

## III.

# Rozprava o symbiotických hviezdach

## Procesy rozptylu

RNDr. AUGUSTIN SKOPAL, DrSc.

### 1. Úvod

Okolohviezdne prostredie symbiotických sústav je veľmi rozsiahle a skladá sa z oblastí extrémne rozdielnych vlastností. Vnútna oblasť zahŕňa symbiotický pár s jeho blízkym okolím o rozmeroch niekoľko astronomických jednotiek. Okolohviezdna látka je tu charakterizovaná veľmi vysokými koncentraciami častíc v rozsahu  $10^9 - 10^{12}$  v kubickom centimetri. Vonkajšie oblasti symbiotických sústav môžu siahť až do vzdialenosti 1 000 astronomických jednotiek od centrálnej dvojhviezdy. Štruktúry týchto oblastí možno odhaliť na rádiových, prípadne optických snímkach z vysokým uhlovým rozlíšením získaných veľkými pozemskými či družicovými ďalekohľadmi. Vo vonkajších oblastiach meriame podstatne nižšie koncentrácie častíc, približne  $10^3 - 10^7$  v kubickom centimetri. Takéto výrazné hustotné rozdiely a súčasná prítomnosť silného zdroja ionizujúceho žiarenia (horúca hviezda) ako aj silného zdroja neutrálnych častíc (chladný obor) sú zodpovedné za veľmi komplikovanú ionizačnú štruktúru prostredia symbiotických hviezd. V prípade vysokej straty hmoty chladným obrom v tzv. symbiotických miridách, dochádza ku kondenzácii neutrálnych častíc na prachové zrná.

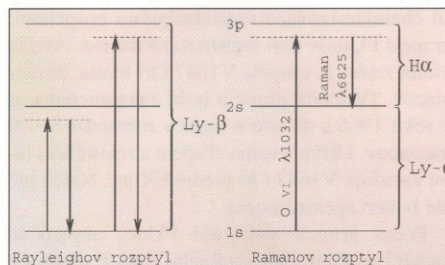
V takomto extrémne komplikovanom heterogénnom prostredí symbiotických dvojhviezd dochádza k špecifickej interakcii energetického žiarenia s časticami (elektróny, neutrálne atómy, prachové zrná), pri ktorej sa žiarenie zoslabuje v smere vyžarovania. Hovoríme o tzv. procesoch rozptylu. Pri popise hocakého procesu rozptylu uvažujeme určitý objem rozptyľujúcich častíc, ktorý je ožarovaný zväzkom svetelných lúčov. Interakcia v dôsledku rozptylu potom spôsobí zoslabenie svetla v smere jeho pôvodného dopadu a naopak tvorbu rozptýleného svetla v ostatných smeroch. Dôležitou vlastnosťou rozptýleného svetla je jeho polarizácia a dopplerovské posunutie v dôsledku pohybu rozptyľujúcich častíc relatívne ku dopadajúcim fotónom. Prvá vlastnosť sa využíva pri rekonštrukcii tzv. spektropolarimetrických dráh, zatiaľ čo druhá vlastnosť poskytuje informáciu o kinematike oblastí, v ktorých procesy rozptylu prebiehajú. Z veľkosti útlmu dopadajúceho žiarenia môžeme potom odvodiť množstvo rozptyľujúcich atómov na dráhe pozorovania a z toho usudzovať o rozložení neutrálnej látky v dvojhviezde. Procesy rozptylu v symbiotických hviezdach sú tak zdrojom množstva dôležitých informácií o geometrickej, ionizačnej a kinematickej štruktúre ich prostredia a, špeciálne, aj ich dráhových parametrov.

Efekty rozptylu v symbiotických hviezdach si v tejto Rozprave bližšie predstavíme na príkladoch Rayleighovho a Ramanovho rozptylu ultrafialového žiarenia na neutrálnych atómoch vodíka. Ide o procesy, ktoré sa významnou mierou a takmer

výlučne uplatňujú v prostredí symbiotických hviezd. Ich efekty sú z pozorovacieho hľadiska veľmi atraktívne, čo je aj motívom ich súčasného intenzívneho štúdia.

### 2. Princíp Rayleighovho a Ramanovho rozptylu

Tieto procesy sú podmienené súčasnou prítomnosťou ako neutrálnych atómov, tak vysokoenergetických fotónov v danom prostredí. Z tohto hľadiska sú symbiotické hviezdy ideálnym a súčasne



Obrázok 1: Schematický hladinový diagram Rayleighovho rozptylu v okolí čiar Ly- $\alpha$  a Ly- $\beta$  (vľavo) a Ramanovho rozptylu čiar OVI  $\lambda 1032$  na atómoch neutrálneho vodíka.

aj jedinečným laboratóriom pre výskum Rayleighovho a Ramanovho rozptylu vo vesmíre. Vlastnou fyzikálnou príčinou je prítomnosť tzv. *intermediálnych* hladín v okolí hlavných hladín atómov, ktoré sú charakterizované hlavným kvantovým číslom 1, 2, 3... Intermediálne hladiny sú veľmi nestabilné, čo znamená, že pravdepodobnosť zachytenia sa elektrónu na týchto energetických úrovniach je veľmi malá, alebo, ináč povedané, *účinný prierez* odpovedajúcej zrážky je veľmi malý. V prípade, že fotón po zrážke s neutrálnym atómom predsa presunie (odbornejšie, *excituje*) elektrón zo základného do tohto intermediálneho stavu, tento má snahu okamžite sa stabilizovať, teda presunúť sa (deexcitovať) späť do pôvodného alebo iného hlavného stavu. Pokiaľ sa elektrón pri tomto procese vráti priamo späť do pôvodného stavu, vyžiari tú istú energiu, akú prijal, avšak do hocakého smeru. V smere pozorovania tak dôjde k zoslabeniu fotónov, ktoré tento prechod v atóme spôsobili, v prospech okolitého difúzneho žiarenia. Tento proces sa nazýva Rayleighov rozptyl. Ide o tzv. *elastický rozptyl*, čím sa poukazuje na energetickú bilanciu procesu – rovnaká energia (t.j. vlnová dĺžka) fotónu pred a aj po rozptyle. Obrázok 1 vľavo schematicky znázorňuje tento proces pre prechody v okolí 2. a 3. hlavnej hladiny atómu vodíka, ktoré energeticky zodpovedajú spektrálnym čiaram Ly- $\alpha$  a Ly- $\beta$ . V prípade, že sa elektrón excitovaný do intermediálnej hladiny stabilizuje v inej hlavnej hladine, než v pôvodnej, vyžiari fotón s menšou energiou (teda s dlhšou vlnovou dĺžkou). Tento proces sa nazýva

Ramanov rozptyl. Ide o tzv. *neelastický rozptyl* – rozdielna energia fotónu pred a po rozptyle. Obrázok 1 vpravo ukazuje excitáciu elektrónu z prvej do blízkosti tretej hlavnej hladiny vodíkového atómu, ktorá nastala po zrážke s fotónom 5-krát ionizovaného kyslíka OVI  $\lambda 1032$ , a jeho následnú stabilizáciu na 2. hlavnej hladine, čím sa vyžiari fotón s oveľa nižšou energiou, zodpovedajúcou vlnovej dĺžke 6825 Å.

Nižšie podrobnejšie popíšeme najčastejšie pozorované efekty Rayleighovho a Ramanovho rozptylu v spektrách symbiotických hviezd.

### 3. Rayleighov rozptyl

#### 3.1. Základné vlastnosti

Intermediálne hladiny predstavujú len schematické znázornenie pre vysvetlenie procesu. V skutočnosti ide o miesta s rôznou pravdepodobnosťou zachytenia elektrónu, ktorá je najvyššia v blízkosti hlavných hladín, od ktorých klesá v závislosti od vlnovej dĺžky ako funkcia  $\lambda^{-4}$ . Znamená to, že fotón s hocakou energiou, aj v širšom okolí hlavnej hladiny, môže byť zachytený, čím dôjde k rozptylu (t.j. útlmu) *spojitého* spektra v smere pozorovania. Pravdepodobnosti týchto prechodov sú však extrémne malé. Napríklad, účinný prierez Rayleighovho rozptylu v okolí druhej hladiny atómu vodíka (1216 Å) je  $\sigma$  (Rayleigh)  $\sim 2,3 \times 10^{-23}$  cm<sup>2</sup>. To znamená, že na to, aby tento efekt bol merateľný, potrebujeme značné množstvo, rádo-vo aspoň  $10^{21}$ , neutrálnych atómov (rozptyľovačov) v smere pozorovania, t.j. na dráhe spojujúcej zdroj horúceho žiarenia s pozorovateľom. Z toho vyplýva, že najvýraznejší efekt Rayleighovho rozptylu bude spôsobený atómami neutrálneho vodíka, ktorý je najpočetnejším prvkom. Najprv sa pokúsime odhadnúť, či množstvo neutrálnej látky, produkovanej chladným obrom vo forme hviezdneho vetra, je dostatočné na vytvorenie takej vrstvy, ktorá bude účinne utlmovať prechádzajúce žiarenie procesom Rayleighovho rozptylu. Vieme, že červení obri v symbiotických hviezdach strácajú hmotu s tempom rádo-vo  $10^{-7}$  hmotností Slnka za rok. Za predpokladu sféricky symetrického konštantného odtoku hmoty ( $=$  hustota  $\times$  rýchlosť  $\times$  plocha sféry v danej vzdialenosti), je zodpovedajúca koncentrácia častíc vo vzdialenosti polomeru obra (t.j. približne 100 polomerov Slnka) rádo-vo  $10^9$  v kubickom centimetri. Potom vrstva takéhoto materiálu so základňou 1 cm<sup>2</sup> a dĺžkou 100 polomerov Slnka ( $= 7 \times 10^{12}$  cm) bude obsahovať rádo-vo  $10^{21} - 10^{22}$  častíc, čo postačuje na účinný Rayleighov rozptyl žiarenia z blízkeho okolia vodíkovej čiar Ly- $\alpha$ . Pre kvantifikáciu efektu zavádzame parameter tzv. *stĺpcovej hustoty* vodíka,  $N_H$ , ktorá nám udáva počet neutrálnych atómov vodíka v stĺpci so základňou 1 cm<sup>2</sup> v smere pozorovania. Horný panel na obr. 2 znázorňuje, ako tento parameter v symbiotickej

dvojhviezde počítame. Jednoducho sumarizujeme koncentrácie v každom kubickom centimetri pozdĺž lúča pohľadu cez neutrálnu časť hviezdneho vetra. Presným výpočtom dostaneme hodnoty  $N_H \approx 10^{20}$  až  $10^{24}$  častíc na  $1 \text{ cm}^2$  (t. j. v stĺpci od pozorovateľa až po ionizačnú hranicu so základňou  $1 \text{ cm}^2$ ), podľa toho, cez akú časť neutrálneho hviezdneho vetra horúci objekt pozorujeme.

### 3.2. Efekt útlmu ultrafialového žiarenia

Za predpokladu najjednoduchšej ionizačnej štruktúry, ktorá je znázornená na obr. 2, je hodnota  $N_H$  závislá od orbitálnej fázy, najmä pre sústavy

s vysokým sklonom dráhy. Obrázok 2 ukazuje príklady ultrafialového spektra zákrytovej sústavy EG And meraného v rôznych orbitálnych fázach. Vo fáze  $\phi \sim 0,95$ , teda asi 18 stupňov pred dolnou konjunkciou červeného obra, prechádza svetlo od horúcej hviezdy v smere k pozorovateľovi cez značnú časť oblasti neutrálneho vodíka, a teda možno očakávať silný vplyv Rayleighovho rozptylu. Výsledkom je široké minimum lievikovitého profilu okolo čiar  $\text{Ly-}\alpha$   $\lambda 1216$ , ktoré je spôsobené rozptylom žiarenia na  $9,4 \times 10^{22}$  neutrálnych atómov vodíka. Túto situáciu znázorňuje horný panel obr. 2. Pri pozorovaní dvojhviezdy v polohách bližších k spodnej konjunkcii obra bude žiarenie horúcej hviezdy prechádzať cez silnejšiu vrstvu neutrálneho vodíka ( $N_H \approx 10^{23}$  alebo viac) a teda efekt rozptylu bude výraznejší – minimum bude širšie, k útlmu môže dochádzať už od vlnovej dĺžky  $1500 \text{ \AA}$ . Pre sústavy s vysokým sklonom dráhy dôjde v okolí dolnej konjunkcie obra ( $\phi \sim 0 \pm 0,05$ ) k úplnému zákrytu horúcej hviezdy. Jej príspevok zo spektra zmizne. Viditeľné bude len žiarenie okolitej hmloviny, ktorej časti nie sú predmetom zákrytu (obr. 2). Spojité žiarenie ultrafialového spektra je prakticky nulové, prítomné sú len emisné čiar vysokioionizovaných prvkov, avšak chýbajú také, ktoré sa tvoria v blízkosti horúcej hviezdy (napr.  $\text{He II } \lambda 1641$ ,  $\text{NV } \lambda 1240$ ). V takomto prípade hodnota  $N_H$  enormne narastá (teoreticky do nekonečna), jej určenie nie je možné. Naopak, vo vzdialenejších polohách, v blízkosti ionizačnej hranice zo strany neutrálnej zóny, sú hodnoty  $N_H$  minimálne a v orbitálnych fázach  $\phi > \phi_0$ , t. j. v oblasti ionizovaného vetra (viď obr. 2), svetlo horúcej hviezdy už neprechádza cez neutrálny vodík, a teda Rayleighov rozptyl sa nemôže uplatniť. Obrázok 2 ukazuje príklad odpovedajúceho spektra pozorovaného v polohe, keď horúca hviezda je vpredu ( $\phi \sim 0,5$ ). Spektrum je charakterizované strmým profilom vzrastajúcim smerom ku kratším vlnovým dĺžkam – žiarenie horúcej hviezdy nie je utlmené.

### 3.3. Indikácia vysokého sklonu dráhy

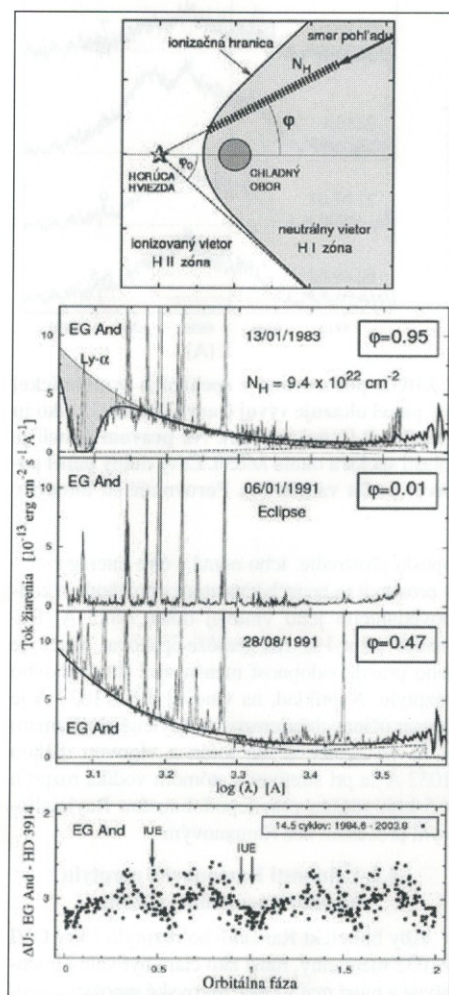
Z vyššie uvedených vlastností vyplýva, že efekt Rayleighovho rozptylu je zároveň indikátorom vysokého sklonu dráhy. Keď si predstavíme neutrálnu zónu vodíka priestorovo, ako rotačný kužel symetrický s osou dvojhviezdy a vrcholovým uhlom  $\phi_0$ , potom pre taký sklon dráhy  $i$ , pre ktorý platí  $90^\circ - i > \phi_0$ , efekt Rayleighovho rozptylu nebude pozorovateľný v žiadnej polohe. Opačne, výrazný útlm spojitého žiarenia v ďalekej UV oblasti znamená, že žiarenie horúcej hviezdy prechádza cez hrubú vrstvu neutrálneho vodíka ( $N_H \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  a viac), čo je možné len vtedy, keď sklon dráhy sústavy voči pozorovateľovi je vysoký ( $90^\circ - i < \phi_0$ ). Jediným zdrojom neutrálnych častíc je totiž obor, ktorý so svojím horúcim súputníkom zdieľa spoločnú rovinu obežnej dráhy. V prípade tzv. pokojných symbiotických hviezd, u ktorých sme zatiaľ nezaznamenali žiadne vzplanutie (napr. EG And, SY Mus, RW Hya), je efekt Rayleighovho rozptylu jediným prostriedkom umožňujúcim odhadnúť sklon obežnej dráhy. Svetelné krivky týchto symbiotík totiž vykazujú periodické vlnenie – minimá sú veľmi široké, nemožno ich prísúdiť zákrytovému efektu. Obrázok 2 ukazuje príklad takejto svetelnej krivky pre EG And. Ako vieme z Rozpravy II, počas pokojných fáz je dominantným príspevkom svetla v optickej oblasti spektra žiarenie hmloviny, ktorá

v dvojhviezde zaujíma veľmi rozsiahly priestor. Periodické variácie sú spôsobené rozdielnou nepriezračnosťou hmloviny pri pozorovaní v rôznych polohách. Z týchto dôvodov sa usudzovalo, že EG And pozorujeme pod uhlom približne 45 stupňov, ako tomu nasvedčovala diskusia funkcie hmotnosti a modelovanie svetelnej krivky. Avšak analýza UV spektier, systematicky získavaná IUE družicou, odhalila vplyv a význam Rayleighovho rozptylu a jednoznačne tak ukázala, že uhol sklonu symbiotických hviezd EG And, SY Mus a RW Hya je veľmi vysoký, napriek tomu, že ich svetelné krivky nevykazujú ani náznak zákrytového javu.

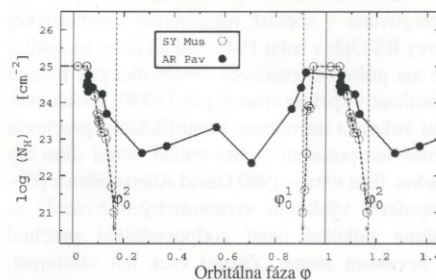
### 3.4. Mapovanie geometrickej štruktúry neutrálnej oblasti

Pokiaľ máme dostatočné množstvo pozorovaní v ultrafialovej oblasti spektra počas orbitálneho pohybu, efekt Rayleighovho rozptylu poskytuje informáciu o rozložení neutrálnej látky v dvojhviezde. Obrázok 3 ukazuje meranie stĺpcovej hustoty neutrálneho vodíka pre pokojnú sústavu SY Mus a aktívnu sústavu AR Pav. Obidve sú známe ako zákrytové sústavy. V prípade SY Mus pozorujeme silný útlm ďalekého UV žiarenia len v blízkosti spodnej konjunkcie obra, približne vo fázach  $\phi \sim 0 \pm 0,05$ . Avšak, ako je z obrázku vidno, neutrálny vodík je rozložený nesymetricky vzhľadom na čas konjunkcie. Pred konjunkciou, približne od fázy 0,9, počet atómov vodíka narastá rýchlo, zatiaľ čo po konjunkcii pozorujeme pomalší pokles. Podľa obr. 2 (schéma na hornom paneli) to znamená, že uhol  $\phi_0$ , ktorý vymedzuje rozsah neutrálnej zóny, je po konjunkcii ( $\phi_0^2$  na obr. 3) väčší než pred ňou ( $\phi_0^1$ ). Túto asymetriu rozloženia neutrálnej hmoty v sústave možno vysvetliť ako dôsledok orbitálneho pohybu obra. V oblastiach v smere jeho pohybu, ktoré pozorujeme vo fázach okolo 0,9, obor častice v priestore dvojhviezdy svojím orbitálnym pohybom dohaňa. Tieto oblasti sú preto hustejšie a menej rozsiahle než redšie a rozsiahlejšie oblasti za obrom. Tento efekt možno prirovnať k „zametaniu“ častíc obrom v dvojhviezde.

Zaujímavým príkladom rozloženia neutrálnej látky v dvojhviezde sú aktívne symbiotické sústavy s vysokým sklonom dráhy, u ktorých pozorujeme zoslabenie ďalekého ultrafialového žiarenia Rayleighovým rozptylom v ľubovoľnej orbitálnej fáze. Znamená to, že neutrálna látka obklopuje celú dvojhviezdu, minimálne v rovine obežnej dráhy. Obrázok 3 ukazuje príklad AR



Obrázok 2: Horný panel znázorňuje schému ionizačnej štruktúry symbiotickej dvojhviezdy EG And v rovine jej obežnej dráhy. Hrubá čiara rozdeľuje priestor na ionizovanú a neutrálnu časť. Rayleighov rozptyl môže byť pozorovateľný len v prípade, keď vektor smeru pohľadu prechádza cez neutrálnu oblasť hviezdneho vetra obra (sivá časť). Kužel neutrálneho vodíka je určený uhlom  $\phi_0$ . Hrubá šrafovaná čiara znázorňuje fyzikálny význam stĺpcovej hustoty vodíka pozdĺž smeru pozorovania. Stredné panely ukazujú UV spektrá EG And v rôznych polohách: Pred konjunkciou (fáza 0,95) je spojené žiarenie v okolí  $\text{Ly-}\alpha$  utlmené Rayleighovým rozptylom (sivá časť), v polohe konjunkcie ( $\phi \sim 0$ ) nastáva totálny zákryt horúcej hviezdy obrom a z opačnej strany ( $\phi \sim 0,5$ ) sa efekt Rayleighovho rozptylu neuplatňuje. Spodný panel ukazuje svetelnú krivku EG And, ktorá nemá žiadne charakteristiky zákrytovej sústavy, napriek tomu, že jej rovinu obežnej dráhy vidíme pod uhlom takmer 90 stupňov.



Obrázok 3: Stĺpcová hustota neutrálneho vodíka  $N_H$  ako funkcia orbitálnej fázy pre pokojnú sústavu SY Mus a aktívnu sústavu AR Pav. V prvom prípade sa neutrálna látka pozoruje len v okolí spodnej konjunkcie obra (má však nesymetrický tvar), zatiaľ čo v druhom prípade je neutrálny vodík indikovaný z ľubovoľného smeru. Obidve sústavy sú zákrytové.

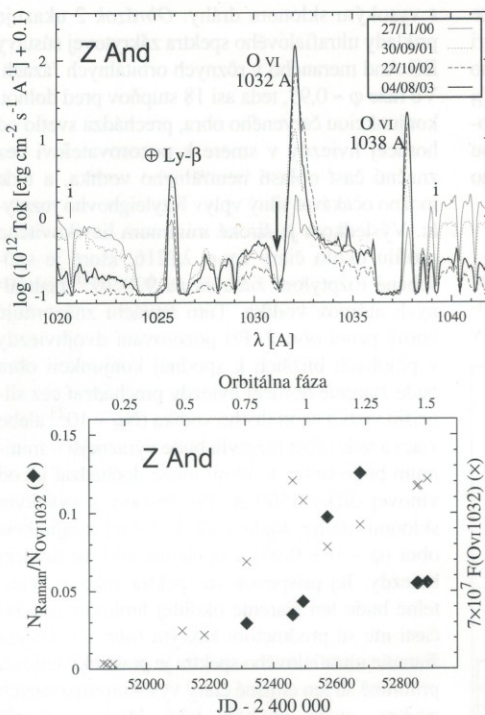
Pav. V okolí dolnej konjunkcie obra slúpcová hustota neutrálneho vodíka dosahuje maximálne hodnoty a jej profil v závislosti od orbitálnej fázy je podobný ako pre pokojné symbiotické hviezdy, napríklad SY Mus na obr. 3. Vo fázach vzdialenejších od konjunkcie sú slúpcové hustoty vodíka o 1 až 2 rády nižšie. Z Rozpravy I vieme, že pozorovanie neutrálnej látky z hocakej polohy okolo celej sústavy s vysokým sklonom dráhy je prechodný jav, ktorého prítomnosť je spojená s aktívnou sústavou. Pri prechode do pokojnej fázy prejav neutrálneho vodíka zostanú pozorovateľné len v okolí dolnej konjunkcie obra, ako v pokojných sústavách. Vysvetlenie takého správania možno hľadať v zmene ionizačnej štruktúry počas aktívnych fáz. Vieme, že počas aktivity dochádza k tvorbe opticky hrubého disku okolo horúcej hviezdy v rovine jej dráhy, ktorého okrajové časti sú vertikálne rozšírené a svietia pri teplotách výrazne nižších (20 až 30 tisíc kelvinov) než centrálna hviezda (100 tisíc kelvinov a viac). Takáto geometrická a teplotná štruktúra aktívneho objektu spôsobí prudký pokles ionizácie vodíka v rovine disku, t.j. v rovine obežnej dráhy zložiek dvojhviezdy, pretože žiarenie s teplotou 25 000 K nie je prakticky schopné vodík ionizovať. Naopak, oblasti nad a pod diskom, ktoré sú v priamom dosahu žiarenia centrálnej hviezdy, zostávajú ionizované. Za týchto okolností sa neutrálny vodík hviezdneho vetra obra môže nachádzať v okolí obežnej dráhy, v „ionizačnom tieni“ okrajových častí disku, a tak spôsobovať pozorovaný útlm UV žiarenia Rayleighovým rozptylom, bez ohľadu na orbitálnu fázu pozorovania. Keď sa disková „obálka“ rozplynie, prestane tieniť ionizujúce žiarenie z centra, čo umožní ionizáciu aj oblastí v rovine dráhy. Sústava tak prechádza do štádia pokoja, Rayleighov rozptyl sa v týchto častiach dvojhviezdy prestane uplatňovať.

Merania slúpcovej hustoty ako funkcie orbitálnej fázy nám poskytuje dôležité informácie o rozložení a štruktúre neutrálneho materiálu v sústave.

## 4. Ramanov rozptyl

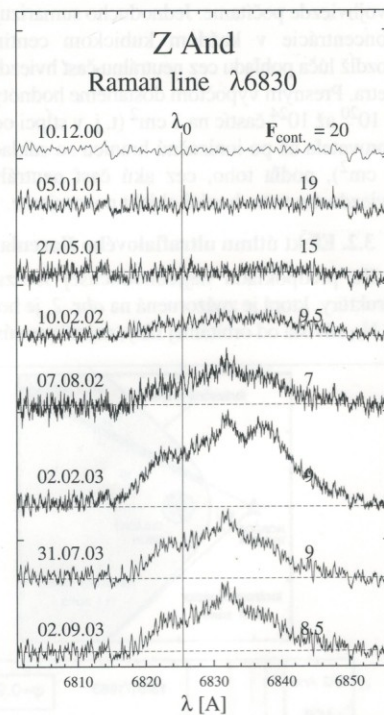
### 4.1. Základné vlastnosti

K najvýraznejším prejavom Ramanovho rozptylu v spektrách symbiotických hviezd patrí rozptyl fotónov rezonančného dubletu 5-krát ionizovaného kyslíka, OVI  $\lambda 1032$  a  $\lambda 1038$  Å, na atómoch neutrálneho vodíka, ktorého výsledkom sú široké emisné pásy v okolí vlnovej dĺžky 6830 a 7088 Å. Prítomnosť týchto emisií bola prvý raz detegovaná v spektre rekurentnej symbiotickej novy RS Oph v roku 1945. Od tej doby sa zistilo, že asi polovica známych symbiotických hviezd obsahuje v spektre silnejší pás  $\lambda 6830$ . Avšak svojou šírkou a neznámou identifikáciou prechodu zostávala podstata týchto emisií veľmi dlho záhadou. Ešte v roku 1980 David Allen (jeden z priekopníkov výskumu symbiotických hviezd) sa márne pokúšal nájsť zodpovedajúci prechod v hocakom atóme. Zhrnul však ich vlastnosti, ktoré ukázali na vzájomné súvislosti medzi pásmi. Zistil, že pás  $\lambda 6830$  sa vyskytuje výlučne v spektrách symbiotických hviezd. Slabší pás v okolí  $\lambda 7088$  je prítomný len v tých spektrách, ktoré obsahujú silnú emisiu  $\lambda 6830$ , pričom intenzity oboch pásov vzájomne korelujú – pomer ich intenzít  $I(6830)/I(7088) \approx 4$ . Typická šírka pásov je okolo 20 Å a ich profily sú porovnateľné. Pozorovania



Obrázok 4: Efekty Ramanovho rozptylu čiar OVI  $\lambda 1032$ , pozorované v spektrách symbiotickej hviezdy Z And počas jej nedávnej aktivity. Ľavý horný panel ukazuje vývoj čiar OVI  $\lambda 1032$ , ako ju zmerala družica FUSE (šípka označuje absorpčnú zložku P-Cygni profilu). Na pravom paneli je zodpovedajúci vývoj jej rozptýlenej časti v optickej oblasti spektra okolo  $\lambda 6830$ . Ľavý dolný panel potom znázorňuje efektivitu tohto rozptylu (plné štvorce) podľa vzťahu (1). Porovnané sú intenzity OVI čiar v relatívnej škále (krížiky).

tiež ukázali, že pás  $\lambda 6830$  sa vyskytuje len v takých objektoch, ktoré v svojich spektrách obsahujú emisné čiar vysokoionizovaných prvkov, ako napríklad [FeVII], NeV. Toto naznačovalo, že zdrojom pásu  $\lambda 6830$  je ión s ionizačným potenciálom vyšším ako 100 eV. Hádanka emisných pásov  $\lambda 6830$  a  $\lambda 7088$  v spektrách symbiotických hviezd bola vyriešená až v roku 1989 za pomoci atómovej fyziky. Vtedy prof. Nussbaumer (viac ako polovicu svojej kariéry pracoval v oblasti atómovej fyziky) so svojou skupinou navrhol a jednoznačne zdôvodnil vznik a pozorované vlastnosti týchto emisných pásov ako výsledok Ramanovho rozptylu rezonančných čiar OVI  $\lambda 1032$  a  $\lambda 1038$ , na atómoch neutrálneho vodíka. Podstata spočíva v tom, že OVI čiar sú často extrémne intenzívne a súčasne sa v spektre nachádzajú blízko vodíkovej čiar Ly- $\beta$   $\lambda 1025.72$ . To znamená, že fotóny týchto čiar môžu atóm vodíka excitovať do intermediálneho stavu „poď“ 3. hlavnej hladiny, ktorý pri stabilizácii do 2. hlavnej hladiny vyžiari ramanovsky rozptýlený OVI fotón v okolí  $\lambda 6830$  a zvyšná energia, zodpovedajúca prechodu z 2. do základnej hladiny, sa potom vyžiari v čiare Ly- $\alpha$ . Schematický hladinový diagram pre Ramanov rozptyl čiar OVI  $\lambda 1032$  je ukázaný na obr. 1 vpravo. Pravdepodobnosť Ramanovej konverzie je tiež extrémne malá. Pre danú vlnovú dĺžku je dokonca menšia než pre proces Rayleighovho rozptylu. Táto skutočnosť vyplýva z ich rozdielnej podstaty. Rayleighov rozptyl sa totiž môže opakovať viackrát, lebo sa pri ňom vyžiari fotón tej istej vlnovej dĺžky, ktorý tak môže podstúpiť ďalší proces rozptylu. Proces sa opakuje n-krát, pokiaľ sa fotón nedostane z neutrálneho prostredia von, nie je v ňom pohltý alebo rozptýlený ramanovsky. Na strane druhej, OVI fotón, ktorý sa raz rozptýli ramanovsky, okamžite



opúšťa prostredie, lebo nemá s čím interagovať – v prostredí sa nenachádza atóm s prechodom zodpovedajúcim jeho vlnovej dĺžke 6825 Å. Ramanov rozptyl sa teda nemôže opakovať, a preto je jeho pravdepodobnosť menšia než Rayleighovho rozptylu. Napríklad, na vlnovej dĺžke 1032 Å je pomer účinných prierezov  $\sigma(\text{Rayleigh})/\sigma(\text{Raman}) \approx 5$ . To znamená, že fotón s vlnovou dĺžkou 1032 Å sa pri stretnutí s atómom vodíka rozptýli s 5-krát väčšou pravdepodobnosťou Rayleighovým procesom než Ramanovým.

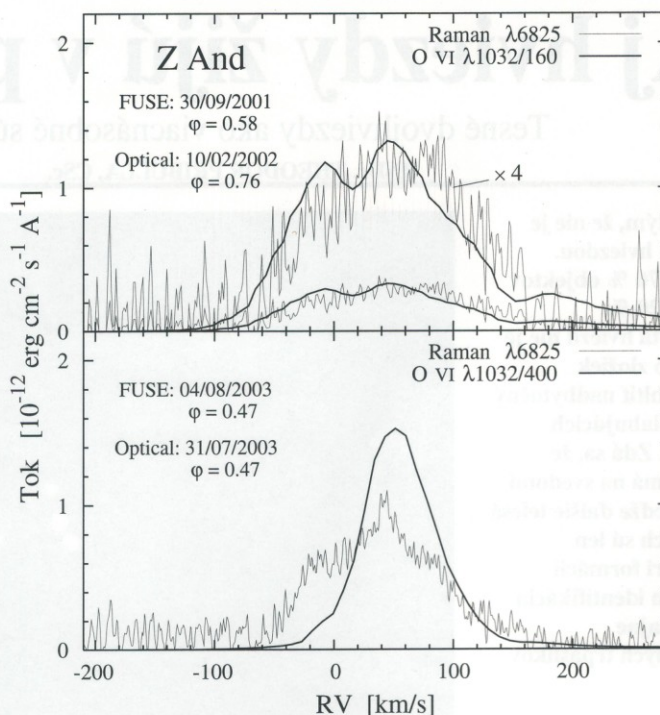
### 4.2. Účinnosti Ramanovho rozptylu a veľkosť neutrálnej oblasti

Aby bol efekt Ramanovho rozptylu čiar OVI  $\lambda 1032$  merateľný, musí táto čiara byť veľmi intenzívna a musí mať v ceste obrovské množstvo neutrálneho vodíka. Zhodou okolností emisné čiar OVI  $\lambda 1032$  a  $\lambda 1038$  patria k najsilnejším (sú to rezonančné čiar; prechody sú veľmi pravdepodobné lebo končia v základnom stave). Obrázok 4 (ľavý horný panel) ukazuje tieto emisie pre symbiotickú hviezdu Z And ako ich počas jej nedávneho vzplanutia zmerala družica FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer). Pokúsme sa odhadnúť jej svietivosť. Asi 1,5 až 2 roky po začiatku vzplanutia dosahovala emisná produkovaná čiarou OVI  $\lambda 1032$  maximálne hodnoty okolo  $1,6 \times 10^{-9}$  ergov vyžarovaných každú sekundu plochou  $1 \text{ cm}^2$  v mieste pozorovania. Do celej sféry potom hviezda vyžarovala  $4\pi d^2$  krát viac, teda okolo 100 Slŕnk pre vzdialenosť  $d = 1,5$  kpc, a to len jedinou čiarou(!). Dá sa ľahko ukázať, že fotónový plyn takto silného žiarenia má aj vo veľkých vzdialenostiach od zdroja, napríklad 100 slnečných polomerov, kde sa už môže stretávať s neutrálnym vodíkom hviezdneho vetra obra, hustoty rádo vo  $10^9$  fotónov na kubický centimeter

(z rovnice kontinuity: počet fotónov produkovaných do priestoru za jednotku času =  $4\pi r^2 \times$  koncentrácia  $\times$  rýchlosť svetla). V týchto vzdialenostiach (najmä na spojnicí zložiek dvojhviezdy alebo v jej okolí) sa aj neutrálny vodík nachádza v podobných koncentráciách, a to vo vrstvách so stĺpcovou hustotou  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  a viac. Možno teda očakávať relatívne silný, (v závislosti na účinnosti rozptylu; viď ďalej), efekt Ramanovho rozptylu. Z vyššie uvedeného je zrejmé, že pokiaľ jedna zložka bude veľmi slabá (či už samotná OVI  $\lambda 1032$  čiara alebo nedostatočné množstvo rozptyľovačov vo forme neutrálneho vodíka), efekt Ramanovho rozptylu bude sotva pozorovateľný. Opačne, pri vysokej emisivite OVI  $\lambda 1032$  čiary a veľmi rozsiahlej oblasti vodíka v sústave možno očakávať aj relatívne výrazný výsledok rozptylu – silný emisný pás  $\lambda 6830$ . Z hľadiska rozsahu neutrálneho vodíka je dôležité, aká časť „oblohy“ zdroja OVI fotónov je vodíkom pokrytá, teda je OVI fotónmi „viditeľná“. Pokiaľ teda budeme mať zmeraný tok žiarenia pôvodnej OVI čiary, napr.  $F_{1032}$ , a jej rozptýlenej časti,  $F_{\text{Ram}}$ , budeme môcť usudzovať, ako je v danej sústave neutrálna látka rozložená. Z týchto dôvodov je užitočné zaviesť účinnosť  $\eta$  Ramanovho rozptylu ako pomer počtu rozptýlených fotónov k počtu pôvodných OVI fotónov. Teda, napríklad pre čiary OVI  $\lambda 1032$  možno účinnosť procesu vyjadriť ako

$$\eta = N_{\text{Ram}}/N_{1032} = (F_{\text{Ram}}/h\nu_{\text{Ram}})/(F_{1032}/h\nu_{1032}) = 6,614 \times F_{\text{Ram}}/F_{1032}, \quad (1)$$

kde faktor  $6,614 = \lambda 1031,92/\lambda 6825,44$ , a laboratórna vlnová dĺžka Ramanovej čiary je  $6825,44 \text{ \AA}$ . V profile OVI čiary často pozorujeme silnú absorpciu zo strany kratších vlnových dĺžok, ktorá vytvára tzv. P-Cygni typ profilu (obr. 4 vľavo hore), a tak posunie centrálnu vlnovú dĺžku emisie viac k dlhším vlnovým dĺžkam, a teda aj jej Ramanov rozptýlený náprotivok, ktorý preto pozorujeme okolo  $6830 \text{ \AA}$ , a nie okolo  $6825 \text{ \AA}$  (obr. 4 vpravo). Právý panel obrázku 4 znázorňuje vývoj ramanovsky rozptýlenej čiary OVI  $\lambda 6830$  pozdĺž hlavného vzplanutia Z And v období od decembra 2000 (optické maximum) do septembra 2003. Neprítomnosť (presnejšie nemerateľnosť) tejto emisie na začiatku vzplanutia, keď Z And bola najjasnejšia, pravdepodobne súvisela s veľmi nízkou emisíou pôvodnej čiary OVI  $\lambda 1032$  v dôsledku nízkej ionizačnej schopnosti horúcej hviezdy, ktorá, ako vieme z Rozpravy I, sa môže na začiatkoch vzplanutí výrazne ochladiť. Podľa obrázku 4 bol Ramanov pás  $\lambda 6830$  merateľný až v r. 2002 za súčasného prudkého zosilnenia čiary OVI  $\lambda 1032$ . Pozorovaná účinnosť Ramanovej konverzie 3 až 4 percentá (obr. 4 vľavo dole) znamená, že muselo dôjsť aj k zodpovedajúcemu rozšíreniu neutrálnej zóny v dvojhviezde. Podľa vzťahu (1) by totiž samotné zvýšenie intenzity čiary OVI viedlo k poklesu účinnosti Ramanovho procesu. Táto situácia je pravdepodobne výsledkom výrazného rozšírenia oblasti 5-krát ionizovaného kyslíka, čo umožnilo OVI fotónom „vidieť“ oveľa väčšiu časť neutrálneho vetra než na začiatku vzplanutia, keď OVI zóna bola relatívne veľmi malá. K výraznému nárastu efektivity konverzie  $\lambda 1032 \rightarrow \lambda 6825$  na 10 až 12 percent došlo na prelomu rokov 2002 a 2003 (obr. 4 vľavo dole). Podľa teoretických modelov Schmida (1996, Monthly Notices, 282, 511) by neutrálna látka



Obrázok 5: Porovnanie profilu čiary OVI  $\lambda 1032$  s jej Ramanovsky rozptýleným náprotivkom v okolí  $\lambda 6830$  zo začiatku vzplanutia Z And (hore) a pri prechode sústavy do pokojnej fázy (dole). Porozorovaný tok žiarenia OVI čiary je nasčkalovaný podľa rozptýlenej čiary.

mala zaujímať až jednu polovinu „OVI oblohy“. Túto prechodnú situáciu možno vysvetliť ako dôsledok rozplynutia sa diskovej obálky okolo horúceho objektu. Odstránením tohto bloku tak OVI fotóny mohli preniknúť do najhustejších vrstiev neutrálneho hviezdneho vetra v rovine obežnej dráhy a súčasne sa uvoľnila aj cesta pre hviezdny vietor horúcej zložky v tejto oblasti. Následne došlo k zrážke s masívnym vetrom obra, čo rozdelilo priestor dvojhviezdy na dve približne rovnaké časti neutrálnej a ionizovanej hmoty, čo je v súlade s pozorovaným nárastom účinnosti Ramanovho procesu. Ku koncu aktivity, na sklonku r. 2003, sa podmienky v Z And ustálili a boli blízke tým z pokojnej fázy. Zvýšenie emisie čiary OVI  $\lambda 1032$  a pozorovaná efektivita Ramanovho procesu okolo 5 percent znamenala pokles rozmerov neutrálneho vodíka, ktorý zaberal približne jednu tretinu „OVI oblohy“. Geometrická štruktúra neutrálnej látky bola už zrejme blízka ionizačnému modelu pre vysokú schopnosť ionizácie žiarenia horúcej hviezdy (obr. 2 v Rozprave II), akú pre Z And pozorujeme vo fázach pokoja.

Parameter efektivity Ramanovho rozptylu nám dáva informáciu predovšetkým o veľkosti neutrálnej oblasti v symbiotickej sústave.

#### 4.3. Profil OVI $\lambda 6830$ čiary a kinematika neutrálnej oblasti

Ďalšie informácie, najmä o kinematike neutrálnej látky, možno odhadovať porovnaním profilov pôvodnej čiary OVI (napr.  $\lambda 1032$ ) a jej rozptýlenej časti ( $\lambda 6830$ ). Pri porovnávaní týchto čiar však musíme vziať do úvahy zodpovedajúcu transformáciu intervalu radiálnych rýchlostí ( $\Delta RV$ ), respektíve vlnových dĺžok ( $\Delta \lambda$ ). Z princípu zachovania energie Ramanovho rozptylu:  $h\nu(1032) = h\nu(\text{Ly-}\alpha) + h\nu(\text{Ram})$  (obr. 1 vpravo), sa dá ľahko odvodiť, že  $\Delta RV(1032) = \Delta RV(\text{Ram})/6,614$ ,

respektíve  $\Delta \lambda(1032) = \Delta \lambda(\text{Ram})/[6,614]^2$ , kde faktor  $6,614$  má ten istý význam ako vo vzťahu (1). Táto vlastnosť Ramanovej konverzie tak vysvetľuje, prečo sú rozptýlené čiary také široké. V praxi, pokiaľ máme k dispozícii len rozptýlenú zložku, musíme jej šírku vo vlnových dĺžkach (napríklad  $20 \text{ \AA}$ ) podeliť faktorom  $[6,614]^2 = 43,745$ , aby sme dostali zodpovedajúcu šírku pôvodnej (nerozptýlenej) OVI čiary ( $0,46 \text{ \AA}$ ), a tak správne usudzovali o kinematike prostredia v blízkosti horúcej hviezdy, kde čiara OVI  $\lambda 1032$  najčastejšie vzniká. Pre tento príklad ide o rýchlosti okolo  $130 \text{ km/s}$  (tepelné a turbulentné pohyby v plazme, ako aj hviezdny vietor). Na obrázku 5 porovnávame profily obidvoch čiar zo začiatku vzplanutia Z And, po prvom zázname  $\lambda 6830$  emisie, a na jeho konci, pri prechode sústavy do pokojnej fázy. V prvom prípade

sú profily obidvoch čiar veľmi podobné, čo znamená, že rozptýľujúce prostredie sa takmer nepohybovalo vzhľadom na dopadajúce OVI  $\lambda 1032$  fotóny. Túto situáciu možno vysvetliť prítomnosťou opticky hrubého materiálu diskového tvaru okolo horúcej hviezdy, ktorý blokuje OVI žiarenie v rovine obežnej dráhy, ktoré tak môže „vidieť“ len vonkajšie časti neutrálneho vetra. Ich stĺpcové hustoty neutrálneho vodíka v smere ku zdroju OVI fotónov sú relatívne malé, ako aj ich radiálna rýchlosť vzhľadom na smer OVI žiarenia. Výsledkom je len slabá emisná Ramanovho pásu s profilom, ktorý kopíruje nerozptýlenú OVI čiary. Plytké minimum v centrálnej časti profilu sa prisudzuje vlastnej absorpcii v blízkosti horúcej hviezdy. Ku koncu aktívnej fázy v r. 2003, rozptýlená čiara vyvinula výraznú zložku posunutú asi  $-40 \text{ km/s}$  relatívne k profilu pôvodnej čiary OVI  $\lambda 1032$ . Pri prechode do pokojnej fázy, keď došlo k rozplynutiu diskovej obálky, OVI fotóny začali ožarovať zo smeru od horúcej hviezdy aj expandujúci neutrálny vietor obra v rovine dráhy. V takom prípade Ramanove fotóny v „modrom“ krídle vznikajú v najhustejších neutrálnych oblastiach okolo osi dvojhviezdy, ktoré sa pohybujú proti OVI fotónom, a teda sú dopplerovsky posunuté ku kratším vlnovým dĺžkam. Podrobnejší popis štruktúry horúceho objektu počas nedávnej aktivity Z And nájdete v práci autora publikovanej v Astronomy & Astrophysics, 453, 279-293 (2006), alebo na <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0603718>.

V nasledujúcej časti „Rozpravy o symbiotických hviezdach“ si predstavíme problematiku ich hviezdnych vetrov.

AUGUSTIN SKOPAL  
Astronomický ústav SAV