Astrofyzika I[1]

1. Mezihvězdná látka

= Interstellar Matter, ISM
- od 18. století - přijali, že mezi hvězdami je vakuum i mezihvězdné prostředí (ISM - Medium)
- spirální Mléčná dráha, ISM podél ramen a v nich, ve vrstvě podél galaktické roviny ($\sim$ 50 pc)
- asociované s:

- otevřenými hvězdokupami (OC, Open Clusters)
- asociacemi hvězd (OB a T Tauri)
- hvězdami raného spektrálního typu O, B, W (Wolf-Ryet)
- oblastmi vzniku hvězd (Star Formation Region)
- supernovami
- pozdními stádii hvězd s rozsáhlými obálkami

- nejvíce hmoty u spirálních galaxií, ještě více u galaxií v kolizi

1.1. Naše Galaxie

Oblast HI (neutrální atomární vodík); střední hustota plynu v ISM je 1 atom / cm^3; 1 zrno prachu / (200 m^3)

1.2. Formy ISM

rozptýlené $\times$ útvary - pozorují se v celém EM spektru. ISM yáří nejvíce v IR a UV (ružice IRAS); IR - prach, UV - plyn.
Galaktický cirrus - rozptýlená hmota v galaxii (far IR)

1.3. Nomenklatura

Pro oblasti $\geq$ 10 pc - velká molekulová oblaka (Giant Molecular Clouds), někdy jen MC

[1]Zápisky z přednášek AST0113, ZS 2004 / 2005. Chyby hlašte prosím na mail `bug@schovan.net`.

1.4. Útvary a objekty

pozdní stadia hvězd:

- planetární mlhoviny (Planetary Nebulae)
- SNR (Super Novae Remnant)
- hvězdný vítr
- mass loss (vznik látky z hvězd) - někdy totéž jako hv. vítr, tvoří cirkumstelární obálky

raná stadia hvězd:

- molekulární / molekulová oblaka (předpoklad vzniku hvězd)
- HII oblasti

1.5. Fyzikální stav ISM

Hustota: $0,1$ atomu / cm^3 $\rightarrow$ **Loschmidtovo číslo** $\sim 10^{20}$ částic/cm^3 za normálních podmínek. Slunce má průměrnou hustotu $\approx$ 1 g/cm^3
Teplota: fáze (skupenství) ISM (na to, že lze rozlišit, přišli v roce 1977 Ostrike a McKee)

- **koronální plyn (velmi horký)** $(0.5-1)\cdot 10^6$ K - teplota v koróně. Vyplňuje bubliny po explozi SN, zaujímá až 80 % objemu galaktického disku, málo se ochlazuje, koncentrace $n \approx 0.3$ atomu/cm^3
  Přechody f-f (free-free) - vedou k X-emisi, VI$\rightarrow$UV emisi (b. bound - vázané stavy, f-free - spojité spektrum brzdné záření z pohybu elektronu v poli protonu)
  bb - čárové spektrum - emisní či absorpční
  bf - ionizace
  fb - rekombinace (emise) - spojité i čárové
- **plyn teplý ionizovaný** - např. HII oblasti $\approx 10^4$ K
- **plyn teplý méně ionizovaný** - $(3-10)\cdot 10^3$ K - př. okolí hvězd - cirkumstelární obálka a obálky oblaků teplého ionizovaného plynu
- **chladná oblaka, resp. jejich jádra** 10 K, méně než 5% objemu disku, ale více než 80 % hmotnosti ISM; př.: MC; molekuly a prach

Stav ionizace:

- **typicky ionizovaný vysoce** - PN, SNR, koronální plyn
- **ionizovaný** - HII oblast - teploty $\sim 10^4$ K
- **neutrální atomární vodík** - HI oblasti, $T \sim 10^2$ K; definované pozorováním na čáře 21 cm (1420 MHz); př.: HI asociovány s molekulárním oblakem; HI slupky kolem bublin po explozích SN

2. Mezihvězdný prach - absorpce a extinkce

Rok 1894, E.E.Bernard - na jeho fotce podél galaktické roviny temná i svítící oblaka
1790 W. Herschel a 1830 John Herschel - dělali statistiku rozložení hvězd
rozdělení - projev absorpce prachem kolem jádra Galaxie
- objevili útvar "Keyhole" - temná hmota, pak podobný i "Uhelný pytel"; mysleli si, že je to "tunel" ve hvězdném systému
1930 E. Hubble - statistika galaxií: směrem ke galaktickému pólu se zvyšuje koncentrace galaxií $\rightarrow$ v naší Galaxii cosi oslabuje světlo hvězd, neboť rozložení by mělo být izotropní
$\tau \ldots$ optická délka, $b \ldots$ galaktická šířka

2.1. Zákon absorpce / extinkce

$$I = I_0 \mathrm{e}^{-\tau} \tag{1}$$

Hodně se projevuje $|b| \leq 10°$, $r_0 \sim 50$ pc (někde 250 pc), hustota $10^{-25}\mathrm{g/cm^3}$
Ve viditelném světle V: v galaktické rovině; pro $b = 0°$ je zeslabení $A_V \approx 2$ mag/kpc
Definice magnitudy: **Poggsonova rovnice**

$$m_a - m_b = -2,5 \log \frac{F_A}{F_B} \tag{2}$$

Modul vzdálenosti:

$$m - M = 5 \log r - 5 \tag{3}$$

př. $m \rightarrow$ zdánlivá vzdálenost r, M absolutní

$$m_a - M = -2,5 \log \frac{\frac{L}{4Mr^2}}{\frac{L}{4M \cdot 10^2}} = -5 \log \frac{10}{r}$$

V prostoru s absorpcí je modul vzdálenosti

$$m - M = 5 \log r_{\mathrm{pc}} - 5 + A(\mathrm{mag/kpc}) \cdot r_{\mathrm{kpc}}$$

Zkusme zjistit rozdíl magnitudy v čirém prostoru a v prostoru s prachem:

$$m_{\mathrm{prach}} - m_{\mathrm{čirý}} = -2,5 \log \frac{I_0 \mathrm{e}^{-\tau}}{I_0} = A = 2,5\tau \log e =$$

$$= 1,086\tau = A \quad [\mathrm{mag}]$$

2.2. Wolfův diagram

- dělal statistiku hvězd
Označme $N(< m)$ počet hvězd v políčku $1° \times 1°$ s magnitudou $< m$
Idealizovaný případ: všechny hvězdy mají tentýž zářivý výkon L a jsou rovnoměrně rozloženy v prostoru s koncentrací n (v pc^3). Tedy

$$N(< m) = \frac{4}{3} M r^3 n$$

$$\log[N(< m)] = \log \left[\frac{4}{3} M r^3 n\right] = \log \left[\frac{4}{3} M n\right] + 3 \log[r] =$$

$$= \mathrm{const.} + 3 \frac{m - M + 5}{5} = \mathrm{const.}' + 0,6m = \log[N(< m)]$$

Snažil se potvrdit data; docela se povedlo. Pokud je absorpce $\rightarrow$ posunutí po x - přítomnost prachových oblak. Směrnice oblak $< 0,6$

2.3. Extinkce

- absorpce závislá na λ; více je pohlceno a rozptýleno modré světlo
projev extinkce $\rightarrow$ mezihvězdná $\rightarrow$ zčervenání (interstellar reddening) - definuje se pomocí barevných indexů
B_0, V_0 nezčervenalé, B, V zčervenalé $\Rightarrow$

$$E_{B-V} = (B - V) - (B_0 - V_0) > 0 \tag{4}$$

závisí na vzdálenosti; $B - V > B_0 - V_0$
př.: hvězdy při $b = 0°$, $r = 1$kpc $\Rightarrow E_{B-V} \sim 0,3 - 0,6$

$$E_{B-V} = (B - V) - (B_0 - V_0) = A_B - A_V$$

Aby bylo nezávislé na vzdálenosti, je nutné normovat: **selektivní normovací extinkce**

$$F_\lambda = \frac{E_{\lambda - V}}{E_{B-V}} \tag{5}$$

$$\lambda = V,\ F_\lambda = 0, \qquad \lambda = B, F_\lambda = 1$$

M8 pro všechny hvězdy podobný průběh (**extinkční křivku**) - vyjadřuje vlastnosti prachu bez vlivu spektrální třídy hvězd (v prvním přiblížení) a bez vlivu vzdálenosti, liší se pro různá místa Galaxie

$$R = \frac{E_{\infty - V}}{E_{B-V}} = \frac{\overbrace{A_\infty}^{=0} - A_V}{A_B - A_V} \approx -3 \sim -4 \qquad (6)$$

defletion - ochuzení mezihvězdného plynu o těžké prvky (jsou v prachu a hvězdách)

3. Původ mezihvězdného prachu

a] vzniká kondenzací z plazmatu

- v obálkách hvězd M s $T < 3000$K (grafit sublimuje při 2000 K, ostatní < 1500 K)
- zastoupení (abundance - [C]) C a O $\rightarrow$
C/O ≈ 1 - uhlíková zrna
C/O < 1 - spíše silikátové (Si, O)
- exploze nov a SN

b] tříštění

- není dominantní způsob vzniku, známé jsou z planetek; srážky - collision

kondenzace - na počátku kondenzační jádra (shluk 50 - 1000 atomů), je na to teorie z QM, jak shluk vznikne zkoumají v laboratořích (Joint Institute of Laboratory Astrophysics - Boulder, COL)
Elektrody - žhaví se, vzniká výtok uhlíkových atomů C, C^+, C_2, C_3; základem je vazba $-C \equiv C-$, to je stabilní článek
někdy se tam připouštějí i zředěné plyny (H, He) - vznik jako v atmosféře starých hvězd - tam se brzdí v He atmosféře a vznikají i další složitější útvary (C_{10}, ale i fulereny C_{60}, C_{72})
již to začíná splňovat požadavky na kondenzované jádro - pak narůstá v uhlíkové zrno, nanáší se grafitové vrstvy, stejně jako tuhou. Při pomalé kondenzaci to vypadá jako letokruhy. Při rychlé kondenzaci (plamen svíčky) vznikají amorfní uhlíková zrna
Cold finger - Peltierovy články - teploty kolem 10 K - pouští se tam plyn argon, namrzá na okénku, $T_{\mathrm{SUBL}}(Ar) = 30$ K, dopadají tam atomy a molekuly (C, C^+, C_2, C_3) - pokryjí se argonem $\rightarrow$ izolace molekul a částic.
C_2, C_3 - vznik Swanových pásů ve spektru (např. i v kometách)
tento způsob - **Matrix Isolated Spectroscopy** - Ar matice s izolovanými částicemi - pak lze zvýšit teplotu na cca 30 K - plastika ledu - možná difúze částic $\rightarrow$ vznik složitějších částic, zamrazí či oteplí - odpaření Ar - vzniklá hmota má nazlátlou barvu - "yellow staf" - hmotnostní spektrometrií se zjistí hmotnost molekul $\sim$ 700, 800, pak lze použít IR spektrometrii - něco o vazbách
- stejné pokusy: místo uhlíkových elektrod lze použít křemíkové (SiO_2, ale s příměsemi)

Pozorování cirkumstelárního prachu - hlavně z VIS a IR oboru spektra
IR = termální záření prachu - odpovídá jeho teplotě $\sim 20 - 10^3$ K, spektrum připomíná Planckovu křivku, je spojitá, ale jsou malé odchylky
silikátový pás - nejvýraznější odchylka, může být emise i absorpce
energetická bilance prachového zrna:
přísun energie - záření hvězdy (pohlcené zrnem), kolize - nárazy atomů, molekul, zrn
výdej energie - termické vyzařování, odpovídající teplotě T_D (dust) - dle Steffan-Boltzmannova zákona $\rightarrow$ $\alpha\sigma T^4$, kde α je konstanta účinnosti vyzařování, neboť prach není AČT. Pro malá zrna - "poloměr zrna" $a \leq \lambda_m \ldots \alpha < 1$, pro větší zrna $\alpha \nearrow 1$
$\Rightarrow$ malá zrna nemohou moc zářit $\rightarrow$ zahřívají se $\Rightarrow$ T_D vyšší než u větších zrn

další odchylka od AČT: je tu jistá rozdělovací funkce velikosti částic $n(a)$ - koncentrace částic velikosti $(a, a + da)$ v 1cm^3, $n(a)$ je klesající funkce malých je víc, mají malou plochu, vyšší T_D, spektrum posunuto trochu doleva, u větších chladnějších naopak
Pozorujeme součet obou Planckovských spekter, výsledek není Planck.
Doppler je malý, lze zanedbat pro spojitá spektra.
Spektrum $\lambda > 20\mu$m - z družic IRAS 1983-4 celooblohový přehled $\sim 95\%$, ISO 1995-7 3D obl. - lze zaměřovat
Největší problém s chlazením dalekohledu - tekuté He v Dewarově nádobě - nutná průlinčitá membrána
Na vysokohorských observatořích (Mauna Kea, ...) lze dosáhnout $\lambda 20\mu$m (pás N)
ISO - musela koukat více než 60° od Slunce, 15° od Měsíce, 7° od Jupitera a také od Země

3.1. Katalogy

- **pozemská pozorování** - přehlídka oblohy na 2,2μm (pás K) - 2MASS
- **IRAS** - point source, faint source

kondenzační jádro:

$$\text{jádro minerální}\begin{cases}\text{uhlík}\begin{cases}\text{grafit}\\ \text{amorfní}\end{cases}\\ \text{silikáty}\end{cases}$$

IDP's - Interplanetary Dust Particles - kometárního původu; v meteoritech:
Allenda (1901) - uhlíkatý chondrit typu C1, v nich nalezena uhlíkatá zrníčka mezihvězdného prachu
Murchinson (1901) - uhlíkatý chondrit typu C1
rozměry zrn:
ISD $\leq\approx 1\mu$m $\leq 10\mu$m
IDP's 10μm $\approx 100\mu$m
Silikáty: zustatity, pyroxiny, olivíny, fersterit
$(\mathrm{Mg, Fe})_n\mathrm{SiO}_m$, O-Si-O $\leftrightarrow$ stretching mode - pás na 10μm
bending mode O-Si-O $\updownarrow$ - pás na 20μm
při rychlé kondenzaci:

- amorfní - SiO_2 - silica, 10μm pás - hladký bez vnitřní struktury
- polymorfní - jemná struktura
- krystalický - složitá struktura

částice zachycené na povrchu zrna se mohou ještě pohybovat a chemicky reagovat s jinými poskakujícími
sticking coefficient - účinek zachycení na povrchu má charakter jádra (core) a obal ze složitšjších molekil (většinou organických), příp. v mezihvězdném prostředí ještě ledy H_2O, CO, CO_2, NH_3, CH_4
- prach vystaven kosmickému záření $\rightarrow$ polymerizace (formaldehyd $(H_2CO)_n$)
při laboratorních pokusech simulující kosmické záření: připraví se ledy s organickými molekulami a nechají se kondenzovat

4. Mezihvězdné difúzní pásy

= IS diffuse bands (DIB's)
- ve spektrech jvězd raných spektrálních typů (O,B) byly objeveny zvl. čáry, které byly mnohem širší než hvězdné absorpční čáry a neseděly do systému čar žádného prvku (zhruba planckovská křivka), nejsilnější 4428 Å- roztaženo na 50 Åna každou stranu, tedy není hvězdného původu $\Rightarrow$ DIB's je původu mezihvězdného, souvisí spíše s prachovou než s plynnou (ještě užší čáry než u hvězd, čáry H a K ve spektru z hvězd) složkou mezihvězdné látky

4.1. Spektrální čáry H a K

Hartmann 1904 - 1905 - úzké, $T \approx 100$ K $\rightarrow$ prachová částice v ISM $\rightarrow$ dodnes není jasné, co pásy způsobuje; víc pásů - víc původců
- asi stovka pásů - 2200 Å(nejkratší vlnová délka), 4428 Å, ... IR ..., 8000 Å
katalogy pásů: př. G.H.Herbig, ApJ 196, 129-160 (1975)
Snow & Welley, 1977, AJ

Definice: **Ekvivalentní šířka čáry** vyjadřuje mohutnost čáry.
jádro čáry - přiblížení gaussovka a gaussův profil
křídlo čáry - Lorentzův profil
mohutnost čáry - plocha mezi profilem čáry a kontinuum
Ekvivalentní šířka čáry (na obr. W_λ) - obdélník intenzity 1 o stejné ploše jako mohutnost. Mám-li absorbátory, které způsobují čáru - čím jich je víc, tím širší pás, ale chaotický pohyb absorbátorů $\rightarrow$ Doppler $\rightarrow$ prohlubuje se a rozšiřuje čára v důsledku přidávání počtu absorbátorů v zorné přímce $\rightarrow$ křivka růstu

4.2. Korelace W_λ u DIB's s extinkcí

čím více prachu podél zorné přímky, tím vyšší šířka pásů, tím vyšší extinkce
$E(B-V) \pm 2\sigma$
4428 Å $(0,93 \pm 0,02)$ mÅ
podobně $E(V-R), E(V-I), E(V-R), E(R-I)$
Proč si myslíme, že DIB's vznikají v pevných látkách? Absorpce - elektron pohltí foton a vyskočí nahoru $\rightarrow$ ostré spektrální čáry
$\rightarrow$ místo hladin (ostrých) jsou pásy $\rightarrow$ u molekul vznik pásů (rychlé molekuly $\rightarrow$ Doppler $\rightarrow$ spojitý pás)
$\rightarrow$ u pevných látek - pásy povolených energií v PL jsou širší $\rightarrow$ široké sp. čáry *to* analogie Starkova jevu

5. Optické vlastnosti mezihvězdného prachu

- prachové částice malé, $\sim 1\mu$m $\ldots \geq 100\mu$m, typické velikosti i několik μm
- nepravidelný tvar, zkusíme ohraničit koulí a= poloměr koule aproximující reálnou částici
zavedeme bezrozěrnou veličinu x:

$$x = \frac{2Ma}{\lambda} \quad (= k \cdot a)$$

kde k je vlastní číslo
částici můžeme aproximovat stř. indexem lomu m,

$$m = n_\lambda - ik,$$

kde n_λ je reálná část a k je imaginární číslo úměrné vodivosti σ: čím větší σ, tím vyšší absorpce, tím vyšší k

$$n = n(\lambda) = n_\lambda$$

IS dust:

- $x \approx 1 \rightarrow$ rezonanční efekty, λ je srovnatelná s a; (ve VIS oboru) - př. aerosoly v atmosféře; **Tyndellův rozptyl** - extinkce $\sim 1/\lambda$; př. 2: IS dust - extinkce $\sim 1/\lambda \ldots$ VIS
- $x \ll 1$ - př. molekuly plynu ve vzduchu (ve viditelném oboru) $\|$ $\rightarrow$ rozptyl světla ze Slunce na molekulách atmosféry: **Rayleighův rozptyl** - z měření extinkce $\sim 1/\lambda^4$

1908 - Gustav Mic - řešení MAxwellových rovnic pro dopad, absorpci a rozptyl monochormatického lineárně polarizovaného světla na homogenních kuličkách velikosti a
1909 - toto řešení publikoval ASF Henyey

Vstupní parametry pro Micovo řešení: materiál zrn, velikost zrn, vlnová délka: $x_{\lambda,\lambda}, m_\lambda$
Výstupní hodnoty: účinné faktory Q_e, Q_a, Q_s, Q_p; funkce rozptylu $S_1(\vartheta)$ a $S_2(\vartheta)$
Definujeme **úhel rozptylu** ϑProstorově, 3D

- $\vec{p}$ (propagating) paprsek
- $\vec{l}$ (parallel), $\vec{l} \perp \vec{p}$, $\vec{l} \parallel$ s kmitovou rovinou (rovina el. vektoru ε_l)
- $\vec{r}, \vec{l}, \vec{p}$ tvoří pravotočivou bázi vektorů (jednotkových)
- $\vec{r}$ (perpendicular)

částicí proložím osy rovnoběžné s $\vec{r}, \vec{l} \Rightarrow$ rovina $\Rightarrow$ orientace roviny rozptylu - udána úhlem φ
zafixuji $\vec{r}, \vec{l} \Rightarrow$ rozptýlený paprsek je dán hodnotou φ a ϑ, v každém směru měřím intenzitu $I(\vartheta, \varphi)$ světla
indikatrix rozptylu

- $x \geq 10$ - částice rozptyluje světlo převážně dopředu - forward scattering
- $x \ll 1$ - symetrická indikatrix
  indikatrix nezávisí na $m \leftarrow$ Rayleighův rozptyl

back scattering
- vzhledem k rezonančním jevům: zadní (rear), postranní (side), čelní (frontal) lalok (lobe)
indikatrix pro radiovou anténu $\rightarrow$ vyzařovací charakteristika antény
pro dielektrické částice - $m = n - i \cdot \Theta$
$I \sim \varepsilon^2$; $\vec{\varepsilon}$ komplexní $\rightarrow I \sim |\vec{\varepsilon}|^2$ či $\vec{\varepsilon}^* \vec{\varepsilon}$
hustota energie v EM poli $\sim \varepsilon^2 + \kappa^2$

záření nepolarizované nebo úplně polarizované (obecně elipticky)
vždy platí $\vec{\varepsilon} \perp \vec{p}$ $\vec{l}$ leží v rovině rozptylu
$\vec{r}$ kolmý na rovinu rozptylu
po rozptylu:
$\vec{\varepsilon_l} \sim S_1(\vartheta) \cdot \cos\varphi$
$\vec{\varepsilon_r} \sim S_2(\vartheta) \cdot \sin\varphi$
normalizovaná intenzita: $i_1(\vartheta) = S_1(\vartheta)^* S_1(\vartheta)$, podobně $i_2(\vartheta)$
energie rozptýlená částicí

$$\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} (i_1 \cos^2\varphi + i_2 \sin^2\varphi)\, d\varphi d\vartheta = I_0 \cdot C_s$$

$C_s \ldots$ účinný průřez pro rozptyl
$C_a \ldots$ účinný průřez pro absorpci
$C_e \ldots$ účinný průřez pro extinkci
$C_e = C_s + C_a$
- dielektrické částice: $C_a \searrow 0 \Rightarrow$ všechno se rozptýlí (ledy, silikáty)
- vodivé částice (uhlíkové): $C_a > 0$ (sirníky FeS_n, železo, FeO)
$C \ldots$ geometrický průřez
$C_e = C \cdot Q_e$, $Q_e \ldots$ účinný faktor pro extinkci
$C_a = C \cdot Q_a$, $Q_a \ldots$ účinný faktor pro absorpci
$C_s = C \cdot Q_s$, $Q_s \ldots$ účinný faktor pro scattering
$Q_e = Q_s + Q_a$ - účinné faktoru jsou funkce x a m v Mieho teorii
$Q_p \ldots$ účinný faktor pro tlak záření

Maxwellovy rovnice lze přesně řešit pro kouli, koule se sférickým obalem (jiné než jádro), nekonečné válce

5.1. Reálný rozptyl absorpce na nepravidelných částicích

- laboratorní experiment (přibližné výpočty) či mikrovlnné analogy

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{x^2} \cdot \text{const.}_{\text{ext}}(x, m)$$

$$Q_{\text{scat}} = \frac{2}{x^2} \cdot \underbrace{\text{const.}_{\text{scat}}(x, m)}_{\text{s } x \text{ se mění málo při } x \ll 1}$$

Balinetův princip ($x \rightarrow \infty$, $\rightarrow 2$)

6. Polarizace světla hvězd přítomností prachu

- před detektorem barevný filtr a polarizační filtr (točením zjistíme maximální intenzitu $i_{\max}$, o 90° vedle je $i_{\min}$)
Definujeme **stupeň polarizace**:

$$p = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} \tag{7}$$

úhel polarizace ϑ
týká se lineárně polarizované složky; je částečně 0,1% - 0,5%; výjimečně $p > 10\%$
kruhově polarizovaná složka: $\leq 1\%$
diagram polarizace hvězd

- možné nesférické tvar IS zrn *prolate* (spíše se předpokládá tento tvar - tj. tvar skloněné elipsy) vs. *oblate* (tvar kružnice)
  víceméně rotačně symetrické - odražené světlo - částečně polarizované světlo
- mechanismus orientace zrn - souvisí s pohybem mag. pole Galaxie (rotace a precese); má pomalý průběh
- polarizace: v rádiovém oboru (u pulzarů); elektrony se pohybují v mag. poli a mají Faradayovu rotaci

$\Rightarrow$ velkoškálové mag. pole Galaxie se mění typicky na vzdálenostech v řádu kpc.
Otevřené otázky:

- průběh siločar - neznáme, mohou být rovnoběžné či kolmé na polarizaci
- původ mag. pole - nutný pohyb nábojů, volných elektronů
- intenzita - závisí na tvaru zrn
- mechanismus pohybu zrn v mag. poli
  částice musí být zmagnetizovaná, rotují kolem směru $\vec{B}$
  Davis - Greenstein ($\sim$ 1950) - potřebuje silnější pole, než je v Galaxii
  mag. vlastnosti zrn
  - feromagnetické (Fe, velký obsah Fe), nebo FeS_n, FeO; těch není moc
  - paramagnetické ($\leftarrow$ předpokládá se) - silikáty, většina prachu
  - diamagnetické

    charakterizováno mag. susceptibilitou

- předpokládáme dielektrické částice, z pozorování kmity $\vec{\varepsilon} \parallel \vec{B}$
můžeme vyjádřit $p(\lambda)$
$\lambda_{\max}$ - maximální polarizace; $\lambda \approx a \ldots$ velikost zrn
v Galaxii domény mag. pole ($\approx$ kpc^3) orientovány náhodně, pak z modelů vychází $p \sim \sqrt{\text{vzdálenost}}$
sousední domény mají zhruba rovnoběžnou orientaci $p \sim$ vzdálenost
z měření pak vychází něco mezi; odhad stř. intenzity v Galaxii $\Phi \sim 20\mu$G - velmi slabé

7. Vícesložkový model IS plynu v Galaxii

- Ostriker, McKee - ApJ 218, 148-169, 1977 $\rightarrow$ třísložkový model ISM řízený explozemi SN
- vychází z pozorování - družice IUE (International UV Explorer)
- pozorována čára OVI - absorpční čára, pozorována všude, téměř ve všech směrech
- rentgenové družice - pozadí měkkého X-záření (spojitého) - téměř ve všech směrech (vzniká f-f přechody elektronů; tepelné záření)
$\Rightarrow$ indikace velmi žhavého plynu - vidíme (skrze) plyn a teplotě $T \approx 0,5 \cdot 10^6$ K (mysleli, že jen chladný ISG, překvapeni)
- do té doby mysleli $T \approx 100$ K z pozorování čáry 21 cm
v práci Ostrikera a McKee je teorie vývoje SNR

- rané fáze vývoje liší se u typů SNI a SNII
- pozdní fáze vývoje již stejné

model vyjadřuje hodnoty veličin $R, z, v, n, \overline{P}, T$ jako funkce t a parametrů charakterizujících SN (hlavně celkové uvolněné energie za poločas poklesu jasnosti)

- $R \ldots$ poloměr SNR
- $z \ldots$ relaxační čas
- $v \ldots$ rychlost expanze
- $n \ldots$ koncentrace částic
- $\overline{P} \ldots$ střední tlak
- $T \ldots$ teplota plynu

např. po uplynutí relaxačního času jsou hodnoty

- $R \approx 200$ pc
- $z \approx 10^8$ let
- $v \approx 10^4$ km/s
- $n \approx 10^{-3}$ cm^{-3}
- $\overline{P} \approx P_{\text{okolní}}$
- $T \approx 0,5 \cdot 10^6$ K

Teplota uvnitř plynu prakticky konstantní, relaxační čas - tlak uvnitř rovný tlaku vně
Odhad počtu SN za století v Galaxii = 3
Galaktický disk - jako ementál - díry po SN

1. horký plyn - koronální (stejná teplota jako na Slunci) - příčina pozadí: někde rentgen a všude OVI
   filling faktor - objemová výplň . cca 70%, ale velmi málo hmoty
2. teplý ionizovaný plyn - HII oblasti
   teplý neutrální plyn
3. studená plynová mračna - $T \sim 100$ K
   velmi chadná oblaka plynu - $T \sim 10$ K

zde použili tři složky
- globule - na pozadí svítícího vodíku, prachové shluky $\sim 0,3$ pc, katalog Bart-Bale
temná chladná oblaka - katalog $\rightarrow$ Lynds
- bubliny vznikají i kolem obrů $\rightarrow$ d9ky hvězdnému větru pomalejší
- řádově-libovolně vybraných místem disku (mimo jádro) proběhne rázová vlna SN jednou za 10^8 let
$\Rightarrow$ v IS MC se začnou tvořit hvězdy

8. HII oblasti

- oblasti ionizovaného vodíku, blízko OB hvězd
- UV záření udržuje ionizaci - nebo i pozdějších spektrálních typů T Tau - malé oblasti či v oblasti rázových vln (ionizace kolizí)
- př. Ori, Severní Amerika

Strömgrenova sféra - kolem mladé hvězdy se vodík ionizuje do určité vzdálenosti, pak ionizace klesá k nule
- kolem hvězdy pak vidíme kouli o Strömgrenově poloměru - výpočet S. poloměru v čistém vodíku:
vodík mohou ionizaovat ze základní hladiny fotony (13,6 eV), $\lambda \sim 91,2$ nm
př. převod mezi E(eV) a λ(nm) je $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
$L_\alpha = 121,6$ nm, $\Delta E = 10,2$ eV $\quad \rightarrow \Delta E_{\text{eV}} \doteq \frac{1240}{\lambda_{\text{nm}}}$
rychlost rekombinace (recombination rate) $\Delta_i = \alpha_i n_e n_i = \alpha_i n_e^2$ (čistý H)
při srážce může dojít k rekombinaci s pravděpodobností α_i, počet rekombinací závisí na n_i a n_e
předpokládejme kulový oblak: Strömgrenova sféra o poloměru R_S, zajímá nás tempo rekombinací, zde

$$\frac{4}{3}\pi R_S^3 n_e n_p \sum_{i=2}^{\infty}$$

teoreticko-empirický vztah ($T_e \ldots$ elektronová teplota)

$$\sum_{i=2}^{\infty} \alpha_i = 6,5 \cdot 10^{-15} T_e^{0,85} \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$$

ustálený stav v Strömgenově sféře $\rightarrow$ počet rekombinací = počet ionizací

$$\sum \alpha_i n_p^2 = \frac{N \nu_i}{4\pi r^2} \cdot \text{e}^{\overline{\tau}(r)} \cdot \overline{\sigma} \cdot (1 - x(r)) \cdot \mathcal{M}_p,$$

kde $\overline{\sigma}$ ...fotoionizační průřez v základním stavu atomu H, je váhován počtem fotonů, které jsou k dispozici
$\overline{\tau}(r) \ldots$ střední optická hloubka pro vzdálenost r od hvězdy
$d\overline{\tau} = (1-x)\mu_\| \overline{\sigma}\, dr$
$\overline{\tau}(r) = \int_0^r (1-x)\mu_\| \overline{\sigma}\, dr$
$x(r) \ldots$ stupeň ionizace ve vzdálenosti r
$N_{\nu_i} \ldots$ počet Lymannových fotonů (s $\lambda = 91,2$nm ... hrana Lymannovy série),

$$N_{\nu_i} = 8M^2 c R_*^2 \int_0^9 1,2 \frac{d\lambda 2Mc}{\lambda^4 \left(\text{e}^{\frac{hc}{kT}} - 1\right)}$$

v čistém vodíku je $N_{\nu_i} \doteq 5 \cdot 10^{42} \text{e}^{3,2 \cdot 10^{-4} T_*}$ fotonů/s
$n_e = n_p = x n_H$
pak tedy Strömgrenův poloměr $R_S = 1,2 \cdot 10^{19} x^{-2/3} n_p T_e^{-0,3} \text{e}^{1,07 \cdot 10^{-4}}$ m
$R_S \doteq 6200 n_H^{-2/3} \text{e}^{1,07 \cdot 10^{-4} T_*}$ (v pc; $T_e = 10^4$ K)

hvězda O5: $T_{\text{ef}} \doteq 50000$ K, $R_S = 28$ pc; 0,6 pc
$n_H = 10^7; 3 \cdot 10^9$ m^{-3}
přechod z $x = 1$ na $x = 0$ je cca $0,1 R_S$

tok se označuje F_ν, F_λ (monochromatický), v radiové oblasti S_ν
jednotky: flux unit: f.u. = 10^{-26} W.m^{-2}.Hz^{-1}
zakladatel Karl Jansky - jmenuje se po něm jednotka Jansky [Jy] (objevil radiový zdroj ve středu Galaxie)
Grote Reber - paraboloid s chybou do $\lambda/16$

v ohnisku je Horn = ozařovač (pro delší vlny ještě dipóly)
1420 MHz ... atomární mezihvězdný vodík
1963 první čáry molekul, 1967 pulzary
Raileygh-Jeansův zákon - $B_\nu(T) \sim T \cdot \nu^2$
Měsíc - vlastní záření tepelného charakteru
Slunce - termické záření plazmatu (se spojitým, přibližně Planckovským spektrem) = f-f přechod
netermické zdroje - vyzařují volné elektrony v mag. poli zdroje, cyklotronové + synchrotronové záření
$S_\nu \sim \nu^{-\beta}$, β je spektrální index (pro netermické záření je $-\beta < 0$)

8.1. Spojité rádiové spektrum záření HII oblasti

9. Přenos záření v plazmatu (a obecně)

Po elementární dráze dx se změní intenzita takto:

$$dI_\nu = \underbrace{-k_\nu I_\nu dx}_{(*)} + \underbrace{j_\nu dx}_{(**)} \qquad (8)$$

$(*)$ - absorpce
$(**)$ - emise zdrojů podél cesty dx; RTE - radiation transfer equation
Formálně lze integrovat jako AČT:

$$j_\nu = k_\nu B_\nu(T)$$

ne zcela AČT, ale v TD rovnováze (TE)

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\mathrm{e}^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Integrace

$$I_\nu = \overbrace{I_0 \mathrm{e}^{-\tau_\nu}}^{\text{pozadí}} + B_\nu(T_{\mathrm{TE}})(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu})$$

pro HII oblasti dost spolehlivě
$T_{\mathrm{TE}} = T_e$ ... elektronová teplota
až na ff přechody HII oblast zhruba splňuje předpoklady platnosti Maxwellova rozdělení rychlostí ($f(t)$)
střední kvadratická rychlost $\overline{v}$ je rychlost, kde

$$\int_{\Delta V} f(v)\frac{1}{2}mv^2\,dv = \Delta V\cdot(\text{koncentrace částic})\cdot\frac{1}{2}m\overline{v}^2$$

ekvipartiční teorém: na 1 kvadratický člen připadá energie $\frac{1}{2}kT$
$\Rightarrow$ na částici (3 stupně volnosti - ideální plyn) připadá $3 \cdot \frac{1}{2}kT$
$\frac{1}{2}m\overline{v} = \frac{3}{2}kT \to T_{\mathrm{kin}} = \frac{m\overline{v}^2}{k}$ ... kinetická teplota
- v případě elektronů se tato teplota označuje T_e

... elektronová $\to T_e = \frac{m\overline{v}^2}{k}$
$\overline{v}$ je úměrná rozšíření spektrálních čar
- pokud není prostředí v TE a záření není přesně planckovské, přesto můžeme zavést T_e, ale $\overline{v}$ není střední kvadratická rychlost elektronů

9.1. HII oblast bez záření pozadí

$$I_\nu = B_\nu(T_e)(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu})$$

radiový obor: $h\nu \ll kT$
Raileygh-Jeansův zákon:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\left(\mathrm{e}^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^{-1} \overset{\text{R-J}}{\approx} \frac{2h\nu^3}{c^2}T_e$$

V radioastronomii definujeme jasovou teplotu T_B (brightness)

$$T_B \equiv T_e(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu}), \qquad (9)$$

kde $T_e \neq T_e(\nu)$, ale $T_B = T_B(\nu)$
τ_ν v kontinuu i v čarách
T_B kontinua se značí T_C :

$$T_C \equiv T_e(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu})$$

V HII oblastech $T_e \approx 10^4$ K $\to \tau_\nu \gg 1$ ... optická hloubka, tj. na nízkých frekvencích $\nu \leq 1$ GHz
$\tau \gg 1$ $T_C = T_e$ neprůhledná oblast
$\tau_{C\nu} \ll 1$ ... vysoké frekvence $\nu \geq 1$ GHz, $\mathrm{e}^{-\tau_\nu} \doteq 1 - \tau_\nu$, $T_C = T_e\tau_{C\nu}$

Nebo jinak pro radiový tok: $S_\nu = \int_{\mathrm{zdroj}} I_\nu d\omega$

$$S_\nu = \int_{\mathrm{zdroj}} B_\nu(T_e)(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu})\,d\omega \overset{\text{ne moc malý zdroj}}{\approx}$$

$$\approx \omega B_\nu(T_e)(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu})$$

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\int_{\mathrm{zdroj}} T_B\,d\omega \approx \frac{2h\nu^3}{c^2}T_B\omega$$

pro $\tau_{C\nu} \gg 1$:

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\int_{\mathrm{zdroj}} T_C\,d\omega \quad \text{... termické záření}$$

pro $\tau_{C\nu} \ll 1$:

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\int_{\mathrm{zdroj}} T_e\tau_\nu\,d\omega$$

Pro opticky tenké HII oblasti potřebujeme znát závislost $\tau_{C\nu}(\nu)$

Toto odvodili Merger, Henderson (ApJ, vol. 147, str. 490)

$$\tau_{C\nu} = 8,235 \cdot 10^2 \alpha(\nu, T_e) T_e^{-1,35} \nu^{-2,1} EM,$$

kde $\alpha(\nu, T_e)$ je bezrozměrná funkce, která se mění pomalu (o 10 %) v intervalech teplot $[5 \cdot 10^3; 1,2 \cdot 10^4]$ K
$[T_e] = \mathrm{K}$, $[\nu] = \mathrm{GHz}$
EM ... míra emise (emission mass),

$$EM = \int_0^L N_i N_e \, dx,$$

kde N_i je koncentrace iontů, N_e je koncentrace elektronů.
Ve vodíkové HII oblasti platí $N_i = N_e$, tedy

$$EM = \int_0^L N_e^2 \, dx \quad \text{pro ff přechody}$$

Sloupcová hustota elektronů: $N = \int_0^l n_e \, dx$
dosazení $\tau_{C\nu}$ podle Morgana & Hendersona do S_ν:
pro $\tau_{C\nu} \gg 1 \rightarrow S_\nu \sim \nu^2$
pro $\tau_{C\nu} \ll 1 \rightarrow S_\nu \sim \nu^{-0,1}$ ... $\beta = 0,1$

9.2. Modely HII oblasti - geometrie - koule, válec (předpoklad $n_e = \mathrm{const.}$)

Veličiny S_ν, D (vzdálenost od Země), průměr mlhoviny

1. ze spektra se určí ν_{ko} (z kontinua)
2. dosazení do MH vztahu:

   $$\lambda = 8,235 \cdot 10^2 \alpha(\nu, T_e) T_e^{-1,35} \nu_{ko} EM,$$

   kde $EM = \mathrm{const.} \cdot T_e^{1,35} \nu_{ko}^{2,1}$
3. odhadneme-li, či změříme-li $T_e \rightarrow$ známe EM

můžeme určit: L, objem, střední koncentraci, hmotnost, rozptyl rychlostí částic plynu
rychlost zvuku - v proudu plynu $\gg 25$ km/s
turbulence (z Dopplerovského rozšíření), luminosita HII oblasti

Becklin-Neugbauer BN

Orion - ve středu mlhoviny $\tau_{C\nu} = 1,5$, $EM = 18,82 T_e^{1,35} \nu_{\mathrm{TO}}^{2,1}$
luminosita v kontinuu $\nu_{ko} = 4,76 \cdot 10^{48} S_\nu D^2 \nu^{0,1} T^{-0,48}$ ve fotonech/s (minimální)

9.3. Stručný postup vytvoření M-H vzorce

ff přechody, z QM:

$$f_\nu = \frac{1}{4\pi} n_i n_e \frac{32 z^2 e^4 h}{3 m_e^2 c^3} \sqrt{\frac{\pi h \nu_C}{3kT}} \cdot g_{ff}(T, Z, \nu),$$

kde g_{ff} je Gauntův faktor pro ff přechod, při dvoufotonové emisi je $g_{ff} \approx 1$ v optické oblasti
z QM:

$$g_{ff}(T, Z, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{8 k^3 T^3}{\pi^2 Z^2 \mathrm{e}^4 m_e \nu^2} - \frac{5}{2} \gamma \right) \approx$$

$$\approx \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left(\ln \frac{T^{1,5}}{Z\nu} + 17,7 \right),$$

kde $\gamma = 0,577$ je Eulerova konstanta

$$k_{\nu ff} = n_i n_e \frac{16 \pi^2 Z^2 e^6}{(6 \pi m_e k T)^{1,5} \nu^2 c} g_{ff}$$

$$\tau_{C\nu} = \int_0^L k_{\nu ff} \, dl \doteq 8,24 \cdot 10^2 T^{-1,35} \nu^{-2,1} \underbrace{\int_0^L n_i n_e \, dl}_{EM}$$

10. HI oblasti - radiové záření neutrálního atomárního vodíku na čáře 21 cm

- historický název - ještě neměli dobré přístroje $\rightarrow$ vid2li jen oblasti; dnes víme, že je prakticky všude
- Dopplerův posun frekvence $\Delta\nu_D$
- relativita $\rightarrow \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v_r}{c}$
$\nu_0 = 1420,40575$ MHz, $\lambda = 21,1049$ cm intenzity závisí na počtu oblaků, hustotě
od oblaku, který obíhá po kružnici, k níž je zorná přímka tečná
$\Rightarrow$ má celou radiální rychlost v přímce $\rightarrow$ maximální posun
- z termického rozšíření čáry $\Rightarrow T = 100$ K
HI slupky (shells) - obklopují SNR (i ty řídké, které nepozorujeme)
HI je v oblastech v základním stavu: $n = 1, l = n - 1 = 0, s = \frac{1}{2}, j = l + s = \frac{1}{2}$
základní hladina má hyperjemnou strukturu - závisí na celkovém momentu hybnosti
$\Rightarrow j = 1$ (vyšší E), $j = 0$ (nižší E) $\Rightarrow$ přeskok: $\nu_0 = 1420,40757$, $\Delta E = h\nu_e \doteq 6 \cdot 10^{-6}$ eV
oba stavy mají $l = 0 \Rightarrow$ foton by musel odnést $l = 0$ a to nejde
- čára odpovídající záření elektrického dipólu je zakázána
- čára odpovídající kmitům mag. dipólu je možná s pravděpodobností
(pravděpodobnost spontánního přechodu) $\sim$

$$\underbrace{\frac{1}{(\text{živ. doba excitovaného stavu})}}_{11 \text{ mil. let}}$$

$\Rightarrow$ též "zakázané čáry" (jsou ale povolené) vs. přechody v Balmerově a Lymanově sérii

př.: $n_{HI} = 10^{-3}$ cm^{-3}, $L = 10$ pc

$$N = \int_0^L n_{HI}\, dl = 3 \cdot 10^{20} \text{ atomů}$$

$\rightarrow$ za 1 s proběhne 10^5 přechodů $\rightarrow$ ta čára, byť s malou pravděpodobností, může být i velmi intenzivní
- za 11 mil. let každý atom prodělá několik srážek, které mohou způsobit přechod

- $\rightarrow$ foton nebo ne
- $\rightarrow$ spontánní přechody nepozorujeme - je jich mnohem méně než vynucených $\rightarrow$ než by se spontánně vyzářil, srazí se a vyzáří se vynuceně

- přirozená šířka čáry 21 cm = $(2\pi \cdot 11 \cdot 10^6 \text{ let})^{-1} = 4,5 \cdot 10^{-16}$ Hz $\rightarrow$ velmi úzká čára
- dopplerovské rozšíření čáry tepelným pohybem: $n_{HI} = 1$ cm^{-3}, $\overline{v} = 1$km/s $\Rightarrow$ $5 \cdot 10^3$ Hz
- účinný průřez srážky $a_B = 5,2917706 \cdot 10^{-11}$ m
- typický atom HI prodělá přechod jednou za 400 let (excitování probíhá také srážkami)
- přenos záření na čáře 21 cm

$$\frac{dI_\nu}{dx} = j_\nu - k_\nu I_\nu,$$

kde x se měří podél zorné přímky
- jsme v dlouhovlnné oblasti $\rightarrow$ Planckův zákon se redukuje na Razleigh-Jeansův zákon

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 kT_B}{c^2}$$

$d\tau_\nu = k_\nu dx \Rightarrow$

$$\frac{d\tau_{\nu B}}{d\tau_n u} = T_S - T_{\nu B},$$

kde T_S je spinová (excitační) teplota, $T_{\nu B}$ je jasová teplota
pro $\tau_\nu \gg 1$ platí $T_{\nu B} = T_S$
- integrací:

$$T_{\nu B} = T_{\text{pozadí}} \mathrm{e}^{-\tau_\nu} + T_S(1 - \mathrm{e}^{-\tau_\nu})$$

to, co se vyzáří v zadních vrstvách, se pohltí vpředu
- vztah mezi sloupcovou hustotou N_ν a τ_ν:

$$\tau_\nu = \frac{N_\nu}{cT_S}, \quad c = 1,83 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{K}^{-1}$$

- pro $\tau_\nu \ll 1$ (opticky tenký oblak) je $T_B = T_S \tau = \frac{N_\nu}{c}$
- pro $\tau_\nu \gg 1$ (opticky tlustý oblak) je $T_B = T_S$ - tehdy vidím atomy HI jen na povrchu oblaku
- definuj,e tu spinovou teplotu:
Boltzmannova rovnice: $n_1, n_2 \ldots$ obsazení stavů 1, 2 (v cm^{-3}), $g_1, g_2 \ldots$ statistické váhy stavů, $E_2 - E_1 = \Delta E$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \mathrm{e}^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

- tam, kde jsou žhavé hvězdy, a tedy i dostatek UV záření na excitaci atomu na vyšší energetické hladiny se může do excitovaného stavu dostat seskoky z těch vyšších energetických - čára L_α(1216Å), $n > 1$
př.: mlhovina M96: $N_{HI} = 6 \cdot 10^{19}$ cm^{-2}, $\tau_{Ly_\alpha} = 2 \cdot 10^6$
- počet rezonančních rozptylů je pro Ly_α (foton letí, pohltí se atomem, vyzáří) za sekundu mnohem (několik tisíc) vyšší než počet kolizí za sekundu

11. Mezihvězdné molekuly

H_2 - nemá dipól $\rightarrow$ nevyzařuje. Pozorujeme Ly_α z přechodů jednotlivých atomů; 3μm z vibrací; zhruba 80 % mezihvězdné hmoty

C0 - modifikace ^{12}C^{16}O, ^{13}C^{16}O: hmotnostní poměr:

$$\frac{[^{12}_{6}\text{C}]}{[^{13}_{6}\text{C}]} \approx 40$$

Stejný poměr je u molekul CO.
V rádiu: ^{12}C0 je opticky tlusté, ^{13}C0 je opticky tenké

OH - rádiově v roce 1963 (první se objevila molekula CO)

90 dalších, nepočítáme-li izotopy. Tvoří molekulová oblaka (Molecular Clouds)

- v Orionu: OMC + číslo
- v GC: Sgr A, Sgr B (není úplně v centru, ale je nejbohatší na molekuly)
- v Jednorožci: MON + číslo

- záření a spektra molekul:

- elektronová (VIS + UV)
- vibrační (IR)
- rotační (radio)

- + vibračně-rotační

- u molekuly OH se pozorovaly čáry 1665, 1667, 1612 MHz
- jejich excitační teplota je 60 000 K dle Boltzmannovy rovnice, což bylo v rozporu s typickými teplotami oblak ≈ 20 K
- vysvětlení je maserová emise H_2), OH v oblasti tvorby hvězd - je-li pozorováno více čar z jedné molekuly, zavádí se rotační teplota T_{rot}:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT_{rot}}}$$

- mezihvězdné prostředí, možný výskyt volných radikálů, časté molekulární ionty; mnoho organických molekul; nejčastěji výskyt 13 molekul, složitější už ne $\rightarrow$ pomalá rotace $\rightarrow$ slabé vyzařování $\rightarrow$ spatné pozorování
- pozorujeme nejčastěji molekuly v plynné fázi: jsou molekuly i na povrchu prachových zrníček - nepozorovatelné
- počet molekul (známých) se liší dle zahrnutí izotopů, nebo dle zahrnutí ionizovaných molekul, či dle toho, zda se jedná o sumární vzorec

Molekuly:

- lineární
- cyklické
- alifatické
- aromatické

Nejtěžší pozorovaná: H-(C≡C)$_n$-CN

Zdroje: Ori MC, Sgr B_2
cirkumstelární $\rightarrow$ uhlíková hvězda IRC+10216

Identifikace čar komplikována Dopplerem

12. Vznik mezihvězdných molekul a chemické reakce

12.1. Chemické reakce v plynné fázi

- prozkoumáno cca 2000 reakcí, v nichž figurují pozorované molekuly
- pro reakce je typické: nízká teplota, nízká koncentrace, účast energie fotonů a srážek, iontů a volných elektronů, volných radikálů
- zápis reakce:

$$A + B \longrightarrow X + Y$$

- tempo reakcí: určeno rychlostním koeficientem (rate coefficient) k_{AB} (případně indexy dle LHS) množství částic X vytvořených za 1 s z jednotkového objemu touto reakcí je

$$P_X = \frac{dn_x}{dt} = k_{AB} n_A n_B$$

úbytek

$$P_A = \frac{dn_A}{dt} = P_B = \frac{dn_B}{dt} = -P_X = -P_Y$$

rychlostní koeficient se měří v laboratoři a tabeluje se
obecně k_{AB} závisí na T a na koncentraci:

$$k(T) = \gamma \left(\frac{T}{300}\right)^2 e^{-\frac{\beta}{T}}$$

tabelují se hlavně α, β, γ (studium založil Arrhenius v Uppsale)
- obecný rychlostní koeficient

$$P_X = \sum_A \sum_B k_{AB} n_A n_B + \sum_A k_A n_A -$$

$$-n_X \sum_A k_{AX} n_X - n_X \sum_X k_X = \frac{dn_X}{dt}$$

$$P_Y = \frac{dn_Y}{dt}$$

$$P_Z = \frac{dn_Z}{dt}$$

...soustava lineárních diferenciálních rovnic 1. řádu pro neznámé n_X, n_Y, n_Z ...koncentrace výchozích částic i produktů v závislosti na t
možné i oscilace koncentrace $\rightarrow$ vratné reakce:

$$A + B \longleftrightarrow X + Y$$

Reakce, při nichž vznikají molekuly:

- asociace - sdružení: $A + B \longrightarrow AB^*$ ...má přebytek energie, než aby mohla být stabilní (lze ji ztratit srážkou kinetické energie, či vyzářit, či rozpadnout)
- srážka s výměnou náboje: př. $H^+ + O \longleftrightarrow O^+ + H$ ...hydrogenace
  $O^+ + H_2 \longrightarrow OH^+ + H$
  $OH^+ + H_2 \longrightarrow H_2O^+ + H$
  $H_2O^+ + H_2 \longrightarrow H_3O^+ + H$

mohou vstupovat i vzácné plyny: $He^+ + N_2 \longrightarrow N^+ + N + e + He^+$

12.2. Reakce mezi molekulami a ionty

1. přenos protonu:
   $AH^+ + B \rightarrow BH^+A \rightarrow$ vznikají tak CH_5^+, H_3O^+, HCO^+
2. přenos H:
   $A^+ + HB \rightarrow AH^+ + B \rightarrow$ vznikají tak H_3O^+, NH_4^+
3. eliminace protonu:
   $A^+ + BH \rightarrow H^+ + AB$
   $AH^+ + B \rightarrow H^+ + AB$
4. kondenzace:
   $CH_3^+ + NH_3 \rightarrow CH_2NH_2^+ + H_2$

Reakce přenosem náboje: $A^+ + B \rightarrow A + B^+$ $[A^{2+} + B \rightarrow A^+ + B^+$ jen v HII oblastech$]$

Radiativní reakce:

1. asociace neutrálů: $A + B \rightarrow AB + h\nu$
2. asociace iontů a H_2: $A^+ + H_2 \rightarrow AH_2^+ + h\nu$
3. asociace iontů o mol. B: $A^+ + B \rightarrow AB^+ + h\nu$

Neutrální reakce: $A + BC \rightarrow AB + C$
teplotní závislost k:

$$\frac{k(T = 10\text{ K})}{k(T = 300\text{ K})}$$

- jako srážky koulí: $r^{-\infty}$ $T^{1/2}$ 0,18
- indukovaný dipól - indukovaný dipól r^{-6} $T^{1/6}$ 0,56
- indukovaný dipól - dipól r^{-5} $T^{1/10}$ 0,71
- dipól - kvadrupól r^{-4} T^0 1
- dipól - dipól r^{-3} $T^{-1/6}$ 1,8

Chemické ionizace: $A + B \rightarrow AB^+ + e$
Radiativní rekombinace: $A^+e \rightarrow A + h\nu$
Disociativní rekombinace: $AB^+e \rightarrow AB^* \rightarrow A + B$
Reakce negativních iontů:

1. Radiativní zachycení elektronu: $a + e \rightarrow A^- + h\nu$
2. Odloučení elektronu fotonem: $A^- + h\nu \rightarrow A + e$
3. Asociace odloučení elektronu: $A^- + B \rightarrow AB + e$
4. Vzájemná neutralizace: $A^- + B^+ \rightarrow A + B$
5. Negativní ion-molekulární reakce: $A^- + BC \rightarrow AB^- + C$

Fotodisociace: $AB + h\nu \rightarrow A + B$
Fotoionizace: $A + h\nu \rightarrow A^+ + e$
$AB + h\nu \rightarrow A^+ + B + e$

12.3. Chemické reakce na povrchu zrn

Může docházet k pohybu po povrchu zrna $\rightarrow$ vyšší pravděpodobnost, než v plynné fázi
Zachycení atomu/molekuly určuje hodnota koeficientu nalepování (sticking coefficient)

$A + B \rightarrow X + Y$ $N_X \ldots$ plošná hustota

$$\frac{dN_X}{dt} = k_{AB}N_AN_B$$

$k_{AB} = \kappa_{AB}(R_A + R_B)$, kde $R_A = \frac{1}{t_{dif,A}}$, $t_{dif,A} \ldots$ čas tepelné difúze, $a \ldots$ nějaká konstanta, případně $R_A = \frac{1}{t^q_{dif,A}}$, $q \ldots$ pravděpodobnost tunelového jevu

$$\kappa_{AB} = \exp\{-\frac{2a}{\hbar}\sqrt{2\mu E_a}\},$$

kde μ je redukovaná hmota: $\mu = \frac{m_Am_B}{m_A+m_B}$, tloušťka bariéry ~ 1 Å, výška bariéry E_A
Pro exotermické klasické reakce: $\kappa_{AB} \sim \mathrm{e}^{-\frac{E_A}{kT_d}}$, kde T_d je teplota zrna

Hydrogenace: $O \xrightarrow{H} OH \xrightarrow{H} H_2O$
$N \xrightarrow{H} NH \xrightarrow{H} NH_2 \xrightarrow{H} NH_3$
$CO \xrightarrow{H} HCO \xrightarrow{H} H_2CO$
$CO \xrightarrow{H} HOC \xrightarrow{H} CHOH \xrightarrow{H} CH_2OH \xrightarrow{H} CH_3OH$
Fotodesorpce - uvolňuje molekuly z povrchu, srážky
$\rightarrow$ vypuzení při silně exotermické reakci
$\rightarrow$ z pláště zrna se dostávají zpět do plynné fáze

13. Tvoření hvězd

Hvězdy vznikají kolapsem oblaků $\rightarrow$ gravitace vs. tlak plynu. Většina oblak zatím v rovnováze.
- turbulentní proudy - měříme pomocí Dopplerova posunu čar $\leftarrow$ náhodné
- kolabující oblaka tedy po určité době stabilní

13.1. Jeansovo kritérium

- rovnoměrně vyplněný prostor, na jednom místě zhuštěnina (koule), může se stát, že se rozplyne (převáží tlak plynu)
- zvukové vlny (papírový pytlík: zhuštění, expanze, rána)
- typický **čas rozpínání** t_R, **čas kolapsu** t_g;

$t_R > t_g \rightarrow$ kolaps
$t_R < t_g \rightarrow$ rozpínání
$t_R \sim t_g \rightarrow$ relativně dlouhá doba života oblaku
Zkusíme odhadnout časy t_R, t_g - vyjádříme pomocí stavových veličin oblaku - ρ, T, p
$t_R = \frac{2L}{u}$ přibližně, kde rychlost zvuku $u_{\text{izoterm}} = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}}$, stavová rovnice id. plynu: $pV = NkT = R_m T$
chtěli bychom stavovou rovnici pro ρ:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{N_A \cdot \mu m_p}{V},$$

kde μ je střední hmotnost částic plynu

$$t_R = 2L\sqrt{\frac{\mu m_p}{kT}}$$

t_g: hmotu uvnitř koule nahradíme hmotným bodem ve středu:

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(M+m)}{4\pi^2}, \quad a = \frac{L}{2}, \quad P = 2t_g$$

$$\frac{L^3}{8} = 4t_g^2 \frac{GM}{4M^2}$$

$$t_g = \frac{M}{2}\sqrt{\frac{L^3}{2GM}}$$

dosadím: např. kolaps:

$$2L\sqrt{\frac{\mu m_p}{kT}} \geq \frac{M}{2}\sqrt{\frac{L^3}{2GM}}$$

Odtud

$$P = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi L^3}, \quad L = \sqrt[3]{\frac{3M}{4\pi\rho}}$$

Jeansova veličina M_j (stavová veličina)

$$M > \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} \frac{M^{5/2}}{4^4} \frac{1}{\sqrt{\rho}} = M_j$$

Pro $M_{\text{oblaku}} > M_j \rightarrow$ kolaps oblaku
Pro $M_{\text{oblaku}} < M_j \rightarrow$ rozplývání oblaku
Pro $M_{\text{oblaku}} \approx M_j \rightarrow$ delší doba života oblaku
Předpoklad: izotermický, reálně - pokud stabilní, vnitřek chladnější, při kolapsu naopak

Otázka: když mají oblaka $M \approx M_j$, proč tedy kolabují?

Typický oblak: $L \sim 3$ pc, $T \approx 100$ K, $\rho \approx$ řádově 1 atom/cm^3 $\rightarrow M_j \approx 10^5 M_\odot$
Hranice pro hmotnosti hvězd:
hnědí trpaslíci: $< 0,02 M_\odot$ až $100 M_\odot$ - Eddingtonova limita (u hmotnějších převáží tlak nad zářením)
$\Rightarrow$ hvězdy se tvoří ve skupinách

$$\underbrace{M_j \approx T^{1,5} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho}},}_{\text{nejvýhodnější - chladný hustý oblak: kolaps}} \qquad \text{kolaps pro } M_j < M$$

Zahájení kolapsu způsobuje zvýšení P při průchodu rázové vlny oblaku $\rho : 2\times -10\times$ (trigger mechanismus)

- časté od SN, žhavých hvězd - Wolf-Reyet, O, B;
  - stacionární rázová vlna v ramenech (hustotní vlny, hvězdy v mezerách rychleji, v ramenech setrvávají déle)
  - vznikne na kraji hvězda - většinou hmotná - způsobuje rázové vlny + hvězdný vítr, UV záření
  - v určitém místě mimo střed galaxie projde rázová vlna $1 \cdot 10^8$ let
- kolaps oblaku vyžaduje, aby se ochlazoval záření - samotný plyn: $T \sim 10 - 1000$ K
  - rotační přechody - málo vydatné
  - vibrační přechody - možné, existuje jen několik čar, kde mlže vydatně zářit (FIR, cca 150 μm, sloučeniny C)
- pokud je tam i prach - plyn ztrácí energii srážkami s prachovými částicemi a ty ji pak mohou vyzářit v termickém záření; zrna jsou AČT jen přibližně; zářivý výkon je dán Steffan-Boltzmannovým zákonem: $\sim T^4$, pro malá zrna $\sim T^5$
  Steffan-Boltzmann: $\alpha\sigma T^4$, kde α je "stupeň šedosti" - není AČT
  $Q_{ABS} \ll 1$ pro částice s $\alpha \leq 1/10$ μm - absorbované záření $\rightarrow$

  $$\int_0^\infty \alpha(Q_{ABS}, \nu) B_\nu(T)\, d\nu = \text{const.} T_\nu$$

  plocha zářicích zrn je stále stejná během prvních fází kolapsu; rychlost vyzařování ovlivňuje rychlost kolapsu - vztah kvantitativně popisuje věta o viriálu

Střední hodnota časová:

$$\langle A(t)\rangle = \lim_{T\to\infty}\int_0^T A(t)\,dt$$

Střední hodnota přes soubor:

$$\overline{A} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} A_i$$

Ergodický teorém:

$$\langle A(t)\rangle = \overline{A}$$

Předpoklady: soustava neopouští omezený prostor či je ponechána delší dobu → nastane rovnováha mezi středními energiemi $2\langle E_{kin}\rangle = \langle E_{pot}\rangle$

13.2. Věta o viriálu a kolaps oblaku

Před smrštěním:
$\langle E_k\rangle$,
$\langle E_p\rangle$,
$E = E_p + E_k$,
$2E_k + E_p = 0$,
$E_k = -E$,
$E_p = 2E$

Po smrštění: $\langle E'_k\rangle$,
$\langle E'_p\rangle$,
$E' = \Delta E = E'_k + E'_p$,
δE se vyzáří, $2E'_k + E'_p = 0$,
$E_k = -E + \Delta E$,
$E_p = 2(E - \Delta E) \rightarrow$
$E'_k = E_l + \Delta E$,
$E'_p = E_p - 2\Delta E$
půlka rozdílu potenciální energie se vyzářila a půlka šla na zvýšení kinetické energie (tím i T)

Postupná fragmentace - způsob kolapsu reálný, rozdělení na oblasti
$M > M_j$ začne kolaps, ρ roste a M_j se snižuje → v části oblaku může být $M_j < M_{ji}$ a tato část pak začne kolabova samostatně, totéž i v tomto centru → postupná, až najednou po k-tém: $M_i^k \rightarrow M_{ji}^k \approx$ hmotnost hvězdy → tvoří se hvězda, fragment teplý až několik tisíc K . Když je hustota v oblaku vysoká, už lze považovat za protohvězdu. Části postupují od malé teploty výše, takto vzniká tvorba hvězd ve skupině: asociace, hvězdokupa.

Procesy ovlivňující fragmentaci

1. gravitace, tlak, teplota plynu → Jeansova hmotnost možnosti vypařování (přítomnost prachu), věta viriálu
2. zákon zachování momentu hybnosti (brzdí kolaps)
3. magnetické pole v neutrálním a později ionizovaném plynu
4. procesy v plazmatu

Fragmenty při postupné fragmentaci v další generaci rotují rychleji. Při hmotnosti fragmentu ≈ hmotnosti hvězd vzniknou dva objekty, do jejichž orbitálního momentu se uloží moment hybnosti. Modely postupné fragmentace se velmi široké volbě parametrů mají za následek dvojhvězdy či vícenásobné soustavy.

Funkce hmotnosti = počet hvězd hmotností mezi $M, M + dM$ v 1 pc^3. Při vzniku hvězd - vznik hvězdokupy - počáteční funkce hmotnosti - Initial Mass Function
α . . . parametr - z pozorování; modelů postupné fragmentace
po uplynutí několika milionů let...

13.3. Hvězdné fragmenty + mladé hvězdy

Vývojové stavy - HRD
MS: Main Sequence - hlavní posloupnost
ZAMS: Zero Age MS - hlavní posloupnost daná místy dosednutí hvězd

Hvězda O, B se rychle utvoří v oblaku, kolem prach není vidět, prochází hlavně IR; $A_\nu \approx 100$ mag
→ Becklin-Neugebauer objects zámotky
pak hvězda rozfukuje prachový obal - hvězdný vítr a tlak záření

Hvězdy typu T Tau
- méně hmotné, cca 1 $M_\odot$, nepravidelně proměnné, $0,2 - 0,3M_\odot$, v tomto stavu 10^{5-6} let, $T_{\mathrm{povrch}} = 4 - 5\cdot 10^3$ K
- mají obálku z mezihvězdné látky → mnoho emisních čar ve spektru (např. v UV Si^{IV} a C^{IV} ⇒ mají chromosféry $\sim 10^5$ K)
- obálky se mohou smršťovat (YY Ori - 15 %) nebo expanduje jako ostatní
- T Tau trochu jiná i v okolí hvězdy silikátový prach (pozorování mezi 50 - 200 μm) = jedna vrstva blíže 1000 K a dále $\sim$ 200 K
- pás vodního ledu 31μm, ff přechody → záření ionizovaného plynu hvězdným větrem
- v okolí hvězdy malá = kompaktní HII oblast - ionizace hvězd větrem, rázovými vlnami, zářením

z chromosféry
- chromosféra = uniklý plyn z hvězdy, ionizovaný, větší teplota než povrch - radiové kontinuum
- molekuly CO - různé RV $\rightarrow$ svědčí o několika vrstvách obálky
- dochází silné magnetické polarizaci světla 1-15 %
- Mass Loss, Stellar Wind: $\dot{M}/M_\odot \sim 10^{-5} M_\odot$/rok, u Slunce $\sim 10^{-9}$ - hvězdný vítr tvoří rázovou vlnu a trochu podél ní kloužou - v čele vzniká HII oblast $\rightarrow$ **Herbig-Hara Objects HH**

13.4. Funkce ohřevu Γ a ochlazování Λ

- hospodaření energie mezihvězdné látky: při malých teplotách moc nevyzařuje, až skočí kolem 10^4 K (HII oblasti)

$$\Gamma + \underbrace{\left(\frac{1}{2} n_1 m v_1^2 + u_1 + P_1\right)}_{\text{před}} = \underbrace{\left(\frac{1}{2} n_2 m v_2^2 + u_2 + P_2\right)}_{\text{po}} + \Lambda,$$

kde u_i je hustota energie, n_i jsou koncentrace, m je střední hmotnost částic, P_i je tlak. Γ je energie získaná plynem (ze záření atd.), pak je průchod rázové vlny, Λ je vyzářená energie
Energetická rovnice: vlna může disipovat a přidávat či odebrat energii plynu.
Funkce Γ - emergie pohlceného záření, atd.
Absorpce:

$$A_R = 4\pi \int Q_\lambda B_\lambda(T_\lambda)\, d\lambda,$$

což je energie pohlcená prachem o teplotě T_d; Q_λ je účinný průřez

$$\Gamma_R = c \int u_\lambda Q_\lambda \, d\lambda,$$

kde u_λ je prostorová hustota energie záření získaná srážkami (k druhů částic)
$_R \ldots$ radiation, $_C \ldots$ collision

$$\Gamma_C = \sum_k n_k \int f_k(v) \Delta E_k v_k \, dv,$$

kde n_k je koncentrace; f_k je rozdělení rychlosti částic k-tého druhu a $\Delta E = \frac{1}{2} m_k \overline{v}_k^2 - \overline{E}_k$
někdy i ohřev magnetickým polem Γ_B - nehraje roli ve studeném plynu, ale naopak u horkého
u každé vlny platí $\Gamma_R + \Gamma_B + \Gamma_C = \Lambda$

13.5. Hvězdný vítr (Mass Loss)

$$\dot{M} = \frac{dM}{dT}, \quad [M_\odot/\text{rok}]$$

- unikání hmoty z hvězd (jejich atmosfér) - prachu a plynu
- hvězdný vítr od Slunce $\dot{M}_\odot = 10^{-9} M_\odot$/rok, u hvězd typu T Tau $\dot{M}_{\text{T Tau}} \approx 10^{-5} M_\odot$/rok (jen chvíli)

Předp. celk.poč.	Spektr. typ	C/ /O	$\dot{M}_g$ (plyn)	$\dot{M}_d$ (prach)	Zastoupení
$9 \cdot 10^6$	M obři	O	2,0	14	37
$6 \cdot 10^4$	OH - IR	O	2,0	14	37
$6 \cdot 10^4$	C-hvězdy	C	1,0	7	19
3000	M nadobři	O	0,2	1,4	4
1/30 za rok	SN	O?	0,1	0,7	2?
$4 \cdot 10^4$	PN	C,O	0,3	0,1	0,4
3000	WR-C	C	0,01	0,07	0,2
40/rok	novy	C,O	0,003	0,02	0,05

Příspěvek od všech hvězd v Galaxii (dohromady činí asi $5 M_\odot$/rok)
- skoro všechny prošly CNO-cyklem, při kterém se produkuje ^{13}C $\rightarrow$ poměr ^{12}C/^{13}C vypovídá o stáří hmoty:

- na Zemi: ^{12}C/^{13}C = 89
- C hvězdy: 10-40
- starší objekty: > 100
- produkce prachu: < 100, 0,05 $M_\odot$/rok
- produkce prachu: > 100, 0,0001 $M_\odot$/rok
-

Luminozitní třídy II, III (obři): $v_{\text{hv.větru}} = 20 - 30$ km/s
- kondenzační teplota pro povrch: 1600 K
- ochuzení o těžší prvky, které kondenzovaly do zrn $\rightarrow$ defletion
- od OB hvězd je příspěvek docela malý

Při pozorování čar CO: ^{12}C - máme ve všech směrech opticky tlusté prostředí; ^{13}C - opticky tenké prostředí $\Rightarrow$ navíc čáry posunuty - lze odlišit a zjistit množství

Chemické reakce při nízkých teplotách, $T \leq 20$ K, probíhají různým tempem pro molekuly s různými izotopy $\leftarrow$ frakcionalizace
- nepřesné určení doby na základě ^{12}C/^{13}C
- produkty reakcí jsou chudší/bohatší o určitý izotop, než byl materiál do reakce vstupující
Standard Mean Ocean Wakker - SNOW - udávány poměry izotopů

14. Záření hvězd

14.1. Boltzmannova rovnice

- obsazení hladin energie ve stevu TE - vyšší hladiny obsazeny méně než nižší; týká se excitace

$$N_\lambda = A \exp\left\{-\frac{E_n}{kT}\right\} g_n,$$

kde N_n - obsazení n-té hladiny, A - konstanta, E_n - energie n-té hladiny, g_n - statistická váha n-té hladiny

14.2. Celkový počet atomů ve všech hladinách

Partiční funkce:

$$N = \sum_{i=1}^{\infty} N_n = A \sum_{i=1}^{\infty} g_n \mathrm{e}^{-\frac{E_n}{kT}} = A\mu(T)$$

Hodnoty μ, g_n jsou tabelované.

14.3. Sahova rovnice

- týká se ionizace, při TE je ustálený počet ionizovaných
- při odvození vyjdeme z Boltzmannovy rovnice:

$$\frac{N_i(v)}{N_n} = \frac{g_i(v)}{g_n} \exp\left\{-\frac{E_n + \frac{1}{2}m_e v^2}{kT}\right\},$$

kde $|E_n + \frac{1}{2}m_e v^2|$ ne energie získaná elektronem při excitaci
Element ve fázovém prostoru má objem $dV = dx\,dy\,dz\,dp_x\,dp_y\,dp_z$
kolik objemu připadne ve fázovém prostoru na 1 elektron?
bude-li dN elektronů v dV, pak elektron $\frac{2dN}{\hbar^3}$

$$g(v) = 2\frac{dp_x\,dp_y\,dp_z}{n_e \hbar^3}$$

a dosadíme:

$$n_e \frac{N_i(v)}{N_n} = \frac{2}{\hbar^3} \frac{\mathrm{e}^{-E_n/kT} g_i}{g_n} \mathrm{e}^{-p^2/(2n_e kT)}\, dp_x\,dp_y\,dp_z$$

$$n_e \frac{N_i(v)}{N_n} = \frac{2}{\hbar^3} \frac{\mathrm{e}^{-E_n/kT}}{g_n} g_i 4\pi \int_0^\infty b^2 \mathrm{e}^{-p^2/(2m_e kT)}\, dp =$$

$$= \frac{2}{\hbar^3} \mathrm{e}^{-E_i/kT} \frac{g_i}{g_n} (2\pi m_e kT)^{1,5}$$

14.4. Důsledky Sahovy rovnice

1. ionizace závisí více na exponenciálním členu než členu $(kT)^{1,5}$
   Při teplotě 6000 K (Slunce) je 10^7 více ionizovaných atomů Na než H
   $\Rightarrow$ volné elektrony pocházejí z atmosfér hvězd, hlavně z těžších prvků, z "kovů"
   Na určuje hlavně zastoupení "kovů":
   Badenyho populace - II starší - malá metalicita
   Badenyho populace - I starší - větší metalicita

2. hvězda podobná Slunci s malou metalicitou
   u Slunce je opacita v kontinuu způsobena hlavně zápornými ionty vodíku H^-
   větší mohutnost metalických čar $\Rightarrow$ větší opacita v kontinuu
3. slabší metalické čáry $\Rightarrow$ nižší opacita v kontinuu
   $\Rightarrow$ čáry vodíku jsou relativně silnější $\Rightarrow$ spektrum hvězdy může být chybně klasifikováno jako ranější
4. při stejné efektivní teplotě dvou hvězd, lišících se hustotou atmosféry:
   hustota nižší (I, II, III) $\rightarrow n_e$ je nižší $\rightarrow$ vyšší stupeň ionizace
   nadobři, obři (I, II, III) mají při stejné T_{ef} vyšší ionizaci než hvězdy hlavní posloupnosti (V)

14.5. Přenos záření

14.6. Rovnice přenosu záření

14.7. Steffan Boltzmannův zákon

14.8. Záření v čarách. Einsteinovy koeficienty

14.9. Vícehladinový atom

14.10. Formování profilu spektrální čáry

14.11. Voigtův profil čáry

Konvoluce Lorenzova a Dopplerova profilu

$$\alpha_\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\nu - \Delta\nu'}{\Delta\nu_D}\right)^2\right\}$$

$$\Big\}\, \frac{\frac{\gamma^2}{4\pi^2}}{\Delta\nu'^2 - (\gamma/4\pi)^2}\, d(\Delta\nu)$$

Použijeme substituci $\nu \equiv \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}$, $U \equiv \frac{\Delta\nu'}{\Delta\nu_D}$, $a \equiv \frac{\gamma}{4\pi\Delta\nu_D} = \frac{\gamma}{2\Delta w_D}$

Voigtův profil:

$$H(a,\nu) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathrm{e}^{-(\nu-U)^2}}{U^2 - a^2}\, dU$$

pro $a \ll 1 \Rightarrow H(a,\nu) =$ profil termického rozšíření; H je tabelováno

14.11.1. Ekvivalentní šířka čáry W_λ, W_ν

W_ν lze měřit z pozorovaných spekter pro každou čáru/pás zvlášť

14.11.2. Křivka růstu (Curve of Growth)

Počítá se
a) integrací $H(a,\nu)$ nebo jiných profilů
b) experimentálně
sestavuje se ze spekter pomocí W_λ několika čar

obecně podle a:

$$\frac{W_\lambda}{2r'_c\Delta\lambda_D} = \int_0^\infty \frac{d\nu}{1 + \frac{1}{cH(a,\nu)}},$$

kde C je konstanta v $\alpha_n u$ a r'_c je relativní hloubka centra čáry