

I. Základné zložky žiarenia

1. Úvod

Symbiotické hviezdy sú dvojhviezdy s orbitálnou periódou dlhšou ako rok, zložené z chladného obra a horúcej kompaktné hviezdy. Základnou podmienkou interakcie medzi zložkami symbiotického páru je strata hmoty obrou hviezdy – prirodzený jav vyvinutých hviezd s veľkým polomerom (teda nízkym gravitačným zrýchlením na povrchu) a svietivosťou. Takáto hviezda odfukuje do priestoru svoju vonkajšiu atmosféru, z ktorej malá časť, približne 1 – 2 %, sa dostáva do gravitačného pôsobenia kompaktného súpťníka. Počas tzv. akrecného procesu, sa zachytená hmota v dôsledku zrážok jej jednotlivých častíc (t. j. jej viskozity) zahrieva na úkor svojej viazanej energie (kinetická a potenciálna), čo ju postupne pomaly posúva (hmota „špiráluje“) bližšie a bližšie k centrálnej hviezde (tzv. akreátoru), do oblastí s menšou gravitačnopotenčialovou energiou. Tento proces formuje prenášanú hmotu okolo akreátora do tenkého útvaru diskového tvaru, tzv. akrecného disku, ktorý tak účinne transformuje gravitačnopotenčialovú energiou akreujúceho materiálu na (vysoko-energetické) žiarenie. Po dosadnutí na povrch akreátora sa prenášaná hmota vo veľmi tenkej vrstve, tzv. hraničnej vrstve (z anglického *boundary layer*) zabrzdí, a tak uvoľní zvyšok svojej kinetickej energie. Akrecný proces vedie k extrémnemu zahriatiu povrchu akreátora až na stovky tisíc kelvínov a zvýšeniu jeho svietivosti približne na 100 – 10 000 svietivosti Slnka. Takýto silný zdroj veľmi horúceho žiarenia je schopný účinne ionizovať hmotu v okolí dvojhviezdy, ktorej zdrojom je hviezdny vietor obra. Procesom ionizácie vzniká rozsiahly plazmatický útvar – symbiotická hmlovina – s rozmermi až niekoľko desiatok astronomických jednotiek. Žiarenie hmloviny vo forme silného spojitého žiarenia a emisných čiar je produkované procesom rekombinácie a brzdného žiarenia, keď uvoľnené elektróny sú zachytávané iónmi alebo prechádzajú v ich tesnej blízkosti. Výsledkom týchto procesov je, že žiarenie symbiotických hviezd sa skladá z troch základných zložiek. Dve zložky sú hviezdneho pôvodu – prvá je emitovaná chladným obrom pri teplotách 3 000 – 4 000 K a druhá horúcou hviezdou pri teplotách vyšších ako 100 000 K. Tretou zložkou je žiarenie hmloviny. Formálne preto môžeme pozorované žiarenie, v danej vlnovej dĺžke λ , zapísať ako súčet tokov žiarenia týchto zložiek

$$F(\lambda) = F_g(\lambda) + F_h(\lambda) + F_n(\lambda), \quad (1)$$

kde indexy g, h, n označujú obra (giant), horúcu (hot) hviezdu a hmlovinu (nebula). Príspevky jednotlivých zložiek žiarenia sú silne závislé od vlnovej dĺžky. V ďalekej ultrafialovej oblasti prakticky pozorujeme len žiarenie horúcej hviezdy, v blízkej ultrafialovej až optickej oblasti spektra často prevláda žiarenie hmloviny a v infračervenej oblasti dominuje žiarenie chladnej hviezdy. V prípade tzv. D-typu symbiotických hviezd (Dust = prach) sa v oblasti vlnových dĺžok väčších ako ~ 2.2 mm (fotometrický pás K) prejavuje aj príspevok prachovej emisie. V našich úvahách sa však budeme zaoberať len tzv. S-typom symbiotických hviezd (Stellar = hviezdny), v ktorých sa žiarenie prachu nepozoruje. Navyše, tok žiarenia, produkovaný horúcou hviezdou, je daný výdatnosťou akrecného procesu, t. j. množstvom akreovanej hmoty a gravitačným potenciálom kompaktné hviezdy, ktoré sú veľmi rozdielne pre rôzne sústavy. Aby sme lepšie rozumeli pozorovanému spektru symbiotických hviezd, je treba poznať vlastnosti jeho jednotlivých zložiek žiarenia. Znamená to vedieť tieto zložky žiarenia zo spektra izolovať, teda určiť ich fyzikálne parametre, čo nám späťne pomôže pri interpretácii našich pozorovaní. V nasledujúcich úvahách si objasníme metódu „rozmotania“ a následnej rekonštrukcie zloženého spektra symbiotických hviezd a jej najzaujímavejšie výsledky, ktoré sú spoločné pre túto skupinu objektov.

2. Rekonštrukcia pozorovaného žiarenia

Štruktúru symbiotických hviezd je možné odhaliť využitím rekonštrukcie spektroskopických a fotometrických pozorovaní od ďalekej ultrafialovej oblasti (1 100 Å) až po fotometrické pásmo M (50 000 Å) v infračervenej oblasti spektra. Na týchto vlnových dĺžkach možno pozorovať časť veľmi horúceho žiarenia ($T_h = 1-2 \times 10^5$ K) a takmer kompletný príspevok žiarenia hmloviny a chladného obra. Za týmto účelom sme použili spektroskopické pozorovania urobené družicami IUE (*International Ultraviolet Explorer*) a HST (*Hubble Space Telescope*), dostupné z ich archívov a fotometrické pozorovania v (UBV)RIJHKLM pásmach. V prvom kroku, pozorovania prevedieme na rovnaké energetické jednotky, čím dostaneme pozorované rozdelenie energie (SED: Spectral Energy Distribution). Naším cieľom je určiť takú modelovú krivku (t. j. modelové SED) výsledného žiarenia $F(\lambda)$ vo vzťahu (1), ktorá zodpovedá pozorovaniu v rámci presnosti ich merania.

Preto musíme poznať zákony vyžarovania kozmických objektov a fyzikálne parametre, ktorých bližšie určujú. Pre jednoduchosť predpokladáme Planckov zákon žiarenia čierneho telesa pre zložku horúceho žiarenia, žiarenie chladnej obre hviezdy aproximujeme vhodným syntetickým spektrom, aj keď Planckova krivka dáva uspokojivý výsledok. Pre emisiu z hmloviny uvažujeme žiarenie vodíkovej plazmy. Každá zložka žiarenia je charakterizovaná dvomi základnými parametrami – teplotou a svietivosťou. Teplota určuje závislosť vyžarovania na vlnovej dĺžke a svietivosť udáva jeho množstvo; teda škáluje danú zložku žiarenia k pozorovaniu. V prípade žiarenia hmloviny sa namiesto svietivosti často používa tzv. micra emisie (EM: Emission Measure), ktorá zodpovedá súčtu všetkých aktov rekombinácie v objeme hmloviny. Modelové SED je teda určené 6 parametrami – teplota a svietivosť pre každú zložku žiarenia: T_h , L_h , T_g , L_g , T_c , EM. Formálne potom možno rovnicu (1) prepísať do tvaru

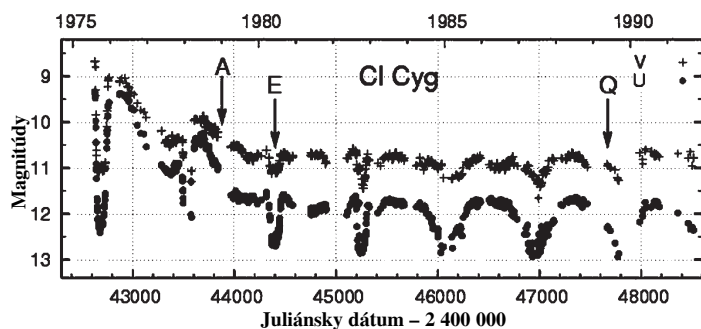
$$F(\lambda) = k_g \times F_g^{\text{synth}}(\lambda, T_g) + k_h \times B(\lambda, T_h) + k_n \times \epsilon(\lambda, T_c), \quad (2)$$

kde k_g , k_h a k_n sú parametre škálovania, pomocou ktorých môžeme určiť svietivosť, respektíve mieru emisie, pre známu vzdialenosť objektu. $B(\lambda, T_h)$ označuje Planckovu krivku a $\epsilon(\lambda, T_c)$ je emisný koeficient pre vodíkovú hmlovinu. Výhodou je, že syntetické spektrum chladného obra možno priamo naškálovať k pozorovaniu (zväčša) v JHKLM fotometrických pásmach, lebo v tejto oblasti spektra je chladná hviezda hlavným zdrojom žiarenia. Takto priamo odhadneme efektívnu teplotu a svietivosť obra. Zostáva určiť štvoricu zvyšných parametrov, ktoré charakterizujú žiarenie horúcej hviezdy a hmloviny. V praxi si zvolíme interval možných (predpokladaných) hodnôt každého parametra a podľa (2) počítame modelové krivky SED pre ich všetky možné kombinácie (1 model = 1 štvorica parametrov), z ktorých potom vyberieme (samozrejme numericky) taký model, ktorý najlepšie vyhovuje pozorovaniu. Úloha je veľmi zložitá, pretože je potrebné pretestovať desiatky tisíc modelov.

3. Porovnanie modelu s pozorovaním

Na obr. 1 je znázornené pozorované a modelové rozdelenie energie spojitého žiarenia klasickej symbiotické hviezdy CI Cygni, ktorá nedávno prešla štádiom vysokej aktivity (v rokoch 1975 – 1983) a približne od roku 1983 sa nachádza v tzv. fáze kludu. Svetelná krivka objektu zachytáva zmeny jasnosti vo viditeľnom svetle. Pri interpretácii štruktúry horúcej zložky napomáha fakt, že ide o zákrytovú sústavu. Na demonštráciu zmien žiarenia CI Cygni v širokej spektrálnej oblasti sme vybrali pozorovania z fázy aktivity, fázy kludu a zo zákrytu.

V infračervenej oblasti spektra pozorujeme takmer výlučne žiarenie červeného obra, ktoré je veľmi dobre porovnateľné so syntetickým

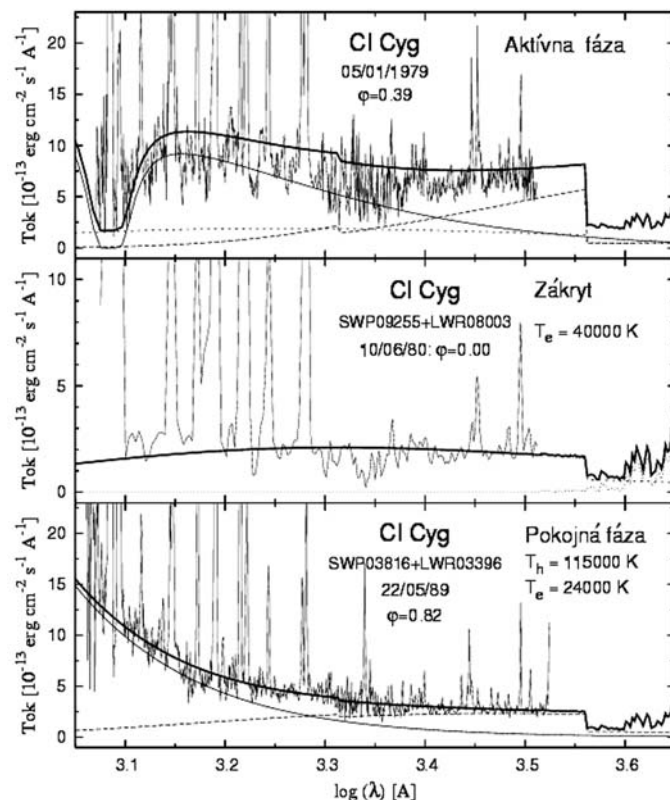
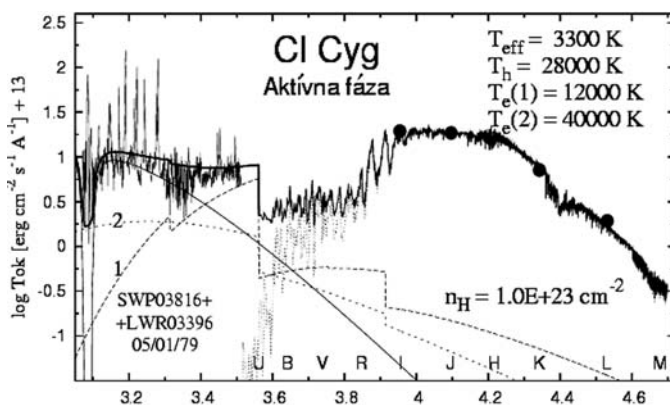


Obrázok 1. Príklad pozorovaného a modelového SED počas aktívnej fázy (A), zákrytu (E) a fázy pokoja (Q) pre symbiotickú hviezdu CI Cygni. Zodpovedajúce časy pozorovania sú označené na svetelnej krivke (panel vľavo). Čiarkovaná, plná tenká a bodkovaná čiara predstavujú žiarenie hmloviny, horúceho objektu a obra. Hrubá plná čiara je ich súčtom (viď vzťah (1)) a predstavuje tak výsledné modelové SED.

spektrom o efektívnej teplote $T_g = 3\,300\text{ K}$ a výkonom $F_g^{\text{obs}} = 2.8 \times 10^{-8}\text{ erg s}^{-1}\text{ cm}^{-2}$ prechádzajúcim plochou 1 cm^2 vo vzdialenosti d od zdroja. Táto veličina predstavuje celkový (bolometrický) pozorovaný tok žiarenia obra. Dostaneme ju integráciou syntetického spektra, definovaného parametrami T_g a k_n , cez všetky vlnové dĺžky. Svietivosť obra (t.j. výkon vyžarovaný celým povrchom hviezdy) potom ľahko určíme vynásobením tejto veličiny celým povrchom sféry o polomere odpovedajúcom vzdialenosti sústavy, čiže $L_g = 4\pi d^2 \times F_g^{\text{obs}}\text{ erg s}^{-1} = 3\,500$ svietivosti Slnka pre $d = 2\text{ kpc}$. Alebo, zo známeho polomeru obra $R_g = 180$ polomerov Slnka, určeného z geometrie zákrytu, a jeho efektívnej teploty, môžeme určiť svietivosť obra $L_g = 4\pi R_g^2 \sigma T_g^4 = 3\,500$ svietivosti Slnka.

V ultrafialovej a optickej oblasti spektra je vyžarovanie CI Cyg silne závislé na tom, či je sústava vo fáze aktivity alebo kludu. Teplota horúceho objektu počas fázy kludu prevyšuje $100\,000\text{ K}$ – profil spojitého spektra ukazuje nárast energie ku kratším vlnovým dĺžkam (spektrum je strmé), zatiaľ čo aktívna fáza je charakterizovaná podstatne nižšími teplotami, okolo $25\,000\text{ K}$ – profil spektra je viac či menej plochý (obr. 1, stredný panel). Navyše, v ďalej UV oblasti, okolo vodíkovej čiary Ly α (1216 \AA), pozorujeme silné zoslabenie žiarenia v dôsledku tzv. Rayleighovho rozptylu fotónov na neutrálnych atómoch vodíka. Tento efekt nám dáva informáciu o prítomnosti (vytvorení sa) značného množstva neutrálnej okolohviezdnej látky, približne 10^{23} atómov v stĺpci o priereze 1 cm^2 pozdĺž smeru pozorovania. Keďže dráhu CI Cygni pozorujeme pod veľmi vysokým uhlom (ide o zákrytovú dvojhviezdu), táto neutrálna látka sa nachádza najmä v jej obežnej rovine. V oboch prípadoch – kludu a aktivity – pozorujeme silný príspevok emisie hmloviny. Vo fáze pokoja je to prirodzený dôsledok interakcie silného zdroja ionizujúceho žiarenia s okolitou látkou. Jej žiarenie z extrémnej UV oblasti ($\lambda \leq 912\text{ \AA}$) je procesom ionizácie a rekombinácie transformované do dlhších vlnových dĺžok ultrafialovej a optickej časti spektra. Vo fáze aktivity však pozorovaná súčasne prítomnosť nízko-teplotného žiarenia hviezdnej povahy a silného žiarenia hmlovinného pôvodu predstavuje paradox. Zdroj žiarenia o teplote $T_h \approx 25\,000\text{ K}$ totiž nie je schopný ionizovať také

množstvo látky, aké je požadované pozorovanou mierou emisie a emisnými čiarami vysokoionizovaných atómov. Napríklad, aby v spektre boli pozorované emisné čiary ionizovaného dusíka NV $\lambda 1240$ a hélia HeII $\lambda 1641$, ktoré sú počas vzplanutí v spektre bežne prítomné, potrebujeme zdroj ionizujúceho žiarenia s teplotou okolo $100\,000\text{ K}$ a viac. My však pozorujeme podstatne nižšiu teplotu, len okolo $25\,000\text{ K}$! Tento paradox dvojteplotného UV spektra je možné vysvetliť diskovým tvarom falošnej fotosféry, ktorá sa vytvorí počas vzplanutia v rovine obežnej dráhy dvojhviezdy. Potom, v prípade sústavy s vysokým sklonom dráhy, pozorujeme okraj rozšíreného disku ako relatívne chladnú pseudofotosféru, ktorá zakrýva veľmi horúce vnútorné časti disku (napr. hraničnú vrstvu) a centrálnu hviezdu. Ich prítomnosť v sústave je sprostredkovaná nepriamo, pomocou hmloviny, ktorá je rozložená nad a pod diskom, a teda veľmi dobre „vidí“ centrálnu horúcu časť diskovej obálky. V princípe funguje ako „zrkadlo“, pomocou ktorého aj vonkajší pozorovateľ dostáva informáciu o prítomnosti horúceho zdroja v objekte. Presnejšie, aplikáciou známej diagnostiky vyžarovania hmlovín vieme odvodiť vlastnosti (teplotu a svietivosť) zdroja, ktorý je zodpovedný za žiarenie hmloviny. Hmlovina tak transformuje časť žiarenia horúceho zdroja z ťažko dostupnej ďalej až extrémnej UV oblasti do blízkej UV a optickej časti spektra, a tým nám poskytuje informáciu o prítomnosti takého zdroja v sústave a jeho vlastnostiach. Ďalším prekvapujúcim výsledkom presného modelovania SED symbiotických hviezd vo fázach aktivity je žiarenie počas úplného zákrytu. Očakávaným príspevkom bolo žiarenie hmloviny, ktorá sa rozkladá do veľkých vzdialeností od centrálnej hviezdy, a teda nie je predmetom



zákrytu. Vieme, že je charakterizovaná elektrónovými teplotami $10\,000$ až $20\,000\text{ K}$, čo zodpovedá miernemu sklonu profilu kontinua s maximom v blízkej UV oblasti. Prekvapením však bolo, že pozorovaný profil zvyškového žiarenia bol prakticky vodorovný, čo indikuje prítomnosť veľmi horúcej hmloviny o teplote okolo $40\,000\text{ K}$ (predposledný panel na obr. 1). Navyše, jej miera emisie je veľmi vysoká. Pre opisovaný príklad CI Cygni bola úroveň horúceho kontinua asi $2 \times 10^{-13}\text{ erg/s/cm}^2/\text{\AA}$, čomu zodpovedá škálovací faktor vo vzťahu (2), $k_n = 1.1 \times 10^{15}\text{ cm}^{-5}$, respektíve miera emisie $EM = 4\pi d^2 \times k_n = 5.3 \times 10^{59}\text{ cm}^{-3}$ alebo svietivosť $L_n = 100$ Slnk pre vzdialenosť $d = 2\text{ kpc}$. Teda okrem nízko-teplotnej hmloviny sa počas fázy aktivity vytvára aj silná, vysokoteplotná hmlovina, ktorá sa pri prechode do pokojovej fázy postupne zoslabuje.

Aplikáciu metodiky rekonštrukcie zloženého spektra na 21 symbiotických hviezd, pre ktoré boli dostupné pozorovania od ultrafialovej po infračervenú oblasť spektra, bolo možné určiť spoločné vlastnosti jednotlivých zložiek žiarenia, a teda aj ich zdrojov. V nasledujúcej kapi-

tole tieto charakteristiky a ich vzájomné vzťahy zhrnieme do základného modelu.

4. Zjednotený model symbiotických hviezd

4.1. Spoločné vlastnosti žiarivých oblastí

Zložka žiarenia chladných obrov je určená dvomi modelovými parametrami – efektívnou teplotou T_g a škálovacím parametrom k_g . Pomocou týchto parametrov určíme pozorovaný bolometrický tok obra, F_g^{obs} , ktorý nám definuje jeho svietivosť ako $L_g = 4\pi d^2 \times F_g^{obs}$ (viď kapitolu 3). Spoločné vlastnosti chladných obrov sme skúmali pomocou tohto definičného vzťahu – hľadali sme (možnú) funkčnú závislosť nami určených hodnôt F_g^{obs} na vzdialenosti d . Pre všetky skúmané sústavy sme dostali nasledovné vzťahy:

$$\log(F_g^{obs}) = -2\log(d) - (7.30 \pm 0.05) \quad (3)$$

pre červených obrov, a

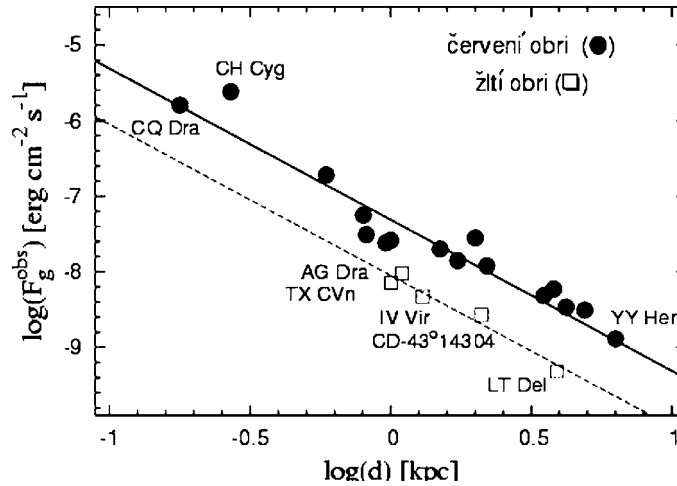
$$\log(F_g^{obs}) = -2\log(d) - (8.03 \pm 0.05) \quad (4)$$

pre žltých obrov v symbiotických hviezdach. Tok žiarenia je v jednotkách $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ a vzdialenosť v kpc. Obrázok 2 ukazuje tieto závislosti. Konštanty v týchto vzťahoch odpovedajú charakteristickej svietivosti $L_g = 1600 \pm 200$ a 290 ± 30 Slnk pre červených, respektíve žltých obrov. Tieto vzťahy môžu byť využité aj opačne. Pokiaľ by sme určili bolometrický tok F_g^{obs} (napríklad z IR fotometrie), potom tieto empirické závislosti určujú vzdialenosť symbiotickej sústavy.

Zložka žiarenia produkovaná horúcou hviezdou je určená parametrami T_h a k_h (vzťah 2). V kľudných fázach je teplota veľmi vysoká, $T_h \geq 100\,000$ K, čo je dané vzrastajúcim tokom žiarenia smerom ku kratším vlnovým dĺžkam – pozorujeme len dlhovýlný koniec Planckovej krivky odpovedajúcej extrémnym teplotám (jej maximum leží v oblasti mäkkého X-žiarenia). Z tohto dôvodu však nie možné presne určiť T_h priamym modelovaním tak malej časti žiarenia, ktorá je dostupná v ultrafialovej oblasti spektra. Môžeme odhadnúť len jej minimálnu hodnotu, ktorá odpovedá takej teplote, pri ktorej horúci zdroj je práve schopný produkovať pozorované množstvo žiarenia hmloviny. Iné metódy využívajú známu diagnostiku žiarenia hmlovín v čiarach. Škálovací parameter žiarenia horúcej hviezdy sa dá vyjadriť ako

$$k_h = \theta_h^2 = (R_h^{eff}/d)^2 \quad (5)$$

kde θ_h je uhlový polomer horúceho zdroja žiarenia a R_h^{eff} je jeho zodpovedajúci efektívny polomer. Tento zodpovedá polomeru sféry, ktorej svietivosť sa rovná svietivosti horúceho objektu, ktorý však nemusí mať sférický tvar. Modelovanie SED v kľudných a aktívnych fázach ukázalo, že hodnoty R_h^{eff} sú v priemere asi 10-krát, respektíve 100-krát väčšie než je typický polomer bielych trpaslíkov, ktorí sú predpokladanými akretormi v symbiotických hviezdach. To znamená, že ani v kľudných fázach nepozorujeme povrch bieleho trpaslíka, ale len opticky hrubú falošnú fotosféru, ktorá vzniká v dôsledku intenzívneho procesu akrecie.



Obrázok 2. Vzťah medzi celkovým pozorovaným tokom žiarenia obrov, F_g^{obs} a vzdialenosťou d . Plná a čiarkovaná čiara odpovedajú ich lineárnej regresii vyjadrenej rovnicami (3) a (4) v texte pre červených, respektíve žltých obrov. Rozlíšenie sú obri s nezávisle určeným polomerom alebo vzdialenosťou.

Test, či a ako táto zložka žiarenia spĺňa základný vzťah medzi svietivosťou, polomerom a teplotou zdroja žiarenia ($L_h = 4\pi [R_h^{eff}]^2 \sigma T_h^4$) ukázal, že počas pokojných fáz horúci objekt svieti pri charakteristickej teplote $T_h = 103\,000$ K, ktorá sa drasticky znižuje na $T_h = 22\,000$ K pre väčšinu objektov v aktivite (tzv. 1. typ vzplanutia). Výnimku tvorí AG Dra a YY Her (vzplanutie v roku 1983), ktorých vzplanutia boli charakterizované veľmi vysokými teplotami $T_h = 165\,000$ K (tzv. 2. typ vzplanutia). Obrázok 3 demonštruje vzťah „svietivosť – polomer“ pre zložku žiarenia horúcej hviezdy a pre všetky nami skúmané sústavy.

Žiarenie hmloviny je charakterizované modelovými parametrami T_c a k_n (vzťah 2). Výsledky nášho modelovania SED ukázali na výrazné rozdiely vlastností hmloviny počas pokojných a aktívnych fáz. V pokojných fázach je jej žiarenie charakterizované jednoduchou elektrónovou teplotou (t. j. hmlovina nie je výrazne teplotne štruktúrovaná, čo uľahčuje modelovanie). Elektrónová teplota je pre jednotlivé sústavy rôzna a pohybuje sa v rozmedzí 12 000 – 25 000 K. Napríklad, pre spektrum AG Dra sú typické teploty $T_c = 22\,000$ K, zatiaľ čo v sústave V443 Her hmlovina svieti pri $T_c = 14\,000$ K. Na dlhších časových škálach, rádo rokov, niekedy pozorujeme aj výrazné zmeny T_c pre danú sústavu až do 10 000 K (Z And, AG Peg). Množstvo hmlovinného žiarenia je dané škálovacím faktorom k_n , ktorý určuje mieru emisie ako

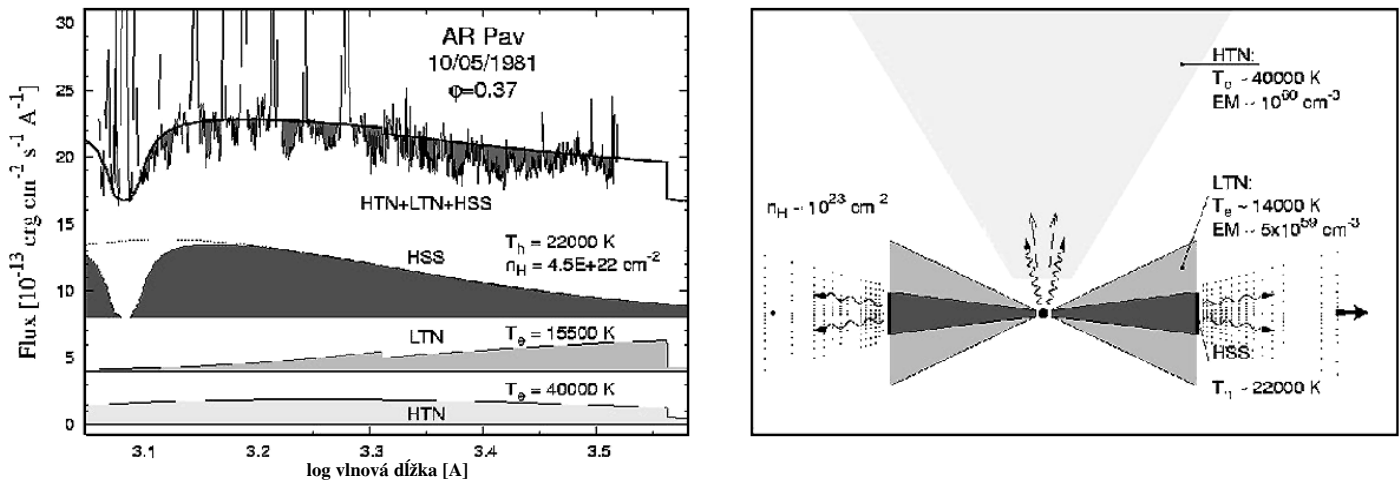
$$EM = 4\pi d^2 \times k_n \quad (6)$$

Najnižšie hodnoty EM sa pohybovali okolo 10^{58} cm^{-3} , čomu odpovedajú svietivosti len niekoľko Slnk (CQ Dra, EG And); najvyššie potom okolo 10^{60} cm^{-3} so svietivosťou až okolo 1000 Slnk (BF Cyg, YY Her).

Zaujímavou implikáciou je možnosť určenia straty hmoty obrom pomocou meranej hodnoty EM. Táto metóda je založená na tom, že v pokojných fázach symbiotických hviezd je hlavným zdrojom žiarenia hmloviny ionizovaná časť masívneho hviezdneho vetra chladného obra v dvojhviezde. Princípom metódy je porovnanie pozorovanej a teoretickej hodnoty EM. Podľa definície je $EM(\text{teoretický}) = n_1 \times n_e \times V$, kde n_1 a n_e je hustota iónov, respektíve elektrónov, a V je objem hmloviny. Súčin $n_1 \times n_e$ je tzv. emisivita (výdatnosť) hmloviny. Výpočet teoretického

EM však komplikuje skutočnosť, že hustota častíc v rôznych miestach hmloviny môže byť veľmi rozdielna. Nižšie si vysvetlíme, ako možno odhadnúť predpokladanú hodnotu EM pre prípad ionizovaného vetra. Na základe znalosti, akým spôsobom (t. j. poznáme predpis urýchľovania častíc vetra a ich konečnú rýchlosť) a v akom množstve (t. j. hľadaná strata hmoty za jednotku času, dM/dt) obor fúka do priestoru častí svojej hmoty, môžeme stanoviť hustotu častíc vetra, $n(r)$, v ľubovolnej vzdialenosti, r , od jeho povrchu. Za predpokladu len vodíkovej plazmy (príspevky od iónov ostatných prvkov sú zanedbateľné), je emisivita hmloviny v mieste r o hustote $n(r)$ daná ako $n_1 \times n_e = n(r)^2$, lebo z 1 atómu vodíka vzniknú po ionizácii 2 častice (protón a elektrón). Celkovú mieru emisie potom dostaneme integráciou jednotlivých príspevkov o danej hustote cez celý objem hmloviny. Modelové množstvo miery emisie závisí na polomere obra (≈ 100 polomerov Slnka), urýchľovaní vetra na maximálnu hodnotu (spôsob poznáme a konečná rýchlosť dosahuje $\approx 20 - 30$ km/s), rýchlosti straty hmoty dM/dt a geometrii hmloviny, ktorú odhadneme pomocou svietivosti a teploty horúcej hviezdy. Jediný neznámy parameter, dM/dt , potom určíme porovnaním teoretickej hodnoty miery emisie s pozorovanou hodnotou, ktorú sme získali modelovaním SED. Pre súbor 15 symbiotických hviezd vo fáze kľudu sme takto odhadli rýchlosť straty hmoty hviezdnyim vetrom chladných zložiek v symbiotických hviezdach na niekoľko krát 10^{-7} hmotností Slnka za rok (t. j. viac ako 10 miliónov ton za sekundu).

Vo fázach aktivity pozorujeme dva, približne rovnako silné, druhy hmlovinného žiarenia. Jeden je produkovaný vysokoteplotnou (HTN – Hot-Temperature Nebula) a druhý nízkoteplotnou (LTN – Low-Temperature Nebula) hmlovinou. HTN je charakterizovaná elektrónovou teplotou okolo 40 000 K a je priamo pozorovaná počas zákrytov ako jediná zložka žiarenia horúceho objektu. To znamená, že sa tvorí v oblastiach veľmi vzdialených od ionizujúceho zdroja a jej relatívne vysoká teplota odráža výrazný vplyv zrážkovej ionizácie. LTN je charakterizovaná podstatne nižšou teplotou, $T \approx 14\,000$ K, čo znamená, že jej žiarenie vzniká najmä fotoionizáciou. Počas zákrytov táto zložka hmlovinného žiarenia nie je v spektre pozorovateľná.



Obrázok 4. Schematická reprezentácia zjednoteného modelu štruktúry horúcich objektov v symbiotických hviezdach počas aktívnych fáz. Ľavý panel ukazuje príklad ultrafialového spektra AR Pav a jeho jednotlivé zložky žiarenia (HTN, LTN a HSS = horúci zdroj hviezdneho žiarenia – falošná fotosféra). Žiarenie HSS je v ďalej UV oblasti utlmanované Rayleighovým rozptylom na atómoch vodíka (vykrojená časť Planckovej krivky okolo 1216 Å) a najmä v blízkej UV časti spektra ovplyvnené blendovanými absorpciami železa (tzv. železná záclona). Prvý panel ukazuje náčrt odpovedajúcich emisných oblastí tak, ako sú vidieť na reze kolmom na obežnú rovinu obsahujúcom centrálnu hviezdu. Behom vzplanutí je vonkajší okraj disku natoľko rozšírený, že permanentne zakrýva horúci zdroj ionizujúceho žiarenia. Model je opísaný v kapitole 4.2.

4.2. Štruktúra horúceho aktívneho objektu

Obrázok 4 ukazuje základné schéma štruktúry horúceho aktívneho objektu zloženého z jednotlivých oblastí žiarenia tak, aby vyhovovali ich fyzikálnym a geometrickým vlastnostiam odvodených našim modelovaním SED. Fungovanie a vzájomná podmienenosť žiarivých oblastí v rámci takejto rekonštrukcie – zjednoteného modelu – možno stručne zhrnúť nasledovným spôsobom:

- (i) Súčasnú prítomnosť dvoch teplotne extrémne rozdielnych zdrojov žiarenia v ultrafialovej oblasti spektra (falošná fotosféra o teplote $\approx 22000 \text{ K}$ a horúci zdroj ionizujúceho žiarenia o teplote prevyšujúcej 100000 K) je možné vysvetliť jedine diskovou štruktúrou opticky hrubého materiálu, ktorý pozorujeme z jeho okrajov. Vonkajší okraj disku musí byť dostatočne rozšírený, aby permanentne (t. j. nezávisle na orbitálnej fáze) zakrýval centrálny horúci zdroj. Potom energetické žiarenie z centra je v smere ku pozorovateľovi absorbované diskom a prenášané ku jeho okraju. V určitej vzdialenosti od stredu, ktorá odpovedá efektívnemu polomeru R_h^{eff} (vzťah 5), toto žiarenie opúšťa disk pri oveľa

nižšej teplote ($\approx 22000 \text{ K}$). Túto oblasť indikujeme v spektre ako falošnú fotosféru. Jej žiarenie ďalej pokračuje cez neutrálny plyn obklopujúci disk, ktorý toto žiarenie utlmuje Rayleighovým rozptylom a často silno ovplyvňuje jej profil početnými absorpciami, spôsobené najmä prechodmi v atómoch železa. V spektre pozorujeme tzv. železnú záclonu (obr. 4, ľavý panel).

- (ii) Geometrické a fyzikálne vlastnosti LTN umiestňujú túto oblasť do blízkosti centrálnej hviezdy, nad a pod rovinou disku tak, aby v pozícii spektroskopickkej konjunkcie obra bola predmetom zákrytu. Jej hlavná časť bude pravdepodobne viac rozšírená ku okraju disku odkiaľ dobre „vidí“ vnútorný horúci zdroj ionizujúceho žiarenia – je ľahko dostupná pre jeho fotóny. Preto, schematicky a pre jednoduchosť, znázorňujeme jej vertikálny rozmer ako lineárnu funkciu vzdialenosti od stredu disku (obr. 4).
- (iii) Oblasť HTN musí byť lokalizovaná dostatočne vysoko nad alebo pod diskom, tak aby v spektroskopickkej konjunkcii nebola zakrývaná obrom. Jej vysoká elektrónová teplota indikuje výrazný vplyv zrážkovej ionizácie. Pri prechode do fázy kľudu sa jej miera emisie podstatne znižuje. Tieto vlast-

nosti ukazujú na súvislosť vzniku HTN so silným vysokorýchlostným vetrom, produkovaným horúcou hviezdou počas vzplanutí. Táto skutočnosť umožňuje interpretovať vznik a vlastnosti HTN ako dôsledok zrážky hviezdnych vetrov od horúcej a chladnej hviezdy v aktívnej symbiotickkej dvojhviezde. Je pravdepodobné, že HTN je zodpovedná aj za vznik mäkkého X-žiarenia, ktoré je najsilnejšie práve v maxime vzplanutí (t. j. keď falošná fotosféra je najchladnejšia. Príkladom je Z And).

Počas fáz pokoja nie je teplotný rozdiel medzi priamo pozorovanou falošnou fotosférou a najhorúcejšou vnútornou časťou disku taký markantný. Avšak indikácia relatívne veľkých efektívnych polomerov horúcich objektov ($R_h^{\text{eff}} \approx 10 \times R$ (biely trpaslík); obr. 3) navrhuje takúto štruktúru horúceho objektu, ktorú zreteľne indikujeme počas aktívnych fáz, aj pre fázy pokoja.

Ďalšie potvrdenie a najmä upresnenie opísaného základného modelu štruktúry horúcich objektov v symbiotických hviezdach bude ešte vyžadovať veľa teoretickej a observačnej práce. Pozorovania pomocou družíc, najmä v krátkovlnnej oblasti spektra, by mali pomôcť upresniť fyzikálne vlastnosti zdrojov vysokoenergetických častíc a fotónov, najmä v počiatočných fázach vzplanutí, a identifikovať procesy, ktoré ich produkujú. Spolu s teoretickými prácami o mechanizme vzniku opticky hrubej falošnej fotosféry diskového tvaru by mali viesť k úplnému porozumeniu podstaty vzplanutí symbiotických hviezd.

Tento príspevok bol spracovaný podľa pôvodnej vedeckej práce autora publikovanej v časopise *Astronomy & Astrophysics*, 440, 995–1031 (2005). Obsahovo identická verzia je dostupná aj na <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0507272>.

V nasledujúcej časti „Rozpravy o symbiotických hviezdach“ si bližšie predstavíme problematiku ich svetelných kriviek.

AUGUSTIN SKOPAL

Obrázok 3. Vzťah svietivosť – polomer pre zložku horúceho žiarenia hviezdneho pôvodu. Počas fáz pokoja (prázdne štvorce, preušovaná čiara) horúce hviezdy žiaria pri charakteristickej teplote okolo 103000 K , zatiaľ čo počas vzplanutí (plné štvorce a čiary) táto teplota výrazne klesá približne na 22000 K (1. typ vzplanutia) alebo narastá asi na 165000 K (2. typ vzplanutia).

