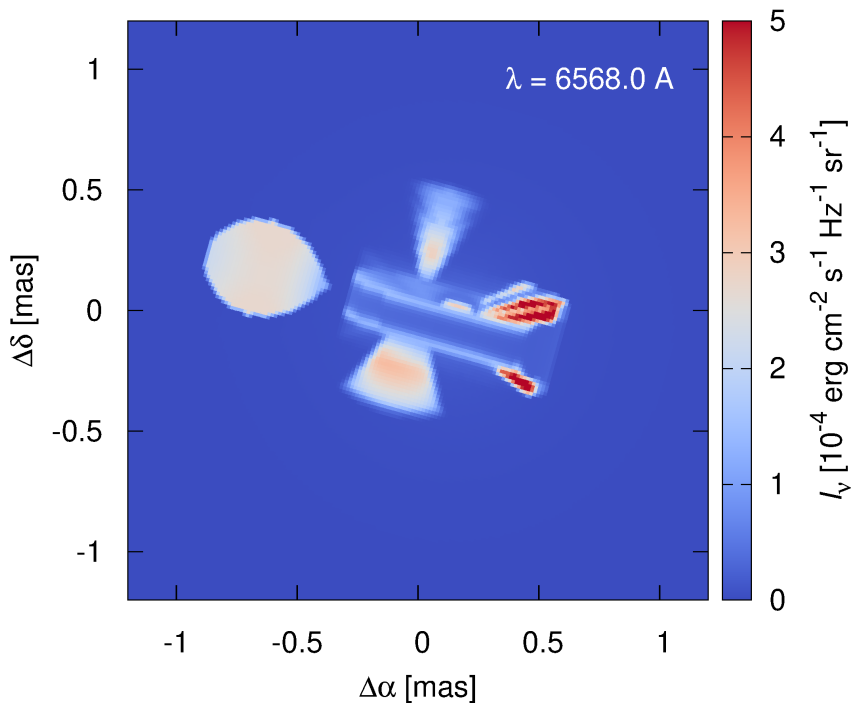
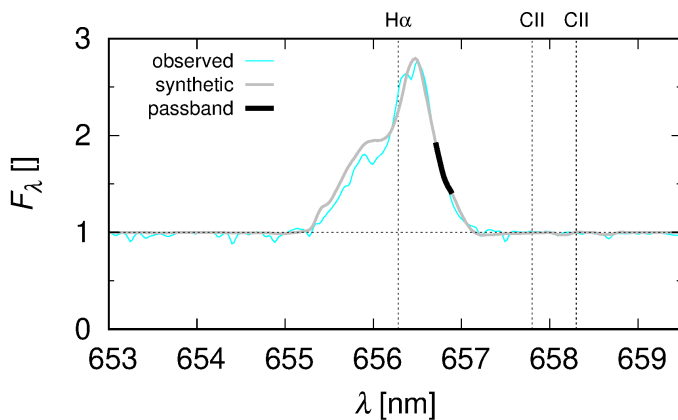


POVĚTROŇ

Královéhradecký astronomický časopis * ročník 28 * číslo 4/2020



Miroslav Brož: <i>Dopplerova tomografie</i>	3
Martin Lehký: <i>Komety (1) — poslové nebes</i>	11
Miroslav Brož: <i>Co když zapomenou Schrödingera?</i>	14
Miroslav Brož: <i>Co když zapomenou Plancka?</i>	16
Miroslav Brož: <i>Skleníkový jev a globální oteplování</i>	16

Titulní strana — Nahoře: pozorované (modré) a syntetické (šedé) normalizované spektrum systému β Lyr A v okolí emisní čáry $H\alpha$. Emise je zde způsobována opticky tenkou okolo hvězdnou látkou, zatímco kontinuum je od opticky tlustých objektů. Dole: syntetický obraz téhož, pro vlnovou délku $\lambda = 656,8$ nm; vzhled systému se ovšem s λ dramaticky mění (viz dále obr. 3). Obraz byl vypočten na základě celé řady observačních dat: světelných křivek, normalizovaných spekter, absolutních spekter, interferometrické viditelnosti, uzavíracích fází, trojných součinů, diferenciálních viditelností a diferenciálních fází. Měření byla mj. prováděna interferometry CHARA/VEGA, CHARA/MIRC a NPOI, na nejdelší základně $B = 331$ m, tzn. $B/\lambda = 331 \text{ m}/550 \text{ nm} \doteq 6 \cdot 10^8$ cyklů na základnu. Rozlišení by podle Airyho vztahu dosahovalo $\phi = 1,22 \lambda/B \doteq 0,4$ mas, nicméně struktury na syntetickém obraze jsou ještě o řád menší. Měření ani není příliš ovlivněno seeingem, protože jednotlivé expoziční doby jsou krátké, viditelnost $|V|^2$ je kalibrována dle * se známým průměrem a uzavírací fáze $\arg T_3$ je dokonce samokalibrující veličinou (viz Povětroň 2/2016, str. 3). K článku na str. 3.

Povětroň 4/2020; Hradec Králové, 2020.

Vydala: **Astronomická společnost v Hradci Králové** (7. 11. 2020 na 356. setkání ASHK)
ve spolupráci s **Hvězdárnou a planetáriem v Hradci Králové**

vydání 1., 24 stran, náklad 100 ks; dvoměsíčník, MK ČR E 13366, ISSN 1213–659X

Redakce: Miroslav Brož, Miloš Boček, Martin Cholasta, Josef Kujal, Martin Lehký

Předplatné tištěné verze: vyřizuje redakce, cena 35,- Kč za číslo (včetně poštovného)

Adresa: ASHK, Národních mučedníků 256, Hradec Králové 8, 500 08; IČO: 64810828

e-mail: ashk@ashk.cz, web: <http://www.ashk.cz>

Tomografie, neboli prosvěcování za účelem poznání, se používá v lékařství, ale i v astronomii. Začněme lékařstvím. Představme si pacienta jako čtvereček:

$$\begin{array}{cc} 1 & 2 \\ 3 & 4 \end{array}$$

okolo něhož se otáčí měřicí přístroj. Když ho prosvítíme zleva, shora, zešikma, jinak zešikma, dostaneme signály odpovídající součtům:

$$\begin{array}{ccc|c} 1 & 2 & | & 3 \\ 3 & 4 & | & 7 \\ \hline 1 & 2 & & 1 & 2 \\ 3 & 4 & \backslash & & / \\ & & & 2 & / & / \\ \hline 4 & 6 & & 3 & 5 & 5 & 4 \end{array}$$

Ze součtů lze ovšem odvodit sčítance! Označme obecně:

$$\begin{array}{cc} x_1 & x_2 \\ x_3 & x_4 \end{array}$$

Vyberme si čtyři ze součtů¹ a sestavme soustavu čtyř rovnic:

$$x_1 + x_2 = 3,$$

$$x_3 + x_4 = 7,$$

$$x_1 + x_3 = 4,$$

$$x_1 + x_4 = 5.$$

Řešení je snadné: $x_1 - x_4 = -3$, $x_1 = 1$, $x_2 = 2$, $x_3 = 3$, $x_4 = 4$.

Je-li součtů (tzn. měření) vícero, je soustava *přeurčená*. Protože měření nikdy nemohou být zcela přesná, součty si neodpovídají; soustava nemá řešení. Označme obecněji neznámé x_j , koeficienty A_{ij} (zde samé 0 nebo 1), pravé strany b_i , nejistoty σ_i . Pak:

$$\sum_{j=1}^M A_{ij} x_j = b_i \quad \text{pro } i = 1..N,$$

kde $N > M$. Lze ovšem hledat řešení s co nejmenší odchylkou od měření. Odchylku obvykle poměrujeme sumou čtverců:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sum_{j=1}^M A_{ij} x_j - b_i}{\sigma_i} \right]^2.$$

1. Musíme vzít jeden šikmý, jinak je soustava singulární; zároveň se tvarme, že zešikma nevidíme $x_2 = 2$ apod., neboť u čtverečku s $N > 4$ bychom beztak jednotlivě prosvítili jen 4.

Úloha spočívá v minimalizaci χ^2 . Analyticky bychom extrém zjistili položením:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial x_j} = \sum_i 2 \left[\sum_j A_{ij} x_j - b_i \right] A_{ij} = 0 \quad \text{pro } j = 1..M.$$

Tj. opět soustava rovnic, ale jiná. V příslušné matici se vyskytují určité sumy prvků předchozí matice:

$$\begin{pmatrix} \sum_i (A_{i1}^2) & \dots & \sum_i A_{iM} A_{i1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_i A_{iN} A_{iM} & \dots & \sum_i (A_{iM}^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i b_i A_{i1} \\ \vdots \\ \sum_i b_i A_{iM} \end{pmatrix}.$$

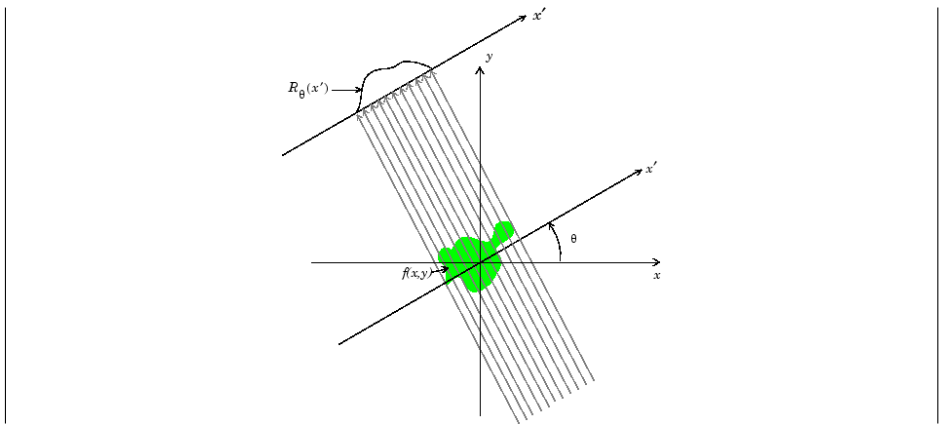
Požadujeme-li vysoké rozlišení (velké N), prvků přibývá jako N^2 , musíme samozřejmě svítit z mnoha různě šikmých směrů, což sestavení matice čím dál tím víc komplikuje; koeficienty mohou být neceločíselné atd. Možná je proto lepší popisovat pacienta spojitě, jako funkci $f(x, y)$. Prosvěcování je přímočará integrální transformace:

$$R(s, \alpha) = \mathcal{R}f = \int_{-\infty}^{+\infty} f(p \cos \alpha - s \sin \alpha, p \sin \alpha + s \cos \alpha) dp,$$

kde p označuje parametr přímky (přes kterou integrujeme), α úhel mezi jejím směrem a osou x , s souřadnici ve směru kolmém. Nazývá se **Radonova transformace** (Radon 1917). Co je transformací 1 bodu? Konkrétně bod $x = 1, y = 0$ se při otáčení promítne na:

$$s(\alpha) = \sin \alpha.$$

Proto se závislost $s(\alpha)$ nazývá **sinogram**.



Obr. 1 — Schéma Radonovy transformace. Převzato z <http://mathworks.com>

Jak ze sinogramu získat zpět bod, resp. f ? Nejjednodušší (nejhloupější) je rozprostřít $R(s, \alpha)$ podél úseček a posčítat vše, co lze:

$$f(x, y) \doteq \mathcal{B}R = \int_0^\pi R(\overbrace{x \sin \alpha - y \cos \alpha}^s, \alpha) d\alpha;$$

stejně nevíme, odkud to přišlo. Zde jsme pro každé α našli s , které přispívá k danému x, y (a zároveň k úsečkám). Pak ale nemáme bod, nýbrž „hvězdičku“! Zpětná projekce tedy nikdy není ostrá, nýbrž vždy rozmazaná.

Jedním z řešení je **filtrovaná zpětná projekce**. Filtrovaná ve smyslu R , a to v prostorových frekvencích ω . Když totiž z R odstraníme nízké ω , tzn. rozlehlé struktury, zaostříme zároveň $\mathcal{B}f$:

$$f(x, y) = \int_0^\pi \mathcal{F}^{-1}|\omega| \mathcal{F}R(x \sin \alpha - y \cos \alpha, \alpha) d\alpha,$$

kde jsme použili nejjednodušší náběhový filtr, neboli rampu, neboli absolutní hodnotu $|\omega|$.

Odlíšnou metodou by byla **metoda maximální entropie** (angl. maximum entropy method; MEM). Entropie (neuspořádanost) je ve fyzice definována:

$$S = -k_B \sum_i P_i \ln P_i,$$

kde P_i označuje pravděpodobnost stavu i , $k_B = 1,380\,649 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ (přesně²) Boltzmannovu konstantu. Pro uzavřený systém entropie zůstává konstantní nebo se zvyšuje ($dS \geq 0$). Ve stavu termodynamické rovnováhy má maximální entropii. Příklad: máme dva čtverečky, rozdělujeme náhodně $n = 4$ nerozlišitelné částice:

$$\begin{array}{ccc|c} | & | \dots | & 1 \\ | \cdot & | \dots | & 4 \\ | \cdot \cdot & | \cdot \cdot & 6 \\ | \dots & | \cdot & 4 \\ | \dots & | & 1 \end{array}$$

Vybíráme-li k z n , počet kombinací je:

$$\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!}.$$

2. dle revize SI 2019

Celkový počet (mikro)stavů je tedy $M = 16$, z nichž jsou některé nerozlišitelné (degenerované). Rozlišitelných je jen $M' = 5$ (viz obr.); jejich pravděpodobnosti jsou $P_0 = 1/16$, $P_1 = 1/4$, $P_2 = 3/8$, $P_3 = 1/4$, $P_4 = 1/16$.

Kupodivu lze obdobný princip použít i pro rekonstrukci obrazu. Informatická entropie je definována:

$$S = - \sum_i P_i \log_2 P_i,$$

kde pravděpodobnost, že signál pixelu i je I , je $P_i = I/65\,535$ ADU. Alternativně $P_i = I_i / \sum_i I_i$. Samozřejmě to samo o sobě nestačí! Obdrželi bychom vždy šedý čtvereček.

Obraz přece jen musí splňovat další podmínky. Ostatně právě proto provádíme měření! Příklad: kdybychom měli měřenu střední hodnotu $E(I)$ a rozptyl σ , vyšla by použitím MEM jako nejpravděpodobnější podoba obrazu:

$$I(x, y) = E(I) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}},$$

čili Gaussova funkce. Jinak lze výraz $-S$ používat pro regularizaci χ^2 , abychom získávali jednoznačná řešení nejednoznačných problémů.

Zpět k astronomii. Zde máme problémů vícero. Za prvé, obvykle nemáme *žádné* prostorové rozlišení. Co pak? Pořizujeme-li spektrum celého objektu najednou, co máme, je rozlišení $\Delta\lambda$ ve vlnových délkách, což by podle Dopplerova zákona odpovídalo radiálním rychlostem:

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{v_r}{c},$$

pokud by ovšem všechna látka vyzařovala na tomtéž λ ! Čili potřebujeme pozorovat absorpční nebo emisní čáru, mající laboratorní λ_0 ; nikoliv kontinuum, kde se různé λ mísí s různými v_r . Vlastně je jedno, zda je rozlišení prostorové, nebo rychlostní. Pokud je rychlostní pole jednoduché, například keplerovské:

$$v_{\text{kepl}} = \sqrt{\frac{GM_\star}{r}}, \tag{1}$$

lze dokonce ztotožnit (promítnuté) v a r , i když ne zcela jednoznačně.

Za druhé, jak zajistit prosvícení z různých stran? Pozorovatel se nachází na nehybné Zemi (cf. Galileo). Nabízí se rotace * nebo oběžný pohyb ve 2^* , při němž může navíc docházet k zákrytům. Stačí přitom, když se struktury na povrchu rotující * nacházejí na různých místech, pak jsou na různých rychlostech a tyto se mění s časem.

Za třetí, neprosvěcujeme netečnou látku zezadu. Opticky tenká mezihvězdná látka absorbuje, emituje a zároveň rozptyluje podél celého zorného paprsku, čili obecně se nevyhneme řešení rovnice přenosu záření. Takovým případem je i systém β Lyr A ([1], [2]).

β Lyr A je interagující dvojhvězda s akrečním diskem a přenosem hmoty. Popisovali jsme ji pomocí programů Shellspec a PysHELLSPEC, které nám umožnily porovnat model s nejrůznějšími observačními daty: světelnými křivkami, interferometrickými viditelnostmi, uzavíracími fázemi, trojnými součiny, spektrálním rozdělením energie, normalizovanými spektry (obr. 2), diferenciálními amplitudami viditelnosti a diferenciálními fázemi téhož [2].

Regularizace je zde dána geometrií. Jednotlivé součásti soustavy jsou popsány jako objekty s parametrizovanými profily hustoty $\rho(\mathbf{r})$ a teploty $T(\mathbf{r})$. Model má proto celkem asi 38 parametrů. Pro danou polohu \mathbf{r} se počítají populace hladin, elektronové koncentrace n_e , koeficienty opacitní κ_λ a emisní j_λ (vše za předpokladu LTE). Rovnice přenosu záření:

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = j_\lambda \rho - \kappa_\lambda \rho I_\lambda \quad (2)$$

se řeší zjednodušeně podél zorného paprsku, tzn. bez složitějšího vícenásobného rozptylu, který by způsoboval vazbu mezi různými směry. Numerické řešení (2) je vlastně prosvěcování modelu a porovnání s pozorováním je tomografií:

$$\chi_{\text{spe}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{spe}}} \left(\frac{I_{\lambda i}^{\text{obs}} - I_{\lambda i}^{\text{syn}}}{\sigma_i} \right)^2.$$

Podle předchozích měření je známo, že primár má hmotnost $m_1 \doteq 13,0 M_\odot$, sekundár $m_2 \doteq 2,9 M_\odot$. Perioda $P \doteq 12,91$ d se mění o $\dot{P} = 19 \text{ s yr}^{-1}$, což je způsobeno probíhajícím přenosem hmoty $\dot{M} \simeq 2 \cdot 10^{-5} M_\odot$, při němž se vytváří akreční disk okolo primáru. Tyto komponenty jsou opticky tlusté ($\tau \gtrsim 1$), a tedy září převážně v kontinuu [1]. Dále je zde také atmosféra disku, výtrysk(y) a obálka, což jsou komponenty opticky tenké ($\tau \lesssim 1$), zářící v čarách. Atom je totiž kvantový systém (vymezený elektrickým potenciálem), jeho energetické hladiny jsou diskrétní; když v něm dojde k přechodu např. $3 \rightarrow 2$, vyzáří se foton o určité vlnové délce λ a může uniknout (viz τ). Hvězdy i mezihvězdná látka mají pravděpodobně podstatně změněné chemické složení, neboť již byla přenesena značná část hmoty. Ostatně vidíme, že hmota teče ze sekundáru na primár, tzn. že původně musel být sekundár hmotnější než primár, aby jako první vyplnil svou Rocheovu mez (tzv. paradox Algola).

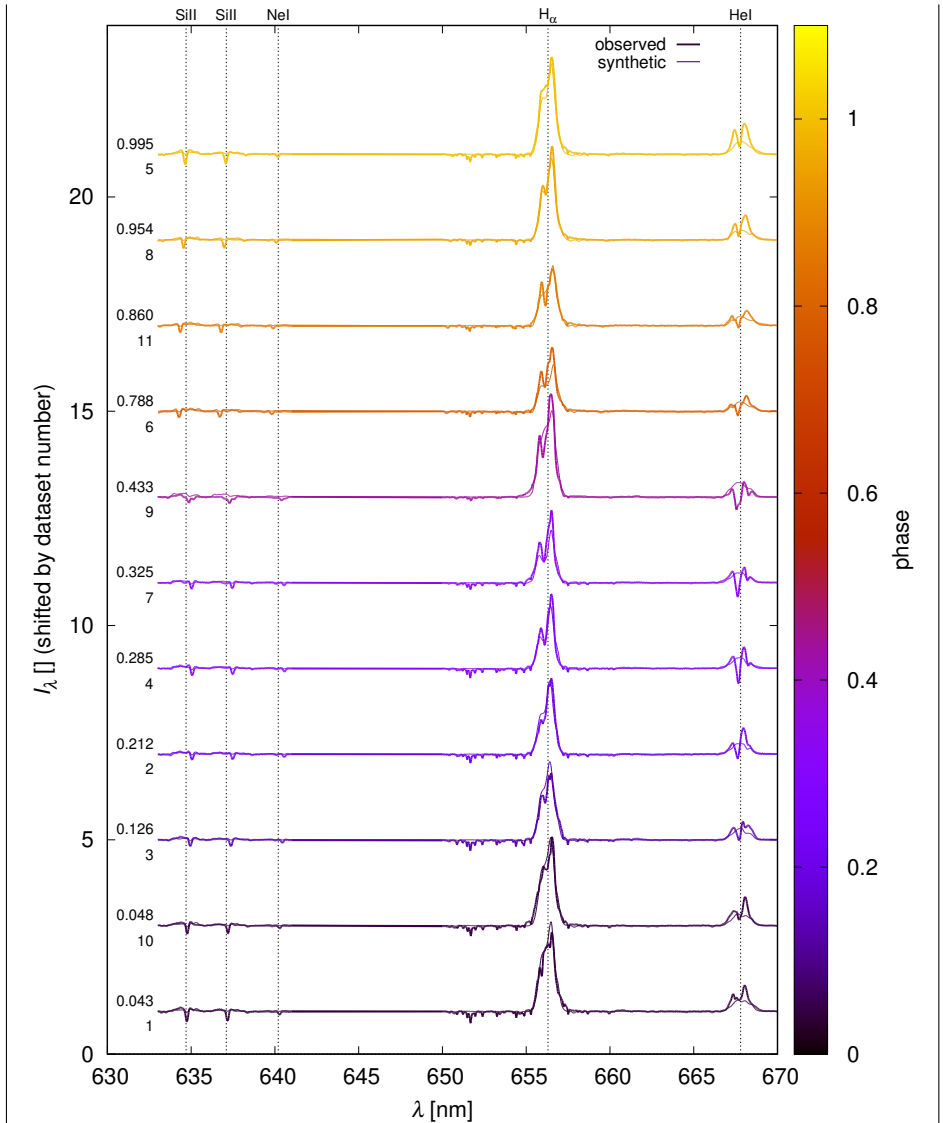
Zásadní je, že systém se v čáře mění k nepoznání (obr. 3)! Důvodem jsou zmiňovaná rychlostní pole. Nejvíce záporné radiální rychlosti vytváří atmosféra disku vlevo v těsné blízkosti primáru (dle (1)), což se zároveň projevuje jako zvětšení tloušťky disku, neboť disk je v $H\alpha$ méně průhledný; výtrysk směřující nahoru odkloněný dozadu, disk vlevo na vnějším okraji, výtrysk směřující dolů (sice přikloněný dopředu, ale rozšiřující se), obálka vpředu (expanduje, nerotuje); nulové rychlosti pak obálka na stranách, disk vpředu a vzadu. Totéž se opakuje v opačném pořadí.

Zmiňované změny tvaru se projevují nejen v profilech čar, ale i v diferenciální interferometrii — když se mění velikost objektu v daném směru (u, v), mění se viditelnost V proužků. Protože se měří relativní změny vzhledem k okolnímu kontinuu, jde o diferenciální viditelnost dV . Když se objekt zvětší, stačí pro rozlišení menší základna B , viditelnost $|V(B)|$ padá rychleji a diferenciální viditelnost $|dV|$ klesne.

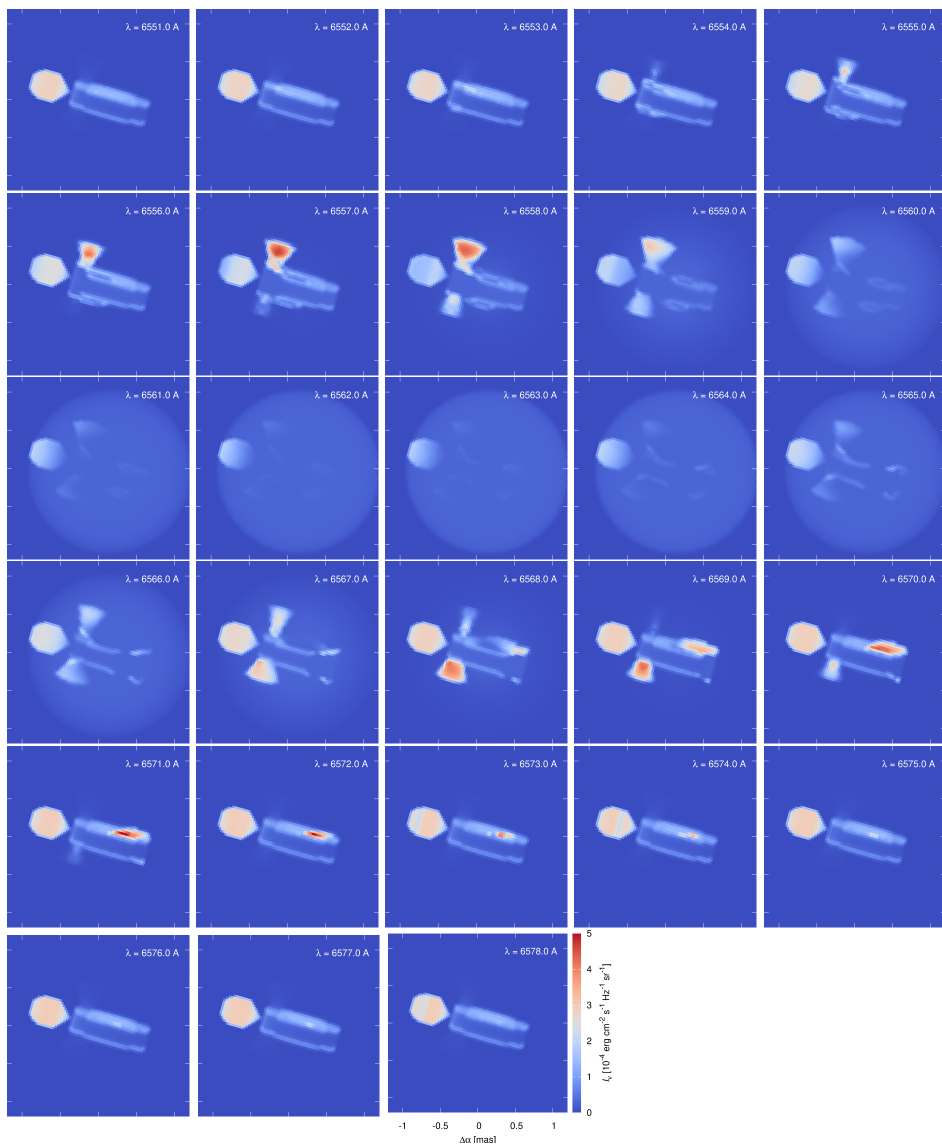
β Lyr A je jednou z nejlépe pozorovaných hvězd. Kombinací všech zmiňovaných měření se nám podařilo odvodit mj. následující parametry: vnější poloměr disku $R_{\text{outnb}} = 31,5 R_{\odot}$; násobek rovnovážné³ tloušťky disku $h_{\text{cnb}} = 3,8$; vnější poloměr výtrysku $R_{\text{outsh}} = 35,9 R_{\odot}$; vnější poloměr obálky $R_{\text{outsh}} = 72,9 R_{\odot}$; teplotu sekundáru $T_{\text{cp}} = 14\,334$ K; teplotu disku $T_{\text{nb}} = 30\,345$ K (na R_{innb}); teplotu výtrysku $T_{\text{nb}} = 15\,089$ K; teplotu obálky $T_{\text{nb}} = 5\,631$ K; sklon $I = 96,3^{\circ}$; vzdálenost 328,4 pc. Nejistoty přitom dosahují přinejmenším 10 % (s výjimkou I). Zbývající ze 38 parametrů viz v [2].

-
- [1] MOURARD, D., BROŽ, M., HARMANEC, P., NEMRAVOVÁ, J., BUDAJ, J., BARON, F., MONNIER, J. D. AJ. *Physical properties of β Lyr A and its opaque accretion disk*. *Astron. Astrophys.* **618**, A112, 2018.
- [2] BROŽ, M., MOURARD, D., BUDAJ, J., HARMANEC, P., MONNIER, J. D., SCHMIDT, H., TALLON-BOSC, I. AJ. *Optically thin circumstellar medium in the β Lyr A system*. *Astron. Astrophys.*, accepted.

3. odvozené z teploty



Obr. 2 — Série vybraných spekter dvojhvězdy β Lyr A. Tlustou čarou je vyznačeno pozorované rektifikované spektrum; tenkou syntetické. Nejistota I_λ je typicky 0,01. Fáze (od 0 do 1) je vyznačena číslem vlevo a také barvou. Význačné spektrální čáry zde jsou: $H\alpha$ 6563 Å, HeI 6678, SiII 6347, SiII 6371, Ne 6402. V absorpčních čarách křemíku je zřetelný oběžný pohyb sekundáru, který je svítivější než primár.

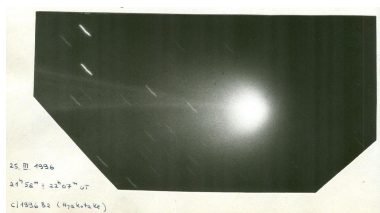


Obr. 3 — Syntetické obrazy dvojhvězdy β Lyr A pro profil čáry $H\alpha$, tj. v rozsahu vlnových délek 655,1 až 657,8 nm. Zatímco v kontinuu jsou vidět opticky tlusté objekty (primár, sekundár, disk), v emisní čáře jsou zřetelné opticky tenké. Vzhledem k jejich rychlostním polím se nejprve objevuje atmosféra (keplerovsky) rotujícího disku, jako druhé výtrysky, jako třetí obálka a *vice versa*.

Komety od pradávných časů vzbuzovaly pozornost. Důvod? Lidé pozorovali hvězdy, které se po stovky let zdají být stále na stejném místě. Proto se jim ostatně začalo říkat stálice. Ty jasnější si v myslích uspořádali do souhvězdí. Nevznikla všechna najednou. Sice mají původ v dávných civilizacích, Mezopotámii či Egyptě, avšak na severní obloze se dnes jména odvozují zejména z řecké mytologie. V kontrastu s tím je jižní obloha, která je mnohem modernější, s názvy souhvězdí pocházejícími převážně ze století 16. až 18. Čili na obloze můžeme najít jednak bájného Oriona, Kassiopeu nebo Lva a jednak Oktant, Sextant, Kružítko či Pravítko.

Stálice jsou tedy stálé. Ovšem něco se přeci jen mění. Na zvěrokruhu, původně protínajícím dvanáct, v dnešní době třináct souhvězdí, je čilý provoz. Po této „nebeské dráze“ se prohánějí především Slunce a Měsíc. Časem si ale lidé všimli, že se tam vyskytuje i několik pohybujících se hvězd. Bylo to zvláštní, proto jim říkali bludice, tuláci, neboli v řečtině *planétés* a dnes jim říkáme planety. Bedlivě je sledovali a zjistili, že každá z nich se pohybuje podle „jízdního řádu“. Je tam zřetelná pravidelnost a opakovanost dějů. Přijali jsme je za své, a staly se tak součástí našich životů.

Zpět ke kometám. To jsou takříkajíc nezbednice. Nejenže jasné komety předčí svou zjevnou jasností všechny stálice na obloze, ale především jsou nepředvídatelné. A nepředvídatelnost lidstvo děsila odpradáвна. Komete se mohla zjevit kdekoli na obloze, přilétnout z kteréhokoliv směru a v kterýkoliv čas. Narušovala harmonii, narušovala zaběhnutý řád a tím upadala v nemilost. Ve většině případů se její zjevení spojovalo pouze s negativy. Jako by komety mohly za války a morové epidemie. Nicméně čas od času na ně zbyla i pozitiva. Jedním z mála takových příkladů je velmi jasná vlasatice z roku 1811, kterou objevil v jižní Francii známý astronom HONORÉ FLAUGERGUES. Kometu údajně pozoroval i sám Napoleon a viděl v ní znamení úspěchu při tažení do Ruska. (I to ale nakonec přineslo jen utrpení a zkázu.) Tatáž vlasatice však byla velmi vyzdvihována na samém



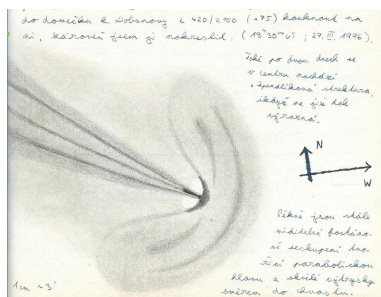
západním konci Evropy. Toho roku se totiž urodilo značné množství výjimečného portského vína. Po mnoho desetiletí figurovalo na předních místech ceníků, s přívlastkem „kometové víno“. Ještě v roce 1880 bylo v inzerátech nabízeno za neuvěřitelné ceny.

Ve starých kronikách nacházíme záznamy o zjevení se jasných komet, které nikdo nečekal. Ovšem s rozvojem pozorovatelské astronomie na přelomu století 18. a 19. začala éra systematického pečlivého průzkumu oblohy pomocí dalekohledů. Ruku v ruce s tím přišel čas velkých objevitelů komet. Prvními byli bezesporu CHARLES MESSIER a jeho sok PIERRE FRANCOISE MÉCHAIN. Devatenáctému století pak vévodil dodnes nejúspěšnější vizuální lovec komet JEAN LOUIS PONS. Svou první kometu objevil jako vrátný na hvězdárně v Marseille. Během života se vypracoval až na ředitele observatoře ve Florencii a byl úplným „magnetem“ na komety. Celkem jich objevil 36 a dodnes jeho jméno nese 26 z nich. Zatímco ve středověku jsme měli jen pár komet za století, najednou jich byly desítky a desítky.



Každá zásadní technologická změna přinesla zlomový posun. Zejména šlo o zavedení fotografie do pozorovatelské astronomie. Ta se používala během 20. století a ve spojení se stále dokonalejšími dalekohledy dosáhla vrcholu v osmdesátých letech. Nekoronovanou královnou se stala CAROLYN SHOEMAKEROVÁ, která spolu s manželem pracovala na observatoři Mt. Palomar. Celkem má na svém kontě 32 komet a v jednotlivcích vede světový historický žebříček. Tak to nejspíš zůstane navěky, neboť v současnosti již převládají automatizované přehlídky.

Devadesátá léta byla divoká nejen u nás, ale i na poli kometárním. Byla to poslední příležitost, kdy amatérští lovci komet měli značné šance objevit kometu vizuálně. Důvodem byl fakt, že profesionální fotografické přehlídky nebyly dost výkonné a navíc se nedostaly do malých úhlových vzdáleností od Slunce. Amatéri měli velké pole působnosti a obvykle stačilo 200 až 300 hodin usilovného hledání na jeden objev. Oba způsoby žily pospolu a vzájemně se doplňovaly. Ve druhé polovině devadesátek opět přišla změna, která předznamenala postupný zánik fotografického hledání a u vizuálního snížení šancí téměř

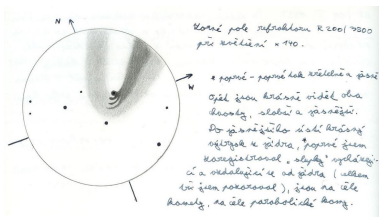


na nulu. Důvodem byl nástup detektorů CCD a zahájení projektu LINEAR na Lincolnově observatoři v Novém Mexiku. Od roku 1998 do roku 2011 měl na kontě 279 komet. . .

Ještě předtím, než doba romantiky skončila, dostali amatérští astronomové dárek na rozloučenou. V roce 1995 objevil japonský astronom YUJI HYAKUTAKE kometu, která, jak se později ukázalo, proletěla kolem Země ve vzdálenosti pouhých 18 milionů km. Díky této skutečnosti byla snadno viditelná pouhým okem, s chvostem téměř přes půl oblohy. Ve stejném roce se štěstí usmálo ještě na dvojici amerických astronomů-amatérů. ALAN HALE a THOMAS BOPP našli kometu, která posléze zjasnila natolik, že byla viditelná pouhým okem více než rok! Jde o rekord, a právem tak získala neoficiální titul kometa století. Od té doby se žádná tak výjimečná kometa neobjevila. Rozloučení se zlatým věkem vizuálních objevů to bylo vsukutku velikopé.

Objevy z přehlídek přicházely a neustále přicházejí další a další. V současnosti je nejvýkonnější přehlídka PanSTARRS, kterou obstarává dvojice dalekohledů, každý o průměru primárního zrcadla 1,8 m. Mezi jmény komet se mj. objevují přehlídky ASASSN, Catalina, Lemmon nebo ATLAS. Posledně jmenovanou tvoří dva relativně malé 0,5 m dalekohledy umístěné na Havajských ostrovech. Jejich hlavním úkolem, stejně jako u většiny přehlídek, je vyhledávání blízkozemních a potenciálně nebezpečných planetek, přičemž se v síti chytí i komety.

Velice pěkný úlovek se povedl přehlídce ATLAS v noci 28. prosince 2019. Našel slabou kometu, ale již první propoččet dráhy byl dost optimistický. Periheliem, tedy místem nejbližším k Slunci, měla projít 31. května 2020, a to ve vzdálenosti 0,25 au (cca 37 milionů km). Měla se tak dostat do dosahu středně velkých dalekohledů, tedy i těch, které máme na hvězdárně v Úpici. Avšak během února se začala chovat nevyzpytatelně, to občas komety dělají; tato nás překvapila a začala strmě zjasňovat oproti předpokladům. Na konci března byla v dosahu triedru 10 × 50. Co je u této komety, jež mimochodem nese označení C/2019 Y4 (ATLAS), velice zajímavé, je dráha samotná. Je totiž podobná orbitě, po které se pohybovala Velká kometa z roku 1844. Pravděpodobně se jedná o úlomek, který se oddělil od velkého jádra a následuje jej se zpožděním ani ne 180 roků, což při periodě kolem 4 000 roků není mnoho.



Občas se mi stane, že zapomenu nějakou důležitou rovnicí: Maxwell, Planck, Einstein, Hamilton, Schrödinger, ... Co teď? Zkusím si vzpomenout!

Začneme mechanikou klasickou. Druhý Newtonův zákon znám:

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}}{m}, \quad (3)$$

kde \mathbf{a} označuje zrychlení (tělesa), \mathbf{F} sílu (na těleso) a m hmotnost (tělesa).

Namísto zrychlení a sil lze totéž popisovat pomocí energií. Když se jednotlivé energie mění, něco se děje. Celková energie H je součtem kinetické T a potenciální V ; označení H odpovídá slovu „hamiltonián“. Napišme jej konkrétně pro atom vodíku, neboli elektron; proton zde uvažujeme zcela nehybný, vytvářející pouze potenciálovou jámu:

$$H = T + V = \frac{p^2}{2m} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{q}, \quad (4)$$

kde q označuje zobecněné souřadnice (zde r), p zobecněné hybnosti (zde mv), ϵ_0 permitivitu vakua, e elementární náboj. Obdobou (20) jsou Hamiltonovy rovnice:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p} = \frac{p}{m} = v, \quad (5)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{q^2}, \quad (6)$$

kde $dq/dt \equiv \dot{q}$ jsou zobecněné rychlosti, \dot{p} zobecněné síly (resp. zrychlení po $1/m$). Pochopitelně, jednotka $[H] = \text{J}$ (joule).

V mechanice kvantové je ovšem popis jiný. Neznámou bude vlnová funkce $\Psi(\mathbf{r}, t)$, což je komplexní funkce souřadnic a času, jejíž kvadrát je hustota pravděpodobnosti; pravděpodobnost výskytu elektronu v objemu Ω je pak:

$$\mathcal{P} = \int_{\Omega} \Psi \Psi^* d\Omega; \quad (7)$$

jednotka $[\Psi] = \text{m}^{-3/2}$. I když je elektron rozprostřen, lze mu přiřadit hmotnost m nebo náboj e . Hledáme rovnici pro Ψ .

Nultý člen vlevo bude jistě její časová derivace, protože právě ji chceme znát! Aby byl rozměr členu J (bez Ψ), musíme jej násobit $\hbar = h/2\pi$.⁴

4. viz např. energii fotonu $E = hf$, $[h] = \text{J s}$

První člen vpravo bude nějaká prostorová derivace; změna Ψ na Ψ musí záviset. Otázka je, zda první, nebo druhá? Kdyby první ($\nabla\Psi$), záviselo by znaménko ($\partial\Psi/\partial t$) na tom, zda je stoupání tak \nearrow nebo tak \nwarrow , což je nesmyslné. Kdyby druhá ($\nabla \cdot \nabla\Psi$), záviselo by znaménko na rozbíhavosti (sbíhavosti), obdobně jako v případě difuze, což je smysluplné. Aby byl rozměr členu $J = \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$, musíme $[\nabla \cdot \nabla] = \text{m}^{-2}$ násobit \hbar^2/m .

Druhý člen vpravo je jen potenciál násobený Ψ , což je váhování; nelze volit jedinou hodnotu V , je-li elektron rozprostřen. Rozměr je J .

Poslední úvaha. Co kdyby Ψ byla jako rovinná vlna, $\Psi = \Psi_0 e^{i(kx+\omega t)}$?⁵ Její časová derivace $\partial\Psi/\partial t = i\omega\Psi$ a prostorová derivace $\partial^2\Psi/\partial x^2 = -k^2\Psi$ by se nikdy nemohly rovnat, pokud bychom nedoplnili „i“ vlevo a „-“ vpravo. Odtud plyne Schrödingerova rovnice:

$$i\hbar \frac{\partial\Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2\Psi - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \Psi. \quad (8)$$

Co vidíme bez toho, abychom ji řešili? Především *rozbíhavost*, tzn. kinetická energie, musí odpovídat *vymezování*, tzn. potenciální energii. Neznamená to, že celková energie (E) elektronu je vždy nulová! Je-li záporná, zůstává v jámě (i když ne přesně vymezeně); atom je ve vázaném stavu.

Je-li kladná, může být kdekoli od $-\infty$ do $+\infty$; atom je ve volném (ionizovaném) stavu. Vlastně pak není důvod mu říkat atom; spíše si představujme rozptýl.

Jaká je charakteristická délka, na níž se mění Ψ ? Nahradíme-li derivaci za podíl délkou L (resp. 2. za L^2), pak:

$$0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(-\frac{\Psi}{L^2} \right) - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{L} \Psi,$$

odkud:

$$L = \frac{2\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2},$$

což po dosazení $\epsilon_0 \doteq 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$, $\hbar \doteq 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$, $m \doteq 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $e \doteq 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ dá $L \doteq 2,6 \cdot 10^{-11} \text{ m}$. Jedná se o polovinu Bohrova poloměru, čili průměr činí čtyřikrát více (10^{-10} m). Samozřejmě je třeba být ve střehu! Blíží-li se energie nule (zdola), je atom *makroskopický*, klidně takhle (10 cm):

Ve vesmíru však nebývá atom sám. . .

5. $e^{ix} = \cos x + i \sin x$

Občas se mi stane, že zapomenou nějakou důležitou rovnicí: Maxwell, Planck, Einstein, Hamilton, Schrödinger, ... Co teď? Zkusím si vzpomenout!

Energie fotonu je $E = h\nu$, kde h je Planckova konstanta a ν frekvence. Ve statistické fyzice se přitom energie (jedné částice) poměřuje teplotou pomocí kT , kde $k \doteq 1,4 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ je Boltzmannova konstanta a T termodynamická teplota. Proto užijí poměr $h\nu/(kT)$.

Rovnovážné rozdělovací funkce obsahují exponenciály, např. $e^{\frac{h\nu}{kT}}$, $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$. Která je správně? Nesmí divergovat pro $\nu \rightarrow \infty$, tzn. druhá, neboli $1/e^{\frac{h\nu}{kT}}$. Ve jmenovateli je ovšem třeba oprava pro $\nu \rightarrow 0$, abychom obdrželi Rayleighův–Jeansův zákon, což je polynom. Napíšu si Taylorův rozvoj:

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots \quad (9)$$

a ihned vidím, že musím odečíst „1“, $1/(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)$, abych dostal polynom (vyšší mocniny lze zanedbat).

Nakonec si musím uvědomit, co chci. Monochromatickou intenzitu, neboť je nejpodrobnější veličinou popisující záření. Její jednotka $[I_\nu] = \text{J s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$. Zatím mám jednotku 1. V úvahu připadají h , c , ν , jejichž jednotky jsou Js, m s^{-1} , $\text{Hz} = \text{s}^{-1}$ (asi tam nebude hmotnost Marsu). Určitě tam bude h (kvůli J), určitě $1/c^2$ (kvůli m^{-2}), což konec konců zachrání ν^3 . Číselný faktor 2 si třeba pamatovat, případně si vzpomenout na slovo „polarizace“. Odtud plyne Planckův zákon:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (10)$$

Kdo chce, přeznačí si na B_ν , což naznačuje, že jde o **absolutně černé těleso**.

Skleníkový jev a globální oteplování

Miroslav Brož

Jak je možné, že existují popírači globálního oteplování? Rozumějí radiální bilanci (obr. 5)? Ověřují všechna čísla? Znají fyzikální zákony? Zkusili si to spočítat? Nevím. Zkusím si to sám.

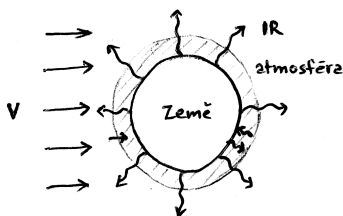
Skleníkový jev

*

Nejjednodušší popis skleníkového jevu je následující. Uvažujme zvlášť: (i) Zemi, resp. její povrch, a (ii) atmosféru. Na náčrtu vidíme, že od Slunce přichází energie

*

jako záření viditelné (V^6), kdežto ze Země a atmosféry odchází jako infračervené (IR). Nesmíme ovšem přehlédnout malé šipečky, znázorňující též výměnu energie mezi Zemí \leftrightarrow atmosférou!



Napišme pro Zemi a pro atmosféru příslušné zákony zachování energie:

$$(1 - k_V)(1 - A)\Phi + \sigma T_{\text{atm}}^4 = \sigma T^4, \quad (11)$$

$$k_V(1 - A)\Phi + k_{\text{IR}}\sigma T^4 = 2\sigma T_{\text{atm}}^4, \quad (12)$$

kde T označuje termodynamickou teplotu (v K) povrchu Země, T_{atm} totéž pro atmosféru, $\sigma = 5,68 \cdot 10^{-8} \text{ W K}^{-4}$ Stefanovu–Boltzmannovu konstantu, Φ zářivý tok (ve W m^{-2}) od Slunce, A albedo (odrazivost) Země vč. atmosféry, k_V absorpční koeficient atmosféry v oboru viditelném, k_{IR} totéž v infračerveném (tepelném). Celkem jde o 6 členů. Lze je označit jako toky: $\Phi_{\odot \rightarrow \oplus}$, $\Phi_{\text{a.} \rightarrow \oplus}$, $\Phi_{\oplus \rightarrow \text{o.}}$, $\Phi_{\odot \rightarrow \text{a.}}$, $\Phi_{\oplus \rightarrow \text{a.}}$, $\Phi_{\text{a.} \rightarrow \text{o.}}$, kde „a.“ znamená atmosféra a „o.“ okolí.

Popis se vyznačuje značnou jednoduchostí: je psán pro 1 m^2 ; uvažuje planparalelní atmosféru se 2 povrchy, vyzařujícími stejně nahoru/dolů, zanedbali jsme jiné způsoby přenosu energie (fázové přeměny, proudění) atd. Neuvažujeme ani žádný tepelný profil $T_{\text{atm}}(r)$.

Důležitý parametr je solární konstanta $S = 1361 \text{ W m}^{-2}$ (Kopp a Lean 2011), tj. energie (v J) dopadající za 1 s na plochu 1 m^2 kolmo k paprsku *mimo* atmosféru. Průměrný tok na vrchu atmosféry je ovšem pouze $\Phi = S/4$, protože: (a) Země je koule; (b) Slunce svítí jen z jedné strany. Jinými slovy, Slunce je malá světlá skvrna na jinak tmavé obloze.

Zde budeme předpokládat, že S je konstantní; beztak nehraje žádnou roli v oteplování! Hodnotu albeda uvažujeme standardní, $A = 0,31$, společnou pro Zemi a atmosféru.

Experiment. Co můžeme sami měřit? Nejjednodušší je asi měření teploty. Vzal jsem proto infrateploměr, namířil jsem jej na oblohu, $T_{\text{atm}} = -25^\circ \text{C} \doteq 248 \text{ K}$, a na zem, $T = 10^\circ \text{C} \doteq 283 \text{ K}$ (viz tab. 1). Samozřejmě je takové měření příliš ledabylé!

6. též NIR

Vždyť jsme neuvažovali žádné rozdíly den/noc, léto/zima, rovník/pól, oblačnost, různost povrchů atd. Nicméně berme to jako ledabylý experiment anebo okamžitý stav.

čas UT	podmínky	T °C	T_{atm} °C
4. 11. 14 h	den, skoro jasno	+10	-25
5. 11. 19 h	noc, jasno	0	-34
8. 11. 8 h	den, mlha	+1	-1

Tab. 1 — Měření okamžité teploty povrchu Země a atmosféry pomocí infrateploměru. Nejistota měření je sice $\sigma_T \simeq 1^\circ\text{C}$, ale podstatně větší je její proměnlivost v čase a prostoru, řádově $\Delta T \simeq 30^\circ\text{C}$.

Z rovnic (11), (12) pak lze vyjádřit:

$$k_V = 1 - \frac{\sigma T^4 - \sigma T_{\text{atm}}^4}{(1 - A)\Phi}, \quad (13)$$

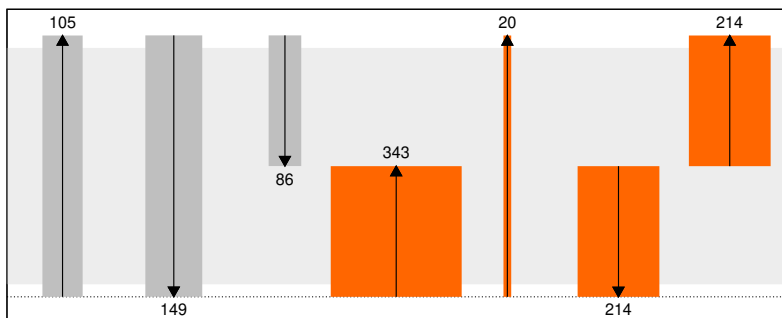
$$k_{\text{IR}} = \frac{2\sigma T_{\text{atm}}^4 - k_V(1 - A)\Phi}{\sigma T^4}. \quad (14)$$

Vychází $k_V = 0,36$, $k_{\text{IR}} = 0,94$. Zajímavé. Asi třetina viditelného záření je pohlcena, což by odpovídalo obvyklé extinkci při astronomických pozorováních. V infračerveném oboru atmosféra pohlcuje mnohem víc než ve viditelném. Zajímavější jsou jednotlivé toky (ve W m^{-2}): $\Phi_{\odot \rightarrow \text{o.}} = 105$, $\Phi_{\odot \rightarrow \oplus} = 149$, $\Phi_{\odot \rightarrow \text{a.}} = 85$, $\Phi_{\oplus \rightarrow \text{a.}} = 343$, $\Phi_{\oplus \rightarrow \text{o.}} = 20$, $\Phi_{\text{a.} \rightarrow \oplus} = \Phi_{\text{a.} \rightarrow \text{o.}} = 214$; znázorňuje je obr. 4. Soustředíme se a dejme si pozor na jazyk. Platí *zde* totiž následující tvrzení:

1. **Atmosféra nás hřeje víc než Slunce!**
2. Slunce nám dává světlo.
3. Atmosféra nám dává neviditelné světlo.
4. Země svítí víc než Slunce.
5. Vzduch je zahříváný Zemí.
6. Vzduch je neprůhledný (v IR).
7. Slunce má 6 000 K, ale pouze $6 \cdot 10^{-5}$ sr (steradiánu).
8. Atmosféra má okolo 248 K, ale celých 2π sr.
9. Bez Slunce by samozřejmě $T_{\text{atm}} \rightarrow 0$ i $T \rightarrow 0$.

Naopak neplatí tvrzení:

1. ~~Slunce nám dává světlo a teplo.~~
2. ~~Vzduch je zahříváný Sluncem.~~
3. ~~Vzduch je průhledný.~~



Obr. 4 — Radiální bilance dle jednoduchého popisu. Dole povrch Země, nahore vršek atmosféry. Číselné hodnoty udávají toky (ve W m^{-2}). Viditelné světlo šedě, neviditelné červeně. Výpočet byl proveden pro parametry $T = 283 \text{ K}$, $T_{\text{atm}} = 248 \text{ K}$, $k_V = 0,36$, $k_{\text{IR}} = 0,94$.

Trochu přeháním, tvrzení nejsou zcela nepravdivá, ale polopravdivá. Nikdo nezpochybňuje, že Slunce svítí v NIR nebo že vzduch je částečně průhledný (zejm. ve V). Také záměrně užíváme protimluv „neviditelné světlo“, protože IR je svou podstatou stejně jako V.

Zkontrolujme radiální bilanci v literatuře, založenou na globálních měřeních a podstatně složitějším modelování (viz obr. 5). Co vidíme? Že i naše okamžité měření a úplně jednoduchý popis mají smysl! Odchytky sice dosahují mnoha desítek procent (zejm. $\Phi_{\oplus \rightarrow \text{o.}}$, $\Phi_{\text{a.} \rightarrow \oplus}$), ale všechna výše uvedená tvrzení jsou kvalitativně správná.

Opacita

*

Co kdyby se měnily absorpční koeficienty k_V , k_{IR} ? Z (11), (12) bychom vyjádřili:

$$T = \left[\frac{(1 - 0,5k_V)(1 - A)\Phi}{(1 - 0,5k_{\text{IR}})\sigma} \right]^{0,25}, \quad (15)$$

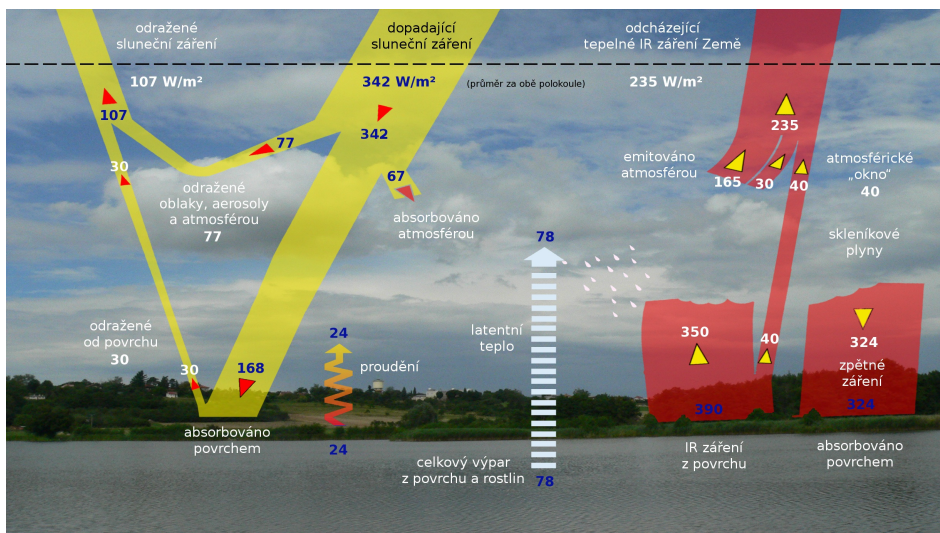
$$T_{\text{atm}} = [T^4 - (1 - k_V)(1 - A)\Phi/\sigma]^{0,25} \quad (16)$$

a podle obr. 6 bychom viděli, jak se mění teplota T i T_{atm} , bez ohledu na hodnotu $\mathcal{S} = \text{konst}$. Evidentně, atmosféra má zásadní vliv, a to k_{IR} více než k_V . Bez atmosféry ($k_V = k_{\text{IR}} = 0$) bychom byli na $T = 253 \text{ K}$, brr. . . A to jsme nezměnili A , které by při sněžové pokrývce mohlo vzrůst až na 0,90!

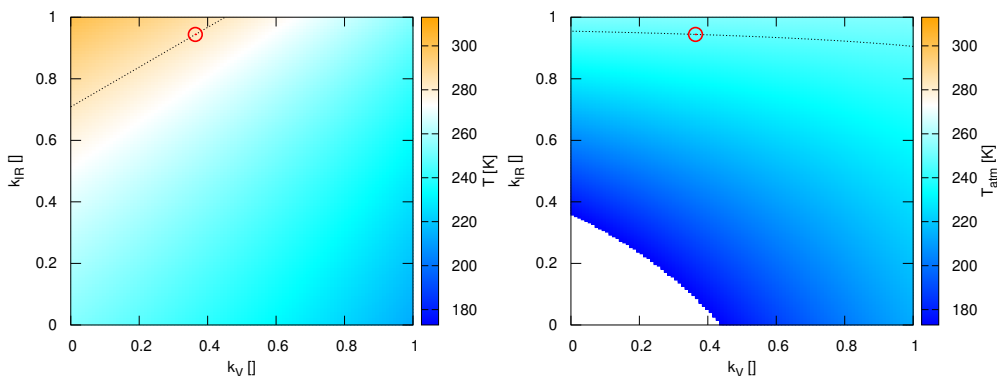
Zkontrolujme absorpci celé atmosféry tak, že ji přepočítáme na opacitu κ (čes. neprůhlednost). Je definována jako *relativní* úbytek intenzity I na jednotku délky dx a jednotku hustoty ρ :

$$dI = -\kappa\rho I dx. \quad (17)$$

*



Obr. 5 — Radiční bilance dle [1].



Obr. 6 — Teplota Země T (vlevo) a atmosféry T_{atm} (vpravo) v závislosti na absorpčním koeficientu k_V ve viditelné a k_{IR} v infračervené oblasti spektra. Červený bod odpovídá našemu měření.

Její jednotka $[\kappa] = \text{m}^2 \text{kg}^{-1}$; čili jaká plocha (z 1 m^2) by byla geometricky zastíněna, kdybychom rozptýlili 1 kg dané látky. Je-li dI/I velké, nelze rovnici použít přímo v diferenciálním tvaru, nýbrž v integrálním tvaru:

$$I(x) = I(0) e^{-\kappa \rho x}, \quad (18)$$

neboli:

$$\kappa = -\frac{1}{\rho x} \ln \frac{I(x)}{I(0)}. \quad (19)$$

V našem případě $x \simeq 10$ km, $\rho \simeq 1$ kg m⁻³, když uvažujeme atmosféru jako homogenní. Celková hmotnost atmosféry pak vychází správně asi $5 \cdot 10^{18}$ kg. Dále $I(x)/I(0) = 1 - k_V = 0,64$, tedy $\kappa_V = 4,5 \cdot 10^{-5}$ m² kg⁻¹. Je to hodně, nebo málo? Málo. Látka je totiž v neutrálním stavu, fotony z oboru V nezpůsobují excitace/ionizace elektronových stavů molekul N₂, O₂, čili se šíří snadno.⁷ Otázka je, co způsobuje zvýšenou absorpci (opacitu) v IR?

Experiment. Počítání beránků. 1, 2, 3, 4, 5, 6, ... Proč je počítám? Abych si uvědomil, že zvýšená opacita oblaků (ve V) není způsobena běžnými plyny (N₂, O₂), nýbrž vzácnými (H₂O). V tomto případě došlo k fázovému přechodu (kondenzaci), čili vzniku kapiček, které účinně rozptylují světlo. Ostatně vidím, že v mlze nevidím. Infrateploměrem lze ověřit, že oblaky způsobují změny také v oboru IR. Zde může jít o projev zmiňovaných kapiček, teplotního profilu $T_{\text{atm}}(r)$ nebo tepla odevzdaného okolí při kondenzaci.

Dokonce ani kdyby žádné oblaky vidět nebyly, teplota by kolísala, protože sama vodní pára způsobuje absorpci v IR. Astronomové na observatoři ALMA by mohli vyprávět. Celá observatoř byla navržena tak, aby pozorovala v mezerách mezi absorpčními pásy. Důvodem jsou vibrační přechody v molekule H₂O, resp. vazbě O–H. Obsah vodní páry je průměrně 0,4% (na objem), resp. 0,25% (na hmotnost). Podle (19) dělíme menším ρ , tzn. že opacita samotné páry v IR je řádově vyšší, $\kappa_{\text{IR}} = 2,4 \cdot 10^{-3}$ m² kg⁻¹.

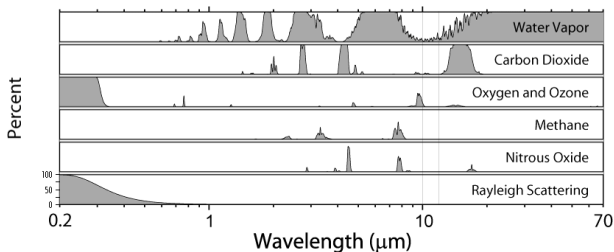
Experiment. Na pružině se závažím si ověřím, že zrychlení:

$$a = -\frac{kx}{m}, \quad (20)$$

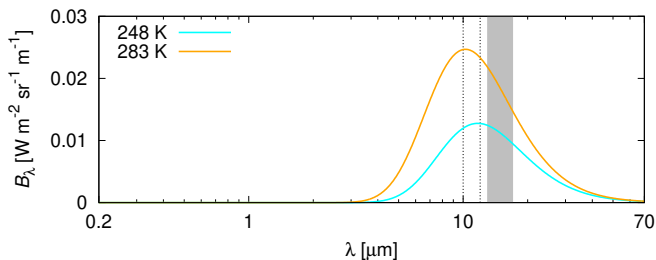
kde k je tuhost pružiny, x výchylka, m hmotnost závaží. Čím tužší, tím je frekvence kmitů vyšší, protože vratné zrychlení je větší. Jednotky jsou $[k] = \text{kg s}^{-2}$, $[m] = \text{kg}$, čili úhlová frekvence těžko může být něco jiného než:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (21)$$

7. Naopak fotony z UV způsobují excitace/ionizace ve vysoké atmosféře (termosféře), a proto se nešíří snadno.



Obr. 7 — Závislost procentuální absorpce atmosférou na vlnové délce λ , způsobená molekulami: H_2O , CO_2 , O_2 , O_3 , CH_4 , NO_2 . Uveden je také Rayleighův rozptyl (ve V, UV), účinný pro všechny molekuly. Převzato z (http://en.wikipedia.org/wiki/Absorption_band).



Obr. 8 — Monochromatická intenzita B_λ v závislosti na λ pro vyzařování absolutně černého tělesa o teplotě 248 K (modře) a 283 K (oranžově) dle Planckova zákona. Skutečné vyzařování je zásadně ovlivněno propustností atmosféry; mezi 13 a 17 μm je jeden z absorpčních pásů CO_2 .

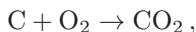
Co kmitá v molekule H_2O ? Vodík, čili $m = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. Co přitahuje H a O? Kdyby byla vazba iontová, tzn. H^+ a O^- , pak podle Coulombova zákona:

$$k = -\frac{am}{x} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{x^3}, \quad (22)$$

což při $\epsilon_0 = 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ N m}^2 \text{ C}^{-2}$, $e = 1,6 \text{ C}$ a $x = 0,27 \text{ nm}$ vychází 12 kg s^{-2} . Kmity umožňují absorpci/emisi fotonu s $E = \hbar\omega = 0,05 \text{ eV}$ a $\lambda = 2\pi c/\omega \doteq 23 \mu\text{m}$, tj. IR. Ve skutečnosti je vazba slabší (kovalentní) a pružina poddajnější. Také by se měla užít redukováná hmotnost, $\mu^{-1} = m_1^{-1} + m_2^{-1}$, a uvážit odpudivá síla, neboť kmitání je okolo rovnovážné polohy; nicméně musí být řádově stejně velká jako přitažlivá. Přitom jde o kvantový systém, tedy s kvantovanými hladinami E a různými λ zahrnujícími prakticky celý obor IR. V případě CO_2 lze obdobnou úvahou dojít k obdobnému λ , neboť $x \downarrow$, $m \uparrow$.

V literatuře je možno zkontrolovat, že právě tyto dva plyny, H_2O , CO_2 , mají široké absorpční pásy přes celé IR (viz obr. 7). Naopak N_2 , O_2 nehrají roli, i když jejich hmotnostní podíl je řádově větší, protože jsou prostě příliš průhledné (v IR).

Obsah CO₂ ve vzduchu je asi 0,04% (na objem), neboli 400 ppm (části na milion). Jak odhadnout emise od doby průmyslové revoluce? Například podle údajů IEA se mezi roky 1971 až 2019 těžilo od 3 500 do 8 000 megatun uhlí za rok, tzn. asi 276 000 Mt celkem (obr. 9). Obsah C bývá 70%. Hmotnost CO₂ je pochopitelně větší, neboť:



odkud plyne $7 \cdot 10^{14}$ kg, což po přepočtení na objem činí 90 ppm! Je sice poněkud obtížné vidět neviditelný plyn v neviditelném oboru, nicméně jámy v Severočeské hnědouhelné pánvi vidí všichni. Samozřejmě ne všechny plyny zůstávají v atmosféře, část je opět vázána v přírodě (v jiné podobě). Na druhou stranu máme také jiné zdroje emise — zemní plyn, ropu, cement, odlesňování atd.

V literatuře lze ověřit, že tyto antropogenní emise nejsou vázány zcela, měřené množství CO₂ totiž neustále roste (obr. 10); příp. poklesy jsou sezónní změny. Od průmyslové revoluce je nárůst přinejmenším 130 ppm (z 270 na dnešních 400).

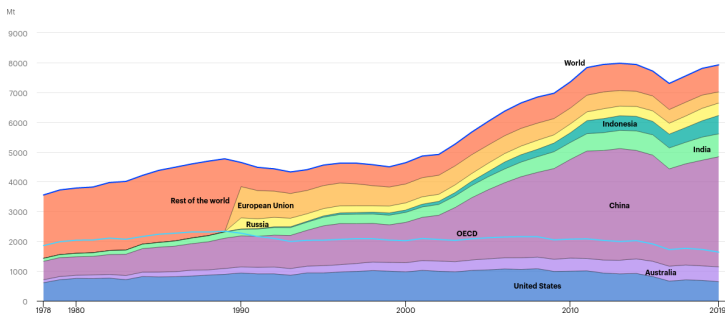
Globální oteplování

Zásadní otázka je, jak se mění k_{IR} ? Pokud by absorpce v IR byla způsobována pouze CO₂, pak by byla úměrná jeho ρ podle (19), $k = 1 - e^{-k\rho x}$. Je-li dnešní $k_{\text{IR}} = 0,94$, pak původní by bylo 0,88. Protože se však CO₂ podílí na absorpci jen částečně (asi 1/6; viz obr. 7 v rozsahu obr. 8), zbytek (5/6) zajišťuje H₂O, vezmeme jen 1/6 změny, tzn. 0,93. Protože se však při změně T zároveň změní obsah H₂O, vezmeme dvojnásobek změny, tzn. 0,92.

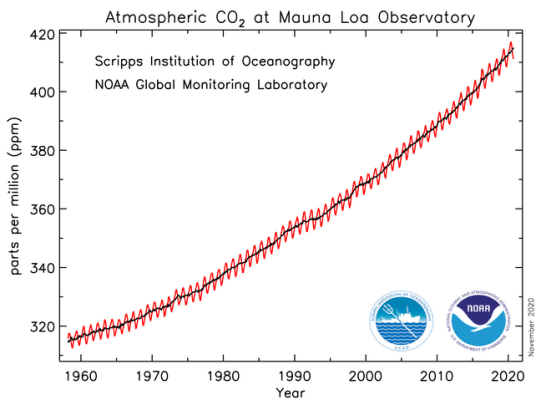
Jde o zásadní změnu radiační bilance (ve W m^{-2}): $\Phi_{\oplus \rightarrow \text{a.}} = 330$, $\Phi_{\oplus \rightarrow \text{o.}} = 27$, $\Phi_{\text{a.} \rightarrow \oplus} = \Phi_{\text{a.} \rightarrow \text{o.}} = 208$ (srov. obr. 4 a 11). Teplota v minulosti musela být nižší $T' = 281,7 \text{ K}$, čili $\Delta T = T - T' = +1,3 \text{ K}$. Tj. podstata globálního oteplování.

Závěr? Pomocí zákona zachování energie a Stefanova–Boltzmannova zákona jsme popsali, jak funguje skleníkový jev a globální oteplování. Jejich podstatou jsou plyny H₂O a CO₂, absorbující v oboru IR. Některé parametry (k_{V} , k_{IR}) jsme přitom ověřovali vlastním měřením, abychom si věřili. Jiné (např. těžbu uhlí) jsme získávali z důvěryhodných zdrojů. Došli jsme k závěru, že se teplota zvýšila asi o 1 K, což je zcela v souladu se zprávami panelu IPCC [3]. Jaká je tedy odpověď na první otázku? Nevím.

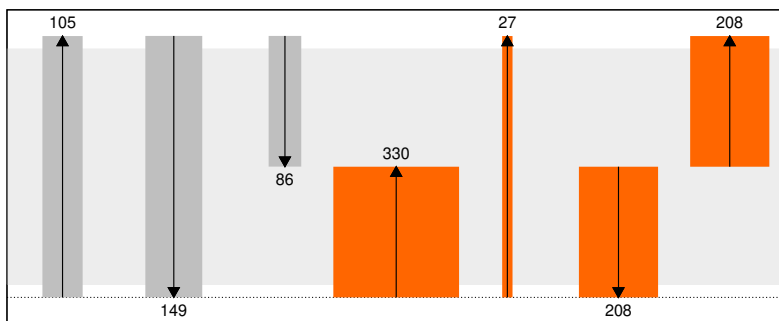
- [1] HAIGH, J. D. *The Sun and the Earth's climate*. Living Rev. Solar Phys., 4, 2, 2007.
- [2] KOPP, G., LEAN, J. L. *A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance*. Geophys. Res. Lett., 38, L01706, 2011.
- [3] STOCKER, T. F., QIN, D., PLATTNER, G.-K., TIGNOR, M., ALLEN, S.K., BOSCHUNG, J., NAUELS, A. A. J. (EDS.) *IPCC: Climate Change 2013: The Physical Science Basis*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013.



Obr. 9 — Roční těžba uhlí v megatunách (Mt) v období let 1978 až 2019 podle IEA. Převzato z <https://www.iea.org/>.



Obr. 10 — Měření obsahu CO₂ ve vzduchu v jednotkách ppm (části na milión) na observatoři Mauna Loa, Hawaii. Převzato z <https://www.esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/trends/mlo.html>.



Obr. 11 — Totéž jako obr. 4, ale pro nižší absorpční koeficient $k_{IR} = 0,92$.