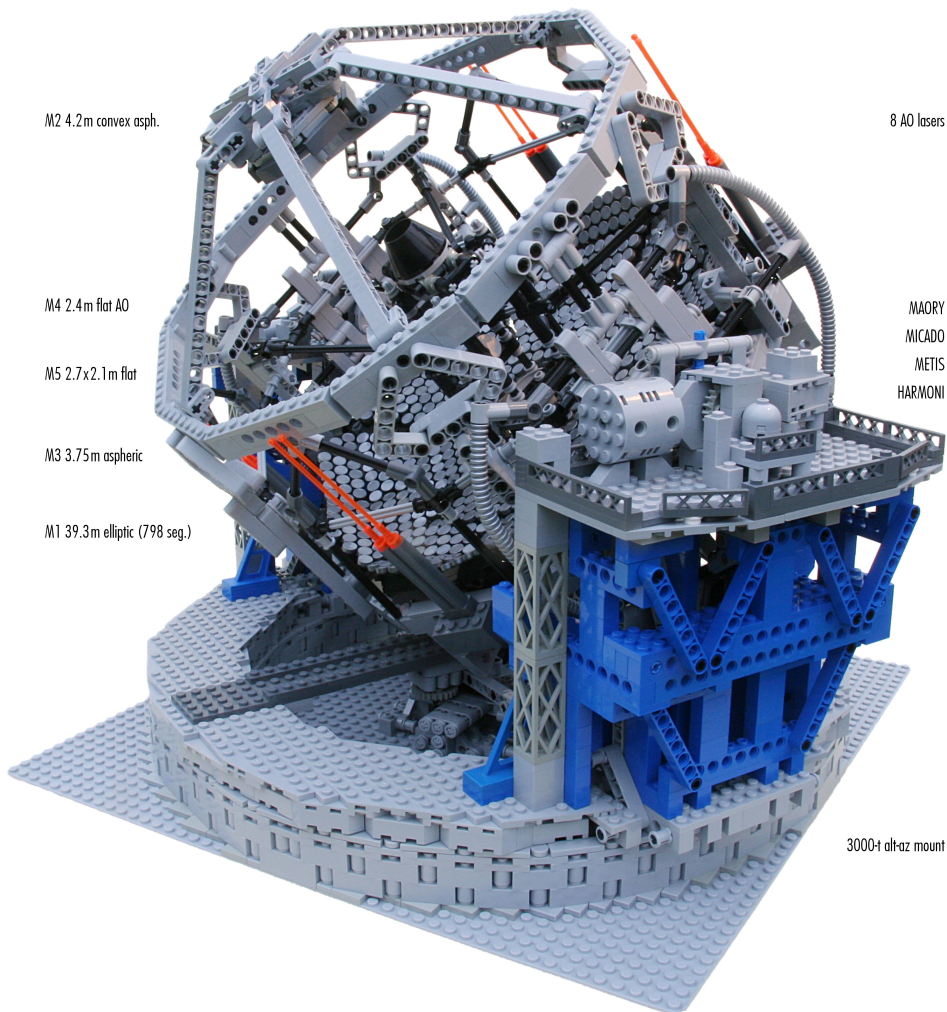


POVĚTROŇ

Královéhradecký astronomický časopis * ročník 25 * číslo 2/2017



M2 4.2m convex asph.

8 AO lasers

M4 2.4m flat AO

MAORY
MICADO
METIS
HARMONI

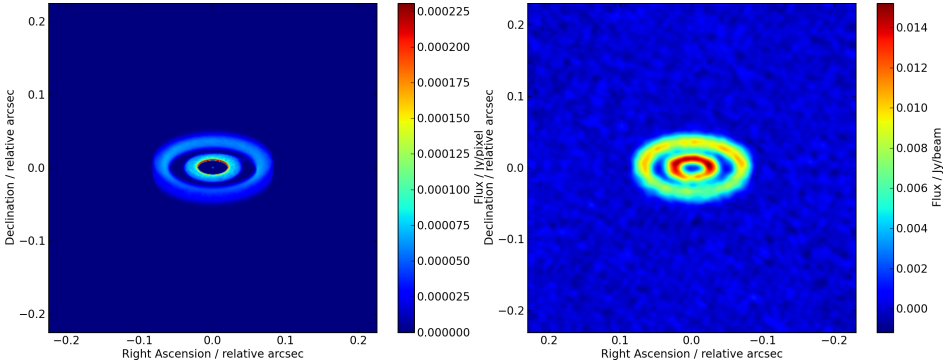
M5 2.7x2.1m flat

M3 3.75m aspheric

M1 39.3m elliptic (798 seg.)

3000H all-az mount

Miroslav Brož, Vítězslav Brož: <i>ELT (zatím z Lega)</i>	3
Miroslav Brož: <i>Přenos záření</i>	9
Lenka Trojanová: <i>Meteorit Hradec Králové nalezen!</i>	30



Obr. 1 — Syntetický obraz protoplanetárního disku s mezerou otevřenou planetou jupiterova typu. Vlevo je ideální obraz pro vlnovou délku $\lambda = 300 \mu\text{m}$ ($\nu = 1000 \text{ GHz}$), resp. monochromatický tok F_ν v jednotkách Jansky na pixel ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Obraz byl vytvořen na základě hydrodynamické simulace programem Fargo, a řešení přenosu záření programem Radmc-3d (Dullemond 2012). Počet souborů fotonů byl 10^8 . Vpravo je syntetické pozorování interferometrem ALMA v maximální konfiguraci, se základnami až $B/\lambda = 3,5 \cdot 10^6$ cyklů, šířkou pásma $\Delta\nu = 7,5 \text{ GHz}$, trváním 3 hodiny, se začátkem na výšce 78° , sloupec vodní páry $\text{PWV} = 0,475 \text{ mm}$; výsledné rozlišení dosahuje $0,012'$. Výpočet pomocí služby ALMAOST (<http://almaost.jb.man.ac.uk/>). K článku na str. 9.

Titulní strana — Extremely Large Telescope (ELT) z Lega. K článku na str. 3.

Povětroň 2/2017; Hradec Králové, 2017.

Vydala: **Astronomická společnost v Hradci Králové** (6. 1. 2018 na 323. setkání ASHK)
 ve spolupráci s **Hvězdárnou a planetáriem v Hradci Králové**
 vydání 1., 32 stran, náklad 100 ks; dvoměsíčník, MK ČR E 13366, ISSN 1213-659X
 Redakce: Miroslav Brož, Miloš Boček, Martin Cholasta, Josef Kujal,
 Martin Lehký, Lenka Trojanová a Miroslav Ouhrabka
 Předplatné tištěné verze: vyřizuje redakce, cena 35,- Kč za číslo (včetně poštovního)
 Adresa: ASHK, Národních mučedníků 256, Hradec Králové 8, 500 08; IČO: 64810828
 e-mail: ashk@ashk.cz, web: <http://www.ashk.cz>

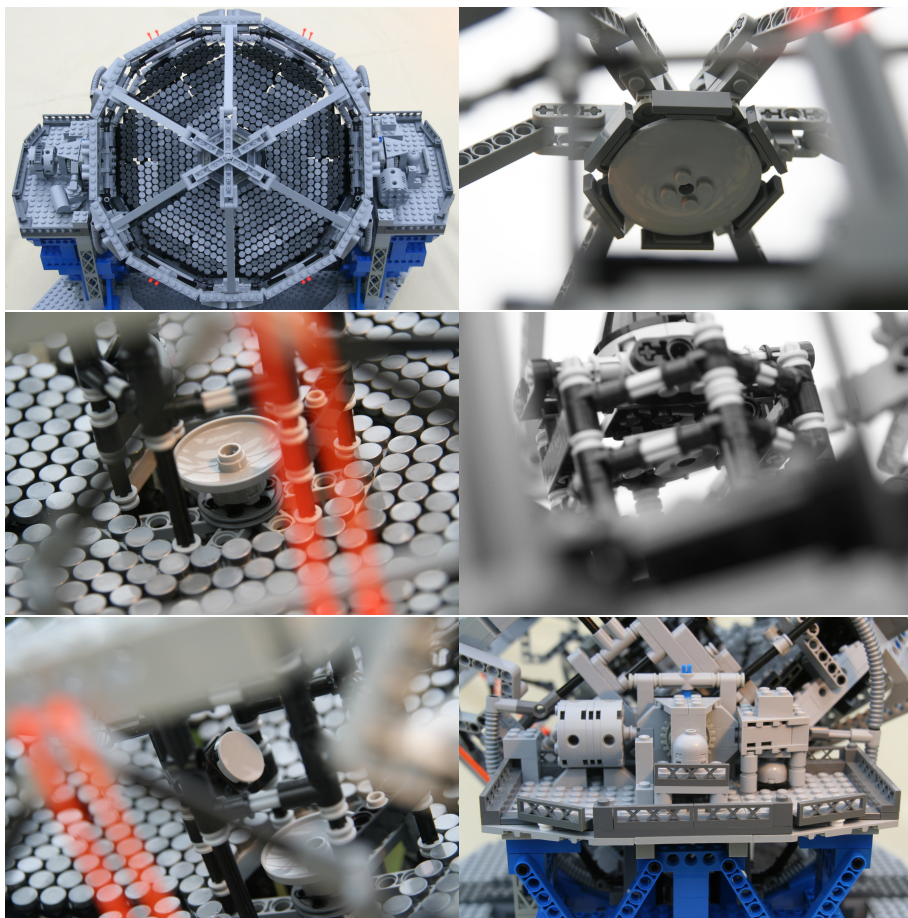
Když jsem se doslechl, že na stránkách ESO je k dispozici návod na stavbu Extremely Large Telescope (ELT) z Lega, neváhal jsem. Takový krásný model by přece byla radost ukazovat návštěvníkům na hvězdárně! To jsem ovšem netušil, co nás čeká. . .

K dispozici je totiž pouze návod — jehož autorem je mimochodem Frans Sink z observatoře v Leidenu — ale „kostičky si sežeh“. Když jsem dětem prohrabal jejich přebytečné kostičky, získal jsem sotva 20 %; neměl jsem to srdce rozdělat jim hotové stavby. Zbytek jsem musel objednat pomocí nějaké internetové služby, pročť jsem zvolil (<http://www.bricklink.com>). Tržní cena některých kostiček je však překvapivě vysoká, některé ani nelze sehnat u nás, ale jen v rámci EU, navíc počet obchodů = počet zásilek = počet poštovních. Systém sice nabízí automatický výběr obchodů, ale ten evidentně není nejvýhodnější. Při strastiplné manuální optimalizaci jsem postupně vybíral obchody s nejvíce typy kostiček, s nejvíce kostičkami, s dobrou cenou, pokud možno v České republice. Nakonec jsem v zoufalství měnil i barevnost některých kriticky vzácných kostiček, čímž jsem cenu „srazil“ na 14 034 Kč (celkem za 5 233 kostiček). Poznámka: svým dětem jsem nezaplatil nic. Také se omlouvám těm, kteří by si chtěli ELT postavit; za to, že jsem kostičky v ČR poněkud vykoupil.

Mít kostičky je jedna věc a mít hotový ELT druhá věc. Poměrně záhy jsme pochopili, že se jedná o nejsložitější model, jaký jsme kdy z Lega stavěli. Na některé obrázky z návodu jsme dlouho soustředěně (nechápnavě) zírali, ale nakonec se umístění kostičky vždy ukázalo jako jediné možné a logické (viz obrázek na titulní straně). Pouze v jednom místě jsme byli nuceni slabou konstrukci trochu zpevnit a pod sektory hlavního zrcadla jsme doplnili černý šestiúhelník z kostiček 6×1 . Celkový rozměr exponátu je 50 centimetrů.

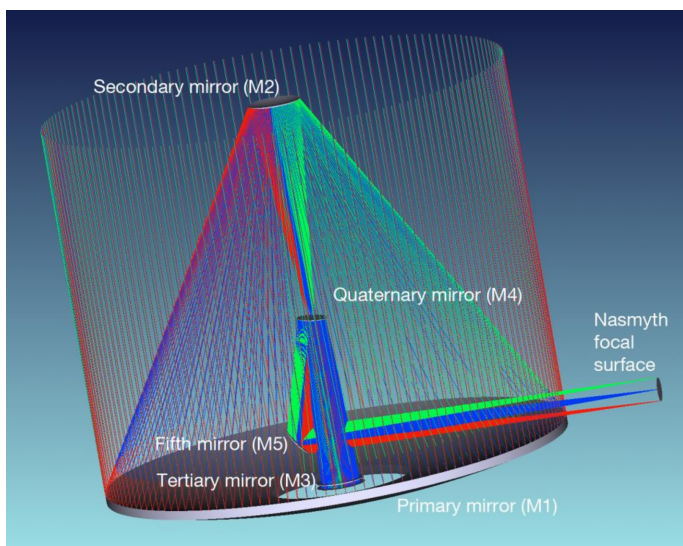
Co lze na modelu ELT ukazovat? Prakticky vše podstatné; sledujme ostatně obr. 2, případně obr. 3: 1. všech 798 (!) segmentů¹ dutého primárního zrcadla s relativním otvorem $f_1/0,93$ (ve skutečnosti je zrcadlo eliptické, aktivní), 2. vypuklý sekundár (asférický, aktivní), 3. dutý terciár (totéž), 4. nakloněné rovinné zrcadlo s otvorem pro dráhu $2 \rightarrow 3$ (s adaptivní optikou a příslušnými aktuátory), 5. pohyblivé rovinné zrcadlo (s korekcí tip-and-tilt, otočné kolem osy věže), čili téměř celou optickou dráhu. Dále azimutální montáž, základní rysy její příhradové konstrukce, pohon azimutální osy, pohyb celé platformy v azimutu, pohyb dalekohledu ve výšce, *náznak* složitého mechanického uložení aktivních zrcadel², uspořádání do 6 hlavních sektorů, dvě horizontální Nasmythova ohniska, výtahy

-
1. jeden či dva bychom mohli vyndat, neboť se neustále nějaké pokoují
 2. každý jeden segment je jinak uložen na 27 bodech

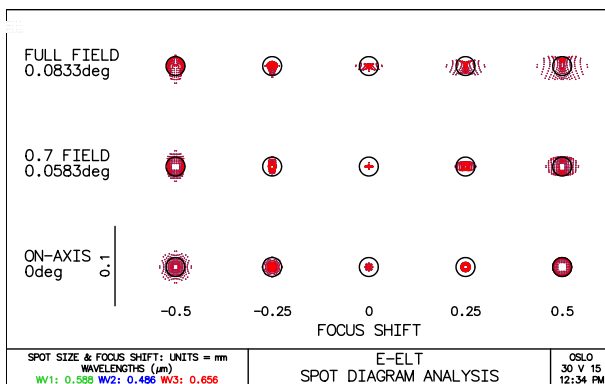


Obr. 2 — Primár, sekundár, terciár, zrcadlo M4 (nakloněné s otvorem), M5 (funkční tip-and-tilt) a platforma s předohniskovou stanicí a přístroji 1. generace: MAORY (vpravo), MICADO (pod), METIS (před), HARMONI (vlevo).

na plošiny, předohniskové stanice, v nichž jsou skryty polohovací sondy pro guiding (s odpohledovými zrcátky o průměru 23 nebo 57 cm pro LGS) a 6. zasouvané rovinné zrcadlo (M6N nebo M6C) pro odklánění paprsku do stran nebo ohniska coudé, dále jednotlivé přístroje na plošinách, konkrétně adaptivní modul MAORY + kameru MICADO, zobrazovací spektrograf METIS, polní spektrograf HARMONI; trubici vedoucí světlo pod dalekohled do ohniska coudé, 8 laserových zdrojů (589 nm, 20 W), Galileovy projekční dalekohledy s 15m clonami, vystupující laserové svazky o průměru 22 cm, vytvářející umělou hvězdu (LGS) pro adaptivní optiku, příslušné klimatizační jednotky, atd. Měřítka modelu je asi 1 : 150; dokumentuje ho přiložený kamion. Také je možné podotknout, že nejmenší zrcadlo M5 zhruba odpovídá velikosti zrcadla našeho největšího 2m dalekohledu v Ondřejově.



Obr. 3 — Optická konstrukce Extremely Large Telescope (ELT). Jedná se o variantu Paul-Bakerova dalekohledu, kde primár je mírně eliptický, má průměr $D_1 = 39,3$ m, poloměr křivosti $R_1 = 69$ m, konstantu kuželosečky $K_1 = -0,995\ 882$; sekundár vypuklý asférický $D_2 = 4,2$ m, $R_2 = 9,313$ m, $K_2 = -2,289\ 62$, $a_4 = 0,479\ 584 \cdot 10^{-15}$; terciár dutý asférický $D_3 = 3,75$ m, $R_3 = -21,067\ 947$ m, $K_3 = 0$, $a_4 = 0,825\ 713 \cdot 10^{-14}$, $a_6 = 0,915\ 685 \cdot 10^{-23}$; 4. zrcadlo ploché, $D_4 = 2,4$ m, adaptivní s 5 800 aktuátory, skloněné pod úhlem $7,75^\circ$, s otvorem kvůli trase $2 \rightarrow 3$; 5. zrcadlo ploché, $D_5 = 2,2$ krát $2,7$ m, s eliptickým půdorysem, korekcí tip-and-tilt, směřuje paprsky mimo tubus do Nasmythova ohniska $f/17,48$. Případně je možné zařadit 6. zrcadlo ploché, $D_6 = 2,0$ krát $1,5$ m pro odklánění do strany nebo ohniska coudé. Zorné pole je velké $10'$, tj. jako 2 mm ve vzdálenosti natažené ruky. Je plně korigované, dalekohled tedy kreslí na difrakčním limitu (srovnej obr. 4). Převzato z E-ELT Construction Proposal, (http://www.eso.org/public/products/books/book_0046/), Cayrel (2012).

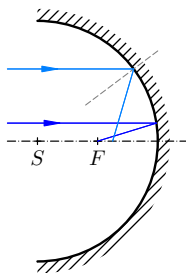


Obr. 4 — Rozptylový diagram pro ELT na obr. 3, znázorňující zorné pole, resp. ohniskovou plochu s poloměrem křivosti $R_{IMS} = 11,223$ m, do vzdálenosti 5' od osy. Škála se zdá veliká, ale efektivní ohnisková vzdálenost dosahuje $f_{eff} \doteq 682$ m, čemuž odpovídá i velikost difrakčního limitu (černého kroužku). Výpočet programem OSLO [3].

Vzhledem k tomu, kolik času nám stavba ELT zabrala, zřejmě už nikdy nic takového nepostavíme. Na druhou stranu, právě jsem se doslechl, že na Paranalu mají model VLTI. . .

Základní aberace a optický systém ELT *

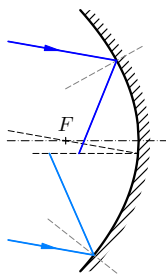
Abychom docenili obr. 4, doplníme informaci diskuzí základního problému optiky: Jak učinit z rovinné vlny kulovou? Existuje sice geometrická křivka zvaná parabola, která bezvadně zobrazuje paprsky rovnoběžné s osou o přímo do ohniska F , pro jiné směry bychom však potřebovali jinak natočené paraboly. Je přece zhola nemožné natáčet je pro každý foton jinak! Optické systémy proto vykazují tři základní vady: (i) sférickou, (ii) komu nebo (iii) astigmatismus.



Obr. 5 — Kulová vada.

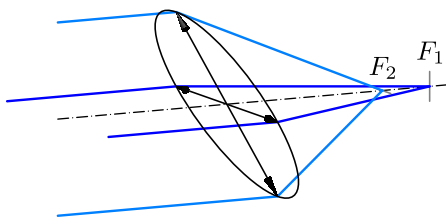
Sférickou vadu uvidíme zřetelně při dopadu rovnoběžného svazku na kouli (obr. 5). Paraxiální paprsky se soustřeďují dál, kdežto paprsky daleko od osy blíže. Na druhou stranu je koule zcela symetrická, takže skloněné paprsky se budou chovat zcela stejně, pouze je třeba, aby dopadaly na obdobnou část koule, což zajistí clona ve středu křivosti S . Ohnisková plocha je pak ovšem také koule.

Komu si nejlépe představíme na parabole (obr. 6). Mějme rovnoběžný svazek skloněný k ose. Horní polovina svazku dopadá na plochu, které se jeví více zakřivena, naopak dolní méně. Pak není divu, že se příslušné paprsky soustřeďují blíže, resp. dále. Mimo střed ohniskové roviny proto vznikají „z hvězd komety“. Vada je pochopitelně osově symetrická. Koule komu nevykazuje.



Obr. 6 — Koma.

Astigmatismus nahlédneme na jednoduché spojné čočce (obr. 7). Skloníme ji hodně vzhledem k ose o (kolem x). Ve vodorovné rovině se křivost nezměnila, ohnisko zůstalo, ale ve svislé je větší, čili ohnisko kratší. Namísto bodového obrazu máme nejprve vodorovnou čárku, která přechází ve svislou. Mezi tím se nachází minimální zmatení. Koule ani rovina astigmatismus nevykazují.



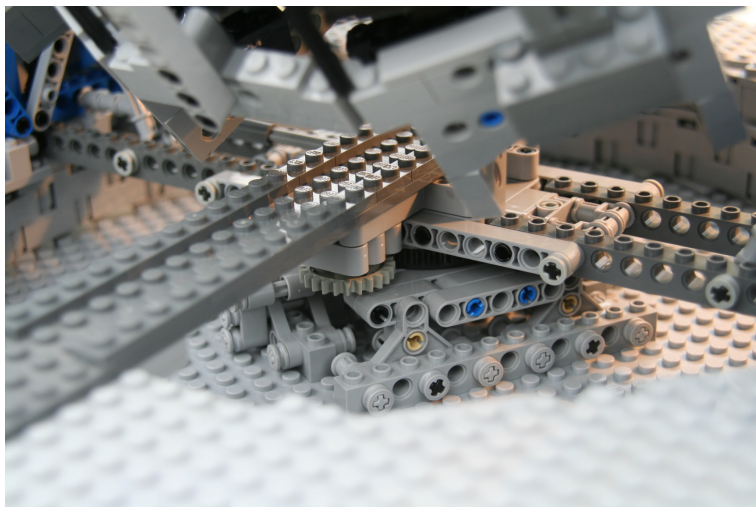
Obr. 7 — Astigmatismus.

Návrh ELT vychází z Paul-Bakerova dalekohledu (Baker 1969). V základní variantě jej tvoří: 1. duté parabolické zrcadlo; 2. vypuklé kulové zrcadlo, sloužící zároveň jako clona pro následující; 3. duté kulové zrcadlo stejné křivosti. Parabola

+ koule vlastně vytvářejí korekci kulové vady, a tato se použije pro opravu následující koule. Připomeňme, že koule (se clonou) nemá ani komu ani astigmatismus, proto musíme korigovat už pouze jednu vadu. Systém je ovšem velmi náročný na výrobu, tolerance, justování, vyvážení, řízení, apod.

Zřejmě je možné koule a parabolu prohodit. Zároveň je třeba zkrátit konstrukční délku, nějak se dostat ven z širokého tubusu a někam umístit adaptivní optiku. Proto 3. zrcadlo musí vytvářet málo sbíhavý svazek. Aby byl odchýlen, do cesty se mu musí postavit poměrně velká rovina. Aby se omezil zástin mezi 2 → 3, musí být v rovině otvor. Aby jím svazek prošel, musí být po odrazu od 2. zrcadla hodně sbíhavý. Adaptivní optiku je vhodné umístit na rovinu; tip-and-tilt, tzn. náklon korigující celkové pohyby obrazu, ale musí být na jiné rovině, s rigidní konstrukcí a vysokou vlastní frekvencí (230 Hz). Proto má ELT pět hlavních zrcadel. Po optimalizaci umožňující korekci vad vyšších řádů bylo nakonec zvoleno uspořádání: dutá elipsa – vypuklá asféra – dutá asféra – rovina – rovina.

- [1] BAKER, J. G. *On improving the effectiveness of large telescopes*. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, **5**, 2, 261–272, 1969.
- [2] CAYREL, M. *E-ELT optomechanics: Overview*. Proc. SPIE, **8444**, 69, 2012.
- [3] *OSLO Edu Edition, Rev. 6.6.2*. (<http://www.lambdares.com/oslo-edu>).
- [4] SINK, F. *Build your own Lego E-ELT!* [online] [cit. 2017-11-24]. (<https://www.eso.org/public/announcements/ann14071/>).



Obr. 8 — Detail azimutální osy, jejího pohonu a středové lávky. Vlevo nahoře je trochu patrná trubice vedoucí světlo do ohniska coudé.

Přenosu záření zřejmě není vyhnoutí, neboť každý model konec konců budeme muset porovnat s pozorováním. Vzhledem k tomu, jaké úžasné přístroje jsou dnes k dispozici (ALMA a spol.), jistě budeme potřebovat co nejpodrobnější, to znamená monochromatický popis.

Než začneme, ujasněme si, jakou veličinu pro popis potřebujeme. Představme si, že ji měříme dalekohledem, s filtříkem a detektorkem, který má jen jeden pixel. Jistě musí jít o energii (s jednotkou J), nesmí záviset na expoziční době (s^{-1}), na ploše čočky dalekohledu (nikoli detektoru!) (m^{-2}), jeho natočení (podělíme faktorem $\cos \vartheta$, kde ϑ označuje úhel od osy detektoru), obecně však veličina může záviset na směru, ale nikoli na prostorovém úhlu vytnutém plochou detektoru (nikoli čočky!) neboli zorným polem (sr^{-1}) ani na šířce propustnosti filtru (nm^{-1}). Právě takovou veličinou je monochromatická intenzita:

$$I_\lambda = \frac{dE}{dt dS \cos \vartheta d\omega d\lambda}$$

s jednotkou $J s^{-1} m^{-2} sr^{-1} nm^{-1}$.

Kdybychom měřili anténkou s heterodynem, asi bychom místo vlnové délky λ užívali raději frekvenci ν a *jinou* monochromatickou intenzitu:

$$I_\nu = \frac{dE}{dt dS \cos \vartheta d\omega d\nu}$$

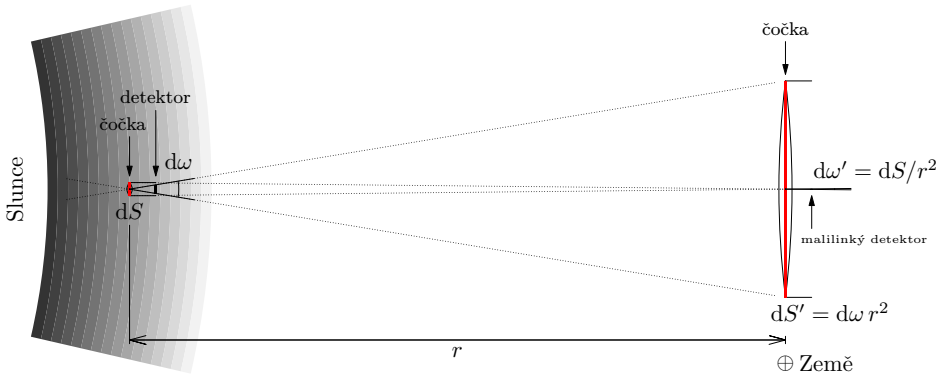
s *jinou* jednotkou $J s^{-1} m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}$. Intenzitě připisujeme směr opačný, než jakým míří dalekohled, čili kam by mířilo záření, kdybychom mu do cesty nic nestrkali; prostorový úhel je ovšem tentýž.

Takto definovaná intenzita má velmi pozoruhodné vlastnosti, například pro ni *neplatí* zákon čtverců! Představme si, že měříme přímo na Slunci (ve fotosféře; obr. 9), zjistíme asi $I_\lambda \doteq 4 \cdot 10^4 W m^{-2} sr^{-1} nm^{-1}$, a to téměř nezávisle na směru; intenzita je zde skoro izotropní. Když měříme u Země, můžeme bez újmy na obecnosti použít obří dalekohled s plochou $dS' = d\omega r^2$, zabírající malířský prostorový úhel $d\omega' = dS/r^2$. Evidentně pak zachytáváme tutéž energii $dE' = dE$ a i intenzita vychází stejná $I'_\lambda = I_\lambda$! Podstatný rozdíl je ovšem v jiných směrech než ke Slunci (resp. od Slunce), tam je $I'_\lambda = 0$, čili je velmi anizotropní; Slunce je malá světlá skvrna na jinak tmavém obloze.

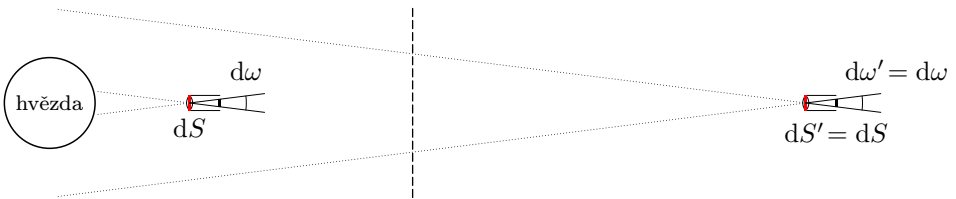
Proč se tedy o hvězdách říká, že jsou slabé? Celý problém spočívá v rozdílu mezi rozlišeným a nerozlišeným zdrojem (obr. 10)! Nedokážeme-li³ dostatečně zmenšit

3. mj. kvůli difrakci, aberacím, seeingu

$d\omega'$, mícháme světlo a tmu, tudíž vychází malé I_λ . Pro nerozlišené zdroje potom platí zákon čtverců.



Obr. 9 — Měření monochromatické intenzity I_λ těsně u Slunce (ve fotosféře) a u Země. V prvním případě máme plochu dS , což je plocha čočky dalekohledu, prostorový úhel $d\omega$, který je vymezen plochou detektoru, a úhel $\vartheta = 0$. Intenzita je zde téměř izotropní, i kdybychom dalekohlídek natočili jiným směrem, naměříme téměř totéž. Ve druhém případě (ve vzdálenosti r) volíme bez újmy na obecnosti plochu $dS' = d\omega r^2$, prostorový úhel $\omega' = dS/r^2$, abychom zachytili všechno záření z plochy dS jdoucí do prostorového úhlu $d\omega$. Pak je evidentní, že $I'_\lambda = I_\lambda$, nedochází-li mezitím k žádné absorpci, emisi nebo rozptylu. I kdybychom ale měli dalekohled jináčí, dělili bychom energii dE' jiným dS' , $d\omega'$ a obdrželi totožné I'_λ .



Obr. 10 — Měření intenzity I_λ pro rozlišený a nerozlišený zdroj. V prvním případě jsme natolik blízko hvězdy, že ji jsme schopni s naším dalekohlídkem vytínajícím prostorový úhel $d\omega$ rozlišit, tzn. vidět pouze část jejího povrchu a změřit intenzitu I_λ . Při vzdálení za určitou hranici (čárkovanou) se ale do téhož prostorového úhlu $d\omega' = d\omega$ dostává nejen světlo, ale i tma, proto vychází nižší intenzita, $I'_\lambda < I_\lambda$.

Výše uvedené úvahy se týkají pouze záření ve vakuu. Pokud není prázdno, $I_\lambda \neq \text{konst.}$, protože může nastávat absorpce, emise nebo rozptyl, a to mnoha různými způsoby.

Comptonův rozptyl na elektronech	$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$	$\sigma_C N_e$
Thomsonův rozptyl na elektronech	$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$	$\sigma_T N_e$
synchrotronová emise	$e^- \rightarrow e^- + \gamma$	
cyklotronová emise	$e^- \rightarrow e^- + \gamma$	$\sigma_T B^2 v^2 / (\mu_0 c)$
volně-volná emise (brzdné záření)	$Z^+ + e^- \rightarrow Z^+ + e^- + \gamma$	$N_e N_i B_{\kappa\kappa'}$
volně-volná absorpce	$Z^+ + e^- + \gamma \rightarrow Z^+ + e^-$	$N_e N_i U_\nu B_{\kappa'\kappa}$
fotoionizace	$Z + \gamma \rightarrow Z^+ + e^-$	$N_m U_\nu B_{m\kappa}$
srážková ionizace	$Z + e^- \rightarrow Z^+ + 2e^-$	$N_m N_e C_{m\kappa}$
autoionizace (Augerův jev)	$Z^{**} \rightarrow Z^+ + e^-$	$N_\nu U_\nu \kappa_{\text{diel}}$
rekombinace (2-částicová zářivá)	$Z^+ + e^- \rightarrow Z + \gamma$	$N_i N_e A_{\kappa m}$
3-částicová rekombinace	$Z^+ + 2e^- \rightarrow Z + e^-$	$N_i N_e^2 C_{\kappa m}$
dielektronická rekombinace	$Z^{*+} + e^- \rightarrow Z^{**} \rightarrow Z + \gamma$	$N_i N_e \alpha_{\text{diel}}$
absorpce, elektronový přechod	$Z + \gamma \rightarrow Z^*$	$N_m U_\nu B_{mn}$
spontánní emise	$Z^* \rightarrow Z + \gamma$	$N_n A_{nm}$
stimulovaná emise	$Z^* + \gamma \rightarrow Z + 2\gamma$	$N_n U_\nu B_{nm}$
srážková excitace	$Z + e^- \rightarrow Z^* + e^-$	$N_m N_e C_{mn}$
srážková deexcitace	$Z^* + e^- \rightarrow Z + e^-$	$N_n N_e C_{nm}$
fotoionizace iontu H^-	$H^- + \gamma \rightarrow H + e^-$	$N_m U_\nu B_{m\kappa}$
absorpce, vibrační přechod	$M + \gamma \rightarrow M^*$	
absorpce, rotační přechod	$M + \gamma \rightarrow M^*$	
Rayleighův rozptyl na molekulách	$M + \gamma \rightarrow M + \gamma$	
Ramanův rozptyl (anelastický)	$M + \gamma \rightarrow M + \gamma$	
Mieho rozptyl na prachu	$pz + \gamma \rightarrow pz + \gamma$	
absorpce prachem	$pz + \gamma \rightarrow pz^*$	
emise prachem (teplná)	$pz^* \rightarrow pz + \gamma$	

Tab. 1 — Elementární procesy ovlivňují přenos záření buď přímo, při interakci látky a záření, nebo nepřímo (srážkami). Jsou řazené sestupně podle energie (případně teploty T , je-li definována), při které se převážně uplatňují. Z zde označuje atom, M molekulu a pz prachové zrno. Podle Aschwanden (2005).

Elementární procesy

*

Procesů je celá řada (viz tab. 1). Při nejvyšších energiích (resp. teplotách; $E \simeq kT$) bývá látka v plně ionizovaném stavu, uplatňuje se výhradně rozptyl na volných elektronech, Comptonův se změnou energie fotonu, Thomsonův bez. Jde o volně-volné procesy, které jsou nekvantované, a ve spektru tedy vzniká kontinuum.

V silných magnetických polích nastává navíc synchrotronová (relativistická) emise, příp. cyklotronová (nerelativistická). Je sice monochromatická, ale je-li magnetické pole spojitě proměnné, vzniká opět kontinuum.

*

Při poklesu energií na úroveň $E \simeq 10^0$ eV je ionizace pouze částečná, neustále dochází k ionizaci atomů a rekombinaci iontů. Procesy jsou vázané–volné, nekvantované, vznikají při nich hrany spektrálních sérií (mj. Balmerův skok v UV).

Zároveň se zmiňovanými ionizacemi nastávají elektronové přechody, přičemž může jít o absorpci, emisi nebo stimulovanou emisi. Jakožto vázané–vázané procesy jsou kvantované a vznikají při nich spektrální série, zejména v oborech UV, V, IR. Zvláštním případem je iont H^- , jehož ionizací vzniká HI. Díky jeho nízké ionizační energii ($E = 0,75$ eV) jsou jeho ionizace a rekombinace velmi častými procesy v atmosférách hvězd, projevující se spojitým zářením v oborech V, NIR.

Po poklesu energií na úroveň disociační energie molekul vznikají nevyhnutelně molekuly a s nimi mnoho dalších energetických hladin. Vibrační přechody jsou obvyklé při $E \simeq 10^{-1}$ eV, a relevantní záření je tedy NIR, FIR. Opět lze očekávat absorpci, emisi i stimulovanou emisi. Rotační přechody mívají energie ještě nižší $E \simeq 10^{-3}$ eV, čemuž odpovídá obor FIR nebo sub-mm. V obou případech jsou přechody kvantované.

Zároveň nastává rozptyl na molekulách (nebo prachových částicích), který lze při jejich rozměru $a \ll \lambda$ aproximovat jako Rayleighův.

Při nejnižších energiích $E \lesssim 10^{-1}$ eV začíná depozice prachových zrn, čili sněžení⁴, a to zprvu zrn silikátových a posléze zrn vodního ledu. Ve fyzice atmosféry se hovoří obecně o aerosolech. Pro popis jejich interakce se zářením je nutné použít obecnější Mieho rozptyl, neboť jejich rozměr může být $a \simeq \lambda$.

Ideálně bychom chtěli všechny výše uvedené procesy shrnout do dvou veličin: opacitního koeficientu κ_ν a emisního koeficientu j_ν .

Elementární přenosy *

Nejjednodušší přenos je jednorozměrný (ve směru x), v homogenním prostředí, kde uvažujeme čistou absorpci. Intenzita se pak mění dle rovnice přenosu záření (RTE):

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\kappa_\nu \rho I_\nu, \quad (1)$$

kde opacita κ_ν vyjadřuje *relativní* úbytek intenzity na jednotku délky a jednotku hustoty; ihned vidíme, že má jednotku $m^2 \text{ kg}^{-1}$. Řešením této obyčejné diferenciální rovnice 1. řádu pro neznámou funkci $I_\nu(x)$ je exponenciála:⁵

$$I_\nu(x) = I_\nu(0) e^{-\kappa_\nu \rho x},$$

4. při vyšším tlaku kondenzace kapiček, čili déšť

5. Alternativně lze rovnici zapsat pro optickou tloušťku τ , jejíž přírůstek $d\tau \equiv -\kappa_\nu \rho dx$, $\frac{dI_\nu}{d\tau} = -I_\nu$, $I_\nu(\tau) = I_\nu(\tau_0) e^{-\tau}$. Prostředí, pro něž vychází $\tau \gg 1$, nazýváme opticky tlusté (čes. neprůhledné); naopak $\tau \ll 1$ opticky tenké.

kde jsme integrační konstantu C obratem nahradili okrajovou podmínkou $I_\nu(0)$.
Uvažujeme-li čistou emisi, je příslušná rovnice:

$$\frac{dI_\nu}{dx} = j_\nu \rho, \quad (2)$$

kde emisní koeficient j_ν vyjadřuje intenzitu na jednotku délky a jednotku hustoty, čili má jednotku $\text{J s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{kg}^{-1}$. Řešením je zřejmé:

$$I_\nu = I_\nu(0) + j_\nu \rho x.$$

Zajímavějším případem je absorpce plus emise:⁶

$$\frac{dI_\nu}{dx} = j_\nu \rho - \kappa_\nu \rho I_\nu. \quad (3)$$

Zde využijeme znalosti řešení homogenní rovnice $\frac{dI_\nu}{dx} - \kappa_\nu \rho I_\nu = 0$ a nehomogenní rovnici $\frac{dI_\nu}{dx} - \kappa_\nu \rho I_\nu = j_\nu \rho$ vyřešíme metodou variace konstant:

$$I_\nu(x) = C(x) e^{-\kappa_\nu \rho x},$$

což po dosazení do (3) dá:

$$\frac{dC}{dx} e^{-\kappa_\nu \rho x} + C e^{-\kappa_\nu \rho x} (-\kappa_\nu \rho) = j_\nu \rho - \kappa_\nu \rho C e^{-\kappa_\nu \rho x},$$

$$\frac{dC}{dx} = j_\nu \rho e^{\kappa_\nu \rho x},$$

odkud:

$$C(x) = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} e^{\kappa_\nu \rho x} + D.$$

Hodnotu integrační konstanty D zjistíme z okrajové podmínky v $x = 0$:

$$I_\nu(0) = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} + D,$$

tudíž výsledné *formální řešení*:

$$I_\nu = I_\nu(0) e^{-\kappa_\nu \rho x} + \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} (1 - e^{-\kappa_\nu \rho x}). \quad (4)$$

6. Alternativně $\frac{dI_\nu}{d\tau} = S_\nu - I_\nu$, kde $S_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}$ je zdrojová funkce.

LTE. Někdy se látka nachází ve stavu lokální termodynamické rovnováhy (LTE). Rozhodně to nenastává vždy; snad lze říci, že LTE je častější v hustém prostředí, jež jakoby mimochodem bývá opticky tlusté. Neznamená to samozřejmě, že veškeré záření je rovnováze s veškerou látkou! Například $I_\nu(0)$ takové být nemusí. Nicméně *tepelné* záření, které se z látky uvolňuje, ano. Pokud si představíme uzavřenou dutinu (s malým otvorem pro měření), dostatečně ustálenou, tam by bylo $I_\nu(0) = 0$, $I_\nu = \text{konst.}$, konkrétně by bylo rovno Planckově intenzitě, $I_\nu = B_\nu$. Odtud plyne:

$$0 = j_\nu \rho - \kappa_\nu \rho B_\nu$$

a pro poměr koeficientů zvaný *zdrojová funkce*:

$$\frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \equiv S_\nu = B_\nu, \quad (5)$$

kde:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1}; \quad (6)$$

T označuje termodynamickou teplotu (látky i plynu), c rychlost světla ve vakuu, h Planckovu konstantu, k Boltzmannovu konstantu. Mimochodem nám to umožňuje výpočet emise z absorpce. Máme tudíž formální řešení při LTE:

$$I_\nu = I_\nu(0) e^{-\kappa_\nu \rho x} + B_\nu (1 - e^{-\kappa_\nu \rho x}). \quad (7)$$

Non-LTE. Pokud látka není v rovnováze (non-LTE), je problém složitější. Snad lze říci, že non-LTE je častější v řídkém prostředí (též opticky tenkém), kde je mezi atomy velmi málo srážek. Pak totiž převažují zářivé deexcitace, nízké hladiny atomů jsou populované hodně, vysoké málo oproti LTE. Nesmí nás ani napadnout používat rovnici $S_\nu = B_\nu$.

Jinou příčinou může být energetické záření přicházející odjinud, opět málo srážek, kdy převažují zářivé excitace (pumpování), nízké hladiny jsou populované málo, vysoké hodně oproti LTE.

Příklad: Je opacita atmosféry venku velká, nebo malá?

Řešení: Evidentně malá, neb vidíme do vesmíru! Směrem svisle vzhůru je řádově $\kappa_V = -\frac{dI}{I} \frac{1}{\rho dx} \simeq 0,3 \frac{1}{1 \cdot 10^4} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Když je mlha, vidíme naopak mizerně a $\kappa_V \simeq 1,0 \frac{1}{1 \cdot 10^2} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} = 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, i když zde jde spíše o rozptyl na kapičkách, pročež se v mlze nesetmí. A je záření v této místnosti v rovnováze se vzduchem? Rozhodně ne, neboť většina pochází ze Slunce, takže

rovnovážná teplota by byla $T_{\odot} = 5780$ K! Lze tedy předpokládat LTE, nebo non-LTE? Kdybychom okna zatemnili, viděli bychom tepelné planckovské spektrum, odpovídající teplotě $T \simeq 300$ K, čili látka je ve stavu LTE.

Analytické řešení rovnice přenosu pro případ konstantní opacit ukazuje obrázek 11. Počáteční $I_{\nu}(0)$ postupně přechází v S_{ν} .

Opacitním případem by byl dvouhladinový atom, jehož opacita je vysoká pouze v úzkém rozmezí λ , jak ukazuje obr. 12. Na počátku je $I_{\nu}(0) = 0$, postupně se objevuje úzká emisní čára, roste I_{ν} , až dosáhne úrovně S_{ν} , pak se profil ovšem rozšiřuje, neboť právě v čáře samotné probíhá absorpce (samoabsorpce); křídla postupně vytvoří kontinuum. Poznamenejme, že bez Lorentzovy funkce by nevzniklo, neboť Gaussova klesá příliš rychle k 0.

Z rovnice (4) a výše uvedených úvah zároveň vyplývá, že kdybychom měli prostředí hustší teplejší dole (řidší chladnější nahoře), vzniklo by *absorpční spektrum*. Naopak prostředí řidší teplejší nahoře by způsobilo kontinuum s emisemi.

Ve skutečnosti je ale problém složitý, neboť opacita je obecně funkcí mnoha lokálních veličin, $\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu}(\nu, \rho, T, X, Y, Z, \rho_d, T_d(a), \mathbf{v}, \mathbf{B}, n_i, \dots)$, a naopak I_{ν} ovlivňuje ostatní veličiny. A složitý problém je ještě složitější kvůli rozptylu. Záření v jednom směru totiž závisí na záření ve všech ostatních směrech! Rovnici přenosu záření lze proto pokládat zároveň za nejjednodušší (1. řádu) i nejsložitější (nelokální).

Opacita plynu

*

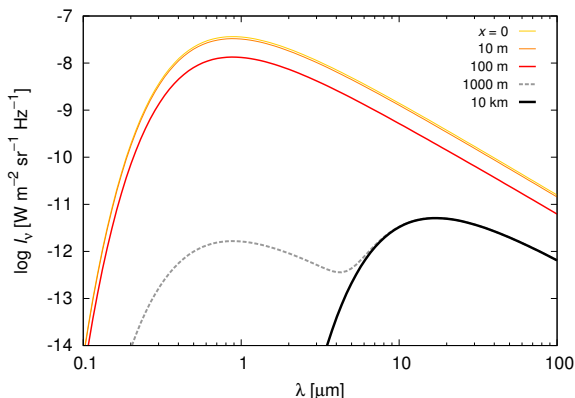
Dvouhladinový atom. Opacita plynu je dána vlastnostmi atomů, z nichž je složen, a možnými přechody mezi energetickými hladinami. Pro přehlednost uvedeme vztahy pro atom mající jen dvě hladiny (1, 2), ale mohli bychom je zapsat i obecněji (i, j). Emisní koeficient:

$$j_{\nu}\rho = \frac{h\nu_{12}}{4\pi} n_2 A_{21} \phi_{12}(\nu),$$

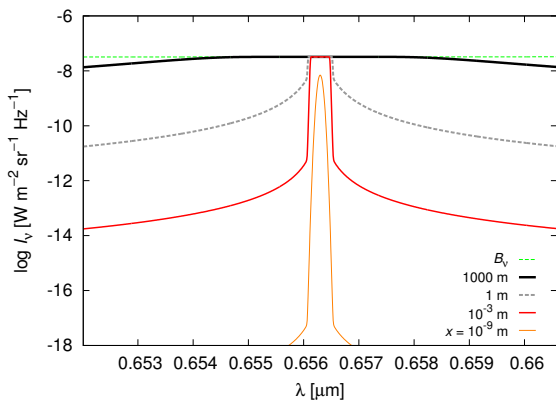
kde A_{21} označuje Einsteinův koeficient pro spontánní emisi (v s^{-1})⁷, n_2 koncentrace atomů ve stavu 2 (v m^{-3}), $\phi_{12}(\nu)$ normalizovaný profil spektrální čáry.

7. Někdy se přechod charakterizuje silou oscilátoru f_{12} , což je bezrozměrné číslo od 0 do 1 (příp. jiného celého čísla pro degenerované hladiny), odpovídající podílu pravděpodobnosti absorpce měřené (či počítané kvantověmechanicky) ku pravděpodobnosti absorpce klasického oscilátoru iont–elektron; pak

$$B_{12} = \frac{e^2}{4\epsilon_0 m_e h \nu_{12}} f_{12}.$$



Obr. 11 — Přenos záření, čili změny intenzity I_ν se vzdáleností x ; spektrum je ovšem vynešené v závislosti na $\lambda = c/\nu$. Analytický výpočet za předpokladu konstantní opacity $\kappa_\nu = 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, hustoty $\rho = 1 \text{ kg m}^{-3}$ a teploty $T = 300 \text{ K}$ (tzn. asi jako vzduch). Při lokální termodynamické rovnováze (LTE) je zdrojová funkce Planckova, $S_\nu = B_\nu(T)$. Okrajová podmínka byla $I_\nu(0) = B_\nu(T_\odot)$, $T_\odot = 5780 \text{ K}$. Spektrum proto postupně přechází z planckovského pro vysoké T na planckovské pro nízké T .



Obr. 12 — Přenos záření $I_\nu(x)$ pro dvouhladinový atom, konkrétně přechod odpovídající čáře H_α , $\lambda_{12} = 656,3 \text{ nm}$, $E_{12} = hc/\lambda_{12} = 1,8941 \text{ eV}$, Einsteinovy koeficienty $A_{21} = 6,4651 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $B_{21} = B_{12} = 1,0968 \cdot 10^{21} \text{ J}^{-1} \text{ m}^2 \text{ sr}$. Teplota byla $T = 5780 \text{ K}$, hustota $\rho = 10^{-9} \text{ kg m}^{-3}$ (tzn. asi jako fotosféra). Při LTE jsou populace hladin dány Boltzmannovým vztahem, $n_2/n_1 = \exp[-E_{12}/(kT)] = 0,02238$, celková koncentrace $n = n_1 + n_2 = \rho/(\mu m_H)$. Použita byla aproximace Voigtova profilu $\phi_{12}(\nu)$, kde Gaussův profil pro termální rozšíření měl parametr $\sigma = 0,02 \text{ nm}$ a Lorentzův profil pro srážkové rozšíření $\gamma = 5 \cdot 10^{-10} \text{ nm}$. Okrajová podmínka byla $I_\nu(0) = 0$. Nejprve je čára emisní, postupně roste, ale maximálně do úrovně kontinua dané zdrojovou funkcí S_ν . Jádru čáry je kompaktní, teprve křídla způsobují postupné rozšiřování profilu a přechod ke kontinuu.

Absorpční koeficient:

$$\kappa_{\nu\rho} = \frac{h\nu_{12}}{4\pi} (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) \phi_{12}(\nu),$$

kde B_{12} je Einsteinův koeficient pro absorpci (v $\text{J}^{-1} \text{m}^3 \text{sr}$), B_{21} pro stimulovanou emisi (tj. záporná absorpce), která musí být zahrnuta v κ_{ν} , neboť je úměrná I_{ν} , n_1 je totéž jako předtím ve stavu 1.

Einsteinovy koeficienty jsou pro daný atom a přechod konstanty, nezávisejí na makroskopickém stavu plynu, neboť charakterizují jednotlivý atom. Vztahy mezi nimi lze odvodit při jakémkoliv stavu plynu, i při LTE, a ze stejného důvodu pak musejí platit i pro non-LTE. Z těchto úvah lze odvodit vztahy nazývané detailní vyrovnaní:

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_{12}^3} A_{21},$$

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21}.$$

Profil čáry. Normalizovaný profil čáry určuje, jaké frekvence bude moci soubor atomů vyzařovat. Jednak musíme uvážit Gaussovo termální rozšíření:

$$\phi_G(\nu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_{12} - \frac{\hat{k} \cdot \mathbf{v}}{c} \nu)^2}{2\sigma^2} \right],$$

kde parametr:

$$\sigma = \frac{v}{c} \nu_{12}.$$

Rychlost je dána střední hodnotou jedné složky tepelné rychlosti, která se náhodně (v kvadrátu) sčítá s turbulentní rychlostí plynu:

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{kT_{\text{gas}}}{\mu m_{\text{H}}}}, \quad v = \sqrt{v_{\text{th}}^2 + v_{\text{turb}}^2}.$$

Zároveň ve vztahu uvažujeme Dopplerův posun, daný makroskopickou rychlostí \mathbf{v} plynu, resp. skalárním součinem se směrem \hat{k} , ve kterém právě počítáme přenos záření.

Dále máme Lorentzovo tlakové rozšíření:

$$\phi_L(\nu, \gamma) = \frac{\gamma}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_{12})^2 + \gamma^2},$$

kde parametr:

$$\gamma = 2N\sigma_{\text{col}}v_{\text{th}}$$

souvisí s četností srážek atomů, jež ovlivňují hladiny.

Protože výše uvedené procesy probíhají zároveň, je výsledný profil konvolucí a nazývá se Voigtův:⁸

$$\phi_{12}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_G(\nu')\phi_L(\nu - \nu')d\nu'.$$

To, zda bude čára emisní, nebo absorpční, se teprve uvidí.

Opacita prachu

*

Geometrická absorpce. Jak závisí opacita prachu na λ ? Nejprve zkusme najít přibližný vztah pro případ $2\pi a \gg \lambda$, kdy je poloměr a zrn velký vzhledem k dané vlnové délce. V krychli o rozměru L mějme N zrn s geometrickým průřezem S a albedem A . Pro čistou absorpci máme úbytek intenzity $dI_\lambda = -I_\lambda\kappa_\lambda\rho dx$; v našem konkrétním případě:

$$-\frac{dI_\lambda}{I_\lambda} = \kappa_\lambda^{\text{abs}}\rho L \simeq \frac{NS(1-A)}{L^2}.$$

Odtud snadno vyjádříme opacitu:

$$\kappa_\lambda^{\text{abs}} \simeq \frac{NS}{\rho L^3} = \frac{\rho L^3}{\frac{4}{3}\pi a^3 \rho_d} \pi a^2 \frac{(1-A)}{\rho L^3} = \frac{3(1-A)}{4a\rho_d}, \quad (8)$$

kde ρ_d je hustota zrn samotných. Vidíme, že nezávisí na λ , jen na a . Submikronový prach s $a = 0,1 \mu\text{m}$, $\rho_d = 3000 \text{ kg m}^{-3}$, by způsobil $\kappa_\lambda^{\text{abs}} = 5000 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$.

8. Kdybychom nechtěli neustále počítat konvoluci, lze použít přibližný vztah ($f_G = 2\sigma\sqrt{2\log 2}$, $f_L = 2\gamma$, [13]):

$$f = \left(f_G^5 + 2,69269f_G^4f_L + 2,42843f_G^3f_L^2 + 4,47163f_G^2f_L^3 + 0,07842f_Gf_L^4 + f_L^5\right)^{\frac{1}{5}},$$

$$\eta(\nu) = 1,36603\frac{f_L}{f} - 0,47719\left(\frac{f_L}{f}\right)^2 + 0,11116\left(\frac{f_L}{f}\right)^3,$$

$$\phi_{12}(\nu) \doteq \eta(\nu)\phi_L(\nu, f) + (1 - \eta(\nu))\phi_G(\nu, f).$$

Geometrický rozptyl. Na první pohled by se zdálo, že co se neabsorbuje, to se rozptýlí:

$$\kappa_{\lambda}^{\text{sca}} \simeq \frac{3A}{4a\rho_{\text{d}}},$$

ale jevy jako odraz, lom, interní odraz v kapce vody nebo difrakce na okraji způsobují *dodatečný* rozptyl, jemuž odpovídá dodatečný průřez $S' = \pi a^2$, navíc k S . To je sice divné, vždyť stín je stejně velký jako my, ale ve vzdáleném poli by to bylo patrné (viz gloriolu).

Rayleighova absorpce. Pro $2\pi a \ll \lambda$ elektromagnetická vlna se stejnou fází proniká celým zrnem a interaguje s jeho objemem, proto na konkrétních velikostech zrn již nezáleží. Proto $\kappa_{\lambda}^{\text{abs}} \neq f(a)$ navážeme na (8), předpokládáme $\kappa_{\lambda}^{\text{abs}} \propto \lambda^x$ takové, aby se a zkrátilo, odkud:

$$\kappa_{\lambda}^{\text{abs}} \simeq \frac{3(1-A)}{4a\rho_{\text{d}}} \left(\frac{\lambda}{2\pi a} \right)^{-1} = \frac{3\pi(1-A)}{2\rho_{\text{d}}\lambda};$$

pokud by tedy na λ nezáviselo něco jiného, například optické konstanty n' , k .

Rayleighův rozptyl. Rozptyl na malých zrnech vykazuje pokles jako λ^{-4} , a to od přechodové hodnoty, tzn. $S = \pi a^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4$, odkud odvodíme:

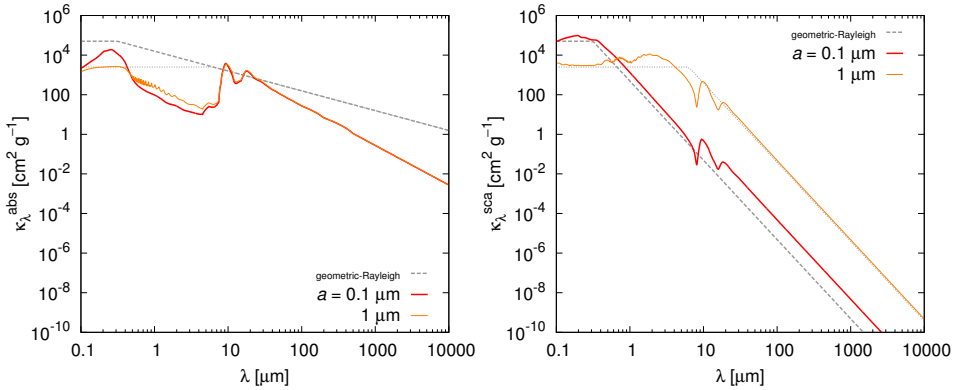
$$\kappa_{\lambda}^{\text{sca}} \simeq \frac{12\pi^4 a^3}{\rho_{\text{d}}\lambda^4}.$$

V přechodové oblasti lze očekávat oscilace, neboť vlna dopadá na zrno s nepříliš rozdílnou fází, takže může interferovat konstruktivně nebo destruktivně. Někde nastávají rezonance vln s vlastními frekvencemi krystalové mřížky minerálů; foton může být pohlcen a energie odejde pevnou látkou pryč jako fonon. Má-li minerál více rovin symetrie, očekáváme více vlastních frekvencí. Odezva je obdobná jako u buzeného kyvadla. Při laboratorních měřeních se materiály charakterizují optickými konstantami, tzn. indexy lomu n' (reálným) a k (komplexním). Výpočet $\kappa_{\lambda}^{\text{abs}}$, $\kappa_{\lambda}^{\text{sca}}$ se poté provádí pomocí Mieho teorie (viz obr. 13).

Rovnice přenosu a statistické rovnováhy

*

Po dosavadní přípravě můžeme diskutovat případ dostatečně složitý, zahrnující plyn, prach, emisi, stimulovanou emisi, absorpci, izotropní rozptyl, non-LTE,



Obr. 13 — Opacita $\kappa_{\lambda}^{\text{abs}}$ pro absorpci (vlevo) a $\kappa_{\lambda}^{\text{sca}}$ pro rozptyl (vpravo), v závislosti na vlnové délce λ . Výpočet byl proveden Mieho teorií pro dvě různé velikosti a prachových zrn, 0,1 a 1 μm . Jako materiál byl předpokládán normativní pyroxen s chemickým vzorcem $\text{Mg}_{0,7}\text{Fe}_{0,3}\text{SiO}_3$, s optickými konstantami z databáze Jena (Jäger aj. 2003). Čárkovane a tečkovaně je pro porovnání vyznačena geometrická a Rayleighova aproximace.

nestacionární intenzitu (celá rovnice je v jednotce $\text{J s}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{s}^{-1}$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\nu}}{\partial t} + c \hat{k} \cdot \nabla I_{\nu} = & c \sum_i \sum_{j>i} \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} n_j A_{ji} \phi_{ij}(\nu) + c \sum_a \kappa_{\nu}^{\text{abs}} \rho_d B_{\nu}(T_d) - \\ & - c \sum_i \sum_{j>i} \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} (n_i B_{ij} - n_j B_{ji}) \phi_{ij}(\nu) I_{\nu} - c \sum_a \kappa_{\nu}^{\text{abs}} \rho_d I_{\nu} - \\ & - c (\kappa_{\nu}^{\text{sg}} \rho + \sum_a \kappa_{\nu}^{\text{sca}} \rho_d) I_{\nu} + c (\kappa_{\nu}^{\text{sg}} \rho + \sum_a \kappa_{\nu}^{\text{sca}} \rho_d) \frac{1}{4\pi} \int I_{\nu} d\omega \\ & \text{pro } \forall \hat{k}. \end{aligned}$$

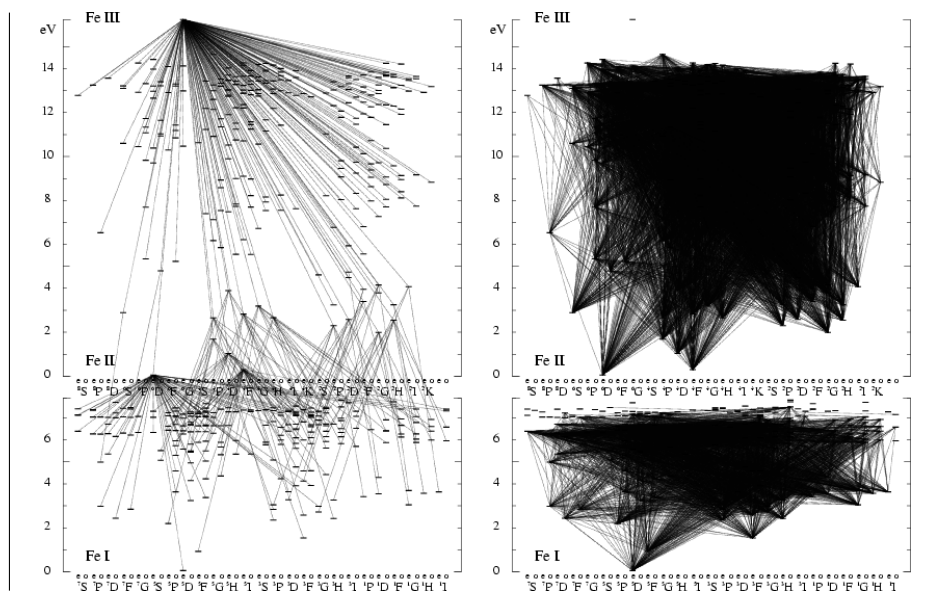
Případně dělíme vše c (takže jednotka je $\dots \text{m}^{-1}$). Rovnice se musí řešit pro všechny možné směry \hat{k} , nikoli pouze pro tři \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} . Protože populace hladin neznáme *a priori*, musíme výše uvedenou doplnit o soustavu rovnic statistické rovnováhy:

$$\begin{aligned} & \sum_{j>i} \left[n_j A_{ji} - (n_i B_{ij} - n_j B_{ji}) \frac{1}{4\pi} \int I_{\nu} \phi_{ij}(\nu) d\nu \right] - \\ & - \sum_{j<i} \left[n_j A_{ij} - (n_i B_{ji} - n_j B_{ij}) \frac{1}{4\pi} \int I_{\nu} \phi_{ji}(\nu) d\nu \right] + \\ & + \sum_{j \neq i} [n_i C_{ij} - n_j C_{ji}] = 0 \quad \text{pro } i = 1..N_{\text{levels}}. \end{aligned}$$

Hledáme neznámou intenzitu $I_\nu = I_\nu(\nu, x, y, z, t, \vartheta, \varphi)$, jakožto sedmírozměrnou (!) funkci. Označení veličin je následující: ν_{ij} frekvence⁹ odpovídající přechodu mezi hladinami $i \rightarrow j$, n_i koncentrace atomů ve stavu i (populace hladin), A_{ij} , B_{ij} , B_{ji} Einsteinovy koeficienty, ϕ_{ij} profil čáry, ρ hustota plynu, ρ_d hustota prachu o rozměru a , T_d teplota prachu, B_ν Planckova funkce, κ_ν^{abs} opacita prachu pro absorpci, κ_ν^{sca} totéž pro rozptyl, κ_ν^{sg} totéž pro plyn, C_{ij} srážkové koeficienty pro plyn (s^{-1}), závislé na jeho teplotě T a liší se pro dvojice atomů, iontů nebo molekul.

Kde zít teplotu plynu T ? To bychom museli řešit úplné hydrodynamické rovnice. Kde zít teplotu prachu T_d ? To bychom museli doplnit rovnicí vedení tepla v prachových zrnech.

Pro získání atomárních nebo molekulárních dat lze využít databáze NIST, Chianti, HITRANS, Leiden nebo Kurucz, které udávají koeficienty A_{ji} pro určitou podmnožinu všech možných přechodů a kolizní frekvence C_{ij} pro různé teploty plynu T . Nelze zohlednit všechny přechody, to by byl problém neřešitelný (viz Grotrianův diagram na obr. 14). Pro prach existuje např. databáze Jena.



Obr. 14 — Grotrianův diagram pro železo Fe I, Fe II a Fe III. Na vodorovné ose jsou vyznačeny různé kvantové stavy atomů, na svislé jemu příslušná energie E_{ij} , každá spojnice vyznačuje možný energetický přechod. Převzato z Gehren aj. (2000).

9. vakuová, nebo laboratorní ve vzduchu

Podstatou všech simulací Monte Carlo je výpočet nějaké pravděpodobnosti $p \in (0; 1)$, její porovnání s náhodným (nebo alespoň pseudonáhodným) číslem $x \in (0; 1)$ a nějaké rozhodnutí pro $x \leq p$, příp. $x > p$.

V našem případě jde o pravděpodobnost, že určitý soubor fotonů¹⁰ bude v určité části prostoru absorbován, emitován nebo rozptýlen. Ekvivalentně si můžeme spočítat optickou tloušťku τ' , na níž bude rozptýlen, jako $\tau' = -\ln(x)$, a τ při integraci RTE nasčítávat, dokud $\tau \leq \tau'$. Posléze budeme obdobně počítat ještě pravděpodobnost, že soubor fotonů bude rozptýlen do určitého směru, což je obzvláště jednoduché při izotropním rozptylu, $p = d\omega/(4\pi)$.

Metoda vykazuje určitý šum, který je nevyhnutelný, protože generujeme náhodná čísla, ale očekávatelný. Při opakování nemusíme dostat totožné výsledky, je-li počet souborů fotonů nedostatečný. Řešením je zvětšení počtu.

Jak je obvyklé i u jiných metod, pro numerické řešení musíme provést diskretizaci prostoru. Síť definovaná třeba v kartézských (x_i, y_i, z_i) nebo sférických $(r_i, \vartheta_i, \phi_i)$ souřadnicích vymezuje konečné objemy. V jejich rámci předpokládáme konstantní hodnoty veličin. Zároveň si musíme definovat určité směry \hat{k} , pro něž budeme přenos řešit; nemusejí nutně procházet body sítě.

Λ iterace. Problém je, že před řešením RTE nevíme, co se má rozptylovat. Nemůžeme jen tak vyčíslit integrál (první moment intenzity, zvaný též střední intenzita):

$$J_\nu \equiv \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega.$$

Proto na začátku provedeme odhad, např. $J_\nu = 0$, a provedeme: (i) integraci rovnice přenosu, tzn. výpočet I_ν pro mnoho různých bodů a směrů; (ii) výpočet J_ν ve všech objemech; obojí opakujeme, dokud J_ν nezkonverguje. Postup se poněkud „záhadně“ nazývá Λ iterace.

Abstraktněji lze postup zapsat pomocí operátoru Λ :¹¹

$$J_\nu = \Lambda[S_\nu].$$

Při zadání zdrojové funkce S_ν všude (zahrnující ovšem rozptyl, čili starou J_ν), prostě vyčíslíme novou J_ν všude.

Ještě abstraktněji můžeme napsat matici Λ_{ij} , kde jsme zavedli globální prostorový index (psaný jiným písmem):

$$i \equiv i_x + (i_y - 1)N_x + (i_z - 1)N_x N_y.$$

10. nejde o jednotlivé fotony, kterých Slunce vysílá řádově 10^{45} s^{-1}

11. implementovaný třeba jako funkce ve Fortranu

Pak maticové násobení:

$$J_i = \sum_j \Lambda_{ij} S_j$$

vyjadřuje vazbu všech bodů sítě se všemi body sítě, zprostředkovanou právě řešením RTE.

Kdybychom měli zdrojovou funkci zapsanou takto (pro přehlednost bez rozlišení plynu a prachu):

$$S_\nu = \frac{j_\nu^{\text{em}} + j_\nu^{\text{sca}}}{\kappa_\nu^{\text{abs}} + \kappa_\nu^{\text{sca}}} = \frac{\kappa_\nu^{\text{abs}}}{\kappa_\nu^{\text{abs}} + \kappa_\nu^{\text{sca}}} \frac{j_\nu^{\text{em}}}{\kappa_\nu^{\text{abs}}} + \frac{\kappa_\nu^{\text{sca}}}{\kappa_\nu^{\text{abs}} + \kappa_\nu^{\text{sca}}} \frac{j_\nu^{\text{sca}}}{\kappa_\nu^{\text{sca}}} \doteq \epsilon_\nu B_\nu(T) + (1 - \epsilon_\nu) J_\nu,$$

kde poslední přibližně rovno platí při LTE¹² a izotropním rozptylu, mohli bychom psát:

$$S_i = \epsilon_i B_i + (1 - \epsilon_i) \Lambda_{ij} S_j$$

a iterace formálně zapsat jako S_j^n , S_i^{n+1} . Teoreticky bychom S_i mohli získat inverzí:

$$(\delta_{ij} - (1 - \epsilon_i) \Lambda_{ij}) S_j = \epsilon_i B_i,$$

$$S_j = (\delta_{ij} - (1 - \epsilon_i) \Lambda_{ij})^{-1} \epsilon_i B_i,$$

ale bohužel to není možné prakticky.

Setkáváme se totiž s vícero problémy. Jednak s problémem pomalé konvergence, když optická tloušťka $\tau \simeq 100$, počet rozptylů je řádově τ^2 , každá iterace je vlastně 1 rozptyl a potřebný počet iterací $N_{\text{iter}} \simeq \tau^2$. Převažuje-li absorpce, $N_{\text{iter}} \simeq (\kappa_\nu^{\text{abs}} + \kappa_\nu^{\text{sca}}) / \kappa_\nu^{\text{abs}}$. Související je falešná konvergence, kdy řešení v jednom směru konverguje rychle, ale ve druhém velmi pomalu, což nás může mýlit.

Další je problém malého pozorovatele, jenž je schopen zachytit jen malý prostorový úhel, kdežto většina souborů fotonů uniká mimo. Řešením může být umělé zvětšení pozorovatele, sledování malých příspěvků pocházejících od souborů míjejících pozorovatele nebo řešení RTE ve směru od pozorovatele, ale pak můžeme narazit na problém malého zdroje.

Další a nikoli poslední je problém velké matice. Už při $N_x = N_y = N_z = 100$ by počet prvků byl $(N_x N_y N_z)^2 = 10^{12}$, tudíž ji nelze prakticky uložit, natož invertovat!

Akcelerovaná Λ iterace. Podstatným zlepšením je akcelerovaná Λ iterace (ALI; Cannon 1973), která spočívá v rozdělení matice na dvě:

$$\Lambda_{ij} = (\Lambda_{ij} - \Lambda_{ij}^*) + \Lambda_{ij}^*,$$

12. při non-LTE bychom měli $\frac{j_\nu^{\text{em}}}{\kappa_\nu^{\text{abs}}} = \frac{n_j A_{ji}}{n_i B_{ij} - n_j B_{ji}}$, kde pochopitelně „ $i \neq i$, $j \neq j$ “ v textu!

takové, že Λ^* lze invertovat snadno a získat Λ^{*-1} . Nejjednodušší volbou bývá:

$$\Lambda_{ij}^* = \text{diag } \Lambda = \delta_{ij} \Lambda_{ij},$$

neboť inverze diagonální matice je primitivní, $\Lambda_{ii}^{*-1} = 1/\Lambda_{ii}^*$. Nejjednodušším příkladem takové matice pro případ $\tau \gg 1$ je:

$$\Lambda_{ij}^* \doteq \delta_{ij} \left(1 - \frac{2}{\Delta\tau_{ij}^2} \right),$$

kde $\Delta\tau_{ij}$ označuje optickou tloušťku mezi body i a j , resp. mezi i a i , tzn. že přenos záření v rámci jednotlivého konečného objemu se řeší inverzí, přenos mezi různými objemy iteracemi. V úvahu by přicházela i matice tridiagonální. Další řádové zrychlení je možné pomocí Ngovy akcelerace (Ng 1974), která spočívá v extrapolaci S_i^{n+1} z několika starých hodnot S_i^{n-3} až S_i^n .

Příklad výpočtu přenosu záření programem Radmc-3d (Dullemond 2012) je na obr. 1 a 15.

Úniková metoda. Zjednodušenou metodu řešení RTE získáme, pokud spočteme pravděpodobnost úniku souboru fotonů:

$$p_{\text{esc } i} = \frac{1}{4\pi} \int \int \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \phi_{ij}(\nu) d\nu d\omega,$$

kde optická tloušťka (pro různá místa, směry, frekvence) je sama o sobě integrálem:

$$\tau(i, \hat{k}, \nu) = \int_0^\infty \kappa_\nu \rho ds. \quad (9)$$

Pokud matici aproximujeme pouze jako diagonální:

$$\Lambda_{ij} \doteq \delta_{ij} (1 - p_{\text{esc } i}),$$

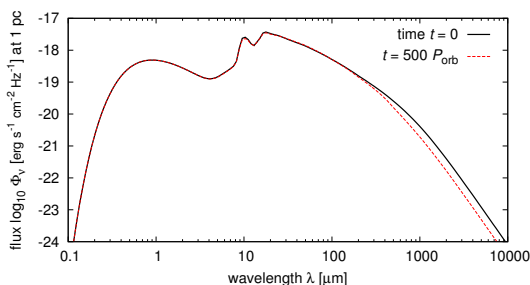
je problém snadno řešitelný, neboť využijeme inverze. Vlastně tak vůbec nepřenášíme energii v rámci objemu, pouze ji necháváme unikat do nekonečna. Únik se realizuje zejména v křídlech čar, kde je $p_{\text{esc } i}$ větší. Je ovšem otázkou, zda aproximaci v konkrétní situaci můžeme použít.

Sobolevova metoda. V případě velkého gradientu rychlosti nastává velký Dopplerův posun $\Delta\nu_{ij} = \nu_{ij} \hat{k} \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{v}')/c$, takže se čára může dostat mimo čáru a opacita dramaticky poklesne. Optickou tloušťku pak lze vyčíslit jako:

$$\tau(i, \hat{k}, \nu) \doteq \frac{A_{ij} c^3}{8\pi\nu_{ij}^3} \frac{n}{\left| \frac{dv}{ds} \right|} \left(\frac{g_i}{g_j} n_j - n_i \right),$$

čili není dána globálním rozměrem, nýbrž lokálním ∇v , a proto není třeba vůbec integrovat (9). Jedná vlastně o smysluplné zjednodušení únikové metody. Obvyklou situací, kdy se aproximace používá, je hvězdný vítr.

Mezi důležité problémy, které jsme prozatím zamlčeli, patří zejména překrývající se čáry (blanketing), kdy se namísto jednotlivých čar vytváří malé kontinuum, nebo částečné přerozdelení, kdy se mezi absorpcí, emisí nebo rozptylem nezmění rychlost atomu náhodnou srážkou a události jsou do určité míry koherentní. Pak bychom ovšem byli nuceni řešit RTE i pro různé rychlosti \mathbf{v} , což by znamenalo další tři rozměry N_{vx} , N_{vy} , N_{vz} .



Obr. 15 — Syntetické spektrum protoplanetárního disku z obr. 1. Monochromatický tok F_ν v závislosti na λ , pro nominální vzdálenost $d = 1$ pc. První maximum na $\lambda \simeq 1 \mu\text{m}$ vzniká díky záření od hvězdy, které je aproximované jako planckovské; okolo $10 \mu\text{m}$ jsou zřetelné silikátové pásy, druhé maximum a většina FIR, sub-mm a rádiového záření pochází od disku. Otevření mezery sejevilo zejména jako pokles toku v rádiové oblasti.

Příklady interpretace spektra

*

Před jakoukoliv interpretací reálného spektra si musíme být vědomi *všech* signálů a šumů, musíme rozumět způsobu měření, zejména instrumentálním jevům, které mohou způsobovat systematické odchylky (viz Brož a Wolf 2017).

Je-li pozorované spektrum *přibližně planckovské*, lze očekávat, že pochází od hvězdy, přesněji z její fotosféry, v níž se teplota $T(R)$ příliš nemění a řádově je rovna efektivní teplotě hvězdy, $T_{\text{eff}} \equiv [L/(4\pi R^2 \sigma)]^{1/4}$. Očekáváme ovšem řadu charakteristických odchylek: absorpční čáry, mj. Balmerovu sérii vodíku; Balmerův skok, jakožto hranu série, a odpovídající pokles v NUV; nerovnovážné a proměnlivé záření v FUV a rádiu, o mnoho řádů větší než planckovské. Pro hvězdy horké se pozoruje značné přerozdelení energie, IR \rightarrow FUV. Pro hvězdy chladné se objevují tak výrazné molekulární pásy, že spektrum ani nelze nazvat planckovské.

*

Pro hvězdy deformované rotací zase nelze počítat s $T_{\text{eff}} = \text{konst.}$ Totéž platí pro hvězdy deformované přítomností sousední (Mourard aj. 2017).

Infračervený exces v NIR naznačuje přítomnost horkého disku; exces v FIR zase chladný disk. Jsou-li v disku značné mezery, otevřené planetami, bývá spektrum disku oddělené od hvězdy. Je opět přibližně planckovské, ale odpovídající nižší T ; případně je rozšířené kvůli $T(r)$.

Absorpční pásy (širší než čáry) v oboru FIR způsobují prachová zrna. Jedná se o projev jejich mineralogie a velikosti (viz obr. 15). Při určitém rozdělení velikostí se pásy jeví rozmazané.

Symetrické dvojité emise nebo absorpce naznačují rotující disk, většinou keplerovský, $v_{\text{kepl}}(r) = \sqrt{GM_{\star}/r}$. Při nenulovém sklonu vůči pozorovateli je záření od vnitřní části, rotující rychle, dopplerovsky posunuto více, od vnější méně. Jen málo plynu se nehýbe radiálně vůči pozorovateli. Je-li disk opticky tenký, vzniká emisní čára se dvěma vrcholy symetrickými kolem λ_0 , respektive okolo $\lambda_0 + \gamma/c$, kde γ je systemická rychlost. Pro opticky tlustý disk je čára absorpční.

Profil P Cygni, to znamená nesymetrická, příp. dvojitá emise, která má červené křídlo silnější, je zřetelným projevem hvězdného větru. Samotná emise z opticky tenké rozpínající se obálky je symetrická, ale absorpce viditelná oproti fotosféře hvězdy je dopplerovsky posunutá pouze do modra, čímž vzniká nesymetrie.

Inverzní profil P Cygni, kdy je modré křídlo silnější, by odpovídal kolabující obálce neboli akreci. Vzniká zcela obdobným mechanismem.

Mezihvězdná extinkce

*

Pohlcování záření mezihvězdným prostředím (ISM), případně cirkumstelárním prostředím (CSM), zásadně ovlivňuje pozorování. Protože je prostředí většinou velmi chladné, budeme počítat s čistou absorpcí, tzn.:

$$I_{\lambda} = I_0 e^{-\tau_{\lambda}},$$

kde optická tloušťka je integrálem podél zorného paprsku:

$$\tau_{\lambda} = \int_0^{r_1} \kappa_{\lambda} \rho(r) dr \doteq \kappa_{\lambda} \int_0^{r_1} \rho(r) dr,$$

kde doufáme, že opacita prostředí (normovaná na $\rho = 1 \text{ g cm}^{-3}$) se podél paprsku příliš nemění, pouze hustota ano. Zeslabení (extinkci) vyjádříme v magnitudách jako:

$$A_{\lambda} = m - m_0 = -2,5 \log_{10} \frac{I_{\lambda}}{I_0} = -2,5 \log e^{-\tau} = 2,5 \tau \log e \doteq 1,086 \tau.$$

Vidíme, že A_λ závisí na směru, vzdálenosti, $\rho(r)$, složení ISM, čili κ_λ .

Provedeme-li normalizaci nulového bodu i sklonu funkce A_λ , získáme *extinkční funkci*:

$$f(\lambda) \equiv \frac{A_\lambda - A_V}{A_B - A_V} \quad (10)$$

takovou, že pro $\lambda = V$ je vždy $f = 0$ a pro B je 1, pak f závisí již jen na opacitě κ_λ , na ostatních veličinách jen velmi slabě. Jednotlivé hvězdy se však mohou odlišovat, mají-li ve svém okolí CSM s odlišným κ_λ než ISM.

Dle pozorování dále víme, že:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} f(\lambda) \equiv R_V \doteq 3,1 \pm 0,1.$$

Protože zároveň $A_\infty = 0$, umožňuje nám to vypočítávat extinkci v oboru V:

$$A_V \doteq R_V(A_B - A_V). \quad (11)$$

Princip určení extinkce pro neznámou hvězdu je následující: vezmeme jakoukoliv blízkou blízkou stejného spektrálního typu i luminozitivní třídy (ty jsou určeny nezávisle na A_λ z rektifikovaných spekter), pro ni změříme rovnou $(B - V)_0$, pro neznámou hvězdu změříme $(B - V)$, prostě spočteme rozdíl $(B - V) - (B - V)_0 = (B - B_0) - (V - V_0) = A_B - A_V$ a z (11) vypočteme A_V . Pro libovolnou λ ji vypočteme z (10):

$$A_\lambda = f(\lambda)(A_B - A_V) + A_V,$$

známe-li obvyklý průběh $f(\lambda)$.

Ověřme ještě souvislost $f(\lambda)$ s κ_λ . Pro dvojici různě vzdálených, ale jinak totožných hvězd by rozdíl jejich jasností bez extinkce byl:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{L_1/d_1^2}{L_2/d_2^2} = -2,5 \log \frac{L_1}{L_2} + 5 \log \frac{d_1}{d_2}.$$

S extinkcí by to bylo:

$$m_1 - m_2 = 5 \log \frac{d_1}{d_2} + A_1 - A_2 = 5 \log \frac{d_1}{d_2} + 1,086 \kappa_\lambda \left[\int_0^{r_1} \rho(r) dr - \int_0^{r_2} \rho(r) dr \right].$$

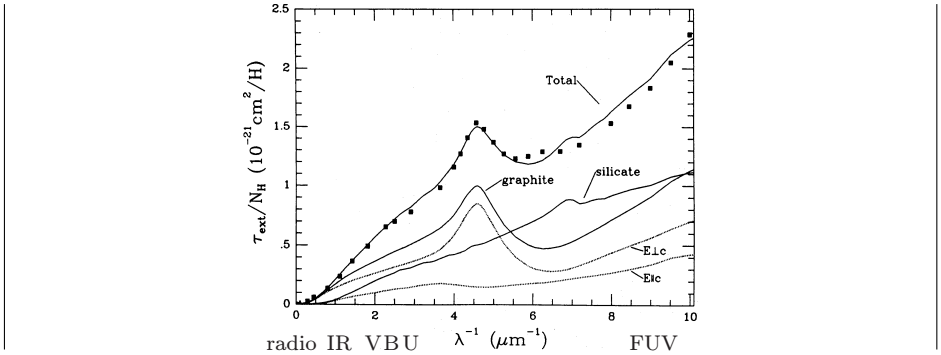
Dosadíme-li do výrazu:

$$\frac{m_1 - m_2 - (V_1 - V_2)}{B_1 - B_2 - (V_1 - V_2)} = \frac{A_{\lambda 1} - A_{\lambda 2} - (A_{V1} - A_{V2})}{A_{B1} - A_{B2} - (A_{V1} - A_{V2})} = \frac{\kappa_\lambda - \kappa_V}{\kappa_B - \kappa_V},$$

uvidíme ihned souvislost. Pro blízkou hvězdu bychom dokonce měli $A_{\lambda 2} = A_{V2} = A_{B2} = 0$, takže po vynechání zbytečných jedniček nám zbývá právě:

$$f(\lambda) = \frac{\kappa_{\lambda} - \kappa_V}{\kappa_B - \kappa_V}.$$

Průběh $f(\lambda)$ dobře vysvětluje přítomnost grafitových a silikátových zrn, které způsobují zvýšení extinkce v UV na 0,217 a 0,130 μm , růst v FUV (obr. 16, Draine a Lee 1984) a zároveň absorpční pásy v IR. Diferenciální rozdělení velikostí zrn je mocninné, $a = 0,005$ až 1 μm , a má sklon $q = -3,3$ až 3,6 (Mathis aj. 1977).



Obr. 16 — Průřez S normovaný na jeden atom vodíku, úměrný monochromatické opacitě κ_{λ} nebo též extinkční funkci $f(\lambda)$, vyneseny v závislosti na reciproce vlnové délce λ^{-1} . Pozorování jsou vyznačena čtverečky, model mezihvězdného prachu čarami. Předpokládá se složení z grafitových a silikátových zrn, jejichž diferenciální rozdělení velikostí má exponent $-3,5$ (označované jako MRN; Mathis aj. 1977). Převzato z Draine a Lee (1984).

Monochromatický a integrální popis

*

V některých případech přece jen není únosné počítat přenos záření pro mnoho různých vlnových délek, ale jsme nuceni použít integrální popis:

$$I = \int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu.$$

Jakou ale použít opacitu? Když nezáleží na směru, hraje roli pouze teplota, hustota zářivé energie anebo nás zajímá emisní koeficient, je žádoucí použít *Planckovu opacitu*:

$$\frac{1}{\kappa_P} \equiv \frac{\int_0^{\infty} \frac{1}{\kappa_{\nu}} B_{\nu} d\nu}{\int_0^{\infty} B_{\nu} d\nu}.$$

*

Všimněme si, že i kdyby κ_ν v určitém rozsahu T nebylo závislé na T , tak κ_P už na T závislé je, protože se mění zářivé pole!

Když naopak na směrů záleží, hraje roli spád teploty, tok záření, je nutné použít *Rosselandovu opacitu*:

$$\frac{1}{\kappa_R} \equiv \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu},$$

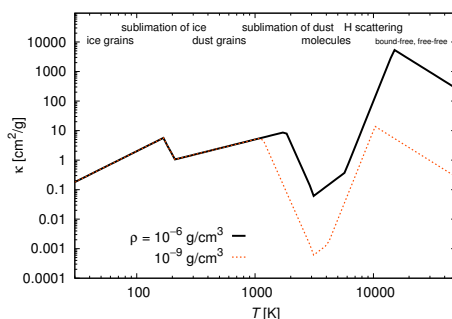
kde:

$$\frac{dB_\nu}{dT} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 \right)^{-2} \exp \frac{h\nu}{kT} \frac{h\nu}{kT^2}.$$

Průběh této funkce je samozřejmě odlišný od B_ν , čili se musejí lišit i integrální opacity.

U prachu je situace ještě komplikovanější, neboť s poklesem teploty nejprve dochází ke vzniku silikátových zrn, pak ledových zrn (sněžení), případně zrn jiných ledů. Opacity prachu jsou tedy samy o sobě velmi citlivě závislé na T . Potřebovali bychom i nějaký model sublimace a depozice. Pokud se předpokládá LTE, provede se příslušný výpočet a středování opacit (Bell a Lin 1994), získáme výsledek jako na obr. 17.

Ani tak ale nelze popsat jevy nerovnovážné a nelokální, které závisejí na T někde jinde, kupříkladu kroupy na zem spadlé.



Obr. 17 — Integrální opacita κ v závislosti na teplotě T , pro dvě hodnoty celkové hustoty ρ plynu plus prachu. Lze rozlišit intervaly, kde převažuje vliv ledových zrn, sublimace ledu, silikátových zrn, sublimace silikátů, molekul, rozptylu na atomech vodíku a nakonec pro nejvyšší T volně-vázané a volně-volné procesy v plynu, resp. plazmatu. Podle Bell a Lin (1994).

- [1] ASCHWANDEN, M. *Physics of the solar corona*. Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. ISBN 9783540307655.
- [2] BELL, K. R., LIN, D. N. C. *Using FU Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models*. *Astrophys. J.*, **427**, 2, 987–1004, 1984.

- [3] CANNON, C. J. *Frequency-quadrature perturbations in radiative-transfer theory*. *Astrophys. J.*, **185**, 621–630, 1973.
- [4] DRAINE, B. T., LEE, H. M. *Optical properties of interstellar graphite and silicate grains*. *Astrophys. J.*, **285**, 89–108, 1984.
- [5] DULLEMOND, C. P. *Radiative transfer in astrophysics*. [online] [cit. 2017-05-31]. http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/lectures/radtrans_2012/.
- [6] GEHREN, T., BUTLER, K., MASHONKINA, L., REETZ, J., SHI, J. *Kinetic equilibrium of iron in the atmospheres of cool dwarf stars*. *Astron. Astrophys.*, **366**, 981–1002, 2001.
- [7] JÄGER, C., DORSCHNER, J., MUTSCHKE, H. AJ. *Steps toward interstellar silicate mineralogy. VII. Spectral properties and crystallization behaviour of magnesium silicates produced by the sol-gel method*. *Astron. Astrophys.*, **408**, 193–204, 2003.
- [8] MATHIS, J. S., RUMPL, W., NORDSIECK, K. H. *The size distribution of interstellar grains*. *Astrophys. J.*, **217**, 1, 425–433, 1977.
- [9] MIHALAS, D., MIHALAS, B. W. *Foundations of radiation hydrodynamics*. Oxford: Oxford Univ. Press, 1984.
- [10] NG, K.-C. *Hypernetted chain solutions for the classical one-component plasma up to $\Gamma = 7000$* . *J. Chem. Phys.*, **61**, 2680, 1974.
- [11] SHU, F. H. *The physics of astrophysics: Radiation*. Mill Valley: Univ. Science Books, 1991.
- [12] SOBOLEV, V. V. *The diffusion of L_{α} radiation in nebulae and stellar envelopes*. *Soviet Astronomy*, **1**, 678–689, 1957.
- [13] *Wikipedia*. *Voigt profile* [online]. [cit. 2017-06-24]. https://en.wikipedia.org/wiki/Voigt_profile.

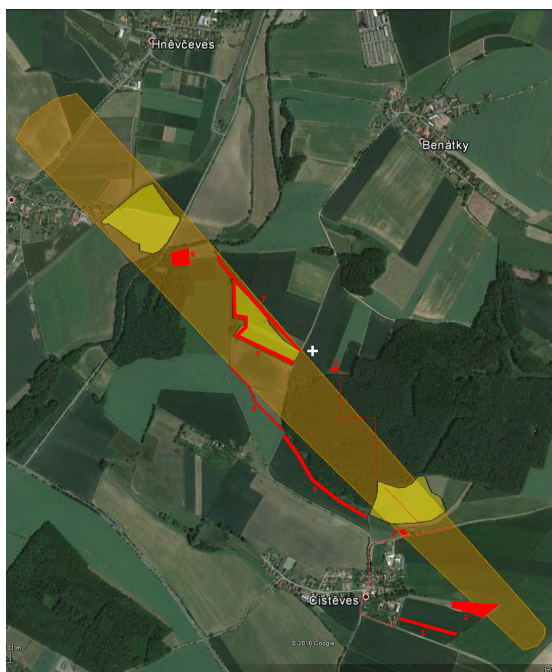
Meteorit Hradec Králové nalezen!

Lenka Trojanová

V Povětroni 1/2016 jsme informovali o pádu a hledání meteoritu, který byl jako jasný bolid v časných ranních hodinách 17. května 2016 zaznamenán kamerami Evropské bolidové sítě. Mapa s vyznačenou vypočítanou pádovou oblastí byla společně s výzvou Astronomického ústavu Akademie věd České republiky k hledání vystavena na mnoha veřejných webech. Několik odborných, poloodborných i ryze amatérských skupin či jednotlivci v následujících měsících danou oblast intenzivně prohledávali. Terén oblasti bohužel nebyl pro snadné hledání meteoritu vhodný. Jednalo se převážně o pole s vysokým stupněm vegetačního pokryvu a les. S příchodem žní se situace nakrátko zlepšila. Následná orba pak naději v nález meteoritu opět snížila. Hledací aktivity proto postupně ustávaly.

Později, v březnu 2017, přišel soukromý hledač pan Maršík s překvapivím oznámením o dřívějším nálezu meteoritu. Jak uvedl, meteorit našel 30. července na čerstvě sklizeném poli. Z geoložnických souřadnic [3] místa nález (50°18,03' s. š., 15°43,67' v. d.) je patrné, že meteorit padl do blízkosti *původní* hranice vypočtené pádové oblasti, možná těsně vně (obr. 18).

Pavel Spurný z oddělení pro meziplanetární hmotu AV ČR a Jakub Haloda z České geologické služby podrobili meteorit analýze. 6 × 3,5 × 2 cm veliký meteorit vážil 133 g, z čehož vyplývá jeho hustota 3,2 g/cm³. Povrch meteoritu je z více



Obr. 18 — Místo nálezu meteoritu Hradec Králové zvýrazněné na mapě bílým křížkem.

než poloviny pokryt typickou tmavou krustou s dobře vyvinutými regmaglypty. Menší část povrchu meteoritu je této klasické stopy po průletu atmosférou a tavení prostá, resp. přítomna je pouze tenoučká sekundární krusta značící rozlomení kamene před dopadem. K odlomu došlo patrně na konci ablační fáze letu meteoroidu atmosférou. Rez je na povrchu meteoritu v podobě malých skvrnek přítomna jen v nízké míře, což dobře odpovídá jeho nedávnému pádu.

Obtížně rozlišitelné chondrule o velikosti půl až pět milimetrů ukazují na tepelnou přeměnu meteoritu v prostředí okolo 700 až 750 °C. Mineralogické a chemické složení bylo určeno z malého 1,1 g těžkého odštěpku meteoritu. Chondrule obsahují především hořčnatý olivín a železnatohořčnaté pyroxeny s malou příměsí vápenaté složky. Jemnozrnná hmota mezi chondrulemi je tvořena zejména živcem (plagioklasem) a dále chromitem, chlorapatitem, troilitem, kamacitem a tenitem. Jak vidno, petrografie, mineralogie a chemické složení řadí meteorit do skupiny obyčejných chondritů s nízkým obsahem železa, tedy typu LL5.

Na území České republiky jde již o *pátý* nález meteoritu s rodokmenem, čili meteoritu, jehož průlet atmosférou byl zaznamenán s takovou přesností, že se podařilo rekonstruovat elementy dráhy jeho pohybu sluneční soustavou. Tyto ukazují

na typickou asteroidální dráhu s afeliem ve střední části pásu planetek a s perieliem v místě, kde došlo ke střetu se Zemí. Dodejme, že meteoroid samotný měřil před vstupem do atmosféry Země asi 40 cm a vážil asi 90 kg. Svítit začal ve výšce bezmála 75 km nedaleko Jablonce nad Nisou, přičemž maximální jasnosti –12 mag (jako Měsíc v úplňku) dosáhl ve výšce necelých 45 km poblíž Nové Paky.



Obr. 19 — Meteorit Hradec Králové. Měřítka přibližně 2 : 1. Převzato z [4].

Další meteorit či meteority s rodokmenem dopadly a od neděle 3. prosince 2017 patrně leží v severovýchodní části Českých Budějovic. Let meteoroidu oblohou byl zaznamenán opět díky české části Evropské bolidové sítě celooblohových kamer. Mapa vypočtené pádové oblasti a výzva astronomů k hledání je k nalezení na webu [5].

- [1] BROŽ, M., ŠOLC, M., BOČEK, M. *Meteority — obecný přehled*. Povětroň S1/2009, s. 3.
- [2] GABZDYL, P. *Meteority a meteority*. [cit. 2018-01-05]. (https://is.muni.cz/el/1431/jaro-2017/F3160/um/F3160_03_Meteority_a_meteority.pdf).
- [3] *Meteoritical Bulletin*. (<https://www.lpi.usra.edu/meteor/metbull.php>).
- [4] SPURNÝ, P. *Meteorit Hradec Králové nalezen v předpovězené oblasti*. [cit. 2018-01-05]. (<http://www.astro.cz/clanky/slunecni-soustava/meteorit-hradec-kralove-nalezen-v-predpovezene-oblasti.html>).
- [5] SPURNÝ, P., BOROVÍČKA, J. *Jasný bolid spojený s pádem meteoritů*. (<https://www.asu.cas.cz/articles/1310/19/jasny-bolid-spojeny-s-padem-meteoritu-podrobne-zachyceny-ceskou-casti-evropske-bolidove-site>).