

11 Hvězdný vítr a ztráta hmoty z hvězd

Doposud jsme se zabývali základními rovnicemi, bez nichž nelze zkonstruovat žádný model hvězdného nitra. Nyní však musíme do modelu zakomponovat efekty druhého řádu. Jako první opustíme předpoklad konstantní celkové hmotnosti hvězdy a započteme ztrátu hmoty hvězdným větrem. Vítr bývá způsoben buď (i) hydrodynamickou nestabilitou atmosféry, nebo je (ii) řízený zářením.

11.1 Observační fakta

To, že hvězdné atmosféry nemusí být statické, a že z nich může docházet k úniku hmoty do okolního prostoru, naznačovala existující pozorování delší dobu.

Již Biermann (1951) upozornil na to, že plynné ohony komet, mířící vždy směrem od Slunce, nasvědčují přítomnosti radiálního výtoku plynu ze Slunce do meziplanetárního prostoru, a odhadl výtokové rychlosti na 500 km/s v blízkosti Slunce, urychlující se až k 1500 km/s ve velkých vzdálenostech od Slunce. Od padesátých let, kdy začaly být vypouštěny sondážní rakety a později i družice a meziplanetární sondy, bylo přímo možné měřit tento tok plynu, *sluneční vítr* — nejprve v okolí Země a posléze i v různých vzdálenostech od Slunce.

Z měření slunečního větru v blízkosti Země ($r = 1$ AU) plyne koncentrace $n \simeq 10$ částic/cm³ a rychlost $v \simeq 400$ km/s. To odpovídá hustotě $\rho \simeq m_{\text{H}}n = 1,7 \cdot 10^{-20}$ kg/m³ a celkové ztrátě hmoty ze Slunce¹

$$\frac{dM_{\odot}}{dt} = 4\pi r^2 v \rho \simeq 3 \cdot 10^{-14} M_{\odot}/\text{rok}. \quad (11.1)$$

Pozorovací důkazy větru u chladných hvězd. Pro *obry a veleobry chladnější než G0* byly pozorovány následující jevy:

¹Hmota se ztrácí také zářením, nejen korpuskulami! Při zářivém výkonu $L_{\odot} = 3,84 \cdot 10^{26}$ W to činí $\frac{dM}{dt} = \frac{L_{\odot}}{c^2} \simeq 7 \cdot 10^{-14} M_{\odot}/\text{rok}$.

1. Absorpční čáry vápníku a hořčíku bývají posunuté do fialova vůči rychlosti *fotosférických* čar, což naznačuje rozpínání materiálu směrem k pozorovateli. U známých spektroskopických dvojhvězd radiální rychlosti těchto čar nesdílejí oběžný pohyb, což přesvědčivě dokazuje jejich *cirkumstelární*, resp. cirkumbinární původ.
2. Zmíněné chladné hvězdy mají většinou také chromosférické emise čar vápníku a hořčíku, a právě pro hvězdy s cirkumstelárními absorpcemi mají dvojité emisní složky poměr V/R (violet/red) menší než jedna. Pro tytéž hvězdy se rovněž pozorují cirkumstelární absorpční čáry He I na vlnové délce 1083,0 nm, posunuté do fialova o 150 až 200 km/s.
3. Pro zákrytové dvojhvězdy sestávající z chladného veleobra a horké složky spektrálního typu B (soustavy typu ζ Aur) lze během zákrytů pozorovat, zejména v družicových ultrafialových spektrech, cirkumstelární čáry z obálky veleobra, a v průběhu zákrytu tak studovat strukturu hvězdného větru v různé vzdálenosti od povrchu veleobra.
4. Na spektrech s vysokým rozlišením byly nalezeny čáry z cirkumstelárních obálek veleobrů typu M až do vzdáleností několika tisíců poloměrů veleobra.

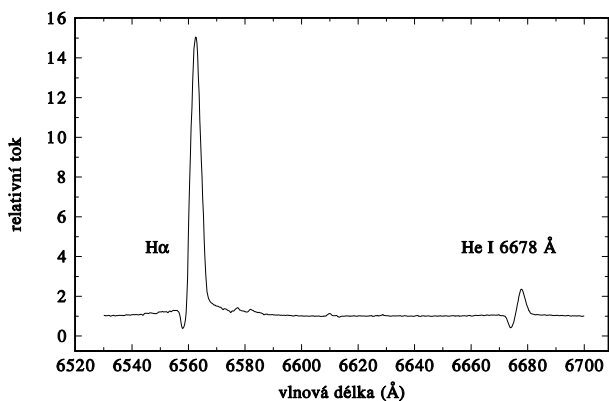
Důkazy pro horké hvězdy. Pro *horké hvězdy spektrálních tříd O a B* o vysoké svítivosti byl únik plynu pozorován nejprve na základě *profilů P Cygni* (nazvaných podle veleobra P Cygni, pro kterého jsou tyto čáry zvláště nápadné; obr. 11.1). Jde o kombinaci emisní čáry, s radiální rychlostí odpovídající radiální rychlosti hvězdy, a absorpční čáry téhož iontu, která je však posunutá do fialova a má tedy zápornou rychlost.

Takový profil vznikne, když hvězdu obklopuje *expandující obálka*: emisní složka má původ v horkém řídkém plynu okolo, rozpínajícím se na všechny strany stejně, kdežto dopplerovsky posunutá absorpční čára vzniká v oblasti před hvězdou, kdy je poloprůhledný plyn, letící k pozorovateli, v popředí husté spojitě zářící fotosféry (obr. 11.3).

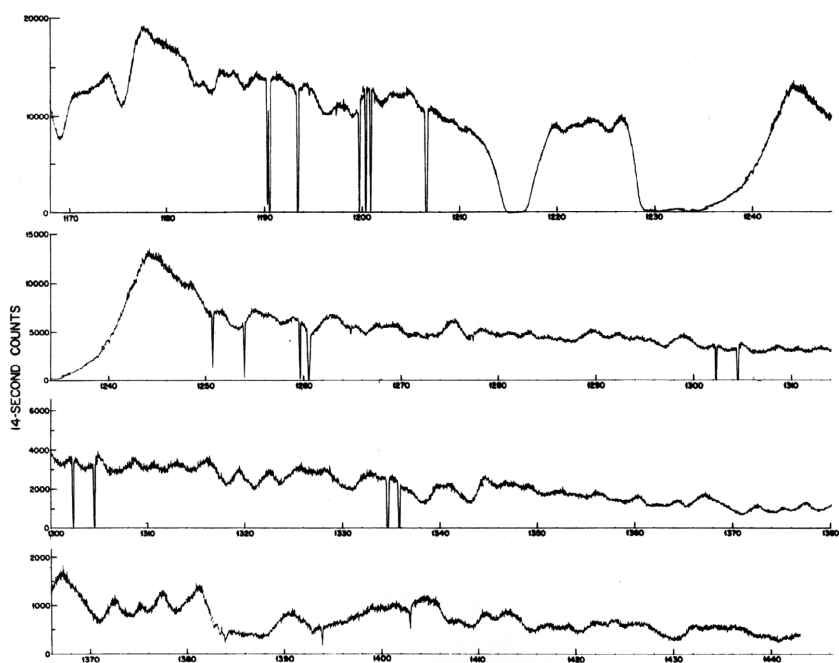
Poté, když byla získána první kvalitní ultrafialová spektra hvězd vně zemské atmosféry, byly u mnoha veleobrů pozorovány výrazné profily P Cyg rezonančních čar iontů jako C IV, Si IV či N V, které měly v některých případech velmi ostře definován fialový okraj absorpce. Posun o $\Delta\lambda \simeq 15 \text{ \AA}$ na $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ naznačuje, že plyn se ve velkých vzdálenostech urychluje až na konečné rychlosti $v \doteq c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq 3000 \text{ km/s}$. Později bylo zjištěno, že projevy větru lze nalézt i u hvězd se závojem (v anglické literatuře Be stars) o nižší svítivosti, t.j. s třídami svítivosti V, IV a III.

Úniková rychlost. Z nebeské mechaniky je známo, že má-li se hmotná částice dostat z nějakého centrálního gravitačního pole do nekonečna, musí být její celková mechanická energie kladná

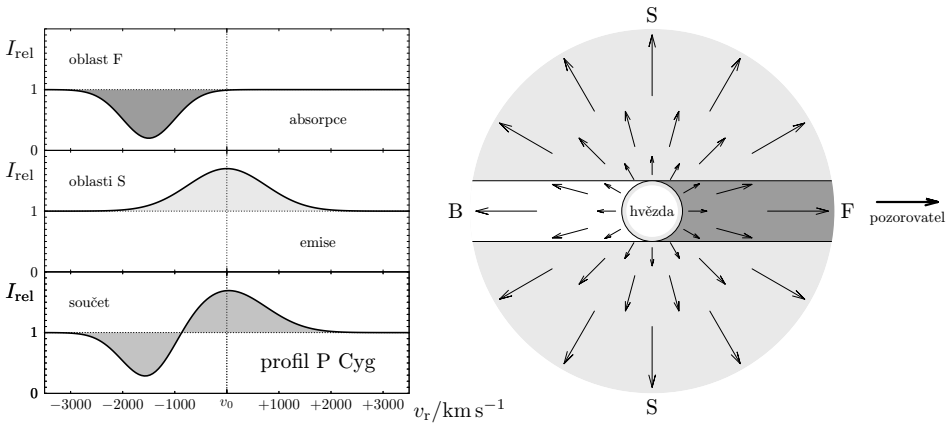
$$E = E_k + E_G = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GM_*m}{r} \geq 0. \quad (11.2)$$



Obrázek 11.1: Profily typu P Cygni pozorované u hvězdy P Cygni, která je přímo prototypem. Zachyceny jsou spektrální čáry H α a He I.



Obrázek 11.2: Spektrum hvězdy ζ Puppis v UV oblasti (117 až 144 nm), pořízené družicí Copernicus. Je na něm patrné množství širokých spektrálních čar s charakteristickými profily P Cygni; úzké čáry jsou způsobené absorpcí v mezihvězdném prostředí. Převzato z práce Mortona a Underhilla (1977).



Obrázek 11.3: Vznik profilu P Cygni emisí záření (v oblastech označených S) a dopplerovskými posunutou absorpcí (v oblasti F) v rozpínající se cirkumstelární obálce.

Tabulka 11.1: Únikové rychlosti v_{esc} podle rovnice (11.4) na povrchu různých hvězd.

| hvězda | M_* (M_\odot) | R_{rov} (R_\odot) | v_{esc} (km/s) |
|--------|------------------------|-----------------------------------|----------------------------|
| Slunce | 1,00 | 1,00 | 618 |
| O7V | 26,0 | 8,54 | 1079 |
| O7Ia | 28,0 | 22,9 | 683 |
| B0V | 14,6 | 5,80 | 979 |
| B5V | 4,36 | 3,01 | 743 |
| A0V | 2,24 | 2,09 | 639 |
| F0V | 1,50 | 1,56 | 606 |
| G0V | 1,16 | 1,25 | 595 |
| K0V | 0,91 | 1,01 | 556 |
| K0III | 2,9 | 10,0 | 333 |
| M0V | 0,45 | 0,52 | 575 |
| M0Ia | 15,8 | 500 | 110 |

Pro únikovou rychlost v_{esc} s povrchu hvězdy o hmotnosti M_* , čili ze vzdálenosti rovníkového poloměru R_{rov} , tedy platí

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM_*}{R_{\text{rov}}}}. \quad (11.3)$$

Pokud hmotnost a rovníkový poloměr hvězdy budeme vyjadřovat v jednotkách hmotnosti a poloměru Slunce, dostaneme rovnici

$$v_{\text{esc}} = 617,61 \text{ km/s} \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R_{\text{rov}}}{R_\odot} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (11.4)$$

Několik odhadů, v jakém rozmezí se pro reálné hvězdy takové únikové rychlosti v blízkosti jejich povrchů mohou pohybovat, je shrnuto v tabulce 11.1.

11.2 Parkerova teorie větru u chladných hvězd

Nestabilita isotermální atmosféry. V jednorozměrném případě planparalelní atmosféry platí jednoduchá rovnice hydrostatické rovnováhy $dP = -\rho g dz$. Dosazením ze stavové rovnice $\rho = P \frac{\mu m_u}{kT}$ a formální integrací získáme pro tlak

$$P(z) = P(0) \exp \left[- \int_0^z \frac{\mu m_u}{kT(z)} g dz \right], \quad (11.5)$$

příčemž integrál musí divergovat, aby exponenciála konvergovala. Pokud ve velké vzdálenosti předpokládáme závislost teploty ve tvaru polynomu $T(z) \propto z^n$, $\int z^{-n} \propto z^{-n+1}$, musí být evidentně $n < 1$, aby tato podmínka byla splněna. Izotermální atmosféra ($n = 0$) je stabilní.

Ve třech rozměrech (sférické symetrii) je však situace odlišná. Ve výrazu pro tlak se navíc objeví $\frac{1}{r^2}$ z gravitačního zrychlení

$$P(r) = P(R) \exp \left[- \int_R^r \frac{\mu m_u}{kT(r')} \frac{GM_*}{r'^2} dr' \right], \quad (11.6)$$

takže při obdobné závislosti teploty $T(r) \propto r^n$ vychází podmínka stability $n < -1$. Statická isotermální atmosféra tedy neexistuje! Místo rovnice hydrostatické rovnováhy musíme použít rovnici pohybovou.