

0.1 Jarkovského/YORP jev

0.1.1 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 Stefanova–Boltzmannova zákona:

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

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 planety 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 (1), 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:

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

Mimochodem, 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*.

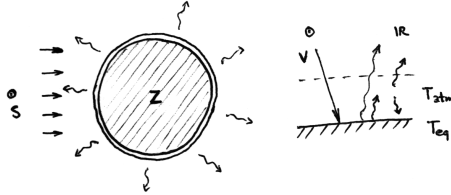
Jaký vliv na teplotu má přítomnost atmosféry? Musíme uvážit tři věci: i) atmosféra absorbuje menší část viditelného záření od Slunce (T_{eq} Země klesá); ii) atmosféra je vlastně druhý zdroj záření s teplotou T_{atm} (T_{eq} roste); iii) tepelné záření s povrchu Země je účinně absorbováno atmosférou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

$$(1 - A)k_{\text{trans}}S + (1 - A_{\text{IR}})4\epsilon_{\text{atm}}\sigma T_{\text{atm}}^4 = 4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^4 \quad (2)$$

a přibude nám ještě zákon zachování energie pro atmosféru:

$$k_{\text{abs}}S + k_{\text{absIR}}4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^4 = 8\epsilon_{\text{atm}}\sigma T_{\text{atm}}^4 \quad (3)$$

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.



Obr. 1 — 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 (2), (3) 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 oteplování*.

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:

$$\nabla \cdot (K \nabla T) = \rho C \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4)$$

s *hraniční podmínkou* na povrchu:

$$\left(K \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{\text{na povrchu}} + \epsilon\sigma T^4 = (1-A) \mathcal{E}(t) \cdot \mathbf{n}_\perp(\mathbf{r}), \quad (5)$$

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.)

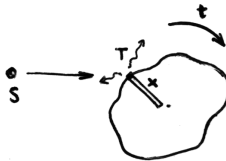
0.1.2 1-rozměrná lineární teorie Jarkovského/YORP jevu

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 planety, jehož povrch je ozářen Sluncem, které mění svou polohu na obloze (obr. 2). Frekvence f může charakterizovat buď denní, nebo roční pohyb. Rovnice vedení tepla (4) a hraniční podmínka (5) pak mají tvar:

$$\chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (6)$$

$$-K \frac{\partial T}{\partial x} + \epsilon \sigma T^4 = (1 - A)\mathcal{E}(t), \quad (7)$$

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



Obr. 2 — „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 (6) 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:

$$T_1(x) = T_1(0) e^{-\sqrt{i2\pi f/\chi} x} = T_1(0) e^{-(1+i)\sqrt{\pi f/\chi} x}. \quad (8)$$

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 (7), 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:

$$K(1+i)\sqrt{\pi f/\chi} T_1(0) e^{i2\pi ft} + \epsilon\sigma(T_0 + T_1(0) e^{i2\pi ft})^4 = (1-A)(\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1 e^{i2\pi ft}). \quad (9)$$

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 (9) 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 (1)) 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:

$$T(0, t) = T_{\text{eq}} + \frac{(1-A)\mathcal{E}_1 e^{i2\pi ft}}{(1+i)\sqrt{\pi f K C \rho} + 4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3}.$$

Jmenovatel je komplexní číslo (což znamená fázový posun pro teplotní vlny postupující materiálem planety); po rozšíření komplexně sdruženým číslem uvidíme, že:

$$T(0, t) = T_{\text{eq}} + \frac{(1-A)\mathcal{E}_1}{4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3} \frac{1}{\sqrt{1+2\Theta+2\Theta^2}} e^{i(2\pi ft + \phi_{\text{th}})}, \quad (10)$$

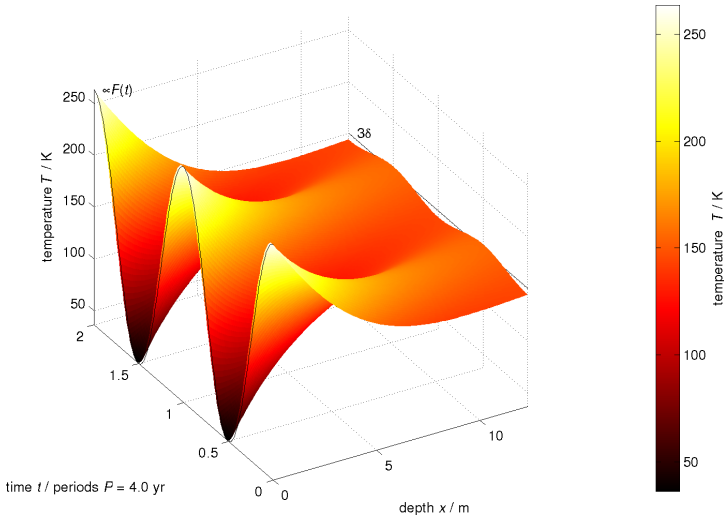
kde tepelný parametr Θ a tepelné zpoždění ϕ_{th} jsou:

$$\Theta = \frac{\sqrt{\pi f K C \rho}}{4\pi\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3}, \quad \tan \phi_{\text{th}} = -\frac{\Theta}{1 + \Theta}. \quad (11)$$

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

$$T(x, t) = T_{\text{eq}} + \frac{(1 - A)\mathcal{E}_1}{4\epsilon\sigma T_{\text{eq}}^3} \frac{1}{\sqrt{1 + 2\Theta + 2\Theta^2}} e^{i(2\pi f t + \phi_{\text{th}} - \sqrt{\pi f/\chi} x)} e^{-\sqrt{\pi f/\chi} x}. \quad (12)$$

Vizualizace ustáleného řešení (12) jednorozměrné rovnice (6) pro vedení tepla je na obr. 3. Tepelné vlastnosti materiálů, ze kterých jsou planety pravděpodobně tvořené, jsou vypsány v tab. 1. Souhrn hodnot tepelného zpoždění ϕ_{th} (11) a amplitudy teploty $T_1(0)$ (10) pro typické denní a roční frekvence, poskytuje tab. 2. (Mimochodem 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. 3 — Třírozměrný náčrt závislosti hloubky x , času t a teploty T , jak vyplynula z jednorozměrného modelu (12). Vlastnosti materiálů odpovídají bazaltické hornině (viz tab. 1), 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. 1 — 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. 2 — Hloubka δ proniku tepelné vlny (8), tepelný parametr Θ , tepelné zpoždění ϕ_{th} (11) a amplituda $T_1(0)$ povrchové teploty (10) podle výsledků 1-rozměrného modelu. Amplituda zářivého toku \mathcal{E}_1 je polovinou rovnovážného toku \mathcal{E}_0 na 2,5 AU od Slunce ($T_{\text{eq}} \doteq 170 \text{ K}$). Hodnoty byly vypočteny pro dva typy materiálů (z tab. 1) 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 radiální sílu vyvolanou emisí fotonů, které odnášejí hybnost z jednoho povrchového elementu dS , jako:

$$d\mathbf{F}_Y = -\frac{2}{3} \frac{\epsilon \sigma T^4}{c} dS \mathbf{n}_\perp. \quad (13)$$

Faktor $\frac{2}{3}$ odpovídá Lambertovu zákonu rozptylu¹; \mathbf{n}_\perp označuje jednotkový vektor kolmý k povrchu a směřující ven. Jarkovského zrychlení homogenního

¹ Lambertův zákon říká, že tok záření vyzařovaného z roviny pod úhlem α je $dF \propto F \frac{dS}{S} \cos \alpha$ (viz obr. 4). Jaký je celkový tok ve směru kolmém k rovině? Zřejmě musíme integrovat elementární toky dF přes úhel α a vzít pouze kolmé složky elementárních toků ($\sin \alpha$):

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

tělesa s celkovou hmotností m je pak dáno integrací přes celý povrch:

$$\mathbf{a}_Y = -\frac{2}{3} \frac{\epsilon\sigma}{mc} \int_S T^4 dS \mathbf{n}_\perp \simeq -\frac{8}{3} \frac{\epsilon\sigma}{mc} T_{\text{eq}}^3 \int_S T_1 dS \mathbf{n}_\perp, \quad (14)$$

kde opět můžeme použít linearizaci T^4 .

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

$$\mathbf{T}_Y = \int_S \mathbf{r} \times d\mathbf{F}_Y = -\frac{2}{3} \frac{\epsilon\sigma}{c} \int_S T^4 \mathbf{r} \times \mathbf{n}_\perp dS. \quad (15)$$

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

$$\frac{da}{dt} = \frac{2\mathcal{T}}{n} + \mathcal{O}(e), \quad (16)$$

kde \mathcal{T} označuje transversální složku a_Y (tj. složka kolmá na radiusvektor, ležící v rovině dráhy). Jak můžeme vidět z rovnice (14), výsledné celkové transversální zrychlení \mathcal{T} (tudíž rychlost da/dt změny velké poloosy) je: i) úměrné *odchylkám* teploty od rovnováhy, ii) sinu úhlu ϕ_{th} tepelného zpoždění (viz obr. 5), a iii) nepřímo úměrné velikosti (protože $F_Y \propto$ ploše povrchu S a $a_Y = \frac{F}{m}$).²

Pro fotony je $E = pc$ a velikost síly $|\mathbf{F}| = \frac{dp}{dt} = \frac{1}{c} \frac{dE}{dt} = \frac{P}{c} = \frac{F_\perp dS}{c}$; absolutně šedé těleso přitom produkuje tok záření $F = \epsilon\sigma T^4$.



Obr. 4 — Lambertův zákon rozptylu, znázorněný jako rozptylový diagram ve tvaru koule přiléhající k povrchu.

² Typická velikost radiální 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. 2): $a_Y \doteq \frac{8}{3} \frac{0.9 \cdot 5.67 \cdot 10^{-8} \cdot 160^3}{(4/3) \cdot 3.14 \cdot 1000^3 \cdot 3500 \cdot 3 \cdot 10^8} 4 \cdot 3.14 \cdot 1000^2 \cdot 47 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} \doteq 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ (porovnejte to s gravitačním zrychlením $a_G = \frac{GM_\odot}{r^2} \doteq 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$); transversální složka $\mathcal{T} \doteq 10^{-13} \cdot \sin 15^\circ$

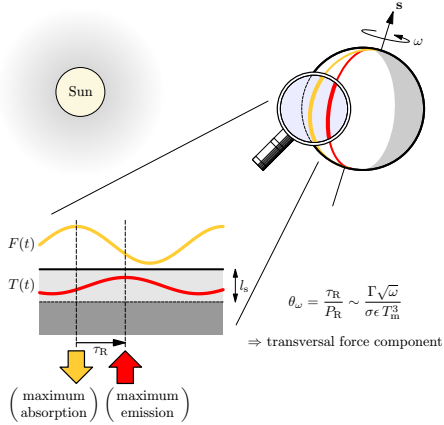
$\text{m} \cdot \text{s}^{-2} \doteq 10^{-14} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, střední pohyb $n = \sqrt{\frac{GM_\odot}{a^3}} \doteq 0.004 \frac{\text{rad}}{\text{den}}$ a výsledná rychlost změny velké poloosy $\frac{da}{dt} \doteq \frac{2 \cdot 10^{-14} \cdot (86400^2 / 150 \cdot 10^9)}{0.004} \cdot 365.25 \cdot 10^6 \frac{\text{AU}}{\text{Myr}} \doteq 10^{-4} \frac{\text{AU}}{\text{Myr}}$. Tyto řádové odhady souhlasí s dokonalejším modelováním ve třech rozměrech (viz obr. 7).

Moment síly \mathbf{T}_Y mění moment hybnosti L tělesa: $\frac{dL}{dt} = \mathbf{T}_Y$. 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), jednotkový 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 $C \propto R^5$).³

³ Velmi hrubý odhad YORPu působícího na 1 km asteroid nepravidelného tvaru může být: $T_Y = \left| \int_S \mathbf{r} \times d\mathbf{F}_Y \right| \doteq 1000 \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-2} \cdot 4 \cdot 3.14 \cdot 1000^2 \text{ N} \cdot \text{m} \doteq 10^1 \text{ N} \cdot \text{m}$. (Zde jsme naivně přepočítali, 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 $\tau_\gamma \doteq \frac{1.57}{10^{-14}} \text{ s} \doteq 10^7 \text{ y}$.



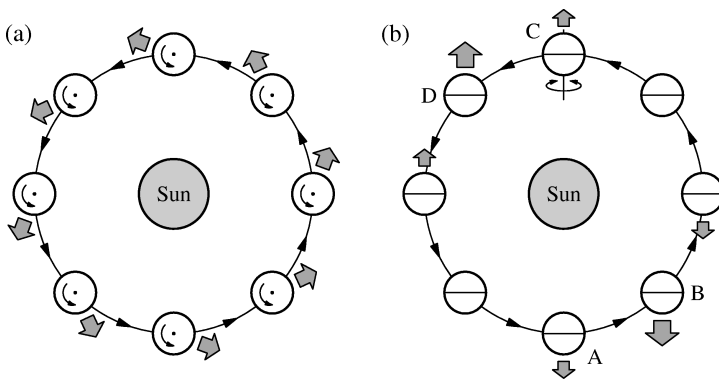
Obr. 5 — Časové zpoždění mezi absorpcí slunečního záření a tepelnou emisí, které vzniká na rotujícím sférickém tělese. Dopadající tok $F(t)$ má maximum v subsolárním bodě, ale maximální emise nastává o něco později a kvůli rotaci je posunutá. Proto má radiální síla nenulovou transverzální složku, která 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. 6) 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 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. 6 — 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 síla 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 bodě 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 ($\Delta a \propto -\sin^2 \gamma$).

0.1.3 Jarkovského jevu na třírozměrných tělesech

Analytické řešení rovnice vedení tepla s linearizovanou okrajovou podmínkou je možné pro koule (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 povrchkami) 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 Myr pro 10 m kamenný meteoroid a 500 Myr pro 1 km asteroid. Tyto doby určují celkovou změnu velké poloosy, kterou může objekt prodělat působením Jarkovského jevu.

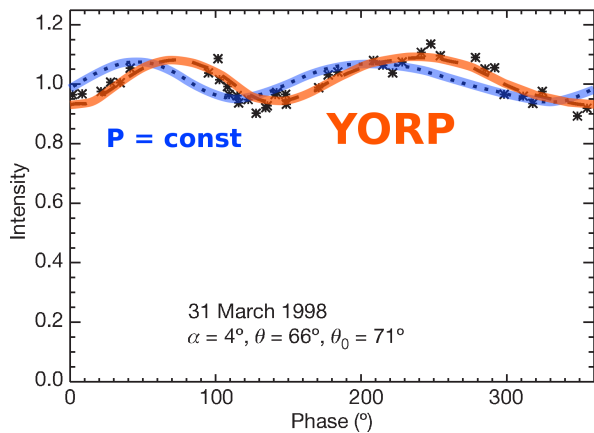


Obr. 7 — Suma absolutních hodnot $|da/dt|$ denního a ročního driftu velké poloosy v závislosti na velikosti, vypočtená pro kulová tělesa, střední hodnotu šikmosti $\gamma = 135^\circ$ a dva různé materiály z tab. 1: bazalt a regolit, tzn. materiál s vysokou a nízkou tepelnou vodivostí. Neočekáváme, že by existovala příliš malá tělesa pokrytá regolitem, proto změny velké poloosy větší než 10^{-2} AU/Myr zřejmě nejsou realistické. Drift způsobený Poyntingovým–Robertsonovým jevem je také zakreslen; převažuje pro velikosti menší než 10 cm.

0.1.4 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. 8).



Obr. 8 — 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).

Literatura

Učebnice

- [1] BEATTY, J. K., PETERSEN, C. C., CHAIKIN, A.: *The New Solar System*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. ISBN 0521369657.
- [2] BERTOTTI, B., FARINELLA, P., VOKROUHLICKÝ, D.: *Physics of the Solar System*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2003. ISBN 1402014287.
- [3] DE PATER, I., LISSAUER, J. J.: *Planetary Sciences*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. ISBN 0521482194.

Reference

- [4] ALVAREZ, L. W., ALVAREZ, W., ASARO, F., MICHEL, H. V.: *Extraterrestrial cause for the Cretaceous Tertiary extinction*. *Science*, **208**, s. 1095, 1980.
- [5] ARTEMIEVA, N., PIERAZZO, E., STÖEFFLER, D.: *Numerical modeling of tektite origin in oblique impacts: Implications to Ries-Moldavites strewn field*. *Bull. of the Czech Geological Survey*, **77**, 4, s. 303–311, 2002.
- [6] BERNARD, J. H., ROST, R. aj.: *Encyklopedický přehled minerálů*. Praha: Academia, 1992.
- [7] BOČEK, M.: *Petrologické složení povrchu a kůry Měsíce. Povětroň*, **14**, S1, 3, 2006.
- [8] BOTTKE, W. F., CELLINO, A., PAOLICCHI, P., BINZEL, R. P. (editoři): *Asteroids III*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2002. ISBN 0816522812.
- [9] BOTTKE, W. F., RUBINCAM, D. P., BURNS, J. A.: *Dynamical evolution of main belt meteoroids: Numerical simulations incorporating planetary perturbations and Yarkovsky thermal forces*. *Icarus*, **145**, s. 301–331, 2000.
- [10] BOTTKE, W. F., VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D.: *An asteroid breakup 160 Myr ago as the probable source of the K/T impactor*. *Nature*, **449**, 7158, s. 48–53.
- [11] BOTTKE, W. F. aj.: *Debiased orbital and absolute magnitude distribution of the near-Earth objects*. *Icarus*, **156**, 2, s. 399–433, 2002.
- [12] BOWELL, T.: *AstOrb* [online]. [cit. 2008-09-30]. <ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>.
- [13] BROŽ, M.: *Impaktní kráter Steinheim. Povětroň S1/2003*, s. 3–10.
- [14] BROŽ, M.: *Impaktní krátery (2) — Ries. Povětroň 5/2001*, s. 6–13.
- [15] BROŽ, M.: *Yarkovsky Effect and the Dynamics of the Solar System*. Dizertační práce, Karlova univerzita, Praha, 2006.
- [16] BROŽ, M.: *Yarko-site* [online]. [cit. 2008-09-30]. <http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/yarko-site/>.
- [17] BROŽ, M. aj.: *Planetární stezka v Hradci Králové* [online]. [cit. 2008-12-10]. http://www.astrohk.cz/planetarni_stezka/.
- [18] BROŽ, M., NOSEK, M., TREBICHAŤSKÝ, J., PECINOVÁ, D. Editoři : *Sluneční hodiny na pevných stanovištích. Čechy, Morava, Slezsko a Slovensko*. Praha: Academia, 2004. ISBN 8020012044.
- [19] BRUNS, H., *Acta Math.*, **11**, s. 25, 1887.
- [20] BURBINE, T. H. aj.: *Meteoritic parent bodies: their number and identification*. in *Asteroids III*, W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, a R. P. Binzel (eds), Tuscon: University of Arizona Press, 2002, s. 653–667.

- [21] BURNS, J. A., LAMY, P. L., SOTER, S.: *Radiation forces on small particles in the Solar System*. *Icarus*, **40**, s. 1–48, 1979.
- [22] BURNS, J. A., SAFRONOV, V. S.: *Asteroid nutation angles*. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **165**, 403, 1973.
- [23] CALLIGAN, D. P., BAGGALEY, W. J.: *The radiant distribution of AMOR radar meteors*. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **359**, s. 551–560, 2005.
- [24] CARROL, S. M.: *Lecture Notes on General Relativity* [online]. [cit. 2010-03-08]. <http://preposterousuniverse.com/grnotes/>.
- [25] CEPLECHA, Z.: *Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks*. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **38**, s. 222–234, 1987.
- [26] CEPLECHA, Z. aj.: *Meteor phenomena and bolides*. *Space Science Reviews*, **84**, s. 327–471, 1998.
- [27] *Cryovolcanism and Geologic Analogies* [online]. [cit. 2009-04-30]. <http://mivo-sys.tripod.com/cryo.html>.
- [28] ČAPEK, D., VOKROUHLICKÝ, D.: *The YORP effect with finite thermal conductivity*. *Icarus*, **172**, s. 526–536, 2004.
- [29] *Earthquakes* [online]. [cit. 2010-03-01]. <http://pubs.usgs.gov/gip/earthq1/plate.html>.
- [30] FARINELLA, P., VOKROUHLICKÝ, D., HARTMANN, W. K.: *Meteorite delivery via Yarkovsky orbital drift*. *Icarus*, **132**, s. 378–387, 1998.
- [31] FERNÁNDEZ, J. A.: *Comets. Nature, dynamics, origin and their cosmogonical relevance*. Dordrecht: Springer, 2005.
- [32] FESTOU, M. C., KELLER, H. U., WEAVER, H. A. (ed.): *Comets II*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2004.
- [33] FOUKAL, P. V.: *Solar Astrophysics*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. ISBN 3527403744.
- [34] FRANKEL, C.: *Volcanoes of the Solar System*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996. ISBN 0521477700.
- [35] GABZDYL, P.: *Prohlídka Měsíce* [online]. [cit. 2009-02-05]. <http://www.moon.astronomy.cz/>.
- [36] *Geologischer Wanderweg im Steinheimer Becken* [online]. [cit. 2003-1-1]. <http://www.pg.aa.bw.schule.de/aktiv/geoproj/sbecken/wanderfr.htm>
- [37] GRADY, M. M.: *Catalogue of meteorites*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. ISBN 0521663032.
- [38] *Gravity Probe B* [online]. [cit. 2010-04-01]. <http://einstein.stanford.edu/>.
- [39] GROSCHOFF, P., REIFF, W.: *Der geologische Wanderweg im Steinheimer Becken*. Steinheim am Albuch, 1993.
- [40] GÜDEL, M.: *The Sun in time: activity and environment* [online]. [cit. 2010-01-26]. *Living Rev. Solar Phys.*, **4**, 2007.
- [41] HACAR, B.: *Mechanika sluneční soustavy*. Praha: Jednota československých matematiků a fyziků, 1948.
- [42] *Hadley cell*. *Encyclopædia Britannica* [online]. [cit. 2010-02-24]. <http://www.britannica.com/EBchecked/topic/251175/Hadley-cell>.
- [43] HAGIHARA, Y.: *Celestial Mechanics I*. Cambridge: MIT Press, 1970.
- [44] HALODA, J.: *Meteority a jejich význam pro studium procesů vzniku a vývoje těles sluneční soustavy* [online]. [cit. 2009-01-29]. <http://astro.mff.cuni.cz/vyuka/AST021/index.html>.
- [45] HAMILTON, A.: *Falling into a black hole* [online]. [cit. 2010-03-17]. <http://casa.colorado.edu/~ajsh/schw.shtml>.

- [46] HARMANEC, P., BROŽ, M.: *Stavba a vývoj hvězd* [online]. [cit. 2010-01-26]. <http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/~mira/astrofyzika2/>, 2010.
- [47] HIRAYAMA, K: *Groups of asteroids probably of common origin. Astron. J.*, **31**, 743, s. 185–188, 1918.
- [48] HOLMES, N.: ‘*Shocking*’ *gas-gun experiments* [online]. [cit. 2008-11-13]. <https://www.llnl.gov/str/Holmes.html>.
- [49] HOLSAPPLE, K. aj.: *Asteroid spin data: no evidence of rubble-pile structures*. 36th Lunar and Planetary Science Conference, League City, Texas, 2005.
- [50] HORSKÝ, J., NOVOTNÝ, J., ŠTEFANÍK, M.: *Mechanika ve fyzice*. Praha: Academia, 2001. ISBN 8020002081.
- [51] HOWE, R.: *Solar internal rotation and its variation* [online]. [cit. 2010-01-26]. *Living Rev. Solar Phys.*, **6**, 2009.
- [52] HUTCHISON, R.: *Meteorites: A Petrologic, Chemical and Isotopic Synthesis*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. ISBN 0521035392.
- [53] CHANDRASEKHAR, S.: *The Mathematical Theory of Black Holes*. New York: Oxford University Press, 1998. ISBN 0198503709.
- [54] CHARBONNEAU, P.: *Dynamo models of the solar cycle* [online]. [cit. 2010-01-26]. *Living Rev. Solar Phys.*, **2**, 2005.
- [55] CHESLEY, S. R., aj.: *Direct detection of the Yarkovsky effect by radar ranging to asteroid 6489 Golevka. Science*, **302**, s. 1739–1742, 2003.
- [56] CHLUPÁČ, I. aj.: *Geologická minulost České republiky*. Praha: Academia, 2002.
- [57] CHRISTENSEN-DALSGAARD, J.: *Stellar Oscillations* [online]. [cit. 2010-01-26]. <http://www.eneas.info/>. 2003.
- [58] *International Earth Rotation and Reference Systems Service* [online]. [cit. 2008-11-13]. <http://www.iers.org/>.
- [59] IVEZIĆ, Ž. aj.: *Solar System objects observed in the Sloan Digital Sky Survey commissioning data. Astron. J.*, **122**, 5, s. 2749–2784, 2001.
- [60] JENNISKENS, P.: *Meteor showers and their parent comets*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. ISBN 0521853491.
- [61] JOHANSENN, A. aj.: *Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. Nature*, **448**, 7157, s. 1022–1025, 2007.
- [62] JOHNSON, C.: *Precession of a gyroscope and precession of the Earth’s axis* [online]. [cit. 2008-09-10]. <http://www.mb-soft.com/public/precess.html>.
- [63] *JPL Horizons system* [online]. [cit. 2008-09-30]. <http://ssd.jpl.nasa.gov/?horizons>.
- [64] *JPL planetary and lunar ephemerides, DE405* [online]. [cit. 2008-09-30]. <ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/planets/>.
- [65] KAASALAINEN, M. aj.: *Acceleration of the rotation of asteroid 1862 Apollo by radiation torques. Nature*, **446**, 7134, s. 420–422, 2007.
- [66] KAVASCH, J.: *The Ries Meteorite Crater. A geological guide*. Donauwörth: Ludwig Auer GmbH, 1985.
- [67] KELLEY, M. S.: *Comet dust trails* [online]. [cit. 2009-01-31]. <http://www.physics.ucf.edu/~msk/projects/trails/>.
- [68] KENKMAN, T. aj.: *Structure and formation of a central uplift: A case study at the Upheaval Dome impact crater, Utah*. in *Large Meteorite Impacts III*, s. 85, 2003. ISBN 0813723841. <http://books.google.com/>.
- [69] KERR, R. P.: *Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics. Phys. Rev. Lett.*, **11**, s. 237–238, 1963.

- [70] KOZAI, Y.: *Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity*. *Astron. J.*, **67**, 9, 591, 1962.
- [71] KRING, D. A., BAILEY, J.: *Terrestrial impact craters* [online]. [cit. 2008-11-13]. (http://www.lpi.usra.edu/science/kring/epo_web/impact_cratering/World_Craters_web/intromap.html).
- [72] KRONK, G.: *Cometography* [online]. [cit. 2009-01-20]. (<http://cometography.com/>).
- [73] LEVISON, H., DUNCAN, M.: *Swift* [online]. [cit. 2008-09-30]. (<http://www.boulder.swri.edu/hal/swift.html>).
- [74] MANNINGS, V. aj. (Ed.): *Protostars and planets IV*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2000. ISBN 0816520593.
- [75] MARCAN, S.: *Phase diagram explanation* [online]. [cit. 2009-01-20]. (<http://bhs.smuhsd.org/science-dept/marcan/>).
- [76] MCFADDEN, L.-A., WEISSMAN, P. R., JOHNSON, T. V. (Ed.): *Encyclopedia of the Solar System*. San Diego: Academic Press, 2007. ISBN 012088589.
- [77] MCSWEEN, H. Y.: *Meteorites and their parent planets*. Cambridge: Cambridge University Press, 1987.
- [78] MIAC. *Antarctic meteorites* [online]. [cit. 2009-01-28]. (<http://miac.uqac.ca/MIAC/antarc.htm>).
- [79] MILANI, A., KNEŽEVIĆ, Z.: *Asteroid proper elements and the dynamical structure of the asteroid main belt*. *Icarus*, **107**, 2, s. 219–254, 1994.
- [80] *Minor planet & comet ephemeris service* [online]. [cit. 2008-09-30] (<http://www.cfa.harvard.edu/iau/MPEph/MPEph.html>).
- [81] MISNER, C. W., THORNE, K. S., WHEELER, J. A: *Gravitation*. San Francisco: W. H. Freeman and Company, 1973. ISBN 0716703440.
- [82] MORBIDELLI, A., CRIDA, A., MASSET, F., NELSON, R. P.: *Building giant-planet cores at a planet trap*. *Astron. Astrophys.*, **478**, s. 929–937, 2008.
- [83] MORBIDELLI, A., LEVISON, H.: *Scenarios for the origin of the orbits of the trans-neptunian objects 2000 CR₁₀₅ and 2003 VB₁₂ (Sedna)*. *Astron. J.*, **128**, 2564, 2004.
- [84] MORBIDELLI, A. aj.: *Source regions and timescales for the delivery of water to Earth*. *Meteoritics & Planetary Science*, **35**, 6, s. 1309–1320, 2000.
- [85] MURRAY, C. D., DERMOTT, S. F.: *Solar System Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [86] *National Space Science Data Center* [online]. [cit. 2009-02-17]. (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/>).
- [87] NESVORNÝ, D., MORBIDELLI, A.: *Three-body mean motion resonances and the chaotic structure of the asteroid belt*. *Astron. J.*, **116**, 3029, 1998.
- [88] NESVORNÝ, D., VOKROUHLICKÝ, D.: *Analytic theory of the YORP effect for near-spherical objects*. *Astron. J.*, **134**, 5, s. 1750–1768, 2007.
- [89] NESVORNÝ, D. aj.: *Evidence for asteroid space weathering from the Sloan Digital Sky Survey*. *Icarus*, **173**, 1, s. 132–152, 2005.
- [90] NORTON, O. R.: *The Cambridge Encyclopedia of Meteorites*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. ISBN 0521621437.
- [91] ÖPIK, E. J.: *Collision probability with the planets and the distribution of planetary matter*. *Proc. R. Irish Acad.*, **54**, s. 165–199, 1951.
- [92] OSTRO, S.J. aj.: *Radar imaging of binary near-Earth asteroid (66391) 1999 KW₄*. *Science*, **314**, 5803, s. 1276–1280, 2006.
- [93] PECINA, P., ČEPLĚCHA, Z.: *New aspects of in single-body meteor physics.* *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **34**, 102, 1983.
- [94] PECINA, P., NOVÁKOVÁ, D.: *Meteorický radar v Ondřejově. Povětroň*, **10**, 6, s. 4, 2002.

- [95] PECHALA, F., BEDNÁŘ, J.: *Příručka dynamické meteorologie*. Praha: Academia, 1991. ISBN 8020001980.
- [96] PETERSON, C.: *A source mechanism for meteorites controlled by the Yarkovsky effect*. *Icarus*, **29**, s. 91–111, 1976.
- [97] POKORNÝ, Z.: *Astronomické algoritmy pro kalkulátory*. Praha: Hvězdárna a planetárium hl. m. Prahy, 1988.
- [98] PÖSGES, G., SCHIEBER, M.: *The Ries Crater – Museum Nördlingen*. München: Dr. Friedrich Pfeil, 1997.
- [99] PRAVEC, P. aj.: *Two-period lightcurves of 1996 FG3, 1998 PG, and (5407) 1992 AX: One probable and two possible binary asteroids*. *Icarus*, **146**, 1, s. 190–203, 2000.
- [100] PRAVEC, P. aj.: *Ondřejov Asteroid Photometry Project* [online]. [cit. 2008-09-09]. (<http://www.asu.cas.cz/~ppravec/>).
- [101] PRESS, W. R., TEUKOLSKY, S. A., VETTERLING, W., FLANNERY, B.P.: *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [102] PŘÍHODA, P. aj.: *Hvězdářská ročenka 2008*. Praha: Hvězdárna a planetárium hl. m. Prahy, 2007. ISBN 9788086017471.
- [103] QUINN, T. R., TREMAINE, S., DUNCAN, M.: *A three million year integration of the earth's orbit*. *Astron. J.*, **101**, s. 2287–2305, 1991.
- [104] *Reduce* [online]. [cit. 2010-03-08]. (<http://www.reduce-algebra.com/>).
- [105] *Rieskrater–Museum Nördlingen* [online]. [cit. 2001-1-1]. (<http://www.iaag.geo.uni-muenchen.de/sammlung/Rieskrater/RieskraterMuseum.html>).
- [106] ROBERTSON, H. P.: *Dynamic effects of radiation in the Solar System*. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **97**, 423, 1937.
- [107] RUBIN, A. E.: *Mineralogy of meteorite groups*. *Meteoritics and Planetary Science*, **32**, 231, 1997.
- [108] RUBINCAM, D. P.: *Polar wander on Triton and Pluto due to volatile migration*. *Icarus*, **163**, 2, s. 63–71, 2002.
- [109] RUSSEL, C. T. aj.: *Dawn mission and operations*. Asteroids, Comets, Meteors 2005, editoři Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., Fernandez, J. A., Cambridge: Cambridge University Press, 2006, s. 97–119.
- [110] SACKMANN, I. J., BOOTHROYD, A. I., KRAEMER, K. E.: *Our Sun. III. Present and future*. *Astrophys. J.*, **418**, s. 457–468, 1993.
- [111] SEIDELMAN, P. K. (editor): *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac*. U. S. Naval Observatory, Washington, 1992.
- [112] SEPKOSKI, J. J.: *Ten years in the library: New data confirm paleontological patterns*. *Paleobiology*, **19**, s. 43–51, 1993.
- [113] SKÁLA, L.: *Úvod do kvantové mechaniky*. Praha: Academia, 2005. ISBN 8020013164.
- [114] SKÁLA, R.: *Impact process: An important geological phenomenon*. *Acta Mus. Nat-Pragae*, Ser. B., Hist. Nat., **52**, s. 111–156, 1996.
- [115] SPURNÝ, P.: *Fotografické sledování bolidů ve střední Evropě*. *Corona Pragensis*, 2, 2001, (<http://praha.astro.cz/crp/0101a.phtml>).
- [116] *Stardust, JPL, NASA* [online]. [cit. 2006-06-01]. (<http://stardust.jpl.nasa.gov>).
- [117] STAUDACHER, T. aj.: *$^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ ages of rocks and glasses from the Noerdlinger Ries crater and the temperature history of impact breccias*. *J. of Geophysics*, **51**, 1, s. 1–11, 1982.
- [118] STIX, M.: *The Sun. An Introduction*. Berlin: Springer-Verlag, 2002. ISBN 3540537961.
- [119] STUART, J. S.: *A Near-Earth asteroid population estimate from the LINEAR Survey*. *Science*, **294**, 5547, s. 1691–1693, 2001.

- [120] SUNDMAN, K. E.: *Memoire sur le probleme de trois corps*. *Acta Math.*, **36**, s. 105–179, 1912.
- [121] ŠEDIVÝ, P.: *Kapitoly ze speciální teorie relativity*. Hradec Králové: MAFY, 2003. ISBN 8086148653.
- [122] ŠIDLICHOVSKÝ, M., NESVORNÝ, D.: *Frequency modified Fourier transform and its applications to asteroids*. *Cel. Mech. Dyn. Astron.*, **65**, 1–2, s. 137–148, 1996.
- [123] TILLOTSON, J. H.: *Metallic equations of state for hypervelocity impact*. General Atomic Report GA-3216, 1962.
- [124] *The Ries/Steinheim impact crater field trip* [online]. [cit. 2001-1-1]. (<http://www-earthsciences.ucl.ac.uk/research/planetaryweb/field/knoodle.htm>)
- [125] *The STScI Digitized Sky Survey* [online]. [cit. 2010-02-15]. (http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form).
- [126] TSGANIS, K., GOMES, R., MORBIDELLI, A., LEVISON, H. F.: *Origin of the orbital architecture of the giant planets of the solar system*. *Nature*, **435**, s. 459, 2004.
- [127] TUČEK, K.: *Meteority a jejich výskyty v Československu*. Praha: Academia, 1981.
- [128] VERNAZZA, J. E., AVRETT, E. H., LOESER, R., *Astrophys. J. Suppl.*, **45**, 635, 1981.
- [129] VOKROUHLICKÝ, D.: *A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments*. *Astron. Astrophys.*, **344**, s. 362–366, 1999.
- [130] VOKROUHLICKÝ, D., FARINELLA, P.: *Efficient delivery of meteorites to the Earth from a wide range of asteroid parent bodies*. *Nature*, **407**, 6804, 606, 2000.
- [131] VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D.: *Pairs of asteroids probably of a common origin*. *Astron. J.*, **136**, 1, s. 280–290, 2008.
- [132] VOKROUHLICKÝ, D., aj.: *Yarkovsky/YORP chronology of asteroid families*. *Icarus*, **182**, 1, s. 118–142, 2006.
- [133] WEIDENSCHILLING, S. J.: *Formation of Planetesimals and Accretion of the Terrestrial Planets*. *Space Science Reviews*, **92**, 1/2, s. 295–310, 2000.
- [134] *Wikipedia* [online]. [cit. 2008-04-10]. (<http://www.wikipedia.org/>).
- [135] WHIPPLE, F.: *A comet model. I. The acceleration of Comet Encke*. *Astrophys. J.*, **111**, s. 375–394, 1950.
- [136] WOLF, M. aj.: *Astronomická příručka*. Praha: Academia, 1992. ISBN 802000467X.
- [137] ZEĽDOVITCH, Ya. B. aj.: *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. 1966. ISBN 0486420027. (<http://books.google.com>).
- [138] ZHONG, S., ZUBER, M. T.: *Degree-1 mantle convection and the crustal dichotomy on Mars*. *Earth and Planetary Science Letters*, **189**, s. 75–84, 2001.