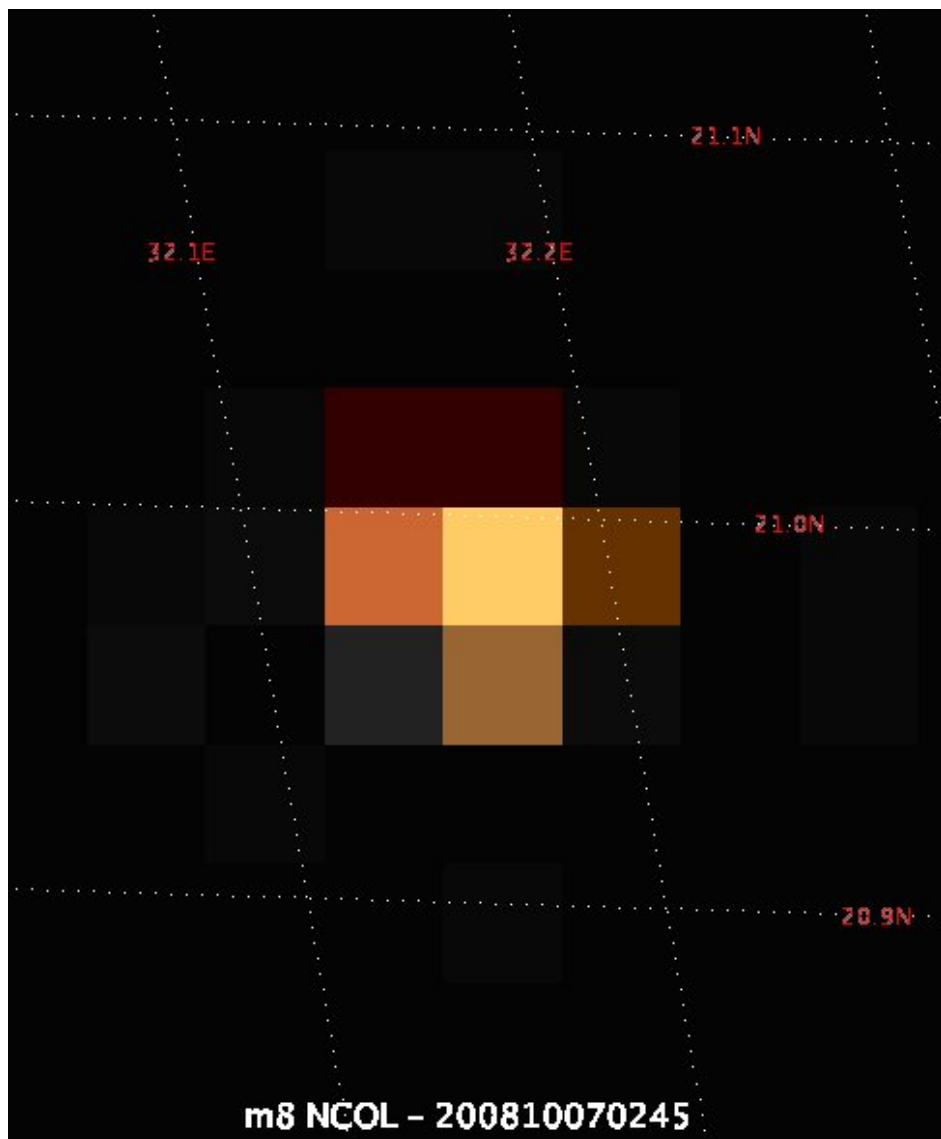


POVĚTROŇ

Královéhradecký astronomický časopis

číslo 6/2008
ročník 16



SLOVO ÚVODEM. Obálka Povětroně upozorňuje na velmi pozoruhodnou událost v historii výzkumu sluneční soustavy. Rozlišení snímku je sice poněkud „mizerné“, ale oněch šest pixelů znázorňuje světlo prvního *předpovězeného* bolidu!

Následují dvě zprávy Martina Lehkého, a to o dvou objevech dlouho ztracených komet. Z téhož oboru je retrospektivní článek Petra Horálka a vlastně i pojednání o negravitačních zrychleních, která se týkají zejména malých těles.

Pracovní skupina Sluneční hodiny uspořádala na začátku října dvoudenní tématickou akci: procházku po Hradci, seminář na hvězdárně a výlet na Náchodsko (o tomto referuje Miloš Nosek). Za účastníky si dovoluji prohlásit, že to nedopadlo nijak katastrofálně, spíše naopak. . .

Miroslav Brož

Elektronická (plnobarevná) verze časopisu Povětron
ve formátu PDF je k dispozici na adrese:

<http://www.astrohk.cz/ashk/povetron/>

Povětron 6/2008; Hradec Králové, 2008.

Vydala: **Astronomická společnost v Hradci Králové** (1. 11. 2008 na 213. setkání ASHK)

ve spolupráci s **Hvězdárnou a planetáriem v Hradci Králové**

vydání 1., 36 stran, náklad 100 ks; dvoměsíčník, MK ČR E 13366, ISSN 1213-659X

Redakce: Miroslav Brož, Martin Cholasta, Josef Kujal, Martin Lehký a Miroslav Ouhrabka

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

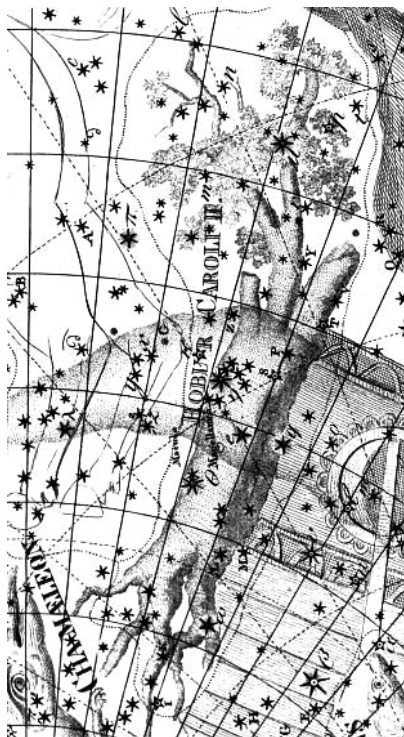
Adresa: ASHK, Národních mučedníků 256, Hradec Králové 8, 500 08; IČO: 64810828

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

Obsah

strana

Martin Lehký: <i>Planetka 2008 TC₃ se srazila se Zemí</i>	4
Martin Lehký: <i>Ztracená kometa D/1896 R2 (Giacobini) nalezena</i>	7
Martin Lehký: <i>Ztracená kometa D/1892 T1 (Barnard) nalezena</i>	9
Petr Horálek: <i>10 let astronomie, 8 let s kometami, 5 let v ICQ</i>	10
Miroslav Brož: <i>Astronomický kurz (8) — Negravitační zrychlení</i>	14
Miloš Nosek: <i>Výlet za slunečními hodinami Náchodska 5. 10. 2008</i>	28
Miloš Nosek: <i>Josef Jirásko</i>	34
<i>Program Hvězdárny a planetária v Hradci Králové</i>	35



Titulní strana: Místo vstupu planety 2008 TC₃ do atmosféry Země. Jasná stopa bolidu zachycená na snímku družice Meteosat 8 pořízeném ve 2 h 45 m UTC. Kompozice kanálů 1, 2 a 3 odpovídá přirozeným barvám. K článku na str. 4.

Zprávy o objevech komet a malých planetek pravidelně přinášejí elektronické cirkuláře světové centrály pro malá tělesa sluneční soustavy (Minor Planet Center). Dosud však žádný nezpůsobil takový rozruch jako MPEC 2008–T50 vydaný 6. října 2008, oznamující objev malé planetky 2008 TC₃ (předběžně označené 8TA9D69), kterou našel R. A. Kowalski na CCD snímcích pořízených 1,5 m reflektorem v rámci přehlídkového programu Mt. Lemmon Survey. Cirkulář měl obvyklou strukturu: soupis astrometrických pozorování, identifikaci astrometrických stanic, vypočtené dráhové elementy, rezidua a efemeridu na další období. V závěru však obsahoval rozsáhlou textovou poznámku, která vzbuzovala poměrně velké emoce:

„The nominal orbit given above has 2008 TC₃ coming to within one earth radius around Oct. 7.1. The absolute magnitude indicates that the object will not survive passage through the atmosphere. Steve Chesley (JPL) reports that atmospheric entry will occur on 2008 Oct 07 0246 UTC over northern Sudan.“

Již první dráha totiž jasně naznačovala, že planetka za několik hodin vstoupí nad africkým kontinentem do atmosféry Země. Pokud by se tak skutečně stalo, bylo by to poprvé v dějinách lidstva, co by se podařilo předpovědět srážku přirozeného tělesa sluneční soustavy s naší planetou. Ovšem žádný katastrofický scénář se naštěstí neočekával, neboť absolutní hvězdná velikost napovídala, že by se průměr tělesa měl pohybovat kolem 3 metrů. Planetka by tedy měla zazářit na obloze jako velmi jasný bolid a zcela se vypařit, maximálně by na povrch mohly dopadnout droboučké gramové meteority.

Vzhledem k výjimečnosti situace byla vyhlášena pozorovací kampaň a během následujících 11 hodin se strhla publikační smršť, během které bylo vydáno neuvěřitelných 25 cirkulářů MPEC. Každý přinášel nová astrometrická pozorování zpřesňující dráhu planetky, a tím i čas a místo vstupu do atmosféry. Tak se dělo až do okamžiku, kdy planetka zmizela. Ano, skutečně zmizela. Došlo totiž k dalšímu velmi zajímavému úkazu, který, pokud se nemýlím, nebyl dosud v dějinách lidstva zaznamenán. Planetka se vnořila do zemského stínu a nastalo úplné zatmění planetky.

Od objevu až do zmizení planetky, od 6,277 do 7,062 října 2008 (to jest za 18,8 hodiny) se podařilo 25 stanicím získat celkem 554 přesných astrometrických pozorování (se středním reziduem 1,078"). Výsledkem je následující dráha planetky, publikovaná v cirkuláři MPEC T–74:

epocha 2008 říjen 6,0 TT = JDT 2454745,5, $M = 328,47681^\circ$ (2000,0), $n = 0,68820713^\circ/\text{den}$, $a = 1,2705447$ AU, $e = 0,2852053$, $i = 2,32789^\circ$, $\omega = 233,95113^\circ$, $\Omega = 194,13269^\circ$, $H = 30,4$ mag, $G = 0,15$.

Současně s publikací posledního cirkuláře, potvrdil Paul Chodas z JPL, že dojde ke střetu. Malá planetka by měla vstoupit do atmosféry ve 2 h 45 min 28 s UTC

a zbytek, který se nevypaří by měl dosáhnou maximálního zbrždění ve 2 h 45 min 54 s UTC ve výšce 14 km nad zemí. Uvedené časy jsou s nejistotou ± 15 sekund.

Zatmění planety dodalo situaci na dramatičnosti. Astronomové věděli, že se planetka řítí na Zemi, ale jelikož před kritickým okamžikem zmizela z dohledu, nezbývalo než v napětí čekat. Jak to dopadlo? Jaké jsou výsledky? Zdá se, že ke střetu se Zemí skutečně došlo, bohužel pozorování je nemnoho a zřejmě se tato situace nezlepší. Především s ohledem na skutečnost, že k úkazu došlo nad málo obydlými oblastmi Súdánu.

Vizuální pozorování je zatím pouze jediné a nepřímé. Na stránce SpaceWeather [3] se objevila zpráva leteckého meteorologa Jacoba Kuipera z Holandska (National Weather Service), který píše: „Půl hodiny před předpovězeným impaktem planety 2008 TC₃ jsem poslal informaci vedení Air France–KLM na letišti v Amsterdamu, že jedna z jejich posádek se bude nacházet v blízkosti místa vstupu planety do atmosféry a budou mít velkou šanci spatřit jasný bolid. A skutečně se tak stalo! Od aerolinek KLM jsem dostal informaci, že přibližně 750 námořních mil (1400 km) jihozápadně od předpovězené pozice střetu planety se Zemí byl pozorován krátký záblesk, nedlouho před očekávaným časem impaktu ve 2 h 46 min UTC. Jelikož se posádka letu nacházela poměrně daleko, nebyl bolid popisován jako zvlášť výrazný jev.“

Spolehlivě se podařilo střet planety se Zemí zaznamenat na jedné seismické stanici, používající infrazvukové detektory. Peter Brown z University of Western Ontario píše, že stanice IMS IS32 umístěná v Keni zachytila v 5 h 10 min UTC významný signál, trvající několik minut. Čas příchodu zvukového signálu odpovídal skutečnému času události 2 h 43 min UTC, což je v souladu s předpovědí. Pomocí víceprvkové antény se podařilo určit azimut, který s malou odchylkou několika stupňů také odpovídal předpovědi. Dále byl z dominantní periody příchozích vln (5 až 6 sekund) učiněn odhad energie výbuchu na 1,1 až 2,1 kiloton TNT.

Exploze byla zachycena i na satelitních snímcích družice Meteosat 8. Jasný záblesk se objevil ve 2 h 45 min UTC, poté slábnul a zmizel ve 2 h 50 min UTC. Viditelný byl na všech 12 spektrálních kanálech, pokrývajících vlnové délky od 0,5 do 14 mikronů. Analýzou těchto snímků se zabýval mimo jiné Jiří Borovička z Astronomického ústavu v Ondřejově.

Co říci závěrem? Doufejme, že příště dojde k impaktu někde nad Evropou a bude se jednat o *přiměřeně* větší těleso. Zajisté by to byla úžasná podívaná. . .

[1] *MPEC 2008-T50: 2008 TC3* [online]. [cit. 2008-10-09].

<http://cfa-www.harvard.edu/mpec/K08/K08T50.html>.

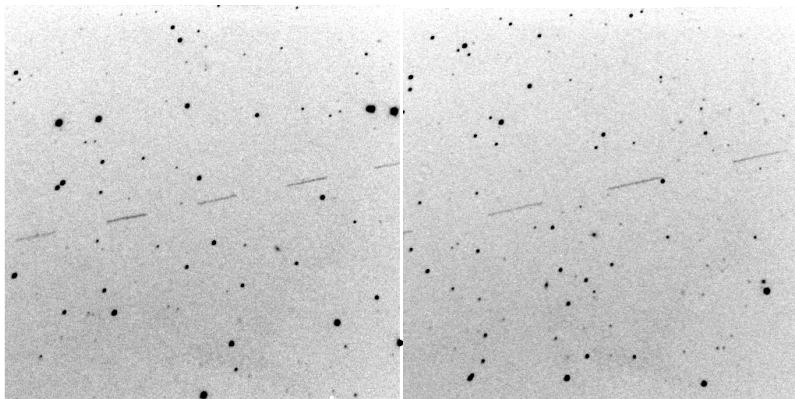
[2] *MPEC 2008-T74: 2008 TC3* [online]. [cit. 2008-10-09].

<http://cfa-www.harvard.edu/mpec/K08/K08T74.html>.

[3] *SpaceWeather.com: Asteroid Impact* [online]. [cit. 2008-10-08].

<http://www.spaceweather.com/archive.php?view=1&day=08&month=10&year=2008>.

- [4] *The Planetary Society: The Full Story of Earth-Impacting Asteroid 2008 TC₃* [online]. [cit. 2008-10-09]. (<http://www.planetary.org/blog/article/00001684/>).
- [5] *Meteosat-8 Rapid Scan captures asteroid impact* [online]. [cit. 2008-10-14]. (<http://www.eumetsat.int/Home/Main/Media/Features/707785?l=en>).



Obr. 1 — Planetka 2008 TC₃ v 1 h 32 min a 1 h 42 min UTC. Na expozicích trvajících 10 s je planetka značně protažená. Během 10 minut, které uplynuly mezi dvěma snímky je evidentní zrychlení pohybu způsobené gravitací Země. © Eric Allen, Observatoire du Cegep de Trois-Rivieres.



Obr. 2 — Pohyb planetky 2008 TC₃ od 1 h 45 min 23 s UTC až do zmizení ve stínu planety Země v 1 h 47 min 30 s UTC. Planetka byla v čase expozice vzdálena 29 600 km a pohybovala se rychlostí 7,61 km/s. Proměnná jasnost stopy planetky byla zapříčiněna její rotací. © La Sagra Sky Survey.

Ztracená kometa D/1896 R2 (Giacobini) nalezena

Martin Lehký

Příběh komety začíná večer 4. září 1896, kdy ji na observatoři v Nice vizuálně objevil úspěšný francouzský lovec komet Michel Giacobini. Nacházela se v souhvězdí Hada, vzhledem připomínala poměrně malou kruhovou mlhovinku (o průměru 1') a její jasnost se pohybovala okolo 11. magnitudy. Na svou dobu tedy patřila k slabším kometám a i přesto, že v následujícím období nadále slábla a stávala se difúznější, dařilo se ji sledovat až do 5. ledna 1897, kdy zmizela z dohledu největších přístrojů.

Celkem bylo získáno 60 pozic, ze kterých byla vypočtena krátkoperiodická eliptická dráha, řadící kometu do Jupiterovy rodiny. Nicméně v žádném předpovězeném návratu se ji nepodařilo znovu nalézt. Selhaly i novodobé pokusy činěné na základě přepočtené dráhy zahrnující gravitační vlivy planet. Kometa se definitivně ztratila.

Skrývala se více než století, až do 10. září 2008, kdy ji zcela náhodně objevila dvojice japonských amatérských astronomů. Koichi Itagaki (Teppo-cho, Yamagata) — proslavený především nezávislým objevem komety C/1968 H1 (Tago–Honda–Yamamoto) a objevy několika supernov — a Hiroshi Kaneda (Minamiku, Sapporo). Objev učinili na nefiltrovaných CCD snímcích pořízených pomocí přehlídkového reflektoru 0,21 m, $f/3$ a první přesné pozice následně získal Itagaki pomocí reflektoru 0,60 m, $f/5,7$ s CCD (na stanici MPC D89). V čase objevu se kometa nacházela na hranici souhvězdí Orla a Vodnáře a měla vzhled silně kondenzované mlhovinky o průměru 25", ze které ve východo-jihovýchodním směru vycházel chvost dlouhý 2'. Jasnost určená ze snímků vycházela přibližně na 13,5 mag.

Již velmi předběžná dráha naznačovala, že by se mohlo jednat o ztracenou kometu D/1896 R2 (Giacobini). Jako první si této skutečnosti všimnul německý amatérský astronom Maik Meyer. Identifikaci následně potvrdil Syuichi Nakano, který poznamenal, že kometa učinila bez povšimnutí 17 oběhů kolem Slunce a při své pouti se 9. září 1962 přiblížila k Zemi na 0,51 AU a 14. ledna 1992 k Jupiteru na 0,81 AU.

Brian G. Marsden na základě 93 přesných pozic získaných od 5. září 1896 do 10. září 2008 (se středním reziduem 2,5"; včetně nově přepočítaných pozic z období 1896–1897 od G. V. Williamse) vypočetl následující novou dráhu:

epocha 1896 říjen 17,0 TT = JDT 2413880,5, $T = 1896$ říjen 28,56025 TT, $q = 1,4546957$ AU, $n = 0,14823335^\circ/\text{den}$, $P = 6,65$ r, $a = 3,5359444$ AU, $e = 0,5885977$, $i = 11,35109^\circ$, $\omega = 140,52573^\circ$, $\Omega = 194,89912^\circ$.

epocha 2008 září 11,0 TT = JDT 2454720,5, $T = 2008$ září 10,20628 TT, $q = 1,5278701$ AU, $n = 0,14797635^\circ/\text{den}$, $P = 6,66$ r, $a = 3,5400373$ AU, $e = 0,5684028$, $i = 15,31768^\circ$, $\omega = 154,30508^\circ$, $\Omega = 179,62748^\circ$.

Proč byla kometa tak dlouhou dobu ztracena? Proč se ji nepodařilo znovuobjevit dříve? Odpověď je jednoduchá a sama se nabízí. V době, kdy oblohu pročesávají výkonné hlídkové projekty a desítky amatérských přístrojů, je zřejmé, že tak jasná kometa nemůže zůstat dlouho bez povšimnutí. Musela se tedy skrývat jako velmi slabé neaktivní těleso a odhalení přinesla až dramatická událost. Již z prvních snímků, ukazujících silné centrální zhuštění, bylo patrné, že kometa nedávno prošla mohutným výbuchem, který zapříčinil výrazné zjasnění.

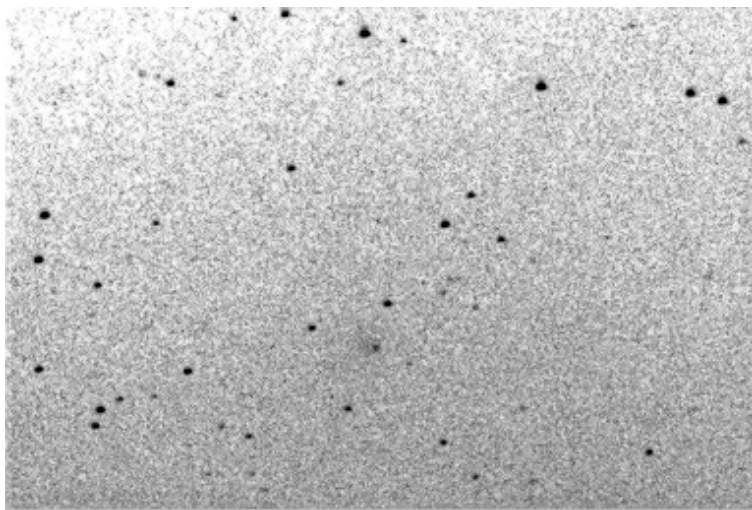
Následkem výbuchu došlo také k fragmentaci jádra. Američtí astronomové D. T. Durig a K. N. Hatchett z Cordell-Lorenz Observatory (Sewanee, TN) objevili v blízkosti jádra dva malé úlomky. První z nich poprvé zjistili 17. září 2008, byl o 4 mag slabší než primární jádro a nacházel se od něj 70'' západně a 5'' jižně. Druhý úlomek poprvé detekovali 19. září 2008, byl o 5 mag slabší a nacházel se mnohem dál od primárního jádra, 660'' západně a 60'' jižně. Úlomky následovaly primární jádro, měly tedy stejnou dráhu, pouze okamžik průchodu perihéliem se lišil o $\Delta T = +0,014$ a $+0,133$ dne.

Zdeněk Sekanina z JPL provedl retrospektivní výpočty a došel k závěru, že se fragmenty od jádra oddělily již před velmi dlouhou dobou. Bližší úlomek, označený písmenem B, se odlomil v druhé polovině roku 2006, ve vzdálenosti 4,8 AU od Slunce, asi 700 dní před průchodem komety perihéliem. Vzdálenější úlomek, označený písmenem C, se odlomil na konci roku 1998, ve vzdálenosti 5,5 AU od Slunce, asi 3 roky před minulým průchodem perihéliem, které nastalo 21. ledna 2002.

Historie se tedy opakuje. Zdá se, že kometární jádro je po většinu času skutečně neaktivní a teprve drobná fragmentace odhalí kometu pozemským pozorovatelům. Podobný scénář se totiž odehrál i při objevu v roce 1896. Nedlouho po prvním pozorování byl v blízkosti jádra zjištěn velmi slabý fragment, odštěpek primárního jádra — následek mohutného výbuchu, který vedl ke zjasnění a poskytnul šanci na objevení komety.

Otázkou zůstává jaká je jasnost komety v klidném období. Bude nalezena při dalším návratu, nebo opět zmizí?

- [1] *MPEC 2008-R60: COMET P/1896 R2 = 2008 R6 (GIACOBINI)* [online]. [cit. 2008-09-11]. (<http://cfa-www.harvard.edu/mpec/K08/K08R60.html>).
- [2] *MPEC 2008-R78: COMET P/1896 R2 = 2008 R6 (GIACOBINI)* [online]. [cit. 2008-09-15]. (<http://cfa-www.harvard.edu/mpec/K08/K08R78.html>).
- [3] *MPEC 2008-S47: COMET 205P/GIACOBINI* [online]. [cit. 2008-10-14]. (<http://cfa-www.harvard.edu/mpec/K08/K08S47.html>).
- [4] *IAUC 8975* [online]. [cit. 2008-09-11]. (<http://cfa-www.harvard.edu/iauc/08000/08975.html>).
- [5] *IAUC 8978* [online]. [cit. 2008-10-14]. (<http://cfa-www.harvard.edu/iauc/08000/08978.html>).
- [6] *IAUC 8987* [online]. [cit. 2008-10-14]. (<http://cfa-www.harvard.edu/iauc/08000/08987.html>).



Obr. 3 — Snímek komety 205P/Giacobini pořízený 11. 9. 2008 v 18 h 40 m UT pomocí 0,40 m dalekohledu JST, CCD ST-7 s filtrem R na královehradecké hvězdárně. Jedná se o kompozici astrometrických snímků 2×30 s. Měsíční svit způsobil nerovnoměrné pozadí snímku, přesto je kometa pěkně viditelná — jak silné až stelární centrální zhuštění, i velmi slabý difúzní závoj rozkládající se východním směrem.

Ztracená kometa D/1892 T1 (Barnard) nalezena Martin Lehký

Dne 7. října 2008 objevil A. Boattini novou kometu. Nalezl ji na CCD snímcích pořízených pomocí 0,68 m Schmidtovy komory v rámci přehlídky Catalina Sky Survey. Nacházela se v husté části Mléčné dráhy, v souhvězdí Labutě, a na složeném snímku 4×30 sekund měla vzhled silně kondenzované mlhovinky o průměru $8''$ až $10''$ a slabý chvost v délce $25''$ až $30''$ (v pozičním úhlu 105° až 210°).

Předběžná dráha byla vypočtena z dvoudenního oblouku pokrytého 69 přesnými pozicemi (MPEC 2008-T89) a zdálo se, že se jedná o další obyčejnou krátkoperiodickou kometu. Nicméně během několika okamžiků po publikaci prvních elementů, přišel Maik Meyer z Německa s domněnkou, že se jedná o dlouho ztracenou kometu D/1892 T1 (Barnard).

Následně G. V. Williams ze Smithsonian Astrophysical Observatory vyhledal v původní literatuře z roku 1892 celkem 41 astrometrických měření a znovu je redukoval. Výpočet nové dráhy provedli společně G. V. Williams a S. Nakano a identitu obou těles prokázali. S. Nakano dále uvádí, že během období, kdy nebyla kometa sledována, vykonala 20 oběhů kolem Slunce, přičemž v říjnu 1922, srpnu 1934 a srpnu 2005 prodělala přiblížení k Jupiteru na vzdálenost v rozmezí 0,3 až 0,4 AU.

Podářilo se tak znovu objevit slavnou legendu, z historického hlediska zcela výjimečnou. Kometu, kterou objevil večer 13. října 1892 slavný astronom Edward Emerson Barnard na Lickově observatoři. První kometu na světě, která byla objevena fotograficky, nikoli vizuálně! Kometu, která od dnešních dnů ponese jméno Barnard–Boatini.

- [1] *MPEC 2008-T89: COMET P/2008 T3 (BOATTINI)* [online]. [cit. 2008-10-09]. [⟨http://cfa-www.harvard.edu/mpec/K08/K08T89.html⟩](http://cfa-www.harvard.edu/mpec/K08/K08T89.html).
- [2] *IAUC 8993* [online]. [cit. 2008-10-09]. [⟨http://cfa-www.harvard.edu/iauc/08000/08993.html⟩](http://cfa-www.harvard.edu/iauc/08000/08993.html).
- [3] *IAUC 8995* [online]. [cit. 2008-10-09]. [⟨http://cfa-www.harvard.edu/iauc/08000/08995.html⟩](http://cfa-www.harvard.edu/iauc/08000/08995.html).

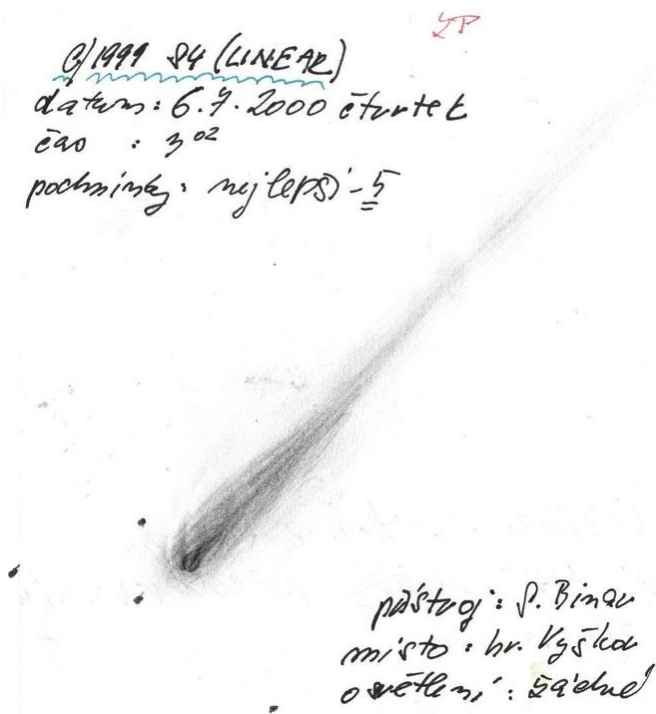
10 let astronomie, 8 let s kometami, 5 let v ICQ Petr Horálek

Nedávno jsem se jen tak koukl do kalendáře a spatřil datum 4. října. Pro normální lidi žádný svátek (pokud nejde o nositele jména František). U mě je to však právě toto datum, které oznamuje mých 5 let aktivního pozorování komet. Právě toho dne, v roce 2003, jsem pořídil svůj první odhad komety, konkrétně C/2001 HT50, který byl publikován v *International Comet Quarterly*. Odhad nebyl i přes poměrně vysokou kondenzaci jádra komety nikterak přesný, ale byl první. Od toho okamžiku jsem napozoroval 31 komet a učinil 351 odhadů. Pro mnohé jsou to jen malá čísla, avšak pro mě jsou to cifry symbolizující překrásné hvězdné noci strávené u dalekohledu. A také vděk dvěma učitelům — Kamilu Hornochovi a Martinu Lehkému. To, že jsem se „upsal“ kometám, má však trošku hlubší historii. Rád bych vám tedy nabídl přehled některých mých kometárních milníků.

Jako malý kluk jsem bohužel přišel o věhlasné vlasatice 90. let minulého století, Hyakutake a Hale-Bopp, protože mi je nikdo nebyl schopen ukázat a já sám jsem to ještě neuměl. Když jsem pak v lednu roku 1998 nastoupil do hvězdářského kroužku na pardubické hvězdárně, byl jsem i přes široký zájem v astronomii nositelem malého snu — spatřit pouhým okem nějakou vlasatici. Netušil jsem však, že to budou hned čtyři ledové krasavice, které mi o dva roky později přinesou jasnou volbu ve světě amatérské astronomie.

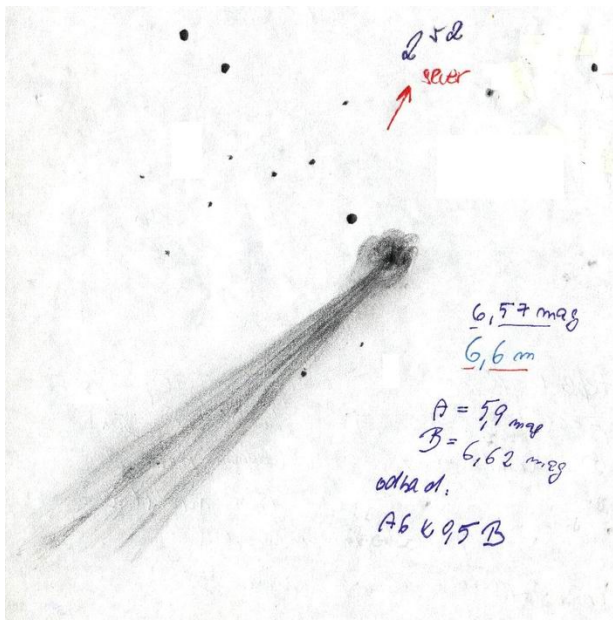
Tou mimořádnou, tedy první, se stala kometa C/1999 S4 LINEAR. Její průlet perigeem z ní měl udělat velmi jasný objekt, avšak už několik měsíců před tím okamžikem se zjevně nepohybovala dle spočtené efemeridy dráhy. Přesto byla krásná — typická kometa s hlavou a dlouhým ohonem, byť pouze v triedrech. Ve svých záznamech mi dokonce vyvěrá takové nadšení z tohoto pozorování, že si nemohu nechat pro sebe citaci ze svého deníku. Píše se tam: „... poprvé v životě jsem viděl tento astro-úkaz přesně ve 3 h 2 min 15 s letního času 6. července 2000. Stál jsem očima přilepen k okulárům Somet Binaru, jen kousek od východního plotu na

placu vyškovské hvězdárny... “ V té době jsem se účastnil letního astronomického soustředění ve Vyškově a po příjezdu na chatu na Ústupkách (u Seče u Chrudimi) jsem pak kometu sledoval svým Newtonem 76/700 každý jasný den. A má první kometa se se mnou rozloučila stylově — na konci července toho roku její malé ledoprachové jádro nevydrželo nápor slunečního větru a doslova se roztříštilo.



Obr. 4 — První pozorování komety C/1999 S4 LINEAR a první pozorování komety vůbec.

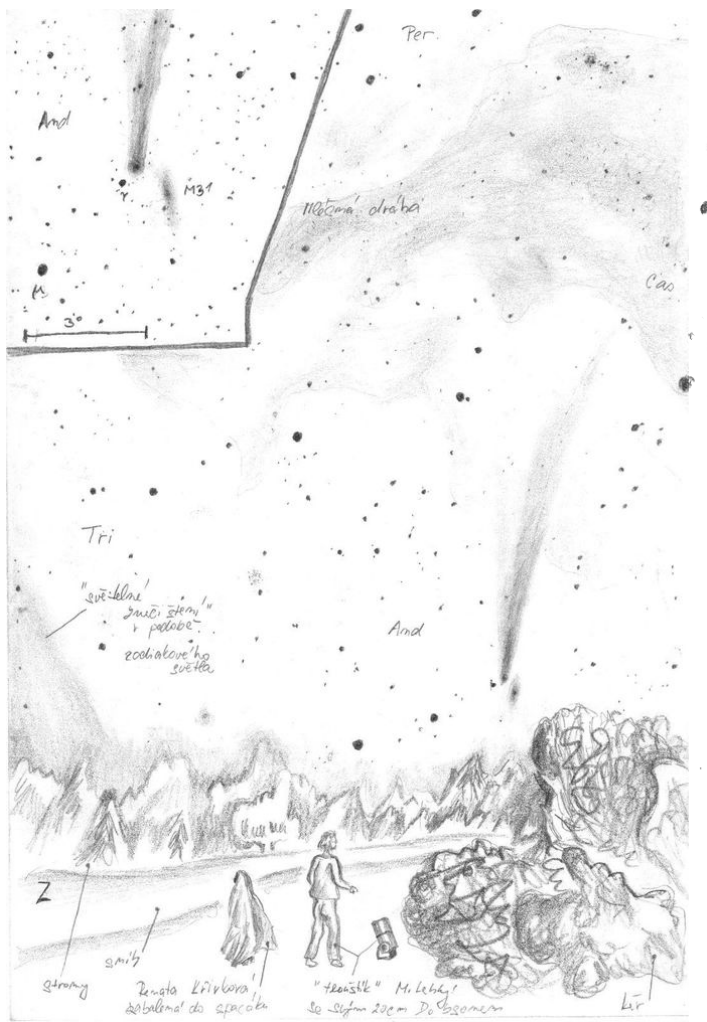
Druhá vlasatice měla větší štěstí. Právě díky jejímu vzplanutí a následné fragmentaci na jaře roku 2001 byla pozorovatelná v první polovině července roku 2001 pouhými očima. Někteří si jistě vzpomínáte — šlo o kometu s dvěma hlavami (což bylo patrné až v Dobsonu o průměru 0,42 m), která nesla označení C/2001 A2 LINEAR. Ke konci července už zářila vysoko na ranní obloze, kde se v triedru honosila vejcovitě tvarovanou komou a dlouhým tenkým chvostem. Tehdy jsem se spíš věnoval proměnným hvězdám, ale právě na této kometě jsem prvně zkoušel odhadovat její celkovou jasnost. Nikdy jsem však svá pozorování nikam neodeslal (žádná škoda — při dnešním porovnání jsem se lišil o magnitudu).



Obr. 5 — První pokus o odhad jasnosti komety C/2001 A2 LINEAR 29. července 2001 během ranního rybolovu na břehu Sečské přehrady.

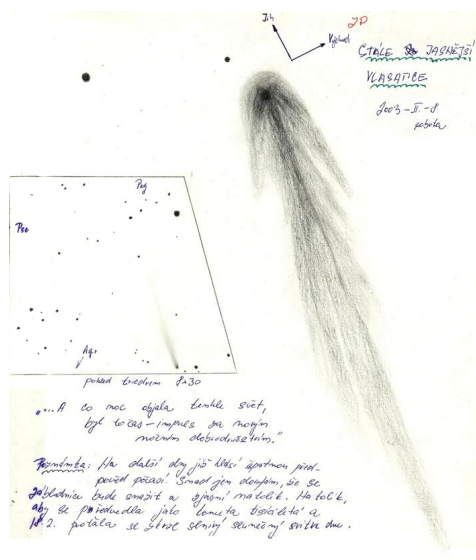
Teprve však příchod roku 2002 zaznamenal mou upevňující se vášeň k tomuto hvězdářskému fenoménu. Martin Lehký, který ve mně prý zpozoroval nadějněho pozorovatele, mi začal pravidelně posílat kopie zpravodaje SMPH, ve kterém se objevovaly první náznaky o blížící se nevídané kometární šou. To předvedla na jaře toho roku pro mě doposud nejkrásnější vlasatice — 153P Ikeya-Zhang. Pořídil jsem neuveritelných 27 kreseb, pozoroval jsem ji doslova každý den. Kometa se mi za to odvděčila brilantní podívanou, kterou jsme právě s Martinem a dalšími astronomy z Pardubic a Hradce Králové pozorovali na vrcholu orlickohorského Šerlichu. 4. dubna 2002 kometa při své jasnosti kolem 2,7 mag (a téměř 10° dlouhém chvostu) minula severovýchodně galaxii M 31 v Andromedě.

Poslední vlasaticí, která však zazářila jen krátce, byla C/2002 V1 NEAT. Martin Lehký, tehdy s Tomášem Kubcem, byli dokonce mezi prvními, kdo (pomocí hradeckého dalekohledu Jana Šindela o průměru 0,40 m) potvrdili kometární charakter NEATEm objeveného tělesa. Kometa na počátku dalšího roku, 2003, dosáhla jasnosti ke sledování pouhým okem a v únoru toho roku prošla zorným polem korónografu LASCO C3 (SOHO) jako objekt o celkové jasnosti asi -3 . magnitudy. Přibitým hřebíčkem k mému aktivnímu pozorování komet pak byl nový dalekohled — 0,25 m Dobson ($f/5$) z výroby Jiřího Drbohlava.



Obr. 6 — Pozorování komety 153P Ikeya-Zhang na Šerlichu 4. dubna 2002.

Jak už jsem se zmínil, mé první odeslané pozorování do ICQ (díky Kamilu Hornochovi) se týkalo komety C/2001 HT50 LINEAR-NEAT (4. 10. 2003). S touto kometou se mi o měsíc později podařil ještě jeden husarský kousek. Když 9. listopadu toho roku nastalo úplné zatmění Měsíce, tato asi 11 magnitud jasná kometa ležela jen $0,7^\circ$ od ztemnělého Měsíce. A díky širokoúhlému okuláru u mého Dobsona bylo možné pozorovat ten mlhavý obláček v zorném poli s okrajem ztem-



Obr. 7 — Kometa C/2002 V1 NEAT se rychle stávala vlasaticí.

nělého úplňkového Měsíce. A aby toho nebylo málo, vysoko v Mléčné dráze pak „visela“ zjasňující se kometa C/2002 T7 LINEAR, která si o rok později vyměnila stráž s kometou C/2001 Q4 NEAT na jižní obloze (a dosáhla 2. magnitudy, žel pouze pro pozorovatele na jižní zemské polokouli). Za perfektních podmínek v Orlických horách to byl naprosto unikátní zážitek (obr. 25).

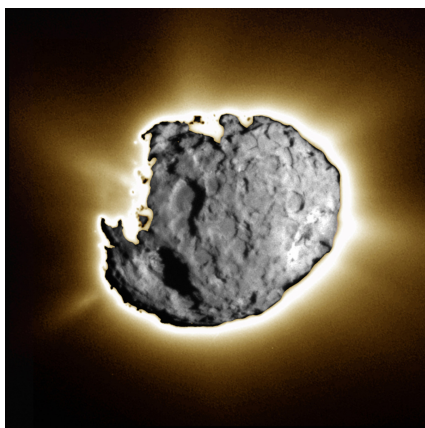
POKRAČOVÁNÍ

Astronomický kurz (8) — Negravitační zrychlení

Miroslav Brož

Exemplárními příklady, kde negravitační síly hrají velkou roli, jsou komety (obr. 8). Fungují tak, že elektromagnetické záření Slunce je pohlceno povrchem jádra komety a způsobí v něm zvýšení vnitřní energie (kinetické energie molekul). Tím se vybudí elektromagnetické vazby mezi molekulami natolik, že pevná látka *změní skupenství* na plyn (rozpadne se krystalová mřížka vodního ledu), a pak se naplno projeví elektromagnetická odpudivá síla mezi molekulami plynu. V okolí komety totiž existuje *gradient tlaku* (okolo je vakuum s $p \doteq 0$), který plyn nutí k rozpínání. Přitom se strhávají i prachová zrníčka. Podle III. Newtonova zákona akce a reakce je změna hybnosti plynu a prachu kompenzována změnou hybnosti jádra komety. Říká se tomu *raketový jev*. Protože k ohřevu a k výtryskům dochází na denní straně komety, je před průchodem periheliem kometa brzděna

(neboť výtrysky směřují spíše proti směru pohybu) a po průletu naopak urychlována. Protože komety bývají aktivnější až po průletu periheliem, převažuje ono urychlování v dráze.



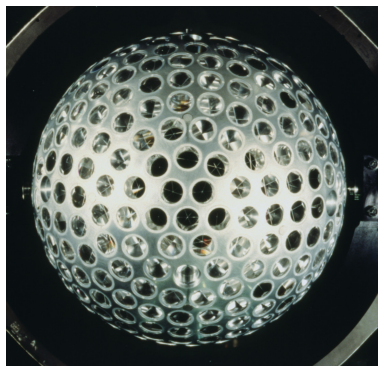
Obr. 8 — Složený snímek komety Wild 2 pořízený sondou Stardust 2. ledna 2004. Krátká expozice ukazuje povrchovou topografii a dlouhá expozice několik aktivních výtrysků. Jádru má průměr přibližně 5 kilometrů. Převzato z [7].

O kometách však mluvit nebudeme. Nás bude zajímat mnohem subtilnější elektromagnetický jev. Funguje takto: každé těleso má *nenulovou termodynamickou teplotu*, tudíž může emitovat fotony (zejména infračervené) odnášející hybnost $p = E/c = hf/c$. Pokud je *emise záření neizotropní* (planetka je šišatá, nemá všude stejnou teplotu), vzniká tak negravitační zrychlení, jehož výsledné projevy na dráhovou dynamiku nazýváme *Jarkovského jev*, a případně moment síly měnící rotaci, což se v literatuře označuje jako *YORP jev*.

Družice LAGEOS

Všechna možná zrychlení budeme diskutovat na příkladu geodynamické družice LAGEOS, nikoli na přírodní planetce. Na této umělé družici Země lze totiž teorie ověřit měřením. Provádí se z pozemských stanic *laserovými dálkoměry*, které jsou schopné zaznamenávat vzdálenost i rychlost. Družice je navíc pěkně kulatá, známe přesně vodivost jejího materiálu, tepelnou kapacitu, hmotnost, atd. (obr. 9).

Zjištěná okamžitá zrychlení, řazená podle velikosti, uvádí tab. 1. Na první pohled se může zdát podezřelé, že jsme schopni rozlišit zrychlení lišící se o deset řádů. Pointa je ale v tom, že pohybové účinky některých velkých zrychlení (např. slapů) pouze oscilují, ale u malých (např. Jarkovského jevu) se kumulují po dlouhou dobu! Navíc mívají různé jevy různé charakteristické periody. Observační mez pro sledování laserem je řádu $10^{-12} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.



Obř. 9 — Geodynamická družice LAGEOS — koule s poloměrem 30 cm a hmotností 410 kg, pokrytá 426 retro-reflektory, které umožňují její sledování lasery z pozemských observatořů. Obíhá ve výšce 5 900 km nad Zemí. Viz též tab. 1. Převzato z [1].

Největší je pochopitelně gravitační zrychlení od Země. Přesněji, potenciální energii (normovanou na jednotku hmotnosti) gravitačního pole „šišaté“ Země obvykle rozvíjíme v řadu sférických harmonických funkcí $Y_{\ell m}(\vartheta, \varphi)$:

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{GM}{r} \left[1 + \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{R_{\oplus}}{r} \right)^{\ell} \sum_{m=-\ell}^{\ell} U_{\ell m} Y_{\ell m}(\vartheta, \varphi) \right] \quad (1)$$

a rozlišujeme příspěvky od jednotlivých stupňů ℓ . Největší část zrychlení pochopitelně pochází od koule (monopólu s $\ell = 0$). Následuje dipól ($\ell = 1$ neboli zploštění elipsoidu), atd. Příspěvky vysokého stupně, např. $\ell = 18$, bychom si mohli představit jako vliv rozložení jednotlivých kontinentů.

Všimněme si, že nikde není započteno přímé gravitační zrychlení od Slunce, ale jen příslušné *slapy*. Důvod je jednoduchý: Slunce přitahuje zároveň Zemi, kolem které družice obíhá, čili na družici má vliv pouze rozdíl mezi gravitací v místě Země a gravitací v místě družice. Totéž platí pro Měsíc i Venuši.

Slapy od Slunce a Měsíce působí ale i komplikovanějším způsobem: deformují Zemi i oceány, čímž se mění geopotenciál (1) a objevují se dodatečná zrychlení na LAGEOS. Tomuto působení říkáme *dynamické slapy*.

Naproti tomu *kinematické slapy* jsou sice také vyvolané deformacemi Země a oceánů, ale pouze mění polohy pozemských měřících stanic vzhledem k družici. Kinematické slapy (ani pohyb pólu Země, ani změny délky dne δLOD) tedy nejsou skutečná zrychlení působící na družici. Když je ovšem nezapočteme přímo, objeví se tyto jevy jako „zdnlivá“ zrychlení v měřeném signálu (jako pozorovatelé se nacházíme v neinerciální soustavě).

Přesuny oceánů se dokonce projevují jako tlak na šelfy kontinentů, které pod tíhou vody klesají (řádově o 1 cm) a opět se mění poloha stanic. I tektonické

původ zrychlení	a ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)	σ_a/a
monopól Země	2,65	$2\cdot 10^{-9}$
zploštění Země	0,001	$7\cdot 10^{-8}$
geopotenciál $\ell, m = 2$	$5,8\cdot 10^{-6}$	$3\cdot 10^{-5}$
slapy Měsíce	$2,1\cdot 10^{-6}$	10^{-7}
pohyb pólu a změny délky dne δLOD	$< 10^{-6}$	
slapy Slunce	$9,6\cdot 10^{-7}$	$4\cdot 10^{-10}$
$\ell, m = 6$	$8,8\cdot 10^{-8}$	$7\cdot 10^{-4}$
dynamické slapy pevnin	$3,7\cdot 10^{-8}$	0,002
kinematické slapy pevnin	$5,8\cdot 10^{-9}$	0,03
dynamické slapy oceánů	$3,7\cdot 10^{-9}$	0,1
přímý tlak záření Slunce	$3,2\cdot 10^{-9}$	0,02
kinematické přesuny oceánů	10^{-9}	0,2
relativistické jevy	$9,5\cdot 10^{-10}$	$2\cdot 10^{-9}$
albedo Země	$3,4\cdot 10^{-10}$	1
slapy Venuše	$1,3\cdot 10^{-10}$	$3\cdot 10^{-7}$
Jarkovského/YORP jev	$5\cdot 10^{-11}$	0,1
$\ell, m = 18$	$6,9\cdot 10^{-12}$	$4\cdot 10^{-2}$
změny souřadnicového systému kvůli netuhé Zemi	$3,5\cdot 10^{-12}$	0,1
tření o atmosféru	$1\cdot 10^{-12}$	0,3–1
Poyintingův-Robertsonův jev	10^{-13}	0,1
impakty mikrometeoritů	10^{-13}	
fotoelektrický jev (UV záření \odot v ionosféře \oplus)	$< 10^{-13}$	

Tab. 1 — Zrychlení a působící na družici LAGEOS a jejich relativní neurčitosti σ_a/a . Na jiné objekty by samozřejmě působila jinak velká zrychlení. například družice na nízkých oběžných dráhách vykazují o mnoho řádů větší tření o atmosféru než LAGEOS. Meziplanetární sondy, jako je Cassini, vybavené termoelektrickými generátory, produkují dodatečné anizotropické infračervené záření a odpovídající zrychlení je řádu $10^{-9} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Podle [1].

pohyby kontinentů (řádu 1 cm/rok) lze zjišťovat tímto způsobem, jako časově proměnnou polohu stanic.

Radiační jevy, které nás budou zajímat nejvíce, jsou spíše na konci tabulky. Existují dva důležité zdroje záření, Slunce a Země, se kterými se musí počítat, a to včetně stínění Země, vlivu polostínu a albeda. Patří mezi ně přímý tlak slunečního záření, Jarkovského jev a Poyintingův-Robertsonův jev (tj. brzdění vznikající při pohybu tělesa v poli záření).

První odhad teploty na povrchu planety

Abychom vůbec mohli spočítat Jarkovského/YORP jev, tedy zbytkovou sílu a moment působící na planetku emitující tepelné (infračervené) záření, potřebujeme nejprve znát rozložení teploty na povrchu.

Hrubý odhad střední, *rovnovážné* teploty T_{eq} získáme snadno, předpokládáme-li, že planetka je koule v termodynamické rovnováze (sama se sebou a se zářením okolo, tzn. má všude stejnou teplotu T_{eq}). Použijeme zákon zachování energie, čili rovnítko mezi výkonem absorbovaným od Slunce a vyzařovaným dle Planckova zákona:

$$\pi R^2 (1 - A) \frac{L_{\odot}}{4\pi r^2} = 4\pi R^2 \epsilon \sigma T_{\text{eq}}^4, \quad (2)$$

kde A označuje Bondovo albedo, L_{\odot} zářivý výkon Slunce, r vzdálenost od Slunce, ϵ infračervenou emisivitu a σ Stefanovu-Boltzmannovu konstantu. Čtyřka je tam proto, že absorpce záření je průřezem, kdežto emise povrchem. Poloměr planetky R není podstatný, protože se zkrátí:

$$T_{\text{eq}} = \left[\frac{(1 - A)L_{\odot}}{16\pi\sigma r^2} \right]^{\frac{1}{4}} \propto \frac{1}{\sqrt{r}}.$$

Když vynecháme čtyřku v rovnici (2), zjistíme subsolární teplotu $T_{\star} = \sqrt{2} T_{\text{eq}}$ „v poledne pod Sluncem“. Pro Ceres, s $a \doteq 2,77 \text{ AU} \simeq r$, $A = 0,12$, vychází:

$$T_{\text{eq}} = \left[\frac{(1 - 0,12) \cdot 3,85 \cdot 10^{26}}{16 \cdot 3,14 \cdot 0,9 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot (2,77 \cdot 149,6 \cdot 10^9)^2} \right]^{0,25} \text{ K} \doteq 170 \text{ K}.$$

Mimoходом, na Zemi s $A = 0,367$ je $T_{\text{eq}} = 255 \text{ K} = -18^{\circ}\text{C}$, ale tady je to navíc komplikované *skleníkovým jevem*.¹

Ve skutečnosti je problém složitější — abychom našli teplotu $T(\mathbf{r}, t)$, jako funkci souřadnic \mathbf{r} a času t , musíme vyřešit parciální diferenciální *rovnici vedení tepla* v objemu tělesa:

$$\nabla \cdot (K \nabla T) = \rho C \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (5)$$

¹ Jaký vliv na teplotu má přítomnost atmosféry? Musíme uvážit tři věci: i) atmosféra absorbuje menší část viditelného záření od Slunce (T_{eq} Země klesá); ii) atmosféra je vlastně druhý zdroj záření s teplotou T_{atm} (T_{eq} roste); iii) tepelné záření s povrchu Země je účinně absorbováno atmosférou (T_{atm} roste). Zákon (2) zachování energie pro Zemi tedy musíme změnit takto:

$$(1 - A)k_{\text{trans}}S + (1 - A_{\text{IR}})4\epsilon_{\text{atm}}\sigma T_{\text{atm}}^4 = 4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^4 \quad (3)$$

a přibude nám ještě zákon zachování energie pro atmosféru:

$$k_{\text{abs}}S + k_{\text{absIR}}4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^4 = 8\epsilon_{\text{atm}}\sigma T_{\text{atm}}^4 \quad (4)$$

kde $S = \frac{L}{4\pi(1 \text{ AU})^2} \doteq 1360 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ označuje solární koeficient. „Záhadná osmička“ ve druhé rovnici vyjadřuje skutečnost, že atmosféra má vlastně dva povrchy, přičemž polovinu IR záření vysílá do vesmíru (ta nás dále nezajímá) a polovinu směrem k Zemi.

s *hraniční podmínkou* na povrchu:

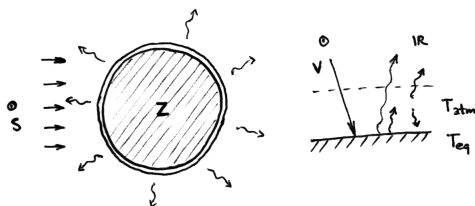
$$\left(K \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{\text{na povrchu}} + \epsilon \sigma T^4 = (1 - A) \mathcal{E}(t) \cdot \mathbf{n}_\perp(\mathbf{r}), \quad (6)$$

kde $K > 0$ označuje tepelnou vodivost, ρ hustotu, C měrnou tepelnou kapacitu materiálu planety a $\mathcal{E}(t)$ časově závislý tok záření (vzhledem k místní normále \mathbf{n} ; $\mathcal{E}(t)$ se liší od 0 pouze tehdy, když je skalární součin $\mathcal{E} \cdot \mathbf{n}$ kladný).

Z integrálního tvaru rovnice vedení tepla a Gaussovy věty snadno nahlédneme její význam:

$$\int_V \nabla \cdot (K \nabla T) dV = \oint_S K \nabla T dS = \int_V \rho C \frac{\partial T}{\partial t} dV,$$

tedy kolik energie přes povrch S přiteče, o tolik se musí zvýšit tepelná energie v objemu V . (Musí tam být samozřejmě nějaký *gradient* ∇T teploty T , jinak žádné teplo nikam nepoteče.)



Obr. 10 — Zeměkoule s tenkou atmosférou.

Zadáme-li následující parametry: absorpční koeficient atmosféry ve viditelném oboru $k_{\text{abs}} = 0,2$, transmisní koeficient $k_{\text{trans}} = 1 - k_{\text{abs}}$, v IR oboru $k_{\text{absIR}} = 0,8$, IR albedo Země $A_{\text{IR}} = 0,1$, IR emisivity $\epsilon = \epsilon_{\text{atm}} = 0,9$, můžeme soustavu rovnic (3), (4) vyřešit vzhledem k T_{eq} a T_{atm} :

$$T_{\text{eq}} = \left[\frac{S}{4\epsilon\sigma} \frac{2(1 - A)k_{\text{trans}} + (1 - A_{\text{IR}})k_{\text{abs}}}{2 - (1 - A_{\text{IR}})k_{\text{absIR}}} \right]^{\frac{1}{4}} \doteq 281 \text{ K} \doteq 8^\circ\text{C},$$

$$T_{\text{atm}} = \left[\frac{S}{2\epsilon_{\text{atm}}\sigma} \frac{k_{\text{abs}} + (1 - A)k_{\text{trans}}k_{\text{absIR}}}{4 - 2(1 - A_{\text{IR}})k_{\text{absIR}}} \right]^{\frac{1}{4}} \doteq 237 \text{ K} \doteq -36^\circ\text{C}.$$

Vidíme, že absorpce v atmosféře sama o sobě sice snižuje množství záření od Slunce, ale to je více než vyváženo tepelným zářením od atmosféry, takže povrchová teplota Země vychází vyšší než bez atmosféry. Říká se tomu „skleníkový jev“ (přestože zahradnický skleník funguje trochu jinak — sklo hlavně zabraňuje promíchávání vzduchu). Ve skutečnosti se teploty Země a atmosféry liší od našich výsledků, protože ani Země ani atmosféra nejsou v termodynamické rovnováze, atmosféra není homogenní, uplatňují se i jiné způsoby přenosu energie než pouze zářením. . . Důležitá věc na závěr: i když se zářivý výkon Slunce vůbec nemění (na krátké časové škále), změny na Zeměkouli (jejího albeda, transmisního nebo absorpčního koeficientu atmosféry) vedou k podstatným změnám povrchové teploty! To je podstata *globálního oteplení*.

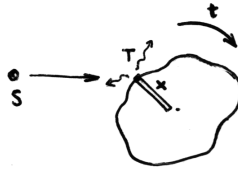
1-rozměrná lineární teorie Jarkovského/YORP jevu

Aby byl problém co nejprůhlednější, budeme zkoumat jednorozměrný příklad: poloprostor $x \geq 0$ z homogenního materiálu, ozářený harmonicky periodickým tokem $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1 e^{i2\pi ft}$, tedy čímsi, co připomíná střídání dne a noci. (Samozřejmě pouze reálná část $\text{Re}\{\mathcal{E}\} = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1 \cos 2\pi ft$ je fyzikálně významná.) Můžeme si představit, že se jedná o jeden tenký ‘sloupeček’ velké planetky, jehož povrch je ozářen Sluncem, které mění svou polohu na obloze (obr. 11). Frekvence f může charakterizovat buď denní, nebo roční pohyb. Rovnice vedení tepla (5) a hraniční podmínka (6) pak mají tvar:

$$\chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (7)$$

$$-K \frac{\partial T}{\partial x} + \epsilon \sigma T^4 = (1 - A)\mathcal{E}(t), \quad (8)$$

kde $\chi = \frac{K}{\rho C}$ označuje tepelnou difuzivitu materiálu. Chceme najít teplotu $T(x, t)$ jako funkci hloubky a času.



Obr. 11 — „Jednorozměrný“ sloupeček ve velkém asteroidu, jehož povrch ozařuje Slunce.

Protože $\mathcal{E}(t)$ je harmonická funkce, ‘hádáme’, že odezva T v *ustáleném stavu* bude obdobná. Proto se pokusíme najít partikulární řešení ve tvaru $T(x, t) = T_0 + T_1(x) e^{i2\pi ft}$. ($T_1(x)$ může být komplexní funkce, což by znamenalo fázový posun teploty vzhledem k dopadajícímu záření.) Rovnice (7) se potom redukuje na obyčejnou diferenciální rovnici pro $T_1(x)$, neboť faktor $e^{i2\pi ft}$ zkrátíme:

$$\frac{d^2 T_1}{dx^2}(x) = \frac{i2\pi f}{\chi} T_1(x),$$

jejíž nedivergující řešení najdeme snadno:

$$T_1(x) = T_1(0) e^{-\sqrt{i2\pi f/\chi} x} = T_1(0) e^{-(1+i)\sqrt{\pi f/\chi} x}. \quad (9)$$

Vidíme, že *změny teploty klesají s hloubkou jako $e^{-\frac{x}{\delta}}$ a hloubka proniku tepelné vlny je řádu $\delta = \sqrt{\chi/(\pi f)}$. (A navíc je tam nějaký fázový posun.)*

Stále neznáme povrchovou teplotu $T(0, t)$. Zde však využijeme hraniční podmínku (8), kam dosadíme známou derivaci $\frac{\partial T}{\partial x}(x, t) = -(1+i)\sqrt{\pi f/\chi} T_1(x) e^{i2\pi ft}$, takže

$$K(1+i)\sqrt{\pi f/\chi} T_1(0) e^{i2\pi ft} + \epsilon\sigma(T_0 + T_1(0) e^{i2\pi ft})^4 = (1-A)(\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1 e^{i2\pi ft}). \quad (10)$$

Výpočet čtvrté mocniny, a zejména řešení, by bylo jaksi „strastiplné“, nicméně předpokládejme, že $T_1(0) \ll T_0$ (tzn. že změny teploty jsou malé v porovnání se střední teplotou) a *linearizujeme* rovnici (10) jako $(T_0 + T_1)^4 = T_0^4 + 4T_0^3 T_1 + \mathcal{O}(T_1^2)$. Odečteme členy s T_0 a \mathcal{E}_0 (protože přesně odpovídají rovnovážné teplotě T_{eq} v (2)) a zůstane nám lineární rovnice pro $T_1(0)$:

$$(1+i)\sqrt{\pi f K C \rho} T_1(0) + 4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3 T_1(0) = (1-A)\mathcal{E}_1.$$

Povrchovou teplotu vyjádříme jako:

$$T(0, t) = T_{\text{eq}} + \frac{(1-A)\mathcal{E}_1 e^{i2\pi ft}}{(1+i)\sqrt{\pi f K C \rho} + 4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^4}.$$

Jmenovatel je komplexní číslo (což znamená fázový posun pro teplotní vlny postupující materiálem planety); po úpravách vidíme, že:

$$T(0, t) = T_{\text{eq}} + \frac{(1-A)\mathcal{E}_1}{4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3} \frac{1}{1 + 2\Theta + 2\Theta^2} e^{i(2\pi ft + \phi_{\text{th}})}, \quad (11)$$

kde tepelný parametr Θ a tepelné zpoždění ϕ_{th} jsou:

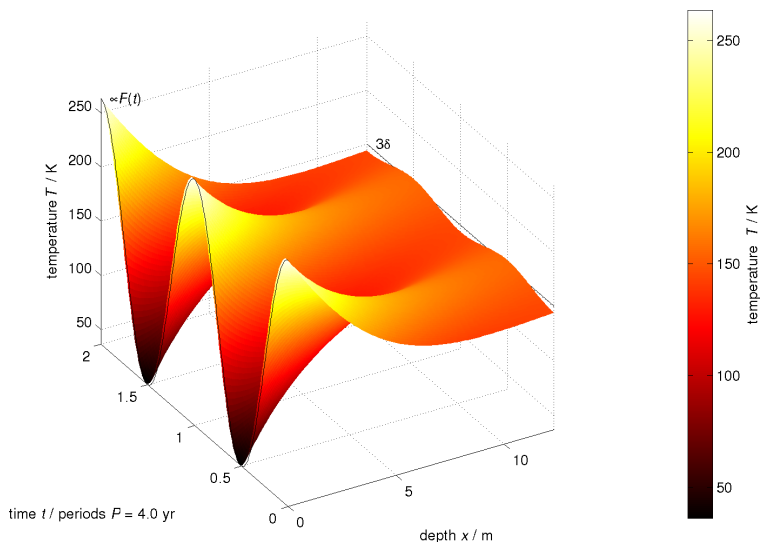
$$\Theta = \frac{\sqrt{\pi f K C \rho}}{4\pi\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3}, \quad \tan \phi_{\text{th}} = -\frac{\Theta}{1 + \Theta}. \quad (12)$$

Pro úplnost můžeme napsat teplotu v hloubce (i když pro nás není zásadní, protože dynamické účinky záření jsou určované pouze $T(0, t)$):

$$T(x, t) = T_{\text{eq}} + \frac{(1-A)\mathcal{E}_1}{4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3} \frac{1}{1 + 2\Theta + 2\Theta^2} e^{i(2\pi ft + \phi_{\text{th}} - \sqrt{\pi f/\chi} x)} e^{-\sqrt{\pi f/\chi} x}. \quad (13)$$

Vizualizace ustáleného řešení (13) jednorozměrné rovnice vedení tepla (7) je na obr. 12. Tepelné vlastnosti materiálů, ze kterých jsou planety pravděpodobně tvořené, jsou vypsány v tab. 2. Souhrn hodnot tepelného zpoždění ϕ_{th} (12) a amplitudy teploty $T_1(0)$ (11) pro typické denní a roční frekvence, poskytuje tab. 3. (Mimoходом z nich můžeme vyčíst, že vinný sklípek na planetce je radno budovat v hloubce alespoň několika metrů.) Podíl $T_1(0)/T_{\text{eq}}$, který dosahuje řádu

$\simeq 0,1$ v některých případech, nám říká, že se přibližujeme limitům lineární teorie a že teploty v plně nelineární teorii se mohou lišit, pravděpodobně o $\simeq 10\%$ hodnoty T_1 .



Obr. 12 — Třírozměrný náčrtes závislosti hloubky x , času t a teploty T , jak vyplynula z jednorozměrného modelu (13). Vlastnosti materiálu odpovídají bazaltické hornině (viz tab. 2), s tepelnou vodivostí $K = 1 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$. Amplituda \mathcal{E}_1 zářivého toku je polovinou rovnovážného toku \mathcal{E}_0 na 2,5 AU od Slunce; frekvence f toku $\mathcal{E}(t)$ odpovídá orbitální periodě $P = 4 \text{ y}$. Tok je kreslen jako tenká linka v rovině (t, T) a je škálovaný stejně jako amplituda $T_1(0)$ povrchové teploty. Tepelné zpoždění mezi dopadajícím tokem $\mathcal{E}(t)$ a povrchovou teplotou $T(0, t)$ je zřetelné ($\phi_{\text{th}} \doteq -4^\circ$).

materiál	ϱ_{bulk} $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	ϱ_{surf} $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	K $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	C $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	A
obnažený bazalt	3500		0,5–2,5	680	0,1–0,16
pokrytý regolitem	3500	1500	0,001–0,01	680	
kov	8000		~ 40	500	0,09–0,11
typ C	1000		0,1–1	1500	0,03–0,08

Tab. 2 — Předpokládané typické hodnoty tepelných parametrů, které používáme pro modelování Jarkovského/YORP jevu. ϱ_{bulk} označuje objemovou hustotu, ϱ_{surf} hustotu povrchových vrstev, K tepelnou vodivost, C měrnou tepelnou kapacitu a A albedo.

materiál	P	δ m	Θ	ϕ_{th} °	$T_1(0)$ K
bazalt	6 h	0,05	6	-40	1
	4 y	4	0,08	-4	82
regolit	6 h	0,008	0,4	-15	47
	4 y	0,6	0,005	-0.3	94

Tab. 3 — Hloubka δ proniku tepelné vlny (9), tepelný parametr Θ , tepelné zpoždění ϕ_{th} (12) a amplituda $T_1(0)$ povrchové teploty (11) podle výsledků 1-rozměrného modelu. Amplituda zářivého toku \mathcal{E}_1 je polovinou rovnovážného toku \mathcal{E}_0 na 2,5 AU od Slunce ($T_{\text{eq}} \doteq 170$ K). Hodnoty byly vypočteny pro dva typy materiálů (z tab. 2) a dvě různé periody $P = 1/f$ toku $\mathcal{E}(t)$ — typickou denní (6 hodin) a roční (4 roky).

Znajíce povrchovou teplotu T (na tělese libovolného tvaru), můžeme spočítat elementární radiační sílu vyvolanou emisí fotonů, které odnášejí hybnost z jednoho povrchového elementu dS , jako:

$$d\mathbf{F}_Y = -\frac{2}{3} \frac{\epsilon\sigma T^4}{c} dS \mathbf{n}_\perp. \quad (14)$$

Faktor $\frac{2}{3}$ odpovídá Lambertovu zákonu rozptylu²; \mathbf{n}_\perp označuje jednotkový vektor kolmý k povrchu a směřující ven. Jarkovského zrychlení homogenního tělesa s celkovou hmotností m je pak dáno integrací přes celý povrch:

$$\mathbf{a}_Y = -\frac{2}{3} \frac{\epsilon\sigma}{mc} \int_S T^4 dS \mathbf{n}_\perp \simeq -\frac{8}{3} \frac{\epsilon\sigma}{mc} T_{\text{eq}}^3 \int_S T_1 dS \mathbf{n}_\perp, \quad (15)$$

² Lambertův zákon říká, že tok záření vyzařovaného z roviny pod úhlem α je $dF \propto F \frac{dS}{S} \cos \alpha$ (viz obr. 13). Jaký je celkový tok ve směru kolmém k rovině? Zřejmě musíme středovat přes polokouli a vzít kolmé složky elementárních toků:

$$F_\perp = \int_0^\pi F \frac{r d\alpha}{2\pi r^2} 2\pi r \cos \alpha \cos \alpha \sin \alpha = \int_0^\pi F \cos^2 \alpha \sin \alpha d\alpha = F \left[-\frac{\cos^3 \alpha}{3} \right]_0^\pi = \frac{2}{3} F.$$

Pro fotony je $E = pc$ a velikost síly $|\mathbf{F}| = \frac{dp}{dt} = \frac{dE}{cdt} = \frac{W}{c} = \frac{F_\perp dS}{c}$; absolutně šedé těleso přitom produkuje tok záření $F = \epsilon\sigma T^4$.



Obr. 13 — Lambertův zákon rozptylu, znázorněn jako rozptylový diagram ve tvaru koule přiléhající k povrchu.

kde opět můžeme použít linearizaci T^4 .

Obdobně vyjadřujeme celkový moment síly (YORP), ovlivňující rotaci tělesa:

$$\mathbf{T}_Y = \int_S \mathbf{r} \times d\mathbf{F}_Y = -\frac{2}{3} \frac{\epsilon\sigma}{c} \int_S T^4 \mathbf{r} \times \mathbf{n}_\perp dS. \quad (16)$$

Nejdůležitější perturbací dráhy působenou \mathbf{a}_Y je drift velké poloosy. Podle první Gaussovy rovnice platí:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2T}{n} + \mathcal{O}(\epsilon), \quad (17)$$

kde T označuje transversální složku a_Y (tj. složka ve směru rychlosti). Jak můžeme vidět z rovnice (15), výsledné celkové transversální zrychlení T (tudíž rychlost da/dt změny velké poloosy) je: i) úměrné *odchylkám* teploty od rovnováhy, ii) sinu úhlu ϕ_{th} tepelného zpoždění (viz obr. 14), a iii) nepřímo úměrné velikosti (protože $F_Y \propto$ ploše povrchu S a $a_Y = \frac{F}{m}$).³

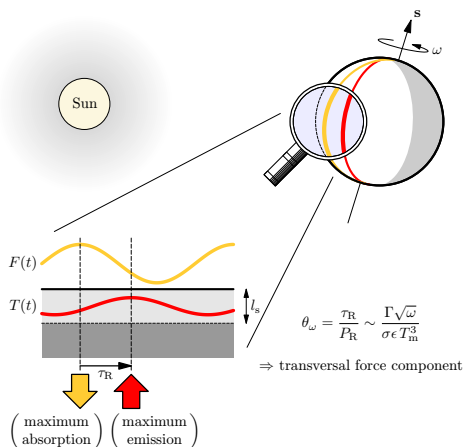
Moment síly \mathbf{T}_Y mění moment hybnosti L tělesa: $\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{T}_Y$. V případě, že se těleso otáčí okolo osy odpovídající nejkratší ose tenzoru momentu setrvačnosti, je $\mathbf{L} = C\omega\mathbf{e}$, kde C označuje (konstatní) moment setrvačnosti, ω velikost úhlové rychlosti, \mathbf{e} jednotkový vektor směřující podél osy rotace. Rychlost změny \mathbf{L} se obvykle vyjadřuje ve třech úhlových proměnných:

$$\begin{aligned} \frac{d\omega}{dt} &= \frac{\mathbf{T} \cdot \mathbf{e}}{C}, \\ \frac{d\gamma}{dt} &= \frac{\mathbf{T} \cdot \mathbf{e}_{\perp 1}}{C\omega}, & \mathbf{e}_{\perp 1} &= \frac{(\mathbf{N} \cdot \mathbf{e})\mathbf{e} - \mathbf{N}}{\sin \gamma}, \\ \frac{d\psi}{dt} &= \frac{\mathbf{T} \cdot \mathbf{e}_{\perp 2}}{C\omega}, & \mathbf{e}_{\perp 2} &= \frac{\mathbf{e} \times \mathbf{N}}{\sin \gamma}, \end{aligned}$$

kde γ je šikmost (neboli obliquita, úhel mezi rotační osou a kolmicí k dráze), ψ délková souřadnice, \mathbf{T} celkový moment síly (kromě YORPu bývají přítomné gravitační momenty sil a inerciální členy kvůli pohybu soustavy souřadnic), jednot-

³ Typická velikost radiační síly na 1 m^2 může být $dF_Y \doteq \frac{2}{3} \frac{0.9 \cdot 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot 160^4 \cdot 1}{3 \cdot 10^8} \text{ N} \doteq 10^{-7} \text{ N}$. Pro 1 km asteroid máme zhruba (viz parametry pro regolitový materiál a denní frekvenci v tab. 3): $a_Y \doteq \frac{8}{3} \frac{0.9 \cdot 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot 160^3}{(4/3) \cdot 3.14 \cdot 1000^3 \cdot 3500 \cdot 3 \cdot 10^8} 4 \cdot 3.14 \cdot 1000^2 \cdot 47 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \doteq 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ (porovnejte to s gravitačním zrychlením $a_G = \frac{GM_\odot}{r^2} \doteq 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$); transversální složka $T \doteq 10^{-13} \cdot \sin 15^\circ \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \doteq 10^{-14} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, střední pohyb $n = \sqrt{\frac{GM_\odot}{a^3}} \doteq 0.004 \frac{\text{rad}}{\text{den}}$ a výsledná rychlost změny velké poloosy $\frac{da}{dt} \doteq \frac{2 \cdot 10^{-14} \cdot (86400^2/150 \cdot 10^9)}{0.004} \cdot 365.25 \cdot 10^6 \frac{\text{AU}}{\text{My}} \doteq 10^{-4} \frac{\text{AU}}{\text{My}}$. Tyto řádové odhady souhlasí s dokonalejším modelováním ve třech rozměrech (viz obr. 16).

kový vektor \mathbf{N} je kolmý k orbitální rovině. $\frac{d\omega}{dt}$ se mění jako $\frac{1}{R^2}$ (protože $T_Y \propto R^3$ a $C \propto R^5$).⁴



Obr. 14 — Časové zpoždění mezi absorpcí slunečního záření a tepelnou emisí, které vzniká na rotujícím sférickém tělese. Dopadající tok $F(t)$ má maximum v subsolárním bodě, ale maximální emise nastává o něco později a kvůli rotaci je posunutá. Proto má radiální síla nenulovou transverzální složku, která je úměrná sinu úhlu tepelného zpoždění $\sin \phi_{th}$ (měřeného mezi žlutou a červenou půlkružnicí na kouli).

Dva důležité aspekty jsme v 1-rozměrném modelu nemohli započítat: i) konečnou velikost tělesa a ii) závislost na šikmosti. Když je velikost řádu δ nebo menší, vedení tepla skrz těleso účinně vyrovnává povrchové teploty, sféricky symetrická tělesa pak již nejsou urychlována.

Obliquita γ je také důležitým parametrem. Představme si kouli obíhající Slunce (obr. 15) a rozlišme tři speciální případy:

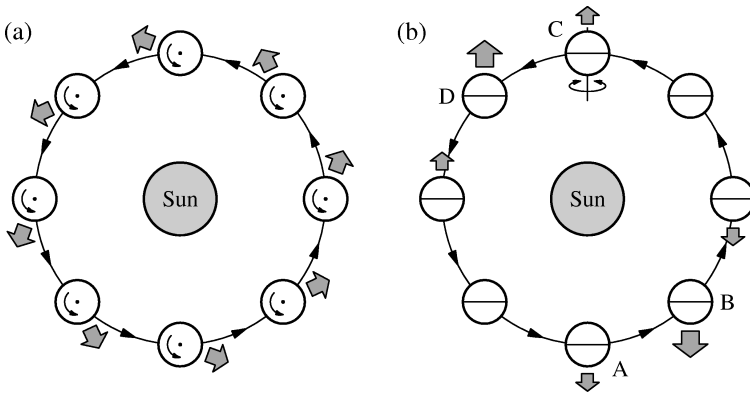
- (1) Prográdní denní rotace ($\gamma = 0^\circ$) a nevyhnutelné tepelné zpoždění dávají vzniknout nenulové transverzální složce \mathcal{T}_Y Jarkovského zrychlení, která nutí těleso

⁴ Velmi hrubý odhad YORPu působícího na 1 km asteroid nepravidelného tvaru může být: $T_Y = |\int_S \mathbf{r} \times d\mathbf{F}_Y| \doteq 1000 \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-2} \cdot 4 \cdot 3.14 \cdot 1000^2 \text{ N} \cdot \text{m} \doteq 10^1 \text{ N} \cdot \text{m}$. (Zde jsme naivně předpokládali, že 1% celého povrchu vyzařuje v jednom směru tečném k povrchu.) Moment setrvačnosti je přibližně $C = \frac{8}{15} \pi R^5 \rho \doteq 5 \cdot 10^{18} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$. Tudíž $\frac{d\omega}{dt} \doteq \frac{10^1}{5 \cdot 10^{18}} \frac{\text{rad}}{\text{s}^2} = 2 \cdot 10^{-18} \frac{\text{rad}}{\text{s}^2}$. Za jak dlouho se rotace tělesa úplně zastaví? Začneme-li s $\omega_0 = 3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \doteq 5 \frac{\text{ot.}}{\text{den}}$, pak $\tau_\omega \doteq \frac{3 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 10^{-18}} \text{ s} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ s} \doteq 10^7 \text{ y}$. (Typická doba pro roztočení je stejného řádu, protože horní limit je $\omega_{\text{crit}} \doteq 11 \frac{\text{ot.}}{\text{den}}$, když je rotace rychlejší, gravitačně vázané těleso se nejspíš rozpadne.) Obdobně $\frac{d\gamma}{dt} \doteq \frac{10^1}{5 \cdot 10^{18} \cdot 3 \cdot 10^{-4}} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \doteq 10^{-14} \frac{\text{rad}}{\text{s}}$ a změnu sklonu o $\frac{\pi}{2}$ můžeme očekávat po $\tau_\gamma \doteq \frac{1.57}{10^{-14}} \text{ s} \doteq 10^7 \text{ y}$.

spirálovat pryč od Slunce (velká poloosa stále roste, v souladu s Gaussovou rovnicí $\frac{da}{dt} \doteq \frac{2T}{n}$).

- (2) Naproti tomu retrográdní rotace ($\gamma = 180^\circ$) vede k zmenšování velké poloosy.
- (3) Rotační osa skloněná do orbitální roviny ($\gamma = 90^\circ$) znamená, že se objeví velké roční výkyvy teploty a odpovídající tepelné zpoždění (vypočítané pro orbitální frekvenci) vede ke stálému zmenšování velké poloosy (bez ohledu na smysl denní rotace).

Obě závislosti, na velikosti i na šikmosti, lze přirozeně vypočítat ve třírozměrných modelech.



Obr. 15 — Denní a roční varianta Jarkovského jevu a závislost na šikmosti γ . Šedivé šipky označují zbytkovou sílu, která působí na těleso. (a) Denní Jarkovského jevu, když se těleso otáčí kolem osy kolmé k oběžné dráze. V tomto případě prográdní rotace vyvolává sílu zvětšování velké poloosy a . Obecně je změna $\Delta a \propto \cos \gamma$. (b) Roční Jarkovského jevu, s rotační osou ležící v orbitální rovině. Ohřívání přivrácené polokoule, zejména v bodech A a C, a opožděná emise tepelného záření, zvláště v bodech B a D, způsobují zbytkovou sílu, jejíž velikost se mění podél orbity, ale jejíž transverzální složka vždy směřuje proti vektoru rychlosti, tudíž způsobuje zmenšování velké poloosy ($\Delta a \propto -\sin^2 \gamma$).

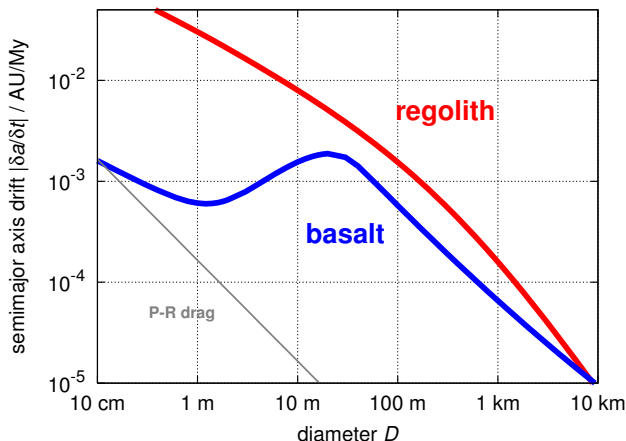
Jarkovského jevu na třírozměrných tělesech

Analytické řešení rovnice vedení tepla s linearizovanou okrajovou podmínkou je možné pro kouli (Vokrouhlický, 1999). Při výpočtu se používají rozvoje toku záření a povrchové teploty do sférických funkcí, přičemž pro výpočet Jarkovského zrychlení a odpovídající změny velké poloosy mají význam jen tři dipólové členy.

Existují i jednorozměrné nelineární numerické metody, ve kterých se nepravidelný povrch asteroidu rozdělí do trojúhelníkové sítě (s typicky 10^3 površkami) a rovnice vedení tepla se řeší individuálně pro jednotlivé ‘sloupečky’ (Čapek a Vokrouhlický, 2004). Tato metoda byla použita například pro výpočet driftu velké

poloosy planety (6489) Golevka. Drift se posléze podařilo potvrdit radarovým měřením (Chesley aj., 2003).

Pro porovnání, střední doba mezi kolizními rozpady tělesa v hlavním pásu je zhruba 50 My pro 10 m kamenný meteoroid a 500 My pro 1 km asteroid. Tyto doby určují celkovou změnu velké poloosy, kterou může objekt prodělat působením Jarkovského jevu.

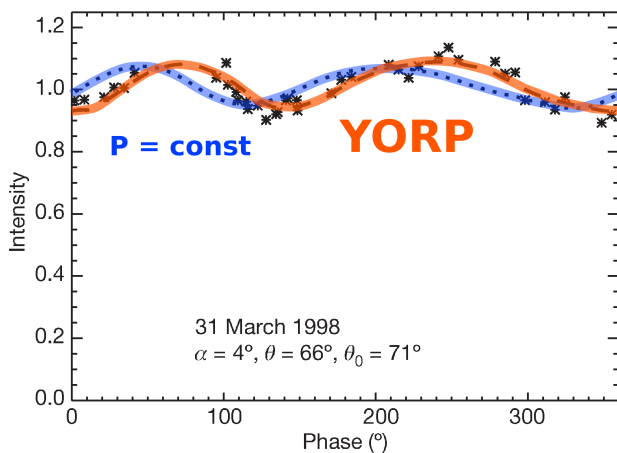


Obr. 16 — Suma absolutních hodnot $|da/dt|$ denního a ročního driftu velké poloosy v závislosti na velikosti, vypočtená pro kulová tělesa, střední hodnotu šikmosti $\gamma = 135^\circ$ a dva různé materiály z tab. 2: bazalt a regolit, tzn. materiál s vysokou a nízkou tepelnou vodivostí. Neočekáváme, že by existovala příliš malá tělesa pokrytá regolitem, proto změny velké poloosy větší než 10^{-2} AU/My zřejmě nejsou realistické. Drift způsobený Poyntingovým–Robertsonovým jevem je také zakreslen; převažuje pro velikosti menší než 10 cm.

YORP jev na tělesech nepravidelného tvaru

V případě YORP jevu jsou kromě numerických metod rozvinuté analytické teorie pro výpočet na tělesech sféroidálního tvaru; využívají rozvoj povrchového tvaru do sférických harmonických funkcí (Nesvorný a Vokrouhlický, 2007).

Existují i přímá měření zrychlování nebo zpomalování rotace planetek, která lze vysvětlit právě působením YORP jevu. Například pro (1862) Apollo vychází změna periody 4 ms/rok z měření světelných křivek ve třech odlehlých opozicích (Kaasalainen aj., 2007; obr. 17).



Obr. 17 — Pozorovaná světelná křivka asteroidu (1862) Apollo při opozici v roce 1998. Je v rozporu s křivkou vypočtenou na základě konstantní periody z opozic 1980 a 2005, ale souhlasí s křivkou vypočtenou pro proměnnou periodu. Nepatrná změna periody o 4 ms/rok se projevuje jako výrazná odchylka 30° ve fázi. Převzato z Kaasalainen aj. (2007).

- [1] BERTOTTI, B., FARINELLA, P., VOKROUHLICKÝ, D. *Physics of the Solar System*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2003. ISBN 1402014287.
- [2] BROŽ, M. *Yarkovsky Effect and the Dynamics of the Solar System*. Dizertační práce, Karlova univerzita, Praha, 2006. (<http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/yarko-site/phdth/>).
- [3] ČAPEK, D., VOKROUHLICKÝ, D. *The YORP effect with finite thermal conductivity*. *Icarus*, **172**, s. 526–536, 2004.
- [4] CHESLEY, S. R., aj. *Direct detection of the Yarkovsky effect by radar ranging to asteroid 6489 Golevka*. *Science*, **302**, s. 1739–1742, 2003.
- [5] KAASALAINEN, M. aj. *Acceleration of the rotation of asteroid 1862 Apollo by radiation torques*. *Nature*, **446**, 7134, s. 420–422, 2007.
- [6] NESVORNÝ, D., VOKROUHLICKÝ, D. *Analytic theory of the YORP effect for near-spherical objects*. *Astron. J.*, **134**, 5, s. 1750–1768, 2007.
- [7] *Stardust*, JPL, NASA [online]. [cit. 2006-06-01]. (<http://stardust.jpl.nasa.gov>).
- [8] VOKROUHLICKÝ, D. *A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments*. *Astron. Astrophys.*, **344**, s. 362–366, 1999.

Výlet za slunečními hodinami Náchodská 5. 10. 2008

Miloš Nosek

Na pozvánkách byl vyhlášen start nedělního výletu v 8 hodin od hvězdárny; Mirek Brož jel zkontrolovat, zda tam někdo nečeká. „Zdravé jádro“ se sešlo na shodném místě, kde začala sobotní procházka. Vyjeli jsme v pěti autech, ale v Libřicích se počet aut zredukoval na čtyři (z důvodu technické poruchy). V Králově Lhotě přistoupil ještě dvanáctý účastník výletu — paní Čermáková.

Hned u prvních hodin v Dobrušce se dva aktivisté ujali nápravy ohnutého ukazatele (obr. 18). Naštěstí nikdo nezavolal městskou či jinou policii. Pak jsme se šli podívat na jednu dobušskou zajímavost — jak je těžká žulová koule nadnášena tlakem vody. Nejmladší účastník výpravy zjistil, že voda je teplá. Nelze se tomu divit, protože snahou projektanta bylo zaručit funkčnost i v mrazivém počasí. (Při startu výpravy byla teplota v Hradci Králové 1°C a z oken aut bylo nutno škrabat námrazu.)



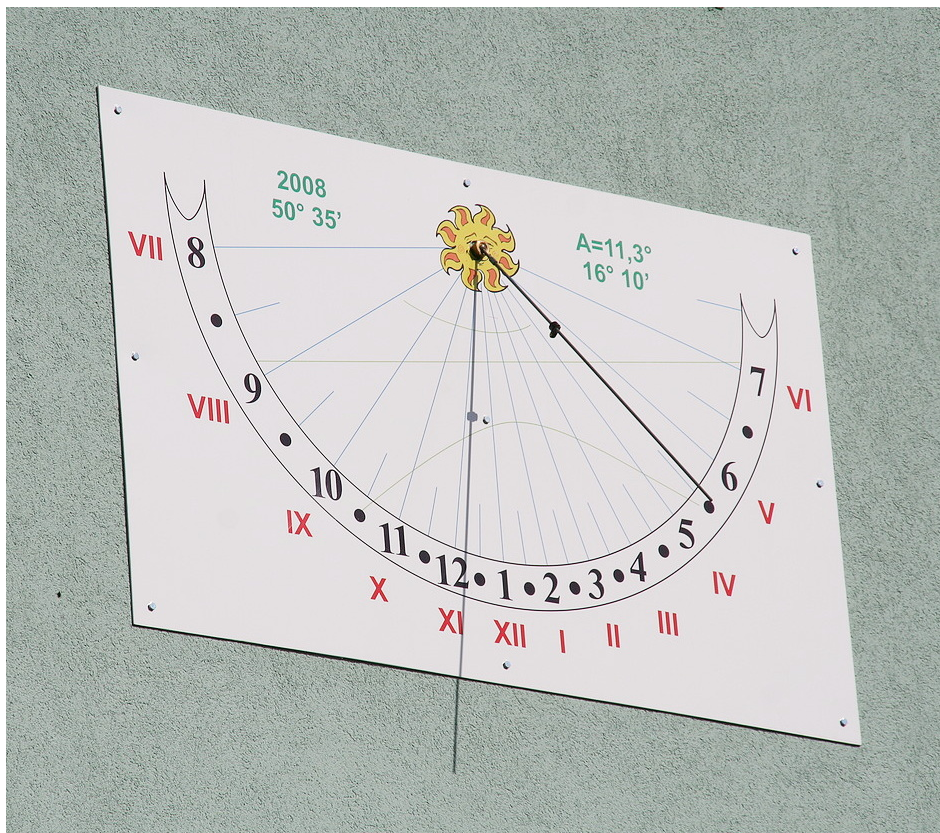
Obr. 18 — Sluneční hodiny v Dobrušce, na zvonici kostela Sv. Václava (ev. č. RK 4/1 a 4/2).
Foto Miloš Nosek.

Další zastávkou bylo Husovo náměstí v Novém Městě nad Metují. Pavel Uhrin vyslovil domněnku, že zde jsou na jiném rohu náměstí ještě jedny hodiny. Jeho přání objevit při výletu nové hodiny se mu nakonec splnilo, ale až odpoledne ve Velkém Dřevíči. Následující navštívené stanoviště bylo náměstí v Náchodě. Pod hodinami jsme pořídili společné foto (obr. 19).



Obr. 19 — Společná fotografie účastníků výletu pod hodinami v Náchodě, na kostele Sv. Vavřince (NA 7/1). Foto Miroslav Brož.

Prokličkovali jsme Hronovem, abychom dojeli k hodinám p. Zímy. Domáci sice doma nebyli, ale ochotní sousedé alespoň umožnili vyfocení SV hodin. V Polici nad Metují jsme nejprve ověřili existenci hodin na ulici 17. listopadu. Neodolali jsme a šli alespoň na půl hodiny nahlédnout do muzea stavebnice Merkur. Řada z nás si přitom vzpomněla na své mládí. Zpoždění, které vzniklo, bylo vykompenzováno tím, že hlavní vchod do areálu bývalého kláštera v Polici byl zamčen (i přes úterní telefonické ujištění děkana, že ponechá odemčeno).



Obr. 20 — Nové sluneční hodiny v Teplicích nad Metují, Zámecké ulici č. p. 25 (NA 31).

Následovala zběžná prohlídka trojích novodobých hodin v Teplicích nad Metují: na domě u železniční zastávky, na školní budově v Zámecké ulici (obr. 20) a u penzionu Metuje.

Oběd byl zajištěn právě v penzionu Metuje. Při obědě se i diskutovalo. Dohodli jsme se, že budeme ve vkládání zaniklých hodin a dekorací pokračovat. Také jsme se zde dozvěděli, že malíř a sochař Zdeněk Hůla ve Vernéřovicích již instaloval skulpturu „Sluneční brána“. Proto jsme operativně změnili plán a rozjeli se tam.

Nejprve jsme však zdokumentovali stav kostela sv. Michaela, kde zbyla jen stínová tyč. Pokračovali jsme cestou necestou, bohužel ne malotraktorem, ale osobními auty, na vrchol místního kopce. Zde stranou obce, na okraji lesa poblíž turistické cesty stojí toto dílo. Náhodný kolemjdoucí jen těžko pochopí, že jde svým způsobem o sluneční hodiny (obr. 21). Odtud jsme ve 14:55 zahájili zpáteční cestu.



Obr. 21 — Dílo „Sluneční brána“ od Zdeňka Hůly, umístěné nad Verněřovicemi.

Nečekanou zastávkou při cestě zpět bylo občerstvení u Čermáků v obci Dědov. Následovalo zastavení u pana Konráda ve Velkém Dřevíči. Chystá se na stavební úpravy domu. V rámci zateplení chce nahradit stávající jednoduché hodiny vsazením desky z polystyrénu s novými hodinami. Pokud by někdo chtěl jít v jeho šlépějích, upozornil na průhyb desky v důsledku nátěru jen z jedné strany. Má zde jednu zajímavost: pohled podél stínové tyčky na oblohu dovoluje „kontrolovat zda je Polárka na svém místě“. V Dřevíči se 3 účastníci (oba Cieslové a Uhrin) odtrhli a jeli ověřit, zda v Dřevíči není amatérská hvězdárna, neboť zahlédli kopuli. Zde objevili nové hodiny.

Na zpozdilce jsme čekali v Rokytníku u kapličky. Poslední zastávka u hodin byla v Červeném Kostelci. Zde Miloš Nosek informoval účastníky o historii vzniku hodin. Domáci, které jsme vytrhli z práce, nás srdečně přivítali. Zavolali na sousedku, aby se pochlubila zajímavými vodorovnými hodinami. Dostali je darem ze zahraničí. Nedalo nám to a hodiny jsme si vyfotili. Snad měla být v misce i voda. Působivé by bylo, kdyby na rybářově prutu (sloužícím jako stínový ukazatel) byl i vlasec spuštěný do vody. Okolo 17. hodiny jsme společné putování na parkovišti v Červeném Kostelci ukončili. Auta se rozdělila do dvou směrů. Moravští příznivci operativně vymysleli cestu domů (snad přes Polsko). Hradečtí jeli okolo Rozkoše do Libřic, kde došlo k provizorní opravě „odloženého“ auta.



Obr. 22 — Exkurze k hodinám ve Velkém Dřevíči, jejichž autorem je pan Konrád.



Obr. 23 — Nově objevená hvězdárna ve Velkém Dřevíči, postavená panem Vulfsteinem, a jeho sluneční hodiny. Foto Jaromír Ciesla.

Během víkendového setkání bylo dostatek příležitostí k diskuzi a výměně poznatků či zkušeností. Rozešli jsme se bohatší o poznatky svých kolegů a s různými poznámkami, co jsme komu slíbili. Čas ukáže, zda dojde k naplnění slibů.

Plány do příštího roku. Kromě jiného jsme diskutovali termíny a místa dalších setkání. Nabídek bylo vždy několik a tak jsme v neděli u oběda hlasovali, kterému návrhu dát přednost. Jarní výlet se uskuteční koncem března či začátkem dubna. Přípraví jej moravští kolegové a bude v okolí Zlína. Termín podzimní víkendové akce jsme stanovili na 5. a 6. září. Tentokrát bychom chtěli konečně realizovat setkání v Praze. Termín byl zvolen tak, abychom mohli přespat na studentských kolejích na Strahově. Zázemí bylo předběžně přislíbeno na Štefánikově hvězdárně na Petříně. Máme rok na upřesnění podmínek — koho požádat o vystoupení, optimalizovat trasu půldenní sobotní procházky a nedělní celodenní. V neděli předpokládáme, že bychom se přemísťovali městskou hromadnou dopravou. Na závěr parafráze: „Podzimní setkání máme za sebou, ať žije další!“ Veďte prosím uvedené termíny v patrnosti a, pokud možno, plánujte další akce v jiných termínech.

Josef Jirásko

Miloš Nosek



Tento článek je krátkou vzpomínkou na pana Josefa Jirásko, který byl jedním z propagátorů gnómoniky u nás. Svým zaměřením byl strojař. Převážně působil v oboru textilních šicích strojů. O sluneční hodiny se začal zajímat již při studiu na reálce, ale hlouběji je studoval až v důchodu. I když bydlél v Liberci, měl vřelý vztah k Hradci Králové. Na jeho Pražském předměstí chodil do obecné školy a na reálce (nynější zdravotnická škola v Komenškové ulici) maturoval. V Hradci se oženil a měl zde příbuzné. To bylo důvodem, proč se několikrát účastnil akce o slunečních hodinách v Hradci Králové, kde také přednášel.

V roce 1998 vydal prostřednictvím nakladatelství Říše hvězd knihu „Sluneční hodiny“. Navrhoval sluneční hodiny pomocí deskriptivní geometrie. Byl si vědom, že s jejím využitím vyřeší nejen jednoduché, ale i zdánlivě náročné a velmi obtížné gnómonické úlohy snadno a přesně. Připravil podklady pro upravené vydání své knihy, ale zřejmě se mu nepodařilo najít nakladatele, který by knihu vydal.

Od roku 1992 si dopisoval s německým příznivcem slunečních hodin — Arnoldem Zenkertem. Možná díky těmto kontaktům publikoval i v Německu, např. v *Jahresschrift* 2003, článek „Die analemmatische Sonnenuhr“ [1].

Rozloučil se s námi 18. února 2008 ve věku 86 let.

[1] JIRÁSKO, J. *Die analemmatische Sonnenuhr*. *Jahresschrift* 2003, **42**, s. 183–192. Deutsche Gesellschaft für Chronometrie (DGC), Stuttgart. ISBN 3-923422-21-0.



Obr. 24 — Účastníci sobotní procházky po Hradci Králové, stojící na místě, které je zobrazeno na slunečních hodinách HK 4/2. Zleva: Petra Kvasničková–Jindřichová, Michaela Brožová, Luděk Dlabola, Vratislav Zíka, ?, Hana Čermáková, ?, Ludvík Hejda, Zdeněk Lubas, Jindřich Traugott, ?, ?, Jan Pfförtner, Miloš Nosek, Jaromír Ciesla, Ciesla ml., Miroslav Brož, Brož ml.
Foto Martin Cholasta. K článku na str. 28.

Program Hvězdárny a planetária v Hradci Králové — listopad 2008

Otvírací dny pro veřejnost jsou středa, pátek a sobota. Od 19:00 se koná večerní program, ve 20:30 začíná večerní pozorování. V sobotu je pak navíc od 14:00 pozorování Slunce a od 15:00 program pro děti. Podrobnosti o jednotlivých programech jsou uvedeny níže. Vstupné 15,- až 50,- Kč podle druhu programu a věku návštěvníka. Změna programu vyhrazena.

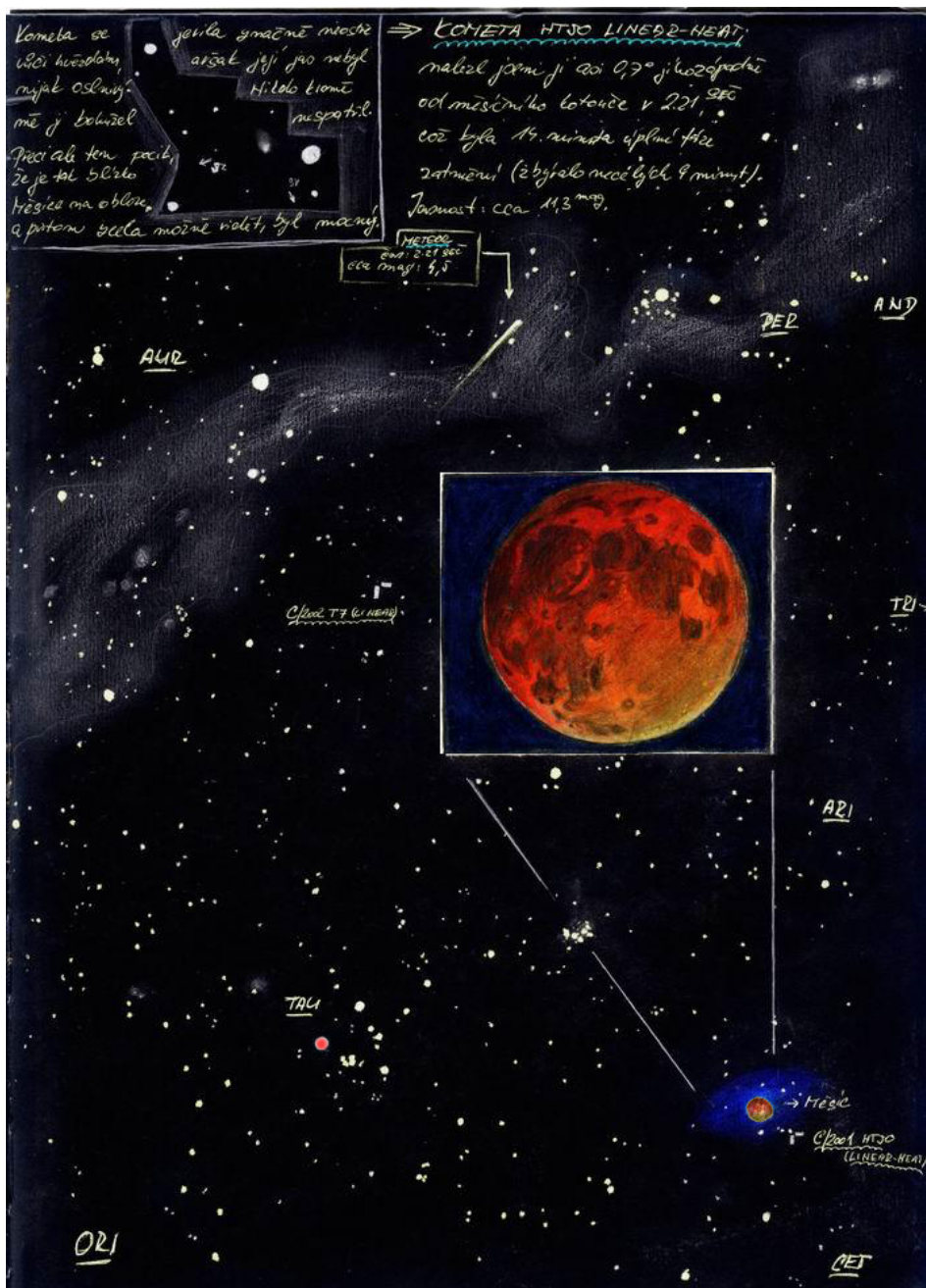
Pozorování Slunce soboty v 14:00
projekce Slunce dalekohledem, sluneční skvrny, protuberance, sluneční aktivita, při nepříznivém počasí ze záznamu

Program pro děti soboty v 15:00
podzimní hvězdná obloha s astronomickou pohádkou **Jak Saturn prstenec pozbyl** v planetáriu, starší dětské filmy, ukázka dalekohledu, při jasné obloze pozorování Slunce

Večerní program středy, pátky a soboty ve 19:00
podzimní hvězdná obloha v planetáriu, výstava, film, ukázka dalekohledu, aktuální informace s využitím velkoplošné videoprojekce

Večerní pozorování středy, pátky a soboty ve 20:30
ukázky zajímavých objektů večerní oblohy, *jen při jasné obloze!*

Přednášky
sobota 1. 11. v 17:00 — **Komety v mýtech, náboženstvích a v umění** (pátá část cyklu „Obraz kosmu v kultuře lidstva“) — přednáší RNDr. Jan Tomsa
sobota 8. 11. v 17:00 — **Za památkami Říma** (vyprávění zvědavého poutníka) — přednáší Mgr. Karel Bejček



Obr. 25 — Při pozorování zatmění Měsíce 9. listopadu 2003 bylo možné najít kometu C/2001 HT50 LINEAR-NEAT asi 0,7° od ztemnělého měsíčního kotouče. Vysoko ve Vozkovi pak ležela zjasňující se kometa C/2002 T7 LINEAR. K článku na str. 10.