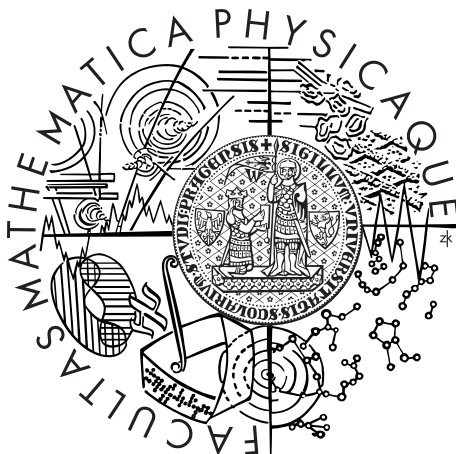


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Tomáš Bárta

Název práce

Název katedry nebo ústavu

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Michal Švanda PhD.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2015

Poděkování.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Název práce: Dynamická diskonexe slunečních skvrn od magnetických kořenů

Autor: Tomáš Bárta

Katedra: Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Michal Švanda PhD., Astronomický ústav UK

Abstrakt:

Klíčová slova: magnetohydrodynamika, sluneční aktivita, magnetická pole, sluneční skvrny

Title: The dynamical disconnection of sunspots from their magnetic roots

Author: Tomáš Bárta

Department: Astronomical Institute of Charles University

Supervisor: Mgr. Michal Švanda PhD., Astronomical Institute of Charles University

Abstract:

Keywords: magnetohydrodynamics, solar activity, magnetic fields, sunspots

Obsah

Úvod	2
1 Slunce	3
1.1 Proč ho zkoumáme?	3
1.2 Stavba Slunce	3
1.3 Magnetické pole Slunce	3
2 Sluneční skvrny	5
2.1 Vznik slunečních skvrn	5
2.2 Struktura slunečních skvrn	5
2.2.1 Wilsonova deprese	5
2.2.2 Jemná struktura	5
2.3 Teoretické modely slunečních skvrn	6
2.3.1 Self-similar modely	6
3 Dynamická diskonexe	8
3.1 Model dynamické diskonexe a model konvekce	8
3.1.1 Model konvekce	8
3.1.2 Magnetohydrostatická rovnováha	10
3.1.3 Časový vývoj	11
4 Simulace dynamické diskonexe	12
4.1 Model klidného Slunce	12
4.1.1 Rovnice přenosu energie	12
Závěr	13
Seznam použité literatury	14
Seznam tabulek	15
Seznam použitých zkratk	16
Přílohy	17

Úvod

Bipolární sluneční skvrny vzniknou, když magnetická silotrubice spojená s jádrem Slunce vystoupí nad povrch do fotosféry. Skvrny mají opačnou polaritu a nejprve jejich společný pohyb odpovídá tomu, že jsou navázány na magnetické jádro. Chování skvrn po několika dnech ale naznačuje, že se skvrny od tohoto jádra odpojily.

Ve článku [?] byl navržen mechanismus, jakým k tomuto jevu může dojít. Začne docházet k ochlazování skvrny, které prostupuje do hloubky. V důsledku tohoto dojde k poklesu tlaku plynu a následnému zesílení magnetického pole blízko povrchu. Konvektivními toky směrem dolů propagující ochlazování skvrny se v hloubce 2-10 Mm pod povrchem střetnou s konvektivními toky směrem nahoru a dojde k nárůstu tlaku, který po několika dnech dosáhne hodnoty odpovídající tlaku v klidném Slunci v této hloubce a dojde zde k rozpadu magnetické silotrubice. Autoři provedli 1D simulaci tohoto mechanismu.

Cílem této práce je tuto simulaci zreprodukovat a umožnit tak model doplnit o fyzikálně realističtější podmínky; tedy sestavit modulovatelný kód, pro který bude snadné nahradit části jako stavová rovnice, opacitní tabulky nebo model konvekce.

1. Slunce

1.1 Proč ho zkoumáme?

Slunce je zdaleka nejbližší hvězda, můžeme ji tedy pozorovat s vysokým rozlišením prostorovým i časovým rozlišením a to jak dalekohledy z pozemských observatoří, tak umělými družicemi. Takového rozlišení nejsme u ostatních hvězd ani zdaleka schopni dosáhnout. Je to jediná hvězda, která nám umožňuje pozorovat jevy a struktury na jejím povrchu. Studování Slunce tedy velmi užitečné i pro zkoumání ostatních hvězd. Sluneční aktivita má vliv na takzvané vermírné počasí, kterým následně ovlivňuje i naši atmosféru. Slunce je tvořeno převážně ionizovaným plynem – plazmatem, které vykazuje mnoho stejných vlastností, jako plazma uměle vytvořené na Zemi v tokamacích. Můžeme ho tedy využívat i jako laboratoř pro výzkum plazmatu [?].

1.2 Stavba Slunce

Zhruba vnitřní čtvrtinu poloměru Slunce tvoří jádro. Slunce získává svoji energii syntézou jader vodíku na hélium. Tato termonukleární reakce může probíhat pouze za velmi vysokých teplot a při vysokém tlaku – tyto podmínky jsou přítomné právě v jádru Slunce, kde je tlak zhruba $2.5 \cdot 10^{16}$ Pa a teplota $1.5 \cdot 10^7$ K.

Na jádro navazuje zóna záření. Jak název napovídá, tak v této zóně probíhá přenos tepla především zářením. Střední volná dráha fotonu je v této oblasti přibližně 1 mm [?]. Fotony, které jsou na začátku v rentgenovém spektru opouští zónu záření již jako viditelné světlo.

Kolem 0,72 poloměru (cca 490 000 km) je teplota plynu zhruba 2 000 000 K oproti 5 000 000 K na počátku zóny záření. To má za důsledek, že volné elektrony v plazmatu se opět spojují s jádry a vznikají atomy. Tím roste opacita plynu a stává se pro fotony neprůhledný a přenos energie zářením je již velmi neefektivní. Přenos energie v této oblasti probíhá prouděním, tedy konvekcí a tato oblast se nazývá konvektivní zóna.

Vzhledem k tomu, že Slunce je koule plynu, nelze přesně určit, kde je jeho povrch. Stanovujeme ho tedy pomocí takzvané optické hloubky τ . Optická hloubka přibližně $\tau = 1$ odpovídá tomu, že foton se na své cestě ze Slunce průměrně roztptílí méně, než jedenkrát. Optická hloubka $\tau = 1$ je tedy stanovena jako hloubka, kde přechází konvektivní vrstva ve fotosféru. Fotosféra nakonec volně přechází v chromosféru, pro níž je typická její velmi nízká hustota, cca 10^4 krát menší, než ve fotosféře.

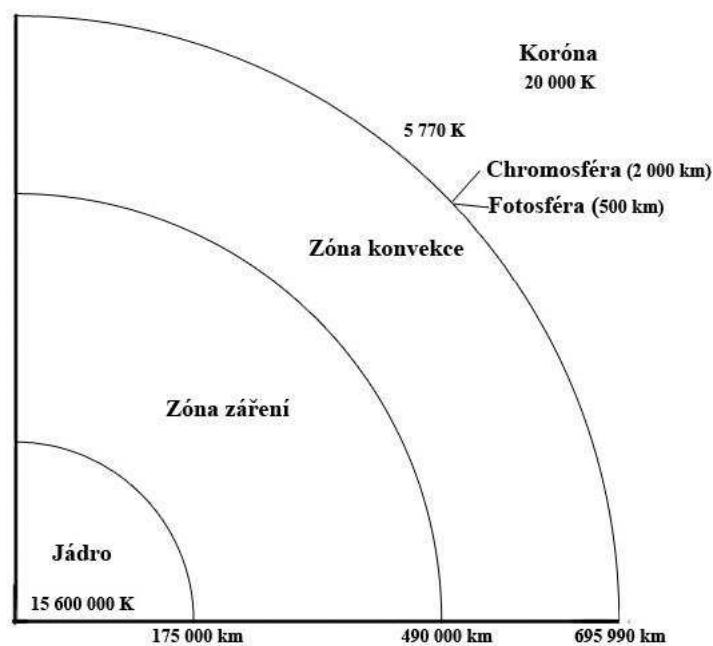
Jednoduché schéma struktury Slunce je na obr. 2.1.

1.3 Magnetické pole Slunce

Slunce má silné dipólové magnetické pole, podobně jako Země. Je zesilováno elektrickým proudem který v plazatu proudí kolem feromagnetického jádra. Proud je díky indukci zpomalován a zhruba každých 11 let mění svůj směr. Vzniká tak přírodní magnetohydrodynamický generátor.

Ionizovaný plyn díky vysoké permeabilitě unáší magnetické pole a dipólové pole je tedy deformováno diferenciální rotací (pozorujeme, že ionizovaný plyn na rovníku rotuje rychleji, než v okolí osy rotace) a chaotickými konvektivními pohyby.

Průměrná intenzita magnetického pole na povrchu slunce je přibližně 1 G, díky výše zmíněným deformacím ovšem může dojít ke vzniku takzvaných aktivních oblastí, kde intenzita pole dosahuje až 4000 G.



Obrázek 1.1: Schéma jednotlivých vrstev Slunce - obrázek převzat z [?]

2. Sluneční skvrny

2.1 Vznik slunečních skvrn

S magnetickým polem je spojena sluneční aktivita, jako sluneční erupce, výrony koronální hmoty a sluneční skvrny. V důsledku konvektivních pohybů a diferenciální rotace není magnetické pole Slunce čistě dipólové. Jeho deformace se v celkovém součtu vyruší a z velké vzdálenosti má pole charakter dipólu, ale lokálně se projevují sluneční aktivitou. Magnetické pole v elektricky nabitým plynu doprovází magnetický tlak. V případě, že magnetická silotrubice vystoupí to fotosféry, dojde v místech, kde silotrubice vystupuje nad povrch ke snížení tlaku plynu, aby tlak plynu a magnetický tlak byl v součtu stejný, jako tlak v okolí. Oblasti s nízkým tlakem se začnou ochlazovat a v důsledku toho vznikají místa s nižší teplotou (3000-4000 K oproti 5000-6000 K ve zbytku fotosféry).

Místa, kde silotrubice vystupuje do fotosféry jsou tedy chladnější a mají mnohonásobně (cca 4-5krát) menší zářivý výkon než okolí a pozorujeme je jako tmavá. V souladu s charakterem jejich původu pozorujeme sluneční skvrny ve většině případů v páru, jelikož silotrubice musí fotosféru protnout ve dvou místech. Typické rozměry slunečních skvrn se pohybují mezi 3500 – 60000 km.

Přesný mechanismus a příčiny pro výstup silotrubice do fotosféry ovšem stále nejsou zcela objasněny.

2.2 Struktura slunečních skvrn

2.2.1 Wilsonova deprese

Pro sluneční skvrny je optické hloubky $\tau = 1$ dosaženo ve větší hloubce, než v klidném Slunci (zhruba o 0.5 – 2 Mm hlouběji). Znamená to tedy, že fotony mající původ ve slunčení skvrně, které opustí Slunce jsou produkovány v průměrně větší hloubce, než fotony, které vidíme ze zbytku fotosféry. Tento jev se nazývá Wilsonova deprese.

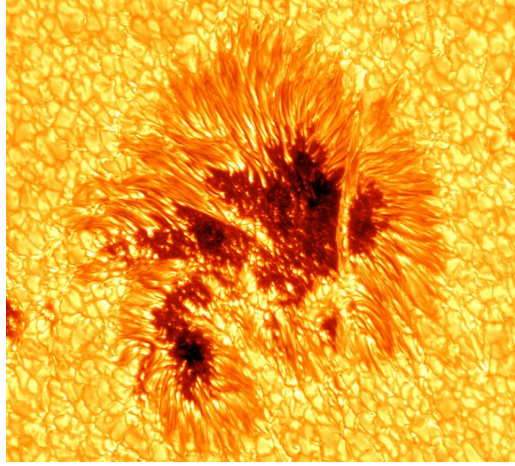
Důvodem je nižší teplota a tlak plynu, než je v okolí, což má za následek snížení opacity, která s optickou hloubkou přímo souvisí.

2.2.2 Jemná struktura

Nejvýraznějšími částmi sluneční skvrny jsou *umbrální jádro* a *penumbra*. Umbra je jádro sluneční skvrny. Je její nejchladnější a nejtmaší částí. Umbrální jádro obklopuje penumbra, která se skládá z protáhlých, převážně radiálně orientovaných struktur. Ty jsou důsledkem odklonu magnetického pole od kolmice v okolí umbrálního jádra. Teplota penumbry je již výrazně vyšší, než teplota umbrálního jádra; dosahuje hodnot pouze zhruba o 250 – 400 K nižších než je teplota okolí.

V umbrálním jádře jsou pozorovány světlé body, zvané *umbrální body*. Jsou projevem konvekce uvnitř sluneční skvrny a dokazují, že zde stále dochází ke konvektivnímu přenosu energie. Světlé struktury, které z vnějšku zasahují do jádra, či od sebe 2 jádra oddělují se nazývají *světelné mosty*. Jsou projevem silné

konvekce a vznikají při zániku slunečních skvrn z umbrálních bodů. Struktura sluneční skvrny je znázorněna na obr. ??



Obrázek 2.1: zdroj: <http://www.extremetech.com/extreme/163460-marvel-at-the-most-d>

2.3 Teoretické modely slunečních skvrn

Všechny modely slunečních skvrn předpokládají, že skvrna je tvořena jednou osově symetrickou silotrubicí a ve většině modelů je soustava v magnetohydrostatické rovnováze, která je předepsána rovnováhou mezi silami uvnitř a vně silotrubice a Maxwellovou rovnicí:

$$\frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \nabla p - \rho \mathbf{g} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

Předpoklad, že soustava je v každém okamžiku v hydrostatické rovnováze je většinou oprávněná, neboť vývoj slunečních skvrn probíhá v mnohem delších časových škálách, než je doba, po jakou se šíří vzruchy napříč silotrubicí.

2.3.1 Self-similar modely

Self-similar řešení jsou založena na předpokladu, že magnetické pole není zakroucené (tedy $B_\theta(r, z) = 0$) a radiální závislost \mathbf{B} je v každé hloubce stejná až na škálovací faktor, který zajišťuje konstantní magnetický tok při rozšiřování, nebo zužování silotrubice. Předpokládá se tedy následující:

$$B_z(r, z) = f(\zeta)B_0(z), \quad (2.3)$$

kde $B_0(z)$ je intenzita magnetického pole na ose symetrie, $\zeta = r\sqrt{B_0(z)}$ a $f(\zeta)$ je funkce určující tvar závislosti. Z Maxwellovy rovnice pro divergenci magnetického pole lze poté odvodit:

$$B_r(r, z) = -rf(\zeta)\frac{dB_0(z)}{dz} \quad (2.4)$$

Pro zachování konstantního magnetického toku Φ silotrubicí je na funkci $f(\zeta)$ kladena podmínka

$$2\pi \int_0^{+\infty} f(\zeta) \zeta \, d\zeta = \Phi. \quad (2.5)$$

Je zvykem volit jako $f(\zeta) = \exp(-\zeta^2)$, která tuto podmínku splňuje.

Problém self-similar modelů může být, že jsou na magnetické pole kladeny příliš silné předpoklady. V modelech není skvrna vidět jako umbrální jádro obklopené penumbrou. Důkladnější modely také ukazují, že podmínka soběpodobnosti ve skutečnosti nejspíše není splněna.

3. Dynamická diskonexe

Pozorování bipolárních slunečních skvrn nasvědčuje, že pár dní po jejich vynoření se silotrubice, která je tvoří, odpojí od magnetického jádra Slunce. Důvody jsou následující:

- Velikost aktivních oblastí, kde skvrny vznikají, je mnohem rozsáhlejší, než je vzájemná vzdálenost dvou bipolárních skvrn. Kdyby tedy silotrubice byla dále napojena na magnetické jádro a vynořovala by se, očekávali bychom, že vzájemná vzdálenost skvrn bude odpovídat rozměrům dané aktivní oblasti. Vzdálenost skvrn ovšem v porovnání s velikostí aktivní oblasti zůstane nepatrná.
- Skvrny by se měly pohybovat směrem k pólům (tento jev nepozorujeme) **není mi jasné proč**
- Při vynořování na magnetickou silotrubici působí Coriolisova síla, která způsobí natočení spojnice skvrn vůči východo-západnímu směru. Poté, co vynořování skončí, Coriolisova síla přestává působit a očekáváme, že naklonění spojnice bude relaxovat zpět do jeho původní polohy; ani tento jev ovšem nepozorujeme.

Mechanismus navržený ve článku [?] se snaží vysvětlit z jakého důvodu a jak k odpojení od magnetického jádra.

Po vynoření sluneční skvrny se její povrch začne ochlazovat, což je doprovázeno tokem plynu směrem ke středu Slunce. Tím dojde k poklesu tlaku v povrchové vrstvě skvrny a zesílení magnetického pole v této oblasti. V hloubce mezi 2 – 10 Mm dojde vlivem toku plynu směřujícího do hloubky k nárůstu tlaku a po několika dnech tento tlak v určitém místě vyrovná tlak v okolí silotrubice a dojde k rozpojení silotrubice.

3.1 Model dynamické diskonexe a model konvekce

3.1.1 Model konvekce

Pozorování (viz. umbrální tečky) nasvědčuje tomu, že ve slunečních skvrnách nedochází pouze k radiativnímu přenosu energie, ale také ke konvektivnímu přenosu. Z rovnic hvězdného nitra vyplývá pro celkový tok a tok energie přenášený radiací

$$F_{rad} + F_{conv} = \frac{4acG}{3} \frac{mT^4}{\kappa Pr^2} \nabla_{rad} \quad (3.1)$$

$$F_{rad} = \frac{4acG}{3} \frac{mT^4}{\kappa Pr^2} \nabla \quad (3.2)$$

kde $\nabla_{rad} = \left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_e$ je logaritmický teplotní gradient potřebný pro to, aby energie byla přenášena pouze zářením, ∇ je skutečný logaritmický teplotní gradient.

Skutečný teplotní gradient a tedy i vztah pro tok energie přenášené konvekci záleží na použitém modelu konvekce. Pro astrofyzikální aplikace se velmi často používá model směšovacíh délek (mixing length model).

Tento zjednodušující model předpokládá, že energie je přenášena elementem hmoty, který se po určitou dobu chová jako uzavřený systém o konstantním počtu částic a po určité uražené vzdálenosti (směšovací délce l_m) difunduje do okolí. Definujme pro veličinu X operátor:

$$DX = \left(\left(\frac{dX}{dz} \right)_e - \frac{dX}{dz} \right) \Delta r, \quad (3.3)$$

kde $\left(\frac{dX}{dz} \right)_e$ je změna veličiny uvnitř elementu způsobená zvětšováním objemu pro zachování stejného tlaku, jako je v okolí (tedy $Dp = 0$) a radiačními energetickými ztrátami. Potom bude po uražení vzdálenosti Δr bude rozdíl mezi teplotou elementu a teplotou okolí

$$DT = (\nabla_e - \nabla) \frac{T \Delta r}{H_p}, \quad (3.4)$$

kde ∇ a ∇_e jsou logaritmické gradienty teploty vztažené k logaritmu tlaku, $H_p = \frac{dz}{d \ln p}$. Elementem o hustotě ρ , měrné tepelné kapacitě c_p pohybujícím se rychlostí v je čistě konvekci přenesena energie $E_{conv} = \rho c_p DT$ a konvektivní energetický tok je tedy

$$F_{conv} = \rho c_p v DT. \quad (3.5)$$

Předpokládejme, že součin vDT bude nabývat své střední hodnoty poté, co element urazí vzdálenost $\frac{l}{2}$. Element bude v důsledku vztlaku urychlován silou, jejíž hustota je

$$k_r = -g \frac{D\rho}{\rho} = -g \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \frac{DT}{T} = -g \delta \frac{DT}{T}, \quad (3.6)$$

kde

$$\delta = \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}. \quad (3.7)$$

Práce vztažená na jednotku hmotnosti po uražení vzdálenosti $l_m/2$ je tedy

$$W = k_r \frac{l_m}{2} = \frac{1}{8} g \delta \frac{l_m^2}{H_p} (\nabla - \nabla_e). \quad (3.8)$$

Za předpokladu, že práce je z poloviny vynaložena na odpor prostředí a z poloviny na kinetickou energii, můžeme střední rychlost v určit ze vztahu

$$\frac{1}{2} v^2 = \frac{1}{2} W \quad (3.9)$$

a tedy

$$F_{conv} = \rho c_p T \sqrt{g \delta} \frac{l_m^2}{4 \sqrt{2}} H_p^{-3/2} (\nabla - \nabla_e)^{3/2}. \quad (3.10)$$

Nebýt radiativního ochlazování elementu, platilo by $\nabla_e = \nabla_{ad}$. ∇_{ad} je tzv. adiabatický teplotní gradient, který lze lokálně spočítat pomocí vztahu

$$\nabla_{ad} = \frac{\delta P}{c_p \rho T} \quad (3.11)$$

Hustotu toku energie, kterou element vyzařuje lze v difúzní aproximaci vyjádřit jako

$$f = \frac{-4ac}{3} \frac{T^3}{\kappa\rho} \frac{dT}{dn}. \quad (3.12)$$

Normálový teplotní gradient $\frac{dT}{dn}$ můžeme pro kouli o průměru d aproximovat jako $\frac{DT}{d/2}$ a tedy celkový zářivý výkon λ takové koule je

$$\lambda = Sf \quad (3.13)$$

$$= \frac{8acT^3}{3\kappa\rho} DT \frac{S}{d}. \quad (3.14)$$

Odtud již můžeme určit odchylku od změny při adiabatickém ději, jelikož $\frac{dT}{dr} = \frac{dT}{dQ} \frac{dQ}{dt} \frac{dt}{dr}$. Proto

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_e - \left(\frac{dT}{dr}\right)_{ad} = -\frac{\lambda}{\rho V c_p v} \quad (3.15)$$

$$\nabla_e - \nabla_{ad} = \frac{8ac}{3\kappa} DT \frac{6}{d^2}. \quad (3.16)$$

Vydělením rovnicí (3.4):

$$\frac{\nabla_e - \nabla_{ad}}{\nabla - \nabla_e} = \frac{8acT^3}{\kappa\rho^2 v c_p} \left(\frac{l_m}{d^2}\right). \quad (3.17)$$

Element ovšem není dokonalá koule, proto se člen $\frac{8l_m}{d^2}$ nahrazuje $\frac{6}{l_m}$. Dále lze kombinací rovnic (3.1) a (3.10) za použití $g = \frac{Gm}{r^2}$ vyjádřit

$$F_{conv} = \rho c_p T \sqrt{g\delta} \frac{l_m^2}{4\sqrt{2}} H_p^{-3/2} \frac{8U}{9} (\nabla_{rad} - \nabla). \quad (3.18)$$

V případě, že je známa závislost teploty na tlaku, lze z tohoto vzorce v každém bodě spočítat veličinu F_{conv} .

3.1.2 Magnetohydrostatická rovnováha

Dosazením magnetického pole v soběpodobném tvaru podle rovnic (2.3) a (2.4) do rovnice pro magnetohydrostatickou rovnováhu (2.1) získáme následující dvě rovnice pro magnetohydrostatickou rovnováhu:

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{B_z}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \quad (3.19)$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{B_r}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) - \rho g \quad (3.20)$$

První z těchto rovnic po integrování podle r od 0 do ∞ (pro konstantní z) přechází v rovnici

$$\frac{\Phi}{2\pi} y \frac{d^2 y}{dz^2} = y^4 - 2\mu_0(p_e - p_i), \quad (3.21)$$

kde $y = \sqrt{B_0(z)}$, Φ je magnetický tok silotrubic (nezávislý na hloubce), $p_e(z) = p(\infty, z)$ je vnější tlak a $p_i(z) = p(0, z)$ je tlak uvnitř silotrubice, který j dán podmínkou pro hydrostatickou rovnováhu:

$$\frac{dp_i}{dz} = \rho_i g \quad (3.22)$$

3.1.3 Časový vývoj

Jde o kvazistacionární model, předpokládá se tedy, že v každém okamžiku je soustava v magnetohydrostatické rovnováze, která je určena rovnicemi (3.21) a (3.22). V důsledku přenosu energie se ovšem v průběhu mění teplota a v důsledku toku plynu směrem od středu Slunce na povrch se bude měnit také tlak.

Pro změnu teploty T_i v důsledku přenosu energie platí

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_i c_p} \frac{\partial}{\partial z} (F_{rad} + F_{conv}), \quad (3.23)$$

kde F_{rad} a F_{conv} jsou dány vztahy (3.2) a (3.18).

V případě tenké silotrubice lze celkovou hmotu v silotrubici odhadnout vztahem

$$m = \Phi \int_0^{z_0} \frac{\rho_i}{B} dz. \quad (3.24)$$

Pokud na hranici z_0 vtéká hmota rychlostí v_0 , lze tedy tuto změnu vyjádřit jako

$$\Delta m = \Phi \frac{\rho_i(z_0)}{B(z_0)} v_0 \Delta t. \quad (3.25)$$

Změna tlaku v hloubce z_0 za časový úsek Δt tedy musí být taková, aby bylo splněno

$$m[p_i(z_0) + \Delta p_i(z_0)] = m[p_i(z_0)] + \Phi \frac{\rho_i(z_0)}{B(z_0)} v_0 \Delta t \quad (3.26)$$

4. Simulace dynamické diskonexe

4.1 Model klidného Slunce

Pro umožnění spočtení magnetického pole podle rovnice (3.21) je potřeba znát tlak plynu jako funkci hloubky v klidném Slunci $p_e(z)$. Za tímto účelem lze použít některý dostupných modelů. Výpočet byl ovšem v rámci práce pro přípovrchvé vrstvy proveden pro ověření správnosti použitého modelu konvekce.

4.1.1 Rovnice přenosu energie

V difúzní aproximaci lze logaritmický teplotní zářivý gradient ∇_{rad} vypočítat podle vztahu

$$\frac{3\kappa P L_R}{16\pi a c G M_R T^4}, \quad (4.1)$$

kde L_R je celkový zářivý výkon Slunce ve vzdálenosti R od jeho středu, M_R je hmotnost části Slunce obalené slupkou o poloměru R . V přípovrchových vrstvách, kterými se v práci zabýváme, dochází již pouze k naprosto zanedbatelnému počtu jaderných reakcí, při kterých by byla produkována energie a které by ovlivnily celkový zářivý výkon. Proto byla pro výpočet tato hodnota nahrazena hodnotou L^* , tedy zářivým výkonem celého Slunce. Tento gradient určuje, jak se mění teplota v závislosti na tlaku, pokud uvažujeme pouze zářivý přenos energie.

Označme logaritmický teplotní gradient získaný z modelu konvekce jako ∇_{conv} . Jelikož bude vždy automaticky zvolen efektivnější způsob přenosu energie, můžeme pro skutečný teplotní gradient ∇ psát

$$\nabla = \min(\nabla_{ad}, \nabla_{conv}). \quad (4.2)$$

Závěr

Seznam použité literatury

Seznam tabulek

Seznam použitých zkratek

Přílohy