

# 2 Slunce a planety

Kapitolu o Slunci zařazujeme proto, že jde o ústřední těleso sluneční soustavy a malá tělesa jsou jím podstatně ovlivněna. Jedná se o stručný přehled parametrů Slunce a poznatků o jeho fungování, které upotřebíme v následující kapitole 3. Totéž platí pro planety. Zařazujeme i krátké pojednání o extrasolárních planetách. Pro elementární představu o rozměrech a vzdálenostech ve sluneční soustavě můžeme navštívit některou planetární stezku [27].

## 2.1 Standardní model Slunce

Slunce je hvězdou se zářivým výkonem  $L_{\odot} \doteq 3,84 \cdot 10^{26}$  W. Jedná se o hvězdu hlavní posloupnosti, jejíž spektrální klasifikace je G2V. Podobných hvězd třídy G je ve vesmíru přibližně 9 %.

### 2.1.1 Atmosféra

Atmosféra se svojí hmotností sice zdá bezvýznamná, je ale velmi důležitou částí hvězdy, neboť právě zde se uvolňuje záření, které pozorujeme. Zásadním poznatkem je, že spektrum Slunce se velmi podobá spektru *absolutně černého tělesa*.<sup>54</sup> Intenzita<sup>55</sup> je pak popsána *Planckovou funkcí*:

$$I_{\lambda} \equiv B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1}, \quad (258)$$

s dosazenou teplotou  $T_{\text{eff}} \doteq 5780$  K. Naznačuje nám to, že Slunce je blízko termodynamické rovnováhy.

Na druhou stranu Slunce *není* přesně absolutně černé těleso. Svědčí o tom například okrajové ztemnění nebo spektrální čáry. V ultrafialové, rentgenové a rádiové oblasti dokonce pozorujeme záření evidentně netepelné (neřídí se rovnicí (258)) a časově proměnlivé.

---

<sup>54</sup> Jedná se o ideální těleso, které by pohlcovalo všechno dopadající záření a bylo v tepelné rovnováze se zářením. V laboratoři je možné jej realizovat jako dutinu v libovolném materiálu, s malým otvorem, který je právě oním absolutně černým tělesem.

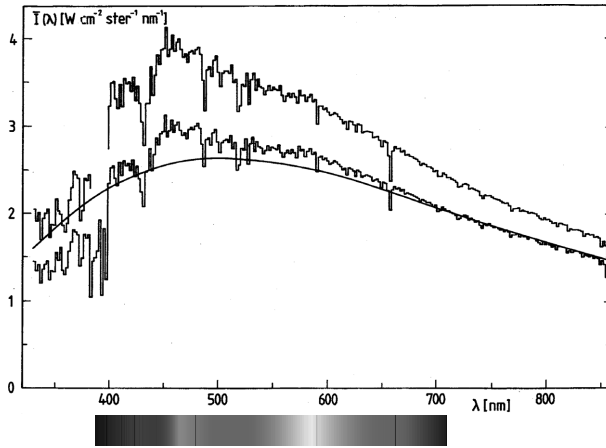
<sup>55</sup> Vztah mezi energií a monochromatickou intenzitou záření je:

$$dE = I_{\lambda}(x, y, z, \vartheta, \phi, t) dS \cos \vartheta d\Omega dt d\lambda,$$

kde  $dS$  je ploška, ze které vyzařování probíhá,  $\vartheta$  úhel mezi kolmicí k plošce a směrem vyzařování,  $d\Omega$  prostorový úhel, do kterého záření směřuje,  $dt$  časový interval,  $d\lambda$  interval vlnových délek. Jednotkou intenzity je pochopitelně  $\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ .

Absorpční spektrum Slunce (obr. 98) vzniká tak, že spojité záření z nitra prochází skrz *poloprůhlednou* atmosféru, která se projevuje tmavými čárami. Čáry vznikají proto, že fotony jsou pohlcovány při vázaně–vázaných přechodech v atomech, jež mají *diskrétní* hladiny energie. Pouze fotony určitých vlnových délek tak mohou způsobit zářivou excitaci atomu. Pokud se atom deexcituje srážkou s jiným atomem, žádný foton se nevyzáří a může vznikat čára.

Vázaně–volné nebo volně–volné přechody jsou naproti tomu *nekvantované*, čili nezpůsobují žádné čáry. Jsou však neméně důležité, protože při nich dochází k významné redistribuci energie ve spektru (např. z oblasti blízké UV  $\rightarrow$  V nebo z R  $\rightarrow$  blízké IR).



Obrázek 98: Spektrum Slunce v nízkém rozlišení, při kterém je vidět, že měření „monochromatické“ intenzity vždy probíhá v určitých intervalech vlnových délek (zde  $d\lambda = 2$  nm). Nahoře je měření provedené uprostřed slunečního disku, kde dosahuje intenzita hodnoty až  $I_\lambda = 4 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ . Dolní křivka odpovídá střední intenzitě disku, po započtení okrajového ztemnění. Je porovnána s Planckovou funkcí pro teplotu  $T_{\text{eff}} = 5780$  K. Převzato z [199].

Skutečnost, že atomy mají dovolené pouze diskrétní hladiny energie, popisuje kvantová mechanika, respektive řešení *Schrödingerovy rovnice*. Pro atom vodíku — elektron v potenciálové jámě protonu — ji lze napsat ve tvaru:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}, t), \quad (259)$$

kde  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  označuje *vlnovou funkci*, jejíž kvadrát je hustotou pravděpodobnosti výskytu elektronu v daném místě a čase, na pravé straně je operátor kinetické energie  $-\hbar^2/(2m_e)\nabla^2$  plus potenciální energie elektronu v elektrickém poli protonu ( $q_p = -q_e$ ):

$$V(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_e^2}{r}. \quad (260)$$

Předpokládáme-li řešení v separované podobě  $\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r})f(t)$ , je:

$$i\hbar \Psi(\mathbf{r}) \frac{df(t)}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} f(t) \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r})f(t),$$

což po dělení  $\Psi(\mathbf{r})f(t)$  dává:

$$i\hbar \frac{1}{f(t)} \frac{df(t)}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{1}{\Psi(\mathbf{r})} \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) \equiv E,$$

kde vlevo máme pouze funkci  $t$ , vpravo pouze funkci  $\mathbf{r}$ , čili se obojí musí rovnat nějaké konstantě  $E$ , nezávislé ani na  $t$  ani na  $\mathbf{r}$ . Přeuspořádáním obdržíme: i) rovnici pro  $f(t)$ , ii) *nečasovou* verzi Schrödingerovy rovnice pro  $\Psi(\mathbf{r})$ :

$$\frac{df(t)}{dt} = \frac{E}{i\hbar} f(t), \quad (261)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}). \quad (262)$$

Řešení první rovnice je snadné (jedná se o stojaté vlnění):

$$f(t) = e^{-i\frac{E}{\hbar}t}. \quad (263)$$

Řešení druhé nikoli (viz např. [191]):

$$\Psi_{n\ell m}(r, \vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{(n-\ell-1)!}{2n(n+\ell)!}} \left(\frac{2}{na_B}\right)^{\ell+\frac{3}{2}} e^{-\frac{r}{na_B}} r^\ell L_{n-\ell-1}^{2\ell+1}\left(\frac{2r}{na_B}\right) Y_{\ell m}(\vartheta, \varphi), \quad (264)$$

kde  $a_B = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/(m_e q_e^2)$  je Bohrovův poloměr atomu,  $L_{n-\ell-1}^{2\ell+1}$  přidružené Laguerrovy polynomy a  $Y_{\ell m}$  sférické funkce. Kvantování  $\Psi$  vyplynulo z požadavků, aby funkce byla  $2\pi$ -periodická ve  $\varphi$  a aby nikde nedivergovala. Stavů atomu vodíku jsou tedy charakterizované třemi kvantovými čísly  $n, \ell, m$ , kde  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $\ell = 0, 1, \dots, n-1$ ;  $m = -\ell, \dots, \ell$ . (V úplnější teorii se k nim přidává též spin  $s = \pm\frac{1}{2}$ .) Příslušné energie vázaných stavů pak mohou nabývat hodnot:

$$E_n = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_e^2}{2a_B} \frac{1}{n^2} \doteq -13,6 \text{ eV} \frac{1}{n^2}. \quad (265)$$

Ve spektru odpovídají přechodům z hladiny  $n = 1$  na hladiny 2 nebo 3, 4,  $\dots, \infty$  čáry Lymanovy série. Při přechodech z hladiny 2 vznikají čáry nazývané Balmerovy. Vlnové délky jsou pak samozřejmě dané vztahem  $\Delta E = hc/\lambda$ .

Teplotní profil atmosféry ukazuje obr. 99. Pro vznik čar je potřeba vhodné prostředí, teplota ani hustota nesmí být příliš nízká, protože pak by všechny atomy zůstávaly pouze v základním stavu a k žádným excitacím (potažmo vzniku čar) by nedocházelo. Teplota a hustota však nesmějí být ani příliš vysoké, protože potom jsou prakticky všechny atomy v plně ionizovaném stavu, čili opět nedochází k vázaně-vázaným přechodům.

Pro popis záření v atmosféře se používá *rovnice přenosu záření*. V jednoduchém 1-rozměrném případě ji lze odvodit z následující úvahy: mějme infinitezimální váleček s podstavami o plochách  $dS$  a výšce  $dx$ ; pro energetickou bilanci válečku platí:

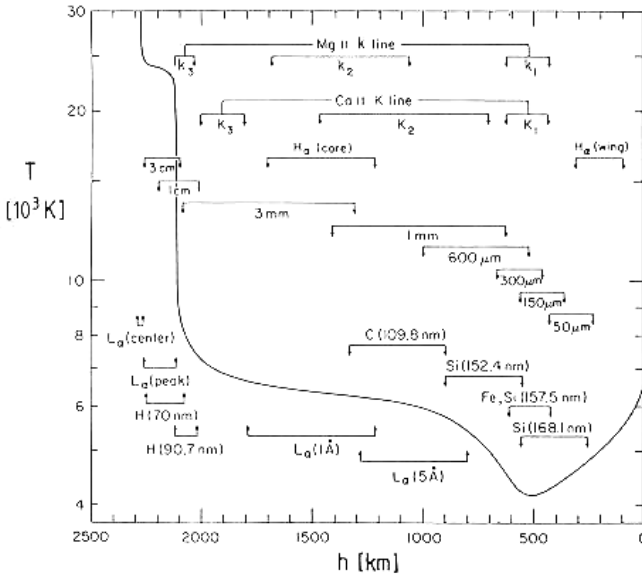
$$\underbrace{I_\lambda(x+dx) dS \cos \vartheta d\Omega dt d\lambda}_{\text{záření z válečku vystupující}} = \underbrace{I(x) dS \cos \vartheta d\Omega dt d\lambda}_{\text{vstupující}} + \underbrace{j_{\lambda\rho} dx dS \cos \vartheta d\Omega dt d\lambda}_{\text{emise}} - \underbrace{\kappa_{\lambda\rho} I_\lambda dx dS \cos \vartheta d\Omega dt d\lambda}_{\text{absorpce}}, \quad (266)$$

čili:

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = j_\lambda \rho - \kappa_\lambda \rho I_\lambda, \quad (267)$$

kde  $\rho$  označuje hustotu látky,  $j_\lambda$  koeficient emise,  $\kappa_\lambda$  koeficient opacity („neprůhlednost“), obojí složité funkce hustoty, teploty, chemického složení a samozřejmě vlnové délky. Obecné řešení této rovnice není jednoduchou záležitostí.

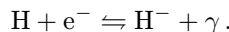
Jednodušší by se stalo, pokud by platila *lokální termodynamická rovnováha* mezi plazmatem a zářením (pak je *lokálně*  $dI_\lambda/dx = 0$ ,  $I_\lambda = B_\lambda(T)$ , a tedy  $S_\lambda \equiv j_\lambda/\kappa_\lambda = B_\lambda(T)$ ) a pokud bychom znali teplotní profil  $T(x)$  (odvozený například z inverze okrajového ztemnění).



Obrázek 99: Teplotní profil  $T(x)$  sluneční atmosféry (fotosféry a chromosféry), s vyznačenými oblastmi vzniku určitých spektrálních čar (Vernazza aj. 1981). Převzato z [199].

Je užitečné rozlišit čtyři vrstvy sluneční atmosféry:

1. *fotosféra* — nejnižše položená vrstva o tloušťce zhruba 300 km, odkud k nám přichází většina viditelného záření. Velkou roli zde hraje *iont*  $H^-$ , který má tak malou ionizační energii (0,75 eV  $\sim$  1640 nm), že jej mohou ionizovat i viditelné a infračervené fotony. Jeho ionizace (na neutrální vodík) je tedy hlavním zdrojem opacity, rekombinace naopak produkuje valnou většinu fotonů vyletujících ze Slunce:



2. *chromosféra*, — 2000 km tlustá, ale již opticky tenká vrstva. Nachází se v ní minimum teploty (4500 K), ale posléze teplota stoupá ke 20 000 K. Je dobře pozorovatelná v čáře  $H_\alpha$  (656,3 nm).

3. *přechodová oblast* — tenká vrstva, ve které skokově roste teplota a klesá hustota.
4. *koróna*, — rozlehlá, řídká a horká vrstva, s teplotami přesahujícími  $10^6$  K. Rozlišujeme tři překrývající se složky: K (tj. kontinuum vznikající rozptylem záření fotosféry na elektronech), F (odraz od prachových částic) a E (emise v čarách vysoko ionizovaných kovů, např. FeXIV).

V atmosféře můžeme pozorovat následující jevy:

- *sluneční skvrny* — tmavá místa ve fotosféře, s intenzitou asi 15 % oproti fotosféře, což odpovídá teplotě přibližně 3 700 K. Tmavší centrální část se nazývá *umbra* („stín“), světlejší okolí *penumbra* („polostín“). Skvrny vznikají potlačením konvekce silným magnetickým polem (mezí hodnoty jsou 1 500 až 6 000 Gauss;  $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ) a většinou tvoří bipolární skupiny (neboť  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ). Unipolární skvrny bývají obklopeny rozptýleným magnetickým polem opačné polarity (angl. *plage*). Lokálně sice intenzita záření ve skvrnách klesá, ale navzdory tomu mezi celkovou luminozitou Slunce a počtem slunečních skvrn (relativním číslem) se pozoruje *pozitivní* korelace, neboť skvrny jsou obklopeny jasnými fakulemi.
- *granulace* — vrcholy výstupných proudů z konvektivní zóny, které jsou světlejší, neboť mají o několik desítek kelvinů vyšší teplotu. Typický rozměr granul je 1 000 km, životní doba řádově 10 minut. Turbulence formující granule pravděpodobně souvisí s oscilacemi Slunce (p-módy).
- *supergranule* — 30 000 km velké struktury pozorované dopplerovsky, tedy jako změny rychlostí (obr. 100).
- *fakule* — jasné skvrny mezi granulemi, kde se koncentrují magnetické siločáry. Plocha fakul je vždy zhruba čtyřikrát větší než plocha slunečních skvrn, proto vliv fakul na luminozitu Slunce převažuje.
- *spikule* — 500 km úzké výtrysky plazmatu, sahající až 10 000 km nad fotosféru. Soustřeďují se v oblastech silnějších magnetických polí.
- *protuberance* (angl. *prominence*), *filamenty* — kondenzace chladnějšího (opticky tlustšího) plazmatu sahající od fotosféry až do koróny. Filament není nic jiného než protuberance promítnutá na sluneční disk; jsou pozorovatelné v čarách. Protuberance setrvávají ve výšce proto, že gravitace je vyvážena magnetickým polem (Lorentzovou silou).
- *erupce* (angl. *flare*) — exploze provázející náhlou přeměnu energie magnetického pole (rekonexi) na kinetickou nebo vnitřní energii plazmatu. Uvolněná energie může být řádu až  $10^{25}$  J.
- *koronální smyčky* — struktury sledující zakřivené siločáry magnetického pole, ukotvené hluboko pod fotosférou.
- *koronální díry* — tmavší, chladnější a méně husté části koróny, kterými procházejí „otevřené“ magnetické siločáry, napojené na meziplanetární magnetické pole. Heliosféra je magneticky téměř izolovaná od mezihvězdného prostředí.
- *vyvržení hmoty do koróny* (CME), přesněji vyvržení plazmatu včetně magnetického pole, směřující pryč od Slunce. Většinou souvisejí s erupcemi, mohou způsobovat polární záře v atmosférách planet.