

MASARYKOVA UNIVERZITA  
Přírodovědecká fakulta  
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky



**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**  
**Studium vysokoenergetického záření bílých**  
**trpaslíků**

Klára Loukotová

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

2013

# Bibliografický záznam

**Autor:** Klára Loukotová  
Přírodovědecká fakulta, Masarykova Univerzita  
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

**Název práce:** Studium vysokoenergetického záření bílých trpaslíků

**Studijní program:** Fyzika

**Studijní obor:** Astrofyzika

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

**Akademický rok:** 2012/2013

**Počet stran:** vii + 39

**Klíčová slova:** bílý trpaslík, intermediální polar, sloupcová akrece, tepelné brzdné záření, INTEGRAL

# Bibliographic Entry

**Author:** Klára Loukotová  
Faculty of Science, Masaryk University  
Department of Theoretical Physics and Astrophysics

**Title of Thesis:** Study of high-energy emission of white dwarfs

**Degree of Programme:** Physics

**Field of Study:** Astrophysics

**Supervisor:** Mgr. Filip Hroch, Ph.D.

**Academic Year:** 2012/2013

**Number of Pages:** vii + 39

**Keywords:** white dwarf, intermediate polar, accretion column,  
thermal bremsstrahlung, INTEGRAL

Na tomto místě bych ráda poděkovala vedoucímu této práce Filipu Hrochovi za užitečné rady a ochotu. Dále bych ráda poděkovala Matúšovi Kockovi za pomoc se zikáváním spekter. Za jazykovou korekturu děkuji Martinovi a Elišce.

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

V Brně dne 24.5.2013

Klára Loukotová

Abstrakt:

V předložené práci studujeme vysokoenergetické spektrum intermediálního polaru V709 Cas. Intermediální polary jsou interagující dvojhvězdy, jejichž jedna složka je bílý trpaslík se silným magnetickým polem. Díky tomu v určité vzdálenosti od bílého trpaslíka začne akreující látka proudit na jeho povrch po magnetických siločarách. Vzniká tak tzv. sloupcová akrece, jejíž spektrum je složené převážně z tepelného brzdného záření a má maximum v tvrdém rentgenovském záření. Studium tohoto spektra lze určit hmotnost bílého trpaslíka. Součástí práce je popis získávání a zpracovávání dat z družice INTEGRAL.

Klíčová slova: bílý trpaslík, intermediální polar, sloupcová akrece, tepelné brzdné záření, INTEGRAL

Abstract:

In presented thesis we study high-energy spectrum of intermediate polar V709 Cas. Intermediate polars are interacting binaries in which one star is white dwarf with strong magnetic field. Due to this fact the accreting matter starts to follow magnetic force lines in certain distance from white dwarf surface. This phenomenon is called accretion column. The accretion column radiates in hard X-ray. Main part of its spectrum is thermal bremsstrahlung. We can determine mass of white dwarf by studying this spectrum. The description of the both data reduction and analysis from INTEGRAL satellite is a part of this work.

Keywords: white dwarf, intermediate polar, accretion column, thermal bremsstrahlung, INTEGRAL



Masarykova univerzita

Přírodovědecká fakulta



## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student : Klára Loukotová

Studijní program : Fyzika

Studijní obor : Astrofyzika

Ředitel Ústavu teoretické fyziky a astrofyziky PŘF MU Vám ve smyslu Studijního a zkušebního řádu MU určuje bakalářskou práci s tématem:

### Studium vysokoenergetického záření bílých trpaslíků

#### Study of high-energy emission of white dwarfs

##### *Zásady pro vypracování:*

Bílí trpaslíci jsou známým a mohutným zdrojem vysokoenergetického záření. Obvykle jde, kromě tepelného záření, i o intenzivní brzdné záření hmoty dopadající po siločárách magnetického pole do tenké povrchové vrstvy bílého trpaslíka. Základem této práce je studium spekter bílých trpaslíků. K úspěšnému zvládnutí práce je třeba rutina v použití základních metod zpracování dat z družic, matematické statistiky a příslušných fyzikálních oblastí.

##### *Doporučená literatura*


FRANK, Juhan, Andrew KING a Derek RAINE. *Accretion power in astrophysics*. 3rd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. xiv, 384 s. ISBN 0-521-62957-8.

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

Datum zadání bakalářské práce : září 2012

Datum odevzdání bakalářské práce : dle harmonogramu ak. roku 2012/2013

V Brně dne 17. 05. 2013

  
Prof. Rikard von Unge, Ph.D.  
ředitel Ústavu teoretické fyziky a astrofyziky  
PŘF MU

Zadání bakalářské práce převzal dne:

21.05.2013

Podpis studenta



# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Bílí trpaslíci</b>	<b>2</b>
2.1	Nejznámější z trpaslíků . . . . .	2
2.2	Obecně o bílých trpaslících . . . . .	3
2.3	Vlastnosti degenerovaného plynu . . . . .	4
2.4	Chandrasekharova mez . . . . .	6
2.5	Optická spektra . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Sloupcová akrece</b>	<b>8</b>
3.1	Kataklyzmické proměnné hvězdy . . . . .	8
3.2	Akrece . . . . .	10
3.3	Sloupcová akrece . . . . .	11
3.4	Brzdné záření . . . . .	14
3.5	Kódová maska . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Získávání a zpracovávání dat</b>	<b>19</b>
4.1	V 709 Cassiopeiae . . . . .	19
4.2	Družice INTEGRAL . . . . .	19
4.3	Získávání a zpracovávání dat . . . . .	21
4.3.1	Rekonstrukce obrazu a získávání spektra z IBISu . . .	23
4.3.2	Rekonstrukce obrazu a proces získávání spektra z JEM- Xu . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Model spektra sloupcové akrece</b>	<b>27</b>
5.1	Fitování v programu XSPEC . . . . .	28
5.2	Model . . . . .	30
5.2.1	Nalezení optimálních parametrů modelu . . . . .	32

<b>6 Závěr</b>	<b>36</b>
<b>Literatura</b>	<b>38</b>



# Kapitola 1

## Úvod

Když v roce 1962 objevil Riccardo Giacconi za použití sondážní rakety Aerobe první rentgenovský zdroj mimo Sluneční soustavu, Sco-X1, ani ti největší optimisté nepředpokládali, že se seznam takovýchto objektů rozroste do třiceti let na sto padesát tisíc. A přece se tak, především díky německo-britsko-americké družici ROSAT, stalo.

Ruku v ruce s rozkvětem detekčních technik vysokoenergetické astrofyziky přicházeli teoretici s interpretacemi nejrůznějších exotických úkazů odhalených z pozorování. Jednou ze zkoumaných oblastí byly i kataklyzmické proměnné hvězdy.

Vysokoenergetické záření, které tyto dvojhvězdy vyzařují, má svůj původ v akrečním disku, v němž dopadá po spirále látka přetékaající z druhé složky na bílého trpaslíka. Má-li navíc tento bílý trpaslík silné magnetické pole, akreující látka v určitém místě opustí spirálu a začne proudit na povrch bílého trpaslíka po siločarách v podobě sloupce plazmatu rozžhaveného na teplotu stovek miliónů kelvinů.

Z vlastností tohoto sloupce můžeme zjistit hmotnost bílého trpaslíka, což je cílem této práce. K tomu je nejprve potřeba seznámit se s fyzikálním pozadím celého problému. Dále se budu zabývat problematikou získání a zpracování dat z družice INTEGRAL. Posledním krokem je aplikace modelu sloupcové akrece na získaná spektra a interpretace výsledků.

# Kapitola 2

## Bílí trpaslíci

### 2.1 Nejznámější z trpaslíků

Jak jinak začít o bílých trpaslících než příběhem Siria B. Po deseti letech trpělivého pozorování a měření předpověděl Friedrich Wilhelm Bessel, že Sirius je ve skutečnosti dvojhvězda. V té době však ještě nebylo možné tuto domněnku potvrdit přímým pozorováním. To se, i díky výhodné vzájemné poloze obou hvězd, podařilo až po Besselově smrti v roce 1862. Tento objev nezbudil velkou pozornost. Malá zářivost Siria B ( $L_A = 23.5 L_\odot$ , zatímco  $L_B = 0.03 L_\odot$ ) byla připisovaná nízké povrchové teplotě. Metody jak teplotu hvězd změřit vyvinula spektroskopie v následujících desetiletích.

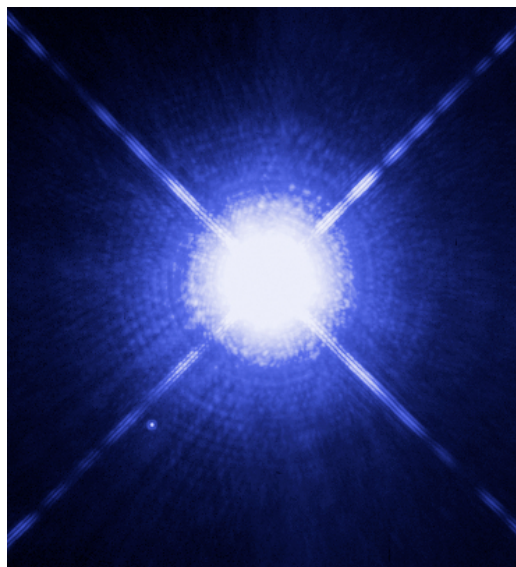
Těchto nástrojů využil v roce 1915 Walter Adams a zjistil, že Sirius B je horká bílá hvězda s povrchovou teplotou 27 000 K, která velkou část své energie vyzařuje v ultrafialové oblasti spektra. Tento objev již velkou pozornost vzbudil. Zářivý výkon hvězdy závisí na teplotě se čtvrtou mocninou. Přesněji to vyjadřuje vztah známý jako Stefan-Boltzmannův zákon:

$$L = \sigma 4\pi R^2 T_{\text{eff}}^4, \quad (2.1)$$

kde  $\sigma$  je Stefan-Boltzmannova konstanta. Efektivní teplota  $T_{\text{eff}}$  je teplota, kterou by měla koule o poloměru hvězdy  $R$  zářící jako absolutně černé těleso, jež by do prostoru vysílala zářivý výkon  $L$  stejně velký, jako vysílá daná hvězda.

Je tedy zřejmé, že několikanásobně vyšší teplota má za následek radikální zmenšení předpokládaného poloměru hvězdy. Výsledek byl šokující. Sirius B s hmotností stejnou jako naše Slunce má poloměr menší než planeta Země!

Tehdy se začala psát nová důležitá kapitola astronomie.



Obrázek 2.1: Sirius B viditelný jako malá tečka u levého dolního okraje daleko jasnějšího Siria A. Snímek byl pořízen Hubbleovým vesmírným dalekohledem.

## 2.2 Obecně o bílých trpaslicích

Tato kapitola byla zpracována podle [1], [7].

Bílé trpaslice jsou konečnou vývojovou fází hvězd s počáteční hmotností menší než přibližně  $11 M_{\odot}$ . Hlavním problémem spojeným s jejich zkoumáním je malý zářivý výkon. A tak všichni dosud objevení samostatní bílé trpaslice leží ve vzdálenosti ne větší než 10 pc od Slunce.

O tom, jaká panuje v centru teplota, si lze udělat hrubou představu pomocí rovnice zářivé rovnováhy:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\sigma} \frac{\kappa\rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2}, \quad (2.2)$$

kde  $\kappa$  je tzv. *opacita* neboli neprůhlednost hvězdného materiálu. Ta je definovaná jako  $\kappa = 1/(\rho l_{\text{fs}})$ , kde  $l_{\text{fs}}$  je střední volná dráha fotonu. Opacita tedy odpovídá účinnému průřezu všech absorbujících nebo rozptylujících center v 1 kg látky. Vezmeme-li v úvahu pouze rozptyl na volných elektronech a předpokládáme-li  $X$  (poměr hmotností vodíku a celkové hmotnosti) nulový, pak  $\kappa = 0,02 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ . Po dosazení a zahrnutí předpokladu, že teplota na

povrchu je oproti teplotě v centru zanedbatelná, dostáváme:

$$T_c \approx \left( \frac{3\kappa\rho}{16\sigma} \frac{L_{\text{wd}}}{4\pi R_{\text{wd}}} \right)^{1/4} \approx 6 \times 10^7 \text{ K}. \quad (2.3)$$

To je obrovská teplota, kterou když dosadíme do vztahů pro energetickou výtěžnost termonukleárních reakcí, získáme hodnoty, jež by odpovídaly o několik řádu vyšší svítivosti než je pozorovaná. Z toho plyne, že termonukleární reakce se nepodílejí na produkci vyzařované energie a že tedy vnitřek bílého trpaslíka musí být složen z částic, které nejsou schopny termonukleární fúze za podmínek, které v centru panují.

Dále odhadneme centrální tlak. Vyjdeme z rovnice mechanické rovnováhy:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M\rho}{r^2}. \quad (2.4)$$

S použitím předpokladu konstantní hustoty můžeme za hmotnost  $M$  dosadit  $\frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ . Okrajovou podmínkou bude  $P = 0$  na povrchu. Dosadíme a získáme:

$$P_c \approx \frac{2}{3}\pi G \rho^2 R^2 \approx 4 \times 10^{22} \text{ Pa}. \quad (2.5)$$

Pro srovnání, tlak v centru Slunce je asi 1,5 milionkrát menší.

## 2.3 Vlastnosti degenerovaného plynu

Co zastaví bílého trpaslíka od úplného gravitačního zhroucení? Budeme-li předpokládat, že se látka v nitru bílého trpaslíka chová velmi podobně jako ideální plyn, jak tomu skutečně u hvězd bývá (díky malým účinným průřezům iontů a jejich velkým relativním rychlostem), můžeme vypočítat tlak působící uvnitř bílého trpaslíka pomocí rovnice ideálního plynu:

$$pV = NkT. \quad (2.6)$$

Po dosazení typických hodnot pro bílého trpaslíka dostáváme tlak řádově  $10^{15}$  Pa, což je hodnota naprosto nedostačující zabránění zhroucení.

Pro odpověď na naši otázku musíme oprášit Pauliho vylučovací princip. Ten platí pro fermiony (tj. částice s poločíselným spinem), jakými jsou např. elektrony, neutrina nebo protony.

Z kvantové mechaniky plyne, že částice nácházející se ve vázaném systému má diskrétní spektrum energií, kterých může nabývat. Tyto jednotlivé

stavy jsou popisovány kvantovými čísly. Pauliho vylučovací princip pak říká, že se v soustavě nemohou vyskytovat dva fermiony ve stejném kvantovém stavu, tedy, že žádné dva fermiony ve stejném kvantovém systému nemohou mít totožná kvantová čísla.

Snižujeme-li teplotu plynu, což neznamená nic jiného než, že odebíráme energii, částice začínají obsazovat nižší kvantové stavy.

V idealizovaném případě při absolutní nule je celková energie všech fermionů v systému nejnižší možná, ovšem nenulová. Fermiony v souladu s Pauliho vylučovacím principem nemohou být všechny v nejnižší energetické hladině a tak nabývají vzestupně energií z diskrétního spektra. Takový fermionový plyn nazýváme kompletně degenerovaný. Tzv. *Fermiho energie* je pak rovna energii nejvyšší obsazené hladiny.

Fermiho energie je dána vztahem:

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}, \quad (2.7)$$

kde  $m$  je hmotnost částice a  $n$  je hustota částic.

Ovšem v bílém trpaslíku není ani náhodou absolutní nula, nýbrž teplota řádově  $10^7$  K. Stále však můžeme látku v nitru velmi dobře aproximovat kompletně degenerovaným plynem. K tomu, abychom pochopili, jak je to možné, je třeba zjistit, jak závisí stupeň degenerace na teplotě a tlaku.

Fermiho energie v závislosti na hustotě je:

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left[ 3\pi^2 \left( \frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{2/3}, \quad (2.8)$$

kde  $Z$  je počet protonů a  $A$  počet nukleonů v jádře bílého trpaslíka. Nyní můžeme porovnat Fermiho energii se střední energií elektronů,  $\frac{3}{2}kT$ . Jednoduše řečeno, je-li  $\frac{3}{2}kT < \varepsilon_F$ , pak průměrný elektron nemá dostatek energie, aby obsadil volné kvantové stavy nad Fermiho hladinou. Takovou látku pak nazýváme degenerovanou. Dosadíme-li za  $\varepsilon_F$  z rovnice (2.8), dostáváme:

$$T < \frac{\hbar^2}{3m_e k} \left[ 3\pi^2 \left( \frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{2/3} \equiv T_D \quad (2.9)$$

Na pravé straně máme výraz s rozměrem teploty. Budeme jej nazývat *teplota degenerace*. Je užitečné si uvědomit, že centrální teplota závisí (z rovnice ideálního plynu) na hustotě se třetí odmocninou  $T_C \sim \rho^{1/3}$ , zatímco teplota degenerace roste rychleji  $T_D \sim \rho^{2/3}$ .

Za povšimnutí stojí také to, že Fermiho energie, a tedy i teplota degenerace je nepřímo úměrná hmotnosti částice. To znamená, že pro elektrony v bílém trpaslíku je teplota degenerace velká (řádově miliardy kelvinů). To je nejméně o řád více, než jakých teplot je v centru dosahováno. Z toho plyne, že elektronový plyn je degenerovaný. Pro kladně nabitě zbytky atomů je teplota degenerace mnohonásobně menší. To znamená, že atomová jádra se v bílém trpaslíku chovají jako ideální plyn.

Tlak degenerovaného elektronového plynu získáme pomocí Heisenbergovi relace neurčitosti  $\Delta x \Delta p \approx \hbar$  a Pauliho vylučovacího principu. Finální vzorec má pak následující tvar:

$$P_e = \left(\frac{3}{8\pi}\right)_{2/3} \frac{h_2}{5m_e} \left[\left(\frac{Z}{A}\right) \frac{\rho}{m_H}\right]^{5/3}, \quad (2.10)$$

kde  $Z$  je protonové a  $A$  nukleonové číslo. Ve většině atomů je pak  $\overline{Z/A} \sim 0.5$ . Tento vztah je velice důležitý a vyplývá z něho, že tlak degenerovaného plynu na rozdíl od ideálního plynu nezávisí na teplotě.

Po dosažení typické hustoty bílého trpaslíka, tedy  $\rho = 10^9 \text{ kg m}^{-3}$ , nám tlak degenerovaného plynu vyjde řádově  $10^{22} \text{ Pa}$ , což už je tlak srovnatelný s gravitačním tlakem v centru.

Tímto jsme našli odpověď na otázku položenou na začátku. Můžeme tedy říci, že tlak elektronově degenerovaného plynu je zodpovědný za udržení hydrostatické rovnováhy uvnitř bílého trpaslíka.

## 2.4 Chandrasekharova mez

Jaká je závislost poloměru na hmotnosti u bílého trpaslíka? Na to můžeme odpovědět, použijeme-li vztah pro hydrostatickou rovnováhu (2.4), kde, jak jsme již ukázali, vystupuje tlak elektronově degenerovaného plynu, který je úměrný  $\rho^{5/3}$ :

$$\begin{aligned} \frac{P}{R} \sim G\rho \frac{M}{R^2} \rightarrow \frac{\rho^{5/3}}{R} \sim \rho \frac{M}{R^2} \rightarrow \left(\frac{M}{R^3}\right)^{2/3} \sim \frac{M}{R} \rightarrow \\ R \sim M^{-1/3} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Tento výsledek je poněkud překvapivý. Říká totiž, že čím je bílý trpaslík hmotnější, tím je jeho poloměr menší. To je ovšem přirozený důsledek elektronové degenerace. Elektrony musí být blíž u sebe, aby se zvýšil tlak elektronově degenerovaného plynu.

Ovšem toto platí pouze za předpokladu, že ve hvězdě převládá nerelativistický elektronově degenerovaný plyn. O ultrarelativistickém elektronově degenerovaném plynu mluvíme při hustotách nad  $10^{10} \text{ kg m}^{-3}$ . Pro takovou látku platí jiná stavová rovnice.

V roce 1931 ukázal tehdy teprve 21letý indický fyzik Subrahmanyan Chandrasekhar, že se pro ultrarelativistický plyn závislost  $R \sim M^{-1/3}$  mění a klesá stále rychleji až po tzv. *Chandrasekharovu hmotnost*. Pro hmotnějšího bílého trpaslíka již neexistuje stabilní řešení, hroučí se dál, až skončí jako neutronová hvězda, nebo černá díra.

Maximální hmotnost bílého trpaslíka činí asi  $1,4 M_{\odot}$ .

## 2.5 Optická spektra

Optická spektra bílých trpaslíků se výrazně liší od spekter jiných hvězd, byť stejného spektrálního typu. Charakteristickým znakem je silné rozšíření čar tlakem a silný červený posuv. Ten je výsledkem ztráty energie fotonu, který je nucen překonat silné gravitační pole, a dosahuje hodnot  $z = \Delta\lambda/\lambda/c^2 R \approx 10^{-4}$ .

Z pozorovatelského hlediska rozlišujeme v optickém oboru několik spektrálních typů bílých trpaslíků. Největší skupinou obsahující dvě třetiny všech bílých trpaslíků včetně Siria B jsou DA bílí trpaslíci, jejichž atmosféry jsou složeny prakticky pouze z vodíku. Ve svých spektrech tedy vykazují pouze tlakem rozšířené absorpční vodíkové čáry.

Dalším typem jsou pak DB bílí trpaslíci (8 % celkového počtu), ty mají atmosféry složené pouze z helia, a proto se v jejich spektrech setkáváme s heliovými absorpčními čarami.

Zajímavou skupinou jsou DC bílí trpaslíci (14 %), jejichž spektrum nevykazuje žádné čáry, pouze kontinuum.

# Kapitola 3

## Sloupcová akrece

### 3.1 Kataklyzmické proměnné hvězdy

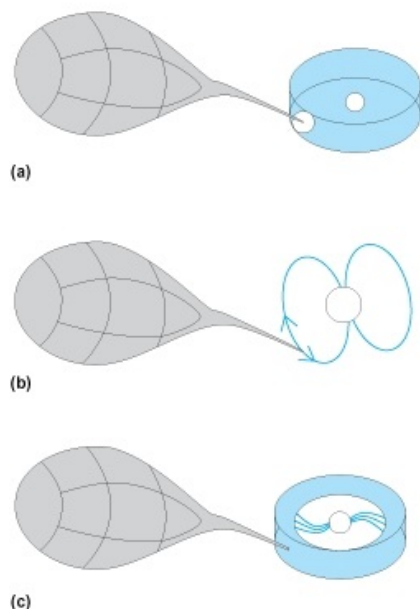
Kataklyzmické proměnné hvězdy (anglicky cataclysmic variable stars – odtud zkratka CVs) jsou druhem proměnných hvězd, které se vyznačují nepravidelným nárůstem jasnosti o několik řádů následovaným návratem do klidného stadia. Dodnes se používá i jejich původní označení novy, z latinského *novus*, nový. Taková hvězda totiž zpravidla není ve své klidné fázi při pozorování pouhým okem viditelná, a tak se při náhlém zjasnění jeví jako nová hvězda na obloze.

CVs jsou těsné dvojhvězdy skládající se z bílého trpaslíka (primární složka) a druhé hvězdy – nejčastěji hvězdy hlavní posloupnosti (sekundární složka). Hvězda hlavní posloupnosti zcela vyplňuje svůj Rocheův lalok. Dochází tedy k přetoku hmoty na bílého trpaslíka. Ve většině případů se tak neděje po přímé spojnici mezi oběma složkami, protože materiál opouštějící sekundární hvězdu má moment hybnosti plynoucí z oběhu složek kolem sebe. V rovině oběhu se tak utvoří tzv. *akreční disk*, v němž díky různým dynamickým procesům dochází k redistribuci momentu hybnosti z vnitřních částí akrečního disku do jeho vnějších partií a látka po spirále padá na sekundární složku.

K náhlému zjasnění dochází díky překotnému termonukleárnímu hoření hmoty nahromaděnému na povrchu bílého trpaslíka. Tato událost se nazývá výbuch novy.

Proces akrece může být značně ovlivněn přítomností silného magnetického pole bílého trpaslíka. Takové typy CVs pak nazýváme magnetické kataklyzmicky proměnné hvězdy, zkráceně mCVs. Podle velikosti magnetického





Obrázek 3.1: a) akrece na bílého trpaslíka bez silného magnetického pole, b) akrece na bílého trpaslíka se silným magnetickým polem (polary), c) intermediální polary.

kého pole je dále dělíme na polary a intermediální polary.

Polary, neboli hvězdy typu *AM Herculis* mají magnetické pole bílého trpaslíka o velikosti  $10^7 - 10^9$  G. Takto enormní magnetické pole (pro porovnání – magnetické pole Slunce má velikost asi 1 G) znemožňuje vytvoření akrečního disku a materiál dopadá na povrch bílého trpaslíka po magnetických siločárách.

Polary svůj název získaly díky tomu, že světlo přicházející z takového systému je díky silnému magnetickému poli polarizované.

Intermediální polary, neboli hvězdy typu *DQ Herculis* mají o něco slabší magnetické pole a to  $10^6 - 10^7$  G. V takovém případě dopadající plyn tvoří akreční disk ve větších vzdálenostech od primární složky. Blíže bílému trpaslíku materiál opět následuje magnetické siločáry a dochází k tzv. sloupcové akreci.

## 3.2 Akrece

Tato kapitola byla zpracována podle [2].

Energie, které se uvolní akrecí hmoty o hmotnosti  $\dot{M}$  ze sekundární složky na primární složku o hmotnosti  $M$  a poloměru  $R_*$ , můžeme vyjádřit jako úbytek potenciální energie:

$$\Delta E_{\text{acc}} = \frac{GM\dot{M}}{R_*}, \quad (3.1)$$

kde předpokládáme, že hmota akreje na primární složku z nekonečna, jinak řečeno, potenciální energie před zahájením akrece je nulová, což sice není tak úplně pravda, ale vliv tohoto předpokladu na přesnost je minimální.

Díky tomu, že gravitační pole je konzervativní, nezáleží změna potenciální energie na dráze, po které hmota na hvězdu dopadá, a tento vztah tedy platí pro všechny druhy akrece.

Když dopadající materiál dosáhne povrchu hvězdy, je rapidně zpomalen. Předpokládáme-li, že veškerá kinetická energie dopadajícího materiálu je přeměněna na tepelnou energii a následně vyzářena, dostáváme se k zářivému výkonu:

$$L = \frac{1}{2}\dot{M}v_{\text{ff}}^2 = \frac{GM\dot{M}}{R_*}, \quad (3.2)$$

kde  $v_{\text{ff}}$  je rychlost volného pádu (anglické *free fall*)  $v_{\text{ff}} = (2GM/r)^{1/2}$ .

S výhodou můžeme zavést tzv. *Schwarzschildův poloměr*:  $r_g = 2GM/c^2$ . Po dosazení do vztahu pro zářivý výkon dostáváme:

$$L = \frac{1}{2}\dot{M}c^2 \left( \frac{r_g}{R_*} \right). \quad (3.3)$$

Podíl  $r_g/2R_*$  se nazývá *účinnost konverze* a zpravidla se značí  $\xi$ . Platí:  $L = \xi c^2 \dot{M}$ . Z předchozího vztahu je jasné, že účinnost konverze závisí na kompaktnosti objektu. Dosadíme-li hodnoty typické pro bílého trpaslíka, dostáváme  $\xi \sim 3 \times 10^{-4}$ , zatímco pro parametry typické neutronové hvězdy účinnost stoupá až k  $\xi \sim 0,15$ . Pro srovnání účinnost termonukleárního spalování vodíku na helium je asi  $7 \times 10^{-3}$ .

Podle předchozího to vypadá, že můžeme dosahovat obrovských zářivých výkonů jednoduše tím, že necháme dopadat hmotu na kompaktní objekty. Existuje však horní limit pro zářivý výkon, který se nazývá *Eddingtonův*

*limit*. Kdyby byl zářivý výkon větší, tlak záření by odvrhl dopadající materiál.

Pro odvození vztahu pro Eddingtonův limit předpokládejme, že akreující materiál se skládá pouze z ionizovaného vodíku. Zářivá síla pak bude převážně uskutečňována Thomsonovým rozptylem záření na volných elektronech. Tento mechanismus spolu s Coulombovskou silou mezi elektrony a protony má za následek, že zářivá síla unáší elektron-protonové páry opačným směrem než gravitační síla. Výsledná síla na elektron-protonový pár má velikost:

$$\left( GMm_p - \frac{L\sigma_T}{4\pi c} \right) \frac{1}{r^2}, \quad (3.4)$$

kde  $\sigma_T$  je Thomsonův účinný průřez a  $m_p$  je hmotnost protonu.

Hraniční zářivý výkon, při kterém je výraz v závorce roven nule, je hledaný Eddingtonův limit:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} = \frac{2\pi r_g m_p c^3}{\sigma_T} \cong 1,3 \times 10^{31} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \text{ W} \quad (3.5)$$

Pomocí  $L_{\text{Edd}}$  můžeme také stanovit dolní odhad pro teplotu primární složky. Vzhledem k tomu, že těleso vyzařuje svoji energii nejefektivněji, když září jako absolutně černé těleso, dolní odhad pro teplotu dostáváme ze Stefan-Boltzmannova zákona:

$$L_{\text{Edd}} = \sigma 4\pi R_*^2 T_{\text{min}}^4. \quad (3.6)$$

Znovu dosadíme typické hodnoty pro bílého trpaslíka a dostáváme se k teplotě  $3 \times 10^5$  K. Tato teplota s pomocí Wienova posunovacího zákona předpovídá, že takové objekty by měly silně zářit v ultrafialové oblasti spektra a měkkém rentgenu. Detekce tvrdého rentgenovského záření z některých kataklyzmicky proměnných hvězd tak způsobila velké překvapení. Abychom takovéto pozorování mohli vysvětlit, musíme do hry zapojit magnetické pole.

### 3.3 Sloupcová akrece

Tato kapitola byla zpracována podle [3] a [4].

Pro studium akrece hmoty na bílého trpaslíka se silným magnetickým polem si vystačíme s předpokladem, že jeho magnetické pole je dipólového charakteru. V takovém případě je pro hvězdu s poloměrem  $R_*$  a magnetickou

indukcí na povrchu  $B_*$  velikost magnetické indukce v ekvatoriální rovině ve vzdálenosti  $R$  od středu:

$$B(R) = B_* \left( \frac{R_*}{R} \right)^3.$$

Jako první vyvstává otázka, v jakém místě dochází k narušení akrečního disku, jinými slovy, kde přebírá nadvládu magnetické pole a látka začíná proudit na povrch bílého trpaslíka po magnetických siločárách. K tomu dochází v místě, kde hustota magnetické energie ( $P_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ ) překročí hustotu kinetické energie spojené s pohybem částic v akrečním disku, kde je rychlost částic blízká rychlosti volného pádu. V takovém případě platí, že  $P_{\text{gas}} \approx \rho v^2$ . Součin  $\rho v$  můžeme vyjádřit pomocí *rychlosti akrece*  $\dot{M} = 4\pi r^2(-v)$  jako  $|\rho v| = \dot{M}/4\pi r^2$ . Pro  $r_m$  platí, že  $P_{\text{mag}}(r_m) = \rho v^2|_{r_m}$ , tedy

$$\frac{B_*^2 R_*^2}{8\pi r_m^6} = \frac{(2GM)^{1/2} M}{4\pi r_m^{5/2}}, \quad (3.7)$$

odkud dostáváme:

$$r_m = 5,1 \times 10^8 \left( \frac{M}{10^{16}} \right)^{-2/7} \left( \frac{M_{\text{wd}}}{M_{\odot}} \right)^{-1/7} \left( \frac{B_* R_*^3}{10^{30}} \right)^{4/7} \text{ cm}. \quad (3.8)$$

Poloměr  $r_m$  se nazývá *Alfénův poloměr*.

Přibližně od tohoto poloměru již látka neakreuje po spirále, ale začíná sledovat siločáry magnetického pole a po nich dopadá na magnetické póly bílého trpaslíka. Uvnitř sloupce dosahují částice hmoty rychlosti volného pádu:

$$v_{\text{ff}} = \left( \frac{2GM}{R_*} \right)^{1/2} \sim 5 \times 10^6 \text{ ms}^{-1}.$$

Zatímco střední kvadratická rychlost volných elektronů opouštějících disk je:

$$v_{\text{th}} = \left( \frac{kT}{m_e} \right)^{1/2} \sim 10^6 \text{ ms}^{-1}.$$

Tato rychlost je pro protony vzhledem k jejich větší hmotnosti ještě daleko nižší. Někde v blízkosti povrchu bílého trpaslíka tak musí dojít ke změně rychlosti dopadajícího materiálu na rychlost nižší, než je rychlost zvuku. Děje se tak v tzv. *rázové vlně*.

V rázové vlně se na velmi krátké vzdálenosti v podstatě skokově mění rychlost, hustota a tlak plynu. I zde však musí platit rovnice kontinuity,

Eulerova rovnice a samozřejmě zákon zachování energie. Z těchto rovnic pak plyne, že v případě *silné rázové vlny*, tedy když má proud plynu o mnoho větší rychlost, než je rychlost zvuku, se rychlost v rázové vlně mění v poměru 1/4. Z rovnice kontinuity vyplývá, že v takovém případě hustota naroste čtyřikrát. Tlak plynu se změní na  $P_2 = \frac{3}{4}\rho_1 v_1^2$ . Teplota plynu po rázové vlně je ze stavové rovnice ideálního plynu rovna:

$$T_2 = \frac{\mu m_H P_2}{k \rho_2} = \frac{3}{16} \frac{\mu m_H}{k} v_1^2. \quad (3.9)$$

Pro náš případ materiálu dopadajícího rychlostí volného pádu je jeho teplota po průchodu rázovou vlnou:

$$T_S = \frac{3}{8} \frac{GM\mu m_H}{kR_*}. \quad (3.10)$$

Tato teplota poměrně přesně odpovídá teplotě

$$T_{\text{th}} = \frac{GMm_p}{3kR_*}, \quad (3.11)$$

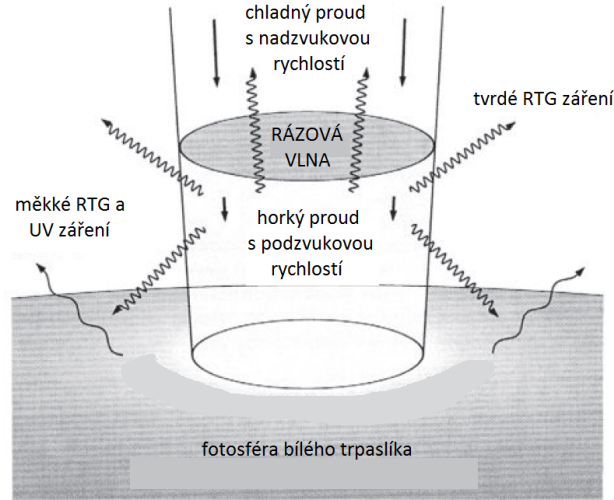
která odpovídá situaci, kdy akreující materiál promění všechnu svoji gravitační potenciální energii v teplo. Silná rázová vlna tedy kinetickou energii nadzvukového plynu promění do náhodných tepelných pohybů. Pro typické hodnoty bílého trpaslíka dostáváme  $T_S \sim 6 \times 10^8$  K a  $kT_S = 50$  keV, což odpovídá tvrdému rentgenovskému záření.

Teplota plynu po rázové vlně bude pozorovatelnou charakteristikou spektra bílého trpaslíka pouze tehdy, když plyn, který prošel rázovou vlnou, bude opticky tenký.

Při takovýchto teplotách je v podstatě jediným zdrojem opacity rozptyl na volných elektronech. Pro optickou hloubku v rovině kolmé na sloupec akrece dostáváme vztah:

$$\tau_{\text{kolm}} \sim \left( \frac{\rho}{2\mu m_H} \right) \sigma_T f^{1/2} R_* \approx 0,03, \quad (3.12)$$

kde  $f$  vyjadřuje, na jak velkou část povrchu bílého trpaslíka dopadá materiál sloupcovou akrecí. Typicky to je asi 1/40 povrchu. Jelikož je teplota plynu prošlého rázovou vlnou tak vysoká, většina zářivého ochlazování se realizuje brzdným zářením. Převážná část tohoto záření unikne díky malé optické hloubce pláštům akrečního sloupce. Zlomek však pronikne na povrch



Obrázek 3.2: Schéma sloupcové akrece.

bílého trpaslíka, tento povrch zahřeje, a tato energie je následně opět vyzářena jako ultrafialové a slabé rentgenovské záření ve formě záření absolutně černého tělesa.

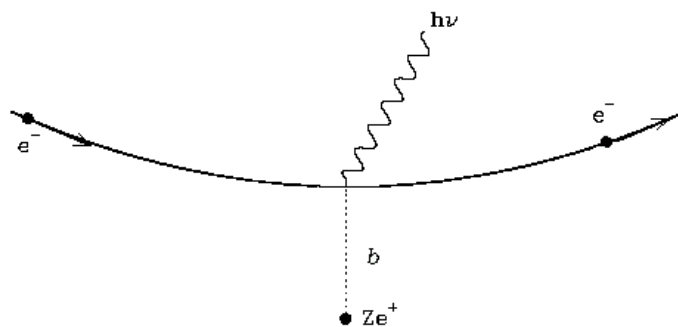
Celé spektrum sloupcové akrece na bílého trpaslíka je tedy složeno z brzděného záření a příspěvku záření absolutně černého tělesa.

### 3.4 Brzděné záření

Izolovaná nabitá částice nemůže spontánně emitovat nebo absorbovat záření. Existuje k tomu fundamentální důvod, a to zákon zachování energie a hybnosti. Ze slavné rovnice speciální teorie relativity

$$E^2 = |\mathbf{p}|^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (3.13)$$

plyne, že všechna energie fotonu se projevuje jako jeho hybnost, zatímco část energie hmotné částice je uzamčena v její hmotnosti. Nelze tedy dosáhnout přeměny části energie a hybnosti ze samostatné nabitě částice na foton, aniž by byl porušen zákon zachování energie nebo hybnosti. Ale záření nabitě částice je možné, pokud v blízkosti leží nějaký jiný zdroj energie a hybnosti. Takovým nejčastěji bývá Coloumbovské pole iontu. Vyzářená energie jde pak na vrub kinetické energii, proto název *brzděné záření*.



Obrázek 3.3: Vznik brzděného záření (volně-volný přechod).

Tato část byla zpracována podle přednášky Chrise Flynna [14].

V astrofyzice je nejčastější případ vzniku brzděného záření ten, který je znázorněn na obrázku 3.3. Elektron  $e^-$  s rychlostí  $v$  prolétá polem kladného náboje tvořeného  $Z$  protony s nábojem  $Ze^+$ . *Impaktní parametr*  $b$  je vzdálenost mezi elektronem a kladným nábojem při jejich nejbližším přiblížení. Elektron je během této interakce urychlován (mění se směr jeho rychlosti a velikost rychlosti klesá). Jelikož toto urychlování není konstatní, emituje fotony s různou vlnovou délkou, jinými slovy celé spektrum. Celkový vyzářený výkon můžeme pokud dokážeme vyjádřit zrychlení jako funkci času spočítat pomocí Larmorova vzorce:

$$P = \frac{2q^2a^2}{3c^3}, \quad (3.14)$$

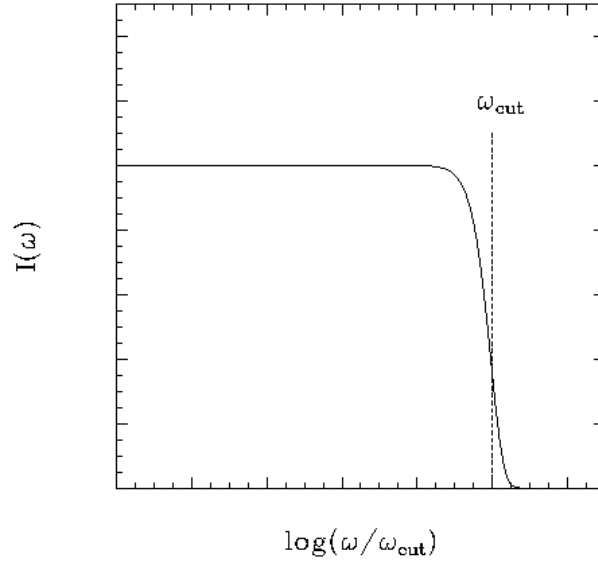
kde  $q$  je náboj urychlené částice a  $a$  je její zrychlení.

Tzv. *interakční čas*,  $Dt = v/b$ , souvisí s hraniční frekvencí  $\omega_{cut}$ , ve které do té doby ploché spektrum začne, jak je vidět na obrázku 3.4, exponenciálně klesat.

Intenzita v ploché části spektra ( $\omega < \omega_{cut}$ ) je [14] :

$$I = \frac{8Z^2e^6}{3Pc^3m_e^2v^2b^2} \quad (3.15)$$

Tento výraz charakterizuje záření jedné částice s rychlostí  $v$  a impaktním parametrem  $b$ . My bychom ale chtěli zobecnit výsledek na populaci elektronů s určitým rychlostím a hustotním rozdělením. Astrofyzikálně užitečným případem je ten s jednotnou teplotou  $T$ . Celkové vyzářování takovéto populace



Obrázek 3.4: Spektrum brzdného záření pro jednu částici, převzato z [14].

se nazývá *tepelné brzdné záření*. Uvažujeme-li ionizovaný plyn s teplotou  $T$ , pak rychlostní rozdělení částic plynu je dáno Maxwellovým rozdělením:

$$f(v) = 4\pi \sqrt{\left(\frac{m_e}{2\pi k_B T}\right)^3} v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T}\right). \quad (3.16)$$

Impaktní faktor  $b$  je určen hustotou elektronů  $n_e$  a hustotou iontů  $n_i$ . Jestliže tedy nakonec zintegrujeme výraz (3.15) přes všechny  $v$  a  $b$ ,

$$j(h\nu) = \int \int I(v, b) f(v, b) dv db, \quad (3.17)$$

získáme celkový vyzářený výkon na jednotku objemu:

$$j(h\nu) \equiv e_{ff} = g_{ff} \frac{32\pi e^6}{2m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{2m_e k_B}} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \quad (3.18)$$

Takové spektrum se láme přibližně na hodnotě  $h\nu/k_B T$ , což je užitečné pro získávání teploty ze spektra. Výraz obsahuje tzv. *gauntův faktor*  $g_{ff}$ , což je faktor svou hodnotou nepříliš vzdálený od jedné pro široké spektrum teplot a hustot.



V CGS jednotkách můžeme výkon vyzářený z jednoho centimetru kubického vyjádřit jako:

$$e_{ff} = 1,44 \times 10^{-27} T^{-1/2} n_e n_i Z^2 g_B \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \quad (3.19)$$

kde  $g_B$  je gauntův faktor zprůměrovaný přes frekvence. Jeho číselná hodnota je blízka jedné.

### 3.5 Kódová maska

Sloupcová akrece se ve spektru projevuje v jeho vysokoenergetické části. Chceme-li ji zkoumat, můžeme zapomenout na optickou astronomii a zaměřit svoji pozornost na teleskopy pozorující ve vyšších frekvencích.

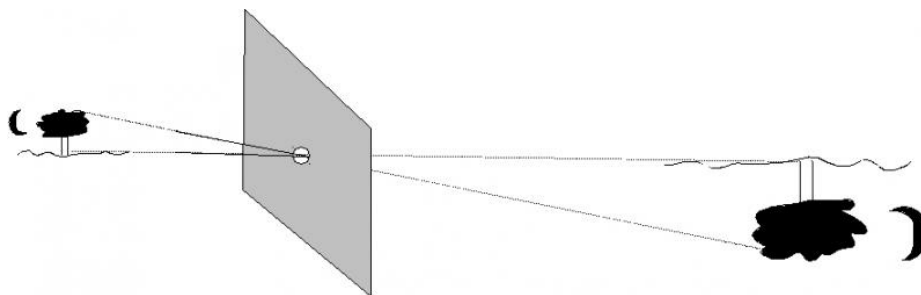
Rentgenovská a gama astronomie se oproti odvětvím, které se zabývají částí spektra s delšími vlnovými délkami, potýká se dvěma zásadními praktickými omezeními.

Zprv je to téměř nemožnost fokusovat vysokoenergetické fotony pomocí čoček nebo zrcadel. Zadruhé jsou to velmi nízké toky záření, které k nám od vysokoenergetických zdrojů přicházejí. V tomto oboru vlnových délek jsme tedy nuceni použít jinou zobracovací metodu, než jakými jsou klasické dalekohledy. Jednou z možností, která je použita i na krátkovlnných zařízeních na INTEGRALu (SPI, IBIS a JEM-X), je tzv. *kódová maska*.

Zpracování obrazu se zde provádí ve dvou krocích. Zprv se přicházející záření moduluje pomocí vhodně zvolené mřížky, která obsahuje průhledné a neprůhledné elementy. Modulované záření pak dopadá na detektor, kde vytváří tzv. *shadowgram*. Druhým krokem je interpretace takto detekovaných dat.

Nejjednodušším příkladem kódové masky je známá dírková komora. Jak je vidět na obrázku 3.5, jakožto mřížka, která moduluje obraz, je tu zvolena jedna malá dírka. Dírková komora vytváří na detektoru obrácený obraz předmětu. Není zde tedy potřeba složitých algoritmů k rozkódování naměřených dat. Pro co nejostřejší obraz potřebujeme dírku udělat co možná nejmenší. Tím se ale vzniklý obraz stává velmi temným. Chceme-li pořídit obraz vybuchující atomové bomby, je pro nás dírková komora dostatečná. Pro méně intenzivní zdroje ale potřebujeme naši metodu modifikovat tak, aby systém propouštěl více fotonů.

Nabízí se přidání druhé dírky, která počet dopadajících fotonů zdvojnásobí. Daní za to je ale fakt, že se na detektoru pozorovaný objekt objeví dvakrát.

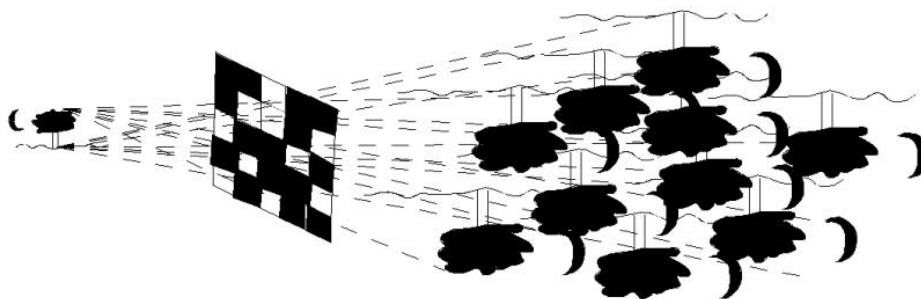


Obrázek 3.5: Dírková komora, převzato z [13].

Při větším počtu dírek se situace stává ještě nepřehlednější. Zde se pak již při dekódování obrazu využití počítačových algoritmů nevyhneme.

Princip složitější kódové masky ukazuje obrázek číslo 3.6. Pro jeden bodový zdroj bude mít detekovaný shadowgram stejný vzor jako mřížka. Pro složitější zdroj bude výsledný shadowgram součtem mnoha takovýchto rozložení.

Pro každý směr záření je část masky, která přispívá ke kódování na detektoru, nazývaná *pracovní zónou*. Základním požadavkem potom je, aby pro každé dva rozdílné směry přicházejícího záření byly příslušné pracovní zóny také rozdílné. To proto, aby při rekonstrukci obrazu nedocházelo k nejednoznačnosti v určování pozice zdroje.



Obrázek 3.6: Kódová maska, převzato z [13].

# Kapitola 4

## Získávání a zpracovávání dat

### 4.1 V 709 Cassiopeiae

Doposud bylo objeveno třicet pět intermediálních polarů. Já jsem si pro svoji práci vybrala jeden z nich, konkrétně V709 Cas. Tento objekt byl jako rentgenový zdroj objeven a identifikován jako intermediální polar z celoblohové přehlídky družice ROSAT v roce 1995 [9]. Souřadnice V709 Cas jsou:

$$\text{rektascenze } \alpha_{J2000} = 00^h 28^m 55^s, \text{ deklinace } \delta_{J2000} = 50^\circ 16' 14''.$$

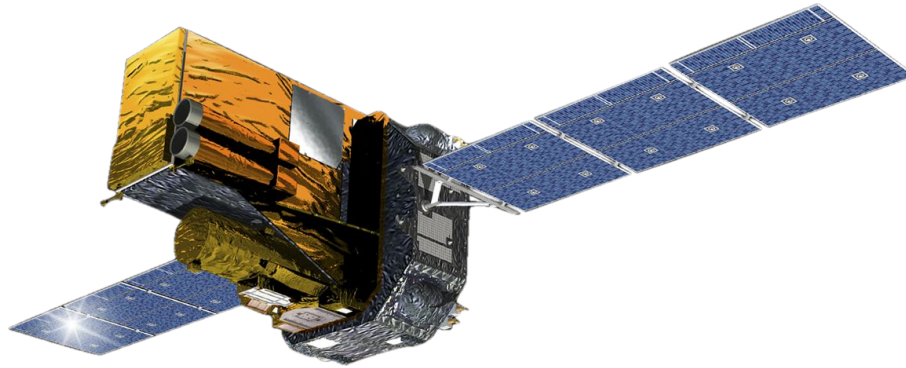
Sloupcová akrece, kterou jsem se rozhodla studovat, se ve spektrech nejvýrazněji projevuje, jak bylo ukázáno v kapitole 1.8, v oblasti tvrdého rentgenového záření. K jeho pozorování je tedy nutné zvolit vhodný instrument. Já jsem se rozhodla pro družici INTEGRAL.

### 4.2 Družice INTEGRAL

INTEGRAL (*International Gamma Ray Astrophysics Laboratory*) je vědecká družice Evropské kosmické agentury (ESA). Hlavním cílem mise spojené s touto družicí je pořídit podrobnou mapu oblohy v gama oboru s vysokým úhlovým rozlišením. Družice byla na oběžnou dráhu vynesena 17. října 2002.

Vědecké přístroje na INTEGRALu:

- IBIS (Imager on Board the Integral Satellite) – gama dalekohled s úhlovým rozlišením 12', rozsah: 20 keV až 10 MeV



Obrázek 4.1: Družice INTEGRAL.

- JEM-X (Joint European X-ray Monitor) – dva zobrazovací detektory RTG záření, rozsah: 3 keV až 35keV
- OMC (Optical Monitoring Camera) – refraktor s čočkou o průměru 5 cm a CCD chipem; maximální hvězdná velikost, kterou lze s tímto dalekohledem pozorovat, je asi 18 mag
- SPI (Spectrometer on INTEGRAL) – zobrazovací spektroskop pro měření energie dopadajícího gama záření v rozsahu 20 keV až 8 MeV s rozlišením 2,2 keV

K získání spektra jsem použila data z IBISu a JEM-Xu. Spektroskop SPI jsem nevyužila kvůli nízké citlivosti pro slabé zdroje pod 100 keV.

Gama dalekohled IBIS je vybaven dvěma zároveň pracujícími detektory: ISGRI a PICsIT, které jsou umístěny za kódovou maskou a pokrývají obrovský rozsah energií 20 keV až 10 MeV. Vzhledem k tomu, že difrakce pro vlnové délky odpovídající rentgenovskému záření je zanedbatelná, je úhlové rozlišení  $d\theta$  teleskopu, konstručně založeném na technologii kódové masky, určeno poměrem velikosti jednoho elementu masky (v případě IBISu 11,2 mm) a vzdálenosti masky od detektoru (3133 mm).

$$d\theta = \arctg\left(\frac{11,2 \text{ mm}}{3133 \text{ mm}}\right) = 12'$$

Foton, který projde zařízením, může být detekován díky jeho interakci s materiálem detektoru. Nejčastěji dochází k třem hlavním typům interakcí:

fotoelektrické absorpci, Comptonově rozptylu a produkci elektron-pozitronového páru.

JEM-X poskytuje data z nižších energií (3 – 35 keV), čímž doplňuje pozorování hlavních zařízení IBISu a SPI o důležitou část spektra pozorovaných objektů. Navíc má větší rozlišení, a pomáhá tak k identifikaci zdrojů v hustých polích. Skládá se ze dvou stejných teleskopů využívajících opět technologii kódové masky.

### 4.3 Získávání a zpracovávání dat

Tato kapitola vznikla za vydatné pomoci Matúše Kocky, který se extrakcí dat z INTEGRALU zabýval ve své diplomové práci [8].

INTEGRAL měří ve dvou základních režimech. První z nich, *Pointing*, je měření, které probíhá, když je osa družice zaměřena stále jedním směrem. To trvá přibližně 30 minut. Poté družice přejíždí na další cíl a je v tzv. *slew* módu. Každé *Pointing* a *Slew* se nazývá *Science Window*. Jedno pozorování se obvykle skládá z mnoha takovýchto *Science Windows*.

Všechna data, která se vztahují k jednomu *Science Window*, jsou uchovávána jako součást tzv. *Science Window Group*. Během zpracovávání dat (*Science Analysis*) jsou všechny nově vytvořené soubory vloženy do příslušné *Science Window Group*. Pro studium vybraného objektu potřebujeme obvykle velké množství *Science Windows*. Využijeme tak tzv. *Observation Group* sloužící jako skladiště pro všechna *Science Window Groups*, která se vztahují k danému pozorování.

Samotná data lze získat v archivu INTEGRALu na webové adrese:

[www.isdc.unige.ch/integral/archive](http://www.isdc.unige.ch/integral/archive)

Práce s archivem je poměrně intuitivní. Vyhledávat lze na základě souřadnic i názvu požadovaného objektu. Po rozkliknutí tlačítka **More options** můžeme nastavit další parametry vyhledávání. Doporučuji odznačit **select all** a vybrat **SCW – Science Window Data**. Rozkliknutím **Specify Additional Parameters** se naše možnosti nastavení vyhledávání ještě rozšíří. Výhodné je například do políčka **scw\_type** napsat *pointing*. Tím odfiltrujeme data pořízená v režimu *Slew*. Vyplněním *public* do políčka **ps** specifikujeme, že chceme pouze veřejně dostupná data. Jsme-li hotovi s nastavením všech parametrů, nezbývá než hledání spustit, a to tlačítkem **Start search**.

Objeví se seznam všech Science Windows splňujících naše požadavky. Z nich si můžeme vybrat ty, které nás zajímají. Pro vytvoření Observation Group budeme potřebovat seznam všech stáhnutých Science Windows. Klikneme tedy na **save ScW list** a uložíme ho pod názvem `all_data.lst`. Pro další práci s tímto souborem je nutné změnit jeho strukturu tak, že přetvoříme řádek typu:

005100410010.001

na:

`scw/0051/005100410010.001/swg.fits`

a to samé provedeme pro všechny řádky tohoto typu.

Pak už stačí jen stisknout **Request data products for selected rows** a následně vyplnit e-mail, na který vzápětí přijde script pro stáhnutí dat.

Pro zpracovávání dat je zapotřebí mít nainstalovaný program ISDC Offline Scientific Analysis (OSA). Podrobný návod instalace je k dispozici na <http://www.isdc.unige.ch/integral/analysis>.

Máme-li nainstalováno, můžeme se pustit do práce se staženými daty. Nejdříve je nutné vytvořit adresář, ve kterém bude probíhat analýza. Jeho adresu uložíme do proměnné `REP_BASE_PROD`. Nacházíme-li se v tomto adresáři provedeme to příkazem:

```
setenv REP_BASE_PROD $PWD
```

Adresář bude mít následující strukturu:

- **scw/**: zde uložíme stáhnutá data
- **aux/**: pomocné, tzv. *auxiliary* data
- **cat/**: ISDC reference katalog
- **ic/**: charakteristiky přístroje, tzv. *Instrument Characteristics*, jako jsou např. kalibrační data
- **idx/**: další pomocné soubory

Adresáře **cat**, **ic**, **idx** jsou součástí OSA distribuce. Do adresáře `REP_BASE_PROD` dále zkopírujeme náš seznam `all_data.lst`.

Dále je potřeba nastavit další proměnné:

```
setenv ISDC_ENV adresář_s_instalací_OSA_software
setenv \
ISDC_REF_CAT "$REP_BASE_PROD/cat/hec/gnrl_refr_cat_0033.fits"
source $ISDC_ENV/bin/isdc_init_env.csh
```

Nyní konečně přichází na řadu samotná analýza. Tu lze ovládat přes grafické rozhraní (GUI), já jsem však volila cestu bez GUI, tedy přístup z příkazové řádky. K tomu, aby se pokaždé nezavolalo GUI, je potřeba přenastavit proměnnou COMMONSCRIPT na 1:

```
setenv COMMONSCRIPT 1
```

Jak jsem již zmínila, použila jsem data ze dvou detektorů – IBISu a JEM-Xu. Až doposud je postup společný pro oba detektory. Lišit se začíná od následujícího kroku.

### 4.3.1 Rekonstrukce obrazu a získávání spektra z IBISu

Jako první vytvoříme Observation Group. To provedeme příkazem `og_create`:

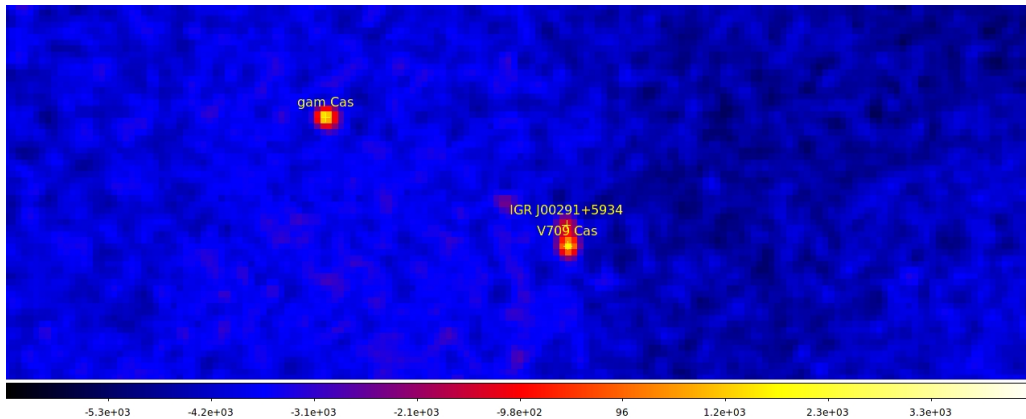
```
cd $REP_BASE_PROD
og_create idxSwg= all_data.lst ogid=Nazev_OG baseDir="./" \
instrument=IBIS
```

Výsledkem je vytvoření adresáře `$REP_BASE_PROD/obs/Nazev_OG`. Pro start analýzy je potřeba přemístit se do tohoto nově vzniklého adresáře:

```
cd $REP_BASE_PROD/obs/Nazev/_OG
```

Následujícím příkazem provedeme rekonstrukci obrazu.

```
ibis_science_analysis ogDOL="og_ibis.fits[1]" \
startLevel="COR" endLevel="IMA" IBIS_II_Channum=-1\
IBIS_II_inEnergyValues="$REP_BASE_PROD/ic/ibis/
rsp/isgr_rmf_grp_0027.fits[3]" \
SWITCH_disablePICsIT=yes
```



Obrázek 4.2: Výřez z výsledného obrázku získaného z IBISu (ISGRI).

V tomto případě pracujeme se standardním rozdělením kanálů do třinácti binů, což je zajištěno nastavením parametru `ChanNum` na `-1`.

V `IBIS_II_inEnergyValues` nastavíme adresu RMF matice, ze které se vyčte energiové rozdělení jednotlivých binů. `SWITCH_disablePICsIT=yes` znamená, že nechceme provádět analýzu dat z detektoru PICsIT. To nechceme proto, protože je toto zařízení v energiích, ve kterých vyzařuje V709 Cas, málo citlivé.

Pro extrakci spektra jsem použila alternativní metodu získávání průměrného spektra z více obrazů v různých energiích. Nejprve je zapotřebí dostat se do adresáře, ve kterém máme již zpracované obrázky:

```
cd $REP_BASE_PROD/obs/V709Cas
```

Příkaz pro spuštění extrakce spektra vypadal v mém případě takto:

```
mosaic_spec DOL_inp="og_ibis.fits" DOL_out="og_ibis.fits" \
EXTNAME="ISGR-MOSA-IMA" \
DOL_spec="isgri_v709cas_spec.fits(ISGR-PHA1-SPE.tpl)" \
ra=7.2036 dec=59.28 size=4
```

Jediné, co je zde potřeba nastavit, je název výsledného spektra do parametru `DOL_spec` a souřadnice zdroje do parametrů `ra` a `dec`.



### 4.3.2 Rekonstrukce obrazu a proces získávání spektra z JEM-Xu

Postup v případě JEM-Xu je velmi podobný předešlému. I zde se začíná s vytvořením Observation Group:

```
og_create idxSwg=all\_data.lst ogid=v709cas_jmx1 \  
baseDir="." instrument=JMX1
```

Následuje spuštění analýzy. V tomto případě pro standardní rozdělení kanálů do 16 binů (zajištěno nastavením `nChanBins` na -4).

```
IMA_detImagesOut=no IMA_userImagesOut=yes  
jemx_science_analysis startLevel="COR" endLevel="IMA2" \  
nChanBins=-4 IMA_detImagesOut=no IMA_userImagesOut=yes \  
skipLevels="LCR,SPE,BIN_S,BIN_T" jemxNum=2
```

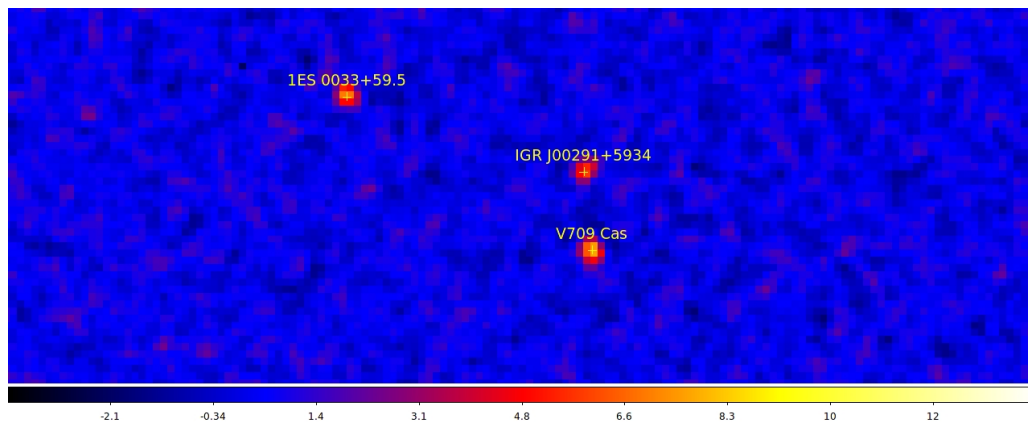
Pokračuje se přiřazením RMF a ARF matice:

```
j_rebin_rmf binlist=STD_016  
j_image_arf jemx_num=1 outfile=jmx1_image_arf.fits
```

Posledním krokem je extrakce spektra:

```
mosaic_spec DOL_idx="jmx1_mosa_ima.fits" \  
DOL_spec="spectrum_mosa.fits(JMX1-PHA1-SPE.tpl)" \  
EXTNAME="JMX1-MOSA-IMA" ximg=0 yimg=0 ra=7.2036 dec=59.28 \  
posmode=0 widthmode=-1 psf=2.0 Intensity="RECONSTRUCTED"
```

JEM-X se skládá ze dvou totožných detektorů. Proto je každý příkaz nutno spustit dvakrát. Jednou pro JEM-X1 a podruhé pro JEM-X2, tedy všude, kde se vyskytuje JMX1, ho je potřeba přepsat na JMX2.



Obrázek 4.3: Zrekonstruovaný obraz z JEM-X1. Porovnáním s předchozím obrázkem vidíme, že rozlišení JEM-Xu je větší než IBISu.

# Kapitola 5

## Model spektra sloupcové akrece

Následující část je zpracována podle [5].

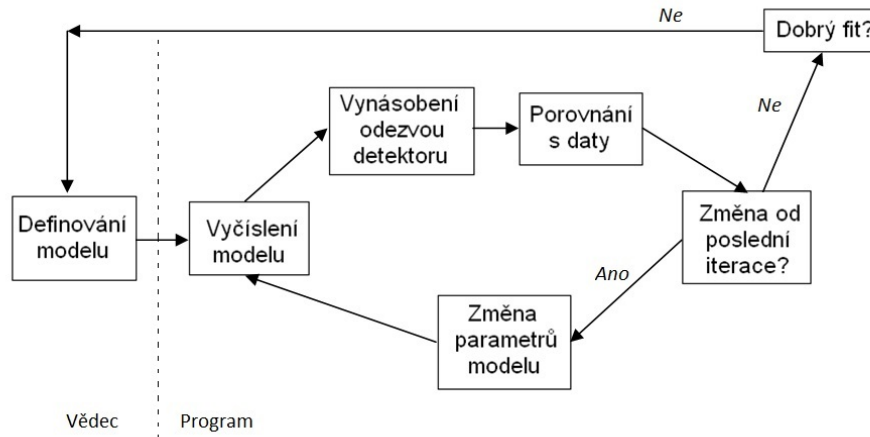
Vztah mezi zdrojem a pozorovanými county můžeme popsat rovnicí:

$$C(PI) = T \int \text{RMF}(PI, E) \cdot \text{ARF} \cdot S(E) \cdot dE \approx T \sum_j R_{ij} A_j S_j, \quad (5.1)$$

kde  $C(PI)$  jsou pozorované county v  $PI$  kanále detektoru,  $T$  je pozorovací čas,  $\text{ARF}(E)$  je na energii závisící efektivní plocha teleskopu a detektoru (v  $\text{cm}^2$ ),  $S(E)$  je tok zdroje (v jednotkách  $\text{foton}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{keV}$ ) a  $\text{RMF}(PI, E)$  je bezrozměrná matice odezvy vyjadřující pravděpodobnost, s jakou bude dopadající foton s energií  $E$  detekován v kanále  $PI$ .  $\text{RMF}$  i  $\text{AEF}$  matici jsem získala při zpracovávání dat.

Jak probíhá fitování spektra modelem, výstižně vystihuje obrázek 5.1. Základem je nadefinování modelu spektra  $S(E)$ . Takový model by měl být zvolen na základě fyzikální podstaty zdroje. Takto namodelované spektrum je nutno vynásobit odezvou detektoru ( $\text{RMF}$  a  $\text{ARF}$  matice) tak, abychom ho mohli porovnat s naměřenými daty. To provedeme pomocí vhodných statistických metod. Následně měníme vstupní parametry modelu do té doby, než dosáhneme statisticky nejlepší shody. Může se stát, že v této fázi jsou hodnoty stále nevyhovující. V takovém případě nezbývá než změnit model spektra a celou proceduru opakovat.

Já jsem se o fitnutí pokusila jednak sama a jednak jsem využila programu XSPEC.



Obrázek 5.1: Schéma popisující průběh fitování.

## 5.1 Fitování v programu XSPEC

XSPEC – *X-Ray Spectral Fitting Package* – je součástí NASA HEASOFT software, který je určen pro analýzu dat z různých vysokoenergetických družic.

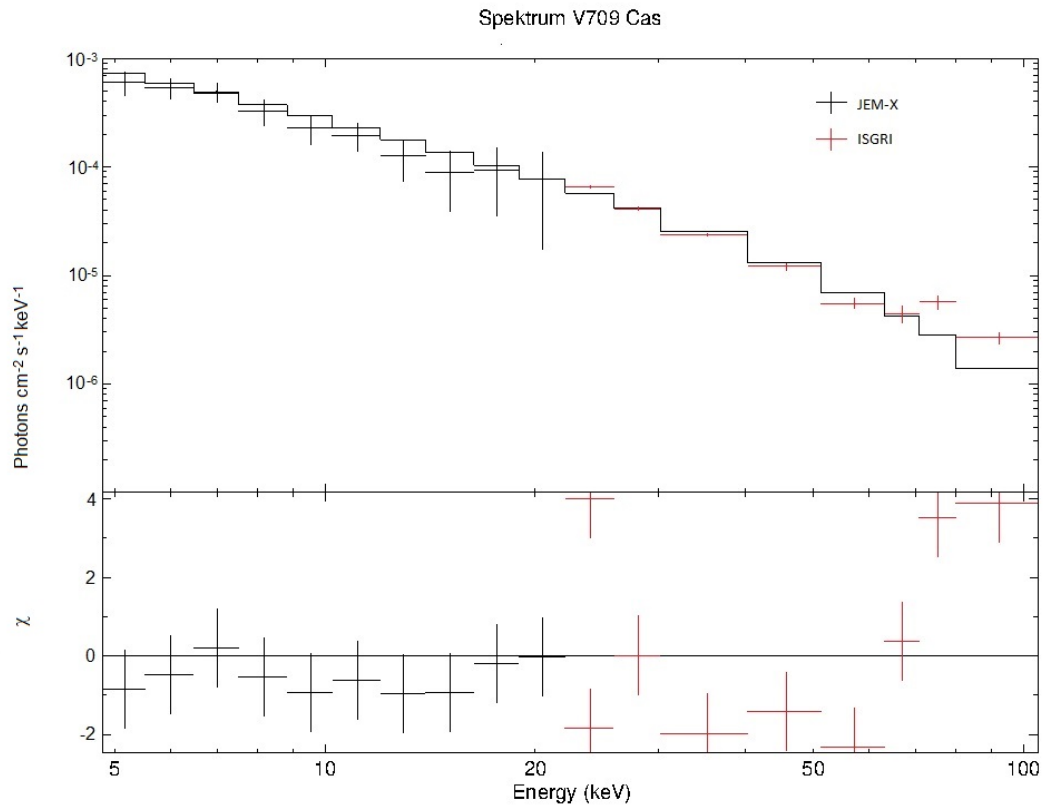
XSPEC umožňuje fitování vysokoenergetických spekter mnoha modely. Pro případ sloupcové akrece je nejjednodušší volbou dvouparametrický model tepelného brzdného záření (bremss), kde je kromě normovacího parametru parametrem i teplota plazmatu.

Použila jsem spektrum spojené z dat z JEM-Xu 2 pro energie 5 až 20 keV a z IBISU pro energie 20 až 100 keV.

XSPEC se ovládá přes příkazovou řádku. Příkazem `data` načteme spektrum. Dále je zapotřebí načíst RMF a ARF matici, to se provede příkazy `response` a `arf`. Vybraným modelem data proložíme pomocí příkazu `fit`. Lze načíst a proložit více spekter najednou. Místo plného znění příkazu lze použít jen část jeho názvu. V mém případě vypadal postup následovně:

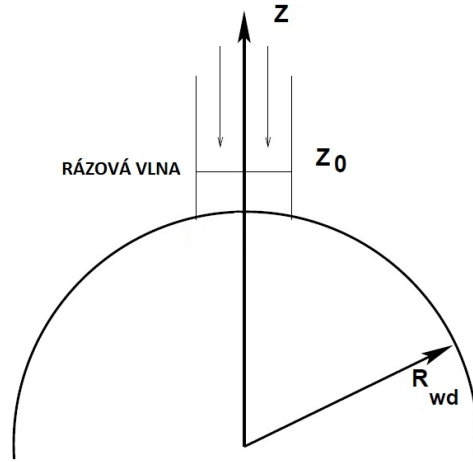
```

XSPEC12>data 1 jmx2_spectrum_mosa.fits
XSPEC12>resp 1 jemx2_rebinned_rmf.fits
XSPEC12>arf 1 jmx2_image_arf.fits
XSPEC12>data 2 isgr_v709cas.fits
  
```



loukotova 13 May

Obrázek 5.2: Spektrum V709 Cas složené z dat JEM-Xu a ISGRI proložené modelem tepelného brzdného záření pro plazma s teplotou  $(36 \pm 2)$  keV.



Obrázek 5.3: Schéma sloupcové akrece.

```
XSPEC12>resp 2 isgr_rmf_grp_0027.fits
XSPEC12>arf 2 isgr_arf_rsp_0043.fits
XSPEC12>mo brems
XSPEC12>fit
```

Proložené spektrum je na obrázku 5.2. Teplota plazmatu pro tento model vyšla:  $kT_{\text{brem}} = (36 \pm 2)$  keV,  $T_{\text{brem}} = (4,2 \pm 0,2) \times 10^8$  K,  $\chi^2 = 3,7$  pro 17 stupňů volnosti.

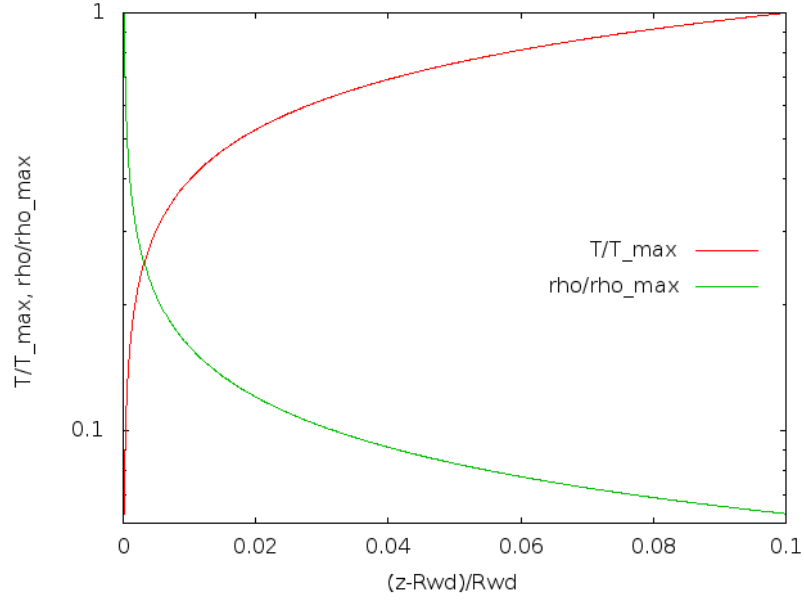
## 5.2 Model

Model sloupcové akrece, který více odpovídá fyzikální podstatě problému, navrhl Suleimanov et al. [10].

Obrázek 5.3 schematicky ukazuje sloupcovou akreci na bílého trpaslíka s poloměrem  $R_{\text{wd}}$ . Rázová vlna se nachází ve výšce  $z_0$ .

Pro popis teplotního a hustotního profilu v oblasti po rázové vlně jsem narozdíl od [10] použila jednodušší model [3] založený na předpokladu konstantního tlaku v oblasti po rázové vlně:

$$T(z) = T_0 = \left( \frac{z - R_{\text{wd}}}{z_0 - R_{\text{wd}}} \right)^{2/5}, \quad (5.2)$$



Obrázek 5.4: Teplotní a hustotní profil v akrečním sloupci.

$$\rho(z) = \rho_0 = \left( \frac{z - R_{\text{wd}}}{z_0 - R_{\text{wd}}} \right)^{-2/5}, \quad (5.3)$$

kde

$$T_0 = 3 \frac{\mu m_{\text{H}}}{k_B} v_0^2, \quad (5.4)$$

$$\rho_0 = \frac{a}{v_0}, \quad (5.5)$$

$$v_0 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2GM_{\text{wd}}}{z_0}}, \quad (5.6)$$

kde  $a$  je lokální rychlost akrece na jednotkovou plochu (rozměr v CGS:  $\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ). I když je tato veličina volným parametrem modelu, podle [10] na ní spektrum téměř nezávisí, a proto jsem zvolila standardní hodnotu  $a = 1 \text{ g cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Dále  $\mu$  je střední molekulová hmotnost plně ionizované

látky slunečního složení, tedy  $\mu = 0,62$ ,  $G$  je gravitační konstanta,  $k_B$  Boltzmannova konstanta a  $m_H$  je hmotnost atomu vodíku.

Poloměr bílého trpaslíka je počítán podle vztahu dávajícího dohromady poloměr a hmotnost bílého trpaslíka [12]:

$$R_{\text{wd}} = 7,8 \cdot 10^8 \times \left[ \left( \frac{1,44M_{\odot}}{M_{\text{wd}}} \right)^{2/3} - \left( \frac{M_{\text{wd}}}{1,44M_{\odot}} \right)^{2/3} \right]^{1/2} \text{ [cm]} \quad (5.7)$$

Samotný model spektra je pak součtem jednotlivých spekter brzděného záření z různých výšek nad povrchem bílého trpaslíka až do výšky  $z_0$ , kde se nachází rázová vlna [10]:

$$F_E = \int_{R_{\text{wd}}}^{z_0} j(z) dz, \quad (5.8)$$

kde lokální spektra jsou následujícího tvaru [6]:

$$j(z) = 9,58 \cdot 10^{-38} \times \left( \frac{\rho(z)}{\mu m_H} \right)^2 T(z)^{-0.5} \left( \frac{E}{k_B T(z)} \right)^{-0.4} \exp \left( -\frac{E}{k_B T(z)} \right). \quad (5.9)$$

### 5.2.1 Nalezení optimálních parametrů modelu

Nalezení nejlepší shody měření s modelem znamená minimalizovat rozdíl mezi naměřenými daty a hodnotami předpovězenými modelem.

Minimalizovala jsem funkci  $S$ :

$$S = \sum_{i=1}^n |x_i - y_i|, \quad (5.10)$$

kde  $x_i$  jsou naměřené hodnoty a  $y_i$  jsou hodnoty předpovězené modelem, které jsou získány jako určitý integrál z funkce (3.9)  $F_E$  přes rozsah energií  $i$ -tého binu detektoru. A  $n$  je počet bodů v naměřeném spektru. Takovou funkci jsem vybrala kvůli nižší citlivosti na vychýlená data v porovnání s metodou nejmenších čtverců.

Minimum této funkce jsem hledala numericky, použila jsem tzv. *simplexovou metodu*.



Simplexová metoda (Nelder-Meadova metoda) je algoritmus pro hledání minima funkce s  $N$  parametry. Základem této metody je důmyslné prohledávání  $N$ -rozměrného prostoru útvarem (*simplexem*) s  $N + 1$  vrcholy. Každý bod tohoto prostoru představuje různou kombinaci parametrů. Pro dvouparametrickou funkci je simplexem trojúhelník, pro tříparametrickou funkci je jím čtyřstěn atd.

Metoda v každém bodě simplexu spočítá hodnotu funkce a nahradí jeden ze svých bodů novým bodem. Nejjednoduším případem je nahrazení bodu, v němž je hodnota funkce nejvyšší, bodem zrcadleným přes těžiště zbývajících bodů. Pokud je tento bod lepší než dosud nejlepší bod, natáhne se v dalším kroku simplex ve směru spojnice starého a zrcadleného bodu. Dále se simplex může kontrahovat kolem nejlepšího bodu. Tímto postupem se neustále přibližuje a zmenšuje kolem minima funkce. Podrobnější popis lze nalézt například v [15].

V mém případě měl model dva parametry. Hmotnost bílého trpaslíka  $M_{\text{wd}}$  a výšku  $z_0$ , ve které se nachází rázová vlna.

Samotný program pro hledání minima jsem napsala ve Fortranu 90. Části použitého kódu byly použity z [16].

Postup algoritmu je následující:

1. načtení naměřených dat v jednotlivých binech
2. inicializace počátečních hodnot
3. výpočet hustoty energie v jednotlivých binech za použití numerické integrace podle modelu záření sloupcové akrece
4. nalezení optimálních parametrů modelu simplexovou metodou
5. vypsání spektra.

Statistické chyby parametrů jsem určovala tak, že jsem jeden z nich změnila, zatímco druhý byl zafixován, až se  $S$  změnila o předem zvolenou hodnotu. Změnu, která k tomu byla potřeba, jsem pak označila za chybu.

Výsledná hmotnost:

$$M_{\text{wd}} = (0.87 \pm 0.08) M_{\odot}$$

Ze vztahu (3.7) dostáváme poloměr bílého trpaslíka:

$$R_{\text{wd}} = (0.61 \pm 0.06) \times 10^9 \text{ cm.}$$

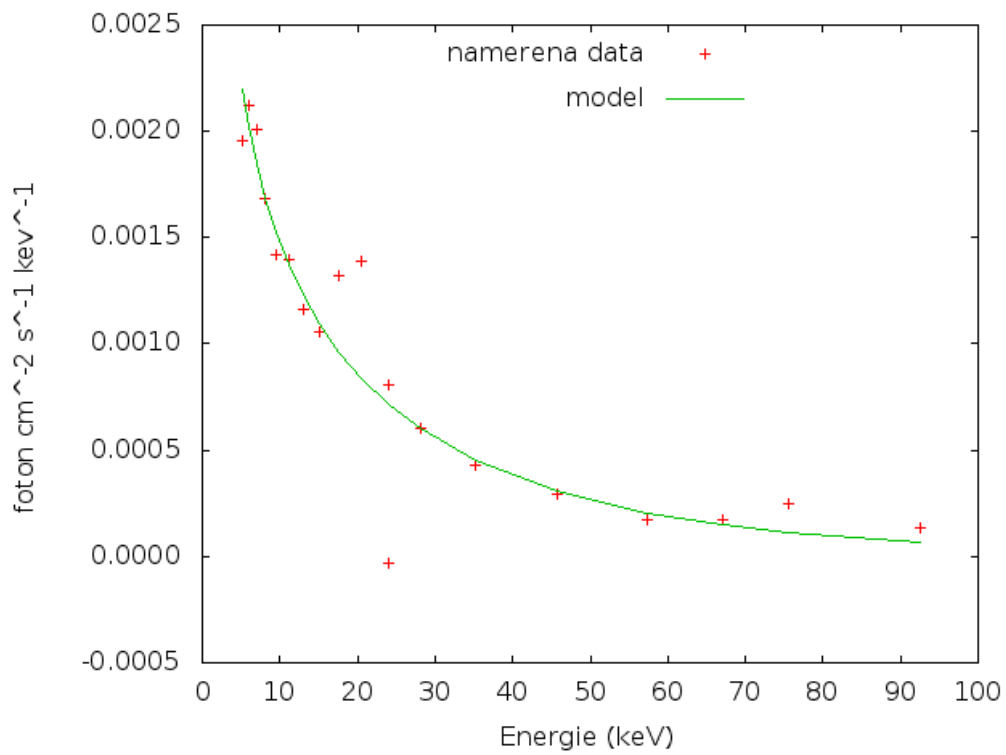
Výška, ve které vzniká rázová vlna:

$$z_0 = (0.70 \pm 0.07) \times 10^9 \text{ cm}, \quad \frac{z_0}{R_{\text{wd}}} = 1,088.$$

Ze vztahu (3.10) můžeme, známe-li hmotnost bílého trpaslíka, vypočítat teplotu materiálu po průchodu rázovou vlnou:

$$kT_{\text{model}} = (45 \pm 4) \text{ keV},$$
$$T_{\text{model}} = (5,3 \pm 0.5) \times 10^8 \text{ K}.$$

Teplota  $T_{\text{model}}$  vzešlá z modelu vyšla vyšší, než teplota získaná proložením spektra tepelným brzdným zářením  $T_{\text{brem}}$ . To je ale v pořádku, neboť  $T_{\text{brem}}$  odpovídá více průměrné hodnotě teploty mezi povrchem bílého trpaslíka a rázovou vlnou ve výšce  $z_0$ , zatímco teplota  $T_{\text{model}}$  je teplota plazmatu právě prošlého rázovou vlnou.



Obrázek 5.5: Spektrum V709 Cas s modelem záření sloupcové akrece.

# Kapitola 6

## Závěr

Ve své práci jsem se zabývala studiem vysokoenergetického záření bílých trpaslíků, přesněji intermediálních polarů.

V první kapitole jsem popsala obecné vlastnosti bílých trpaslíků. Dále jsem se zaměřila na fyziku akrece. Nastínila jsem také techniku detekce vysokoenergetického záření pomocí kódové masky.

V praktické části jsem popsala získávání obrazu a potažmo spektra z dat z družice INTEGRAL. Další část patřila práci s takto získaným spektrem. V získaném spektru, složeném z dat z detektorů JEM-X2 a ISGRI, je jeden bod zjevně vychýlený. Jedná se o poslední bod z JEM-Xu a jeho odchýlení si vysvětluji nízkou citlivostí detektoru na těchto hraničních energiích.

Spektrum jsem nejdříve analyzovala pomocí programu XSPEC, kde jsem ho proložila modelem tepelného brzděného záření a dospěla k teplotě plazmatu  $kT_{\text{brem}} = (36 \pm 2) \text{ keV}$  ( $T_{\text{brem}} = (4, 2 \pm 0, 2) \times 10^8 \text{ K}$ ). Dále jsem použila model, který více odpovídá fyzikální podstatě sloupcové akrece podle [10]. Pomocí numerické metody nalezení minima funkce jsem našla nejlepší shodu modelu s naměřenými daty.

Výsledkem byla hmotnost bílého trpaslíka v intermediálním polaru V709 Cas:  $M_{\text{wd}} = (0.87 \pm 0.08)M_{\odot}$ . Tato hodnota v rámci chyby souhlasí s tou, kterou získali podobnou metodou V. Suleimanov et al. [10]:  $M_{\text{wd}} = (0.9 \pm 0.1)M_{\odot}$  nebo M.Falanga [11]:  $M_{\text{wd}} = (0.82_{-0.25}^{+0.12})M_{\odot}$ . Z hmotnosti jsem následně získala teplotu plazmatu těsně po rázové vlně ve sloupci akrece:  $kT_{\text{model}} = (45 \pm 4) \text{ keV}$ , ( $T_{\text{model}} = (5, 3 \pm 0.5) \times 10^8 \text{ K}$ ).

K další práci s tímto tématem doporučuji prozkoumat vliv rozdílného přístupu k teplotnímu a hustotnímu profilu v modelu sloupcové akrece, tzn. zvolit takové profily, které nejsou založené na předpokladu konstantního

tlaku v oblasti po rázové vlně, ale více zapracovávají fyzikální vlastnosti tohoto jevu.

# Literatura

- [1] KLECZEK, Josip. *Nitro hvězd*. 1. vyd. Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1957, 226 s. Věda všem.
- [2] LONGAIR, M. *High energy astrophysics*. 3rd ed. New York: Cambridge University Press, 2011. ISBN 978-052-1756-181.
- [3] FRANK, Juhan, Andrew KING a Derek RAINE. *Accretion power in astrophysics*. 3rd ed. Cambridge, 2002, xiv, 384 s. ISBN 05-216-2957-8.
- [4] MELIA, Fulvio. *High-energy astrophysics. Princeton*: Princeton University Press, c2009, x, 360 s., [16] příl. ISBN 978-0-691-14029-2.
- [5] ARNAUD, Keith A, Randall K SMITH a Aneta SIEMIGINOWSKA. *Handbook of X-ray astronomy*. New York: Cambridge University Press, viii, 197 p. ISBN 978-052-1883-733.
- [6] ZOMBECK, Martin V. *Handbook of space astronomy and astrophysics*. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1990. ISBN 05-213-4787-4.
- [7] MIKULÁŠEK, Zdeněk, Jiří KRTIČKA *Základy fyziky hvězd* [online]. 2005 [cit. 2013-05-21]. Dostupné z: [http://astro.physics.muni.cz/documents/lecture\\_notes/](http://astro.physics.muni.cz/documents/lecture_notes/)
- [8] KOCKA, Matúš. *Studium proměnných hvězd ve vysokoenergetické části spektra* [online]. 2012 [cit. 2013-05-21]. Diplomová práce. Masarykova univerzita, Přírodovědecká fakulta. Vedoucí práce Filip Hroch. Dostupné z: [http://is.muni.cz/th/150808/prif\\_m/](http://is.muni.cz/th/150808/prif_m/).
- [9] HABERL, F. The new intermediate polars from the ROSAT all-sky survey. *Advances in Space Research*. 1998, vol. 22, issue 7. DOI: 10.1016/S0273-1177(98)00129-X.

- [10] SULEIMANOV, V., M. REVNIVTSEV a H. RITTER. RXTE broadband X-ray spectra of intermediate polars and white dwarf mass estimates. *Astronomy and Astrophysics*. 2005, vol. 435, issue 1, s. 191-199. DOI: 10.1051/0004-6361:20041283.
- [11] FALANGA, M., J. M. BONNET-BIDAUD a V. SULEIMANOV. INTEGRAL broadband X-ray spectrum of the intermediate polar V709 Cassiopeiae. *Astronomy and Astrophysics*. 2005, vol. 444, issue 2, s. 561-564. DOI: 10.1051/0004-6361:20054002.
- [12] NAUENBERG Michael. Analytic Approximations to the Mass-Radius Relation and Energy of Zero-Temperature Stars. *The Astrophysical Journal* 1972, vol.175, s.417-430.
- [13] *Image Proccesing Laboratory* [online]. [cit. 2013-04-17]. Dostupné z: <http://ipl.uv.es/?q=content/blog/coded-masks>
- [14] FLYNN, Chris [online]. [cit. 2013-05-16]. Dostupné z: <http://www.astro.utu.fi/~cflynn/astroII/13.htmlbsrad>
- [15] *Scholarpedia* [online]. [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: [http://www.scholarpedia.org/article/Nelder-Mead\\_algorithm](http://www.scholarpedia.org/article/Nelder-Mead_algorithm)
- [16] Chaloupka J.: osobní sdělení v rámci předmětu PřF:F6150 Pokročilé numerické metody, březen 2013