

**UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE
FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY**

TOPOLOGIA AKTÍVNEJ OBLASTI A EMISIA C IV

Diplomová práca

Študijný program : Astronómia a astrofyzika
Študijný odbor: 4.1.1 Fyzika
Školiace pracovisko: Katedra astronómie, fyziky Zeme a meteorológie
Školiteľ: Mgr. Jaroslav Dudík, PhD.
Konzultant: doc. RNDr. Elena Dzifčáková, CSc.

Bratislava, 2010

Bc. Šimon Mackovjak

Čestné vyhlásenie

Čestne vyhlasujem, že som túto diplomovú prácu vypracoval samostatne pod vedením školiteľa Mgr. Jaroslava Dudíka, PhD. a uviedol som všetku použitú literatúru.

V Bratislave, 22. apríla 2010

.....
Bc. Šimon Mackovjak

Pod'akovanie

Moje pod'akovanie patrí v prvom rade môjmu školiteľovi Mgr. Jaroslavovi Dudíkovi, PhD.. Ďakujem mu za jeho veľkú ústretovosť, systematické vedenie, odbornú pomoc a trpezlivosť pri písaní tejto diplomovej práce. Moje pod'akovanie patrí aj mojej konzultantke doc. RNDr. Elene Dzifčákovej, CSc.. Ďakujem jej za cenné rady, ktoré mi poskytla počas jej pobytu v Bratislave alebo aj na AV ČR v Onřejove.

Veľké pod'akovanie patrí mojím rodičom za ich úžasnú podporu po každej stránke. Taktiež ďakujem svojim súrodencom a mojím priateľom za to, že boli vždy blízko, keď som ich potreboval. Na záver ďakujem za všetko Pánu Bohu.

Abstrakt

MACKOVJAK, Šimon: Topológia aktívnej oblasti a emisia C IV, Univerzita Komenského v Bratislave, Fakulta matematiky, fyziky a informatiky, Katedra astronómie, fyziky zeme a meteorológie, Školiteľ: Mgr. Jaroslav Dudík, PhD., Konzultant: doc. RNDr. Elena Dzifčáková, CSc., Bratislava, 2010, 58 strán

Práca sa zaoberá štúdiom slnečných erupcií pozorovaných v emisii iónu uhlíka C IV v súvislosti s magnetickou topológiou. Je koncipovaná do dvoch celkov. V prvom sa nachádzajú teoretické poznatky o aktívnych oblastiach a slnečných erupciách, netermálnych distribúciách a taktiež poznatky o modelovaní a topológii magnetického poľa. Tieto poznatky sú využité v druhom celku, ktorý sa zaoberá pozorovaním emisie v troch TRACE UV filtroch 1550, 1600 a 1700, z ktorých boli získané údaje o emisii „čistého“ C IV a „čistého“ UV kontinua. Bola preskúmaná ich vzájomná závislosť. Následne bol študovaný priestorový súvis erupčných jadier zo snímkami v čiare iónu vápnika Ca II H a najmä súvis s polohou kváziseparatrixov, vypočítaných pomocou extrapolácie fotosférického magnetogramu za predpokladu lineárnej bezsilovej aproximácie magnetického poľa. Štúdium prebiehalo na troch vybraných slnečných erupciách.

Kľúčové slová: Slnko: aktívna oblasť, Slnko: erupcie, Slnko: UV emisia, magnetická topológia,

This work deals with study of solar flares, observed in emission of carbon ion C IV in connection with magnetic topology. It consists of two main parts. The first theoretical part deals with solar flares, non-thermal distributions and modeling of magnetic field and magnetic topology. In the second part we studied data from TRACE UV filters 1550, 1600, 1700, which the data on “clear” C IV and “clear” UV continuum were obtained from. We also studied a dependency of the emission in C IV and in Ca II. We focused mainly on relation between locations of solar flares and quasi-separatrices, calculated by extrapolation of photosphere magnetogram with force-free linear approximation. We analyzed three solar flares in total.

Key words: Sun: active region, Sun: flares, Sun: UV emission, magnetic topology

Predhovor

Predkladaná práca vznikla na podnet aktuálnosti skúmanej tematiky v súčasnom štúdiu fyziky Slnka. Má prispieť ku komplexnému spracovaniu pozorovaných erupcií ako fenoménu, ktorý dosiaľ nie je kompletne preštudovaný. Cieľom práce bolo študovať vybrané charakteristiky a topológiu magnetického poľa zvolenej aktívnej oblasti, najmä vo vzťahu k erupciám. Topológia sa mala študovať vo fotosfére pomocou magnetogramov a v koróne za predpokladu lineárnej bezsilovej aproximácie magnetického poľa. Taktiež sa mal preskúmať prípadný súvis medzi oblasťami zvýšenej emisie čiar uhlíka C IV a magnetickým poľom. Jednotlivé ciele boli splnené a ich výsledok priniesol určité „know-how“ do celej tematiky, ktoré je potrebné pre ďalšie štúdium slnečnej fyziky. Parciálne výsledky sú v dobrej zhode s doteraz publikovanými prácami.

Obsah

Úvod.....	9
1 Slnecná aktivita a erupcie	10
1.1 Aktívne oblasti a ich prejavy v slnečnej atmosfére	10
1.2 Slnecné erupcie	12
2 Netermálna elektrónová distribúcia	17
2.1 κ -distribúcia.....	18
2.2 n -distribúcia.....	19
2.3 Intenzita spektrálnej čiary iónu uhlíka – C IV	20
3 Magnetická topológia aktívnych oblastí	26
3.1 Určenie štruktúry magnetického poľa v slnečnej atmosfére.....	26
3.2 Topológia magnetického poľa	29
3.3 Magnetická topológia a slnečné erupcie	32
4 Emisie C IV a TRACE UV filtre	34
4.1 UV filtre kozmickej misie TRACE	34
4.2 Emisia C IV a emisia kontinua v UV TRACE filtroch.....	35
4.3 Model magnetického poľa aktívnej oblasti NOAA 10652 zo dňa 25. 7. 2004.....	40
5 Súvis emisie v čiarach Ca II H a C IV	43
5.1 Pozorovaná erupcia C9,7 z 6. júna 2007	43
6. Model topológie magnetického poľa pre erupciu M4.0 v aktívnej oblasti NOAA 10137	50
Záver	55
Zoznam bibliografických odkazov	56

Zoznam obrázkov

Obrázok 1.1: Vynáranie magnetického poľa cez fotosféru.....	10
Obrázok 1.2: Priebeh teploty a hustoty častíc v slnečnej atmosfére	11
Obrázok 1.3: Model dvojrozsmernej magnetickej rekonexie.....	13
Obrázok 1.4: Schematický vývoj intenzity žiarenia počas slnečnej erupcie.....	14
Obrázok 1.5: Náčrt jednotlivých procesov pri dvojláknovej erupcii	16
Obrázok 2.1: Netermálna, κ -distribúcia energie častíc.....	19
Obrázok 2.2: Netermálna, n -distribúcia energie častíc.....	20
Obrázok 2.3: Vypočítané izotermálne intenzity spektrálnej čiary C IV	21
Obrázok 2.4: Diferenciálna emisná miera (DEM) erupcie	22
Obrázok 2.5: Priebeh príspevku k intenzite čiary C IV	23
Obrázok 2.6: Vypočítané syntetické spektrá pre Maxwellovu distribúciu	24
Obrázok 2.7: Vypočítané syntetické spektrá pre $\kappa = 5$	25
Obrázok 2.8: Vypočítané syntetické spektrá pre $\kappa = 2$	25
Obrázok 3.1 Separatrixové vrstvy - 2D a 3D model	32
Obrázok 4.1: Spektrálna priepustnosť $f(\lambda)$ TRACE UV filtrov	34
Obrázok 4.2: Slnečná erupcia v aktívnej oblasti NOAA 10652	35
Obrázok 4.3: Výsledky procedúry civ_subtract.....	37
Obrázok 4.4: Závislosť intenzít emisie „čistého“ C IV a „čistého“ UV kontinua	37
Obrázok 4.5: Závislosť intenzít emisie vo filtri TRACE 1550 a 1700	38
Obrázok 4.6: Závislosti intenzít emisie vo filtri TRACE 1550 a 1700 pre segmenty ..	39
Obrázok 4.7: Výsek MDI magnetogramu z 25.7.2004 oblasti NOAA 10652.....	41
Obrázok 4.8: Model magnetického poľa a kvaziseparatrixy.....	42
Obrázok 5.1: Erupcia z 6.6 2007 zosnímaná o 17:32 (UT) v C IV a Ca II H.....	44
Obrázok 5.2: Závislosť intenzít emisie filtra TRACE 1600 a HINODE/SOT Ca II H. 44	44
Obrázok 5.3: Erupcia z 6.6 2007 zosnímaná o 17:32 (UT) s vyznačenými segmentmi	45
Obrázok 5.4: Závislosť intenzít emisie o 17:32 (UT) pre segmenty.....	45
Obrázok 5.5: Dáta zosnímané o 17:47 (UT) v C IV a Ca II H.....	46
Obrázok 5.6: Závislosť intenzít emisie v skúmaných filtroch o 17:47 (UT)	47
Obrázok 5.7: Vyznačené segmenty na dátach zosnímaných o 17:47 (UT)	47
Obrázok 5.8: Závislosť intenzít emisie o 17:47 (UT) pre segmenty.....	48
Obrázok 6.1: Aktívna oblasť NOAA 10137 zaznamenaná 4. 10. 2002.....	50

Obrázok 6.2: Detail tvaru extrapolovaného magnetického poľa pre polaritu P2 a N2.	51
Obrázok 6.3: Slniečna erupcia M 4.0 z dňa 4. októbra 2002	52
Obrázok 6.4: Detailné výseky fotosférického MDI magnetogramu aktívnej oblasti NOAA 10137	53
Obrázok 6.5: Časový vývoj absolútnych hodnôt magnetického toku	53

Zoznam tabuliek

Tabuľka 1.1: Klasifikácia erupcií podľa RTG toku.....	15
Tabuľka 1.2: Klasifikácia erupcií podľa veľkosti ich plochy na disku.....	15
Tabuľka 5.1: Koeficient korelácie a konštanty lineárneho fitu pre čas 17:32 (UT).....	46
Tabuľka 5.2: Koeficient korelácie a konštanty lineárneho fitu pre čas 17:47 (UT).....	48

Zoznam skratiek

CME –	Coronal mass ejection
DEM –	Diferenciálna emisná miera
ESA –	European Space Agency
EUV –	Extrémne ultrafialový
HRTS –	High Resolution Telescope and Spectrograph
IDL –	Interactive Data Language
MDI -	Michelson Doppler Imager
NASA -	National Aeronautics and Space Administration
RTG -	Röntgenový
SOHO -	SOLar and Heliospheric Observatory
SOLTICE -	Solar-Stellar Irradiance Comparison Experiment
SOT –	Solar Optical Telescope
TRACE -	Transition Region and Coronal Explorer
UV -	Ultrafialový

Úvod

Slnčná fyzika, podobne ako aj iné vedecko-technické odvetvia, zažila za posledných 150 rokov nevídaný pokrok. Rýchle tempo pribúdania nových poznatkov o procesoch, ktoré na Slnku prebiehajú, ešte viac vzrástlo po umiestnení prvých solárnych teleskopov na obežnú dráhu Zeme. Mnoho o Slnku však ešte nie je známe, veľa javom ešte nerozumieme a tie, ktoré sa zdali byť dostatočne preskúmané sa ukazujú ako oveľa komplikovanejšie. Preto je bádanie našej najbližšej hviezdy stále obrovskou výzvou a dobrodružstvom.

V prvej kapitole našej diplomovej práce je uvedený všeobecný popis aktívnych oblastí a ich prejavov v atmosfére Slnka. Väčšia pozornosť je venovaná slnečným erupciám, ako jednému z týchto prejavov. Druhá kapitola sa zaoberá definíciou a popisom netermálnej distribúcie energie častíc v slnečnej atmosfére. Je poukázané na prospešnosť využívania tohto typu distribúcie pred klasickým Maxwellovským rozdelením. V tretej kapitole je predvedený spôsob modelovania magnetického poľa nad fotosférou pomocou extrapolácie fotosférického magnetogramu. Taktiež je v nej popísaná magnetická topológia a definície s ňou súvisiacich pojmov. Štvrtá kapitola sa venuje spracovaniu dát družice TRACE z troch ultrafialových filtrov 1550, 1600 a 1700. Tieto dáta boli zložené pomocou metódy `civ_subtract` za účelom získania snímok erupcie v spektrálnych čiarach čistého uhlíka C IV a čistého ultrafialového kontinua. Následne bola preskúmaná ich vzájomná súvislosť a taktiež súvislosť medzi dátami z filtrov 1550 a 1700. Pre túto aktívnu oblasť bol vypočítaný model magnetického poľa a preskúmaný postačujúci typ aproximácie využívanej pri extrapolácii magnetogramu. V piatej kapitole, sa študuje súvis pozorovaní erupcie v spektrálnej čiare iónu uhlíka C IV a iónu vápnika Ca II H. Ich vzájomná súvislosť je vypočítaná pre pokojnú oblasť, pláž a erupčné jadro. V šiestej kapitole je vysvetlený vznik erupcie pomocou skúmania časového vývoja magnetického toku. Taktiež je preskúmaný priestorový súvis polohy pozorovaného erupčného jadra v TRACE filtri 1600 a vypočítaných kváziseparatrixov.

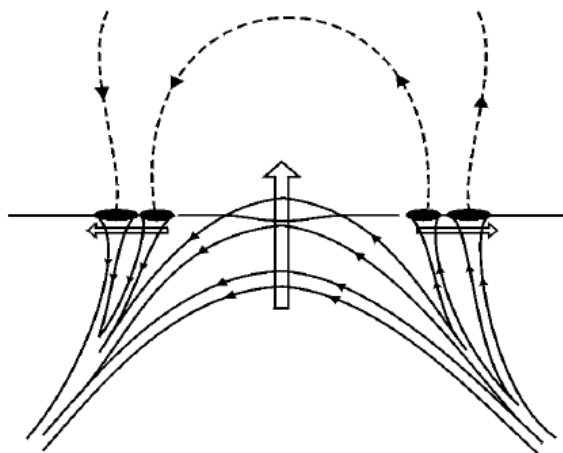
V texte sa nachádzajú priamo výsledky a diskusie ku študovaným procesom. Preto veríme, že ich spoznávanie bude pre každého záujemcu aspoň malým dobrodružstvom.

1 Slnčná aktivita a erupcie

1.1 Aktívne oblasti a ich prejavy v slnečnej atmosfére

Magnetické pole má významný vplyv na všetky fyzikálne procesy prebiehajúce v slnečnej atmosfére. Lokálne sa koncentruje v tzv. aktívnych oblastiach, ktorých prítomnosť je prejavom slnečnej aktivity. Indukcia magnetického poľa v aktívnych oblastiach je rádovo do 1 T, čo je o niekoľko rádov viac ako indukcia veľkoškálového magnetického poľa Slnka, ktorá má hodnotu asi 10^{-4} T. Životnosť a výskyt aktívnych oblastí závisí od 11 ročného cyklu aktivity.

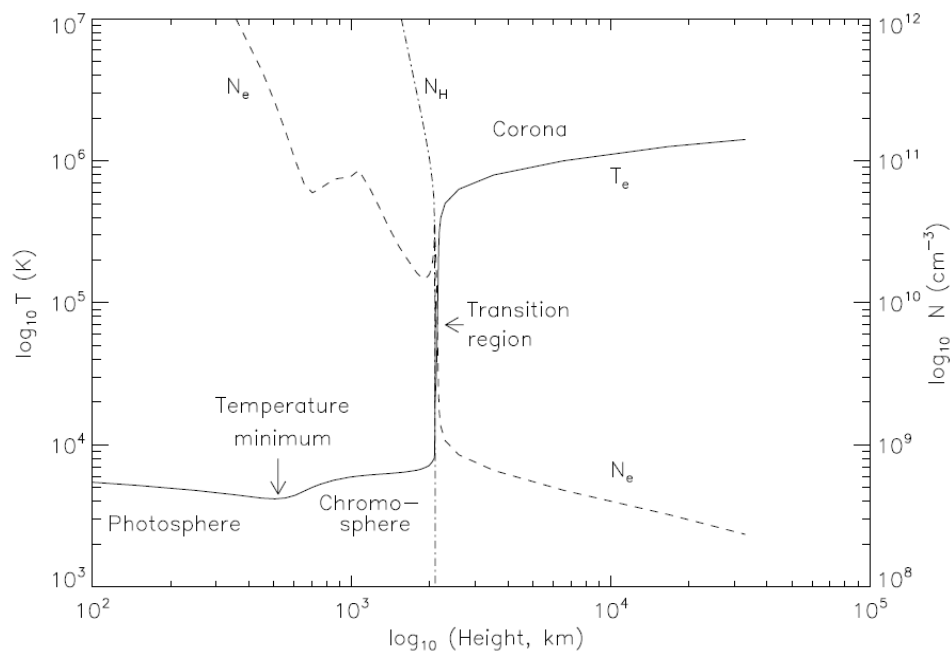
Aktívne oblasti sa začínajú formovať, keď sa trubice magnetického toku (zväzky indukčných čiar) vynoria spod fotosféry na slnečný povrch. Tak vznikajú prevažne slučkovité magnetické štruktúry, ktoré majú kladnú polaritu v miestach, kde sa vynárajú z fotosféry a zápornú polaritu v miestach, kde do nej znovu vstupujú. Bipolárnosť je preto základnou vlastnosťou aktívnych oblastí, keďže v jednej štruktúre je množstvo magnetického toku kladnej aj zápornej polarity približne rovnaké. Ilustrácia vzniku aktívnej oblasti, je na obrázku 1.1.



Obrázok 1.1: Vynáranie magnetického poľa cez fotosféru. Šípky naznačujú smer okamžitého pohybu indukčných čiar. Prevzaté zo Zwaan (1992).

Aktívne oblasti sa prejavujú v rôznych vrstvách slnečnej atmosféry a možno ich pozorovať priamo na slnečnom disku ale aj na jeho okraji. To, v akej oblasti spektra sa

zvolený prejav aktivity pozoruje, závisí od vrstvy atmosféry, v ktorej sa nachádza. Jeho spektrum teda závisí od fyzikálnych a chemických vlastností charakteristických pre danú vrstvu, najmä od teploty a hustoty. Typický priebeh teploty a hustoty v závislosti od výšky v pokojnej slnečnej atmosfére mimo aktívnych oblastí podľa modelov Gabriela (1976), Vernazzu a kol. (1981) a Fontenlu a kol. (1990) je znázornený na obrázku 1.2. Priebeh teploty a hustoty v aktívnych oblastiach môže závisieť na lokálnych podmienkach.



Obrázok 1.2: Priebeh teploty elektrónov T_e , hustoty neutrálneho vodíka n_H a hustoty voľných elektrónov n_e v pokojnej slnečnej atmosfére. Výška na osi x sa udáva od miesta, kde je optická hĺbka τ_{500} pre žiarenie s vlnovou dĺžkou 500 nm rovná 1. Prevzaté z Phillips a koll. (2008).

Vo fotosfére je možné pozorovať aktívne oblasti vo viditeľnej časti spektra ako miesta s jasnosťou, ktorá je kontrastná voči okoliu. Zrejme najznámejším prejavom aktívnych oblastí sú slnečné škvrny. Tie možno pozorovať ako nepravidelné oblasti na slnečnom disku s tmavou centrálnou časťou, nazývanou umbra a okolitou menej tmavou časťou, nazývanou penumbra. Výrazný pokles jasnosti v slnečných škvrnách spôsobuje silné vertikálne magnetické pole, ktoré blokuje konvekciu, čím sa daná oblasť stáva chladnejšou. Naopak oblasti jasnejšie v bielom svetle ako okolitá fotosféra, sa nazývajú fakule. Ich jasnosť rastie smerom k okraju slnečného disku. Zvyčajne sa vyskytujú v blízkosti slnečných škvŕn.

V chromosfére sa prítomnosť magnetického poľa dá pozorovať vďaka tzv. spikulám, fibrilám a flokulám. Asi 1 000 km široké výtrysky relatívne chladnej hmoty do koróny sa v chromosfére prejavujú ako pretiahnuté vlákna – spikuly. Možno ich pozorovať v emisii v čiarach vodíka $H\alpha$, ionizovaného vápnika Ca II H a K a v čiarach hélia ako svetlé štruktúry na okraji disku, resp. v absorpcii ako tmavé štruktúry (nazývané aj „mottles“) na slnečnom disku. Fibrily sa v čiare $H\alpha$ tiež javia ako tmavé dynamické vlákna ležiace pozdĺž trubíc magnetického toku. Plazma, ktorá sa v nich nachádza je chladnejšia a hustejšia ako okolie. Fibrily spájajú opačné fotosferické polarít. V chromosfére preto nadväzujú na flokule. Flokule (pláže) sú jasné oblasti v čiarach $H\alpha$, Ca II H a K, ktoré priestorovo súvisia s polohou fakúl vo fotosfére.

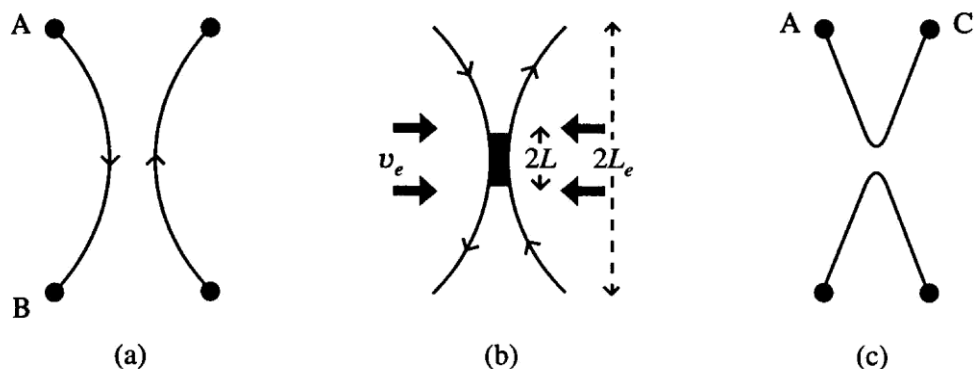
V prechodovej oblasti a koróne možno pozorovať štruktúry, ktoré sú určované tvarom magnetického poľa v ultrafialovej (UV), extrémne ultrafialovej (EUV) a röntgenovej (RTG) oblasti elektromagnetického spektra. Najmä v čiarach vysoko ionizovaného železa a vápnika možno pozorovať koronálne slučky, koronálne diery, protuberancie a tiež erupcie. V miestach, kde sú magnetické štruktúry otvorené do medziplanetárneho priestoru a ionizovaný plyn môže unikáť pozdĺž indukčných čiar, vznikajú koronálne diery. Sú to oblasti so značným poklesom emisie voči hodnotám emisie koróny pokojného Slnka. Koronálne slučky pozorované najmä v EUV a RTG oblasti súvisia s oblasťami silného magnetického poľa, pričom ich tvar priamo kopíruje tvar indukčných čiar. Protuberancie sú dobre pozorovateľné v emisii čiary $H\alpha$ na okraji slnečného disku. Vyskytujú sa v pokojnej forme ale aj vo forme aktívnych sprejov. Na disku sa pozorujú ako filamenty v absorpcii čiary $H\alpha$. Jedná sa o oblaky plazmy, ktorá je približne o dva rády chladnejšia a hustejšia ako okolitá koróna. Tepelná izolácia protuberancií je spôsobená magnetickým poľom, ktoré vo vysokoionizovanej plazme zabráňuje tepelnej vodivosti naprieč indukčnými čiarami. Sumarizáciu súčasných poznatkov o prejavoch slnečnej aktivity, je možné nájsť napr. vo Foukalovi (2004).

1.2 Slnečné erupcie

V aktívnych oblastiach prebieha neustály vývoj magnetického poľa. Dochádza k pohybu fotosférických ukotvení trubíc magnetického toku, k ich rotácii a vynáraníu nových polarít spod fotosféry. To spôsobuje hromadenie tzv. voľnej magnetickej

energie v trubiciach magnetického toku vo forme elektrického prúdu. Pri vhodných podmienkach môže dochádzať k uvoľneniu voľnej magnetickej energie procesom rekonexie (obr. 1.3). Časť energie magnetického poľa sa zmení na termálnu energiu, ktorá spôsobí nárast emisie zahriatej plazmy, a na netermálnu energiu, ktorej následkom je urýchlenie častíc a vyvrhnutie časti koronálnej plazmy (koronálny tranzient, CME). Dôsledky rekonexie môžeme pozorovať v širokej oblasti elektromagnetického spektra ako náhle a krátkodobé lokálne zjasnenie najmä koróny a chromosféry – slnečnú erupciu. No iba zriedka je emisia natoľko jasná aby bola pozorovaná v bielom svetle, ako to bolo pri prvom pozorovaní erupcie v roku 1859 Carringtonom a Hodgsonom (Foukal, 2004). Zvyčajne sa pozoruje v kratších vlnových dĺžkach, najmä v RTG a EUV oblasti spektra. Urýchlené častice sa často krát dostávajú do heliosféry a pri veľmi silných erupciách výrazne ovplyvňujú magnetické pole Zeme.

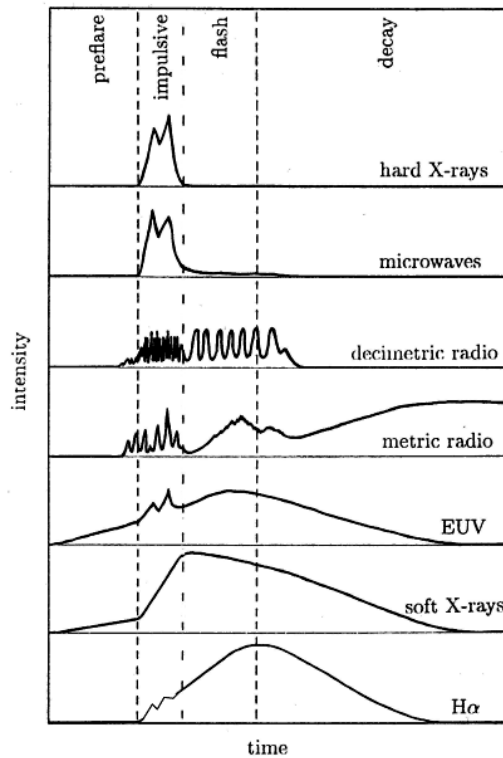
K rekonexii dochádza v zvyčajne tenkej difúznej oblasti, kde fyzikálne podmienky (nárast elektrického odporu) umožňujú difúziu magnetického poľa a ohmickú disipáciu elektrického prúdu. Jedná sa o oblasť kde sa stretávajú opačne orientované siločiar magnetickeho poľa, teda oblasť v blízkosti nulového bodu magnetickeho poľa typu X. Proces dvojrozmernej rekonexie magnetickech indukčnych čiar je schematicky znázornený na obr. 1.3. Poloha nulového bodu typu X z hľadiska magnetickej topológie je na obr. 3.1 v kapitole 3.2.



Obrázok 1.3: Model dvojrozmernej magnetickej rekonexie. Pôvodne prepojené indukčné čiary s navzájom opačnou orientáciou (a) sú unášané plazmou smerom k sebe a formuje sa difúzna oblasť (b), kde dochádza k ich vzájomnému znovu prepojeniu (c). Prevzaté z Priest a Forbes (2000).

V reálnom prípade dochádza k rekonexii v troch rozmeroch. Je preto potrebné rozšíriť teóriu dvojrozmernej magnetickej rekonexie na trojrozmernú, čím sa model značne komplikuje. V prípade rekonexie s nulovým \vec{B} sa jedná o priestorový model dvojrozmernej rekonexie. V prípade rekonexie s nenulovým \vec{B} je v celej difúznej oblasti nenulové magnetické pole a je potrebné použiť napr. koncept, ktorý navrhol Priest a Démoulin (1995) založený na preklápaní indukčných čiar magnetického poľa. Prehľad jednotlivých modelov trojrozmernej rekonexie je možné nájsť napr. v práci Kulinovej (2005).

Časový priebeh erupcie je relatívne krátky. Po prederupčnej fáze, v ktorej narastá energia magnetického poľa a trvajúcej zvyčajne do 5 minút, nastupuje impulzná fáza. V tejto fáze dosahuje intenzita žiarenia najmä v kratších vlnových dĺžkach maximum (obrázok 1.4). Impulzná fáza trvá do 20 minút a energia uvoľnená počas nej môže nadobúdať hodnoty rádovo až 10^{25} J. Dochádza k emisii tvrdého RTG a mikrovlnného žiarenia. Na záver nasleduje graduálna fáza, ktorá zvyčajne trvá do jednej hodiny. Počas nej pozvoľne klesá intenzita takmer vo všetkých vlnových dĺžkach, narastá iba v nízkofrekvenčnej rádiovej oblasti spektra.



Obrázok 1.4: Schematický vývoj intenzity žiarenia počas časového vývoja slnečnej erupcie pre niekoľko vlnových dĺžok. Prevzaté z Benz (2002).

Erupcie možno klasifikovať podľa toku v RTG oblasti spektra medzi 0,1 až 0,8 nm na týchto päť skupín: A, B, C, M, X. Intenzita jednotlivých skupín je znázornená v tabuľke 1.1.

Podľa veľkosti plochy erupčného jadra v čiare H α vyjadrenej v jednotkách 10⁻⁶ plochy viditeľnej slnečnej hemisféry možno erupcie klasifikovať na triedy S, 1, 2, 3 a 4 (Tabuľka 1.2)

Tabuľka 1.1: Klasifikácia erupcií podľa RTG toku a hodnoty tokov v blízkosti Zeme.

skupina	A	B	C	M	X
Tok [W.m ⁻²]	< 10 ⁻⁷	10 ⁻⁷ - 10 ⁻⁶	10 ⁻⁶ - 10 ⁻⁵	10 ⁻⁵ - 10 ⁻⁴	> 10 ⁻⁴

Tabuľka 1.2: Klasifikácia erupcií podľa veľkosti ich plochy na disku na H α snímkach (Foukal, 2004).

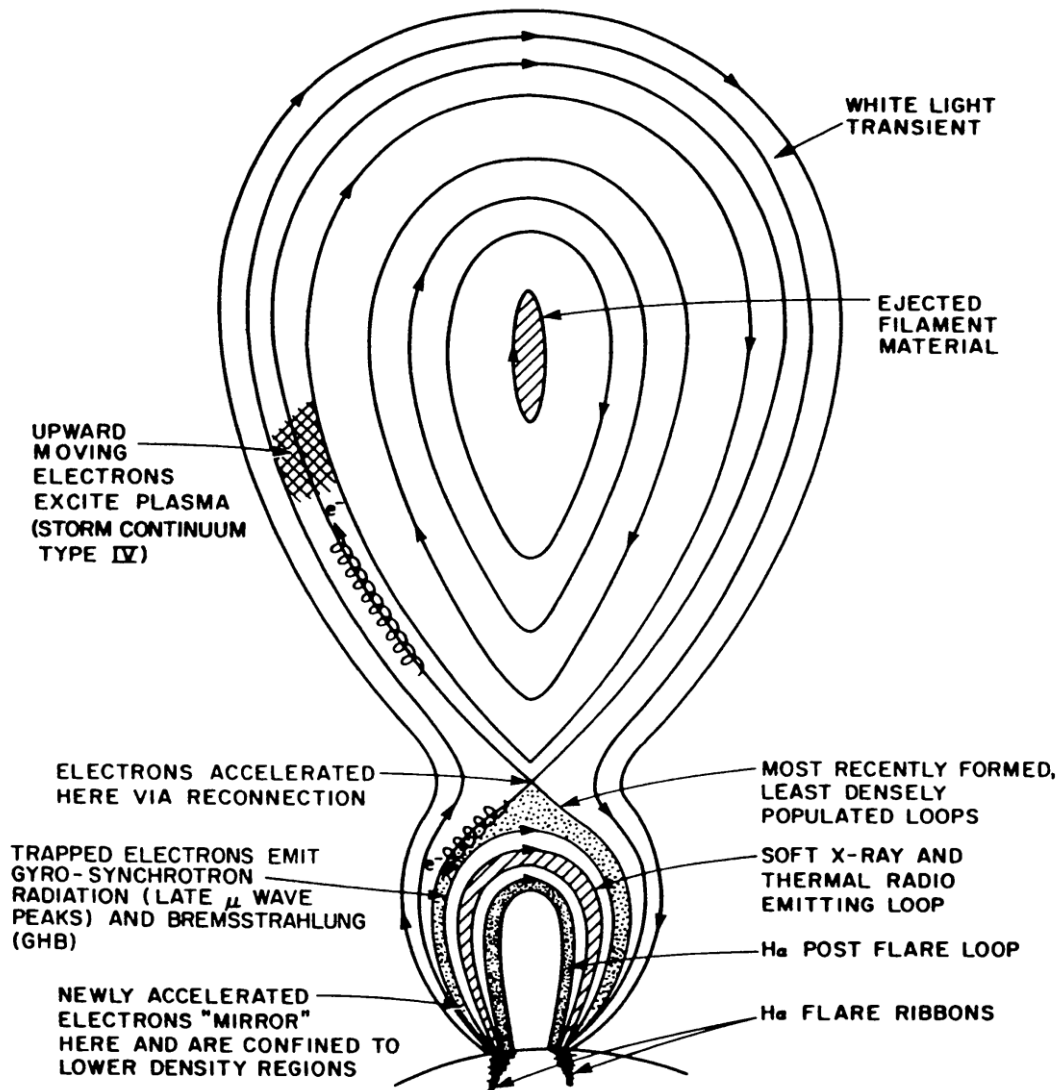
trieda	S	1	2	3	4
Veľkosť plochy *)	< 100	100 – 250	250 – 600	600 – 1200	> 1200

*) v 10⁻⁶ plochy viditeľnej slnečnej hemisféry

Z fyzikálneho hľadiska je najdôležitejšia klasifikácia erupcií podľa topológie magnetického poľa.

- Uzavreté (impulzné) – nedochádza pri nich k otvoreniu magnetickej konfigurácie. Erupčné slučky majú malý priestorový rozsah.
- Eruptívne (dynamické) – sú priestorovo väčšie a dochádza k ich vzniku vo väčšej vzdialenosti od slnečných škvŕn ako je to pri uzavretých erupciách. Vďaka otvoreniu indukčných čiar počas erupcie dochádza k uvoľneniu veľkého množstva energetických častíc a k CME. (Sakai a de Jager, 1996)

Pre eruptívny typ erupcií je typické vytváranie erupčných slučiek. Schematický náčrt aj s popisom jednotlivých častí je na obrázku 1.5. V chromosfére v čiare $H\alpha$ možno pozorovať lokálne zjasnenia, majúce tvar vlákien. Nazývajú sa erupčné jadrá. Tie ležia v ukotveniach erupčných slučiek žiariacich v RTG a EUV oblastiach spektra. Zvyčajne sú dve, každé v danej oblasti fotosférických polarít. Eruptívne erupcie sa preto nazývajú aj dvojvláknové.



Obrázok 1.5: Náčrt jednotlivých procesov pri dvojvláknovej erupcii. Erupčné slučky, ktoré možno pozorovať v rôznych vlnových dĺžkach sú ukotvené v erupčných jadrách. Nad nimi dochádza ku korónálnym tranzientom a výronom hmoty. Veľkosť jednotlivých častí nie je znázornená v reálnej mierke. Prevzaté z Cliver (1986).

2 Netermálna elektrónová distribúcia

Pri skúmaní slnečnej koróny a prechodovej oblasti sa zvyčajne predpokladá, že v plazme dominujú zrážky častíc a rozdelenie energie $f(E)$ týchto častíc zodpovedá Maxwellovej (termálnej) distribučnej funkcii,

$$f(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}(k_B T)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/k_B T} dE \quad (2.1)$$

ktorá je charakterizovaná parametrom T označujúcim termodynamickú teplotu. Tento predpoklad však nemusí byť presný v bežných fyzikálnych podmienkach koróny, najmä v plazme s nízkou hustotou a vysokým gradientom teploty alebo hustoty. Distribučná funkcia, v takejto plazme môže v porovnaní s Maxwellovou distribučnou funkciou obsahovať vyšší počet častíc s energiami oveľa väčšími ako je stredná energia rozdelenia (Scudder a Olbert, 1979a,b; Owocki a Scudder, 1983). Distribučná funkcia odlišná od Maxwellovej sa všeobecne nazýva netermálna distribučná funkcia.

Magnetické pole zvyšuje možnosť netermálnej distribúcie, pretože svojou prítomnosťou blokuje disipačné procesy (Dzifčáková a kol., 2005). Netermálna distribúcia následne vedie k zmenám v ionizačnej a excitačnej rovnováhe (Dzifčáková, 2000, 2002, 2006; Dzifčáková a Kulinová, 2003; Dzifčáková a Tóthová, 2007) a taktiež k zmenám v intenzitách spektrálnych čiar v porovnaní s ich intenzitami pre Maxwellovo rozdelenie. Pinfield a kol. (1999) zistili, že intenzita čiary Si III v slnečnej prechodovej oblasti môže byť vysvetlená prítomnosťou netermálnej distribúcie. Dokázali aj, že čiara 1313 Å bola rozšírená netermálnymi elektrónmi. Faktor rozšírenia čiary pre aktívnu oblasť bol 5 a pre pokojnú oblasť a koronálne diery bol rovný 2. Tieto pozorovania ukázali, že existuje vzťah medzi prítomnosťou magnetického poľa a netermálnou distribúciou v slnečnej prechodovej oblasti. Schrijver (1990) ukázal, že existuje spojitosť medzi zosilnenou emisiou iónu uhlíka C IV a magnetickým tokom. Toto anomálne zosilnenie emisie by mohlo byť spôsobené práve prítomnosťou netermálnej distribúcie. Jej pôvod je pravdepodobne spojený s prítomnosťou urýchlených elektrónov

v magnetických štruktúrach, postupujúcich pozdĺž indukčných čiar (Dzifčáková a kol., 2005).

2.1 κ -distribúcia

Netermálnu elektrónovú distribúciu so zvýšeným počtom vysoko energetických elektrónov možno modelovať použitím κ -distribúcie. Tvar distribučnej funkcie sa môže meniť pomocou voľného parametra κ , spojíte zo silne nemaxwellovského rozdelenia ($\kappa \rightarrow 3/2$) po maxwellovský ($\kappa \rightarrow \infty$). κ -distribúcia s κ väčšou ako 25 je veľmi podobná Maxwellovej distribúcii. Jej tvar pre dve rôzne teploty je znázornený na obr. 2.1. κ -distribúcia je definovaná nasledovne (napr. Owocki a Scudder, 1983; Dzifčáková, 2002)

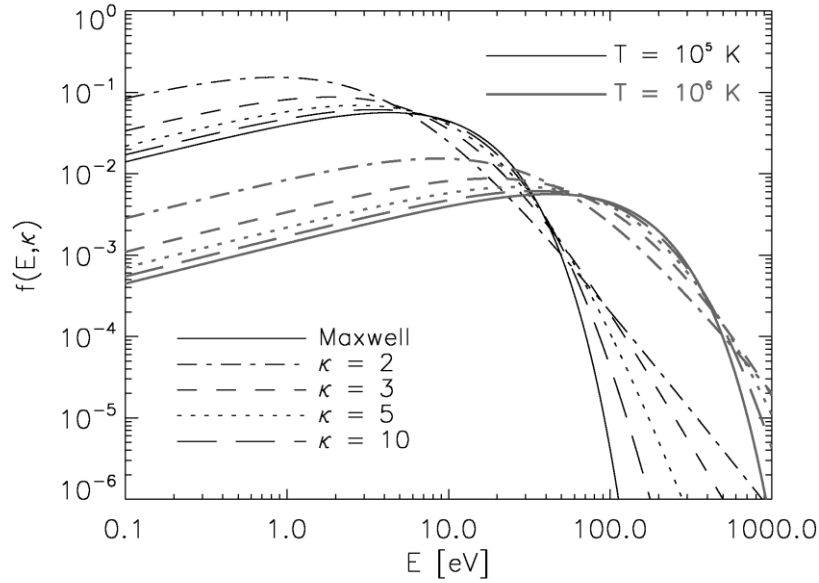
$$f(E, \kappa)dE = A_\kappa \frac{1}{\sqrt{\pi}(k_B T)^{3/2}} \frac{E^{1/2}}{\left(1 + \frac{E}{(\kappa - 3/2)k_B T}\right)^{\kappa+1}} dE \quad (2.2)$$

kde E je kinetická energia elektrónov, T je termodynamická teplota a spolu s κ sú parametrami distribúcie, $k_B \approx 1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ je Boltzmanová konštanta a A_κ je normalizačná konštanta, ktorá má takýto tvar:

$$A_\kappa = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)(\kappa - 3/2)^{3/2}} \quad (2.3)$$

Parameter T môžeme označiť ako termodynamická teplota, pretože súvisí so strednou energiou $\langle E \rangle$ distribúcie vzťahom $\langle E \rangle = 3k_B T/2$, ktorý je rovnaký ako v prípade Maxwellovej distribúciu.

κ -distribúcia s hodnotou $\kappa = 2$ bola diagnostikovaná v slnečných erupciách (Dzifčáková a Kulinová, 2010a) a s hodnotou $\kappa = 7$ v aktívnych oblastiach (Dzifčáková a Kulinová, 2010b). κ -distribúcia bola taktiež diagnostikovaná a použitá na vysvetlenie pozorovaných rýchlostí častíc v slnečnom vetre (Zouganelis a kol., 2008). Collier (2004) ukázal, že ak sa v danom systéme v čase nezachováva stredná hodnota energie, tak je rozdelenie energie dané κ -distribúciou.



Obrázok 2.1: Netermálna κ – distribúcia a Maxwellova distribúcia energie častíc pre dve rôzne teploty 10^5 a 10^6 K. Stredná energia je rovnaká pre všetky distribúcie a danú teplotu.

2.2 n–distribúcia

Distribúcia s vyšším a užším píkcom v tvare distribučnej funkcie, v porovnaní s Maxwellovou distribúciou sa nazýva n–distribúcia. Dochádza k nej počas slnečných erupcií v koronálnej plazme s nízkou hustotou (Seely a kol., 1987). Nazýva sa aj kvázi–mono energetická netermálna distribúcia a je definovaná nasledovne (napr. Dzifčáková a Tóthová, 2007)

$$f(E, n)dE = B^n \frac{2}{\sqrt{\pi}(k_B T)^{\frac{n}{2}+1}} E^{n/2} e^{-E/k_B T} dE \quad (2.4)$$

kde n a T sú voľné parametre a B^n je kalibračná konštanta, ktorá má tvar:

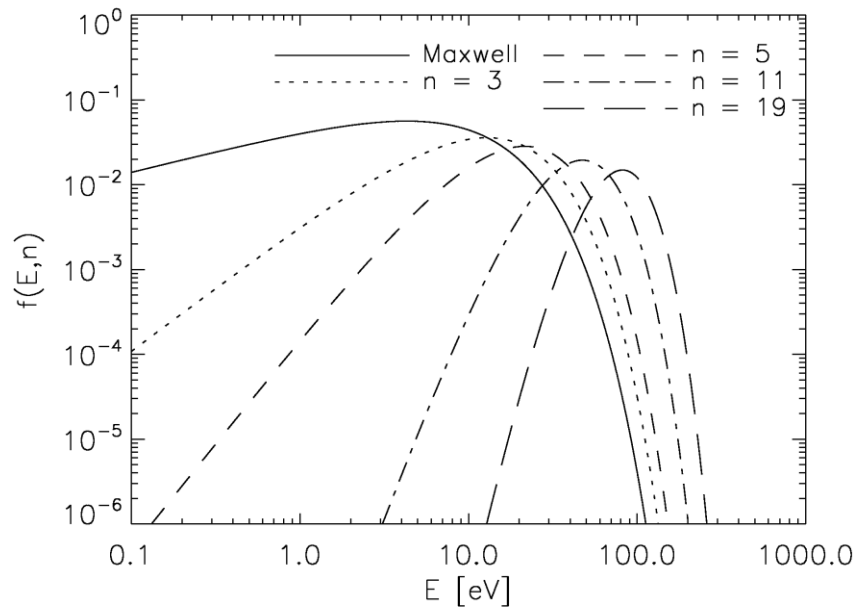
$$B^n = \frac{\pi^{1/2}}{2\Gamma(\frac{n}{2} + 1)} \quad (2.5)$$

Tvar n–distribúcie závisí od parametra n . Pre $n = 1$, n–distribúcia odpovedá Maxwellovej distribúcii. S narastajúcim n narastá odklon tvaru n–distribúcie od

Maxwellovej distribúcie (obr. 2.2). Stredná energia rozdelenia $\langle E \rangle = \left(\frac{n}{2} + 1\right) k_B T$ pri konštantnom T narastá úmerne s parametrom n . Stredná energia rozdelenia teda závisí na oboch parametroch T a n . Pre zjednodušenie bol zavedený nový parameter s názvom pseudo-teplota τ (Dzifčáková, 1998). Pseudo-teplota je definovaná ako teplota Maxwellovho rozdelenia, ktorého stredná energia je rovná strednej energii n -distribúcie

$$\frac{3}{2} k_B \tau = \left(\frac{n}{2} + 1\right) k_B T \quad (2.6)$$

Pseudo-teplota popisuje vlastnosti plazmy lepšie ako parameter T .



Obrázok 2.2: Netermálna, n -distribúcia energie častíc. Maxwellová distribúcia ako špeciálny prípad n -distribúcie keď $n=1$.

2.3 Intenzita spektrálnej čiary iónu uhlíka – C IV

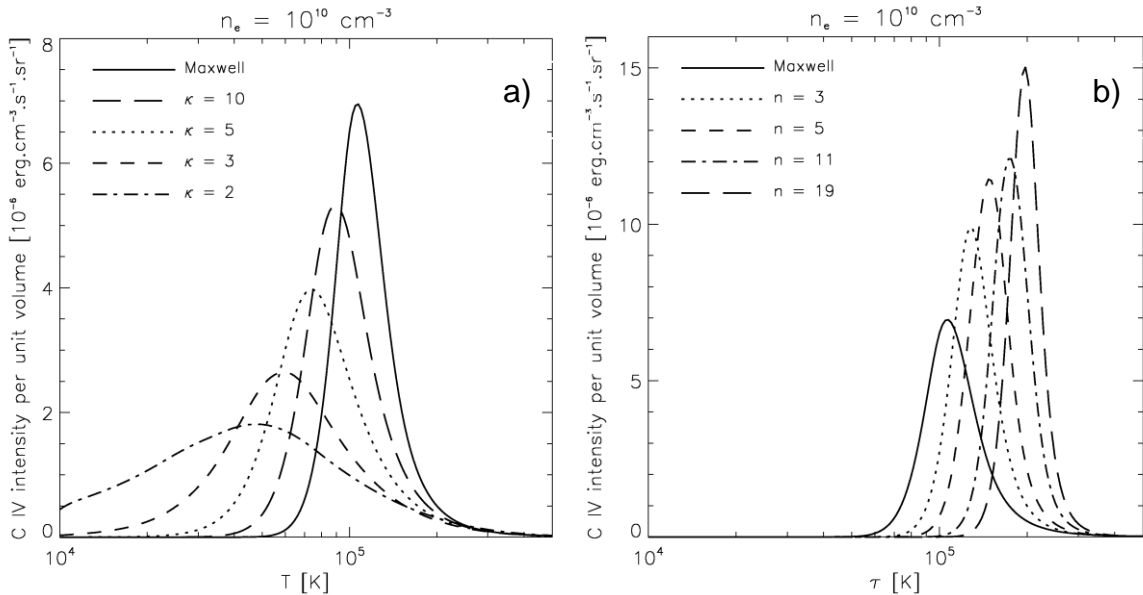
Ión uhlíku C IV vytvára dublet rezonančných čiar prechodom $2^2 P_{3/2} \rightarrow 2^2 S_{1/2}$, ktorý možno pozorovať s vlnovou dĺžkou 1 548,189 Å a prechodom $2^2 P_{1/2} \rightarrow 2^2 S_{1/2}$, ktorý možno pozorovať s vlnovou dĺžkou 1 550,775 Å.

Intenzita I opticky tenkej spektrálnej čiary λ_{ij} , zodpovedajúcej prechodu z hladiny i na hladinu j je daná vzťahom (napr. Philips a kol., 2008):

$$I(\lambda_{ij}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{hc A_{ij} N(X_i^{+m}) N(X^{+m})}{\lambda_{ij} N_e N(X^{+m})} \frac{N(X^{+m})}{N(X)} A_x \frac{N(H)}{N_e} N_e^2 dx \quad (2.7)$$

kde $h \approx 6,62 \times 10^{-34}$ Js je Plancková konštanta, $c \approx 3,00 \times 10^8$ ms⁻¹ je rýchlosť svetla, A_{ij} je Einsteinov koeficient pre spontánnu emisiu, A_x je relatívna abundancia prvku X , $N(X^{+m}) / N(X)$ je relatívna abundancia iónu m prvku X voči prvku X (ionizáčna rovnováha), $N(X_i^{+m}) / N(X^{+m})$ je abundancia iónov X^{+m} s elektrónom na hladine i (excitačná rovnováha) a $N(H) / N_e$ je abundancia vodíka voči voľným elektrónom.

Poloha maxima intenzity spektrálnej čiary v závislosti na T je v izotermálnej plazme určovaná typom distribúcie. Na obr. 2.3 je znázornený priebeh intenzít emisných čiar C IV pre maxwellovú, κ a n -distribúciu získaných pomocou databázy a software CHIANTI (Dere a kol., 1997; Landi a kol., 2006; Dere a kol., 2009) a jej modifikácie pre netermálnu distribúciu (Dzifčáková, 2006b; Dzifčáková 2010, v príprave).

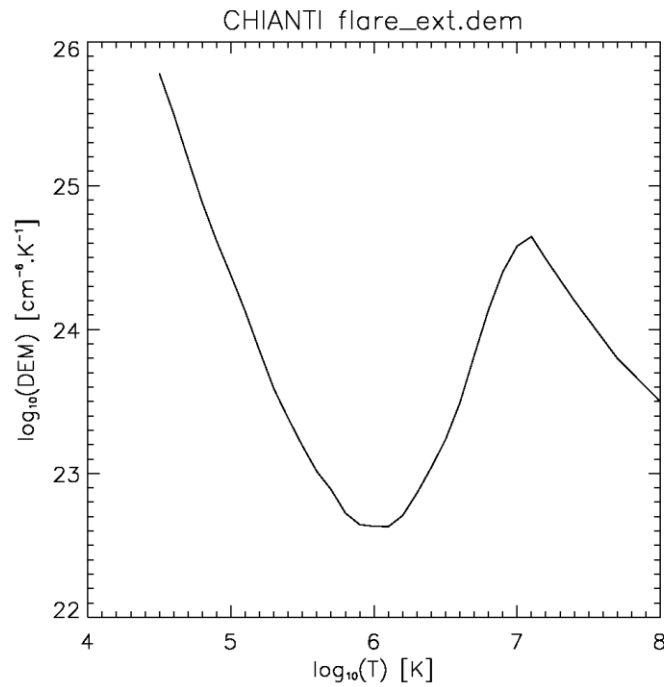


Obrázok 2.3: Vypočítané izotermálne intenzity spektrálnej čiary C IV pre elektróny s hustotou $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ rozložených podľa: a) κ -distribúcie pre rôzne κ , b) n -distribúcie pre rôzne n .

Reálne podmienky v koróne viac ako izotermálny model popisuje diferenciálna miera emisie $DEM(T)$. Charakterizuje rozdelenie hustoty emitujúcej plazmy podľa teploty pozdĺž zorného lúča (napr. Philips a kol. 2008):

$$DEM = n_e n_H \frac{dl}{dT} \quad (2.8)$$

kde n_e a n_H označujú hustotu voľných elektrónov, resp. vodíku, dl je vzdialenosť pozdĺž zorného lúča a dT je teplotný interval. Tvar DEM distribúcie tak charakterizuje fyzikálne podmienky v plazme slnečnej atmosféry. To znamená, že závislosti, ktoré poznáme z emisie hviezdy, môžu byť charakterizované práve pomocou DEM distribúcie celkovej žiarivosti hviezdy (Aschwanden, 2004). DEM distribúcia *flare_ext.dem*, pre slnečnú erupciu študovanú v práci Dere a Cook (1979) a implementovanú v CHIANTI, je znázornená na obr. 2.4.



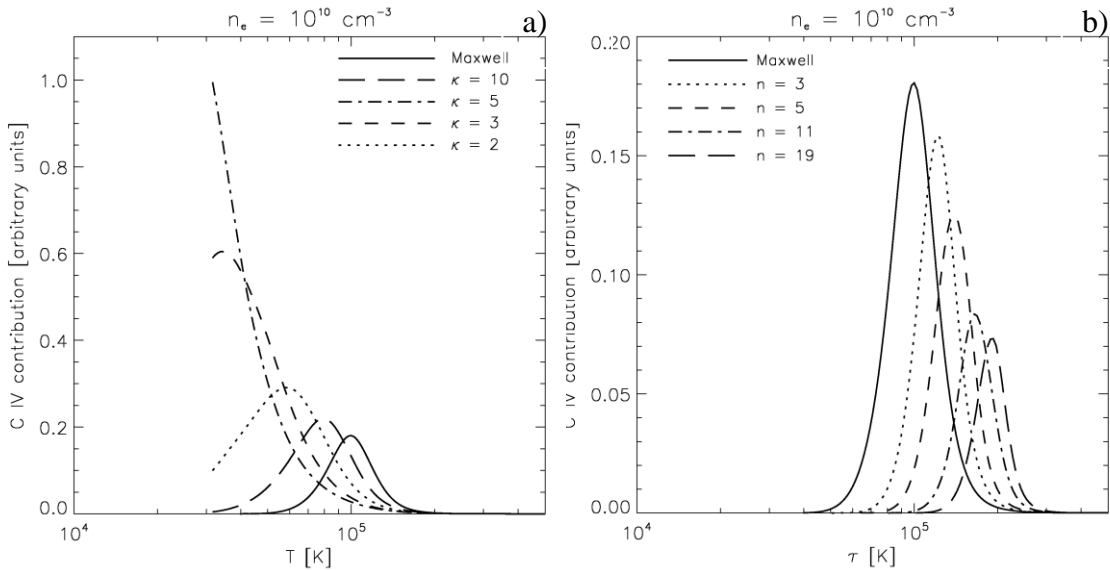
Obrázok 2.4: Diferenciálna emisná miera (DEM) erupcie podľa modelu Dere a Cook (1979).

Zavedením DEM distribúcie teploty možno vzťah 2.7 prepísať na vzťah.

$$I(\lambda_{ij}) = \frac{1}{4\pi} \int G(T, n_e, \lambda, A, \text{distr.}) DEM dT \quad (2.10)$$

pričom funkcia G je príspevková funkcia intenzity.

Hodnoty príspevku k intenzite čiary C IV (príspevkovej funkcie vynásobenej DEM) pre Maxwelllovo, κ a n rozdelenie energie častíc sú znázornené na obr. 2.5. Pre teplotu $\log_{10}(T) = 5$ použitím κ -distribúcie vychádzajú výrazne vyššie hodnoty príspevkovej funkcie ako pre Maxwelllovo rozdelenie, naopak pre n -distribúciu príspevková funkcia klesá a posúva sa k vyšším teplotám.

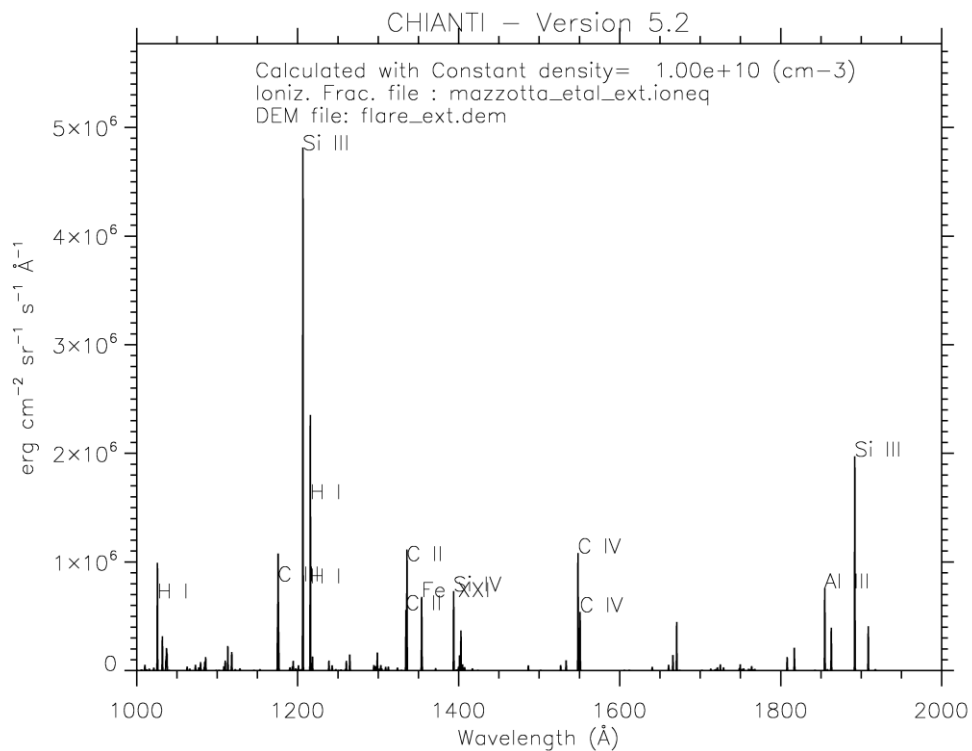


Obrázok 2.5: Priebeh príspevku k intenzite čiary C IV (príspevkovej funkcie vynásobenej DEM rozdelením) pri zadanej hustote elektrónov rozložených podľa: a) κ - distribúcie pre rôzne κ b) n - distribúcie pre rôzne n . Priebeh funkcií je zľava ohraničený, pretože DEM distribúcia je v CHIANTI zadaná len pre $\log_{10}(T) \geq 4,5$.

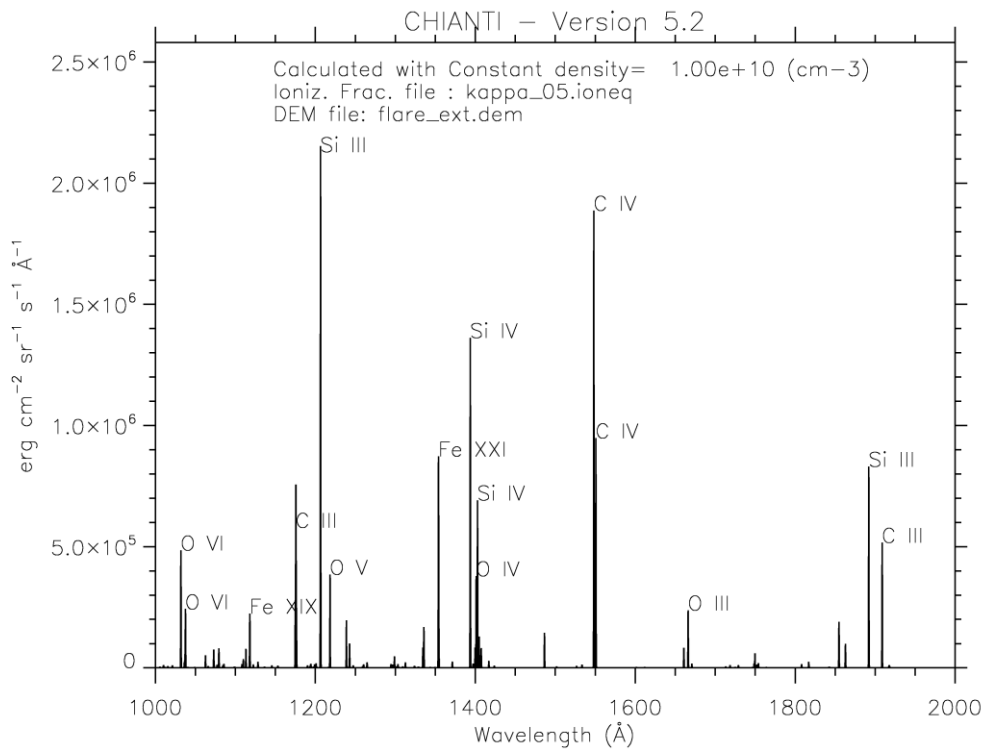
Vplyv tvaru distribučnej funkcie na intenzitu spektrálnych čiar je zrejмый z vypočítaných syntetických spektier (obr. 2.6, 2.7, 2.8). Údaje o koronálnych abundanciách potrebných pre tento výpočet boli použité zo súboru *sun_coronal_ext.abunt*, ktorý zahŕňa dáta prác Feldman a kol. (1992), Grevesse a Sauval (1998) a Landi a kol. (2002). Na výpočet spektier pre Maxwelllovú distribúciu bol použitý súbor *mazzota_etal_ext_ioneq*, ktorý vychádza z prác Landini a Monsignorini Fossi (1991) a Mazzota a kol. (1998). Rozšírenie databázy CHIANTI na výpočet syntetických spektier pre netermálne distribúcie vypracovala Dzifčáková (2006b, 2010). Výpočty ionizačnej frakcie, teda množstva zvoleného iónu pre určitú teplotu, sú založené na prácach Dzifčáková (1992, 2000, 2002, 2006), Dzifčáková a Kulinová

(2003) a Dzifčáková a Tóthová (2007). Pre znázornenie vplyvu typu distribúcie energie na intenzitu spektrálnych čiar sme použili κ -distribúciu pre $\kappa=5$ (obr. 2.7) a $\kappa=2$ (obr. 2.8). Všetky vypočítané syntetické spektrá boli vypočítané pre DEM distribúciu teploty v erupcii na čo boli použité údaje zo súboru *flare_ext.dem* (Dere a Cook, 1979). Vypočítané spektrá nezahŕňajú vplyv prítomnosti kontinua, ktoré má intenzitu i tak o tri rády nižšiu ako vypočítané spektrálne čiary.

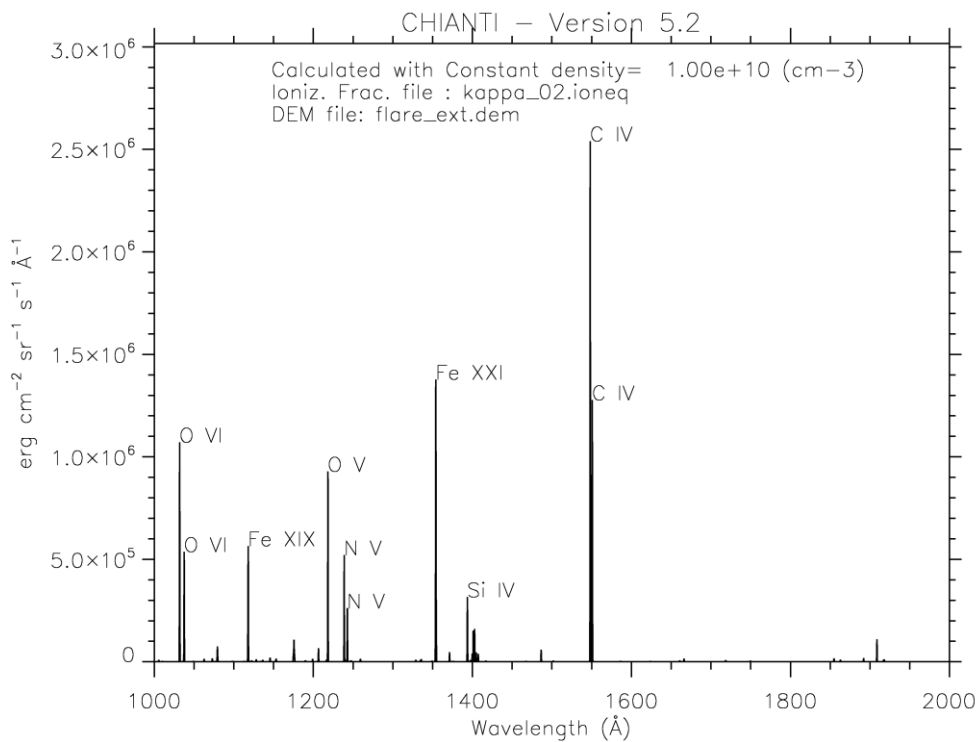
Z následného porovnania obrázkov 2.6 – 2.8 vyplýva užitočnosť použitia netermálnej distribúcie, konkrétne κ -distribúcie pre výpočet intenzity dubletu spektrálnej čiary C IV s vlnovou dĺžkou 1548 Å a 1550 Å. Jeho intenzita pre $\kappa=2$ je v porovnaní s intenzitou pre Maxwellovú distribúciu 2,5 krát vyššia a taktiež je vyššia jej relatívna intenzita voči ostatným koronálnym čiarom vo zvolenom intervale vlnových dĺžok.



Obrázok 2.6: Vypočítané syntetické spektrá použitím databázy CHIANTI pre Maxwellovu distribúciu. Hustota elektrónov je rovná 10^{10} cm^{-3} a je rovnaká aj pre obrázky 2.7 a 2.8. Znáznornené emisné čiary sú z intervalu vlnových dĺžok 1000 – 2000 Å.



Obrázok 2.7: Vypočítané syntetické spektrá použitím databázy CHIANTI pre κ -distribúciu s $\kappa = 5$.



Obrázok 2.8: Vypočítané syntetické spektrá použitím databázy CHIANTI pre κ -distribúciu s $\kappa = 2$.

3 Magnetická topológia aktívnych oblastí

3.1 Určenie štruktúry magnetického poľa v slnečnej atmosfére

Štruktúru magnetického poľa v slnečnej atmosfére možno v princípe určiť dvoma spôsobmi: pomocou jeho priameho merania alebo pomocou modelovania.

Indukcia magnetického poľa \vec{B} na Slnku sa meria najmä pomocou Zeemanovho javu, ktorý spôsobuje rozštep spektrálnych čiar v dôsledku prítomnosti magnetického poľa. Veľkosť rozštep $\Delta\lambda$ je daná vzťahom (napr. Foukal, 2004):

$$\Delta\lambda \approx g_L \lambda^2 |\vec{B}| \quad (3.1)$$

kde g_L je Landého faktor súvisiaci s momentom hybnosti elektrónu, λ je vlnová dĺžka pôvodnej rozštiepenej čiary a $|\vec{B}|$ je veľkosť magnetickej indukcie. Meranie $\Delta\lambda$ vo fotosfére, najmä v aktívnych oblastiach je vďaka veľkosti magnetického poľa rádovo 1 T bežnou praxou. Takto získavame mapu magnetického poľa fotosféry – fotosféricky magnetogram. Meranie $\Delta\lambda$ v chromosfére a koróne je však podstatne náročnejšia úloha, keďže $|\vec{B}|$ v týchto vrstvách atmosféry je približne o dva rády menšie ako vo fotosfére a najvýraznejšie spektrálne čiary koróny majú aj o rád kratšiu vlnovú dĺžku. Preto je určenie indukcie magnetického poľa v týchto oblastiach pomocou Zeemanovho javu problematické. Tvar magnetického poľa však vieme dedukovať pomocou pozorovaných štruktúr (napr. fibríl, koronálnych slučiek), ktoré sledujú magnetické indukčné čiary.

Účinnejším spôsobom ako získať štruktúru magnetického poľa v chromosfére a v koróne je jeho modelovanie, buď pomocou priamej extrapolácie fotosférického magnetogramu alebo pomocou metódy magnetických zdrojov. V druhej spomínanej metóde sa magnetické pole vo fotosfére aproximuje pomocou imaginárnych magnetických nábojov umiestnených pod fotosférou a následného vypočítania štruktúry v slnečnej atmosfére analógiou s elektrostatickým poľom.

Metódy priamej extrapolácie vychádzajú zo vzťahu pre silovú rovnováhu, ktorý popisuje veľkoškálové správanie sa a pohyb ideálnej plazmy v atmosfére Slnka (napr. Priest, 1982):

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -\vec{\nabla} p + \vec{j} \times \vec{B} + \rho \vec{g} \quad (3.2)$$

kde ρ je hustota plazmy, \vec{v} rýchlosť makroskopického pohybu plazmy, p predstavuje tlak plazmy, \vec{j} označuje hustotu elektrického prúdu a \vec{g} gravitačné zrýchlenie. Ak sa v skúmanej oblasti nenachádzajú dynamické javy, teda prúdenia sú zanedbateľné, bude ľavá strana rovnice (3.2) približne rovná nule

$$0 = -\vec{\nabla} p + \vec{j} \times \vec{B} + \rho \vec{g}. \quad (3.3)$$

V prostredí koróny v aktívnych oblastiach možno zvyčajne zanedbať príspevky od gradientu tlaku aj od gravitačnej sily okolitej plazmy. Dostávame teda rovnicu:

$$0 = \vec{j} \times \vec{B} \quad (3.4)$$

Toto priblíženie sa nazýva bezsilové, pretože Lorentzová sila je rovná nule. Rovnica (3.4) je identicky splnená, ak je vektor prúdovej hustoty \vec{j} rovnobežný s vektorom magnetickej indukcie \vec{B} , teda ak elektrický prúd tečie len pozdĺž indukčných čiar magnetického poľa. Možno preto písať $\vec{j} \sim \alpha \vec{B}$. Použitím Ampérovho zákona dostávame:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}, \quad (3.5)$$

pričom funkcia α je daná podielom prúdu a magnetického poľa. Situácia $\alpha = \textit{konšt.}$ zodpovedá lineárnej bezsilovej aproximácii. Ak zadáme $\alpha = 0$ získavame potenciálovú aproximáciu.

Extrapolácia magnetického poľa z fotosférického magnetogramu je potom riešenie diferenciálnej rovnice (3.5) so zadanou okrajovou podmienkou, ktorú predstavuje fotosférický magnetogram.

Pri samotnom modelovaní pomocou extrapolácie je výhodné uvažovať polpriestor, ktorého hraničná plocha je dotyčnicová plocha ku fotosfére v centre aktívnej oblasti. Pri tom však musí byť splnená požiadavka, že energia extrapolovaného magnetického poľa musí byť v celom polpriestore nad aktívnou oblasťou konečná (napr. Alissandrakis, 1981).

Na extrapoláciu magnetického poľa z fotosféry do koróny, t.j. riešenie rovnice (3.5), bolo vyvinutých niekoľko metód, napr. metóda Fourierových transformácií (Alissandrakis, 1981; Gary, 1989), alebo výpočtovo náročnejšia metóda Greenových funkcií (Chiu a Hilton, 1977).

Na extrapoláciu magnetického poľa v tejto diplomovej práci budeme využívať metódu Fourierových transformácií (Alissandrakis, 1981; Gary, 1989). Táto metóda vychádza z predpokladu, že q - tu komponentu magnetického poľa vo vzťahu (3.5) možno vyjadriť pomocou jej Fourierovej transformácie:

$$B_q(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} b_q(u, v, z) e^{2\pi i u x + 2\pi i v y} du dv, \quad (3.6)$$

kde x, y, z sú karteziánske súradnice; u, v sú tzv. priestorové Fourierove frekvencie a i je komplexná jednotka. Ak zavedieme k ako komplexnú funkciu premenných u a v , Fourierov koeficient $b_q(u, v, z)$ možno vyjadriť ako:

$$b_q(u, v, z) = b_q(u, v, z = 0) e^{-kz} \equiv b_q^0(u, v) e^{-kz}. \quad (3.7)$$

Pri tom fotosférický magnetogram určuje Fourierovú transformáciu pozdĺžnej zložky. Numerická formulácia tejto metódy využívajúca rýchlu Fourierovu transformáciu je (Gary, 1989; Dudík, 2005):

$$\begin{aligned}
B_x(j, l, h) &= -i \left(\frac{1}{L} \right)^2 \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} \left(\frac{(m/N) \sqrt{4\pi^2 (m/N)^2 + (n/N)^2 - (\alpha \Delta x)^2} - (n/N) \alpha \Delta x}{2\pi (m/N)^2 + (n/N)^2} \right) b_{mn}^0, \\
B_y(j, l, h) &= -i \left(\frac{1}{L} \right)^2 \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} \left(\frac{(n/N) \sqrt{4\pi^2 (m/N)^2 + (n/N)^2 - (\alpha \Delta x)^2} + (m/N) \alpha \Delta x}{2\pi (m/N)^2 + (n/N)^2} \right) b_{mn}^0, \\
B_z(j, l, h) &= \left(\frac{1}{L} \right)^2 \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} b_{mn}^0,
\end{aligned} \tag{3.8}$$

kde L je rozmer magnetogramu a N je jeho rozmer v pixloch, $\Delta x = L/N$ a j, l a h sú celé čísla určujúce polohu bodov výpočtového priestoru. Fourierové koeficienty sú zadané nasledujúcimi vzťahmi:

$$b_{mn}^0 = b_z^0(m, n) e^{2\pi i(jm/N + nl/N) - h \Delta x \sqrt{4\pi^2 (m/N)^2 + (n/N)^2 - (\alpha \Delta x)^2}}, \tag{3.9}$$

$$b_z^0(u, v) = b_z^0(m, n) = \left(\frac{L}{N} \right)^2 \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} B_z(j, l, 0) e^{-2\pi i j m/N - 2\pi i n l/N}. \tag{3.10}$$

K výsledku treba ešte pripojiť podmienku fyzikálnosti riešenia vyplývajúcu z predpokladu konečnosti energie magnetického poľa:

$$b_z^0 u_m, v_n; u_m^2 + v_n^2 \leq \alpha/2\pi^2 = 0; \quad 0 \leq \frac{|\alpha|}{2\pi} < \frac{N-1}{L} \sqrt{2}. \tag{3.11}$$

3.2 Topológia magnetického poľa

Štúdium magnetickej topológie aktívnych oblastí sa zaoberá konektivitou (prepojením) magnetických tokových systémov v aktívnych oblastiach. Magnetické tokové systémy pozostávajú z magnetických indukčných čiar, ktoré sú definované ako čiary, ktoré sú v každom svojom bode rovnobežné s vektorom magnetickej indukcie.

Matematicky je konektivita definovaná v práci Titov a kol. (2002) ako dve navzájom inverzné zobrazenia polohy jedného ukotvenia indukčnej čiary v zvolenej fotosférickej polarite na polohu druhého ukotvenia v polarite opačného znamienka:

$$\prod_{+ -} : \vec{r}_+ \rightarrow \vec{R}_-, \quad \text{resp.} \quad \prod_{- +} : \vec{r}_- \rightarrow \vec{R}_+, \quad (3.12)$$

a predstavujú zobrazenia kladnej do zápornej, resp. zápornej do kladnej polarity kde \vec{r}_\pm resp. \vec{R}_\mp označujú polohu ukotvení indukčnej čiary vo fotosfére v príslušnej polarite.

Ak opäť uvažujeme polpriestor, ktorého hraničnou plochou je rovina $z = 0$, teda dotyková rovina ku fotosfére, môžeme označiť polohu ukotvenia kladnej resp. zápornej polarite polohovým vektorom $\vec{r}_\pm = (x_\pm, y_\pm)$ a ukotvenia v polarite s opačným znamienkom polohovým vektorom $\vec{R}_\mp = (X_\mp, Y_\mp)$. Konektivitu potom môžeme definovať zobrazeniami:

$$\begin{aligned} \vec{R}_+(\vec{r}_-) &= (X_+(x_-, y_-), Y_+(x_-, y_-)), \\ \vec{R}_-(\vec{r}_+) &= (X_-(x_+, y_+), Y_-(x_+, y_+)) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Štúdium topológie aktívnej oblasti je potom vlastne štúdium toho, ako ovplyvní malá zmena polohy jedného ukotvenia (\vec{r}_\pm) miesto druhého ukotvenia (\vec{R}_\mp). Túto zmenu možno popísať Jacobiho maticami

$$D_+(\vec{r}_+) = \begin{pmatrix} \frac{\partial X_-}{\partial x_+} & \frac{\partial X_-}{\partial y_+} \\ \frac{\partial Y_-}{\partial x_+} & \frac{\partial Y_-}{\partial y_+} \end{pmatrix}, \quad \text{resp.} \quad D_-(\vec{r}_-) = \begin{pmatrix} \frac{\partial X_+}{\partial x_-} & \frac{\partial X_+}{\partial y_-} \\ \frac{\partial Y_+}{\partial x_-} & \frac{\partial Y_+}{\partial y_-} \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

ktoré sa nazývajú aj tenzory gradientu konektivity.

Priest a Démoulin (1995) pomocou členov matíc (3.14) definujú normu N tenzorov gradientov konektivity, ktorá udáva mieru deformácie polohy jednotlivých ukotvení

$$N_{\pm} = N(\vec{r}_{\pm}) = \left[\left(\frac{\partial X_{\mp}}{\partial x_{\pm}} \right)^2 + \left(\frac{\partial X_{\mp}}{\partial y_{\pm}} \right)^2 + \left(\frac{\partial Y_{\mp}}{\partial x_{\pm}} \right)^2 + \left(\frac{\partial Y_{\mp}}{\partial y_{\pm}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.15)$$

Táto charakteristika konektivity indukčných čiar má však nedostatok, pretože N_+ sa nemusí rovnať N_- , t.j., norma nie je invariant vzhľadom na zámenu smeru zobrazenia. Tento problém odstránili Titov a kol. (2002) zavedením nasledujúcich invariantov: faktoru stlačenia

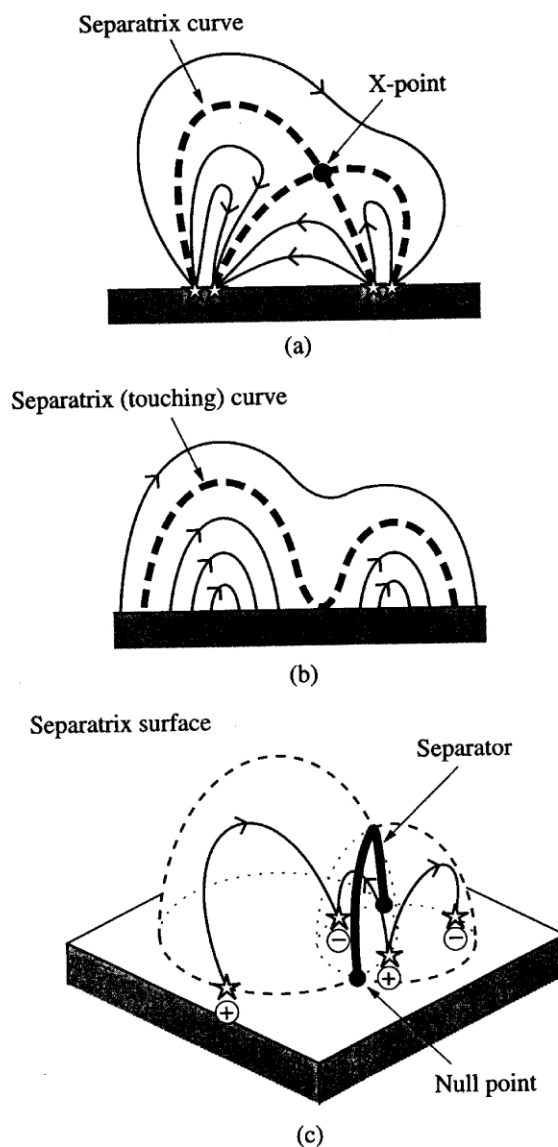
$$Q = \frac{N_+^2}{|\det(D_+)|} = \frac{N_-^2}{|\det(D_-)|} \quad , \quad (3.16)$$

a faktoru expanzie – kontrakcie

$$K = \ln|\det(D_+)| = -\ln|\det(D_-)|, \quad (3.17)$$

pričom $K > 0$ ak sa jedná o expanziu trubice magnetického toku, resp. $K < 0$, ak sa jedná o kontrakciu.

Titov a kol. (2002) definovali kváziseparatrixovú vrstvu ako ploche podobnú trubicu magnetického toku s vysokým faktorom stlačenia, t.j. $Q \gg 2$. Kváziseparatrix sa následne definuje ako priesek fotosféry kváziseparatrixovou vrstvou. Je to oblasť, kde dochádza k rapidnej zmene konektivity. Pretože vysoká hodnota Q môže byť odstránená spojitou transformáciou súradníc, používa sa v topologickej terminológii predpona „kvázi“. Skutočnými topologickými štruktúrami sú separatrixy, resp. separatrixové vrstvy, ktoré ležia v miestach nespojitosti konektivity. Pri tom nespojitosť konektivity nemôže byť odstránená transformáciou súradníc. Démoulin a kol. (1997) však zistili, že hrúbka kváziseparatrixových vrstiev môže byť podstatne menšia ako je rozlišovacia schopnosť pozorovaní. Z fyzikálneho hľadiska sa preto kváziseparatrixové vrstvy správajú rovnako ako separatrixové vrstvy. Prienik dvoch separatrixových vrstiev sa nazýva separátor. Priestorové znázornenie separatrixových vrstiev so separátorom sa nachádza na obrázku 3.1.



Obrázok 3.1: Separatrixové vrstvy na dvojrozmernom (a,b) a trojrozmernom (c) modeli. Separatrixové krivky sa pretínajú v nulovom bode typu X (a) alebo sa dotýkajú fotosféry (b). Priesečníkom separatrixových povrchov je krivka nazývaná separátor. Spája dva nulové body opačného znamienka. Prevzaté z Priest a Forbes (2000).

3.3 Magnetická topológia a slnečné erupcie

V druhej polovici 20. storočia sa začalo uvažovať o užitočnosti štúdia magnetickej topológie aktívnych oblastí v súvislosti so slnečnými erupciami. Sweet (1958a) vysvetlil mechanizmus slnečných erupcií pomocou topológie nezávislých magnetických tokových systémov, oddelených separatrixovými povrchmi. Gorbachev a Somov (1988)

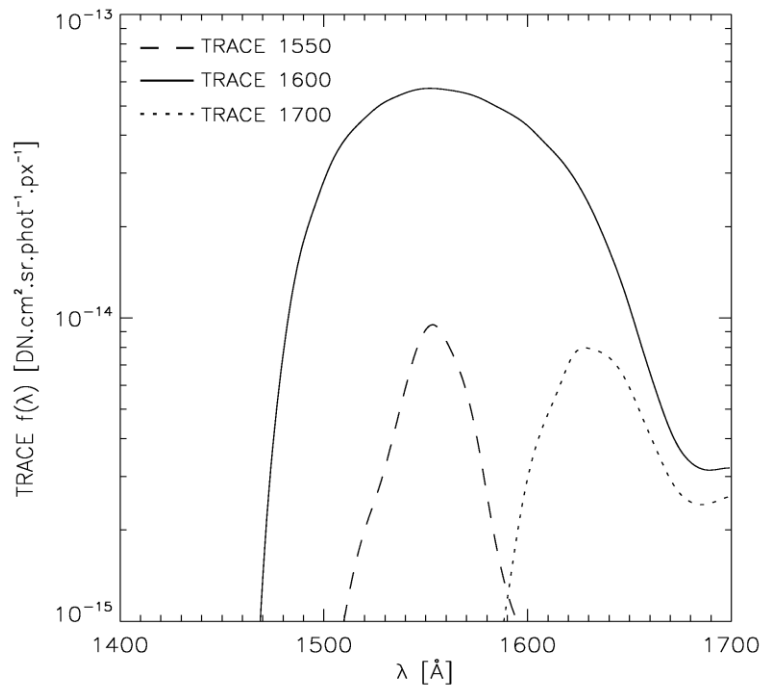
navrhli prvý topologický model slnečnej erupcie. Ukázali, že rokonexia pozdĺž separátora (oblasti, kde sa pretínajú separatrixové vrstvy) môže vysvetliť dvojvláknové erupcie. Mandrini a kol. (1991) hľadali súvis modelu magnetickej topológie s pozorovaniami v čiare H α . Ukázali, že skúmaná erupcia vznikla pozdĺž separátora a erupčné jadra v H α svojou polohou zodpovedajú polohe vypočítaných separatrixov. Démoulin a kol. (1992) použili na určenie magnetickej topológie lineárnu bezsilovú aproximáciu a zistili, že je výhodné použiť potenciálové pole ako aproximáciu pri hľadaní polôh separatrixov vo fotosfére a pri ich porovnaní s polohami erupčných jadier pozorovaných v čiare H α . Démoulin a kol. (1993) konštatovali, že v prípade kvadrupólovej aktívnej oblasti existuje privilegovaná oblasť, kde môže dochádzať k rekonexii a tou je separátor. Démoulin a kol. (1996a) zovšeobecnil termín separatrixového povrchu a zaviedli pojmy kváziseparatrix a kváziseparatrixová vrstva. Veľká výhoda tohto zavedenia je v tom, že je možné počítat polohy kváziseparatrixov priamo z magnetogramu. Démoulin a kol. (1997) aplikovali teóriu kváziseparatrixov na analýzu niekoľkých pozorovaných erupcií. Potvrdili, že v blízkosti vypočítaných kváziseparatrixových vrstiev boli extrapolované indukčné čiary magnetického poľa súčasťou pozorovaných erupcií.

Metóda kváziseparatrixových vrstiev je súčasne často používaný a veľmi užitočný postup na analýzu pozorovaných slnečných erupcií (kap. 6).

4 Emisie C IV a TRACE UV filtre

4.1 UV filtre kozmickej misie TRACE

TRACE – Transition Region and Coronal Explorer je slnečný teleskop s vysokým priestorovým ($0,5''$) a časovým (rádovo sekundy) rozlíšením. Poskytuje snímky emisie slnečnej plazmy v troch extrémne-ultrafialových (EUV) filtroch a niekoľko ultrafialových (UV) filtroch, ktoré zodpovedajú teplote plazmy v rozmedzí 6 000 K až 1 MK (Handy a kol., 1998). UV filtre sú navrhnuté na snímanie čiary H I $\text{L}\alpha$ s vlnovou dĺžkou 1216 Å (filter 1216), rezonančného dubletu C IV s vlnovými dĺžkami 1548 Å a 1550 Å (filter 1550, filter 1600) a UV kontinua v okolí 1550 Å (filter 1600, filter 1700). Na obr. 4.1 je vykreslená priepustnosť $f(\lambda)$ troch UV filtrov v závislosti na vlnovej dĺžke.



Obrázok 4.1: Spektrálna priepustnosť $f(\lambda)$ v jednotkách $\text{DN} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{fotón}^{-1} \cdot \text{px}^{-1}$ pre UV filtre 1550 (čiarkovaná čiara), 1600 (plná čiara), 1700 (bodkovaná čiara) družice TRACE.

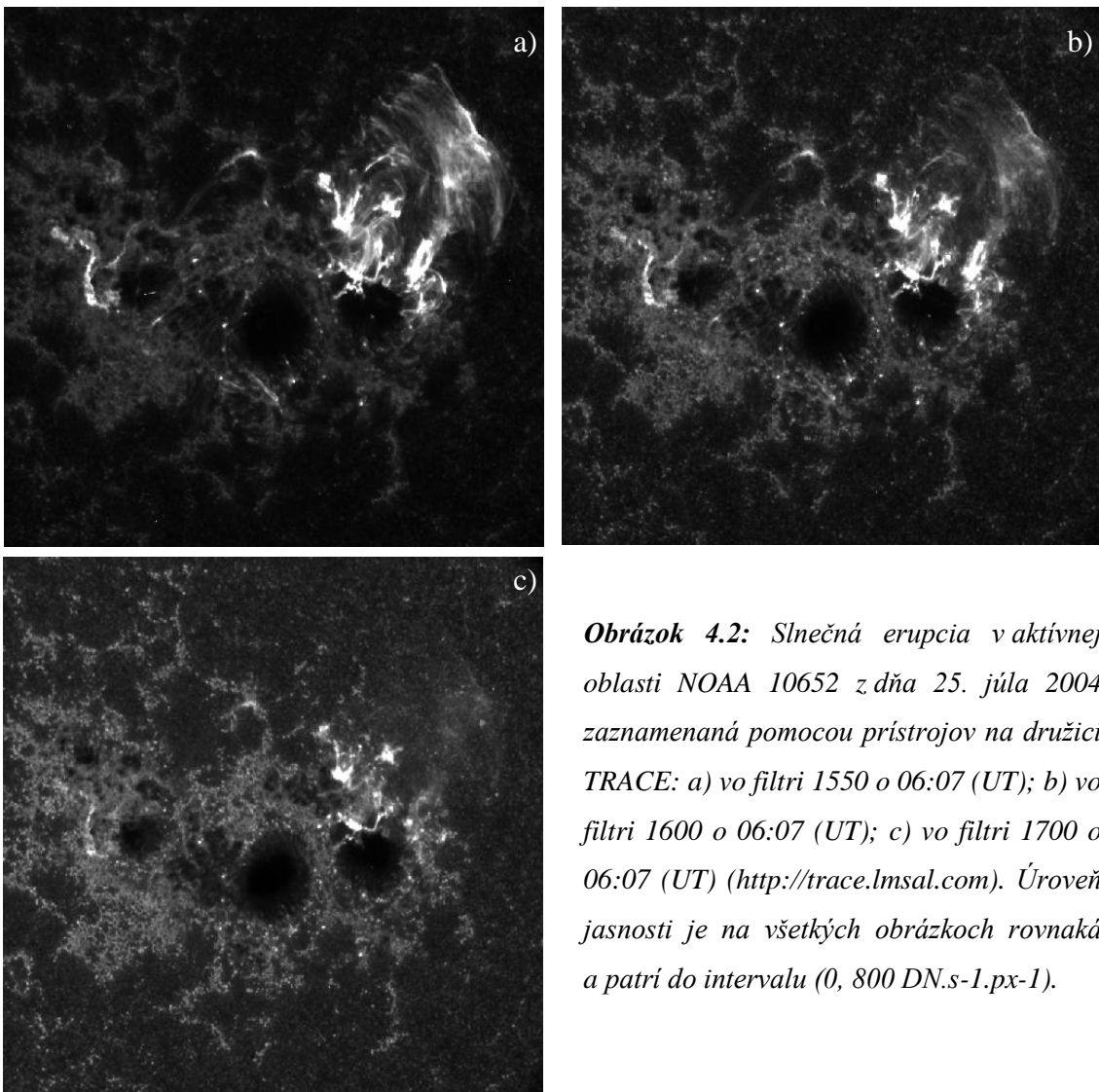
Priepustnosť filtra $f(\lambda)$ vynásobená slnečným tokom $F(\lambda, t)$ cez celý spektrálny interval priepustnosti filtra je rovná výstupnému signálu na CCD čipe:

$$I(t) = \int F(\lambda, t) f(\lambda) d\lambda \quad (4.1)$$

kde $I(t)$ je výstupný signál v jednotkách počet elektrónov $\text{px}^{-1} \text{s}^{-1}$ a $F(\lambda, t)$ je vo fotónoch $\text{\AA}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

4.2 Emisia C IV a emisia kontinua v UV TRACE filtroch

Na získanie údajov o emisii samotného C IV a samotného kontinua je potrebné mať k dispozícii simultánne dáta z troch filtrov TRACE 1550, 1600 a 1700.



Obrázok 4.2: Slnečná erupcia v aktívnej oblasti NOAA 10652 z dňa 25. júla 2004 zaznamenaná pomocou prístrojov na družici TRACE: a) vo filtri 1550 o 06:07 (UT); b) vo filtri 1600 o 06:07 (UT); c) vo filtri 1700 o 06:07 (UT) (<http://trace.lmsal.com>). Úroveň jasnosti je na všetkých obrázkoch rovnaká a patrí do intervalu (0, 800 DN.s-1.px-1).

Nájsť dáta zo všetkých troch filtrov pre odpovedajúci čas jednej erupcie je však pomerne náročná úloha, pretože simultánne pozorovania vo všetkých troch filtroch sa vykonávajú len zriedka. V tejto kapitole sme použili pozorovania erupcie M7.1, ktorá sa odohrala v aktívnej oblasti NOAA 10652 dňa 25. júla 2004 s maximom o 05:41 UT. Simultánne bola zosnímaná v troch filtroch o 06:07, t.j. 26 minút po maxime. Preto je možné očakávať viditeľnosť erupčných jadier a prítomnosť erupčných slučiek (obrázok 4.2).

Získané dáta boli kalibrované pomocou štandardnej procedúry `trace_prep` v prostredí SolarSoft programovacieho jazyka IDL. Následne boli vložené do procedúry `civ_subtract`, ktorá pomocou nasledujúceho vzťahu vypočíta intenzitu emisie „čistého“ C IV dubletu ($I_{C\ IV}$) bez prítomnosti emisie UV kontinua a emisiu „čistého“ UV kontinua (I_{CTN}) (Handy a kol., 1998):

$$\begin{aligned} I_{C\ IV} &= \alpha_s I_{1550} + \beta_s I_{2C} + \epsilon_{C\ IV} \\ I_{CTN} &= \gamma_s I_{1550} + \delta_s I_{2C} + \epsilon_{CTN} \end{aligned} \quad (4.2)$$

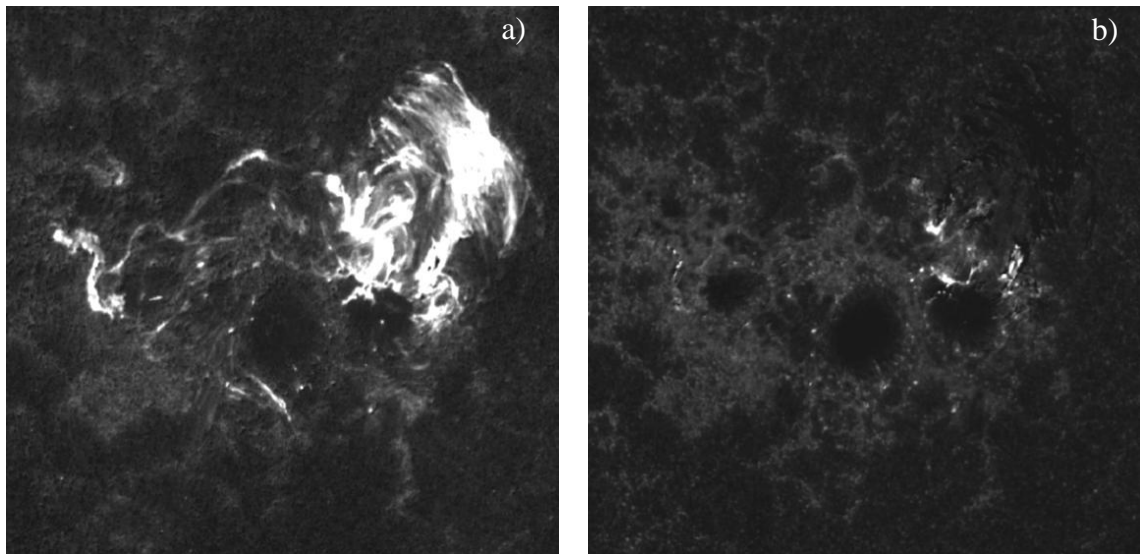
kde ϵ je systematická chyba merania a α_s , β_s , γ_s a δ_s sú koeficienty vypočítané metódou najmenších štvorcov z pozorovaných intenzít spektier získané prístrojom HRTS/SOLSTICE (Handy a kol., 1998).

$$\begin{pmatrix} \alpha_s & \beta_s \\ \gamma_s & \delta_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,55 \times 10^{13} & -1,09 \times 10^{12} \\ -3,10 \times 10^{12} & 4,94 \times 10^{11} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Člen I_{2C} je úzky pás priepustnosti „čistého“ UV kontinua v okolí 1550 Å s FWHM \approx 200 Å, vypočítaný pomocou vzťahu:

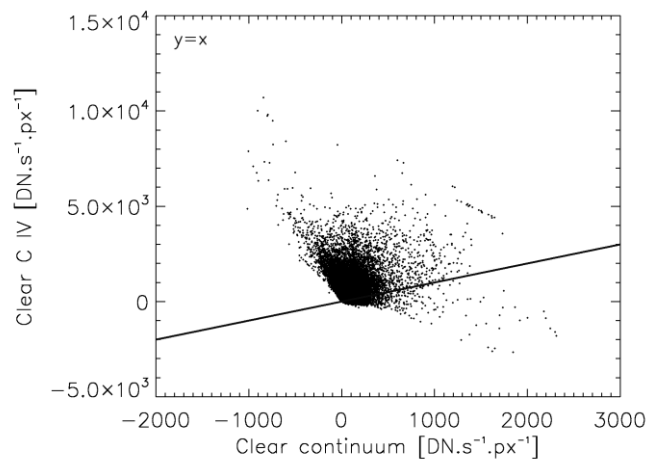
$$I_{2C} = I_2 - (1,07)I_3 \quad (4.4)$$

Na obrázku 4.3 sú znázornené získané $I_{C\ IV}$ a I_{CTN} . Z vizuálneho porovnania obrázkov 4.3a a 4.3b je zrejmé, že väčšina emisie v erupčných jadrách a erupčných slučkách je spôsobená emisiou iónu C IV, ktorá je v erupčných štruktúrach dominantná voči emisii kontinua.



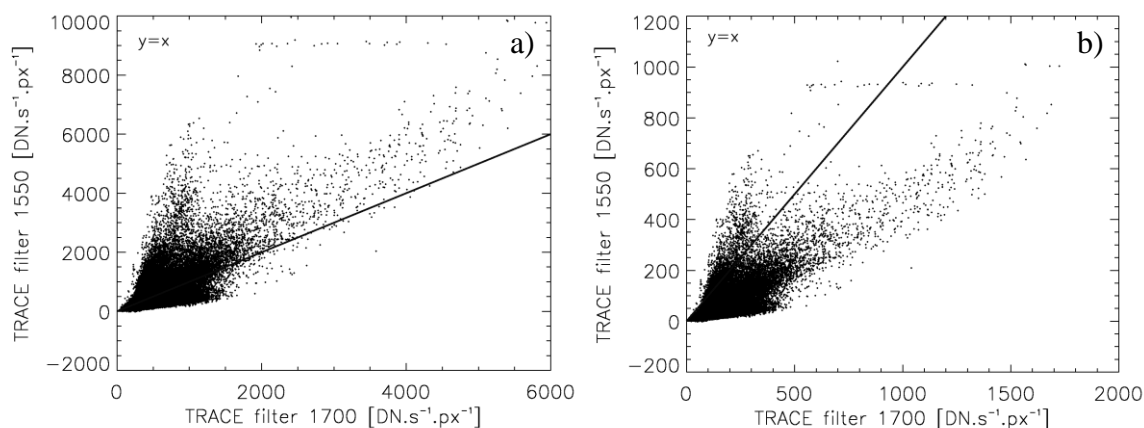
Obrázok 4.3: Výsledky procedúry *civ_subtract*: a) emisia „čistého“ C IV; b) emisia „čistého“ UV kontinua. Na vstupe procedúry boli použité dáta z obrázku 4.2.

Závislosť intenzity emisie „čistého“ C IV a „čistého“ UV kontinua je znázornená na obrázku 4.4. Dominancia emisie C IV je zrejmá z počtu bodov nachádzajúcich sa nad priamkou $y = x$. Prítomnosť záporných hodnôt $I_{C\ IV}$ a najmä I_{CTN} svedčí o chybe v koeficientoch α_s , β_s , γ_s a δ_s , pretože spektra použité na ich výpočet neboli zosnímané pre erupciu, ale pre pokojnú oblasť Slnka (Handy a kol., 1998).



Obrázok 4.4: Závislosť intenzít emisie „čistého“ C IV a „čistého“ UV kontinua. Intenzity sú v jednotkách $DN.s^{-1}.px^{-1}$.

Na preverenie získanej závislosti $I_{CIV}(I_{CTN})$ sme skúmali závislosť pozorovaných intenzít vo filtroch TRACE 1550 a 1700. Na obrázku 4.5a je znázornená táto závislosť pre dáta zobrazené na obr. 4.2. Tieto dáta však nie sú normalizované o expozičnú dobu, pretože metóda `civ_subtract`, ktorú sme využívali zahŕňa aj samotnú normalizáciu. Na obr. 4.5b je znázornená závislosť pre normalizované dáta.

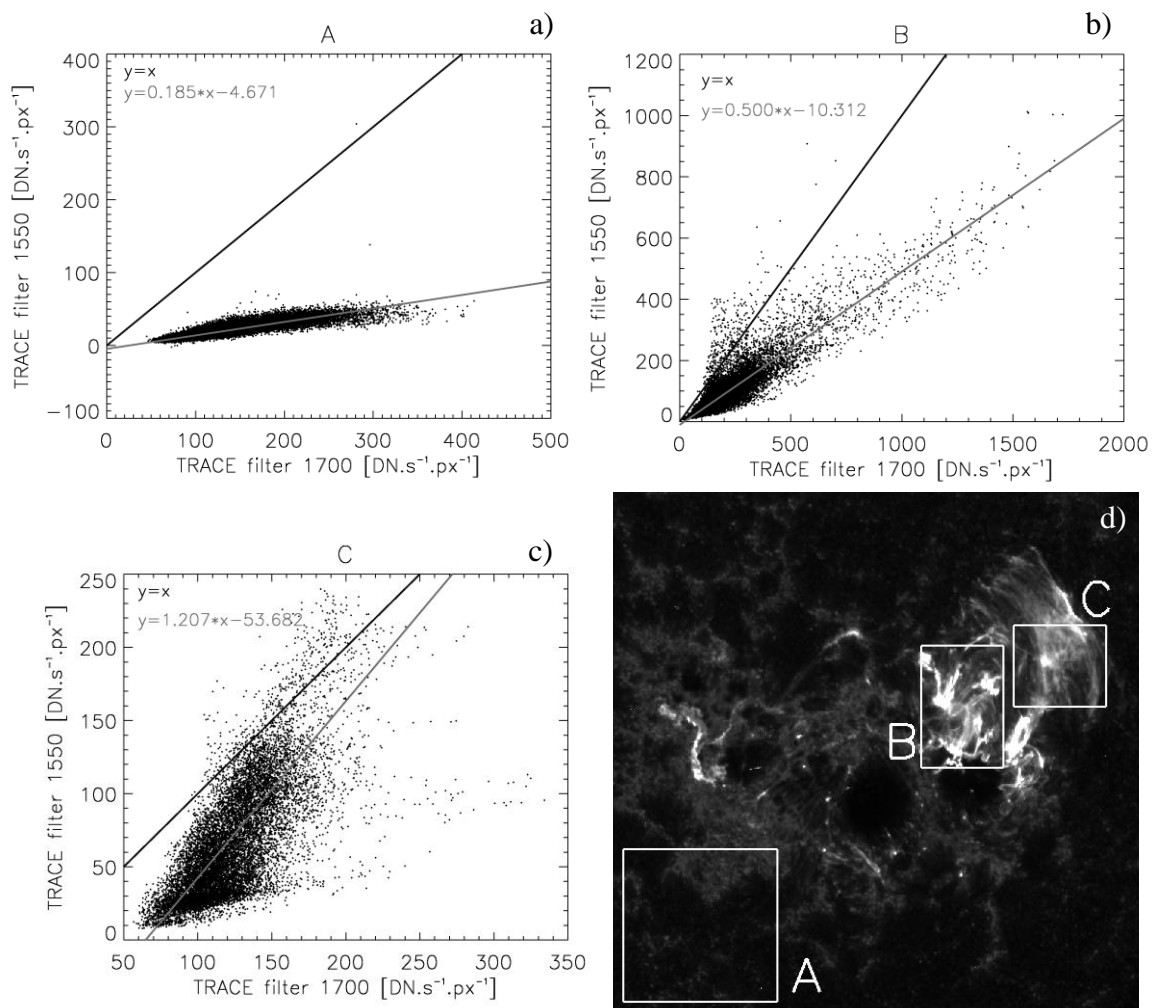


Obrázok 4.5: Závislosť intenzít emisie: a) znázornených na obrázku 4.2a a 4.2c, t.j. vo filtroch TRACE 1550 a 1700; b) tých istých ale normalizovaných dát, čím dôjde k zmene škály a polohy priamky $y = x$, ktorá je zobrazená čiernou čiarou. Intenzity sú v jednotkách $\text{DN}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{px}^{-1}$.

Závislosť $I_{1550}(I_{1700})$ sa skladá z troch parciálnych závislostí, preto sme rozdelili výrez zorného poľa na tri segmenty podľa štruktúry ktorú zobrazujú: A – emisia kontinua pokojnej oblasti, B – emisia erupčných jadier, C – emisia erupčných slučiek. Jednotlivé závislosti pre samostatné segmenty a aj ich znázornenie je zobrazené na obrázku 4.6.

Z priebehu jednotlivých závislostí možno konštatovať, že práve emisia vo zvolených segmentoch jednotlivo prispieva do parciálnych závislostí. Z ich priebehu (4.6a-c) je vidieť, že vo všetkých segmentoch (najmä v segmente pre pokojnú oblasť) je dominantná emisia pozorovaná vo filtri 1700. Tento filter by mal z jeho konštrukcie zobrazovať práve UV kontinuum. Teda dostávame výsledok v rozpore s výsledkom procedúry `civ_subtract`, pretože sme očakávali, že v segmente pre erupčné jadro a erupčné slučky bude výrazne dominovať emisia pozorovaná vo filtri 1550. Takýto rozpor vo výsledkoch sa dá vysvetliť nárastom intenzity kontinua pre vyššie vlnové dĺžky, čo je zrejme z priebehu slnečného spektra získaného pomocou SOLTICE/ HRTS

(Handy a kol., 1998, obr. 5 tam), teda úroveň kontinua je podstatne vyššia vo filtri 1700 ako vo filtri 1550. Na dosiahnutie približne rovnakého pozorovaného signálu (obr. 4.5a) preto stačí kratší expozičný čas pre pozorovanie vo filtri TRACE 1700 (3,44 s) než pre pozorovanie vo filtri TRACE 1550 (9,74 s). Na získanie závislosti emisie C IV a UV kontinua v erupciách je potrebné kalibrovať jednotlivé dáta o skutočnú úroveň UV kontinua. Túto kalibráciu nie je možné vykonať bez spektroskopických pozorovaní emisie erupcií v okolí vlnových dĺžok 1550 Å. UV kontinuum získané z HRTS zahŕňa iba pokojné oblasti (Brekke, 1995) a z prístroja SOLTICE iba spektrum celého slnečného disku (Rottman a kol., 1993).



Obrázok 4.6: Závislosti intenzít emisie vo filtri TRACE 1550 a 1700 (a-c) pre segmenty znázornené na d). Intenzity sú v jednotkách $DN.s^{-1}.px^{-1}$. Čierna čiara predstavuje závislosť $y = x$ a šedá čiara lineárny fit.

4.3 Model magnetického poľa aktívnej oblasti NOAA 10652 zo dňa 25. 7. 2004

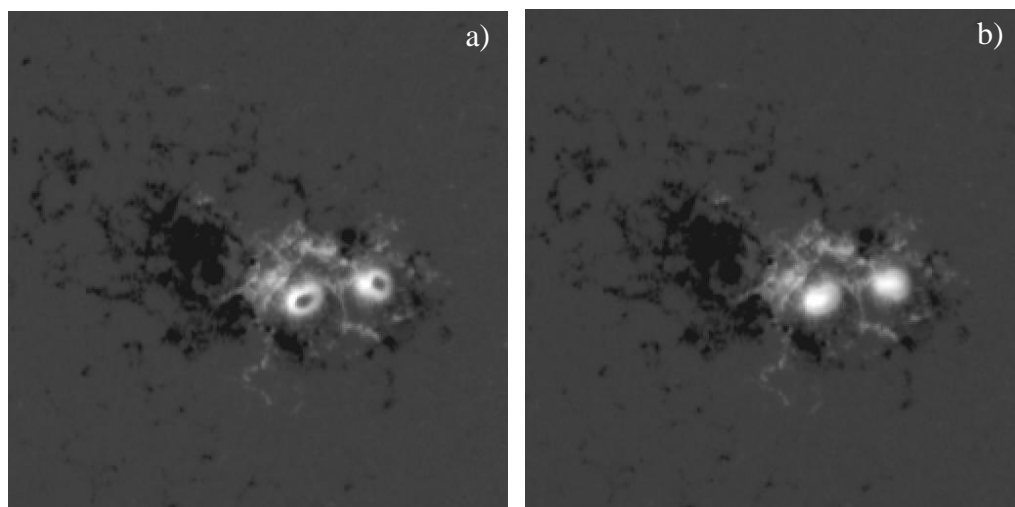
TRACE umožňuje študovať v rámci celej slnečnej atmosféry jemnú magnetickú štruktúru a prejavy slnečnej aktivity. Vďaka dobrému priestorovému rozlíšeniu je možné použiť voľne dostupné dáta na štúdium erupčných konfigurácií v porovnaní s vypočítanou magnetickou topológiou.

Pre neskoršie štúdium priestorovej súvislosti modelu magnetickej topológie a emisie C IV sme si zvolili dáta získané z TRACE filtra 1600 Å. Tento filter je často používaný na snímanie erupcií v požadovanej oblasti UV spektra.

Na modelovanie magnetického poľa metódou extrapolácie fotosférického magnetogramu sme použili voľne dostupné dáta z prístroja MDI (Michelson Doppler Imager) umiesteného na družici SOHO (SOlar and Heliospheric Observatory, ESA/NASA). Tento prístroj poskytuje okrem helioseizmických meraní pomocou Dopplerovho javu aj magnetogramy pozdĺžnej zložky magnetického poľa (<http://soi.stanford.edu/>).

Nami skúmaná aktívna oblasť NOAA 10652 sa 25. júla 2004 nachádzala neďaleko centra slnečného disku s polohou N08W35. Preto bolo potrebné vykonať deprojekciu magnetogramu, keďže pozdĺžna zložka magnetického poľa B_L v smere zorného lúča sa líši od zložky B_z lokálne kolmej na fotosféru. Tieto zložky sú totožné iba v centre slnečného disku. Táto problematika je spracovaná v bakalárskej práci Mackovjak (2008).

Deprojektovaný magnetogram bol následne opravený o inštrumentálny efekt. Tento efekt je spôsobený chybou prístroja MDI, ktorý nedokáže lokálne merať vyššie hodnoty magnetického poľa (o rádovo desiatiny Tesla) ako je 0,2 T. Prejavuje sa vo vnútri slnečných polarít (v umbrách škvŕn) ako výrazný pokles intenzity magnetického poľa (Liu a Norton, 2001). Na odstránenie tohto efektu sme použili postup popísaný v práci Dudík (2005). Pritom výsledný model magnetického poľa je len slabo závislý na detailoch opravy, pretože rovnica (3.5) je stabilná vzhľadom na malé zmeny okrajových podmienok (Berger, 1985). Na obrázku 4.7 je znázornený výsek (256x256 px) MDI magneto-gramu zosnímaného pred začiatkom erupcie. Jedná sa o deprojektovaný magnetogram pred a po oprave o inštrumentálny efekt. Veľkosť výseku zodpovedá potrebám extrapolácie a je o niečo väčšia ako na obrázku 4.2.

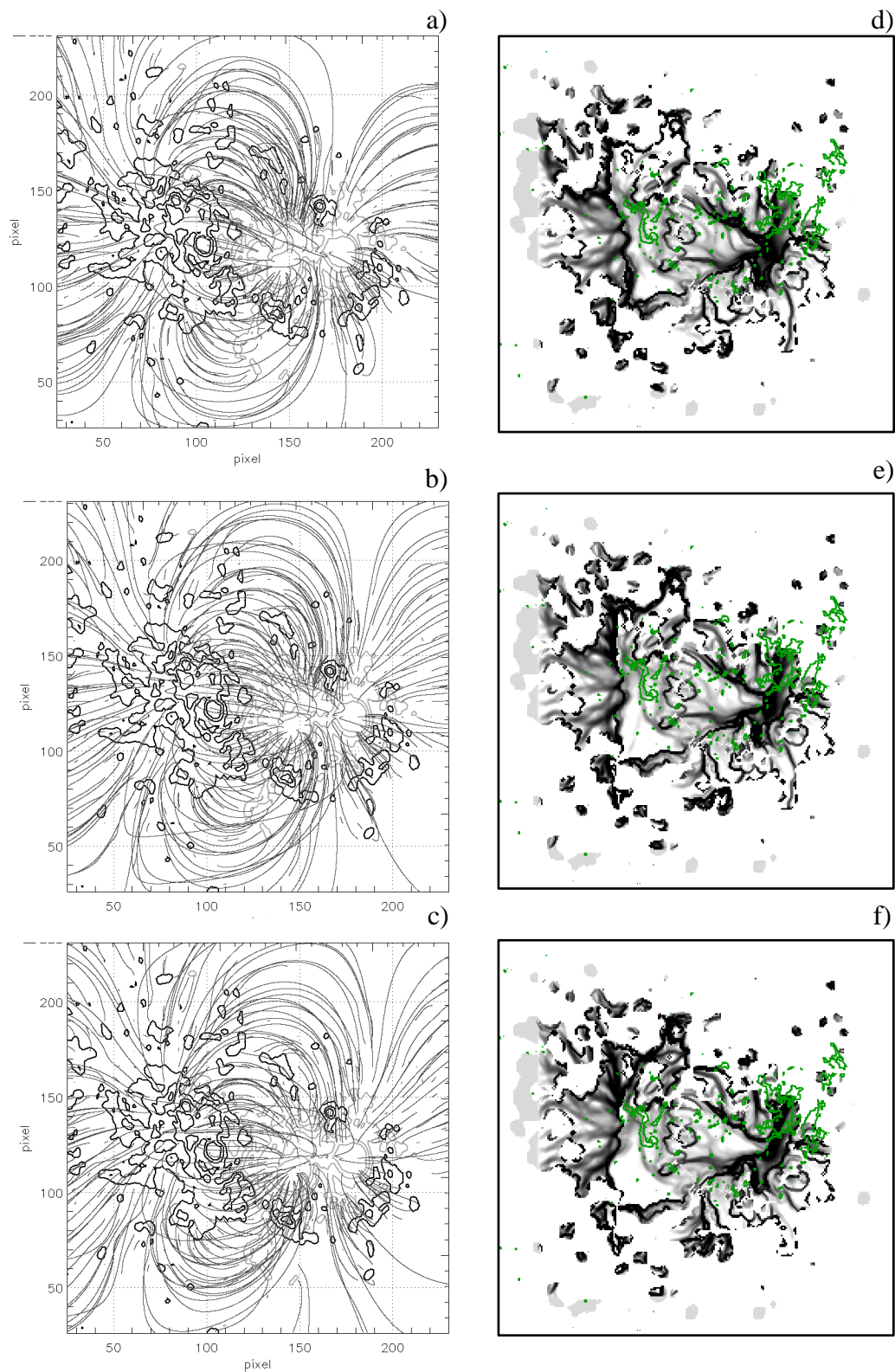


Obrázok 4.7: Výsek MDI magnetogramu z 25.7.2004 zosnímaný o 04:48 (UT). Deprojektovaný magnetogram (a) je opravený aj o inštrumentálny efekt (b).

Na obrázkoch 4.8a-c je znázornená extrapolácia fotosférického magnetogramu, ktorá bola vykonaná metódou Fourierových transformácií extrapoláčnym softwarom vyvinutým v práci Dudík (2005). Použili sme pri tom rôzne hodnoty α na nájdenie najlepšej zhody vypočítaných kvázi-separatrixov s pozorovaniami vo filtri TRACE 1600 (obrázky 4.8d-f).

Zo vzájomného vizuálneho porovnania obrázkov možno povedať, že lineárna bezsilová aproximácia nedáva lepšie výsledky ako potenciálová. Preto je postačujúce používať potenciálovú aproximáciu na zachytenie topologickej štruktúry aktívnej oblasti, čo je v súlade s výsledkami iných autorov (napr. Brown a Priest, 2004).

Z počtu a tvaru kváziseparatrixov možno konštatovať, že sa jedná o topologicky pomerne komplikovanú oblasť, pričom obe hlavné polarities sú rozdelené na mnoho malých polarít. Aj keď je zhoda vypočítaných kváziseparatrixov s pozorovanou polohou erupčných jadier dobrá, určiť jednoznačnú príčinu erupcie je pomerne náročná úloha, kvôli vysokému počtu participujúcich koncentrácií magnetického toku.



Obrázok 4.8: Model magnetického poľa, vypočítaný extrapoláciou fotosférického magnetogramu zobrazeného na obr. 4.9 pre: a) $\alpha = -0,2$; b) $\alpha = 0$; c) $\alpha = 0,2$. Porovnanie polohy (d – f) vypočítaných kváziseparatrixov (šedá, čierna) s polohami erupčných jadier vo filtri 1600 (zelená). Výrezy a a α si navzájom v riadkoch odpovedajú.

5 Súvis emisie v čiarach Ca II H a C IV

Emisná spektrálna čiara jeden krát ionizovaného vápnika Ca II H (3968,5 Å) je dobre známy indikátor magnetickej aktivity na Slnku (napr. Rutten, 2007). V súčasnosti možno v tejto čiare pozorovať štruktúry slnečnej atmosféry s rozlíšením niekoľkých desiatín oblúkovej sekundy pomocou prístroja SOT umiestnenom na japonskej družici HINODE.

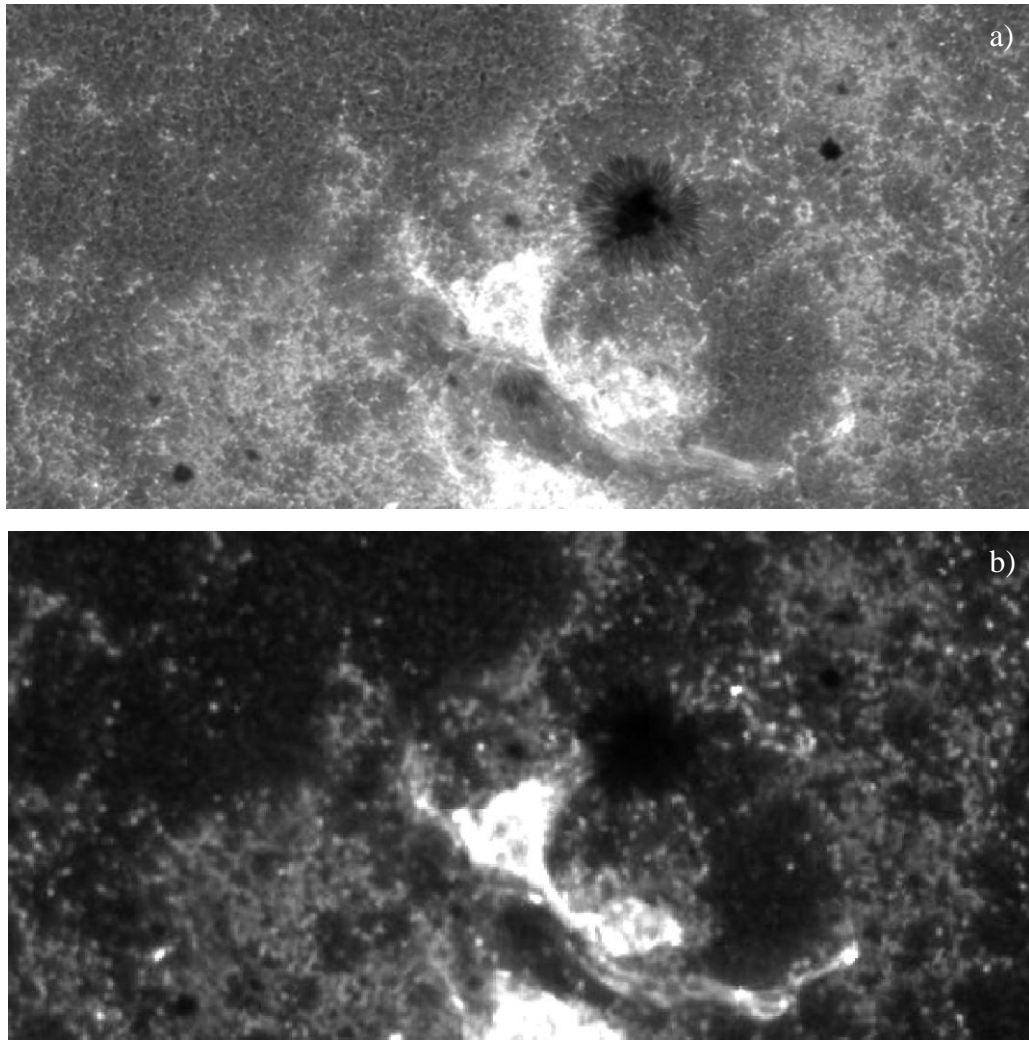
5.1 Pozorovaná erupcia C9,7 z 6. júna 2007

Erupcia sa odohrala v aktívnej oblasti NOAA 10960 s polohou S07E10 s maximom o 17:25 (UT) (<http://vso.nso.edu>). Skúmali sme dáta, zaznamenané vo filtroch HINODE/SOT Ca II H (<http://sdc.uio.no>) a TRACE 1600 (obrázok 5.1).

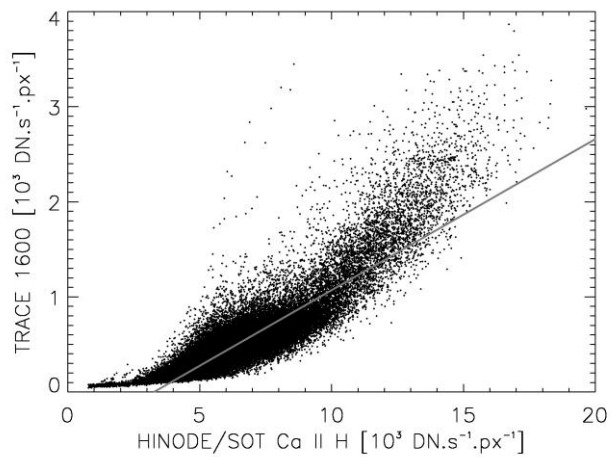
Z vizuálneho porovnania snímok na obr. 5.1 je zrejmý priestorový súvis polohy erupčných jadier v čiare Ca II H, ktorá zodpovedá dolnej chromosfére a v čiare C IV, ktorá zodpovedá prechodovej oblasti. Tento fakt je známy z literatúry (napr. Handy a kol., 1999; Loukitcheva a kol., 2009). Na určenie reálnej súvislosti pozorovaných intenzít v oboch filtroch je potrebné preštudovať ich vzájomnú závislosť intenzít emisie (obrázok 5.2).

Podobne ako v kapitole 4 sme zosnímané dáta rozdelili na jednotlivé segmenty, podľa štruktúry, ktorú zobrazujú. Závislosť intenzít sme potom študovali pre každý segment. Na obrázku 5.3 sú vyznačené tieto segmenty: A – pokojná oblasť, B – pláž, C, D – časti erupčného jadra. Závislosti pozorovaných intenzít pre jednotlivé segmenty sú na obrázku 5.4.

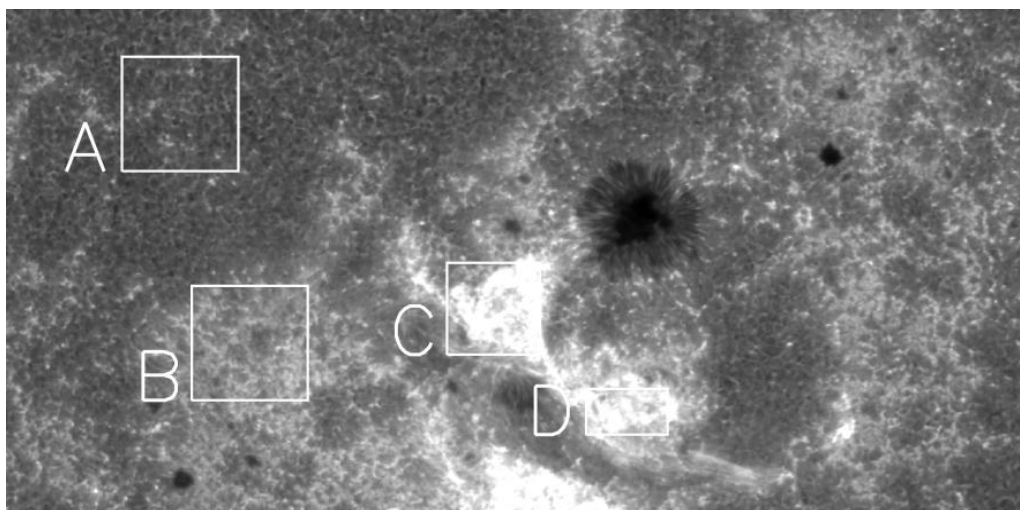
Zo závislostí pre zvolené segmenty je vidieť, ako jednotlivé štruktúry v slnečnej atmosfére (zobrazená v danom segmente) prispievajú do celkovej závislosti zobrazenej na obrázku 5.2.



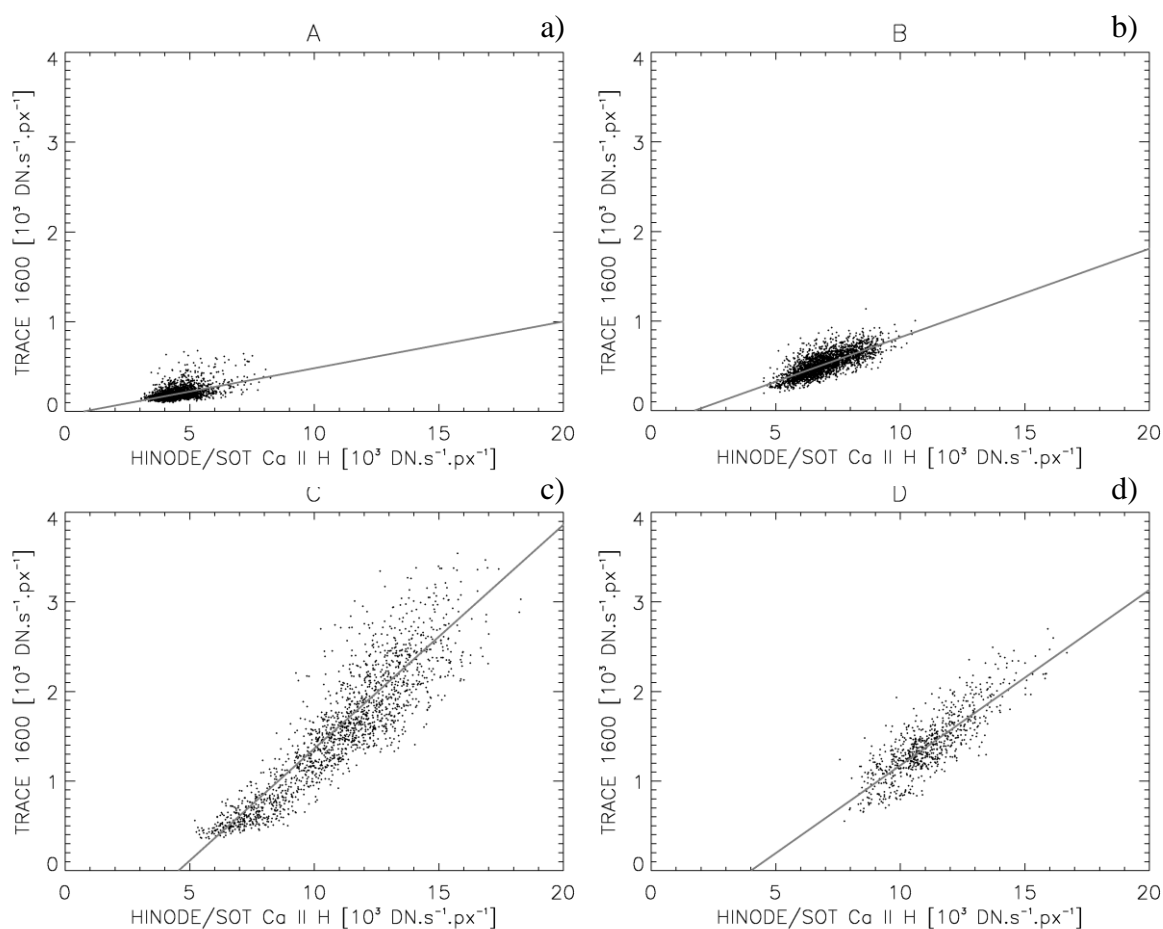
Obrázok 5.1: Erupcia z 6.6 2007 zosnímaná o 17:32 (UT): a) pomocou teleskopu SOT vo filtri čiary Ca II H družice HINODE. Úroveň jasnosti je nižšia ako $12000 \text{ DN}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{px}^{-1}$. b) tá istá erupcia v TRACE filtri 1600. Úroveň jasnosti je nižšia ako $1600 \text{ DN}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{px}^{-1}$.



Obrázok 5.2: Závislosť intenzít emisie filtra TRACE 1600 a filtra HINODE/SOT Ca II H pre dáta znázornené na obrázku 5.1. Intenzity sú v jednotkách $\text{DN}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{px}^{-1}$. Šedá priamka predstavuje lineárny fit, ktorého koeficienty sú uvedené v Tab. 5.1.



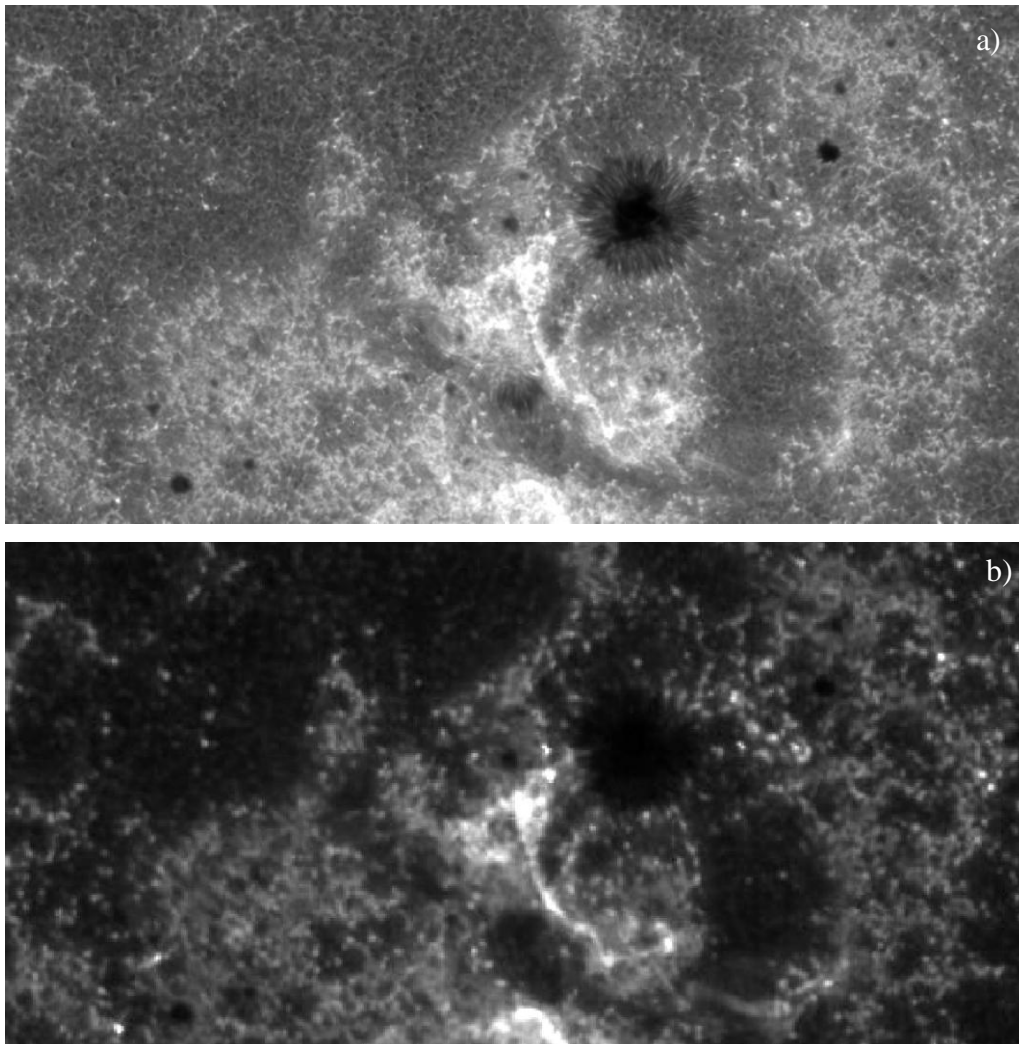
Obrázok 5.3: Erupcia z 6.6 2007 zosnímaná o 17:32 (UT) vo filtri HINODE/SOT Ca II H s vyznačenými segmentmi pre ďalšie štúdium.



Obrázok 5.4: Závislosť intenzít emisie pozorovanej vo filtroch TRACE 1600 a HINODE/SOT Ca II H pre jednotlivé segmenty znázornené na obrázku 5.3. Intenzity sú v jednotkách $\text{DN}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{px}^{-1}$. Šedé priamky predstavujú lineárne fity jednotlivých závislostí.

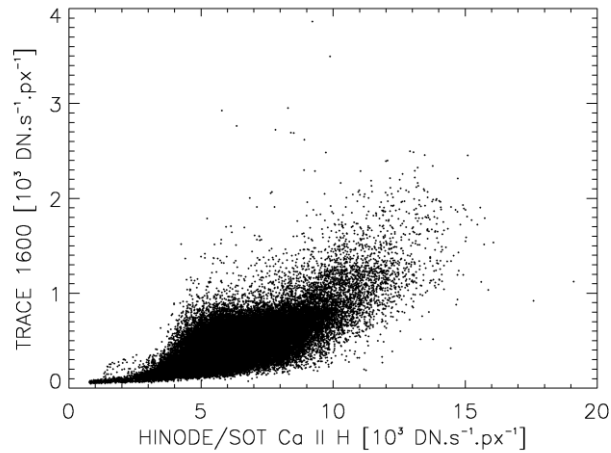
Tabuľka 5.1: Koefficient korelácie ρ a konštanty lineárneho fitu $y = a_1 + b_1x$ spolu s ich štandardnými odchýlkami (σ) pre závislosti zobrazené na obrázkoch 5.2 a 5.4.

	17:32 (UT)		
závislosť	ρ	$a_1 \pm \sigma_1$	$b_1 \pm \sigma_1$
5.2	0,8946	$-519,716 \pm 1,586$	$0,1591 \pm 0,0003$
5.4 A	0,4956	$-38,605 \pm 8,170$	$0,052 \pm 0,002$
5.4 B	0,7523	$-172,284 \pm 11,998$	$0,099 \pm 0,002$
5.4 C	0,8945	$-1138,203 \pm 33,711$	$0,245 \pm 0,003$
5.4 D	0,8335	$-785,475 \pm 53,433$	$0,196 \pm 0,005$



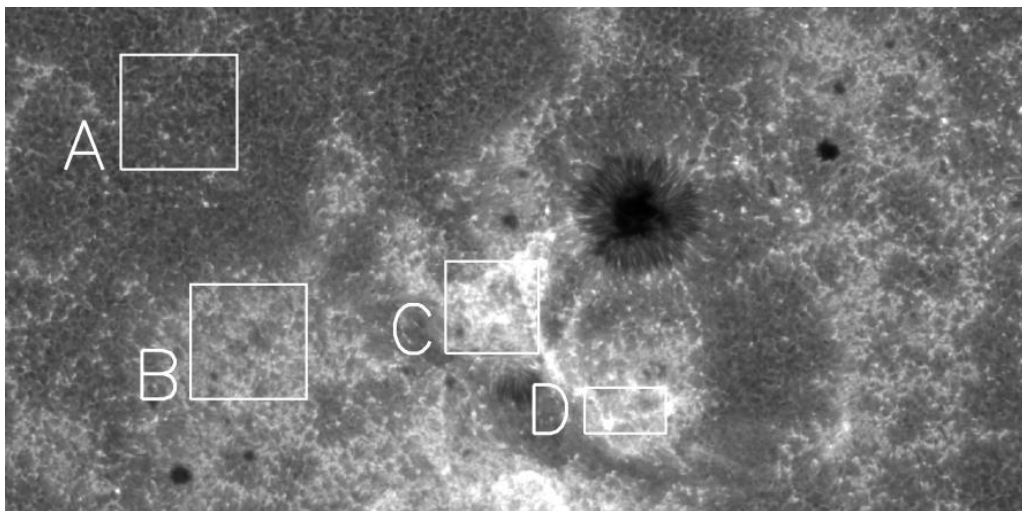
Obrázok 5.5: Dáta zosnímané o 17:47 (UT): a) vo filtri HINODE/SOT Ca II H. b) Vo filtri TRACE 1600. Úroveň jasnosti je rovnaká ako na obr. 5.1a, resp. 5.1b.

Na preskúmanie časovej závislosti intenzít zobrazených štruktúr v TRACE filtri 1600 a filtri HINODE/SOT Ca II H sme preskúmali závislosti aj pre dáta získané o 17:47 (UT), v blízkosti konca graduálnej fázy erupcie. Na obrázkoch 5.5 a 5.6 sú znázornené zosnímané dáta a ich vzájomná závislosť.

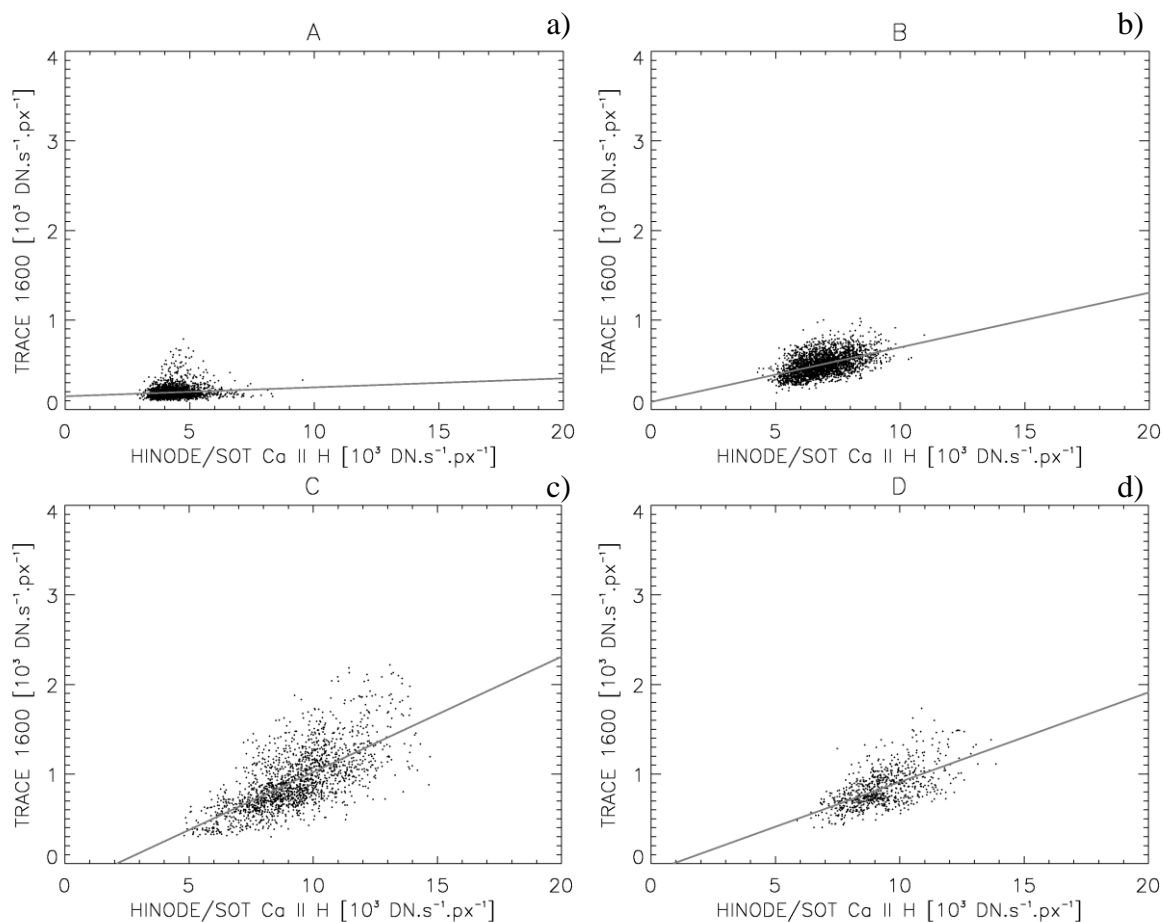


Obrázok 5.6: Závislosť intenzít emisie filtra TRACE 1600 a filtra HINODE/SOT Ca II H pre dáta znázornené na obrázku 5.5. Intenzity sú v jednotkách $\text{DN}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{px}^{-1}$.

Z obr. 5.6 je zrejmé, že pozorovaná závislosť intenzít sa mení. Počet bodov s najvyššími intenzitami sa podľa očakávania zmenšil. Zosnímané dáta sme opäť rozdelili na jednotlivé segmenty (obrázok 5.7) a preskúmali pre nich parciálne závislosti (obrázok 5.8).



Obrázok 5.7: Vyznačené segmenty na dátach zosnímaných o 17:47 (UT) vo filtri HINODE/SOT Ca II H.



Obrázok 5.8: Závislosť intenzít emisie o 17:47 (UT) pre jednotlivé segmenty znázornené na obrázku 5.7. Intenzity sú v jednotkách $\text{DN}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{px}^{-1}$. Šedé priamky predstavujú lineárne fity.

Tabuľka 5.2: Koefficient korelácie ρ a konštanty lineárneho fitu $y = a_2 + b_2x$ spolu s ich štandardnou odchýlkou σ pre závislosti zobrazené na obrázkoch 5.6 a 5.8.

	17:47 (UT)		
závislosť	ρ	$a_2 \pm \sigma_2$	$b_2 \pm \sigma_2$
5.2	0,7800	-	-
5.4 A	0,0968	$148,155 \pm 8,984$	$0,010 \pm 0,002$
5.4 B	0,4829	$85,778 \pm 15,034$	$0,061 \pm 0,002$
5.4 C	0,6729	$-268,812 \pm 32,623$	$0,129 \pm 0,003$
5.4 D	0,6049	$-88,786 \pm 45,014$	$0,100 \pm 0,005$

Tabuľky 5.1 a 5.2 obsahujú korelačné koeficienty pre jednotlivé závislosti, ako aj koeficienty $a_{1,2}$ a $b_{1,2}$ lineárnych fitov typu $y = a_{1,2} + b_{1,2}x$ pre jednotlivé segmenty.

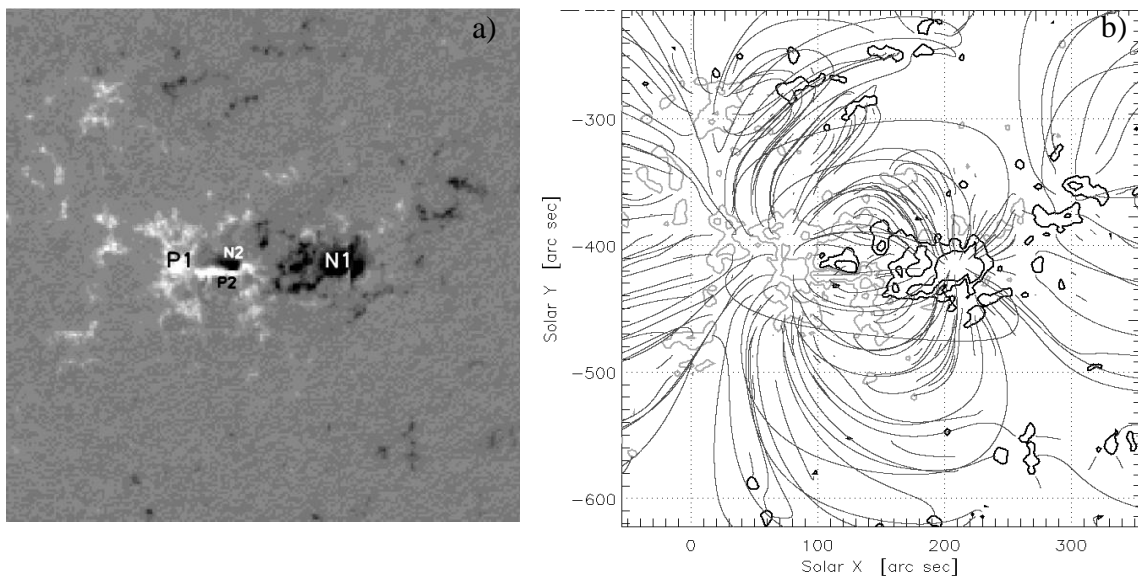
Z porovnania jednotlivých závislostí z obr. 5.4 a 5.8, ako aj príslušných koeficientov v tabuľkách 5.1 a 5.2 je zrejmé, že s narastajúcim časom od maxima erupcie sa mení sklon závislostí intenzít pre erupčné jadro (segmenty C a D) smerom k nižším hodnotám. To znamená, že emisia vo filtri 1600 klesá rýchlejšie ako emisia v čiare Ca II H. Zmena sklonu závislosti intenzít pre segment B súvisí so zmenami intenzity pláže počas pozorovaní (porovnaj obr. 5. 7 s obr. 5. 3).

Loukitcheva a kol. (2009) študovali súvislosť pozorovanej intenzity čiary Ca II K v pokojných oblastiach Slnka s intenzitou pozorovanou vo filtri TRACE 1600 a intenzitou rádiového žiarenia chromosféry s vlnovou dĺžkou 3,5 mm. Zistili, že tieto vzájomne súvisia, čo interpretovali prítomnosťou rovnakého mechanizmu ohrevu chromosféry prejavujúceho sa zvýšenou emisiou v uvažovaných oblastiach spektra. Naša analýza ukazuje, že tento záver platí aj pre erupčné jadrá, ktoré sú ohrievané zväzkami častíc šíriacich sa pozdĺž koronálnych slučiek a termalizovaných v chromosfére.

Priame porovnanie závislostí intenzít Ca II K a TRACE 1600 pre dáta v práci Loukitcheva a kol. (2009) s našimi výsledkami pre segmenty A a B však nie je možné kvôli absencii absolútnej kalibrácie jednotlivých pozorovaných sád údajov.

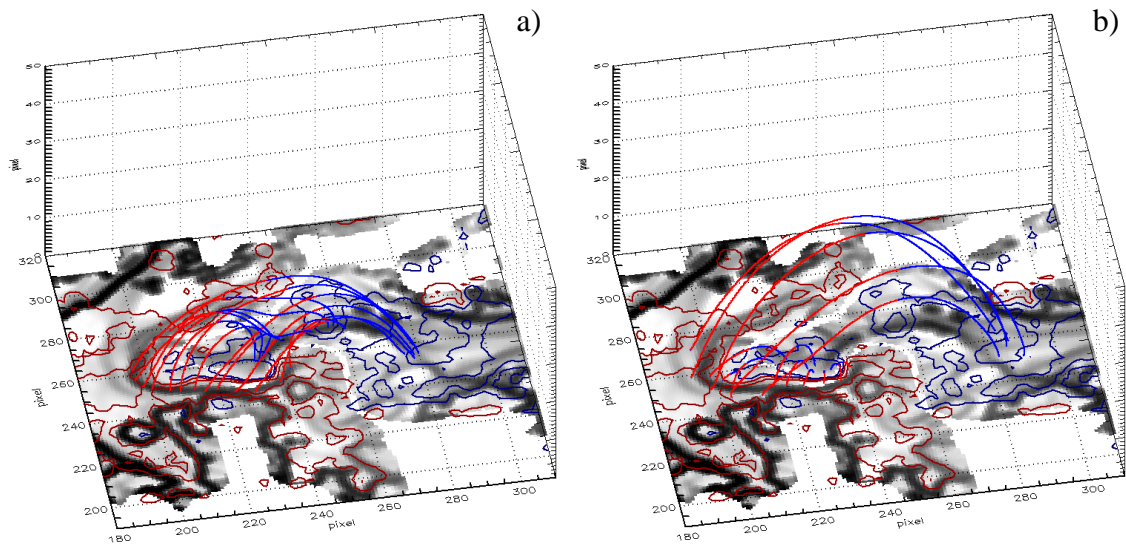
6. Model topológie magnetického poľa pre erupciu M4.0 v aktívnej oblasti NOAA 10137

Aktívna oblasť NOAA 10137 sa objavila nad východným okrajom Slnka 30. septembra 2002 a odohralo sa v nej značné množstvo erupcií. Nami študovaná erupcia M4.0 zo dňa 4. októbra 2002 mala maximum o 05:34 (UT) (<http://solarmonitor.org>). Aktívna oblasť sa vtedy nachádzala v blízkosti centra disku na súradniciach S19W18. Tvar nameraného magnetického poľa vo fotosfére a model poľa nad ňou je znázornený na obrázku 6.1. Hlavné polarities s najvyššou indukciou magnetického poľa na MDI magnetograme sú označené ako P1 (kladná polarita) a N1 (záporná polarita). Polarities zodpovedné za vznik študovanej erupcie sú označené ako P2 a N2. Na modelovanie magnetického poľa bola použitá metóda extrapolácie popísaná v kapitole 3.1.



Obrázok 6.1: Aktívna oblasť NOAA 10137 zaznamenaná 4. 10. 2002. Výrez (a) fotosférického MDI magnetogramu zaznamenaného o 04:51 (UT). Čierne kontúry na jeho modeli (b) zodpovedajú polohe zápornej polarite, svetlosivé kontúry kladnej polarite. Sivé krivky znázorňujú tvar a ukotvenie vypočítaných indukčných čiar. Na osi x a y sú heliografické súradnice v oblúkových sekundách.

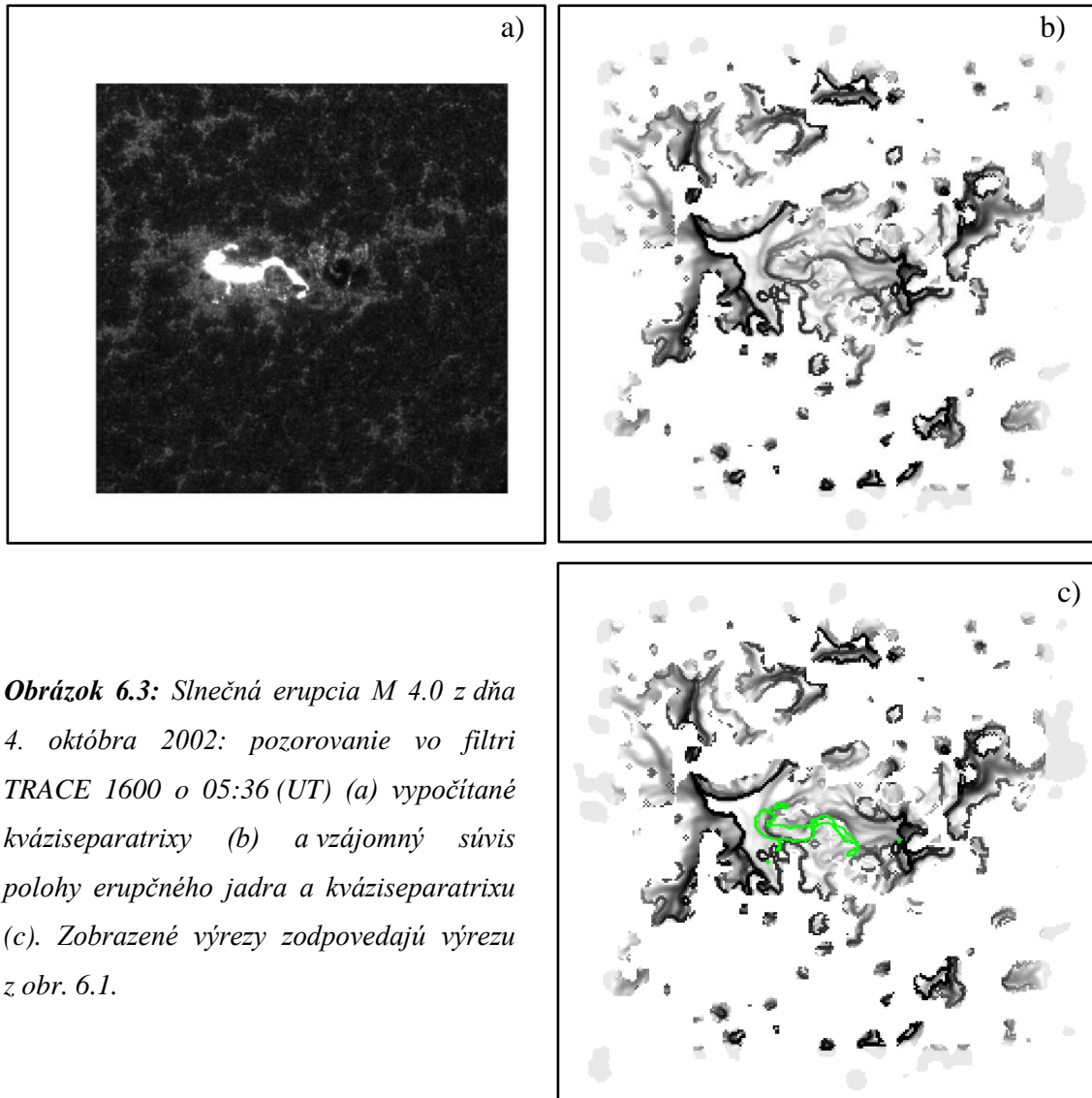
Na obrázku 6.2 je znázornený detail tvaru vypočítaného magnetického poľa pre oblasť polarít P2 a N2. Na podstave výpočtovej oblasti sú šedou farbou znázornené polohy vypočítaných kváziseparatrixov. Farebné kontúry zodpovedajú jednotlivým polaritám (kladná je znázornená modrou, záporná červenou). Farba indukčných čiar zvyčajne prislúcha jej ukotveniu k danej polarite, pričom sa mení v mieste vrcholov indukčných čiar. Na obrázku 6.2a indukčné čiary ukotvené v kváziseparatrixe takmer kopírujú tvar deformovanej kváziseparatrixovej vrstvy. Táto kváziseparatrixová plocha je hranicou medzi odlišnými doménami tokových systémov s odlišným prepojením indukčných čiar (obrázok 6.2b).



Obrázok 6.2: Detail tvaru extrapolovaného magnetického poľa pre polaritu P2 a N2. Na podstave sú šedou farbou znázornené kváziseparatrixy a farebné kontúry zložky magnetického poľa B_z . Vypočítané indukčné čiary kopírujú tvar kváziseparatrixovej vrstvy (a) oddeľujúcej dva tokové systémy (b): $P1, P2 \rightarrow N1$ (dlhé indukčné čiary), resp. $P1, P2 \rightarrow N2$ (krátke indukčné čiary).

Na obrázku 6.3 je znázornená študovaná erupcia vo filtri 1600, a súvislosť polohy vypočítaných kváziseparatrixov s erupčnými jadrami. Z vizuálneho porovnania polohy kváziseparatrixu oddeľujúceho tokové systémy znázornené na obrázku 6.2b a polohy erupčného jadra možno konštatovať ich vzájomnú súvislosť. To znamená, že miesto polohy kváziseparatrixu, resp. kváziseparatrixovej vrstvy je miestom, kde

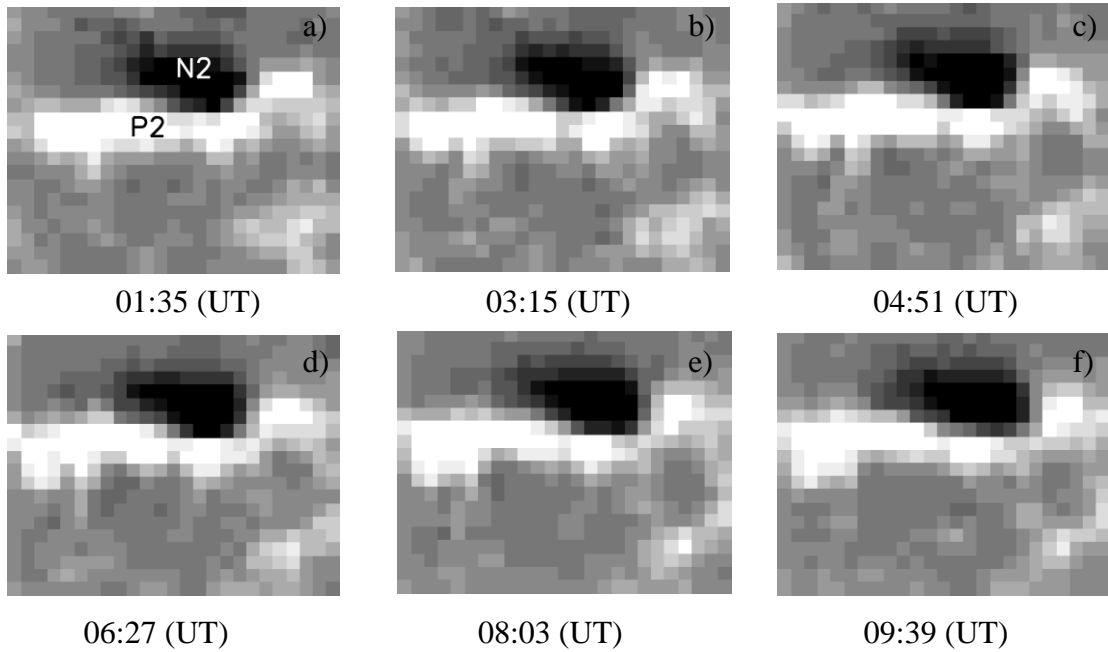
dochádza ku rekonexii medzi tokovými systémami $P1,P2 \rightarrow N1$ a $P1,P2 \rightarrow N2$ a teda miestom kde vzniká erupcia, čo je v súlade s výsledkami iných autorov (Démoulin a kol., 1997). Mierna nezhoda v polohe najmä pravého erupčného jadra je zrejme spôsobená prítomnosťou elektrického prúdu, ktorý v našej potenciálovej aproximácii nie je uvažovaný ($\alpha = 0$, rovnica (3.5)), avšak v aktívnej oblasti prítomný byť musí, pretože je zdrojom energie uvoľnenej v erupcii.



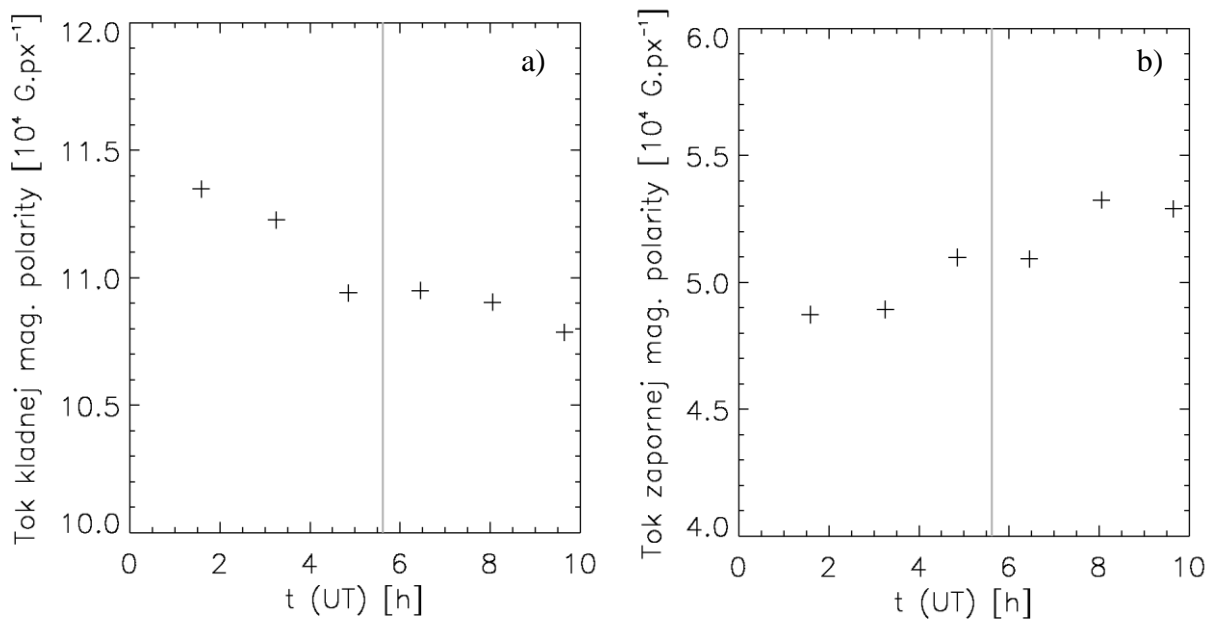
Obrázok 6.3: Slniečna erupcia M 4.0 z dňa 4. októbra 2002: pozorovanie vo filtri TRACE 1600 o 05:36 (UT) (a) vypočítané kváziseparatrixy (b) a vzájomný súvis polohy erupčného jadra a kváziseparatrixu (c). Zobrazené výrezy zodpovedajú výrezu z obr. 6.1.

Príčina erupcie je časový vývoj polarít N2, ktorej tok rastie (obr. 6.4, 6.5b), kým tok polarít P2 klesá (obr. 6.5a). Pre každý výsek so série obrázkov 6.4a–f bola vypočítaná absolútna hodnota magnetického toku pre kladnú aj pre zápornú polaritu.

Jednotlivé hodnoty s príslušnými časmi sú vynesené do grafov, ktoré sú znázornené na obrázku 6.5.



Obrázok 6.4: Detailné výseky fotosférického MDI magnetogramu aktívnej oblasti NOAA 10137 z dňa 4.10 2002. Pod jednotlivými obrázkami sú uvedené časi zosnímania.



Obrázok 6.5: Časový vývoj absolútnych hodnôt magnetického toku výsekov magnetogramu z obrázku 6.4 pre kladnú polaritu P2 (a) resp. zápornú polaritu N2 (b). Zvislá čiara označuje čas maxima nami študovanej erupcie.

Nárast toku zápornej polarity N2 núti tok blízkych kladných polarít uzatvárať sa v N2 miesto v N1. K rekonexii pri tom dochádza na kváziseparatrixovej vrstve. Z hodnôt časového vývoja magnetického toku znázorneného v grafoch na obrázku 6.5 možno konštatovať, že práve v momente erupcie dochádza k miernemu poklesu, resp. nárastu toku zápornej polarity N2, resp. kladnej polarity P2. Tento mierny nárast, resp. pokles má opačný charakter ako je dlhodobý trend vývoja toku pred a po erupcii. Je zrejme spôsobený uvoľnením nahromadenej voľnej magnetickej energie, pri ktorej dôjde k zmene pričnej zložky magnetického poľa na pozdĺžnu a naopak v dôsledku magnetickej rekonexie.

Záver

V práci bola preštudovaná súvislosť emisie rezonančného dubletu iónu uhlíka C IV na emisii UV kontinua v jeho spektrálnom okolí. Ukázalo sa, že bežne používaná procedúra `civ_subtract` je čiastočne chybná, kvôli nepresným koeficientom, ktoré procedúra využíva. Hlavný predpoklad procedúry sa však ukázal ako správny a teda v pozorovaní slnečnej erupcie je emisia C IV dominantná voči emisii kontinua. Tento záver sa však nepotvrdil pri analýze závislosti TRACE filtra 1550 a 1700. Pre normalizované dáta o expozičnú dobu bola dominantná práve emisia UV kontinua v okolí 1700 Å. Takýto výsledok je spôsobený neúplnou kalibráciou dát, na ktorú by bolo potrebné poznať slnečné spektrum práve pre aktívnu oblasť, keďže úroveň intenzity emisie kontinua podstatne narastá s narastajúcou vlnovou dĺžkou. Pomer intenzít emisie C IV a UV kontinua je iný pre pokojnú oblasť, erupčné jadro a erupčné slučky.

Magnetogram tej istej aktívnej oblasti, kde sa odohrala skúmaná erupcia, sme deprojektovali, opravili o inštrumentálny efekt a následne extrapolovali. Porovnanie takto získaného modelu magnetického poľa, polohy kváziseparatrixov a polohy erupčných jadier vo filtri 1600 ukázalo, že lineárna bezsilová aproximácia, využívaná pri extrapolácii, nedáva lepšie výsledky ako potencialová aproximácia. Preto je postačujúce používať práve potenciálovú aproximáciu.

Na erupcii, ktorá sa odohrala v ďalšej zvolenej aktívnej oblasti sme preskúmali priestorovú súvislosť a závislosť intenzity emisie v čiarach C IV a Ca II H. Závislosť intenzity emisie sme skúmali pre pokojnú oblasť, pláž a erupčné jadro v maxime erupcie a ku koncu graduálnej fázy. Získané výsledky potvrdzujú výsledky známe z literatúry a v niektorých ohľadoch ich dopĺňajú.

Pre tretiu vybranú aktívnu oblasť sme preštudovali priestorový súvis polohy erupčného jadra a kváziseparatrixu. Podarilo sa nájsť pomerne veľmi dobrú vzájomnú zhodu, čo svedčí o fakte, že ku formovaniu erupcie dochádza práve na prieniku dvoch kváziseparatrixových vrstiev. Prostredníctvom štúdia časového vývoja magnetického toku pre polaritu zodpovedné za vznik erupcie sme vysvetlili príčinu jej vzniku. Bol ňou postupný nárast toku vynárajúcej sa zápornej polarity.

Zoznam bibliografických odkazov

- ALISSANDRAKIS, C. E. 1981. *Astron. Astrophys.* 100, 197.
- ASCHWANDEN, M. J. 2004, *Physics of the Solar Corona: An Introduction*. Chichester, United Kingdom: Praxis Publishing Ltd, 2004, ISBN 3-540-22321-5.
- BENZ, A.O. 2002. Plasma Astrophysics: Kinetic Processes in Solar and Stellar Coronae. *Astrophysics and Space Science Library*. 279.
- BERGER, M. A. 1985. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 59, 433.
- BREKKE, P. 1995. In Proc. Workshop on Laboratory and astronomical high resolution spectra. *ASP Conf. Ser.* 81, 102.
- BROWN, D. S. - PRIEST, E. R. 2004. *Solar Phys.* 194, 197.
- CLIVER, E. W. a kol. 1986. *Astrophys. J.* 305, 920.
- COLLIER, M. R. 2004. *Adv. Space Res.* 33, 2108.
- DÉMOULIN, P. a kol. 1992. *Sol. Phys.* 139, 105.
- DÉMOULIN, P. a kol. 1993. *Astron. Astrophys.* 271, 292.
- DÉMOULIN, P. a kol. 1996a. *Astron. Astrophys.* 308, 643.
- DÉMOULIN, P. a kol. 1997. *Astron. Astrophys.* 325, 305.
- DERE, K. P. – COOK, J.W. 1979. *Astrophys. J.* 229, 772.
- DERE, K. P. a kol. 1997. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 125, 149
- DERE, K.P. a kol. 2009. 2009 *Astron. Astrophys.* 498, 915.
- DUDÍK, J. 2005. Extrapolácia magnetických polí z fotosféry do koróny metódou Fourierových transformácií. *Diplomová práca*. Bratislava: FMFI UK, 2005.
- DZIFČÁKOVÁ, E. 1992. *Solar Phys.* 140, 247.
- DZIFČÁKOVÁ, E. 1998. *Solar Phys.* 178, 317.
- DZIFČÁKOVÁ, E. 2000. *Solar Phys.* 196, 113.
- DZIFČÁKOVÁ, E. 2002. *Solar Phys.* 208, 91.
- DZIFČÁKOVÁ, E. a kol. 2005. C IV Enhanced emission and non-thermal electron distribution, in Proc. ESPM 11, ESA SP-600, 120.
- DZIFČÁKOVÁ, E. 2006a. *Solar Phys.* 234, 243.
- DZIFČÁKOVÁ, E. 2006b. . In Proc. SOHO–17, *10 Years of SOHO a Beyond*, ESA SP-617, 89.1.
- DZIFČÁKOVÁ, E. 2010. *Solar Phys.*, v príprave.

- DZIFČÁKOVÁ, E. - KULINOVA, A. 2003. *Solar Phys.* 218, 41.
- DZIFČÁKOVÁ, E. - KULINOVÁ, A. 2010a. *Solar. Phys.*, v tlači.
- DZIFČÁKOVÁ, E. - KULINOVÁ, A. 2010b, *Solar. Phys.*, ponúknuté v publikácii.
- DZIFČÁKOVÁ, E. - TOTHOVÁ, D. 2007, *Solar. Phys.* 240, 211.
- FELDMAN, U. a kol. 1992. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 81, 387.
- FONTENLA, J. M. - AVRETT, E. H. - LOESER, R. 1990. *Astrophys. J.* 355, 700.
- FOUKAL, P. V. 2004. *Solar Astrophysics*. Weinheim, Germany: WILEY – VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004. ISBN 3-527-40374-4.
- GABRIEL, A. H. 1976. *Phil. Trans. Royal. Soc. London.* A 281, 339.
- GARY, G. A. 1989. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 69, 323.
- GORBACHEV, V.S – SOMOV, B. V. 1988, *Sol. Phys.* 117, 77.
- GREVESEE, N. – SAUVAL, A. J. 1998. *Astrophys. J.* 85, 161.
- HANDY, B. N. a kol. 1998. *Sol. Phys.* 183, 29.
- HANDY B. N. a kol. 1999, *Solar Phys.* 187, 229.
- CHIU, Y. T. – HILTON, H. A. 1977, *Astrophys. J.* 212, 873.
- KULINOVÁ, A. 2005. Štúdium slnečných erupcií. *Dizertačná práca*. Bratislava: FMFI UK, 2005.
- LANDI, E. a kol. 2002. *Astrophys. J.* 139, 281.
- LANDI, E a kol., 2006. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 162, 261.
- LANDINI, M. - MONSIGNORI FOSSI, B. C. 1991. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 91,183.
- LIU, Y. - NORTON, A.A. 2001. MDI Measurement Errors: The Magnetic Perspective. *SOI Technical Note* 01-144
- LOUKITCHEVA, M. - SOLANKI, S. K. - WHITE, S. M. 2009. *Astron. Astrophys.* 497, 273.
- MACKOVJAK, Š. 2008. Projekčné efekty pri pozorovaní Slnka. *Bakalárska práca*. Bratislava: FMFI UK, 2008.
- MANDRINI, C. H. a kol. 1991. *Astron. Astrophys.* 250, 541.
- MAZZOTA, a kol. 1998. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 133,403.
- OWOCKI, S. P. - SCUDDER, J. D. 1983, *Astrophys. J.* 270, 758.
- PHILLIPS, K. J. H. - FELDMAN, U. - LANDI, E. 2008. *Ultraviolet a X-Ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere*. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.

- PINFIELD, D. J. a kol. 1999. *Astrophys. J.* 527, 1000.
- PRIEST, E.R.: 1982, *Solar magneto-hydrodynamics*, Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1982, ISBN 90-277-1374-X.
- PRIEST, E. R. - DÉMOULIN, P. 1995. *J. Geophys. Res.* 100, A12, 23443.
- PRIEST, E. R. - FORBES, T.G. 2000. *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Application*. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2000. ISBN 0-521-48179-1.
- ROTTMAN, G. J. – WOODS, T.J. – SPARN, T. P. 1993. *J. Geophys. Res.* 98, 10667
- RUTTEN, J. 2007. In Proc. The Physics of chromospheric plasmas, *ASP Conf. Ser.* 36, 27.
- SAKAI, J. – JAGER, C. 1996. *Space. Sci. Reviews.* 77, Nos 1/2.
- SCHRIVIER, J. D. 1990. *Astron. Astrophys.* 234, 315.
- SCUDDER, J. D. - OLBERT, S. 1979a. *J. Geophys. Res.* 84, 2755.
- SCUDDER, J. D. - OLBERT, S. 1979b. *J. Geophys. Res.* 84, 6603.
- SEELY, J. F. – FELDMAN, U. – DOSCHEK, G. A. 1987. *Astrophys. J.* 319, 541.
- SWEET, P.A. 1958a. In Proc. Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics. *IAU Symp.* 6. 123.
- TITOV, V. S. - HORNIG, G. - DÉMOULIN, P. 2002. *J. Geophys. Res.* 107, A8, 1164.
- VERNAZZA, J. E. – AVRETT, E. H. – LOESER, R. 1981. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 45, 635.
- ZOUGANELIS, I. a kol. 2005. *Astrophys. J.* 626, 117L.
- ZWAAN, C. 1992. The evolution of sunspots. *Sunspots: Theory and Observations*, *NATO ASI Series C: Mathematical and Physical Sciences* 375, 75.

Internetové odkazy:

- <http://sdc.uio.no>
- <http://soi.stanford.edu>
- <http://solarmonitor.org>
- <http://trace.lmsal.com>
- <http://vso.nso.edu>