

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích
Přírodovědecká fakulta

**Numerické simulace oscilačních procesů ve
sluneční atmosféře se započtením zdrojových členů**

Diplomová práce

Bc. Jaroslav Jícha

Školitel: doc. RNDr. Jelínek Petr, Ph.D.

České Budějovice 2019

Bibliografické údaje

Jícha, J., 2019: Numerické simulace oscilačních procesů ve sluneční atmosféře se započtením zdrojových členů [Numerical simulations of oscillation processes in the solar atmosphere with included source terms. Mgr. Thesis, in Czech.] – p. 37, Faculty of Science, University of South Bohemia, České budějovice, Czech Republic.

Anotace

The aim of this thesis is to implement source terms to numerical model for current sheet in solar atmosphere. The chapters are structured in the way that can present us with basic knowledge of the Sun and processes in its atmosphere. Then we present important equations for numerical solution and for the initial equilibrium of our simulation. One of the last chapters is dedicated to software we use for our numerical simulations called FLASH. In the end of the thesis we present results of our numerical simulations.

Prohlášení

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

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, dne 16. dubna 2019

.....

Bc. Jaroslav Jícha

Poděkování

Děkuji svému vedoucímu práce doc. RNDr. Petru Jelínkovi, Ph.D. za odborné vedení diplomové práce, především za cenné rady a čas, který mi poskytl při konzultacích.

Software použitý v této práci byl z části vyvinut Flash centrem DOE NNSA-ASC OASCR na univerzitě v Chicagu.

Obsah

1	Úvod	1
2	Slunce	2
2.1	Historický pohled	2
2.2	Současný pohled na Slunce	4
2.3	Ohřev plazmatu ve sluneční koróně	9
2.4	Rekonexe magnetického pole	9
2.4.1	Samovolná 2D rekonexe v magnetické vrstvě	9
2.4.2	Řízená 2D rekonexe	10
2.4.3	Rychlá 2D rekonexe	11
2.4.4	Rychlá 2D rekonexe s Hallovým jevem	11
2.4.5	Turbulentní 2D rekonexe	12
2.5	Magnetohydrodynamické vlny	12
2.5.1	Pomalé magnetoakustické vlny	12
2.5.2	Rychlé magnetoakustické vlny	12
2.5.3	Alfvénovy vlny	12
2.5.4	Entropické vlny	13
3	Magnetohydrodynamické rovnice	14
3.1	Numerické řešení MHD	15
4	Numerický kód FLASH	17
4.1	Struktura mřížky	17
5	Numerické simulace	20
5.1	Počáteční rovnováha	21
6	Vlastní výsledky numerických simulací	26
6.1	Model s magnetickou rezistivitou	26
6.2	Model s magnetickou rezistivitou a viskozitou	30
7	Závěr	34

Seznam obrázků	35
Literatura	35

1. Úvod

Tématem této práce jsou numerické simulace oscilačních a vlnových procesů ve sluneční atmosféře. K těmto simulacím používáme volně šiřitelný kód FLASH. Práce se zaměřuje na implementaci zdrojových členů magnetické rezistivity a viskozity v neideálních magnetohydrodynamických (MHD) rovnicích. Tyto členy se obvykle v stávajících člancích na toto téma zanedbávají a používají se zde ideální MHD rovnice.

V úvodu této práce se budeme zabývat Sluncem samotným, abychom získali obecný přehled o námi zkoumaném objektu a obzvlášť se zde zaměříme na druhy ohřevu sluneční koróny a jev zvaný rekonexe magnetického pole.

V další části si přiblížíme MHD rovnice a jejich numerické řešení. Tím navážeme na numerický kód FLASH, který budeme dále v práci používat. Zde si více přiblížíme co to FLASH je a čím je pro naše cíle výhodný. Také se krátce podíváme na některé pro nás důležité struktury, které jsou v něm obsaženy.

V poslední části prezentujeme získaná data, která jsme získali po implementaci výše zmíněných členů.

2. Slunce

2.1 Historický pohled

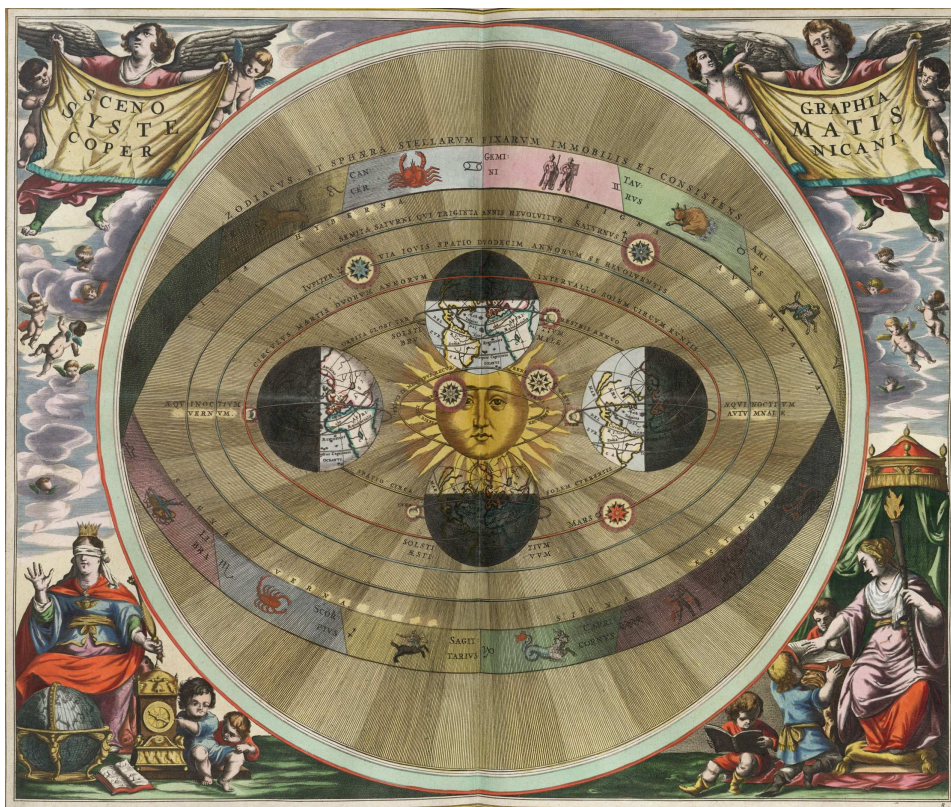
Slunce je nejjasnější hvězdou naší oblohy. Je viditelné pouhým okem a první záznamy o jeho pozorování jsou z Číny roku 2000 př. n. l. Pro jeho význačnost bylo od dávných dob spojováno s božstvy. Mnoho kultů a kmenů ho uctívalo jako boha, nebo ho bohem personifikovaly a kulty Slunce existovaly nezávisle na sobě v mnoha vzdálených koutech světa. Jako příklad můžeme poukázat na Aztéckého boha Huitzilopochtli, který byl hlavním bohem velice komplexního náboženství na americkém kontinentu. Tento bůh se nechvalně proslavil vyžadováním pravidelných lidských obětí. Dále se s uctíváním Slunce setkáme v Egyptě, kde bylo v průběhu času hned několik bohů spojovaných se Sluncem. Mezi hlavní patřil bůh Re, Hor a Aton. Sluneční bohové byli také uctíváni například v Asii. V Japonsku měli bohyni Amaterasu, která je dárkyní světla a všichni japonští císaři se považovali za její potomky. Amaterasu můžeme vidět na obrázku 2.1. V Evropě byl Řeky uctíván bůh Hélios, který na svém zlatém voze přejíždí přes oblohu. Zde se jedná o samotné zosobnění Slunce [3].



Obr. 2.1: Bohyně Amaterasu vychází z jeskyně a vrací sluneční světlo zpět na Zemi. Zdroj: en.wikipedia.org

Kromě pozorování z Číny a náboženských spisů a maleb došlo k většímu postupu v poznávání Slunce ve starověkém Řecku. To se stává středem Evropské vzdělanosti ve 3. století př. n. l. Mnoho filozofů zde psalo teorie o Slunci a jedním takovým dílem je například "O velikosti a vzdálenosti Slunce a Měsíce" od Aristarcha ze Samu. V tomto díle prohlásil,

že Slunce je nehybné a Země kolem něj obíhá. Tímto dílem popsal teorii heliocentrického modelu sluneční soustavy. Bohužel tuto svojí teorii nikdy neprosadil a za znovuobjevitele je považován polský astronom Mikuláš Koperník (1473 – 1543), který ji představil ve svém díle "O obězích nebeských sfér". Do té doby převládala teorie geocentrická, kde se za střed sluneční soustavy považovala Země. Představu heliocentrické soustavy oné doby si můžeme přiblížit na obrázku 2.2. Ale je nutné dodat, že přijímání heliocentrického modelu probíhalo velice pomalu a setkávalo se s velkým odporem, obzvláště díky vlivu tehdejší církve. S nástupem technické revoluce v 16. – 17. století se však rozvoj velice urychlil. Koperníkovo dílo je považováno za první významné v tomto období. Dalším podstatným krokem bylo objevení

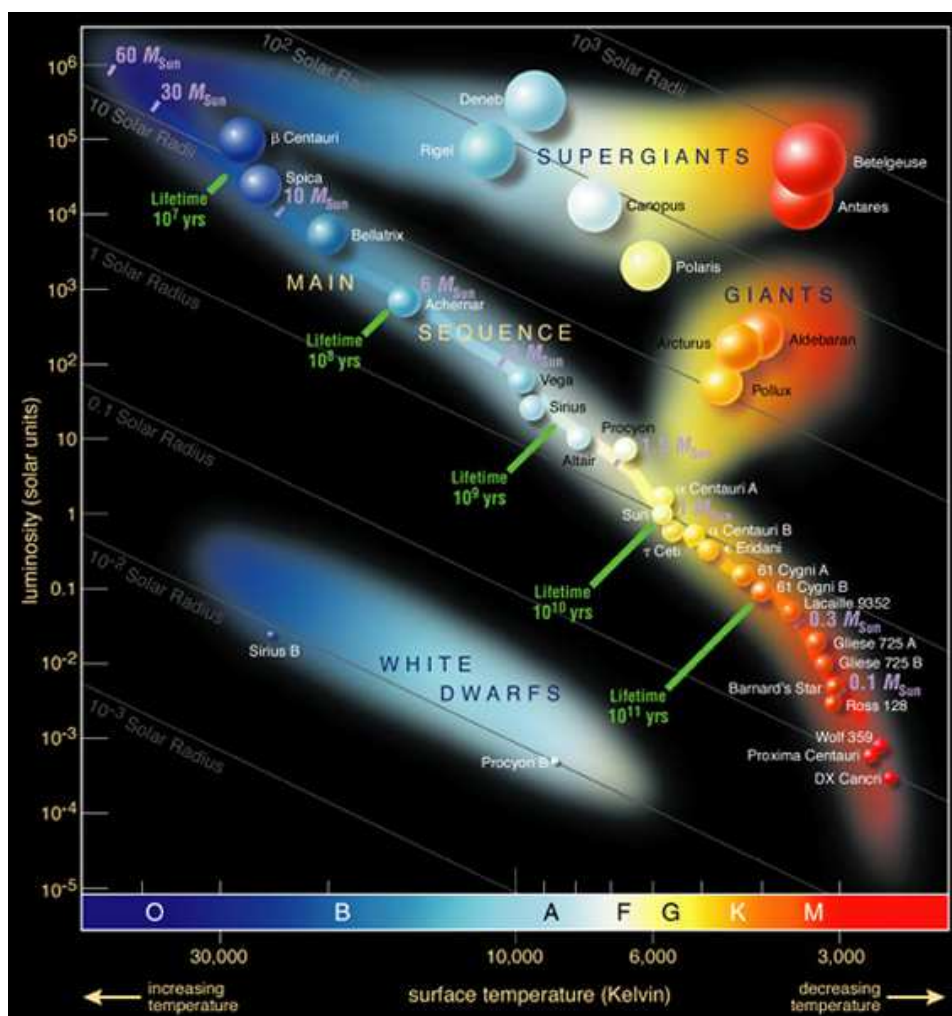


Obr. 2.2: Nákres heliocentrické soustavy z díla Johanne Janssoniuse "Harmonia Macrocosmica"(1660). Zdroj: <https://arthistoryproject.com/artists/andreas-cellarius/>

slunečních skvrn. Ty byly pozorovány již dříve například ve výše zmíněné Číně. Ale jako stěžejní se bere objev italského astronoma Galilea Galileie (1564 – 1642), který za pomoci svého vylepšeného dalekohledu prováděl velice přesná pozorování. Objev slunečních skvrn vedl k důkazu rotace Slunce, který je připisován německému astronomovi Christophu Scheinerovi (1575 – 1650) [4].

2.2 Současný pohled na Slunce

Slunce je hvězda hlavní posloupnosti spektrální třídy G2V. Toto zařazení vyplývá z tzv. Hertzsprung-Russellova diagramu, který můžeme vidět na obrázku 2.3. Tento diagram rozřazuje hvězdy do kategorií dle svítivosti, teploty a absolutní magnitudy. Hlavní posloupnost je pás, na kterém hvězdy zůstávají až 90 % svého života. Souvisí to s reakcemi probíhajícími ve Slunci, převážně pak se termojaderným slučováním vodíku na helium tzv. p-p cyklem [6].

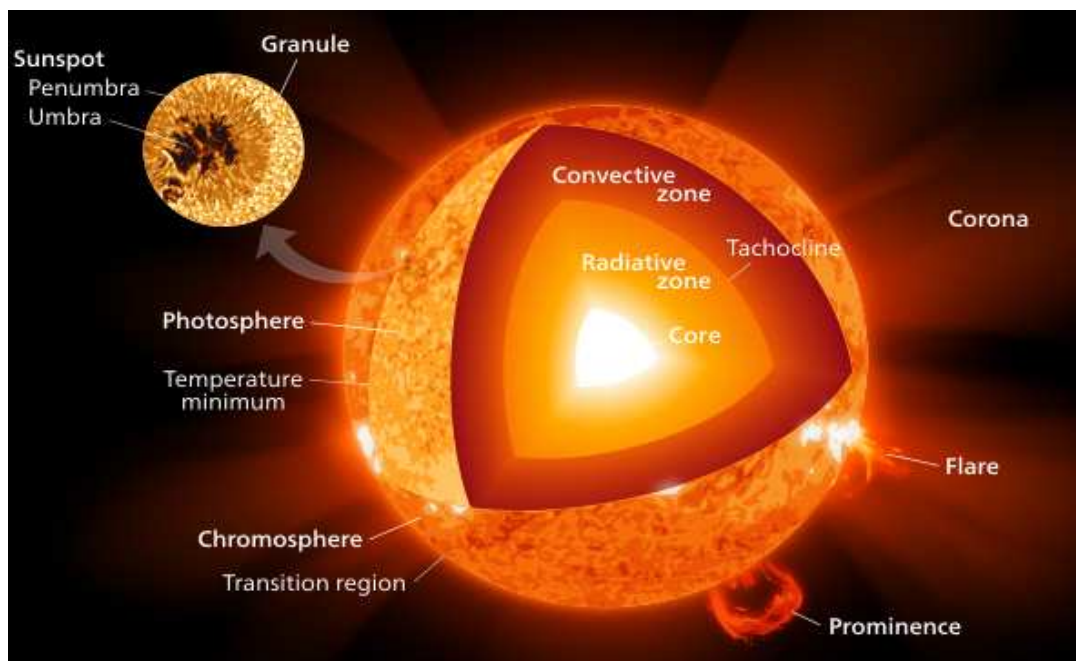


Obr. 2.3: Hertzsprung-Russellovův diagram. Zdroj: en.wikipedia.org

Slunce je téměř ideální koule horkého plazmatu a její průměr je zhruba $1,39 \cdot 10^6$ km, což je přibližně stokrát víc nežli průměr Země. Hmotnost je $1,99 \cdot 10^{30}$ kg, tím tvoří 99,86 % celkové hmotnosti sluneční soustavy. Slunce se skládá ze 73 % z vodíku, z 25 % z helia a zbylá 2 % jsou těžší prvky. Ze všeho nejdůležitější je pro nás jeho vzdálenost od Země, jelikož právě proto je pro nás tou nejvýznamnější hvězdou. Střední vzdálenost od Země je 1 AU (astronomická jednotka = $1,496 \cdot 10^{11}$ m). Právě díky této vzdálenosti mohl vzniknout na Zemi život a proto

jako jedno z důležitých kritérií se bere vzdálenost od hvězdy a slouží jako stěžejní faktor pro hledání potenciálně obyvatelných planet ve vesmíru. Na Slunci jsme naprosto závislí, a to ne jen proto že je zdrojem tepla a umožňuje tak vodě existovat v tekutém skupenství, je též zdrojem energie pro nespočet procesů, zejména fotosyntézy u rostlin.

Slunce a jeho atmosféra se dělí na jednotlivé vrstvy podobně jako Země. Dnes rozlišujeme následující: jádro, vrstva v zářivé rovnováze, tachoklina, konvektivní zóna, fotosféra, chromosféra, přechodová vrstva a koróna. Jednotlivé vrstvy Slunce jsou ilustrovány na obrázku 2.4. Nyní se zaměříme na charakteristiky jednotlivých vrstev [1].



Obr. 2.4: Struktura Slunce Zdroj: en.wikipedia.org

Jádro

Jádro je v samém středu Slunce. Jeho poloměr je $1,75 \cdot 10^5$ km a hustota $15 \cdot 10^4$ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Právě v jádru probíhá již zmiňovaný p-p cyklus, kde dochází k termojadernému slučování vodíku. Tato tzv. termonukleární fúze produkuje velké množství energie. Teplota v jádru dosahuje $1,5 \cdot 10^7$ K.

Vrstva v zářivé rovnováze

Tato vrstva se nachází nad jádrem Slunce a pokračuje až k 0,7 poloměru Slunce. Energie se zde přenáší převážně tepelným zářením, a teplota zde klesá k $1,5 \cdot 10^6$ K. Tato teplota je pouze

orientační hodnotou, jelikož klesá úměrně k vzdálenosti od jádra [6].

Tachoklina

Tachoklina je tenká přechodová vrstva mezi vrstvou v zářivé rovnováze a konvektivní zónou. Právě tato vrstva tvoří rozhraní mezi vnitřkem hvězdy, který rotuje jako pevné těleso a vnějším, který rotuje spíše jako kapalina. Tato vrstva je široká jen 2 – 4 % celkového slunečního poloměru.

Konvektivní zóna

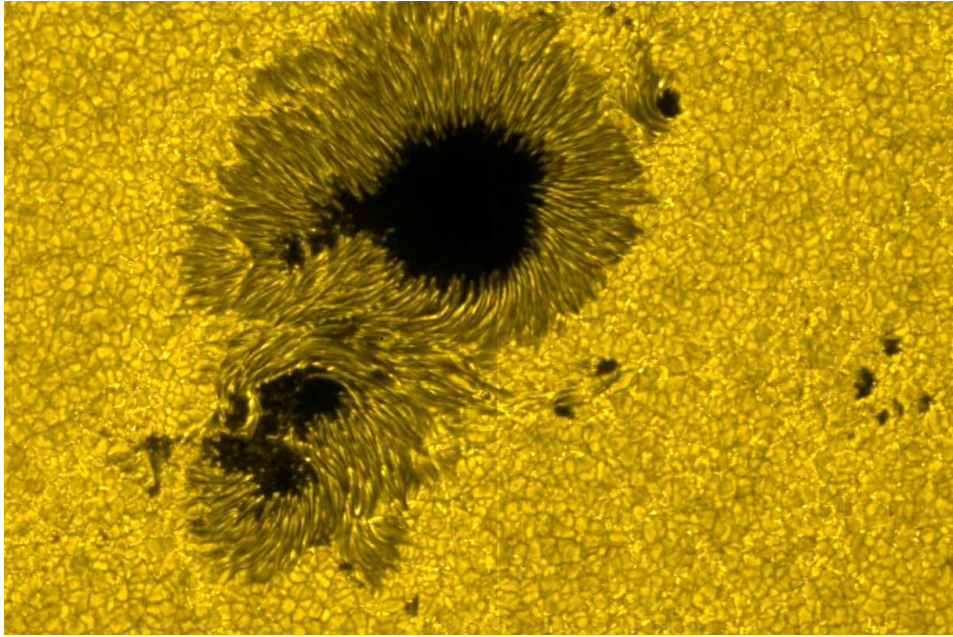
Konvektivní vrstva sahá takřka k povrchu Slunce. Zde se již energie předává převážně pomocí proudění nežli záření, jako tomu bylo ve vrstvě v zářivé rovnováze. V této vrstvě dochází k tvorbě vírů v plazmatu, kde teplé plazma jde od středu a chladné zas klesá zpět. K tomuto jevu dochází díky tomu, že teplota a hustota je na sobě závislá. S větší teplotou klesá hustota a opačně, při ochlazení hustota plazmatu roste. Právě díky takovýmto proudům dochází k výše zmíněným přenosům energie. Teplota blíže k povrchu může dosahovat pouhých $6 \cdot 10^3$ K.

Fotosféra

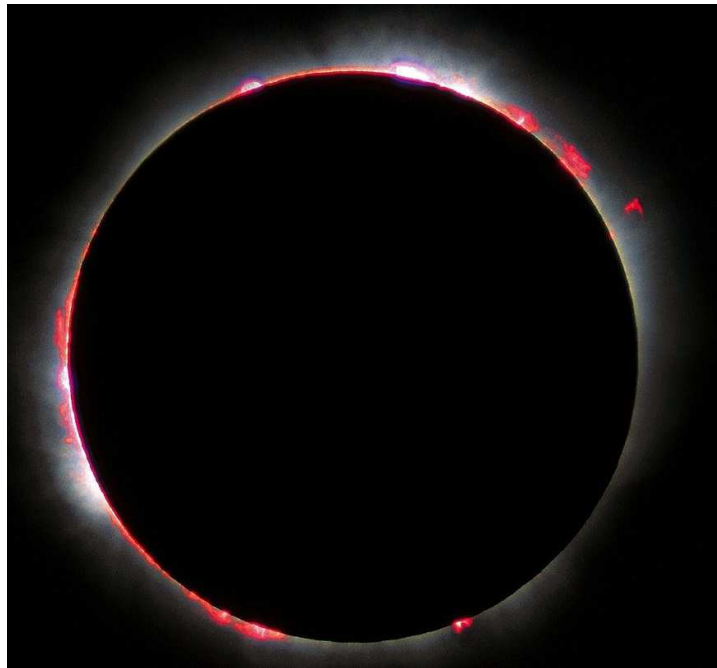
Fotosféra je vrstva z které je vyzařováno nejvíce světelného záření. Teplota je přibližně $5,8 \cdot 10^3$ K, a její průměrná tloušťka je 350 km. Je to právě ta vrstva, která je nejčastěji pozorována. Tímto je specifická, přesněji svojí optickou tloušťkou, která nabývá hodnoty jedna a nižší. Její povrch je tvořen stoupajícími a klesajícími proudy plazmatu, ty můžeme někdy pozorovat jako tzv. granulaci. Též právě v této vrstvě můžeme pozorovat sluneční skvrny. To jsou místa s nižší teplotou (4750 K), díky čemuž se nám jeví černé, jak můžeme vidět na obrázku 2.5. Jednotlivé drobné útvary, které na obrázku vidíme, se nazývají granule.

Chromosféra

Tuto vrstvu můžeme sledovat pouhým okem jen v případě úplného zatmění a to jako načernalý prstenec kolem Slunce, jak můžeme vidět na obrázku 2.6. Jinak se pro pozorování používají specifické úzkopásmové spektrální filtry. Nejčastěji se sleduje v H_{α} , to je spektrální čára o vlnové délce 656,28 nm. Tato vrstva je tlustá přibližně 2000 km. Teplota se zde pohybuje od $4,2 \cdot 10^3$ K na rozhraní fotosféry a chromosféry a stoupá směrem od středu k teplotě



Obr. 2.5: Sluneční skvrna (černá plocha) s okolní granulací. Zdroj: en.wikipedia.org



Obr. 2.6: Pozorování chromosféry při zatmění Slunce. Zdroj: en.wikipedia.org

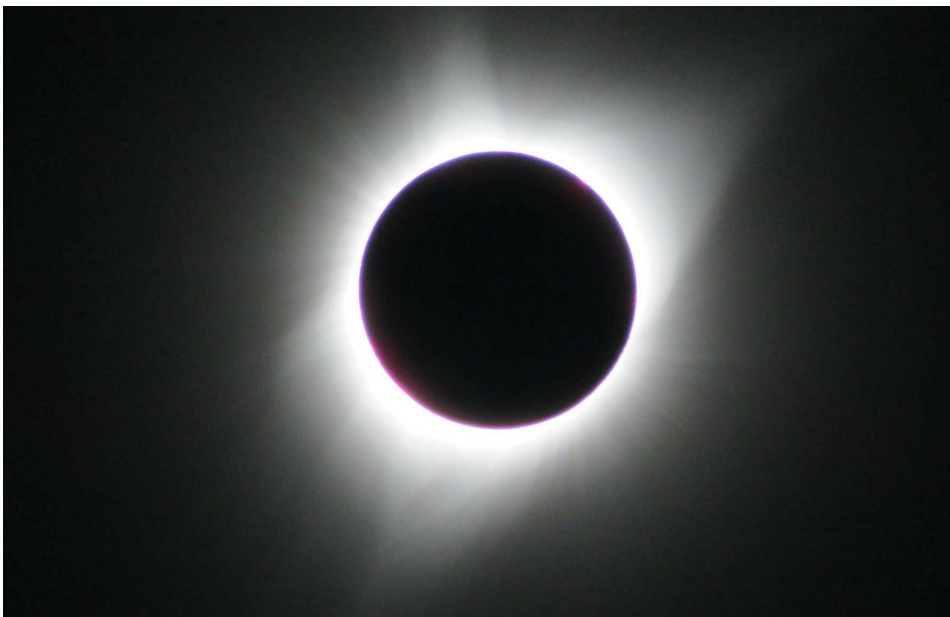
až $2 \cdot 10^4$ K. Charakteristickým útvarem pro chromosféru jsou takzvané spikule. Ty se jeví jako špičaté útvary na povrchu chromosféry, jedná se o rychle vyvržené horké plazma.

Přechodová oblast

Přechodová oblast je velice úzká, a je význačná hlavně prudkým nárůstem teploty, a to až do $1 \cdot 10^6$ K na hranici se sluneční korónou. Vzhledem ke své tloušťce se často ani nevyčleňuje a pokládá se za součást chromosféry.

Sluneční koróna

Koróna je jasně svítící aura kolem Slunce. Její název vznikl od latinského slova "corona", které se překládá jako koruna, věnec nebo prsten. Obdobně jako chromosféra se dá pozorovat při úplném zatmění pouhým okem. Ale tentokrát jde o záři bílou a nikoliv červenou. Sluneční koróna je poslední vrstvou Slunce. Její tvar je proměnlivý se závislostí na sluneční aktivitě viz obrázek 2.7. Proto nemůžeme přesně definovat její hranici a volně se rozprostírá do kosmického prostoru. Pro pozorování se používá koronograf. To je rozšíření pro dalekohled, které blokuje přímý svit hvězdy a dovoluje nám tak pozorovat pouze korónu. Koróna se skládá



Obr. 2.7: Úplné zatmění slunce, Wyoming 2017. Zdroj: <https://commons.wikimedia.org>

ze silně ionizovaného plazmatu, které dosahuje teplot až $1 \cdot 10^6$ K. Proč má koróna tak vysokou teplotu se stále neví jistě. O několika mechanismech ohřevu sluneční koróny se zmíníme v následujících kapitolách. Koróna se dále dělí na tři části podle toho, co je zdrojem světelné emise: K-koróna (continuous), F-koróna (Fraunhofer), E-koróna (emission). V K-koróně jsou zdrojem emise rychlé elektrony, které jsou spektrálně spojité bez absorpčních čar. F-koróna vzniká rozptylem slunečního záření na prachových zrnech. A nakonec E-koróna vzniká emisí

spektrálních čar iontů obsažených v plazmatu. Právě proto je pro nás E-koróna nejvýznamnější, jelikož ze spektrálních čar dokážeme zjistit mnoho o složení a vlastnostech koronálního plazmatu [5], [7].

2.3 Ohřev plazmatu ve sluneční koróně

Ohřev plazmatu ve sluneční koróně je stále aktuálním tématem. V současné době se uvažují dva hlavní mechanismy ohřevu. Jedním z nich jsou magnetoakustické vlny a druhým tzv. rekonexe magnetického pole [1], [17].

Co se týče rekonexe magnetického pole, tak k tomuto jevu dochází pokud se k sobě přiblíží dvě oblasti magnetického pole s opačnou orientací magnetických siločar viz obrázek 2.8. V bodě takového přiblížení, v tzv. difúzním regionu, dochází k přepojení (rekonexi) magnetického pole do energeticky výhodnější pozice. Tento proces je zdrojem velkého množství tepelného záření. Při rekonexi můžeme v neutrální vrstvě pozorovat magnetické ostrůvky tzv. plazmoidy [2]. Ty se jeví jako oblasti s větší koncentrací plazmatu a nalezneme je právě v blízkosti místa, kde dochází k rekonexi magnetického pole. Rekonexe jsou nejčastěji doprovázeny slunečními erupcemi a výrony koronální hmoty [10].

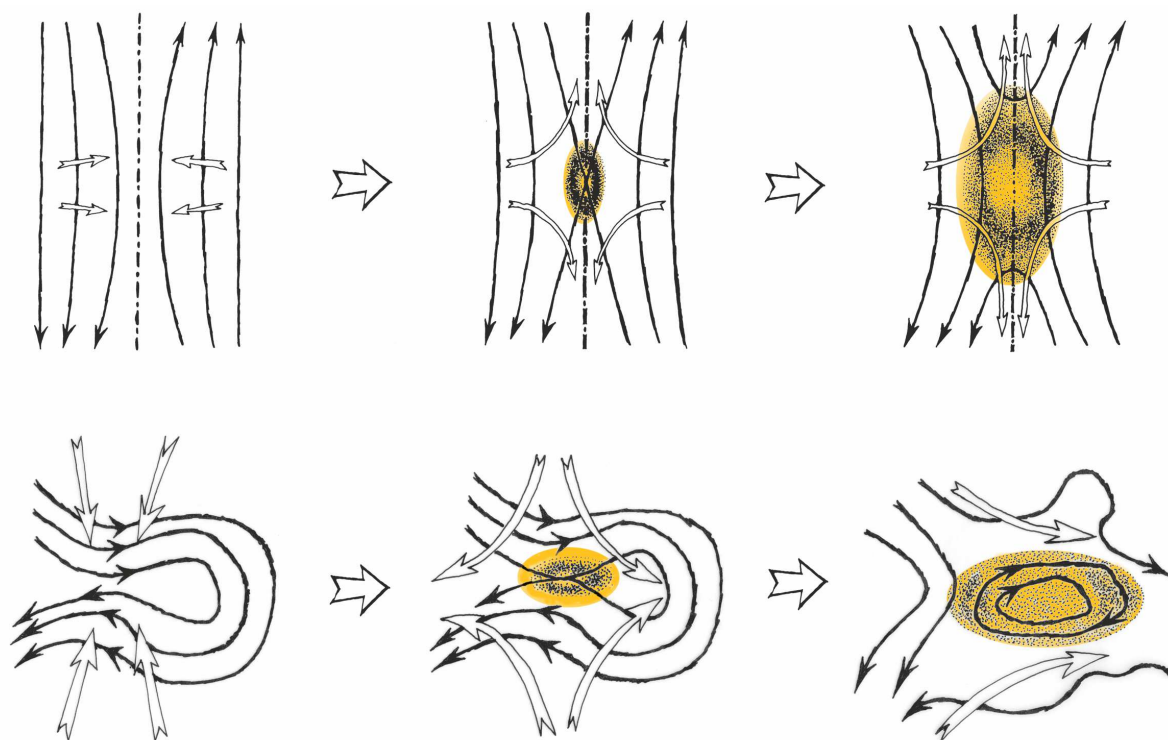
Magnetoakustické vlny jsou nositelé energie. Fungují obdobně jako vlny akustické, které jsou nám dobře známy. V plazmatu jsou však vlny akustické a magnetické provázány a nemůžeme s nimi pracovat odděleně. Magnetoakustické vlny pozorované na Slunci se v současnosti dělí na čtyři druhy a to pomalé, rychlé, Alfvénovy a entropické. A právě Alfvénovy vlny by mohly být významným faktorem v ohřevu koronálního plazmatu [1].

2.4 Rekonexe magnetického pole

Rekonexe, která byla zmíněna již výše, je pro nás velice zajímavý jev. K popisu je užíváno několik 2D modelů [2].

2.4.1 Samovolná 2D rekonexe v magnetické vrstvě

K tomuto případu dochází, pokud magnetické pole slábne až se vytrácí a pak opět sílí. Znázornění takového pole můžeme vidět nalevo v horní části obrázku 2.8. V místě nulového magnetického pole vzniká elektrický proud. Jeho směr míří do obrázku. Rovněž s již zmíněným



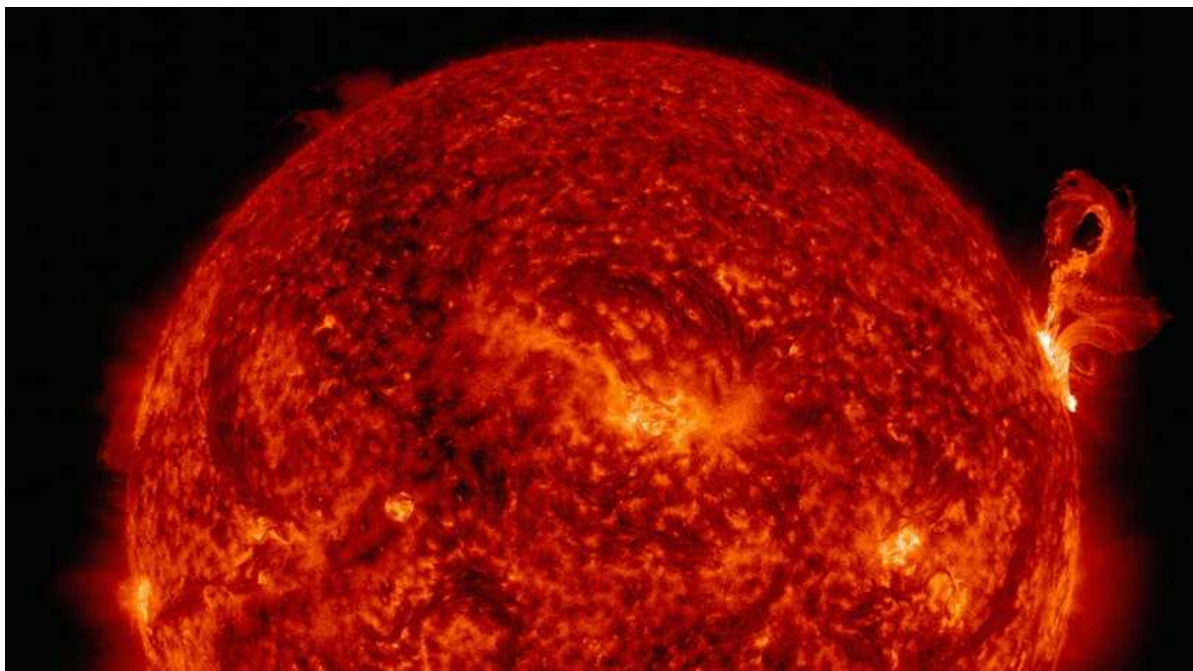
Obr. 2.8: Rekonexe magnetického pole. Zdroj: www.aldebaran.cz

proudem a nulovým magnetickým polem se říká neutrální vrstva. Plazma je stlačováno do této oblasti Lorentzovou silou. Pokud má plazma libovolně malý odpor, pak dochází k pohybu plazmatu napříč indukčními čarami. Vzájemný pohyb plazmatu a indukčních čar způsobuje přetrhávání a opětovné napojování indukčních čar (rekonexi). Při tomto procesu je uvolněna magnetická energie ve formě Joulova tepla. Jedním důležitým pojmem spojeným s rekonexí je tzv. index rekonexe. Ten udává poměr mezi rychlostí plazmatu vstupujícího do oblasti rekonexe a Alfénovou rychlostí, kterou je plazma z této oblasti vytlačováno. Pro samovolnou rekonexi je tento index velice malý. To znamená, že samovolná rekonexe probíhá velice pomalu [2].

2.4.2 Řízená 2D rekonexe

Řízená 2D rekonexe je někdy popisována jako Sweetův-Parkerův model podle svých nezávislých objevitelů Petera Sweeta (1921 – 2005) a Eugenea Parkera (narozen roku 1927). Tento model přidává oproti samovolné rekonexi ještě tzv. difúzní region. To je oblast zvýšeného odporu plazmatu v okolí neutrální vrstvy. Plazma je vháněno do difúzního regionu díky difúzi magnetického pole a vytéká Alfénovou rychlostí. Index rekonexe je zde větší nežli u rekonexe

samovolné. Ke vznikům difúzního regionu dochází často právě ve sluneční koróně, kde bývá doprovázen sluneční erupcí viz obrázek 2.9, [2].



Obr. 2.9: Sluneční erupce (2012) Zdroj: <https://cosmosmagazine.com>

2.4.3 Rychlá 2D rekonexe

Rychlá 2D rekonexe je někdy označována jako Petschekův model podle svého objevitele Harryho Petscheka. Tento model je určen pro popis rekonexí, které přesahují řízenou rekonexi. K takovým rychlostem může docházet při výronech koronálního plazmatu. K rekonexi zde dochází v malé oblasti a je způsoben ostrůvkovou nestabilitou. V blízkosti difúzního regionu je pak urychlen rázovou vlnou. Tento model je značně specializovaný a selhává jak pro případy, kde difúzní region není malý, tak pro plazma s homogenním průběhem rezistivity [2].

2.4.4 Rychlá 2D rekonexe s Halloým jevem

Tento popis je užíván pro rekonexi, kde difúzní region je menší než Larmorův poloměr iontů. Na rozdíl od rychlé rekonexe je vnitřně konzistentní a setkáváme se s ním například v magnetickém ohonu Země [2].

2.4.5 Turbulentní 2D rekonexe

Tento model je nejrychlejší z námi zmíněných a je také někdy označován jako model GS 95. K popisu se zde přidávají vlny a turbulence v plazmatu, které zvyšují rychlost rekonexe. Tento model je podstatně komplikovanější než výše zmíněná rychlá rekonexe, kde bylo plazma urychleno pouze jednou rázovou vlnou [2].

2.5 Magnetohydrodynamické vlny

MHD vlny značně přispívají k ohřevu plazmatu ve sluneční koróně. Tyto vlny můžeme rozdělit na základní čtyři typy: pomalé a rychlé magnetoakustické vlny, Alfvénovy vlny a entropické vlny [1], [15].

2.5.1 Pomalé magnetoakustické vlny

Tyto vlny, jak jejich název napovídá, jsou závislé na magnetickém poli i tlaku v plazmatu. Proto způsobují změny v hustotě a tlaku v prostředí, ve kterém se vyskytují. Nedokáží se šířit kolmo k siločárám magnetického pole. Přenos energie je anizotropní a probíhá pouze v malých oblastech kolem magnetických siločár. Tlak plazmatu a magnetický tlak jsou zde v protifázi, z toho důvodu se nazývají pomalé [16].

2.5.2 Rychlé magnetoakustické vlny

Rychlé magnetoakustické vlny se liší od pomalých ve dvou hlavních bodech. V první řadě tlak plazmatu a magnetický tlak jsou ve fázi. To způsobuje vyšší rychlost nežli u vln pomalých. V druhé řadě tyto vlny jsou takřka izotropní a přenos energie je také izotropní.

2.5.3 Alfvénovy vlny

Alfvénovy vlny jsou závislé pouze na magnetickém poli a neovlivňují hustotu ani tlak v prostředí, ve kterém se vyskytují. Jsou anizotropní a nepohybují se kolmo k magnetickému poli. Přenos energie probíhá podél magnetických siločár Alfvénovou rychlostí [15][16].

2.5.4 Entropické vlny

Entropické vlny jsou někdy též uváděny, jako entropický mód. Oproti výše zmíněným typům vln se zde nemění rychlost plazmatu a to jediné, co se mění, je entropie a hustota. Tato vlna se často zanedbává kvůli snadné utlumitelnosti a malému přínosu k tepelné vodivosti [1].

3. Magnetohydrodynamické rovnice

Magnetohydrodynamika se zabývá magnetickými vlastnostmi elektricky vodivých kapalin. Takovými kapalinami může být například pro nás důležité ionizované plazma, které se nachází ve sluneční koróně. Magnetohydrodynamické jevy pod tímto názvem poprvé popsal švédský fyzik Hannes Alfvén (1908 – 1995), který za to roku 1970 obdržel Nobelovu cenu za fyziku. Také se podle něj jmenují již výše zmíněné Alfvénovy vlny.

Abychom mohli aplikovat tyto rovnice, musí mít plazma výrazně nižší charakteristickou rychlost než je rychlost světla, a to je ve sluneční koróně splněno. Jinak řečeno, nesmíme pracovat s relativistickými rychlostmi. Plazma musí mít také velice malou rezistivitu a vysokou srážkovou frekvenci. Magnetohydrodynamických rovnic (MHD) je v obvyklém tvaru 5 a jsou založeny na Maxwellových rovnicích elektromagnetického pole. Tvar v jakém jsou zapsané, se může často lišit, ale jejich význam pro popis MHD vln je stále stejný [1].

Rovnice kontinuity:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.1)$$

Rovnice pohybová (Eulerova):

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p, \quad (3.2)$$

Rovnice pro magnetické pole:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (3.3)$$

Rovnice pro energii:

$$\rho \left[\frac{\partial e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla e \right] + p \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (3.4)$$

Zde e představuje vnitřní energii na jednotku hmotnosti. Pro ucelení popisu soustavy se k předešlým MHD rovnicím dodává Maxwellova rovnice (3.5), která říká, že magnetické pole je spojitě, a tudíž neexistují magnetické monopóly

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.5)$$

V této práci se budeme nejvíce zabývat rovnicí (3.4), neboť nás zajímá přenos tepla v koronálním plazmatu a na teplo se můžeme dívat jako na formu energie. Cílem této práce je implementovat některé členy ohřevu, které se nacházejí v neideální rovnici na pravé straně pod symbolem $-\mathcal{L}$. Pokud bychom si tuto rovnici rozepsali, dostali bychom (3.6)

$$\rho \left[\frac{\partial e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla e \right] + p \nabla \cdot \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - L_r + \frac{j^2}{\sigma} + H, \quad (3.6)$$

zde $\nabla \cdot \mathbf{q}$ představuje tepelný tok vycházející z tepelné vodivosti plazmatu, L_r je funkce představující zářivé ztráty, $\frac{j^2}{\sigma}$ je ohmický ohřev a H je součet zbylých členů ohřevu plazmatu. H si rozepíšeme v následující rovnici:

$$H = \rho\epsilon + H_v + H_w. \quad (3.7)$$

Zde $\rho\epsilon$ představuje teplo generované uvnitř Slunce, H_v je teplo vzniklé třením (viskozitou) a H_w je teplo předané vlněním. Pokud zkombinujeme rovnice (3.7) a (3.6), tak si energetické změny \mathcal{L} můžeme zapsat následujícím způsobem:

$$\mathcal{L} = \nabla \cdot \mathbf{q} + L_r - \frac{j^2}{\sigma} - \rho\epsilon - H_v - H_w. \quad (3.8)$$

3.1 Numerické řešení MHD

V numerických simulacích se MHD rovnice často převádějí do tzv. konzervativního tvaru [14], [12].

Ten pak můžeme zapsat jako:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\Psi)}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\Psi)}{\partial y} = 0. \quad (3.9)$$

Zde je Ψ vektorem zahrnující námi využitě proměnné a \mathbf{F} a \mathbf{G} jsou vektorové funkce [12].

$$\Psi = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ B_x \\ B_y \\ U \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Po převedení rovnice do konzervativního tvaru se velmi často používá například dvoukrokový Laxův-Wendroffův algoritmus [1]:

$$\begin{aligned} \Psi_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{4} (\Psi_{i+1,j}^n + \Psi_{i-1,j}^n + \Psi_{i,j+1}^n + \Psi_{i,j-1}^n) + \\ &+ \frac{\Delta t}{2\Delta x} (\mathbf{F}_{i+1,j}^n - \mathbf{F}_{i-1,j}^n) + \frac{\Delta t}{2\Delta y} (\mathbf{G}_{i,j+1}^n - \mathbf{G}_{i,j-1}^n), \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\Psi_{i,j}^{n+1} = \Psi_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathbf{F}_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (\mathbf{G}_{i,j+1}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{G}_{i,j-1}^{n+\frac{1}{2}}). \quad (3.12)$$

Časový krok Δt zde musí splňovat Courantovu-Friedrichsovu-Levyho podmínku:

$$\Delta t \leq \frac{\text{CFL} \cdot \Delta x}{\max(c_s + |\mathbf{v}|)}, \quad (3.13)$$

zde je CFL tzv. Courantovo číslo, které je pro námi prováděné 2D simulace rovno 0,8. Ke stabilizaci tohoto algoritmu se používá někdy ještě jeden krok, který nám přepočítává proměnné v závislosti na parametru λ , který si můžeme sami nastavit podle potřeby:

$$\Psi_{i,j}^n = \lambda \Psi_{i,j}^n + \frac{1-\lambda}{4} (\Psi_{i+1,j}^n + \Psi_{i-1,j}^n + \Psi_{i,j+1}^n + \Psi_{i,j-1}^n). \quad (3.14)$$

4. Numerický kód FLASH

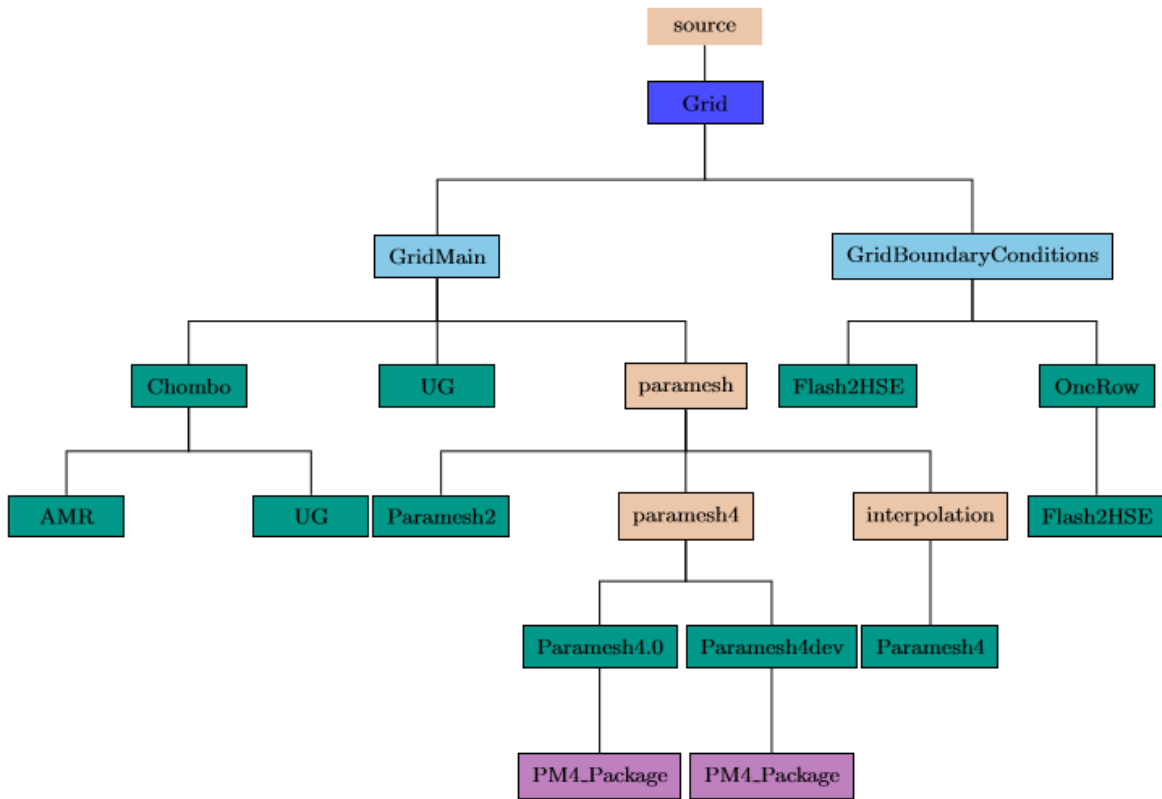
FLASH 4.5 je volně dostupný software určený pro numerické výpočty. Jeho hlavním zaměřením je proudění v mnoha fyzikálních mediích. My ho tedy využijeme pro výpočty proudění plazmatu ve sluneční koróně. FLASH kód je skupina nezávislých jednotek, které jsou vzájemně propojené. Kód samotný je napsaný ve FORTRAN90 [13] a C. Program využívá HDF5 pro paralelní I/O, což zvyšuje efektivitu výpočtů a samotnou stabilitu programu. Další výhodou je pro nás z hlediska efektivity jeho práce s mřížkou. Využívá tří hlavních typů mřížky: Uniform Grid, Paramesh a Chombo. Paramesh a Chombo pracují jako Adaptive Mesh Refinement (AMR). To znamená, že se mřížka přizpůsobuje výpočtu. Jednoduše řečeno, mřížka se zjemní v oblasti s vyšší aktivitou, a to je výpočetně výhodnější, než kdybychom ji zjemnili v celém výpočtu. V poslední řadě je nutné zmínit, že FLASH je velice přizpůsobivý i v oblasti práce s nastavením. Můžeme zde změnit algoritmy, počáteční podmínky, či dokonce přidat celé fyzikální moduly [9].

Na druhou stranu je prvotní instalace FLASHÉ značně komplikovaná záležitost. To, že je tento kód souborem samostatných částí, a to, že je otevřený k přidávání dalších částí je příčinou mnoha neintuitivních kroků při instalaci. V neposlední řadě je nezbytné si svá data umět zobrazit a k tomuto účelu používáme program VisIt [8], který byl doporučen tvůrci programu FLASH.

4.1 Struktura mřížky

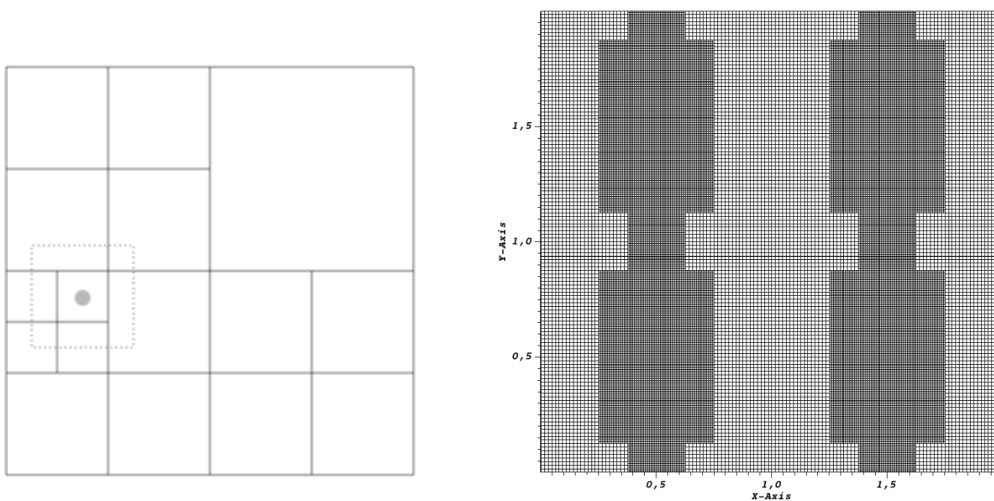
Mřížková jednotka se dá rozdělit na čtyři podjednotky: GridMain, GridParticles, GridBoundaryCondition, GridSolvers. My se zaměříme na GridMain, která má na starosti samotné prostorové rozdělení mřížky. I tato podjednotka je pro nás dále dělena, jak jsme již zmínili výše v úvodu do FLASHÉ. Pro názornost se můžeme podívat na schéma hierarchie na obrázku 4.1. Chombo je experimentální mřížka, která pracuje obdobně jako Paramesh. Vytváří zjemnění mřížky na určených místech. Ale vzhledem k jejímu experimentálnímu statusu se automaticky neuplatňuje a je jí nutno výslovně zavolat. V případě práce s AMR se automaticky využívá Paramesh.

Paramesh funguje na jednoduchém principu bloků a jejich potomků. Základem je pravidelná struktura. Pro nás je nejjednodušší představa takové struktury pravoúhlá mříž, kde jednotlivými bloky jsou čtverce (případně obdélníky). Musíme si ale uvědomit, že to mohou být



Obr. 4.1: Struktura mřížkové jednotky Zdroj: FLASH User's Guide (2019)

i bloky, které jsou tvořené například ve sférické soustavě nebo v různé dimenzi. Důležité je, že se každý blok dá jednoduše popsat souřadnicemi, které přesně určují jeho polohu a tím i bloky sousední. Pokud jde o samotné zjemňování v určené oblasti, tak ta probíhá půlením jednotlivých bloků. Tímto procesem vznikají tzv. potomci bloků, kteří musí splňovat několik zřejmých



Obr. 4.2: Jednoduchá ukázka zjemnění mřížky nalevo a ukázka zjemnění u vzorové simulace neutrální vrstvy. Zdroj:FLASH User's Guide (2019)

podmínek. Prvním pravidlem je, že potomek bloku musí být polovinou velikosti svého bloku ze kterého vznikl ve všech prostorových dimenzích. Takže i když proces vzniku nazýváme půlení tak u čtvercového bloku by se jednalo o čtvrcení, kde bychom získali 4 stejně velké potomky, jak můžeme vidět na obrázku 4.2. Druhým pravidlem je, že potomci nesmí přesahovat přes hranici původního bloku. A třetím a posledním pravidlem je, že sousední bloky se nesmí lišit o více jak jednu úroveň zjemnění.

5. Numerické simulace

V našich numerických simulacích budeme využívat 2D model sluneční atmosféry. K tomu použijeme FLASH 4.5, který jsme si přiblížili v předešlé kapitole. V něm využijeme neideální MHD rovnice s rezistivitou a viskozitou, které si můžeme zapsat v konzervativním tvaru jako:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (5.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B}) + \nabla p = \rho \mathbf{g}, \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + p) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot [\mathbf{B} \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})], \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (5.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (5.5)$$

Zde je ρ hustota, \mathbf{v} je rychlost proudění, \mathbf{B} intenzita magnetického pole, $\mathbf{g} = [0, g_{\odot}, 0]$ je gravitační zrychlení $g_{\odot} = 274 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, η je magnetický difúzní koeficient, $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ je magnetická permeabilita vakua, E je celková energie, kterou můžeme vyjádřit vztahem (5.8), p je celkový tlak, který je udán vztahem:

$$p = p_T + \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (5.6)$$

zde B je intenzita magnetického pole a p_T je tepelný (kinetický) tlak:

$$p_T = \frac{\rho k T}{m}. \quad (5.7)$$

E je celková energie:

$$E = \epsilon + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0 \rho}, \quad (5.8)$$

kde je ϵ vnitřní energie:

$$\epsilon = \frac{p_T}{(\gamma - 1)\rho}. \quad (5.9)$$

Veličina γ je tzv. adiabatický koeficient $\gamma = \frac{5}{3}$.

5.1 Počáteční rovnováha

Na počátku simulace musí být vytvořeno statická rovnováha [11], to znamená, že Lorentzova síla a gravitační síla musí být v rovnováze s gradientem tlaku v celé oblasti

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} - \nabla p = 0. \quad (5.10)$$

Podmínka plynoucí z rovnice (5.5) je splněna použitím vektorové funkce magnetického toku značenou symbolem \mathbf{A} ,

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (5.11)$$

Pro výpočet magnetického pole ve vertikálně orientovaném modelu použijeme vektorovou funkci magnetického toku $\mathbf{A} = [0, 0, A_z]$

$$A_z = -B_0 w_{cs} e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \ln \left| \cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right|. \quad (5.12)$$

Zde B_0 představuje velikost vnějšího magnetického pole a $w_{cs} = 0,15$ Mm je polovina šířky current sheetu. Koeficient λ je přibližně 100 Mm. Počáteční tlak a hustota jsou počítány následovně:

$$p(x, y) = p_h(y) - \frac{1}{\mu_0} \left[\int_{-\infty}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (5.13)$$

$$\rho(x, y) = \rho_h(y) + \frac{1}{\mu_0 g_\odot} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\int_{-\infty}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{\partial A}{\partial y} \nabla^2 A \right\}. \quad (5.14)$$

Spočteme jednotlivé parciální derivace:

$$\frac{\partial A}{\partial y} = \frac{B_0 w_{cs}}{\lambda} \cdot e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \ln \cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right), \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\frac{B_0 w_{cs}}{\lambda^2} \cdot e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \ln \cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right), \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial A}{\partial x} = -B_0 w_{cs} e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \frac{\sinh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right)}{\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right)} \cdot \frac{1}{w_{cs}} = -B_0 e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \tanh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right). \quad (5.17)$$

Pokud je dosadíme do námi hledaného integrálu dostáváme následující rovnici:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx &= \int_{-\infty}^x \frac{B_0^2 w_{cs}}{\lambda^2} \cdot e^{-\frac{2y}{\lambda}} \cdot \tanh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \ln \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right] dx = \\ &= \frac{B_0^2 w_{cs}^2}{2\lambda^2} \cdot e^{-\frac{2y}{\lambda}} \cdot \ln^2 \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Po integrování a zpětného dosazení do rovnice (5.13) se dostáváme k finální podobě:

$$p(x, y) = p_h(y) - \frac{B_0^2}{2\mu_0} \cdot e^{-\frac{2y}{\lambda}} \left\{ \frac{w_{cs}^2}{\lambda^2} \cdot \ln^2 \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right] + \tanh^2 \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right\}. \quad (5.19)$$

Pro konečný tvar rovnice (5.14) je nutné navíc spočítat následující parciální derivaci:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial y} \left[\int_{-\infty}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 \right] = \\ &= \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{B_0^2 w_{cs}^2}{2\lambda^2} \cdot e^{-\frac{2y}{\lambda}} \cdot \ln^2 \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right] + \frac{1}{2} \left[-B_0 e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \tanh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right]^2 \right\} = \\ &= -\frac{B_0^2}{\lambda} \cdot e^{-\frac{2y}{\lambda}} \cdot \left\{ \frac{w_{cs}^2}{\lambda^2} \cdot \ln^2 \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right] + \tanh^2 \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Nakonec spočteme Laplaceův operátor, který můžeme vyjádřit takto:

$$\nabla^2 A = -\frac{B_0 w_{cs}}{\lambda^2} \cdot e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \ln \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right] - \frac{B_0}{w_{cs}} e^{-\frac{y}{\lambda}} \cdot \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x}{w_{cs}} \right). \quad (5.21)$$

Po zpětném dosazení do rovnice (5.14) se dostáváme k finální podobě:

$$\begin{aligned} \rho(x, y) = \rho_h(y) + \frac{B_0^2}{\mu_0 g_{\odot} \lambda} \cdot e^{-\frac{2y}{\lambda}} \cdot \left\{ -\frac{w_{cs}^2}{\lambda^2} \cdot \ln^2 \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right] - \tanh^2 \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{w_{cs}^2}{\lambda^2} \cdot \ln^2 \left[\cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right] + \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \cdot \ln \cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$\rho(x, y) = \rho_h(y) - \frac{B_0^2}{\mu_0 g_{\odot} \lambda} \cdot e^{-\frac{2y}{\lambda}} \cdot \left\{ -\tanh^2 \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) - \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \cdot \ln \cosh \left(\frac{x}{w_{cs}} \right) \right\}. \quad (5.23)$$

V rovnicích (5.19) a (5.23) jsou funkce $\rho_h(y)$ a $p_h(y)$ popsány následovně:

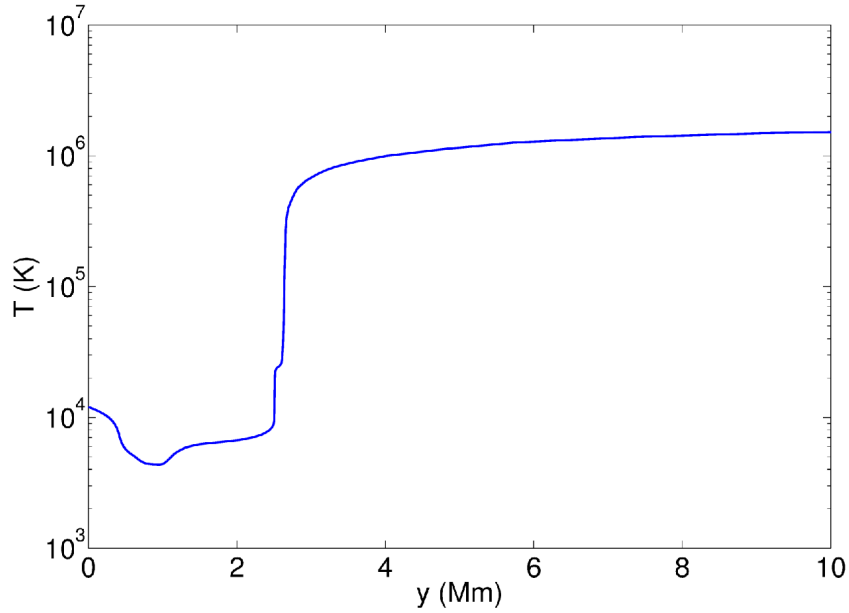
$$p_h(y) = p_0 \cdot \exp \left[-\int_{y_0}^y \frac{1}{(\Lambda \tilde{y})} d\tilde{y} \right], \quad (5.24)$$

$$\rho_h(y) = \frac{p(y)}{g_{\odot} \Lambda(y)}. \quad (5.25)$$

Zde je $\Lambda(y)$ výška tlakové škály a je vyjádřena v závislosti na funkci teploty ve směru osy y následovně:

$$\Lambda(y) = \frac{k_B T(y)}{\bar{m} g_{\odot}}. \quad (5.26)$$

Zde je $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ a $\bar{m} = 0,6 m_p$ ($m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$). Pro $T(y)$ budeme používat hodnoty od 5700 K v $y = 0,5 \text{ Mm}$ až do teploty 4350 K v $y = 0,95 \text{ Mm}$. Nutno dodat, že teploty v místě přepojování magnetického pole budou dosahovat řádově vyšších teplot a to až 1,5 MK v $y = 10 \text{ Mm}$. Pro lepší ilustraci se můžeme podívat na rozložení teploty na obrázku 5.1.

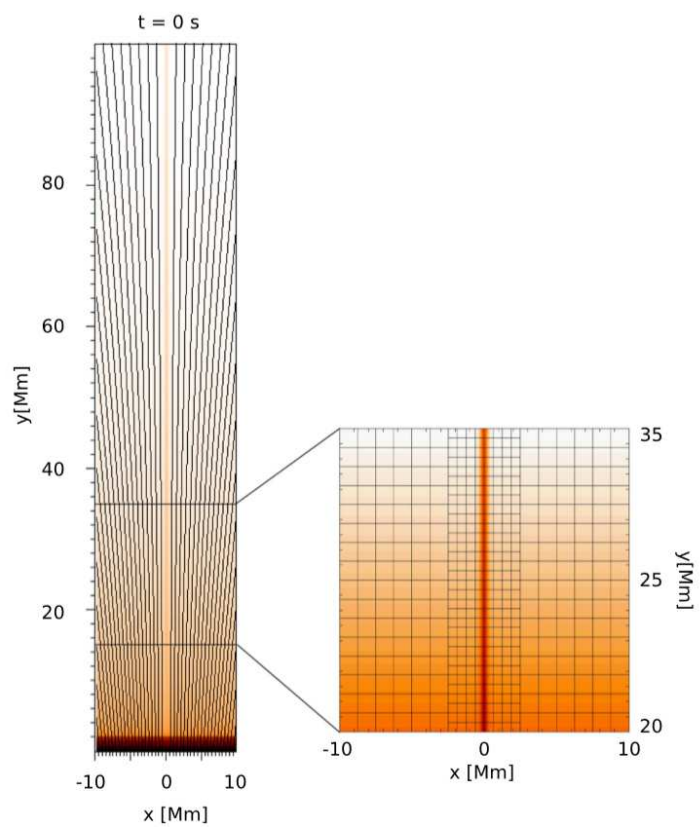


Obr. 5.1: Počáteční rozložení teploty v závislosti na ose y podle VAL-C modelu. Zdroj: [18]

Rozložení hustoty a magnetického pole před počátkem simulace je zobrazeno na obrázku 5.2. Je zde také vidět detail počáteční mřížky ještě před jejím zjemněním, kterou budeme v simulaci používat. Při těchto počátečních podmínkách se v čase nula vyše pulz v x -ové složce rychlosti, který má za úkol spustit magnetickou rekonexi v naší simulaci [11]. Rychlost tohoto pulzu se dá vyjádřit pomocí následující funkce:

$$v_x = -A_0 \cdot \frac{x}{\lambda_x} \cdot \exp \left[- \left(\frac{x}{\lambda_x} \right)^2 \right] \cdot \exp \left[- \left(\frac{y - L_p}{\lambda_y} \right)^2 \right]. \quad (5.27)$$

Zde je $A_0 = 1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ počáteční amplituda a $\lambda_y = \lambda_x = 0,15 \text{ Mm}$ jsou rozměry pulzu v příslušných směrech.

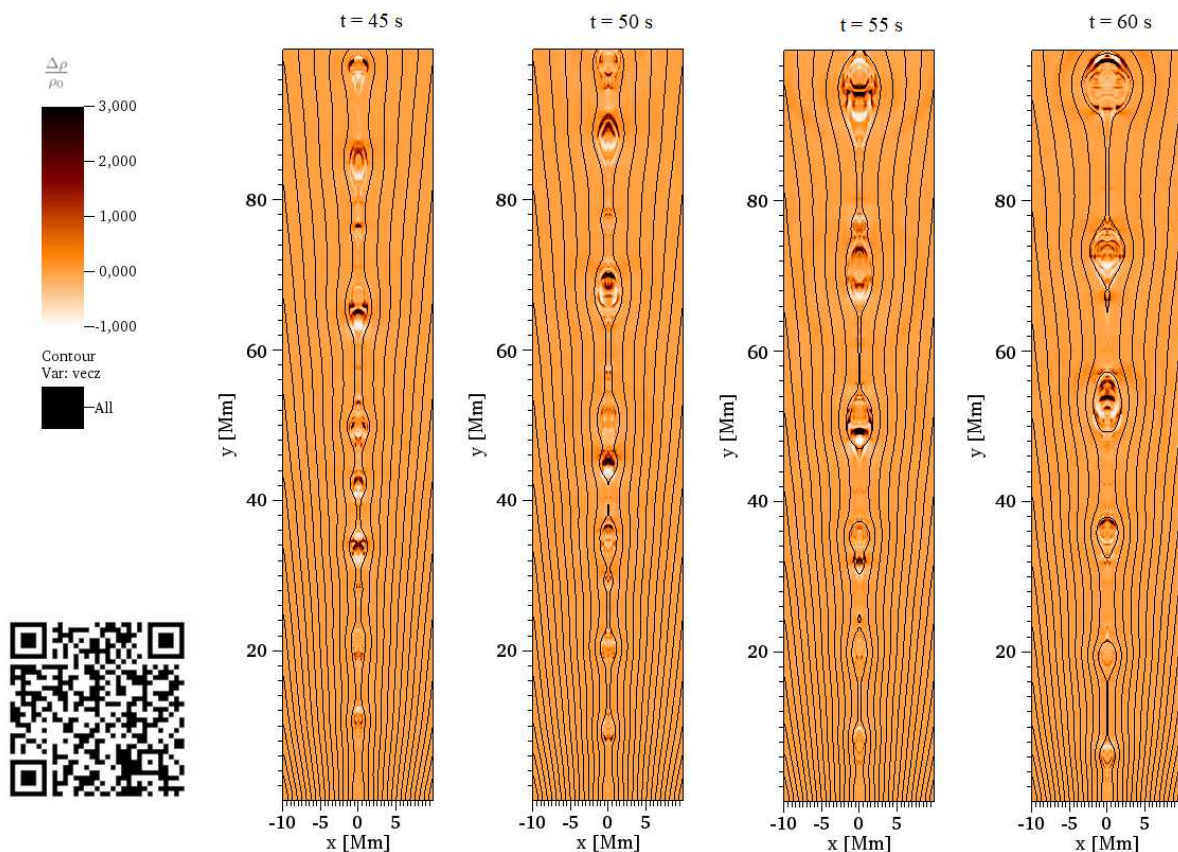


Obr. 5.2: Počáteční rozložení hustoty a magnetického pole nalevo a detail pole v místě simulace s ukázkou sítě s AMR na pravo. Zdroj: [11]

6. Vlastní výsledky numerických simulací

6.1 Model s magnetickou rezistivitou

V prvním modelu implementujeme magnetickou rezistivitu. Pracujeme zde s 2D modelem, kde pracovní oblastí je obdélník o rozměrech $x = 20$ Mm na $y = 100$ Mm. Používáme AMR mřížku s maximálním zjemněním $\text{amrmax} = 6$. To značí, že ke zjemnění dojde až šestkrát. Okrajové podmínky boxu jsme použili volné, které umožňují, aby se vlna šířila za námi vymezenou hranici pro simulaci. Použili jsme gravitačně stratifikovanou sluneční atmosféru s realistickým rozložením teploty dle VAL-C modelu [18] viz obrázek;5.1. Pro magnetickou rezistivitu jsme používali konstantní hodnotu $\eta = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Existuje ještě tzv. Spitzerovu rezistivitu, která je závislá na teplotě plazmatu, ale pro nás je nevýhodná kvůli závislosti magnetické rezistivity a viskozity.

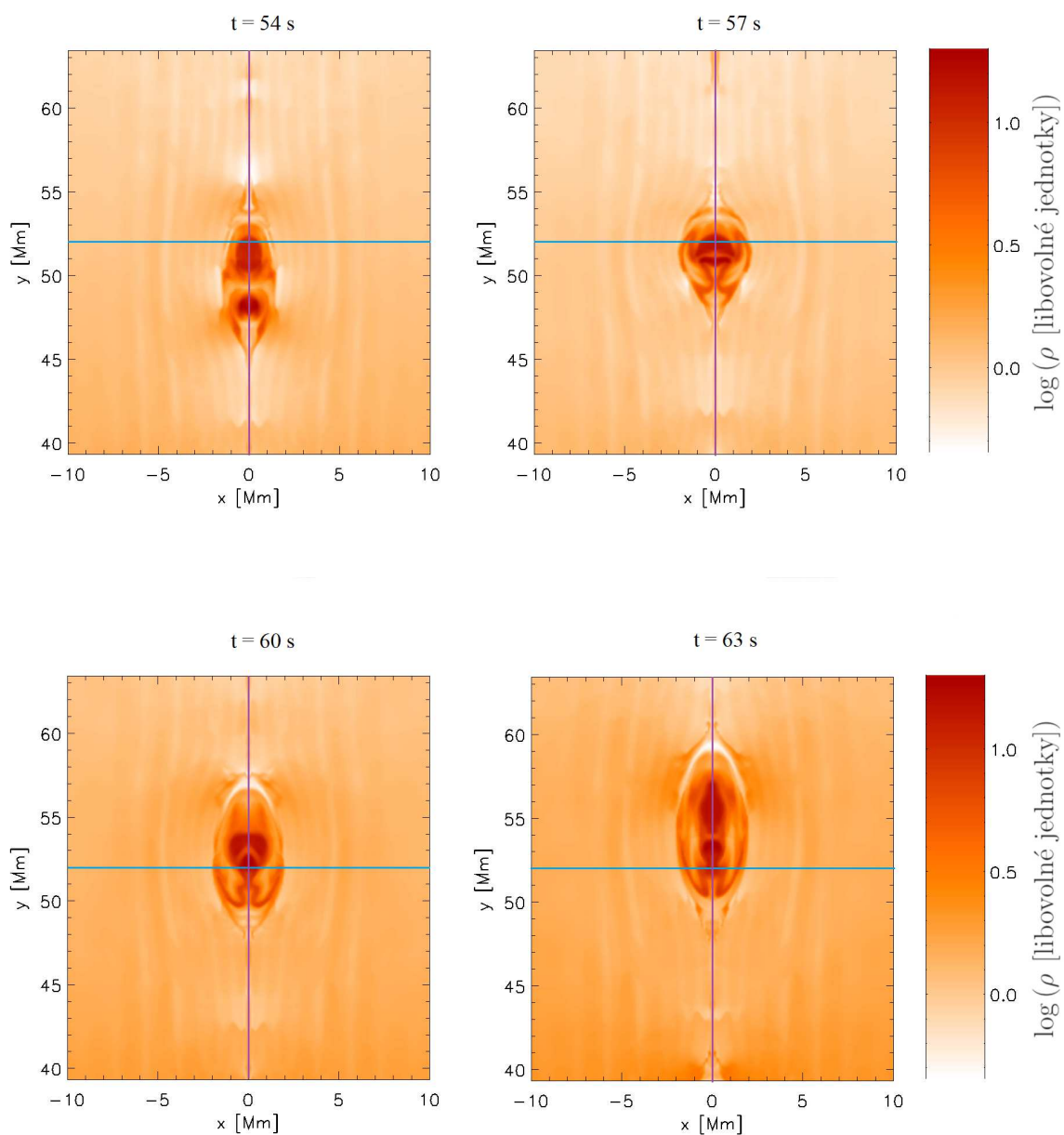


Obr. 6.1: Časový vývoj magnetoakustických vln zobrazených pomocí $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ a magnetického pole pro případ s magnetickou rezistivitou. V levém dolním rohu je umístěn QR kód odkazující na video zobrazeného vývoje.

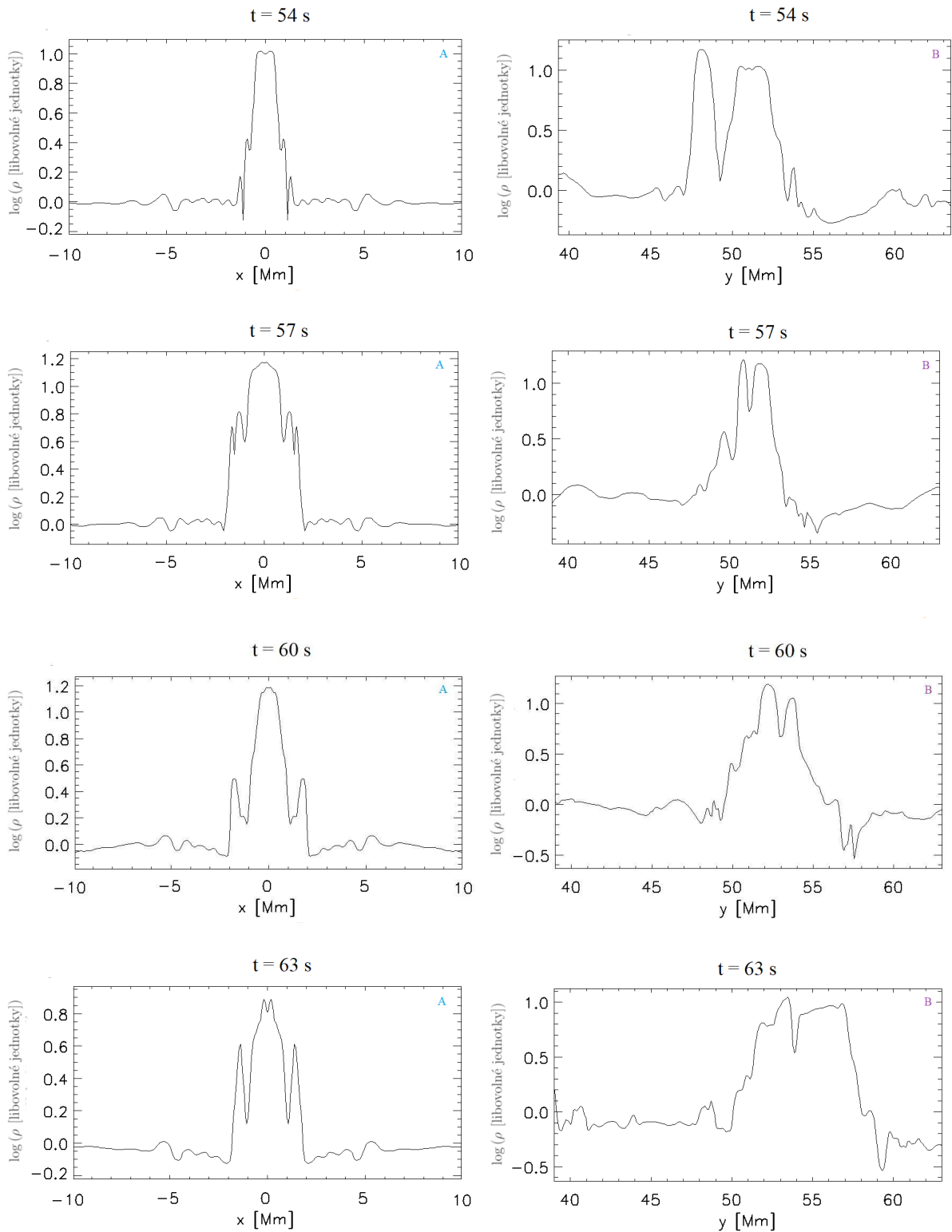
Ze začátku simulace se spustí pulz ve směru osy x , který dá simulaci do pohybu a donutí magnetické pole k rekonexi. Na obrázku 6.1 můžeme vidět časový vývoj $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ v pěti sekundových intervalech. Zde můžeme pozorovat formování plazmoidů, které dále putují nahoru a dolů v neutrální vrstvě. Pro lepší představu se můžeme podívat na video pomocí QR kódu na obrázku 6.1, vytvořené se snímků, které navazují po jednotlivých sekundách. Na videu je v prvních vteřinách simulace vidět počáteční pulz. V neutrální vrstvě, která je v $x = 0$ Mm se začínají formovat plazmoidy. V dvacáté sekundě se vytvoří první zřetelně viditelné, které se pohybují nahoru a dolů. Dochází k zde k rekonexi magnetického pole a k slučování plazmoidů. V čase $t = 60$ s pozorujeme již poměrně velké plazmoidy, které dále putují neutrální vrstvou.

V intervalu $y = 40 - 60$ Mm dochází k sloučení dvou plazmoidů a to si můžeme prohlédnout v detailu na obrázku 6.2. Zde na prvním obrázku v čase $t = 54$ s vidíme dva plazmoidy přiblížené k sobě natolik, že začínají splývat v jeden. Modrá a fialová čára představuje řez provedený v daném místě. Jednotlivé řezy si můžeme prohlédnout na obrázku 6.3. Na druhém detailu v čase $t = 57$ s můžeme vidět smrštění v momentě, kdy dojde k plnému spojení. Na dalších dvou snímcích pozorujeme, jak se zmíněné plazmoidy stávají jedním a pohybují se směrem vzhůru. Pro lepší představu se můžeme podívat na krátké video k detailu na obrázku 6.2, které najdeme pod QR kódem na stejném obrázku. V tomto videu vidíme průběh srážky dvou plazmoidů plynule a i plazmoid, který z nich vznikl a pohybuje se vzhůru.

Při pohledu na výše zmíněné řezy na obrázku 6.3 můžeme vidět přiblížení plazmoidů více zřetelně. Pokud se zaměříme na vertikální řezy značené písmenem B. Můžeme vidět, jak se původní propad hustoty mezi danými plazmoidy zmenšuje. V čase $t = 63$ s zde vidíme takřka souvislou masu hustoty. Naopak na řezech značených písmenem A, neboli na řezech horizontálních zaznamenáváme rozšíření hlavní peaku hustoty. To koresponduje s nárůstem šířky a celkového objemu plazmoidu.



Obr. 6.2: Ilustrační obrázek detailu pro časový vývoj hustoty s magnetickou rezistivitou. S modře a fialově vyznačenými řezy, které vidíme na obrázku: 6.3. Pod obrázky je umístěn QR kód s odkazem na video tohoto detailu.



Obr. 6.3: Horizontální (vlevo) a vertikální (vpravo) řezy plazmoidy zobrazených na obrázku 6.2. Řezy jsou odlišeny písmeny A a B, které odpovídají barvě řezu na obrázku 6.2.

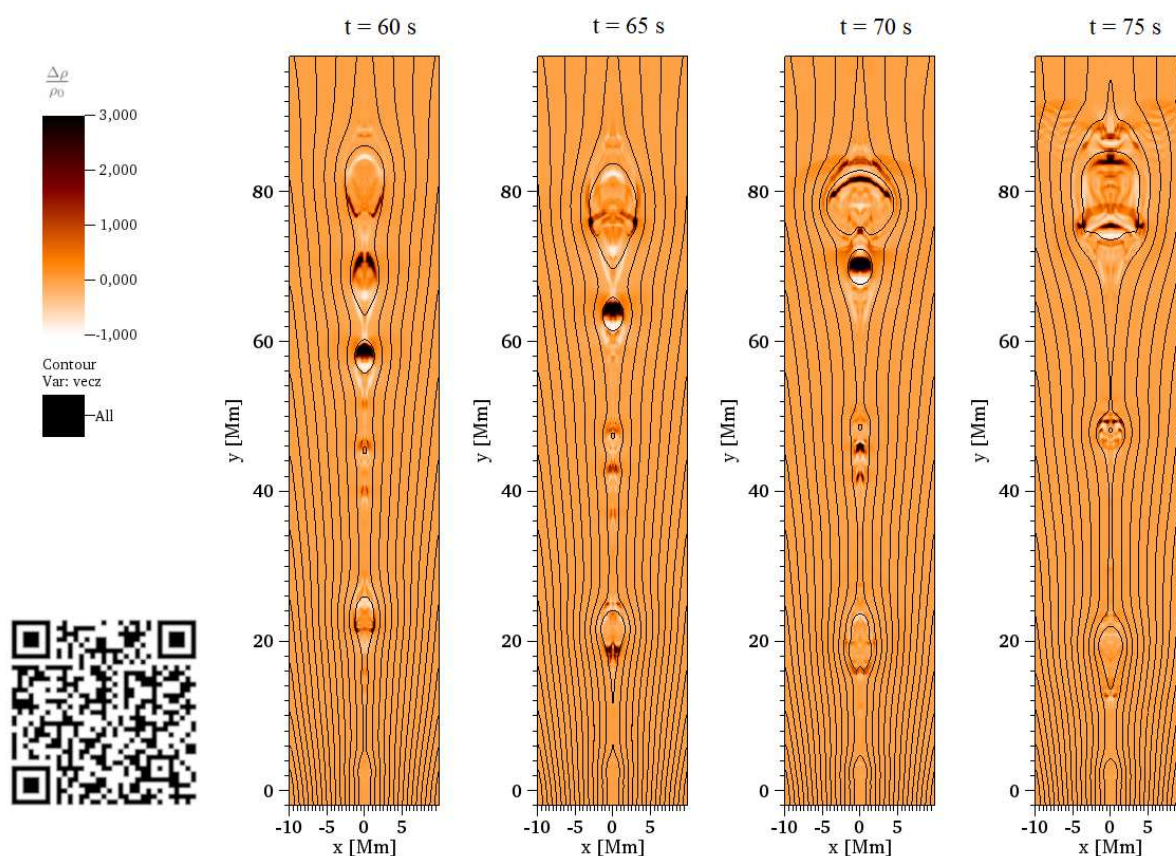
6.2 Model s magnetickou rezistivitou a viskozitou

V druhém modelu přidáme k magnetické rezistivitě navíc viskozitu. Pracujeme zde s opět s 2D modelem jakožto s obdélníkem o rozměrech $x = 20$ Mm na $y = 100$ Mm. Používáme AMR mřížku s maximálním zjemněním $\text{amrmax} = 5$ pro větší stabilitu simulace. Okrajové podmínky boxu jsme použili volné, které umožňují, aby se vlna šířila za námi vymezenou hranici pro simulaci. Použili jsme gravitačně stratifikovanou sluneční atmosféru s realistickým rozložením teploty dle VAL-C modelu [18], který si můžeme prohlédnout na obrázku 5.1. A pro magnetickou rezistivitu jsme používali konstantní hodnotu $\eta = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Hodnota kinetické viskozity je též konstantní $\nu = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. Zde též existuje Spitzerova viskozita, která je závislá na teplotě, ale obdobně jako u rezistivity ji nepoužíváme kvůli lepšímu provázání s magnetickou rezistivitou. Po implementaci viskozity do rovnice 5.3 dostaneme následující vztah:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + p) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot [\mathbf{B} \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})] + \\ + \nu \rho \cdot \left[\nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right] \end{aligned} \quad (6.1)$$

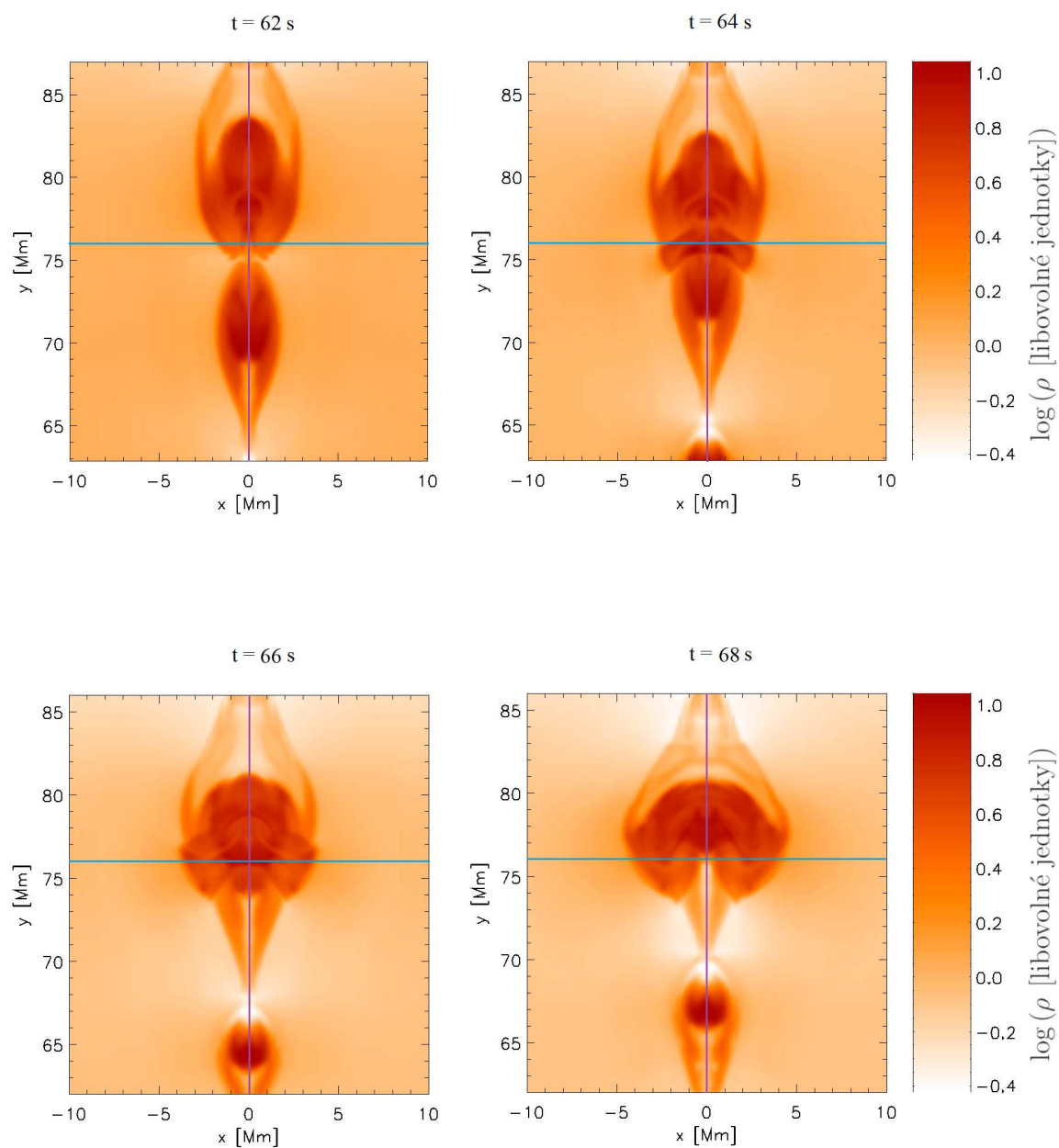
Ze začátku simulace se spustí pulz ve směru osy x , který dá simulaci do pohybu a donutí magnetické pole k rekonexi. Na obrázku 6.4 můžeme vidět časový vývoj $\frac{\Delta \rho}{\rho_0}$ v pěti sekundových intervalech. Zde můžeme pozorovat formování plazmoidů, které dále putují nahoru a dolů v neutrální vrstvě. Oproti případu bez viskozity se zde hned zpočátku vytvořilo méně plazmoidů a jejich pohyb se jeví pomalejší. Pro lepší představu se můžeme podívat na video pomocí QR kódu na obrázku 6.4, vytvořené se snímků, které navazují po jednotlivých sekundách. Zde hned v prvních sekundách vidíme pulz, kterým iniciujeme simulaci. Oproti případu bez implementované viskozity se zde tvoří plazmoidy později a to v $t = 30$ s. Také si můžeme povšimnout že jich je méně. Po vytvoření se též pohybují nahoru a dolů v neutrální vrstvě a začínají se spojovat.

V intervalu $y = 60 - 90$ Mm dochází k sloučení dvou plazmoidů a to si můžeme prohlédnout v detailu na obrázku 6.5. Zde na prvním obrázku v čase $t = 62$ s vidíme dva plazmoidy přiblížené k sobě. Modrá a fialová čára představuje řez provedený v daném místě. Jednotlivé

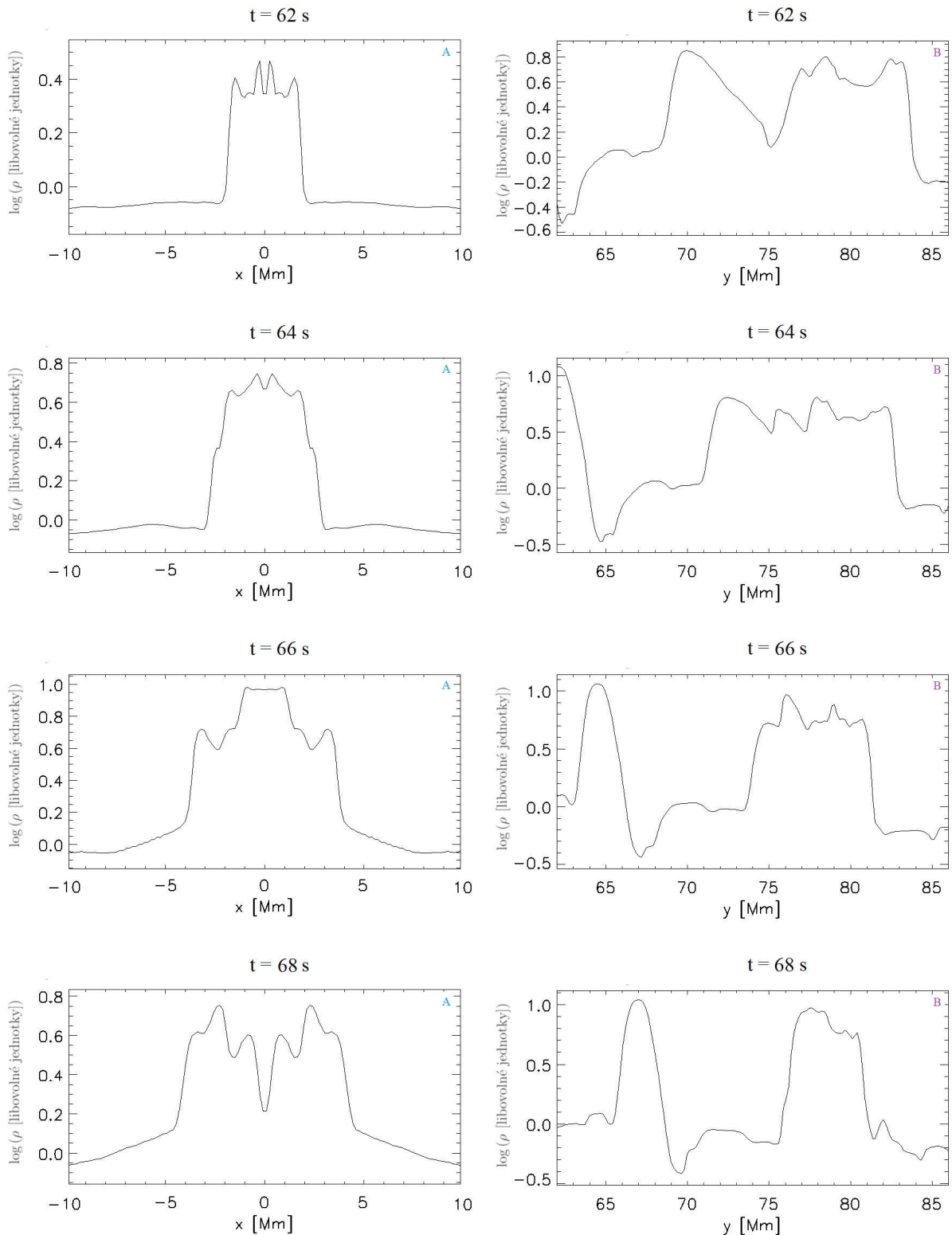


Obr. 6.4: Časový vývoj magnetoakustických vln zobrazených pomocí $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ a magnetických siločar pro případ s magnetickou rezistivitou a viskozitou. V levém dolním rohu je umístěn QR kód odkazující na video zobrazeného vývoje.

řezy si můžeme prohlédnout na obrázku 6.3. V čase $t = 64$ s se přiblíží k sobě natolik, že začínají splývat v jeden. V dalších zobrazených časech dochází k úplnému prolnutí zmíněných plazmoidů. Při pohledu na již zmíněné řezy na obrázku 6.6 můžeme vidět přiblížení plazmoidů více zřetelně. Pokud se zaměříme na vertikální řezy značené písmenem B. Můžeme vidět, jak se původní propad hustoty mezi danými plazmoidy zmenšuje. V čase $t = 66$ s vidíme široký peak hustoty v oblasti $y = 75 - 80$ Mm. Ten představuje plazmoid, který vznikl slplynutím dříve zmíněných dvou. Pro lepší představu se můžeme podívat na krátké video k detailu na obrázku 6.5, které najdeme pod QR kódem na stejném obrázku.



Obr. 6.5: Ilustrační obrázek detailu plazmoidu pro časový vývoj rozložení hustoty s magnetickou rezistivitou a viskozitou. S modře a fialově vyznačenými řezy, které můžeme vidět na obrázku: 6.6. Pod obrázkem je umístěn QR kód s odkazem na video tohoto detailu.



Obr. 6.6: Horizontální (vlevo) a vertikální (vpravo) řezy plazmoidy zobrazených na obrázku 6.5. Řezy jsou odlišeny písmeny A a B, které odpovídají barvě řezu na obrázku 6.5.

7. Závěr

V úvodu této práce byl čtenář seznámen se Sluncem a to jak z historického pohledu, tak i z pohledu moderní vědy. Dále se mohl seznámit s pojmem rekonexe magnetického pole, který jsme si podrobněji popsali. Pak jsme si rozdělili jednotlivé magnetohydrodynamické vlny, které přispívají k ohřevu Sluneční koróny.

Poté byly přiblíženy magnetohydrodynamické rovnice a jejich numerické řešení. V neposlední řadě jsme si přiblížili hlavní používaný software a jeho výhody. V našich výpočtech jsme používali numerický kód FLASH, který nám umožnil jednoduchou implementaci rezistivity a viskozity. Nutno však dodat, že samotná obsluha FLASH je poměrně složitá. A prvotní instalace je natolik komplikovaná, že by dokázala vydat na samostatnou práci a proto jsme ji zde nepopisovali. K zobrazování výsledků jsme použili hlavně aplikaci VisIt, která dovoluje grafické zpracování získaných dat.

V předposlední kapitole jsme se seznámili blíže s počátečním nastavením naší numerické simulace, kde jsme se zabývali MHD rovnicemi v konzervativním tvaru a dosažením rovnovážného stavu. Také jsme se zabývali počátečním rozložením tlaku, hustoty a teploty.

Nakonec jsme přešli k samotným výsledkům numerických simulací. Ty nám poskytly zajímavý pohled na vývoj magnetické rekonexe, kterou jsme mohli pozorovat díky rozložení hustoty, v kterém jsme viděli plazmoidy. Na videích, které jsme poslepovali z námi vygenerovaných obrázků, můžeme pozorovat plynulý průběh simulace. Příklad s viskozitou se jevil být pomalejší nežli bez ní, což jsme očekávali. Zajímavé bylo též to, že i počáteční počet plazmoidů byl menší než u případu bez viskozity. A i v průběhu simulace se plazmoidy utvářely méně často než v případě bez viskozity. Pro lepší přehlednost jsme vytvořili sérii časových kroků naší simulace, jak v celkovém pohledu, tak v detailním. V detailním pohledu jsme se zaměřili na spojení dvou plazmoidů. Pro bližší představu o tomto ději jsme udělali i několik řezů, které nám dávají lepší pohled na rozložení hustoty při jejich spojení.

Seznam obrázků

2.1	Bohyně Amaterasu	2
2.2	Nákres heliocentrické soustavy	3
2.3	Hertzsprung-Russellovův diagram	4
2.4	Struktura Slunce	5
2.5	Sluneční skvrna s okolní granulací.	7
2.6	Pozorování chromosféry při zatmění Slunce.	7
2.7	Úplné zatmění slunce	8
2.8	Rekonexe magnetického pole	10
2.9	Sluneční erupce	11
4.1	Struktura mřížkové jednotky	18
4.2	Zjemnění mřížky a ukázka zjemnění u vzorové simulace	18
5.1	Rozložení teploty VAL-C modelu	24
5.2	Počáteční rozložení hustoty a magnetického pole	25
6.1	Časový vývoj magnetoakustických vln s magnetickou rezistivitou	26
6.2	Detail hustoty pro časový vývoj plazmoidu s magnetickou rezistivitou	28
6.3	Horizontální a vertikální řezy plazmoidy zobrazených na 6.2	29
6.4	Časový vývoj magnetoakustických vln s magnetickou rezistivitou a viskozitou	31
6.5	Detail hustoty plazmoidu s magnetickou rezistivitou a viskozitou	32
6.6	Horizontální a vertikální řezy plazmoidy zobrazených na 6.5	33

Literatura

- [1] JELÍNEK, Petr. *Magnetohydrodynamické vlny a oscilace ve sluneční koróně*. České Budějovice: Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích, Přírodovědecká fakulta, 2017. ISBN 978-80-7394-656-2
- [2] KULHÁNEK, Petr. *Úvod do teorie plazmatu*. Praha: AGA, 2011. ISBN 978-80-904582-2-2.
- [3] Sun worship. Encyclopedia Britannica, inc. [online]. 14. 7. 2017 [cit. 2019-01-08]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/topic/sun-worship>
- [4] PANNEKOEK, Anton. *A history of astronomy*. New York: Dover Publications, 1961. ISBN 0-486-65994-1.
- [5] ASCHWANDEN, Markus J. *Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions*. [2nd ed.]. New York: Springer, 2006. ISBN 3-540-30765-6.
- [6] Charbonneau, P. (2014). "Solar Dynamo Theory". *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 52: 251–290
- [7] CORFIELD, R. M. *Lives of the planets: a natural history of the solar system*. New York: Basic Books, c2007. ISBN 0465014038.
- [8] The VisIt Code Team, *VisIt User's Manual (Version 1.5)*, Lawrence Livermore National Laboratory, Report UCRL-SM-220449 (2005)
- [9] DOE NNSA-ASC OASCR Flash Center, *FLASH User's Guide (Version 4.6)*, University of Chicago, (2019)
- [10] PRIEST, E. R. *Magnetohydrodynamics of the Sun*. New York, NY: Cambridge University Press, 2014. ISBN 978-0-521-85471-9.
- [11] P. Jelínek¹, M. Karlický, T. Van Doorselaere, and M. Bárta *Oscillations Excited by Plasmoids Formed During Magnetic Reconnection in a Vertical Gravitationally Stratified Current Sheet* The American Astronomical Society, 2017
- [12] JELÍNEK, P. a M. KARLICKÝ. *Magnetoacoustic waves in diagnostics of the flare current sheets*. *Astronomy & Astrophysics* [online]. 2012, 537 [cit.

2019-03-31]. DOI: 10.1051/0004-6361/201117883. ISSN 0004-6361. Dostupné z: <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201117883>

- [13] CHUNG, T. J. *Computational fluid dynamics*. 2nd ed. New York: Cambridge University Press, 2010. ISBN 978-0-521-76969-3.
- [14] GOEDBLOED, J. P. a Stefaan POEDTS. *Principles of magnetohydrodynamics: with applications to laboratory and astrophysical plasmas*. New York: Cambridge University Press, 2004. ISBN 0-521-62347-2.
- [15] PRIEST, E. R. *Solar magneto-hydrodynamics*. Hingham, MA: Sold and distributed in the U.S.A. and Canada by Kluwer Academic Publishers, 1984. ISBN 978-90-277-1833-4.
- [16] GOOSSENS, Marcel. *An introduction to plasma astrophysics and magnetohydrodynamics*. Boston: Kluwer Academic Publishers, c2003. ISBN 978-1402014291.
- [17] CHIUDERI, C a Velli M. *Basics of plasma astrophysics*. New York: Springer, 2014. ISBN 978-8847052796.
- [18] VERNAZZA, J. E., E. H. AVRETT a R. LOESER. Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *The Astrophysical Journal Supplement Series* [online]. 1981, 45 [cit. 2019-04-16]. DOI: 10.1086/190731. ISSN 0067-0049. Dostupné z: <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/190731>