

MASARYKOVA UNIVERZITA
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
ÚSTAV TEORETICKÉ FYZIKY A ASTROFYZIKY

Diplomová práce

BRNO 2019

EVA ŠINOGLOVÁ

Teplotní struktura horké atmosféry eliptické galaxie

Diplomová práce

Eva Šinoglová

Bibliografický záznam

Autor:	Bc. Eva Šinoglová Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita Ústav teoretické fyziky a astrofyziky
Název práce:	Teplotní struktura horké atmosféry eliptické galaxie
Studijní program:	Teoretická fyzika
Studijní obor:	Astrofyzika
Vedoucí práce:	doc. Mgr. Norbert Werner, Ph.D.
Akademický rok:	2018/2019
Počet stran:	viii + 50
Klíčová slova:	Galaxie; Eliptická galaxie; Rentgenové záření; NGC 5813; Horký plyn; Python; SPEX

Bibliographic Entry

Author:	Bc. Eva Šinoglová Faculty of Science, Masaryk University Department of theoretical physics and astrophysics
Title of Thesis:	The temperature structure of the hot atmosphere of an elliptical galaxy
Degree Programme:	Theoretical physics
Field of Study:	Astrophysics
Supervisor:	doc. Mgr. Norbert Werner, Ph.D.
Academic Year:	2018/2019
Number of Pages:	viii + 50
Keywords:	Galaxy; Elliptical galaxy; X-ray radiation; NGC 5813; Hot gas; Python; SPEX

Abstrakt

V této diplomové práci se zabýváme teplotní strukturou vybraného vzorku galaxií. Dále se detailněji zaměřujeme na eliptickou galaxii NGC 5813. Velmi hmotné eliptické galaxie jsou známé tím, že je obklopují atmosféry horkého plynu, které emitují rentgenové záření. S pomocí programu SPEX, zaměřeného na rentgenová spektrální data, je provedena analýza multiteplotního modelu a modelu pro jednu teplotu vybraných galaxií. Následně jsou výsledky srovnány s 2D mapami, ukazujícími rozdělení teplot a emisivit daných galaxií. Jejich analýza je provedena pomocí programovacího jazyka Python.

Abstract

In this master thesis, we deal with a thermal structure of a selected galaxy sample. Then we focus on the elliptical galaxy NGC 5813 in detail. Very massive elliptical galaxies are known for their hot gaseous atmospheres that emit X-rays. With the use of the SPEX program, focused on X-ray spectral data, we analyse a multitemperature model and a model of a single temperature of the chosen galaxies. The results are compared with 2D maps which show the distribution of temperatures and emissions of the chosen galaxies. Their analysis is done by the Python programming language.



MASARYKOVA UNIVERZITA

Přírodovědecká fakulta

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Akademický rok: 2018/2019

Ústav: Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

Studentka: Bc. Eva Šinoglová

Program: Fyzika

Obor: Teoretická fyzika a astrofyzika

Směr: Astrofyzika

Ředitel Ústavu teoretické fyziky a astrofyziky PřF MU Vám ve smyslu Studijního a zkušebního řádu MU určuje diplomovou práci s názvem:

Název práce: Teplotní struktura horké atmosféry eliptické galaxie

Název práce anglicky: The temperature structure of the hot atmosphere of an elliptical galaxy

Oficiální zadání:

Most galaxies comparable to or larger than the mass of the Milky Way host hot, X-ray emitting atmospheres. The student will investigate the temperature structure of the atmosphere permeating the galaxy NGC 5813. The student will analyse the global X-ray spectrum of the galaxy obtained in a very deep observation with the Chandra satellite. The spectrum will be fit both using single temperature and multi-temperature models with the SPEX package, as well as using the most recent atomic data the implementation of which is currently tested in SPEX. The best fit temperature structure, expressed as the distribution of the emission measure as a function of temperature, will be compared with the 2D temperature maps of the galaxy in the literature. This study shall determine the feasibility of modelling the temperature structure of a galaxy using a single, global, CCD resolution spectrum and, in combination with 2D spectral maps, the potential of such an analysis to reveal the 3D temperature structure of the galactic atmosphere.

Jazyk závěrečné práce:

Vedoucí práce: doc. Mgr. Norbert Werner, Ph.D.

Datum zadání práce: 28. 11. 2016

V Brně dne: 14. 5. 2019

Souhlasím se zadáním (podpis, datum):

.....
Bc. Eva Šinoglová
studentka

.....
doc. Mgr. Norbert Werner, Ph.D.
vedoucí práce

.....
prof. Rikard von Unge, Ph.D.
ředitel Ústavu teoretické fyziky a
astrofyziky

Poděkování

Na tomto místě bych ráda poděkovala svému vedoucímu Norbertu Wernerovi, za věcné rady, přípomínky, nápady, ale hlavně za neskutečnou trpělivost, bez které by tato práce nebyla uskutečněna. Dále bych ráda poděkovala Vaškovi za „uštěpačné poznámky“, které alespoň částečně zlepšovaly psaní práce. Dále bych ráda poděkovala Zdendovi Janáčkovi, za všechny návrhy a nápady v programování. Velké díky patří i mé rodině a přátelům, za veškerou podporu nejen během psaní práce, ale i při studiu samotném. V neposlední řadě patří obrovský dík mému příteli, který při mne stál i ve chvílích, kdy už mi opravdu „tekly nervy“. Všem mnohokrát děkuji!

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracoval(-a) samostatně s využitím informačních zdrojů, které jsou v práci citovány.

Brno 16. května 2019

.....

Eva Šinoglová

Obsah

Úvod	1
Kapitola 1. Galaxie	2
1.1 Klasifikace galaxií	2
1.2 Eliptické galaxie	3
1.2.1 Klasifikace eliptických galaxií	4
1.2.2 Charakteristika eliptických galaxií	5
1.2.3 Složení eliptických galaxií	6
1.3 Aktivní galaxie	7
1.3.1 Vybrané galaxie	9
Kapitola 2. Stručný úvod do spektroskopie	11
2.1 Rentgenová spektroskopie	11
Kapitola 3. Termální procesy v plazmatu	13
3.1 Ionizační procesy	13
3.2 Rekombinační procesy	15
3.3 Absorpční procesy	17
3.4 Emisní procesy	19
3.4.1 Emisní procesy v čarách	20
3.4.2 Ionizační rovnováha	21
Kapitola 4. Chandra	23
4.0.1 Charakteristika observatoře	23
Kapitola 5. SPEX	26
5.1 Trafo	26
5.2 Modelování	26
5.2.1 Komponenty	28
5.2.2 Syntax programu	28
5.3 Spektrální fitování	30
5.3.1 χ^2 fit	30
5.3.2 C-statistika	30
Kapitola 6. Zpracování dat	32

6.1 Analýza 2D map	38
Závěr	46
Seznam použité literatury	48

Úvod

Vesmír ukrývá mnoho různých objektů: od planet, hvězd, komet, hvězdných soustav až po svět galaxií a kup galaxií. Právě galaxie v něm zaujímají své důležité místo. Galaxie, nepředstavitelně velké, složené z temné hmoty, hvězd, planet, plynu a prachu. Někdy se podobají mohutným výrům, které putují vesmírným prostorem. Ty pak svými rameny „sbírají“ a pohlcují plyn a prach ve svém okolí, stlačují jej a dávají tak vzniknout novým hvězdám. Nejsou to však místa pouhého vzniku hvězd, ale i jejich zániku. Končí v podobě supernov, které svými umírajícími pozůstatky obohacují své okolí o nové prvky, jenž jsou stavebními základy pro zrod další generace hvězd. Naproti těmto „galaktickým porodnicím“ stojí eliptické galaxie – bez spirálních ramen a výrazné hvězdné tvorby. Nicméně tyto na první pohled nezajímavé galaxie se pod drobnohledem jeví jako velmi prapodivné systémy. Systémy, které mají dostatek materiálu k tvorbě nových hvězd ve velkém měřítku, ale z nějakého důvodu se tomu tak neděje.

Tato práce se zaměřuje právě na eliptické galaxie a jejich detailní zkoumání v rámci teploty materiálu, obklopujícího galaxie. K analýze teplotní distribuce v rámci galaxií byla využita spektra získaná prostřednictvím družice Chandra, která se zaměřuje na zdroje emisující rentgenové záření. Tato spektra jsou následně zpracována v rámci programu SPEX několika modely. Dále jsou spektra srovnána s analýzou map, ukazujících 2D rozdělení emisivity a teploty, stejných galaxií za pomocí naprogramovaného kódu v jazyce Python. Výsledky obou procedur se posléze podrobí vzájemnému srovnání, což určí přesnost a způsobilost metody k analýze dalších teplotních struktur jiných objektů.

Následující kapitoly se postupně věnují galaxiím, jejich členěním a klasifikaci. Dále se pak podrobněji zaměří na eliptické galaxie a jejich třídy. Poté se venují částečně aktivním galaktickým jádrům a stručně i rentgenové spektroskopii. Další kapitoly se zabývají detailně termálními procesy, které panují v horkém plazmatu, dále pojednávají o družici Chandře, která zkoumá objekty vyzařující rentgenové záření. V neposlední řadě se venují i programu SPEX, ve kterém probíhá analýza spekter galaxií. Na závěr se kapitoly zaměřují na popis procedury analýzy dat a jejich výsledky.

Kapitola 1

Galaxie

Galaxie je hmotný, gravitačně vázaný systém, který je složen z hvězd, hvězdných pozůstatků, mezihvězdného materiálu (plyn, prach) a temné hmoty. Ve středu většiny galaxií se nachází černá díra, jejíž činnost se projevuje zejména u aktivních galaxií. I naše Galaxie má ve svém centru černou díru. Tento „svět“ galaxií je, co do velikosti, velmi různorodý – od trpasličích galaxií, s několika miliony hvězd, až po obří galaxie se stovkami miliardami hvězd. Předpokládá se, že v pozorovatelném vesmíru se nachází $2 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{12}$ galaxií [1]. Vzdálenosti mezi jednotlivými galaxiemi jsou řádově kolem 10^6 pc. Mezigalaktický prostor je vyplněn řídkým plynem o průměrné hustotě menší, než odpovídá jednomu atomu na m^3 . Mnoho galaxií je organizována do skupin případně kup galaxií. Ve větším měřítku jsou tyto galaktické asociace uspořádány do vláknitých struktur [1].

Rozlehlé a vzdálené systémy, jakými jsou galaxie, vykazují širokou škálu forem, některé v důsledku své vnitřní struktury, jiné díky své orientaci vzhledem k pozorovateli. Uvedené faktory interpretuje morfologie galaxií.

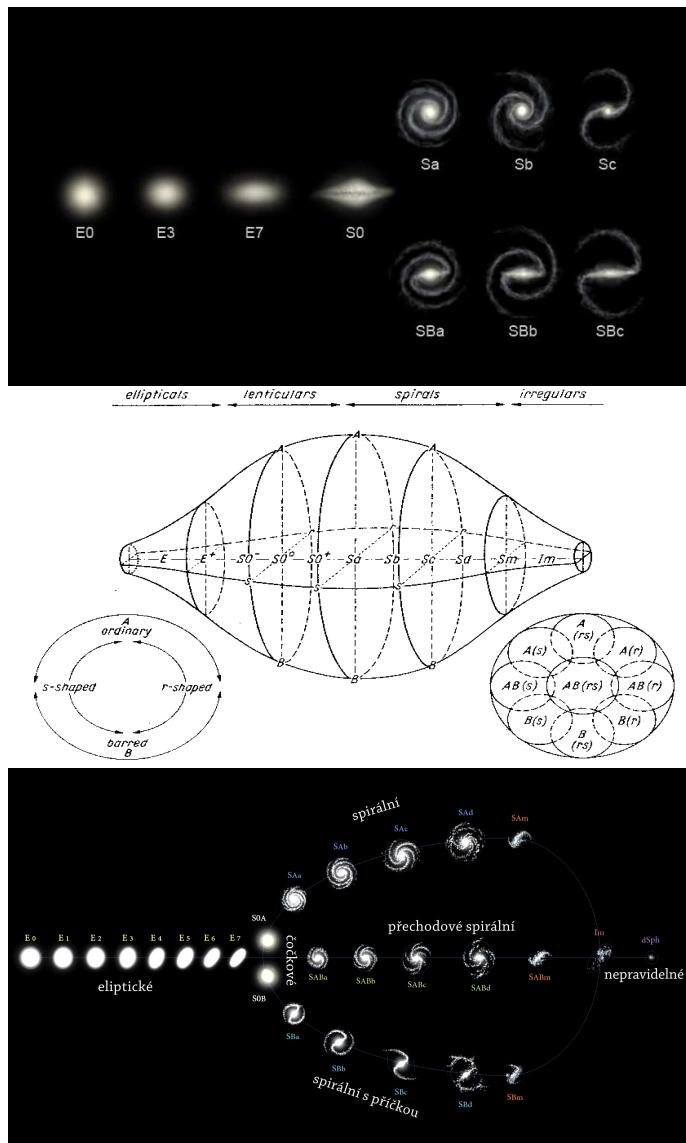
Mezi běžné typy galaxií patří eliptické galaxie, které jsou velmi nápadné svým vejčitým tvarem, a spirální galaxie se zakřivenými spirálními rameny. Vyskytují se i nepravidelné galaxie, jejichž beztvará struktura je připisována gravitačnímu působení blízké galaxie. Podobné působení mezi sousedními galaxiemi, které může mít za následek jejich spojení, někdy výrazným způsobem přispívá ke vzniku nových hvězd.

1.1 Klasifikace galaxií

Klasifikace galaxií je komplexní kombinací struktur, dle kterých jsou galaxie následně setříděny do několika typů. První klasifikaci provedl William Herschel v roce 1786, kterou uvedl v *Catalogue of One Thousand New Nebulae and Clusters of Stars*. Jedna z nejdůležitějších klasifikací byla vytvořena Edwinem Hubblem (1926) [1].

Hubbleova klasifikace byla zásadně zrevidována francouzským astronomem de Vaucouleursem (1959), který zavedl několik dalších přechodných typů (viz obr. 1.1). Následovaly další revize členění galaxií; Sandage (1975), Sandage & Tammann (1981), Sandage & Bedke (1994), van den Bergh (1998) a další [1].

Každá galaxie se skládá z tzv. základních prvků, jejich vlastnosti se mohou významně lišit. Mezi tyto prvky patří jádro, galaktická výdut', příčky, disk (se spirálními rameny, prstenci atd.) a galaktické halo. Určitý řád, který byl odhalen současnými klasifikačními



Obrázek 1.1: Shora: Hubbleova klasifikace, de Vaucouleursova klasifikace, Hubble-de Vaucouleursova klasifikace [2, 3, 4].

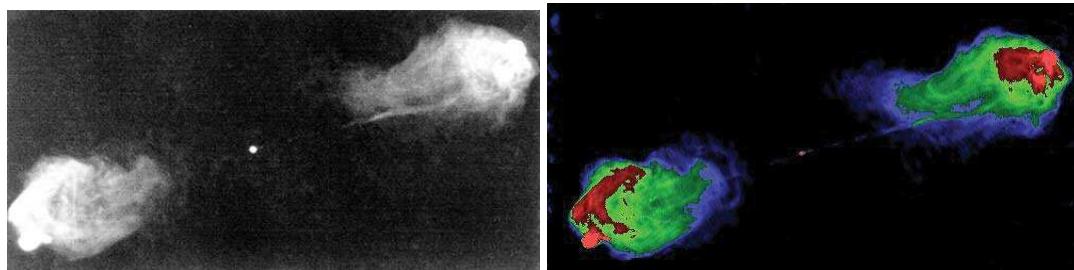
systémy, nám ukazuje, že tyto vlastnosti nejsou zcela nezávislé. Tyto a další vztahy mohou fungovat jako vodítka pro pochopení jak tvorby, tak i dalšího vývoje galaxií.

1.2 Eliptické galaxie

Eliptické galaxie jsou nejvíce zastoupeným typem galaxií ve vesmíru a jsou jednou ze tří hlavních tříd galaxií. Kvůli svému mlhavému vzhledu jsou velmi často přesvěceny mladšími a zářivějšími galaxiemi. Eliptické galaxie postrádají výraznou vnitřní strukturu jako mají například spirální galaxie. V rámci eliptických galaxií jsou hvězdy uspořádány symetricky, jejich hustotní rozložení ubývá od středu směrem k vnějšímu okraji galaxie. Většina těchto hvězd je mnohem starší v porovnání se stářím hvězd ve spirálních galaxiích. Majoritní

počet eliptických galaxií je tedy složen ze starších hvězd nízké hmotnosti a rozptylené mezihvězdné hmoty s minimální hvězdnou tvorbou. Eliptické galaxie jsou často obklopeny dalšími galaxiemi stejného typu a vytváří tak kupy galaxií.

Nejznámější eliptickou galaxií je galaxie Cygnus A, viz obr. 1.2, která se nachází v souhvězdí Labutě přibližně 600 Mly od Země a je velmi silným zdrojem rádiového záření.



Obrázek 1.2: Cygnus A ve viditelné (vlevo) a rádiové oblasti 5 GHz (vpravo) [5].

1.2.1 Klasifikace eliptických galaxií

Eliptické galaxie se od sebe liší například luminozitou, velikostí atd. (viz obr. 1.3). Dělí se do několika skupin [1]:

- **Normální eliptické galaxie** – centrálně koncentrované objekty, které mají relativně vysokou plošnou jasnost. Zahrnují obří eliptické galaxie (gE), středně jasné eliptické galaxie (E) a kompaktní eliptické galaxie (cE). Absolutní hvězdná velikost se pohybuje od $M_B \sim -15$ mag (pro normální E galaxie) do $M_B \sim -23$ mag. Hmotnost se pohybuje mezi $10^8 - 10^{13} M_\odot$, poloměr od méně než 1 kpc až po 200 kpc a hodnota poměru hmotnost/zářivý výkon od 7 do více než $100 M_\odot/L_\odot$.
- **Trpasličí eliptické galaxie (dE)** – liší se od skupiny normálních eliptických galaxií díky výrazně menší plošné jasnosti. Absolutní hvězdná velikost se pohybuje v rozmezí $M_B \sim -13$ až -19 mag s hmotností v rozsahu 10^7 až $10^9 M_\odot$ a poloměrem od 1 kpc do 10 kpc. Dále mají mnohem menší metalicitu než normální eliptické galaxie.
- **cD galaxie** – extrémně jasné ($M_B \sim -22$ mag do -25 mag) a velké galaxie (s poloměrem přibližně ~ 10 kpc) se nachází v blízkosti center kup galaxií. Jejich plošná jasnost v blízkosti jádra je velmi vysoká a mají rozsáhlou difuzní obálku. Mohou dosahovat hmotnosti až $10^{13} M_\odot$. Vyznačují se i velkou hodnotou poměru hmotnost/zářivý výkon, který někdy přesahuje $750 M_\odot/L_\odot$, což indikuje značné množství temné hmoty.
- **Modré kompaktní trpasličí galaxie (BCD)** – barevný index těchto galaxií $\langle B - V \rangle$ se pohybuje od 0,0 do 0,3, což odpovídá hvězdám hlavní posloupnosti spektrálního typu A a také naznačuje formování nových hvězd. Další parametry těchto galaxií: $M_B - 14$ až -17 mag; hmotnost řádově $10^9 M_\odot$; poloměr přibližně 1,5 kpc.

- **Trpasličí sféroidální galaxie (dSph)** – vykazují velmi nízkou luminozitu a plošnou jasnost, která se pohybuje od $M_B \sim -8$ do -15 mag. Hmotnost dosahuje $10^7 - 10^8 M_\odot$ a poloměr $0,1 - 0,5$ kpc.

1.2.2 Charakteristika eliptických galaxií

Eliptické galaxie se svou luminozitou nebo hmotností významným způsobem liší od jiných galaxií. Pohyb hvězd v rámci těchto galaxií je převážně radiální, absolutní hvězdná velikost těchto galaxií M_B se může pohybovat v rozsahu od -8 mag do -23 mag, jejich hmotnost (bereme v úvahu viditelnou i temnou hmotu) je řádově $10^7 M_\odot$ do více než $10^{13} M_\odot$ a velikost od několika desítek kpc až po stovky kpc. Z hlediska jasnosti, eliptické galaxie charakterizujeme plošným profilem jasnosti – de Vaucouleursův zákon $r^{1/4}$. Vztah pro pozorovanou plošnou jasnost eliptických galaxií I , která je funkcí poloměru r , je [6]:

$$I(r) = I_0 \left(\frac{r}{r_c} + 1 \right)^{-2}, \quad (1.1)$$

kde r_c je poloměr jádra galaxie. Tento vztah poskytuje relevantní popis rozložení intenzity v centrálních částech eliptických galaxií, z tohoto důvodu není použitelný pro vnější části.

Detailněji popisuje plošnou jasnost eliptické galaxie vztah [6]:

$$\log_{10} = \left[\frac{I(r)}{I(r_e)} \right] = -3,3307 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right], \quad (1.2)$$

nebo

$$\log_e = \left[\frac{I(r)}{I(r_e)} \right] = -7,6692 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right]. \quad (1.3)$$

Protože rovnice (1.2) a (1.3) byly normovány, je výraz r_e poloměr, pod nímž je emitována polovina celkové jasnosti. $I(r_e)$ je pak plošná jasnost pod tímto poloměrem. Celková jasnost galaxie je pak dána [6]:

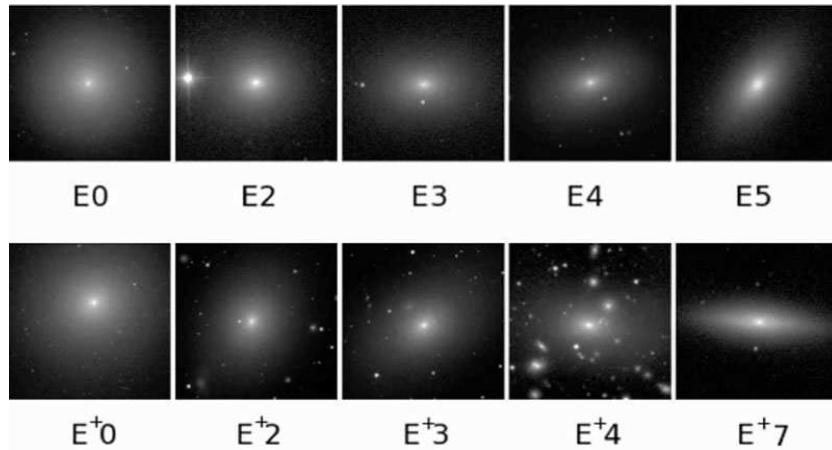
$$L = 7,215\pi I_e r_e^2 \left(\frac{B}{A} \right), \quad (1.4)$$

kde B/A je poměr mezi velkou a malou poloosou eliptické galaxie [6].

Tvar eliptických galaxií se různí od sférických až po téměř ploché systémy. Dle klasifikace Edwina Hubbbla můžeme tyto galaxie členit právě dle jejich vzhledu tj. ellipticity E , která je dána vztahem pomocí parametrů A a B jako [1]:

$$E = 10 \left(\frac{A-B}{A} \right). \quad (1.5)$$

Galaxie, které mají stejnou velikost A i B , odpovídají Hubblově typu $E0$ a mají kruhový tvar. Hraničním typem je pak $E7$, kdy má galaxie velmi plochý profil. De Vaucouleursova klasifikace eliptických galaxií zahrnuje i typ E^+ , označován jako pozdní typ (viz obr. 1.3, dolní řada). Nyní je uváděn jako přechodný typ mezi eliptickými a spirálními galaxiemi [1].



Obrázek 1.3: Eliptické galaxie a jejich rozšíření podle Vaucouleurse [7].

1.2.3 Složení eliptických galaxií

S výjimkou kompaktních trpasličích galaxií, se eliptické galaxie jeví ve viditelné části spektra více červené. Tato skutečnost poukazuje na to, že většina hvězd v galaxii je velmi stará (obří, veleobří) a většina z nich se musela zformovat před více než 10^{10} roky. Eliptické galaxie jsou tedy jakýmsi spektroskopickými indikátory nízké tvorby nových hvězd. Toto tvrzení bylo podpořeno pozorováním družice GALEX v UV oblasti, které ukázalo, že přibližně 15 % galaxií, jevících se jako červené, vykazuje velký UV exces. Snímky raného typu galaxií s UV excesem kolem $\lambda \sim 150$ nm ukazují, že 75 % z nich sice naznačuje tvorbu hvězd, ale tato míra je velmi nízká ($\sim 0,5 M_{\odot}/\text{rok}$) [8].

Kromě hvězd se i zde nachází mezihvězdná hmota, složená hlavně z plynu a prachových částic. Ukazuje se, že obsah této hmoty dosahuje pouze částečné hodnoty v porovnání s hodnotami této hmoty u spirálních galaxií. Odhadovaná hmota chladného atomového a molekulového plynu je typicky menší než 1 % celkové hmotnosti všech hvězd v galaxii. Toto množství plynu je velmi malé ve srovnání s očekávanou hodnotou plynu, uvolněného během vývoje hvězd ve formě hvězdného větru, planetárních mlhavin apod. Na druhou stranu, eliptické galaxie jsou obklopeny tzv. atmosférou, složenou z horkého plynu, což bylo potvrzeno na základě analýzy dat z družic Einstein, ASCA, Chandra i XMM-Newton. Tento horký plyn byl detekován díky emisím rentgenového záření. Detekují se i emisní čáry H_{α} (který emituje plyn o teplotách kolem 10^7 K), čáry $H_I \sim 21$ cm (chladný plyn s teplotou ~ 100 K) a v neposlední řadě i molekulární čáry CO [6].

Horký plyn v eliptických galaxiích

Jak již bylo uvedeno, eliptické galaxie jsou ve velké míře obklopeny horkým plynem, což bylo potvrzeno na základě mnoha pozorování. Zdroje tohoto horkého plynu můžeme rozdělit do dvou hlavních kategorií; *interní* a *externí*. Interními zdroji mohou být například hvězdy ve stádiu vývoje v rámci eliptických galaxií, které postupně uvolňují plyn. Externím zdrojem může být například plyn z mezigalaktického prostoru, který je galaxií gravitačně přitahován. Obecně zdrojem plynu a také jeho ohřevu jsou i supernovy typu Ia (SN Ia) a typu II (SN II).

Rentgenová luminozita masivních eliptických galaxií $L_X \sim 10^{34} - 10^{37}$ W pro $L_B > 3 \cdot 10^{10} L_{B,\odot}$ ukazuje, že většina produkovaného plynu je zachycena v rámci potenciálu galaxie [9].

Elektronová hustota horkého plynu v obřích eliptických galaxiích se pohybuje v centrálních oblastech kolem $0,1$ částic/ cm³ a klesá vzhledem k poloměru: $n \propto r^{1,25 \pm 0,25}$. V závislosti na jeho prostorovém rozložení se hmotnost horkého plynu liší řádově $10^{10} M_\odot$, což odpovídá přibližně 1 % celkové hmotnosti hvězd. Abundance Fe z_{Fe} v horkém plynu roste od okraje 0,2 – 0,4 po centrum 1 – 2, kde je dotována právě SN Ia [9].

Dobrou aproximací pro popis se jeví stav, kdy je plyn uvnitř i vně eliptických galaxiích v hydrostatické rovnováze. Dalším charakteristickým rysem tohoto horkého plynu je, že dynamický a tzv. sound-crossing time jsou téměř totožné, což dobře odpovídá hydrostatické rovnováze a jejich hodnota je mnohem menší, než pro dobu nutnou k zářivému ochlazování tzv. cooling time. Nicméně detailní rentgenová spektra, pořízená družicí XMM-Newton, vykazují malé nebo žádné emise iontů o teplotách nižších než je polovina viriálové teploty¹ ($T_{\text{vir}}/2$), z čehož vyplývá, že dochází k ochlazování pouze malé části plynu nebo k ochlazování nedochází vůbec. Možné vysvětlení tohoto pozorovaného jevu je, že plyn se ochlazuje bez možnosti přímého pozorování, protože rentgenové emise při ochlazování plynu mohou být skryty za chladnějším plynem, který je rozprostřen v prostoru a absorbuje záření. Nebo naopak k ochlazování nedochází a ztráty jsou kompenzovány dodatečným zdrojem, který plyn zahřívá. V současnosti nejčastěji uváděným vysvětlením je, že horký plyn je zahříván pomocí zpětné vazby aktivních galaktických jader (angl. AGN feedback), nacházejících se v centrech eliptických galaxií. Důvodem tohoto předpokladu je rozsáhlá netermální rádiová emise právě z těchto center [9].

Pokud by nemělo docházet k ochlazování plynu, musí být energetické ztráty určitým způsobem kompenzovány. Zde svou roli hraje supermasivní černá díra, kde akrece hmoty na černou díru může produkovat značné množství energie, dostatečné k ohřevu jejího okolí. Tento mechanismus může napomáhat převyšit ztráty a potlačit ochlazování plynu. Problém ohřevu mezihvězdného a mezigalaktického plynu a s tím spojený nedostatek chladného plynu, je přetrvávajícím jevem u velmi hmotných eliptických galaxií. To je hlavním důvodem zájmu dalšího studia těchto systémů [35].

1.3 Aktivní galaxie

Většina galaxií má velmi jasné jádro, jehož intenzita může být tak velká, že převyšuje emitované světlo z jiných částí galaxie. Běžné galaxie emitují záření, které má zejména hvězdný původ a pouze malá část náleží plynu a prachu. Nicméně existují i galaxie, které mají mnohem širší oblast distribuce energií resp. vlnových délek. Některé z nich vykazují emise od rádiové po RTG oblast, jiné naopak emitují zejména gama záření. Toto záření má původ v centrální části galaxie, což je označováno jako *aktivní galaktické jádro* - AGN (angl. Active Galactic Nuclei). Jasnost AGN se může značně měnit v krátkém časovém úseku.

¹Viriálová teplota – průměrná teplota při které gravitačně vázaný systém splňuje podmínky viriálového teorému.

AGN můžeme rozdělit do následujících skupin [8]:

- **Rádiové galaxie** – silné rádiové zdroje. Optická spektra mohou (ale nemusí) vykazovat emisní čáry. Pokud jsou přítomny, rozdělujeme objekty do dvou hlavních skupin: BLRG (angl. Broad-Line Radio Galaxies) – široké emisní čáry ve spektru, NLRG (angl. Narrow-Line Radio Galaxies) – úzké emisní čáry. Typickou rádiovou galaxií je například Cygnus A na obr. 1.2.
- **QSO** (angl. Quasi-Stellar Objects) – dosud nejvzdálenější detekované objekty s velmi vysokou luminozitou. Nejsou silnými zdroji rádiového záření. Téměř 90 % QSO objektů je rádiově tichých a proto je velmi obtížné jejich pozorování v této oblasti. Typickým znakem je, že jejich spektra vykazují vysokou hodnotu rudého posuvu ($z \sim 0,2 - 2,5$).
- **Seyfertovy galaxie** – patří mezi první AGN, které byly vůbec pozorovány a klasifikovány. Tyto AGN se nachází převážně ve spirálních galaxiích. Seyfertovy galaxie dělíme na dvě další podskupiny; Seyfert 1 a Seyfert 2. Typ 1 má velmi široké a mělké emisní čáry. Rozšíření čar naznačuje vysokou rychlosť plynu $\sim 1000 - 5000$ km/s, který se pohybuje v blízkém okolí jádra. Typ 2 se vyznačuje především mělkými emisními čarami. Existuje i jemnější dělení; typ 1,5, … 1,8 apod. Číslo představuje poměr šířky čáry ku její hloubce.
- **OVV** (angl. Optically Violent Variable) – pro tuto skupinu je charakteristická velmi silná variabilita ve viditelné oblasti spektra. Celkový tok z těchto objektů se může měnit v řádech dnů. Jejich záření je vysoce polarizováno a výrazně emitují i v rádiové oblasti.
- **BL Lac objekty** – pojmenovány po objektu BL Lacertae. Ve spektru se nepozorují silné emisní nebo absorpční čáry. Stejně jako OVV, i BL Lac objekty emitují polarizované záření. Jejich jasnost se může výrazně měnit, pokud je daný objekt pozorován po dostatečně dlouhou dobu.
- **LINERy** (angl. Low-ionization nuclear emission-line region) – je běžný typ AGN. Jsou podobné typu Seyfert 2. Emisní čáry mají původ v neutrálních atomech nebo iontech s velmi nízkými ionizačními energiemi. Šířka spektrálních čar je typicky velmi malá ve srovnání například se Seyfertovými galaxiemi.

Aktivita AGN je připisována centrální supermasivní černé díře. Centrální části všech AGN jsou považovány za stejné a jsou vysvětlovány unifikovaným modelem AGN. Různé variace ve vlastnostech AGN jsou připisovány jinému pozorovacímu úhlu, pod kterým sledujeme vnitřní část galaxie. V modifikovaném modelu je v centru AGN supermasivní černá díra obklopená plynným akrečním diskem [6].

1.3.1 Vybrané galaxie

Vzorek zkoumaných galaxií tvořily následující galaxie (viz tabulka 1.1). NGC 5044 (obr. 1.5 vpravo dole) je eliptická galaxie v souhvězdí Panny, jejíž centrální část je výrazně ovlivněna AGN. V systému jsou patrné dutiny a filamenty vzniklé právě aktivitou AGN. Dále galaxie NGC 4636 (obr. 1.5 vlevo dole) je normální eliptická galaxie typu E0, nacházející se také v souhvězdí Panny. V této galaxii je pozorováno několik dutin v horkém plynu, které jsou nejspíše vytvořeny působením jetů centrální AGN. Galaxie NGC 5044 i NGC 4636 obsahují značné množství horkého plynu, který se částečně ochlazuje [10]. V galaxii NGC 4722 (obr. 1.5 vpravo nahoře) se naopak nedetekuje téměř žádný chladný plyn. V tomto systému jsou patrné dutiny, vytvořené rázovými vlnami a jety, za jejichž vznikem stojí centrální AGN. Dále NGC 1399 (obr. 1.5 vlevo nahoře) je cD eliptická galaxie s aktivní AGN, která se nachází v blízkosti centra kupy galaxií v souhvězdí Pece. Také v této galaxii se vyskytují jety a dutiny [11]. V neposlední řadě galaxie NGC 4696 (obr. 1.4 vlevo) je velká eliptická galaxie s centrální AGN, nacházející se v samotném centru kupy galaxií v souhvězdí Kentaur [12].

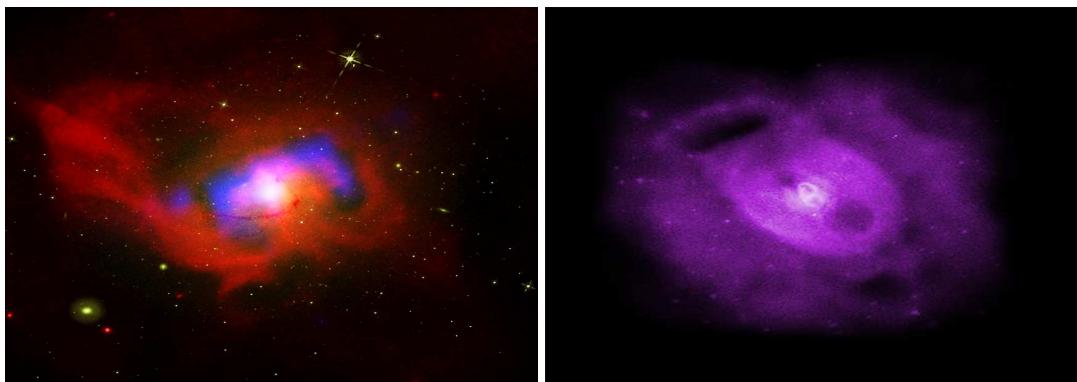
Pro detailnější zkoumání byla vybrána galaxie NGC 5813 (obr. 1.4 vpravo). Důvodem výběru bylo především velmi dlouhé pozorování, dosud jediné takto uskutečněné v rentgenové oblasti družicí Chandra ($t \approx 650$ ks [13]).

NGC 5813 se nachází v kupě galaxií v souhvězdí Panny. Nachází se ve vzdálenosti přibližně 32 Mpc od Země [14] a jedná se o eliptickou galaxii. V centru NGC 5813 se nachází AGN, které interaguje s okolním plynem a za přítomnosti magnetického pole se vytváří jet. Tento jet směřuje směrem ven z galaxie a odnáší s sebou vysoce energetické částice. Pozorování dále odhalila v okolí jádra dva páry tzv. dutin (angl. cavities), které jsou rozloženy v prostoru téměř kolinearne a každá z těchto dutin je spojena s rázovou vlnou. Dosud nejdetajnější pozorování Chandry odhalilo třetí dvojici dutin, rovněž kolinearne jako předchozí dutiny, které jsou asociovány s rázy, dosahujícími až do vzdálenosti 30 kpc. Tento systém je ojedinělý právě výskytem 3 páru dutin, za jejichž vznikem stojí rázové vlny, utvářené aktivitou AGN. Právě díky tomu je možné studovat zpětnou vazbu AGN. Tyto rázové vlny zahřívají plyn v galaxii i v jejím okolí, zabraňují jeho ochlazování a tím potlačují tvorbu nových hvězd. Okraje rázových vln jsou mírně rozšířené (bez výrazně ostrých hranic), což může být způsobeno turbulentním pohybem částic horkého plynu. Za předpokladu, že probíhá právě turbulentní pohyb, dosahuje rychlosť plynu hodnoty asi $320 - 720$ km/s, což je v souladu s předpovědí teoretických modelů, založených na pozorování horkého plynu v jiných systémech a kupa galaxií [15].

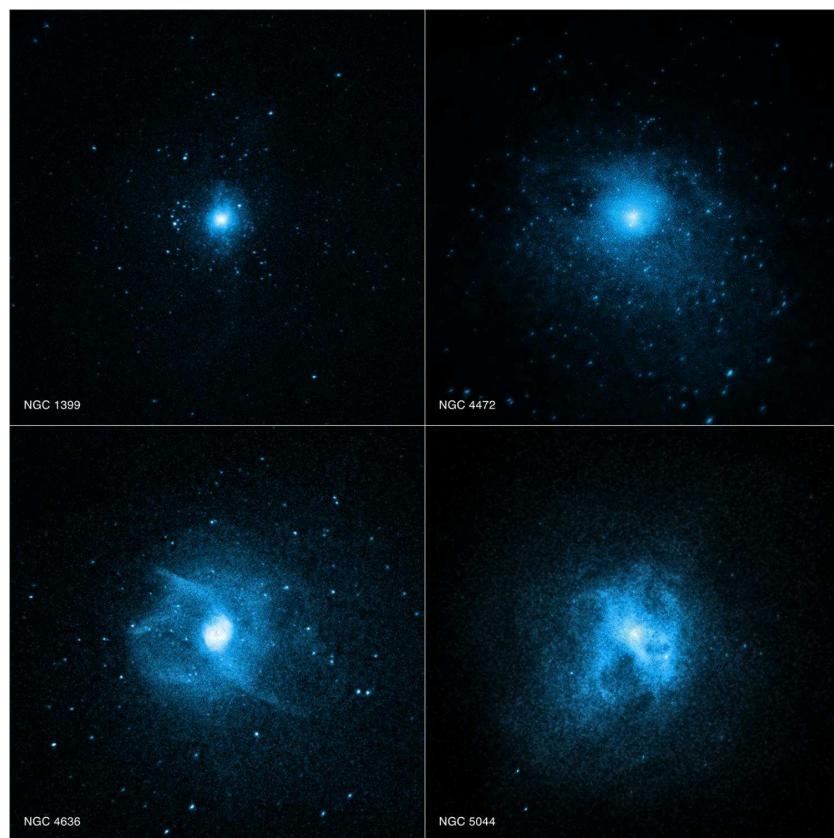
Objekt	Expozice [ks] ¹	Rektascenze α ²	Deklinace δ ²
NGC 5813	47,37	15 ^h 01 ^m 11,26 ^s	+01°42'07,09"
NGC 5044	82,48	13 ^h 15 ^m 23,97 ^s	-16°23'08"
NGC 4636	35,84	12 ^h 42 ^m 49,87 ^s	+02°41'16,01"
NGC 4472	19,11	12 ^h 29 ^m 46,80 ^s	+08°00'01,48"
NGC 1399	49,89	3 ^h 38 ^m 29,08 ^s	-35°27'02,67"
NGC 4696	23,56	12 ^h 48 ^m 49,28 ^s	-41°18'39,92"

Tabulka 1.1: Vzorek vybraných galaxií.

,



Obrázek 1.4: NGC 4696 (vlevo) [16] a NGC 5813 (vpravo) [17] - napozorováno Chandrou.



Obrázek 1.5: Vybrané eliptické galaxie: (nahoře) NGC 1399 a NGC 4472, (dole) NGC 4636 a NGC 5044 [18].

¹Expozice ze zpracovávaných fits snímků

²Souřadnice:<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

Kapitola 2

Stručný úvod do spektroskopie

Spektroskopie je jedním z nejdůležitějších nástrojů ke studiu okolního vesmíru a analýze z něj přicházejícího záření. Astronomická spektroskopie je věda využívající ke svému studiu právě techniky spektroskopie pro měření spektra elektromagnetického záření, které vyzařují různé vesmírné objekty. Získáním a analýzou například hvězdného spektra můžeme určit, o jaký typ hvězdy se jedná, jaké je její chemické složení, její efektivní teplota, poloměr nebo rychlosť rotace. Využívá se ke studiu i dalších objektů, jako jsou planety, mlhoviny, galaxie nebo aktivní galaktická jádra.

Spektrum můžeme proměňovat v několika pásmech; infračervené, viditelné, rádiové a rentgenové oblasti spektra. Pro detekci signálu je zapotřebí různých metod v závislosti na frekvenci resp. vlnové délce záření. Například rentgenová a UV spektroskopie vyžadují detektory umístěné nad atmosférou, protože atmosférický ozon (O_3) a molekulární kyslík (O_2) absorbují záření s vlnovou délkou kratší než 300 nm. K získání rádiového signálu je nutno použít velkých antén nebo radioteleskopů umístěných na Zemi.

2.1 Rentgenová spektroskopie

Rentgenové záření můžeme rozdělit do několika podtříd na základě jejich vlnové délky, resp. energie; *tvrdé rentgenové záření* je záření o vlnové délce $0,1 - 0,01$ nm (přibližně $12 - 120$ keV) a *měkké rentgenové záření* o vlnové délce $10 - 0,1$ nm ($0,12 - 12$ keV) [19].

Rentgenová spektroskopie se zabývá především studiem a detekcí záření přicházející z velmi horkých oblastí vesmíru a tímto způsobem lze zkoumat i podmínky ve velmi horkém plazmatu. Z rentgenových spekter je následně možné určit hustotu, teplotu, obsah prvků apod. Dále lze zjistit z několika málo diskrétních rentgenových emisí a absorpcí, jaké fyzikální podmínky panují v daném studovaném médiu [19].

Rentgenové emise jsou vlastní témař všem astronomickým objektům, mezi které patří většina hvězd různých spektrálních typů, dvojhvězdné systémy, bílé trpaslíci, proměnné hvězdy, kompaktní objekty jako neutronové hvězdy nebo černé díry, pulsary, pozůstatky po supernovách, horký mezihvězdný plyn nebo mezigalaktická hmota v kupách galaxií. V neposlední řadě i aktivní galaxie, jako například Seyfertovy galaxie, radio galaxie, kvazary a blazary.

Rentgenovému kontinuu obvykle dominují emise s energiami $1 - 10 \text{ keV}$. V závislosti na vzhledu spektra můžeme rozlišit tři základní typy rentgenových emisí; *netermální*, *termální* a *kombinované*.

Netermální emise je detekována u zdrojů, u nichž elektrony a jiné nabité částice o vysokých energiích, vyzařují synchrotronové záření za přítomnosti magnetického pole. Dále sem patří inverzní Comptonův jev nebo synchrotronová Comptonova emise (SSC). Zdroje vyzařující právě netermální záření zahrnují aktivní galaktická jádra (AGN), kvazary a pulzary.

Zdroji termálního záření mohou být hvězdné koróny, plyn v kupách galaxií (ICM), AGN, bílí trpaslíci, neutronové hvězdy apod.

V poslední řadě zdroje kombinovaného záření (kombinace termálního a netermálního) jsou pozůstatky po supernovách, u nichž je plyn zahříván rázovými vlnami. Hvězdné koróny, pozůstatky po supernovách i ICM – obsahující plazma o velmi nízké hustotě ($n_e \simeq 10^{-3} - 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$) a teplotě ($T \simeq 10^6 - 10^8 \text{ K}$), které produkují značnou část kontinua a emisí v čarách v rentgenové oblasti.

Pod podmínkou ionizační rovnováhy v rámci horkého plazmatu, může rentgenové kontinuum vznikat třemi procesy: Termální *bremssstrahlung* (volně-volná emise), *rekombinace* (volně-vázaná emise) nebo *dvou-fotonový rozpad* metastabilních stavů. Srážky mezi ionty a elektrony produkují charakteristické rentgenové čáry. Emise v čarách jsou výsledkem srážkové excitace valenčních elektronů nebo elektronů uvnitř slupek, zářivých a dvou-elektronových rekombinací nebo srážkových ionizací ve vnitřních slupkách. Emise v čarách a jejich četnost v sobě nesou informaci o stavu, hustotě, termálním pohybu, teplotě a abundanci prvků. Důležitým parametrem pro termální nebo srážkově ionizované plazma i pro fotoionizované plazma je energetický rozsah právě $0,1 - 10 \text{ keV}$, což z něj činí nejdůležitější rozmezí pro rentgenovou spektroskopii [19].

Kapitola 3

Termální procesy v plazmatu

Termální rentgenové záření a jeho analýza je důležitým nástrojem pro studium kosmických objektů, u nichž probíhají právě vysokoenergetické procesy. Příkladem těchto objektů může být horká hvězdná koróna, zbytky po supernovách, proměnné hvězdy, akreční disky v binárních systémech a disky kolem černých dér, difuzní mezihvězdné médium v galaxii, vnější části AGN apod. Plyn, vyskytující se v uvedených oblastech, má velmi nízkou hustotu a obsazení jednotlivých energiových hladin v atomech se již neřídí Sahovou rovnicí. Místo toho je většina atomů v základním stavu nebo blízko tohoto stavu. V takto řídkém plazmatu je třeba brát v úvahu, že plyn má malou nebo střední optickou hloubku. V tomto prostředí je přenos energie zářením prostý. Díky nízké hustotě plynu lze ve většině případů zanedbat hustotní vlivy. Pro velmi nízké hustoty je zapotřebí brát v úvahu i fotoionizační efekty.

Existuje několik způsobů, jakými mohou částice mezi sebou vyměňovat energii; *srážkou, výměnou fotonů, emise, absorpcí* nebo *rozptyl* [20].

3.1 Ionizační procesy

Srážková ionizace

Srážková ionizace nastává, pokud během interakce volného elektronu s atomem popř. iontem, předá volný elektron část své energie jednomu z vázaných elektronů v atomu popř. iontu a je tak následně schopen uniknout. Nezbytnou podmínkou pro tento mechanismus je, že kinetická energie E volného elektronu musí být větší než vazebná energie I dané slupky, ze které elektron uniká. Rovnice udávající účinný průřez σ tohoto procesu, je Lotzova formule ve tvaru [20]:

$$\sigma = \frac{a n_s \ln(E/I)}{E I}, \quad (3.1)$$

kde n_s je počet elektronů ve slupce a parametr a je normalizace ($a = 4,5 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2 \text{ keV}^2$). Z rovnice vyplývá, že vysoce energetické elektrony mají nižší ionizační energii než elektrony s nižší energií. Pro případ, kdy $E = I$, je účinný průřez s takto nastavenou mezní energií roven nule.

Rovnici účinného průřezu (3.1) můžeme integrovat analyticky a výsledek vyjádřit ve formě exponenciálních integrálů. Asymptotické výsledky pro celkový počet přímých ionizací v jednotkovém objemu za jednotku času C_{DI} jsou dány pro nízké a vysoké teploty vztahy [20]:

$$kT \ll I : \quad C_{\text{DI}} \simeq \left(\frac{2\sqrt{2} a n_s}{\sqrt{\pi m_e}} \right) \frac{n_e n_i \sqrt{kT} e^{-I/kT}}{I^2}, \quad (3.2)$$

$$kT \gg I : \quad C_{\text{DI}} \simeq \left(\frac{2\sqrt{2} a n_s}{\sqrt{\pi m_e}} \right) \frac{n_e n_i \ln(kT/I)}{I \sqrt{kT}}, \quad (3.3)$$

kde n_e a n_i je počet elektronů resp. počet iontů, m_e je hmotnost elektronu.

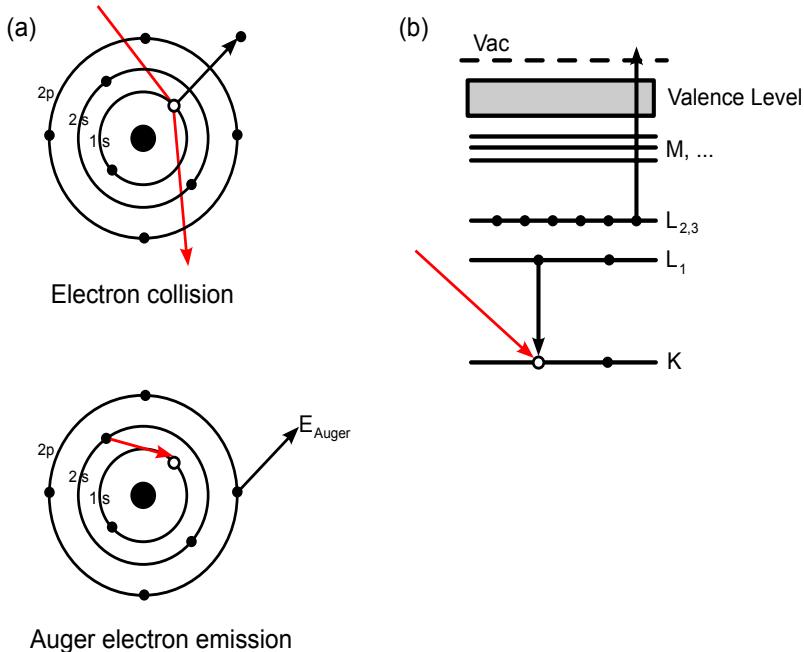
Pro velmi nízké teploty se četnost ionizací exponenciálně blíží nule. Celková rychlosť ionizace závisí na okolnostech, které plynou z podmínek pro atomové slupky. Obvykle jsou důležité 2 až 3 vnější slupky a to kvůli členu I^{-2} v rovnici (3.2) a členu I^{-1} v rovnici (3.3).

Autoionizace

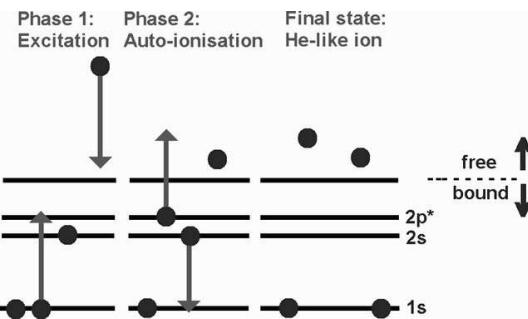
Interakce fotonu nebo volného elektronu s atomem popř. iontem vede k ionizaci. Pokud je elektron z některé vnitřní slupky odstraněn, výsledný iont je energiově nestabilní. Tuto vzniklou mezera lze s určitou pravděpodobností vyplnit za pomocí autoionizace skrze Augerův proces. V tomto procesu jeden z elektronů z vnější slupky zaplní volnou pozici na nižší energiové hladině. Takto uvolněná energie není emitována jako foton, ale předána jinému elektronu ve vnější slupce, který pak může uniknout z iontu. Pokud konečná elektronová konfigurace iontu stále není stabilní, autoionizace může pokračovat do doby, než je iont stabilní viz obr. 3.1 [20].

Excitační autoionizace

Při ionizaci je zapotřebí, aby měl volný elektron dostatečnou energii. Pokud tomu tak není ($E < I$), k ionizaci nedochází. Nicméně existuje stále možnost, jak dosáhnout ionizace. Jde však o komplikovanější mechanismus. Jakmile dojde ke srážce, elektron z vnější slupky se ocítá na vyšší energiové hladině a následkem toho je excitace. Ve většině případů, se iont opět vrátí do základního stavu zářivým přechodem a přitom se emituje foton. V některých případech je excitovaný stav nestabilní a může se objevit Augerův proces (bez zářivého přechodu). Vakantrní slupka je pak zaplněna jiným elektronem z jedné z vnějších slupek, zatímco předchozí excitovaný elektron je schopen uniknout z iontu. Tento mechanismus se vyskytuje pouze za podmínky, že excitovaný elektron přichází z jedné z vnitřních slupek. Tento proces je důležitý pro ionty lithia, sodíku a pro další podobné atomy. Schéma procesu je na obr. 3.2 [20].



Obrázek 3.1: Augerův proces [21]. Spektroskopický zápis použitého příkladu je K , L_1 , $L_{2,3}$.



Obrázek 3.2: Příklad excitační autoionizace pro iont lithia [20].

3.2 Rekombinační procesy

Zářivá rekombinace

Zářivá rekombinace je komplementární proces k fotoionizaci. Volný elektron je zachycen iontem a během záchytu se emituje foton. Uvolněné záření je označováno jako volně-vázaná emise v kontinuu. Vztah mezi fotoionizačním účinným průřezem $\sigma_{\text{bf}}(E)$ a rekombinačním účinným průřezem σ_{fb} se nazývá Milneho relace [20]:

$$\sigma_{\text{fb}}(v) = \frac{E^2 g_n \sigma_{\text{bf}}(E)}{m_e c^2 m_e v^2}, \quad (3.4)$$

kde c je rychlosť světla, m_e hmotnost elektronu a g_n je statistická váha kvantového stavu, ve kterém je elektron zachycen (pro prázdnou slupku je $g_n = 2n^2$).

Průměrováním přes Maxwellovo rozdelení získáme rekombinační koeficient R_n pro n -tou hladinu [20]:

$$R_n = n_i n_e \int_0^\infty v f(v) \sigma_{fb}(v) dv. \quad (3.5)$$

Bere se v úvahu, že se energie zachovává, tedy $E = \frac{1}{2} m_e v^2 + I$. V krajních případech bude pro rekombinační koeficient platit [20]:

$$kT \ll I : R_n \sim T^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.6)$$

$$kT \gg I : R_n \sim \ln(I/kT) T^{-\frac{3}{2}}. \quad (3.7)$$

Z rovnice (3.6) vyplývá, že $T \rightarrow 0$ dosahuje rekombinační koeficient nekonečna a chladné plazma je velmi těžké ionizovat. Pro $T \rightarrow \infty$ se rekombinační koeficient blíží nule, což vyplývá ze vztahu (3.7) pro ($v \rightarrow \infty$) a také kvůli výraznému poklesu fotoionizačního účinného průřezu pro vysoké energie.

Jako přibližnou approximaci můžeme použít $I \sim (Z/n)^2$. Touto substitucí získáme následující rovnice [20]:

$$kT \ll I : R_n \sim n^{-1}, \quad (3.8)$$

$$kT \gg I : R_n \sim n^{-3}. \quad (3.9)$$

V rekombinujícím plazmatu bude obsazeno více vyšších excitovaných hladin rekombinací, což vede k silnějším emisím v čarách. Na druhou stranu v ionizujícím plazmatu se rekombinace objevuje na nižších hladinách.

Pro celkovou míru zářivé rekombinace α_{RR} platí vztah [20]:

$$\alpha_{RR} \equiv \sum_n R_n = 5,197 \cdot 10^{-20} Z \lambda^{1/2} (0,4288 + 0,5 \ln \lambda + 0,469 \lambda^{-1/3}), \quad (3.10)$$

kde $\lambda \equiv E_H Z^2 / kT$ a energie $E_H = 13,6$ eV je Rydbergova energie.

Zachycený elektron ne vždy dosáhne základního stavu okamžitě. Pro chladné plazma ($kT \ll I$) jsou vyšší excitované stavy více obsazovány. Aby se dostal elektron do základního stavu, je vyžadován jeden nebo více zářivých přechodů. Porovnání rekombinace s excitací ukazuje, že pro nižší teploty zářivá rekombinace převládá, pro vyšší teploty převládá zářivá excitace.

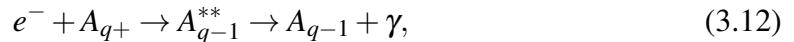
Dvouelektronová rekombinace

Tento proces je komplementárním procesem k excitační autoionizaci. Dvouelektronová rekombinace nastává tam, kde elektron rekombinuje s iontem v excitovaném stavu a excituje přitom druhý elektron. Iont je ponechán ve vysoce ionizovaném stavu (2x ionizovaný stav), který se pak může vrátit zpět do základního stavu autoionizací (tím se mění dvouelektronová rekombinace v proces jednoduchého rozptylu), nebo zářivým přechodem.

Pravděpodobnost zářivého přechodu α_{DR} lze approximovat vztahem [20]:

$$\alpha_{\text{DR}} = \frac{A}{T^{3/2}} e^{-T_0/T} \left(1 + Be^{-T_1/T} \right), \quad (3.11)$$

kde A, B, T_0 a T_1 jsou volné parametry. Pro $T \rightarrow \infty$ je asymptotické chování identické jako pro zářivou rekombinaci. Pokud $T \rightarrow 0$, můžeme tuto rekombinaci zanedbat, protože volný elektron nemá dostatečnou energii k excitaci vázaného elektronu. Schéma mechanismu dvouelektronové rekombinace je zapsáno ve tvaru:



kde $**$ reprezentuje dvakrát ionizovaný stav $q - 1$ krát ionizovaného iontu A . γ reprezentuje foton.

3.3 Absorpční procesy

Rentgenové paprsky emitované vesmírnými objekty neputují prostorem směrem k Zemi, aniž by nebyly ovlivněny okolním prostředím. Prostředí, které se nachází v cestě těchto paprsků, může absorbovat část záření. Absorpční čáry lze studovat i pomocí spekter s vysokým i nízkým rozlišením.

Absorpce v kontinuu

Absorpci v kontinuu je možné spočítat z fotoionizačního účinného průřezu. Celková opacita v kontinuu τ_c může být zapsána jako [20]:

$$\tau_c(E) \equiv N_{\text{H}} \sigma_c(E) = \sum_i N_i \sigma_i(E), \quad (3.13)$$

ke N_{H} je sloupcová hustota vodíku, σ_c účinný průřez v kontinuu. Opacita se průměruje přes všechny ionty i se sloupcovou hustotou N_i . Využitím rovnice (3.13) lze se znalostí koncentrace hmoty odvodit vztah pro přenos v kontinuu $T(E)$ jako [20]:

$$T(E) = e^{-\tau_c(E)}. \quad (3.14)$$

Absorpce v čarách

Jak již bylo uvedeno, světlo, které prochází ze zdroje přes určitý shluk hmoty, může být částečně absorbováno. Projevem tohoto jevu může být nejen absorpce v kontinuu, ale i absorpce v čarách. Pro přenos energie ve spektrální čáře T o vlnové délce λ platí [20]:

$$T(\lambda) = e^{-\tau(\lambda)}. \quad (3.15)$$

Pro $\tau(\lambda)$ dále platí:

$$\tau(\lambda) = \tau_0 \varphi(\lambda), \quad (3.16)$$

kde $\varphi(\lambda)$ je profil čáry a τ_0 je opacita v centru čáry λ_0 . Opacita je dáná vztahem [20]:

$$\tau_0 = \frac{\alpha h \lambda f N_i}{2\sqrt{2\pi} m_e \sigma_v}, \quad (3.17)$$

kde α je konstanta jemné struktury a h Planckova konstanta ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J s). Optická hloubka závisí také na vlastnostech absorbujícího prostředí, zejména na sloupcové hustotě iontů N_i , na disperzní rychlosti σ_v a také na síle oscilátorů f .

V nejjednodušší approximaci můžeme zavést Gaussův profil čáry $\varphi(\lambda) = e^{-(\lambda-\lambda_0)^2/b^2}$, což koresponduje s Dopplerovým rozšířením pro termální plazma. Ve vztahu veličina b závisí na střední kvadratické šířce Gaussova rozdelení σ vztahem $b = \sqrt{2}\sigma$.

Ekvivalentní šířku čáry W je možné získat ze vztahu [20]:

$$W = \frac{\lambda \sigma}{c} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \exp(-\tau_0 e^{-y^2/2})] dy. \quad (3.18)$$

Pro případ, kdy $\tau_0 \ll 1$, integrál může být vyčíslen jako:

$$\tau_0 \ll 1 : \quad W = \frac{\alpha h \lambda^2 f N_i}{2 m_e c} = \frac{1}{2} \alpha \frac{h \nu}{m_e c^2} f \lambda^2 N_i. \quad (3.19)$$

Gaussův profil čáry je vhodná approximace, pokud Dopplerova šířka čáry je větší než její přirozená šířka. Přirozeným profilem pro absorpční čáru je Lorentzův profil [20]:

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{(1+x^2)}, \quad (3.20)$$

kde x je:

$$x = \frac{4\pi(\nu - \nu_0)}{A}. \quad (3.21)$$

A reprezentuje celkovou míru pravděpodobnosti přechodu z horní hladiny na jakoukoliv nižší hladinu.

Galaktická absorpce

Rentgenové záření ze zdroje, který se nachází mimo naši Galaxii, musí procházet mezihvězdným prostředím galaxie. Záření je tak zeslabováno faktorem $e^{-\tau(E)}$ s optickou hloubkou danou vztahem [20]:

$$\tau(E) = \sum_i \sigma_i(E) \int n_i(l) dl, \quad (3.22)$$

kde se sčítá přes všechny ionty i a integruje přes paprsek l , v jehož směru je pozorován daný zdroj. Účinný průřez absorpce $\sigma_i(E)$ je často brán jako fotoionizační účinný průřez. Pro spektra s vysokým rozlišením je nutné započítat i opacitu v čarách, pro vysoké hodnoty sloupcové hustoty, pak také Comptonovu ionizaci nebo Thompsonův rozptyl.

Pro chladné neutrální plazma můžeme psát [20]:

$$\tau = \sigma_{\text{eff}}(E) N_{\text{H}}, \quad (3.23)$$

se sloupcovou hustotou vodíku N_{H} , danou vztahem:

$$N_{\text{H}} = \int n_{\text{H}} \, dx. \quad (3.24)$$

V efektivním účinném průřezu $\sigma_{\text{eff}}(E)$ jsou zahrnutý příspěvky k absorpci od všech prvků.

3.4 Emisní procesy

V plazmatu existují 3 emisní procesy: *Bremsstrahlung*, *volně-vázaná emise* a *dvoufotonová emise*.

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung patří mezi emisní procesy v kontinuu. Název bremsstrahlung pochází z německého *bremsen* - „brzdit“ a *strahlung* - „záření“, tedy brzdné záření. Jedná se o elektromagnetické záření produkované při zpomalování nabitéch částic nebo při vychylování nabité částice z její trajektorie. Typicky se jedná o interakci mezi volným elektronem a iontem (případně atomovým jádrem) viz obr. 3.3. Pohybující se částice ztrácí svou kinetickou energii, přičemž se emituje foton. Obecně je bremsstrahlung jakékoli záření generované v důsledku zpomalování nabité částice. Proces zahrnuje synchrotronové záření (tj. emise fotonu relativistickou částicí), cyklotronové záření (tj. emise fotonu nerelativistickou částicí) a emise elektronů a pozitronů během β -rozpadu.

Bremsstrahlung je dominantním mechanismem emise v kontinuu horkého plazmatu. Jde o důležitý ochlazovací mechanismus v oblastech s vysokými teplotami, jako např.: rádiové emise z H II oblastí, rádiové emise z ionizovaných větrů a jetů, rentgenové emise z kup galaxií apod. [22].

Emisivita záření bremsstrahlung je popsána rovnicí [8]:

$$\epsilon_v^{\text{ff}} = \frac{32\pi Z^2 e^6 n_e n_i}{3m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3k_B T m_e}} e^{-hv/k_B T} g_{\text{ff}}(T, v), \quad (3.25)$$

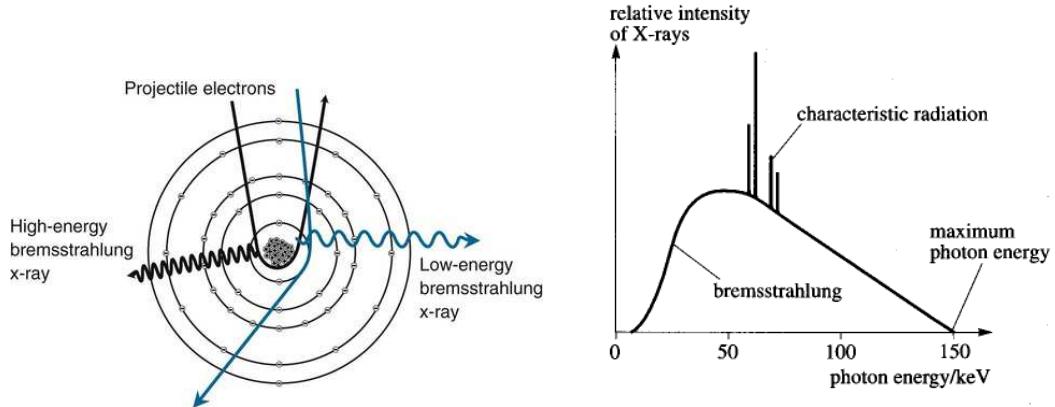
kde e značí elementární náboj, n_e a n_i je číselná hustota elektronů resp. iontů, Z je náboj iontů a m_e hmotnost elektronu, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J K $^{-1}$ je Boltzmannova konstanta. Bezrozměrná funkce g_{ff} se nazývá Gauntův faktor, který reprezentuje kvantově-mechanický faktor 1. řádu [8]:

$$g_{\text{ff}} \approx \frac{3}{\sqrt{\pi}} \ln \left(\frac{9k_B T}{4hv} \right). \quad (3.26)$$

Teplota plynu ve velkých kupách galaxií se pohybuje okolo $T \sim 5 \cdot 10^7$ K neboli $k_B T \sim 5$ keV (v rentgenové astronomii se používá k vyjádření teploty jednotka keV, stejného označení teploty bude využíváno i v následujícím textu).

Pro termální plazma se sluneční abundancí prvků, je celková emise záření bremsstrahlung dána vztahem [8]:

$$e^{\text{ff}} = \int_0^{\infty} dv \epsilon_v^{\text{ff}} \approx 3,0 \cdot 10^{-34} \sqrt{\frac{T}{1 \text{ K}}} \left(\frac{n_e}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^2 \text{ W cm}^{-3}. \quad (3.27)$$



Obrázek 3.3: Mechanismus záření bremsstrahlung [23].

Volně-vázaná emise

Volně-vázaná emise se objevuje během zářivé rekombinace z podkapitoly 3.2. Energie vyzářeného fotonu odpovídá buď ionizační energii rekombinovaného iontu (pro rekombinaci do základního stavu), nebo ionizační energii odpovídající excitovanému stavu (pro rekombinaci do vyšších hladin). Volně-volná emise e_{fb} je určena [20]:

$$e_{\text{fb}} = \sum_i n_e n_i R_r. \quad (3.28)$$

kde R_r je rekombinační koeficient z podkapitoly 3.2. Volně-vázaná emise je velmi důležitým procesem. Například pro CIE (angl. Collisional ionization equilibrium) s $kT = 0,1 \text{ keV}$ je volně-vázaná emise dominantním mechanismem v kontinuu pro energie $E > 0,1 \text{ keV}$. Pro CIE s $kT = 1 \text{ keV}$, tento mechanismus dominuje v kontinuu nad 3 keV. Pro CIE s $kT \gg 1 \text{ keV}$ je nejdůležitějším mechanismem záření bremsstrahlung. Pro CIE s $kT \ll 0,1 \text{ keV}$ pak převládá volně-vázaná emise.

3.4.1 Emisní procesy v čarách

Emisní procesy v čarách hrají také velmi důležitou roli v termálním plazmatu. Záření v čarách muže být rozděleno do dvou základních kroků; *excitační* a *emisní* proces.

Excitační proces

Atom popř. iont musí být uveden do excitovaného stavu před tím, než může emitovat fotony v čarách. S tím souvisí několik fyzikálních procesů. Jedním z nich je srážková excitace pro plazma v CIE. Srážka elektronu s iontem jej posune do excitovaného stavu. Další způsobem excitace iontu je absorpce fotonu s přesně danou energií. Také vnitřně-slupková ionizace může vybudit iont do excitovaného stavu [20].

Emisní proces

Iont, vybuzený do excitovaného stavu j , může přejít do základního stavu nebo do některého stavu i s nižší energií vyzářením fotonu. Tento mechanismus je označován jako emisní proces. Pravděpodobnost, že se vyskytne tento proces za jednotku času, je dán spontánním přechodem A_{ij} . Hodnota A_{ij} je různá pro každý přechod. Celková síla čáry P_{ij} je pak dána [20]:

$$P_{ij} = A_{ij} n_j, \quad (3.29)$$

kde n_j je číselná hustota iontů v excitovaném stavu j . Excitace ze základního stavu g je následována spontánní emisí a může být approximována rovnicí [20]:

$$n_g n_e S_{gj} = n_j A_{gj}, \quad \frac{n_j}{n_g} \ll 1, \quad (3.30)$$

kde S_{gj} označuje míru excitací.

Ve skutečnosti je mechanismus mnohem komplikovanější. Excitovaný iont může přejít do jiného mezistavu nebo svou roli zde mohou hrát i další excitace jako například kaskády přechodů z jiných stavů. Pro vysoké hustoty může mít vliv i srážková excitace nebo deexcitace. Ne všechny možné stavy mezi jednotlivými energiovými hladinami jsou povoleny. Existují i procesy, kdy jsou povoleny i zakázané přechody, ale s mnohem menší pravděpodobností tohoto přechodu A_{ij} . Pokud není jiná možnost, jak by mohl přejít iont z excitovaného j do jiného stavu, mohou se pak tyto zakázané čáry objevit a být i velmi silné [20].

3.4.2 Ionizační rovnováha

Pro výpočet rentgenové emise nebo absorpce plazmatu je zapotřebí znát také koncentraci iontů. Tato koncentrace může být určena z rovnic ionizační rovnováhy. Základní veličinou v těchto výpočtech je míra ionizací a rekombinací. Uvedeme několik důležitých případů; srážková ionizační rovnováha a fotoionizační rovnováha [20].

Srážková ionizační rovnováha

Nejjednodušším případem je srážková ionizační rovnováha CIE. V tomto procesu se uvažuje, že plazma je opticky tenké pro vlastní záření a není zde žádné vnější pole záření, které by ovlivňovalo ionizační rovnováhu. Mechanismy, jako fotoionizace a Comptonova ionizace, mohou být v případě CIE zanedbány. To znamená, že každá ionizace vede k

dalšímu uvolnění elektronu, protože procesy přímé ionizace a excitační autoionizace jsou nejfektivnější hlavně pro vnější slupky atomu.

Definujme si R_z , což je celková míra rekombinací iontu o náboji v intervalu $(z, z-1)$, a I_z jako celkovou míru ionizací pro náboje $(z, z+1)$. Z ionizační rovnováhy vyplývá, že pro $z > 0$ bude změna koncentrací iontů n_z rovna nule [20]:

$$z > 0 : \quad n_{z+1}R_{z+1} - n_zR_z + n_{z-1}I_{z-1} - n_zI_z = 0. \quad (3.31)$$

Pokud je náboj $z = 0$, pak přejde rovnice (3.31) do tvaru:

$$n_1R_1 = n_0I_0. \quad (3.32)$$

Pro hodnotu n_0 si můžeme z výrazu (3.32) vyjádřit:

$$n_1 = n_0 (I_0/R_1). \quad (3.33)$$

Pak pro hodnotu n_{z+1} z rovnice (3.33) plyne:

$$n_{z+1} = n_z (I_z/R_{z+1}). \quad (3.34)$$

Z normalizace vychází, že:

$$\sum_{z=0}^z n_z = n_{\text{element}}, \quad (3.35)$$

kde n_{element} je celková koncentrace prvku, která se odvíjí z celkové hustoty plazmatu [20].

Kapitola 4

Chandra

Rentgenová observatoř Chandra je pojmenována podle indického astrofyzika Subrahmanyana Chandrasekhara. Byla vynesena na oběžnou dráhu 23. 7. 1999 raketoplánem Columbia. Chandra je zkonstruována tak, aby byla schopna pozorovat rentgenové záření z vysoce energetických oblastí velmi horkých částí vesmíru. Zkoumanými objekty mohou být supernovy, aktivní galaktická jádra (AGN), kupy galaxií nebo černé díry interagující s jejím okolím. Vzhledem k tomu, že rentgenové záření je absorbováno zemskou atmosférou, musí se Chandra pohybovat nadní, ve výšce téměř 140000 km.

Misi má pod dohledem astrofyzikální společnost Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics se sídlem v Cambridge, MA. V rámci společnosti funguje i centrum Chandra, které provozuje satelit, zpracovává data a následně je poskytuje k další vědecké analýze [24].

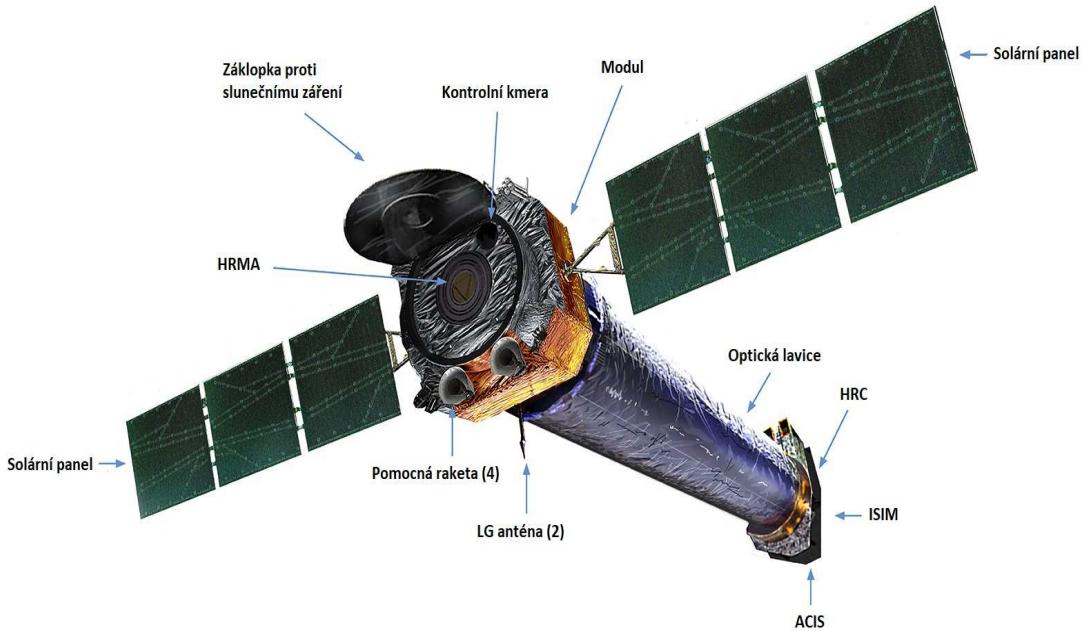
4.0.1 Charakteristika observatoře

Družice Chandra je válcového tvaru o rozměrech 13,8 m a celkové hmotnosti kolem 4800 kg. Jako zdroj energie slouží solární panely s rozpětím 19,5 m. Celkovou stabilitu družice zajišťuje několik gyroskopů. Tělo se skládá ze tří hlavních částí (viz obr. 4.1): rentgenový dalekohled, který fokusuje rentgenové paprsky přicházející od pozorovaného objektu; výzkumné přístroje, které umožňují zaznamenávat paprsky a dále je analyzovat; nosná loď, která poskytuje zázemí pro fungování všech přístrojů [24].

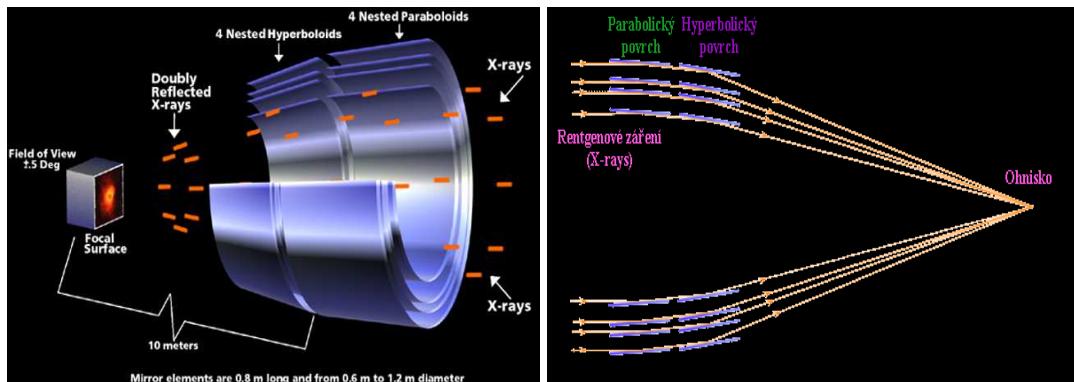
Dalekohled

Chandra nese rentgenový dalekohled, který je složen ze čtyř párů parabolických zrcadel o rozměru 0,85 m. Zrcadla tvoří sestavu označovanou jako HRMA (angl. High Resolution Mirror Assembly). Celkový průměr dalekohledu je 1,2 m a pokrývá zorné pole okolo $1,0^\circ$ s rozlišením 0,5 arcsec. Ohnisková vzdálenost sestavy je 10,5 m. Zrcadla jsou sestavena kolem optické osy tak, aby byla téměř paralelní vzhledem k přicházejícím rentgenovým paprskům. Samotná zrcadla mají speciální povrchovou úpravu, aby rentgenové paprsky nebyly pohlcovány (jako by tomu bylo u klasických zrcadel). Povrchovou vrstvu tvoří hlavně iridium, které zajišťuje vysokou reflektivitu povrchu [25].

Dopadající rentgenové paprsky se odráží od soustavy zrcadel a směřují do společného ohniska, v němž jsou umístěny přístroje ACIS a HRC (detailnější vysvětlení pojmu níže).



Obrázek 4.1: Chandra - konstrukce [26].



Obrázek 4.2: Konstrukce a umístění zrcadel (vlevo) [28], chod paprsků uvnitř dalekohledu (vpravo) [27].

Tyto přístroje jsou schopny zachytit paprsky, zjistit energii a dobu jejich detekce. Dalšími přístroji pro detailnější analýzu jsou LETG a HETG (detailnější vysvětlení pojmu níže). Každý se skládá z maticy mřížek, které se nastavují do cesty paprsků a jsou umístěny těsně za zrcadly. Na těchto mřížkách pak dochází k difracci v závislosti na energii paprsků [24].

ACIS

Zobrazovací spektrometr ACIS (angl. Advanced CCD Imaging Spectrometer) je jedním ze dvou přístrojů, umístěných v ohniskové rovině dalekohledu. Jedná se o sestavu CDD

čipů, které jsou oproti normálním CCD čipům poněkud sofistikovanější. ACIS pracuje v rozsahu energií 0,2 – 10 keV. Umožňuje tak vytvářet rentgenové snímky a současně proměřovat jejich energie. Přístroj je také vhodný ke studiu distribuce a fluktuace teplot napříč rentgenovými zdroji, jako jsou například oblaka horkého plynu v mezigalaktickém prostoru nebo pozůstatky po výbuchu supernovy [29].

HRC

HRC (angl. High Resolution Camera) je dalším přístrojem umístěným v ohniskové rovině, v němž dochází k detekci odražených paprsků od zrcadlové soustavy. Součinnost přístroje HRC a zaostřovací schopnosti zrcadel jsou klíčovou podmínkou pro vytvoření detailních snímků. Zorné pole kamery je 31×31 arcmin s rozlišením 0,5 arcsec. HRC je velmi užitečný nástroj pro zobrazování velmi horké hmoty v pozůstatcích po supernovách, pro zkoumání vzdálených galaxií, kup galaxií apod. [29].

HETG a LETG

Tyto dva nástroje se zabývají spektroskopí s vysokým rozlišením – spektrometr pro vysoké (HETG, angl. High Energy Transmission Grating) a nízké (LETG, angl. Low Energy Transmission Grating) energie. Každé zařízení je složeno ze stovek zlatých mřížek, které umožňují zachycení rentgenového záření odraženého od zrcadel. HETG i LETG mohou sloužit jako detektory pro ACIS nebo pro HRC.

LETG je umístěno na toroidním prstenci, připevněném na zrcadlech. Je navrženo pro rozsah energií 0,08 – 2 keV. Zařízení je složeno celkem ze 540 komponentů. Každý komponent se skládá ze struktury několika tisíců paralelních, nezávislých zlatých mřížek. Mřížkové elementy jsou umístěny v prstencích o průměru $25,4 \mu\text{m}$. Díky této technologii je možné měřit energie zachycených fotonů s přesností na 0,1 %. Samotná mřížka má pak průměrnou účinnost kolem 10 % .

HETG se skládá ze dvou typů mřížek; *high energy grating* ($0,2 \mu\text{m} / 200 \text{ nm}$) a *medium energy grating* ($0,4 \mu\text{m} / 400 \text{ nm}$). Aby bylo možné mezi nimi rozlišovat, jsou mřížky vůči sobě uspořádány pod jinými úhly. HETG je určeno pro rozsah energií od 0,4 – 10 keV.

Všechny přístroje, umístěné v ohniskové rovině, jsou uchyteny na modulu SIM (Science Instrument Module). SIM zajišťuje veškerou elektroniku pro řízení přístrojů, dále jejich izolaci, termoregulaci a také systémy řízení a správy dat nosné lodi.

Veškeré přístroje jsou ovládány z operačního střediska v NASA Marshall Space Flight Center (MSFC) v Huntsville. Data získaná prostřednictvím Chandry jsou uložena k dalšímu zpracování v Jet Propulsion Laboratory a přeposílána do pracoviště Chandra X-ray Center (CXC) v Cambridge, MA [29].

Kapitola 5

SPEX

SPEX je speciálně vytvořený softwarový balíček pro analýzu a interpretaci rentgenových spekter. Software je vhodný pro fitování spekter obdržených z nynějších rentgenových observatoří, jako jsou XMM-Newton, Chandra, Suzaku nebo Hitomi.

Samotný balíček obsahuje množství podprogramů pro výpočet spekter opticky tenkého plazmatu, jako jsou koróny, horké atmosféry galaxií, pozůstatky po supernovách nebo spektra fotoionizovaného plazmatu. Program uvádí do souvislosti vypočítaná vstupní spektra s instrumentální odezvou. Dále je k dispozici i program pro diferenční emisní modelování. SPEX obsahuje databázi s více než milionem čar 30 chemických prvků (od H po Zn) v UV i rentgenové oblasti. Tyto čáry jsou výsledkem excitací elektronů, zářivých rekombinací, dvouelektronových rekombinací, vnitřní excitací a ionizací [30].

5.1 Trafo

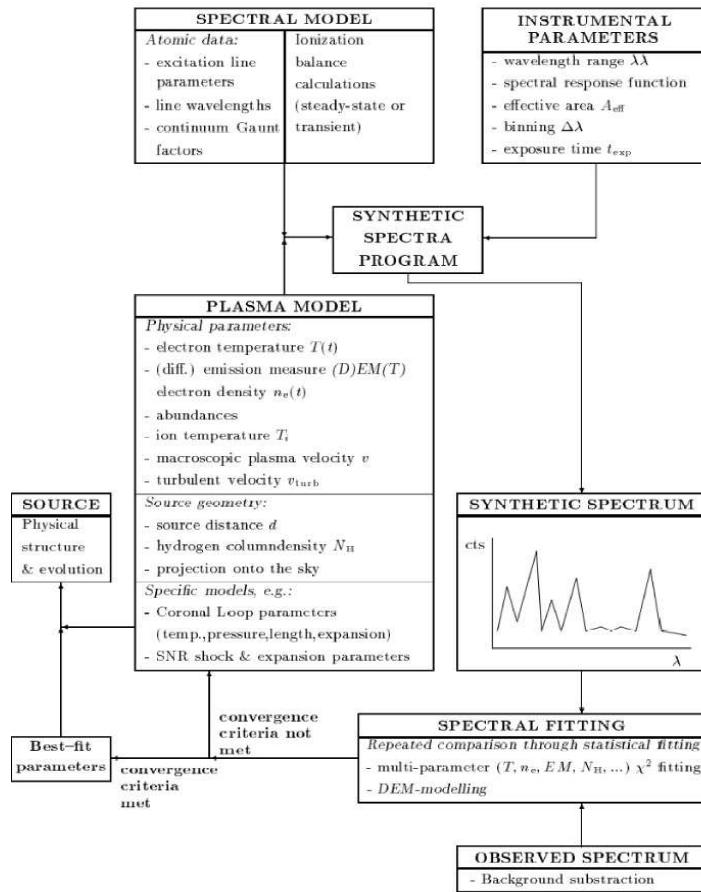
Trafo je aditivní program v rámci balíčku SPEX, který umožňuje transformovat spektra a matice odezvy ze standardního OGIP formátu do formátu používaného programem SPEX. Aby bylo možné použít data pro SPEX, je nutné mít odpovídající soubory. SPEX používá soubor s koncovkou *.spo*, který obsahuje veškerá data o spektru a pozadí. Další soubor s koncovkou *.res* obsahuje veškeré informace o matici odezvy, včetně informace o efektivní oblasti. Trafo vždy vytváří soubory *.res* a *.spo* současně. Program je dále schopen kombinovat různé datasety do jednoho výsledného spektra [30].

5.2 Modelování

Pro získání relevantních fyzikálních parametrů z pozorovaných rentgenových spekter, je nutné použít příslušné modely. Samotné modely umožňují namodelovat předpokládaný tvar spektra, založeného na fyzických parametrech, jako jsou elektronová teplota, hustotní rozdělení, turbulentní pohyby a abundance jednotlivých prvků. Fyzikální modely nemohou být porovnávány přímo s naměřenými spektry, protože přístroje, kterými měření spektra probíhá, vždy částečně pozmění spektrum. Příkladem tohoto jevu je tzv. pozadí (šum přístroje), které změní tvar kontinua v závislosti na citlivosti zrcadla, nebo v některých

případech může dojít i k rozmazání spektrálních čar v závislosti na spektrálním rozlišení přístroje.

Z důvodu zohlednění všech těchto vlivů, je běžnou procedurou použití modelovací techniky. Snahou je optimalizovat fit modelu na napozorovaná data spojením teoretického modelu spektra s instrumentální odezvou a příslušnou změnou modelovacích parametrů. Nejprve se bere v úvahu zjednodušený model plazmatu rentgenového zdroje, zanedbáním komplexnosti rozložení teploty, hustotní struktury nebo efekty opacity. Na schématu 5.1 je zobrazen diagram, který ukazuje proces modelování pro případ opticky tenkého plazmatu. Spektrální program dostane na vstupu parametry ze spektrálního modelu (data pro ionizaci a excitaci v čarách a kontinuu), dále pak instrumentální parametry a model plazmatu pro daný zdroj. Program pak generuje kód pro spektrum, které může být porovnáváno s napozorovaným spektrem a testováno v rámci fitovací procedury [30].



Obrázek 5.1: Modelovací diagram programu SPEX [30].

5.2.1 Komponenty

SPEX využívá při spektrálním modelování několika typů komponent; *aditivní* a *multiplikativní* [30].

Aditivní komponenty určují normalizaci úrovně toku. Typickými aditivními komponentami jsou například δ -profil nebo power-law komponenta. Aditivní komponenty jsou děleny do dalších podskupin. Do *jednoduchých* komponent patří již zmíněný power-law, nebo model černého tělesa. Druhou podskupinou jsou *plazmové* komponenty, které využívají atomový kód SPEXu. U těchto komponent je možné zadat specifické údaje při vykreslování, které u jednoduchých komponent nejsou dostupné.

Multiplikativní komponenty pracují nad aditivními komponentami. Mezi tyto komponenty patří například mezihvězdná absorpce. Multiplikativní komponenty dělíme také do podskupin. *Absorpční* typ, což je například právě mezihvězdná absorpce. Dalším typem jsou *posuvy*, kam patří například rudý posuv, Dopplerův posuv, nebo kosmologický rudý posuv. Poslední typ, tj. *konvoluční* typ, zahrnuje například Gaussovské rozšíření rychlostí.

5.2.2 Syntax programu

Při zadávání jednotlivých příkazů a komponent je velmi důležité dbát na pořadí. To platí především v případě komponent, které mají být aplikovány na konkrétní aditivní komponentu, protože jednotlivé operace nejsou vždy komutativní. V programu byly využity následující komponenty:

Reds

Reds neboli model rudého posuvu (angl. Redshift model) je multiplikativní model, který aplikuje rudý posuv z na libovolnou aditivní komponentu. Je-li emitován foton s energií E , model *reds* jej posune na energii $(1+z) E$. Navíc je aplikována korekce časové prodlevy, tzn. spektrum $S(E)$ (fotony/s na bin) je vyděleno $1+z$. Výchozí hodnota z je rovna 0, což umožňuje vypočítat efekty kosmologického rudého posuvu, 1 pak představuje rudý posuv pro případ pohybu zdroje směrem od nás, tedy rudý posuv v rámci rychlosti [30].

Absm

Absm (angl. Morrison & McCammon absorption model) je model, který počítá přenos záření skrze neutrální plyn s abundancí dle [31]. V tomto modelu je možné měnit následující parametry:

- nh – sloupcová hustota vodíku v jednotkách 10^{28} m^{-2} . Výchozí hodnota je 10^{24} m^{-2} .
- f – faktor pokrytí; výchozí hodnota: 1 (plné pokrytí).

Cie

Model cie (angl. Collisional Ionisation Equilibrium) vyhodnocuje spektrum ve srážkové ionizační rovnováze. Zahrnuje dva kroky. V prvním vypočítá ionizační rovnováhu a následně poté počítá rentgenové spektrum. Parametry této komponenty jsou [30]:

- **Teplota**

SPEX rozlišuje 3 teploty, které se v tomto modelu používají. První z nich je elektronová teplota T_e , často označována pouze jako teplota plazmatu. T_e určuje tvar kontinua, emisivitu v čarách a výsledné spektrum je na ní silně závislé. Další je iontová teplota T_i . Je důležitá pokud se určuje rozšíření čar, protože závisí na termální rychlosti iontů. Třetí teplotou je teplota ionizační rovnováhy T_b , která se používá pro určení ionizační rovnováhy a to ve výpočtech ionizačních a rekombinačních koeficientů.

V rovnovážném plazmatu je poměr $R_b = T_b / T_e$ roven 1. Je však možné měnit hodnotu poměru R_b za účelem simulovat plazma, které v rovnováze není. Pro případ, kdy $R_b < 1$, máme ionizující plazma, pro $R_b > 1$ jde o rekombinující plazma. Dále je také možné simulovat efekty neizotermality. SPEX k tomu využívá Gaussovo rozdělení emisí [30]:

$$Y(x) = \frac{Y_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} e^{\frac{-(x-x_0)^2}{2\sigma_T^2}}, \quad (5.1)$$

kde Y_0 je celková integrovaná míra emisí. Ve výchozím nastavení modelu odpovídá proměnným $x \equiv \log(T)$ a $x_0 \equiv \log(T_0)$, kde T_0 je průměrná teplota plazmatu. Pokud je změněno nastavení na $\log(T) = 0$, získá se tak $x \equiv T$ a $x_0 \equiv T_0$. Nastavením parametru $\text{sup} > 10^{-5}$ se změní distribuce Gaussova rozdělení emisí na asymetrický model. Parametr σ určuje sklon nízkoteplotní části Gaussova rozdělení a sup určuje vysokoteplotní část. Parametr σ_T má ve výchozím stavu hodnotu $\sigma_T = 0$, což odpovídá izotermálnímu spektru tzn. spektru s jedinou teplotou. V případě, že je hodnota σ_T vyšší, počítá se více izotermálních spekter, tzn. multiteplotní *gdem* model.

- **Abundance prvků**

Abundance prvků jsou dány ve výchozím nastavení dle Lodders et al. (2009). Pro účely spektrálního fitování se použil případ silného termálního kontinua. Ve většině případů je kontinuum určeno především vodíkem a héliem. Rentgenové čáry jsou pak způsobeny jinými prvky a poměr čáry ku kontinuu je přímou mírou abundance kovů vůči H/He. V tomto případě je abundance vodíku fixována a mohou se měnit abundance jiných prvků stejně tak jako celková emisivita.

Vybrané proměnné modelu cie:

- norm – normalizace, odpovídá emisivitě $Y = n_H n_e V$ v jednotkách $[Y] = 10^{64} \text{ m}^{-3}$, n_e a n_H je elektronová resp. vodíková hustota, V je rozměr (objem) zdroje,
- t – elektronová teplota T_e v keV,
- sig – šířka σ_T Gaussova emisního profilu, ve výchozím nastavení je její hodnota 0 (izotermální rozložení),
- 01, 02, ..., 30 – udává abundanci daného prvku (01 - H, ..., 30 - Zn).

Ibal

Ibal (angl. Ionisation balance) neboli ionizační rovnováha. Pro plazmové modely je možné používat různé výpočty ionizační rovnováhy. Je možné použít 2 nejaktuálnější verze ionizační databáze a to U16 [32] a U17 [33]. Změna modelu pro výpočet ionizační rovnováhy:

- `ibal u16/u17` – změna příslušné databáze.

Var

Var (angl. Various Settings For The Plasma Models). Pro plazmové modely existuje několik proměnných, které mají jako výchozí nastavenou konkrétní hodnotu, ale je možné je měnit. Jedním z použitých v modelování je [30]:

- `var calc new` – pro model se použije nejnovější verze databáze čar SPEXACT.

5.3 Spektrální fitování

Příkazem `fit` dojde k fitování spektrálního modelu na data. Během fitování mohou být měněny jen parametry, označené jako `thawn`. SPEX používá dva typy fitovací statistiky: χ^2 a C-statistiku. Současná verze používá jako výchozí C-statistiku, protože ve většině případů dává více robustní výsledky [30].

5.3.1 χ^2 fit

χ^2 vypočítáme jako:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(N_i - s_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (5.2)$$

kde i je počet datových binů, N_i součet pozorovaných countů a countů pozadí, s_i je očekávaný součet countů zdroje a pozadí fitovaného modelu. Pro Poissonovo rozdělení běžně platí, že $\sigma_i^2 = N_i$. Z článku [34] vyplývá, že klasická metoda χ^2 je nepřesná pro spektra s méně než 100 county na bin. Není to kvůli aproximaci Poissonovy statistiky normálního rozdělení, ale použitím pozorovaného počtu countů N_i jako vah pro výpočet χ^2 . Dále se ukazuje, že tento problém může být vyřešen nahrazením $\sigma_i^2 = s_i$, tedy očekávaným počtem countů z nejlepšího fitu modelu. Zadáním do programu `fit weight model`, se použijí tyto modifikované váhy. Tento fit zahrnuje následující kroky: nejprve fituje spektrum za použití datových chyb jako vah; po dokončení fitu a zadáním `fit weight model` dojde k nahrazení s_i z prvního kroku hodnotou s_i z druhého kroku [30].

5.3.2 C-statistika

C-statistika je další možností ke spektrálnímu fitování. Jedná se o alternativu k fitování χ^2 v limitě [30]:

$$C = 2 \sum_{i=1}^n s_i - N_i + N_i \ln(N_i/s_i). \quad (5.3)$$

Uživatelsky je velmi výhodné, pokud může kontrolovat, zda hodnota C-statistiky je akceptovatelná vzhledem k fitu modelu. Toto ověření nabízí očekávaná hodnota C-statistiky (angl. Expected value of C-stat) C_e , založená na nejlepším fitu modelu. Hodnota C_e je dána:

$$C_e = 2 \sum_{k=0}^{\infty} P_k(\mu)(\mu - k + k \ln(k/\mu)), \quad (5.4)$$

kde μ je očekávaný počet countů, k je počet jevů (událostí) (0, 1, 2, ...).

Kapitola 6

Zpracování dat

Data galaxií byla získána prostřednictvím družice Chandra. Pro zpracování bylo vybráno 6 galaxií. Pro galaxii NGC 5813 bylo získáno nejdetailnější rentgenové spektrum s expoziční dobou 650 ks. Jedná se o dosud nejdelší pozorování galaxie, jaké bylo družicí Chandra pořízeno. Z tohoto důvodu byla tato galaxie zvolena pro detailnější analýzu.

Před analýzou spekter galaxií v programu SPEX bylo třeba vytvořit příslušné datové soubory s koncovkami *.res* a *.spo*, které jsou vytvářeny programem *Trafo*. Pro program *Trafo* byly k dispozici tyto soubory pro každé spektrum galaxie:

- *_tot_combined_new_bkg.pi
- *_tot_combined_new_src.arf
- *_tot_combined_new_src.pi
- *_tot_combined_new_src.rmf

Program SPEX pracuje na bázi příkazové řádky, tedy jednotlivé příkazy je třeba zadávat buď postupně nebo, uživatelsky přístupnějším způsobem, vysázet všechny příkazy samostatně do souboru, který je pak programem pouze načten a pracuje s ním již samostatně.

```
[nixi@galaxy NGC5813_spex_files]$ spex
Welcome nixi to SPEX version 3.04.00

NEW in this version of SPEX:
04-12-2017 Set default ibal to Urdampilleta et al. (2017)
04-12-2017 Multiple atomic and model updates since 3.03.00 (see manual)

Currently using SPEXACT version 2.07.00. Type "help var calc" for details.

SPEX> █
```

Obrázek 6.1: Prostředí programu SPEX.

Při sázení příkazů bylo třeba brát ohled na jejich pořadí, ať už se příkazy zadávaly přímo přes příkazovou řádku nebo byly uloženy v souboru. Velká pozornost byla zaměřena

na komponenty rudého posuvu (*reds*), galaktické absorpcie (*absm*) a srážkové ionizační rovnováhy (*cie*), protože závisí na tom, zda jde o aditivní nebo multiplikativní komponenty. Dále byly zadány hodnoty rudého posuvu, absorpcie a vzdálenost galaxie. Hodnoty pro galaxie, použité v programu SPEX, jsou uvedeny v následující tabulce:

Objekt	ID	z ¹	d ² [Mpc]	n_{H} ³ [10^{20} cm^{-2}]
NGC 5813	5907	0,0065	32,1	4,37
NGC 5044	9399	0,0093	35,0	4,87
NGC 4636	323	0,0031	18,8	1,9
NGC 4472	321	0,0033	19,5	1,53
NGC 1399	319	0,0048	18,4	1,5
NGC 4696	504	0,0114	41,3	8,3

Tabulka 6.1: Vstupní hodnoty galaxií pro program SPEX.

Během modelování spekter ve SPEXu mohou být měněny některé parametry, vůči kterým chceme sledovat změnu jiných parametrů. Výchozí označení je *frozen* – „zamrzlé“. Mohou však být tzv. uvolněny, označeny jako *thawn*, aby bylo možné sledovat změnu ostatních parametrů během modelování, např.:

- parameter 1 2 nh value 4.38e-4 – zadaná hodnota rudého posuvu galaxie,
- parameter 1 2 nh status frozen – zafixuje se hodnota rudého posuvu, vůči které můžeme sledovat změnu jiných parametrů (hodnot) jako abundance prvků, celková emise apod.

Možnosti měnit a uvolňovat parametry bylo využito pro každou galaxii. Zvlášť byly zadány hodnoty pro vzdálenost dané galaxie, pro rudý posuv z a galaktickou absorpci n_{H} .

V dalším kroku byly uvolněny i abundance některých prvků, konkrétně kyslíku, křemíku, hořčíku, železa a síry. Tyto prvky byly zvoleny proto, že v rámci eliptických galaxií se nachází pozůstatky po supernovách typu II a Ia, u kterých se ve spektru nachází právě tyto prvky. Abundance neonu a hořčíku byly dále tzv. spárovány – příkaz `couple`, kvůli tomu, že jejich spektrální čáry jsou velmi blízko sebe a dochází k jejich překrývání. V neposlední řadě bylo spektrum všech galaxií ořezáno na stejný rozsah energií 0,5 – 2 keV z důvodu eliminace vysokého šumu pod a nad tímto rozpětím.

Dále program SPEX nabízí několik možností ke statistickému fitování modelu a dat: χ^2 a C-statistika. Pro spektra byla použita C-statistika, z toho důvodu, že je ideální právě pro rozsáhlejší spektra, což byl tento případ. Následně bylo třeba v programu SPEX zadat, s jakou verzí SPEXACT má program pracovat. SPEXACT je atomární kód s příslušnou databází čar prvků. V současném programu je jako výchozí nastavena verze databáze SPEXACT v2. Pro první analýzu a porovnání výsledků všech galaxií, byla vybrána verze

¹Hodnoty pro rudý posuv byly získány z: <http://ned.ipac.caltech.edu>

²Hodnoty pro vzdálenost galaxií byly získány z: <http://ned.ipac.caltech.edu>

³Hodnoty pro galaktickou absorpcii byly získány z: [/heasarc.gsfc.nasa.gov](http://heasarc.gsfc.nasa.gov)

v2 (dále v textu označováno jako starší model) s modelem pro jednu teplotu (dále jako 1T) a pro multiteplotní *gdem* model (angl. Gaussian Differential Emission Measure).

Vzhledem k tomu, že bylo k dispozici velmi obsáhlé spektrum galaxie NGC 5813, byla v tom případě použita i nová verze SPEXACT v3, pomocí které bylo provedeno modelování s 1T i multiteplotním *gdem* modelem. V textu dále označováno použití SPEXACT v3 jako nový model.

Pro použití nových modelů, jak pro 1T, tak i pro multiteplotní *gdem* modely, bylo třeba do příkazové řádky zadat:

- `var calc new` – program bude modelovat s novou verzí SPEXACT v3.

Zadáním následujících příkazů se změní model 1T na multiteplotní *gdem* model:

- `parameter 1 3 sigma status thaw` – uvolněním parametru σ ,
- `parameter 1 3 sigma value 0.1` – zadáním konkrétní hodnoty σ se model změní na multiteplotní *gdem* model.

Výsledky pro modelování galaxií oběma modely jsou uvedeny v tabulce 6.2.

Objekt	1T model		<i>gdem</i> model	
	σ	kT [keV]	σ	kT [keV]
NGC 5813	–	$0,689 \pm 0,001$	$0,053^{+0,006}_{-0,002}$	$0,6921 \pm 0,0009$
NGC 5044	–	$0,826 \pm 0,001$	$0,085 \pm 0,003$	$0,854 \pm 0,002$
NGC 4636	–	$0,682 \pm 0,003$	$0,081 \pm 0,006$	$0,671^{+0,004}_{-0,005}$
NGC 4472	–	$0,937 \pm 0,002$	$0,102 \pm 0,002$	$0,997 \pm 0,004$
NGC 1399	–	$0,991 \pm 0,008$	$0,129 \pm 0,009$	$1,11 \pm 0,02$
NGC 4696	–	$1,4558 \pm 0,0008$	$0,193^{+0,008}_{-0,0004}$	$1,806^{+0,006}_{-0,002}$

Tabulka 6.2: Modely 1T a multiteplotní *gdem* ve starší verzi.

Dále byla provedena důkladnější analýza galaxie NGC 5813. Nejdříve probíhalo modelování pro 1T a multiteplotním *gdem* model ve starší verzi, poté pro 1T a multiteplotním *gdem* model v novější verzi.

Výsledky modelů jsou uvedeny nejprve v rámci změny vstupních parametrů v tabulkách 6.3 a 6.4. Změny abundancí prvků, teploty kT a parametru σ jsou uvedeny v tabulkách 6.5 a 6.6. Na grafech 1T modelů (6.2, 6.3) a multiteplotních *gdem* modelů (6.4, 6.5) je zobrazeno spektrum galaxie (černá linie) a model (červená linie).

Parametr	Starší model	Nový model
z	$2,196 \cdot 10^{-2}$	$1,979 \cdot 10^{-2}$
$n_{\text{H}} [10^{28}/\text{m}^2]$	$4,892 \cdot 10^{-4}$	$4,698 \cdot 10^{-5}$
$Y [10^{64}/\text{m}^3]$	$3,71 \cdot 10^6$	$2,59 \cdot 10^6$
χ^2	2764,51	1237,99
C-stat	2681,91	1223,66
Stupně volnosti	94	94
očekávaná hodnota C-stat	$103,01 \pm 14,35$	$103,01 \pm 14,35$

Tabulka 6.3: NGC 5813: výstupní parametry 1T modelů.

Parametr	Starší model	Nový model
z	$1,98 \cdot 10^{-2}$	$2,19 \cdot 10^{-2}$
$n_{\text{H}} [10^{28}/\text{m}^2]$	$6,61 \cdot 10^{-4}$	$1,98 \cdot 10^{-4}$
$Y [10^{64}/\text{m}^3]$	$3,55 \cdot 10^6$	$2,76 \cdot 10^6$
χ^2	2555,50	1033,25
C-stat	2488,12	1003,98
Stupně volnosti	93	93
očekávaná hodnota C-stat	$103,01 \pm 14,35$	$103,01 \pm 14,35$

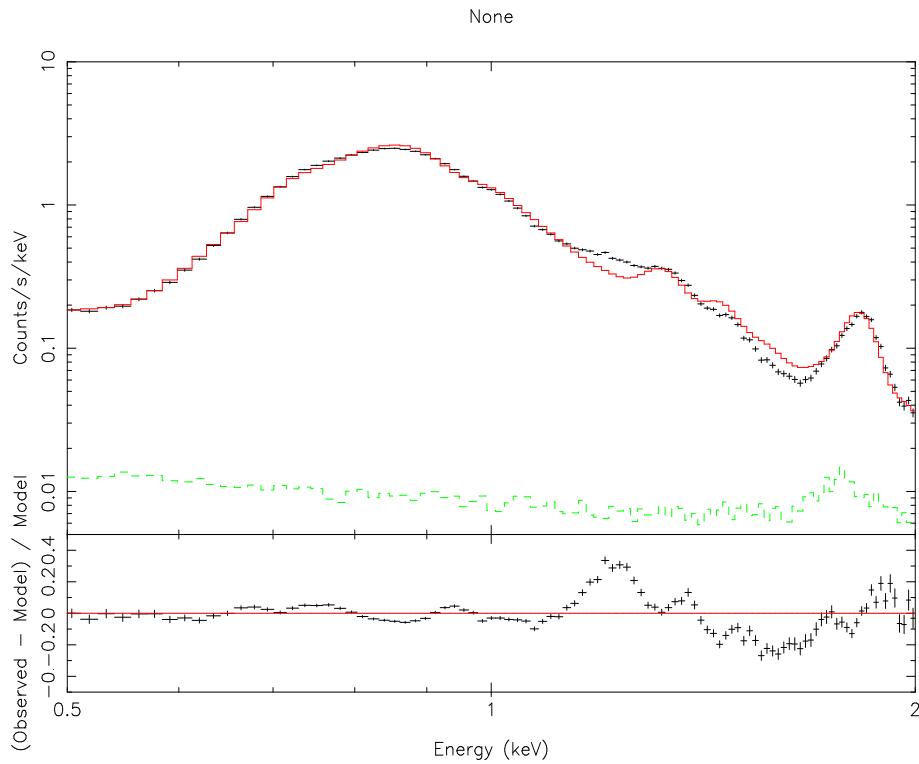
Tabulka 6.4: NGC 5813: výstupní parametry multiteplotních *gdem* modelů.

Parametr	Starý model	Nový model
$kT [\text{keV}]$	$0,689 \pm 0,001$	$0,692 \pm 0,001$
σ	—	—
Abundace Fe	$0,59 \pm 0,01$	$0,94 \pm 0,01$
Abundace Si	$0,626 \pm 0,009$	$0,86 \pm 0,01$
Abundace S	—	$0,08^{+0,01}_{-0,08}$
Abundace Mg	$0,69 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,01$
Abundace O	$0,42 \pm 0,02$	$0,61^{+0,04}_{-0,01}$

Tabulka 6.5: NGC 5813: Výsledky 1T modelů.

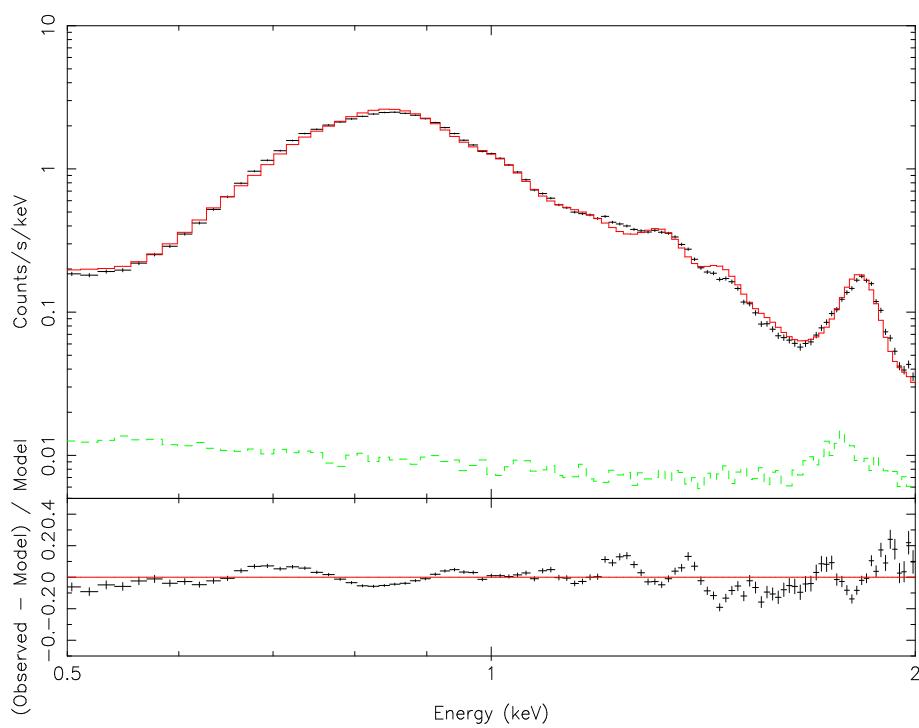
Parametr	Starý model	Nový model
$kT [\text{keV}]$	$0,6921 \pm 0,0009$	$0,672 \pm 0,002$
σ	$0,053^{+0,006}_{-0,002}$	$0,116 \pm 0,004$
Abundace Fe	$0,664^{+0,005}_{-0,002}$	$1,03 \pm 0,02$
Abundace Si	$0,646 \pm 0,009$	$0,92^{+0,01}_{-0,02}$
Abundace S	$0,9^{+0,2}_{-0,3}$	—
Abundace Mg	$0,6891 \pm 0,007$	$0,93 \pm 0,03$
Abundace O	$0,58 \pm 0,01$	$0,45^{+0,03}_{-0,02}$

Tabulka 6.6: NGC 5813: Výsledky multiteplotních *gdem* modelů.

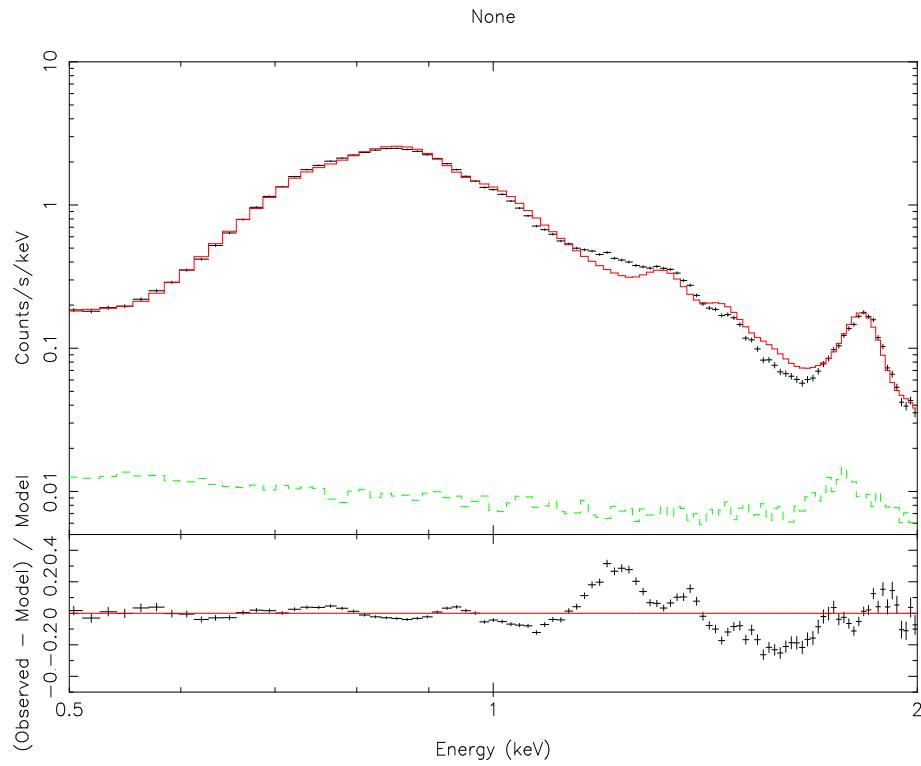
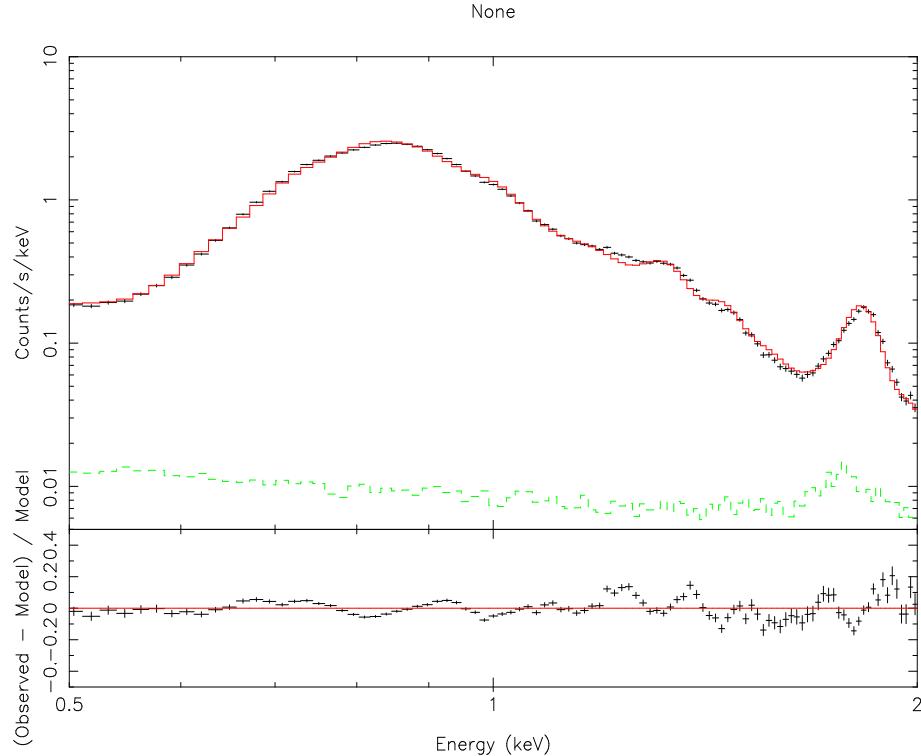


Obrázek 6.2: NGC 5813: Starý model 1T.

None



Obrázek 6.3: NGC 5813: Nový model 1T.

Obrázek 6.4: NGC 5813: Starší multiteplotní *gdem* model.Obrázek 6.5: NGC 5813: Nový multiteplotní *gdem* model.

6.1 Analýza 2D map

Zpracovávanými soubory jsou mapy ukazující 2D rozdelení teploty a emisivity dané galaxie. Každá z těchto map byla vytvořena za pomocí desítek až stovek spekter pro každou oblast na snímku, ze kterých se pak určila hodnota emisivity popř. teploty. Tyto mapy je možné vytvořit pouze pro objekty, ze kterých se detekuje velké množství fotonů. V jiných případech není možné získat podobné množství spekter.

Vzorek galaxií v této práci umožňuje jejich podrobné zkoumání právě díky těmto 2D mapám. K analýze byly použity vždy dva fits soubory s příslušnými mapami pro každou galaxii. Jejich rozbor probíhal v programovacím prostředí Jupyter notebooku prostřednictvím jazyka Python. Jak bylo uvedeno, jeden ze dvojice souborů obsahuje informaci o teplotním rozdelení atmosféry galaxie, další snímek informaci o její celkové emisivitě.

Pro porovnání výsledků mezi sebou bylo nutné zvolit vhodné měřítko každého snímku. Proto byly vybrány oblasti o poloměru 10 kpc, abychom mezi sebou porovnávali vždy stejné oblasti galaxie. Na obr. 6.6 – 6.11 jsou na osách x a y souřadnice polohy pixelů na snímku a postranní panel ukazuje rozsah teplot kT u teplotních snímků a rozsah emisivit Y_e u snímků s emisivitou.

Dále byl pro každou galaxii nejdříve vytvořen tzv. maskovací snímek, který odstranil ze snímků pixely o nulové hodnotě, které by nám v analýze mohly zanášet systematické chyby. Maskování těchto pixelů je na obrázcích patrné a tato místa s nulovou hodnotou jsou vyznačena černou barvou.

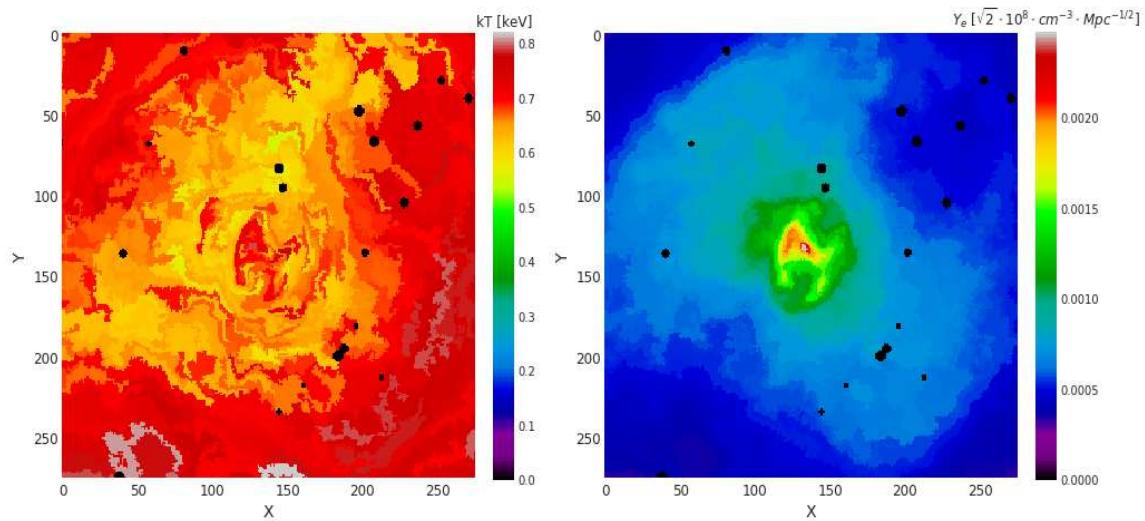
Dalším krokem ve zpracování bylo vytvoření druhého maskovacího snímku, který byl utvořen z teplotního snímku. Nejprve bylo nutné určit vhodný sumační interval teplot. Tento interval byl stanoven z celkového rozsahu teplot z teplotních snímků. Jako optimální se zvolil sumační interval o velikosti $kT \sim 0,02$ keV. Počet kroků s tímto intervalom pak závisel právě na teplotním rozmezí snímku každé galaxie.

Poté se daný počet kroků se sumačním intervalom použil jako maska pro příslušný snímek s emisivitou. Ve zvoleném maskovacím intervalu teplot se následně provedla suma všech hodnot emisivit, které odpovídaly dané oblasti na snímku pod maskou.

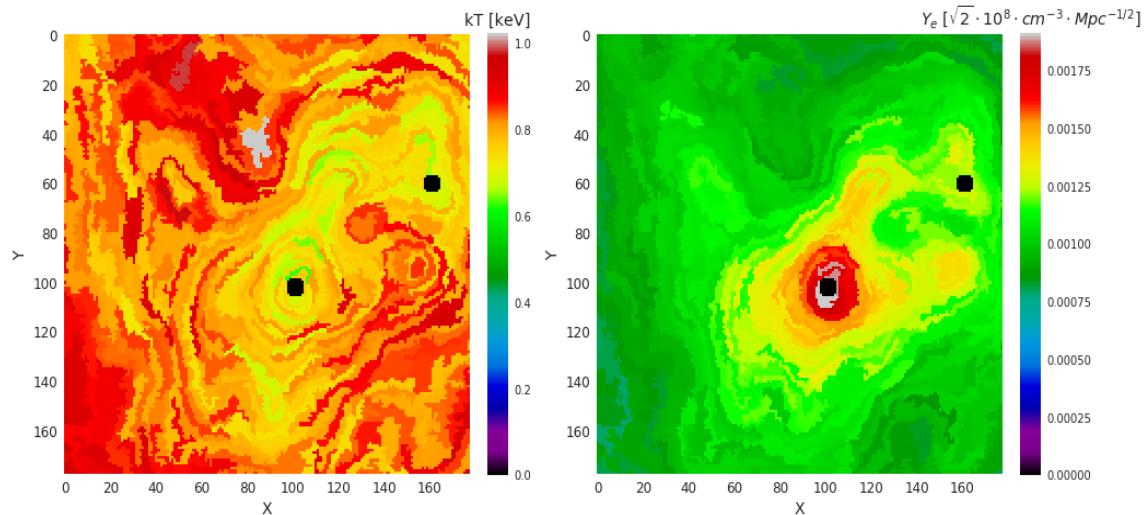
Tento mechanismus se poté opakoval v celém rozsahu teplot každého snímku galaxie. Výsledky tohoto postupu jsou uvedeny na grafech 6.12 – 6.17. V těchto grafech je na ose x vyznačena vždy teplota kT [keV] a na ose y suma všech emisivit $\sum Y_e$ v daném intervalu.

Poté byla data proložena Gaussovou funkcí, aby bylo možné získat hodnoty pro σ a střední hodnotu $kT \sim x_m$ z následujícího vztahu 6.1:

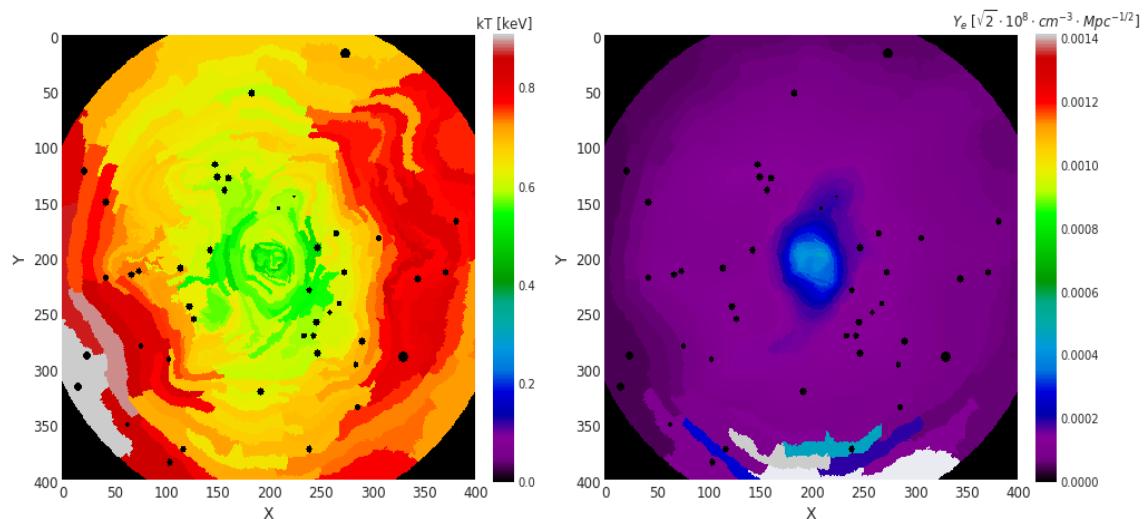
$$W(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(x-x_m)^2}{2\sigma^2}}. \quad (6.1)$$



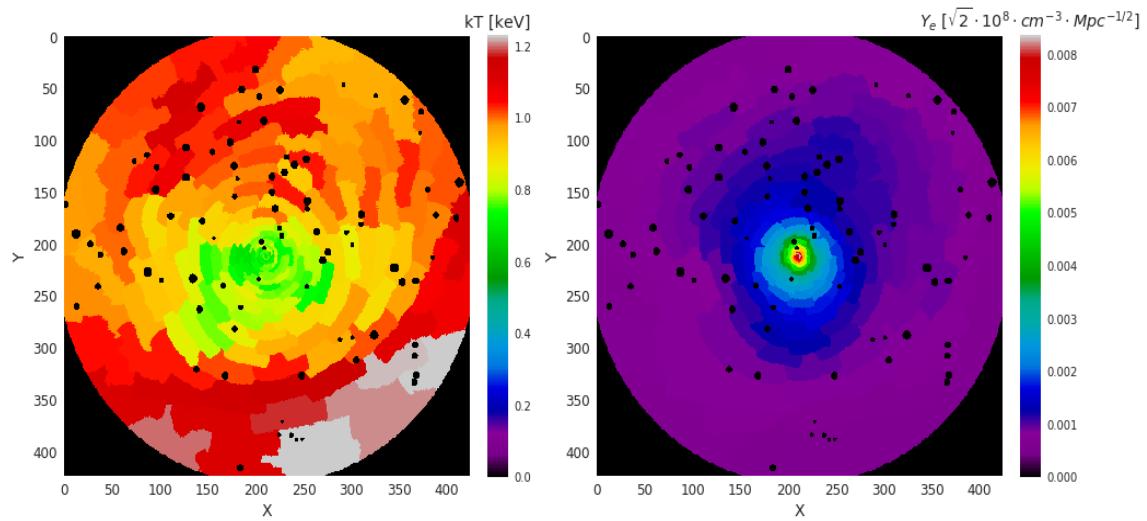
Obrázek 6.6: NGC 5813: teplotní snímek (vlevo) a snímek s emisivitou (vpravo).



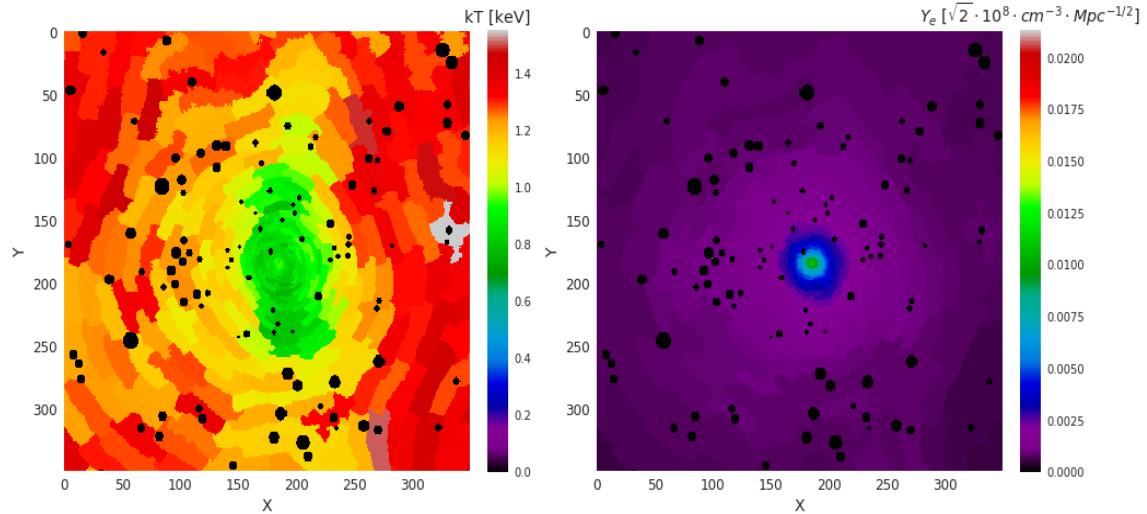
Obrázek 6.7: NGC 5044: teplotní snímek (vlevo) a snímek s emisivitou (vpravo).



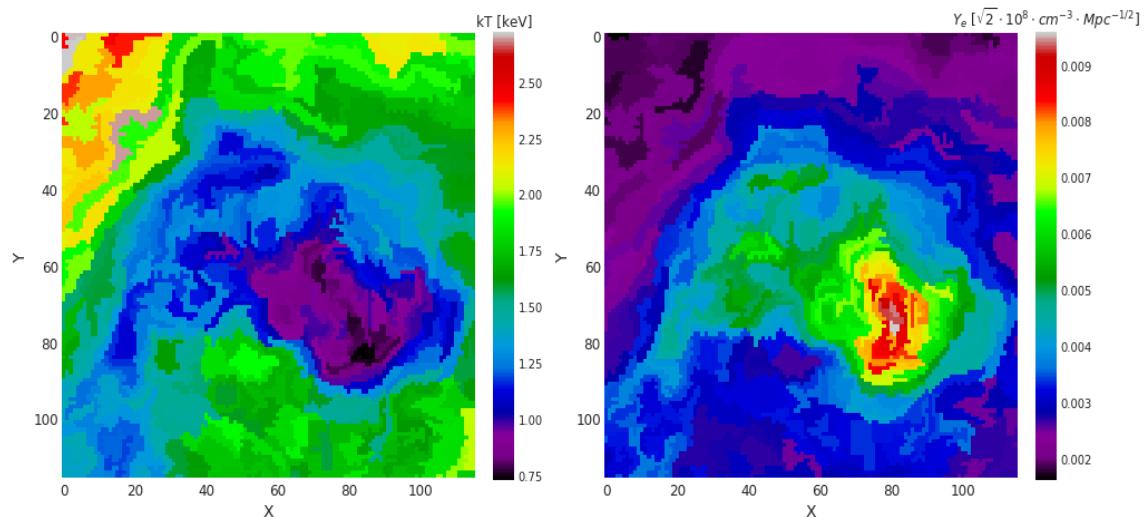
Obrázek 6.8: NGC 4636: teplotní snímek (vlevo) a snímek s emisivitou (vpravo).



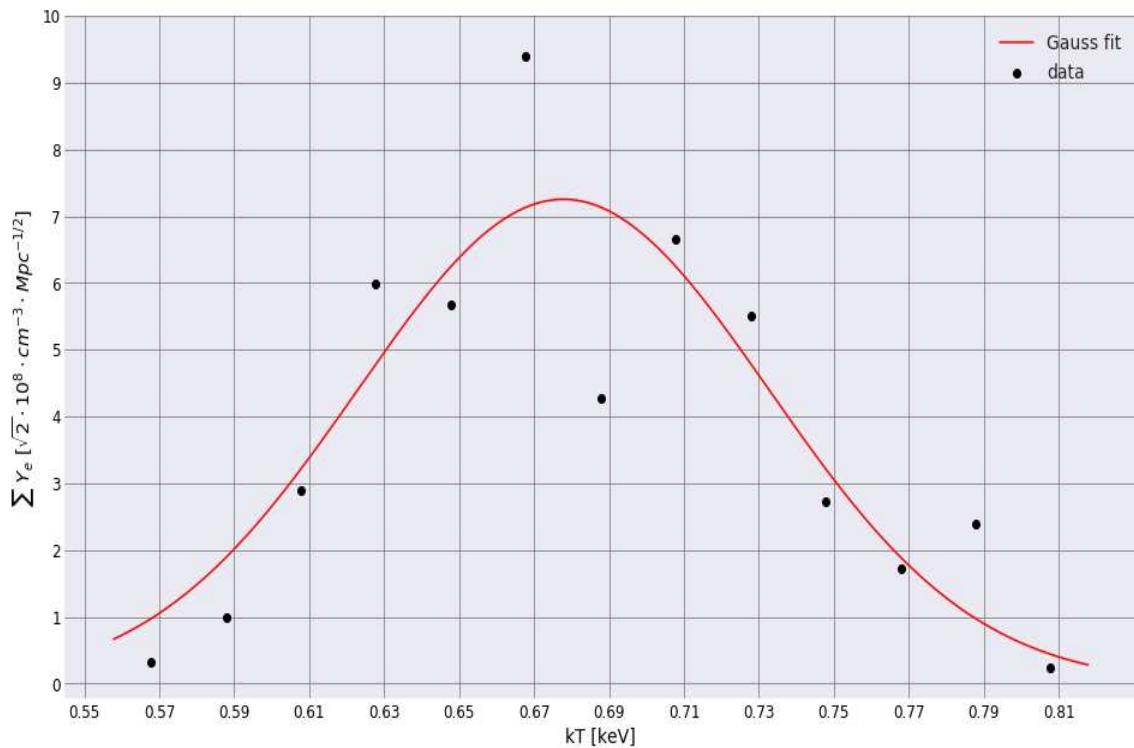
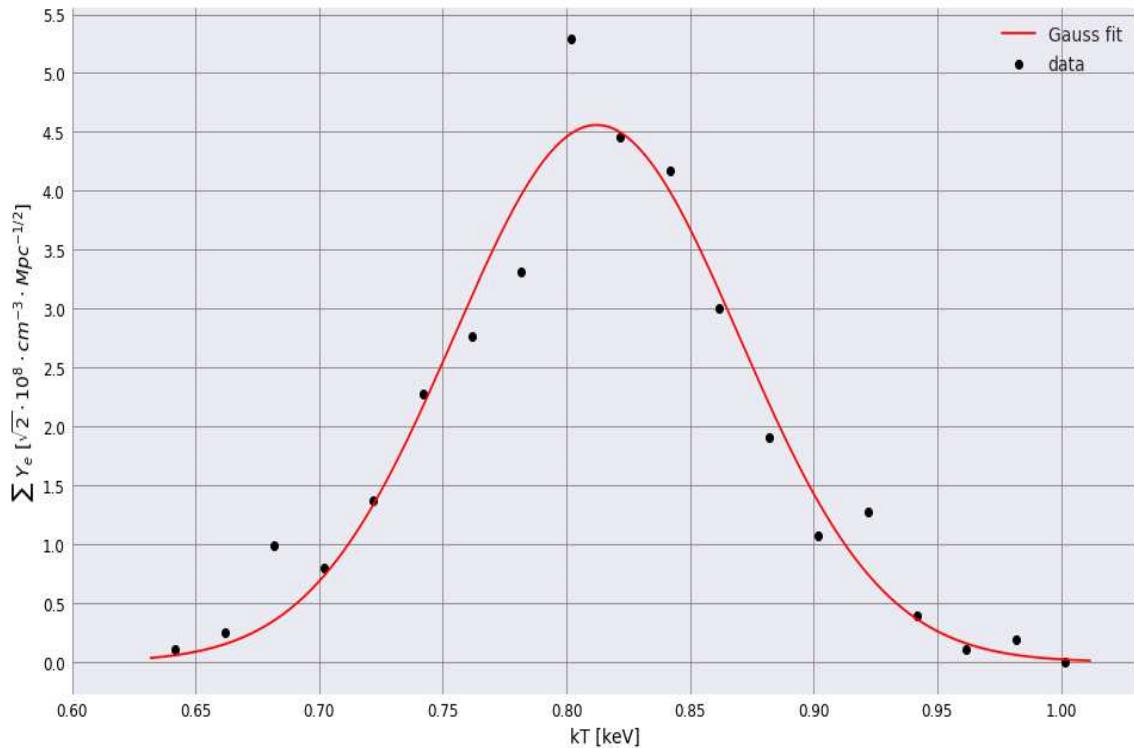
Obrázek 6.9: NGC 4472: teplotní snímek (vlevo) a snímek s emisivitou (vpravo).

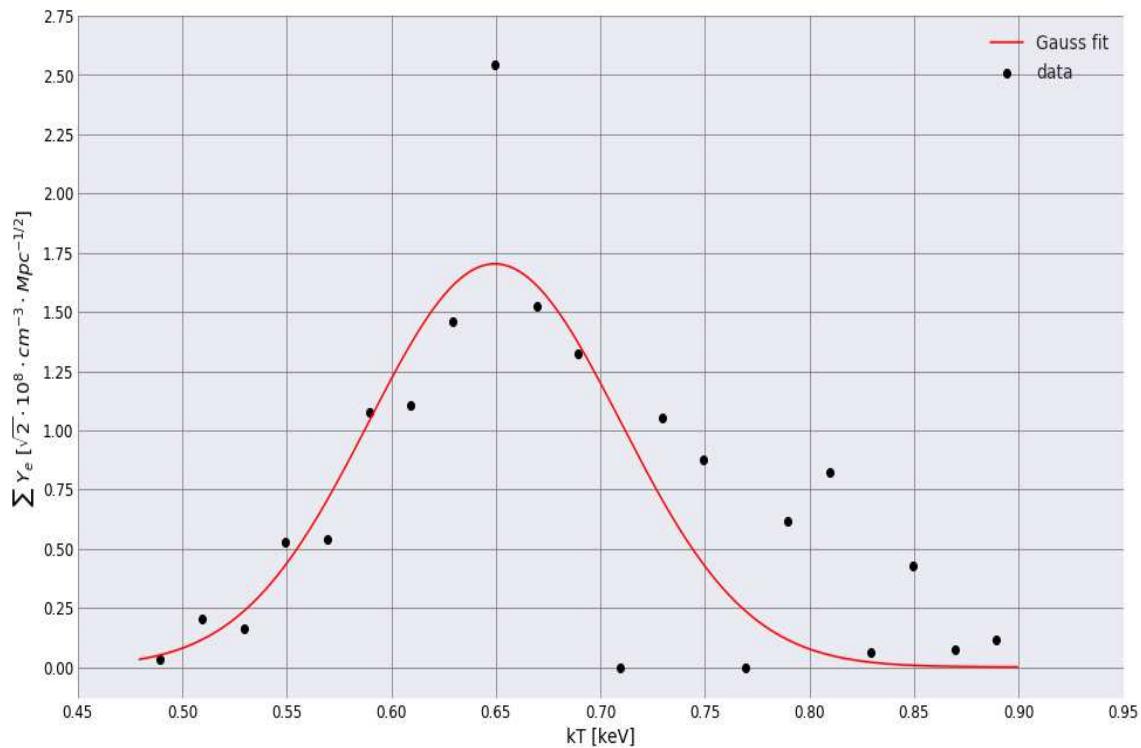
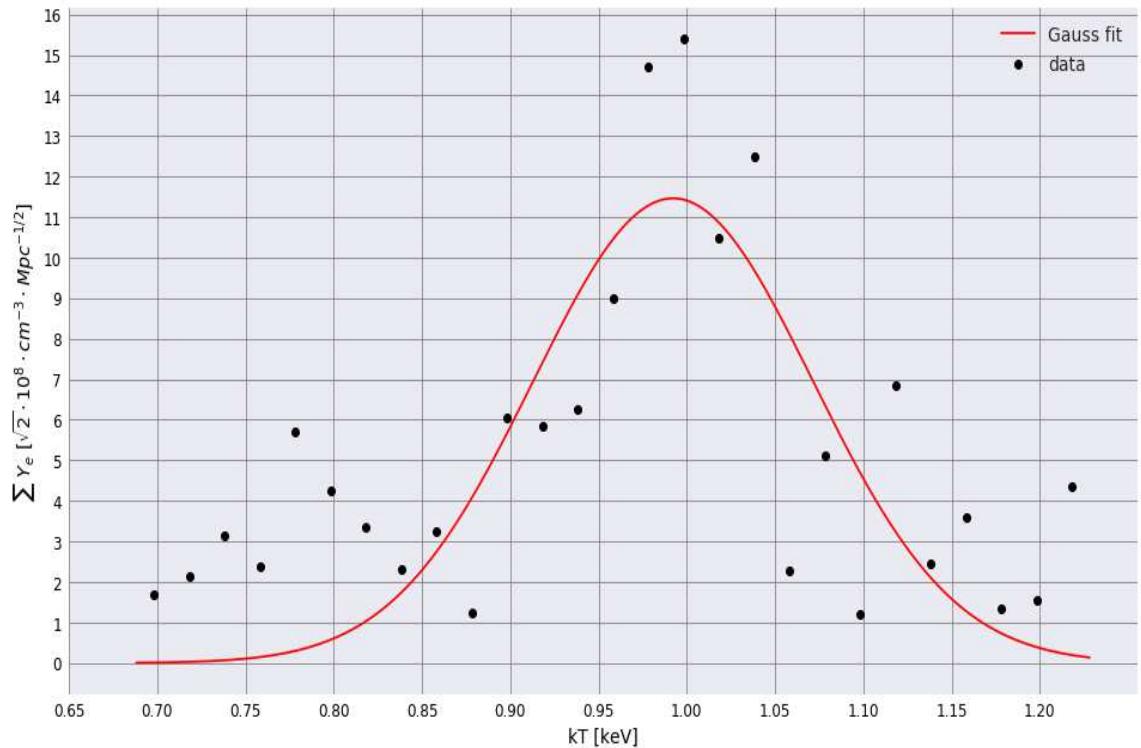


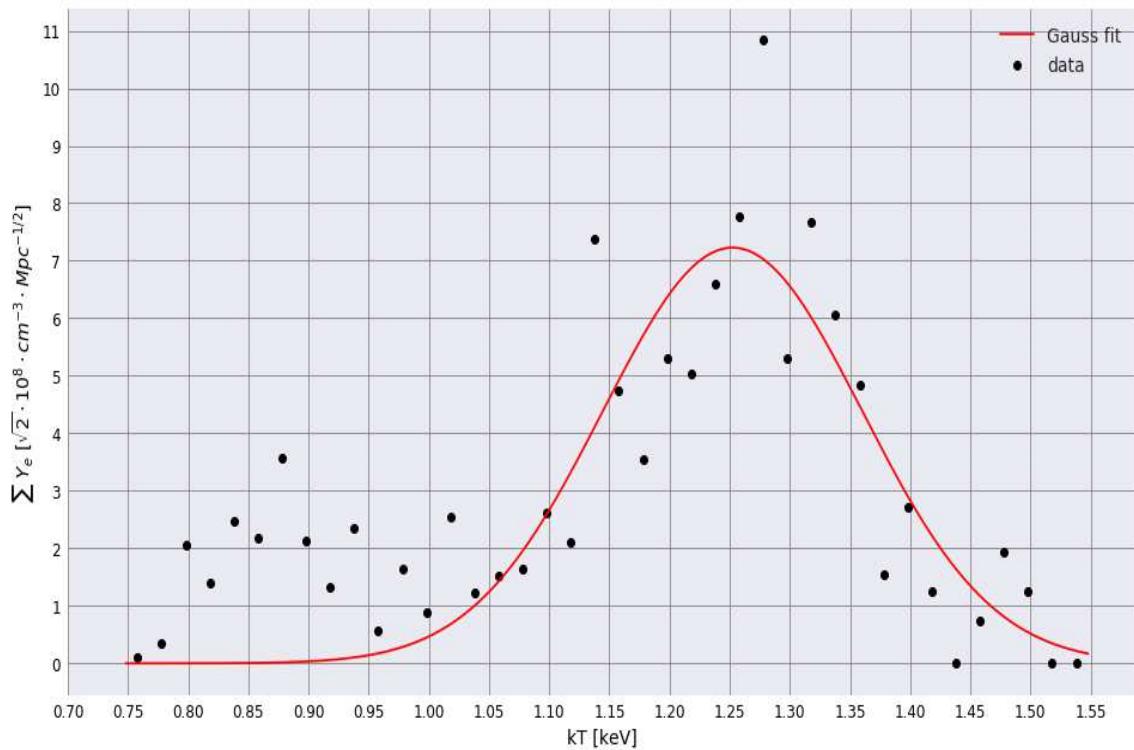
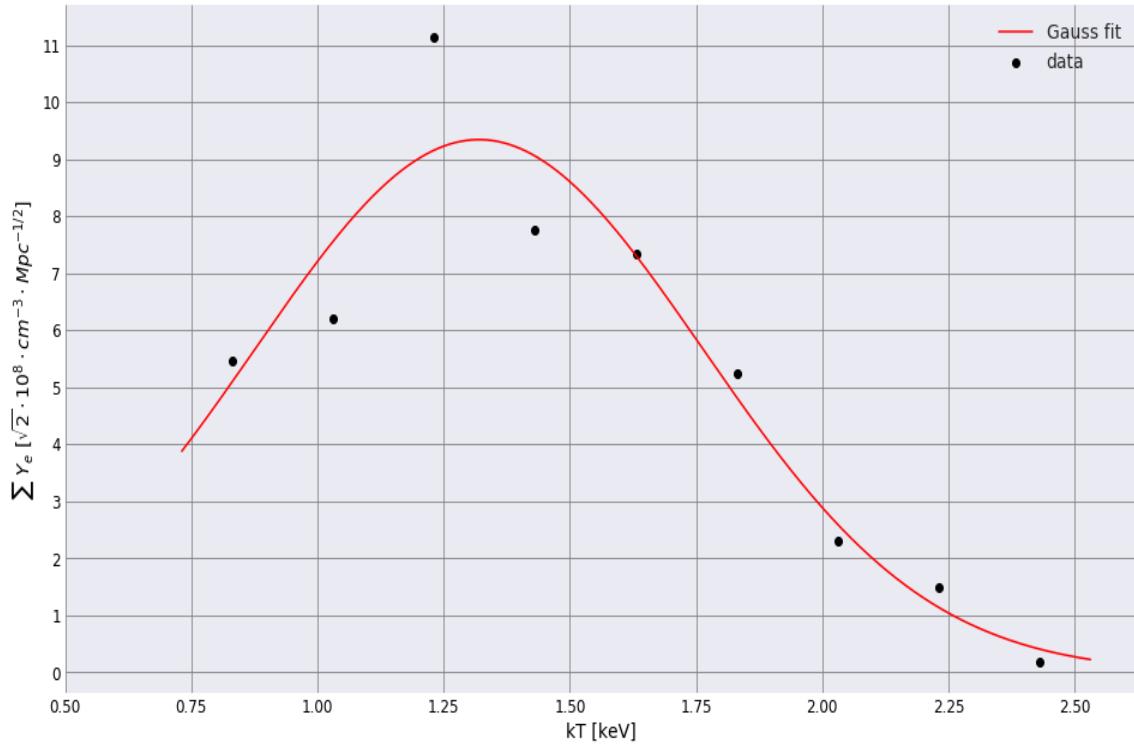
Obrázek 6.10: NGC 1399: teplotní snímek (vlevo) a snímek s emisivitou (vpravo).



Obrázek 6.11: NGC 4696: teplotní snímek (vlevo) a snímek s emisivitou (vpravo).

Obrázek 6.12: NGC 5813: závislost $\sum Y_e$ na kT .Obrázek 6.13: NGC 5044: závislost $\sum Y_e$ na kT .

Obrázek 6.14: NGC 4636: závislost $\sum Y_e$ na kT .Obrázek 6.15: NGC 4472: závislost $\sum Y_e$ na kT .

Obrázek 6.16: NGC 1399: závislost $\sum Y_e$ na kT .Obrázek 6.17: NGC 4696: závislost $\sum Y_e$ na kT .

Objekt	2D mapy		SPEX	
	σ	kT [keV]	σ	kT [keV]
NGC 5813	$0,055 \pm 0,007$	$0,678 \pm 0,007$	$0,053^{+0,006}_{-0,002}$	$0,6921 \pm 0,0009$
NGC 5044	$0,058 \pm 0,002$	$0,812 \pm 0,003$	$0,085 \pm 0,003$	$0,854 \pm 0,002$
NGC 4636	$0,06 \pm 0,01$	$0,65 \pm 0,01$	$0,081 \pm 0,006$	$0,671^{+0,004}_{-0,005}$
NGC 4472	$0,08 \pm 0,01$	$0,99 \pm 0,01$	$0,102 \pm 0,002$	$0,997 \pm 0,004$
NGC 1399	$0,11 \pm 0,02$	$1,25 \pm 0,01$	$0,129 \pm 0,009$	$1,11 \pm 0,02$
NGC 4696	$0,44 \pm 0,05$	$1,32 \pm 0,05$	$0,193^{+0,008}_{-0,0004}$	$1,806^{+0,006}_{-0,002}$

Tabulka 6.7: Výsledky z 2D map a multiteplotního *gdem* staršího modelu SPEX.

Model	σ	kT [keV]
1T starý	–	$0,689 \pm 0,001$
1T nový	–	$0,692 \pm 0,001$
<i>gdem</i> starý	$0,053^{+0,006}_{-0,002}$	$0,6921 \pm 0,0009$
<i>gdem</i> nový	$0,116 \pm 0,004$	$0,672 \pm 0,002$
2D mapy	$0,055 \pm 0,007$	$0,678 \pm 0,007$

Tabulka 6.8: NGC 5813: Srovnání výsledků pro všechny modely a 2D mapy.

Diskuze

Z programu SPEX byly získány výsledky z nejlepšího fitu modelu galaxií pro 1T model a multiteplotní *gdem* model starší verze, které jsou sepsány v tabulce 6.2. U galaxií NGC 5813, NGC 5044, NGC 4636, NGC 4472 a NGC 1399 jsou výsledky pro kT konzistentní mezi jednotlivými modely a to i v rámci nejistot. U galaxie NGC 4696 je teplota pro multiteplotní *gdem* model vyšší hodnoty než u 1T modelu.

Výsledky pro NGC 5813 jsou uvedeny v tabulkách 6.3 a 6.4, kde jsou změny vstupních parametrů modelů pro 1T starší a novou verzi, pak pro multiteplotní *gdem* model starší a novou verzi. U 1T modelů je rozdíl ve výsledcích parametrů patrný pro z , n_{H} a Y , jejichž hodnoty ve starší verzi vychází vyšší než v novější verzi programu. Hodnoty χ^2 a C-stat jsou mezi verzemi téměř dvojnásobné. Obdobné výsledky jsou i pro multiteplotní *gdem* modely, kde hodnoty parametrů pro starší verzi jsou vyšší, než pro novější verzi.

Hodnoty pro abundanci jednotlivých prvků, teploty a šířky rozdělení jsou sepsány v tabulce 6.5 pro 1T modely a v tabulce 6.6 výsledky multiteplotních *gdem* modelů. Hodnoty abundancí prvků pro 1T i multiteplotní *gdem* modely jsou u novější verze systematicky vyšší než u starší verze. Teplota kT se naopak liší mezi 1T modely pouze o 0,003 keV. Pro multiteplotní *gdem* modely se již hodnoty abundancí liší prvek od prvku. Teplota kT je mezi těmito verzemi posunuta o 0,02 keV. Největší rozdíl je patrný pro šířku rozdělení σ , která u nové verze vychází mnohem vyšší.

Graficky jsou výsledky modelů a spekter z programu SPEX pro NGC 5813 na obrázku pro 1T modely 6.2 a 6.3, pro multiteplotní *gdem* modely na obr. 6.4 a 6.5. Na obrázcích je

u všech modelů v horní části spektrum (černá linie) a model (červená linie). V dolní části jsou pak vyznačena rezidua z fitování spekter.

Patrné rozdíly jsou na grafech 6.2 a 6.3 pro 1T, pro multiteplotní *gdem* model v grafech 6.4, 6.5, kde je zřejmé, že pro novější verze se model vůči spektru v oblasti kolem 1,5 keV vždy zlepšil.

Výsledky z analýzy všech vybraných galaxií programu SPEX a 2D map jsou uvedeny v tabulce 6.7. Hodnoty pro σ i kT , získané pomocí programu SPEX a z 2D map, jsou téměř pro všechny jednotlivé galaxie konzistentní.

Graf 6.13 galaxie NGC 5044 ukazuje, že rozdelení bodů odpovídá Gaussově funkci, což velmi dobře koresponduje s výsledky získanými z 2D analýzy i modelování ve SPEXu.

Graf 6.14 galaxie NGC 4636 naznačuje, že v oblasti 0,75 – 0,90 keV jsou některé body odlehlé a neřídí se Gaussovou funkcí. Tyto výsledkou mohou být interpretovány přítomností AGN v galaxii, ve které působí rázové vlny a tím zahřívají své okolí. Při vyšších teplotách pak bude i vyšší emisivita.

Graf 6.15 galaxie NGC 4472 vykazuje dvě výrazné oblasti odlehlých bodů v části 0,75 – 0,9 keV a 1,05 – 1,20 keV. Data naznačují, že jsou zde přítomny dvě teplotní složky. Oblast s nižší teplotou může být výsledkem částečného ochlazování atmosféry galaxie. Oblast s vyšší teplotou může být důsledkem zahřívání okolí podobným mechanismem jako u předešlé galaxie (NGC 4636) – aktivita AGN. S tímto tvrzením korespondují i výsledky pro σ , kde z multiteplotního *gdem* modelu jsou hodnoty vyšší než z 2D analýzy příslušných map.

Na grafu 6.16 galaxie NGC 1399 jsou patrné odlehlé body v oblasti 0,75 – 1,05 keV. Také v tomto systému se objevuje druhá teplotní složka, chladnější složka, což je možné interpretovat jako ochlazování atmosféry galaxie. Tato atmosféra se ochlazuje velmi rychle, přičemž dochází k emisím FeXVII.

Graf 6.17 galaxie NGC 4696 ukazuje, že rozsah teplot v tomto případě bude mnohem větší. To může být z toho důvodu, že se galaxie nachází v centru kupy galaxií v Kentaurovi. Proto je fitování modelem, v němž se předpokládá Gaussovo rozdelení, nedostatečné. Tímto modelem není možné dostatečně přesně popsat komplikovanou teplotní strukturu této galaxie. Toto potvrzují i hodnoty σ a kT v tabulce 6.7, kde si hodnoty mezi modely nekorespondují.

Pro galaxii NGC 5813 jsou výsledky z modelů programu SPEX a 2D analýzy uvedeny samostatně v tabulce 6.8, graf ukazující data proložená Gaussovou funkcí je na obr. 6.12. Data odpovídají Gaussově funkci bez výrazných skupin odlehlých bodů, jako tomu bylo u předcházejících galaxií. S přihlédnutí k výsledným hodnotám kT jsou mezi modely hodnoty srovnatelné. Pro multiteplotní *gdem* nový model a 2D mapy si v rámci chyby výsledky odpovídají.

Hodnoty σ pro NGC 5813 z multiteplotního *gdem* staršího modelu a 2D map se v rámci nejistoty téměř shodují. Pro multiteplotní *gdem* nový model vychází však hodnota σ mnohem vyšší vůči výsledku z 2D map, což může být způsobeno prostorovou projekcí. V této projekci je mnohem větší rozpětí teplot než rozsah teplot určený z 2D map, u nichž byl předpoklad, že každá oblast má pouze jedinou teplotu. Vyšší hodnota σ také naznačuje, že v každé (i velmi malé) prostorové oblasti, kterou můžeme analyzovat pomocí družice, vidíme v projekci plazma s širokým rozsahem teplot.

Závěr

V této práci bylo úkolem analyzovat spektrum vybraných galaxií, která byla získána z družice Chandra. Spektrum galaxie NGC 5813 bylo podrobeno detailnější analýze, jde totiž o nejdelší rentgenové pozorování eliptické galaxie vůbec.

Hlavním úkolem bylo zjistit, jakou teplotní strukturu má atmosféra, nacházející se kolem vybraných galaxií. S pomocí programu SPEX byla modelována postupně všechna spektra galaxií nejprve s jednou teplotou (1T) a poté multiteplotním *gdem* modelem (oba ve starší verzi programu). Následovalo samostatné modelování spektra galaxie NGC 5813. V tomto případě byl zvolen také 1T a multiteplotní *gdem* model ve starší a poté i v novější verzi programu. Zpracování pro multiteplotní *gdem* model v nové verzi trvalo velmi dlouho (cca 21 dnů).

Dále byla provedena analýza 2D map (snímky s emisivitou a teplotou) stejných vybraných galaxií, které měly posloužit k porovnání výsledků z programu SPEX. Jejich zpracování probíhalo prostřednictvím kódu psaném v programovacím jazyce Python. Zpracovaná data byla poté proložena Gaussovou funkcí. Tato funkce byla vybrána na základě definice emisivity u *cie* komponenty v programu SPEX a pro získání představy, do jaké míry lze tuto funkci aplikovat na zpracovávaná data.

Výsledky pro teploty galaxií kT z programu SPEX a 2D map se velice dobře shodovaly, vyjma galaxie NGC 4696 (odlišovala i hodnota σ od modelu ve SPEXu a 2D map). Jak bylo uvedeno, teplotní struktura je natolik komplikovaná, že zde selhává, jak 2D analýza map, tak i multiteplotní *gdem* model. Výsledky galaxie NGC 5813 pro kT se velice dobře shodovaly s teplotami, zjištěnými u 1T, multiteplotních *gdem* modelů a 2D map.

Parametr σ ve většině případů výrazně kolísá při porovnání modelů ze SPEXu a 2D map. Výjimkou je galaxie NGC 5813, u které jsou si hodnoty σ odpovídají (multiteplotní *gdem* starší model a 2D mapy).

V novější verzi multiteplotního *gdem* modelu byla tato hodnota mnohem vyšší oproti výsledku z 2D map. Způsobeno to může být i použitím jiné databáze čar v rámci verzí modelů SPEXu, protože zadávané počáteční parametry byly pro všechny *gdem* modely naprostě stejné. V novém modelu je použita nejnovější verze databáze, proto je výsledek přesnější a srovnatelný s výsledkem v [12], kde $\sigma : 0,092 \pm 0,003$. Dále výsledky mohlo ovlivnit rozsah spektra, konkrétně expoziční doby, která byla 650 ks. V neposlední řadě vyšší σ může být způsobena jiným rozsahem teplot kvůli projekci.

Multiteplotní *gdem* model byl použit právě proto, že většina galaxií nebo kup galaxií má komplikovanou teplotní strukturu, kterou 1T model nedokáže vystihnout. Také analýza 2D map byla zvolena jako komplementární k multiteplotnímu *gdem* modelu, protože se u obou metod se využilo fitování Gaussovou funkcí. Předpoklad Gaussova rozdělení bylo nutné následně ověřit.

S přihlédnutím ke grafům u jednotlivých galaxií, je patrné, že ne všechny přesně následují normální rozdělení a jejich strukturu tedy vystihuje jiná, komplikovanější funkce než je použitá Gaussova funkce.

Stejně tak uvedeným způsobem zpracování dat z 2D map nemáme informaci o teplotní struktuře atmosféry ve směru pozorování galaxie. Chybí nám tedy 3. rozměr k tomu, abychom teplotní strukturu mohli přesně zjistit a případně namodelovat. Naopak spektrum s dlouhou expozicí, modelované pomocí *gdem* modelu ve SPEXu nám alespoň částečně může dát zpětnou informaci o tomto 3. rozměru. Přesto se 2D analýza jeví jako velice užitečný nástroj k dalšímu aplikování resp. umožňuje říci, zda má daný objekt (galaxie, kupa galaxií apod.) normální rozdělení a naznačit tak rozsah použitelnosti uvedené metody.

Seznam použité literatury

- [1] CARROLL, B. W., OSTLIE, D. A., *An Introduction to Modern Astrophysics*. 2nd edition, San Francisco: Pearson, Addison-Wesley, 2007. ISBN 0-321-44284-9.
- [2] <https://lco.global/spacebook/galaxy-classification/>.
- [3] <https://pages.astronomy.ua.edu/keel/galaxies/classify.html>.
- [4] https://en.wikipedia.org/wiki/Galaxy_morphological_classification#/media/File:Hubble_-_de_Vaucouleurs_Galaxy_Morphology_Diagram.png.
- [5] <https://www.britannica.com/place/Cygnus-A/media/148274/141185>.
- [6] LONGAIR, M. S., *Galaxy Formation*, 2nd edition, Berlin, Heidelberg: Springer, 2008. ISBN 978-3-540-73477-2.
- [7] <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept11/Buta/Buta5.html#5.1>.
- [8] SCHNEIDER, P., *Extragalactic astronomy and cosmology: An Introduction*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2006. ISBN 978-3-540-73477-2.
- [9] MATHEWS, W. G., BRIGHENTI F., *Hot Gas In and Around Elliptical Galaxies*, Astronomy and Astrophysics, 2003(41), 46, https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept05/Mathews/Mathews_contents.html.
- [10] WERNER, N. a et al. *The origin of cold gas in giant elliptical galaxies and its role in fueling radio-mode AGN feedback*, arXiv:1310.5450 [astro-ph.CO]. DOI: 10.1093/mnras/stu006. <https://arxiv.org/pdf/1310.5450.pdf>.
- [11] SHURKIN, K. et al., *Active galactic nuclei-induced cavities in NGC 1399 and NGC 4649*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 383, Issue 3, 21 January 2008, Pages 923–930, <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12651.x>.
- [12] MERNIER, F. a et al., *Origin of central abundances in the hot intra-cluster medium - I. Individual and average abundance ratios from XMM-Newton EPIC*, Astronomy and Astrophysics, 2016 (592), 17, <https://arxiv.org/abs/1606.01165>.
- [13] RANDALL, S. W., et al., *A Very Deep Chandra Observation of the Galaxy Group NGC 5813: AGN Shocks, Feedback, and Outburst History*, High Energy Astrophysical Phenomena, 2015, 2015(v1), 24.

- [14] http://ned.ipac.caltech.edu/cgi-bin/objsearch?objname=NGC+5813&extend=no&hconst=73&omegam=0.27&omegav=0.73&corr_z=1&out_csys=Equatorial&out_equinox=J2000.0&obj_sort=RA+or+Longitude&of=pre_text&zv_breaker=30000.0&list_limit=5&img_stamp=YES.
- [15] DE PLAA, J., ZHURAVLEVA, I., WERNER, N., KAASTRA, J. S., *Estimating turbulent velocities in the elliptical galaxies NGC 5044 and NGC 5813*, Astronomy and Astrophysics, 2012, 2012(539), 11, https://www.aanda.org/articles/aa/full_html/2012/03/aa18404-11/aa18404-11.html.
- [16] NGC 4696, <http://chandra.si.edu/photo/2006/bhcen/>.
- [17] NGC 5813 v rentgenovém oboru. In: Chandra.harvard.edu, <http://chandra.harvard.edu/photo/2015/ngc5813/>.
- [18] <https://3c1703fe8d.site.internapcdn.net/newman/gfx/news/hires/2014/ellipticalga.jpg>.
- [19] SINGH, K. P., *X-ray spectroscopy in astronomy*, Bulletin of the Astronomical Society of India, 1999, vol. 27, 243-252, adsabs.harvard.edu/abs/1999BASI...27..243S.
- [20] KAASTRA, J. S. et al. *Thermal radiation processes*. Space Science Reviews. 2008, (134), 155-190, https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept08/Kaastra/Kaastra_contents.html.
- [21] https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Auger_Process.JPG.
- [22] *Free-free or Bremsstrahlung radiation*, <https://www.mrao.cam.ac.uk/~kjb1/lectures/lect3.pdf>.
- [23] <http://physicsopenlab.org/2017/08/02/bremsstrahlung-radiation/>.
- [24] http://chandra.harvard.edu/about/axaf_mission.html.
- [25] *Chandra X-ray Observatory: Telescope System*, http://chandra.harvard.edu/about/telescope_system.html.
- [26] https://www.nasa.gov/mission_pages/chandra/spacecraft/index.html.
- [27] *Chandra*, www.aldebaran.cz, https://www.aldebaran.cz/sondy/sondy/99_Chandra.html.
- [28] *Schematic of Grazing Incidence, X-Ray Mirror*, Chandra.harvard.edu, http://chandra.harvard.edu/resources/illustrations/teleSchem.html#xray_mirror.
- [29] http://chandra.harvard.edu/about/science_instruments.html.

- [30] KAASTRA, J. S., MEWE, R., RAASSEN, T., DE PLAA, J., *SPEX Reference Manual*, 3.05.00. 2018, <http://var.sron.nl/SPEX-doc/manualv3.05/manual.html#manualch4.html>.
- [31] MORRISON, R., MCCAMMON, D., *Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV*, Astronomy and Astrophysics, 1983, 07/1983, 1983(270), 199-122, <http://adsabs.harvard.edu/abs/1983ApJ...270..119M>.
- [32] URDAMPILLETA et al., 2016, https://www.sea-astronomia.es/sites/default/files/archivos/proceedings12/instrumentacion/POSTERS/urdampilletai_pos.pdf.
- [33] Urdampilleta I., Kaastra, J. S., Mehdipour, M., *X-ray emission from thin plasmas. Collisional ionization for atoms and ions of H to Zn*, Astronomy and Astrophysics, 2017, 601 (A85), <https://arxiv.org/abs/1702.06007>.
- [34] KAASTRA, J. S., *On the use of C-stat in testing models for X-ray spectra*, Astronomy and Astrophysics, July 31, 2017, <https://arxiv.org/pdf/1707.09202.pdf>.
- [35] WERNER, N., MCNAMARA, B. R., CHURAZOV, E., SCANNAPIECO, E., *Hot Atmospheres, Cold Gas, AGN Feedback and the Evolution of Early Type Galaxies: a Topical Perspective*, Space Science Review, 2019, 58.
- [36] BOHRINGER, H., WERNER, N., *X-ray Spectroscopy of Galaxy Clusters: Studying astrophysical processes in the largest celestial laboratories*, Astronomy and Astrophysics [online]. 2009, 62, <https://arxiv.org/pdf/0907.4277.pdf>.
- [37] FUKAZAWA, Y., MAKISHIMA, K., OHASHI, T., *ASCA Compilation of X-Ray Properties of Hot Gas in Elliptical Galaxies and Galaxy Clusters: Two Breaks in the Temperature Dependences*, Astronomical Society of Japan, 2004.
- [38] Simbad. <Http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=ngc+5813&submit=SIMBAD+search>
- [39] GASPARI, M., BRIGHENTI, F., TEMI, P., *Mechanical AGN Feedback: Controlling the Thermodynamical Evolution of Elliptical Galaxies*, Cosmology and Nongalactic Astrophysics, 2012, , 22, DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21183.x., <https://arxiv.org/pdf/1202.6054.pdf>.
- [40] NASA HEASARC Tools, <Https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl?Entry=ngc5813&NR=GRB%2FSIMBAD%2BSesame%2FNED&CoordSys=Equatorial&equinox=2000&radius=1.00&usemap=2>.
- [41] NASA/IPAC EXTRAGALACTIC DATABASE, (Http://ned.ipac.caltech.edu/cgi-bin/objsearch?objname=NGC+5813&extend=no&hconst=73&omegam=0.27&omegav=0.73&corr_z=1&out_csys=Equatorial&out_equinox=J2000.0&obj_sort=RA+or+Longitude&of=pre_text&zv_breaker=30000.0&list_limit=5&img_stamp=YES).

