] <http://www.prf.jcu.cz/ufy/struktura/lide/jelinek/solphys.html>, 20.7. 2014
- [4] Chen, F. F.: *Úvod do fyziky plazmatu*, Academia, Praha, 1984.
- [5] <http://slunce.astronomie.cz/slunce/slunce-jako-hvezda/>, 23.6.2014
- [6] Švanda, M.: *Slunce*, AVENTINUM s.r.o., Praha, 2012.
- [7] <http://astro.wz.cz>, 20. 6. 2014
- [8] <http://slunecni.soustava.sweb.cz>, 15.6. 2014
- [9] <http://www.pozorovanislunce.eu>, 28.5. 2014
- [10] <http://www.aldebaran.cz>, 16.6. 2014
- [11] Kippenhahn, R.: *Odhalená tajemství Slunce*, Mladá fronta, Edice Kolumbus, Praha, 1999.
- [12] <http://astronomia.zcu.cz/hvezdy/slunce/740-atmosfera-slunce>, 14.6. 2014
- [13] http://solar.physics.montana.edu/yipop/ProjectionRoom/latest_EIT_304.html
28.7. 2014
- [14] <http://www.tajemstvi-vesmiru.cz/proc-je-korona-teplejsi-nez-povrch-slunce>,
20.6. 2014
- [15] Kulhánek, P., Rozehnal, J.: *Hvězdy, planety, magnety*, Mladá fronta, Edice Kolumbus, Praha, 2007.
- [16] <http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/svanda/AST001/LS2014/lekce11.pdf> 21.6. 2014
- [17] Kulhánek, P.: *Teorie plazmatu*, Studijní text FJFI ČVUT, Praha, 2008.

- [18] Bárta, M., Karlický, M., Büchner, J.: *Multi-scale MHD Modelling of the Current Sheet Fragmentation in Turbulent Solar Flare Reconnection*, Central European Astrophysical Bulletin, Vol. 33, p. 299-308
- [19] Isobe H., Takasaki, H., Shibata, K.: *Measurement of the Energy Release Rate and the Reconnection Rate in Solar Flares*, The Astrophysical Journal, 632:1184 – 1195, 2005
- [20] Bárta, M., Karlický, M.: *Modelování slunečních erupcí*, příspěvek z 19. celostátního slunečního semináře, Poprad, 2008.
- [21] Schindler, K., Hornig, G.: *Magnetic Reconnection*, Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, Institute of Physics Publishing, 2001.
- [22] Aschwanden, M.: *Physics of the Solar Corona*, Springer, Praxis Publ., Chichester, UK, 2004.
- [23] <http://en.wikipedia.org>, 11.6. 2014
- [24] Kučera, A.: *Zohrievanie slnečnej chromosféry a koróny*, Sborník referátů z ceslo-světového slunečního semináře, Prešov, 1983.
- [25] <http://flash.uchicago.edu>, 15.6. 2014
- [26] Jelínek, P., Karlický, M., Murawski, K.: *Magnetoacoustic waves in a vertical flare current-sheet in a gravitationally stratified solar atmosphere*, Astron. Astrophys., 546, A49, 2012
- [27] Brož, J.: *Užití numerického kódu FLASH v plazmové astrofyzice* Diplomová práce Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích, České Budějovice, 2013.
- [28] Kliem, B., Karlický, M., Benz, A. O.: *Astron. Astrophys.*, 360, 715, 2000.
- [29] Chung, T. J.: *Computational Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, New York USA, 2002.
- [30] Karlický, M., Jelínek, P., Mészáros, H.: *Magnetoacoustic waves in the narrowband dm-spikes sources*, Astron. Astrophys., 529, A96, 2011.

- [31] <http://artsonearth.com/2012/08/magnetic-loops-formed-by-solar-eruption-and-flare.html>, 20.6. 2014
- [32] Jelínek, P., Bárta, M.: *MHD Simulations in Plasma Physics*, in e-Proc. Technical Computing Prague 2006, Praha, 6 stran, 2006.
- [33] <http://hvezdy.astro.cz/slunce/740-atmosfera-slunce>, 13.6. 2014
- [34] http://www.avertedimagination.com/img_pages/photo_chromo.html, 10.7. 2014
- [35] <http://www.uni.edu/morgans/astro/course/Notes/section2/sunspot.gif>, 18.7. 2014
- [36] <http://inspirehep.net/record/1217817/plots>, 24.7. 2014
- [37] <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0612605.pdf>, 25.7. 2014
- [38] http://global.jaxa.jp/article/special/astro/shimizu01_e.html, 26.7. 2014

Seznam obrázků

1	Řez strukturou Slunce	9
2	Složení sluneční atmosféry	10
3	Granulace	11
4	Struktura sluneční skvrny	12
5	Chromosféra	13
6	Období aktivity Slunce v RTG oboru	14
7	Graf závislosti teploty na výšce nad slunečním povrchem	14
8	Červená čára	15
9	Zelená čára železa (530,3 nm, iont Fe XIV)	15
10	Žlutá čára (569,4 nm, iont Ca XV)	16
11	Magnetogram ze sondy Hinode	18
12	Alfvénovy vlny	18
13	Rekonexe magnetického pole	20
14	Schéma vývoje rekonexe magnetického pole	22
15	Sweet–Parkerův difúzní region	23
16	Petschekův difúzní region	24
17	Model 3D rekonexe	25
18	Schématický scénář mechanismu sluneční erupce	28
19	Rekonexe na smyčce sluneční erupce	29
20	Erupční smyčky	30
21	Klasifikace slunečních erupcí	31
22	Časový vývoj sluneční erupce	31
23	Časový vývoj koronálního výronu hmoty	32
24	Diagramy závislosti tvaru vlnoploch vln na velikosti magnetického pole.	36
25	Diagram závislosti tvaru vlnoploch vln na velikosti magnetického pole.	36
26	Dva typy rychlých magnetoakustických módů.	37
27	Vývoj sausage instability	37
28	Pozorování kink módu oscilační smyčky	38
29	Schéma přenosu energie pomocí vln ve sluneční atmosféře	40
30	Struktura proudové vrstvy s gravitačním polem a bez gravitačního pole	43
31	Využití AMR v simulaci	45

32	Princip zhušťování mřížky	45
33	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek. Rezistivita = 0,05.	49
34	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek. Rezistivita = 0,1.	50
35	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek. Rezistivita = 0,5.	51
36	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti. Rezistivita = 0,05.	52
37	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti. Rezistivita = 0,1.	53
38	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti. Rezistivita = 0,5.	54
39	Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě. Rezistivita = 0,05.	55
40	Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě. Rezistivita = 0,1.	56
41	Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě. Rezistivita = 0,5.	57
42	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě se zavedeným gravitačním polem a konturami magnetických silokřivek. Rezistivita = 0,05.	60
43	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,1.	61
44	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s konturami magnetických silokřivek a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,5.	62
45	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,05.	63
46	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,1.	64
47	Časový vývoj hustoty v proudové vrstvě s vektory rychlosti a se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,5.	65
48	Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,05.	66
49	Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,1.	67

50	Časový vývoj tlaku v proudové vrstvě se zavedeným gravitačním polem. Rezistivita = 0,5.	68
----	--	----