

rodní standardy technického vybavení kosmických objektů a kvalifikace posádek. Auto musí mít technický průkaz, totéž platí pro letadla i pro lodě. Jenom kosmická tělesa technický průkaz nepotřebují. Zatím jsou kosmická tělesa vypouštěna zodpovědnými organizacemi v rukou států nebo v rukou agentur, což jsou zase organizace mezi státy, jako je Evropská kosmická agentura.

Jak to bude v budoucnu? Co když opravdu nějaký stát nebo soukromá společnost začne vypouštět družice, nepodepíše žádnou z mezinárodních smluv a začne šetřit na bezpečnosti, což je nejjednodušší úspora? Zabránit tomu lze jen mezinárodní dohodou, která by měla být přijata dřív než bude pozdě.

Kdo to vše může udělat? Astronomové ne. Ti mohou jenom ukázat na to, co se v kosmu děje a kterým směrem by se mělo něco dít. Ale jediná organizace, která tady může pomoci, je OSN. A tam ty diskuse jsou velice obtížné. Nicméně je to jediná naděje. Děkuji vám pěkně za pozornost. (Potlesk)

Petr Heinzel

Zářivé procesy ve hvězdných atmosférách

1. Úvod

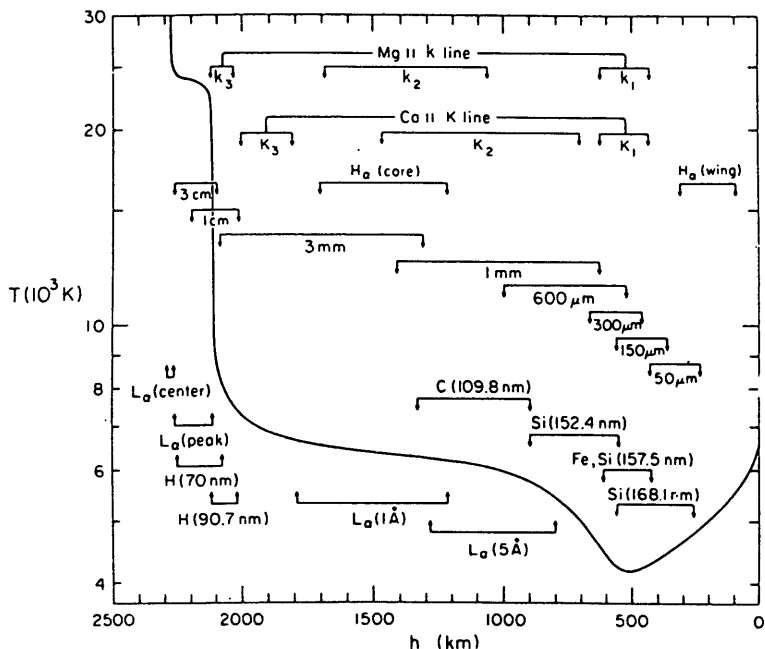
Kvantitativní analýza spektrogramů hvězd, Slunce a dalších kosmických objektů se stala již neodmyslitelnou součástí moderní astrofyziky 20. století. Není také divu, neboť téměř všechny informace o struktuře těchto vzdálených těles a o fyzikálních procesech, které v nich probíhají, jsou "zaklety" v záření, jež zachycujeme našimi přístroji. V poslední době přistupuje ke klasické spektroskopii také analýza dvourozměrných digitalizovaných obrazů, které mohou reprezentovat buď nějakou morfologickou strukturu daného objektu (např. sluneční skvrna, část mlhoviny apod.), nebo opět spektrum, avšak odpovídající plošnému objektu, což je dnes velmi aktuální např. ve sluneční fyzice. Na základě detailního rozboru přicházejícího záření jsme do jisté míry schopni určit fyzikální strukturu studovaného objektu, tj. například v případě hvězdné atmosféry průběh teploty, hustoty, tlaku nebo intenzity magnetického pole s hloubkou v atmosféře. V tom případě pak hovoříme o modelu hvězdné atmosféry. Jelikož metodika popsaná v tomto článku vychází především z teorie hvězdných atmosfér a je zcela běžně aplikována i na jiné struktury často označované za "atmosféry" - např. již zmíněná sluneční skvrna, erupce nebo filament, které jsou ve skutečnosti součástí sluneční atmosféry, budeme v dalším používat termín atmosféra resp. model atmosféry v tomto obecnějším významu.

Každou atmosféru si lze zhruba představit jako obrovskou prostorovou strukturu, sestávající se ze dvou základních složek, a to více či méně ionizovaného plynu (plazmy) a záření. Pouze ta skutečnost, že tyto dvě komponenty atmosféry na sebe vzájemně působí, nám dává možnost nahlédnout do fyzikální struktu-

ry atmosférické plazmy. Záření, nežli opustí atmosféru a vydá se na dlouhou cestu k nám, musí nejprve projít různými vrstvami plazmy s různou teplotou, hustotou atd., přičemž se modifikuje tak, že astronom má jistou možnost na základě spektrální analýzy tohoto záření určit fyzikální parametry plazmy v atmosféře. To je však pouze jedna stránka věci, které se v astrofyzice všeobecně říká spektrální diagnostika. Druhý, neméně významný aspekt teorie hvězdných atmosfér, spočívá v tom, že nejen záření se při svém průchodu atmosférou mění, ale i stav samotné plazmy je více či méně ovlivněn tímto zářením. Ve většině případů se nakonec ustaví jakýsi rovnovážný (stacionární) stav mezi plazmou a zářením, kdy nedochází k výrazným časovým změnám v jedné či druhé komponentě. K pochopení takovýchto stavů je třeba zkoumat různé fyzikální procesy, které mohou vést k ustavení určitého typu tzv. energetické rovnováhy ve hvězdné atmosféře. Spektrální diagnostika spolu se studiem energetické rovnováhy dnes patří mezi nejdůležitější obory moderní astrofyziky. V matematické řeči se jedná o velmi složité systémy nelineárních integro-diferenciálních rovnic zářivé hydrodynamiky (případně magnetohydrodynamiky), které jsou tvrdým oříškem i pro současné velmi výkonné superpočítače (typu CRAY apod.), jež pracují na bázi paralelních procesorů.

Jako názorný příklad takovéto rovnovážné konfigurace nám může posloužit všem dobře známá sluneční chromosféra, kterou běžně pozorujeme např. v čáře H α vodíku pomocí úzkopásmových filtrů. Je známo, že teplota v této vyšší vrstvě sluneční atmosféry roste (obr. 1), což je v rozporu s představou klasické hvězdné atmosféry, kde unikající záření vede k ochlazení vyšších vrstev. To, že teplota vzrůstá, bylo zjištěno na základě tzv. semiempirických non-LTE modelů chromosféry, které jsou konstruovány ze spekter sluneční atmosféry v širokém rozsahu vlnových délek od rádiové oblasti až po dalekou oblast ultrafialovou. Některé spektrální čáry a kontinua, tj. úseky spojitého spektra, vznikající v různých hloubkách sluneční atmosféry, jsou rovněž uvedeny na obr. 1 - pozorování těchto čar a kontinuí nám pomáhá určit průběh teploty. Speciálně v ultrafialové oblasti pozorujeme celou řadu emisních čar různých prvků (na rozdíl od známých Fraunhoferových čar, které jsou v absorpci), jež jsou indikátory vyšší teploty (např. čáry Lyman α nebo Lyman β vodíku apod. - viz obr. 1). Podobné chromosféry byly objeveny i u mnoha dalších hvězd, což lze považovat za jeden z klíčových výsledků současné kosmické astrofyziky (tyto diagnosticky významné čáry lze pozorovat jen z družic, neboť se nalézají v oblasti vlnových délek menších než zhruba 300 nm). Ale vraťme se k našim úvahám - co tedy způsobuje ohřev chromosféry, ať již sluneční nebo hvězdné? Je jasné, že k ohřevu docházet musí a tento fakt je nutně kvantitativně zahrnout i do příslušného fyzikálního modelu - jak uvidíme dále, jedná se o speciální členy v rovnici energetické rovnováhy, která popisuje vztah mezi ohřevem plazmy a jejím ochlazením. Zatímco fyzikální mechanismy ohřevu jsou ve většině případů dost nejasné (i když velikost ohřevu můžeme kvantitativně celkem snadno určit), jedním z hlavních a nejdůležitějších mechanismů ochlazení plazmy je právě únik energie ve formě záření. Proto pozorujeme

emisní spektrum, jehož energie reprezentuje kompenzaci ohřevu plazmy. U hvězdných atmosfér roste s ohřevem i zářivé ochlazení, takže se po určité relativně krátké době (sekundy, minuty) ustaví stacionární rovnovážný stav při určité teplotě. Tato teplota však bude různá v různých hloubkách, a to v závislosti na hustotě, tlaku, stupni ionizace plazmy, ale i nelineárním způsobem na konkrétním mechanismu ohřevu.



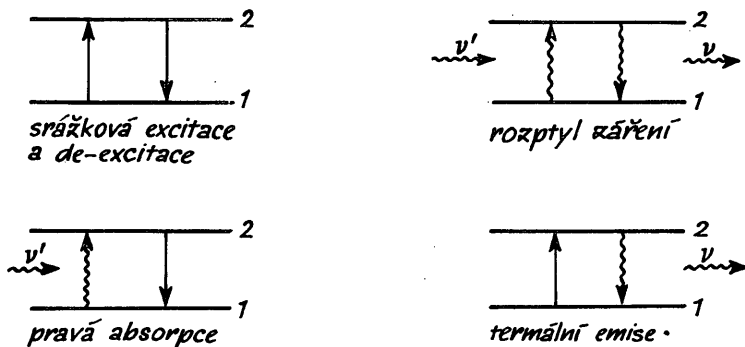
Obr. 1. Průběh teploty s hloubkou ve sluneční atmosféře podle E.H. Avretta. Na tomto obrázku jsou vyznačeny oblasti v atmosféře, kde se formují jednotlivé spektrální čáry nebo části spojitého spektra (kontinua).

2. Zářivé a srážkové procesy ve dvouhadinovém atomu

Abychom lépe pochopili základní procesy interakce plazmy a záření, o jejichž významu pro fyziku hvězdných atmosfér jsme stručně hovořili v úvodu, stačí nám pro jednoduchost uvažovat hypotetický model atomu se dvěma diskretními hladinami, mezi nimiž může docházet ke kvantovým přechodům. V literatuře o přenosu záření ve hvězdných atmosférách je představa tohoto tzv. dvouhadinového atomu již téměř klasická, neboť nám jed-

noduše a názorně ilustruje téměř všechny základní procesy a fyzikální závislosti, které se potom v daleko složitější míře uplatňují v reálných vícehladinových atomech.

Dvouhladinový systém je znázorněn na obr. 2, spolu s různými možnostmi kvantových přechodů (tj. "přeskoků" v-



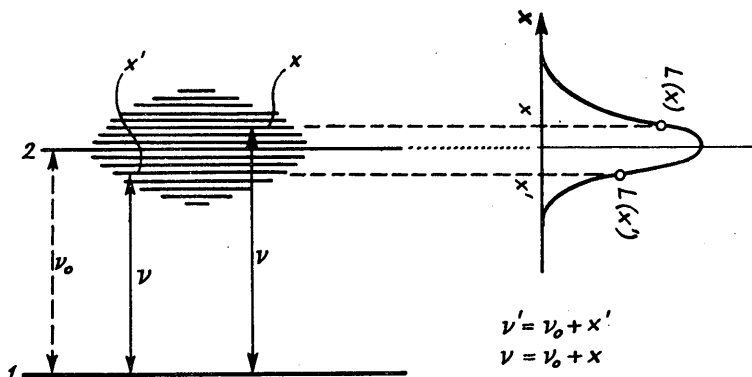
Obr. 2

zaného elektronu v závislosti na tom, zda atom interaguje se zářením (fotonem) nebo volným elektronem pohybujícím se v plazmě. K excitaci ze základního stavu (hladiny) do vzbuzeného může dojít buď pohlčením dopadajícího fotonu (ν' , \vec{n}'), kde ν' je frekvence fotonu a \vec{n}' je jednotkový vektor ve směru jeho pohybu (obojí vztaženo k souřadné soustavě spojené s atomem, tzv. atomární soustavě), nebo v důsledku nepružné srážky atomu s volným elektronem, přičemž část energie tohoto volného elektronu přejde na excitaci atomu do druhé, vyšší energetické hladiny. Tyto procesy nazýváme zářivá resp. srážková excitace, opačné (inverzní) procesy jsou potom zářivá a srážková de-excitace, přičemž při prvním z nich se vyžáří nový foton (ν , \vec{n}) - všimněme si změny jeho frekvence i směru (v tomto článku neuvážujeme třetí charakteristiku fotonu, kterou je jeho polarizace). Při srážkové de-excitaci přejde energie vázaného elektronu na energii volných elektronů plazmy, která se dále srážkami předává ostatním částicím. Jak je vidět z obr. 2, jsou možné různé kombinace těchto procesů, které mají značný fyzikální význam. V případě, že vzápětí po pohlčení fotonu (absorpci) dojde ke srážkové de-excitaci, je zřejmé, že energie fotonu byla předána okolní plazmě, foton se takzvané termalizuje a potom mluvíme o pravé absorpci. Opakem je termální (tepelná) emise, kdy se vyžáří foton po předchozí srážkové excitaci a energie tohoto fotonu $E = h\nu$ (h je zde Planckova konstanta)

jde na úkor tepelné energie plazmy $E = 3 NkT/2$, kde N je celkový počet všech volných částic, T je kinetická teplota plazmy a k je Boltzmannova konstanta. Zde již tedy máme poněkud rigoróznější vyjádření našich úvah o energetické rovnováze z předchozí kapitoly. Jestliže nějakým způsobem ohřejeme plazmu (např. disipací vln nebo v důsledku vedení tepla), zvýšíme tím kinetickou energii volných částic a tím i teplotu. Rychleji se pohybující volné elektrony však budou mít i větší pravděpodobnost nepružné srážky s atomem, čímž dojde ke srážkové excitaci (pravděpodobnost excitace v důsledku srážek s těžkými částicemi je mnohem menší a tyto procesy se zpravidla neuvažují). Atomem vyzářený foton při zářivé de-excitaci potom představuje únik energie z daného místa v prostoru ve formě záření, energie, kterou jsme předtím plazmě nějak dodali. Jak uvidíme v dalších kapitolách, je velmi podstatné, zda takto vyzářený foton může v atmosféře překonat větší vzdálenost, aniž by byl znovu termalizován v důsledku pravé absorpce - na tom závisí celý rozdíl mezi tzv. LTE a non-LTE podmínkami ve hvězdných atmosférách, o čemž ještě budeme podrobně hovořit. Jestliže výše zmíněná dodávka energie plazmě (ohřev) je časově nezávislá (tj. stá - le stejná), ustaví se nakonec jistý rovnovážný stav s rovnovážnou kinetickou teplotou T_0 .

Speciálním případem interakce atomů s fotony daného pole záření je rozptyl záření, který je často nazýván dvoufotonovým procesem - pohltí se foton (ν , \vec{n}) a vzápětí se v důsledku zářivé de-excitace (nejčastěji spontánní emise) vyzáří jiný foton (ν' , \vec{n}'). Přitom je podstatné, že prakticky nedochází k výměně energie mezi polem záření a plazmou. Rozptyl záření tedy není z hlediska energetického příliš důležitý, avšak jak uvidíme v dalších kapitolách, je to právě tento proces, který činí teorii hvězdných atmosfér značně komplikovanou, přičemž má velký význam z hlediska diagnostiky.

Obecně tedy hovoříme o absorpci (v případě následné termalizace fotonu o pravé absorpci), emisi (termální v případě předchozí srážkové excitace) a o rozptylu záření. Přirozeně se naskytá otázka, jaká je vlastně změna frekvence při rozptylu fotonu nebo jak se bude lišit frekvence fotonu vyzářeného v rámci tepelné emise od fotonu pohlceného (a potom např. "zničeného" srážkovou de-excitací). Tyto problémy jsou velmi komplikované a úzce souvisí se dvěma disciplínami teoretické fyziky: kvantovou elektrodynamikou a kinetickou teorií částic. Z kvantové mechaniky víme, že všechny excitované atomární hladiny jsou určitým způsobem "rozšířeny" (obr. 3), což je dáno např. konečnou dobou existence atomu ve vzbuzeném stavu nebo jinými mechanismy rozšíření jako je Starkův efekt apod. Na obr. 3 je znázorněn profil $L(x)$ takto rozšířené hladiny, který charakterizuje pravděpodobnost excitace atomu ze základního (nerozšířeného) stavu do určité "podhladiny" x_i horního kvantového stavu. V případě srážkové excitace nebo ozáření souboru atomů frekvenčně nezávislým polem záření dojde k takovému stavu excitace, kdy atomy souboru budou rozděleny do jednotlivých podhladin přesně s pravděpodobnostmi $L(x)$ - tento případ nazýváme přirozenou excitací. V důsledku spontánní emise potom vznikne emisní čára s rozdělením energie (tj. fotonů s energiemi



Obr. 3

$h\nu$, emitovaných jednotlivými atomy souboru) ve tvaru $L(\nu_0 + x)$. V konkrétní situaci může mít L tvar tzv. Lorentzova profilu. Kdybychom však na druhé straně ozářili soubor atomů frekvenčně závislým polem záření (např. ve tvaru spektrální čáry, která odpovídá přechodu $1 \leftrightarrow 2$ v našem dvouhladinovém atomu), budou jednotlivé podhladiny stavu 2 obsazeny "nerovnoměrně", tj. následná emise fotonů z takto excitovaného souboru atomů již nebude mít spektrální průběh $L(\nu)$. V tomto případě však existuje ještě jeden důležitý mechanismus, který je schopen i přes "nerovnoměrnou" excitaci zajistit, že emisní profil bude mít tvar L . Tímto procesem jsou pružné srážky zářivých atomů s okolními částicemi plazmy, nejčastěji s rychlými elektrony. Jestliže se totiž atom nachází momentálně v nějaké podhladině vzbuzeného stavu 2 a jestliže přitom dojde k pružné srážce s volným elektronem, potom se v důsledku takové interakce vzbuzený atomární (vázaný) elektron "vychýlí" do jiné podhladiny, z níž vzápětí dojde k emisi. Toto přerozdělení (redistribuce) excitovaných stavů v uvažovaném souboru atomů vede k emisi s profilem $L(\nu)$ a nazýváme jej úplnou redistribucí. Opačný případ, kdy k nepružné srážce během rozptylu nedojde, nazýváme koherentním rozptylem, tj. atom vyzáří foton o frekvenci $\nu = \nu'$ (mění se pouze směr $\vec{n} \neq \vec{n}'$). Ještě jednou zdůrazněme, že pružná srážka pouze "přesune" elektron z jedné podhladiny do x_1 ; jiné, zatímco nepružná vede ke změně stavu $1 \rightarrow 2$ nebo $2 \rightarrow 1$. V reálné plazmě se s určitou pravděpodobností α uplatňují jak koherentní rozptyl, tak rozptyl s úplnou redistribucí. Potom hovoříme o tzv. částečné redistribuci záření ve spektrální čáře, kterou lze psát jako lineární kombinaci obou limitních případů, tj.

$$r(\nu', \vec{n}'; \nu, \vec{n}) = (1 - \alpha) r^{\text{koh}} + \alpha r^{\text{kr}} \quad (1)$$

kde $r(\nu', \vec{n}'; \nu, \vec{n})$ je výsledná pravděpodobnost přechodu $(\nu', \vec{n}') \rightarrow (\nu, \vec{n})$ při rozptylu fotonu, r^{koh} odpovídá koherent-

nímu rozptylu, r^{kr} kompletní redistribuci a parametr α závisí na četnosti pružných srážek, která roste s hustotou a teplotou plazmy. Mimořádný význam vztahu (1) pro spektrální diagnostiku hvězdných atmosfér budeme demonstrovat později. Aby však situace byla ještě o něco složitější, musíme vzít v úvahu tepelné (nebo i jiné) pohyby zářičích atomů, v důsledku čehož dochází k dopplerovskému posuvu ve frekvencích. Výsledkem je další, tzv. dopplerovské, rozšíření absorpčních resp. emisních profilů - v případě Lorentzova rozdělení L potom dostaneme astrofyzikům dobře známou Voigtovu funkci. V důsledku tepelného pohybu atomů dojde i k určité transformaci redistribučních funkcí r , což jsou z matematického hlediska poměrně náročné operace. Rozdělení rychlostí atomů i ostatních částic v plazmě, které musíme znát, abychom mohli výše zmíněné profily a redistribuční funkce počítat, plyne, jak již bylo řečeno, z kinetické teorie. Nejčastěji používané je rovnovážné rozdělení Maxwellovo.

Otázka velikosti změny frekvence $\nu' \rightarrow \nu$ (resp. energie fotonu $h\nu' \rightarrow h\nu$), kterou jsme si před chvílí položili, tedy přímo souvisí se šířkou absorpčních resp. emisních profilů. Podstatné však je, že $x' = \nu' - \nu_0$ (resp. $x = \nu - \nu_0$) je v rámci uvažované spektrální čáry o několik řádů menší nežli frekvence přechodu ν_0 , takže změna energie fotonu např. při rozptylu $\Delta E = h |\nu' - \nu|$ je zanedbatelná ve srovnání s vlastní energií fotonu $E \approx h\nu_0$. Tato malá změna souvisí s výměnou energie mezi atomem a volným elektronem během pružné srážky. Naopak při nepružné srážce se vymění mezi plazmou a polem záření mnohem více energie - pro jednotlivý proces je to $E \approx h\nu_0$ - a to má velký význam z hlediska energetické rovnováhy, o níž jsme již předběžně hovořili.

3. Přenos záření ve hvězdných atmosférách

Dosud jsme brali v úvahu pouze lokální charakter zářivých a srážkových procesů v plazmě, tj. nezajímalo nás, co se bude dále dít s vyzářeným fotonem nebo naopak odkud, z jakého prostředí, přicházejí fotony do místa námi studované interakce. Přitom právě tento transport záření z jednoho místa na druhé je v naprosté většině případů hlavním mechanismem přenosu energie ve hvězdných atmosférách. V našich dalších úvahách se opět omezíme na nejjednodušší případ dvouhladinového atomu a využijeme přitom poznatků z předchozí kapitoly.

Pole záření v atmosféře zpravidla popisujeme veličinou zvanou intenzita záření $I(\nu, \vec{n})$, která závisí na frekvenci záření ν a na směru jeho šíření v atmosféře, který je charakterizován jednotkovým vektorem \vec{n} . Kromě frekvence a směru \vec{n} lze u fotonů ještě rozlišit jednotlivé stavy polarizace, ale tímto problémem se zde zabývat nebudeme, neboť převážná většina běžných spektrálních pozorování je prováděna bez polarizační optiky. Jestliže se na úseku ds ve směru \vec{n} intenzita záření změní o velikost dI , potom lze pro tuto změnu psát tzv. rovnici přenosu záření ve tvaru

$$dI = \left[\underbrace{-n_1 B_{12} \varphi(\nu)}_{\text{absorpce}} I + \underbrace{n_2 A_{21} \psi(\nu)}_{\text{spontánní emise}} + \underbrace{n_2 B_{21} \psi(\nu) I}_{\text{stimulovaná emise}} \right] (h\nu_0 / 4\pi) ds \quad (2)$$

(v dalším budeme pro jednoduchost vynechávat závislost I na frekvenci a směru, takže $I = I(\nu, \vec{n})$). Prvý člen na pravé straně (2) vyjadřuje absorpci (záporné znaménko), tj. úbytek záření ve směru \vec{n} na úseku ds . Množství pohlceného záření je přímo úměrné intenzitě dopadajícího záření (tj. ve většině astrofyzikálních situací, kde pole záření je relativně slabé např. ve srovnání s intenzitou záření laserů v laboratorických - tam již nastávají při absorpci nelineární efekty). Množství pohlceného záření je dále úměrné počtu atomů v základním stavu n_1 (v jednotce objemu), které jsou potenciálně schopny záření absorbovat. Koeficient $B_{12} \varphi(\nu)$ vyjadřuje pravděpodobnost absorpce v dané frekvenci vztáženou na jeden atom, přičemž B_{12} se nazývá Einsteinův koeficient a $\varphi(\nu)$ představuje absorpční profil. Podobně je tomu i se stimulovanou emisí, což je emise fotonů vyvolaná jinými fotony dopadajícími na zářící atom). Ta je naopak úměrná počtu atomů ve vzbuzeném stavu n_2 a Einsteinovu koeficientu stimulované emise B_{21} . Nakonec prostřední člen reprezentuje příspěvek k intenzitě záření v důsledku spontánní emise. Tento příspěvek je úměrný pouze počtu atomů v horním stavu a Einsteinovu koeficientu spontánní emise. Spontánní emise je většinou o několik řádů větší ve srovnání se stimulovanou emisí, především v ultrafialové oblasti spektra. Pouze tyto tři procesy, tj. absorpce a oba druhy emise, mohou změnit intenzitu záření v plazmě skládající se z hypotetických dvouhladinových atomů. Člen $h\nu_0/4\pi$ představuje energii fotonu vztáženou na jednotku prostorového úhlu.

V rovnici (2) vystupují dva různé profily: absorpční profil $\varphi(\nu)$ a emisní profil $\psi(\nu)$. Udávají normovanou hustotu pravděpodobnosti pohlcení resp. vyzáření fotonu v intervalu frekvencí $(\nu, \nu + d\nu)$, v rámci spektrální čáry, která vzniká přechodem mezi stavy 1 a 2. To znamená, že pravděpodobnost absorpce záření ve frekvenčním intervalu $(\nu, \nu + d\nu)$ bude úměrná $\varphi(\nu) d\nu$ a podobně pravděpodobnost emise bude úměrná $\psi(\nu) d\nu$. Rozdíl mezi těmito dvěma profily je způsoben rozptylem záření s částečnou redistribucí, kterou popisuje vztah (1). Řekli jsme si, že v případě úplné redistribuce je emisní profil stejný jako profil absorpční, což je v podstatě důsledek srážkového "přerozdělení" vázaných elektronů v jednotlivých atomárních podhladinách, tj. platí $\psi(\nu) = \varphi(\nu)$. Jestliže naopak k takovému přerozdělení nedojde (tj. v řídké plazmě s nečetnými srážkami), bude rozptyl víceméně koherentní a emisní profil čáry bude v sobě zahrnovat informaci o frekvenční závislosti dopadajícího (rozptylovaného) záření, jež tzv. selektivně excituje jednotlivé podhladiny. Zatímco výpočet funkce $\varphi(\nu)$ je relativně jednoduchý (např. Gaussův profil pro čistě dopplerovské rozšíření čáry nebo Voigtova funkce), výpočet emisního

profilu $\phi(\nu)$ je komplikovaný, neboť tento profil závisí jednak na detailním tvaru redistribuční funkce a dále na samotné intenzitě dopadajícího záření, kterou však chceme řešením rovnice přenosu určit. Z těchto důvodů bude druhý i třetí člen na pravé straně rovnice (2) implicitně závislý na intenzitě záření I, což je skryto v profilu $\phi(\nu)$. I když má teorie redistribučních funkcí v současné fyzice hvězdných atmosfér značný diagnostický význam (jak si ještě ukážeme na konkrétních příkladech v další části), budeme nadále pro jednoduchost předpokládat platnost úplné redistribuce, tj. položíme v (1) $\psi \equiv \phi$. Omezíme se dále na jednoduchý, ale často užívaný model planparalelní atmosféry, na kterou nedopadá z vnějšku žádné záření. Je-li z souřadnice ve směru normály k povrchu atmosféry a θ úhel mezi normálou a směrem šíření záření, lze rovnici přenosu (2) napsat ve známém tvaru

$$\cos \theta \frac{dI(\nu, \vec{n})}{d\tau_\nu} = I(\nu, \vec{n}) - S, \quad (3)$$

kde jsme zavedli místo souřadnice z tzv. optickou hloubku vztahem

$$d\tau_\nu = -(n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) (h\nu_0 / 4\pi) \phi(\nu) dz. \quad (4)$$

Funkce S se nazývá zdrojová funkce (vydatnost) a má mimořádný význam pro pochopení povahy přenosu záření v jednotlivých případech. Za předpokladu úplné redistribuce potom plyne z rovnice (2) vztah pro S:

$$S = \frac{n_2 A_{21}}{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}}, \quad (5)$$

který můžeme dále upravit užitím jednoduchých vztahů mezi Einsteinovými koeficienty na tvar

$$S = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left[\frac{g_2 n_1}{g_1 n_2} - 1 \right]^{-1} \approx \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1} \quad (6)$$

Platí, že

$$A_{21} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} B_{21} \quad \text{a} \quad g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \quad (7)$$

kde g_1 a g_2 jsou statistické váhy atomárních hladin. Druhá část vztahů (6) platí jen přibližně, a to při zanedbání stimulované emise záření. Termín "zdrojová funkce" má původ ve faktu, že právě tato funkce nám charakterizuje příspěvek k záření vystupujícímu z povrchu atmosféry, lokální příspěvek v dané hloubce, který je však ještě oslaben o absorpci na dráze směrem k povrchu. Pro naši planparalelní atmosféru to lze matematicky vyjádřit

jednoduchým integrálem

$$I_0(\nu) = \int_0^{\infty} S(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu, \quad (8)$$

kde člen $e^{-\tau_\nu}$ charakterizuje zeslabení příspěvku od zdroje S v hloubce τ_ν na dráze směrem k povrchu a $I_0(\nu)$ je potom intenzita záření, která vystupuje z atmosféry ve směru normály. Vztah (8) je totiž přímo řešením rovnice přenosu záření (3) a kdybychom znali průběh S s optickou hloubkou v atmosféře, mohli bychom přímým výpočtem integrálu (8) určit vystupující záření z povrchu naší atmosféry. Bohužel však situace je větší-
nou opačná, tj. zdrojovou funkci předem neznáme a protože S může silně záviset na intenzitě záření v dané hloubce, je problém velmi komplikovaný. Jedním z hlavních cílů tohoto článku je pokud možno názorně vysvětlit rozdíl mezi tzv. lokální termodynamickou rovnováhou (LTE) a odchylkami od ní, které označujeme jako non-LTE. Z hlediska rovnice (8) je rozdíl mezi LTE a non-LTE v tom, že v případě LTE známe funkci S předem (tj. tato funkce nezávisí na tom, jakým způsobem se přenáší záření v uvažované spektrální čáře), zatímco v případě non-LTE je zdrojová funkce silně závislá na poli záření, které má navíc značně nelokální charakter způsobený relativně dlouhou volnou dráhou fotonů. Ze statistické fyziky víme, že v podmínkách termodynamické rovnováhy resp. LTE platí Boltzmannovo rozdělení pro obsazení atomárních hladin, tj. lze psát

$$\frac{n_2^*}{n_1^*} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_0/kT}, \quad (9)$$

kde T je kinetická teplota plazmy a hvězdičku jsme označili "rovnovážné" (tj. LTE) obsazení hladin (k je Boltzmannova konstanta). Ze vztahů (6) a (9) je tedy vidět, že k určení zdrojové funkce v podmínkách LTE stačí znát teplotu plazmy. V případě non-LTE však vztah (9) již neplatí a pro určení obsazení hladin je nutné uvažovat obecnější rovnováhu, kterou lze matematicky zapsat ve tvaru (pro dvouhladinový model atomu)

$$n_1 B_{12} \bar{J} + n_1 C_{12} = n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \bar{J} + n_2 C_{21}. \quad (10)$$

Toto je tzv. rovnice statistické rovnováhy, která nám říká, že celkový počet všech přechodů $1 \rightarrow 2$ (zářivých i srážkových) za jednotku času a v jednotce objemu plazmy je přesně kompenzován stejným počtem přechodů $2 \rightarrow 1$ zpět do základního stavu atomu. Rychlost zářivých přechodů je přitom úměrná Einsteinovým koeficientům a excitace atomů dopadajícími zářeními resp. stimulovaná emise je navíc také úměrná střední intenzitě dopadajícího záření J_ν , integrované přes všechny frekvence s vahou $\varphi(\nu)$. V rovnici (10) nás zajímají všechny atomární přechody bez ohledu na to, jakou frekvenci měl např. pohlcený foton, avšak pravděpodobnost pohlcení fotonu v křídle čáry je mnohem menší nežli v jádře, což je dáno právě vahou $\varphi(\nu)$. Pro \bar{J} tedy lze psát

$$\bar{J} = \int_0^{\infty} J_\nu \varphi(\nu) d\nu \quad (11)$$

Rychlosti srážkových přechodů, vyjádřené pomocí srážkových koeficientů C_{12} resp. C_{21} , pochopitelně na poli záření nezávisější a jsou pouze funkcí teploty a hustoty volných částic v plazmě, především rychlých elektronů, které hlavně způsobují srážkové excitace a de-excitace. Přitom platí, že

$$n_1^* C_{12} = n_2^* C_{21}. \text{ Zapišeme-li formálně rovnici (10) ve tvaru}$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{R_{12} + C_{12}}{R_{21} + C_{21}} \quad (12)$$

(R_{12} a R_{21} jsou rychlosti zářivých přechodů), vidíme ihned, jak se obecný případ liší od rovnovážné situace dané vztahem (9). Konečně dosazením do (6) a užitím vztahů mezi Einsteinovými koeficienty a relace $C_{12} = (n_2^*/n_1^*) C_{21}$ získáme tvar zdrojové funkce pro dvouhladinový atom

$$S = (1 - \epsilon) \bar{J} + \epsilon B(T), \quad (13)$$

kde $B(T)$ je Planckova funkce popisující záření černého tělesa o teplotě T a parametr ϵ je definován vztahem

$$\epsilon \equiv \frac{C_{21} (1 - e^{-h\nu/kT})}{A_{21} + C_{21} (1 - e^{-h\nu/kT})} \approx \frac{C_{21}}{A_{21} + C_{21}} \quad (14)$$

Vztahy (13) a (14) mají zásadní význam pro pochopení odchylek od stavu termodynamické rovnováhy resp. lokální termodynamické rovnováhy (LTE), často uvažované ve hvězdných atmosférách. Rozhodující roli přitom hraje parametr ϵ . Je-li v plazmě dostatek srážek mezi zářivými atomy a volnými (tzv. termálními) elektrony, potom budou srážkové de-excitace značně převyšovat spontánní de-excitace, tj. bude platit $C_{21} \gg A_{21}$ a $\epsilon \rightarrow 1$. V případě dostatečného množství srážek dochází lokálně neustále k výměně energie mezi plazmou a polem záření, tak jak jsme o srážkových procesech hovořili v předchozí kapitole. Přitom za výměnu energie mezi polem záření a plazmou nelze z hlediska snahy o ustálení termodynamické rovnováhy považovat rozptyl záření, neboť při tomto procesu se nemění kinetická energie ani atomů, ani elektronů. A právě kinetická energie těchto částic určuje teplotu plazmy jakožto její základní termodynamickou veličinu. Je-li tedy $\epsilon = 1$, lze považovat plazmu za rovnovážnou s tím, že $S = B(T)$ a obsazení hladin je dáno Boltzmannovým rozdělením (9). Vztah $S = B$ dostaneme i přímým dosazením (9) do (6), neboť platí, že

$$B(T) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \quad (15)$$

Tento stav rovnováhy je v astrofyzice označován jako LTE, přesněji řečeno LTE platné pro částice. Zatímco v případě striktní termodynamické rovnováhy by i záření muselo mít tvar

Planckovy křivky (15) při stejné teplotě T ("tvarem" je zde míněna spektrální závislost $B(T)$, tj. závislost na frekvenci ν), v LTE se toto nepředpokládá - v opačném případě bychom nemohli pozorovat a hlavně teoreticky vysvětlit žádné spektrální čáry. LTE je z tohoto hlediska nekonzistentní, i když velmi praktický přístup - zatímco stav plazmy (excitace, rozdělení rychlostí částic atd.) je rovnovážný, charakterizovaný kinetickou teplotou T , intenzita záření je určována řešením rovnice přenosu ve tvaru (3), kde za S dosazujeme Planckovu funkci B a tím můžeme okamžitě nalézt výstupní intenzitu záření ze vztahu (8). Z praktického hlediska však tato nekonzistentnost nemá příliš velký význam, neboť LTE teorie velmi dobře platí v hustých vrstvách atmosféry (fotosféry hvězd a Slunce), kde lze očekávat dominující srážkové přechody.

Opačný extrém nastane, bude-li plazma relativně řídká, tj. pohlcený foton se s vysokou pravděpodobností znovu vyzáří (rozptyl) a tímto způsobem se bude záření šířit víceméně nerušeně atmosférou na velké vzdálenosti, aniž by vlastně interagovalo s plazmou formou srážkové výměny energie. Za této situace bude mít pole záření v daném místě atmosféry silně nelokální charakter, tj. jeho jednotlivé fotony budou přicházet z odlehlých míst atmosféry, kde může být zcela jiná teplota nebo hustota. Toto není případ LTE i přes jeho nekonzistentnost, neboť v podmínkách LTE je rozptyl záření (tj. jeho difuze na velké vzdálenosti) zanedbatelný ($\epsilon \rightarrow 1$ v (13)) a tím je prvý tzv. rozptylový člen potlačen). Nelokální charakter pole záření způsobí silný odklon od rovnovážného stavu plazmy, což je v případě obsazení hladin atomu charakterizováno vztahem (12), jenž je explicitně závislý na intenzitě záření (viz (11)). V tomto tzv. non-LTE případě tedy neplatí Boltzmannovo rozdělení (9), ale daleko obecnější statistická rovnováha, vyjádřená v případě našeho dvouhladinového modelu vztahem (10). Kdybychom však do (10) resp. (12) dosadili místo skutečné intenzity záření J_ν Planckovu funkci B , okamžitě bychom dostali rovnovážné rozdělení (9). Nerovnážná situace je tedy charakterizována parametrem $\epsilon \rightarrow 0$, tj. zdrojová funkce ve tvaru (13) je silně závislá na intenzitě záření a tudíž ji nelze považovat, jako je tomu v LTE, za předem známou, závislou pouze na teplotě. Jinými slovy, nerovnážné obsazení hladin je dáno dominujícími zářivými přechody, tj. platí $R_{12} \gg C_{12}$ a $R_{21} \gg C_{21}$. Potom je také $A_{21} \gg C_{21}$ a $\epsilon \rightarrow 0$. Z hlediska řešení rovnice přenosu (3) to znamená velmi nepříjemnou situaci, neboť zdrojová funkce sama závisí na intenzitě záření, kterou hledáme (do (3) musíme dosadit tvar zdrojové funkce (13)). To pochopitelně značně komplikuje vlastní numerické řešení rovnice přenosu, které se v případě non-LTE již neredukuje na prostý výpočet integrálu (8), ale představuje poměrně složité operace s maticemi.

(pokračování v příštím čísle)

KOSMICKÉ ROZHLEDY, neperiodický věstník Československé astronomické společnosti při Československé akademii věd

ročník 28 (1990)

číslo 2

Petr Heinzel

Zářivé procesy ve hvězdných atmosférách

(dokončení z č. 1/1990)

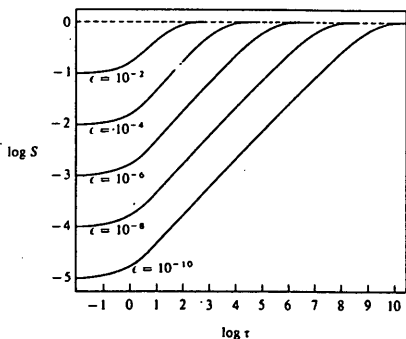
V minulých kapitolách jsme se pokusili vysvětlit základní principy teorie přenosu záření, tak jak je dnes běžně používána v astrofyzice. Především pak šlo o to ukázat, jaký je rozdíl mezi lokální termodynamickou rovnováhou ve hvězdné atmosféře (LTE) a tzv. non-LTE. K tomu účelu bylo výhodné použít zjednodušenou modelovou představu dvouhladinového atomu bez kontinua, tj. idealizovaného atomu, který má pouze dvě diskrétní kvantové hladiny. Na příkladu dvouhladinového atomu si dále ukážeme některé obecné vlastnosti řešení rovnice přenosu záření.

4. Záření jednoduchých modelových atmosfér

Při studiu hvězdných atmosfér, sluneční atmosféry a dále některých specifických plazmových útvarů, které lze v těchto atmosférách očekávat (na Slunci mnohé z nich přímo pozorujeme díky dostatečnému prostorovému rozlišení) se setkáváme se dvěma základními typy geometrií: plazmová vrstva (jakási deska) konečné tloušťky a tzv. polonekonečná atmosféra. V prvním případě se jedná o idealizovanou jednorozměrnou strukturu, jejíž jedna dimenze je konečná (tedy tloušťka vrstvy) a druhé dvě jsou nekonečné. Takováto byt i velmi zjednodušená geometrie celkem dobře reprezentuje - tj. z hlediska přenosu záření - mnohé útvary ve sluneční atmosféře jako jsou protuberance, erupce, smyčky v magnetickém poli, ale i některé struktury na hvězdách jako např. akreční disky. Polonekonečná atmosféra je klasickým pojmem v teorii přenosu záření, přičemž se v podstatě jedná o stejnou geometrii jako v prvním případě, avšak s tím rozdílem, že polonekonečná atmosféra jakožto planoparalelní jednorozměrná vrstva má teoreticky nekonečnou optickou tloušťku. Jinými slovy, na povrchu hvězdy nebo Slunce je $\tau = 0$ a v hloubce platí $\tau \rightarrow \infty$, což znamená, že nejhlubší vrstvy atmosféry již nevidíme. Existuje i pojem nekonečná atmosféra jakožto hypotetické prostředí, kde v každém jeho místě je τ nekonečné, a to ve všech směrech a pro všechny frekvence záření. Poloneko-

nečná atmosféra popisuje celkem dobře velkou většinu reálných hvězdných atmosfér včetně atmosféry sluneční, i když se v poslední době - právě díky vysokému prostorovému rozlišení, s nímž pozorujeme sluneční povrch - od této zjednodušené koncepce začíná ustupovat.

V minulosti se řada autorů detailně zabývala studiem přenosu záření ve výše uvedených atmosférách, a to v přiblížení dvouhladinového atomu tak jak byl diskutován v první části. Zde se stručně zmíníme o některých obecných zákonitostech, přičemž vyjdeme z rovnice přenosu záření v čáře (I-3) se zdrojovou funkcí ve tvaru (I-13) (římská I před číslem rovnice znamená, že se jedná o vztahy zavedené v první části článku). Tuto rovnici přenosu lze řešit různými numerickými metodami, z nichž nejčastěji používaná je tzv. Feautrierova metoda, v níž se z důvodů vyšší stability řešení převádí rovnice (I-3) na ekvivalentní integro-diferenciální rovnici druhého řádu. Jestliže přijmeme jako model atmosféry výše zmíněnou polonekonečnou atmosféru s konstantní teplotou (izotermální prostředí), příslušná řešení budou mít potom tvar znázorněný na obr. 1. Z obr. 1



obr. 1

je zřejmé, že zdrojová funkce $S(\tau)$ roste s optickou hloubkou $d\tau = -(h\nu_0/4\pi)(n_1 B_{12} - n_2 B_{21})/\Delta dz$, Δ je dopplerovská pološířka čáry. Přitom S na obr. 1 je normovaná na Planckovu funkci B , která se s hloubkou nemění (předpoklad izotermální atmosféry), takže $\log S = \log(S(\tau)/B)$ a pro limitní případ $S(\tau) = B$ je $\log S = 0$ (čárkovaná čára na obr. 1). Vzhledem k tomu, co jsme si již řekli v první části o rozdílech mezi LTE a non-LTE, by mělo platit, že pro $\epsilon \rightarrow 1$ se non-LTE zdrojová funkce blíží k B . To je formálně evidentní z definice zdrojové funkce (I-13), přičemž na obr. 1 je tato tendence rovněž zřetelně patrná s tím, že směrem k povrchu polonekonečné atmosféry se $S(\tau)$ zmenšuje ve srovnání s B . Pozorný čtenář si dokonce může povšimnout, že hodnota $S(0)$ na povrchu úzce souvisí s velikostí parametru ϵ , jehož fyzikální význam jsme podrobně diskutovali.

v první části článku. Skutečně platí, že

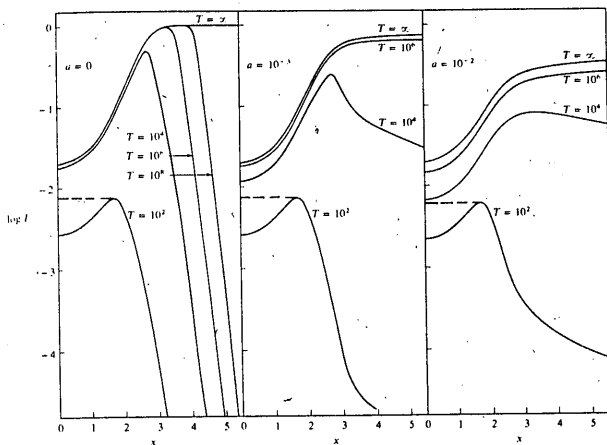
$$S(0) = \sqrt{\epsilon} B, \quad (1)$$

ovšem pouze pro tento zjednodušený model atmosféry a dvouhladinový atom (vztah (1) tedy neplatí obecně). Tento pokles zdrojové funkce směrem k povrchu izotermální atmosféry je dán únikem záření z povrchu hvězdy. Naopak v hloubce se $S(\tau)$ postupně přibližuje k B , čemuž říkáme termalizace zdrojové funkce. Termalizuje se současně pole záření, tj. $J \rightarrow B$ a potom platí pro velká τ $S = (1-\epsilon)J + \epsilon B \approx B$. Optické hloubce, v níž k termalizaci dochází, se v astrofyzice říká termalizační hloubka a často se označuje jako Λ . Analytickým rozбором speciální integrální rovnice pro $S(\tau)$, kterou lze celkem snadno odvodit z (I-3) a (I-13), se dá ukázat, že

$$\Lambda \sim C/\epsilon \quad (2)$$

pro čistě dopplerovské rozšíření spektrální čáry (C je konstanta). Takováto závislost je velmi dobře patrná na obr. 1,

Jako výsledek řešení rovnice přenosu máme tedy průběh zdrojové funkce s optickou hloubkou. To je vlastně náš hlavní cíl, neboť abychom získali spektrální profil záření vystupujícího z atmosféry, stačí už jen provést integraci v rovnici (I-8), přičemž - jak jsme si již řekli - $S(\tau)$ nezávisí v případě kompletní redistribuce na frekvenci (to také odpovídá příkladům na obr. 1). Z tvaru (I-8) a z průběhu $S(\tau)$ na obr. 1 ihned vidíme, že výstupní záření bude mít tvar absorpční čáry, tj. dostaneme něco jako absorpční Fraunhoferovy čáry pozorované ve slunečním spektru. To je znázorněno na obr. 2 pro případ $\Gamma = \infty$, kde Γ reprezentuje celkovou optickou tloušťku atmosféry. K označení na obr. 2: I je výstupní intenzita záření na povrchu



obr. 2

atmosféry (normovaná na hodnotu záření v dalekém křídle čáry, což je B), x je vzdálenost od středu čáry vyjádřená jako při-

růstek vlnové délky resp. frekvence v jednotkách Δ dopplerovské pološířky čáry, a je parametr útlumu, který nám charakterizuje míru rozšíření absorpčního profilu např. Starkovým efektem (viz diskuse v první části). Je vidět, že v případě většího rozšíření $\varphi(\nu)$ budou i křídla čáry širší - porovnej případy $a = 0$ a $a = 10$. Na obr. 2 však vidíme ještě další zajímavou věc, a sice jak vypadá profil spektrální čáry pro záření vystupující z konečné atmosféry. Pro všechny případy konečného $T = 10^2 - 10^8$ dostaneme emisní profily, kde jejich centrální prohloubení je způsobeno přece jen značně velkou optickou tloušťkou. $S(\tau)$ u povrchu konečné atmosféry opět klesá (neplatí však již jednoduchá závislost (1)), potom mírně roste, ale pro menší T již nedojde k termalizaci v důsledku konečné tloušťky vrstvy. Pokles intenzity k nule v křídlech čáry je způsoben tím, že na konečnou atmosféru zde uvažovanou nedopadá z vnějšku žádné záření a opticky-tenká křídla sama emitují jen slabě. Tato křídla jsou pouze rozšířena v případě $a > 0$. Ivar profilů pro $T < \infty$ lze schematicky odvodit následovně. Uvažujme konečnou atmosféru tloušťky l a předpokládejme, že zhruba platí $S(\tau) \cong$ konst. Integrál (I-8) lze potom spočítat analyticky

$$I(\nu) \cong \int_0^{\tau_\nu} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu = S(1 - e^{-T_\nu}), \quad \mu = 1 \quad (3)$$

kde $T_\nu = \varphi(x)l$. Tato závislost kvalitativně popisuje profily na obr. 2 pro $T < \infty$ s tím, že v jádře čáry dostaneme jakési plateau, tj. $I = \text{konst.}$ (viz čárkovaná čára na obr. 2). Toto plateau je způsobeno naším předpokladem konstantní zdrojové funkce, zatímco ve skutečnosti $S(\tau)$ směrem k povrchu klesá a tím vzniká centrální prohloubení jádra čáry. Pro $T \ll 1$ lze psát

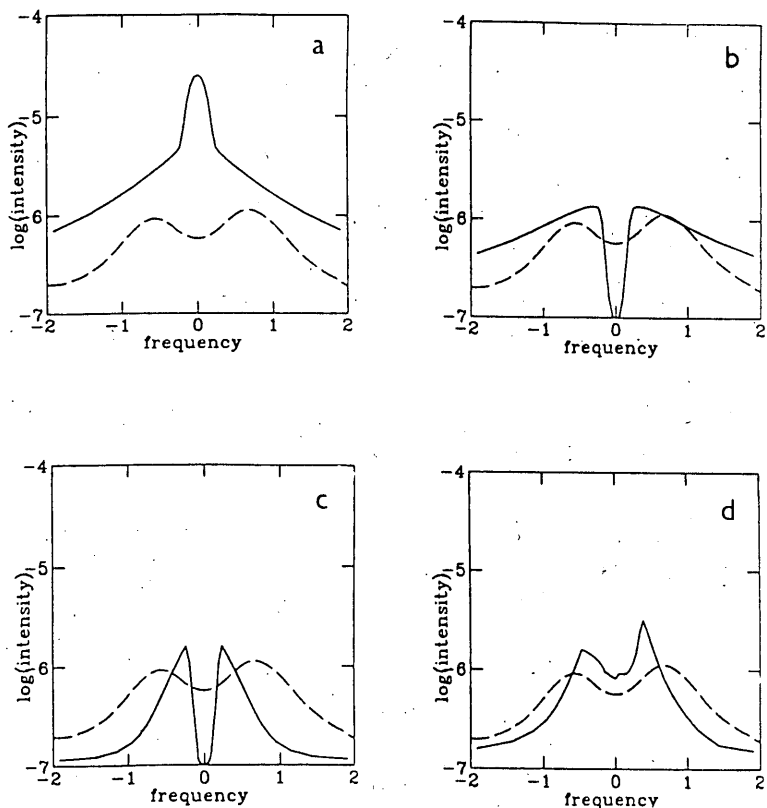
$$e^{-T_\nu} \cong 1 - T_\nu, \quad \text{takže}$$

$$I(\nu) \cong S T_\nu \sim \varphi(\nu) \quad (4)$$

Pro opticky-tenkou konečnou atmosféru s $T \ll 1$ tedy dostaneme čistě emisní profil ve tvaru $\varphi(\nu)$, což je Gaussův profil v případě dopplerovského rozšíření čáry.

Reálné atmosféry hvězd a Slunce však nejsou zdaleka tak jednoduché jako polonekonečná izotermální atmosféra diskutovaná v této kapitole. Rovněž tak složité plazmové útvary na povrchu Slunce mají zpravidla daleko k planoparalelním vrstvám konečné tloušťky, přestože jsou jimi pro zjednodušení non-LTE výpočtů často nahrazovány (v lepším případě se používá válcová geometrie, která lépe popisuje např. smyčky nebo jiné magnetickým polem udržované plazmové trubice). Odhlédneme-li od nehomogenit, které jsou v reálné atmosféře přítomny a které by nám ještě více komplikovaly řešení již tak složitého non-LTE problému, obdržíme klasický případ non-LTE modelu hvězdné atmosféry, v němž je základní charakteristikou průběh kinetické teploty s hloubkou. V případě sluneční atmosféry je tento chod teploty znázorněn na obr. (I-1). Vzrůst teploty v chromosféře, o němž se ještě dále zmíníme, způsobuje, že některé spektrální čáry mají poměrně složitou zdrojovou funkci, která se v oblasti

teplotního minima začne odchylovat od Planckovy funkce, stále však mírně roste v důsledku růstu teploty v chromosféře a nakonec klesá u povrchu podobně jako je tomu na obr. 1. Odpovídající profil spektrální čáry potom vykazuje dvě symetrická emisní maxima v jádře čáry, což je znázorněno čárkovanou čarou na obr. 3. K takovýmto spektrálním čarám patří např. rezonanční čáry CaII nebo MgII, které bychom mohli přibližně popsat v rámci modelu dlouhladinového atomu s kontínuem. Uvedené čáry jsou typickými indikátory chromosfér hvězd a Slunce a jejich interpretace prošla v minulých 20-30 letech složitým vývojem, jak názorně demonstruje obr. 3, převzatý z publikace věnované životnímu ju-



obr. 3

bileu profesora J.-C. Peckera (autoři P. Gouttebroze a kol.). Plná čára na obr. 3 odpovídá profilům vypočteným na základě různých teoretických přístupů. Profil na obr. 3a byl spočten za předpokladu LTE (tj. teorie, která byla v podstatě formulována ve 20. letech). V LTE platí, že $S=B$ a jestliže uvažujeme vzrůst teploty s výškou v chromosféře (viz obr. (I-1)), potom S i B rostou a s ohledem na vztah (I-8) obdržíme výrazně emisní profil čáry. Jak je však vidět, ten se silně odlišuje od pozorování (čárkovaná čára). V šedesátých letech byla postupně rozvinuta non-LTE teorie, která vede - jak jsme již názorně demonstrovali na příkladu dvouhadinového atomu - k poklesu zdrojové funkce směrem k povrchu atmosféry, a to v důsledku úniku záření a tím i depopulace excitované hladiny (čímž klesá $S \sim n_2/n_1$). Tyto výpočty však byly zpočátku prováděny za předpokladu kompletní redistribuce v čáře, tj. neuvažovala se žádná korelace mezi pohlceným a znovu vyzářeným fotonem (viz podrobná diskuse v první části). Non-LTE zdrojová funkce vede k výraznému centrálnímu prohloubení v čáře, ale křídla jsou poměrně intenzivní (široká), což je typický efekt kompletní redistribuce (obr. 3b). Další logický krok je tedy přechod od kompletní redistribuce k částečné (parciální) redistribuci, který byl prakticky učiněn až v průběhu 70. let, i když příslušné redistribuční funkce byly známy již dříve. Pro parciální redistribuci jsou naopak typická nízká křídla, což je důsledek téměř koherentního rozptylu záření v případech rezonančních čar (obr. 3c). Non-LTE výpočty se zahrnutím realistické redistribuce jsou velmi složité, avšak ani v tomto případě není souhlas s pozorováním příliš uspokojivý, jak je patrné z obr. 3c. Nakonec je tedy nutno zvít v úvahu ještě dynamické procesy v atmosféře, které se klasicky zahrnují pod pojem mikroturbulence nebo makroturbulence, případně konvekce. Konkrétním mechanismem však mohou být např. vlny šířící se ve sluneční chromosféře. Potom je ale třeba počítat konzistentně variace všech důležitých fyzikálních veličin jako je teplota, hustota, tlak, rychlostní pole, a to se zahrnutím efektů non-LTE a parciální redistribuce - úkol opravdu nelehký. Jako výsledek lze obdržet profil znázorněný na obr. 3d, který odpovídá situaci, kdy se vlnění s periodou 150 sekund šíří radiálně směrem ven z atmosféry. S tím také mimochodem souvisí asymetrie profilu, která se u těchto čar také dosti často pozoruje. Souhlas s pozorovaným profilem na obr. 3d je již celkem povzbudivý. V souvislosti s tímto "historickým" vývojem znázorněným na obr. 3 je však třeba poznamenat, že uvedená čára MgII byla pozorována až s nástupem družic, neboť její vlnová délka zhruba 280 nm spadá do ultrafialové oblasti spektra, ze Země pozorovatelsky nepřístupné. Navíc představa o vzrůstu teploty ve sluneční atmosféře a vůbec celá koncepce chromosféry pochází z doby rovněž poměrně nedávné. Proto i když LTE-teorie byla vyvinuta řekněme ve 20. letech, obr. 3a by tehdy obdržet nemohli. Nakonec ještě poznamenejme, že výpočty teoretických profilů na obr. 3 jsou podstatně komplikovanější nežli v našem ilustrativním příkladu dvouhadinového atomu, i když na druhé straně základní charakteristiky chování např. zdrojové funkce jsou podobné.

5. Energetická rovnováha ve hvězdných atmosférách

Jak jsme se již zmínili v úvodu k první části tohoto článku, analýza záření a jeho formování v atmosférách hvězd a Slunce má kromě významu diagnostického, tj. určování fyzikální struktury atmosféry na základě spektra, také druhý, neméně důležitý aspekt: toto záření, které postupně prochází různými hloubkami atmosféry, může transformovat svoji energii do kinetické energie plazmy a naopak. Jde tedy o energetickou bilanci v atmosféře, její ohřev resp. ochlazování. O výměně energie mezi plazmou a polem záření jsme podrobně hovořili již ve druhé kapitole, avšak tam šlo o jednotlivé zářivé resp. srážkové procesy, navíc ve značně zjednodušeném přiblížení dvouhadinového atomu bez kontinua. V této kapitole naopak půjde o celkovou výměnu energie bez ohledu na jednotlivé mikroskopické procesy, které mohou své příspěvky vzájemně kompenzovat například tak, že výsledek je nulový. V atmosférách, v nichž nepozorujeme žádné výrazné časové změny fyzikální a geometrické struktury (např. "klidná" sluneční atmosféra) existuje - alespoň modelově - stacionární stav, tj. platí časově nezávislá energetická rovnováha. Jiná situace však může nastat u relativně rychle proměnných struktur jako jsou erupce na Slunci nebo na hvězdách, pulsující hvězdy, prudká vzplanutí apod. Zde se pro ilustraci omezíme pouze na stacionární případ, kde platí časově-nezávislá rovnice energetické rovnováhy

$$\frac{d}{dz} (F + Q) = 0 \quad , \quad (5)$$

kde F je celkový tok zářivé energie a Q energie nezářivé, např. mechanické v podobě vln. Pro F platí

$$F = \int_0^{\infty} F(\nu) d\nu \quad , \quad F(\nu) = 2\pi \int_{-1}^1 I(\nu, \mu) \mu d\mu \quad , \quad (6)$$

kde $\mu = \cos\theta$ je člen, vystupující v rovnici přenosu záření. Jak známo, celkový tok zářivé energie z hvězdy přímo souvisí s její efektivní teplotou. Vztah (5) nám říká, že změna celkového toku energie s hloubkou v atmosféře je nulová, neboli tento tok je konstantní. Změní-li se tedy F , musí se nutně o stejnou hodnotu, ale s opačným znaménkem, změnit i nezářivá složka Q . Případ, kdy tok nezářivé energie je nulový, a tudíž $F = \text{konst.}$, nazýváme zářivou rovnováhou ve hvězdné atmosféře, tj. celkový tok zářivé energie prochází atmosférou beze změny. To ovšem neznamená, jak jsme již naznačili výše, že se nemůže toto záření "přelévat" z jedné frekvence do jiné, například při rozptylu záření ve spektrální čáře nebo při procesu fluorescence, tj. kaskádové reemise ve vícehadinovém atomu po předchozí absorpci v jedné spektrální čáře. Rovněž v důsledku srážkové deexcitace se energie záření (pohlčeného fotonu) transformuje do termální energie plazmy. Navíc musíme uvažovat také různé atomární přechody mezi diskrétními hladinami a kontinui, tj. ionizace a rekombinace, případně tzv. volně-volné přechody. Celkový tok F potom můžeme formálně rozepsat na dvě složky, a sice F_L a F_C odpovídající atomárním přechodům ve spektrálních čárách a v kon-

tinuích. Typickým znakem hvězdných fotosfér v zářivé rovnováze je pokles kinetické teploty směrem k povrchu hvězdy, neboť hvězda vyzařuje svoji energii do okolí a v její fotosféře přitom neexistuje žádný mechanismus dodatečného ohřevu. Řekli jsme, že hvězda vyzařuje svoji energii do okolí a přitom současně tvrdíme, že její tzv. zářivé ztráty jsou nulové. Zde je třeba si uvědomit, co přesně termín "zářivé ztráty" znamená. V případě zářivé rovnováhy je únik záření z hvězdy neustále kompenzován dodávkou stejného množství energie ve formě toku záření z nitra hvězdy. Tento tok je v každé hloubce stejný a $\frac{dF}{dz}$ definovaná jakožto zářivé ztráty je potom nulová. Kdybychom uvažovali polonekonečnou izotermální atmosféru s teplotou, jaká panuje v nejnižších vrstvách atmosféry, a pustili do takové atmosféry stejný tok záření, potom by teprve docházelo k zářivým ztrátám v jejích horních vrstvách, neboť dodaný tok zářivé energie by nestačil udržet vyšší teplotu ve vnějších vrstvách. Avšak po určitém čase by se ustavila stacionární rovnováha, kdy se při snížené teplotě tok F již s hloubkou nemění, tj. nastane stav zářivé rovnováhy. Jiná situace ovšem bude ve hvězdných chromosférách, kde existuje dodatečný ohřev a tudíž $dQ/dz \neq 0$. Chromosférická plazma je neustále zahřívána např. disipací mechanické nebo magnetické energie, přičemž takto vzniklý tok nezářivé energie Q se může na dráze dz transformovat na energii zářivou. Ta potom únikem z dané hloubky plazmu ochlazuje tak, že se nakonec opět ustaví stacionární rovnováha při určité teplotě, ale vyšší než v případě zářivé rovnováhy. Jelikož zde neustále hovoříme o vzájemné interakci mezi plazmou a polem záření, což, jak bylo řečeno hned v úvodu, je klíčový problém celé teorie hvězdných atmosfér, vystupuje tu kinetická teplota plazmy jako hlavní fyzikální veličina.

Přejdeme nyní k mikroskopickému popisu na bázi atomárních procesů, přičemž funkci zářivých ztrát označíme jako

$$\Phi = \frac{dF}{dz} = \frac{dF_L}{dz} + \frac{dF_C}{dz} \quad (7)$$

Pro zářivé ztráty ve spektrálních čarách platí vztah

$$\begin{aligned} \Phi_L &= \frac{dF_L}{dz} = h\nu_0 \left[n_2(A_{21} + B_{21}\bar{J}) - n_1B_{12}\bar{J} \right] = \\ &= h\nu_0 n_2 A_{21} (1 - \bar{J}/S) \quad , \quad (8) \end{aligned}$$

kde jsme sice označili atomární hladiny indexy 1 a 2 (jako pro dvouhladinový atom), ale vztah (8) platí obecně pro libovolné dvě hladiny i ve vícehladinovém atomu. Fyzikální smysl vztahu (8) je následující: zářivé ztráty v čáře v dané hloubce atmosféry jsou úměrné rozdílu mezi počtem zářivých excitací a zářivých deexcitací v jednotkovém objemu a za jednotku času. Je-li $\Phi_L > 0$, dochází k zářivým ztrátám a tedy k ochlazení plazmy, pro $\Phi_L < 0$ dochází naopak k ohřevu plazmy zářením. Podobně je tomu i s kontinui, tj. s $\Phi_C = dF_C/dz$. Jak jsme však

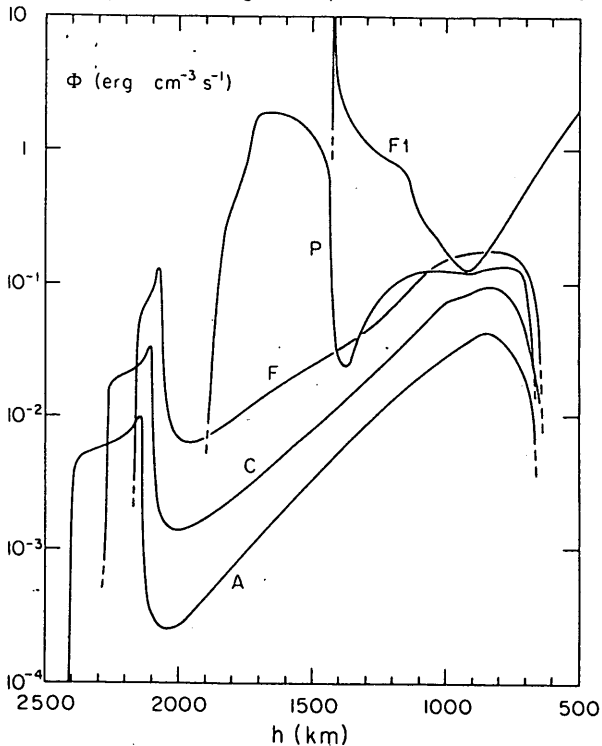
již řekli, z hlediska energetické rovnováhy je podstatný součet obou složek $\Phi = \Phi_L + \Phi_C$, přičemž Φ_L i Φ_C reprezentují sumy

přes všechny čáry a kontinua, a to pro všechny chemické prvky v atmosféře. Vratme se však ještě ke vztahu (8). Ohřejeme-li plazmu složenou ze dvouhladinových atomů na teplotu vyšší než jaká by odpovídala zářivé rovnováze, bude nutně docházet k zářivým ztrátám $\Phi_L > 0$, tj. počet zářivých deexcitací bude větší než zářivých excitací. Na druhé straně ale předpokládáme platnost rovnice statistické rovnováhy (I-10), podle níž se populace n_1 a n_2 s časem nemění. Zářivá deexcitace tedy musí být kompenzována srážkovými excitacemi. To je ale v pořádku, neboť účinnost srážek roste s teplotou plazmy. Φ_L lze potom interpretovat jako množství tepelné energie, která se z plazmy odvede srážkovými excitacemi atomů s následným vyzářením fotonů, jež z daného místa uniknou. Ze vztahu (8) je také patrné asymptotické chování: v polonekonečné atmosféře se záření pro $\tau \gg 1$ termalizuje, tj. $J \rightarrow S \rightarrow B$ a tudíž $\Phi_L \rightarrow 0$. Platí-li $\Phi_L = 0$,

říkáme, že čára se nachází v detailní zářivé rovnováze, což skutečně nastává pro velké optické hloubky. Poznamenejme dále, že v LTE, tak jak je běžně používáno, nemusí automaticky existovat zářivá rovnováha. To úzce souvisí s celkovou nekonzistentností LTE přístupu, v němž se předpokládá, že pouze plazma je v lokální termodynamické rovnováze, ale pole záření nikoliv. Intenzita záření je naopak dána řešením rovnice přenosu s $S = B$. Kdyby totiž i pole záření bylo v LTE (tzv. striktní LTE), potom bychom neměli co počítat, neboť by muselo platit $J(\nu) = B$, a tím bychom ani neměli žádné spektrální čáry. Je-li tedy $J_\nu \neq B$, je i $J \neq S = B$ a tudíž $\Phi_L \neq 0$. Pouze v případě striktní LTE je $J_\nu = B = J$ a $\Phi_L = 0$.

Abychom získali kvantitativní představu o velikosti zářivých ztrát např. ve sluneční chromosféře, můžeme se podívat na obr. 4, kde jsou znázorněny průběhy Φ s hloubkou, a to pro klidnou atmosféru (C), chladnější (A) a teplejší (F) komponentu jemné struktury, aktivní sluneční flokuli (P) a nakonec pro středně mohutnou erupci (Fl) (podle Avretta, 1985). Je vidět, že čím aktivnější a teplejší struktura, tím jsou i zářivé ztráty větší. Ve středních vrstvách sluneční chromosféry k nim přispívají především vodík, CaII a MgII, zatímco v přechodové oblasti do koróny vidíme výrazné zvýšení v důsledku intenzivního ochlazování této horké vrstvy především vodíkovou čarou Lyman α . Tomuto zvýšení Φ samozřejmě musí odpovídat intenzivní ohřev tak, aby byla splněna naše rovnice energetické rovnováhy. Nakonec se ještě vrátíme k čarám MgII, o jejichž formování ve sluneční atmosféře jsme podrobněji hovořili v souvislosti s obr. 3. Dnes je známo, že tyto čáry (jedná se o tzv. rezonanční dublet, tedy dvě čáry ve spektru velmi blízko sebe) jsou typickými indikátory hvězdných chromosfér a současně jejich zářivých ztrát. Pomocí družic, hlavně pak IUE, byla jejich emise podrobně studována na velké části HR-diagramu a lze očekávat, že jedním z přínosů HST (Hubble Space Telescope) bude i další prohloubení našich znalostí o hvězdných chromosférách. To je velmi důležité pro pochopení vztahu mezi polohou dané hvězdy na HR-diagramu a typem energetických procesů, které v ní nebo v dané

třídě hvězd probíhají. Přesné stanovení zářivých ztrát, resp. energetické bilance, však není možné bez detailních non-LTE modelů a jak jsme názorně viděli na obr. 3, správná interpretace spektra, která potom vede na reálný model, není zdaleka tak jednoduchá záležitost. Tím jsme ale jen znovu demonstrovali to, co bylo řečeno již na počátku našeho článku: vzájemnou



obr. 4

souvislost mezi spektrální diagnostikou a studiem energetických procesů ve hvězdných atmosférách.

Doporučená literatura pro hlubší studium:

D. Mihalas: "Stellar Atmospheres", Freeman, San Francisco, 1970 (1. vyd.), 1978 (2. vyd.), ruský překlad D. Michalas, Zvezdnyje atmosfery, ve dvou dílech, Mir, Moskva 1982.