

Přírodovědecká fakulta  
Masarykovy univerzity  
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

---

Bakalářská práce

STUDIUM MEZIHVĚZDNÉHO PROSTŘEDÍ VE SMĚRU  
HVĚZDY HD 210809

Adam Tichý



Brno 2007



## **Abstrakt**

Tato práce se zabývá studiem mezihvězdné látky. První část práce se věnuje teoretickému popisu mezihvězdné látky, druhá část zahrnuje vlastní zpracování spektra hvězdy HD 210809, pořízeného Hubbleovým dalekohledem v ultrafialové oblasti spektra.

Zaměřuji se na zjištění přítomnosti jednotlivých chemických prvků v oblacích mezihvězdné látky ve směru hvězdy HD 210809 a z analýzy spektra této hvězdy určuji radiální rychlosti jednotlivých oblaků.

## **Abstract**

These theses deal with a study of the interstellar medium. The first part of the thesis describe a theory of the interstellar medium, and the second part includes processing of the spectrum of the star HD 210809, observed by the Hubble Space Telescope in the ultraviolet part of the spectrum.

We focused on ascertainment of chemical elements in clouds of the interstellar medium in the direction of the star HD 210809 and we have determined radial velocities of individual clouds from the analysis of the spectrum.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci vypracoval jen za použití zdrojů uvedených v seznamu literatury a dle pokynů vedoucího práce.

Děkuji především vedoucímu práce Mgr. Jiřímu Krtičkovi, PhD za velikou ochotu a trpělivost. Dále děkuji všem svým spolužákům za spolupráci v průběhu studia, zejména Peťošovi za pomoc s  $\text{\TeX}$ em i za  $\text{\TeX}$  samotný, Pavlu Petránovi za cenné připomínky k obsahu práce a Bc. Michalu Holčíkovi za to, že umí s počítačem. Nemenší dík patří mým rodičům a přítelkyni Liduše za materiální a duchovní podporu.

*Nevědět, že víš, je nejlepší.  
Myslet si, že víš, když nevíš, je nemoc.  
Teprve když člověk touto nemocí onemocní,  
může se od nemoci osvobodit.*

*Lao-c': Tao te t'ing*

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>6</b>
<b>1 Mezhvězdná látka</b>	<b>7</b>
1.1 O objevu . . . . .	7
1.2 Důkazy existence ISM . . . . .	8
1.3 Rozložení v prostoru . . . . .	9
1.4 Vztah mezhvězdné látky a hvězd . . . . .	9
<b>2 Formy a podoby mezhvězdné látky</b>	<b>11</b>
2.1 Mezhvězdný prach . . . . .	11
2.1.1 Oblaky prachu . . . . .	11
2.2 Mezhvězdný plyn . . . . .	12
2.2.1 GMC . . . . .	12
2.2.2 Oblasti neutrálního vodíku . . . . .	13
2.2.3 Oblasti H II . . . . .	14
2.2.4 Planetární mlhoviny . . . . .	15
2.2.5 Koronální plyn . . . . .	15
2.2.6 Zbytky po supernovách . . . . .	15
<b>3 Jak získáváme informace o mezhvězdném prostředí</b>	<b>17</b>
3.1 Interakce látky a záření . . . . .	17
3.2 Mezhvězdná extinkce . . . . .	18
3.3 Profily absorpčních čar . . . . .	20
<b>4 Hvězda HD 210809</b>	<b>22</b>
<b>5 Zpracování spektra</b>	<b>23</b>
5.1 Identifikace čar . . . . .	23
5.2 Fity jednotlivých čar . . . . .	24
5.3 Radiální rychlosti . . . . .	31
5.4 Diskuze výsledků . . . . .	31
<b>Závěr</b>	<b>33</b>

# Úvod

Mezihvězdná látka, ve všech svých formách a podobách, hraje ve vesmíru bezesporu důležitou roli, zejména ve vývoji hvězd a jejich planetárních systémů. Studium mezihvězdného prostředí pokrývá mnoho oblastí fyziky, od fyziky mikrosvěta až po úvahy o makroskopických objektech a jejich dynamice. Velmi důležitá je aplikace kvantové mechaniky, která nám umožňuje mimo jiné pochopit procesy interakce elektromagnetického záření s atomy a molekulami, ale i popsat vzájemné působení mikročástic mezi sebou, pochopit vznik spektrálních čar, u mezihvězdné hmoty pak především čar absorpčních.

Prostor mezi hvězdami, potažmo mezi jednotlivými galaxiemi, není zdaleka prázdný. Hmotu, kterou v mezihvězdném prostředí nalézáme, nazýváme mezihvězdná látka (v anglické literatuře se lze často setkat se zkratkou ISM—interstellar medium). Do této kategorie spadá prakticky veškerá hmota netvořící samotné hvězdy či jejich planetární systémy, ačkoliv přesná definice nebyla vytvořena, neboť mezihvězdná látka je charakteristická širokým rozsahem vlastností, ať už se jedná o teplotu (od desítek kelvinů typických pro obří molekulové oblaky až po teploty v řádech  $10^6$  K), hustotu (v rozmezí až pěti řádů), chemické složení či rozměry (od desetin až po stovky světelných let).

Mezihvězdná látka zahrnuje veškeré elementární částice, atomy různých prvků v základním i ionizovaném stavu, molekuly různých velikostí a složitostí, a to jak organické tak i anorganické, částice prachu a zahrnujeme zde i kvanta elektromagnetického záření, tedy fotony. Pokud jde o hypotetickou, tzv. skrytou hmotu, zpravidla se do mezihvězdné látky nezahrnuje.



# Kapitola 1

## Mezihvězdná látka

V této kapitole jsem čerpal především ze zdrojů [1], [2], [4] a [7].

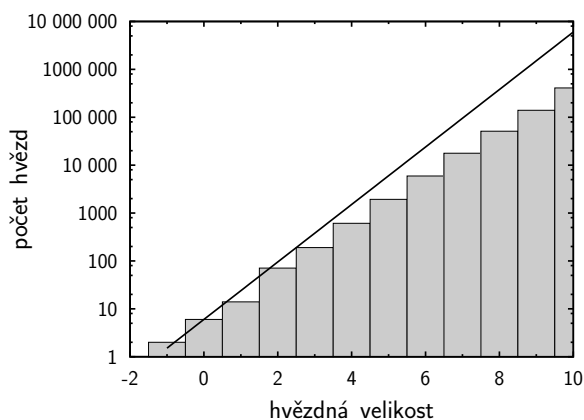
### 1.1 O objevu

V první polovině 18. století bylo jen několik astronomů, kteří věřili v existenci mezihvězdné látky, projevující se zeslabováním světla hvězd, které skrze tuto látku prochází. V roce 1847 přišel Friedrich Georg Wilhelm Struve (1793-1864) s argumentem pro existenci mezihvězdné látky. Jeho argument byl postaven na statistice počtu hvězd: pokud bychom studovali závislost logaritmu počtu hvězd  $\log(N(m))$  o hvězdné velikosti  $m$  a jasnějších v určitém zorném poli na hvězdné velikosti  $m$ , měli bychom za předpokladu rovnoměrného rozmístění hvězd v prostoru dostat přímku znázorněnou na obrázku 1.1. Statistika ukazuje, že mezi teoretickou a pozorovanou závislostí je patrná odchylka. Všechny hvězdy jistě nemají stejnou absolutní hvězdnou velikost, jinými slovy slabší hvězdy nemusí být nutně dál než hvězdy jasnější, ale tento fakt výslednou statistiku ovlivní jen málo. Pouhýma očima lze postřehnout, že slabších hvězd je daleko méně, než by se dalo čekat.

Renomovaný astronom Edward Charles Pickering (1846–1919) si při spektroskopickém rozboru dvojhvězdy Mizaru povšiml jedné absorpční čáry, která neměnila svoji vlnovou délku. Při vzájemném oběhu složek dvojhvězdy kolem společného těžiště by měly čáry vzniklé v atmosférách těchto hvězd měnit periodicky svoji polohu ve spektru vlivem Dopplerova efektu, což by odpovídalo změnám radiálních rychlostí složek. Nepohybující se absorpční čára (později se ukázalo, že jde o čáru ionizovaného vápníku CaII) tedy musela vzniknout někde jinde. Stejnou čáru pozoroval v roce 1904 Johannes Franz Hartmann (1865-1936) ve spektru dvojhvězdy  $\delta$  Orionis.

Přes tyto indicie dokonce ještě v roce 1919 Harlow Shapley (1885-1972) na základě svých měření považoval existenci mezihvězdné látky za neprokázanou.

Další pozorování potvrzující existenci mezihvězdné látky předložil



Obrázek 1.1: Závislost počtu hvězd na hvězdné velikosti. Svislé sloupce na obrázku označují počet hvězd v daném intervalu hvězdných velikostí. S rostoucí hvězdnou velikostí roste také vzdálenost, do které můžeme dohlédnout a s ní roste počet hvězd v zorném poli. Pokud bychom neuvažovali extinkci, byla by tato závislost monotónně rostoucí (přímka v grafu). Z obrázku je patrné, že odklon od teoretické přímkové závislosti roste s hvězdnou velikostí, potažmo se vzdáleností, ukazuje to tak na nezanedbatelnou extinkci.

Robert Julius Trümpler (Trümpler 1930) ve své práci “Absorption of light in the galactic system”. Při určování vzdáleností objektů ve vesmíru mohou být použity různé metody, přičemž některé jsou ovlivněny mezihvězdnou extinkcí (např. výpočty vycházející z fotometrického studia, na základě hvězdných velikostí), jiné nikoliv (odvozené z vlastního pohybu hvězd ve hvězdokupách nebo z pozorovaného úhlového průměru hvězdokup). Z vybraného vzorku hvězdokup, u nichž byla zjištěna vzdálenost oběma způsoby, zjistil ve vypočtených vzdálenostech systematickou odchylku, která byla úměrná skutečné vzdálenosti (tedy určené metodou neovlivněnou zeslabením světla). Tento jev lze vysvětlit extinkcí, kterou Trümpler určil v průměru na 0.67 mag/kpc.

## 1.2 Důkazy existence ISM

Kromě výše uvedených důkazů však máme i jiné nepopiratelné známky existence ISM. Vesmír je (přes vysokou úroveň současných znalostí fyzikálních zákonitostí) oblastí, o které máme jen kusé a často neúplné informace. Astronomové se je snaží skládat dohromady, aby tak vznikl jasnější obrázek představy o vesmíru. Ne vždy ale můžeme ihned věřit našim závěrům, je třeba je podpořit. Ve fyzice se tak děje experimentem, ale astronomie takové možnosti bohužel nemá (těžko si lze představit například laboratoř s malou

experimentální hvězdou). Je pak třeba hledat podporu jednotlivých tvrzení jinými, nezávislými metodami.

Ve výjimečných případech můžeme pozorovat mezihvězdný oblak přímo. Pokud je poblíž oblaku mezihvězdné látky zdroj záření, nejčastěji hvězda, bude tato mezihvězdná látka část záření hvězdy rozptylovat, a my je můžeme detekovat. Těmto mlhovinám se říká reflexní, jejich spektrum v zásadě odpovídá budícím hvězdám.

Studium gravitačních efektů v Galaxii nám může dát nepřímý důkaz existence mezihvězdné látky, mimoto lze získat představu o *horní mezi* její hustoty (Dyson, Williams 1997). Úvaha vypadá následovně: na hvězdu ve vzdálenosti  $z$  od roviny Galaxie působí složka gravitačního zrychlení  $g_z$  ve směru k její rovině, vyvolaná gravitační interakcí hvězdy a hmoty galaktického disku, tedy hvězd, mezihvězdné látky a temné hmoty. Pokud bychom takto zkoumali vzorek hvězd o různých vzdálenostech  $z$ , dostali bychom závislost  $g_z$  na  $z$ , tedy  $g_z = f(z)$ . Střední hustotu veškeré hmoty v disku Galaxie označíme  $\bar{\rho}$ , a tu lze vyjádřit prostřednictvím změny zrychlení se vzdáleností, tedy  $\bar{\rho} \sim dg_z/dz$ . Odtud již lze hustotu vypočítat: vychází zhruba  $10^{-20} \text{ kg m}^{-3}$ . Známé hvězdy se na této hodnotě podílejí asi dílem  $4 \cdot 10^{-21} \text{ kg m}^{-3}$ , tedy na hustotu nezapočítaných hvězd, mezihvězdné látky a jiných případných objektů připadá  $6 \cdot 10^{-21} \text{ kg m}^{-3}$ . Je třeba zdůraznit, že se jedná pouze o horní limitu střední hustoty, neboť na dynamiku hvězd má daleko větší vliv hypotetická temná hmota.

Existují i další důkazy existence ISM, které budou podrobněji probrány v kapitolách 2 a 3.

### 1.3 Rozložení v prostoru

V rámci Galaxie nejsou jednotlivé oblaky mezihvězdné látky rozmístěny zdaleka rovnoměrně. Soustřeďují se zejména v rovině disku galaxie, a pozorování mezihvězdných oblaků v jiných galaxiích ukazují na to, že dokonce ani zde není rozložení zcela symetrické. Nejvíce oblaků pak nacházíme v oblastech spirálních ramen, zejména pak na vnitřních stranách ramen. Naopak lze tento poznatek využít ke zkoumání spirální struktury naší Galaxie. Z toho lze usoudit (a pozorování to potvrzují), že odklon od teoretické lineární závislosti počtu hvězd na hvězdné velikosti je největší pro oblasti kolem Mléčné dráhy.

### 1.4 Vztah mezihvězdné látky a hvězd

Gravitačním zhroucením hustých a zpravidla relativně chladných mračen mezihvězdné látky vznikají zárodky nových hvězd. Hvězdy během vývoje ztrácejí velkou část své obálky, zejména rané hvězdy mohutným hvězdným větrem mohou postupně odhodit podstatnou část své počáteční hmoty.

Vzhledem k tomu, že tyto vrchní vrstvy atmosfér bývají jen málo znečištěny produkty jaderného hoření v jádře, může odhozený materiál po čase opět vytvářet nové hvězdy. Takto mohou vznikat oblasti, ve kterých se neustále rodí a zanikají generace hvězd.

Těžší prvky, taktéž pozorovatelné v mezihvězdném prostředí, se do mezihvězdného prostoru dostávají při výbuších supernov. Další možností je hvězdný vítr chladných a horkých hvězd, kde se produkty jaderného hoření například vlivem konvektivního promíchávání materiálu dostávají na povrch, odkud mohou být hvězdným větrem odváty do mezihvězdného prostoru.

Výbuchy supernov a hvězdný vítr mohou vytvářet rázové vlny šířící se vysoce nadzvukovými rychlostmi. Tyto vlny mají vliv na dynamiku oblaků mezihvězdného materiálu a dochází zde k zahřívání na teploty v řádu milionů kelvinů. Dále mohou mít tyto vlny za následek odstartování zrodu nových hvězd, neboť mohou předat chladnému oblaku mezihvězdné látky potřebný první impuls k procesu hroucení, během něhož se zvyšuje uprostřed oblaku teplota a hustota natolik, aby se mohly zažehnout termojaderné reakce.

## Kapitola 2

# Formy a podoby mezihvězdné látky

Podkladem pro napsání této kapitoly byly především zdroje [1], [7] a [10].

### 2.1 Mezihvězdný prach

Mezihvězdný prach, tedy částičky mezihvězdné látky pevného skupenství, tvoří zhruba 1% hmotnosti veškeré mezihvězdné látky. I přes tento malý hmotnostní podíl je mezihvězdný prach velmi důležitý právě při vzniku nových generací hvězd a jejich planetárních systémů. Po chemické stránce jsou v něm zastoupeny prvky těžší než helium (např. uhlík) a různé sloučeniny, krystalky křemičitanů, organické sloučeniny s benzenovým jádrem (polycyklické uhlovodíky), někdy i krystalky vodního ledu.

Na mezihvězdné extinkci se nejvíce podílí právě mezihvězdný prach, přestože koncentrace částic bývá velmi nízká (vzdálenost sousedních částic je v průměru několik desítek metrů). Studium extinkce v ultrafialovém a infračerveném oboru ukazuje na výrazné strmé maximum extinkce na vlnové délce 218 nm. Tento extrém je způsoben přítomností částiček grafitu v mezihvězdném prachu. Není dosud zcela jasné, jak se mohl uhlík v mezihvězdném prostředí uspořádat do takovéto poměrně symetrické struktury.

Zajímavé je, že světlo procházející skrze prašné oblasti je lehce polarizované. To ukazuje na fakt, že částičky mezihvězdného prachu nejsou zcela sféricky symetrické—jsou natočeny delší stranou kolmo k siločarám magnetického pole, procházejícího Galaxií.

#### 2.1.1 Oblaky prachu

Mezihvězdný prach se často shlukuje do mezihvězdných oblaků prachu o průměru od zlomků světelných let až do zhruba 200 světelných let. Malé a velmi husté oblaky o rozměrech řádově v parsecích nazýváme *Bokovy globu-*

le. Bývají takřka neprůhledné a pozorování prokázala, že uvnitř globulí se nacházejí mladé hvězdy. Oblaky prachu se projevují zejména zeslabováním světla vzdálených objektů, ale výjimečně mohou i samy zářit jako tzv. reflexní mlhoviny. Teplota těchto oblaků bývá řádově v kelvinech, proto se samy opticky neprojevují. Oblaky prachu jeví silnou koncentraci k rovině Galaxie. Vzhledem k tomu, že v této rovině leží také Slunce, brání nám extinkce blízkých oblaků v pozorování oblaků vzdálenějších. Lepší informaci o oblacích prachu máme z pozorování v infračerveném oboru, neboť viditelné záření, které oblaky prachu částečně pohlcují, vyzáří v dlouhovlnější oblasti spektra.

Radioastronomie nám poskytuje také mnoho informací o oblacích prachu a jejich složení, neboť molekuly zastoupené v těchto oblacích mohou zářit v rádiové oblasti, která je velmi dobře detekovatelná i na Zemi.

## 2.2 Mezihvězdný plyn

Chemické složení mezihvězdného plynu je podobné chemickému složení atmosféry hvězd: nejčastěji zastoupeným prvkem je vodík, následuje helium a těžší prvky, a to v poměru zhruba 1000:80:1. I hmotnostně je nejvíce zastoupen vodík (cca 70 %), ve své neutrální podobě (oblasti HI), ionizovaný (oblasti HII) i v podobě dvouatomové molekuly ( $H_2$ —zejména v molekulových oblacích). Dále helium, ovšem pouze v atomární podobě. Z molekul je dále hojně zastoupen oxid uhelnatý CO, voda  $H_2O$  či formaldehyd  $H_2CO$ .

Oblasti tvořené mezihvězdnými molekulami nazýváme molekulové oblaky. Nicméně velmi důležitým prvkem molekulových oblaků jsou právě částičky mezihvězdného prachu, které plní funkci jakési tepelné izolace—odvádí přebytečné teplo zářením pryč a udržují tak molekulový oblak na stálé teplotě několika kelvinů. Nejvýznamnější složku molekulového oblaku, molekulární vodík  $H_2$ , je velmi těžké detekovat, neboť nevyzařuje ani ve vizuálním ani v rádiovém oboru spektra. Proto se k identifikaci molekulových oblaků využívá jiných molekul, zejména dobře detekovatelného oxidu uhelnatého CO, který vyzařuje na vlnové délce 2.6 mm. Pomocí těchto tzv. indikátorových molekul lze zjišťovat mimo jiné například teplotu či hustotu oblaků.

### 2.2.1 GMC

Většina mezihvězdné látky (více než polovina) je koncentrována v tzv. obřích molekulových oblacích (GMC—giant molecular clouds). Jsou to gravitačně vázané mezihvězdné objekty s poměrně složitou vnitřní strukturou, udržované v rovnovážném stavu pohybem tzv. jader, vnitřních částí oblaku s poněkud vyššími teplotami ( $\sim 100$ - $200$  K), charakteristickými

rozměry 0.2 - 3 světelné roky a hmotnostmi v rozmezí 10 až 1000 hmotností Slunce. Celkově mívají GMC rozměry řádově stovky světelných let a hmotnosti v rozmezí  $10^5$  až  $10^6$  hmotností Slunce. V nitru GMC vznikají gravitačním kolapsem látky nové hvězdy. Tyto nové hvězdy nejprve začnou oblak zahřívat, prachové částice se odpaří a plyn posléze hvězda odvane svým hvězdným větrem. Hvězdy takto odhodí svoji zárodečnou plynnou obálku a osamostatní se. Materiál GMC postupně opět chladne, aby se po nějaké době opět stal potenciálním místem zrodu nové generace hvězd. Obřích molekulových oblaků jsou v naší Galaxii zhruba 2000.

### 2.2.2 Oblasti neutrálního vodíku

Astrofyzikálně je velmi důležité záření neutrálního vodíku s vlnovou délkou 21.1 cm. Je způsobeno hyperjemným rozštěpením základní energiové hladiny atomu vodíku. V tzv. oblastech HI, zpravidla velmi chladných (s teplotou zhruba 80 K), nalézáme atomy vodíku takřka výlučně v základním stavu. Takové atomy by se neměly nijak opticky projevit. Elektron a vodíkové jádro mohou mít své spiny vzájemně orientovány buď souhlasně nebo nesouhlasně (průměty spinu jádra vodíku i elektronu mohou nabývat pouze dvou hodnot:  $\pm 1/2 \hbar$ ). Stav, kdy mají spiny orientovány souhlasně, je vlivem Pauliho vylučovacího principu metastabilní. Přestože atom v tomto stavu může setrvat velmi dlouho (v průměru několik milionů let), je dříve či později nucen přejít do stavu stabilního, kdy jsou spiny jádra a elektronu nesouhlasně orientovány. Při tomto přechodu je vyzářen foton s frekvencí 1420.4 MHz, která odpovídá právě vlnové délce 0.211 m.

K nabuzení do nestabilního stavu v tomto případě dochází zejména nepružnými srážkami částic. Může však dojít i k tomu, že atom vodíku pohltí foton o vlnové délce 0.211 m. Takový foton ale také může stimulovat k deexcitaci již nabuzený atom, přičemž se uvolní další foton se stejnou frekvencí i směrem šíření. Tomuto jevu říkáme *stimulovaná emise*, nebo jinými slovy *negativní absorpce*, neboť zde dochází k interakci, kde se foton neztratí, ale naopak “zdvojí”.

Abychom mohli pozorovat emise neutrálního vodíku, je třeba, aby se atomy příliš často nesrážely. Mohlo by totiž docházet k tzv. superpružným srážkám, při kterých jeden excitovaný atom srážkou nabudí jiný atom v základním stavu, tím se deexcituje, ale žádný foton při tom vyzářen není. Pokud by střední doba mezi srážkami byla o mnoho řádů menší než doba, kterou vydrží atom v nabuzeném stavu, záření bychom nepozorovali.

Pro odhad střední doby mezi dvěma po sobě následujícími srážkami  $t_s$  použijeme zjednodušeného předpokladu, že plyn je složen pouze z atomů neutrálního vodíku a chová se jako ideální plyn. Ke srážce dojde tehdy, přiblíží-li se dva atomy na vzdálenost  $2a_0$ , kde  $a_0$  značí Bohrovu poloměr ( $5.29 \cdot 10^{-11}$  m). Účinný srážkový průřez  $\sigma$  je dán jako obsah kruhu o

poloměru  $2a_0$ :

$$\sigma = 4\pi a_0^2 = 3.52 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2.$$

Dále nechť je  $N$  koncentrace atomů na jednotku objemu, potom  $1/N$  značí střední objem připadající na jednu částici. Tzv. střední volná dráha  $l_s$  mezi dvěma po sobě následujícími srážkami odpovídá délce válce o podstavě  $\sigma$  a objemu  $1/N$ :

$$l_s = \frac{1}{\sigma N} = \frac{m_H}{\sigma \rho} = 4.76 \cdot 10^{-8} \text{ m} \left( \frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}}{\rho} \right),$$

kde  $\rho$  je hustota látky,  $m_H$  hmotnost atomu vodíku. Tuto střední volnou dráhu urazí atom za dobu  $t_s$  střední rychlostí  $v_s$ . Rychlost  $v_s$  ztotožníme se střední kvadratickou rychlostí částice v ideálním plynu o místní termodynamické teplotě  $T$ :  $m_H \cdot v_s^2 = 3kT$ . Pro dobu  $t_s$  mezi srážkami potom platí:

$$t_s = \frac{l_s}{v_s} = \frac{m_H}{\sigma \rho} \sqrt{\frac{m_H}{3kT}} = \frac{1}{\rho \sqrt{T}} \sqrt{\frac{m_H^3}{3k\sigma^2}} = 3.0 \cdot 10^{-10} \text{ s} \left( \frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}}{\rho} \right) \left( \frac{T}{1 \text{ K}} \right)^{-1/2}.$$

Vztah nám dává do souvislosti střední dobu mezi dvěma po sobě následujícími srážkami, hustotu a místní termodynamickou teplotu. Pokud uvažujeme standardní teplotu oblaku neutrálního vodíku  $T = 80 \text{ K}$  a hustotu  $\rho = 3 \cdot 10^{-20} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , vyjde nám po dosazení  $t_s \doteq 35 \text{ let}$ . V nabuzeném stavu vlivem rozštěpení základní hladiny vydrží atom vodíku řádově miliony let. V poměru se tedy střední doba mezi srážkami atomů od střední doby, po kterou vydrží atom v metastabilním stavu, liší zhruba o 5 řádů. Tento poměr je však stále dostatečný k tomu, aby některé atomy deexcitovaly samovolně, tedy aby zářily na vlnové délce  $0.211 \text{ m}$ .

Tyto vlny jsou velmi dobře detekovatelné a měřitelné, stejně jako jejich Dopplerův posuv, můžeme tedy díky radioastronomii získávat cenné informace o struktuře a dynamice naší Galaxie, stejně jako i extragalaktických objektů. Oblasti H I například jeví velmi silnou koncentraci ke spirálním ramenům, díky čemuž lze velmi dobře studovat spirální strukturu Galaxie.

### 2.2.3 Oblasti H II

Pokud je v blízkosti oblaku mezihvězdného plynu dostatečně horká hvězda, mohou vodíkové atomy pohlcovat krátkovlnné ionizující záření hvězdy. Dochází zde k fotoionizaci atomů a ohřívání plynu, při následné rekombinaci jader vodíku s volnými elektrony je emitováno záření. Těmto relativně velmi žhavým emisním mlhovinám, s obvyklou teplotou kolem  $8000 \text{ K}$ , říkáme *oblasti H II*. Bývají složeny nejenom z vodíku, ale významně v nich bývá zastoupeno helium, popřípadě kyslík, uhlík nebo dusík. Jsou charakteristické značným zářivým výkonem, září převážně v ultrafialové oblasti spektra (energii  $13.6 \text{ eV}$ , tedy ionizační energii atomu vodíku, odpovídá vlnová délka záření cca  $91.4 \text{ nm}$ ). Ve viditelném oboru se projevují pouze



v několika emisních čarách, přesto jejich výkon bývá řádově  $10^4 L_\odot$  (Kennicutt a kol. 1989). Dochází zde k tzv. transformaci ionizujícího záření na viditelné. Hmotnosti oblastí H II jsou v intervalech od jednotek do tisíců hmotností Slunce, díky čemuž mohou být dokonce hmotnější než budící hvězdy.

V roce 1939 odvodil astronom Bengt Strömgren (1908-1987) přibližný vztah pro poloměr  $R_s$  oblastí H II:

$$R_s \sim \sqrt[3]{L_{UV} \cdot n_H^{-2}},$$

kde  $L_{UV}$  je zářivý výkon plynu v ultrafialové oblasti a  $n_H$  je koncentrace vodíkových atomů.

#### 2.2.4 Planetární mlhoviny

Planetární mlhoviny jsou odhozené obálky hvězd zhruba sluneční hmotnosti. Mívají poloměr kolem 0.1 pc, hmotnosti zhruba  $0.5 M_\odot$  a zářivý výkon až  $1000 L_\odot$ . Ve spektru se projevují emisními čarami Balmerovy série a zejména emisemi ionizovaných atomů kyslíku (O II, O III) a dusíku (N III). K záření jsou patrně buzeny elektronově degenerovaným zbytkem hvězdy o efektivní teplotě řádově  $10^5$  K v nitru mlhoviny. Princip záření planetárních mlhovin je podobný jako u oblastí H II. Planetární mlhoviny se zvolna rozpínají, rychlostmi cca 20 km/s.

#### 2.2.5 Koronální plyn

V mezihvězdném prostoru se často setkáváme s oblaky tzv. *koronálního plynu*, charakteristickými velmi nízkými hustotami ( $\sim 10^3$  částic/m<sup>3</sup>) a naopak velmi vysokými teplotami (v řádech  $10^5$  K až  $10^6$  K). Svými vlastnostmi se korunální plyn podobá látce v korunách hvězd. Vzhledem k vysoké teplotě září v kratkovlnnější oblasti spektra, kde například v oblasti UV byly pozorovány čáry vysoce ionizovaných prvků (např. O VI).

Oblaky korunálního plynu vznikají pravděpodobně při explozích supernov, kdy jsou ionizované částice z obálky hvězdy vyvrhovány do mezihvězdného prostoru. Jde většinou o nabitě částice, jejich pohyb je tedy vlivem magnetického pole Galaxie do jisté míry determinován. Za svoji vysokou teplotu vděčí korunální plyn pomalým procesům ochlazování.

V rámci jedné galaxie není hmotnostní podíl korunálního plynu příliš významný, nicméně v mezigalaktickém prostoru je korunálního plynu daleko více.

#### 2.2.6 Zbytky po supernovách

Explozemi supernov odhozené svrchní obálky hvězd představují další typ mezihvězdné látky. Od planetárních mlhovin se výrazně liší v několika

ohledech. Především hmotnosti odhozeného plynu bývají mnohem větší—při explozích supernov je odmrštěna do prostoru větší část vybuchující hvězdy. Vlivem silné exploze se tyto oblaky plynu rozpínají mnohem rychleji než planetární mlhoviny a v důsledku toho také rychleji zanikají.

Protože se spolu s expandující látkou šíří i magnetické pole, pozorujeme tzv. *synchrotronové záření*, které vzniká v důsledku šroubovicovitého pohybu elektronů kolem siločar magnetického pole. K tomuto pohybu nutí elektrony tzv. *Lorentzova síla*, která působí na pohybující se nabitě částice v magnetickém poli.

Zpravidla rozlišujeme dva typy zbytků po supernovách. Jedním jsou tzv. plné zbytky nebo-li *pleriony*, neboť obsahují látku i uvnitř. Charakteristické jsou svým nepravidelným tvarem, zářivý výkon tohoto typu zbytků zřejmě zajišťují pulzary uvnitř oblaků. Patrně se jedná o pozůstatky po supernovách typu II a Ib. Známým objektem tohoto typu je například Krabí mlhovina, pozůstatek supernovy z roku 1054 (pozorované mimo jiné indiány v Novém Mexiku).

Druhým typem jsou tzv. klasické zbytky, charakteristické zpravidla sférickým tvarem. Jde o jakési slupky materiálu vyplněné velmi zředěným žhavým plynem. Tyto typy nebývají příliš nápadné, neboť jejich jediným zdrojem energie je počáteční kinetická energie výbuchu. Zástupci tohoto typu jsou například zbytky po supernovách z roků 1572 a 1604 (Tychonova a Keplerova).

## Kapitola 3

# Jak získáváme informace o mezihvězdném prostředí

V této kapitole jsem čerpal především ze zdrojů [1], [2], [8] a [3].

### 3.1 Interakce látky a záření

Nejvíce informací o mezihvězdném prostředí získáváme pomocí spektroskopie. Atomy, ionty nebo molekuly mohou emitovat nebo absorbovat záření o energii odpovídající přechodům mezi jednotlivými energiovými hladinami. To odpovídá tzv. vázaně-vázaným přechodům (při těchto přechodech nedochází k ionizaci), volně-vázaným přechodům pro případ ionizace a vázaně-volným přechodům v případě rekombinace.

Molekuly mohou mimo jiné také kmitat nebo rotovat. Zákony kvantové mechaniky povolují jen určité rotační či vibrační stavy, energie rotačních i vibračních stavů jsou, stejně jako u přechodů elektronů v atomu, kvantovány. Takto se mohou nabuzovat molekuly vzájemnými nepružnými srážkami nebo absorpcí fotonu s energií odpovídající rozdílu energií jednotlivých rotačních či vibračních stavů. Při přechodu molekuly zpět do kvantového stavu s menší energií může být vyzářen foton. Nejméně energetické záření odpovídá změnám rotačních stavů molekul, jde o záření v rádiovém oboru spektra (o vlnových délkách řádově  $10^{-2}$  m). Při změnách vibračních stavů jsou vyzařovány energetičtější fotony, o vlnových délkách odpovídajících infračervenému záření.

Všem těmto přechodům odpovídají vlnové délky (frekvence) emisních resp. absorpčních čar. Velmi známé je např. záření atomu vodíku s vlnovou délkou 21.1 cm. Vodík pochopitelně září i na mnoha jiných vlnových délkách, například červené zbarvení mlhovin patrné na mnohých obrázcích je způsobeno přechodem  $H(3p) \rightarrow H(2s)$  na vlnové délce 656.3 nm (čára Balmerovy série  $H\alpha$ ).

Dále existují tzv. volně-volné přechody, kdy se nabitě částice ionizo-

vaného mezihvězdného plynu vzájemným působením prostřednictvím elektromagnetických sil vychylují ze svých drah, jinak řečeno jsou urychlovány. Urychlené částice taktéž emitují kvanta elektromagnetického záření. Volná částice může v důsledku volně-volných přechodů taktéž absorbovat foton, ale pouze za přítomnosti další částice, aby bylo vyhověno zákonům zachování hybnosti a energie.

### 3.2 Mezihvězdná extinkce

V kapitole 1.1 bylo pojednáno o mezihvězdné extinkci jako o jevu, při kterém dochází k zeslabování světla hvězd procházejícího mezihvězdným prostředím. K zeslabení světla dochází v případě, že mezihvězdný prostor je alespoň zčásti vyplněn ne zcela průzračnou látkou. Pro fyzikální popis předpokládejme, že studujeme extinkci původního zářivého toku  $I_0$  vstupujícího do prostředí s rovnoměrně rozmístěnými částicemi o koncentraci  $n$  a s účinným průřezem  $\sigma$ . Pokud záření urazí v rozptylujícím prostředí malou dráhu  $ds$ , ubude malá část toku záření  $dI$ . Část prostupujícího záření, která je v pohlcujícím prostředí odstíněna, vyjadřuje součin  $I(n\sigma ds)$ . Odstíněním je myšleno pohlcení fotonu o určité vlnové délce a jeho opětovným vyzářením do náhodného směru, popřípadě rozptyl. Souvisí to s ději popsány v části 3.1. Můžeme psát:

$$dI = -I(n\sigma ds). \quad (3.1)$$

Jedná se o jednoduchou diferenciální rovnici, již je možno řešit separací proměnných a následnou integrací obou stran rovnice. Dostáváme pak:

$$\frac{dI}{I} = -n\sigma ds \quad \Rightarrow \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\int_0^{s_0} n\sigma ds, \quad (3.2)$$

kde  $s_0$  je délka sloupce s absorbujícím materiálem. Pro zeslabený tok záření potom platí:

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^{s_0} n\sigma ds\right) = I_0 \exp(-\tau). \quad (3.3)$$

Zavedli jsme označení:

$$\int_0^{s_0} n\sigma ds = \tau, \quad (3.4)$$

kde  $\tau$  je tzv. optická tloušťka. Hovoříme o opticky tenkém prostředí, pokud  $\tau < 1$  a o opticky tlustém prostředí je-li  $\tau > 1$ . Za předpokladu, že se  $\sigma$  ve sledované vrstvě opticky aktivního materiálu nemění, můžeme ji ve výrazu pro optickou tloušťku coby konstantu vytknout před integrál:

$$\tau = \sigma \int_0^{s_0} n ds = \sigma N_d,$$

kde  $N_d$  je počet rozptylujících částic na jednotku plochy ve sloupci o délce  $s_0$  ve směru pozorování. Pokud jsou rozptylující částice v tomto sloupci

rozmístěny rovnoměrně, můžeme vytknout ve výrazu pro optickou tloušťku i  $n$ . Dostáváme pak:

$$\tau = \sigma n \int_0^{s_0} ds = \sigma n \cdot s_0.$$

Z tohoto vztahu je patrné, že při aproximaci pro homogenní prostředí je optická tloušťka úměrná délce sloupce, tedy vzdálenosti.

V astronomii se měří rozdíly intenzit v logaritmické stupnici v jednotkách zvaných magnitudy. Pro popis přírůstku hvězdné velikosti  $A$  v závislosti na optické tloušťce  $\tau$  použijeme vztahu:

$$A = -2.5 \log \left( \frac{I}{I_0} \right) = -2.5 \log (e^{-\tau}) \text{ mag} = 2.5 \log e \cdot \tau \text{ mag} \doteq 1.086 \tau \text{ mag}.$$

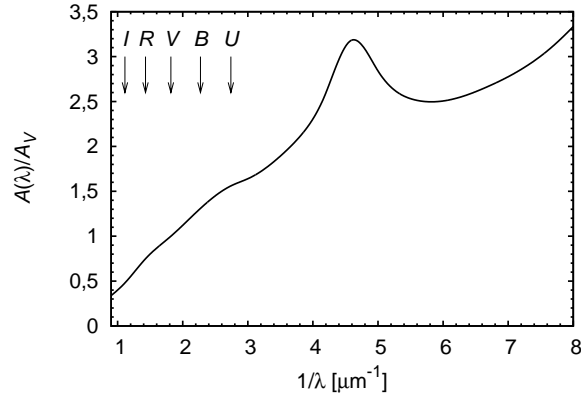
Pro hrubý odhad lze považovat přírůstek hvězdné velikosti číselně roven optické tloušťce prostředí. Na zeslabování světla hvězd má mimo extinkci vliv i vzdálenost. Vztah odvozený z Pogsonovy rovnice pro pozorovanou hvězdnou velikost  $m$  hvězdy o absolutní hvězdné velikosti  $M$  v určitém spektrálním oboru opravený o extinkci má tvar:

$$m = M + 5 \log r - 5 + A.$$

Pozorování ukazují, že extinkce závisí na vlnové délce, ve které pozorujeme. Pro studium extinkce se proto zavádí tzv. barevné indexy, které popisují rozdíl hvězdných velikostí pořízených v určitých barvách (spektrálních oborech), charakterizovaných efektivní vlnovou délkou. Fakt, že extinkce závisí na vlnové délce z mikroskopického hlediska znamená, že účinný průřez je funkcí vlnové délky násobené geometrickým průřezem rozptylujících částic  $S$ :  $\sigma = \sigma(\lambda) \cdot S$ . Tvar funkce  $\sigma(\lambda)$  závisí na mechanismu extinkce. Rozlišujeme těchto několik mechanismů:

1. V případě, že velikost rozptylujících částic je mnohem menší než vlnová délka rozptylovaného světla, podílí se na extinkci především *Thompsonův rozptyl*. Tento rozptyl není závislý na vlnové délce, proto  $\sigma(\lambda) = \text{konstanta}$ .
2. Tzv. *Rayleighův roptyl* je rozhodující v případě, že vlnová délka prostupujícího světla je srovnatelná s velikostí rozptylujících částic. V takovém případě platí:  $\sigma(\lambda) \sim \lambda^{-4}$ . Tento rozptyl způsobuje jev modré oblohy na Zemi.
3. Pokud jde o částice velikosti zrníček mezihvězdného prachu (100 nm až 1  $\mu\text{m}$ ), bylo laboratorními pokusy i teoreticky prokázáno, že účinný průřez je pro pozorovatelnou část oboru spektra nepřímo úměrný vlnové délce, tedy  $\sigma(\lambda) \sim \lambda^{-1}$ .

Obrázek 3.1 zachycuje průměrnou extinkční křivku mezihvězdného prostředí v závislosti na převrácené hodnotě vlnové délky.



Obrázek 3.1: Průměrná extinkční křivka. Velikost extinkce je vztažena poměrně k extinkci ve fotometrické barvě V (550 nm). V obrázku vyznačená písmena *UBVRI* označují charakteristické vlnové délky filtrů tzv. Johnsonova mezinárodního fotometrického systému. Strmé maximum pro vlnovou délku 218 nm je způsobeno přítomností grafitu v oblacích mezihvězdné látky.

### 3.3 Profily absorpčních čar

Spektrální čáry nejsou zcela monochromatické (ostré), jsou rozšiřované mnoha způsoby. Ze studia profilu čar lze pomocí modelů atmosfér odhadnout např. tíhové zrychlení na povrchu hvězd, teplotu či chemické složení.

Pro matematický popis *přirozeného profilu* spektrální čáry lze použít představu emitujícího atomu jako tlumeného harmonického oscilátoru. Na základě tohoto předpokladu lze odvodit tzv. Lorentzův profil (Dyson, Williams 1997):

$$I(\nu) \propto \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2}, \quad (3.5)$$

kde  $\gamma$  je šířka profilu čáry se středem na frekvenci  $\nu_0$ . Tento vztah popisuje profil čáry vzniklé spontánní deexcitací nabuzeného atomu.

Tzv. *rozšíření tlakem* souvisí se srážkami částic v atmosféře hvězdy. Na rozšiřování čar vzniklých v mezihvězdném prostředí se v mnohých případech podílí málo, neboť hustoty oblaků ISM bývají velmi malé, tudíž ke srážkám dochází relativně málo často.

*Dopplerovo rozšíření* spektrálních čar je způsobeno radiálním pohybem zdroje záření. Pozoruje se ve spektru rotujících hvězd, vlivem velmi rychlé rotace pak může dojít k výrazné deformaci čar. Tzv. *makroturbulence* velkých objemů plynu nebo expanze obálky hvězdy při explozích mají též za následek dopplerovské rozšíření čar. *Tepelné rozšíření*, přesněji rozšíření neuspořádaným tepelným pohybem částic, je dalším významným vlivem na

profil čar. Obecně je dopplerovským efektem frekvence emitovaného světla posunuta vlivem radiálního pohybu zdroje záření  $v_r$  podle rovnice:

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v_r}{c}, \quad (3.6)$$

kde  $c$  je rychlost světla. Převod mezi frekvencí a vlnovou délkou je definován vztahem  $\lambda = c/\nu$ . Rozšíření profilu čáry je pak popsáno Gaussovou funkcí:

$$I(\nu) \propto \exp(-(\nu - \nu_0)^2/2b^2), \quad (3.7)$$

kde parametr  $b$  vyjadřuje tzv. pološířku křivky.

## Kapitola 4

# Hvězda HD 210809

Hvězda je pod označením HD 210809 vedena v tzv. *HD* katalogu. Tento katalog byl sestaven na Harvardské observatoři v USA v letech 1890-1924. V katalogu *HD* je dnes zařazeno více než čtvrt milionu hvězd s příslušným spektrálním označením.

Tabulka 4.1: Charakteristiky hvězdy HD 210809 (Savage a kol. 2001, Lamers a kol. 1995, Vizier, Simbad). (M (B, V)—hvězdná velikost ve filtru B, V,  $\pi$ —paralaxa (Hipparcos), m—hmotnost, R—poloměr,  $v_{rad}$ —radiální rychlost)

RA	$22^h 11^m 38.60^s$
DE	$+52^\circ 25' 48.0''$
M (B)	7.61 mag
M (V)	7.56 mag
$\pi$ [mas]	$-0.19 \pm 0.66$
m	$38 M_\odot$
R	$21.4 R_\odot$
$T_{eff}$	32000 K
$v_{rad}$	$(-80 \pm 5) \text{ km.s}^{-1}$

Jedná se o horkou hvězdu spektrálního typu O9Ib. Označení O9 odpovídá tzv. Harvardské spektrální posloupnosti a prakticky odpovídá efektivní teplotě hvězdy. Hvězdy spektrální třídy O jsou charakteristické výrazným kontinem v oblasti UV, kde zpravidla vynikají silné emisní nebo absorpční čáry ionizovaného helia. Ve viditelné oblasti spektra pak pozorujeme i čáry vodíku, neutrálního helia a i vícekrát ionizovaných těžších prvků (např. O III, N III, C III). Přípona Ib znamená, že se jedná o veleobra, tedy hvězdu v pokročilém stadiu vývoje. Podle měření astrometrické družice *Hipparcos* se jedná o proměnnou hvězdu, nebyla však zařazena do žádné kategorie proměnnosti.



## Kapitola 5

# Zpracování spektra

V této kapitole přistoupíme k samotnému zpracování zadání, tedy identifikaci absorpčních čar pozorovaných ve spektru hvězdy HD 210809. Čáry vzniklé v mezihvězdném prostředí jsou odlišitelné od čar vzniklých v atmosféře hvězdy svým nápadným profilem, často jsou velmi hluboké a úzké. Prostor, jimiž světlo hvězdy prochází, je relativně chladné, což se projevuje právě na úzkém profilu čar. Dále budou určeny radiální rychlosti (vzhledem ke Slunci) jednotlivých oblaků na spojnici Země–HD 210809 z dopplerovských posuvů čar. Nakonec v diskusi výsledků se pokusíme srovnat získané hodnoty s výsledky uvedenými v článku zabývajícím se podobnou problematikou (Cartledge a kol. 2004).

Hubbleův kosmický dalekohled (HST–Hubble Space Telescope) operuje na oběžné dráze Země již od roku 1990. Pomocí HST se pořizují snímky i ve vlnových délkách, ve kterých je pozorování na Zemi ztíženo nebo úplně znemožněno vlivem atmosféry. Samotné spektrum hvězdy HD 210809 bylo pořízeno 22. dubna 2001 pomocí spektrografu STIS za použití mřížky E140M, pracující v rozsahu 1150–1700 Å. Filtrovací E140M pracuje s rozlišením  $R = \lambda/\Delta\lambda = 45\,800$ . Spektrum bylo staženo ze stránky <http://archive.stsci.edu/scrapbook.php> jako ASCII tabulka již nakalibrované a upravené.

### 5.1 Identifikace čar

Studované absorpční interstelární čáry vznikají v mezihvězdném prostředí na spojnici hvězda–pozorovatel. Vznikají absorpcí světla hvězdy atomy nebo ionty, ze kterých jsou složeny oblaky mezihvězdné látky, jimiž světlo prochází. Pokud známe vlnovou délku světla, kterou v laboratorních podmínkách tyto prvky absorbují, můžeme je srovnat s vlnovými délkami čar ze spektra hvězdy a identifikovat tak jednotlivé prvky.

Tímto způsobem můžeme přibližně určit chemické složení oblastí mezihvězdné látky mezi námi a pozorovanou hvězdou. Fakt, že čáry některých

prvků ve spektru nenalezneme neznamená, že se příslušné prvky v mezihvězdném prostředí mezi pozorovanou hvězdou a námi nevyskytují.

Tabulka 5.1: Absorpční čáry iontů. Tučně jsou vyznačeny čáry identifikované ve spektru hvězdy HD 210809.

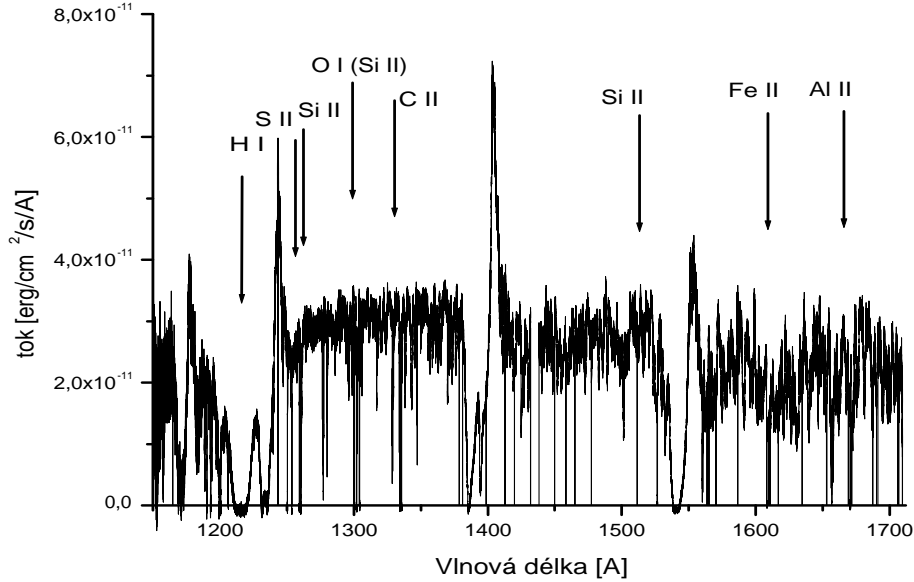
Iont	$\lambda$ [Å]	Iont	$\lambda$ [Å]	Iont	$\lambda$ [Å]	Iont	$\lambda$ [Å]
HI	<b>1215.67</b>	O I	<b>1302.17</b>	Si III	1206.51	Cr II	2056.2
CI	1656.93		1355.6	Si IV	142.77		2062.2
	1560.31		<b>1348.6</b>		1393.76	Mn II	2576.88
	1277.21	Mg I	2852.13	P II	1152.8		2594.5
C II	<b>1334.53</b>		2026.48		<b>1301.9</b>	Fe II	<b>1608.45</b>
	2325.4	Al II	<b>1670.79</b>		1532.5		2344.21
	1335.71	Si II	1808.01	S II	<b>1259.5</b>		2374.46
CIV	1548.19		<b>1526.71</b>		<b>1253.8</b>	Ni II	1317.22
	1550.76		<b>1304.37</b>		<b>1250.6</b>		1370.13
NI	1199.9		<b>1260.42</b>	Ca II	3968.47		1741.55
	1159.8		1193.29		3933.66	Zn II	2026.14

Laboratorní vlnové délky absorpčních čar byly převzaty ze článků Morton (1975) a Cox (1999). Tabulka 5.1 shrnuje nejčastěji se vyskytující ionty mezihvězdné látky projevující se v ultrafialové oblasti spektra (Cox 1999).

Identifikace absorpčních čar nebyla vždy zcela jednoznačná. Ve dvou případech nebylo možno rozhodnout, který prvek dané čáře náleží, neboť jejich laboratorní vlnové délky si jsou velmi blízké. Konkrétně nebylo možné pouze na základě srovnání čar s laboratorními vlnovými délkami rozhodnout, zda čára na vlnové délce 1302.03 Å přísluší jedné ionizovanému fosforu P II ( $\lambda_0 = 1301.9$  Å) nebo neutrálnímu kyslíku O I ( $\lambda_0 = 1302.17$  Å). Dále nebylo možné rozhodnout na spočtené vlnové délce 1304.25 Å mezi prvky O I ( $\lambda_0 = 1304.86$  Å) a Si II ( $\lambda_0 = 1304.37$  Å).

## 5.2 Fitování jednotlivých čar

Fitování profilů čar bylo provedeno programem Gnuplot, používající nelineární regresi metodou nejmenších čtverců. Metoda nejmenších čtverců je založena na hledání minima součtu kvadrátů rozdílů mezi naměřenými daty a funkčními hodnotami regresní analytické funkce. Minimum, které program nalezne, nemusí být minimem globálním, s tímto problémem jsem se však při fitování nesetkal, což dokumentují obrázky fitovaných čar. Součástí



Obrázek 5.1: Spektrum hvězdy HD 210809 v ultrafialové oblasti (HST). Průběh kontinua je dán především ději v atmosféře hvězdy, stejně tak výrazné široké absorpční čáry. Velmi výrazné emisní čáry, tzv. P Cyg profily, jsou způsobené silným hvězdným větrem. Mezihvězdná látka se ve spektru projevuje velmi úzkými hlubokými absorpčními čarami, pro některé prvky jsou čáry označeny.

výstupních dat programu byly i nejistoty určení všech zadaných parametrů.

Reálný profil mezihvězdné absorpční čáry bývá kombinací Lorentzova a Gaussova profilu, pro výpočet přesného středu čar však stačilo uvažovat pouze profil Gaussův. Pro určení tvaru fitovací funkce vyjdeme z rovnice 3.4, přičemž účinný průřez je roven (v jednotkové soustavě CGS, Rutten 2003):

$$\sigma = \frac{\pi e^2}{m_e c} \cdot f \cdot \Phi_\lambda, \quad (5.1)$$

kde  $m_e$  je hmotnost elektronu,  $e$  elementární náboj a  $f$  síla oscilátoru. Sílu oscilátoru lze vypočítat pomocí teorie kvantové mechaniky. Pro další studium mezihvězdné látky, zejména pro zjištění podrobnějšího chemického složení ISM by bylo potřeba uvažovat i tento parametr. Dosadíme-li  $\sigma$  do rovnice 3.4 dostáváme:

$$\tau_\lambda = \frac{\pi e^2}{m_e c} \cdot f \cdot \Phi_\lambda \int_0^{s_0} n_d ds, \quad (5.2)$$

kde  $n_d$  je koncentrace atomů (iontů) v dolní hladině. Funkce  $\Phi_\lambda$  je závislá pouze na vlnové délce a odpovídá Gaussovu profilu. Dále dosadíme do rovnice 3.3 pro relativní tok  $\Psi$ :

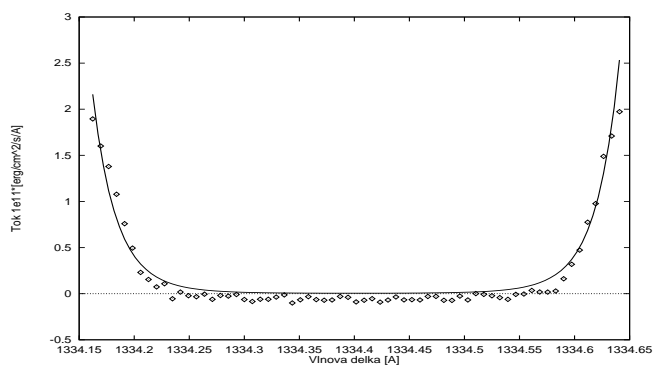
$$\Psi = \exp(-a \exp(-(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda)^2/2b^2)), \quad (5.3)$$

kde parametr  $\Delta\lambda$  odpovídá posunu čáry ve spektru vzhledem k laboratorní vlnové délce a bezrozměrný parametr  $a = \frac{\pi e^2}{m_e c} \cdot f \cdot \int_0^{s_0} n_d ds$ . Všechny vypočtené parametry jsou i s odhady neurčitosti uvedeny v tabulce 5.2.

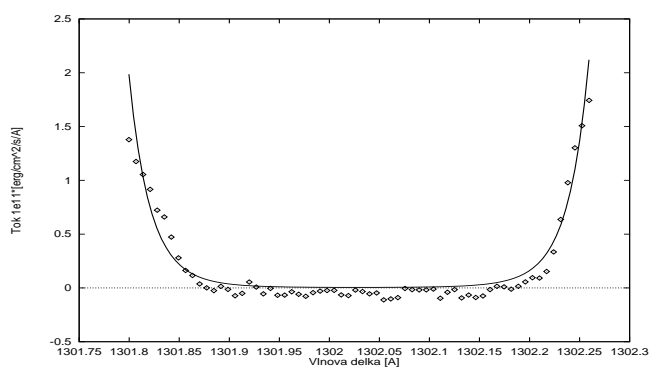
Tabulka 5.2: Parametry regresních funkcí pro jednotlivé čáry

Iont	$\lambda_0$ [Å]	$\Delta\lambda$ [Å]	$\delta_{\Delta\lambda}$ [Å]	a	$\delta_a$	b [Å]	$\delta_b$ [Å]
C II	1334,53	-0,132	$5 \cdot 10^{-4}$	30.7	0.3	0.355	0.008
P II	1301,9	0,129	$12 \cdot 10^{-4}$	30.69	0.43	0.35	0.01
O I	1302,17	-0,141	$12 \cdot 10^{-4}$	30.69	0.43	0.35	0.01
O I	1304,86	-0,617	$5 \cdot 10^{-4}$	28.89	0.17	0.329	0.006
Fe II	1608,45	-0,152	$9 \cdot 10^{-4}$	30.34	0.21	0.357	0.007
Al II	1670,79	-0,180	$8 \cdot 10^{-4}$	28.83	0.18	0.38	0.01
Si II	1260,42	-0,097	$6 \cdot 10^{-4}$	29.36	0.2	0.43	0.01
Si II	1304,37	-0,127	$5 \cdot 10^{-4}$	28.89	0.17	0.329	0.006
Si II	1526,71	-0,163	$5 \cdot 10^{-4}$	31.29	0.37	0.343	0.009
S II	1250,6	-0,142	$7 \cdot 10^{-4}$	28.96	0.27	0.265	0.009
S II	1253,8	-0,113	$9 \cdot 10^{-4}$	28.68	0.24	0.231	0.008
S II	1259,5	-0,099	$9 \cdot 10^{-4}$	29.25	0.33	0.259	0.011

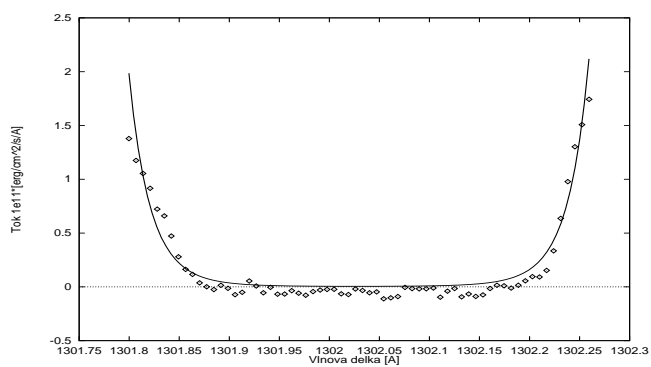
Na obrázcích 5.2–5.13 jsou uvedeny ukázky fitovaných čar. Body vyznačují naměřená data, proložená křivka je regresní funkce 5.3.



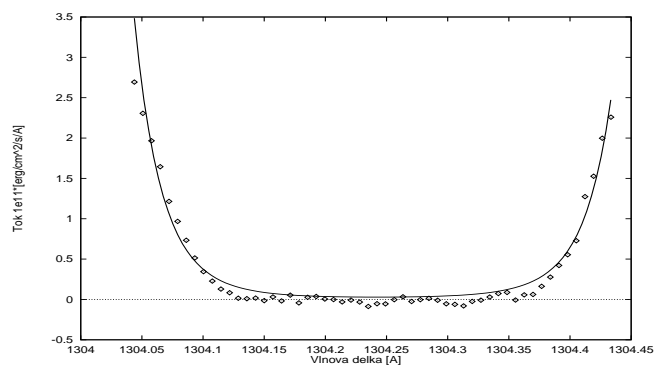
Obrázek 5.2: C II 1334.532 Å



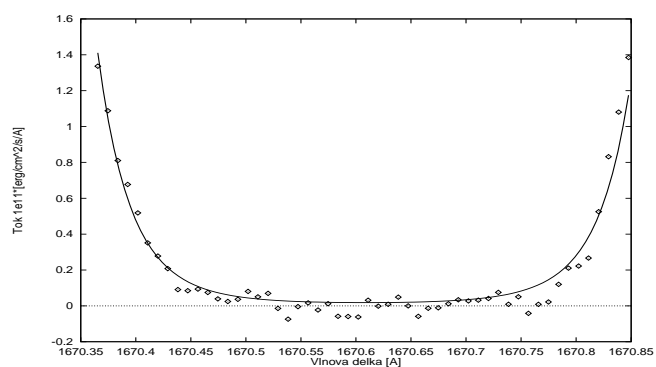
Obrázek 5.3: P II 1301.9 Å



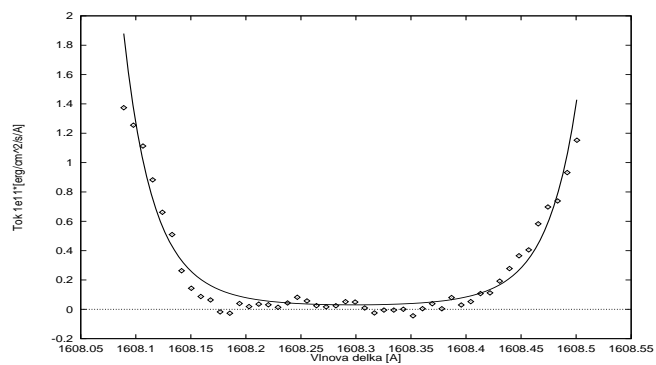
Obrázek 5.4: O I 1302.17 Å



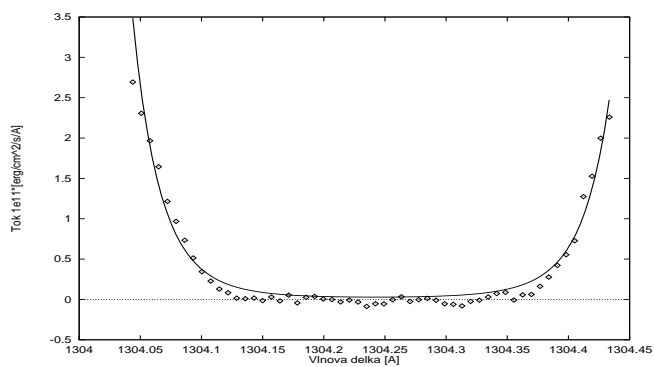
Obrázek 5.5: O I 1304.86 Å



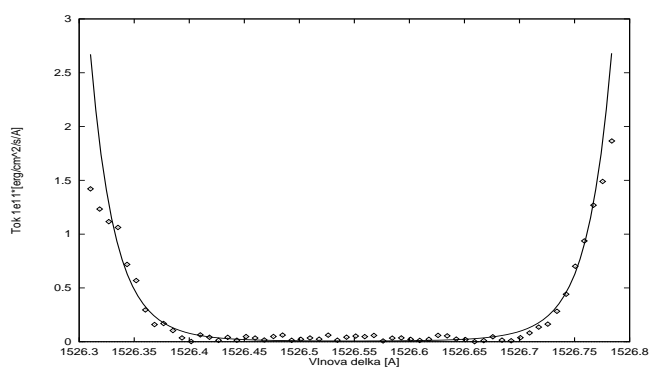
Obrázek 5.6: Al II 1670.79 Å



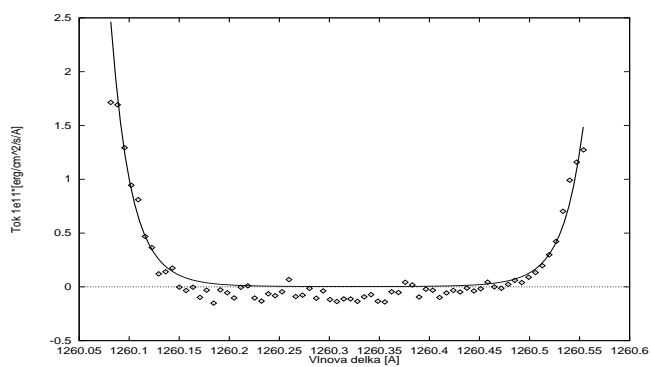
Obrázek 5.7: Fe II 1608.451 Å



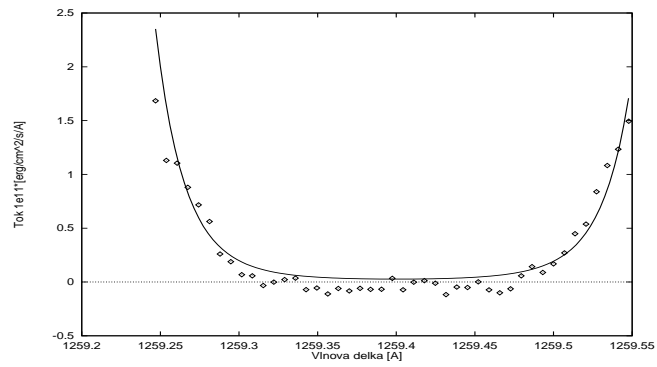
Obrázek 5.8: Si II 1304.37 Å



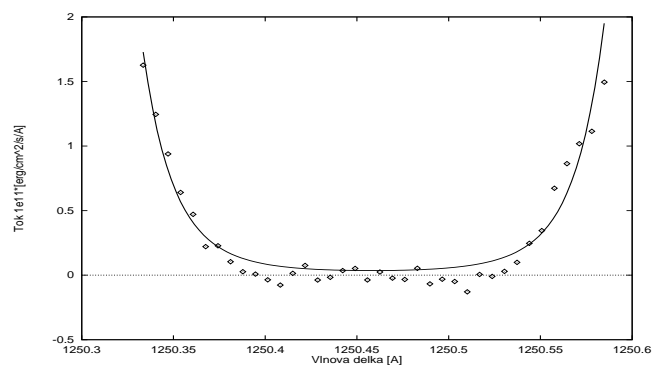
Obrázek 5.9: Si II 1526.71 Å



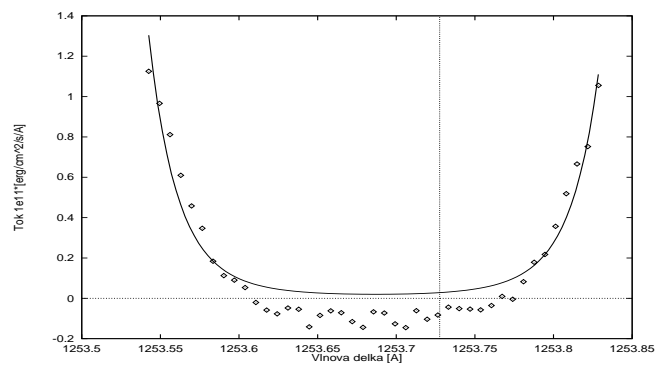
Obrázek 5.10: Si II 1260.42 Å



Obrázek 5.11: S II 1259.5 Å



Obrázek 5.12: S II 1250.6 Å



Obrázek 5.13: S II 1253.8 Å



### 5.3 Radiální rychlosti

K výpočtu radiálních rychlostí byly použity posuny vlnových délek  $\Delta\lambda$  identifikovaných čar vůči laboratorním vlnovým délkám  $\lambda_0$  (viz tabulka 5.2). Chyby radiálních rychlostí byly určeny ze zákona šíření chyb. Je-li:

$$v_r = c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (5.4)$$

pak ze zákona šíření chyb platí:

$$\delta_{v_r} = \frac{\partial v_r}{\partial(\Delta\lambda)} \cdot \delta_{\Delta\lambda} = c \cdot \frac{\delta_{\Delta\lambda}}{\lambda_0}. \quad (5.5)$$

V tabulce 5.3 jsou vypsány všechny fitované čáry, vypočtené radiální rychlosti a rovněž chybové intervaly vypočtených rychlostí. Hodnoty posunů čar jsou vypsány v tabulce 5.2.

Tabulka 5.3: Radiální rychlosti

Iont	$\lambda_0$ [Å]	$v_r$ [km.s <sup>-1</sup> ]	$\delta_{v_r}$ [km.s <sup>-1</sup> ]	$\delta_{v_r,rel}$
C II	1334,53	-29,70	0,10	0,43 %
P II	1301,9	29,70	0,30	0,91 %
O I	1302,17	-32,50	0,30	0,83 %
O I	1304,86	-141,95	0,11	0,08 %
Fe II	1608,45	-28,40	0,17	0,6 %
Al II	1670,79	-32,43	0,14	0,44 %
Si II	1260,42	-23,12	0,14	0,61 %
Si II	1304,37	-29,30	0,10	0,39 %
Si II	1526,71	-32,03	0,11	0,3 %
S II	1250,6	-34,04	0,17	0,5 %
S II	1253,8	-27,01	0,21	0,78 %
S II	1259,5	-23,71	0,20	0,86 %

Radiální rychlosti jsou vypočteny vzhledem ke Slunci. Posun absorpční čáry k menším vlnovým délkám odpovídá pohybu směrem ke Slunci, u posunu čáry i u rychlosti tedy vychází záporné znaménko a naopak.

### 5.4 Diskuze výsledků

Předpokládáme, že jeden oblak mezihvězdné látky se projevuje více než jen v jedné čáře. Z tabulky 5.3 lze vidět, že některé rychlosti jsou si velmi blízké

(chybové intervaly se v některých případech překrývají). Naopak můžeme tohoto faktu využít k jednoznačnější identifikaci čar, u nichž nebylo možno říci, kterému prvku odpovídají. Například nebylo možné rozhodnout, zda čára na vlnové délce 1302.03 Å přísluší jednou ionizovanému fosforu P II ( $\lambda_0 = 1301.9$  Å,  $v_r = 29.7$  km.s<sup>-1</sup>) nebo neutrálnímu kyslíku O I ( $\lambda_0 = 1302.17$  Å,  $v_r = -32.5$  km.s<sup>-1</sup>). Ze získaných výsledků lze usoudit, že se jedná o absorpční čáru kyslíku, neboť velmi blízkou radiální rychlostí se projevuje např. čára jednou ionizovaného křemíku Si II ( $\lambda_0 = 1526.71$  Å,  $v_r = -32.03$  km.s<sup>-1</sup>) nebo jednou ionizovaného hliníku Al II ( $\lambda_0 = 1670.79$  Å,  $v_r = -32.4$  km.s<sup>-1</sup>).

Dále nebylo možné rozhodnout na spočtené vlnové délce 1304.25 Å mezi prvky O I ( $\lambda_0 = 1304.86$  Å,  $v_r = -141.9$  km.s<sup>-1</sup>) a Si II ( $\lambda_0 = 1304.37$  Å,  $v_r = -29.3$  km.s<sup>-1</sup>). V tomto případě bych se přiklonil k absorpci iontu křemíku Si II, protože podobné radiální rychlosti odpovídá posun čáry uhlíku C II ( $\lambda_0 = 1334.53$  Å,  $v_r = -29.7$  km.s<sup>-1</sup>).

Cartledge a kol. (2004) při studiu čar kyslíku a vodíku v mezihvězdném prostředí ve směru několika hvězd, mezi nimi i HD 210809, uvádějí radiální rychlosti komponent mezihvězdných oblaků. Uvádějí celkem 9 komponent, o rychlostech v km.s<sup>-1</sup>: -52.1, -46.1, -38.5, -34.2, -28.3, -20.1, -13.8, -9.1, -1.5. V této práci byly identifikovány tři oblaky mezihvězdné látky, o rychlostech v km.s<sup>-1</sup> vzhledem ke Slunci:  $(-29.1 \pm 0.7)$ ,  $(-23.4 \pm 0.4)$ ,  $(-32.3 \pm 0.3)$ . Do těchto komponent nebyly započteny posuny čar S II  $\lambda 1250.6$  Å a S II  $\lambda 1253.8$  Å. K prokládání byly použity pouze opticky tlusté čáry, které mohly vzniknout složením absorpčních čar několika mezihvězdných oblaků. Rychlosti získané pouze ze studia opticky tlustých čar pak mohou odpovídat středním rychlostem více mezihvězdných oblaků. Pro podrobnější určení rychlostí by bylo třeba studovat čáry, které nejsou opticky tlusté.

# Závěr

Ve spektru hvězdy HD 210809 pořízeného Hubbleovým kosmickým dalekohledem (HST) bylo identifikováno 10 absorpčních čar atomů nebo iontů vzniklých v mezihvězdném prostředí. Z dopplerovských posunů čar byly určeny radiální rychlosti tří oblaků ISM. Zároveň byly některým čarům jednoznačněji přiřazeny odpovídající prvky.

Z porovnání s dostupnými výsledky v literatuře lze konstatovat neshodu jednotlivých komponent ISM v řádech jednotek  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  (Cartledge a kol. 2004), což je zřejmě zapříčiněno přítomností více oblaků ISM ve směru hvězdy HD 210809 absorbujících na vzájemně blízkých vlnových délkách.

Pro další studium by bylo potřeba zvážit i ostatní parametry profily čar proložených funkcí, zejména parametr závislý na síle oscilátoru  $f$ . Jeho pomocí by bylo možné zjistit například koncentraci jednotlivých zastoupených prvků. Dále by bylo třeba prověřit, zda se identifikované prvky projevují absorpcí i na jiných vlnových délkách, aby bylo možno konkrétněji určit zastoupení chemických prvků v oblacích ISM. Pomohlo by to zpřesnit radiální rychlosti, neboť by bylo možné rozlišit více oblaků ve směru studované hvězdy. K tomuto účelu je třeba studovat i opticky méně tlusté čáry. Z časových důvodů nebylo možné těmito kroky pokračovat. Další studium mezihvězdného prostředí ve směru hvězdy HD 210809 nabízí mnoho dalších informací a cenných zkušeností.

# Literatura

- [1] Mikulášek Z., Krtička J.: *Fyzika hvězd a hvězdných soustav*, MU, 2000
- [2] Dyson J. E., Williams D. A.: *The Physics of the Interstellar Medium*, Institute of Physics Publishing, 1997
- [3] Halliday D., Resnick R., Walker J.: *Fyzika*, VUTIUM, 2003
- [4] Trümpler R. J., *PASP*, **42**, 214, 1930
- [5] Morton D. C., *ApJ*, **197**, 85, 1975
- [6] Cox A. N., *Astrophysical quantities*, Springer-Verlag, 1999
- [7] Ferlet R., *Astrophysical Review*, **9**, 153, 1999
- [8] Savage B. D., Meade M. R., Sembach K. R., *ApJ*, **136**, 631, 2001
- [9] Mikulášek Z., Krtička J.: *Fyzika hvězd a hvězdných soustav*, obrázky ke skriptu, MU, 2000
- [10] *Informatorium pro každého aneb moderní vševěd–Příroda*, kolektiv autorů, Mladá fronta, 1986
- [11] Rutten R. J., *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*, Institute of Theoretical Astrophysics Oslo, 2003
- [12] Kennicutt R. C., Edgar B. K., Hodge P. W., *ApJ*, **337**, 761, 1989
- [13] Cartledge S. I. B., Lauroesch J. T., Meyer D. M., Sofia U. J., *ApJ*, **613**, 1037, 2004
- [14] Lamers H. J. G. L. M., Snow T. P., & Lindholm D. M., *ApJ*, **455**, 269, 1995
- [15] <http://archive.stsci.edu/scrapbook.php>
- [16] <http://cdsweb.u-strasbg.fr/>

Vysázeno pomocí programu L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 2<sub>ε</sub>.