Milan Burša

Slapové deformace a rotace Země

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 28 (1983), No. 1, 38--45

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/138839

odkazujeme ho na text [2]. Jeho autor svými výsledky a pracemi významně přispěl k vyšetřování oblastí s nehladkými hranicemi.

Poznámka: Článek je upraveným a rozšířeným textem jedné z přednášek uspořádaných odbornou skupinou pro teorii potenciálu MVS JČSMF a katedrou matematické analýzy MFF UK v Praze v rámci „harmonického odpoledne" 14. 12. 1981. Rádi bychom na tomto místě poděkovali doc. O. KOWALSKÉMU za cenné připomínky, které přispěly ke zlepšení srozumitelnosti tohoto článku.

Literatura

[1] H. BURKHARDT, F. MEYER: *Potentialtheorie*. Encyklopädie der Mathematischen Wissenschaften *IIA 7b*, 464—503, B. G. Teubner, Leipzig 1899—1916.
[2] J. KRÁL: *Integral Operators in Potential Theory*. Lecture Notes in Mathematics *823*, Springer Verlag, Berlin 1980.
[3] I. NETUKA, J. VESELÝ: *Ivar Fredholm a počátky funkcionální analýzy*. PMFA *22* (1977), 10—21.
[4] V. S. SOLOGUB: *Rozvitije těorii elliptičeskich uravněnij v XVIII i XIX stoletijach*. Naukova dumka, Kiev 1975.

Slapové deformace a rotace Země

Milan Burša, Praha

Zmenšování úhlové rychlosti rotace Země je faktem prokázaným pozorováním astronomických úkazů, zejména zatmění Měsíce a Slunce za dobu více než dvou tisíciletí, a potvrzeným nejpřesnějším astrometrickým měřením v posledním čtvrtstoletí. Od dob Darwinových [1, 2] je zdůvodňováno slapovým působením Měsíce v důsledku viskózních vlastností zemského tělesa, tj. disipací energie slapových vln. Viskozita způsobuje, že slapové deformace (reakce) nenastávají okamžitě, nýbrž s určitým časovým zpožděním.

Maximální slapová deformace zemského tělesa od Měsíce nenastane tedy v obecném bodě M zemského povrchu v okamžiku, kdy těžiště (hmotnostní střed) Měsíce O' je v poledníku tohoto místa, tj. kdy $T_{O'} = -\Lambda$, nýbrž nastane až po pootočení Země o úhel ε (obr. 1), který je roven

(1) $$\varepsilon = \omega_\oplus \, \Delta t \, ;$$

$\omega_\oplus = 2\pi/T_\oplus$ je úhlová rychlost rotace Země ($T_\oplus$ perioda rotace), Δt je časový interval, nutný k pootočení Země o ε; $T_{O'}$ je hodinový úhel těžiště O', počítaný od základního poledníku $\Lambda = 0°$; Λ je východní délka bodu M.

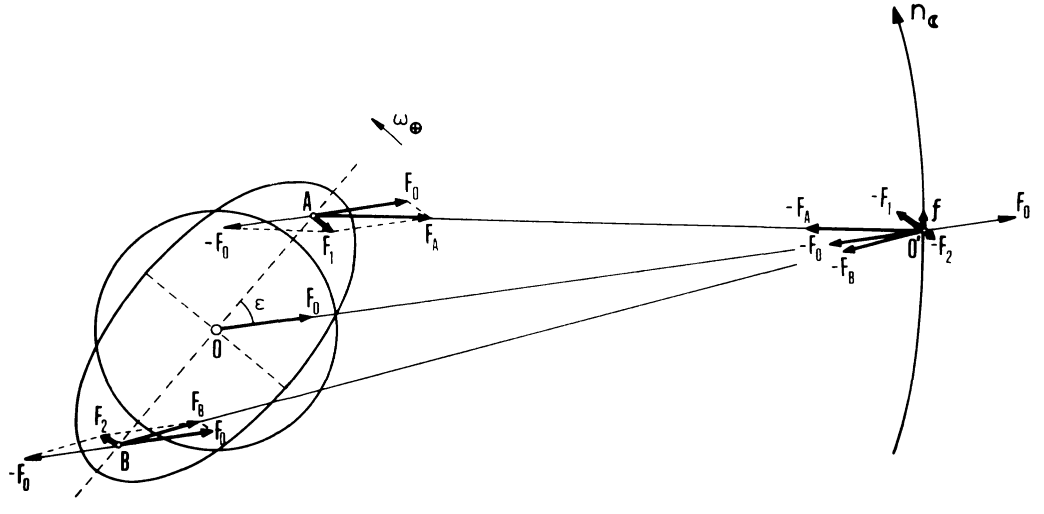
Je třeba vzít v úvahu i vlastní pohyb Měsíce za čas Δt, takže

(2) $$\varepsilon = (\omega_\oplus - n_☾) \, \Delta t \, ,$$

když $n_☾$ je střední pohyb Měsíce ($n_☾ = 2\pi/T_☾$; $T_☾$ je siderická doba oběhu).

V důsledku rotace Země je tedy slapové vzdutí zemského tělesa unášeno ve směru této rotace, tj. směr $\overline{OA}$ před spojnicí $\overline{OO'}$ těžiště Země – těžiště Měsíce. K maximální slapové deformaci v daném místě proto dochází až po okamžiku místní kulminace Měsíce. Tím vzniká dvojice sil $\boldsymbol{F}_1$, $\boldsymbol{F}_2$, jak je vyznačeno na obr. 1, která má tendenci pootočit zemské těleso proti jeho rotaci zpět tak, aby spojnice $\overline{AB}$ těžišť slapových vzdutí procházela těžištěm Měsíce O'; $\boldsymbol{F}_A$, $\boldsymbol{F}_B$, $\boldsymbol{F}_O$ jsou gravitační síly od Měsíce působící v těžištích slapových vzdutí A, B, resp. v těžišti Země O; $|\boldsymbol{F}_A| > |\boldsymbol{F}_O| > |\boldsymbol{F}_B|$ poněvadž $\overline{AO'} < \overline{OO'} < \overline{BO'}$; $[(|\boldsymbol{F}_A| - |\boldsymbol{F}_B|)/|\boldsymbol{F}_A| \doteq 10^{-3}$; $\boldsymbol{F}_1 = \boldsymbol{F}_A - \boldsymbol{F}_O$, $\boldsymbol{F}_2 = \boldsymbol{F}_B - \boldsymbol{F}_O$, $|\boldsymbol{F}_1| > |\boldsymbol{F}_2|]$. Stejné síly, avšak opačného směru, působí v těžišti Měsíce O', proto i v O' vzniká dvojice sil $-\boldsymbol{F}_1$, $-\boldsymbol{F}_2$, přičemž rozdíl $\boldsymbol{F}_2 - \boldsymbol{F}_1$ má složku ve směru normály ke dráze a složku $\boldsymbol{f}$ ve směru tečny k ní, která vždy (při dané orientaci vektorů $\omega_\oplus$ a $\boldsymbol{n}_☾$) míří ve směru orbitálního pohybu Měsíce, a proto jej urychluje.

Obr. 1.



Sílu $\boldsymbol{f}$ lze vypočíst derivací tzv. „dodatkového“ potenciálu, buzeného v těžišti Měsíce O' změnami v hmotnostním uspořádání zemského tělesa po slapové deformaci. Východiskem pro řešení je slapotvorný potenciál V od Měsíce. Za předpokladu, že se v těžišti Země vyruší výsledné gravitační zrychlení od Měsíce a odstředivé zrychlení translačního pohybu Země okolo barycentra systému Země – Měsíc, je tento potenciál v obecném bodě M (ϱ, Φ, Λ) na zemském povrchu přesně roven

$$(3)\qquad V(M) = \frac{GM_☾}{\Delta_{\oplus ☾}} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{\varrho}{\Delta_{\oplus ☾}}\right)^n P_n^{(0)}(\cos \Psi) + \Delta V\,;$$

$$P_n^{(0)}(\cos \Psi) = P_n^{(0)}(\sin \Phi)\, P_n^{(0)}(\sin \delta_{O'}) +$$

$$+ 2 \sum_{k=1}^{n} \frac{(n-k)!}{(n+k)!} P_n^{(k)}(\sin \Phi)\, P_n^{(k)}(\sin \delta_{O'}) \cos k(\Lambda + T_{O'})\,.$$

ϱ, Φ, Λ jsou geocentrické sférické souřadnice bodu M (geocentrický průvodič, šířka a délka; $\Delta_{\oplus☾}$ je vzdálenost těžišť Země a Měsíce, $\delta_{O'}$, $T_{O'}$ geocentrické rovníkové souřadnice (deklinace, hodinový úhel) těžiště Měsíce; $\bar{\psi}$ je úhel, který svírá průvodič ϱ s geocentrickým průvodičem těžiště Měsíce O'; $GM_☾ = 4902{,}75 \,.\, 10^9\ \mathrm{m}^3\ \mathrm{s}^{-2}$ selenocentrická gravitační konstanta – součin Newtonovy gravitační konstanty a hmotnosti Měsíce; $P_n^{(0)}(\cos\bar{\psi})$ Legendrův polynom stupně n; ΔV je korekce slapotvorného potenciálu, působená odchylkami gravitačního pole Měsíce od pole sféricky symetrického [3].

V dalším se omezíme na první člen v řadě na pravé straně rov. (3). Pak dodatkový potenciál δV, buzený slapovými deformacemi, je v obecném bodě M na povrchu zemského tělesa roven

$$\delta V(M) = \frac{GM_☾}{\Delta_{\oplus☾}} \left(\frac{\varrho}{\Delta_{\oplus☾}}\right)^2 k_2 P_2^{(0)}(\cos\bar{\psi}) \,, \tag{4}$$

když $k_2 \doteq 0{,}290$ je tzv. Loveův parametr, který charakterizuje pružnost zemského tělesa jako celku.

Řešením první (Dirichletovy) okrajové úlohy teorie potenciálu pro sféru ($\varrho = \mathrm{const} = R$) dostaneme dodatkový potenciál $\delta V(P)$ ve vnějším prostoru

$$\delta V(P) = \frac{GM_☾}{\Delta_{\oplus☾}} \left(\frac{R}{\Delta_{\oplus☾}}\right)^2 \left[\frac{R}{\varrho(P)}\right]^3 k_2 P_2^{(0)}(\cos\psi) \,; \tag{5}$$

$\varrho(P)$ je geocentrický průvodič obecného vnějšího bodu P, ψ úhel mezi ním a geocentrickým průvodičem těžiště Měsíce O'. V našem případě je $\psi = \varepsilon$ (obr. 1), $P \equiv O'$, $\varrho(P) = \Delta_{\oplus☾}$, tedy

$$\delta V(P) = \frac{1}{2} \frac{GM_☾}{\Delta_{\oplus☾}} \left(\frac{R}{\Delta_{\oplus☾}}\right)^5 k_2 (3\cos^2\varepsilon - 1) \,. \tag{6}$$

Odtud ihned dostáváme složku působící síly ve směru tečny k dráze Měsíce

$$-\frac{\partial \delta V(P)}{\Delta_{\oplus☾}\partial\varepsilon} = \frac{3}{2} \frac{GM_☾^2}{\Delta_{\oplus☾}^2} \left(\frac{R}{\Delta_{\oplus☾}}\right)^5 k_2 \sin 2\varepsilon \,. \tag{7}$$

Její moment vzhledem k těžišti Země O musí být roven časové změně rotačního momentu hybnosti Země $C\,\omega$, neboť celkový moment hybnosti systému Země – Měsíc musí být zachován; tedy

$$C \frac{\mathrm{d}\omega_\oplus}{\mathrm{d}t} = -\frac{3}{2} \frac{GM_☾^2}{\Delta_{\oplus☾}} \left(\frac{R}{\Delta_{\oplus☾}}\right)^5 k_2 \cos i_☾ \sin 2\varepsilon \,; \tag{8}$$

$i_☾$ je úhel mezi rovinou měsíčné dráhy a rovinou zemského rovníku. Známe-li $\mathrm{d}\omega_\oplus/\mathrm{d}t$ nebo ε, můžeme vypočítat i změnu orbitálního momentu hybnosti Měsíce a časovou změnu $\mathrm{d}n_☾/\mathrm{d}t$ jeho středního pohybu.

Výsledné momenty slapotvorných sil jsou základem pro řešení dynamického vývoje systému Země – Měsíc; je třeba určit je co nejpřesněji integrací

$$\int_{M_\oplus} [\varrho \times \mathrm{grad}\, V]\, \mathrm{d}m_\oplus \,, \quad \int_{M_☾} [\varrho_☾ \times \mathrm{grad}\, \delta V]\, \mathrm{d}m_☾ \,.$$

Můžeme dokázat, že tyto integrály lze vypočíst bez znalosti hmotnostního rozložení v obou tělesech pomocí Stokesových konstant obou těles (ϱ, $\varrho_{☾}$ geocentrické průvodiče) v systému x_j, x'_j os elipsoidů setrvačnosti obou těles, jejichž vzájemná orientace je známa z dráhové dynamiky

$$\begin{matrix} J_n^{(k)} \\ S_n^{(k)} \end{matrix} = \frac{[2 - \delta_{k,0}]\,(n-k)!}{M a_0^n (n+k)!} \int_M \varrho^n P_n^{(k)}(\sin \Phi) \begin{matrix} \cos k\Lambda \\ \sin k\Lambda \end{matrix} \, \mathrm{d}m \, ;$$

(M značí hmotnost Země nebo Měsíce; ϱ, Φ, Λ geocentrické nebo selenocentrické souřadnice hmotnostního elementu $\mathrm{d}m$; $P_n^{(k)}(\sin \Phi)$ Legendrovu přidruženou funkci stupně n a řádu k). Ty známe z pozorování družic u zemského tělesa do $n = 36$, u Měsíce do $n = 18$.

Orbitální moment $\mathbf{L}_{\oplus ☾}$ systému Země—Měsíc vzhledem ke společnému barycentru je

(9) $$\mathbf{L}_{\oplus ☾} = [\varrho_\oplus \times M_\oplus \, \mathrm{d}\varrho_\oplus/\mathrm{d}t] + [\varrho_☾ \times M_☾ \, \mathrm{d}\varrho_☾/\mathrm{d}t] \, ,$$

když $\varrho_\oplus$, $\varrho_☾$ jsou barycentrické průvodiče těžiště Země, resp. těžiště Měsíce a $M_\oplus$, $M_☾$ celkové hmotnosti těles. Poněvadž

(10) $$\varrho_\oplus = \Delta_{\oplus ☾} \frac{M_☾}{M_\oplus + M_☾} \, , \quad \varrho_☾ = \Delta_{\oplus ☾} \frac{M_\oplus}{M_\oplus + M_☾} \, ,$$

je dále

(11) $$\mathbf{L}_{\oplus ☾} = \frac{M_\oplus M_☾}{M_\oplus + M_☾} \mathbf{K} \, ,$$

je-li $\mathbf{K}$ vektorový integrál ploch, známý z řešení problému dvou hmotnostních bodů (speciálního problému dvou těles)

(12) $$K^2 = G(M_\oplus + M_☾) \, a_☾(1 - e_☾^2) \, ;$$

$a_☾$ je velká poloosa dráhy Měsíce, $e_☾$ její numerická výstřednost.

Považujeme-li systém Země-Měsíc za izolovaný, musí být splněna podmínka

(13) $$I_\oplus \boldsymbol{\omega}_\oplus + I_☾ \boldsymbol{\omega}_☾ + \mathbf{L}_{\oplus ☾} = \text{const.} \, ,$$

když $I_\oplus$, $I_☾$ jsou tenzory setrvačnosti Země, resp. Měsíce. Vzhledem k relativně pomalé rotaci Měsíce může být 2. člen v (13) prakticky zanedbán. Jeho velikost činí jen $\sim 4 \, . \, 10^{-5}$ členu prvního. S dostatečnou přesností pak platí (C je hlavní moment setrvačnosti zemského tělesa vzhledem k rotační ose)

(14) $$C \frac{\mathrm{d}\omega_\oplus}{\mathrm{d}t} + \frac{M_\oplus M_☾}{M_\oplus + M_☾} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \{[G(\mathrm{M}_\oplus + M_☾) \, a_☾(1 - e_☾^2)]^{1/2} \cos i_☾\} = 0$$

nebo s uvážením 3. zákona Keplerova $[n_☾^2 a_☾^3 = G(M_\oplus + M_☾)]$

(15) $$\frac{\mathrm{d}\omega_\oplus}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\bar{C}} \frac{M_☾}{M_\oplus} \left(1 + \frac{M_☾}{M_\oplus}\right)^{-1} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left[n_☾ \left(\frac{a_☾}{a_0}\right)^2 (1 - e_☾^2)^{1/2} \cos i_☾ \right] ;$$

$\bar{C} = C/(M_\oplus a_0^2)$, a_0 je velká poloosa zemského rotačního elipsoidu.

Dvojice sil $\boldsymbol{F}_1$, $\boldsymbol{F}_2$ vzniká i v případě slunečních slapových deformací Země, avšak její účinek je podstatně menší než v případě Měsíce. Poměr slapotvorných potenciálů Měsíce a Slunce a radiálních složek slapotvorných sil pro polohy rušících těles v místním poledníku je sice

$$\frac{GM_{☾}}{\Delta_{\oplus☾}}\left(\frac{\varrho}{\Delta_{\oplus☾}}\right)^2 : \frac{GM_{\odot}}{\Delta_{\oplus\odot}}\left(\frac{\varrho}{\Delta_{\oplus\odot}}\right)^2 = \frac{M_{☾}}{M_{\odot}}\left(\frac{\Delta_{\oplus\odot}}{\Delta_{\oplus☾}}\right)^3 \doteq 1{,}95\,,$$

avšak poměr působených časových změn v úhlové rychlosti rotace Země ($\Delta_{\oplus\odot} \doteq A =$ $= 1{,}495\,978\,70 \,.\, 10^{11}$ m, heliocentrická gravitační konstanta $GM_{\odot} = 132\,712\,496{,}5\,.$ $.\,10^{12}\ \mathrm{m^3\,s^{-2}}$)

$$\left(\frac{\mathrm{d}\omega_{\oplus}}{\mathrm{d}t}\right)_{\text{Slunce}} : \left(\frac{\mathrm{d}\omega_{\oplus}}{\mathrm{d}t}\right)_{\text{Měsíc}} = \left[\frac{GM_{\odot}}{GM_{☾}}\left(\frac{\Delta_{\oplus☾}}{\Delta_{\oplus\odot}}\right)^3\right]^2$$

kolísá od $1/3{,}1$ $[(\Delta_{\oplus\odot})_{\min} = 147{,}1 \times 10^9$ m, $(\Delta_{\oplus☾})_{\max} = 406\,730 \times 10^3$ m$]$ do $1/7{,}2$ $[(\Delta_{\oplus\odot})_{\max} = 152{,}1 \times 10^9$ m, $(\Delta_{\oplus☾})_{\min} = 364\,400 \times 10^3]$.

Variace zemské rotace působené slapovým třením budí tedy poruchy dráhových elementů Měsíce $\mathrm{d}a_{☾}/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}e_{☾}/\mathrm{d}t$, $\mathrm{d}i_{☾}/\mathrm{d}t$ (které lze snadno odvodit odsazením (7) do Lagrangeových tzv. planetárních rovnic) a změny jeho středního pohybu $\mathrm{d}n_{☾}/\mathrm{d}t$. V souladu s 3. Keplerovým zákonem musí platit

$$2a_{☾}\frac{\mathrm{d}n_{☾}}{\mathrm{d}t} + 3n_{☾}\frac{\mathrm{d}a_{☾}}{\mathrm{d}t} = 0\,, \tag{16}$$

proto

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[n_{☾}\left(\frac{a_{☾}}{a_0}\right)^2 (1 - e_{☾}^2)^{1/2} \cos i_{☾}\right] = -\frac{1}{3}\left(\frac{a_{☾}}{a_0}\right)^2 \frac{\mathrm{d}n_{☾}}{\mathrm{d}t}(1 - e_{☾}^2)^{1/2}\cos i_{☾} + n_{☾}\left(\frac{a_{☾}}{a_0}\right)^2 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[(1 - e_{☾}^2)^{1/2}\cos i_{☾}\right]. \tag{17}$$

Vzhledem k tomu, že změny v excentricitě a sklonu měsíční dráhy jsou relativně (ve srovnání se změnami $\mathrm{d}n_{☾}/\mathrm{d}t$) malé, lze druhý člen na pravé straně (17) při odhadu velikosti celkového efektu zanedbat. Pak

$$\frac{\mathrm{d}\omega_{\oplus}}{\mathrm{d}t} \doteq \frac{1}{3\bar{C}}\frac{M_{☾}}{M_{\oplus}}\left(1 + \frac{M_{☾}}{M_{\oplus}}\right)^{-1}\left(\frac{a_{☾}}{a_0}\right)^2(1 - e_{☾}^2)^{1/2}\cos i_{☾}\frac{\mathrm{d}n_{☾}}{\mathrm{d}t}\,, \tag{18}$$

tj. při slapovém zpomalování zemské rotace ($\mathrm{d}\omega_{\oplus}/\mathrm{d}t < 0$) zmenšuje se i střední pohyb Měsíce ($\mathrm{d}n_{☾}/\mathrm{d}t < 0$). Síla $\boldsymbol{f}$ (obr. 1) sice urychlí Měsíc na jeho dráze, působí však růst jeho průvodiče a velké poloosy, Měsíc se vzdaluje ($\mathrm{d}a_{☾}/\mathrm{d}t > 0$) a v souladu se vztahem (18) klesá jeho střední pohyb. Experimentálně, a to laserovou lokací koutových odražečů na povrchu Měsíce, byla zjištěna hodnota [4]

$$\mathrm{d}a_{☾}/\mathrm{d}t = (3{,}6 \pm 0{,}7)\,10^{-2}\ \mathrm{m/rok} \tag{19}$$

a jí odpovídá podle (16) zpomalování pohybu Měsíce

$$\frac{\mathrm{d}n_{☾}}{\mathrm{d}t} \doteq -(24'' \pm 5'')/(\text{století})^2 = -(1{,}2 \pm 0{,}23)\,10^{-23}\ \mathrm{rad\,s^{-2}}\,. \tag{20}$$

Podle [4] není hodnota (19) ovlivněna případnou změnou Newtonovy gravitační konstanty G. Pokud změny δG vůbec existují, nejsou podle [4] větší než $\pm 3 . 10^{-11}$/rok v relativní míře $(\delta G/G)$.

Sluneční slapy působí zpomalování $\mathrm{d}n_{\oplus}/\mathrm{d}t$ středního pohybu Země $n_{\oplus}$, to je však v porovnání s $\mathrm{d}n_{☾}/\mathrm{d}t$ nepatrné:

$$\frac{\dfrac{\mathrm{d}n_{\oplus}}{\mathrm{d}t}}{\dfrac{\mathrm{d}n_{☾}}{\mathrm{d}t}} \doteq \left(\frac{GM_{\odot}}{GM_{☾}}\right)^2 \left(\frac{\Delta_{\oplus ☾}}{\Delta_{\oplus\odot}}\right)^8 \frac{M_{☾}}{M_{\oplus} + M_{☾}} \sim 2 . 10^{-8} .$$

Rovněž zcela zanedbatelné je jemu adekvátní vzdalování Země od Slunce tohoto původu, které činí jen asi $4 . 10^{-6}$ m/rok.

Veličina (19), pokud by byla působena výlučně slapovým třením, dovoluje vypočíst odpovídající zpomalování zemské rotace podle (18); dosadíme-li za geocentrickou gravitační konstantu hodnotu $GM_{\oplus} = 398\,600{,}47 . 10^9\ \mathrm{m}^3\,\mathrm{s}^{-2}$, dále $\bar{C} = 0{,}330\,677$, $a_{☾} = 384\,000$ km, $a_0 = 6\,378\,140$ m, $e_{☾} = 0{,}054\,900$, $i_{☾} = 23°28'$ $(\pm 5°09')$, dostaneme

$$\frac{\mathrm{d}\omega_{\oplus}}{\mathrm{d}t} = -(4{,}6 \pm 0{,}9)\, 10^{-22}\ \mathrm{rad\ s}^{-2} . \tag{21}$$

Za předpokladu, že je veličina (20) působena výlučně slapovým třením, lze k ní určit hodnotu úhlu ε (obr. 1). Pro něj platí, porovnáme-li vztahy (18) a (8), přibližně (klademe-li $\Delta_{\oplus ☾} = a_{☾}$, $e_{☾} = 0$, $R = a_0$)

$$\varepsilon \doteq -\frac{1}{9} \frac{a_{☾}^3}{GM_{☾}} \left(\frac{a_{☾}}{a_0}\right)^5 \left(1 + \frac{M_{☾}}{M_{\oplus}}\right)^{-1} \frac{1}{k_2} \frac{\mathrm{d}n_{☾}}{\mathrm{d}t} \tag{22}$$

a odtud dostáváme

$$\varepsilon \doteq 2{,}3° \pm 0{,}5° . \tag{23}$$

Avšak přímým výpočtem hodnoty $\mathrm{d}\omega_{\oplus}/\mathrm{d}t$ z kotidálních map, zachycujících povrch slapově deformovaných oceánů a moří [5, 6], a z pozorování umělých družic [7], je slapová složka zmenšování úhlové rychlosti rotace Země v absolutní hodnotě značně větší než (21), asi

$$\frac{\mathrm{d}\omega_{\oplus}}{\mathrm{d}t} = -(7{,}5 \pm 0{,}8) . 10^{-22}\ \mathrm{rad\ s}^{-2} . \tag{24}$$

Ovšem přímá astrometrická měření v mezinárodním systému asi osmdesáti speciálních observatoří, vybavených nejpřesnější astrometrickou aparaturou, laserová lokace speciálních (geodynamických) družic*) a měření Dopplerova jevu systému speciálních navigačních družic poskytují přímo pozorovanou hodnotu zpomalování zemské rotace

---

*) Dnes zejména družice LAGEOS (Laser Geodynamic Satellite), představující těžkou kouli (411 kg) malého poloměru (60 cm), která obíhá mimo husté vrstvy atmosféry (výška ~4800 km).

v absolutní hodnotě menší než (24); činí [5, 7]

$$\frac{d\omega_{\oplus}}{dt} = -(5{,}4 \pm 0{,}5)\, 10^{-22} \text{ rad s}^{-2} \tag{25}$$

a je bližší hodnotě (21). Nesouhlas hodnot (25), (24), (21) nelze vysvětlit středními chybami jejich vlastního určení. Z rozporu mezi (25) a (24) nutno usoudit, že musí existovat mechanismus, který Zemi urychluje, a to o hodnotu

$$\delta \frac{d\omega_{\oplus}}{dt} \doteq +2{,}1 \,.\, 10^{-22} \text{ rad s}^{-2} \tag{26}$$

(−0,8 ms v délce dne/století). Jeho objasnění nebylo zatím nalezeno, je však třeba hledat je v dynamice zemského nitra. Poruchy původu astronomického, dosud v dynamice systému Země – Měsíc neuvážené, jsou více než o řád menší. Určitou roli by mohla hrát rotace atmosféry, která je rychlejší, než je rotace vlastního tělesa. Avšak rozhodující by mohly být jevy budící

a) zmenšování hlavního momentu setrvačnosti C vzhledem k rotační ose;

b) diferenciální rotaci.

Jev a), tedy

$$\frac{1}{C}\frac{dC}{dt} = -\frac{1}{\omega}\frac{d\omega_{\oplus}}{dt} \tag{27}$$

může být působen buď smršťováním tělesa, nebo poklesem jeho relativně těžších hmotnostních elementů. Jev b) předpokládá takové viskózní vlastnosti, že buď je rotační pohyb zemské kůry jako celku rychlejší než rotační pohyb pláště nebo rotační pohyb litosféry rychlejší než astenosféry nebo rotační pohyb pláště spolu s kůrou rychlejší než zemského jádra.

Pokud jde o rozpor mezi (21) a (24), plyne z něho, že by v měsíční efemeridě měly existovat dosud neuvažované neslapové členy, které střední pohyb Měsíce urychlují.

Všechny zde formulované závěrečné úvahy mají diskusní charakter a nečiní si žádných nároků na definitivní platnost.

Konečné řešení problému vyžaduje další přesná pozorování a studie, interpretace jevu pak úzkou spolupráci věd o Zemi a vesmíru.

Literatura

[1] Darwin, G. H.: *On the precession of a viscous spheroid and on the remote history of the Earth.* Phil. Trans. Roy. Soc. London *170* (1879), 447.

[2] Darwin, G. H.: *On the secular change in the elements of the orbit of a satellite revolving about a tidally distorted planet.* Phil. Trans. Roy. Soc. London *171* (1880), 713.

[3] Burša, M.: *Tidal potential due to non-spherical celestial bodies.* Bull. Astron. Inst. Czechosl. *30* (1979), 159.

[4] Mulholland, D.: *How high is the Moon: a decade of laser ranging.* Sky and Telesc. *60* (1980), 274.

[5] PARIJSKIJ, N. N.: *K izučeniju zemnych prilivov.* Fiz. Zemli No *9* (1978), 43.
[6] PARISKIJ, N. N., KUZNĚCOV, M. V., KUZNĚCOVA, L. V.: *O vlijanii okeaničeskich prilivov na vekovoe zamedlenije vraščenija Zemli.* Fiz. Zemli No *2* (1972), 3.
[7] LAMBECK, K.: *Tidal dissipation in the oceans: astronomical, geophysical and oceanographic consequences.* Phil. Trans. Roy. Soc. London *287* (1977), 545.

Poznámka k experimentům E. Ruppa

Po publikaci článku [1] jsem dostal několik připomínek k věrohodnosti Ruppových experimentů s difrakcí elektronů a jiných částic na krystalových a rytých mřížkách. Skutečnost, že M. von Laue, jenž kolem r. 1930 publikoval s E. Ruppem několik společných článků, se ve svých pozdějších monografiích a historických pojednáních o Ruppových experimentech vůbec nezmiňuje (viz [1], str. 67), vysvětluje akademik J. Bačkovský poznámkou, kterou s jeho souhlasem uvádím:

„Asi v roce 1935 mi řekl prof. V. Dolejšek, že E. Rupp publikoval práci o difrakci elektronů, která měla experimentálně potvrdit vztahy z vlnové mechaniky. Ukázalo se však, že difrakční maxima jsou v nesprávných polohách, protože Rupp při výpočtu se prý dopustil chyby a nakreslil je na nesprávných místech. (Vysoká přesnost 5% a 2% je patrně vztažena k nesprávnému výpočtu.) Domnívám se, že podvod byl odhalen srovnáním s výsledky experimentů B. L. Worsnopa. Podle slov prof. Dolejška, když Ruppův podvod vešel (patrně ústním podáním) ve známost, žádný časopis prý další práce Ruppovy nepublikoval a všichni fyzici přestali Ruppovy práce (i dřívější) citovat. Prý se tak děje vždycky, když se ve vědě odhalí podvod."

Také vydavatelé přednášek L. I. Mandelštama [2] odstranili odkazy na Ruppovy práce s tímto odůvodněním: „Ve svých přednáškách odkazoval L. I. Mandelštam na pokus, který publikoval Rupp. Avšak potom se ukázalo, že Ruppovy práce jsou diskreditovány, takže nyní nemá smyslu na ně odkazovat."

Toto stanovisko je jistě pozoruhodné, avšak z hlediska historie obecné fyziky málo účinné. E. Rupp skutečně není citován experimentátory s difrakcí částic. Je však se vší vážností citován v nejlepších historických pojednáních [3], v populární literatuře (často velmi renomovanými autory [4]), a dokonce i v opakovaných vydáních klasických speciálních monografií [5]. Proto si myslím, že by stálo za to podrobit Ruppovy články kritické analýze, nebo pokud takovou analýzu udělali už jeho současníci, občas ji citovat.

Jiří Komrska, Brno

[1] KOMRSKA J.: *Korpuskulární optika jako experimentální východisko při výuce kvantové mechaniky.* PMFA *27* (1982), 61—74.
[2] MANDELŠTAM L. I.: *Lekcii po optike, teorii otnositělnosti i kvantovoj mechanike.* Nauka, Moskva 1972, 60.
[3] JAMMER M.: *The conceptual development of quantum mechanics.* McGraw-Hill Co., New York 1966, 253.
[4] BROGLIE L. DE: *Revoljucija v fizike.* Gosatomizdat, Moskva 1963, 150.
[5] BRAGG L.: *The crystalline state, Vol. 1.* G. Bell and Sons Ltd, London 1966, 263.