

MASARYKOVA UNIVERZITA
Přírodovědecká fakulta
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky



Diplomová práce
Interakce kometárního ohonu a sluneční koróny

Bc. Elena Lindišová

Vedoucí práce: Mgr. Filip Hroch, Ph.D.

Brno 2014

Bibliografický záznam

Autor: Bc. Elena Lindišová
Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

Název práce: Interakce kometárního ohonu a sluneční koróny

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Teoretická fyzika a astrofyzika

Vedoucí práce: Mgr. Filip Hroch, Ph.D.

Rok obhajoby: 2014

Klíčová slova: sluneční koróna, C/2011 W3, spektrální čáry EUV

Bibliographic entry

Author: Bc. Elena Lindišová
Faculty of Science, Masaryk University
Department of Theoretical Physics and Astrophysics

Title of thesis: Interaction between comet trails and solar corona

Degree programme: Physics

Field of study: Theoretical Physics and Astrophysics

Supervisor: Mgr. Filip Hroch, Ph.D.

Year of defence: 2014

Keywords: solar corona, C/2011 W3, spectral lines EUV

Abstrakt:

V předložené práci jsou zároveň studovány dva fascinující fenomény Sluneční soustavy. V první řadě je to sluneční koróna, jejíž charakteristika je i v současnosti založena na různých modelech. Druhým fenoménem je kometa C/2011 W3 (Lovejoy), která patří do velmi specifické skupiny tzv. „sungrazing“ komet. Tato skupina se vyznačuje velmi malou vzdáleností perihélia od slunečního povrchu. Práce je zaměřena na interakci komety s plazmou sluneční koróny, která je spojena s emisí záření v extrémně ultrafialové oblasti spektra (EUV). Konkrétně byla studována část průletu komety sluneční korónou před dosažením perihélia. Nejlépe byl objekt detekovatelný v pěti EUV filtrech přístroje Atmospheric Imaging Assembly (AIA) namontovaného na kosmické lodi mise Solar Dynamic Observatory (SDO). Právě snímky získané z těchto pěti filtrů jsou zpracovány a dále studovány v této práci. Rozpracovány a porovnávány jsou taktéž poměry mezi jednotlivými intenzitami v různých spektrálních čarách.

Abstract:

This thesis is about a concurrent study of two fascinating phenomenons of the Solar system. First one is the solar corona, which is currently described by various models. The second phenomenon is the comet C/2011 W3 (Lovejoy), which belongs to a very specific group of sungrazing comets. This group is known for a very small perihelion distance from the solar surface. The paper focuses on the interaction of the comet with the coronal plasma. This process is associated with emission of radiation in the extreme ultraviolet band (EUV). This thesis covers crossing of the comet through the corona until it reaches the perihelion. The best observation of this phenomenon was taken by five filters in the EUV band from the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) mounted on Solar Dynamic Observatory (SDO) spacecraft. The images were processed and thoroughly analyzed. Main results of this thesis are comparative studies of ratios between the intensities in different spectral lines.

Týmto by som sa chcela poďakovať vedúcemu tejto diplomovej práce, ktorým bol Mgr. Filip Hroch, Ph.D., hlavne za čas, ktorý mi vždy venoval, keď som to potrebovala, za jeho rady, nápady a podporu. Veľmi veľkú vďaku vyslovujem aj ďalšiemu dôležitému človeku, ktorým je Prof. RNDr. Miloslav Druckmüller, CSc, za perfektný nápad na tému tejto práce. Taktiež mu ďakujem za všetok čas, ktorý mi venoval, za jeho pomoc so získaním a spracovaním dát. Za rady a nápady vďačím aj prof. Mgr. Jiřímu Krtičkovi, Ph.D. V neposlednom rade sa chcem poďakovať môjmu priateľovi Pavlovi Hálovi, nie len za jeho psychickú podporu po celý čas, ale taktiež za vypracovanie programov, ktoré mi uľahčili a spresnili ďalšie spracovanie dát. A samozrejme ďakujem celej mojej najbližšej rodine, ktorá pri mne vždy stála a podporovala ma.

This research has made use of the HEAsoft software for astrophysical data analysis, created by NASA Goddard Space Flight Center.

This research has made use of CHIANTI database, which is a collaborative project involving George Mason University, the University of Michigan (USA) and the University of Cambridge (UK).

This research has made use of NIST database, which contains atomic spectral data from Atomic Spectra Database Lines Form.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Brně dne 14.5.2014

Elena Lindišová

Obsah

1	Úvod	9
2	Slnecná koróna	11
2.1	Pozorovania koróny a jej vymedzenie	11
2.1.1	Magnetické pole a geometrická predstava	13
2.1.2	Oblasti a zložky koróny	16
2.1.3	Hustota a teplota koróny	20
2.2	Koronálne spektrum	21
2.3	Pravdepodobnosti prechodov	23
2.3.1	Počet žiarivých prechodov	23
2.3.2	Počet zrážkových prechodov	23
2.4	Energiové hladiny	25
3	Sungrazing kométy	27
3.1	Objavy	27
3.2	Kométy C/2011 W3 (Lovejoy)	30
4	Atmospheric Imaging Assembly	35
5	Praktická časť	39
5.1	Dáta	39
5.2	Výber vhodných dát	40
5.3	Kométy v rôznych filtroch	42
5.4	Spracovanie dát	47
5.4.1	Výpočet vzdialenosti kométy	47
5.4.2	Odčítanie pozadia	49
5.4.3	Hľadaná intenzita	51
5.4.4	Štatistické chyby merania	55
5.4.5	Pomery intenzít	57
5.5	Ďalšie spracovanie získaných pomerov intenzít	59
5.5.1	Vyjadrenie teploty	62

5.5.2	Výpočet teploty z nameraných hodnôt	62
5.5.3	Výpočet elektrónovej hustoty z nameraných hodnôt	66
5.6	Porovnanie s ďalšími modelmi	69
5.7	Kolízna verzus radiačná excitácia	70
6	Záver	73
A	Zdrojové kódy	79
A.1	list.sh	79
A.2	list.c	80
A.3	inter.sh	82
A.4	inter.c	82

Kapitola 1

Úvod

Táto práca sa týka dvoch veľmi zaujímavých objektov našej Slnčnej sústavy. Jedným z nich je naša hviezda, naše Slnko. V živote každého človeka zohráva veľkú úlohu, keďže práve vďaka tejto obrovskej žeravej guli existuje život na Zemi. Práca je zameraná na slnečnú korónu, ktorá je doteraz pre astrofyzikov ťažkým orieškom. Existuje veľa modelov, ktoré popisujú jej teplotu, hustotu, či model jej ohrevu, ale všetko je zatiaľ iba na úrovni modelovania.

Druhým objektom, ktorý je študovaný v tejto práci, je kométa. Konkrétne sa jedná o kométu C/2011 W3 (Lovejoy), ktorá patrí medzi kométy s veľmi malou vzdialenosťou od Slnka v perihéliu. Všeobecne sa kométy s takýmto typom dráhy menujú „sungrazing kométy“. Už z názvu kométy je možné vyčítať, že práve v roku 2011 prelietavala najbližším bodom k Slnku. Najzaujímavejšie na tejto udalosti bolo, že aj napriek tak malej vzdialenosti prežila svoj prielet cez horúcu slnečnú korónu.

Na prelome 15. a 16. decembra roku 2011 bolo možné priamo pozorovať postupné približovanie sa kométy k slnečnému povrchu, prielet perihéliom a následne postupné vzdialovanie. Len veľmi málo astronómov a astrofyzikov verilo, že sa kométa už na začiatku svojho blízkeho príletu nerozpadne a zároveň aj nevyparí. Táto udalosť tak spojila dva fascinujúce fenomény, horúcu atmosféru Slnka a ľadové kamene, ktoré prilietavajú z periférie Slnčnej sústavy.

Vďaka pokročilým prístrojovým technikám a pokročilým metódam pozorovania Slnka v rôznych filtroch bolo možné tento zaujímavý úkaz pozorovať v rôznych spektrálnych oboroch. V tejto práci sa pracuje s verejnými dátami získanými na prístroji nazvanom Atmospheric Imaging Assembly (AIA), ktorý je súčasťou misie NASA zvanou *Solar Dynamic Observatory (SDO)*. Tento prístroj získava snímky Slnka a slnečnej koróny v deviatich filtroch.

Získané snímky kométy v rôznych spektrálnych oboroch poskytujú neoceniteľné možnosti skúmania emisie kométy. Počas jej príletu slnečnou korónou interaguje plazma pochádzajúca priamo z koróny s plynom, ktorý produkuje kometárne jadro v dôsledku vysokých

teplôt okolia. Emitujúce žiarenie, ktoré bolo možné pozorovať, je v každej spektrálnej čiare rôzne intenzívne. Pomery týchto intenzít poskytujú možnosť vyjadrenia niektorých charakteristík emitujúceho prostredia, napríklad teplotu alebo elektrónovú hustotu.

Kapitola 2

Slnečná koróna

V tejto kapitole boli informácie čerpané hlavne zo zdrojov [22] a [17].

2.1 Pozorovania koróny a jej vymedzenie

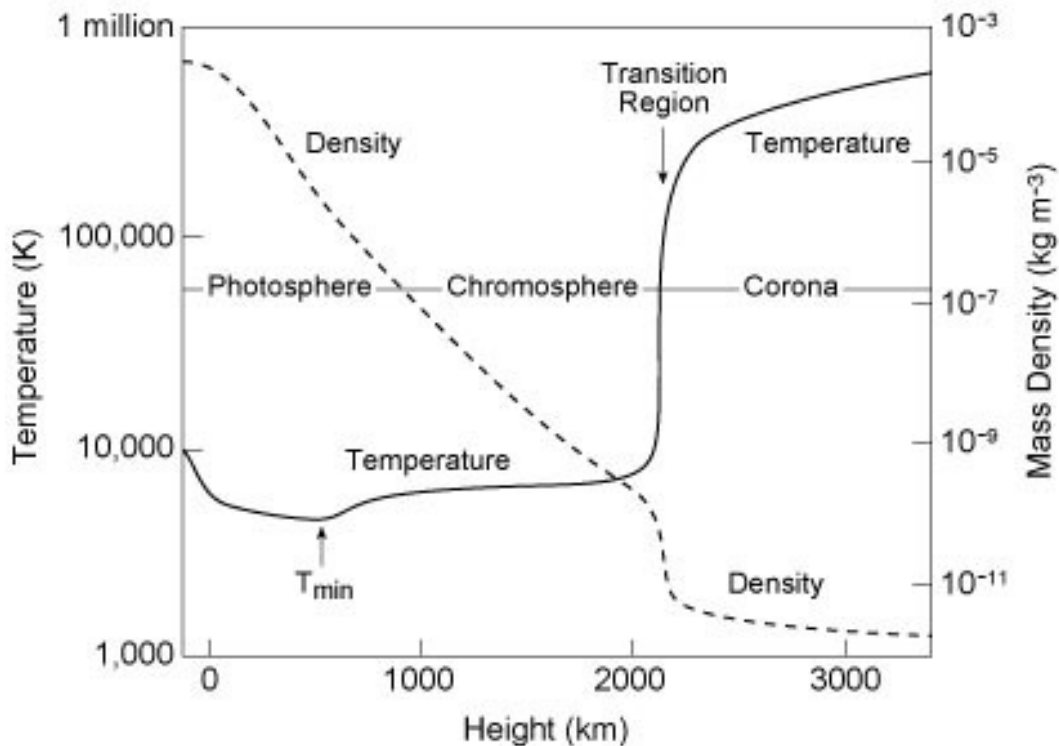
Koróna je vrchnou atmosférou našej hviezdy. Predstavuje akýsi obal plazmy s veľmi vysokou teplotou. Slovo *koróna* pochádza z latinského slova *corona* a znamená korunka. Tento typ atmosféry nemá iba naše Slnko. No pre objav koróny pri ďalších hviezdach bolo potrebné počkať na pozorovania z vesmíru. Teplota totiž dosahuje veľmi vysoké hodnoty, preto je možné korónu primárne pozorovať v ultrafialovej oblasti spektra (EUV) a v oblasti mäkkého röntgenového žiarenia (X-ray). Prvé dve UV-družice boli vypustené v roku 1978 a ďalšia veľmi známa až v roku 1999, Chandra X-ray Observatory.

Po všetkých pozorovaniach bolo zistené, že v podstate všetky hviezdy hlavnej postupnosti spektrálnych typov F až M sú röntgenovými emitormi. Majú teda chromosféru a korónu podobne ako naše Slnko. Hviezdy hlavnej postupnosti spektrálneho typu v rozmedzí od B až A sú detekovateľné v tejto oblasti spektra, no nie z dôvodu existencie horúcich korón, ale z dôvodu prudkých pohybov obálok plynu kvôli tepelným nestabilitám.

Koróna je najvyššou a zároveň najteplejšou časťou slnečnej atmosféry. Začína mierne nad viditeľným povrchom Slnka a siaha viac ako stovky tisíc kilometrov do medziplanetárneho priestoru. Je veľmi ťažké presne určiť, kde táto vysokoteplotná atmosféra začína. Niektoré jej štruktúry totiž majú korene už v samotnej chladnej fotosfére. Napríklad koronálne slučky začínajú tesne nad slnečným povrchom, kde je ich teplota nižšia a končia vysoko v riedkej, ale horúcej koróne s vyššou teplotou. Z toho by mohlo vyplývať, že existuje určité horizontálne rozhranie medzi chladnejšími a teplejšími regiónmi atmosféry a určiť tým výšku, kde koróna začína. No ukázalo sa, že v tej istej výške sa objavujú štruktúry s rôznymi teplotami. Preto rozhranie medzi týmito oblasťami nie je vždy horizontálne.

Ďalšou možnosťou určenia začiatku koróny je určitá minimálna teplota. Viditeľný povrch Slnka, fotosféra, má teplotu okolo 5 800 Kelvinov. Teplota koróny však môže

dosahovať aj viac ako milión Kelvinov. Preto musí existovať určitá oblasť, kde nastane prudký vzrast teploty a tiež určitá stredná teplota, od ktorej už je možné definovať korónu. Touto medznou teplotou bola určená hodnota 10^5 K. Základ tohto predpokladu je vidieť na obrázku 2.1, kde je zobrazený teplotný a hustotný model slnečnej atmosféry. Schéma reprezentuje teplotu a hustotu v závislosti na výške nad povrchom Slnka.



Obr. 2.1: Teplotný a hustotný model slnečnej atmosféry [1].

Vo výške medzi 2 000 až 3 000 km je pozorovateľný prudký nárast teploty až o dva rády. Táto oblasť sa nazýva *prechodovou oblasťou* (Transition Region). Výška tejto oblasti sa môže líšiť, pretože koróna je silne nehomogénna a niektoré jej štruktúry stúpajú už od nižších častí atmosféry. V každom prípade, odhliadnuc od jej tvaru, prechodová oblasť sa považuje za univerzálny prechod medzi chromosférou a korónou. Bližšie sa bude teplotou tejto časti atmosféry venovať kapitola 2.1.3.

Slnčná koróna končí v miestach, kde už slnečný vietor nemá dostatočný tlak, aby odtláčal medziplanetárny materiál. Vzďialenosť týchto miest je v rôznych obdobiach slnečnej aktivity rôzna. Voyager 1 na túto hranicu narazil vo vzdialenosti 94 AU v roku 2004 a Voyager 2 vo vzdialenosti 84 AU o tri roky neskôr.

2.1.1 Magnetické pole a geometrická predstava

Magnetické pole Slnka reguluje dynamiku a topológiu všetkých koronálnych javov. Horúca plazma zložená z energetických častíc tečie pozdĺž magnetických siločiar. Deje sa to v prípade, keď je tlak plazmy zanedbateľný oproti magnetickému tlaku. Vtedy nie je možné, aby látka „pretekala“ iným smerom, ako je smer magnetického poľa, napríklad kolmo na smer siločiar.

Rozhodujúcim parametrom koróny, ktorý dáva do pomeru práve tieto dve dôležité veličiny, sa nazýva plazmový β -parameter,

$$\beta = \frac{p_{th}}{p_m} = \frac{2\xi n_e k T_e}{B^2/8\pi} \approx 0.07 \xi n_9 T_6/B_1^2 \quad [\text{cgs}], \quad (2.1)$$

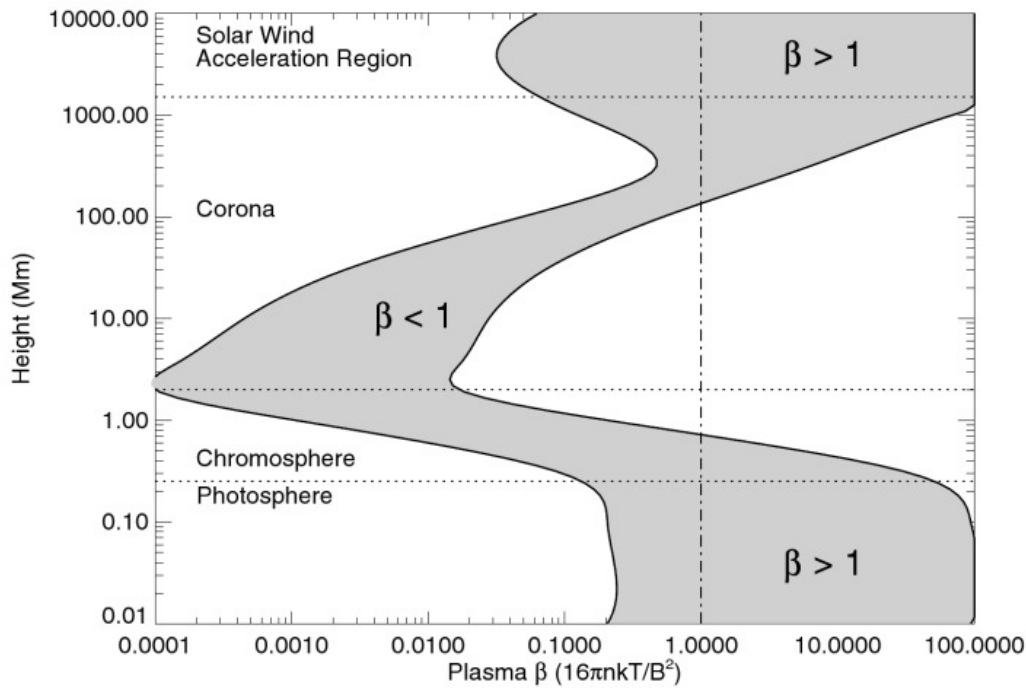
kde $\xi = 1$ je stupeň ionizácie pre korónu (pre fotosféru je $\xi = 0.5$), Boltzmanová konštanta má hodnotu $k = 1.38 \cdot 10^{-16}$ erg K⁻¹, $B_1 = B/10$ G predstavuje magnetickú indukciu, $n_9 = n_e/10^9$ cm⁻³ je elektrónová hustota a $T_6 = T/10^6$ K je elektrónová teplota.

Na obrázku 2.2 je zobrazený β -parameter v závislosti na výške, tzn. v rôznych slnečných atmosférach, pre dve rôzne sily magnetického poľa 100 G a 2500 G. Je evidentné, že pri silnom magnetickom poli je $\beta < 1$, čo znamená prevahu magnetického tlaku nad tepelným. Plazma je preto uväznená v magnetickom poli a opisuje jeho siločiar. Vo väčšine oblastí koróny je tento parameter menší ako jedna. Vo väčších výškach, približne nad jedným slnečným polomerom, je hodnota $\beta > 1$. Magnetické pole je už slabé a plazma môže postupne unikať vrcholom koronálnych slučiek. Tento jav je možné vidieť napríklad na obrázku 2.5. Vo veľkých vzdialenostiach od povrchu sú slučky zakončené akýmiśi prúdom materiálu, ktorý pokračuje ďaleko do medziplanetárneho priestoru.

Samotné magnetické siločiar nie sú priamo pozorovateľné. Ale práve rôzne koronálne štruktúry magnetické pole vizualizujú. Koronálne slučky sú v podstate potrubia vyplnené zohriatou plazmou, tvarované podľa magnetického poľa v danom mieste. Sú zakorenené v chladnej fotosfére a stúpajú cez chromosféru a prechodovú oblasť do koróny.

Veľmi štrukturovaný charakter koróny je spojovaný s prítomnosťou magnetického poľa na slnečnom povrchu. Toto pole je generované vo vnútri telesa a vystupuje na povrch. Koróna je jasnejšia práve v tých miestach, kde magnetické pole vystupuje na povrch. Teória dynama tvrdí, že silné magnetické pole bolo generované hlboko v slnečnom vnútri. Je možné predstaviť si to ako magnet, ktorý je pod povrchom orientovaný horizontálne a jeho siločiar presakujú nad povrch. To predstavuje aj vznik dvoch magnetických pólov, pričom z jedného siločiar vystupujú a do druhého opäť vstupujú.

Pozorujeme dve odlišné oblasti v slnečnej koróne s rôznymi vlastnosťami, ktorými sú regióny s otvoreným a uzavretým magnetickým poľom. Otvorené magnetické pole sa nachádza najmä v polárnych oblastiach a niekedy zasahuje aj smerom k rovníku. Spája slnečný povrch s medziplanetárnym poľom a je zdrojom *rýchleho slnečného vetra* (≈ 800 km s⁻¹). Predstavuje efektívny transport plazmy ohriatej ešte v chromosfére.

Obr. 2.2: Plazmový β -parameter v slnečnej atmosfére.

Regióny s uzavretým poľom sa vyznačujú hlavne uzavretými siločiarami, ktoré vystupujú do výšok okolo jedného slnečného polomeru. To znamená, že v určitom mieste siločiar vystupujú z povrchu Slnka, vytvoria slučku a na ďalšom mieste opäť vstupujú do povrchu. A práve v týchto miestach vznikajú aj slnečné škvrny. Vo veľkých výškach približne jedného polomeru Slnka sa môžu slučky otvoriť a produkovať *pomalú zložku slnečného vetra* ($\approx 400 \text{ km s}^{-1}$). Dané oblasti v sebe zahŕňajú väčšinu jasú a hustejších koronálnych slučiek, ktoré sú uväznené v magnetickom poli. Tieto štruktúry sú veľmi známym javom, ktoré pozorujeme najmä v aktívnych regiónoch, ale môžu sa objavovať aj v pokojných regiónoch Slnka (okrem koronálnych dier). Miesta, kde magnetické slučky vystupujú a následne vstupujú do viditeľného povrchu Slnka, sa nazývajú tzv. „footpoints“. Keď tieto štruktúry presiahnu výšku približne jedného slnečného polomeru, tepelný tlak plazmy presiahne už slabý tlak magnetického poľa, ktorý s výškou klesá. Plazma môže začať unikať do medziplanetárneho priestoru v podobe už spomínaného pomalého slnečného vetra.

Tak ako teplota či hustota koróny, aj magnetické pole je veľmi priestorovo a časovo nehomogénne. Najsilnejšie je v miestach výskytu slnečných škvŕn, dosahujúce hodnoty $B = 2000 - 3000 \text{ G}$. Skupiny slnečných škvŕn sú dipolárne, pričom sú orientované v smere východ-západ a s opačnou polaritou vedúcich škvŕn medzi dvomi hemisférami. Táto polarita sa mení každých 11 rokov. Aktívny región je väčšia oblasť okolo slnečných škvŕn

s priemerným magnetickým poľom $B \approx 100 - 300$ G obsahujúca aj menšie póry s poľom $B \approx 1100$ G. Magnetické pole pokojných oblastí a koronálnych dier dosahuje hodnoty menšie, $B \approx 0.1 - 0.5$ G.

Tieto poznatky o magnetickom poli sú získané najmä z merania Zeemanovho rozštiepenia spektrálnych čiar a s použitím extrapolácie z magnetogramov nižších oblastí slnečnej atmosféry. Používa sa pritom model magnetického poľa, na ktoré nepôsobia vonkajšie sily. Nakoľko nepoznáme presné hranice koróny, prúdy tečúce koronálnymi slučkami a model magnetického poľa nie je úplne platný, výsledky hodnôt nemusia byť úplne presné. Priame merania magnetického poľa vo výškach koróny sú stále neisté a na začiatku vývoja.

Hodnoty magnetického poľa samozrejme s výškou klesajú. Dulk a McLean v roku 1978 odvodili vo svojej práci formulu, ktorá približne poskytuje priemerný pokles magnetického poľa s výškou medzi 1.02 – 10 slnečných polomerov:

$$B(R) = 0.5 \left(\frac{R}{R_{\odot}} - 1 \right)^{-1.5} \quad (1.02 \lesssim R/R_{\odot} \lesssim 10). \quad (2.2)$$

Tieto hodnoty sa môžu meniť približne o 1 – 2 rády a je to hlavne spôsobené meniacim sa slnečným cyklom.

Ako sa magnetické pole mení priamo v typicky aktívnych regiónoch v závislosti na výške $B(h)$, ukazuje nasledujúca rovnica:

$$B(h) = B_{\text{foot}} \left(1 + \frac{h}{h_D} \right)^{-3}, \quad (2.3)$$

kde h_D predstavuje hlavnú hĺbku dipólu, $h_D \approx 75\,000$ km. Magnetické slučky majú svoje korene približne vo výškach $h \approx 50\,000 - 200\,000$ km. Fotosférické magnetické pole tu dosahuje hodnoty v rozmedzí $B_{\text{foot}} \approx 20 - 200$ G, ale môže klesnúť aj na hodnoty menšie ako $B \lesssim 10$ G vo výškach $h \gtrsim 100\,000$ km.

2.1.2 Oblasti a zložky koróny

Koróna je extrémne slabá oproti viditeľnému disku Slnka. V slnečný deň je jas oblohy o 3–5 rádov väčší ako jas koróny, takže je pre nás skutočne nepozorovateľná. Jedinou možnosťou, kedy sa koróna stáva viditeľnou, je počas úplneho zatmenia Slnka Mesiacom. Počas tohto nádherného úkazu nám koróna ukazuje svoje rôzne štruktúry, z ktorých sa skladá. Jej rozsah závisí aj od obdobia slnečnej aktivity. Napríklad na obrázku 2.5 je úplne zatmenie z roku 2012 v Austrálii, kedy sa Slnko blížilo k maximu jeho aktivity. Na obrázku 2.3 bolo Slnko v období svojho minima. Zatmenie je z roku 2008 v Rusku.

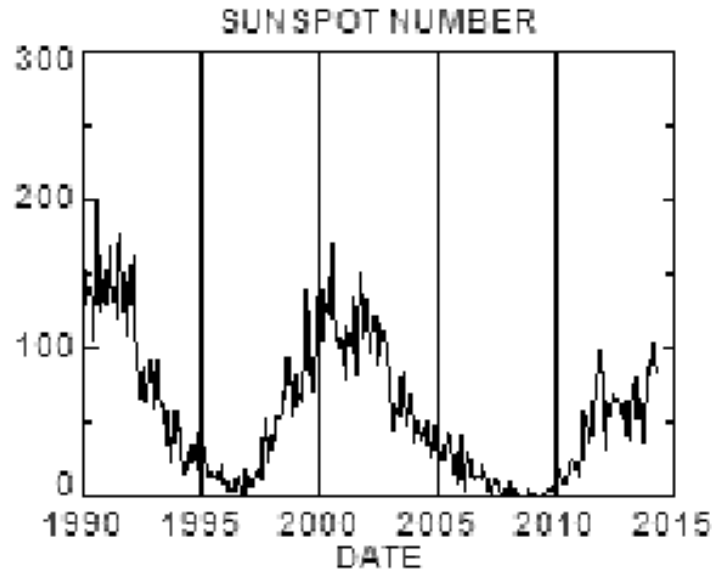


Obr. 2.3: Úplne zatmenie Slnka, 2008, Rusko [2].

Pri porovnaní týchto dvoch zatmení je skutočne vidieť rozdiel hlavne v okolí polárnych oblastí, kde v minimu aktivity sú väčšinou iba koronálne diery, pričom v maxime je Slnko obklopené kompletne rôznymi koronálnymi štruktúrami, ktoré budú opísané nižšie. Na obrázku 2.4 je zobrazené Wolfovo číslo R (tiež nazývané ako *sunspot number*) v závislosti na čase. Toto číslo predstavuje mieru slnečnej aktivity podľa počtu slnečných škvŕn:

$$R = k(10g + s), \quad (2.4)$$

kde k je premenný škálovací faktor (väčšinou < 1), ktorý závisí na pozorovacích podmienkach a typu prístroja, s ktorým sa pozoruje, g je počet skupín škvŕn na slnečnom disku a s je celkový počet pozorovaných škvŕn.



Obr. 2.4: Wolfovo číslo v závislosti na čase [3].

Slnčná koróna sa obvykle rozdeľuje do troch zón, ktoré sa menia počas slnečného cyklu. Sú to aktívne oblasti, pokojné regióny a koronálne diery. Aktívne oblasti sú miesta, kde sa koncentruje silné magnetické pole. V týchto oblastiach sa vo fotosfére objavujú slnečné škvrny a skupiny slnečných škvŕn s opačnými polaritami. Táto bipolárna vlastnosť je spôsobená uzavretými magnetickými čiarami. Pretože v týchto oblastiach nastávajú rôzne procesy, napríklad prírastok magnetického toku alebo jeho vyrušenie, rekonfigurácia alebo magnetická rekonexia, vznikajú v koróne rôzne vzplanutia, záblesky, náhly ohrev plazmy či výrony koronálnej hmoty. Vznikajú v týchto miestach pozoruhodné slučky vyplnené horúcou a hustou plazmou siahajúce vysoko nad povrch Slnka, pričom produkujú mäkké röntgenové žiarenie a žiarenie v extrémne ultrafialovej oblasti spektra (EUV). Typicky sa tieto oblasti vyskytujú v heliocentrických šírkach okolo 40° .

V týchto oblastiach sa objavujú tiež ďalšie dva známe javy, a to koronálne žiary a výrony koronálnej hmoty (ďalej iba CME). Oba procesy sú spojené s nestabilným magnetickým poľom, kde dochádza k uvoľneniu magnetickej energie. Výsledkom je zrýchlenie častíc a ohrev okolného prostredia. Rozdiel medzi nimi je ten, že žiary pozorujeme hlavne v röntgenovej a rádiovovej oblasti spektra, pričom výrony koronálnej hmoty pozorujeme v bielom svetle. Intenzita žiar môže byť rôzna, niekedy pozorujeme tzv. mikro alebo nanožiary. Často sú sprievodným javom CME. CME dosahujú uvoľnenie obrovského množstva energie, ktoré vyženie materiál ďaleko do medziplanetárneho priestoru. Keď táto vyvrhnutá plazma dosiahne Zem, pozorujeme nádherné polárne žiary. Pri veľmi silných CME môže vzniknúť geomagnetická búrka, ktorá by mohla narušiť magnetické pole Zeme.



Obr. 2.5: Úpne zatmenie Slnka, 2012, Austrália [4].

Oblasti pomenované ako pokojné regióny sú pokojné len relatívne v porovnaní s aktívnymi областiami. Aj tu prebiehajú dynamické procesy, ako napríklad ohrev plazmy, menšie žiary, explózie, zjasnenia, ale tiež aj koronálne slučky či oblúky. Vymedzenie týchto a aktívnych oblastí nie je úplne presné, pretože niektoré rozsiahle štruktúry, ako napríklad oblúky, začínajú v aktívnych oblastiach, ale siahajú ďaleko až do oblastí pokojných. Dalo by sa povedať, že tieto oblasti sa nachádzajú v miestach uzavretého magnetického poľa (okrem aktívnych oblastí) a oblasti s otvoreným magnetickým poľom sa nachádzajú v koronálnych dierach.

Práve v polárnych oblastiach sa nachádzajú už spomenuté koronálne diery. Toto pomenovanie získali z dôvodu, že ich pozorujeme tmavšie, ako ostatné regióny. Nenachádzame v nich jasné koronálne štruktúry či zjasnenia. Je to spôsobené otvoreným magnetickým poľom, odkiaľ uniká plazma v podobe slnečného vetra. Tieto oblasti sú chladné a riedke. I keď v období slnečného maxima je silné magnetické pole aj v týchto oblastiach, ako je vidieť aj na obrázku 2.5.

Koróna sa rozdeľuje aj do troch zložiek, ktoré prispievajú ku koronálnemu svetlu. Sú rozdelené podľa mechanizmov, na základe ktorých produkujú svetlo. Tieto komponenty sa označujú ako *K-koróna* (elektrónová alebo koróna spojitého spektra), *F-koróna* (Fraunhoferová alebo prachová koróna) a *E-koróna* (emisná koróna). Tieto zložky sú formované veľmi odlišnými mechanizmami a majú odlišné vlastnosti. Nedávno sa k nim začala pridávať aj štvrtá zložka nazvaná *T-koróna* (tepelná emisia).

K-koróna zobrazuje spojitú emisiu spektra a je silne polarizovaná. Vzniká rozptylom svetla z fotosféry na elektrónoch koronálneho plynu. Preto sa jej niekedy hovorí aj *elektrónová* koróna. Závisí na prítomnosti plynu, ale je to v podstate svetlo z nižších vrstiev, ktoré je rozptyľované smerom k nám.

F-koróna vzniká opäť rozptylom svetla prichádzajúceho z fotosféry, ale nie na elektrónoch plynu, ale na malých časticiach medziplanetárneho prachu v rovine ekliptiky. Zo Zeme toto svetlo pozorujeme ako zodiakálne svetlo v čase okolo jarnej a jesennej rovnodennosti. Podobne ako K-koróna teda ani táto zložka nie je skutočné koronálne svetlo, ale iba odrazom jasného fotosférického svetla.

V tejto zložke koróny pozorujeme Fraunhoferove čiary. Tieto čiary sú ešte vo fotosfére rozšírené Dopplerovým posuvom. Nakoľko pohyb prachových častí, na ktorých sa svetlo rozptyľuje, je menší v porovnaní so šírkou čiar, ďalšie ich rozšírenie sa v spektre neprejaví. Svetlo prichádzajúce k nám zostáva nezmenené. V K-koróne je skoro nemožné tieto čiary pozorovať. Vysoká teplota koróny udáva elektrónom veľmi veľké rýchlosti, kde sa už Dopplerové rozšírenie čiar prejaví. Len tie najcitlivejšie prístroje dokážu pozorovať slabú absorbciu z prekrývajúcich sa a rozšírených spektrálnych čiar.

E-koróna reprezentuje jedinou zložku, ktorej emisia skutočne vzniká v koronálnom plyne. Preto sa tiež nazýva *emísna* koróna. Obsahuje emisiu izolovaných čiar, ktoré sú formované iónmi pri veľmi vysokej teplote. Koncom 19. storočia predstavovala identifikácia týchto spektrálnych čiar obrovský problém v astrofyzike. Až v rokoch 1939 – 1940 prišlo riešenie od Grotriana (nemecký astronóm a astrofyzik) a Edléna (švédsky profesor fyziky a astronóm).

Celkové svetlo E-koróny je relatívne malé. Pozorovať túto komponentu je možné pomocou úzkopásmového filtra, centrovaneho na požadovanú vlnovú dĺžku. Spojitá emisia z K- a F-koróny dominuje, pretože je prítomná v širokom rozmedzí vlnových dĺžok a ich celková emisia je preto veľká. Aby bolo možné získať väčší kontrast medzi týmito zložkami, je potrebné použiť úzkopásmový filter, ktorý zníži emisiu kontinua, ale zároveň nezníži emisiu spektrálnej čiary. Získame tým síce slabší obraz, ale relatívny príspevok čiarovej emisie sa tým zvýši. Pri nastavení dlhšej expozície alebo použitím kamery s väčšou apertúrou sa koronálna emisia v čiarach stáva viditeľnou.

Poslednou zložkou je T-koróna, ktorá vzniká termálnou (hlavne infračervenou) emisiou medziplanetárneho prachu. Väčšinou je to ten istý materiál, ktorý spôsobuje emisiu F-koróny. Je detekovaná pomocou zdokonalenej infračervenej techniky.

2.1.3 Hustota a teplota koróny

Priebeh hustoty v atmosfére Slnka je možné vidieť na obrázku 2.1. V prechodovej oblasti pozorujeme náhly pokles hustoty o niekoľko rádov v porovnaní s hustotou chromosféry. Koróna má veľmi nízku hustotu. Dokonca oveľa nižšiu ako má to najlepšie vákuum na Zemi vytvorené v laboratóriu.

Elektrónová hustota slnečnej koróny sa pohybuje od $n_e \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ vo vrchnej časti (vo výške jedného slnečného polomeru) do $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ pri základni pokojných regiónov. Hustota môže dosahovať $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ v najhustejších koronálnych slučkách. V koronálnych dierach je hodnota hustoty $n_e \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Z týchto rôznych hodnôt opäť vyplýva nehomogenita tejto horúcej a riedkej atmosféry. Pod ňou prebieha veľa dynamických procesov, ktoré ohrievajú hustejšiu chromosférickú plazmu a vynášajú ju vyššie do koróny.

Integrovanú hustotu pozdĺž zorného lúča je možné aproximovať mocninovou funkciou, ktorá vedie k profilu priemernej hustoty, ktorý popisuje *Baumbach-Allenová formula* (Cox, 2000):

$$n_e(R) = 10^8 \left[2.99 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-16} + 1.55 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-6} + 0.036 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-1.5} \right] \text{ cm}^{-3}, \quad (2.5)$$

kde $R = R_\odot + h$ od stredu Slnka. Táto aproximácia slúži pri určení hustoty do vzdialenosti niekoľkých slnečných polomerov. V prípade väčších vzdialeností je možné hustotu určiť podľa vzťahu (Erickson, 1964):

$$n_e(R) \approx 7.2 \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-2} \text{ cm}^{-3}, \quad R \gg R_\odot. \quad (2.6)$$

Teplotu koróny prvýkrát zisťoval v roku 1940 zo spektrálnych čiar Bengt Edlén a tvrdil, že emisia vzniká z vysoko ionizovaných elementov pri teplote vyššej ako milión kelvinov. Pochopenie príčiny tak vysokej teploty doteraz nie je celkom jasné a je to stále základným problémom v astrofyzike. Odporuje to totiž druhému termodynamickému zákonu, nakoľko atmosféry pod korónou majú oveľa nižšiu teplotu.

Podobne ako hustota, ani teplota nie je homogénna v celej atmosfére. Pozorujeme prázdne a chladnejšie oblasti v koronálnych dierach, kde prevláda otvorená konfigurácia magnetického poľa, s teplotou $T \leq 1 \text{ MK}$. Oblasti s uzavretým magnetickým poľom, akými sú tzv. pokojné regióny, dosahujú teplotu približne $T \approx 1 - 2 \text{ MK}$. Aktívne najteplejšie oblasti môžu vykazovať teploty dosahujúce hodnoty až $T \approx 2 - 6 \text{ MK}$.

Zásobárňou materiálu pre korónu je chromosféra, ktorá zásobuje koronálne slučky s horúcou vystupujúcou plazmou. Keďže tepelný tlak je všeobecne nižší ako magnetický, tento transport plazmy prebieha iba pozdĺž magnetických siločiar. Dôsledkom je vznik tepelne izolovaných systémov, ktoré majú korene už v chromosfére. Sú „ventilmi“ následného prudkého ohriatia a vystúpenia materiálu vysoko do koróny. Tento ohrev je ale priestorovo aj časovo striedavý, preto je koróna tvorená množstvom vyplnených slučiek s rôznymi teplotami. Tie chladnejšie sú viditeľné v EUV a teplejšie svietia v mäkkej röntgenovej oblasti spektra.

2.2 Koronálne spektrum

Termálne vyžarovanie Slnka je emitované od teplôt $T = 4400\text{ K}$ v slnečných škvŕnách, až po teploty výsoke s hodnotami $T \approx 40\text{ MK}$ v superhorúcich zložkách žiarivej plazmy. Emisia slnečnej koróny spadá hlavne do extrémne ultrafialovej a mäkkej röntgenovej oblasti spektra, ako už bolo spomenuté v predchádzajúcej časti.

Koróna je ionizovaný plyn, plazma, kde sa voľné elektróny a ióny môžu voľne pohybovať a interagovať medzi sebou. Interakcií, ku ktorým môže dochádzať, je veľmi veľké množstvo. Preto budú v tejto sekcii opísané tie najdôležitejšie procesy, ktoré v horúcej a riedkej koróne prispievajú k emisii kontinua a spektrálnych čiar. Týmito procesmi sú absorbcia, emisia, excitácia, deexcitácia, ionizácia a rekombinácia a zapájajú sa do nich elektróny, atómy, ióny a fotóny. Všetky tieto procesy nastanú, keď fotón alebo elektrón interaguje s atómom alebo iónom.

Stimulovaná absorbcia vzniká v prípade, keď prichádzajúci fotón excituje elektrón atómu na vyššiu energetickú hladinu $\epsilon_n = \epsilon_m + h\nu$. Tento proces nastane s pravdepodobnosťou úmernou počtu elektrónov N_m na danej hladine m a hustoty energie U_ν v danom poli vyžarovania. V tomto poli je pravdepodobnosť prechodu špecifikovaná Einsteinovým koeficientom B_{mn} . Rýchlosť tohto prechodu je teda možné vyjadriť ako $R = U_\nu B_{mn} N_m$. Tento proces je typ prechodu viazane-viazaného, ktorý produkuje množstvo absorbných čiar v slnečnej koróne.

Stimulovaná emisia nastáva pri blízkom prielete fotónu. Excitovaný elektrón na hladine ϵ_n je stimulovaný a padá späť na nižšiu hladinu ϵ_m . Pri tejto tzv. deexcitácii emituje druhý fotón s energiou $h\nu = \epsilon_n - \epsilon_m$. Pravdepodobnosť tohto prechodu je tiež úmerná hustote energie daného poľa U_ν s rýchlosťou prechodu $R = U_\nu B_{nm} N_n$.

Foto-ionizácia je prechodom viazane-voľným, kde fotón, ktorý narazí do atómu, má vyššiu energiu ako je ionizačná energia daného atómu (napríklad $> 13,6\text{ eV}$ pre vodík). Viazaný elektrón sa tak stáva voľným. Fotón s vlnovou dĺžkou $\lambda = hc/\Delta\epsilon$ odovzdal svoju energiu $\Delta\epsilon$ elektrónu. Ak bola táto energia vyššia ako ionizačná energia ϵ_i , elektrón uniká od atómu s kinetickou energiou $\frac{1}{2}m_e v_e^2$. Takže celkovú energiu fotónu je možné vyjadriť ako $\Delta\epsilon = \epsilon_i + \frac{1}{2}m_e v_e^2$.

Žiarivá rekombinácia sa tiež nazýva voľne-viazaným prechodom. Je to v podstate inverzný prechod foto-ionizácie. Voľný elektrón, ktorý sa priblížil k iónu, je chytený týmto iónom. Usadí sa na určitej voľnej energetickej hladine ϵ_i . Prebytočná energia je uvoľnená formou emisie fotónu s energiou $h\nu = \frac{1}{2}m_e v^2 - \epsilon_i$, kde v je rýchlosť elektrónu pri narazení do iónu. Pri tomto type je produkované napríklad Balmerovo (364,6 nm) a Lymanovo kontinuum (91,2 nm) vodíku.

Dielektronická rekombinácia je podobným procesom ako predchádzajúca rekombinácia s tým rozdielom, že do procesu sú zahrnuté dva elektróny. Jeden voľný elektrón je chytený iónom a je usadený na vyššej hladine. Ale aj viazaný druhý elektrón je taktiež excitovaný. Ión je vo veľmi nestabilnej konfigurácii, a preto jeden z excitovaných elektrónov klesá na voľné miesto nižšej energetickej hladiny.

Auto-ionizácia je proces spontánnej ionizácie bez dodanej energie fotónom alebo zrážkou a vzniká v prípade nestabilného dvojnásobne excitovaného iónu. Aby vznikol stabilný ión, elektrón z nižšej energetickej hladiny je uvoľnený (ionizovaný) a elektrón s vyššej hladiny musí obsadiť prázdne miesto na nižšej hladine.

Thomsonov rozptyl je proces, pri ktorom je fotón rozptýlený voľným elektrónom koronálnej plazmy. Produkuje pritom biele svetlo koróny, ktoré pozorujeme pri úplných zatmeniach Slnka. Táto koróna, ako už bolo spomínané, sa nazýva *K-koróna*. Tento proces nezávisí na vlnovej dĺžke, je to rozptyl svetla v kontinuu. Bez tohto procesu by nebolo možné pozorovať žiadny slnečný fotón počas úplneho zatmenia Slnka, kedy je slnečný disk zahalený Mesiacom. Rýchlosť rozptylu je závislá na elektrónovej hustote, preto Thomsonov rozptyl poskytuje prvú metódu určovania hustoty elektrónov v slnečnej koróne.

Dalším procesom je **voľne-voľná emisia**, tiež nazývaná *bremssstrahlung* z nemeckého slova, ktoré pomenúva tzv. *brzdné žiarenie*. Elektróny sú neelasticky rozptyľované iónmi a emitujú pritom fotóny. Energia vznikajúcich fotónov je rovná rozdielu prichádzajúceho a odchádzajúce elektrónu ($h\nu = \epsilon' - \epsilon$). Tento proces prebiehajúci v chromosfére a koróne je zodpovedný za prevažnú väčšinu emisie v mikrovlnách a vlnách X-ray. Je to najbežnejším procesom, ktorý najmenej rozruší štruktúru atómu.

Zrážková ionizácia nastáva pri zrážke voľného elektrónu s iónom, kedy viazaný elektrón (väčšinou z vonkajších orbitálov) je vytrhnutý preč, čím sa daný ión dostane do vyššieho stupňa ionizácie. Tento proces je dôležitejší ako foto-ionizácia, kde je elektrón odtrhnutý od iónu zrážkou s fotónom.

Pri tzv. **zakázanom prechode** vznikajú spektrálne čiary nazývané *zakázanými čiarami*. Tento názov nevyplýva z toho, že by prechod bol zakázaný a nemohol sa vyskytnúť. Spočíva to vo vysokej nepravdepodobnosti podľa istých kvantovo-mechanických pravidiel. Napríklad zelená čiara Fe XIV v 530,3 nm zahrňuje dva prechody z 4d levelov na dva nižšie 3p levely. Pri laboratórnej plazme by sa tento prechod nemohol nikdy vyskytnúť, pretože zrážková deexcitácia by prebehla za veľmi krátky čas $t \approx 10^{-8}$ s. V slnečnej koróne je ale veľmi vysoká teplota a veľmi nízka hustota, preto môže zrážka nastať za veľmi dlhú dobu, napríklad za deň, a zakázaný nepravdepodobný prechod sa stane pozorovateľnejším. Je známych veľmi veľa zakázaných čiar, napríklad najviac viditeľná žltá čiara vápnikového iónu Ca XV 569,4 nm a červená čiara železného iónu Fe X 637,5 nm, obe sú pozorovateľné v optickom kontinuu.

2.3 Pravdepodobnosti prechodov

Slnéčné spektrum v EUV a X-ray dominuje pre množstvo obsiahnutých emisných čiar. Pre určenie intenzity týchto čiar je potrebné poznať pravdepodobnosť jednotlivých prechodov medzi energiovými hladinami. Keďže emisia fotónov silne závisí na teplote plazmy, aj intenzita čiar je na teplote závislá.

2.3.1 Počet žiarivých prechodov

Celkový počet emisií sa získa súčtom stimulovaných emisií a spontánnych emisií:

$$n_j R_{ji} = n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij}), \quad (2.7)$$

kde označenie \bar{J}_{ij} predstavuje strednú intenzitu, A_{ji} a B_{ji} sú tzv. *Einsteinove koeficienty*. Koeficient A_{ji} označuje spontánnu emisiu a koeficient B_{ji} označuje stimulovanú emisiu. Medzi koeficientami platí nasledujúci vzťah:

$$A_{ji} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ji}, \quad (2.8)$$

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji}, \quad (2.9)$$

g_i a g_j sú štatistické váhy jednotlivých hladín. Jednotlivo je možné počet stimulovaných a spontánnych emisií vyjadriť nasledovne:

$$n_j R_{ji}^{\text{stim}} = n_j B_{ji} \bar{J}_{ij} = n_j \frac{4\pi}{h\nu_{ij}} \frac{g_i}{g_j} \alpha_{ij} \bar{J}_{ij}, \quad (2.10)$$

$$n_j R_{ji}^{\text{spon}} = n_j A_{ji} = n_j \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ji} = n_j \frac{4\pi}{h\nu_{ij}} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_i}{g_j} \alpha_{ij}, \quad (2.11)$$

kde α_{ij} je celkový absorpčný koeficient:

$$\alpha_{ij} = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} B_{ij} \quad (2.12)$$

2.3.2 Počet zrážkových prechodov

Počet excitačných alebo ionizačných zrážkových prechodov (viazane-viazaných alebo viazane-voľných) je:

$$n_i C_{ij} = n_i n_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) f(v) dv = n_i n_e q_{ij}(T), \quad (2.13)$$

kde C_{ij} označuje zrážkový koeficient, v_0 je rýchlosť odpovedajúca prahovej energii E_0 procesu, $E_0 = \frac{1}{2}m_e v_0^2$, σ_{ij} je účinný prierez pri zrážkovej excitácii elektrónu a pri prechode $i \rightarrow j$:

$$\sigma_{ij}(E) = \frac{\pi a_0^2 \Omega_{ij}(E)}{\omega_i E}, \quad (2.14)$$

kde Ω_{ij} je tzv. „zrážková sila“ (collision strength). Označenie $f(v)$ predstavuje maxwellovské rozdelenie rýchlostí:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-E/kT} 4\pi v^2, \quad (2.15)$$

kde $E = \frac{1}{2}mv^2$. q_{ij} je tzv. „rate coefficient“, ktorý označuje mieru alebo rýchlosť zrážkových prechodov:

$$q_{ij}(T) = \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) f(v) dv. \quad (2.16)$$

Pre daný koeficient tiež platí [20]:

$$q_{ij}(T) = 2.172 \cdot 10^{-8} \left(\frac{I_{\infty}}{kT} \right)^{1/2} \frac{\Upsilon_{ij}}{g_i} e^{E_{ij}/kT} \quad [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}], \quad (2.17)$$

kde I_{∞} je Rydbergerova energia, ktorá má hodnotu 13.6 eV, $k = 8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$ je Boltzmannova konštanta a g_i je štatistická váha danej hladiny. Označenie Υ_{ij} predstavuje tzv. „efektívnu zrážkovú silu“, pre ktorú platí:

$$\Upsilon_{ij} = \int_0^{\infty} \Omega_{ij} e^{E_j/kT} d\frac{E_j}{kT}. \quad (2.18)$$

Táto veličina je výsledkom integrácie zrážkovej sily Ω_{ij} cez maxwellovské rozloženie energií elektrónov, pričom E_j je energia dopadajúceho elektrónu vzhľadom na hladinu j . Pri predpoklade, že Ω_{ij} nezávisí na energii dopadajúceho elektrónu platí, že $\Upsilon_{ij} = \Omega_{ij}$ [19]. Z rovnice (2.13) vyplýva tiež nasledujúca rovnosť:

$$C_{ij} = n_e q_{ij}(T) \quad (2.19)$$

a skombinovaním s rovnicou (2.17) nakoniec pre zrážkový koeficient vzniká vyjadrenie:

$$C_{ij} = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{\sqrt{T}} \frac{\Upsilon_{ij}}{g_i} e^{-E_{ij}/kT}. \quad (2.20)$$

2.4 Energiové hladiny

Pohyb a poloha elektrónov v atóme sa riadi princípmi kvantovej mechaniky, podľa ktorej je možné pohyb všetkých častíc popísať pomocou de Broglieho vln, ktoré splňujú Schrödingrovú rovnicu. Pre elektrón uväznený v atóme (podľa kvantovej teórie uväznený v nekonečne hlbkej potenciálovej jame) tiež platí obmedzujúci princíp. Tento princíp hovorí o priestorovom obmedzení vlny, ktoré vedie ku kvantovaniu, čo znamená k povoleniu len určitých diskretných stavov s diskretnými hodnotami energie.

Aj elektrón je možné považovať za vlnu, ktorej výskyt je priestorovo obmedzený. Elektrón v atóme je priťahovaný k jadrú príťažlivou coulombovskou silou a nie je voľnou časticou. V tomto prípade môže nadobúdať, podobne ako vlna, len určité hodnoty energie, popísané nasledujúcou rovnicou:

$$E_n = \frac{-Zme^4}{2n^2\hbar^2}, \quad (2.21)$$

kde Ze je náboj jadra, m je hmotnosť elektrónu a n je kvantový stav elektrónu, tiež nazývaný ako *hlavné kvantové číslo*. Kvantový stav $n = 1$ je najnižšou možnou energiou a nazýva sa *základný stav* s energiou E_1 . Kvantové stavy s vyššou energiou s vyšším kvantovým číslom sa nazývajú excitované stavy.

V prípade, že je atóm v základnom stave s najnižšou energiou, snaží sa v tomto stave zotrvať. V prípade, že určitým spôsobom dojde k preskoku na vyššiu hladinu, snaží sa do základného stavu dostať za čo najkratší čas. Do excitovaného stavu sa môže elektrón dostať napríklad pohlcením fotónu opäť s diskretnou hodnotou energie, pričom dochádza k *absorpcii* fotónu. V tomto stave dlho nevydrží a na základnú hladinu sa dostáva deexcitáciou, pri ktorej nastáva *emisia* fotónu.

Z toho vyplýva, že elektrón môže absorbovať alebo emitovať elektromagnetické žiarenie s určitými hodnotami energie, ktoré sú rovné rozdielu energií jednotlivých hladín daného prechodu. Ak elektrón prejde z jednej počiatočnej hladiny i do druhej finálnej hladiny f a tieto hladiny sú charakterizované hodnotami n_i a n_f , potom energia fotónu emitovaného alebo absorbovaného je

$$\Delta E = E_{n_i} - E_{n_f} = \frac{Z^2me^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (2.22)$$

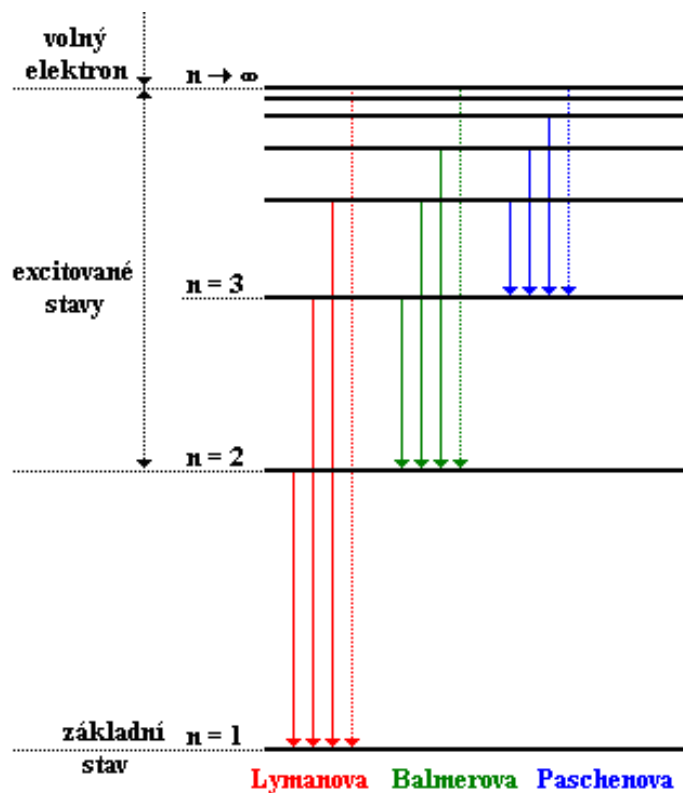
Po využití vzťahu $E = hc/\lambda$ je možné získať vyjadrenie pre vlnové číslo $\tilde{\nu}$:

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{Z^2me^4}{4\pi\lambda\hbar^3c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (2.23)$$

Konštanta pred zátvorkou sa nazýva Rydbergova konštanta ($R_H = 109,67758 \text{ cm}^{-1}$). Pôvodne bola zistená empiricky švédskym fyzikom Rydbergom v roku 1906.

Pri teplote vyššej ako jeden milión kelvinov je najjednoduchší atóm vodíku H úplne ionizovaný, takže v plazme sa nachádzajú voľné elektróny a pozitívne protóny (H^+). Ak je nejaký elektrón uchytený kladným iónom, môže obsadiť (na základe kvantovo-mechanických pravidiel opísaných vyššie) iba diskkrétne energiové hladiny s číslami $n = 1, 2, 3, 4, \dots$. Vlnové dĺžky prechodov na druhú energiovú hladinu zistil Balmer, švajčiarsky matematik a fyzik, v roku 1885, preto sa tiež nazvali Balmerova séria, označovaná ako $H\alpha, H\beta, H\gamma, H\delta, \dots$

Neskôr boli nájdené aj ďalšie série diskrétnych vlnových dĺžok a Balmerova formula bola zovšeobecnená. Prechody na $n_f = 1$ predstavujú Lymanovu sériu ($L\alpha, L\beta, \dots$), na $n_f = 2$ Balmerovu sériu ($H\alpha, H\beta, \dots$), na $n_f = 3$ Paschenova séria ($P\alpha, \dots$), na $n_f = 4$ Brackettova séria a ďalšie. Každá séria je obmedzená prechodom z hladiny $n_i = \infty$ a nazýva sa *hranou série*. Jedná sa o najväčší možný skok medzi kvantovými energiovými hladinami a odpovedá najvyššej energii atómu. Na obrázku 2.6 sú zobrazené hlavné série vodíku.



Obr. 2.6: Hlavné série vodíku [5].

Kapitola 3

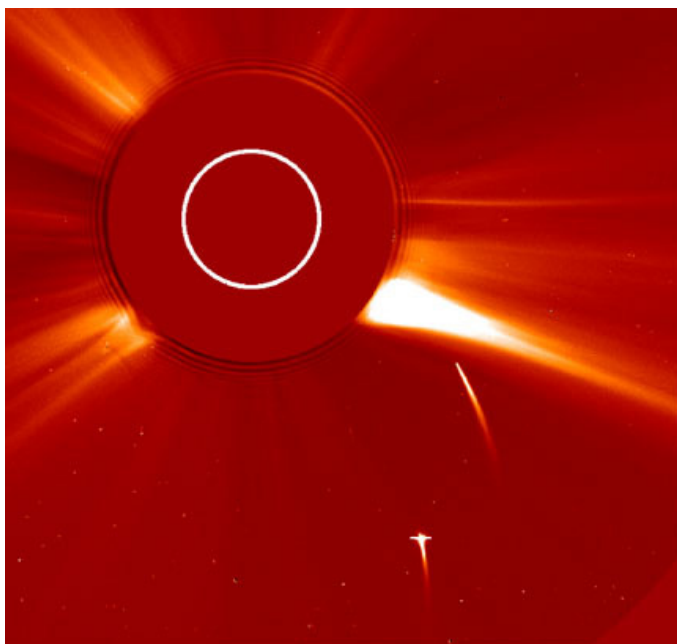
Sungrazing kométy

Informácie v tejto kapitole boli čerpané najmä zo zdrojov [28], [6], [7].

3.1 Objavy

V súčasnej dobe poznáme tisícky komét, ktoré do centra Slnčnej sústavy prilietavajú z jej periféria. Rozdeľujeme ich podľa typu obežnej dráhy a podľa periódy ich dráhy na krátkoperiodické a dlhoperiodické. No poznáme už aj ďalšiu skupinu komét nazvanú „sungrazing“ kométy. Tento termín predstavuje objekty s veľmi malou vzdialenosťou od Slnka v perihéliu. To znamená, že pri prielete perihéliom sa kométa tzv. „obtrie“ alebo „zavadí“ o spodné vrstvy slnečnej koróny (nie je možné slovo sungrazing presne preložiť, preto ďalej v texte bude používaný pojem sungrazing kométy). Vzdialenosť niektorých komét môže byť iba niekoľko desiatok tisíc kilometrov nad povrchom Slnka. Príkladom môže byť práve kométa Lovejoy (bližšie popísaná v ďalšej sekcii), ktorej vzdialenosť v perihéliu bola necelých 140 tisíc kilometrov.

Menšie kométy, ktoré majú priemer len desiatky metrov, sa pri tak blízkom prielete vyparia v horúcej atmosfére Slnka. Niektoré z nich smerujú priamo do Slnka, ale naraziť priamo nestihnú práve kvôli rýchlemu vypareniu. No niektoré väčšie objekty s veľkosťou stoviek metrov môžu „prežiť“ prielet perihéliom. Veľa z nich sa neskôr rozpadne na menšie časti nielen kvôli silnému vyparovaniu ale aj pre silné slapové sily. Dve kométy, ktoré prežili prielet perihéliom sme už pozorovali. Jedna z nich, pomenovaná *C/2011 W3* (Lovejoy), je skúmaná aj v tejto práci. Ďalšou bola kométa Ison z roku 2013, ktorá prielet pravdepodobne prežila, ale veľmi skoro sa začala rozpadáť a my sme z nej už pozorovali iba jej zvyšné časti, ktoré sa ešte nestihli úplne vypariť. No ani vedci túto skutočnosť nevedeli s istotou potvrdiť, či boli pozorované aj zvyšky jadra alebo iba oblak plynu a prachu, ktorý po kométe ostal.



Obr. 3.1: Sungrazing kométy, LASCO, SOHO [8].

Určitú dobu sa diskutovalo o možnosti, že by práve tieto kométy mohli spôsobovať vznik koronálnych výronov. Dosvedčovali o tom množstvá videí, kde skutočne tesne po prilete kométy pozorujeme koronálny výron. No medzi nimi nie je žiadne spojenie. Tak malé teleso je v porovnaní s veľkosťou Slnka zanedbateľné. Jedná sa iba o náhodu, pretože koronálne výrony vznikajú často, a preto je pravdepodobné, že niektoré z nich nastanú práve pri priblížení kométy.

Pretože väčšie sungrazing kométy sú pri blízkom prilete veľmi jasné, boli pozorované už stovky rokov dozadu. Niektoré boli pozorovateľné aj cez deň. Prvé záznamy o jasnej kométe pochádzajú už z roku 371 rokov p.n.l. V 17. storočí Newton vypočítal obežnú dráhu prvej kométy (*C/1680 V1*) so vzdialenosťou v perihéliu 0,0059 AU. V rokoch 1880 najprv Kirkwood, a potom hlavne Kreutz, prišli so záujímavou myšlienkou, že jasné kométy, o ktorých sú skoršie záznamy, mohli byť príčinou návratu ďalších menších jednotlivých sungrazing komét s podobnými obežnými dráhami. Začali uvažovať o existencii skupiny komét, ktorá vznikla rozpadom jednej obrovskej materskej kométy. A tieto fragmenty sa mohli ďalej rozpadáť po opakovaných priletoch perihéliom s periódou približne 800 rokov. Na česť jeho práce sa táto skupina komét pomenovala ako *Kreutzova skupina* alebo tiež *Kreutzove sungrazing kométy*. Usudzuje sa, že práve kométa z roku 371 p.n.l. môže byť pôvodnou kométou, z ktorej vznikla táto skupina.

Do roku 1979 bolo pozorovaných iba deväť sungrazing komét. Rozmach nastal práve v tomto roku 1979, kedy začalo pozorovanie koronografom z vesmíru. Koronograf je zariadenie, ktoré simuluje úplne zatmenie Slnka, aby zatemnením jasného disku bola viditeľná atmosféra nad jeho povrchom (obr. 3.1). Prístroj SOLWIND umiestnený na satelite P78-1 objavil ďalších šesť komét v rokoch 1979 – 1984. Ďalší CP koronograf na družici nazvanej Solar Maximum Mission pozoroval desať sungrazing komét medzi rokmi 1987 – 1989. Tieto kométy boli úplne vyparené pri blízkom priblížení sa k atmosfére Slnka.

Koncom roku 1995 bola vypustená družica Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), ktorá so sebou vyniesla do vesmíru aj prístroj Large Angle Spectrometric Coronagraph (LASCO). Tento dokonalý koronograf už napozoroval cez tisíc sungrazing komét. Z nich okolo 900 patrilo do Kreutzovej skupiny. Na obrázku 3.2 je zobrazená tabuľka napozorovaných komét z Kreutzovej skupiny do roku 2004. Kvôli tak obrovskému napozorovanému počtu komét sa usudzuje, že skutočne existuje konštantný prúd menších členov tejto skupiny, ktoré vznikli postupným vzájomným rozpadaním sa pri prielete perihéliom. Väčšina ďalších komét patrilo do novoobjavených skupín s názvom Meyerova, Marsdenova a Krachtova skupina. Niektoré samozrejme nepatrili do žiadnej skupiny.

	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	
	-1997	-1998	-1999	-2000	-2001	-2002	-2003	-2004	Total
Aug.	2	4	0	7	2	1	6	11	33
Sept.	2	6	0	6	0	5	8	6	33
Oct.	0	13	1	5	9	12	8	12	60
Nov.	1	8	11	5	7	7	20	12	71
Dec.	4	8	10	2	12	9	14	25	84
Jan.	2	2	0	5	3	0	4	8	24
Feb.	0	0	2	3	4	3	6	9	27
Mar.	0	3	1	4	1	4	6	6	25
Apr.	5	11	11	7	9	9	6	11	69
May	8	14	17	11	11	14	15	21	111
June	7	13	9	15	19	16	18	15	112
July	1	0	5	3	1	4	7	9	30
	32	82	67	73	78	84	118	145	679

Obr. 3.2: Tabuľka napozorovaných Kreutzových komét prístrojom SOHO [28].

Aj napriek tomu, že najpočetnejšou skupinou je skupina Kreutzova, ani v súčasnej dobe nie je zodpovedané s istotou na otázku, ako táto skupina vznikla a ktorá veľká jasná kométa je jej pôvodcom. Veľká kométa pozorovaná už Aristotelom v roku 371 p.n.l. alebo až Veľká kométa z roku 1843? Niektorí z členov totiž majú aj veľmi odlišné dráhové elementy. Potom je potrebné položiť ďalšiu otázku, ktoré charakteristiky sú tie podstatné pri konečnom zaradení kométy. Vznikli aj menšie podskupiny, ktoré sa od seba líšia.

Momentálne tak stále prebieha štúdium a rozbor dráh týchto fascinujúcich komét. Ľudia sú stále veľmi zvedaví a hľadajú pravdivú odpoveď na to, ktorá kométa bola naozaj pôvodcom ďalších, menších členov, ktoré nás navštevujú dodnes.

3.2 Kométa C/2011 W3 (Lovejoy)

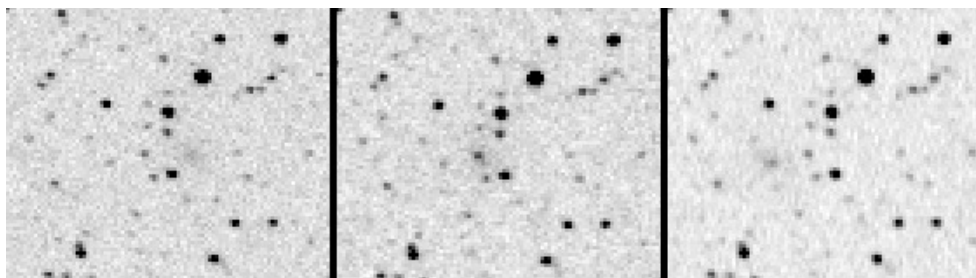
Kométy C/2011 W3 (ďalej už iba Lovejoy) objavil informatik z Austrálie, *Terry Lovejoy* 27. novembra v roku 2011. Je známy hlavne jeho záľubou, ktorou je amatérska astronómia. Vďaka jeho znalostiam modifikoval a vylepšil digitálne kamery, za pomoci ktorých následne bolo možné získavať kvalitnejšie fotografie oblohy. Použitím monochromatickej CCD kamery 27. 11. získal snímky celej oblohy a nasledujúcu noc ich spracovával a porovnával, pričom hľadal aj zaujímavé objekty. Na obrázku 3.3 je pán Lovejoy aj so svojím ďalekohľadom a kamerou, pomocou ktorých kométy objavil.

Kométy Lovejoy bola podľa slov objaviteľa dosť ľahko viditeľná, prirovnal ju k malej rozmazanej guli. Objavil ju pri porovnaní troch obrázkov tej istej časti oblohy s časovým rozdielom desiatich minút, na ktorých bol jasne viditeľný jej pohyb [9]. Obrázok 3.4 pochádza priamo od objaviteľa. Sú to práve tie tri snímky, na ktorých objavil kométy. Kométa Lovejoy bola už jeho treťou objavenou kométou týmto spôsobom. Ďalšiu štvrtú do zbierky objavil minulý rok 2013 v septembri.

Terry Lovejoy a ďalší astronómovia nezávisle od seba pozorovali kométy aj nasledujúce dni. Až 2.12. 2011 bolo oficiálne ohlásenie objavu novej kométy. Zároveň už prebiehali prvé výpočty jej orbitálnej dráhy. Ako prvá hodnota vzdialenosti v perihéliu bola vypočítaná na 0,0059 AU. Táto hodnota sa postupne spresňovala a prepočítavala. Perióda obehu bola spočiatku vypočítaná na hodnotu 377 rokov a neskôr sa skoro zdvojnásobila. Asi najpresnejšími hodnotami môžeme považovať hodnoty vypočítané perfektným znalcom komét, Dr. Zdeňkom Sekaninom. V jeho článku z roku 2012 (Sekanina & Chodas 2012) je publikovaný výpočet dráhy kométy Lovejoy, zahrňujúci dráhové elementy, ale aj popis fyzikálnych vlastností [30]. Nechýba v ňom ani podrobné štúdium jej dráhy po prelete perihélia a následného rozpadu jadra kométy 17. decembra. V tabuľke 3.1 sú zobrazené dráhové elementy kométy vypočítané práve Dr. Sekaninom.



Obr. 3.3: Terry Lovejoy, objaviteľ kométy C/2011 W3 (Lovejoy) [9].



Obr. 3.4: Prvé snímky novoobjavenej kométy Lovejoy [6].

Tabuľka 3.1: Elementy dráh vypočítané Sekaninom a Chodasom.

Dráhový element	Hodnota	Chyba
Čas priechodu perihéliom	2011 Dec 16, 011810	$\pm 0,00040d$
Argument perihélia	$53,5103^\circ$	$\pm 0,0020^\circ$
Dĺžka výstupného uhla	$326,3694^\circ$	$\pm 0,0027^\circ$
Inklinácia	$134,3559^\circ$	$\pm 0,0012^\circ$
Vzdialenosť v perihéliu	0,00555381 AU	$\pm 7.10^{-8}$
Excentricita	0,99992942	$\pm 14.10^{-8}$
Periódá dráhy	698 rokov	± 2 roky

O tom, či kométa patrí do skupiny sungrazing komét, tvrdil už dobrý kamarát Terryho Lovejoya, Michael Mattiazzo, a až ďalšie výpočty dráhových elementov túto domnienku potvrdili. Boli to hlavne malá vzdialenosť od Slnka a uhlové aspekty. Ihneď po objavení a zistení, že sa jedná o sungrazing kométu, začalo sa mnoho diskusií o možnom „prežití“ kométy po vstupe do nižších vrstiev slnečnej koróny. Bola už vypočítaná aj vzdialenosť v perihéliu, a to už spomínaných necelých 140 tisíc kilometrov. Väčšina z astronómov neverila, že kométa prežije. Tvrdili, že má príliš malé rozmery, a preto si začali klásť ďalšiu otázku, či sa rozpadne a vyparí pred prietom perihélia alebo počas neho. Toto tvrdenie vychádzalo zo skutočnosti, že zatiaľ ani jedna z už vyše tisíc napozorovaných trpasličích sungrazing komét tento stret so slnečnou atmosférou neprežila.

Pár dní pred prietom perihélia sa jej jasnosť zrazu veľmi zvýšila, a tým sa už začalo uvažovať aj o väčších rozmeroch kométy, aj o možnom prielete atmosférou bez úplného vyparenia. Keď už boli známe všetky potrebné vlastnosti dráhy, hlavne pozícia kométy pri najväčšom priblížení, všetky ďalekohľady umiestnené vo vesmíre sa nastavili tak, aby bolo možné nasnímať jej priblíženie a možné znovuobjavenie na západnej strane. V deň pred okamžikom prieletu perihélia bola na stránke Spaceweather.com oznámená správa, že kométa dosiahla jasnosť s magnitúdou -3 , možno aj vyššiu. Bola jasnejšia ako Jupiter, ale ešte nie tak jasná ako Venuša.

Všetci s neuveriteľnou zvedavosťou čakali na prielet perihéliom, či sa Lovejoy na druhej západnej strane objaví alebo nie. Ale predsa sa objavila. Bolo to neuveriteľné, že tak blízky stret so slnečnou atmosférou kométa prežila a nerozpadla sa, alebo sa nevyparila celkom. Stále bola pozorovateľná aj hlava kométy, nie len oblak, ktorý by po nej ostal.

Už nasledujúci deň sa predpokladalo, že jadro nemusí zostať pohromade a môže sa rozpadnúť. Pri priblížení muselo podstúpiť množstvu morfológických zmien. A tak sa aj stalo. Medzi 19.12.–20.12. sa pozorovala náhla a trvalá strata jadra. Tejto udalosti pravdepodobne predchádzal v Decembri 17.6 UT rozpad a následná fragmentácia jadra. Heliocentrická vzdialenosť kométy bola vtedy 0.144 AU. Pravdepodobne došlo k výbuchu a náhlemu uvoľneniu prachu, pričom vznikol tzv. *spine tail*, čo v preklade znamená ihlicový chvost. Tesne pred rozpadom bola Sekaninom vypočítaná hmotnosť na 10^{12} g a rozmery 150 – 200 m

(pred prietom perihélia bol rozmer kométy zistený na 400 m, v perihéliu 280 m). Prachový chvost, ktorý po tejto udalosti zostal, bol pozorovaný ešte tri mesiace, pričom to bol produkt aktivity trvajúcej menej ako dva dni (obrázok 3.5)

Ako už bolo spomenuté, kométa Lovejoy bola od začiatku považovaná za sungrazing kométu. Začalo sa pátrať ďalej, do ktorej skupiny by mohla patriť, a ktoré veľké a jasné kométy v minulosti boli jej „rodičia“. Skoro všetci astronómovia a astrofyzici, ktorý sa venovali tejto otázke, tvrdili, že kométa patrí do Kreutzovej skupiny a jej predchodcom je kométa z roku 1160 (X/1106 C1). No podľa informácii z článku Sekanina & Chodas 2012 je to aj naďalej veľmi otázne a nie je možné to potvrdiť s istotou. Pri obehu kométy okolo Slnka nemusí totiž nastať iba rozpad pôsobením slapových síl, ale tiež samovoľný rozpad vo veľkých heliocentrických vzdialenostiach. Preto môžu vzniknúť iba určité modely evolučnej cesty vypočítané na základe zistených obežných dôb veľkých komét v minulosti a predpokladaných rýchlostí, s ktorými sa od seba fragmenty vzdäľovali.



Obr. 3.5: Zbytkový prachový chvost pozorovaný po dobu troch mesiacov [6].

V každom prípade aj Sekanina s Chodasom rozpracovali možnosť, že by táto kométa mohla súvisieť s kométami z roku 1106 a 467. Kométa z roku 467, tzv. superfragment, sa mohla rozpadnúť pri prielete perihéliom v dôsledku pôsobenia slapových síl. Tieto menšie fragmenty sa ďalej mohli rozpadáť aj ďaleko od perihélia a tým vznikla kométa z roku 1329. Fragmentom, ktorý sa ďalej od Slnka nerozpadol, môže byť kométa z roku 1106 (predchodca kométy z roku 1843). Následným rozpadom kométy 1329 blízko perihélia a opäť následne aj ďaleko od perihélia pravdepodobne vznikol prvý priamy predchodca našej kométy Lovejoy. V nasledujúcich rokoch je možné, že sa objavia ďalšie jasné alebo jasnejšie sungrazing kométy s podobnými orbitálnymi dráhami.

Kapitola 4

Atmospheric Imaging Assembly

Informácie v tejto kapitole boli získané z článku [27].

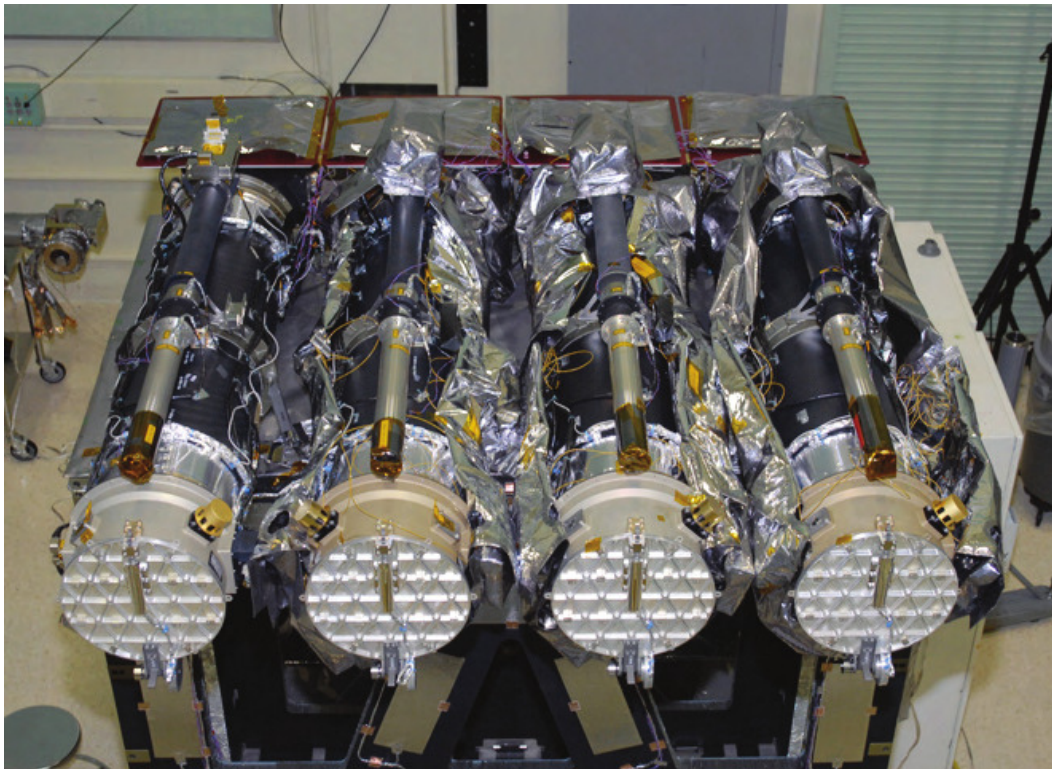
Prístroj *Atmospheric Imaging Assembly (AIA)* bol vypustený do vesmíru 11.2.2010 ako súčasť misie NASA s názvom *Solar Dynamic Observatory (SDO)*. Hlavným cieľom tejto misie je pochopiť fyziku rôznych úkazov, ktoré na Slnku pozorujeme, a ktoré sú prejavom jeho premennosti. Slnko je centrom, ktoré riadi „vesmírne počasie“ a globálne zmeny, a tým ovplyvňuje aj život na Zemi a našu spoločnosť. Hlavne preto je na túto oblasť misia SDO zameraná.

Jedným z dôležitých prístrojov, ktoré boli vytvorené práve pre tento cieľ je prístroj AIA. Je zameraný hlavne na vývoj magnetizmu v atmosfére Slnka a jeho interakciu s okolnou plazmou. Prístroj je možné vidieť na obrázku 4.1.

Ako už bolo spomenuté, AIA je zriadený na študovanie dynamického magnetického poľa Slnka a jeho účinkov na rôzne časti atmosféry, najmä na korónu. AIA poskytuje tieto základné možnosti:

- pohľad na celú korónu v čo najlepšom možnom rozlíšení a zároveň s pokrytím plného teplotného rozsahu koróny,
- vysoký pomer signálu a šumu pre dvoj- až troj-sekundové expozície, ktorý dosahuje hodnoty 100 pri snímkoch z oblastí s nižšou teplotou a hodnoty až do 10 000 z oblastí s vysokými teplotami, kde sa vyskútujú aj slnečné žiary,
- v podstate neprerušované zobrazenie Slnka v časovom rozlíšení približne 10 – 12 sekúnd, niekedy aj v kratšom pre detailnejšie študovanie niektorých energeticky premenných javov.

Vďaka týmto možnostiam nám AIA umožňuje pozorovať meniacu sa topológiu magnetického poľa dokonca aj v prípade zmeny teploty koronálnej plazmy. Jej výskum pokrýva širokú škálu vedeckých oblastí, napomáha pokročiť v slnečnej a heliosférickej fyzike a poskytuje pokrok pri upozornení na možné koronálne poruchy, ktoré môžu ovplyvniť aj Zem.



Obr. 4.1: Prístroj AIA namontovaný na kozmickej lodi misie SDO [27].

Vedecké oblasti, na ktoré je prístroj AIA zameraný, sú rozdelené do piatich hlavných tém:

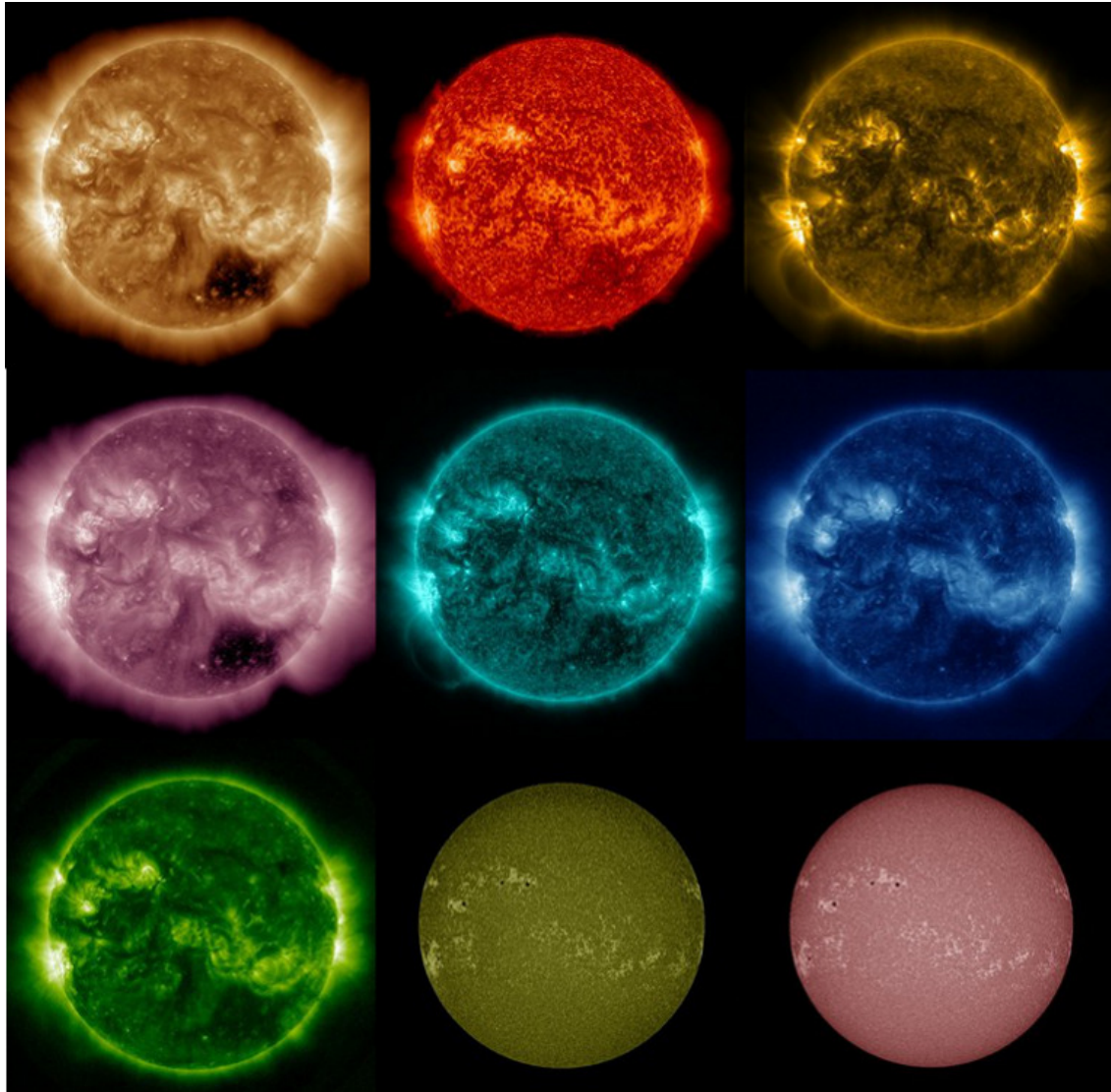
1. energetický prívod, hromadenie energie a jej uvoľnenie: 3D dynamické koronálne štruktúry, zahrňujúce rekonexiu a efekty koronálnych prúdov,
2. koronálny ohrev a intenzita žiarenia: vznik teplotných štruktúr a koronálne emisie, pochopenie základných vlastností slnečnej koronálnej plazmy a poľa,
3. prechodné javy: zdroj žiarenia a energetické častice,
4. spojenie s priestorom Zeme: slnečný vietor a výstup magnetického poľa,
5. koronálna seismológia: rozvoj lepšieho pochopenia vlastností a ďalších dôležitých otázok v oblasti pozorovaných vln.

Prístroj AIA je zložený zo štyroch Cassegrainových ďalekohľadov, ktoré sú optimalizované na pozorovanie siedmich úzkych pásiem v oblasti *extrémne ultrafialového spektra (EUV)* a dvoch pásiem vo viditeľnej oblasti spektra. Vďaka tomuto vylepšeniu je možné pozorovanie slnečnej emisie z prechodovej oblasti a z koróny. V ďalšej tabuľke 4.1 je zoznam všetkých filtrov, ktoré AIA obsahuje, ióny, ktoré v daných filtroch pozoruje a ich charakteristickú teplotu emisií.

Tabuľka 4.1: Hlavné ióny pozorované prístrojom AIA.

Spektr. č. [Å]	Primárny ión (ióny)	Regióny v atmosfére	log(T)
94	Fe XVIII	koronálne erupcie	6.8
131	Fe VIII, XXI	prechodová oblasť, koronálne erupcie	5.6, 7
171	Fe IX	horná prechodová oblasť, pokojná koróna	5.8
193	Fe XII, XXIV	koróna, horúca erupčívna plazma	6.2, 7.3
211	Fe XIV	aktívne regióny	6.3
304	He II	chromosféra, prechodová oblasť	4.7
335	Fe XVI	aktívne regióny	6.4
1600	C IV + kont.	horná fotosféra, prechodová oblasť	5.0
1700	kontinuum	fotosféra, oblasti s najnižšou teplotou	3.7

Každý z ďalekohľadov prístroja AIA je zložený z jedného primárneho zrkadla s priemerom 20 cm a vedľajšieho zrkadla. Tieto zrkadlá sú pokryté viacvrstvovými povlakmi, ktoré sú optimalizované iba na spomínané vlnové dĺžky. CCD senzory majú veľkosť 4096×4096 pixelov. Každý pixel ma rozmer $12 \mu\text{m}$ a odpovedá uhlovému rozmeru 0.6 arcsec. Vstupné filtre neprepúšťajú viditeľné a infračervené svetlo. Slnko vyfotené vo všetkých filtroch pomocou prístroja AIA je možné vidieť na nasledujúcom obrázku 4.2.



Obr. 4.2: Slnko v rôznych filtroch, prvý riadok: 193 Å, 304 Å, 171 Å, druhý riadok: 211 Å, 131 Å, 335 Å, tretí riadok: 94 Å, 1600 Å, 1700 Å [10].

Kapitola 5

Praktická časť

5.1 Dáta

Snímky, ktoré boli použité, a s ktorými sa pracovalo v tejto práci, boli získané z verejného archívu s názvom *Virtual Solar Observatory* [11]. Dáta pochádzajú z prístroja AIA namontovaného na kozmickej lodi misie SDO (Sekcia 4). Použité boli dáta so stupňom spracovania Level 1. Spracovanie surových snímok je uvedené v ďalších odstavcoch. Tieto snímky sú uložené vo formáte FITS, preto je možné s nimi jednoducho pracovať v rôznych astronomických programoch. Priamo v názve snímku je uvedený daný filter, presný dátum a čas a nakoniec aj level (napr. `aia.lev1.171A_2011-12-15T232535.13Z.image_lev1.fits`).

Surové snímky sú označované ako Level 0. Tieto dáta sú prenesené a archivované na dvoch pozemských staniciach SDO v Novom Mexiku, v centre nazývanom *Joint SDO Operations Center science data processing (JSOC-SDP)*. Uložené sú na 800-gigabitových páskach a ich duplikáty sú uskladnené v slnečnom a astrofyzikálnom laboratóriu *Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory (LMSA)*.

Spracovanie Levelu 0 na Level 1 zahŕňa niekoľko krokov, preto budú opísané len tie základné. Jedným z krokov je odstránenie temného snímku, ďalej šumu CCD kamery a temného prúdu. Pričom tento temný prúd je možné zanedbať pri snímkach s niekoľko sekundovou expozíciou, nakoľko teplota CCD kamery je menej ako 65°C.

Ďalším krokom je korekcia o „flat field“. Nasledujúce procesy zahŕňujú opravu jednotlivých pixelov podľa dvoch rôznych algoritmov. Prvým je oprava tzv. „bad“ pixelov, ktoré sú mimo očakávaný rozsah. Takýchto pixelov nie je na snímku veľa, väčšinou menej ako 0,1%, a sú nahradené interpolovanými hodnotami zo susedných hodnôt. Cieľom druhého algoritmu je odstránenie bodov nazvaných *spikes*. Tieto body sú výsledkom interakcie energetických častíc, ktorých energia je buď priamo uložená na CCD čípe, alebo interagujú so súčiastkou prístroja, čím vznikajú vysokoenergetické fotóny a až tieto sú detekované. Táto chyba môže postihnúť jeden pixel alebo aj niekoľko priľahlých pixelov. Nesprávne hodnoty sú nahradené mediánom okolných pixelov.

Finálne Level 1 dáta sú exportované do formátu FITS. Ďalšími procesmi sa z Level 1 dát získajú Level 1.5 dáta. Veľkými výhodami AIA oproti iným predchádzajúcim misiám sú vysoké časové rozlíšenie a zobrazenie celého slnečného disku v rôznych filtroch. Preto je veľmi dôležité, aby bolo tieto snímky možné použiť pri zobrazení videí. Spracovanie dát na Level 1.5 umožňuje tak zobrazenie AIA filmov. Nakoľko v tejto práci boli použité dáta z Levelu 1, bližšie už nebude ďalší proces opisovaný. Viac informácií je možné nájsť v článku James R. Lemen et al. 2012 [27].

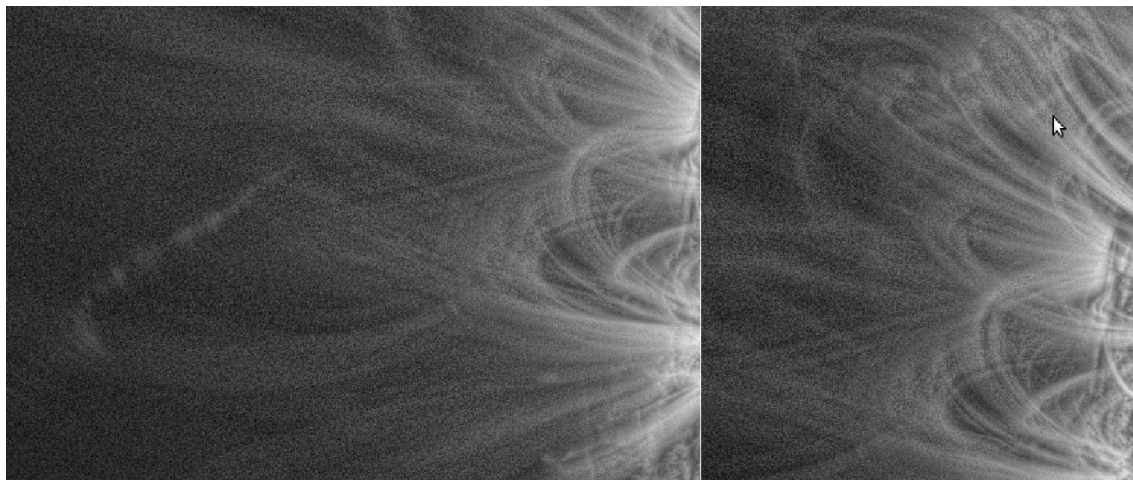
5.2 Výber vhodných dát

Pri štúdiu priletu kométy Lovejoy slnečnou korónou sa nepracovalo so všetkými dátami, ktoré prístroj AIA získal. V prvom rade sa pracovalo iba s dátami, na ktorých je záznam zo vstupu kométy do koróny a jej let za východný okraj Slnka. Boli k dispozícii aj dáta, kedy je možné pozorovať objavenie sa kométy spoza západného okraja slnečného kotúča a následne odlet zo slnečnej koróny. No pre ciele tejto práce bolo priaznivejšie pracovať s príchodom kométy.

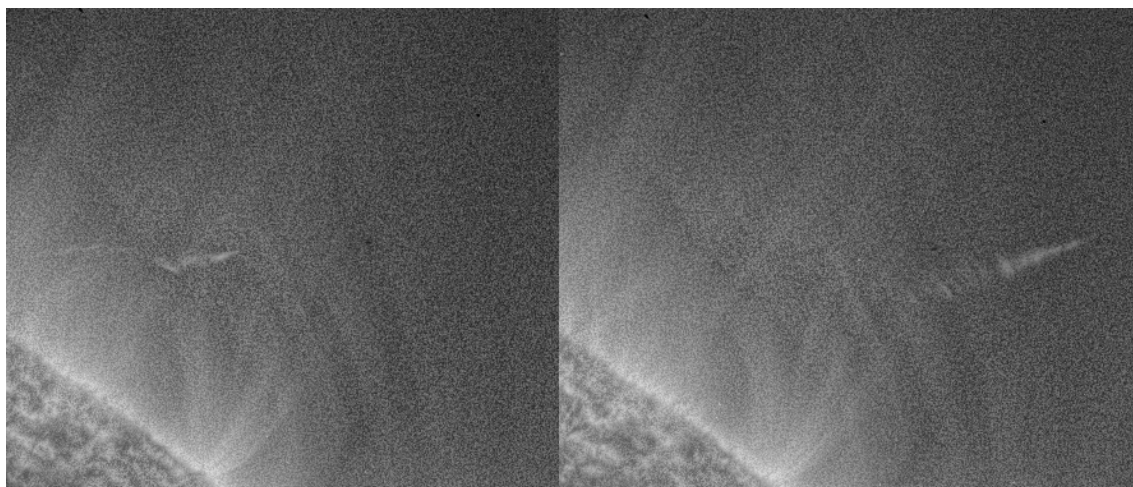
Na obrázkoch 5.1 a 5.2 sú snímky, ktoré zachycujú jednak jej príchod, a potom aj odlet z koróny. Tieto snímky boli spracované obrazovým analyzátorom zvaným Noise Adaptive Fuzzy Equalization (NAFE), ktorý zostavil Prof. RNDr. Miloslav Druckmüller, CSc [12]. Tento program je vhodný na vizualizáciu jemných štruktúr na snímkoch s vysokým dynamickým rozsahom, ktoré poskytuje prístroj AIA na SDO.

Vysoký dynamický rozsah dát je spôsobený extrémnymi rozdielmi medzi jasnými oblasťami, akými sú napríklad koronálne slučky v aktívnych regiónoch, a tmavým pozadím, ktoré zahŕňa iba veľmi slabé štruktúry spôsobené slabým magnetickým poľom. Preto pri spracovaní snímkov bežnými metódami nie je možné vytvoriť vhodný obraz pre zobrazenie na displeji. Takou bežnou metódou je napríklad metóda založená na Fourierovej transformácii. Výsledný obraz neobsahuje tak významný kontrast, aby ho ľudské oko zachytilo, preto sú pozorované iba tie najhrubšie rysy rôznych štruktúr.

Cieľom programu NAFE je vytvoriť taký obraz, aby bolo možné zachytiť aj tie najjemnejšie štruktúry, ktoré je možné na Slnku a v jeho atmosfére pozorovať. Presný matematický postup tohto spracovania je uvedený v článku M. Druckmüller 2013 [21]. V stručnosti, tento program kombinuje dve metódy, ktorými sú adaptívne vyrovnanie histogramu a tzv. „unsharp masking“. Výsledný obraz je lineárnou kombináciou dvoch obrazov. Jeden z nich vzniká po tzv. *gamma transformácii* a druhý po využití funkcie s názvom *noise adaptive fuzzy equalizing function*.



Obr. 5.1: Kométa pred východným okrajom Slnka dňa 16.12., ľavý časť: čas 00:01:35, 15 minút a 25.52 sekúnd pred prietom perihélia, pravá časť: čas 00:07:23, 9 minút a 36.52 sekúnd pred prietom perihélia (šípka ukazuje na kométu medzi koronálnymi slučkami).



Obr. 5.2: Kométa za západným okrajom Slnka dňa 16.12., ľavá časť: čas 00:44:00, 27 minút a 0.48 sekúnd po prielepe perihéliom, pravá časť: čas 00:47:12, 30 minút a 12.48 sekúnd po prielepe perihéliom.

Na upravených snímkoch pomocou NAFE je možné pozorovať rôzne štruktúry a ich zmeny, ktoré vytvára emitovaný materiál. Vytvorili sa tzv. pásy, ktoré sú orientované kolmo na smer pohybu objektu. Pravdepodobne tieto pásy opisujú magnetické siločiaru v danom mieste. Dôkazom toho môže byť aj dĺžka trvania týchto štruktúr na jednom mieste. Niektoré tak vydržali aj niekoľko minút, dokonca v niektorých prípadoch aj 20 minút. Pravdepodobne sú častice, produkované priletom kométy, uchytané magnetickým poľom a spolu s interakciou s časticami koróny emitujú žiarenie, ktoré pozorujeme.

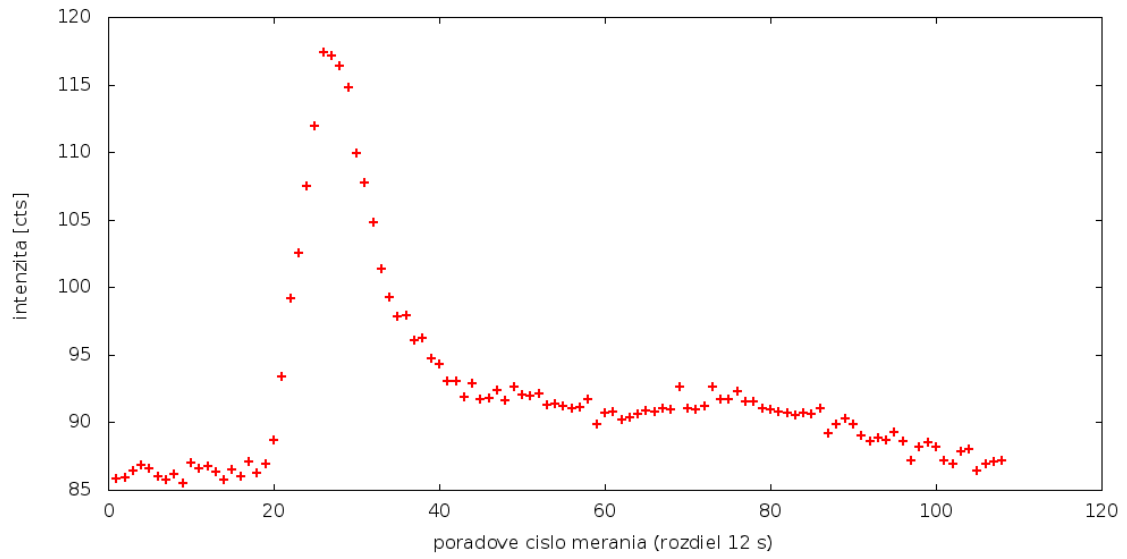
5.3 Kométa v rôznych filtroch

Časť prieletu kométy bola vybraná. Ďalej bolo potrebné vybrať vhodné filtre, s ktorými bolo možné pracovať. Neboli to všetky, v ktorých prístroj AIA pozoroval. Na ďalších grafoch je možné vidieť priemerné zjasnenie kométy pri prielete tou istou plochou s rozmermi 20×20 pixelov. Touto plochou kométa prelietavala v čase, keď bola jej vzdialenosť približne 224 000 km nad povrchom Slnka. Táto plocha bola vybraná z toho dôvodu, že kométa bola veľmi blízko Slnka, a preto bola skoro v každom spektrálnom pásme detekovaná.

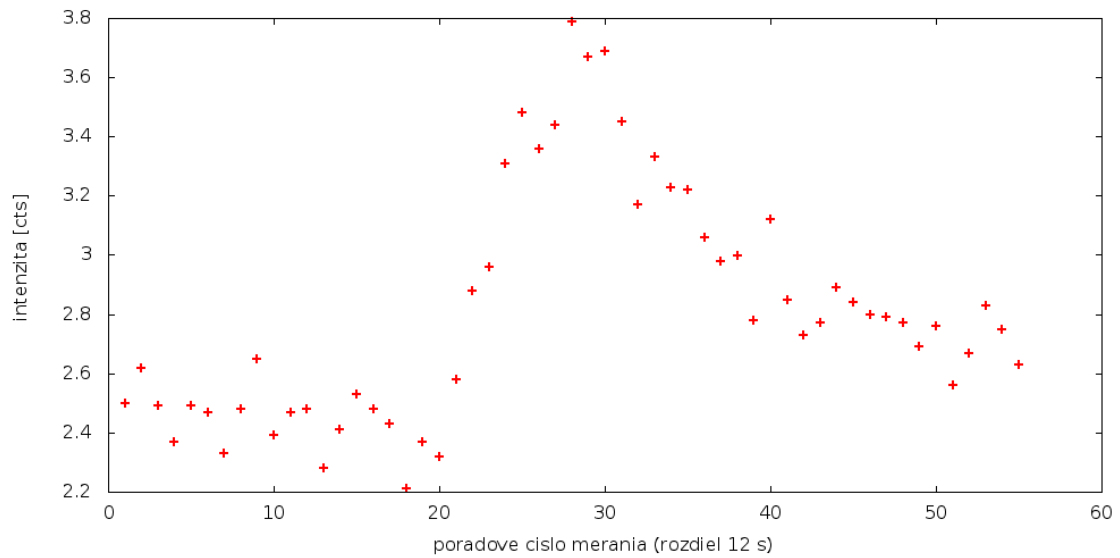
Zo spomínanej plôšky s rozmermi 20×20 pixelov bola pomocou programu NAFE vypočítaná priemerná hodnota zo všetkých obsiahnutých pixelov. Tento program totiž neslúži len na spracovanie snímku, ale tiež dokáže vypisovať hodnoty pixelov alebo priemerné hodnoty vo vymedzenej oblasti. Pre tento účel slúži funkcia *ROI Mean (Range Of Interest)*.

Tak boli získané hodnoty v grafoch označených ako obrázky 5.3 – 5.9. Pod grafom je popis obrázku, kde je uvedený filter, z ktorého hodnoty pochádzajú a počiatočný čas, ktorému odpovedá poradové číslo merania 1. Všetky merania začínajú dňa 15.12.2011 a končia 16.12.2011. Keďže časové rozlíšenie získavania dát je 12 sekúnd, rozdiel medzi získanými hodnotami intenzity je 12 sekúnd.

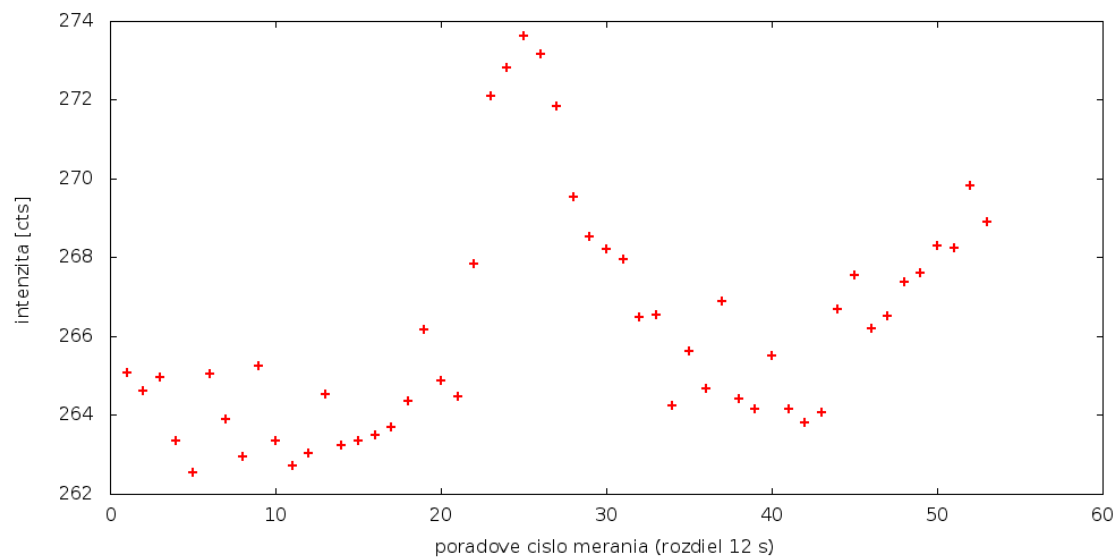
Hodnoty získané v grafoch pochádzajú z nespracovaných dát, preto sú v nich zahrnuté aj hodnoty pozadia. Z grafov je zjavné, že kométa bola detekovaná skoro v každom uvedenom pásme okrem troch, a to s centrálnymi vlnovými dĺžkami 94 Å, 304 Å a 335 Å. Vo filtri 304 Å bola ale kométa predsa detekovateľná po odčítaní mediánového obrazu. Preto mohli byť do výpočtov nakoniec aj tieto dáta zahrnuté. Snímky zo zvyšných dvoch filtrov nebolo možné spracovať.



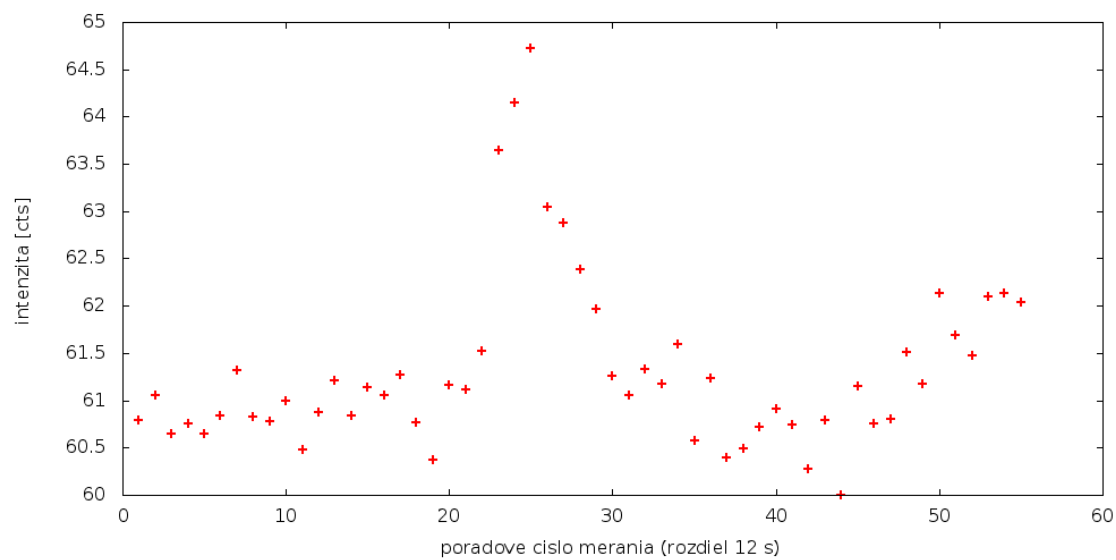
Obr. 5.3: Zjasnenie kométy vo filtri 171 Å, počiatočný čas 23:55:11.13.



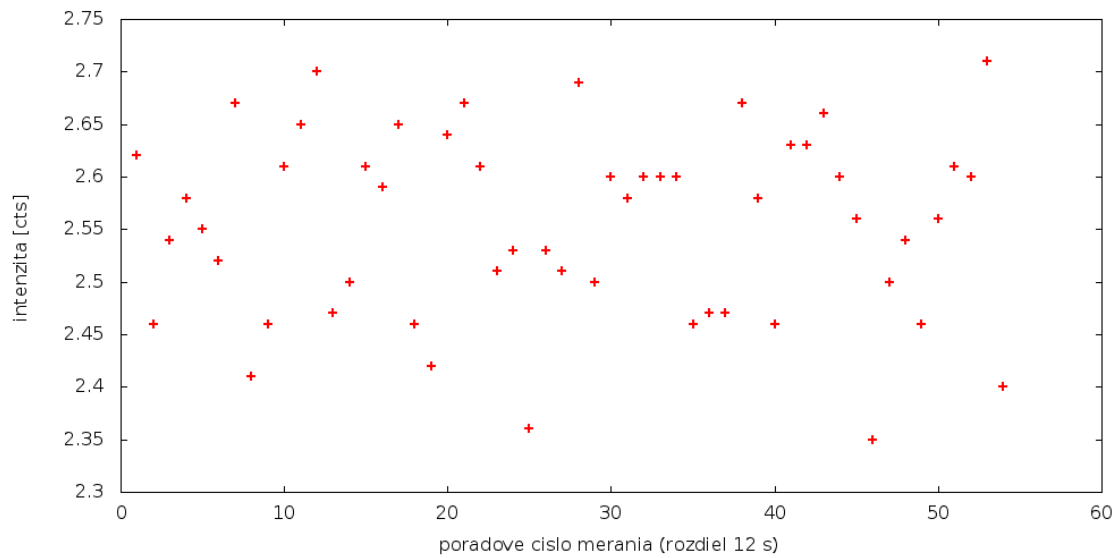
Obr. 5.4: Zjasnenie kométy vo filtri 131 Å, počiatočný čas 23:55:09.62.



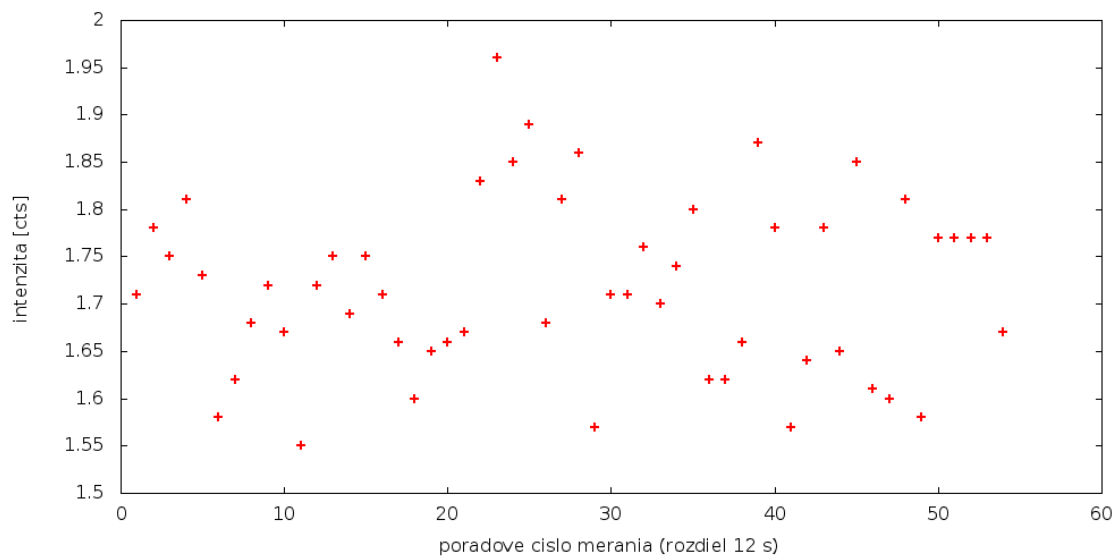
Obr. 5.5: Zjasnenie kométy vo filtri 193 Å, počiatočný čas 23:55:06.63.



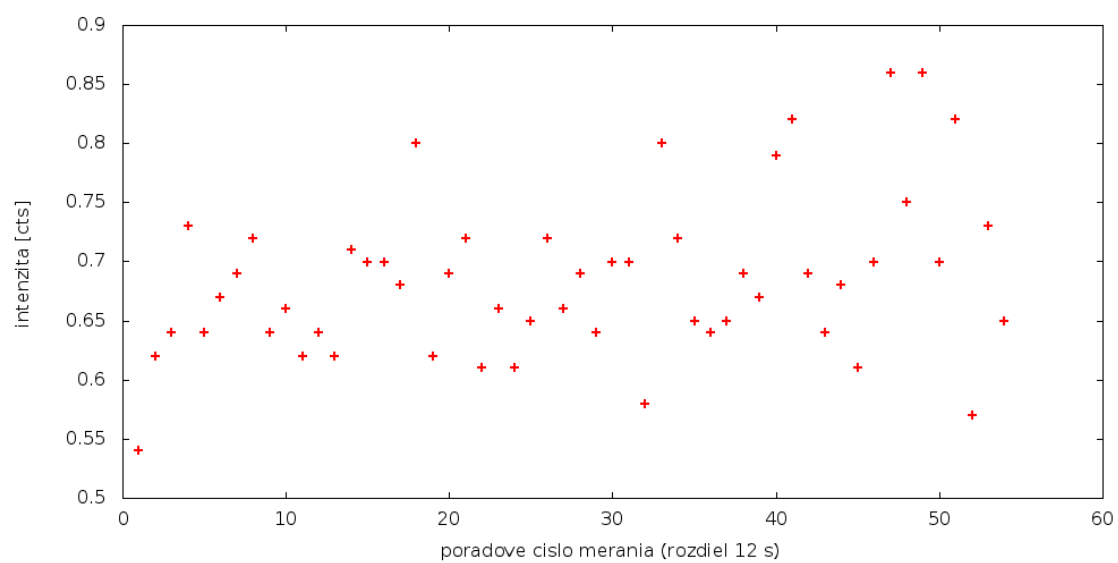
Obr. 5.6: Zjasnenie kométy vo filtri 211 Å, počiatočný čas 23:55:00.63.



Obr. 5.7: Zjasnenie kométy vo filtri 304 Å, počiatočný čas 23:55:08.12.



Obr. 5.8: Zjasnenie kométy vo filtri 335 Å, počiatočný čas 23:55:03.63.



Obr. 5.9: Zjasnenie kométy vo filtri 94 \AA , počiatočný čas 23:55:02.12.

5.4 Spracovanie dát

5.4.1 Výpočet vzdialenosti kométy

Ako už bolo spomenuté na začiatku tejto kapitoly, priamo v názve snímku je uvedený presný dátum a čas, kedy bol snímok získaný. Pomocou tohto zjednodušenia a pomocou skriptu (dodatok A.2 [26]) bolo možné získať hodnotu vzdialenosti kométy pre všetky potrebné snímky. Bol použitý skript, ktorý vybral potrebné údaje z názvu snímku a ďalej ho použil pre výpočet vzdialenosti.

Skript obsahoval priamo aj výpočet, kde sa pracovalo s rovnicami nebeskej mechaniky [31]. Všetky potrebné dráhové elementy boli získané z programu *HORIZONS SYSTEM* na webovom rozhraní [13]. Tento program poskytuje všetky efemeridy objektov Slnecnej sústavy. Hodnoty sa len veľmi málo líšia od vypočítaných hodnôt v článku Dr. Sekaninom. Potrebné elementy, s ktorými sa pracovalo, sú uvedené v nasledujúcej tabuľke:

Dráhový element	Označenie	Hodnota
Excentricita	e	0.99992942
Čas priechodu perihéliom	t_π	2011-12-16.011 dní
Vzdialenosť v perihéliu	q	0.00555 AU
Periódá obehu	P	698 rokov
Veľká poloosa	a	78.683 AU
Argument šírky perihélia	ω	53.509°
Dĺžka výstupného uzla	Ω	326.3691°
Inklinácia	i	134.3558°

Výpočet vzdialenosti je rozdelený do niekoľkých krokov:

1. Získanie času pozorovania t určitého snímku z jeho názvu a jeho prepočítanie na jednotku dní.
2. Pri známej hodnote času prechodu perihéliom a periódy obehu bola vypočítaná hodnota strednej anomálie M :

$$M = \frac{2\pi}{P}(t - t_\pi) \quad (5.1)$$

3. Ďalej bolo potrebné zistiť hodnotu excentrickej anomálie E . Pomocou už vypočítanej hodnoty strednej anomálie M a známej excentricity e bola hodnota E získaná prostredníctvom iterácie. Použitá bola Keplerova rovnica:

$$M = E - e \cdot \sin E. \quad (5.2)$$

Pri predpoklade, že $M \approx E$, počiatočnou hodnotou bola vypočítaná hodnota E_0 :

$$E_0 = M + e \cdot \sin M. \quad (5.3)$$

Výsledná hodnota E bola výsledkom iterovania nasledujúcich troch rovníc:

$$\Delta M = M - (E_n - e \cdot \sin E_n), \quad (5.4)$$

$$\Delta E = \frac{\Delta M}{1 - e \cdot \cos E_n}, \quad (5.5)$$

$$E_{n+1} = E_n + \Delta E, \quad (5.6)$$

kde $n = 1, 2, 3, \dots$. Iterácia prebiehala, až kým $|\Delta E| \leq 10^{-12}$.

4. Poloha kométy bola vypočítaná z nasledujúcich rovníc a matíc:

$$\mathbf{r} = S\mathbf{r}', \quad (5.7)$$

$$S = R_z(-\Omega)R_x(-i)R_z(-\omega) = \quad (5.8)$$

$$\begin{pmatrix} \cos \Omega \cos \omega - \sin \Omega \sin \omega \cos i & -\cos \Omega \sin \omega - \sin \Omega \cos \omega \cos i & -\sin \Omega \sin i \\ \sin \Omega \cos \omega + \cos \Omega \sin \omega \cos i & \sin \Omega \sin \omega + \cos \Omega \cos \omega \cos i & -\cos \Omega \sin i \\ \sin \omega \sin i & \cos \omega \sin i & \cos i \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{r}' = a \begin{pmatrix} \cos E - e \\ \sqrt{1 - e^2} \sin E \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Vynásobením týchto matíc je možné získať zložky polohového vektoru \mathbf{r} , a tým aj vypočítať hľadanú vzdialenosť:

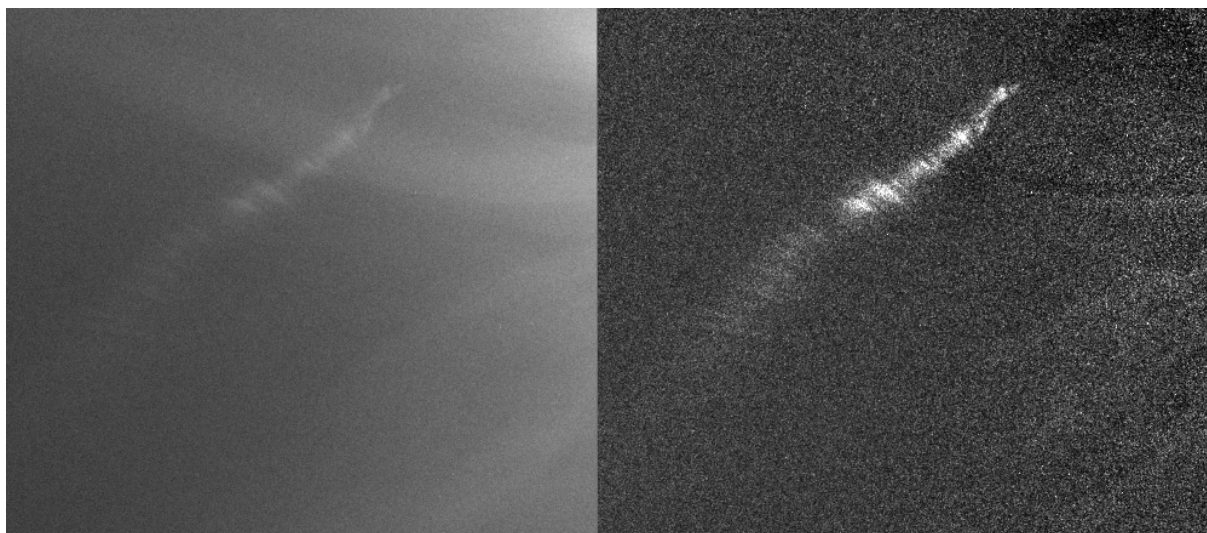
$$\mathbf{r} = (x, y, z), \quad (5.9)$$

$$r = (x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.10)$$

5.4.2 Odčítanie pozadia

Keďže bolo možné zistiť vzdialenosť kométy v určitých časoch, ďalšou úlohou práce bolo získať závislosť intenzity vyžarovania kométy na čas. Na začiatku vznikli dve otázky, ktoré bolo potrebné vyriešiť. Prvou bolo rozhodnutie, či sa bude pracovať priamo s neupravenými získanými dátami alebo sa pomocou určitej metódy odčíta pozadie. Druhou otázkou bolo, ako určiť intenzitu vyžarovania kométy. Nakoľko objekt je značne difúzny a mení počas svojej dráhy aj tvar, bolo obtiažne zistiť jasnosť napríklad ťažiska kométy. Preto sa zvolila ďalšia možnosť, a to intenzita najjasnejšieho bodu.

Pri zodpovedaní prvej otázky sa zvolila možnosť pracovať s upravenými snímkami, to znamená po odčítaní pozadia. Po tejto úprave bola kométa výraznejšia v porovnaní s pôvodnými snímkami a bolo možné lepšie pracovať pri hľadaní najjasnejšieho pixelu. Rozdiel medzi pôvodným obrazom a spracovaným po odčítaní pozadia zvolenou metódou, ktorá bude popísaná v ďalších odstavcoch, je možné vidieť na obrázku 5.10.



Obr. 5.10: Pôvodný snímok a spracovaný snímok o odčítanie mediánu.

Zvoliť tú najlepšiu metódu odčítania pozadia nebolo jednoduché. Kométa sa totiž nepohybovala v stabilnom prostredí, ale v prostredí časovo premennom. Taktiež mohlo dochádzať k inštrumentálnym posunom, takže kompletne odčítanie v konečnom dôsledku prakticky nebolo možné.

Pracovalo sa s dvomi metódami. Prvou metódou bolo odčítania snímku, kde sa vo vymedzenom mieste kométa ešte nenachádzala, od snímku, kde už kométa bola detekovaná. V niektorých filtroch, kde bola celkovo kométa málo viditeľná, postačovalo, aby medzi dvomi snímkami nebol veľký posun, napríklad iba 5 snímkov (5×12 sekúnd). Ale napríklad pri fil-

try 171 Å bola kométa veľmi jasná a tiež emisia trvala aj niekoľko minút, preto musel byť posun väčší, viac ako 20 snímok (20×12 sekúnd).

Nevýhoda tejto metódy sa prejavovala hlavne pri tých filtroch, kde bola kométa najviac detekovateľná a posun musel byť veľký (171 Å, 193 Å). Pri veľkom časovom rozpätí sa totiž ukázala nestabilita koróny alebo inštrumentálny posun. Najlepšie táto metóda vyhovovala pri ostatných filtroch, kde sa nemuselo pracovať s veľkým posunom, a tým bolo možné pozadie určiť čo najpresnejšie.

Zvolená teda bola druhá metóda — odčítanie mediánového snímku [25]. Tento snímok vznikol nasledovne: z každého snímku, ktorých počet bol N , sa vybral pixel s tými istými súradnicami i a k . Z hodnôt daných pixelov sa vypočítal medián a poskladaním všetkých mediánových hodnôt sa vytvoril tzv. „mediánový snímok“. Samozrejme pre každý filter bolo potrebné vytvoriť jeden takýto snímok. Tento postup je možné zapísať aj matematicky:

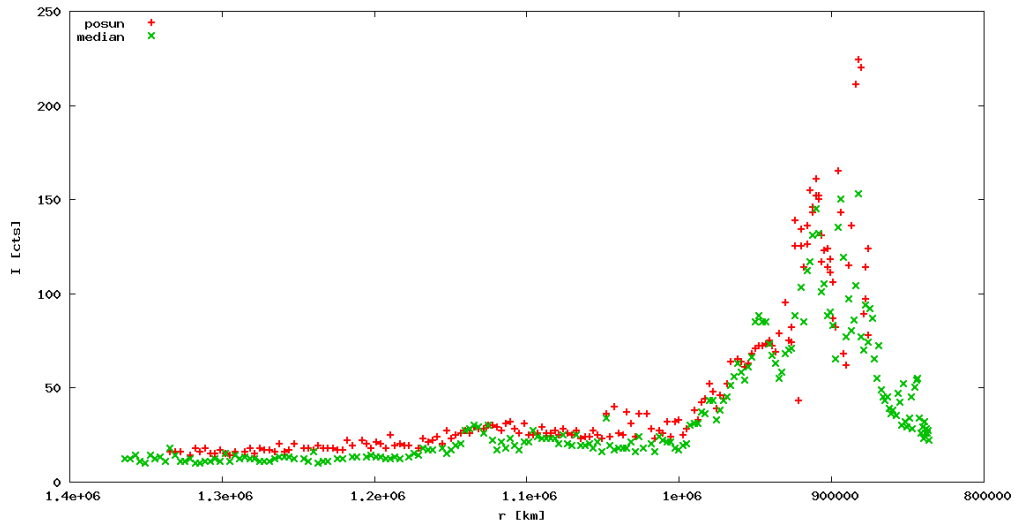
$$M_{ik} = \text{med}([I_{ik}]_n) \quad n = 1, \dots, N. \quad (5.11)$$

Hodnoty pixelov na tomto obraze boli odčítané od pôvodných snímok. Táto metóda pozadie úplne neodstráni, keďže Slnko je nestabilná hviezda a tiež jej atmosféra nie je stabilná a mení sa aj každých 12 s. Taktiež mohli vznikať malé inštrumentálne posuny, ktoré mohli spôsobiť celkový posun polôh pixelov.

V každom prípade, táto metóda poslúžila k zvýrazneniu kométy oproti pozadiu, ktoré na snímku ešte ostalo, a tým uľahčila ďalšie spracovanie obrazu. Nakoľko bola cieľom spracovania dát iba kométa, menšie posuny nespôsobili veľké odchyľky a zásadne intenzitu kométy neovplyvnili. Dve metódy spracovania snímok je možné porovnať na grafe obrázku 5.11, kde bol ako príklad použitý filter 171 Å.

Na obrázku je vidieť, že pri odčítaní mediánu (zelené body) bolo pozadie presnejšie odstránené. Je to vidieť nie len pri posune intenzity k nižším hodnotám, ale aj napríklad vo vzdialenosti približne $1.15 \cdot 10^6$ km. V tejto vzdialenosti sa pravdepodobne niečo stalo, možno výbuch časti jadra alebo náhly veľký výron materiálu. Pozorujeme tam zvýšenie jasnosti kométy do vzdialenosti približne $1.1 \cdot 10^6$ km. V prvom prípade odčítania pozadia (červené body) toto zvýšenie nie je tak ostré ako v druhom prípade odčítania mediánu.

Získal sa teda mediánový snímok pre každý filter a následne po odčítaní sa mohlo pracovať ďalej z opravenými dátami. Použitá bola aplikácia *SAOImage DS9* (ďalej už iba DS9), ktorá slúži na vizualizovanie dát [14]. Podporuje pritom aj dáta vo formáte FITS. Pri hľadaní najjasnejšieho pixelu sa pracovalo s ďalším programom, ktorý používal balík nástrojov *HEAtools* programu *HEAsoft*. Tento program vytvorila NASA (NASA Goddard Space Flight Center) na analýzu astrofyzikálnych dát.



Obr. 5.11: Závislosť intenzity na vzdialenosti pri použití dvoch rôznych metód odčítania pozadia.

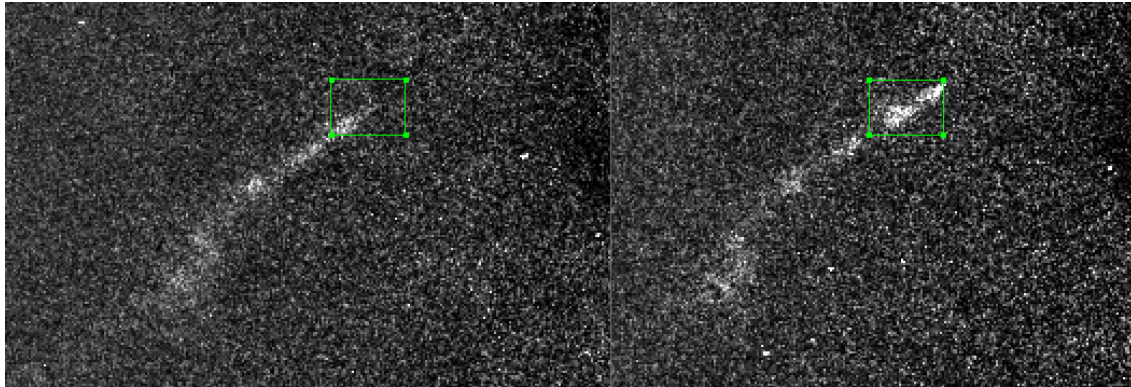
5.4.3 Hľadaná intenzita

Pri kroku hľadania najjasnejšieho bodu kométy sa postupovalo nasledovne: nakoľko kométa vždy menila svoj tvar a nie vždy nebolo najjasnejšou časťou jadro kométy, postupovalo sa manuálne pri určení oblastí, kde by sa mal najjasnejší pixel nachádzať. Dva snímky niekoľko sekvencií za sebou boli zároveň otvorené v programe DS9. Pomocou funkcie *Region* \rightarrow *Box* sa ohraničila plocha, kde sa mal hľadaný pixel nachádzať. „Box“ s tou istou polohou sa našiel aj pri druhom snímku o niekoľko sekúnd neskôr. Samozrejme musel obsahovať tiež plochu s najjasnejším pixelom, aj keď už bola kométa posunutá. Z toho dôvodu sa pri prvom snímku musela nechať rezerva práve na toto posunutie.

Príklad tohto postupu je uvedený na obrázku 5.12, kde boli použité snímky s trikrát 12-sekundovým odstupom. Nie vždy bol použitý tento rozostup. Niekedy bolo možné použiť väčší odstup, niekedy ešte menší, podľa toho, ako sa kométa vyvíjala pri približovaní sa k Slnku.

Keď bola plocha (box) vybraná pre dva snímky, jej súradnice boli zadané do programu (Dodatok A.1 a A.2 [26]). Tento program vygeneroval súbor, ktorý obsahoval vypočítanú vzdialenosť kométy v danom čase, intenzitu najjasnejšieho pixelu v zadanej ploche, reálnu vzdialenosť bodu od Slnka a jeho súradnice na snímku.

Výsledky tohto postupu je možné vidieť na ďalších grafoch. Na obrázku 5.13 je graf, na ktorom je vykreslená intenzita najjasnejšieho pixelu pre všetky vybrané filtre, v ktorých bolo možné dáta spracovať. Prvé, čo je možné si všimnúť, je dominancia emisie objektu



Obr. 5.12: Dva snímky v časoch 23:59:56 dňa 15.12. a 00:00:20 dňa 16.12. s ohraničenými plochami s tými istými súradnicami, filter 193 Å.

vo filtery s centrálnou vlnovou dĺžkou 171 Å. Práve z tohto filtra pochádzajú tie najkvalitnejšie a najzaujímavejšie snímky a videá, ktoré sa objavili aj na internetových stránkach. V tomto filtri je možné kométu detekovať najdlhšie, ako je aj zjavné z daného grafu. Je možné pozorovať aj postupný pokles intenzity posledných emitujúcich častíc, ktoré za sebou kométa zanechala (približne od vzdialenosti $1.3 - 1.2 R_{\odot}$).

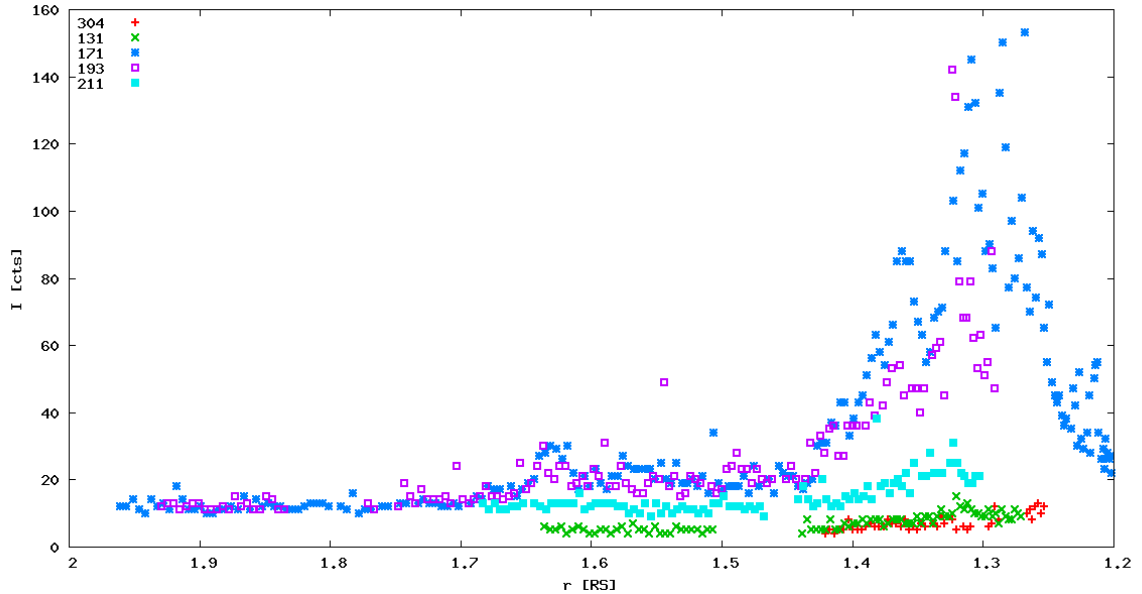
Druhou dominantou oblasťou spektra je oblasť s centrálnou vlnovou dĺžkou 193 Å. Po odčítaní pozadia sú hodnoty intenzity rovnaké približne do vzdialenosti $1.4 R_{\odot}$. Od tejto vzdialenosti opäť jednoznačne prevláda emisia vo filtri 171 Å. Dva body, ktoré patria k filteru 193 Å s veľmi vysokými hodnotami intenzít (cca 140 cts) pravdepodobne nepatria ku kométe.

Spoločnou vlastnosťou priebehu intenzity v týchto dvoch filtroch je už spomínané miesto okolo vzdialenosti $1.55 R_{\odot}$, kde sa jasnosť na pár minút zvýšila a potom opäť o určitú hodnotu poklesla. Nie je úplne jasné, či kométa prekonala menší výbuch alebo náhly výron materiálu, alebo prelietavala cez zhustok koronálneho materiálu, a tým sa zvýšila aj emisivita v tomto prostredí. Naopak, v mieste okolo vzdialenosti $1.8 R_{\odot}$ kométu vo filtri 193 Å nebolo možné vôbec detekovať.

Tretím filtrom v poradí, kde bola kométa najdlhšie detekovaná, je filter s centrálnou vlnovou dĺžkou 211 Å. Aj tu sa vyskytlo miesto, kde kométa prestala byť pozorovateľná. V tejto vzdialenosti akoby kométa „zmizla“ aj pri štvrtom filtri 131 Å. S tým rozdielom, že prázdne miesto zahŕňa väčšiu vzdialenosť. Na snímku nebola kométa detekovateľná, keď bola približne vo vzdialenosti $1.5 R_{\odot}$. Najslabšia a najkratšia emisia kométy je pozorovaná vo filtri 304 Å.

Je veľmi zaujímavé, že v podstate vo všetkých filtroch pozorujeme podobný priebeh nárastu intenzity vo vzdialenosti približne $1.44 R_{\odot}$. V tejto vzdialenosti dochádza k náhlemu nárastu intenzity a tiež sa kométa objavuje aj v tých filtroch, v ktorých pred tým

určitú dobu detekovaná vôbec nebola. V tejto vzdialenosti jemne narastá aj intenzita pozadia, takže pravdepodobne majú tieto miesta už väčšiu hustotu a to súvisí aj s vyššou emisivitou častíc z dôvodu početnejších zrážok.



Obr. 5.13: Závislosť najjasnejšieho pixelu v závislosti na vzdialenosti od Slnka v jednotkách polomeru Slnka.

Najvyššia intenzita je pozorovaná skoro vo všetkých filtroch vo vzdialenosti približne $1.32 R_{\odot}$. Výnimkou je filter 304 \AA . Tu je možné vidieť odlišný priebeh intenzity od ostatných čiar. V každej čiare po maxime intenzity nastáva pokles z dôvodu zahalenia jadra kométy v koronálnych slučkách a postupné znižovanie emisie posledných zvyškov materiálu. Ale v čiare 304 \AA sa intenzita zvyšuje až kým je možné kométu pozorovať. Pravdepodobne to súvisí so skutočnosťou, že v tejto oblasti spektra koronálne slučky siahajúce vysoko nad slnečný povrch nepozorujeme, a tým nebránia kométu pozorovať aj pri tesnejšom priblížení.

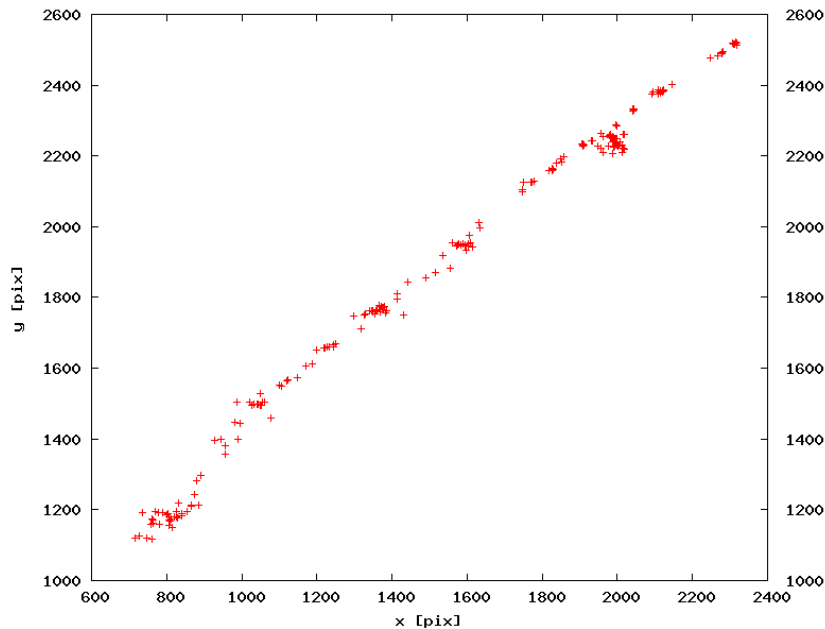
Pri hľadaní najjasnejšieho pixelu sa snažilo postupovať čo najprecíznejšie. To znamená, že ak bol nájdený nejaký pixel mimo oblasti kométy, ktorý mohol vzniknúť určitou chybou v pôvodnom alebo pri odčítanom snímku, bol zo získaných údajov vynechaný. No nie vždy sa podarilo tento pixel objaviť, preto sa na grafe s vynesenu intenzitou (obrázok 5.13) objavujú aj hodnoty, ktoré zjavne nepatria emitujúcemu materiálu z kométy. Tieto hodnoty intenzity sa vyskytujú hlavne vo filtri 193 \AA a 171 \AA .

Súradnice pohybu najjasnejšieho pixelu sú vykreslené na obrázku 5.14. Z tohto grafu je vidieť, že skutočne skoro všetky nájdené pixely s najvyššou intenzitou patria kométe.

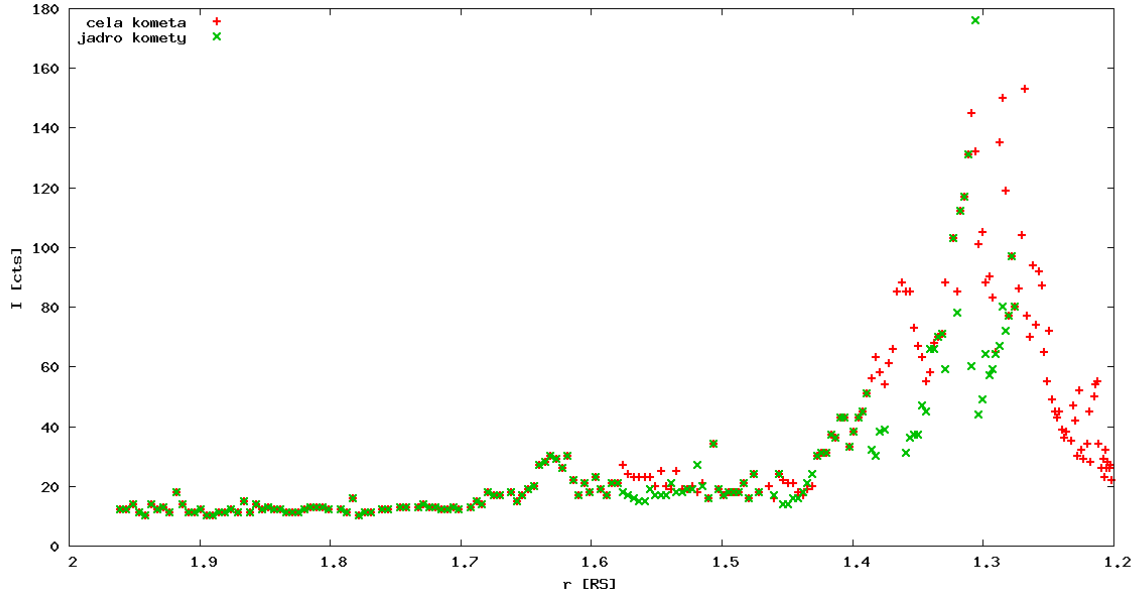
Niektoré pixely k nej nepatria, a to práve tie, ktoré sú veľmi vzdialené od pomyslenej priamky, po ktorej sa kométa relatívne pohybovala. Na tomto grafe je tiež vidieť niekoľko „zhustených miest“. Tieto miesta vznikajú v prípade, keď najviac emitujúcou časťou kométy nie je jej jadro, ktoré sa určitou rýchlosťou pohybuje, ale napríklad oblasť emitujúceho materiálu, ktorý je zvyškom po prielete kométy. Táto oblasť sa veľmi nepohybuje. Z toho dôvodu v týchto miestach vzniká viac bodov s najvyššou intenzitou, ktoré sú v približne rovnakej oblasti určitú dobu, kým sa opäť tou jasnejšou časťou nestane jadro kométy.

Na obrázku 5.15 sú vynesené hodnoty intenzity najjasnejších pixelov, ale s tým rozdielom, že červené body predstavujú hodnoty v rámci celej kométy a zelené body iba jadro kométy. Zhustenia, ktoré je vidieť na obrázku 5.14 odpovedajú miestam, kde jadro kométy vykazuje menšiu emisiu ako zvyšok objektu (hodnoty zelených pixelov majú nižšie hodnoty ako červené body).

Výnimkou je miesto približne okolo bodu [2000:2250], kde sa nachádza niekoľko nahustených bodov odklonených od pomyslenej priamky. Tieto body kométe predsa len patria. No sú to až polohy najjasnejších pixelov na konci pozorovania priletu kométy, keď bola veľmi blízko k Slnku a jej jadro už bolo zahalené do koronálnych slučiek ($r \leq 1.3 R_{\odot}$). Najjasnejšou jej viditeľnou časťou bol pozostatok emitujúceho materiálu z oblastí, ktorými kométa už skôr prelietavala. Tento materiál sa ale postupom času predsa len veľmi pomaly pohyboval, nakoľko tieto body nenachádzame priamo na trajektórii kométy.



Obr. 5.14: Trajektória najjasnejšieho pixelu, filter 171 Å.



Obr. 5.15: Závislosť najjasnejšieho pixelu v závislosti na vzdialenosti od Slnka v rámci celej komety (červené body) a iba v rámci jadra komety (zelené body).

5.4.4 Štatistické chyby merania

Štatistická chyba merania bola určená pre každý pixel s najvyššou intenzitou zvlášť, pretože táto chyba silne závisela na súradniciach daného pixelu. Pri počítaní chyby sa predpokladalo, že počet dopadajúcich fotónov sa riadi Poissonovým rozdelením. V tomto prípade pre absolútnu chybu merania σ platí:

$$\sigma = \sqrt{c}, \quad (5.12)$$

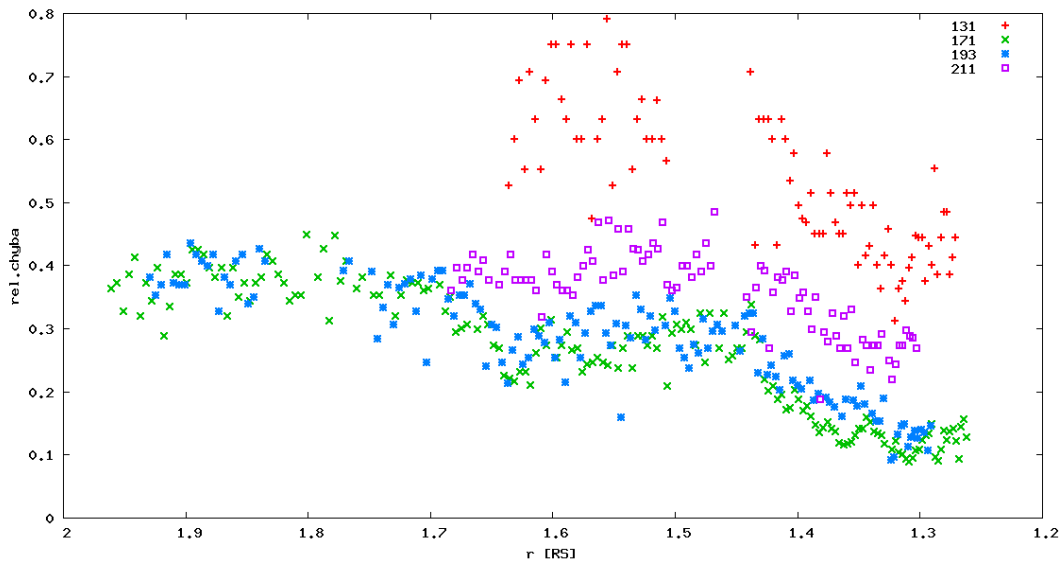
kde c je počet countov daného pixelu so súradnicami (i, j) . Nakoľko boli snímky, s ktorými sa pracovalo, spracované odčítaním mediánového snímku, čiže pozadia, platí:

$$c_{ij} = c_{ij}^{\text{nespr.}} - c_{ij}^{\text{poz.}}, \quad (5.13)$$

kde $c_{ij}^{\text{nespr.}}$ predstavuje počet countov nespracovaného pixelu, ktorý zahrňuje aj pozadie a $c_{ij}^{\text{poz.}}$ je počet countov pixelu pozadia s tými istými súradnicami. Po použití zákona šírenia chýb je možné pre získanie relatívnej chyby δ každého pixelu písať:

$$\delta = \frac{\sqrt{c_{ij} + c_{ij}^{\text{poz.}}}}{c_{ij}}. \quad (5.14)$$

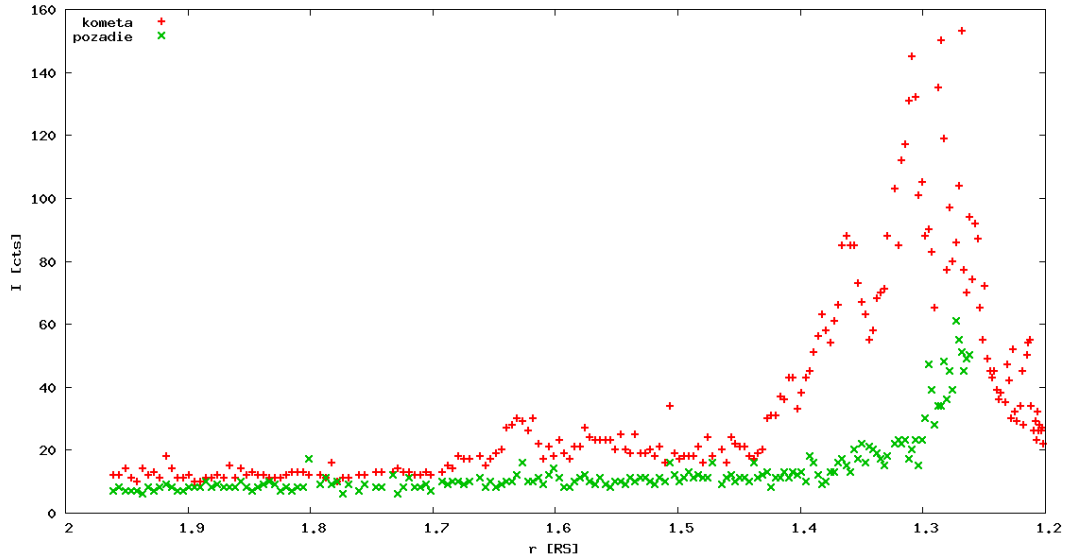
Výsledné relatívne chyby všetkých bodov pre všetky použité filtre v závislosti na vzdialenosti sú na obrázku 5.16. Z grafu je zjavné, že skutočne chyba na vzdialenosti od Slnka závisí. Výrazne sa mení v priebehu približovania sa kométy k slnečnému povrchu, pretože rastie jasnosť kométy. Na grafe nie je vykreslená chyba v čiare 304 Å. Nakoľko je intenzita skoro totožná s intenzitou v čiare 131 Å, aj priebeh relatívnej chyby v tejto čiare je veľmi podobný.



Obr. 5.16: Relatívna chyba vypočítaná v závislosti na vzdialenosti.

Do vzdialenosti približne $1.4 R_{\odot}$, v ktorej sa emisia kométy začala zvyšovať (obrázok 5.13), bola detekcia objektu veľmi slabá. Aj keď bolo možné kométu nájsť vizuálne, zo začiatku s pozadím splývala a hodnoty najjasnejšieho pixelu boli skoro rovné s hodnotami pozadia. Pri postupnom približovaní sa kométy k Slnku sa jej emisia zvyšovala, a tým narastal rozdiel medzi hodnotami pozadia a hodnotami pixelov s najvyššou intenzitou. Tým aj chyba merania klesala. Pre ilustráciu je na obrázku 5.17 graf zobrazujúci intenzitu kométy a zároveň aj pozadia. Tu je možné vidieť príčinu výslednej chyby v závislosti na vzdialenosti. V prípade slabších čiar intenzita kométy s pozadím splýva ešte viac.

Na grafe je vidieť, že ani tá najnižšia chyba pri meraniach, kedy bola kométa najlepšie detekovateľná blízko slnečného okraja, neklesla pod 10 %. Pochopiteľne, všeobecne bola s najmenšou chybou určená intenzita kométy vo filtri 171 Å, v ktorom bola kométa najjasnejšia. Postupným približovaním sa k Slnku bolo jej zjasnenie najväčšie v porovnaní s ostatnými filtermi. No aj v tomto filtri bola relatívna chyba spočiatku až cez 40 %. Najväčšia chyba vznikla pri určení intenzity vo filtri 131 Å, nakoľko tu bola kométa najmenej detekovateľná a chyba dosiahla hodnoty až skoro 80 %.



Obr. 5.17: Intenzita kométy a pozadia v závislosti na vzdialenosti.

5.4.5 Pomery intenzít

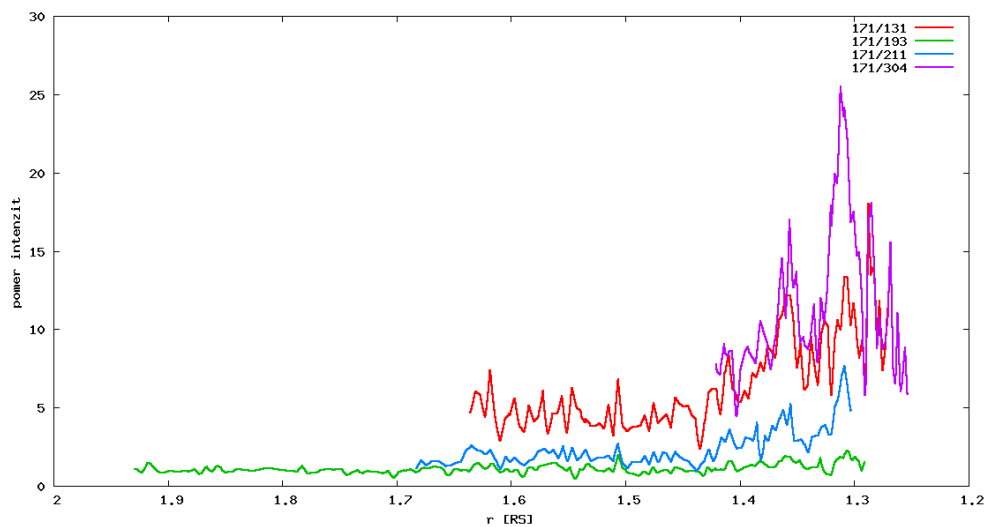
Pre ďalšie zaujímavé poznatky o prielete kométy je možné získať z pomeru intenzít v závislosti na vzdialenosti od Slnka v rôznych filtroch. Keďže tieto snímky v rôznych filtroch nie sú získané v rovnakých časoch, najprv bolo potrebné hodnoty interpolovať.

Hodnoty boli spracované lineárnou interpoláciou (dodatok A.3 a A.4 [26]) a výsledkom boli nové hodnoty určené v každom kilometri. Výsledné grafy sú zobrazené na obrázkoch 5.18, 5.19 a 5.20. Na prvom obrázku sú zobrazené pomery najintenzívnejšej čiary 171 \AA s ostatnými čiarami, kde bola kométa menej výrazná. Tento graf je dôkazom toho, že emisia kométy v tejto časti spektra je skutočne najsilnejšia a prejavuje sa to najmä od vzdialenosti $r < 10^6 \approx 1.4 R_{\odot}$. Aj zjasnenie prebieha výraznejšie ako pri ostatných filtroch. Pomer je skoro konštantný len v prípade pomeru $171 \text{ \AA}/193 \text{ \AA}$. Najväčší rozdiel priebehu intenzity kométy je možné vidieť pri pomeroch $171 \text{ \AA}/304 \text{ \AA}$ a $171 \text{ \AA}/131 \text{ \AA}$.

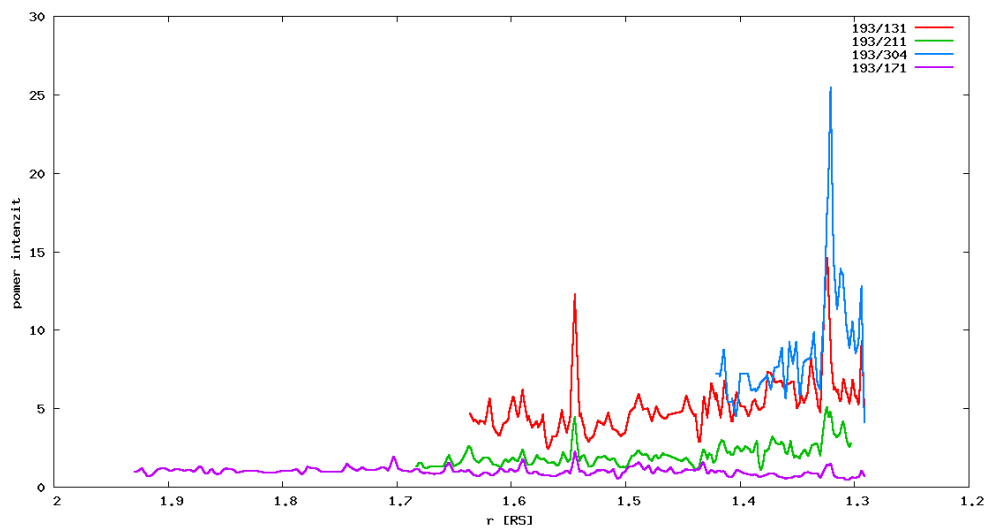
Na ďalšom obrázku 5.19 je graf, kde sú zobrazené pomery druhej najintenzívnejšej čiary s ostatnými čiarami. Pre porovnanie je tam opäť zobrazený aj pomer so 171 \AA , ale opačný, takže $193 \text{ \AA}/171 \text{ \AA}$. Aj tu je vidieť podobnosť intenzít, nakoľko sa tento pomer pohybuje okolo hodnoty 1. Pomer k ostatným čiaram už nie je tak výrazný, ako to bolo v prípade čiary 171 \AA , ale predsa narastá opäť približne od vzdialenosti približne $1.4 R_{\odot}$.

Na treťom obrázku 5.20 je graf zobrazujúci pomery medzi tromi čiarami, kde kométa vykazovala najnižšiu emisiu, a to aj za vzdialenosťou už spomínaných približne $1.4 R_{\odot}$. Tieto pomery sú pri prvom priblížení približne konštantné. Je zjavné, že tretou najintenzívne-

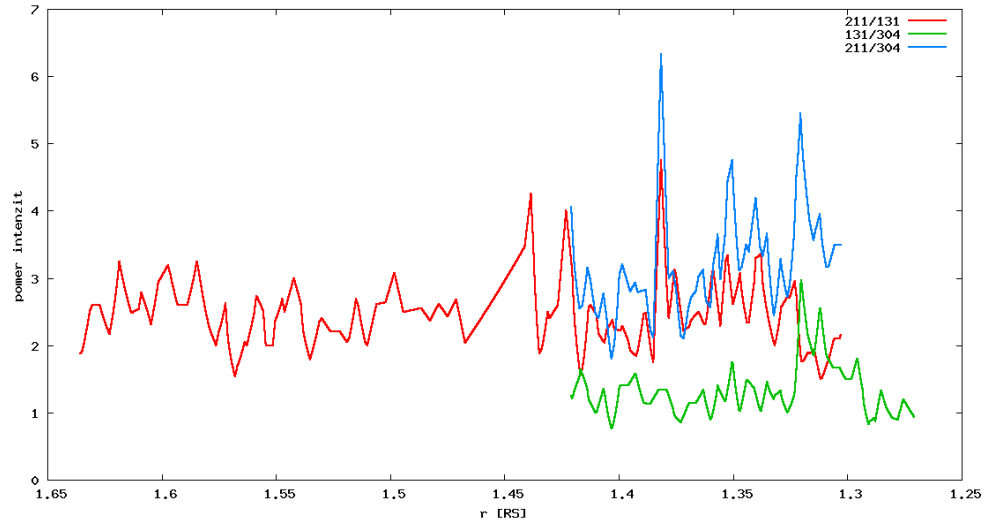
jšou čiarou, v ktorej bolo možné kométu pozorovať, bola čiara 211 Å. Aj na predchádzajúcich obrázkoch 5.18 a 5.19 je možné si všimnúť, že pomery 171 Å/211 Å a 193 Å/211 Å sa nemenia až tak výrazne, ako v porovnaní s ostatnými slabšími čiarami.



Obr. 5.18: Pomer získaných intenzít v závislosti na vzdialenosti.



Obr. 5.19: Pomer získaných intenzít v závislosti na vzdialenosti.



Obr. 5.20: Pomer získaných intenzít v závislosti na vzdialenosti.

5.5 Ďalšie spracovanie získaných pomerov intenzít

Po vypočítaní pomeru intenzít emisie kométy v rôznych čiarach sa ponúkalo ďalšie spracovanie týchto výsledkov pre získanie ďalších zaujímavých pomerov. Najprv ale bolo potrebné určiť, podľa akého modelu emisie kométy sa bude postupovať. Zvolila sa pravdepodobne tá najjednoduchšia možnosť, popísaná nasledujúcou rovnicou:

$$N_i C_{ij} = N_j A_{ji}. \quad (5.15)$$

Táto rovnica predstavuje detailnú rovnováhu medzi navzájom inverznými procesmi. Ľavá strana popisuje preskok elektrónu z hladiny i na hladinu j . N_i predstavuje počet obsadenia hladiny i a C_{ij} označuje koeficient zrážkového prechodu alebo zrážkový koeficient. Pravá strana popisuje opačný prechod z hladiny j späť na hladinu i a N_j je počet obsadenia hladiny j . Prechod na nižšiu hladinu by mal byť spontánny a je charakterizovaný Einsteinovým koeficientom spontánnej emisie A_{ji} . Pri tomto prechode je vyžiarené kvantum energie E_{ij} , ktoré pozorujeme.

Na základe tohto modelu sa teda nepredpokladá excitácia iónov vyvolaná slnečnou radiáciou. Vyplýva to zo všeobecne známeho faktu, že slnečný disk nevyžaruje svetlo s kratšími vlnovými dĺžkami ako 100 nm. Nakoľko sa v tejto práci študuje emisia kométy v kratších vlnových dĺžkach, zvolil sa zjednodušený model, pri ktorom sa ióny stávajú excitovanými po zrážkach medzi voľnými elektrónmi a iónmi. Preto na ľavej strane rovnice je písaný iba kolízny člen so zrážkovým koeficientom.

Naopak, pri určení pravej strany rovnice sa predpokladá spontánna deexcitácia a nie deexcitácia spôsobená kolíziou iónov s voľnými elektrónmi. Všetky pozorované čiary predstavujú povolené prechody, to znamená, že čas, ktorý excitovaný elektrón strávi na vyššej hladine, je zanedbateľný v porovnaní s dobou medzi jednotlivými zrážkami.

Pri využití tohto modelu sa tak nepredpokladá príspevok intenzity žiarenia z iných iónov ako tých, ktoré sa nachádzajú v koróne. Predpoklad je založený na dodávaní materiálu do prostredia. Konkrétne sa jedná o voľné elektróny a ióny, ktoré vznikajú pri vniknutí neutrálnych atómov do atmosféry s teplotou približne 10^6 K. Zvýšením počtu častíc sa tak zvýši počet excitačných prechodov v dôsledku zrážok, ktorý vyjadruje ľavá strana rovnice (5.15). Tým sa zvýši aj počet spontánnych deexcitačných prechodov, ktoré popisuje pravá strana tejto rovnice. Výsledkom je vyššia pozorovaná intenzita v danej čiare. Rozdielny model popisujúci emisiu kométy bude bližšie popísaný v sekcii 5.6.

Intenzitu opticky tenkej spektrálnej čiary s charakteristickou vlnovou dĺžkou λ_{ij} , ktorá bola produkovaná už spomínaným spontánnym prechodom z vyššej hladiny j na hladinu nižšiu i , je definovaná ako:

$$I(\lambda_{ij}) = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} \int N_j(X^{+m}) A_{ji} dz. \quad (5.16)$$

Zo vzťahu je patrné, že intenzita závisí na populácii j -tej hladiny $N_j(X^{+m})$ emitovaného iónu X^{+m} . Po vydelení počtu obsadení jednotlivých hladín sa získa pomer, ktorý odpovedá pozorovanej intenzite:

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{C_{ij}}{A_{ji}} = N, \quad \frac{N'_j}{N'_i} = \frac{C'_{ij}}{A'_{ji}} = N', \quad (5.17)$$

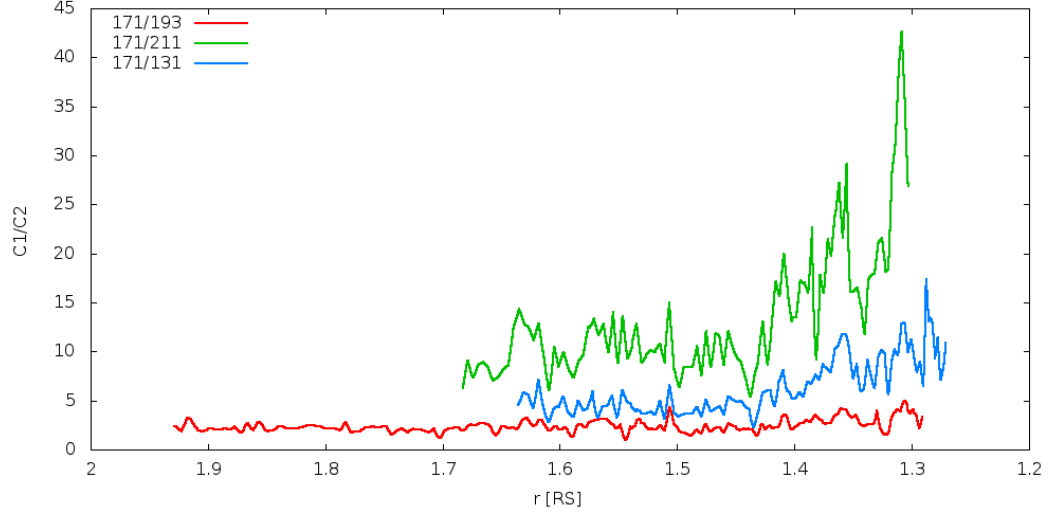
kde všetky označenia s čiarou predstavujú druhú spektrálnu čiaru. Označenie N a N' sú pozorované intenzity v dvoch rôznych filtroch. Po vydelení týchto dvoch intenzít vzniká nasledujúci vzťah:

$$\frac{N}{N'} = \frac{A'_{ji} C_{ij}}{A_{ji} C'_{ij}}. \quad (5.18)$$

Pomer N/N' predstavuje známe hodnoty vypočítané z nameraných intenzít najjasnejších pixelov v závislosti na vzdialenosti od slnečného disku, ktoré sú zobrazené na grafe obrázkov 5.18, 5.19 a 5.20. Nakoľko Einsteinove koeficienty rôznych prechodov sú konštanty, z predchádzajúcej rovnice je možné vyjadriť a vypočítať pomer zrážkových koeficientov:

$$\frac{C'_{ij}}{C_{ij}} = \frac{N'}{N} \frac{A'_{ji}}{A_{ji}} \quad (5.19)$$

Na ukážku sú tri rôzne pomery zobrazené na grafe obrázku 5.21. Z grafu aj z predchádzajúceho vzťahu je patrné, že tento pomer je v podstate totožný s pomerom intenzít, rozdiel je v tom, že je vynásobený konštantou A'_{ji}/A_{ji} .



Obr. 5.21: Pomer zrážkových koeficientov C_{ij} dvojíc spektrálnych čiar ($C1/C2$).

V sekcii 2.3.2 bol uvedený vzťah pre zrážkový koeficient:

$$C_{ij} = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{\sqrt{T}} \frac{\Upsilon_{ij}}{g_i} e^{-E_{ij}/kT}. \quad (5.20)$$

Opäť je možné vyjadriť pomer dvoch koeficientov C_{ij} pre dve rôzne spektrálne čiary:

$$\frac{C'_{ij}}{C_{ij}} = \frac{g_i}{g'_i} \frac{\Upsilon'_{ij}}{\Upsilon_{ij}} e^{(E_{ij} - E'_{ij})/kT} \quad (5.21)$$

Exponent $(E_{ij} - E'_{ij})/kT$ je pri daných energiách veľmi malé číslo, keď predpokladáme teplotu koróny rádovo približne 10^6 K. Pri prvom priblížení je možné posledný člen rovnice položiť rovným 1. Týmto postupom je následne možné vyjadriť a získať aj pomer efektívnych zrážkových síl:

$$\frac{\Upsilon'_{ij}}{\Upsilon_{ij}} = \frac{C'_{ij} g'_i}{C_{ij} g_i} = \frac{N' A'_{ji} g'_i}{N A_{ji} g_i}. \quad (5.22)$$

Z rovnosti je opäť zjavné, že daný pomer je rovný pomeru zrážkových koeficientov vynásobený o konštantu g'_i/g_i .

5.5.1 Vyjadrenie teploty

Vzťah (5.21) ponúka tiež možnosť vyjadrenia a zistenia teploty, pričom vzniká nasledujúci vzťah:

$$T = \frac{E_{ij} - E'_{ij}}{k} \left(\ln \frac{\Upsilon_{ij} C'_{ij} g'_i}{\Upsilon'_{ij} C_{ij} g_i} \right)^{-1}, \quad (5.23)$$

kde energie aj štatistické váhy sú tabuľkové hodnoty, takže sú známe. Pomer zrážkových koeficientov je možné získať zo vzťahu (5.19), kde N a N' sú namerané intenzity emisií v rôznych filtroch. To znamená, že aj tento pomer je teda známy. Problém nastáva pri určení pomeru efektívnych zrážkových síl Υ_{ij} a Υ'_{ij} .

V predchádzajúcej kapitole bol vyjadrený aj tento pomer $\Upsilon_{ij}/\Upsilon'_{ij}$. No po spätnom dosadení pomeru vyjadreného v rovnici (5.22) do vzťahu pre teplotu ((5.23)) sa jednotlivé členy vykrátia a výsledkom prirodzeného logaritmu v menovateli je nula. Preto nie je možné zvoliť tento postup.

Riešením problému by bolo nepracovať s vlastnými hodnotami pomeru efektívnych zrážkových síl, ale tento pomer získať v dostupných databázach atómov. Tam by sa zistili presné hodnoty veličiny v určitých teplotách a po interpolácií by sa získala závislosť tejto veličiny na teplote. Podľa tejto závislosti by sa ďalej vypočítal pomer zrážkových koeficientov a po porovnaní s vypočítanými pomermi z nameraných hodnôt by bolo možné určiť teplotu.

5.5.2 Výpočet teploty z nameraných hodnôt

Pri ďalšom spracovaní nameraných intenzít s cieľom vypočítať teplotu v miestach prieletu kométy sa používali potrebné údaje atómov a konkrétnych elektrónových prechodov z dvoch veľkých verejných databáz. Konkrétne to boli *CHIANTI* (An Atomic Database for Spectroscopic Diagnostics of Astrophysical Plasmas) [15] a *NIST* (The National Institute of Standards and Technology), špeciálne oblasť atómových spektier s názvom *Atomic Spectra Database Lines Form* [16]. Všetky použité hodnoty a údaje o konkrétnych prechodoch elektrónov študovaných v tejto práci sú uvedené v tabuľkách 5.1 a 5.2.

Tabuľka 5.1: Údaje jednotlivých prechodov.

Ión	Vlnová dĺžka [Å]	E_{ij} [eV]	A_{ji} [s ⁻¹]
Fe IX	171.07	72.47	$2.01 \cdot 10^{11}$
Fe XII	193.51	64.07	$9.1 \cdot 10^{10}$
Fe XIV	211.33	58.67	$3.6 \cdot 10^{10}$
He II	303.78	40.81	$1.0029 \cdot 10^{10}$
Fe VIII	131.24	94.47	$2.08 \cdot 10^{11}$

Tabuľka 5.2: Ďalšie údaje jednotlivých prechodov

Ión	$i - j$	$g_i - g_j$	Konfigurácia i	Konfigurácia j
Fe IX	1 – 13	1 – 3	$3s^2 3p^6 \ ^1S_0$	$3s^2 3p^5 3d \ ^1P_1$
Fe XII	1 – 29	4 – 4	$3s^2 3p^3 \ ^4S_{3/2}$	$3s^2 3p^2 3d \ ^4P_{3/2}$
Fe XIV	1 – 11	2 – 4	$3s^2 3p \ ^2P_{1/2}$	$3s^2 3d \ ^2D_{3/2}$
He II	1 – 3(4)	2 – 2(4)	$1s \ ^2S_{1/2}$	$2p \ ^2P_{1/2,(3/2)}$
Fe VIII	2 – 54	6 – 8	$3s^2 3p^6 3d \ ^2D_{5/2}$	$3s^2 3p^6 4f \ ^2F_{7/2}$

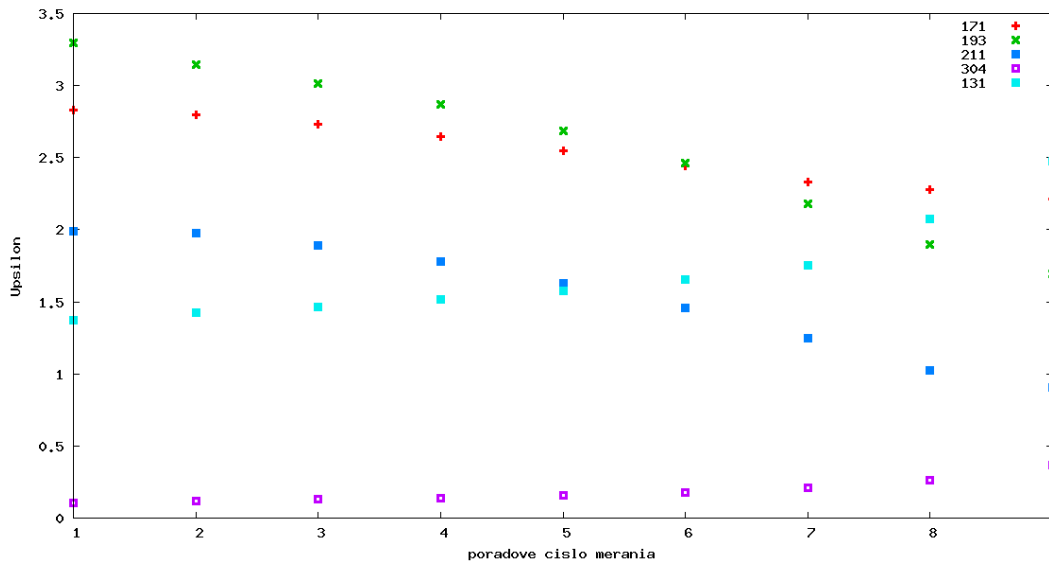
Bohužiaľ problém, ktorý nastal pri určení pomeru $\Upsilon_{ij}/\Upsilon'_{ij}$, sa nepodarilo vyriešiť. Dôvodom bol nedostatok dát v databázach atómov. Ani v uvedených rozsiahlych databázach nebolo možné získať presné hodnoty efektívnych zrážkových síl priamym prístupom. Databáza *NIST* tieto hodnoty vôbec neobsahovala. V databáza *CHIANTI* bolo možné nájsť tieto hodnoty pre konkrétne prechody medzi energiovými hladinami, ale nebolo možné získať informáciu o presných hodnotách teploty, v ktorých bola veličina Υ určená. Pri niektorých čiarach bola uvedená iba informácia o teplotnom rozsahu, v ktorom bola veličina počítaná. Pri väčšine to bolo rozmedzie $10^5 - 10^8$ K. Pri každom prechode, ktorý je študovaný v tejto práci, bolo dostupných deväť hodnôt Υ_{ij} , ale vypočítať konkrétne pomery a z nich interpoláciou získať teplotnú závislosť nebolo možné.

Preto bolo potrebné hľadať iný spôsob, ako sa pokúsiť vypočítať teplotu aj bez známeho pomeru $\Upsilon_{ij}/\Upsilon'_{ij}$. Jedinou možnosťou je pokúsiť sa aj z tých dát, ktoré ponúka databáza *CHIANTI*, zistiť, či daný pomer sa s teplotou zásadne mení. Ak nie, bolo by možné položiť tento pomer rovný určitej konštante.

Aj napriek tomu, že nie sú známe presné hodnoty teploty, na grafe obrázku 5.22 sú aspoň pre porovnanie vykreslené hodnoty pri vzrastajúcej teplote. Pri všetkých čiarach, okrem 304 Å a 131 Å, hodnoty so zvyšujúcou sa teplotou klesajú. Pokles alebo nárast po vzájomnom porovnaní je veľmi podobný.

Nakoľko sa výpočet teploty čo do presnosti pohybuje iba v oblasti rádového určenia, vybrali sa podľa obrázku 5.22 dvojice čiar, pri ktorých je priebeh hodnôt Υ čo najpodobnejší. Boli to dvojice 171 Å–193 Å, 193 Å–211 Å a 131 Å–304 Å. Zistil sa približný pomer týchto hodnôt pomocou programu *gnuplot* a tento pomer sa dosadil do vzťahu (5.23) pre výpočet teploty.

Týmto spôsobom sa nakoniec dospelo k rozumným hodnotám iba pri spracovaní pomeru 171 Å–193 Å. Ani v tomto prípade neboli výsledky vždy ideálne. Výsledné hodnoty silne závisia na hodnotách prirodzeného logaritmu v menovateli (vzťah (5.23)). Ak sú hodnoty veľmi blízke číslu 1, ale nie menšie, menovateľ je blízky nule a tým výsledná teplota vyskočí do veľmi vysokých hodnôt. Naopak, pokiaľ je opäť pomer veľmi blízky hodnote jedna, ale zároveň menší ako jedna, výsledná teplota je záporná a klesá k veľmi nízkym záporným hodnotám.

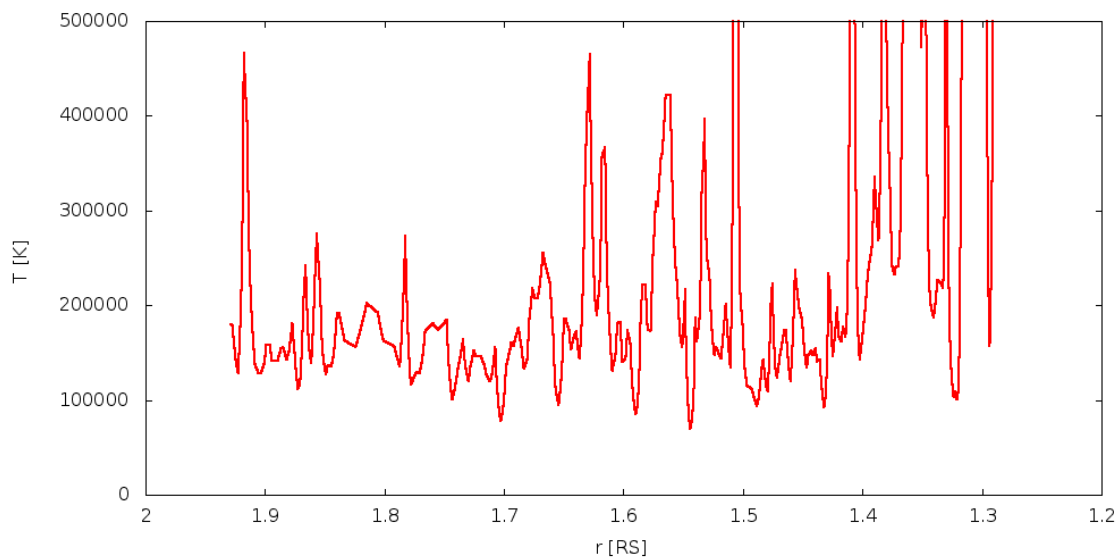


Obr. 5.22: Efektívna zrážková sila (Upsilon) v závislosti na teplote (k vyšším hodnotám na ose x teplota stúpa).

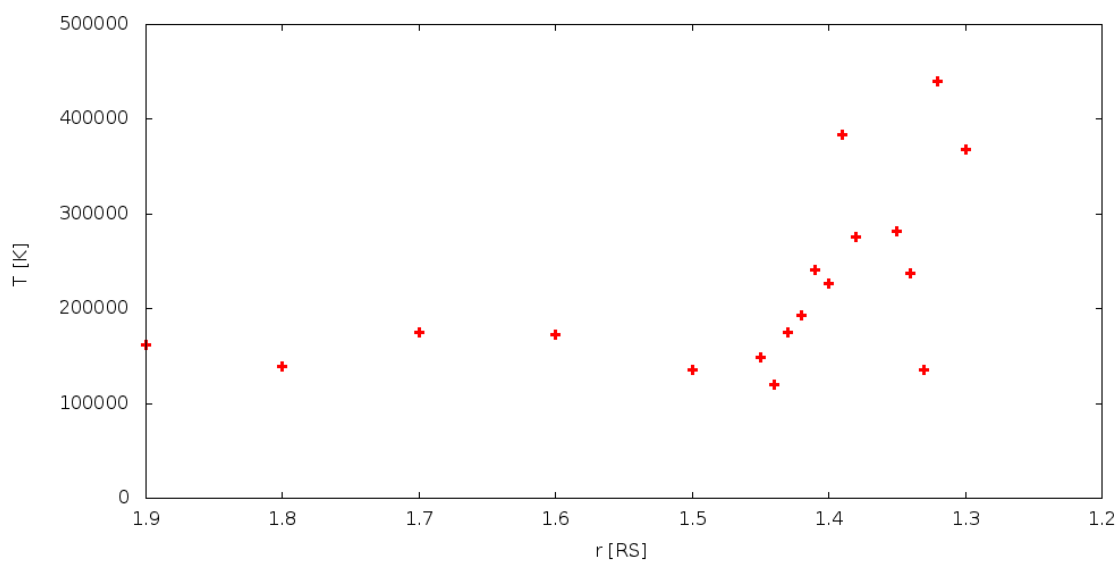
Na obrázku 5.23 je graf zobrazujúci výslednú teplotu v každom bode, kde bol vypočítaný pomer C'_{ij}/C_{ij} . Hodnoty E_{ij} a g_i sú uvedené v tabuľke 5.1 a 5.2. Pomer $\Upsilon_{ij}/\Upsilon'_{ij}$ sa pohyboval približne okolo hodnoty 1, čo znamená, že ho môžeme z rovnice vylúčiť. Rozsah y-ovej osi je $0 - 5e5$, aby boli odfiltrované vysoké a príliš nízke hodnoty.

Na ďalšom obrázku 5.24 je opäť vykreslená teplota v závislosti na vzdialenosti. Postupovalo sa ale tým spôsobom, že bola v konkrétnych úsekoch zistená priemerná hodnota pomeru C'_{ij}/C_{ij} a iba z týchto priemerných hodnôt sa určila teplota. Touto metódou sa vyhlo príliš vysokým alebo nízkym výsledným hodnotám.

Podľa súčasných modelov je teplota koróny, ako je uvedené aj v sekcii 2.1.3, rádovo 10^6 K. Výsledné hodnoty teploty v tejto práci sa pohybujú rádovo v rozmedzí 10^5 K. V čase prieletu kométy v roku 2011 sa slnečná aktivita už začala zvyšovať, no predsa bola spočiatku nízka. Preto aj v oblasti prieletu kométy (hlavne vo vzdialenostiach väčších ako $1,4 R_{\odot}$) nie sú pozorované koronálne slučky alebo koronálne výrony. Túto oblasť je možné považovať za tzv. pokojné regióny (*quite sun*). Teplota v týchto oblastiach nedosahuje tak vysoké hodnoty ako napríklad v aktívnych oblastiach, ktoré zasahujú vysoko nad slnečný povrch (sekcia 2.1.2). Preto rádomý odhad teploty, s výsledkom 10^5 K, nemusí byť úplne nereálny.



Obr. 5.23: Teplota vypočítaná z pomeru intenzít 171 Å/193 Å.



Obr. 5.24: Teplota vypočítaná z pomeru intenzít 171 Å/193 Å.

Už z pohľadu na obrázok 5.22 a z daného postupu vyplýva, že je odhad teploty veľmi hrubý a určite nie je možné tvrdiť, že hodnoty sú pravdivé. Prvá veľká neistota už vzniká pri nameraní hodnôt relatívnej intenzity pixelov, s ktorými sa ďalej pracuje. Najvyššia neistota je samozrejme, ako už bolo spomenuté, vo väčších vzdialenostiach od Slnka, kedy je pomer intenzity ku šumu veľmi nízky. Ďalšia neistota vzniká práve pri určení pomeru $\Upsilon_{ij}/\Upsilon'_{ij}$.

V prípade použitia ďalších vybraných pomerov sa k uspokojivým výsledkom bohužiaľ nedostalo. Výsledné hodnoty teploty boli záporné, čo samozrejme nie je možné. Dôvodom je bezpochybné veľmi vysoká úroveň šumu a samozrejme tiež nízka intenzita emisie kométy v ďalších spektrálnych oboroch.

5.5.3 Výpočet elektrónovej hustoty z nameraných hodnôt

Zo vzťahu (2.20) je taktiež možné vyjadriť hustotu elektrónov n_e . Tento výpočet je ale tiež veľmi aproximatívny a približný, nakoľko všetky veličiny navzájom na sebe závisia. A nakoľko je k dispozícii iba nameraná intenzita, aj tu je opäť potrebné použiť postup približného určenia niektorých hodnôt. Po vyjadrení pre n_e platí:

$$n_e = \frac{C_{ij}\sqrt{T}g_i}{8.63 \cdot 10^{-6} \Upsilon_{ij}} e^{\frac{E_{ij}}{kT}}. \quad (5.24)$$

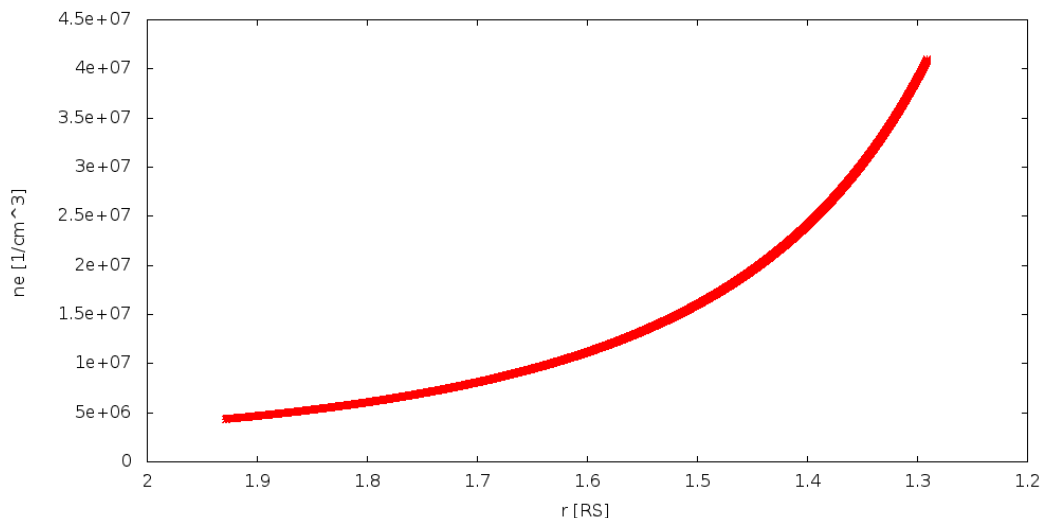
Pri tomto výpočte sa predpokladala konštantná teplota, a to 10^5 K. Táto teplota bola určená z dôvodu, že bolo možné zistiť presnú hodnotu efektívnej zrážkovej sily Υ_{ij} konkrétneho prechodu. Hodnoty E_{ij} a g_i sú tiež známe tabuľkové hodnoty. Nakoniec bolo potrebné určiť hodnotu zrážkového koeficientu C_{ij} .

Pri určení hodnoty C_{ij} sa postupovalo inverzným spôsobom, že sa určila okrem teploty aj konštantná hustota pri konštantnej teplote. Tým sa v jednej čiare vypočítala konkrétna hodnota napr. C'_{ij} na základe vzťahu (2.20). Potom sa pomocou zistených pomerov C'_{ij}/C_{ij} v závislosti na vzdialenosti vypočítala hodnota $C_{ij} = C'_{ij}/P$, kde P je vypočítaný pomer zo vzťahu (5.19).

Pri konkrétnom výpočte boli použité pomery troch čiar, v ktorých bola detekovaná najväčšia emisia kométy, konkrétne $171 \text{ \AA}/193 \text{ \AA}$, $171 \text{ \AA}/211 \text{ \AA}$ a $193 \text{ \AA}/211 \text{ \AA}$. Z dôvodu veľmi nízkej intenzity pri zvyšných dvoch čiarach 131 \AA a 304 \AA sa s pomermi medzi nimi nepracovalo. Vždy v menovateli pomeru je daná čiara označená s čiarou. Bolo teda potrebné vypočítať hodnotu C'_{ij} pre dve čiary 193 \AA a 211 \AA na základe zvolenej hodnoty hustoty a teploty. Teplota pri každom výpočte bola zvolená na hodnotu 10^5 K a hustota n_e na hodnotu 10^7 cm^{-3} . Táto hodnota bola rádovo určená z hustotného profilu na základe *Baumbach-Allenovej formuly* popísanej v sekcii 2.1.3. Na obrázku 5.25 je vykreslený tento hustotný profil v rozmedzí vzdialenosti, v ktorom sa pri výpočte pracovalo.

Po zistení hodnoty C'_{ij} boli vypočítané hodnoty C_{ij} na základe známych hodnôt pomeru P . Tým sa získali hodnoty tejto veličiny v závislosti na vzdialenosti. Následne na to sa tieto

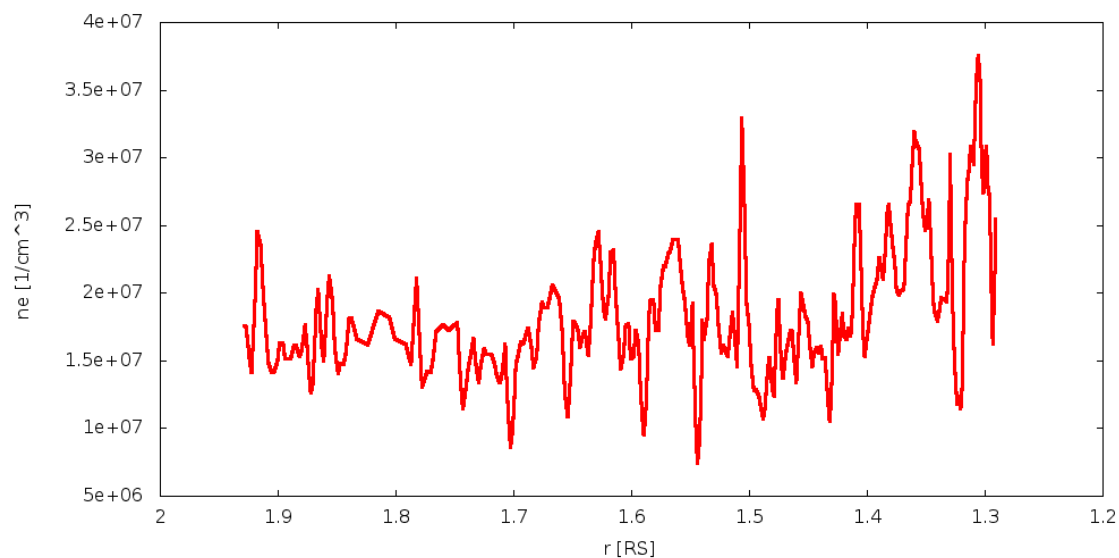
hodnoty dosadili do vzťahu pre výpočet hustoty (vzťah (5.24)). Výsledkom boli tri grafy elektrónovej hustoty (obrázky 5.26, 5.27 a 5.28) z troch rôznych pomerov.



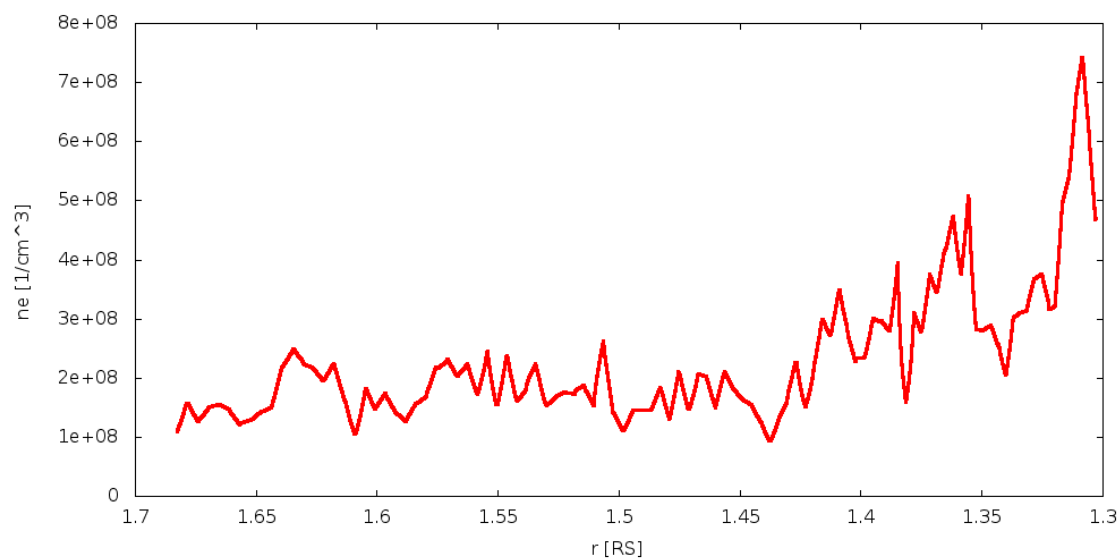
Obr. 5.25: Elektrónová hustota vypočítaná z Baumbach-Allenovej formuly.

Ako už bolo spomenuté, pri všetkých výpočtoch sa predpokladá ten najjednoduchší model emisie kométy, kde počet zrážkových excitačných prechodov je rovný počtu deexcitačných spontánnych prechodov. Hodnoty vo vzťahoch boli určené iba rádovo, preto sú výsledné hodnoty určené len veľmi približne a na základe zvoleného modelu. Ďalšia nepresnosť vychádza z výpočtu zrážkového koeficientu. Pri výpočte sa pri prvom priblížení určila konštantná teplota. Táto teplota sa ale určite so zmenou vzdialenosti menila.

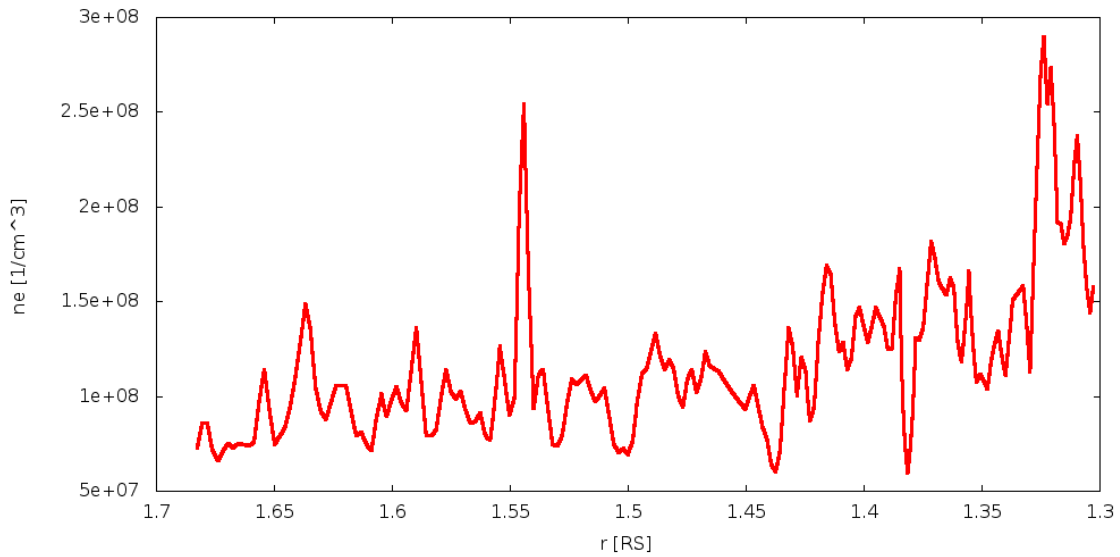
No aj napriek tomu sú výsledné hodnoty hustoty nie úplne nezmyselné. Samozrejme hustota by mala byť určená na všetkých grafoch zo všetkých použitých pomerov rovnako. Paradoxne najnižšie hodnoty je možné zaznamenať z pomeru $171 \text{ \AA}/193 \text{ \AA}$. Ale rádovo by mohol byť výsledok správny (opäť je potrebné podotknúť, že iba pri zvolenom modeli emisie), nakoľko výsledná hustota je vyššia, ako hustota okolia, za ktorú sa zvolila hodnota 10^7 cm^{-3} .



Obr. 5.26: Elektrónová hustota v závislosti na vzdialenosti vypočítaná z pomeru intenzít 171 Å/193 Å.



Obr. 5.27: Elektrónová hustota v závislosti na vzdialenosti vypočítaná z pomeru intenzít 171 Å/211 Å.



Obr. 5.28: Elektrónová hustota v závislosti na vzdialenosti vypočítaná z pomeru intenzít $193\text{ \AA}/211\text{ \AA}$.

5.6 Porovnanie s ďalšími modelmi

Emisiou kométy v extrémne ultrafialovej časti spektra sa zaoberalo veľa astronómov a astrofyzikov. Veľmi precízne je táto problematika rozpracovaná v článkoch McCauley et al. (2013) a Bryans & Pesnell (2012) [29] [18]. Ich autori predpokladajú, že hlavnou príčinou zvýšenia detekovaného žiarenia prístrojom AIA je emisia pochádzajúca z iónov kyslíku O a železa Fe. Tieto ióny vznikli z neutrálnych atómov, ktoré sublimovali z povrchu kométy pri priblížení sa k Slnku. Následne na to boli disociované a ionizované, aby sa dosiahla rovnováha s plazmou slnečnej koróny. Podobne ako v tejto práci, aj autori daných článkov počítali s hodnotami teploty a elektrónovej hustoty v prípade regiónov nazývaných tzv. *quite sun* oblastí a v dobe nízkej aktivity. Taktiež nepočítali s vplyvom magnetického poľa.

V článku Bryans & Pesnell (2012) je skonštruovaný model, ktorý popisuje vývoj kometárneho materiálu v prípade interakcie so slnečnou atmosférou. Skúmali osem najviac zastúpených prvkov, ktoré sa v telese nachádzajú - H, C, N, O, Mg, Si, S a Fe. Počítali pravdepodobnosti rôznych procesov, ktoré by mohli spôsobiť ionizáciu neutrálnych atómov. Zistili, že najvýznamnejší príspevok k emisii kométy prispeli ióny O a Fe a s najväčšou pravdepodobnosťou boli ionizované zrážkami s voľnými elektrónmi koróny. Opäť rovnako ako v tejto práci, ich predpokladom je tiež detailná rovnováha.

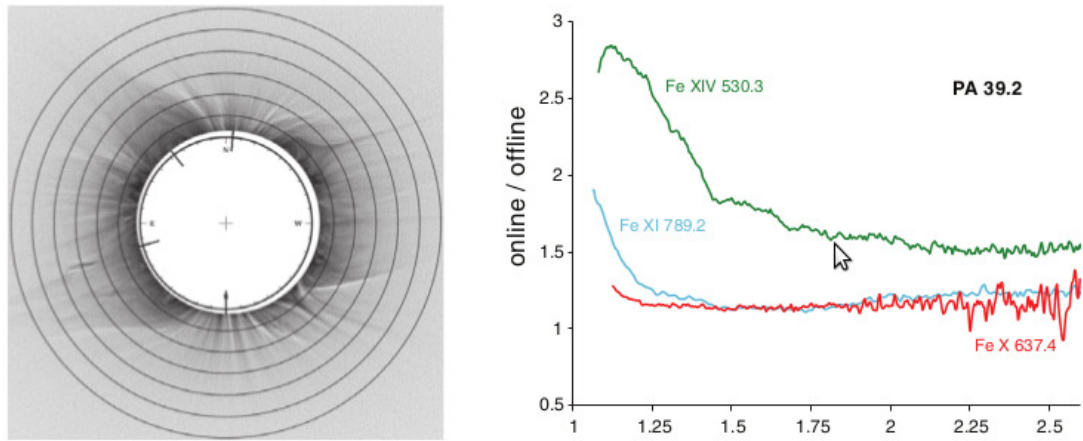
V čiare 171 Å, kde bolo žiarenie kométy najviac detekované, zistili emisiu z iónov O V, O VI, Fe IX a malý príspevok z Fe X. V druhej najintenzívnejšej čiare 193 Å to bola emisia iba z O V. V ostatných skúmaných čiarach tiež prevládala emisia z iónov O (O III, O IV, O V).

5.7 Kolízna verus radiačná excitácia

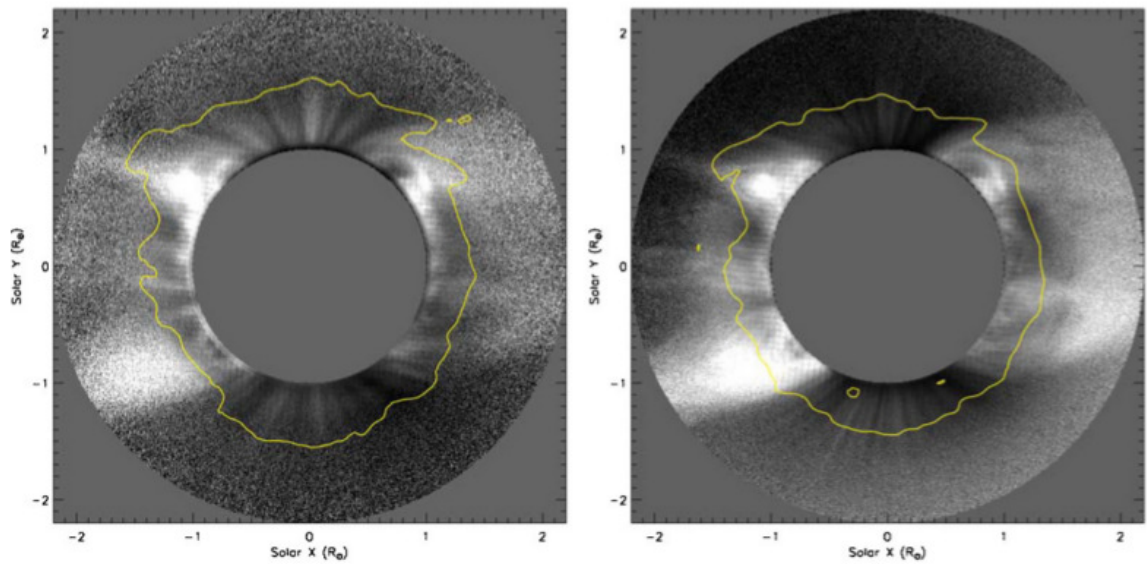
Po vyjadrení priebehu intenzity v závislosti na vzdialenosti (obrázok 5.13) vzniká zaujímavá otázka, prečo približne vo vzdialenosti $1.4 R_{\odot}$ nastáva nárast intenzity v každom spektrálnom obore. Jedno z eventuálnych vysvetlení je možné nájsť v článkoch Habbal et al. (2011) a Habbal et al. (2009) [24] [23]. Články sú zamerané na termodynamiku slnečnej koróny študovanej na základe pozorovaní úplných zatmení Slnka. Zaujímavou časťou publikácií, ktorá môže byť aj možnou odpoveďou na položenú otázku, je stanovenie radiálnej vzdialenosti, kde sa mení kolízna excitácia na radiačnú. Skúmané boli pritom rôzne spektrálne čiary železa.

Výpočet bol založený na pomere medzi intenzitou spektrálnej čiary a intenzitou odpovedajúceho kontinua v blízkosti tejto čiary. Myšlienka je taká, že kolízny komponent emisie závisí na hustote elektrónov n_e a iónov n_i . Takže výsledná pravdepodobnosť kolíznych prechodov je úmerná $n_e n_i$. Na druhej strane radiačný prechod (tiež nazývaný rezonančný), je závislý iba na n_i . Toto je prípad priamo emisnej čiary. V prípade kontinua je intenzita úmerná n_e . Po vypočítaní pomeru medzi intenzitou spektrálnej čiary ku kontinuu môžu nastať dva prípady. Pri dominancii kolíznej zložky je výsledkom pomeru hustota iónov. To znamená, že tento pomer bude so vzdialenosťou od Slnka klesať úmerne $1/r^2$. V druhom prípade, keby prevládala zložka rezonančná, pomer by bol úmerný n_i/n_e . Ak by mali hustoty rovnaký gradient v závislosti na vzdialenosti, pomer sa stane konštantným.

Na obrázkoch 5.29 a 5.30 je možné vidieť príklady z výsledkov merania podľa uvedeného postupu. Zaujímavý je hlavne graf na prvom obrázku. Pri krivkách je priamo uvedený skúmaný ión s vlnovou dĺžkou. Je vidieť, že pomer sa stáva konštantným približne okolo vzdialenosti $1.5 R_{\odot}$. To znamená, že v tejto vzdialenosti prestáva byť dominantnou zložkou emisnej čiary zložka kolízna a stáva sa dominantnou rezonančná zložka. V prípade výskytu zvýšenia hustoty (napríklad protuberancia), pomer v určitom rozmedzí vzdialenosti nebude konštantný. Vďaka tejto vlastnosti je možné objavovať magnetické štruktúry, ktoré udržiavajú zvýšenú hustotu ťazkých iónov. Tým je možné zistiť aj zastúpenie jednotlivých iónov a následne na to aj elektrónovú teplotu.



Obr. 5.29: Ľavý obrázok: kruhy s polermi v intervaloch $0.25 R_{\odot}$. Pravý obrázok: pomery intenzity v čiare (online) ku intenzite odpovedajúceho kontinua (offline) v závislosti na výške pozdĺž radiálnej priamky v pozičnom uhle 39.2° [24].



Obr. 5.30: Žltá krivka predstavuje vzdialenosť prechodu medzi kolíznou a radiačnou excitáciou v čiarach Fe X (vľavo) a Fe XI (vpravo) [23].

Táto práca je zameraná na emisné čiary extrémne ultrafialovej časti spektra, nie viditeľného svetla. Ako už bolo spomenuté, Slnko nevyžaruje svetlo s kratšou vlnovou dĺžkou ako 100 nm. Preto emisné čiary EUV by nemali obsahovať rezonančnú zložku emisie, iba kolíznu. A práve tento fakt je pozoruhodný, nakoľko aj emisia kométy začala stúpať vo všetkých spracovaných čiarach EUV približne vo vzdialenosti $1.4 R_{\odot}$. Táto hodnota nie je veľmi vzdialená od výslednej hodnoty uvedených článkov. Hodnota sa tiež môže meniť v závislosti od pozičného uhlu (obrázok 5.30), v ktorom je meraná a tiež v závislosti od slnečnej aktivity. Kométa bola detekovaná aj vo väčších vzdialenostiach. To môže byť spôsobené dodaným materiálom, ktorý zvýšil hustotu nie len voľných elektrónov, ale aj iónov, a tým sa zvýšil počet kolízií.

Kapitola 6

Záver

Táto práca bola zameraná na nezvyčajné spojenie Slnka, konkrétne jeho atmosféry koróny, a kométy. Nakoľko sa kométy stávajú krásnymi a zaujímavými objektami vďaka Slnku, tak by toto spojenie nemalo byť také nezvyčajné. Ale pravdepodobnosť, že kométa preletí iba necelých stoštyridsať tisíc kilometrov nad slnečným povrchom, je veľmi malá. Slnečná koróna má síce veľmi nízku hustotu, no jej teplota je veľmi vysoká, a preto je už určitým „zázrakom“ vôbec fakt, keď sa kométy ešte pred dosiahnutím bodu perihélia nerozpadnú a nevyparia.

Na prelome 15. a 16. decembra roku 2011 bolo možné prvýkrát pozorovať celý prielet kométy menom C/2011 W3 (Lovejoy) slnečnou korónou. Kométa prekonala dezintegráciu niekoľko dní po prielete perihélia, ale aj napriek tomu ju bolo možné pozorovať ešte niekoľko týždňov. To znamená, že Slnko v tomto prípade nespôsobilo úplny zánik tohto telesa tak ako v prípade skoro všetkých tzv. „sungrazing“ komét so vzdialenosťami v perihéliu iba niekoľko desiatok tisíc kilometrov.

V práci boli spracované a ďalej študované dáta z extrémne ultrafialovej oblasti spektra (EUV), v ktorej bola detekovaná emisia spôsobená prieletom kométy. Konkrétne bola táto emisia najlepšie pozorovateľná v piatich EUV filtroch s centrálnymi vlnovými dĺžkami 171 Å, 193 Å, 211 Å, 131 Å a 304 Å. Dáta boli získané na prístroji Atmospheric Imaging Assembly (AIA), ktorý je súčasťou misie NASA zvanou *Solar Dynamic Observatory (SDO)*. Verejne sú dostupné v archíve *Virtual Solar Observatory*.

Už vizuálne je možné usúdiť, že jednoznačne emisia dominuje v spektrálnej čiare 171 Å. Dominancia sa prejavuje najmä vo vzdialenostiach menších ako 1.4 slnečných polomerov. Od tejto vzdialenosti začala intenzita stúpať v každom študovanom spektrálnom obore, ale najväčší nárast je pozorovaný v spomínanej čiare 171 Å. Tento fakt potom dokazuje aj výpočet pomerov medzi jednotlivými čiarami. Hneď druhá najvyššia emisia bola pozorovaná v čiare 193 Å. Preto pomer medzi nimi je približne rovný jednej. Pomer s ostatnými slabšími čiarami je vyšší. V prípade pomeru medzi najslabšími čiarami je zistená približne konštantná hodnota.

Ďalej bolo cieľom práce pokúsiť sa o aspoň rádové zistenie teploty a elektrónovej hustoty v miestach prieletu. V tomto prípade bolo potrebné určiť model emisie, podľa ktorého mali výpočty postupovať. Zvolil sa jednoduchší model, kde sa nepočíta s emisiou atómov, ktoré pochádzajú priamo z kométy (hlavne kyslík). Predpokladalo sa, že kométa akoby „dodá“ v miestach prieletu ďalší materiál (voľné elektróny a ióny). Pri väčšej koncentrácii voľných elektrónov aj iónov sa zvýši počet zrážok, a tým aj počet excitačných prechodov. Za predpokladu detailnej rovnováhy medzi jednotlivými prechodmi nastane následná deexcitácia, pri ktorej dochádza k emitovaniu žiarenia práve v pozorovaných EUV čiarach. Čím teda nastane viac excitačných prechodov, tým vyššia intenzita je pozorovaná.

Zo vzťahov, ktoré vyplynuli z popísaného modelu, bola vypočítaná teplota a elektrónová hustota v závislosti na vzdialenosti. Teplota bola zistená iba na základe jedného pomeru medzi čiarami 171 Å a 193 Å. Výsledná teplota sa pohybovala rádovo v hodnotách 10^5 K. Podľa súčasných modelov je teplota koróny v dobe nízkej aktivity približne 10^6 K. Hodnota teploty zistená v tejto práci je nižšia, ale výsledok aj napriek tomu nie je úplne nezmyselný.

Ďalším cieľom bolo určenie elektrónovej hustoty. Opäť sa postupovalo na základe toho istého modelu. Výsledné hodnoty závisia na pomeroch, ktoré boli vo výpočte zahrnuté. Rádovo rovnaký výsledok 10^8 cm^{-3} vznikol pri pomeroch 171 Å/211 Å a 171 Å/193 Å. V prípade pomeru 171 Å/193 Å boli výsledné hodnoty o rád nižšie. Tento výsledok môže súvisieť s faktom, že v prípade dvoch najintenzívnejších čiar emisiu spôsobuje okrem početnejších zrážok aj iný mechanizmus excitácie.

Spracovávanie dát v tejto práci bolo veľmi zaujímavé. Už len samotné kométy sú veľmi obdivuhodné objekty. Prietom kométy Lovejoy slnečnou korónu ju urobilo ešte pozoruhodnejším telesom. Samozrejme zjednodušený model používaný v tejto práci nie je úplne korektný. Autori iných modelov sa prikláňajú na stranu kyslíku (konkrétne ión O V), ktorý spôsobuje vyššiu emisiu v čiarach 171 Å a 193 Å. Tento model by súhlasil aj s porovnaním pomerov intenzít v rôznych spektrálnych čiarach získaných v tejto práci. Preto aj výsledné hodnoty teploty alebo elektrónovej hustoty, aj keď sú určené iba rádovo, nemôžu byť považované za správne s absolútnou istotou. Určite by bolo možné metódu popísanú v tejto práci vylepšiť a upresniť, aby zahrňovala aj emisiu spôsobenú inými procesmi.

Na zamyslenie by mohlo byť spojenie vzdialenosti, v ktorej sa mení kolízna zložka emisie na rezonančnú, so vzdialenosťou zvýšenia emisie kométy získanou v tejto práci. Toto zvýšenie sa totiž prejavilo v každej čiare, ktoré by mali byť pozorovateľné iba v dôsledku kolíznych excitácií. Pravdepodobne v tejto vzdialenosti kométa začala prelietavať miestami s vyššou hustotou a tým sa zvýšil počet kolízií. Zvýšenie emisie podľa iných modelov môže byť spôsobené príspevkom emisie iónov kyslíku. Mohlo by sa tak jednať o kombináciu oboch myšlienok, na jednej strane zvýšenie počtu kolíznych excitácií a následne spontánnych deexcitácií, na druhej strane emisia iných prvkov pochádzajúcich z kométy.

V každom prípade je ale veľmi zaujímavé pokúsiť sa vypočítať charakteristiky koróny a kométy zo získaných dát v EUV spektre. Kométa sa tak akoby stáva sondou, ktorá skúma tie najneprístupnejšie miesta Slnečnej sústavy, kde by pravdepodobne žiadny technický vynález zostrojený človekom „neprežil“.

Literatúra

- [1] http://ase.tufts.edu/cosmos/print_images.asp?id=28.
- [2] <http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/Eclipse/Ecl2008r/0-info.htm>.
- [3] <http://solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml>.
- [4] <http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/Eclipse/Ecl2012a/0-info.htm>.
- [5] <http://www.pozorovanislunce.eu/vykladovy-slovnicek/balmerova-serie.html>.
- [6] <http://cometography.com/lcomets/2011w3.html>.
- [7] <http://sungrazer.nrl.navy.mil/>.
- [8] http://www.nasa.gov/centers/goddard/news/topstory/2008/soho_1500comets.html.
- [9] <http://www.space.com/13957-doomed-sungrazing-comet-terry-lovejoy-interview.html>.
- [10] <http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/>.
- [11] <http://sdac.virtualsolar.org/cgi/search>.
- [12] <http://www.zam.fme.vutbr.cz/~druck/Nafe/Index.htm>.
- [13] <http://ssd.jpl.nasa.gov/?horizons#telnet>.
- [14] <http://ds9.si.edu/site/Home.html>.
- [15] <http://www.chiantidatabase.org/chianti.html>.
- [16] <http://www.nist.gov/>.

- [17] M. Aschwanden. *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions*. Springer Praxis Books / Astronomy and Planetary Sciences. Praxis Publishing Limited, Chichester, UK, 2006.
- [18] P. Bryans and W. D. Pesnell. THE EXTREME-ULTRAVIOLET EMISSION FROM SUN-GRAZING COMETS. *ASTROPHYSICAL JOURNAL*, 760(1), NOV 20 2012.
- [19] MC Chidichimo, V Zeman, JA Tully, and KA Berrington. Atomic data from the IRON Project - XXXVI. Electron excitation of Be-like Fe XXIII between $1s(2)2l(1)2l(2)$ SLJ and $1s(2)2l(3)2l(4)$ S ' L ' J '. *ASTRONOMY & ASTROPHYSICS SUPPLEMENT SERIES*, 137(1):175–184, MAY 1999.
- [20] Giulio Del Zanna. An atomic database for spectroscopic diagnostics of astrophysical plasmas. 2014.
- [21] M. Druckmüller. A noise adaptive fuzzy equalization method for processing solar extreme ultraviolet images. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 207(2):25, 2013.
- [22] L. Golub and J.M. Pasachoff. *The Solar Corona*. The Solar Corona. Cambridge University Press, 2010.
- [23] S. Rifai Habbal, M. Druckmüller, H. Morgan, A. Daw, J. Johnson, A. Ding, M. Arndt, R. Esser, V. Rušin, and I. Scholl. Mapping the distribution of electron temperature and fe charge states in the corona with total solar eclipse observations. *The Astrophysical Journal*, 708(2):1650, 2010.
- [24] Shadia Rifai Habbal, Miloslav Druckmüller, Huw Morgan, Adalbert Ding, Judd Johnson, Hana Druckmüllerová, Adrian Daw, Martina B. Arndt, Martin Dietzel, and Jon Saken. Thermodynamics of the solar corona and evolution of the solar magnetic field as inferred from the total solar eclipse observations of 2010 july 11. *The Astrophysical Journal*, 734(2):120, 2011.
- [25] Filip Hroch. Súkromné zdelenie.
- [26] Pavel Hála. Súkromné zdelenie. 2014.
- [27] James R Lemen, David J Akin, Paul F Boerner, Catherine Chou, Jerry F Drake, Dexter W Duncan, Christopher G Edwards, Frank M Friedlaender, Gary F Heyman, Neal E Hurlburt, et al. The atmospheric imaging assembly (aia) on the solar dynamics observatory (sdo). In *The Solar Dynamics Observatory*, pages 17–40. Springer, 2012.
- [28] Brian Marsden. Sungrazing comets. vol. 43(issue 1):75–102, 2005.

-
- [29] Patrick I McCauley, Steven H Saar, John C Raymond, Yuan-Kuen Ko, and Pascal Saint-Hilaire. Extreme-ultraviolet and x-ray observations of comet lovejoy (c/2011 w3) in the lower corona. *The Astrophysical Journal*, 768(2):161, 2013.
- [30] Zdenek Sekanina and Paul W Chodas. Comet c/2011 w3 (lovejoy): Orbit determination, outbursts, disintegration of nucleus, dust-tail morphology, and relationship to new cluster of bright sungrazers. *The Astrophysical Journal*, 757(2):127, 2012.
- [31] L.G. Taff. *Computational spherical astronomy*. Krieger Pub. Co., 1991.

Dodatok A

Zdrojové kódy

A.1 list.sh

```
1  #!/bin/bash
2
3  #vypis fits image
4  xmin="1900"
5  xmax="1920"
6  ymin="2270"
7  ymax="2290"
8  pix_thres="10000"
9
10 input="/home/elenka/Diplomka/Moja_praca/fits_vypis/vstup"
11
12 graf_vystup="grafy"
13 [ -e $graf_vystup ] && rm -r $graf_vystup
14 mkdir $graf_vystup
15 [ -e vystup ] && rm -r vystup
16
17 for file in `ls ${input}/*fits`; do
18     time=`ftlist "${file}" K include="DATE-OBS" | head -n 1 | awk -F " " '{ print
19         $2 }'`
20     pix_val=`ftstat "${file}[$xmin:$xmax,$ymin:$ymax]" centroid="no" clip="yes"
21         nsigma="10" | awk '/maximum value/{ print $3 }'`
22     coo_x=`ftstat "${file}[$xmin:$xmax,$ymin:$ymax]" | awk '/pixel coord/{ print
23         $3 }' | tail -n 1 | awk 'BEGIN { FS="," } ; { gsub(/\(/,"); gsub(/\)/,")
24         '); print $1 }'`
25     coo_y=`ftstat "${file}[$xmin:$xmax,$ymin:$ymax]" | awk '/pixel coord/{ print
26         $3 }' | tail -n 1 | awk 'BEGIN { FS="," } ; { gsub(/\(/,"); gsub(/\)/,")
27         '); print $2 }'`
28     coo_x=`expr $xmin + $coo_x - 1`
```

```

23   coo_y='expr $ymin + $coo_y - 1'
24
25   den='echo $time | awk 'BEGIN { FS="-" } ; { print $3 }' | awk 'BEGIN { FS="T"
      } ; { print $1 }','
26   hod='echo $time | awk 'BEGIN { FS="T" } ; { print $2 }' | awk 'BEGIN { FS=":"
      } ; { print $1 }','
27   min='echo $time | awk 'BEGIN { FS="T" } ; { print $2 }' | awk 'BEGIN { FS=":"
      } ; { print $2 }','
28   sec='echo $time | awk 'BEGIN { FS="T" } ; { print $2 }' | awk 'BEGIN { FS=":"
      } ; { print $3 }','
29
30   ./list $den $hod $min $sec $pix_val $coo_x $coo_y $pix_thres
31 done
32
33   echo "set term png interlace giant size 1200,600; set lmargin 10; set rmargin
      8; set output '${graf_vystup}/r_pix.png'; set title \"Zavislost
      intenzity nejjasnejsiho pixelu na r\"; set grid; unset key; set ylabel \"
      adu\" offset 1; set xlabel \"r\"; set y2tics; set xrange [:]; plot '
      vystup' u 2:3 w p lw 1 lt 1" | gnuplot
34
35   echo "set term png interlace giant size 800,600; set lmargin 10; set rmargin
      8; set output '${graf_vystup}/coo.png'; set title \"Trajektorie
      nejjasnejsiho pixelu\"; set grid; unset key; set ylabel \"coordinate [y]\
      \" offset 0; set xlabel \"coordinate [x]\"; set y2tics; set xrange [:];
      plot 'vystup' u 4:5 w p lw 1 lt 1" | gnuplot

```

A.2 list.c

```

1  #include <stdio.h>
2  #include <stdlib.h>
3  #include <math.h>
4
5  //deklarace promennych
6  FILE *fr, *fw;
7  int i, j, k;
8  int pix, thres;
9  double c, den, hod, min, sec, coox, cooy;
10 double t, tpi, e, q, p, M, E, dE, dM, a, r, x, y, X, Y, Z, w, O, I;
11
12 int main(int argc, char **argv) {
13     // definice promennych
14     den = atof(argv[1]);
15     hod = atof(argv[2]);
16     min = atof(argv[3]);

```

```
17     sec = atof(argv[4]);
18     pix = atoi(argv[5]);
19     coox = atof(argv[6]);
20     cooy = atof(argv[7]);
21     thres = atoi(argv[8]);
22
23     e = 0.9999294152687144;
24     tpi = 16.0118089998;
25     q = 0.005553814151232848;
26     p = 697.95766316066*365.25;
27     a = 78.68293963971914;
28     w = (53.50921241435645/360)*2*M_PI;
29     O = (326.3691470244605/360)*2*M_PI;
30     I = (134.3558107377023/360)*2*M_PI;
31
32     t = den + (3600*hod+60*min+sec)/86400;
33     M = (2*M_PI/p)*(t-tpi);
34     E = M + e*sin(M);
35
36     dE = 1;
37     while (fabs(dE) > 0.000000000001) {
38         dM = M - (E - e*sin(E));
39         dE = dM / (1 - e*cos(E));
40         E = E + dE;
41     }
42
43     x = a*(cos(E)-e);
44     y = a*sqrt(1-e*e)*sin(E);
45
46     X = (cos(O)*cos(w)-sin(O)*sin(w)*cos(I))*x + (-1*sin(w)*cos(O)-cos(w)*sin(O)*
47         cos(I))*y;
48     Y = (cos(w)*sin(O)+sin(w)*cos(O)*cos(I))*x + (-1*sin(w)*sin(O)+cos(w)*cos(O)*
49         cos(I))*y;
50     Z = (sin(w)*sin(I))*x + (cos(w)*sin(I))*y;
51
52     r = 149597870.700*sqrt(X*X+Y*Y+Z*Z);
53
54     fw=fopen("vystup" ,"a+");
55     if (pix <= thres) {
56         fprintf(fw, "%.10lf\t%.10lf\t%i\t%.1lf\t%.1lf\n", t, r, pix, coox, cooy);
57     }
58     fclose(fw);
59
60     return(0);
}
```

A.3 inter.sh

```
1 #!/bin/bash
2
3 cesta='pwd'
4 input="${cesta}/data"
5 output="${cesta}/i"
6 [ -e $output ] && rm -r $output
7 mkdir $output
8
9 for file in `ls ${input}`; do
10     source="${input}/${file}"
11     out="${output}/${file}_i"
12     columns="5"
13     x_column="1"
14     y_column="2"
15
16     ./inter $source $out $columns $x_column $y_column
17 done
```

A.4 inter.c

```
1 #include <stdio.h>
2 #include <stdlib.h>
3 #include <math.h>
4
5 //deklarace promennych
6 FILE *fr, *fw;
7 int i, j, k;
8 int radky, sloupce, d, h, min, max;
9 double c, xa, xb, ya, yb, a, b;
10 double **data, **intr;
11 char *source, *out;
12
13 //deklarace funkci
14
15 int rozsah(char *soubor, int sloupce);
16 void nactenidat(char *soubor, int sloupce, double **pole);
17
18 int main(int argc, char **argv) {
19     //definice promennych
20     source = argv[1];
21     out = argv[2];
22     sloupce = atoi(argv[3]);
```

```
23     d = atoi(argv[4]);
24     h = atoi(argv[5]);
25
26     //priprava dat
27     radky = rozsah(source, sloupce);
28     data=(double**)malloc(radky*sizeof(double*));
29     for (i=0; i<radky; ++i) {
30         data[i]=(double*)malloc(sloupce*sizeof(double));
31     }
32     nactenidat(source, sloupce, data);
33
34     max = (int) data[0][d];
35     min = (int) data[radky-1][d] + 1;
36     j = 0;
37
38     fw=fopen(out,"w");
39     for (i=max; i>=min; --i) {
40         if ( (data[j][d]-(double)i)>0 && (data[j+1][d]-(double)i)<=0 ) { }
41         else { ++j; }
42         xa = data[j][d];
43         xb = data[j+1][d];
44         ya = data[j][h];
45         yb = data[j+1][h];
46         a = (yb-ya)/(xb-xa);
47         b = (xb*ya-xa*yb)/(xb-xa);
48         fprintf(fw, "%i\t%lf\n", i, a*(double)i+b);
49     }
50     fclose(fw);
51
52     return(0);
53 }
54
55 // zjisteni rozsahu souboru (pocet radku)
56 int rozsah(char *soubor, int sloupce) {
57     fr=fopen(soubor,"r");
58     double c;
59     int i=0;
60     int j=0;
61
62     do {
63         fscanf(fr,"%lf ",&c);
64         if (j == (sloupce - 1)) {
65             j = 0;
66             ++i;
67         }
68         else {
```

```
69     ++j;
70     }
71     } while (feof(fr)==0);
72     fclose(fr);
73
74     return i;
75 }
76
77 // nacteni dat do pole
78 void nactenidat(char *soubor, int sloupce, double **pole) {
79     fr=fopen(soubor,"r");
80     double c;
81     int i=0;
82     int j=0;
83
84     do {
85         fscanf(fr,"%lf",&c);
86         pole[i][j] = c;
87         if (j == (sloupce - 1)) {
88             j = 0;
89             ++i;
90         }
91         else {
92             ++j;
93         }
94     } while (feof(fr)==0);
95     fclose(fr);
96 }
```