

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Pedagogická fakulta - Katedra fyziky

Vlny a oscilace v koronálních smyčkách

Bakalářská práce

Abstrakt:

Základní charakteristika Slunce, zejména sluneční koróny. Seznámení se sondami SoHO a TRACE jako hlavními nástroji pozorování aktivit sluneční koróny a bližší popis těchto aktivit v rámci MHD teorie. Rešerše dále odráží současné trendy výzkumu koronálních vln a kmitů (stojaté „kink“, „sausage“ a podélné módy, šíření pomalých vln a rychlých sledů vln, pátrání po torzních vlnách), teoretického modelování vzájemné interakce MHD vln s plazmatickými strukturami a realizace teoretických výsledů identifikace módů. Dále je ukázáno použití MHD vln pro diagnostiku koronálního plazmatu na dálku, jako je koronální seismologie a použitelnost jejích metod pro odhad koronálního magnetického pole, transportních koeficientů, jemných strukturních funkcí a funkcí ohřevu.

Abstract:

Basic Sun characteristic, solar corona mainly. Introducing spacecrafts SoHO and TRACE as fundamental instruments of observing solar corona activities and close description this activities in terms of MHD theory. Recherche reflects the current trends in the observational study of coronal waves and oscillations (standing „kink“, „sausage“ and longitudinal modes, propagating slow waves and fast wave trains, the search for torsion waves), theoretical modeling of interaction of MHD waves with plasma structures, and implementation of the theoretical results for the mode identification. Also the use of MHD waves for remote diagnostics of coronal plasma - MHD coronal seismology - is discussed and the applicability of this method for the estimation of coronal magnetic field, transport coefficients, fine structuring and heating function is demonstrated.

Prohlašuji, že předloženou práci na téma Vlny a oscilace v koronálních smyčkách jsem vypracoval samostatně, pouze s použitím uvedené (citované) literatury.

Dále prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě Pedagogickou fakultou elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách.

Ve Velešíně 30.12.2009

Vít Bednář

Poděkování:

Touto formou děkuji p. RNDr. Petru Jelínkovi Ph.D. za odborné vedení bakalářské práce, poskytování rad, připomínek a materiálových podkladů k práci.

Obsah:

1.	Základní charakteristika Slunce.....	7
1.1.	Standardní modely.....	9
1.2.	Sluneční dynamo.....	10
1.3.	Fotosféra.....	10
1.4.	Chromosféra.....	10
1.5.	Koróna.....	11
1.5.1.	Aktivní oblasti.....	11
1.5.2.	Oblasti „klidného Slunce“.....	11
1.5.3.	Koronální díry.....	12
1.5.4.	Vývoj pozorování sluneční koróny.....	12
1.5.5.	Hydrostatika koronálních smyček.....	17
1.5.6.	Dynamika sluneční koróny.....	17
1.5.7.	Magnetické pole koróny.....	19
1.5.8.	MHD Oscilace koronálních smyček.....	21
1.5.9.	MHD vlny v sluneční koróně.....	22
1.5.10.	Zahřívání koróny (Coronal heating).....	23
2.	Vlastnosti MHD módů plazmových struktur.....	25
2.1.	MHD módy v přímých válcích.....	25
2.2.	MHD kontinuum.....	29
2.2.1.	Rezonanční absorpce.....	29
2.2.2.	Mixování fází Alfvénových vln.....	33
2.3.	Profily plazmatu- β nulové hustoty.....	35
2.4.	Efekt kroucení.....	37
3.	„Kink“ oscilace koronálních smyček.....	39
3.1.	Pozorování sondy TRACE.....	39
3.2.	Pozorování jiná než sondou TRACE.....	41
3.3.	Určení koronálních magnetických polí.....	42
3.4.	Tlumení oscilací.....	43

3.5. Alternativní mechanismy.....	48
4. „Sausage“ oscilace koronálních smyček.....	50
5. Akustické oscilace koronálních smyček	53
5.1. Globální akustické módy	53
5.2. Druhá harmonická frekvence stojatého vlnění	54
6. Šíření akustických vln.....	57
6.1. Výsledky pozorování.....	57
6.2. Teoretické modelování	58
6.3. Šíření pomalých vln jako nástroje koronální seismologie.....	60
7. Šíření rychlých vln.....	62
7.1. Šíření rychlých vln v koronálních smyčkách.....	62
7.2. Šíření rychlých „kink“ vln v otevřených strukturách.....	64
8. Torzní módy	68
9. Nástroje pozorování a zkoumání sluneční koróny	70
9.1. SoHO	70
9.2. TRACE.....	73
10. Závěr	75
SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY:.....	76
SEZNAM TABULEK:	78
SEZNAM OBRÁZKŮ:	79

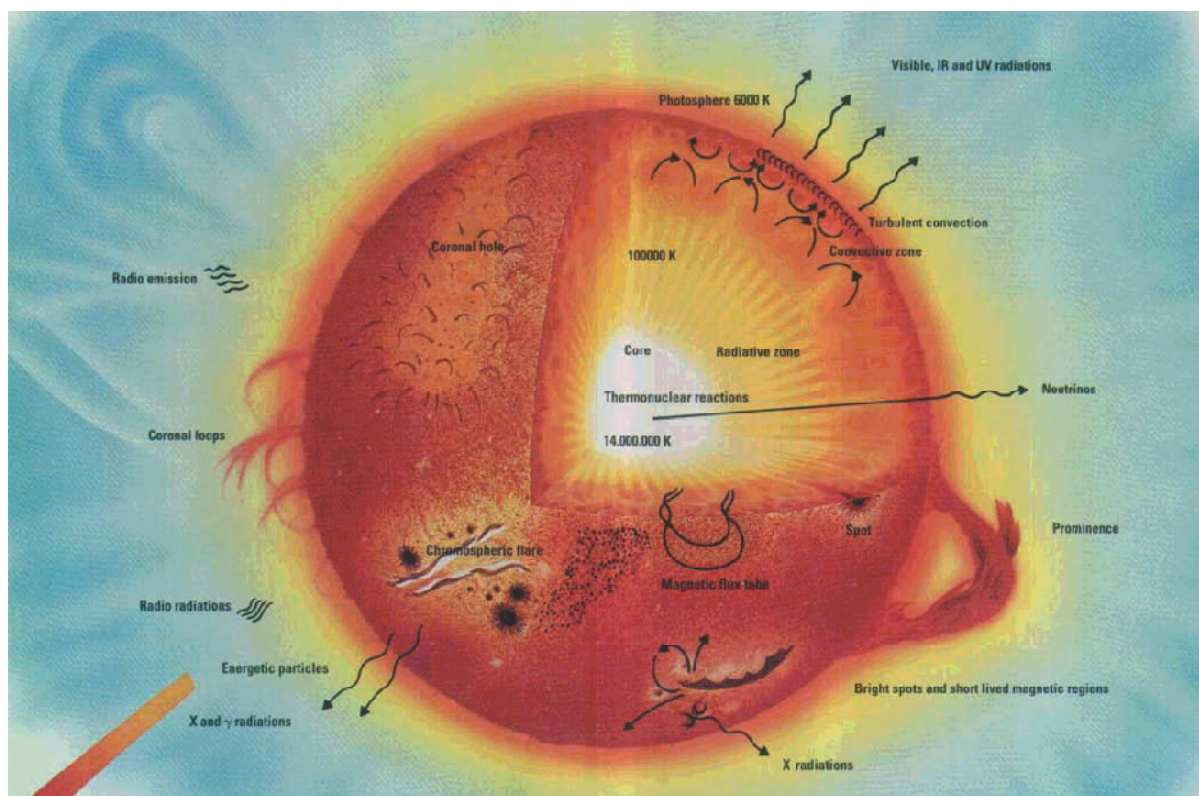
1. Základní charakteristika Slunce

Slunce je centrálním bodem a hlavním zdrojem energie sluneční soustavy. Je naší nejbližší hvězdou, v Mléčné dráze představuje docela typickou hvězdu, klasifikovanou ve spektrální třídě jako G2-V s poloměrem $r_0 = 700\,000$ km, hmotností $m_0 = 2 \cdot 10^{30}$ kg, zářivým výkonem $L_0 = 3,8 \cdot 10^{26}$ W, a stářím $t_0 \approx 4,6 \cdot 10^9$ roků (tabulka 1). Nachází se v spirálovitém rameni Mléčné dráhy, ve vzdálenosti 8,5 kiloparseků od galaktického centra. Slunce má pro lidstvo velmi důležitý význam, kromě toho, že je zdrojem veškerého života, je naší nejbližší laboratoří pro astrofyziku, fyziku plazmatu, magnetohydrodynamiku (MHD), atomovou a jadernou fyziku. Dále Slunce představuje jedinou hvězdu, která nám může poskytnout geometrické modely o mnoha vlnových délkách. Základní konstrukce Slunce je zobrazená na Obrázku 1.

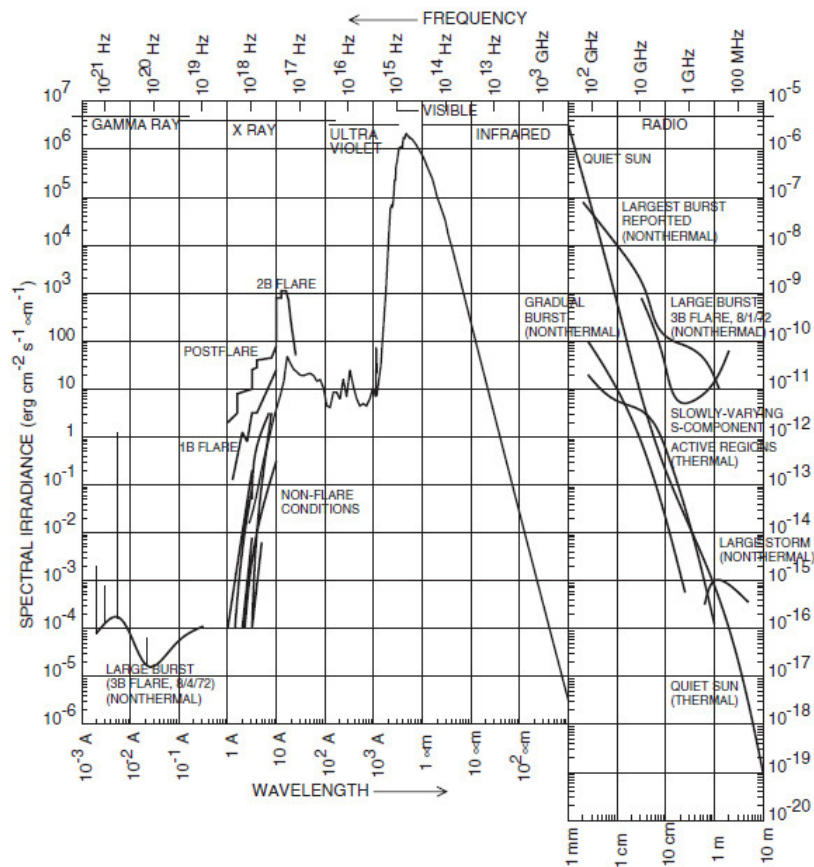
Slunce a sluneční soustava vznikly společně z mezihvězdného mraku molekul vodíku přibližně před 5 miliardami let. Po gravitační kontrakci mračna a následném zhroucení, se Sluncem stalo ústředním objektem, díky dostatečné střední teplotě se inicializovala fúzní termonukleární reakce a Slunce se stalo hlavním zdrojem energie pro celou sluneční soustavu. Slunce se sestává z 92,1 % vodíku a 7,8 % helia a 0,1 % těžších elementů (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe). Slunce se skládá z jádra, kde se vodík přeměňuje na helium a teplota dosahuje ~ 15 MK, dále z radiační zóny, kde se energie transportuje hlavně zářivým rozptylem, procesem, kde fotony s energií tvrdého rentgenového záření (keV) jsou rozptylovány, pohlcovány, a reemitovány. Vnější třetina Slunce se nazývá Konvekční zóna, energie je zde přepravovaná většinou prouděním. Na slunečním povrchu fotony opustí Slunce v optických vlnových délkách s energií o 10^5 činitelů nižší, než měly původní fotony vygenerované v nukleárním jádru po více méně náhodné cestě skrz vnitřek Slunce trvající $\sim 10^5$ - 10^6 let. Spektrum záření Slunce je zobrazené na Obrázku 2, pokrývá všechny vlnové délky od záření gama, tvrdé i měkké rentgenové záření, EUV, ultrafialové, viditelné světlo, světlo infračervené a až po rádiové vlnové délky. Klidné Slunce vyzařuje většinu energie ve viditelných vlnových délkách (denním světle), ke kterému získaly lidské oči během vývoje primární citlivost. Vyzařování v spektru extrémní ultrafialové je dominantní v sluneční koróně, protože je produkováno ionizovaným plazmatem v rozsahu teplot koróny, což je ~ 1 - 2 MK. Emise v kratších vlnových délkách požadují vyšší teploty plazmatu a vyskytují se tedy pouze během erupcí. Erupce také urychlují částice do netepelných energií, způsobují emise tvrdého rentgenového záření, záření gama a záření o rádiových vlnových délkách a ve vysoce proměnném stupni [1].

Tabulka 1: Základní fyzikální vlastnosti Slunce

Fyzikální parametr	hodnota
Poloměr, R	695 500 km
Hmotnost, m	$1,989 \cdot 10^{30}$ kg
Průměrná hustota, ρ	$1\,409$ kg/m ³
Tíhové zrychlení na povrchu, g	$274,0$ m/s ²
Úniková rychlost, v	$617,7$ km/s ¹
Perioda synodické rotace, P	P = 27,3 dnů (rovník)
Perioda siderální rotace, P	P = 25,4 dnů (rovník)
Vzdálenost od Země	1 AU = 149 597 870 km
Zářivý výkon, L	$3,8 \cdot 10^{26}$ W
Stáří, t	$4,6 \cdot 10^9$ let
Teplota jádra, T _c	$15,7 \cdot 10^6$ K
Teplota povrchu, T _{ph}	6 400 K



Obrázek 1: Průřez Sluncem zobrazuje tři vnitřní zóny - jádro, radiační a konvekční zónu, povrch Slunce (fotosféru), nižší (chromosféra) a vyšší (koróna) atmosféru a několik jevů spojených se sluneční aktivitou (granule, protuberance, erupce)



Obrázek 2: Spektrum slunečního záření rozsahu od gama paprsků k rádiovým vlnám.

1.1. Standardní modely

Jsou dva typy modelů vnitřku Slunce:

- hydostatický rovnovážný model
- časově závislá numerická simulace vývoje Slunce, s počátkem v původním mračnu plynu do dnešního současného stavu, po přeměně ~ 8 % vodíku v hélium.

Standardní hydrostatický model v podstatě vypočítává radiální změnu teploty, tlaku a hustoty, splňující zachování hmotnosti, momentu hybnosti a energie ve všech vnitřních sférických vrstvách Slunce a je omezen hraničními podmínkami poloměru, teploty a vyzařování slunečního povrchu, celkovou hmotou a chemickým složením. Navíc je zde předpokládán zákon ideálního plynu a tepelná rovnováha, vyzařování je tedy poblíž vyzařování absolutně černého tělesa. Sluneční poloměr byl změřen triangulací uvnitř sluneční soustavy (například během přechodu Venuše přes sluneční disk) a radarovou odezvou. Hmotnost Slunce byla odvozena z orbitálních pohybů planet (Keplerovy zákony) a z přesných laboratorních měření gravitačních konstant. Sluneční jas se měří přijatým tepelným tokem na Zemi. Ze standardních modelů byla odvozena centrální teplota ~ 15

MK, centrální hustota $\sim 1,50 \cdot 10^5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ a centrální tlak $10^{15} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$. Jemné doladění standardního modelu je získáno zahrnutím konvekčního transportu a změnou množství helia [1].

1.2. Sluneční dynamo

Slunce vytváří silné magnetické pole (mnohem silnější než mají planety), toto pole je generováno s intenzitou magnetického pole $B \approx 10^5 \text{ G}$ v tachovrstvě, tenké kluzné vrstvě mezi radiační a konvekční zónou. Vznosné magnetické trubice prostupují skrz konvekční zónu (díky konvekční nestabilitě dle Schwarzschildova kritéria) a objevují se na slunečním povrchu v aktivních regionech, kde tvoří sluneční skvrny s intenzitou magnetického pole $B \approx 10^3 \text{ G}$, v koronálních smyčkách s intenzitou pole $B \approx 10^2 \text{ G}$ ve „footpointech“ a s intenzitou $B \approx 10 \text{ G}$ ve vyšších koronálních výškách. Rozdílná rotace slunečního povrchu se považuje za vynutí povrchového magnetického pole, jehož fragmenty se pod magnetickým tlakem pohybují od poledníku k pólům a přeorientovávají se z prstencově namáhaného stavu (se silovými čarami orientovanými východo-západním směrem) v slunečním maximu do poloidálního dipólového pole (spojující severní a jižní pól) v slunečním minimu. Tento proces se nazývá sluneční dynamo, které přehazuje magnetickou polaritu Slunce každých ~ 11 let (sluneční cyklus), nebo vrací ke stejné magnetické konfiguraci každých ~ 22 let (Halův cyklus). Sluneční cyklus má vliv na poměr výskytu veškerý slunečních aktivit - od počtu slunečních skvrn, aktivních regionů, erupcí a koronálních výronů hmoty (coronal mass ejection - CME) [1].

1.3. Fotosféra

Fotosféra je tenká vrstva slunečního povrchu, pozorovatelná v rozsahu denního světla. Spektrum záření na Obrázku 2 ukazuje maximální viditelnou vlnovou délku černého tělesa s teplotou $T \approx 6400 \text{ K}$, což je teplota slunečního povrchu, o vlnové délce $\lambda \geq 200 \text{ nm}$. Fotosféra je definována jako rozsah výšky, ze kterého mohou fotony přímo uniknout, zahrnuje optickou hloubku rozsahu od $0,1 \leq \tau \leq 3$, převedeno do rozsahu výšky $h \approx 300 \text{ km}$ pro viditelné vlnové délky [1].

1.4. Chromosféra

Chromosféra (z řeckého $\chi\rho\omega\mu\sigma$, barva) je nejnižší část sluneční atmosféry, rozpínající se do průměrné výšky $\sim 2000 \text{ km}$ nad fotosférou. První teoretický koncept považoval chromosféru za kruhovou vrstvu okolo slunečního povrchu, později se k ní navíc zahrнула rozbíhavá magnetická pole a nakonec definice skončila jako velmi nehomogenní směs chladného plynu a horkého plazmatu, jako výsledek extrémně dynamické povahy přirozených chromosférických jevů. V souladu se standardními hydrostatickými modely předpokládána lokální termodynamická rovnováha je dosažena při teplotním minimu $T = 4300 \text{ K}$ a výšky $h \approx 500 \text{ km}$, nad fotosférou náhle stoupá k $\sim 10000 \text{ K}$ v horní fotosféře ve výšce $h \approx 2000 \text{ km}$, ale hustota vodíku klesá o koeficient

10^6 ve stejném rozsahu výšek. Tento hydrostatický model byl kritizován, protože zanedbává magnetické pole, horizontální nesourodost, dynamické procesy, vlny a nerovnovážné podmínky. Za okrajem Slunce (bez fotosféry v pozadí) se chromosférické spektrum vyznačuje emisními čarami; tyto čáry se na kotouči jeví jako tmavé, což je výsledek fotosférické absorpce. Hlavní čáry fotosférického spektra jsou nazývány Fraunhoferovými čarami a zahrnují například čáry vodíku a helia [1].

1.5. Koróna

Nejsvrchnější složka sluneční atmosféry - koróna. Již od devatenáctého století poskytuje mnoho důležitých informací a to nejen o Slunci. Například pozorováním zakřivení polárních smyček sledovaných počátkem 20. století E. Hale potvrdil existenci magnetického pole Slunce. V té době byla koróna sledována pouze za úplného zatmění Slunce Měsícem. Dnes se koróna pozoruje nejen ze Země, ale i s pomocí přístrojů na umělých družicích Země či kosmických sondách v celém spektru elektromagnetického záření i dnes však mnohé experimenty s vysokou rozlišovací schopností mohou být prováděny jen za úplného zatmění.

Je obvyklé rozdělovat sluneční korónu do tří zón, které všechny dle slunečního cyklu mění svou velikost, jsou to: aktivní oblasti, klidné sluneční oblasti a koronální díry [1].

1.5.1. Aktivní oblasti

Aktivní oblasti se nacházejí v oblastech se silnou koncentrací magnetického pole, jsou viditelné jako skupiny slunečních skvrn ve viditelných vlnových délkách nebo jsou pozorovatelné na magnetogramech. Skupiny slunečních skvrn se typicky projevují silně soustředěnou magnetickou polaritou, provázenou mnohonásobně fragmentovanou skupinou oblastí opačné polarity. Díky této přirozené bipolaritě jsou aktivní regiony tvořeny převážně uzavřenými magnetickými siločarami. Kvůli stálé magnetické aktivitě v rámci magnetického toku (vznik a zrušení toku, magnetické rekonfigurace, procesy magnetického přepojování), v aktivních regionech nastává řada dynamických procesů, jako je ohřev plazmatu (plasma heating), erupce, CME. Následkem ohřevu plazmatu v chromosféře jsou vzedmuté toky koronálních smyček, které aktivním regionům propůjčují jejich důvěrně známý vzhled početných smyček o větší hustotě a teplotě než má koróna pozadí a které emitují jasné záření ve vlnových délkách měkkého rentgenového a EUV záření. Na Obrázku 3, pořízeném pomocí EIT - Extreme-ultraviolet imaging telescope (teleskop zobrazující EUV) jsou aktivní regiony zobrazeny bíle [1].

1.5.2. Oblasti „klidného Slunce“

Historicky jsou oblasti koróny mimo aktivní regiony označovány jako klidné sluneční oblasti. V dnešní době bylo na celém povrchu Slunce objeveno mnoho dynamických procesů, takže termín

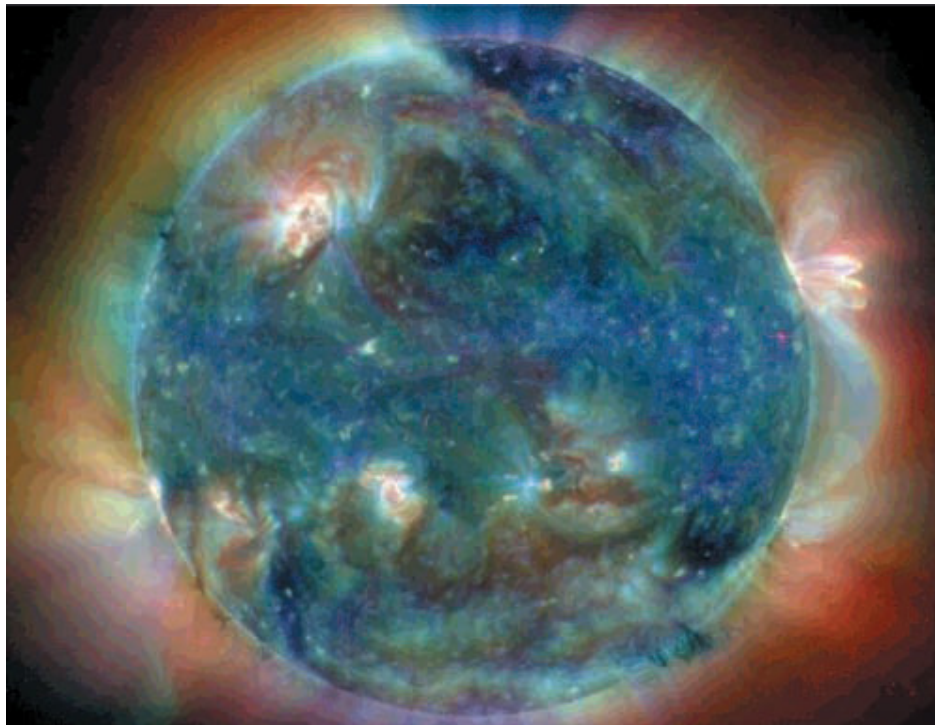
klidné Slunce je považován za chybné pojmenování, použitelné pouze v relativních souvislostech. Dynamické procesy v klidných oblastech jsou v rozsahu od malých jevů, jako síť událostí ohřevu, nano-erupce, exploze, jasné body a výtrysky měkkého rentgenového záření, až k událostem většího rozsahu jako jsou transekvenční smyčky koronálních arkád. Rozdíly mezi klidnými a aktivními regiony se stále více stírají, protože mnoho struktur většího rozsahu, které se klenou v klidných oblastech, mají původ v aktivních oblastech. Funkční definice je - klidné oblasti Slunce obklopují veškeré oblasti s uzavřeným magnetickým polem (vyjma aktivních oblastí), které vyznačují klidná sluneční teritoria od koronálních děr (které obklopují oblasti s neuzavřeným magnetickým polem) [1].

1.5.3. Koronální díry

Během zatmění Slunce bylo zjištěno, že jižní i severní polární oblasti Slunce, jsou tmavější než rovníkové oblasti. Max Waldmeier tyto zóny nazval koronální díry (tj. v němčině *Koronale Locher*). Dnes je v celku jasné, že tyto zóny jsou ovládané otevřenou magnetickou siločarou, která působí jako potrubí pro průtok žhavého plazmatu z koróny do slunečního větru. Díky tomuto účinnému transportnímu mechanismu jsou koronální díry většinu doby bez plazmatu, a proto se jeví mnohem tmavější než klidné sluneční oblasti, kde zahřáté plazma stoupající z chromosféry zůstává zachyceno, než se ochladí a vrací se zpět do chromosféry. Koronální díry jsou viditelné na Obrázku 3 na severním pólu, kde struktura pole míří radiálně od Slunce a je zde vidět nižší teplotu (přibližně $T \leq 1$ MK; což je zobrazeno tmavě modrou) než u klidných oblastí Slunce [1].

1.5.4. Vývoj pozorování sluneční koróny

Sluneční koróna - slabé bleděmodré světlo okolo tmavého Měsíce, začala poutat velkou pozornost po úplném zatmění Slunce 18. června 1860 ve Španělsku, kdy na základě fotografických pozorování Warren de la Rue a Angelo Secchi, kteří byli od sebe vzdáleni 400 kilometrů, prohlásili, že „koróna a protuberance jsou atmosférou Slunce“. Koróna od časů Keplera byla považována za atmosféru Měsíce, i když jisté náznaky jejího pozorování po roku 1851 (28. června pás totality přecházel severní Evropou) naznačovaly, že tomu tak není. E. Young a W. Harkness na základě spektrografického pozorování v průběhu úplného zatmění Slunce 7. srpna 1869 zjistili, že v spektru koróny se nachází emisní spektrální čára s vlnovou délkou okolo 530 nm, která neměla ekvivalent v Mendělejevově tabulce chemických prvků. Když se ani po 25 letech nenašel žádný chemický prvek, zvolil se stejný postup jako v případě chemického prvku hélia, které bylo též nejdříve objevené díky úplnému zatmění Slunce 18. srpna 1868 na Slunci J. Janssenem a pojmenované po řeckém bohu Slunce Héliovi (plynné hélium na Zemi bylo objeveno až v roce 1895). Emisní spektrální čára, která byla pozorovaná v zelené oblasti spektra, dostala jméno „zelená čára“, které se používá i v současnosti, a měl ji tvořit nový chemický prvek - koronium („coronium“). Koronium



Obrázek 3: Koróna o mnoha rozdílných teplotách pořízená nástrojem EIT sondy SoHO

mělo být lehčí než vodík, což se však nepotvrdilo. Začátkem 20. století fyzika sluneční koróny zažívala velkou krizi. Mezitím se samozřejmě už pozorovaly další emisní spektrální čáry, například spektrální čára 637,4 nm, které také neměly své místo v Mendělejevově tabulce chemických prvků. Problém koronia se podařilo vyřešit až v 40. letech dvacátého století a zasloužili se o to W. Grotrian a B. Edlén, přičemž k identifikaci emisních spektrálních čar koróny přispělo už dříve vyřešené záhadné „nebulium“, které bylo pozorováno ve spektru planetárních mlhovin a jehož čáry vyzařovaly ionizované prvky kyslíku, dusíku a neonu apod. a ukazovaly tak, že jejich výskyt způsobuje vyšší teplota. Edlén při svých pokusech s elektrickou jiskrou ve vakuovém spektrografu (teplota tam byla $5 \cdot 10^5$ K) a Grotrian na základě teoretických výpočtů zjistili, že průměrný rozdíl termů železa Fe X (9,5338 nm) a Fe XI (8,7025 nm), pozorovaných v ultrafialové oblasti spektra, je velmi podobný vlnočtu červené koronální čáry 637,4 a 789,2 nm. Shoda nemohla být náhodná, což vedlo k závěru, že koronální čáry vyzařují vysokoionizované atomy známých chemických prvků. Na základě izoelektronové postupnosti se došlo k závěru, že červená spektrální čára patří devětkrát ionizovanému železu (Fe X) a odtud už byl malý skok, aby byly identifikovány další emisní spektrální čáry v koróně. Zelená čára, patřící Fe XIV (třináctkrát ionizované železo), byla identifikována v roce 1942 [2]. Koróna se tak stala najednou velmi velmi horkou - od 1 do 5 MK. Jeden problém se vyřešil a vyvstal problém další, který není spolehlivě vyřešený ani dnes - mechanismus ohřevu koróny, když fotosféra má teplotu jen okolo 5700 K.

Dnes se odhaduje, že ve vizuální oblasti spektra je okolo 28 emisních čar. Všechno jsou to tzv. zakázané čáry, což znamená, že k jejich emisi dochází v důsledku přeskoků elektronů z jejich vybuzených hladin na základní dráhu daného elektronu, obíhajícího okolo jádra iontu. Takovéto stavy mohou nastat jen v prostředí nízké hustoty a vysoké teploty. Dovolené spektrální čáry se nacházejí v EUV nebo v rentgenové oblasti spektra. Koncem 50-tých let 20. století byla dokončena separace složek sluneční koróny.

Dnešní složení je následující:

- Emisní koróna (E koróna) - vlastní záření koróny. Název je odvozen z existence emisních spektrálních čar vysokoionizovaných prvků, například železa, vápníku, niklu apod.
- Koróna spojitého spektra, elektronová koróna (K koróna) - její světlo vzniká rozptylem záření fotosféry na volných elektronech. Když se elektrony v koróně pohybují rychle a různými rychlostmi, absorpční fotosférické čáry jsou rozmazané, ztrácejí se. V opačném případě by spektrum koróny mělo mít podobu spektra fotosféry. Spektrum bílé koróny, jako i emisní koróny, je silně polarizované.
- Fraunhoferova koróna anebo prachová koróna (F koróna). Její světlo není polarizované a způsobuje ho rozptyl záření fotosféry na prachových částicích, které jsou okolo Slunce a v meziplanetárním prostoru (zodiakální světlo je pokračováním F koróny). Pohyb částic meziplanetární hmoty je pomalý, takže v rozptýleném spektru se pozorují absorpční čáry fotosféry.

Bílá koróna, je vlastně souhrnem všech složek. Po objevu koronografu B. Lyotem v roce 1930 [3], emisní koróna - pomocí spektrografu anebo úzkopásmových filtrů, se dá pozorovat z vysokých nadmořských výšek (i mimo zatmění Slunce).

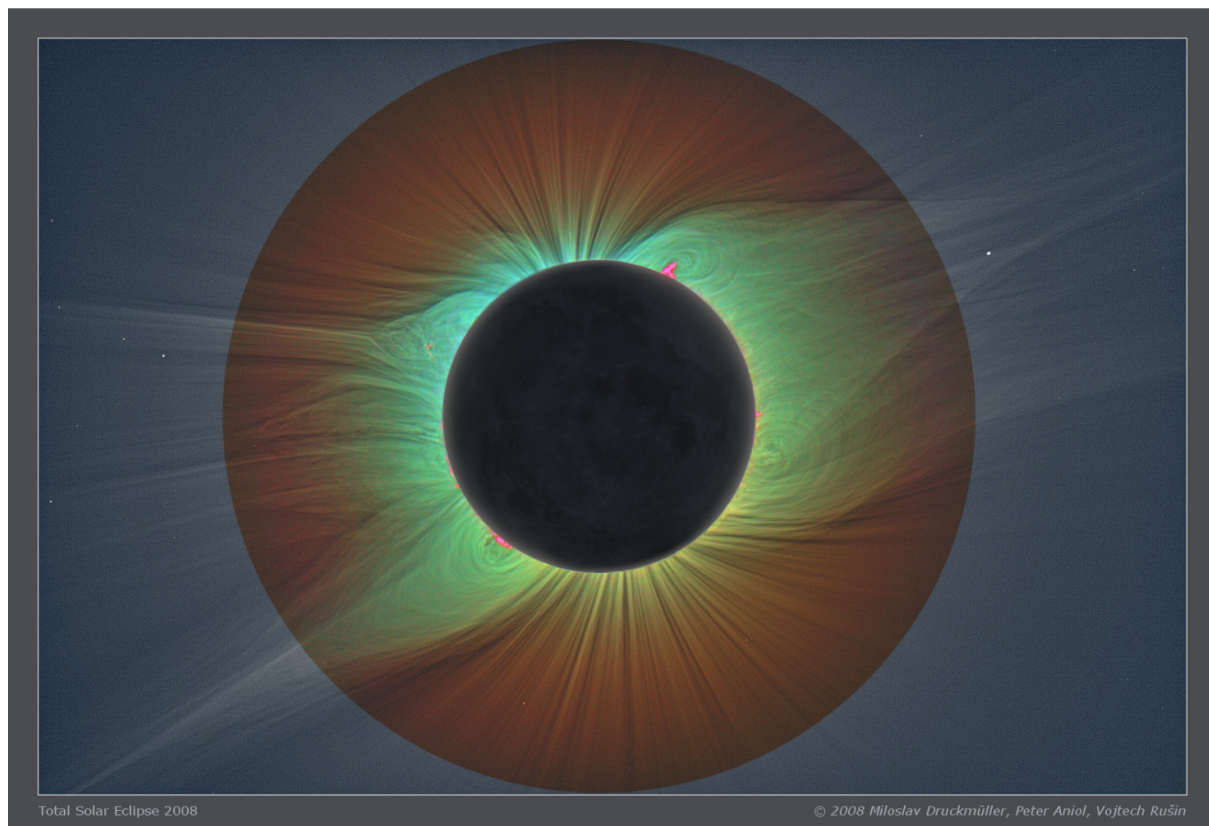
V 60-tých letech dvacátého století se objevily teoretické úvahy o tom, že v infračervené oblasti spektra by se měl objevit nadbytek záření, jehož zdrojem by měla být reemise záření fotosféry na prachových částicích okolo Slunce. Tento nadbytek záření byl pojmenován T-koróna: termální koróna. Očekávaný nadbytek záření v infračervené oblasti spektra ve výškách okolo 4 poloměrů Slunce na vlnové délce 2,2 μm , byl pozorovaný během úplného zatmění Slunce 12. listopadu 1966 Petersonem [4].

Další složkou koróny by měla být S koróna: sublimační koróna. Měly by ji tvořit emisní rezonanční spektrální čáry H a K jedenkrát ionizovaného vápníku (CaII) s vlnovou délkou okolo 396,9 a 393,4 nm, které by měli vznikat sublimací prachových částic ve vzdálenostech asi 20 poloměrů Slunce, když se po „keplerovských“ drahách přibližují k Slunci [5]. Poslední dvě složky koróny, ve všeobecnosti, nejsou vědeckou obcí příliš přijímané.

Dlouho se předpokládalo, že bílá koróna je sféricko-symetrický úvar. Dnes víme, že tomu tak zdaleka není. Bílá, ale podobně i emisní koróna je mimořádně strukturovaná: od velkých obloukovitých smyček, jejichž „footpointy“ („nohy“) jsou od sebe zakotvené i ve vzdálenosti víc než 100 tisíc kilometrů, po super tenké jehlicovité, radiálně, ale i mírně zakřivené smyčky o šířce jen několik tisíc kilometrů (1-2 tisíc), případně i méně. V základně obloukovitých smyček, které se rozprostírají nad neutrální čarou, oddělující velkoškálové polarity magnetických polí na povrchu Slunce, se pozoruje protuberance/filament, a nad ní koncentrické tmavé a světlé spoje, které formují siločáry jeho magnetického pole, zatímco siločáry velkoškálových polí formují celou smyčku. Pokračováním smyčky v heliosféře je tzv. Neutrální vrstva (neutral sheet), která odděluje opačné polarity magnetického pole. Velkoškálové smyčky jsou s velkou pravděpodobností zdrojem pomalé složky částic v slunečním větru, zatímco otevřené struktury - koronální díry, kde siločáry magnetického pole jsou otevřené, tvoří zdroj vysokorychlostních částic. Nejnovější výzkumy ukazují, že mimo klasických smyček existují i pseudo smyčky [6]. To jsou takové smyčky, jejichž „footpointy“ jsou zakotvené v stejné polaritě velkoškálového magnetického pole, zpravidla nad silným magnetickým polem, anebo, jeden „footpoint“ takové smyčky je ukotvený přímo v tomto silném magnetickém poli. Z kvalitních snímků zatmění bylo zjištěno, že tenké radiálně orientované proudové paprsky o šířce asi 5-10 obloukových sekund (nebo i méně) se promítají i do smyček, což vyvolává dojem střapaté koróny.

V oblasti pólů Slunce, hlavně okolo minima sluneční aktivity, se pozorují klasické polární paprskové proudy s hloubkou okolo 10 tisíc kilometrů (15 obloukových sekund), sahající až do výšky 3-4 poloměřů Slunce. Z jejich sklonu se odvodila délka dipólu celkového magnetického pole Slunce, které v prvním přiblížení má dipólový charakter - minimálně v minimu cyklu; v maximu cyklu podle všech náznaků má kvadrupólový charakter. Je paradoxní, že ač všechny struktury koróny formuje magnetické pole Slunce, přímo v sluneční koróně ho nemůžeme měřit. V porovnání s povrchem Slunce je slabé (asi 10^{-4} T - 10^{-3} T), pološířka emisních spektrálních čar je široká - okolo 0,09 nm, takže na jeho měření se nedá použít štěpení spektrálních čar (Zeemanův jev). I z tohoto důvodu se hledají emisní spektrální čáry v infračervené oblasti spektra koróny, protože štěpení stoupá se čtvrtou mocninou vlnové délky, a jak ukázal Judge [7], k nejintenzivnějším by měly patřit: Fe XIII - 1,0747 a 1,0798 μm ; Si X - 1,43 μm ; Si IX 2,58 a 3,93 μm ; Mg VIII 3,03 μm ; a Mg VII 5,50 a 9,03 μm . Zatímco čáry Fe XII se daří vcelku dobře pozorovat, pokusy pozorovat další emisní čáry nejsou až tak úspěšné. Jejich pozorování je důležité i proto, že v žhavé koróně se pozoruje i „chladná“ složka, přičemž koexistence „žhavé“ a „chladné“ koróny se těžko vysvětluje. Dlouhodobá pozorování bílé koróny dále ukázala, že její variabilita s cyklem sluneční aktivity se mění a dá se vyjádřit koeficientem zploštění, který navrhl Ludendorff a nese jeho jméno. Koeficient zploštění se určuje z izofot, které v čase okolo maxima jsou okolo tmavého měsíčního disku takřka

kruhové (koeficient zploštění je nulový), zatímco v čase minima jsou silně zploštělé - hustota částic na póly je minimálně o jeden řád nižší než nad rovníkem a hodnota koeficientu je okolo 0,3. Z výše uvedeného vyplývá, že celkový vzhled bílé koróny se s fází cyklu sluneční aktivity mění, ale jak se jednotlivé koronální proudy tvoří, jakou mají životnost, není známo.



Obrázek 4: Zobrazení sluneční koróny v skutečných barvách zpracované Druckmüllerovou metodou

V posledním období, na základě počítačového zpracování snímků bílé koróny Druckmüllerovou metodou [8], se dají získat extrémně kvalitní snímky bílé koróny. Výjimečností Druckmüllerovy metody je i to, že při vhodně zvoleném pozorovacím programu a kvalitním počasí během úplného zatmění se smyčkové struktury identifikovaly až ve vzdálenosti 20 poloměrů Slunce, což vlastně dokáží jen nástroje sondy SoHO. Jiným důkazem vysoké citlivosti Druckmüllerovy metody je identifikace plošného, intenzitně velmi slabého útvaru, během úplného zatmění v roce 2006 nad severním pólem Slunce. Tento útvar podle svého vzhledu byl pojmenovaný „záclona“ [9][11]. Bohužel do současnosti se nepodařilo vysvětlit, zda je to výron koronální hmoty anebo rázová vlna po erupci, anebo je to něco, co jsme dosud nepozorovali. Proti výronu koronální hmoty anebo rázové vlně svědčí skutečnost, že výška „záclony“ proti povrchu Slunce se v průběhu 64 minut nezměnila.

1.5.5. Hydrostatika koronálních smyček

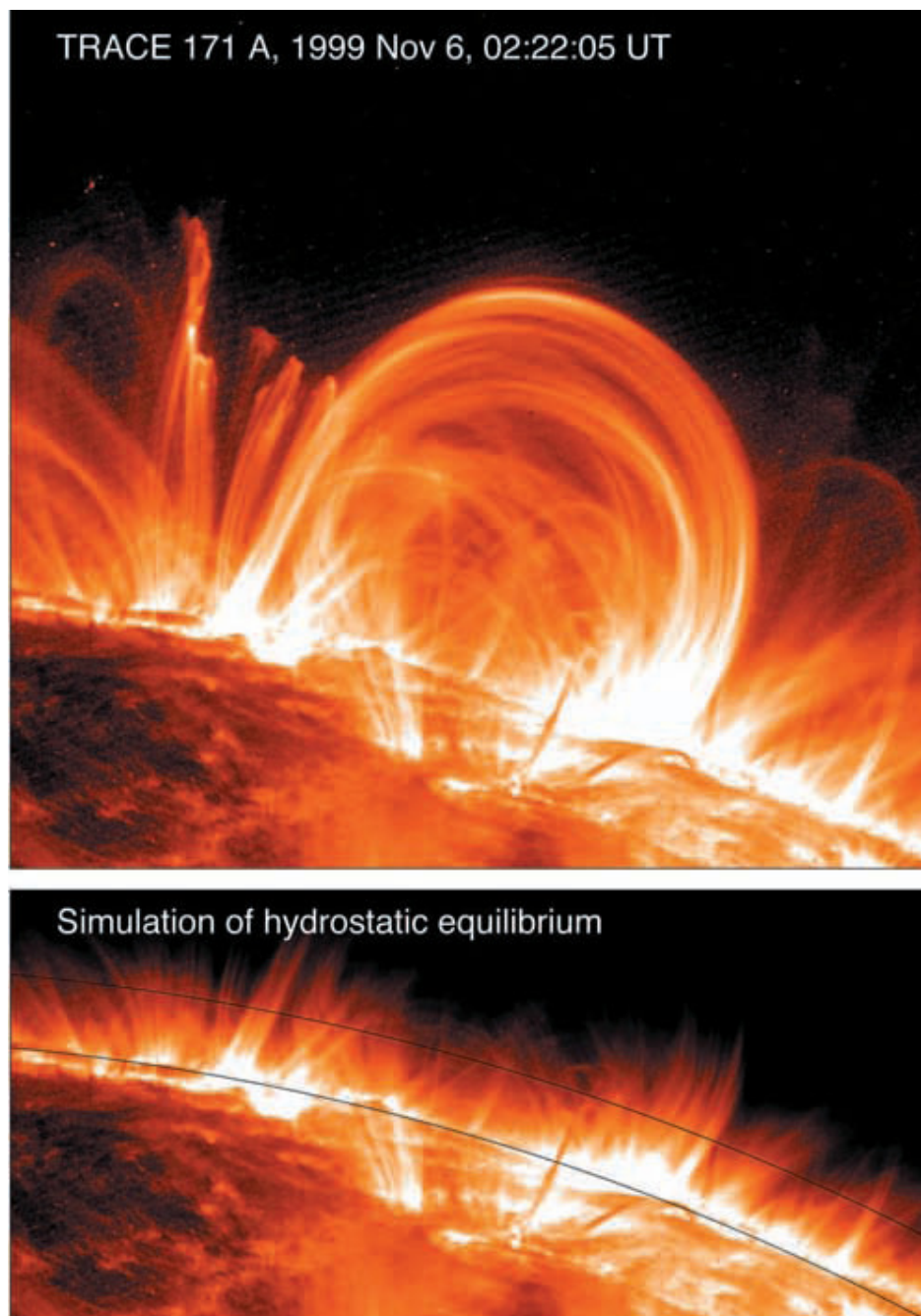
Koronální smyčky jsou po smyčkách probíhající struktury zakřivené podle magnetického pole. Příčný průřez smyčky je, v podstatě definován prostorovým rozsahem zdroje tepla, protože zahřáté plazma je distribuována podél koronálních magnetických siločar bez příčného rozptylu tepelným tlakem, který je v sluneční koróně mnohem nižší než magnetické pole. Sluneční koróna se skládá z mnoha tepelně izolovaných smyček, jež každá má své gravitační rozvrstvení závislé na teplotě plazmatu. Užitečná velikost hydrostatického tlaku λ_p , závisí pouze na teplotě elektronu T_e :

$$\lambda_p(T_e) = \frac{2k_B T_e}{\mu m_H g_\odot} \approx 47,000 \frac{T_e}{1MK} \text{ (km)}. \quad (1)$$

Pozorování sluneční koróny ve vlnových délkách měkkého rentgenového záření nebo EUV, zachycují mnoho rozlišných výškových stupňů, které vedou k hydrostatické zátěži proti vyšším teplotám ve větších výškách nad okrajem. Pozorovanou výškovou závislost hustoty je potřeba statisticky modelovat vůči souboru multihydrostatických smyček. Při měření hustoty výškových stupňů smyček je potřeba věnovat pozornost zobrazovacím efektům, sklonu úhlů smyček, změnám průřezů, lineárnímu sjednocování a odezvám sledovacích zařízení. Řešení hydrostatických rovnic byly vypočteny z energetické bilance mezi stupněm ohřevu, ztrátami při vyzařování a vodivostními ztrátami. Hlavní neznámou je prostorová funkce ohřevu, ale analýza fotografií smyček pořízených ve vysokém rozlišení indikuje, že zahřívání se koncentruje blízko „footpointů“, ve výškách $h \leq 20\,000$ km. Samozřejmě byl nalezen i velký počet koronálních smyček v hydrostatické nerovnováze, ale téměř rovnovážné smyčky byly nalezeny především v klidných oblastech koróny a v starších dvou pólových aktivních oblastech. Příklad zobrazení aktivní oblasti (pořízené Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) přibližně 10 hodin po erupci) je zobrazen na Obrázku 5, který jasně ukazuje superhydrostatickou smyčku, kde koronální plazma je přenášena ve čtyřikrát větším množství než u smyček v hydrostatické rovnováze [1].

1.5.6. Dynamika sluneční koróny

Ačkoliv se Slunce našim očím jeví jako neživé a neměnné, vyjma jednotvárné rotace, kterou můžeme vysledovat z pohybu slunečních skvrn, ve sluneční koróně neustále probíhá mnoho žhnoucích dynamických procesů plazmatu. Tyto procesy mohou být detekovány a to zejména díky rentgenovému a EUV záření. V současnosti dochází k posunu předpokladu, že většina na první pohled statických struktur, jež lze spatřit v koróně, jsou nepochybně řízeny tokem plazmatu a nespojitým ohřevem. Ať je toto jakkoliv nesnadně měřeno a sledováno našimi snímacími metodami, dá se to přirovnat k pohledu z letadla na zdánlivě klidnou řeku, pro tok pomalé rychlosti,



Obrázek 5: Aktivní oblasti s mnoha smyčkami s vyšší výškou λ_p / λ_T 3-4 a teplotou $T = 1$ MK (vespod). Výškový stupeň tlaku tohoto 1 MK plazmatu je $\lambda_T = 47\,000$ km, ale pozorovaný tok proporcionalně k měření emisí ($F \rightarrow EM \rightarrow n_e^2$) vykazuje výškový stupeň tlaku $\lambda_T/2 = 23\,000$ km.

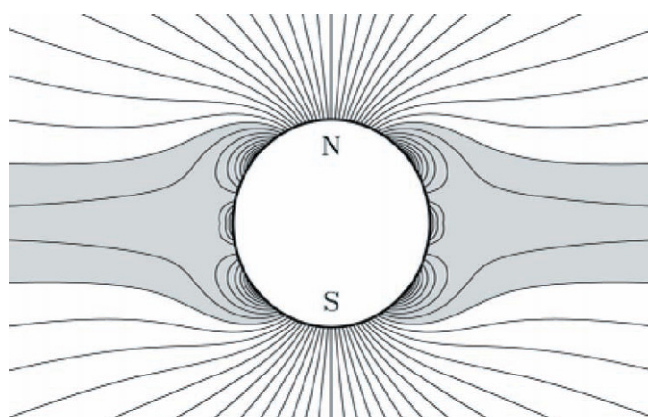
nazývaný laminární proudění, není znak, který by se dal sledovat, zatímco turbulentní proudění je sledovat snazší, protože tvoří víření a víry. Podobná situace nastává v sluneční koróně. Náhodně se pohybující kapka plazmatu objevená v koronální smyčce může sloužit jako stopa. Většina proudění v koronálních smyčkách se jeví jako podzvuková (jako laminární toky) a proto beztvará. Příležitostně je pozorováno vířivé proudění, které zřetelně odhalí pohyb, obzvláště když se mísí chladnější plazma s teplejší díky turbulencím a tak vnáší kontrast viditelný pomocí specifických

teplotních filtrů. Pohyb také můžeme detekovat pomocí měření Dopplerova posunu, ale tuto detekci lze použít pouze vůči toku v linii pohledu. Toto vše zvyšuje průkaznost, že toky jsou v sluneční koróně všudypřítomné. Předpokládá se, že v koróně je další velké množství teoreticky očekávaných procesů, například smyčky o teplotě koróny jsou teplotně nestabilní, když čas ochlazení vyzářením je kratší než čas ochlazení vodivostí, nebo když výškový stupeň zahřátí klesne pod jednu třetinu v polovině délky oka smyčky. Nová pozorování podávají rozsáhlý důkaz přítomnosti toků v koronálních smyčkách, stejně jako podávají důkazy pro impulsivní zahřívání s následným ochlazením. Pozorování koronálních smyček ve vysokém rozlišení objevují mnoho smyček s superhydrostatickou hustotou vysokého stupně, velmi vzdálenou od hydrostatické rovnováhy (Obrázek 5). Časově závislé hydrodynamické simulace jsou stále ve výzkumné fázi a hydrodynamický model oblasti přechodu, koronálních děr a slunečního větru zůstávají i nadále výzvou kvůli počtu efektů, které nemohou být ověřené pozorování, například nevysvětlené tvary, nesourodosti, časově závislé dynamiky a MHD efekty. Koronální plazma je studováno vzhledem k hydrostatické rovnováze v rámci mechaniky proudění (hydrostatiky), s ohledem k tokům v rámci dynamiky kapalin (hydrodynamiky), zahrnujíc koronální magnetické pole ve smyslu magnetohydrodynamiky (MHD). Koronální magnetické pole působí mnohými účinky na hydrodynamiku plazmatu. Může hrát pasivní roli v tom smyslu, že se magnetická geometrie nemění (např. sdružování kanálů částic, toky plazmatu, toky tepla a vlny podél linií pole nebo udržováním tepelné izolace mezi plazmatem sousedních smyček nebo proudových trubíc). Na druhou stranu, magnetické pole může hrát aktivní roli při změně geometrie magnetického pole, působením Lorentzovy síly na plazma, růstem a ukládáním nepotencionální energie, zapříčiněním nestability, změnami topologie (zapříčiněné různými typy magnetického přepojování), urychlením plazmových struktur (filamentů, prominencí, CME) [1].

1.5.7. Magnetické pole koróny

Sluneční magnetické pole určuje dynamiku a topologii všech koronálních jevů. Žhavé plazma teče podél magnetických siločar a energetické částice se samozřejmě také mohou šířit pouze podél nich. Koronální smyčky nejsou vlastně nic jiného než potrubí naplněné žhavým plazmatem zformované tvarem koronálního magnetického pole, kde je silně potlačená příčná difúze. Magnetické siločáry přebírají stejnou úlohu pro koronální jevy, jakou má dopravní tepna pro provoz na silnici. V sluneční koróně jsou dvě rozdílné magnetické zóny, které mají podstatně od základu rozdílné vlastnosti: oblasti s otevřeným a s uzavřeným polem. Oblasti s otevřeným polem (bílé zóny nad rameny, Obrázek 2), které neustále existují v polárních oblastech a pouze občas se rozšiřují směrem k rovníku, spojují sluneční povrch s meziplanetárním polem a jsou zdrojem polárního větru (~ 800 km.s⁻¹) Následkem otevřeného magnetického pole je účinná přeprava plazmatu do heliosféry,

kdykoliv je chromosférické plazma ve „footpointech“ („footpoint“ - průnik trubic magnetických siločar s povrchem fotosféry) dostatečně žhavá. Oblasti uzavřeného magnetického pole (šedé zóny na Obrázku 2), na rozdíl od otevřených oblastí obsahují většinou v koróně uzavřené siločáry do výšky přibližně jednoho slunečního poloměru, které se ve vyšších výškách případně spojují s heliosférou, a produkují pomalý sluneční vítr ($\sim 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$). Jsou to právě oblasti s uzavřeným magnetickým polem, které obsahují všechny ty jasné koronální smyčky s vysokou hustotou, vytvářené naplněním chromosférickým plazmatem, které zůstává v těchto siločarách polapeno. U smyček dosahující vyšší výšky než je poloměr Slunce, plazma začíná „prosakovat“, protože tepelný tlak plazmatu překračuje sílu slabého magnetického pole, jehož velikost se snižuje s výškou (plazma- β parametr < 1). Magnetické pole na slunečním povrchu je velmi nesourodé. Oblasti s nejsilnějším magnetickým polem jsou sluneční skvrny, síla magnetického pole zde dosahuje $B = 2000\text{-}3000 \text{ G}$. Skupiny slunečních skvrn jsou bipolární, orientované východo-západním směrem (s hlavními skvrnou o něco blíže rovníku) a s opačně směřující polaritou na obou hemisférách, kterážto se převrací v 11-ti letých cyklech (Halovo pravidlo). Aktivní regiony zahrnují větší oblasti kolem slunečních skvrn s průměrným fotosférickým polem o intenzitě $B \sim 100\text{-}300 \text{ G}$, obsahují také maloplošné průřiny s typickou intenzitou pole $B \sim 1000 \text{ G}$. Pozadí magnetického pole v klidných oblastech Slunce a v koronálních dírách má intenzitu $B \sim 0,1\text{-}0,5 \text{ G}$, zatímco absolutní intenzita pole v rozhodných elementech dosahuje $B = 10\text{-}50 \text{ G}$. Naše znalosti slunečního magnetického pole je postavena hlavně na měření Zeemanových štěpení v spektrálních čarách, zatímco magnetické pole je rekonstruováno extrapolací magnetogramů v spodní hranici, užívajíc potenciálový nebo beze silový model pole. Extrapolace skrz chromosféru a oblasti přechodu je, ať tak nebo onak, nejistá, kvůli nezjistitelným proudům a podmínkám, které nejsou prosty jiných sil. Skutečnost, že koronální smyčky vykazují obecně nižší výškovou expanzi, než modely potenciálního pole zdůrazňuje nedostatečnost těchto extrapolací. Přímá měření magnetického pole ve výškách koróny jsou stále ještě v počátcích [1].



Obrázek 6: Globální magnetické pole Slunce

1.5.8. MHD Oscilace koronálních smyček

Stejně jako objev helioseismologie před čtyřmi desetiletími, bylo nedávno zjištěno, že také sluneční koróna obsahuje působivě rozsáhlé celky struktur plazmatu, které jsou schopné produkovat akustické vlny a harmonické oscilace. Díky vysokému rozlišení a kontrastu obrázků a schopnosti záznamu ve vysoké kadenci vesmírných sond SoHO (Solar and Heliospheric Observatory) a TRACE byly v koróně identifikovány kmity smyček, prominencí nebo slunečních skvrn, šíření těchto oscilací jsou od roku 1999 detailně studovány. Tyto nové objevy ustanovily novou disciplínu, známou jako koronální seismologie. Třebaže teorie MHD kmitů je rozvíjena již několik dekád, pouze nová pozorování ze sond dlouhého dosahu poskytují údaje v dostatečných periodách a množství údajů dovolující kvantitativní aplikaci teoretických vztahů rozptylu MHD vln. Teorie MHD kmitů byla vyvinuta pro homogenní prostředí, jednotlivá rozhraní, tenké destičky a válcovité proudové trubice.

Rozlišujeme čtyři základní rychlosti v trubicích:

a) Alfvénova rychlost: $v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$. (2)

b) Rychlost zvuku: $c_s = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$. (3)

c) „Tube“ rychlost: $c_T = \left(\frac{1}{c_s^2} + \frac{1}{v_A^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$. (4)

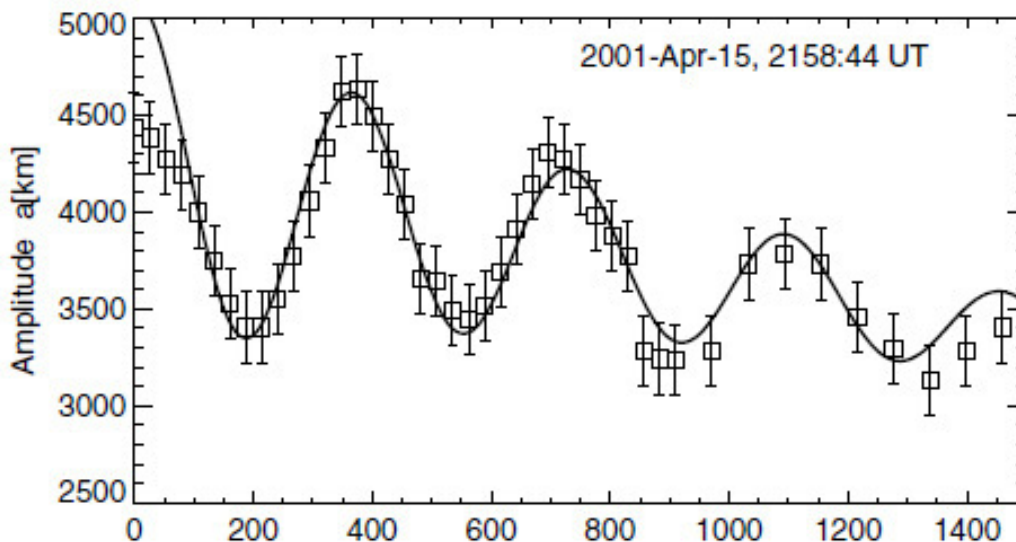
d) Smyčková („kink“): $c_k = \left[\frac{(\rho_0 v_A^2 + \rho_e v_A^2)}{(\rho_0 + \rho_e)}\right]^{\frac{1}{2}}$. (5)

Pro koronální podmínky vztah disperze odkrývá pomalé větve (s fázemi rychlosti zvuku) a rychlé větve (s Alfvénovými rychlostmi) Pro větve rychlých režimů rozlišujeme symetrický „sausage“ („klobásový“) mód a nesymetrický „kink“ (smyčkový) mód. Rychlý „kink“ mód produkuje kmity příčné amplitudy v koronálních smyčkách, které byly objeveny sondou TRACE (Obrázek 7), s periodou v rozsahu $P = 2-10$ minut, a mohou být využity k odvození intenzity koronálního magnetického pole kvůli jeho nondispersivní povaze. Rychlé „sausage“ módy jsou vysoce rozptylovány a mají periodu v rozsahu $P \approx 1s - 1min$ a dlouhé vlnové délky, takže stojatá vlnění jsou možná pouze v případě silných smyček s velkou hustotou (erupční a posterupční smyčky). Rychlé „sausage“ módy kmitající s periodou $P \approx 10$ s byly nedávno poprvé zaznamenány

radioheliografem Nobeyama, ale jsou mnohé předcházející zprávy o jejich neobrazové detekci při periodě $P \approx 0,5-5$ s. S konečnou platností byly detekovány kmity pomalého, zvukového módu v erupcích vypadajících jako koronální smyčky sondou SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation), perioda těchto kmitů byla v rozsahu $P \approx 5-30$ min. Všechny pozorované kmity v koronálních smyčkách podléhaly silnému tlumení s typickým časem útlumu pouhé jedné či dvou period. Relevantní tlumící mechanismy jsou rezonanční absorpce pro kmity rychlých módů (či směšování fází, ačkoliv je vyžadováno extrémně nízké Reynoldsovo číslo), pomalé kmity jsou tlumené vedením tepla. Kvantitativní modelování koronálních kmitů přímo vybízí k novým metodám diagnostiky fyzikálních parametrů [1].

1.5.9. MHD vlny v sluneční koróně

V protikladu k stojatým módům (s pevnými uzly), bylo nedávno objeveno i šíření MHD vln s pohybujícími se uzly. Šíření MHD vln je v takovémto případě zapříčiněno impulsivně generovanými vzruchy v časovém měřítku rychlejším než je Alfénova doba nebo času přeběhu akustických vln napříč strukturou. Šíření pomalých módů MHD vln (akustických rychlostí) bylo nedávno detekováno v koronálních smyčkách sondami TRACE a SoHO/EIT. Byly převážně iniciovány s třiminutovou periodou v blízkosti slunečních skvrn nebo s pětiminutovou periodou v klidných oblastech. Tyto akustické vlny se šíří nahoru smyčkou od jejího „footpointu“ a jsou rychle utlumeny; nikdy nebyly sledovány ve směru dolů na druhé straně smyčky. Šíření MHD vln s Alfénovou rychlostí bylo nedávno ve smyčkách opticky sledováno systémem SECIS (Solar Eclipse Coronal Imaging System) stejně tak v radiových snímcích Nobeyami. Mimo koronální smyčku byly pomalé MHD vlny také detekovány v odplynech oblastí s neuzavřeným magnetickým polem v koronálních děrách, zatímco rychlé módy MHD vln v oblastech neuzavřeného magnetického pole nebyly detekovány. Nicméně, spektroskopická pozorování linie šíření v koronálních děrách poskytují důležitou podporu pro detekci Alfvénových vln, souhlasně založenou na teoreticky vypočtených výškově závislých modelů mezi liniemi šíření a hustotou, $\Delta v(h) \propto n_e(h)^{-1/4}$. Nejvyšší výskyt postupných MHD vln v sluneční koróně jsou komplexní vlny sféricky šířené po celém slunečním povrchu následně po erupcích anebo výronu hmoty. Tyto globální vlny byly objeveny již dříve v H α , kde jsou nazývány Moretonovými vlnami a před nedávnem v EUV spektru, zde je nazýváme EIT vlnami, které obvykle provází společně s koronálním útlumem před čelem vlny podněcujíc výrony koronálního plazmatu při CME. Rychlost Moretonových vln je třikrát vyšší než rychlost EIT vln, které jsou stále výzvou MHD modelů CME [1].



Obrázek 7: příčná amplituda „kink“ módu oscilací, měřená v jedné ze smyček posterupční arkády sledovaná TRACE 15. 4. 2001, 21:58:44 UT.

1.5.10. Zahřívání koróny (Coronal heating)

Když Bengt Edlén a Walter Grotrian identifikovali linie Fe IX (osmkrát ionizované železo) a Ca XIV (třináctkrát ionizovaný vápník) v slunečním spektru v roce 1943, bylo to první odvození teploty koróny ($T \approx 1$ MK) z takto vysoce ionizovaných atomů. Důležitým důsledkem tohoto měření je, že se koróna sestává z plně ionizovaného vodíkového plazmatu. Porovnáním této koronální teploty s fotosférickou teplotou 6000 K, jsme konfrontováni se záhadou, jak se může v koróně udržovat 200 krát žhavější teplota, toto je nazýváno problém koronálního ohřevu (Coronal heating problem) Samozřejmě to není ojedinělý problém nevysvětleného jevu na Slunci, máme tu ještě problém ohřevu chromosféry a záhadu ohřevu slunečního větru. Kdyby působilo pouze vedení tepla, teplota v koróně by měla neustále podle druhého zákona termodynamiky se zvyšující se vzdáleností od Slunce klesat z hodnot teploty chromosféry. Navíc, díky ztrátám z vyzařování EUV emisí, by koróna měla zchladnout během několika hodin až dnů, jestliže tedy teplota plazmatu není spojitě udržována nějakým zdrojem tepla. Problém ohřevu koróny byl zúžen značným pokrokem v teoretickém modelování MHD kódů, novými obrazy s vysokým rozlišením pořízenými teleskopem SXT (Yohkoh Soft X-ray Telescop), EIT, TRACE a Hinodovým teleskopem a sofistikovanější analýzou dat. Celková ztráta energie v sluneční koróně je od $F = 3 \cdot 10^{-2}$ J v klidných oblastech do $F \approx 10^{-2}$ J v aktivních oblastech. Dvě skupiny modelů, DC (direct current - přímý proud) a AC (alternativ current - měnící se/střídavý proud) zahrnují jako primární zdroj energie pohyby chromosférických footpointů nebo průniky Alfvénových vln vzhůru, kteréžto jsou v koróně disipovány magnetickým rekonektováním, kaskádovými proudy, MHD turbulencemi, Alfvénovými rezonancemi, rezonančními absorpcemi nebo mísením fází. Jsou také silně pozorované důkazy pro

zahřívání slunečního větru cyklotronovou rezonancí, zatímco filtrace průtokové rychlosti není v souladu s EUV daty. Pokrok teoretických modelů nastal hlavně v osamocených homogenních trubicích, ale zastoupených gravitačními výškovými stupni a realističtějšími modely oblastí přechodu a s využitím numerických simulací 3D MHD kódů (Borise Gudiksena a Aake Nordlunda). Z výzkumně-pozorovací strany nyní můžeme sjednotit mnoho koronálních malých jevů s charakteristikou erupcí, rozdělených na minierupce (v měkkém rentgenovém záření) a na nanoerupce (s zářením v EUV) pouze pomocí jejich energetické kapacity. Fyzikální zákony vzniklé studiem parametrů podepřou jejich sjednocení. Tyto modely poskytují fyzikální základy pro porozumění četnosti distribuce jejich parametrů a dovolují odhad energetického salda pro koronální ohřev. Syntetické datové soubory mikroerupcí a nanoerupcí ustanovují, že tyto impulsivní malé jevy se rovnají ztrátám vyzařování průměrné klidné sluneční koróny.

Pro přehlednost uvádím shrnutí základních předpokládaných mechanismů ohřevu sluneční koróny:

- a) Akustické vlny generované konvektivní zónou
- b) Alfvénovy vlny
- c) Jiné typy vln generujících magnetické pole
- d) Nanoerupce, při kterých se uvolňuje asi $6 \cdot 10^{17}$ W energie

Termín nanoerupce byl zavedený Parkerem [10], jako možný mechanismus pro ohřev koróny, avšak do nyní nanoerupce nebyly pozorovány [11]. Nanoerupce, podobně jako erupce, jsou výsledkem rekonexe magnetických polí velmi malých rozměrů s krátkým časovým trváním. Měly by se vyskytovat permanentně po celém povrchu Slunce.

2. Vlastnosti MHD módů plazmových struktur

V magnetohydrodynamice (MHD) mají vlny a kmity mnohem větší prostorové i časové rozsahy než je iontový gyropoloměr a gyroperioda, jsou to tedy poměry, které jsou v příslušných mezích dobře zkoumatelné. Charakteristická rychlost MHD úkazů je spojena se stlačitelností a elasticitou plazmatu, což je spojeno s magnetickým polem, jež ji ovlivňuje, o síle B_0 a tlakem plynu p_0 a se setrvačností iontů popsanou objemovou hustotou ρ_0 . Rychlost těchto jevů je obvykle akustická rychlost - rovnice (2), a Alfvénova rychlost - rovnice (3). Což je blízko „tube“ rychlosti - rovnice (4), což je kombinace akustické a Alfvénovy rychlosti. Typické hodnoty těchto rychlostí v aktivních oblastech koróny se jsou rozdílné, od stovek do tisíců $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Rozlišujeme tři základní MHD vlny: nestlačitelné Alfvénovy vlny a pomalé a rychlé magnetoakustické vlny, jež jsou obě v podstatě stlačitelné. Vlastnosti MHD vln silně závisí na úhlu mezi vektorem vlny a magnetickým polem, dále jsou MHD vlny silně ovlivňovány strukturou plazmatu a jeho vláknitostí. Strukturování koronálního plazmatu upravuje vlastnosti těchto vln a může vést k jejich propojování, což přináší velmi zajímavý rys dynamiky MHD vln jakou je mísení fází, rezonanční absorpce a řízené šíření vln, kteréžto úkazy mají výrazný vliv na objevení takovýchto vln pozorováním. Toto přináší teorii MHD módů plazmatu klíčovou důležitost pro studium koronálních vln. Tyto studie také přináší nezbytnou klasifikaci jevu vln a kmitů v koronálním plazmatu [12].

2.1. MHD módy v přímých válcích

Základním kamenem této teorie jsou disperzní vztahy v magnetických válcích (viz. Obrázek 8). Předpokladem je, že magnetické válce jsou modelem běžné koronální struktury, jako jsou koronální smyčky, rozličné filamenty, odplyny na slunečních pólech, etc. Uvažujeme přímý válec magnetické trubice poloměru a naplněný homogenním plazmatem o hustotě ρ_0 a tlaku p_0 , uvnitř kterého je magnetické pole $B_0 e_z$, trubice je omezená vnějším magnetickým polem $B_e e_z$ na $r < a$ a uloženým do homogenního plazmatu hustoty ρ_e a tlaku p_e (zde zanedbáme účinky vířivých a ústálených toků). Existence takového uspořádání plazmatu vyžaduje rovnováhu celkového tlaku P_{tot} , kterou je suma tlaku plazmatu a magnetického tlaku na hranici mezi dvěma médii.

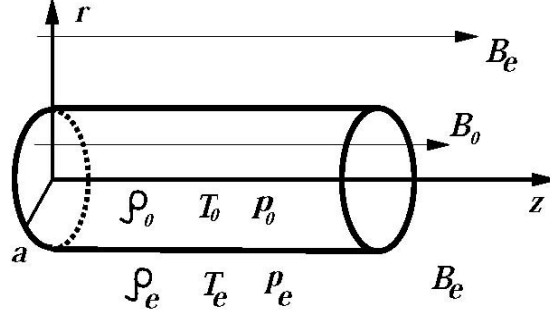
$$\text{Podmínka pro rovnovážný stav: } p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu_0} = p_e + \frac{B_e^2}{2\mu_0}. \quad (6)$$

Stejným způsobem může být modelována magnetická deska šířky $2a$. Ve vnitřním a vnějším médiu jsou akustické rychlosti C_{s0} a C_{se} , Alfvénova rychlost C_{A0} a C_{Ae} a rychlost proudění C_{T0} a C_{Te} . Vztahy mezi těmito charakteristickými rychlostmi určují vlastnosti MHD módů v trubici. Přítomnost vnitřního prostorového rozsahu, poloměru potrubí, způsobuje disperzi vln. Standardní

odvození vztahů lineární disperze je založeno na linearizaci MHD rovnic poblíž rovnovážného stavu. Následující systém diferenciálních rovnic prvního řádu a algebraických rovnic popisuje chování lineárních odchylek (perturbací) od tvaru: $\delta k_{TOT}(r)\exp[i(k_z z + m\Phi - \omega t)]$ [13]:

$$D \frac{d}{dr} (r \xi_r) = (C_A^2 + C_S^2) * (\omega^2 - C_T^2 k_z^2) * \left(\kappa^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) r \delta P_{tot} ,$$

$$\frac{d}{dr} (\delta P_{tot}) = \rho_0 (\omega^2 - C_A^2 k_z^2) \xi_r , \quad (7)$$



Obrázek 8: Magnetická proudová trubice o poloměru a v magnetizovaném plazmatu

$$a \quad \rho_0 (\omega^2 - C_A^2 k_z^2) \xi_\varphi = -\frac{im}{r} \delta P_{tot} , \quad (8)$$

kde ξ_r a ξ_φ je odchylka posunu v radiálním a azimutálním směru. Množství D je definováno jako:

$$D = \rho_0 (C_A^2 + C_S^2) (\omega^2 - C_A^2 k_z^2) (\omega^2 - C_T^2 k_z^2) , \quad (9)$$

κ má roli příčného vlnového čísla s definicí:

$$\kappa^2(\omega) = -\frac{(\omega^2 - C_S^2 k_z^2)(\omega^2 - C_A^2 k_z^2)}{(C_S^2 + C_A^2)(\omega^2 - C_T^2 k_z^2)} . \quad (10)$$

Odděleně může být v každém médiu systém rovnic (2,3) redukován na rovnici:

$$(\omega^2 - C_{A\alpha}^2 k_z^2) \left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \left(\kappa_\alpha^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \right] \delta P_{tot} = 0 , \quad (11)$$

kde $\alpha = 0$. První výraz rovnice (6) reprezentuje řešení torzních Alfvénových vln s $\omega \pm C_{A\alpha} k_z$. Druhý výraz je rovnice podobná Besselově, popisující magnetoakustické módy vlny. Vnější a vnitřní řešení těchto rovnic musí odpovídat užití skokových podmínek: spojitosti celkového tlaku a

normálové rychlosti [14] . Navíc je aplikována podmínka, požadující aby energie vlny klesala s laterální vzdáleností od struktury (trubice nebo desky). Za přítomnosti laminárního toku je podmínka spojitosti normálové rychlosti nahrazena podmínkou spojitosti příčného posunu [15] . Použití hraničních podmínek k řešení Besselových rovnic vede k disperznímu vztahu pro magnetoakustické vlny v magnetické trubici:

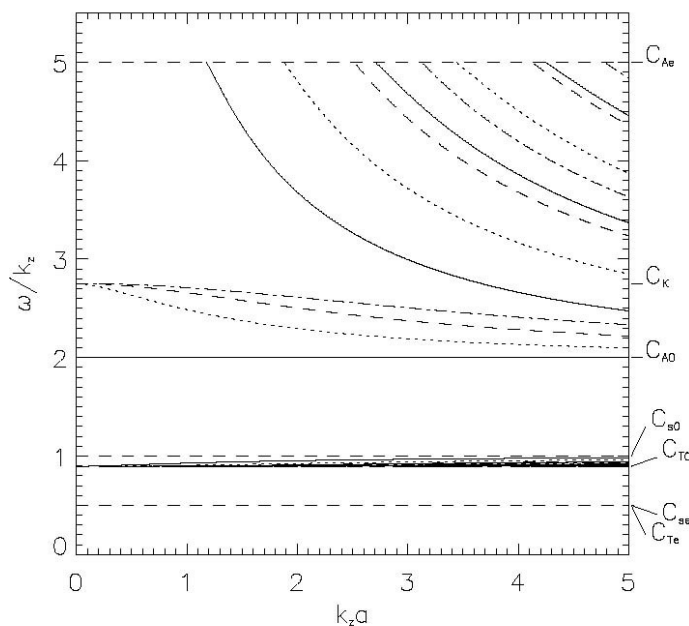
$$\rho_e(\omega^2 - C_{Ae}^2 k_z^2) \kappa_0 \frac{I'_m(\kappa_0 a)}{I_m(\kappa_0 a)} + \rho_0(\kappa_z^2 C_{A0}^2 - \omega^2) \kappa_e \frac{K'_m(\kappa_e a)}{K_m(\kappa_e a)} = 0 . \quad (12)$$

$I_m(x)$ and $K_m(x)$ jsou upravené Besselovy funkce řádu m a primárně označují derivaci funkcí $I_m(x)$ nebo $K_m(x)$ s vzhledem k argumentu x . Funkce κ_e a κ_0 jsou vlnovým číslem příčné osy ve vnějším a vnitřním médiu, získané z rovnice (5) záměnou vhodných charakteristik rychlostí. Pro módy, které jsou uzavřené v trubici (tlumené vnějškem, pro $r > a$), musí být splněna podmínka $k^2 > 0$. Rovnice předpokládá, že $\kappa_{e0} > 0$. Číslo m určuje azimutální strukturu: vlny s $m = 0$ jsou nazývány „sausage“ módy, vlny s $m = 1$ „kink“ módy, vlny s vyšším m jsou někdy nazývány flétnové (flute) nebo ballooning módy. Existence a vlastnosti módů jsou určeny rovnováhou fyzikálních veličin. Zvláště koronální smyčka nebo filament může polapit MHD vlny, jestliže vnější Alfvénova rychlost je vyšší než interní.

Obrázek 9 zobrazuje typický disperzní diagram koronální smyčky. Tento obrázek zevšeobecňuje disperzní nákres zahrnující vyšší m -módy [16] . Na obrázku všechny módy odpovídají *módům těla* (body modes), přičemž jejich chování je kmitavé uvnitř a nestálé vně. Toto je v kontrastu s povrchovými módy, jež jsou pomíjivé v obou typech média. Fázová rychlost MHD módů vedených trubici může mít hodnoty ve dvou pásmech: za prvé mezi C_{A0} a C_{Ae} ($C_{A0} < C_{Ae}$) a mezi C_{T0} a C_{s0} . Tyto módy vln v těchto dvou pásmech byly příslušně pojmenované, rychlé a pomalé s analogií typů módů magnetoakustických vln přítomných v homogenním prostředí. Rychlé módy jsou vysoce disperzní. V dlouhých vlnových délkách, fázová rychlost všech, až na „sausage“ rychlé módy, inklinuje k takzvané „kink“ rychlosti:

$$C_K = \sqrt{\frac{B_0^2 + B_e^2}{\mu_0 + \mu_e}} = \sqrt{\frac{\rho_0 C_{A0}^2 + \rho_e C_{Ae}^2}{\rho_0 + \rho_e}} , \quad (13)$$

kteřá odpovídá hustotě vážené průměrné Alfvénově rychlosti. „Sausage“ mód se blíží hranici vnější Alfvénovy rychlosti. Zachycené „sausage“ módy neexistují v delších vlnových délkách. Ale řešení módů mohou být nalezena, když podmínka lokalizace módů je volná, tj. když je vlnám umožněno vyzářovat do vnějšího média. Takové módy vln jsou nazývané „leaky“ (prosakující) módy a mají



Obrázek 9: Disperzní diagram ukazuje řešení disperzních vztahů reálných fází rychlostí pro MHD vlny v magnetických válcích jako funkce bezrozměrných parametrů $k_z a$. Typická rychlost ve vnitřním a vnějším médiu je vztažná vůči vnitřní akustické rychlosti $C_{A0} = 2C_{s0}$, $C_{Ae} = 5C_{s0}$, a $C_{se} = 0.5C_{s0}$. Čáry celé, tečkované, čárkované a čerchované odpovídají řešení s azimutovým číslem vln m odpovídající 0,1,2 a 3. Řešení módů příčných Alfvénových vln je zobrazeno jako celá čára $\omega/k_z = C_{A0}$.

vlastní komplikovanou frekvenci. K zahrnutí „leaky“ módů je potřeba modifikovat disperzní vztah (12), stejně jako Besselovu funkci $K_m(x)$ nahrazujeme Hankelovou funkcí. Na Obrázku 9 by „leaky“ vlny byly situovány vně regionu polapených vln. Zvláště „sausage“ módy pokračují v oblasti přes horizontální asymptotu C_{Ae} ale jejich frekvence je zde komplikovaná. V uzavřených polích aktivních oblastí koróny, axiální číslo vlny k_z trvajících módů je obvykle vázáno na hraniční podmínky fotosféry. Módy s nejnižšími vlnovými čísly se nazývají globální nebo základní. Magnetoakustické módy (s důležitou výjimkou) jsou kolektivně podporované prostředím plazmatu, tj. módy vln působí napříč přilehlým magnetickým polem a napříč nesourodostí plazmatu. Alfvénovy vlny, které vedou podél magnetického pole, ačkoli jsou lokálně podporované, mají fázovou a grupovou rychlost o velikostech rovnajících se lokální Alfvénově rychlosti. To znamená, že šíření Alfvénových vln probíhá podél linie lokálního magnetického pole bez interakce se sousedními liniemi pole. Tato zvláštní vlastnost dovoluje existenci kontinuálního pokračování vlastních frekvencí.

Ve válcovém modelu Alfvénovy vlny jsou torzní vlny, které kroutí trubici. V případě přímých válců jsou tyto módy nestlačitelné, nicméně v mírně zkrouceném válci jsou spojené s odchylkami v hustotě plazmatu. V případě deskové geometrie torzní vlny narušují magnetické pole a vytváří odchylky v rychlostech plazmatu ve směru kolmém k magnetickému poli a do směru nehomogenity. Alfvénovy vlny jsou velmi slabě disipativní. Což znamená, že se šíří na velmi velké

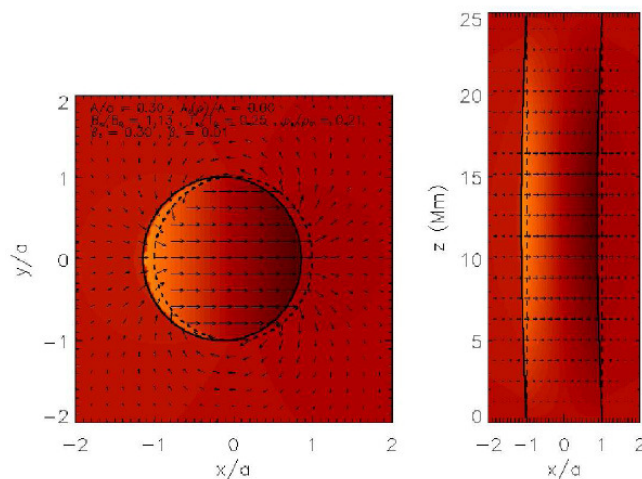
vzdálenost a ukládají energii a hybnost daleko od jejich zdroje. Generování Alfvénových vln může být snad vybuzeno mnoha dynamickými odchylkami linií magnetického pole. Toto z Alfvénových vln činí slibný nástroj pro koronální ohřev a pro diagnostiku koronálních magnetických struktur [12].

2.2. MHD kontinuum

Když vektor grupové rychlosti módů vln směřuje podél magnetického pole, takovéto módy se v tom případě navzájem neovlivňují se sousedními liniemi magnetického pole. Mohou vlastní frekvencí místně kmitat bez jakéhokoliv rušení zbytkem prostředí. Jestliže se napříč magnetickým polem spojitě mění parametry rovnováhy plazmatu, pak frekvence takovýchto módů se také mění spojitě. Toto dává vznik souvislým intervalům módů vlastních frekvencí, což ve frekvenčním prostoru znamená kontinuum. Tento stav může být změněn zahrnutím rezistivity nebo non-MHD efektů. V ideální MHD existují dvě kontinua, Alfvénovo kontinuum a pomalé (nebo „tube“) kontinuum. Rovnice (2,3) jsou také platné pro lineární vlny v koronálních smyčkách modelovaných jako válce plazmatu, jestliže se rovnovážné hodnoty mění spojitě v radiálním směru. Kontinua jsou v tomto případě charakterizovány frekvencí $C_A(r) |k_z|$ a $C_T(r) |k_z|$. Vyskytují se dva úkazy spojené s módem vln těchto kontinuí, rezonanční absorpce a mísení fází [12].

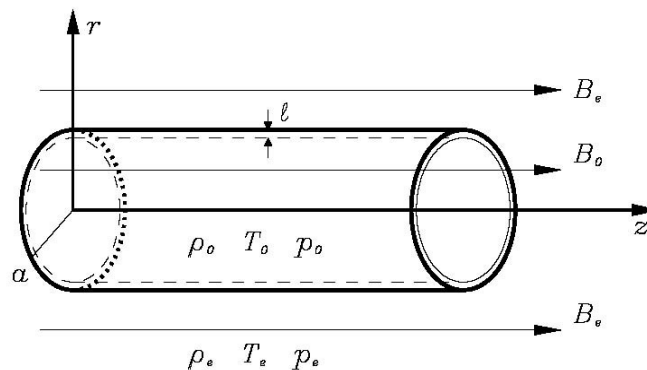
2.2.1. Rezonanční absorpce

Jestliže smyčka podporuje kolektivní vlny, ať řízené externě nebo sestavené v jejím počátku, a které mají frekvenci ω , kteréžto spadají do jednoho ze dvou kontinuí, dochází k rezonancím na místech



Obrázek 10: Příčná a podélná odchylka hustoty (zobrazeno jako intenzita) a struktura rychlosti (zobrazeno jako vektorové pole) homogenního modelu magnetického válce koronální smyčky, vychýlená základní rychlou „kink“ oscilací.

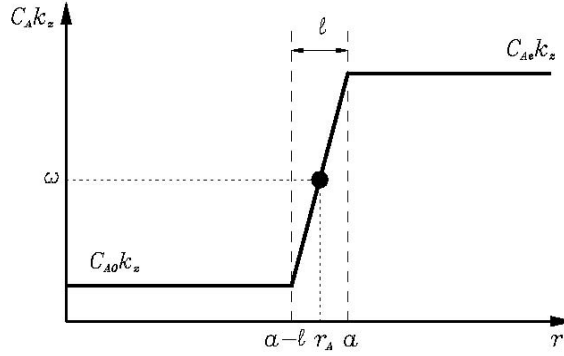
kde: $\omega^2 = C_A^2(r)k_z^2$ nebo $\omega^2 = C_T^2(r)k_z^2$, (rovnice (4) se rovná nule). Místo, kde dochází k rezonanci, je nazýváno rezonanční vrstva a v modelu válce plazmatu odpovídá poloměru skořepiny (viz. Obrázek 11). Nyní budeme uvažovat pouze rezonance Alfvénova kontinua. Lokálně vybuzený mód rezonanční vlny je torzní Alfvénova vlna s vrcholem amplitudy v rezonanční vrstvě, kde je velký gradient odchylky. Musí být vzata v úvahu disipace pro zabránění špatné odchylky. Amplituda rezonančního módu je ve škále $Re^{1/3}$ v rezonanční vrstvě, kde Re je viskózní kluz a anebo magnetické Reynoldsovo číslo. V sluneční koróně toto číslo je mnohem vyšší než jednotka ($Re \sim 10^{14}$). Od nerezonantních módů disipovaných s amplitudou úměrnou Re , je jasné, že rezonanční excitovaný mód posiluje disipaci. Také v důsledku toho, že proces rezonanční absorpce je nepopíratelně nelineární, od amplitud rezonančních módů nemůže růst do hodnot odvozených z rozsahu $Re^{1/2}$. Takto je dlouhodobě extrahována energie vln díky rezonanci z kolektivních vln ve prospěch lokálních vlnových módů, které poté více disipují. Tento mechanismus ohřevu vln je nazýván rezonanční absorpce a vystupuje v kontextu problému koronálního ohřevu a v seismologii slunečních skvrn k vysvětlení ztrát akustického výkonu v slunečních skvrnách.



Obrázek 11: Magnetická proudová trubice o poloměru a , naplněná zmagnetizovaným plazmatem s tenkou vrstvou o šířce l , kde se jednotvárně mění hustota.

Neodmyslitelně se tomuto vztahují dva časové rozsahy. Za prvé časový rozsah tlumení konverze módů z kolektivních do lokálních módů, jež je obecně nezávislý na disipaci. Z hlediska lineární teorie a klasických teoretických hodnot koeficientu rozptylu, je všeobecně časové měřítko mnohem kratší než druhé, které je spojeno s rozptylovým tlumením odchylek malého rozsahu lokálních módů v rezonanční vrstvě. Povšimněte si, že pro „sausage“ módy vln, kde $m = 0$, rovnice popisují magnetoakustické a torzní vlny (tj. rovnice 2,3), jsou odpojené, takže konverze módů a jejich absorpce Alfvénovými rezonancemi nemůže probíhat (na rozdíl od pomalé rezonance). Pro tvar desky toto odpovídá šíření rovnoběžně s magnetickým polem, tj. $k_v = 0$. Pro studium rezonanční absorpce se často provádí následující procedura. Zatímco vně rezonanční vrstvy mohou být použity

ideální MHD rovnice, uvnitř rezonanční vrstvy funguje disipační efekt, který musí být vzat v úvahu pro správné řešení. Tloušťka rezonanční vrstvy, δ , je úměrná k $(LL^2Re)^{-\frac{1}{3}}$, kde l je rozmezí ve kterém se mění Alfvénova rychlost poblíž rezonancí. V kontextu sluneční atmosféry δ může být pokládáno za nízké. Řešení v rezonanční vrstvě je nahrazeno skokovými vztahy, které jsou založeny na Taylorově sérii rozpínivosti ideálních MHD rovnic poblíž rezonance. Předpokládá se, že množství, které je zachováno napříč vrstvou v ideální MHD zůstává v slabě disipativní MHD.



Obrázek 12: Radiální profil Alfvénovy frekvence ve smyčce s tenkou okrajovou vrstvou síly g kde se hustota mění jednotně. Rezonance se vyskytují tam kde frekvence módu vlny ω odpovídá lokálním Alfvénovým frekvencím $C_A(r_A)k_z$ uvnitř okrajové vrstvy.

Uvažujme model smyčky, kde interní a externí médium je homogenní, s výjimkou vrstvy okraje smyčky o šířce l , kde se hustota jednotně mění z ρ_0 do ρ_e (Obrázek 8). Je přítomný globální mód vlny o frekvenci ω která odpovídá Alfvénovy frekvenci $C_A(r = r_A) |k_z|$ uvnitř Alfvénova kontinua okrajové vrstvy (Obrázek 12). Ve vnitřním a vnějším médiu jsou řešení vypočítána užitím rovnice (6). Tato řešení obsahují libovolné integrační konstanty, které jsou vzájemně spojené užitím určitých skokových vztahů okrajové vrstvy. Šíře okrajové vrstvy l se považuje za tenkou, to je $l \ll a$, ale je širší než rezonanční vrstva, tj. $l > g$. Skokové vztahy se tvoří následovně. Uvnitř okrajové vrstvy systém rovnic (2) se rozšíří Taylorovou expanzí poblíž rezonance užívající malých parametrů $s \equiv r - r_A$ ($|s| \ll 1$). Tak je odvozena diferenciální rovnice druhého řádu pro $\delta P_{tot}/s$ a její forma je:

$$\left[\frac{d^2}{ds^2} + \frac{1}{s} \frac{d}{ds} - \left(\frac{1}{s^2} + \frac{m^2}{r_A^2} \right) \right] \left(\frac{\delta P_{tot}}{s} \right) = 0. \quad (14)$$

Ta má řešení ve formě modifikované Besselovy funkce. Celkový tlak vychýlení je popsán jako:

$$\delta P_{tot} = asI_1 \left(\frac{|m|s}{r_A} \right) + bsK_1 \left(\frac{|m|s}{r_A} \right) \approx b \frac{r_A}{|m|}, \quad (15)$$

a je napříč vrstvou přibližně stálý. Od $m = 0$ se nemůže vykytovat žádná rezonanční vazba, tedy rovnici (10) není možné aplikovat. Proto se skokové vztahy pro odchylky celkového tlaku určují jednoduše: $[\delta P_{tot}] = 0$, kde hranaté závorky značí rozdíl mezi řešením pravého a levého limitu mířícího k nule. Povšimněte si, že když je smyčka zkroucená, není celkový tlak zachován. Podobně může být nalezeno přibližné řešení pro odchylku radiálního posunutí:

$$\xi_r \approx b \frac{|m|}{r_A} \frac{1}{\rho_0(r_A)\Delta} \ln\left(\frac{|m|s}{2r_A}\right) + \textit{konstanta} , \quad (16)$$

kde $\Delta = \frac{d(\omega^2 - c_A^2 k_z^2)}{dr}$ / $r = r_A$ ζ_r závisí logaritickým výrazem na s a který zajišťuje směřování k nule.

Skokový vztah pro ζ_r má definici:

$$[\xi_r] = -i\pi \frac{m^2}{r_A^2} \frac{\textit{sign}\omega}{\rho_0(r_A)|\Delta|} \delta P_{tot}(r_A) , \quad (17)$$

pro který byl použit vztah $[\ln(s)] = -i\pi \textit{sign}(\omega) \textit{sign}(\Delta)$. Ke shodě interního a externího řešení byly běžné skokové podmínky kontinuity celkového tlaku a radiálního posunu nahrazeny odvozenými skokovými vztahy nahoře. V závislosti na podmínkách popsáných $r \rightarrow \infty$ polapené anebo „leaky“ módy systému mohou být studovány (i s jejich disperzními vztahy) stejně jako odrazové či absorpční problémy vln vzniklých vně, interagujících se smyčkou. Skenováním napříč frekvencí souborů vln, je studována absorpce vln jako funkce ω . Dílčí absorpční spektrum často ukazuje dobře definovaná maxima, kde dochází k 100% absorpci. Prostorová struktura vybuzených módů vln v těchto maximech prokazují chování globální i lokalizované. Je to globální vlna (například oddělený rychlý mód) s frekvencí ležící v Alfvénově kontinuu a je tedy lokálním svazkem Alfvénových vln. Tyto typy módů vln jsou známé jako kvazi-módy a jsou přirozenými vlnovými módy rozptýlených a nehomogenních systémů. Proto je snadné porozumět, proč maximální absorpce nastává při kvazi-módových frekvencích. Také přítomnost stálých toků může podstatně změnit efektivitu absorpce. Mimoto za nepřítomnosti toku jsou tyto módy tlumené. Z hlediska globální povahy módu, je tlumení primární přeměnou energie ze souhrnné na lokální. Tento tlumící poměr byl spočten pro mnoho tvarů. Vypočtený čas útlumu τ globální „kink“ vlny v dlouhé a tenké smyčce ($a \ll L$) v rozmezí slabého rozptylu ($\text{Re} \gg 1$) a nultého plazmatu- β :

$$\tau = \frac{2a|\Delta|(\rho_0 + \rho_e)^3}{\pi\rho(r_A)|c_k k_z|^3(\rho_0 - \rho_e)^2} . \quad (18)$$

Tento časový rozsah je obecně mnohem kratší než čas disipativního útlumu perturbací malého rozsahu lokálních módů v rezonanční vrstvě.

Ofman a Davila [17] numericky studovali nelineární rezonanční absorpce a zjistili, že velké rychlosti produkované v rezonanční vrstvě podléhají Kelvin-Helmholtzově nestabilitě. Amplitudy rychlosti odvozené z lineární teorie jsou mnohem obsáhlejší než pozorované rychlosti rozšiřujících se netepelných koronálních emisních linií. Tato nesrovnalost může být vysvětlena turbulentním zvýšením rozptylových parametrů způsobené nestabilitou. Dodatečné komplexnosti jsou vnášeny hraničními podmínkami v podélném směru. Například Beliën numericky prozkoumal účinky přechodové oblasti a chromosféry na rezonanční absorpci koronálních smyček. Objevil, že nelineární energie přenesená z Alfvénových vln pomalým magnetoakustickým vlnám v nižší atmosféře, může dosti snížit efektivitu absorpce ve srovnání s modely smyček se svázanými liniemi bez spodní atmosféry. Ovladač, který zvažoval, byl monoperiodický a tato studie by se měla rozšířit o zahrnutí ovladačů realističtějších. Navíc, zahřívání rezonanční vrstvy by se šířilo vedením tepla a ohřívalo by nižší atmosféru. Z toho vyplývající vypařování chromosféry zvyšuje hustotu smyčky v rezonanční vrstvě a z toho důvodu by se posunuly Alfvénovy frekvence od rezonančních, stejně jako frekvence kvazi-módů, uvažovaných širokých pásem ovladačů Alfvénových vln, a spojovaných do chromosféry v hustých smyčkách s užitím kvazi-statického zákona rozsahu rovnováhy. Objeví, že zahřívání je soustředěné ve vícenásobných rezonančních vrstvách, spíše než v jednotlivé vrstvě předchozího modelu a že tyto vrstvy driftují skrz smyčku a zahřívají celý svazek. Tyto vlastnosti jsou v mnohem větší shodě s pozorováním koróny obsahující multivláknové smyčkové struktury [12].

2.2.2. Mixování fází Alfvénových vln

Uvažujme znovu strukturu se spojitým nehomogenním tvarem napříč magnetickým polem. Namísto počátečního souborného módu, je tentokrát na každé siločáře vybuzena Alfvénova vlna. Tato vlna kmitá nezávisle na jejím okolí s frekvencí ležící v Alfvénově kontinuu. Pro jednoduchost je vybrána Kartézská soustava kde magnetické pole je ve směru osy z a nehomogenita ve směru x . Alfvénovy vlny, které jsou polarizovány ve směru y , jsou popsány rovnicí:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - C_A^2(x) \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) V_y = 0, \quad (19)$$

s řešením:

$$V_y = \psi(x) f(z \mp C_A(x)t), \quad (20)$$

kde $f(z)$ a $\Psi(x)$ jsou funkce popsané počátečním tvarem vlny. Znaménko v argumentu funkce odpovídá šíření vln v kladném nebo záporném směru osy z . Když $\Psi(x) = \text{konst.}$, vlna je plochá. Rovnice (15) ukazuje šíření Alfvénových vln na různém magnetickém povrchu odpovídající různým hodnotám x , s rozdílnou fázovou rychlostí rovnajících se místní Alfvénově rychlosti $C_A(x)$. Jestliže je vlna zpočátku plochá ve směru x , postupně se začíná zešikmovat. To vede k tvoření velmi malých příčných prostorových stupňů (ve směru nehomogenity). Tyto vysoké příčné gradienty v přítomnosti určité viskozity nebo rezistivity, která vede k výrazu $v \partial/\partial t \nabla^2 v_y$ na pravé straně rovnice (14), podléhají účinnému rozptýlení. Zde je v koeficientem viskozity a rezistivity a je dost malé na to aby se tato disipace považovala za slabou. To je efekt míšení Alfvénových vlnových fází, které Heyvaerts a Priest [18] navrhuje jako možný mechanismus ohřevu otevřených koronálních struktur. Ve vývojovém stadiu míšení fází (když $\partial/\partial x \gg \partial/\partial z$) se Alfvénovy odchylky různého magnetického povrchu přestávají ovlivňovat, odchylky se rozpadají v souladu se zákonem Heyvaerts a Priest (1983):

$$V_y(z) \propto V_y(0) \exp \left\{ -\frac{vk_z^2}{6C_A^2(x)} \left[\frac{dC_A(x)}{dx} \right]^2 z^3 \right\}, \quad (21)$$

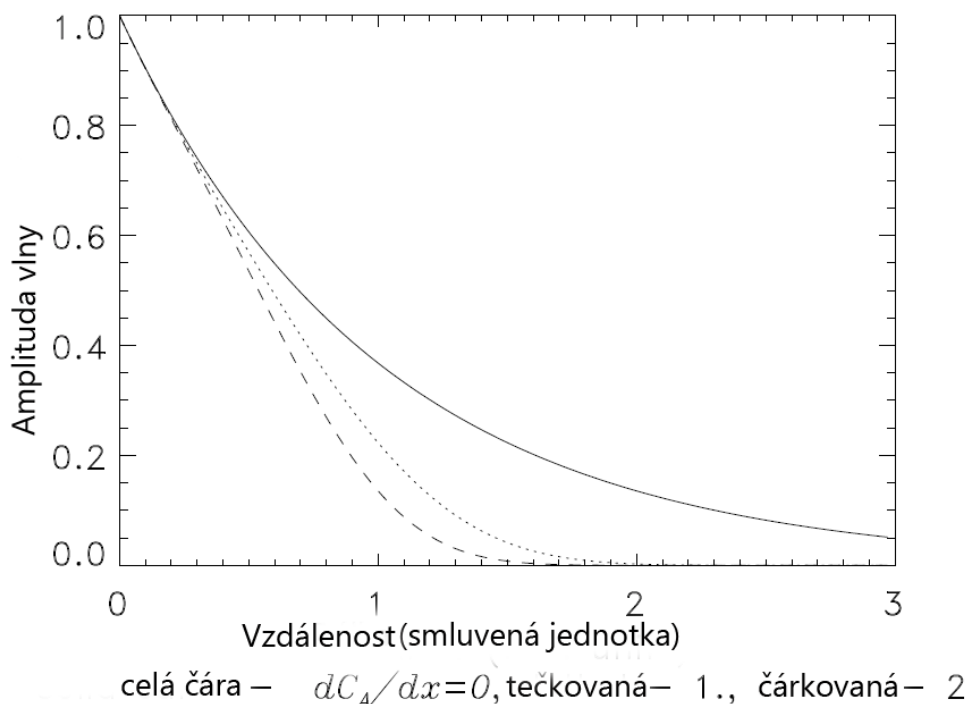
pro šíření harmonických Alfvénových vln a

$$V_y(t) \propto V_y(0) \exp \left\{ -\frac{vk_z^2}{6} \left[\frac{dC_A(x)}{dx} \right]^2 t^3 \right\}, \quad (22)$$

pro stojaté harmonické kmity Alfvénových vln. Díky míšení fází je čas útlumu úměrný $\text{Re}^{1/3}$, stejně jako útlumový rozpad Alfvénových vln rezonanční absorpcí. Obrázek 13 zobrazuje disipativní rozpad šířících se Alfvénových vln v 1D nehomogenním plazmatu s profilem Alfvénových rychlostí s rozdílnou strmostí, srovnatelný s rozpadem Alfvénových vln v homogenním médiu (celá čára). Jestliže namísto monochromatické vlny v podélném směru je uvažován lokalizovaný Alfvénův puls, Heyvaertův a Priestův výraz pro exponenciální rozpad (17) by měl být nahrazen zákonem síly:

$$V_y \propto \left[v \left(\frac{dC_A(x)}{dx} \right)^2 t^3 \right]^{-1/2}. \quad (23)$$

V nelineárním režimu, rostoucí příčný gradient navozuje rychlé magnetoakustické vlny. Následné oblasti míšení fází mohou být charakterizovány přítomností stlačitelných odchylek [12].



Obrázek 13: Srovnání útlumového rozpadu Alfvénových vln v 1D nehomogenním plazmatu s Alfvénovou rychlostí profilu různé strmosti. Celá čára ukazuje útlumový rozpad Alfvénových vln v homogenním plazmatu. Proto není přítomné mísení fází a čas útlumu je úměrný Re . Ostatní křivky ukazují rozptylový rozpad v 1D nehomogenním plazmatu s nenulovým gradientem v Alfvénovy rychlosti. Mísení fází je proto přítomné a čas útlumu je úměrný $Re^{1/3}$

2.3. Profily plazmatu- β nulové hustoty

Vymezený případ nulového plazmatu- β (kde β je poměr tlaku plynu a magnetické síly), kdy tlaková síla plazmatu je zanedbatelná ve srovnání s Lorentzovou silou a v konstantním paralelním magnetickém poli je včleněný jednorozměrný profil hustoty plazmatu, problém charakteristické hodnoty je podobný problému interakcí částic s nestejnoroďým potenciálem v kvantové mechanice. V této části omezíme naši pozornost pouze na Kartézskou soustavu. Hlavní rovnice v tomto případě umožňují přesné analytické řešení. Uvažujeme šíření vln podél magnetického pole (tj. $k_y = 0$), abychom se vyhnuli Alfvénově rezonanci. Kvalitativní disperzní vlastnosti slabě závisí na specifickém profilu hustoty. Uvažujeme-li koronální smyčku jako magnetickou desku s hladkým profilem hustoty, daným funkcí profilu:

$$\rho_0 = \rho_{max} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{a}\right) + \rho_{\infty}, \quad (24)$$

kde ρ_{max} , ρ_{∞} a a jsou konstanty. Zde parametr ρ_{max} je hustota ve středu nehomogenity, ρ_{∞} je hustota v $x = \infty$ a a je parametr řídící šířku nehomogenity. Tato nestejnoroďost, zobrazená na Obrázku 14, je nazývána Epsteinův symetrický profil. S touto formou nehomogenity můžeme docílit přesného analytického řešení. Plazma je nehomogenní napříč přímým a jednotným magnetickým polem

$B_0 = B_0 \hat{z}$ V nulovém plazmatu- β je považována za limit rovnováha celkového tlaku. Lineární odchylky příčné rychlosti plazmatu: $V_x = U(x) \exp(i\omega t - ik_z z)$, jsou popsány rovnicí:

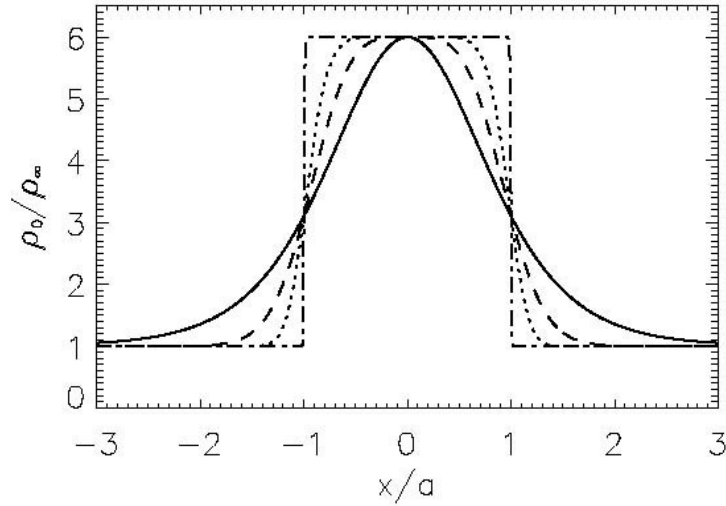
$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \left[\frac{\omega^2}{C_{A\infty}^2} - k_z^2 + \frac{\omega^2}{C_{Ad}^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{a}\right) \right] U = 0, \quad (25)$$

kde $C_{A\infty}$ je Alfvénova rychlost jak $x \rightarrow \infty$ a C_{Ad} je Alfvénova rychlost založená na nadměrné hustotě v $x = 0$, tj. $C_{Ad} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_{max}}}$. Jak odpovídá profilu Alfvénovy rychlosti, minimum se nachází

ve středu desky, deska je lomivým vlnovodem pro rychlé magnetoakustické vlny.

Problém vlastních čísel uvedený v rovnici (25) doplněný hraničními podmínkami $U(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$ může být řešen analyticky. Vlastní funkce popisující „kink“ a „sausage“ módy jsou dány vztahem:

$$U = \begin{cases} A \operatorname{sech}^\alpha\left(\frac{x}{a}\right) & \text{„kink“ mód} \\ A \tanh\left(\frac{x}{a}\right) \operatorname{sech}^\alpha\left(\frac{x}{a}\right) & \text{„sausage“ mód} \end{cases}, \quad (26)$$



Obrázek 14: Profil Epsteinovy hustoty pro $\rho_0 = \rho_{max} \operatorname{sech}^2\left(\frac{x}{a}\right) + \rho_\infty$ s plnou, čárkovanou, tečkovanou a čerchovanou křivkou pro hodnoty $p = 1, p = 2, p = 4$ a $p = 100$ (efektivně $p \rightarrow \infty$) Stav $p = 0$ odpovídá (Rovnici 19)

Kde A je amplituda. Zde je α dáno vztahem:

$$\alpha = \frac{|k_z|a}{C_{A\infty}} \sqrt{C_{A\infty}^2 - V_{ph}^2}. \quad (27)$$

S $V_{ph} = \omega/k_z$ jako fázovou rychlostí, která je určena disperzním vztahem:

$$\sqrt{C_{A\infty}^2 - V_{ph}^2} = |k_z|a \frac{C_{A\infty}}{C_{A0}} (V_{ph}^2 - C_{A0}^2) \quad (28)$$

a

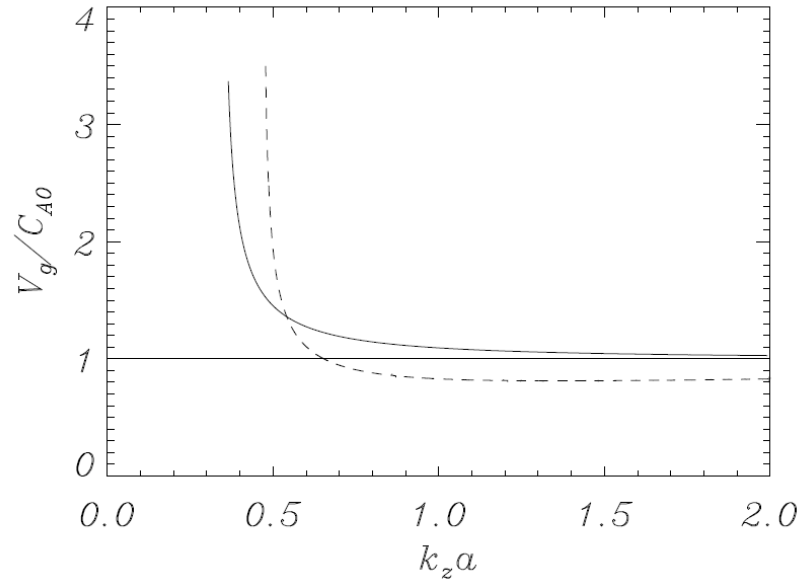
$$\frac{|k_z|a}{C_{A0}^2} (V_{ph}^2 - C_{A0}^2) - \frac{2}{|k_z|a} = \frac{3}{C_{A\infty}} \sqrt{C_{A\infty}^2 - V_{ph}^2}, \quad (29)$$

kde: $C_{A0} = C_{A\infty} C_{Ad} / (C_{A\infty}^2 - V_{Ad}^2)^{1/2}$, je Alfvénova rychlost v centru profilu, $x = 0$

Disperzní vztah rovnice (23, 24) a řešení (21) jsou vyhovujícími nástroji pro studium efektu příčného profilu jako vlastností vln. Zvláště Obrázek 15 demonstruje, že grupová rychlost „sausage“ módu je významně ovlivněna strmostí profilu. Jeden z pozorovaných účinků tohoto efektu je tvar rychlých sledů vln, formovaných disperzním vývojem původně širokých pásem vzruchů [12]. Užití této teorie je diskutováno v odstavci 7.

2.4. Efekt kroucení

Je jasné, že kroucení magnetického pole ve válci povede k lineárnímu párování různých MHD módů. Nicméně změna disperzního vztahu rovnice (7) kroucením není příliš chápána.



Obrázek 15: Srovnání grupové rychlosti šířících se „sausage“ módů vedených 1D nehomogenním plazmatem s Alfvénovou rychlostí kontrastního poměru 4, s krokovou funkcí profilu (čárkovaná čára) a se symetrickým Epsteinovým profilem (pevná čára). Grupová rychlost je normalizována k minimální hodnotě Alfvénovy rychlosti, která se rovná Alfvénově rychlosti uvnitř desky s krokovou funkcí profilu, reprezentovanou horizontální celou čarou.

Vzhledem k omezením tenkých proudových trubic, Zhugzhda a Nakariakov roku 1999 ukázali, že torzní vzruchy dlouhých vlnových délek ($k_z a \ll 1$) slabě zkroucených válců jsou popsány disperzním vztahem:

$$\omega^2 \approx C_A^2 \left(1 + \frac{K\beta}{2}\right) k_z^2 \left(1 + \frac{a^2 K^2 \beta^2 (1-\beta)}{16} k_z^2\right), \quad (30)$$

kde $K = \alpha^2 \frac{a^2}{8}$ je kroutící parametr ($K \ll 1$), s $\alpha = \frac{2J_0}{B_0}$ (J_0 proudová hustota) parametrem „force-free“ magnetického pole a a je poloměr válce. Parametr $\alpha = \frac{2J_0}{B_0}$, kde J_0 je proudová hustota. Výsledkem zkroucení je disperze a modifikace fázové rychlosti módu. Ve skutečnosti uvažovaný mód nemůže být nazýván čistokrevným torzním módem, protože narušuje hustotu plazmatu a fázovou rychlost závislou na plazmatu- β . Stlačitelnost torzních vln ve zkrouceném válci může být následovně demonstrována. Souhlasně s Zhugzhdou (1996) torzní složky rychlosti V_Φ a magnetického pole B_Φ , jsou spojené s podélnými složkami magnetického pole B_z a rychlosti V_z rovnicí:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_\Phi}{B_z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(V_z \frac{B_\Phi}{B_z} \right) = \frac{\partial V_\Phi}{\partial z}. \quad (31)$$

Jestliže rovnovážné hodnoty zkroucení $B_{\Phi 0r}$ nejsou nulové, torzní pohyb generuje podélné toky a následně odchylky hustoty. Bennett a kolektiv (1999) zvažovali kolektivní MHD módy jednotně zkroucených magnetických válců v nestlačitelném limitu a vyvodil, že krut vede k módům s fázovou rychlostí s „podélnou“ Alfvénovou rychlostí (vypočtené použitím pouze podélných složek pole) Stejně jak v případech, kdy ke zkroucení nedojde, zde se nachází povrchové módy s fázovou rychlostí přibližné velikosti „kink“ rychlosti. Alternativa se nachází v modelování zkroucených a zakřivených koronálních smyček, což bylo navrhováno Cargillem a kolektivem (1994), což autorovi umožnilo vzít v úvahu obloukovou sílu - vlastnost, jež modely přímých válců postrádají. Tato síla je spojená se zkroucením smyčky stejně jako s jejím zakřivením. Přítomnost nové vratné síly se prokázala tvorbou nových kmitů módů prokazující se periodickou změnou hlavního poloměru smyčky a změnou její hustoty, a jejíž frekvence by mohla být nezávislá na délce smyčky. Také byly nalezeny kmity minoritního poloměru smyčky. Získaná frekvence kmitů byla významně odlišná od charakteristické frekvence přímých válců. Toto stanovisko jistě vyžaduje pozornost a další rozvoj [12]. Také oscilace vodivých smyček mohou být popsány v rámci LCR modelu, který je popsán v Sekci 3.5.

3. „Kink“ oscilace koronálních smyček

3.1. Pozorování sondy TRACE

14. července 1998 obrazový teleskop na palubě Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) zaznamenal v obou 17,1 nm a 19,5 nm liniích prostorově rozlišeně tlumeně kmitající posuny koronálních smyček v aktivní oblasti AR 8270. Tyto kmity nastaly krátce po erupci a nejpravděpodobněji jí byly generovány. Mechanismus vybuzení sice zůstává skryt, ale může být spojen s tlakovou vlnou vytvořenou v epicentru erupce. Některé smyčky se zdají být více citlivé na kmity než jiné a toto může být pravděpodobně spojeno s magnetickou topologií aktivních oblastí. Kmity různých smyček nemají synchronizovanou fázi. Nejvyšší amplituda byla pozorována poblíž vrcholů smyček. Od tohoto objevu byly oscilace smyček subjektem rozsáhlého výzkumného pozorování a výsledky byly shrnuty v Schrijver a v Aschwanden a kolektiv (2002) [19].

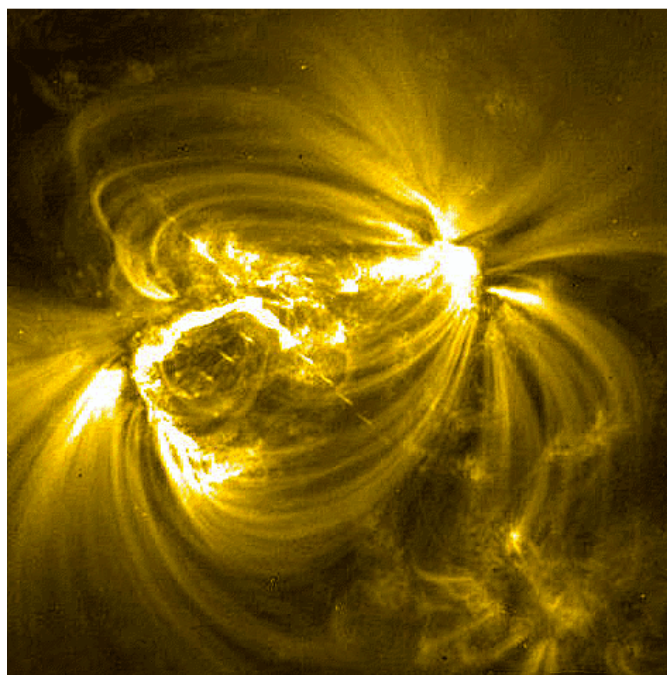
Hlavně bylo objeveno, že „kink“ oscilace ne vždy mají formu globálních módů a můžou zde být pozorovány vyšší prostorové harmonické kmity. Tyto oscilace prozkoumané Nakariakovem mohou být považovány za typické příklady „kink“ kmitů koronálních smyček. Analýza posunu smyček ukazuje, že oscilace je téměř harmonická s periodou přibližně $P = 256\text{s}$ (frekvence přibližně 4 mHz). Obrázek 17 zobrazuje časový vývoj posunu ve vrcholu smyčky. Byly sledovány tři periody kmitů. Amplituda posunu je několik Mm pro vzdálenosti mezi „footpointy“ smyčky odhadovaných přibližně na $2L/\pi = 83\text{ Mm}$. Posun amplitudy je několikrát větší než příčný průřez poloměru smyčky, který byl pozorován $2a = 1\text{ Mm}$. Kmity svědčí o silném tlumení. Současně, podobné byly pozorovány kvasi-periodické kmity v několika jiných smyčkách ve vzdálenosti několika Mm do 60-70 Mm od epicentra erupce. Všechna zjištění těchto pozorování navrhuje, aby kmity, přinejmenším pozorované za této události, byly interpretovány jako globální stojaté „kink“ módy smyček. Vezmeme-li pozorovanou periodu P a délku smyčky L a aplikujeme-li vlnovou délku stojatých módů dvojnásobnou k délce smyčky, můžeme odhadnout potřebnou fázovou rychlost jako:

$$\frac{\omega}{k} = \frac{2L}{P} \approx 1020 \pm 132 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} . \quad (32)$$

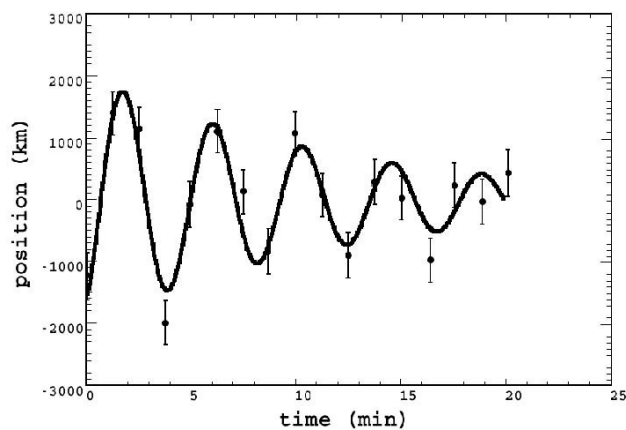
Dle teorie MHD módů magnetického válce, diskutované v předešlé sekci, rychlé magnetoakustické „kink“ módy magnetických válců nemají disperzní hranici a existují s jakýmkoliv vlnovým číslem. Ve všech případech, vlnová délka pozorovaných „kink“ kmitů je mnohem delší než příčný průřez průměru smyčky. V těchto mezích se fázová rychlost rychlých „kink“ módů vln přibližuje „kink“ rychlosti C_K danou Rovnicí (8).

Terradas a Ofman [20] poukázali na změnu intenzity ve vrcholu některých kmitů o velké amplitudě pozorovaných sondou TRACE za erupčních událostí 14. července 1998. Byly nalezeny nenápadné

změny v teplotě plazmatu v těchto oblastech, změny intenzity byly interpretovány jako změny hustoty, přibližně v rozsahu 14-52 %. Amplitudy mohou být pravděpodobně ještě vyšší, jestliže faktor nasycení je menší než 1. V analyzované smyčce bylo maximum amplitudy kmitů okolo $90 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Ve smyčkách s nižšími amplitudami tento efekt nebyl zaznamenán, což značí nelineární povahu. Většina událostí „kink“ oscilací odpovídá horizontální odchylce koronální smyčky, která nemění délku smyčky. Nedávno Wang a Solanki (2004) objevili příklad vertikálně polarizovaných „kink“ oscilací v datech TRACE. Perioda kmitů byla 3,9 minuty, amplituda byla okolo 8 Mm a čas útlumu byl 11,9 minuty.



Obrázek 16: Erupce v AR 8270 zaznamenaná sondou TRACE – 14. 7. 1998, 12:45-13:44 UT; M4,6



Obrázek 17: Časový vývoj posunu smyčky

Hlavní rozdíl této polarizace od horizontální je, že v zakřivené smyčce vertikálně polarizovaný „kink“ mód mění délku smyčky. Následně, jak by měla být zachována hmota smyčky, tento mód může mít významnou stlačitelnou součást. Nepatrné odchylky intenzity spojené s tímto módem byly odhadnuty jako:

$$\frac{\Delta I}{I} \propto \frac{2\Delta\rho}{\rho} \propto \frac{2\Delta L}{L}. \quad (33)$$

Kde $\Delta\rho$ je odchylka hustoty a ΔL odchylka délky smyčky. Zde je předpokládáno, že kmity nedeformují příčný průřez oka, tj. $\Delta a/a \ll \Delta L/L$. Alternativní je sdružení s hromadným tokem uspořádaným podle pole přes „footpointy“ smyčky, což nebylo potvrzeno pozorováním. Další možná polarizace „kink“ kmitů nastává, když se smyčka pohybuje ve stejné ploše a její vrchol se horizontálně přesune. Tento mód ještě nebyl definován [12].

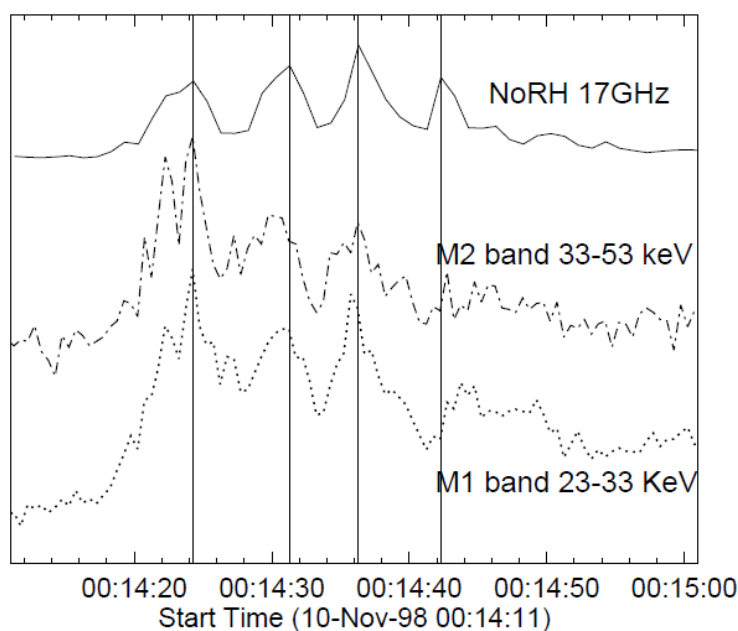
3.2. Pozorování jiná než sondou TRACE

„Kink“ módy koronálních smyček - často chybně nazývané Alfvénovy vlny (chybně, protože Alfvénovy vlny vedené koronálními smyčkami mají torzní módy) - mohou také být sledovány díky modulaci širokopásmových gyrosynchrotronických emisí periodických změn lokálního magnetického pole v erupčních smyčkách a díky periodické změně Dopplerova posunu. Opticky tenké gyrosynchrotronické emise intenzity I_f a frekvence f mohou být odhadnuty pomocí Dulk-Marshovy aproximační rovnice:

$$I_f \approx 3,3 \cdot 10^{-24} \frac{BN}{2\pi} \cdot 10^{-0,52\delta} (\sin\theta)^{-0,43+0,65\delta} \left(\frac{f}{f_B}\right)^{1,22-0,90\delta}, \quad (34)$$

kde N je koncentrace netepelných elektronů s energiemi vyššími než 10 keV, θ je úhel mezi magnetickým polem a úhlem pohledu, f_B je gyrofrekvence a δ (obvykle $> 3-5$) je zákon síly spektrálního indexu elektronů. Příčné oscilace jsou spojené se změnami úhlu θ a následně modulují gyrosynchrotronické emise vycházející ze smyčky. Tento mechanismus může být zodpovědný za kvazi-periodické vibrace s periodou několika sekund až minut, je hojně přítomný v mikrovlnných emisích přicházejících z oslňujících smyček. Nicméně jistá identifikace „kink“ módů vyžaduje pozorování ve velkém rozlišení. Velikost pixelu by měla být menší než vlnová délka módu. První detekce mikrovlnných kvazi-periodických vibrací, které mohou být spojeny s rychlými „kink“ módy provedl Asai a kolektiv roku 2001 s radioheliografem Nobeyama (Obrázek 18). Perioda kmitů byla 6,6 sekundy. Určili hustotu ve smyčce na $4,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ s rozsahem filtru měkkých rentgenových snímků pořízených SXT. Délka smyčky byla 16 Mm. Mikrovlnné vibrace měly

slaběji modulovaný protipól v tvrdém rentgenovém záření pozorované HXT na Yohkoh. Modulace tvrdých rentgenových emisí „kink“ vlnou může být spojená s modulací elektronového zrychlení způsobeného „kink“ kmity zářících smyček nebo interakcí zářící smyčky s jinou smyčkou vykonávající „kink“ oscilace. V obou případech přepojované magnetické pole je periodicky živeno v přepojovacím místě „kink“ oscilacemi. Věří se, že tloušťka přepojovacího místa je velmi malá, tedy i slabé „kink“ oscilace mohou produkovat požadovanou modulaci.



Obrázek 18: Křivky světla druhého výbuchu (libovolně opatřené měřítkem). Z vrchu dospod: teplota rádiového jasu pozorována na 17 GHz nástrojem NoRH (celá čára), poměr tvrdého rentgenového záření, měřeno v pásmu M2 (3353 keV; čerchovaná čára), a pásmo M1 (2333 keV, tečkovaná čára) zaznamenaná nástrojem Yohkoh/HXT. Vertikální čáry ukazují časy špiček mikrovlnného záření.

Když má zorný paprsek významnou složku souběžnou s plochou kmitů, „kink“ mód může být zachycen spektrálními nástroji díky periodicky tvarovanému Dopplerově posunu. Například 300 s, 80 s a 43 s periodičnosti byly nalezeny Koutchym a kolektivem roku 1983 v Dopplerově posunu zelených koronálních linií. V tomto případě, žádné hlavní změny intenzity nebyly sledovány. Tyto kmity byly vysvětleny jako stojaté „kink“ vlny Robertsem a kolektivem roku 1984 [12].

3.3. Určení koronálních magnetických polí

V plazmatu- β nízkého limitu, může být výraz pro „kink“ rychlost redukován na:

$$C_K \approx \sqrt{\left(\frac{2}{1+\frac{\rho_e}{\rho_0}}\right)} C_{A0}, \quad (35)$$

a obsahuje dva neznámé parametry, Alfvénovu rychlost C_{A0} a poměr hustoty ρ_e/ρ_0 . Měřením C_K a zahrnutím poměru hustoty jako proměnné, může být Alfvénova rychlost ve smyčce určena. Předpokládáme-li poměr hustoty $\rho_e/\rho_0 = 0,1$, obdržíme $C_A = 756 \pm 100 \text{ km.s}^{-1}$ pro událost z 14 července 1998. Alfvénova rychlost je určena silou magnetického pole a hustotou prostředí. Následně užitím rovnice (30) můžeme odhadnout hodnotu magnetického pole ve smyčce:

$$B_0 = \sqrt{\mu_0 \rho_0} C_{A0} \approx \frac{\sqrt{2\mu_0 L}}{P} \sqrt{\rho_0 \left(1 + \frac{\rho_e}{\rho_0}\right)}, \quad (36)$$

Praktický vzorec pro určení magnetického pole:

$$B_0 \approx 1,02 \cdot 10^{-12} \frac{d \sqrt{\mu n_0} \sqrt{1 + \frac{n_e}{n_0}}}{P}, \quad (37)$$

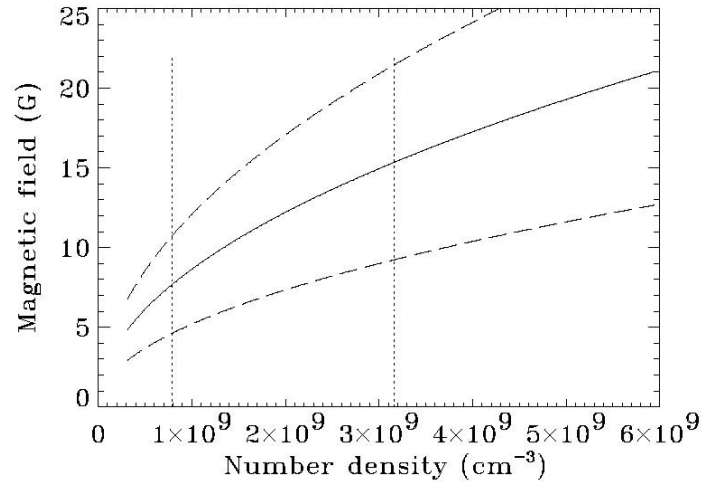
kde magnetické pole B_0 je v G, vzdálenost mezi „footpointy“ d je v m, hodnota hustoty ve smyčce n_0 je v m^{-3} a perioda kmitů P je v sekundách; μ je hmotnost částic s ohledem na hmotnost protonů v sluneční koróně kvůli přítomnosti těžších prvků, $\mu = 1,27$. Použitím této rovnice, Nakariakov a Ofman (2001) předběžně vypočítávají magnetické pole v kmitajících smyčkách pozorovaných 14. července 1998, jako $13 \pm 9 \text{ G}$. Tato odchylka může být významně snížena vylepšením určování hodnoty hustoty v smyčce a lepšími statistickými metodami. Podobný odhad síly pole (okolo 15 G) získal Robert roku 1984 z Koutchmyho pozorování v roce 1983. Nicméně v kontrastu s pozorováním TRACE, nedostatek přímé pozorovatelnosti kmitajících smyček činí interpretaci kmitů v „kink“ módu nepřesnou. Asai a kolektiv roku 2001 pozoroval mikrovlnné kvazi-periodické vibrace s periodou 6,6 s, které byly spojeny s globální „kink“ oscilací. Užitím rovnice (32) a předpokladu $n_e/n_0 = 0,1$, zjišťujeme smyčky s magnetickým polem o síle 400 G. Tato hodnota se shoduje s vyvozením magnetického pole (Assai roku 2001 našel magnetické pole o síle 300 G). Pro alternativní výklad tohoto pozorování v rámci globálního rychlého „sausage“ módu viz Sekce 4.

3.4. Tlumení oscilací

Fyzikální mechanismus odpovědný za rychlé tlumení kmitů je stále podrobován intenzivní diskuzi. Přímá disipace způsobená viskozitou nebo rezistivitou uvažující klasické hodnoty koronální viskozity a rezistivity nemůže vysvětlit sledované časy útlumu, numericky založené na zákonu:

$$\frac{\tau}{P} = 16,3 Re^{0,22}, \quad (38)$$

který obsahuje čas útlumu kmitů τ , Reynoldsovo číslo $Re = (LC_{A0}/\nu)$ spojené s viskozitou ν a periodou kmitů P základního módu s vlnovou délkou $2L$



Obrázek 19: Magnetické pole uvnitř koronální smyčky jako funkce hustoty plazmatu uvnitř smyčky, určená rovnicí (32)

Mechanismem útlumu by měla být rezonanční absorpce kolektivního „kink“ módu a pozornost byla zaměřena pouze na lineární odchylky. S užitím tohoto zákona Nakariakov navrhnul v roce 1999, že útlum „kink“ oscilací může být vysvětlen rezonanční absorpcí s rozšířením o kluz viskozity. Mělo by se poukázat, že tento výsledek není v rozporu se zdravým rozumem, rozšíření útlumu ve skutečnosti znamená, že koeficient kluzu viskozity ν Braginského tenzor viskozity je srovnatelný s celkovým koeficientem viskozity. Je-li tomu tak, toto musí být spojeno s koronálními micro-turbulencemi. Takováto situace není v astrofyzice neobvyklá (například vyvolávání turbulentní viskozity pro pochopení fyzikálních vlastností narůstání disků) a často je simulována v laboratořích plazmatu. Základní myšlenka v pozadí rezonanční absorpce je, že energie vln tlumených rychlých „kink“ módů je přeměňována do lokálních Alfvénových módů rezonančním spojováním. Toto spojování se vyskytuje v hraniční vrstvě smyčky, kde frekvence „kink“ módů, které jsou vždy mezi interní a externí Alfvénovou frekvencí, odpovídají lokální Alfvénově frekvenci. Kombinování těchto dvou módů pomocí rezonančního sdružování je také nazýváno kvazi-mód. Za nepřítomnosti rovnovážného toku tento mód zaniká nezávisle na tlumení. Pro tenké slabě tlumené smyčky se slabou hraniční vrstvou mezi $a - l$ a a ze vztahu $\rho(r) = [(\rho_0 + \rho_e) - (\rho_0 - \rho_e)\cos((r - a)\pi/l)]/2$, má globální „kink“ vlna čas útlumu:

$$\frac{\tau}{P} = \frac{2}{\pi} \left(\frac{l}{a}\right)^{-1} \left(\frac{\rho_0 + \rho_e}{\rho_0 - \rho_e}\right), \quad (39)$$

kde l je délka hranice smyčky, která je tenká ve srovnání s šířkou smyčky $2a$ a P je perioda módu $2L/C_K$. Tento výraz neobsahuje koeficient viskozity a autor pozorování uzavřel s vysvětlení, že pozorovaný čas útlumu nebyl spojený se ztrátami. Nicméně, pozorovaný čas útlumu může být vysvětlen jestliže $l = 0,23a$. Ostřejší profil poskytuje delší čas útlumu; mělký profil vede ke globálním pohybům, které jsou utlumeny rychle. Goossens a kolektiv v roce 2002 prozkoumali pozorování dále, užitím výběru jedenácti smyček představených Ofmanem a Aschwandenem roku 2002 a myšlenku zakončili, že tlumením rezonanční absorpcí, rovnice (34), je možné reprodukovat sledované časy útlumu poskytnuté nehomogenní škálou jako zlomky poloměru trubice a v hodnotách od $l/a = 0,16$ do $l/a = 0,49$. Tento výsledek by porušil předpoklad $l \ll a$, ale Van Doorselaere roku 2004 numericky dokázal, že i pro tento rozsah hodnot l/a , analytická rovnice 34 zůstává platná. Aschwanden v roce 2003 porovnal teoreticky vypočítané hodnoty poměru hustoty ρ_0/ρ_e s pozorováními a vyvodil, že jsou v chabé shodě, která byla přisouzena úzké teplotní pásmové propustnosti TRACE 17,1 nm. Navíc rovnice (34) může poskytovat nereálně krátké časy útlumu srovnatelné s periodou kmitů. Není jasné, jak úkaz rezonanční absorpce může v těchto případech nastat, když čas útlumu je srovnatelný s periodou kmitu a následně nejsou kmity harmonické, což činí rezonanci nemožnou. V každém případě, rezonanční absorpce zůstává pravděpodobným výkladem útlumu. Další možnosti jsou spojené s efektem mísení fází. Útlum stojatých Alfvénových vln mísením fází, rovnice (17) nastává za předpokladu $dC_A/dx \approx C_A/l$:

$$\frac{\tau}{P} = \left(\frac{3}{4\pi^2}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{l}{L}\right)^{\frac{2}{3}} Re^{\frac{1}{3}}, \quad (40)$$

Re je kluzné Reynoldsovo číslo, $Re = LC_A/v$, s jako kinematickým koeficientem kluzné viskozity. Jestliže použijeme teoretické hodnoty pro v , potom čas útlumu bude řádově vyšší než pozorovaný čas útlumu. Ofman a Aschwanden roku 2002 prohlásil, že díky mikro-turbulencím nebo kinetickým procesům měnícím rychlost iontů, v může být stejného řádu jako koeficient celkové viskozity, prakticky se tak vracíme k myšlence navrhované Nakariakovem v roce 1999. Proto útlum mísením fází může být ve stejném řádu jako pozorované tlumení. Je také potřeba zdůraznit, že v případě této diskuze, mechanismus mísení fází nezahrnuje torzní módy, ale je spojený s "kink" odchylkami sousedních smyček. Rozdílný přístup k problému je založen na prosakování energie vln ze smyčky. Cally (1986,2003) ukázal, že rychlý „kink“ mód je téměř identický s rychlým „leaky“ módem. V limitu dlouhé vlnové délky se oba módy šíří „kink“ rychlostí. V omezení plazmatu- β inklinujícímu k nule, amplituda „leaky“ „kink“ módů klesá, jak probíhá vyzařování do prostředí koróny, s časem útlumu:

$$\frac{\tau}{P} = \frac{2}{\pi^4} \left(\frac{a}{L}\right)^{-2} \left(\frac{\rho_0 + \rho_e}{\rho_0 - \rho_e}\right)^2, \quad (41)$$

který, jestliže není šířka smyčky $2a$ podstatně větší než pozorovaná šířka emisí smyčky, je příliš dlouhý pro vysvětlení pozorovaných útlumů, zvláště pro velké smyčky - viz obrázek (19). Například pro smyčku délky 200 Mm je potřeba být v rozsahu 10-20 Mm. Energie vln může také prosakovat skrz „footpointy“. Roberts v roce 2000 vyvodil z teoretických studií Bergmans a Bruyneho z roku 1995, že tento typ průsaků je nedostatečný pro vysvětlení pozorovaných útlumů. De Pontieu roku 2001, ačkoliv argumentovali touto studií, nevzal v úvahu chromosféru. Útlum amplitudy Alfvénových vln prosakujících do chromosféry o hustotě h , typicky 150-200 km je:

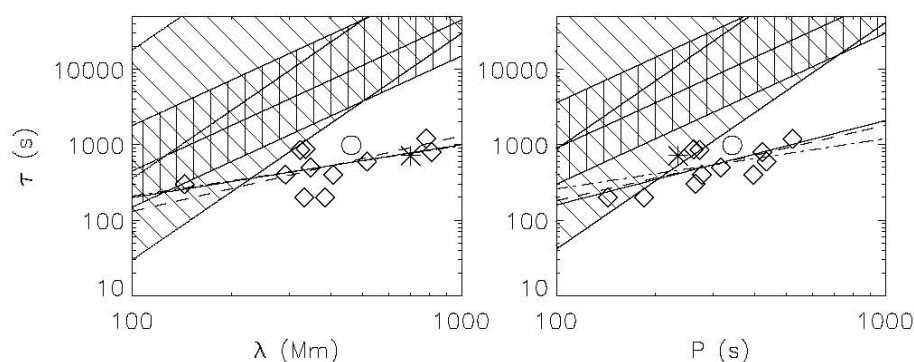
$$\frac{\tau}{P} = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{h}{L}\right)^{-1}, \quad (42)$$

což je čtyřikrát delší čas než čas sledovaného útlumu. To bylo potvrzeno numerickými studiemi Ofman (2002), který také poukázal na některé nesrovnalosti v práci De Pontieua (2001). Podobná studie prosakování rychlých „kink“ módů ve „footpointech“ nebyla provedena, ale mělo by se vzít v potaz rozvrstvení externího prostředí a výškových výchylek magnetického pole. U obou efektů se předpokládá zvýšení účinku odrazu „kink“ módů ve „footpointech“ a následně redukce prosakování. Ofman a Aschwanden (2002) navrhl výzkumně determinovaný zákon, spojující čas útlumu s periodami kmitů a délkou kmitajících smyček, který může poskytnout informace dovolující nám rozlišit výklady diskutované výše. Samozřejmě jiný mechanismus útlumu poskytuje jiné zákony: koronální průsak ($\tau \propto L^2 P$), průsak „footpointu“ ($\tau \propto LP$), rezonanční absorpce ($\tau \propto P$), míšení fází ($\tau \propto P^{2/3}$). Užitím toho, že perioda je ve vztahu k délce smyčky, jedno může být vypuštěno k dobru druhého. Ofman a Aschwanden (2002) vytvořili zákon z pozorování časů útlumu, měřených Nakariakovem (1999) a Aschwandenem (2002). Především objevili, že $\tau \propto P^{1.17 \pm 0.34}$. Studium uzavřeli s tím, že mechanismus míšení fází nejlépe odpovídá zákonům rozsahu. Ačkoli předpokládali, že délka l v rovnici (35) je úměrná délce smyčky, obdrželi upravený zákon rozsahu pro míšení fází:

$$\tau \propto (LP)^{2/3} \propto P^{4/3}. \quad (43)$$

Zde je opravdu dobrá shoda mezi teoretickým a pozorovaným indexem zákona. Nicméně není jasné, proč by l mělo být úměrné k L . Jestliže původní zákon rozsahu je zvažován pro míšení fází, pak je rozdíl větší než jedna standardní odchylka. Také mechanismus rezonanční absorpce, který má index zákona roven 1, spadá pod standardní odchylku pozorováním určeného indexu zákona a

může být proto vyjmut. Mechanismus průsaku ve „footpointech“ má index 3 a 2, které nejsou v souladu s pozorováním. Obrázek 20 zobrazuje časy útlumu určené pozorováním jako funkci vlnové délky a periody, je zde využito měření Nakariakova (1999), Aschwandena (2002), Wanga a Solankiho (2004) a Verwichteho (2004), které doplňují dvě další měření ve srovnání se studií Ofman a Aschwandena (2002). Musíme vzít v úvahu, že měření Wanga a Solankiho (2004) odkazuje na vertikálně polarizované kmity a měření Verwichteho (2004) jsou průměrné hodnoty ze sedmi „kink“ oscilací v oblouku smyčky. Referenční body jsou popsány zákony síly se závislostmi $\tau \propto \lambda^{0,70 \pm 0,32}$ a $\tau \propto P^{1,2 \pm 0,36}$. Závislost na vlnové délce se přiklání mísení fází, bez vypuštění rezonanční absorpce a závislost na periodě se kloní k rezonanční absorpci, ale je také v souladu s modifikovaným zákonem rozsahu pro mísení fází. V každém případě je potřeba více vzorků, protože data jsou příliš rozptýlená.



Obrázek 20: Pozorováním určené časy útlumu kmitů jako funkce vlnové délky vlevo a periody vpravo.

Verwichte (2004) studoval snímky „kink“ kmitů v post-erupčním smyčkové arkádě z TRACE z 15. dubna 2001. Smyčky této arkády kmitaly účinky blízkých erupcí. Kmity devíti smyček, ve kterých byly určeny jako funkce vzdálenosti podél každé smyčky. Objevil pokles amplitudy se vzdáleností od vrcholu smyčky, jak bylo pro základní mód očekávané. Nicméně dvě ze smyček prokázaly dva současné módy oscilací s nejdelší periodou přibližně dvakrát delší, než byla nejkratší perioda. Také posun amplitudy nejkratší periody kmitů se zvyšoval se vzdáleností od vrcholu smyčky, což indikovalo, že jde o harmonický mód. Měření doby útlumu kmitů smyčky prokázalo stejné závislosti na periodě jako předchozí sledování, ale s delšími časy útlumu. Je zde několik možných vysvětlení této dispozice. Za prvé, tato studie zvažuje kmitající arkádu post-erupčních smyček, zatímco předchozí pozorování se zabývají více izolovanými aktivními regiony. Čas útlumu může být ovlivněn rozdílnou strukturou post-erupčních smyček nebo vzájemným ovlivňováním mezi sousedními smyčkami arkády. Za druhé, kmity arkády jsou řízené blízkými prominencemi erupce, to může poskytnout vícenásobné impulsy. Jestli se odečte čas 5-10 minut od všech časů

útlumu, tak spadá do rozmezí času útlumu dřívější studie. Poměr mezi časem útlumu a periodou by byl poté mnohem strmější. Další rozvoj diskuze na téma útlumu „kink“ oscilací je spojen se zdokonalením pozorovacích statistik a na 3D numerických simulací oscilujících smyček ve velkém rozlišení. Zvláště důležitý problém je, zda příčný průřez smyčky zůstává během „kink“ oscilací bohorovný. Také je stále otevřená otázka excitace těchto módů, ve spojení s pozorovanými údaji, že „kink“ oscilace jsou dosti vzácným jevem [12].

3.5. Alternativní mechanismy

Myšlenka, že koronální smyčky jsou zkroucené a že vedou elektrický proud, dala vzniknout několika alternativním mechanismům pro kmity ve smyčkách. LCR-kruhový model, vyvinutý Zaitsevem (1998), vysvětluje kmity smyček v rámci vlastních kmitů ekvivalentním k elektrickému obvodu, tam kde je proud spojený se zkroucením křivky. Přibližující se magnetická smyčka mělkého hrbolu a efektivní kapacitance C a indukance L jako:

$$C = \frac{c^4 \rho_0 S^2}{2\pi L I^2}, \quad (44)$$

$$L = 4L \left(\log \frac{8L}{(\pi S)^{1/2}} - \frac{7}{4} \right), \quad (45)$$

kde c je rychlost světla ρ_0 je hustota uvnitř smyčky, L a S jsou délka a plocha průřezu koronální části smyčky, respektive, I je elektrický proud podél osy smyčky. Perioda kmitů je dána výrazem:

$$P = \frac{2\pi}{c} (LC)^{1/2}, \quad (46)$$

Jako jedna z fyzikálních veličin prozrazená tímto efektem je proud (nebo zkroucení), který je možné sledovat díky jeho periodickým pulzům a díky přímé modulaci gyrosynchrotronních emisí změnou periody úhlu mezi linií pohledu a magnetickým polem v oblasti emise. Také periodická zkroucení jsou provázena odchylkami hustoty, viz rovnice (26), kmity také mohou být modulovány tepelnou emisí. Také krut může změnit minoritní poloměr smyčky, podobně „sausage“ módu. Útlum oscilací u tohoto modelu je odhadován na velmi malý. Khodachenko (2003) použil myšlenku induktivní interakce elektrického proudu ve skupině sousedních smyček k alternativnímu výkladu „kink“ oscilací, navrhuje, že kmity jsou způsobeny ponderomotorickou interakcí proudů ve skupinách indukčně spřežených smyček. Více specifická ponderomotorická interakce proudonosných magnetických smyček může vést ke kmitavé změně sklonu smyček. Efektivita vazby, perioda kmitů a čas útlumu jsou spojeny vzájemnou indukčností různých smyček

v analyzovaném aktivním regionu. Také bylo poukázáno na to, že interakce kmitajících smyček se smyčkami sousedními může vést k silnému tlumení kmitů. Je také dobré zdůraznit, že perioda kmitů smyčky popsaná LCR-modelem může být delší než Alfvénův čas podél smyčky, který určuje dobu odezvy systému, tedy $P > L/C_{A0}$.

Dynamické modely magnetického přepojování předvídají, že opakující se proces trhlinové nestability a slučování magnetických ostrovů vede k přerušovaným nebo impulsivním výbušným uvolňování energie a urychlování částic. Tajima (1987) demonstroval možnost oscilačních režimů sloučených s vodivými smyčkami, použitím kombinace zjednodušeného 1D analytického přístupu a numerických simulací. Minimální perioda oscilací byla:

$$P = 2\pi \frac{C_{s0}^{\epsilon} \epsilon}{C_{A0}^4}, \quad (47)$$

Kde ϵ je charakteristická délka interakčního procesu, v tomto případě spojeného se šířkou proudové vrstvy utvořené na hranici mezi dvěma ovlivňujícími se zkroucenými smyčkami. Tyto kmity jsou zásadně nelineární a je pravděpodobné, že jejich perioda je nějak spojená s amplitudou [12].

4. „Sausage“ oscilace koronálních smyček

Rychlé magnetoakustické „sausage“ módy ($m = 0$) jsou dalším typem lokalizovanými modifikovaných rychlých magnetoakustických vln. Jsou spojené s odchylkami příčného průřezu smyček a koncentrací plazmatu. Tento mód je převážně příčný a odchylky rychlosti plazmatu v radiálním směru jsou silnější než odchylky podél pole. Ve shodě s Obrázkem 8, fázová rychlost tohoto módu je v rozmezí Alfvénovy rychlosti uvnitř a vně smyčky. Tento mód má dlouhé přerušování vlnových délek:

$$k_{zc}a = j_0 \sqrt{\frac{(C_{s0}^2 + C_{A0}^2)(C_{Ae}^2 - C_{T0}^2)}{(C_{Ae}^2 - C_{A0}^2)(C_{Ae}^2 - C_{s0}^2)}}. \quad (48)$$

Kde $j_0 \approx 2,40$ je první nula Besselovy funkce $J_0(x)$. Pro magnetickou desku s krokovou funkcí a Epsteinovým profilem hustoty je tato hodnota:

$$k_{zc}a = \sqrt{\frac{C_{A0}^2}{C_{Ae}^2 - C_{A0}^2}} \left\{ \frac{\frac{\pi}{2}(\text{kroková funkce})}{\sqrt{2}(\text{Epsteinova funkce})} \right\}. \quad (49)$$

Pro $k \rightarrow k_{zc}$ se mód blíží hranici fázové rychlosti C_{ph} , což je podobné ω/k_z směřující k C_{Ae} ze zdola, a v omezení krátkých vlnových délek pro $k \rightarrow \infty$ směřující k C_{A0} ze shora. Perioda P_{GSM} globálního „sausage“ módu koronální smyčky je určena délkou smyčky L :

$$P_{GSM} = \frac{2L}{C_{ph}}. \quad (50)$$

Kde C_{ph} je specifická fáze rychlosti „sausage“ módů odpovídající vlnovému číslu $k_z = \pi/L$, $C_{A0} < C_{ph} < C_{Ae}$. Délka smyčky L by měla být nižší než π/k_z pro splnění podmínky $k > k_c$. Pro velký rozdíl hustoty uvnitř a vně smyčky, perioda „sausage“ módu splňuje podmínku:

$$P_{GSM} < \frac{2\pi a}{j_0 C_{A0}} \approx \frac{2,62a}{C_{A0}}. \quad (51)$$

Proto je nejdelší možné periody globálního „sausage“ módu dosaženo, když $k = k_{zc}$. Dále je třeba zdůraznit nerovnost rovnice (51) a to že skutečná rezonanční frekvence je určena dle rovnice (50) za předpokladu rovnice (51). Kombinací rovnic (51 a 50), uzavíráme, že nezbytnou podmínku pro existenci globálních „sausage“ módů je:

$$\frac{L}{2a} < \frac{\pi}{2j_0} \frac{C_{Ae}}{C_{A0}} \approx 0,65 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_e}}. \quad (52)$$

Tak by smyčka měla být dostatečně široká a hustá (v případě erupční smyčky). Nakariakov (2003) demonstroval použitelnost správného předpokladu periody globálního „sausage“ módu v rovnici (50), interpretací pozorování 14-17 kmitů koronálních smyček ve velkém prostorovém i časovém rozlišení, zaznamenaných pomocí radioheligrafu Nobeayma. Pro analyzované erupce, bylo objeveno, že časový profil mikrovlnných emisí v rozmezí 17-34 GHz vykazuje synchronní kvasi-periodické změny intenzity v různých částech odpovídající erupční smyčky. Délka smyčky je odhadována na $L = 25$ Mm šířka ve střední intenzitě 34 GHz přibližně 6 Mm. Tyto odhady byly potvrzeny obrázky z Yohkoh/SXT pořízené za pozdní fáze erupce. Šíření hustoty v intervalu 14-17 podél smyčky ukázalo vrchol amplitudy kmitů poblíž vrcholu smyčky a nejnižší bod amplitudy ve „footpointech“ smyčky, v souladu s teoreticky předpovězenou strukturou globálních módů. Odhad periody tohoto módu, v souladu s rovnicí (52), dává periodu v pozorovaném rozsahu. Také pro uvažovanou smyčku, hraniční hodnoty „sausage“ módu k_{zca} jsou poblíž 0,25-0,28. Tak, nejdelší možná teoretická vlnová délka λ polapených „sausage“ módů je $\lambda = (22-25)a$. Následně sledovaný poloměr smyčky je přibližně 1/8 délky, tato smyčka může samozřejmě podporovat globální „sausage“ módy. Pozorování v rádiovém pásmu a pásmu rentgenových vln často ukazuje kratší periodicitu zvláště v rozsahu 0,5-10 s. Tyto oscilace jsou také tradičně spojené s „sausage“ módem. Bylo navrženo, že energetické částice produkované erupcemi jsou nějakým způsobem modulovány „sausage“ oscilacemi erupční smyčky, lokalizovanými poblíž vrcholu smyčky. Předpokládá se, že perioda těchto kmitů je dána rychlými magnetoakustickými vlnami cestujícími napříč smyčkou, jinými slovy poměrem průměru oka a rychlé magnetoakustické rychlosti $\sqrt{C_{A0}^2 + C_{S0}^2}$. Nicméně není zcela jasné, co určuje podélnou délku kmitů a proč se nešíří podél smyčky. Jestliže podélná vlnová délka je předepsaná délkou smyčky, vlnové číslo „sausage“ módu je nižší než hraniční hodnoty a mód prosakuje, což je v rozporu s pozorováními krátkých period oscilací. Poslední obtíž může být překonána, jestliže se zde nachází mechanismus, který spojitě budí kmity nebo jestliže je prosakování zanedbatelné. Také kvasi-periodické pulzování krátkých period (0,5-10s) může být spojené se „sausage“ módem vyšších harmonických kmitů, jestliže podélná vlnová délka kmitů je kratší než délka smyčky. Nicméně, obvykle jsou pozorovány krátké periody kmitů, jako jeden velký vrchol na periodogramu a není jasné proč je vybuzený pouze tento specifický harmonický typ. Role „ballooning“ módů stále ještě nebyla stanovena. Výše byly diskutovány mikrovlnné kvasiperiodické pulzy pozorované Asaiem a kolektivem (2001) v souvislosti globálních „kink“ módů. Prostorové rozlišení rádiových dat není ve skutečnosti dostatečné ke sledování prostorových posunů smyček. Proto mohou být tyto pulzy také přisuzovány globálním „sausage“ módům?

„Sausage“ módy mohou mnohem přirozeněji vysvětlit modulaci rentgenových emisí. Asai (2001) odhadl šířku smyčky na 6 Mm. Podmínky pro existenci „sausage“ módů omezují poměr hustoty na $\rho_0/\rho_e > 17$, což je přijatelné. Jestliže vezmeme $\rho_0/\rho_e = 20$, tak externí Alfvénova rychlost je přibližně $C_{Ae} \approx 2L/P = 4850 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Interní Alfvénova rychlost je pak $C_{A0} \approx (\rho_e/\rho_0)^{1/2}C_{Ae} = 1080 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Užitím hodnot hustoty smyčky určené Asaiem (2001) dostaneme hodnotu magnetického pole síly 120 G. Tato hodnota je třikrát menší než Asai obdržel z extrapolace magnetického pole. Z tohoto hlediska globální „kink“ oscilace jsou nejpravděpodobnějším vysvětlením mikrovlnných pulsů, ale globální „sausage“ módy nemohou být z popisu úplně vypuštěny [12].

5. Akustické oscilace koronálních smyček

Zvukové (akustické) nebo přesněji, pomalé magnetoakustické vlny jsou hojný rys koronální vlnové aktivity, pozorovaný několika výzkumnými nástroji, jako například SoHO (EIT, UVCS a SUMER) a TRACE. Tyto MHD vlnové módy jsou prakticky podélné, tvořící odchylky hustoty plazmatu a paralelní součásti rychlosti. Následně jsou tedy sledovány jako poruchy EUV (a možná i rentgenových) emisí, a jestliže má linie pohledu paralelní složku k lokálnímu magnetickému poli, i jako periodický Dopplerův posun. Byly sledovány jak šířící se tak stojaté vlny [12].

5.1. Globální akustické módy

Spektrální nástroje SoHO/SUMMER, nedávno objevily kvazi-periodické oscilace intenzity a Dopplerův posun v koronálních emisních spektrálních čarách Fe XIX a Fe XXI. Obrázek 21 ilustruje takovéto kmitání. Tyto spektrální čáry jsou spojené s teplotou okolo 6 MK a odpovídají rychlosti zvuku okolo $370 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Pozorované periody byly v rozsahu 7-31 minut s časem útlumu 5,7-36,8 min a zobrazovaly počáteční puls s velkým Dopplerovým posunem s vrcholem rychlosti do $200 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Kolísání síly opožďuje Dopplerův posun o $\frac{1}{4}$ periody. V statistických studiích 54 případů kmitů, bylo objeveno, že mimo pár případů, není jistá přítomnost pevné periodicity kolísání intenzity. Nadto, kmity nejsou vidět v jiných emisních čarách, sledovaných současně s oscilačními čarami. V počátečním stavu všech 54 případů, analyzovaných Wangem (2003a), je velký nárůst v čarách intenzity a velký Dopplerův posun indikující, že oscilace jsou vybuzené impulsivně. Ofman a Wang navrhli, že tyto oscilace jsou produkovány globálním stojatým akustickým módem:

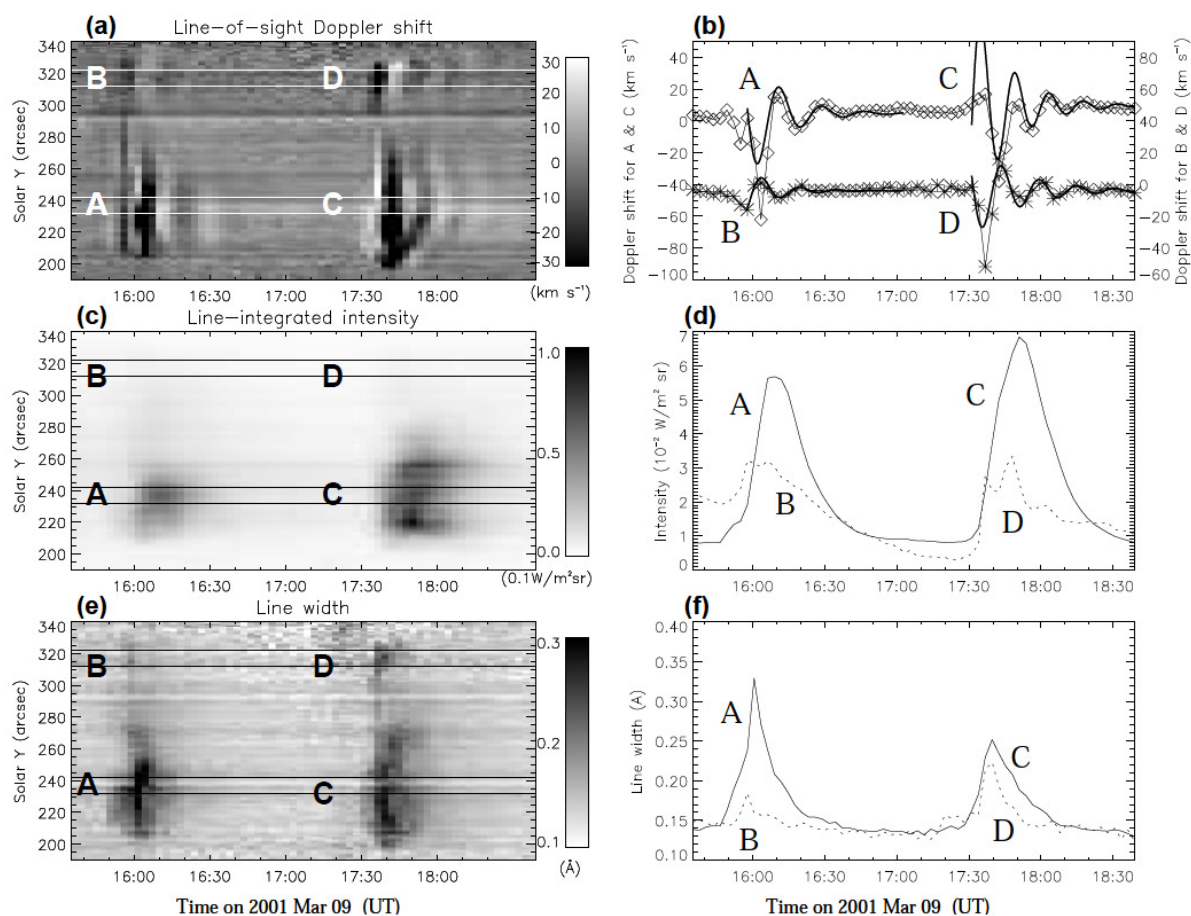
$$V_z(s, t) \propto \cos\left(\frac{\pi C_s}{L} t\right) \cos\left(\frac{\pi}{L} s\right), \quad (53)$$

$$\rho(s, t) \propto \sin\left(\frac{\pi C_s}{L} t\right) \sin\left(\frac{\pi}{L} s\right). \quad (54)$$

Kde V_z je podélná rychlost, C_s je rychlost zvuku, L je délka smyčky a s je vzdálenost mezi smyčkou s nulou ve vrcholu smyčky. Přesněji, fázová rychlost podélného módu koronální smyčky by měla, v limitu dlouhé vlnové délky, odpovídat „tube“ rychlosti C_{T0} uvnitř, nicméně v plazmatu- β , plazmatu sluneční koróny tato hodnota je velmi blízko rychlosti zvuku C_s . V rovnici (48) je perioda kmitů dána výrazem $2L/C_s$. Podle tepelné vodivosti, viskozity, nelineárních 1D MHD simulací, krátký čas útlumu je spojen s disipací, protože smyčku plní vysoká tepelná vodivost plazmatu. Nedávno vyvinutá studie sledování Mendoza-Briceno (2004) zahrnuje účinky stratifikace. Bylo objeveno, že stratifikace může vést k nedůležitým změnám v čase útlumu (15-20 %).

Je zde také stále několik otevřených otázek jak v teorii, tak v pozorování: jak jsou kmity spouštěny a vybudovány; proč není vždy viditelná intenzita kmitů, zda poměr výskytu kmitů je teplotně závislý, jakou mají roli ne-adiabatické účinky (např. teplotní nestabilita)?

Také není jasné, jak kmity pozorované SUMERem jsou spojené s ostatními kmity sledovanými v rádiovém a rentgenovém pásmu [12].



Obrázek 21: události Dopplerových kmitů v FE XIX čarách pozorované nástroji SUMER 9. března 2001) a) série Dopplerova posunu b) průměrný časový profil Dopplerova posunu c) série intenzity d) průměrný časový profil intenzit e) série šíře čar f) průměrný časový profil šíře čar

5.2. Druhá harmonická frekvence stojatého vlnění

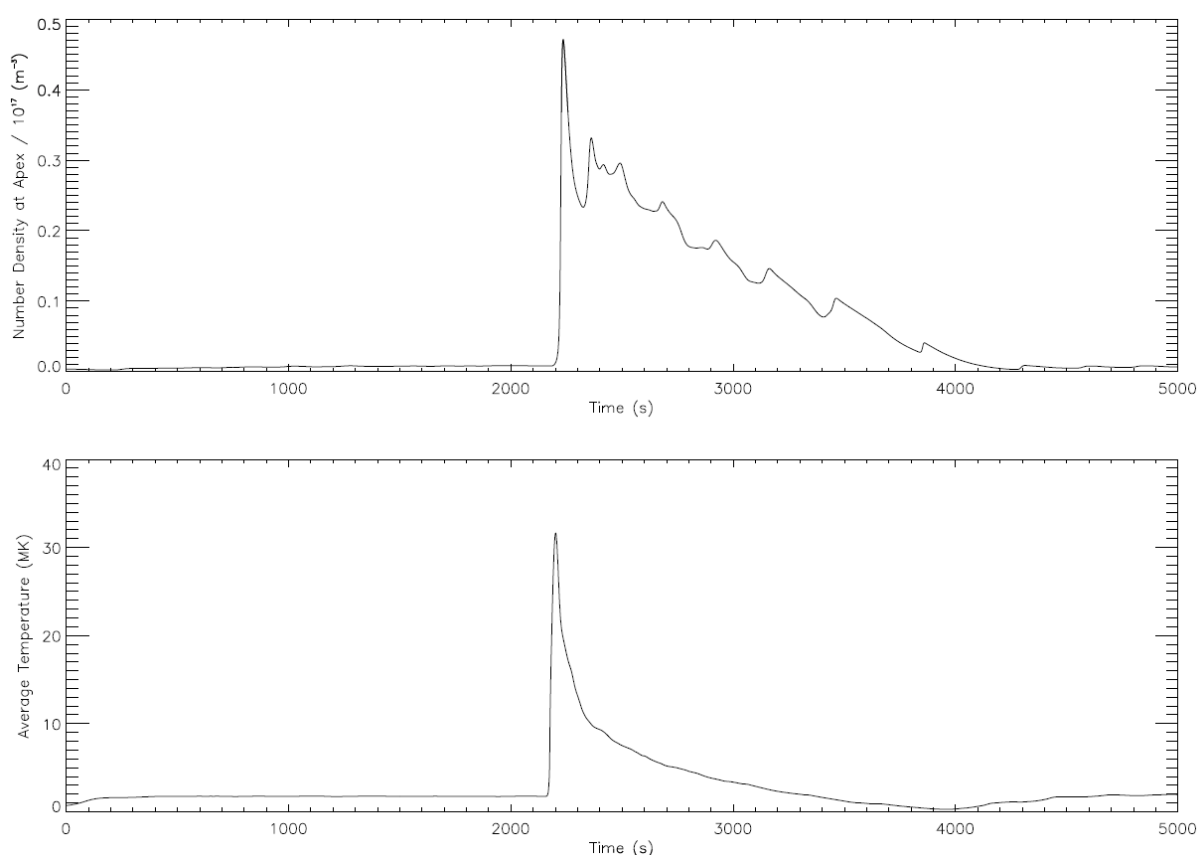
Nedávno, Nakariakov s kolektivem (2004) modeloval vývoj koronální smyčky v odpověď na impulsivní uvolňování energie a demonstroval, že druhá harmonická frekvence stojatého vlnění se jeví jako přirozená reakce smyček na impulsivní uvolnění energie. Modelováním smyčky jako 1D hydrodynamického nelineárního systému s radiativním tlumením, tepelným vedením a počítajíc s možností chromosférického toku vzhůru i dolů, bylo dokázáno, že druhá harmonická frekvence je běžným rysem ve vývoji smyčky. Obrázek 22 zobrazuje typickou časovou křivku hustoty a teploty

ve vrcholu smyčky. Kvasiperiodické režimy jsou jasně viditelné ve křivce hustoty vrcholu, což se shoduje se strukturou módu:

$$V_x(s, t) = A \cos\left(\frac{2\pi C_s}{L} t\right) \sin\left(\frac{2\pi}{L} s\right), \quad (55)$$

$$\rho(s, t) = -\frac{A\rho_0}{C_s} \sin\left(\frac{2\pi C_s}{L} t\right) \cos\left(\frac{2\pi}{L} s\right), \quad (56)$$

kde A je amplituda vlny. Odchyšky hustoty mají maximum poblíž vrcholu smyčky, zatímco podélná rychlost odchylek má zde uzly.



Obrázek 22: Typická odpověď 1D smyčky k tepelné erupci poblíž vrcholu. Křivka hustoty se projevuje výraznými kvazi-periodickými pulsy spojenými s druhým stojatým harmonickým akustickým kmitáním.

Druhý harmonický stojatý akustický mód může být zodpovědný za kvazi-periodické pulsy s periodou v rozsahu 10-300 s, které jsou často pozorovány v erupčních liniích světla v rádiovém a rentgenovém pásmu. Oscilace „SUMER“ zmiňované výše jsou pozorovány ve spojení se slunečními erupcemi. Tradičně bylo z výkladu zvukových vln vyjmuto, že u vlny této

periodičnosti se předpokládá, že budou silně disipovány v horkém plazmatu erupčních smyček. Nicméně, číselné simulace provedené Nakariakovem (2004), stejně jako hojné nedávné důkazy získané pozorováním dokazují přítomnost akustických vln v sluneční koróně, což naznačuje, že pozorované periodicity mohou být s tímto módem spojeny. Bezútlumový charakter těchto kmitů může být vysvětlen v rámci samočinných kmitů: konkurencí energie kmitů ztrácenou disipací a energií ukládanou do kmitů, například skrze tepelnou neměnnost [12].

6. Šíření akustických vln

6.1. Výsledky pozorování

Jeden z nejrozšířenějších příkladů koronální aktivity jsou pomalu se šířící změny hustoty proudu sledované zobrazovacím teleskopem v otevřených i uzavřených magnetických strukturách.

Standardní detekční techniky jsou, použití stroboskopické metody: emise intenzity podél vybrané cesty, pořízené v rozdílných časových okamžicích, jsou položeny vedle sebe a tvoří časoprostorovou mapu. Diagonální pruhy na těchto mapách ukazují odchylky, které mění svou pozici v čase a následně se šíří podél cesty. Tato metoda umožňuje určení periody (nebo vlnové délky) příbuzných amplitud a promítá rychlosti šíření. Obvykle je sledováno šíření těchto vln podél předpokládané magnetické struktury a také podél magnetického pole. Jejich rychlosti jsou obvykle mnohem nižší než očekávaná Alfvénova rychlost, což vede k jejich popisu jako podélně se šířící magnetoakustické vlny. První detekce podélných vln sledováním má původ v analýze polarizované fluktuace jasu (hustoty). Fluktuace s periodou přibližně 9 minut, byly zjištěny v koronálních děrácích, ve výškách okolo $1,9 R_{\text{Slunce}}$ Ofmanem (1997,1998), použitím kanálu pro viditelné světlo SoHO/UVCS. Rozvinutím této studie a analýzou několika dalších UVSC datových sekvencí s kadencí 75-125 s Ofman (2000) určil periodu fluktuací v rozsahu 7-10 minut. Rychlost šíření fluktuací dle indicií nasvědčuje rozsahu $160-260 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a $2 R_{\text{Slunce}}$. Tyto hodnoty rychlosti jsou lehce pod očekávanými rychlostmi zvuku. Nejspíš podobný úkaz byl sledován Marshem (2002), který zaznamenal kvazi-periodické změny koronálních EUV spektrálních čar, pokrývající rozsah teplot $T_e = 5,3-6,1 \text{ K}$ z hodnot pořízených SoHO/CDS. Statisticky významné periody byly nalezeny v rozsahu 100-900 s a 1500 s, také byly ohlášeny krátké vlnové balíky s periodou 50-100s a dobou trvání 2-5 cyklů.

DeForest a Gurman (1998) s použitím dat z EIT 17,1 nm tento objev potvrdili. Vně se šířící změny proudové hustoty byly pozorovány ve vzdálenosti $1,01-1,2 R_{\text{Slunce}}$, sloučené v kvazi-periodické skupině 3-10 period, s periodami okolo 10-15 minut. Rychlost byla $75-150 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a relativní amplituda hustoty 2-4 %. Podobný jev byl pozorován poblíž „footpointu“ koronální smyčky pomocí EIT a TRACE zobrazovačů jako téměř isothermální EUV odchylky hustoty proudu, které začaly poblíž „footpointu“ smyčky a šířily se podél smyčky rychlostí nižší než rychlost zvuku. Pozorování multiplikárních vlnových délek byla učiněna Robberechtem (2001) kombinujíc pozorování TRACE 17,1 nm a EIT 19,5 nm a Kingem použité pozorování TRACE 17,1 nm a 19,5 nm. Robbrecht objevil zobrazení šíření rychlostí kolísající mezi 65 a $150 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pro obě pozorování, kterážto je nižší a blízká očekávané rychlosti zvuku v koronálních smyčkách. King (2003) poukázal na vysokou souvztažnost odchylek pozorovaných v různých pásmech. Také nedávno byla uskutečněná koordinovaná pozorování tohoto jevu pomocí SoHO/CDS a TRACE nástrojů

Marshem (2003). Šíření kmitů s periodou přibližně 300 s sledované TRACEm v pásmu 17,1 nm, bylo sledováno v He I, O V a Mg IX emisních čarách pomocí CDS, což koresponduje s teplotami chromosféry, přechodových oblastí a koróny. Toto se shoduje s pětiminutovými oscilacemi pozorovanými O'Sheaem s CDS v obou časových sériích, jak rychlosti, tak hustoty proudu sdružené s koronálními čarami Mg IX a Fe XVI stejně jako v O V.

Úplný přehled pozorovatelných vlastností podélných kmitů, založený na analýze 38 příkladů byl dán De Moortelem (2002) a novější Nakariakovem (2003). Vlastnosti šíření EUV odchylek mohou být shrnuty následovně: zobrazení rychlosti šíření 35-165 km s⁻¹, amplitudy jsou vždy nižší než 10 % v hustotě proudu; odchylky jsou kvasi-periodické s periodou okolo 140-420 s. Ve většině případů byly objeveny pouze vzhůru se pohybující vzruchy (od „footpointu“ do vrcholu smyčky). Občas mohou vlny být přítomny několik za sebou jdoucích hodin, s více či méně stálou periodou. Je možné, že vzruchy s kratší než 3 minutovou periodou jsou situovány nad oblastí slunečních skvrn, zatímco vzruchy šířící se podél smyčky jsou spojené se slunečními skvrnami a mají delší periody, tj. asi 5 minut. Nicméně King (2003) ukázal, že oba 3 i 5 minutové vzruchy mohou spolu koexistovat ve stejné koronální struktuře, přinejmenším v analyzovaném příkladu, takže otázka zůstává stále otevřená. Směr a rychlost šíření, společně se skutečností, že sledované vlny jsou stlačitelné, naznačuje jejich možné vyložení jako pomalé magnetoakustické vlny. Pomalé vlny pozorované periodicity (kratší než 20 minut) se mohou šířit bez odrazu v 1-2 MK koróně jako zvukové vlny s limitní periodou okolo 70 minut. Shodně s tímto výkladem, se vlny šíří rychlostí blízké rychlosti zvuku uvnitř smyčky. Pozorovaná rychlost vln je snižena linií pohledu zobrazení. Vlny byly také nedávno detekovány v datech Dopplerovy rychlosti v rozsazích 1-3 mHz a 5-7 mHz Sakuraiem 2002. Čáry proudové hustoty a šířky neukázaly čisté oscilace, ale jejich fázové vztahy s Dopplerovou rychlostí indikují šíření vln více než stojaté vlnění. Tyto vlny byly vyloženy jako superpozice šířících se pomalých a Alfvénových vln [12].

6.2. Teoretické modelování

Teoretické modely šíření podélných vln v rozvrstvených koronálních strukturách, jako jsou polární odplyny a koronální smyčky, popisují vývoj tvaru vlny a amplitudu se vzdáleností podél struktury s ve výrazu rozšířené Burgersově rovnici:

$$\frac{\partial A}{\partial s} - a_1 A - a_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + a_3 A \frac{\partial A}{\partial \xi} = 0 . \quad (57)$$

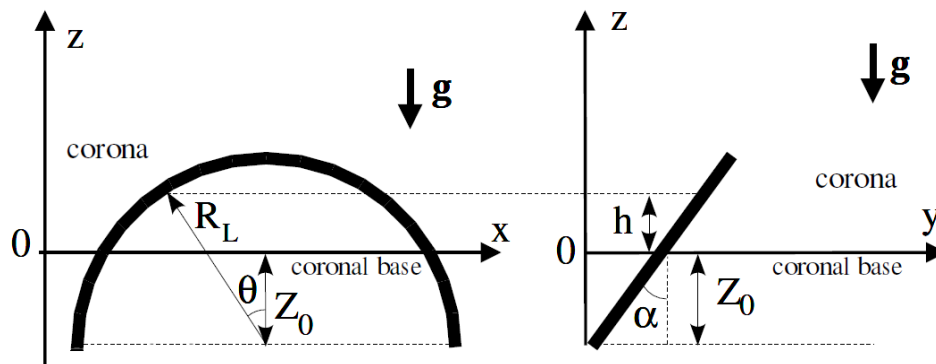
Kde koeficienty a_1 , a_2 a a_3 jsou hlavní funkcí s , podrobně popsáno a_1 - efekt rozvrstvení, ztráty vyzářením a ohřev, a_2 - útlum vedením tepla a viskozitou, a_3 - nelinearita. $\xi = s - C_s t$ jsou průběžné souřadnice. Když se $a_1 = 0$, rovnice 52 zredukuje na Burgersovu rovnici. Specifický výraz

pro koeficient závisí na tvaru problému a rozdílu mezi případem odplynu či smyčky. Pro vyjasnění odvození rovnice 52 ve specifické situaci - následující Tsiklauriho a Nakariakova, zvažujeme půlkruhovou smyčku s poloměrem zakřivení R_L , se sklonem úhlu α (měřeno od normály slunečního povrchu) a nenulovou odchylku centra kruhové smyčky od linie koronální báze Z_0 (tj. vzdálenost od středu kruhu k slunečnímu povrchu). Příčný průřez smyčky je brán jako konstanta. Smyčka obsahuje gravitačně rozvrstvené zmagnetizované plazma konstantní teploty. Načrtnutý model je ukázán na obrázku 23. Gravitační zrychlení podél smyčky je:

$$g(s) = \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2} \frac{\left[\frac{X_0 x - Z_0}{R_L} \right] \cos \alpha}{\left[1 + \frac{R_L}{R_{\odot}} \left(\frac{X_0 h - Z_0}{R_L} (1-x) \right) \cos \alpha \right]^2}. \quad (58)$$

Kde $h = \sin(s/R_L)$, $x = \cos(s/R_L)$, a $X_0/R_L = (1 - \frac{Z_0^2}{R_L^2})^{1/2}$. Použitím rovnic hydrostatické rovnováhy a isothermální stavové rovnice nám dovoluje psát profil nehybné hustoty podél smyčky jako:

$$\rho_0(s) = \rho_0(0) \exp \left[- \frac{\frac{\gamma g(0)}{c_s^2} [X_0 h - Z_0 (1-x)] \cos \alpha}{1 + \frac{R_L}{R_{\odot}} \left[\frac{X_0 h - Z_0}{R_L} (1-x) \right] \cos \alpha} \right]. \quad (59)$$



Obrázek 23: Náčrtek modelu koronální smyčky - Tsiklauri a Nakariakov

Předpokladem, že vlnová je mnohem menší než výškový stupeň, útlum a nelineární délka, a použitím multi-škálových expanzních metod, získáme vývojovou rovnici pro slabě nelineární, slabě disipativní pomalé magnetoakustické vlny v rozvrstvené koronální smyčce:

$$\frac{\partial V}{\partial s} - \frac{1}{2H(s)} V + \frac{\gamma+1}{2c_s} V \frac{\partial V}{\partial \xi} - \frac{1}{2\rho_0(s)c_s} \left[\frac{4\eta_0}{3} + \frac{\kappa_{\parallel}(\gamma-1)^2}{\mathcal{R}_{\gamma}} \right] \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} = 0. \quad (60)$$

Kde efektivní výškový stupeň je představený jako: $H(s) = \frac{c_s^2}{\gamma g(s)}$, κ_1 je koeficient tepelné vodivosti a η_0 značí hodnotu viskozity nebo tepelné vodivosti. Obdobně v radiálně vrstvených polárních odplyneš je vývojová rovnice:

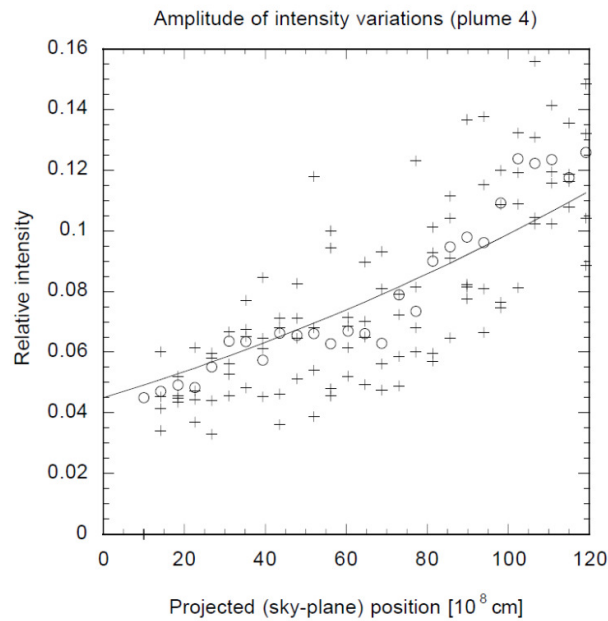
$$\frac{\partial \rho}{\partial R} + \left(\frac{1}{R} + \frac{g(R)}{2c_s^2} \right) \rho + \frac{1}{\rho_0} \rho \frac{\partial \rho}{\partial \xi} - \frac{2\eta}{3c_s \rho_0(R)} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \xi^2} = 0. \quad (61)$$

Kde R je radiální souřadnice. Řešení rovnice (57) jsou v postačující shodě s pozorovaným vývojem amplitudy vln. Například Obrázek 24 demonstruje srovnání pozorovaných a teoretických předpovědí růstu amplitud podélných vln s výškou. Také plný 2D MHD numerický model těchto vln dává podobné výsledky. Srovnání pozorovaných a modelovaných vývojových scénářů dává možnost odhadu, zvláště v efektivnosti ne-adiabatických procesů, jako jsou ohřev a vyzařovací ztráty. Přenesená a uložená energie pozorovaných vln je jistě nedostatečná pro zahřátí smyčky. Nicméně Tsiklauri a Nakariakov (2001) ukázali, že dostatečně široké pásmo pomalých magnetoakustických vln, v souladu s dostupnými pozorováními v části spektra o nízkých frekvencích, může poskytnout stupeň uložení tepla dostatečný k ohřevu smyčky. V tomto scénáři teplo může být uloženo blízko „footpointů“, což souhlasí s pozorováními určenými pozicemi zdrojů tepla [12].

6.3. Šíření pomalých vln jako nástroje koronální seismologie

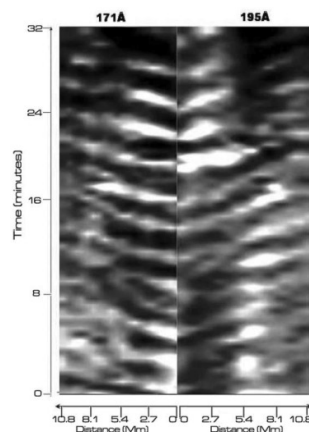
Podle předchozích sekcí, pomalé magnetoakustické vlny doprovází magnetické siločáry a šíří se lokální rychlostí zvuku. Protože podél pole probíhá v koróně silné vedení tepla, rovnováha teplot nezaznamenává významné změny v tomto směru, přinejmenším ve vzdálenosti srovnatelnou s detekční vzdáleností pomalých vln. Jako je rychlost zvuku úměrná čtverci teploty, rychlost šíření by měla být konstantní napříč strukturou a rychlost měřená pozorováními může poskytovat informace o teplotě a o hodnotě adiabatického indexu. Nicméně taková měření jsou nyní nemožná, protože pozorování z jedné linie pohledu nám poskytne pouze zjevnou rychlost, která je ovlivněna účinkem zobrazení. Možná budoucí 3D pozorování šíření pomalých vln sondou STEREO takovýto odhad umožní.

Další zajímavá možnost vyvstává, když jsou vlny pozorovány současně v rozdílných pásmech, která odpovídají teplotám emitujícím plazma. První takové pozorování uskutečnil Robbrecht a kolektiv 2001 SoHO/EIT 19,5 nm filtrem a TRACE 17,1 nm filtrem. Bylo objeveno, že vlna šířící se napříč stejnou koronální strukturou byla detekována v obou pásmech. Velký rozdíl v prostorovém rozlišení EIT a TRACE zobrazovačů (2,5'' oproti 0,5'') neumožňuje souvztažnost



Obrázek 24: Srovnání teoreticky spočtené (spojitá křivka) a pozorované amplitudy vzhůru se šířících EUV vzhůru pozorovaných v polárních odplynech (Ofman a kolektiv, 1999)

sledovat detailně. Později King (2003) analyzoval pomalé vlny sledované v 17,1 nm a 19,5 nm pásmu pomocí TRACE, a potvrdil souvztažnost. Obrázek 25 ukazuje vývoj koeficientu souvztažnosti poruch sledovaných v rozdílných pásmech se vzdáleností podél smyčky. Nachází se zde systematický pokles koeficientu souvztažnosti, který může být příčinou rozdílných rychlostí šíření poruch sledovaných v různých pásmech. Toto může být vyloženo jako znamení nižšího rozlišení členění analyzovaného aktivního regionu: Pozorovaná smyčka může být buď svazek magnetických vláken proměnné teploty, nebo má příčný teplotní profil. Další rozvoj této studie se zdá být slibný [12].

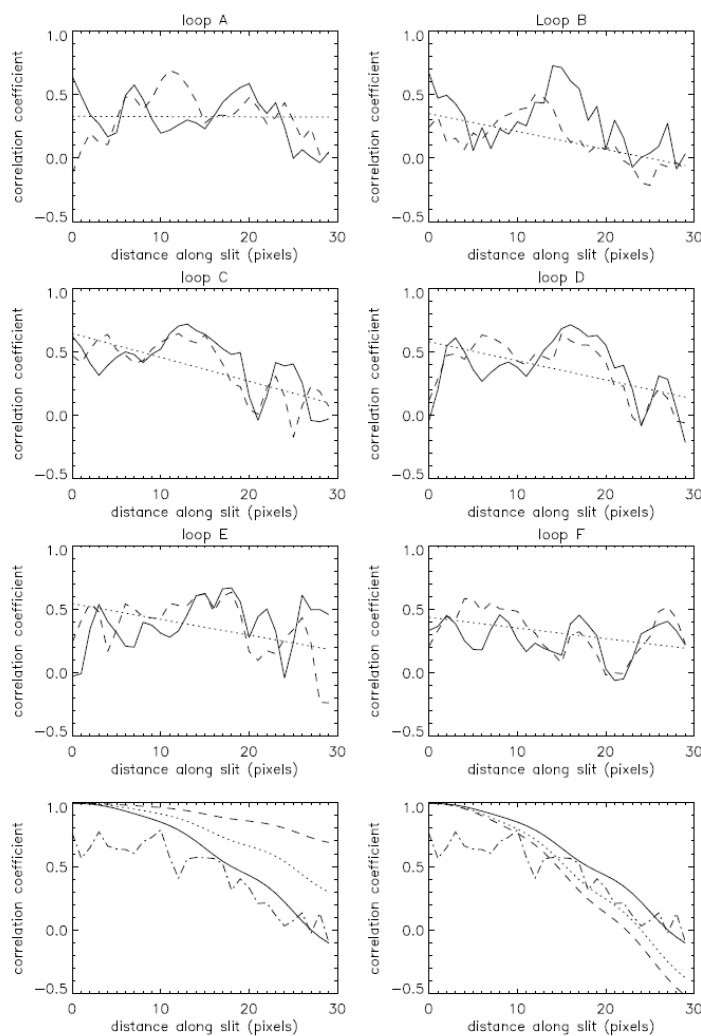


Obrázek 25: Simultánní zobrazení vzdálenosti závislé na čase šířících se EUV vzhůru pozorovaných sondou TRACE v 17,1 nm a 19,5 nm pásmové propusti podél trhliny. Úsek mezi trhlinou je zobrazen v opačném směru, kvůli projevu poruch pozorovaných v různých pásmových propustích formující strukturou „rybí kosti“ (King a kolektiv, 2003)

7. Šíření rychlých vln

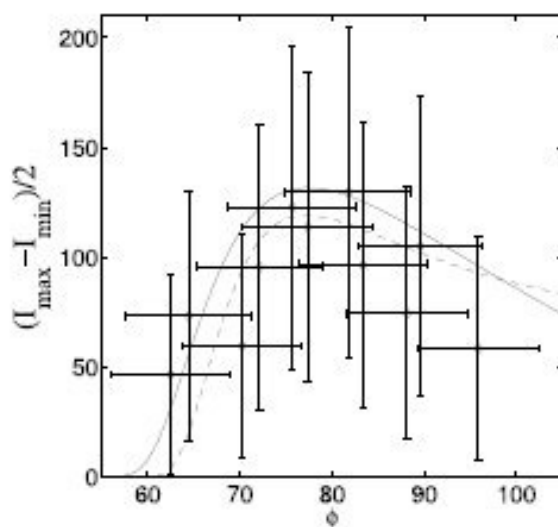
7.1. Šíření rychlých vln v koronálních smyčkách

Vlnové délky šířících se vln by měly být mnohem menší než velikost struktury, ve které jsou vedeny. Kratší vlnové délky odpovídají kratším periodám vln, což vyžaduje vysoké rozlišení nástrojů pozorování. Zvláště když kadence snímků z TRACE a EIT EUV zobrazovačů je 20-30 s, což určuje minimální detekovanou periodu okolo 2-3 minut. Pro typickou koronální Alfvénovu rychlost okolo 1000 km.s^{-1} to odpovídá vlnovým délkám delším než 120-180 Mm, což je srovnatelné s typickou velikostí koronálních smyček. Proto EUV zobrazovače nemohou být použity pro detekci šíření rychlých vln v koronálních smyčkách. Na druhou stranu, časové rozlišení sekundy nebo ještě lepší, může být dosaženo pomocí pozemských koronografů nebo radioheliografů.



Obrázek 26: Šest horních částí (smyčky A-F) - vývoj korelačního koeficientu šíření vzruchů sledovaných simultánně v pásmu 17,1 nm a 19,5 nm. Celá čára zobrazuje korelaci nefiltrovaných dat, čárkovaná signálů po odečtu pomalejších změn. Tečkované čáry jsou nejlépe položené přímé čáry. Dvě spodní části: Vývoj korelačního koeficientu simultánních signálů.

Nedávno William (2001,2002) a Katsiyannis (2003) oznámili pozorovaný objev rychle se šířících stlačitelných sledů vln v koronálních smyčkách, získaný zařízením SECIS během úplného zatmění Slunce. Odhadovaná rychlost těchto vln byla $2100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ a byly vysvětleny jako rychlé magnetoakustické módy. Pozorované vlny měly kvazi-periodický vzorec se střední periodou 6 s. Cooper (2003) objevil shodu mezi pozorovaným vývojem amplitudy vln skrz smyčku s teoretickým předpokladem tvorby „kink“ a „sausage“ módů. (viz obrázek 26). Bohužel vysoká neurčitost měření amplitudy nedovoluje autorům v tomto pozorování rozlišit mezi „kink“ a „sausage“ módy.



Obrázek 27: Vyhodnocení maximální amplitudy v nejčastějším rozsahu bodů proti její pozici ve smyčce. Úsečky v ose x jsou nejistoty v pozici, úsečky v ose y zobrazují statistické výpočty. Obrázek také obsahuje teoreticky vypočítané závislosti s parametry pro „kink“ (celá čára) a „sausage“ (čárkovaná) módy.

Hlavní rozdíl mezi těmito pracemi a mnohými předchozími analýzami sledování zatmění je v použití metody časoprostorového vyhodnocení (William 2001,2002) a metody transformace vlnek (Katsiyannis 2003). Tyto techniky jsou zajisté vhodnější v situaci, když se vlny zmírňují nebo při tvorbě sledů vln. Shodně s disperzním vztahem (7), rychlé vlny jsou vysoce disperzní, když jejich vlnová délka je srovnatelná nebo delší než poloměr smyčky. Je dobře známo, že v disperzním prostředí impulsivně generované (nebo z jiného důvodu širokopásmové) vlny se vyvinou do kvazi-periodického sledu vln s výraznou modulací periody. V kontextu sluneční koróny, jak bylo poukázáno Edwinem a Robertsem (1983) a Robertsem (1983, 1984), periodicitu rychlých magnetoakustických módů v koronálních smyčkách není nezbytně spojena se zdrojem vln, ale může být tvořena disperzním vývojem impulsivně generovaného signálu. Studium vývoje disperze, Roberts (1984) analyticky vypočítal, že vývoj šířících se „sausage“ pulsů tvoří charakteristické kvazi-periodické sledy vln s třemi zřetelnými fázemi. Takový scénář vývoje je určen přítomností minima závislosti grupové rychlosti na vlnovém číslu. Tento rozbor byl omezen na případ desky

s ostrou hranicí a pouze na „sausage“ módy. Počáteční stav vývoje pulsu byl numericky modelován Murawskim a Robertsem (1993,1994), Murawski a kolektivem (1998) a byl nalezen v souladu s analytickou předpovědí. Nakariakov a Roberts (1995b) studoval případ profilu mírné hustoty plazmatu- β :

$$\rho_0 = \rho_{max} \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{x}{a} \right)^2 \right] + \rho_{\infty} . \quad (62)$$

Exponent p určuje strmost profilu. Případ kdy se exponent rovná jedné nebo nekonečnu, odpovídá souměrnému Epsteinově profilu nebo profilu krokové funkce, případně oběma při znalosti analytického řešení v problému vlastních hodnot. Grupová rychlost má minimum pro všechny profily s exponentem větším než jedna, přičemž je profil strmější než je tomu v symetrickém Epsteinově profilu.

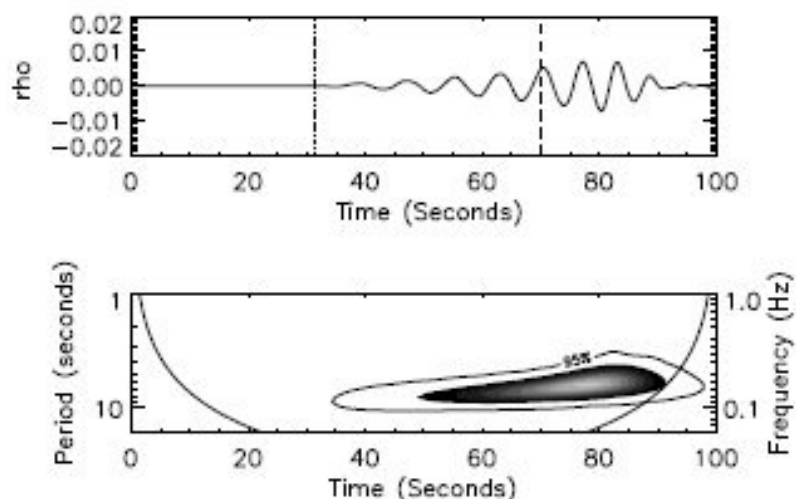
Nakariakov (2004) numericky simulovaly vývojové stadium disperzního vývoje sledů rychlých vln v přímé desce plazmatu- β . Bylo objeveno, že vývoj impulsivně generovaných pulsů vede k formování kvasi-periodických sledů vln se střední vlnovou délkou srovnatelnou s šířkou kvádrů. V souladu s analytickou teorií (Roberts 1984), sled vln prokazoval výraznou modulaci periody, což bylo demonstrováno drobnými vlnkami (viz obrázek 28). Hlavně bylo ale objeveno, že postupný rozvoj disperze sledů rychlých vln vedl k zjevení se charakteristických „tadpole“ (pulčích) vlnkových znaků. Podobné znaky vlnek byly nalezeny při analýze dat z SECIS (The Solar Eclipse Coronal Imaging System - Katsiyannis 2003), což posílilo výklad vln sledovaných SECIS jako sledů rychlých magnetoakustických vln.

Tento mechanismus může být také zodpovědný za formování kvasi-periodických pulzů s přibližně sekundovou periodou, pozorovaných ve spojení s erupcemi. Nicméně, hlavní vlastnosti tohoto efektu, modulace period, musí být vzaty v úvahu při jeho výkladu [12].

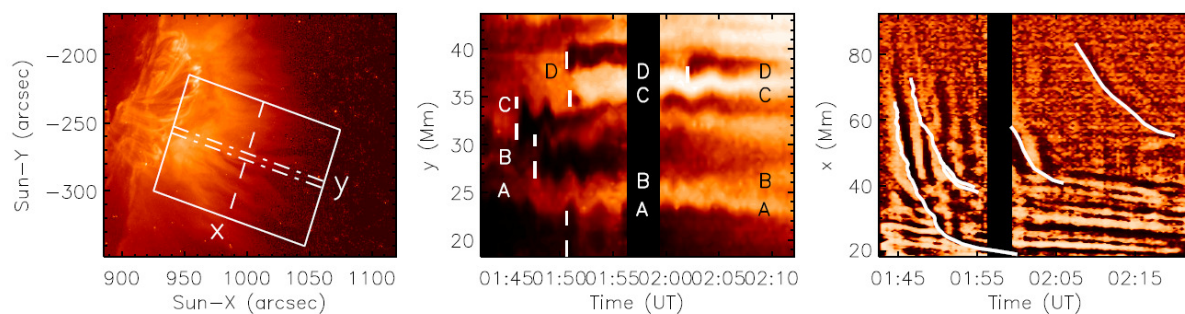
7.2. Šíření rychlých „kink“ vln v otevřených strukturách

Nedávno, Verwichte a kolegové (2005) poprvé představili studii přímého pozorování šířících se rychlých vln v otevřených magnetických strukturách, tj. pozorování dlouhotrvajících erupčních úkazů s použitím TRACE 19,5 nm. Díky přítomnosti Fe XXIV spektrálních čar, které zahrnuje širší pásma sledovacích zařízení, jejichž teplotní citlivost je okolo 20 MK, byla viditelná i žhavá supra-arkáda nad post-erupční smyčkou. Supra-arkáda je otevřená magnetická struktura obsahující chocholovité paprsky. Při analýze této specifické události, byly objeveny tmavé jakoby „tadpole“ struktury v liniích mezi paprsky. Projevoval se zde úbytek hustoty směřující ke slunci, zpomalující z rychlostí okolo 500 km.s⁻¹ na méně než 100 km.s⁻¹. Nakariakov, Verwichte (2005) navrhují přijmout termín „tadpole“ (pulčí) pro popis těchto struktur. „Tadpoly“ byly poprvé zaznamenány

McKenzie a Hudsonem (1999) s použitím teleskopů Yohkoh pro měkké rentgenové záření. Jejich fyzikální povaze není stále plně porozuměno a mnoho modelů se toto snaží vyřešit. Zde se zaměříme na jeden specifický rys „tadpolů“, jmenovitě, po průchodu hlavou „tadpolů“, hranice ocasní oblasti příčně kmitají se sousedícími paprsky.



Obrázek 28: Číselná simulace impulsivně generovaných magnetoakustických sledů vln, šířících se skrz koronální smyčku s kontrastním poměrem hustoty 5 a vzrůstajícím tvaru exponentu rovnému 8. Horní část - charakteristická časová signatura sledu vln při $z = 70a$, kde a je půl šíře od bodu zdroje.

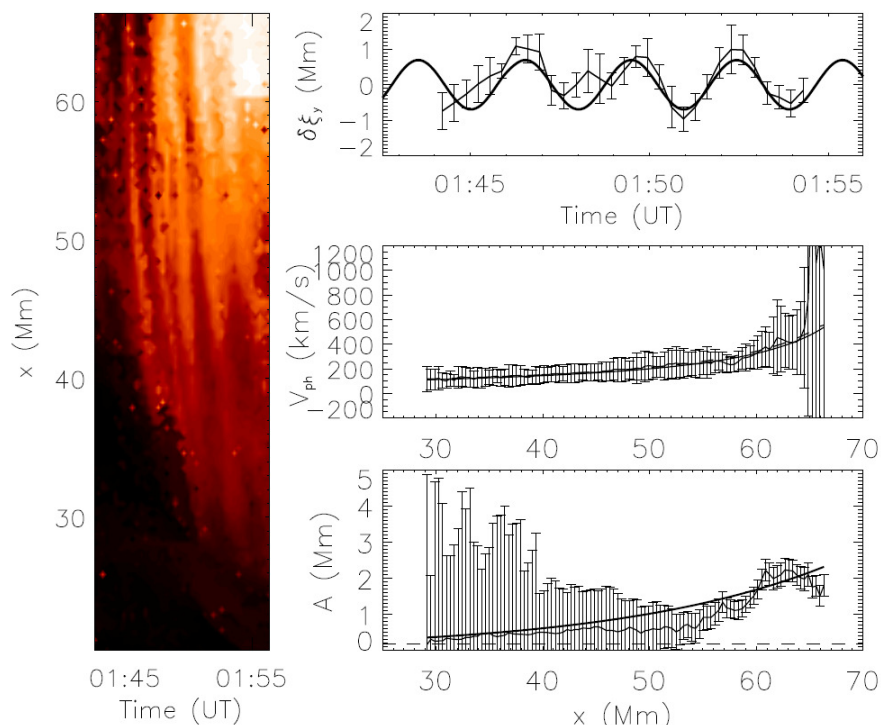


Obrázek 29: Vlevo: TRACE úhel pohledu 19,5 nm 21. dubna 2002 v 01:49:57 UT. Čtverec určuje umístění pole pro analýzu dat. Prostorové koordináty určují osy x a y . Uprostřed: Pruh podpole datové kostky s koordinátou $x = 45,6$ Mm. Kmitavé pohyby tadpolů jsou zřetelně viditelné. Hlavy „tadpolů“ jsou označeny čárkami. Okraje „tadpolů“ jsou označeny písmeny. Vpravo: Pruh datového podpole uprostřed mezi $y = 32,8$ - $36,4$ Mm. Tento rozsah odpovídá umístění okraje C. Celé čáry označují umístění hlav „tadpolů“.

Jinými slovy, můžeme říct, že „tadpoly“ vrtí ocásky. Obrázek 29 zobrazuje pruhy dat analyzovaných Verwichtem (2005). Příčné pohyby okrajů „tadpolových“ paprsků jsou zřetelně viditelné jako vlnové balíky s oscilační periodou 3-4, jak následují hlavy „tadpolů“. Z těchto dat byla vytažena příčné posuny čtyř okrajů, které všechny mohou obsahovat vícenásobné „tadpolové“ události. Obrázek 29 ilustruje typickou charakteristiku těchto vlnových balíků. Ty se šíří ke Slunci, zpomalujíc s fázovou rychlostí v rozsahu 200 - 700 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ a 90 - 200 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ve výškách nad post-

erupčním „footpointem“ smyčky 90 a 60 Mm. Současně posun amplitudy, která je v řádech několika Mm, klesá. Povaha poklesu není zřejmá. Kromě disipace může být za toto zodpovědná vertikální struktura supra-arkád. Perioda vln leží řádově v 20-40 Mm, což je mnohem méně než u stojaté, rychlé „kink“ oscilace v koronálních smyčkách.

Díky jejich jasné příčné signatuře, byly „tadpólové“ vlny vysvětleny jako rychlé magnetoakustické „kink“ vlny. Jsou vedeny vertikální paprskovitou „tadpolovou“ strukturou. MHD model s deskovým tvarem může být použit k charakteristice struktury. Deska je preferována před cylindrickým modelem, protože je zatím málo známo o rozsahu struktury podél linie pohledu. Protože je v „tadpolu“ nižší hustota než v paprsku, pozorované vlny mohou být povrchových módů. Rychlé povrchové módy mají fázovou rychlost nižší než minimální Alfvénova rychlost. Jestliže předpokládáme, že tato rychlost leží v přijatelném rozsahu 500-1000 km.s⁻¹, pak je zde docela rozdíl s pozorovanými fázovými rychlostmi, zvláště v nižších výškách. Tento rozpor může být



Obrázek 30: Charakteristika příčného posunu vlnového balíku v okraji B (prostřední část obrázku 28). Vlevo: Příčný posun jako funkce t a výšky x. Vpravo-nahore: Relativní posun $\delta\xi_y$ jako funkce času pro $x = 45,3$ Mm. Tenká čára je přizpůsobená funkci kosinus. Vpravo-uprostřed: Fázová rychlost V_{ph} jako funkce výšky x. Vpravo-dole: Posun amplitudy A jako funkce výšky x. Tenká pevná čára je přizpůsobená exponenciální křivce a čárkovaná čára představuje minimální rozlišitelnou amplitudu.

vysvětlen zvážením geometrické konfigurace úhlů mezi šířením vlny „tadpólu“ a směrem magnetické siločáry anebo přítomnosti toků směřujících vzhůru, pravděpodobně spojených se silným Dopplerovým modrým posunem zaznamenaných sondou SUMER. V posledním případě, tyto vlny mohou být generovány zápornými energetickými mechanismy, které vedou k zesílení vln nestejnorodými ustálenými toky. Perioda fázové rychlosti za sebou jdoucích „tadpólových“ balíků

vln procházejících stejným sousedním paprskem ukazuje lineární nárůst (pokles) v čase. Tento trend může být vysvětlen nárůstem hustoty v paprsku. Použitím jednoduchých předpokladů $I - I_0 \sim n_e^2 \sim V_{A,ray}^{-4}$ a $V_{ph} \sim V_{A,ray}$, kde $V_{A,ray}$ je Alfvénova rychlost v paprsku, jsme objevili vztah $I - I_0 \sim P^4$ a $I - I_0 \sim V_{ph}^{-4}$. I_0 je libovolně zvolená stálá intenzita pozadí. Vhodně k sledovanému profilu intenzity jsou vneseny závislosti $I - I_0 \sim P^{2,8 \pm 2,0}$ a $I - I_0 \sim V_{ph}^{-3,0 \pm 1,5}$. Rozdíl s teoretickým zákonem síly se nachází v limitu chyby. Teoretické numerické simulace buzení a šíření „kink“ vln v supra-arkádách nebyly dokončeny [12].

8. Torzní módy

Alfvénovy vlny, jako například torzní módy koronálních smyček (popsané prvním činitelem v Rovnici 6) jsou nestlačitelné a proto nenarušují hustotu a z toho důvodu nemění emise smyčky. V této části omezíme svou pozornost na torzní módy nezkroucených magnetických struktur. Jestliže je smyčka zkroucená, torzní módy jsou stlačitelné (viz. Sekce 2,4). Odchytky rychlosti Alfvénových vln mohou být přesto pozorovány pomocí změn v Dopplerově posunu. Zatímco vlny s dlouhými periodami mohou vykazovat rozlišitelné Dopplerovy posuny, vlny krátkých period, s periodou menší než několik minut, mohou být pozorovány pouze nepřímo měřením dodatečného rozšiřování koronálních emisních čar, tj. netermální šířením. Efektivní teplota T_{eff} , spojená s koronální opticky tenkou emisní čarou, může být definována jako kombinace efektu termálního a netermálního šíření:

$$T_{eff} = T_i + C \frac{m_i}{2k_B} \langle V_{LOS}^2 \rangle. \quad (63)$$

Kde T_i a m_i jsou teplota a hmotnost linií tvořících iontů, příslušně, k_B je Boltzmannova konstanta a V_{LOS} je rychlost v linii pohledu. Konstanta C je definována polarizací a dalšími účinky a její hodnota leží v intervalu $2/3 < C < 1$.

Bylo provedeno několik pokusů studia vývoje amplitudy netermálního šíření podél možných vlnových cest. Banerjee a kolektiv 1998 a Doyle a kolektiv 1999 použitím sondy SoHO/SUMER, měřili vývoj netermálního šíření emisních linií Si VIII a O VI v oblasti vnitřního mračna polárních koronálních děr a objevili, že amplituda neurčeného termálního šíření (pravděpodobně amplituda Alfvénovy vlny) roste k $1,2 R_{\odot}$ poté je k $1,5 R_{\odot}$ plošná a poté opět ostře roste. Autoři navrhli, že tento jev může být spojen s nelineárním převrácením vln, ale nadále jsou vyžadovány přesné teoretické modely. Harrison a kolektiv 2002 prozkoumal šířku Mg X emisních čar a objevil, že emisní linie se zužují jako funkce výšky. Tento výsledek byl interpretován jako další důkaz pro koronální vlnovou aktivitu v oblastech s uzavřeným magnetickým polem a nejspíše jsou prvním důkazem disipace Alfvénových vln v koróně. Podobného závěru dosáhl O'Shea a kolektiv (2003) analýzou stejných emisních čar v polárních mračcích a vnitřních pruhů mračen. Nicméně analýza šíře a její výškové změny u páru čar Mg X v klidné rovníkové koróně a v polárních děrách provedená Wilhelmem a kolektivem (2004), dala opačný výsledek: Dopplerova šířka se rozšířila s výškou v obou oblastech, jak v rovníkové oblasti, tak v oblasti koronálních děr.

Nepřímý důkaz přítomnosti neurčených Alfvénových vln v koróně byl získán Erdélyiem a kolektivem 1998, ježto objevili v datech SUMERu, že šíře linií klidného Slunce roste od centra směrem ven. Tato anizotropie netermálního šíření mohla být způsobená transverzními vlnami, nicméně mohly mít tento účinek i jiné fyzikální procesy, jako například anizotropní turbulence.

Alfvénovy vlny s dostatečně dlouhou vlnovou délkou mohou být pozorovány přímo pomocí prostorových změn v Dopplerově posunu. Zaqarashvili 2003 navrhnul, že globální torzní oscilace mohou být pozorovány jako periodické změny šířky spektrálních čar podél smyčky, protože „footpointy“ smyčky pravděpodobně poskytují vlnám přesné hraniční podmínky. Amplituda změn musí být maximální v antiuzlech rychlosti a minimální v uzlech torzních oscilací. Rezonanční perioda stojatých torzních módů n -tého řádu je dána výrazem:

$$P = \frac{2L}{nC_{A0}} . \quad (64)$$

Například pro $L = 200 \text{ Mm}$ a $C_{A0} = 1 \text{ Mm.s}^{-1}$, zde může být několik stojatých torzních módů s periodami a vlnovými délkami rozlišitelnými moderními koronálními spektrometry. Taková pozorování mohou být získána v rastrovém režimu, který obvyklý 1D řez spektrálního pozorování nemůže poskytnout v potřebných prostorových datech.

Další možností pozorování torzních módů je spojeno s gyrosynchrotronním zářením, které může být detekováno v rádiovém pásmu. Jak pozorované záření silně závisí na úhlu ζ mezi magnetickým polem a linií pohledu, torzní vlny mění lokální směr pole, což může měnit pozorované záření. Dle prostých odhadů Tappinga 1983 s použitím rovnice (29), v přítomnosti torzních vzruchů značná část záření může být pozorována z axiálního směru, například když vybuzené části smyčky jsou viděny z přední strany [12].

9. Nástroje pozorování a zkoumání sluneční koróny

V předchozích kapitolách byla několikrát zmíněna zařízení umožňující zkoumat korónu. V této části budou tyto zmiňované nástroje sledování koróny přiblíženy.

9.1. SoHO

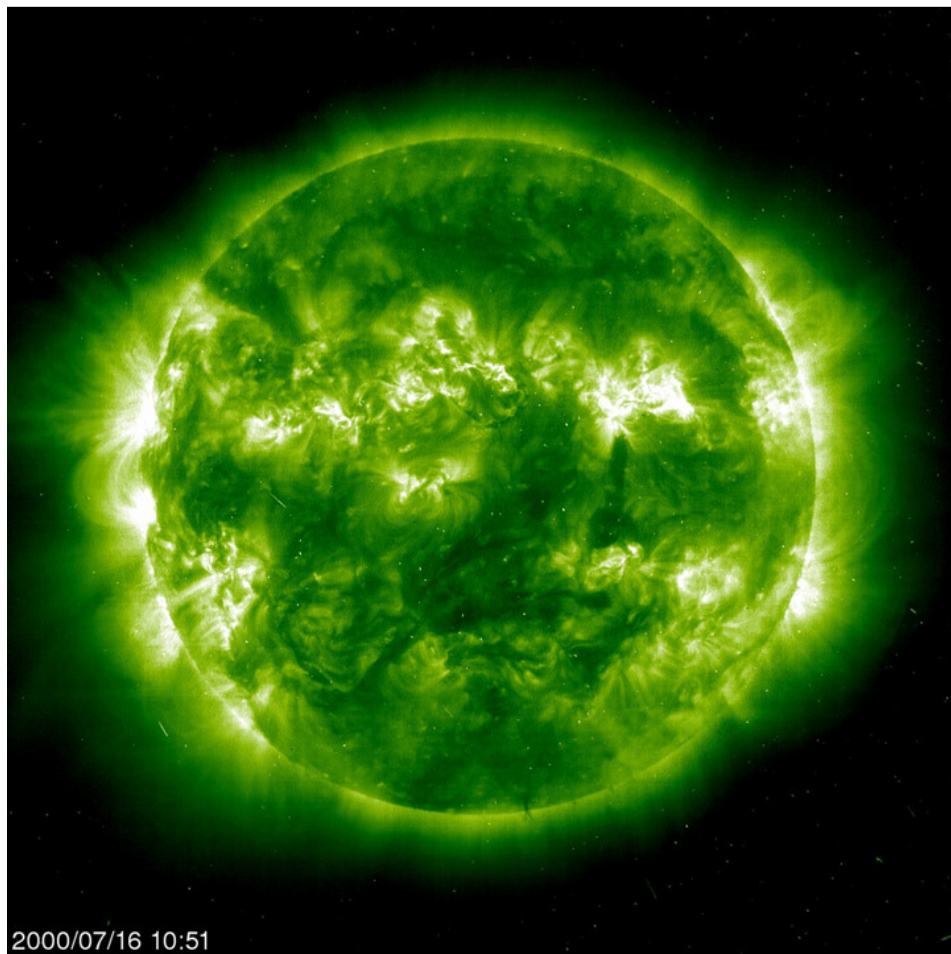
SoHO, neboli Solar and Heliospheric Observatory, čili sluneční a heliosférická observatoř je kosmická sonda, společného programu NASA a ESA, sloužící ke studiu Slunce od jeho hlubokého středu až po korónu, vypuštěná 2. prosince 1995 v 08:08 UT z mysu Canaveral na Floridě. Sonda do 14. února 1996 cestovala do svého působiště, Lagrangeova libračního bodu L1 (bod mezi dvěma hmotnými tělesy, v tomto případě mezi Slunce a Zemí, v kterém třetí mnohonásobně lehčí těleso může zůstat v rovnováze), vzdáleného asi 1 500 000 km od Země (asi 4x dál než se nachází Měsíc). SoHO je tvořeno dvěma moduly. Obslužný modul tvoří spodní část kosmického plavidla a poskytuje výkon, tepelnou kontrolu, navigaci a telekomunikaci pro celé plavidlo a podporu pro sluneční kolektory. Modul s užitečným zatížením sedí nad ním a jsou v něm umístěny všechny vědecké přístroje.

SoHO bylo sestrojeno k zodpovězení následujících základních vědeckých otázek o Slunci:

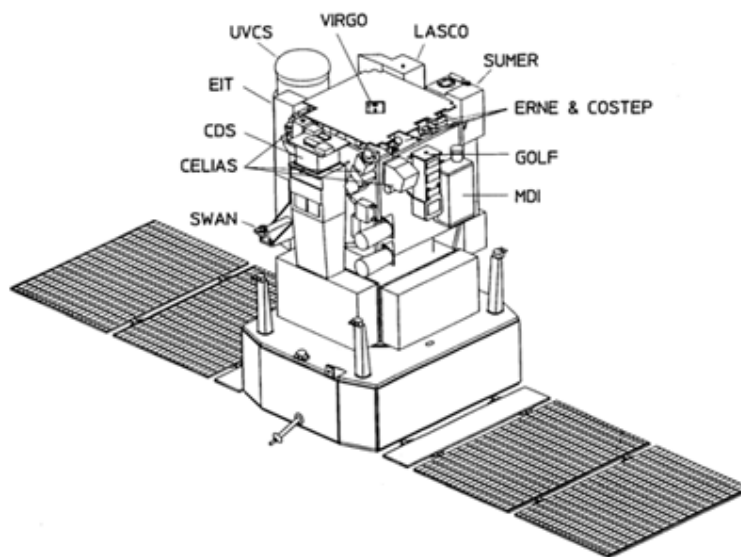
- Jaká je struktura a dynamika vnitřku Slunce?
- Vysvětlení existence sluneční koróny a způsobu jakým je zahřívána na extrémně vysoké teploty (okolo 1 000 000 K).
- Kde vzniká sluneční vítr a jak je urychlován?

Klíčové parametry:

- Rozměry (výška, hloubka, šířka) - 4,3 na 2,7 na 3,7
- Šířka s roztaženými polem solárních panelů - 9,5 m
- Celková hmotnost při vypuštění - 1850 kg
- Užitečné zařízení - 610 kg
- Telemetrie během operací v reálném čase - 200 Kbits/s
- Telemetrie během módu ukládání dat - 40 Kbits/s



Obrázek 31: Blízko slunečnímu maximu v roce 2000, Slunce je plné aktivních regionů ukazujících vysoké hodnoty sluneční aktivity. Zde pozorovaný materiál zaznamenaný sondou SoHO má milion stupňů Kelvina v emisních čarách z 19,5 nm.



Obrázek 32: Schéma rozmístění vědeckých přístrojů sondy SoHO

Přístroje na palubě:

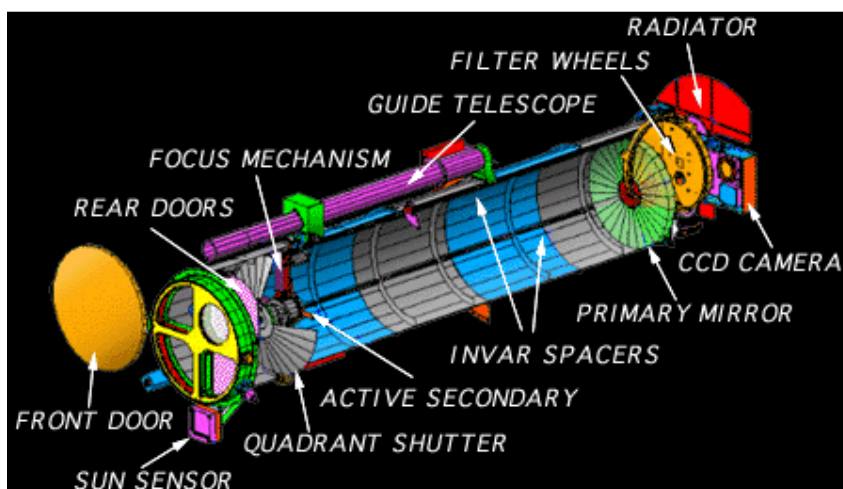
- Coronal Diagnostics Spectrometer (CDS): Přístroj určený k měření elektromagnetického záření Slunce v ultrafialovém oboru.
- Charge, Element, and Isotope Analysis System (CELIAS) - zjišťuje složení slunečního větru a meziplanetárních částic (rychlost, hustotu, směr toku).
- Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyzer (COSTEP) - dalekohled pro zkoumání spekter elektronů a jader hélia a vodíku ve sluneční atmosféře.
- Extreme ultraviolet Imaging Telescope (EIT) - přístroj k zobrazení vnitřní koróny ve čtyřech spektrálních čarách ultrafialového oboru (Fe IX/X, Fe XII, Fe XV, He II).
- Energetic and Relativistic Nuclei and Electron experiment (ERNE) - měří a zaznamenává urychlování částic ve sluneční atmosféře, základní a isotopickou přeměnu vodíku na železo, energetická spektra iontů a elektronů s energií na 1 MeV, šíření částic v prostoru, detekuje rozpadlé protony a neutrony.
- Global Oscillations at Low Frequencies (GOLF) - zaznamenává celkové oscilace Slunce v rozsahu 10⁻² až 10⁻⁷Hz s důrazem na nízkofrekvenční vlny, které pronikají slunečním jádrem.
- Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO) - přístroj k měření velmi slabého koronálního záření.
- Michelson Doppler Imager/Solar Oscillations Investigation (MDI/SOI) - přístroj vytvoření SOI (mezinárodní projekt pro zkoumání vnitřní struktury a dynamiky Slunce) pro zobrazení vibrací vnitřních částí Slunce.
- Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation (SUMER) - přístroj pro detailní spektroskopickou diagnostiku plazmatu (proudy, teplota, hustota a dynamika) atmosféry Slunce, od chromosféry, přes tranzitní region k vnitřní koróně, v rozsahu teplot od 10 000 do 2 000 000 K a výš.
- Solar Wind Anisotropies (SWAN) - sleduje Lymanovo alfa záření vznikající v atomech vodíku.
- Ultraviolet Coronagraph Spectrometer (UVCS) - speciální přístroj pro zkoumání slunečního větru a koróny.
- Variability of Solar Irradiance and Gravity Oscillations (VIRGO) - je určený k velmi přesným měřením celkového a spektrálního záření Slunce, měření polárních a rovníkových průměrů [21].

9.2. TRACE

Transition Region and Coronal Explorer je sonda určená k zobrazení sluneční koróny a tranzitních oblastí ve vysokém prostorovém a časovém rozlišení vypuštěná agenturou NASA. TRACE projekt zastává politiku všeobecně přístupných dat: všechna data jsou vědecké komunitě přístupná z příslušných archivů, jakmile je sonda zpracuje.

TRACE byl vypuštěn raketou Pegasus ze základny vzdušné obrany Vandenberg v dubnu 1998. Vypuštění TRACE bylo naplánováno v souladu s pozorováním sondy SoHO vzrůstající fáze maxima slunečních skvrn slunečního cyklu a to k jejímu doplnění. Dva satelity poskytují doplňující se pozorování: TRACE vytváří snímky ve vysokém prostorovém a časovém rozlišení, zatímco SoHO přináší obrazy a spektrální data, ale v mnohem nižším rozlišení.

S těmito daty se očekává objasnění ohřevu koróny a impulsivních MHD jevů a to s výhodami nejen pro fyziku Slunce, ale také pro studia hvězdných aktivit k MHD nárůstu disků. Magnetogramy produkované nástrojem MDI na SoHO poskytuje kompletní záznam erupcí a distribuce fotosférických magnetických polí, která jsou neocenitelná pro pochopení pozorování formování koronálních děr a koronálních výronů hmoty prováděných sondou TRACE [22].



Obrázek 33: schéma řezu teleskopem TRACE

Nástroje TRACE:

- Teleskop: 30 cm průměr, 160 cm délka, 8,66 m ohnisková vzdálenost
- Snímač: 1024 na 1024 čelně osvětlený, třífázový CCD
- Optika: Super leštěné zrcadla jednotlivě pokrytá ve čtyřech kvadrantech.
- Teplota: Snímač pasivně chlazen na -65 °C

Klíčové vědecké parametry:

- Vlnová délka: 171 FeIX, 195 Fe XII, 284 Fe XV, 1216 H I, 1550 C IV, 1600 kontinuum
- Prostorové rozlišení: 1 oblouková sekunda; 0,5 pixelů obloukové sekundy
- Časové rozlišení: < 1-5 s
- Čas expozice 2 ms - 260 s
- Úhel pohledu: 8,5 na 8,5 obloukových minut

Sonda:

- Počítačový systém: 80386/80387 Processor, 300 Mbps SSR, 1553 datová sběrnice
- Komunikační systém: S-band transponder, 2 Kbps uplink, 2,25 Mbps downlink
- Mechanická struktura: trubkový design nýtovaného hliníku
- Baterie: 9 Ah „Super“ niklocadmiové
- Solární panely: Gallium arsenikové sluneční buňky

10. Závěr

Oscilace v koronálních smyčkách Slunce jsou pozorovány již několik desetiletí. Jejich význam leží v jejich potenciálu pro diagnostiku slunečních koronálních struktur (magnetické pole, hustota plynu, atd.) Vlny v koronálních smyčkách jsou studovány jak pozorováním, tak teoreticky. Různé režimy kmitů v koronálních byly sledovány vysoce citlivými nástroji jako je SUMER (SoHO) a TRACE. Pozorované kmity zahrnují šířící se a stojaté pomalé magnetoakustické vlny. Byly také pozorovány druhy rychlých magnetoakustických vln, horizontálních „kink“, vertikálních „kink“ a „sausage“ vln. Kmity koronálních smyček jsou také studovány analyticky. Analytické studie jsou bohužel použitelné pouze na vysoce idealizované případy, zatímco numerické simulace mohou být často použity pro řešení mnohem komplexnějších problémů.

Výše uvedené studie jsou velmi důležité ve spojitosti s problémem ohřevu koróny, zrychlení slunečního větru, atd., protože zjištění možných mechanismů zmíněných procesů patří k nevyřešeným problémům sluneční fyziky.

SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY:

- [1] Encyclopedia of the Solar System. 2nd rev. edition. Edited by Lucy-Ann McFadden, Paul R. Weissman, Torrence V. Johnson. Velká Británie : Academic Press of Elsevier, 2007. ISBN 0-12-088589-1. The Sun, s. 71-99.
- [2] Edlén, B.: die dutung der emissionslinien im spektrum der sonnenkorona. Z. Astrophys. 22 (1942), 30-64.
- [3] Lot, B.: Étude de la couronne solaire en dehors des eclipses. Z.Astrophysik 5 (1932), 73-95
- [4] Peterson, S.W.: experimental detection of thermal radiation from interplanetary dust. Astrophys. J. 148 (1967), L37-L39.
- [5] Gulyaev, R. A., Shcheglov, P.v.: Interferometric observations of emission features in the F-corona. Contr. Astron. Skalnaté Pleso 28 (1999), 237-242.
- [6] Wang, Y.M., Sheeley, N.R., Rich, N.B.: Coronal pseudostreamers. Astrophys. J.658 (2007), 1340-1348
- [7] Judge, P.G.: Spectral lines for polarization measurements of the koronal magnetic field. I. Theoretical intensities. Astrophys. J. 500 (1998), 1009-1002
- [8] Druckmüller, M., Rušin, V., Minarovjeh, M.: A new numerical method of total solar eclipse photography processing. Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 36 (2006), 131-148.
- [9] Pasachoff, J.M., Kimmel, s.B. Druckmüller, M., Rušin, V., Saniga, M.: Fine structures in the white-light solar corona at 2006 eclipse. Astrophys. J. 665 (2007), 824-829.
- [10] Parker, E.E.: Magnetic Neutral Sheets in Evolving Fields - Part Two - Formation of the Solar Corona. Astrophys. J. 264 (1983), 642-647.
- [11] Aschwanden, Mj.: An Observational Test That Disproves Coronal Nanoflare Heating Models. Astrophys. J. 672 (2008), L135-136
- [12] Nakariakov, Valery M. , Verwichte, Erwin. Coronal Waves and Oscillations [online]. 3. Living Rev. Solar Phys., 2005 [cit. 2009-11-11]. Dostupný z WWW: <http://solarphysics.livingreviews.org/Articles/lrsp-2005-3/>
- [13] Sakurai, T., Goossens, M., Hollweg, J.V., 1991a, "Resonant behaviour of MHD waves on magnetic flux tubes. I - Connection Formulae at the Resonant Surfaces", Solar Phys., 133, 227-245. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?1991SoPh..133..227S
- [14] Roberts, B., 1981a, "Wave propagation in a magnetically structured atmosphere. I - Surface waves at a magnetic interface.", Solar Phys., 69, 27-38. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?1981SoPh..6927R
- [15] Nakariakov, V.M., Roberts, B., 1995a, "Magnetosonic Waves in Structured Atmospheres with Steady Flows, I", Solar Phys., 159, 213-228. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?1995SoPh..159..213N.

- [16] Edwin, P.M., Roberts, B., 1983, "Wave propagation in a magnetic cylinder", Solar Phys., 88, 179-191. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?1983SoPh...88..179E.
- [17] Ofman, L., Davila, J.M., Steinolfson, R.S., 1994, "Coronal heating by the resonant absorption of Alfvén waves: The effect of viscous stress tensor", Astrophys. J., 421, 360-371. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?1994ApJ...421..360O.
- [18] Heyvaerts, J., Priest, E.R., 1983, "Coronal heating by phase-mixed shear Alfvén waves", Astron.Astrophys., 117, 220-234. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?1983A&A...117..220H.
- [19] Schrijver, C.J., Aschwanden, M.J., Title, A.M., 2002, "Transverse oscillations in coronal loops observed with TRACE - I. An Overview of Events, Movies, and a Discussion of Common Properties and Required Conditions", Solar Phys., 206, 69-98. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?2002SoPh..206..69S.
- [20] Terradas, J., Ofman, L., 2004, "Loop density enhancement by nonlinear magnetohydrodynamic waves", Astrophys. J., 610, 523-531. Related online version (cited on 07 March 2005): http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/bib_query?2004ApJ...610..523T.
- [21] SoHO : Solar and Heliospheric Observatory [online]. 20.12.2006. 2006-2010 , 5.1.2010 [cit. 2009-12-30]. Dostupný z WWW: <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>
- [22] HURLBURT , Neal. TRACE : Transition Region and Coronal Explorer [online]. 1996 [cit. 2009-12-30]. Dostupný z WWW: <http://trace.lmsal.com/>

SEZNAM TABULEK:

Tabulka 1: Základní fyzikální vlastnosti Slunce.....	8
--	---

SEZNAM OBRÁZKŮ:

Obrázek 1: Průřez Sluncem	8
Obrázek 2: Spektrum slunečního záření	9
Obrázek 3: Zobrazení sluneční koróny zařízením EIT.....	13
Obrázek 4: Zobrazení sluneční koróny Druckmüllerovou metodou.....	16
Obrázek 5: Aktivní oblasti sluneční koróny	18
Obrázek 6: Globální magnetické pole Slunce.....	20
Obrázek 7: Příčná amplituda „kink“ oscilací.....	23
Obrázek 8: Magnetická proudová trubice.....	26
Obrázek 9: Disperzní diagram	28
Obrázek 10: Schéma „kink“ oscilace	29
Obrázek 11: Magnetická proudová trubice s jednotvárně se měnící hustotou.	30
Obrázek 12: Radiální profil Alfvénovy frekvence	31
Obrázek 13: Srovnání útlumového rozpadu Alfvénových vln	35
Obrázek 14: Profil Epsteinovy hustoty.....	36
Obrázek 15: Srovnání grupové rychlosti šířících se „sausage“ vln s Alfvénovou rychlostí	37
Obrázek 16: Erupce v AR 8270	40
Obrázek 17: Časový vývoj posunu smyčky.....	40
Obrázek 18: Křivky světla erupce	42
Obrázek 19: Magnetické pole uvnitř koronální smyčky	44
Obrázek 20: Pozorováním určené časy útlumu kmitů.....	47
Obrázek 21: Dopplerovy kmity v FE XIX čarách	54
Obrázek 22: Typická odpověď 1D smyčky k tepelné erupci poblíž vrcholu	55
Obrázek 23: Náčrtek modelu koronální smyčky - Tsiklauri a Nakariakov	59
Obrázek 24: Srovnání teoreticky spočtené a pozorované amplitudy EUV vzruchů.....	61
Obrázek 25: Simultánní zobrazení vzdálenosti závislé na čase šířících se EUV vzruchů	62
Obrázek 26: Vývoj korelačního koeficientu šíření vzruchů	63
Obrázek 27: Vyhodnocení maximální amplitudy pro „kink“ a „sausage“ módy	64
Obrázek 28: Číselná simulace impulsivně generovaných magnetoakustických sledů vln.....	66
Obrázek 29: Zobrazení „tadpolů“ sondou TRACE.....	66
Obrázek 30: Charakteristika příčného posunu vlnového balíku v okraji	67
Obrázek 31: Zobrazení Slunce v emisních čarách 19,5 nm.....	72
Obrázek 32: Schéma rozmístění vědeckých přístrojů sondy SoHO	72
Obrázek 33: schéma řezu teleskopem TRACE.....	74