

RUDOLF BRÁZDIL

ATMOSFÉRICKÉ PŘÍLIVY

R. Brázdil: *Atmospheric Tides*. — Sborník ČSGS 84: 36—48, 1979. — In this contribution the author deals in the gravitational interaction of the bodies in the frame of the solar system and its consequences, i. e. tides and ebbs. These manifest themselves not only in the hydrosphere but also in the lithosphere and atmosphere. Here, however, they are least apprehensive and examinatorial.

As the Czech geographical literature lacks the works of this problematics, the aim of the contribution is to briefly summarize the up-to-the present findings and thus give help to broaden up the material lectured to the university listeners.

The particular essays are devoted to the flooding dynamics of physio-geographical sphere, tiding balance of atmospheric pressure (solar and lunar), tiding wind, variations in ionosphere and common theories of atmospheric floods.

1. Úvod

Vzájemná gravitační interakce jednotlivých těles sluneční soustavy má vliv na rotaci a orbitální pohyb (velká poloosa, excentricita, sklon orbity) planet a měsíců, přičemž intenzita tohoto působení je závislá jednak na hmotnosti a jednak na vzdálenosti těles (viz Newtonův gravitační zákon). Na jednotlivých tělesech se gravitační vliv může projevat jejich deformací (slapové jevy — přílivy a odlivy). Možné přílivové interakce ve sluneční soustavě ukazuje schematicky tab. 1. Je zřejmé, že přílivy vyvolané na Slunci planetami a jejich měsíci jsou zanedbatelné (v tabulce jsou uvedeny jen efekty, které mohou vést k významné změně za období porovnatelné se stářím sluneční soustavy).

Tab. 1: Přílivové interakce ve sluneční soustavě. (Fodle *Přilivy i resonansy v Sluneční soustavě* 1975.)

Místo přílivů	Jejich příčina	Vliv na rotaci	Vliv na orbitu
planety	měsíce planet	některých planet	všech blízkých měsíců
planety	Slunce	vnitřních planet	
měsíce planet	planety	blízké měsíce	blízkých měsíců
měsíce	Slunce		
Slunce	měsíce planet		
Slunce	planety		

Pomineme-li možné globální geografické důsledky změn rotace a orbitální dráhy Země, jsou z hlediska studia dynamiky fyzickogeografické sféry nejvýznamější periodická kolísání jejích vnitřních komponent, známá jako přílivy a odlivy. Ty se projevují v hydrosféře (mořské dmутí), v litosféře (zemské přílivy) i v atmosféře (atmosférické přílivy).

Mořské dmutí, známé díky svému výraznému vnějšímu projevu již ve starověku (Pýtheas z Massalie, Herodotos, Aristoteles aj.), je dostatečně podrobně popsáno v rozsáhlé oceánografické i geografické literatuře (např. Jegorov 1974, Kukul a kol. 1977). Mořské dmutí dosahuje v centrálních částech moří a oceánů 0,5 až 1 m, při pobřeží v důsledku fyzickogeografických zvláštností (např. zálivy brání pobřežní přílivové vlně se rozlít do šířky) dokonce 18–20 m, a je vcelku snadno měřitelné mareografy. Přílivový pohyb vody se děje v důsledku působení tečné složky, na kterou se rozkládá (spolu s vertikální složkou) výsledná gravitační síla Měsíce a Slunce díky pohyblivosti vodních částic vzhledem k pevnému zemskému povrchu.

Ovšem i samotný zemský povrch prodělává periodické deformace pod vlivem uvedených gravitačních sil, umožněné pružností zemské kůry. Pružné vlastnosti Země lze charakterizovat čísly h , k (tzv. čísla Lovea), jejichž kombinací lze vyjádřit každý druh deformace zemského povrchu. Číslo h představuje zvláštní vztah zemského přílivu k výšce odpovídajícího statického oceánského přílivu; k charakterizuje vztah gravitačního potenciálu, vzniklého dodatečně při deformaci Země, k deformujícímu potenciálu. Pomocí gravimetrů (měření přílivových změn síly zemské tíže) a horizontálních kyvadel (přílivové změny náklonu půdy vzhledem k vertikále) lze určit veličiny δ a γ , spojené s čísly h a k vztahy:

$$(1) \quad \delta = 1 + h - \frac{3}{2} k, \quad \gamma = 1 + k - h$$

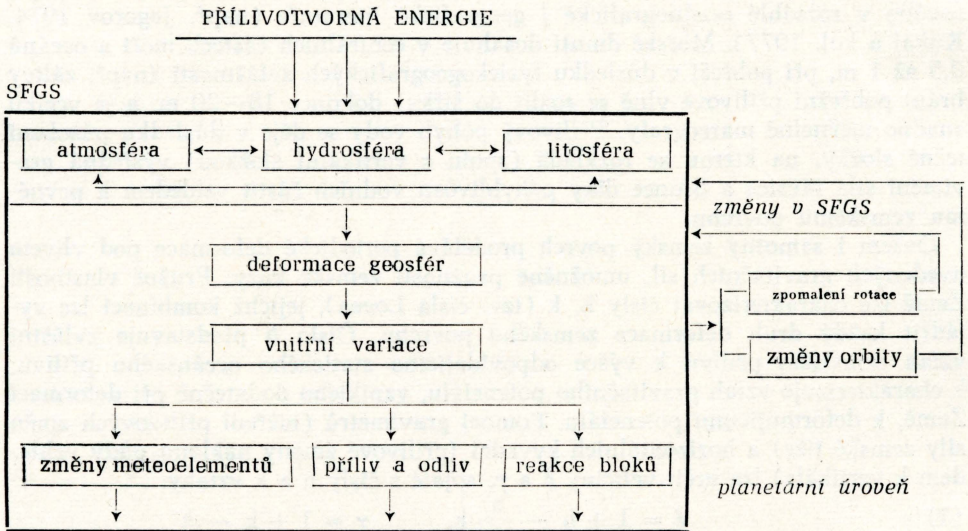
Zjištěné amplitudy zemských přílivů se pohybují kolem několika desítek cm (Zemnyje prilivy 1966, Prilivy i resonansy v Solněčnoj sistěme 1975).

Nejméně patrné a nejobtížněji zjištělné jsou atmosférické přílivy. Protože v naší geografické literatuře chybí práce věnovaná této problematice, klade si příspěvek za cíl stručně shrnout dosavadní poznatky z této oblasti a přispět tak k rozšíření látky přednášené studentům vysokých škol v matematické geografii a v meteorologii.

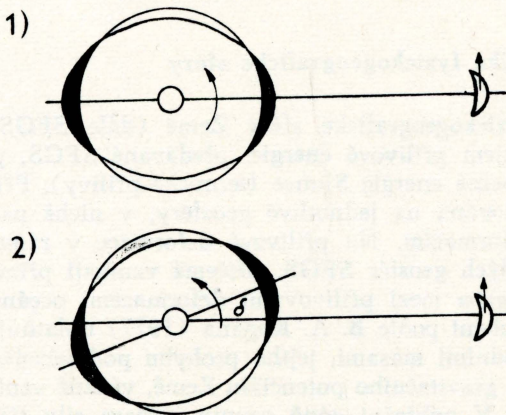
2. Přílivová dynamika fyzickogeografické sféry

Přílivovou dynamiku systému fyzickogeografické sféry Země (dále SFGS) znázorňuje schematicky obr. 1. Zdrojem přílivové energie, předávané SFGS, je gravitační síla Měsíce a Slunce a tepelná energie Slunce (termické přílivy). Přílivová energie je v SFGS přerozdělována na jednotlivé geosféry, v nichž pak dochází k víceméně periodickým deformacím. Na přílivové deformace v rámci dané geosféry působí deformace zbylých geosfér SFGS, přičemž vznikají přímé a zpětné vazby. Evidentní je tato vazba mezi přílivovými deformacemi oceánů a zemské kůry, kde se vzájemně působení podle B. A. Kagana (1977) uplatňuje prostřednictvím přitahování Země vodními masami, jejího prohybu pod působením doplňkového zatížení a změnami gravitačního potenciálu Země, vázaně vznikajících při deformaci zemské kůry. V pobřežní zóně pevnin variace síly tíže vyvolané oceánskými přílivy mohou dosahovat 10 % její statické hodnoty. S rostoucí vzdáleností od pobřeží vliv oceánských přílivů klesá, ale nemizí úplně a ještě v centrálních částech kontinentů mohou odpovídající variace síly tíže dosahovat přibližně 1–2 % (podrobněji řeší interakci oceánských a zemských přílivů např. Kagan 1977). Obdobné vazby lze předpokládat i v subsystémech atmosféra—hydrosféra a atmosféra—litosféra, i když zde vzájemné ovlivnění nemusí být tak výrazné (podle Jegorova 1974 se změna atmosférického tlaku o 1 mb projeví změnou úrovně moře o 10 mm).

1. Schéma přílivové dynamiky systému fyzickogeografické sféry Země (SFGS)



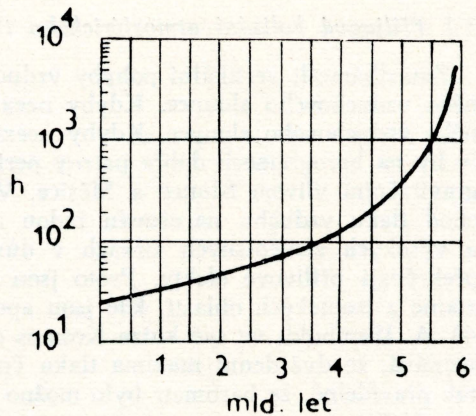
Deformace jednotlivých geosfér se pak projevují v jejich vnitřních variacích, kdy bezprostředně vznikající efekty (např. příliv a odliv v hydrosféře) mohou vyvolat celou kaskádu následujících jevů.



2. Poloha přílivových vln na Zemi: 1. bez tření; 2. s třením. (Protože rychlost zemské rotace je větší než úhlová rychlost Měsíce na orbitě, je přílivová vlna „vynášena“ dopředu o úhel δ , takže maximum přílivu se opožďuje za kulminací Měsíce. Vzájemným působením Měsíce a přílivového výstupu vzniká moment sil, zpomalující rotaci Země a zrychlující pohyb Měsíce.)

Důsledkem globální přílivové deformace SFGS je pak zpomalování zemské rotace a možné změny v zemské orbitě. V prvním případě je hlavní příčinou přílivové tření, zpomalující postup přílivové vlny za pohybem Měsíce (obr. 2). Nejčastěji udávaná hodnota zpomalení je 0,0016 s za 100 let. Podle paleontologických údajů J. W. Welse trval před 350 milióny let den asi 21,9 h. Představu o zpomalování rotace (prodlužování dne) podává obr. 3.

3. Předpokládané změny doby rotace Země v budoucnosti. (Podle *Přilivů i resonansy v Solněčnej sistěme 1975.*)



Změny v zemské rotaci jsou provázeny změnami tvaru Země, což se obráží ve změnách napětí v zemském tělese (možný zdroj energie tektonických procesů). Navíc změny v rychlosti rotace a náklonu zemské osy se mohou projevit i ve změnách klimatu Země (Přilivy i resonansy v Solněčnej sistěme 1975).

Zjednodušeně lze říci, že tedy existuje jakýsi uzavřený cyklus mezi globální přílivovou evolucí SFGS a pohybovými změnami naší planety.

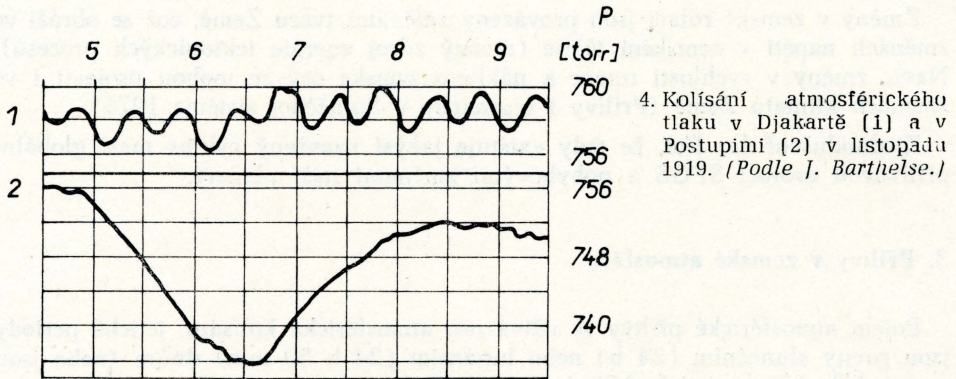
3. Přilivy v zemské atmosféře

Pojem atmosférické přílivy se užívá pro atmosférická kolísání, jejichž periody jsou rovny slunečním (24 h) nebo lunárním (24 h 50 min) dnům (nebo jsou rovny $1/2$, $1/3$, ... jejich délky), přičemž kolísání jsou způsobena gravitačními (Měsíc, Slunce) a termickými příčinami (Slunce). Prakticky do nedávné doby byly poznatky o atmosférických přílivech vázány pouze na studium jejich efektů na zemském povrchu a na vcelku obecné představy o magnetických a ionosférických projevech těchto efektů v termosféře. Obrat nastal v padesátých letech, kdy se k pozorování přílivových pohybů v atmosféře začalo užívat radiolokační metody.

První, kdo předpokládal výskyt přílivů v atmosféře, byl již v XVII. století autor statické teorie přílivů I. Newton, který je však považoval za příliš malé a prakticky nezjistitelné. Autor dynamické teorie přílivů P. S. Laplace se v polovině 20. let XIX. století pokusil na základě změn atmosférického tlaku dokázat přímo lunární příliv v atmosféře. Podle jeho propočtů měly změny tlaku v důsledku přílivu dosahovat v tropech 0,5 torr. Protože však v tropických oblastech nebyla v té době k dispozici žádná stanice, použil k analýze barometrická měření Pařížské observatoře (období 1815–1823, celkem 4 752 údajů). Zjištěná amplituda přílivového kolísání tlaku byla 0,054 torr s maximy následujícími 3 h 19 min po svrchní a spodní kulminaci Měsíce. Sám Laplace, vycházející z teorie chyb, se ke svým poznatkům stavěl kriticky a uváděl, že k získání seriózních výsledků by bylo třeba zpracovat alespoň 40 000 údajů. Svou práci však Laplace víceméně nasměroval celou další plejádu badatelů, hledajících projevy přílivů v zemské atmosféře ve změnách atmosférického tlaku na zemském povrchu.

3.1 Přílivová kolísání atmosférického tlaku

Zanedbáme-li vertikální pohyby vzduchu, měří vlastně barometr hmotnost daného vzduchového sloupce. Kdyby neexistovala obecná cirkulace atmosféry, byného vzduchového sloupce. Kdyby neexistovala obecná cirkulace atmosféry, byly by na barogramech dobře patrné periodické výkyvy tlaku vzduchu způsobené gravitačním vlivem Slunce a Měsíce. Ve skutečnosti je však pravidelný denní chod tlaku vzduchu narušován řadou aperiodických složek, které ve středních a vysokých zeměpisných šířkách v důsledku velké proměnlivosti počasí zcela překrývají přílivové efekty. Proto jsou k jejich studiu nejhodnější barogramy stanic z tropických oblastí, kde jsou aperiodické složky relativně nejmenší (obr. 4). A. Humboldt ve své knize *Kosmos o cestě po Jižní Americe* dokonce poznamenává, že dvě denní maxima tlaku (přibližně v 10 a 22 h) se zde opakovala tak pravidelně, že barometr bylo možno užívat místo hodin (in Chapman, Lindzen 1972).



4. Kolísání atmosférického tlaku v Djakartě (1) a v Postupim (2) v listopadu 1919. (Podle J. Barthelse.)

Označíme-li kolísání atmosférického tlaku s periodou 24.1^{-1} h, kde $l = 1, 2, 3, \dots$, symbolem $S_1(p)$ a s periodou $24,83.1^{-1}$ h symbolem $L_1(p)$, lze přílivové výkyvy tlaku vzduchu v daném místě zemského povrchu se souřadnicemi (φ, λ) vyjádřit výrazy:

$$(2) \quad S_1(p; \vartheta, \lambda) = A_1(\vartheta, \lambda) \sin[l\tau' + a_1(\vartheta, \lambda)]$$

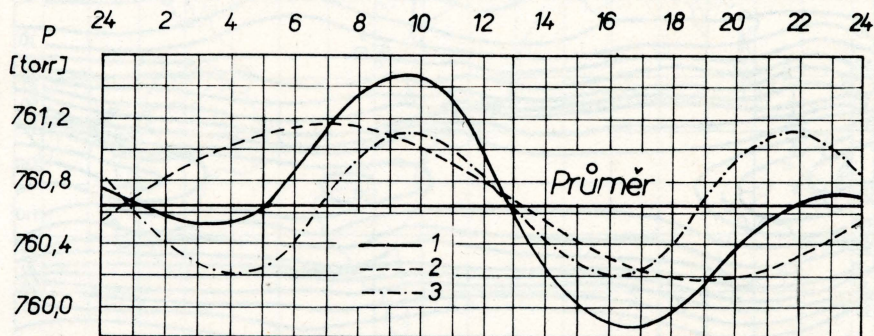
v případě slunečního přílivu,

$$(3) \quad L_1(p; \vartheta, \lambda) = B_1(\vartheta, \lambda) \sin[l\tau' + b_1(\vartheta, \lambda)]$$

v případě lunárního přílivu. Ve vzorcích je $\vartheta = 90^\circ - \varphi$; τ' je místní střední sluneční čas, rovný nule při místní půlnoci; τ' — místní střední lunární čas, rovný nule v momentě spodní kulminace Měsíce. Přitom veličiny τ' a τ' se vyjadřují v úhlové míře.

Přílivové změny tlaku vzduchu v daném místě jsou tak popsány amplitudou A_1 (B_1) a fázovým úhlem a_1 (b_1), které lze určit metodou harmonické analýzy pozorování hodnot tlaku v jednotlivých hodinách slunečních (lunárních) dnů. Důležité je, aby hodinové hodnoty byly získány jako průměry z dostatečně velké počtu dnů, aby byl vyloučen nebo zeslaben vliv aperiodických složek. Počet

vybraných dnů je pak závislý na vztahu amplitudy přílivových výkyvů k amplitudám jiných variací. Potom tedy např. symbol S_1 značí kolísání s periodou rovnou délce slunečního dne 24 h (amplituda A_1 , fáze a_1), S_2 značí sluneční půldenní kolísání (tj. s periodou 12 h, amplitudou A_2 a fází a_2), L_2 lunární půldenní kolísání s periodou 12,4 h, amplitudou B_2 a fází b_2 , atd. Názornou představou o harmonické analýze denního chodu tlaku vzduchu podává obr. 5.

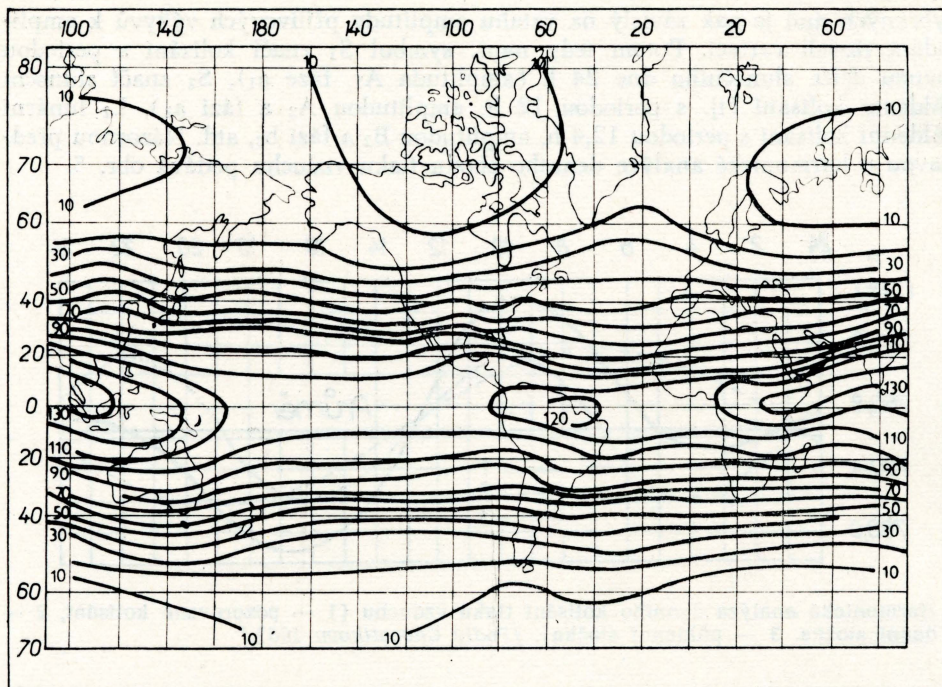


5. Harmonická analýza denního kolísání tlaku vzduchu [1 — pozorované kolísání, 2 — denní složka, 3 — půldenní složka]. (Podle Chvostikova 1963.)

3.1.1 Sluneční přílivové variace tlaku vzduchu

Analýzy denních výkyvů tlaku vzduchu ukázaly, že daleko nejvýznamnější je sluneční půldenní složka S_2 (p), která svojí amplitudou předčí jak S_1 (p), tak lunární výkyvy L_2 (p). Uvažíme-li, že gravitační působení Slunce je na zemském povrchu asi 2,17 krát menší než působení Měsíce, je tento výsledek překvapivým a je třeba hledat jeho zdůvodnění. O to se pokusil r. 1882 lord Kelvin, který se stal autorem tzv. rezonanční teorie. V ní se předpokládá, že atmosféra má zvláštní, volnou periodu kolísání, blízkou 12 h, takže v důsledku resonance je sluneční složka S_2 (p) s periodou 12 h zesilována a lunární složka s periodou 12,4 h zeslabována. Protože rezonanční jevy se v přírodě vyskytují velmi zřídka, jevila se tato teorie vzhledem k dalším těžkostem jako málo pravděpodobná a byla prakticky vyvrácena výsledky raketových měření (Chapman, Lindzen 1972). Další autoři hledali vazbu S_2 (p) s termickým působením, tj. s náhřevem atmosféry od Slunce. Zde však zase vznikl problém, že denní náhřev má jedno maximum a tudíž nejvýraznější by měla být amplituda S_1 (p). Řada prací ze 60. let (Siebert, Lindzen aj.) přiznává možnost objasnění atmosférických přílivů termickými příčinami, přičemž hlavní část S_2 (p) na povrchu Země se objasňuje efektem pohlcování sluneční radiace ozónem a vodní parou v atmosféře (Chapman, Lindzen 1972) a menší hodnota S_1 (p) utlumením této vlny v atmosféře, i když impuls vyvolávající tuto složku je silnější než u předchozí (Craig 1970). V této souvislosti se pak často hovoří o termickém přílivu a termických přílivových silách.

Jak bylo uvedeno výše, je tedy nejvýznamnější složkou kolísání S_2 (p). Sledujeme-li její geografické rozložení, ubývají půldenní amplitudy A_2 (obr. 6) od ekvatoriálních oblastí (kolem 1 mb) k polárním (kolem 0,1 mb). Fáze a_2 je relativně stálá v nízkých šířkách a velmi proměnlivá ve vysokých (Chapman, Lindzen 1972).



6. Geografické rozložení amplitudy A_2 púdenní přílivové složky $S_{2\lambda}$ v poli tlaku vzduchu (jednotky 10^{-2} mb). (Podle B. Haurwitze.)

Obvykle se kolísání $S_2(p)$ rozdělují na dvě vlnové složky. První je tzv. běžící vlna $S_2^2(p)$, která se pohybuje za Sluncem západním směrem, a proto má stálou fázi podle místního času. Druhou je tzv. zonální (též stojatá) vlna $S_2^0(p)$, která je stacionární vzhledem k zemskému povrchu, a má proto stálou fázi podle světového času. Podle B. Haurwitze lze komponentu $S_2^2(p)$ vyjádřit vztahem (jednotky 10^{-2} mb):

$$(4) \quad S_2^2(p) = 123 [P_2^2(\vartheta) - 0,182 P_4^2(\vartheta)] \sin(2t + 2\lambda + 158^\circ)$$

kde t — světový čas; λ — zeměpisná délka, odečítaná od greenwichského meridiánu. Funkce $P_2^2(\vartheta)$, $P_4^2(\vartheta)$ jsou seminormované asociované funkce Lagrangea, které jsou symetrické vzhledem k rovníku. Na rovníku ($\vartheta = 90^\circ$) má $P_2^2(\vartheta)$ maximum (0,866) a $P_4^2(\vartheta)$ minimum (-0,559). Podle (4) je tedy amplituda vlny $S_2^2(p)$ na rovníku rovna 1,19 mb a klesá k pólům, přičemž v blízkosti 80° z. š. dosahuje 0,01 mb. Fázový úhel 158° odpovídá maximum tlaku v 9 h 44 min a 21 h 44 min místního času (viz harmonický číselník na obr. 7).

Stojatou vlnu $S_2^0(p)$ lze zapsat podle B. Haurwitze ve tvaru (jednotky 10^{-2} mb):

$$(5) \quad S_2^0(p) = 8,5 P_2(\vartheta) \sin(2t + 118^\circ)$$

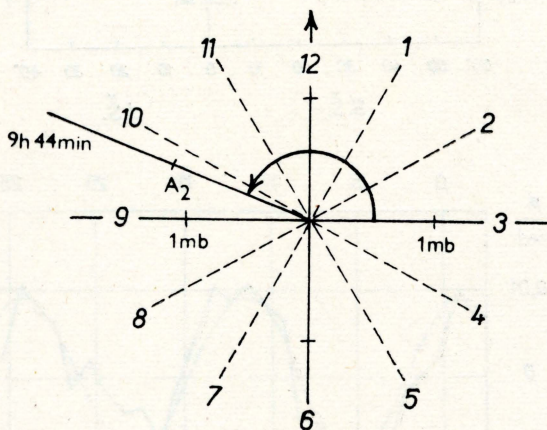
kde $P_2(\vartheta)$ — funkce Lagrangea 2. řádu, což je symetrická funkce vzhledem k rovníku a je rovna 1 na pólech a -0,500 na rovníku (Craig 1970).

Denní komponenta slunečního přílivu $S_1(p)$ byla dosud studována méně důkladně a její globální vyjádření je podle Haurwitze dáno (jednotky 10^{-2} mb):

$$(6) \quad S_1(p) = 59,3 \sin^3 \vartheta \sin(t' + 12^0)$$

kde t' je místní čas. Změny $S_1(p)$ se zeměpisnou šířkou a délkou jsou méně pravidelné (vlivem orografie a rozdělení pevnin a oceánů) a také formule (6) není zcela přesná pro určení fáze a amplitudy v jednotlivých bodech. Vcelku však amplituda $S_1(p)$ dosahuje v průměru poloviny $S_2(p)$, přičemž maximum tlaku podle $S_1(p)$ nastává v průměru v 5 h středního místního času. Geografické rozložení amplitud A_1 a fází a_2 uvedené složky, stejně jako rozbor dalších slunečních přílivových kolísání tlaku s periodami 8 h (S_3) a 6 h (S_4), je uvedeno v práci S. Chapmana a R. S. Lindzena (1972).

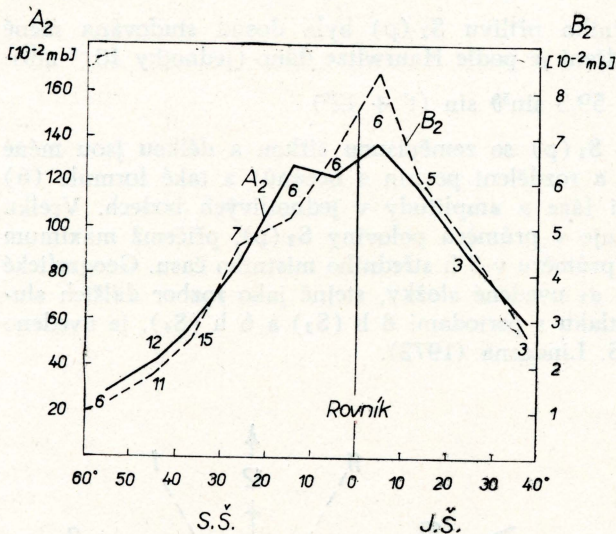
7. Sluneční pldenní variace $S_2^*(p)$ vyjádřená na harmonickém číselníku ($A_2 = 1,19$ mb; $a_2 = 158^0$).



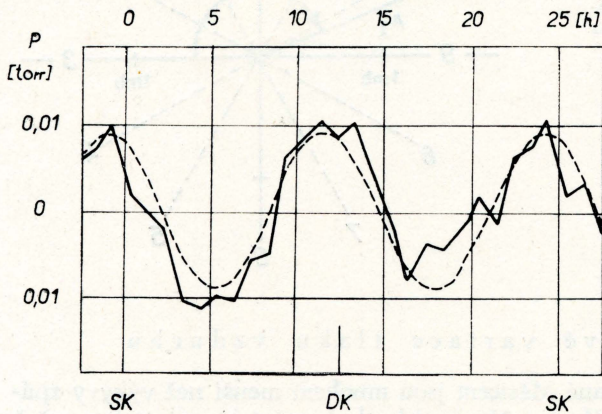
3.1.2 Lunární přílivové variace tlaku vzduchu

Variace tlaku vzduchu vyvolané Měsícem jsou mnohem menší než výkyvy způsobené přílivovým působením Slunce. Na rozdíl od slunečních variací jsou však vyvolány čistě gravitačním působením Měsíce a lze je tedy přesně vyčíslit. Z mnoha studií týkajících se jejich určení počínaje Laplacem přes A. Bouvarda, O. Eisenlohra (všichni zpracovávali Paříž), E. Sabina (ostrov sv. Heleny), C. M. Elliota (Singapur) aj. je třeba vyzdvihnout práci S. Chapmana (1918), který poprvé uspokojivě zpracoval lunární variace tlaku $L_2(p)$ pro mimotropické šířky za období 1854–1917 v Greenwichi. Chapman zahrnul do zpracování pouze ty dny, v nichž změny atmosférického tlaku nepřesahovaly 2,5 torr (6 457 dnů). Z výsledků jeho rozboru (obr. 8) vyplývá, že ve středních šířkách se lunární variace pohybují kolem 0,01 torr.

V další práci Chapman spolu s K. C. Westfoldem (cit. Craig 1970) při porovnávání geografického rozložení $L_2(p)$ a $S_2(p)$ dospěli k následujícím závěrům: amplituda B_2^* složky $L_2^*(p)$ v průměru dosahuje 1/20 amplitudy A_2^* složky $S_2(p)$; B_2 v podstatě klesá od maxima v blízkosti rovníku k pólům; fáze b_2^* je taková, že maximum tlaku se obvykle pozoruje za hodinu po kulminaci Měsíce (obr. 9). Charakteristiky lunárního přílivu pro 104 stanice na Zemi uvádí Chapman a Lindzen (1972).



8. Lunární variace $L_2(p)$ v Greenwichi. (Podle S. Chapmana 1918.) (Čárkovaně půldenní komponenta $L_2(p)$ vyjádřená pomocí harmonické analýzy; SK, DK — svrchní, resp. spodní kulminace Měsíce).



9. Střední hodnoty amplitud A_2 a B_2 složek $S_2^*(p)$ a $L_2(p)$ pro pásy šířky 10^0 zeměpisné šířky. (Podle S. Chapmana a K. C. Westfolda.) (Číslo značí počet stanic, z nichž byly hodnoty určeny.)

3.2 Přílivové variace v poli větru

3.2.1 Přílivový vítr při zemském povrchu

Popsané přílivové variace atmosférického tlaku vyvolávají v zásadě pohyby vzduchu v horizontálním směru, které lze označit jako přílivový vítr. Jde však o pohyby velmi malé, dosahující při zemském povrchu hodnot vyjádřených $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, které lze jen stěží vydělit mezi silnými „meteorologickými“ větry.

Nechť symboly u a v značí komponenty přílivového větru směřující k jihu, resp. k východu, $S_1(u)$, $S_1(v)$ sluneční přílivové variace a $L_1(u)$, $L_1(v)$ lunární přílivové variace v poli větru. Pak představu o změnách nejvýraznějších složek S_2 a L_2 podává tab. 2, ze které jsou dobře patrné malé amplitudy přílivového větru, a to, že v Úppsale amplituda $L_2^*(u)$ nepřesahuje ani dvojnásobně pravděpodobnou chybu e_u (přitom výsledek se považuje za uspokojivý při hodnotě vztahu 3, což je splněno ve všech případech u amplitud S_2^* , ale jen v jednom u L_2).

Tab. 2: Přílivové variace $S_2^*(v)$, $L_2^*(v)$, $S_2(u)$, $L_2(u)$ v Hongkongu (67 let) a v Uppsale (84 let). (Podle B. Haurwitz a A. D. Cowleye 1969.)

Stanice	$S_2(u)$			$S_2^*(v)$			$L_2(u)$			$L_2^*(v)$		
	A_{2u}	e_u	a_{2u}	A_{2v}	e_v	a_{2v}	B_{2u}	e_u	b_{2u}	B_{2v}	e_v	b_{2v}
Honkong	18,1	0,4	199,4	13,0	0,4	288,3	1,0	0,4	98	2,2	0,4	69
Uppsala	2,3	0,4	341	8,4	0,3	51	0,64	0,37	204	0,75	0,27	179

Poznámka: A_{2u} , A_{2v} , B_{2u} , B_{2v} — půldenní sluneční a lunární amplitudy; e_u , e_v — pravděpodobné chyby (vše v cm.s^{-1}); a_{2u} , a_{2v} , b_{2u} , b_{2v} — fáze ve stupních.

3.2.2 Přílivový vítr v horní atmosféře

Na rozdíl od zemského povrchu, kde je vydělení přílivového větru pro jeho malou hodnotu velmi obtížné, jsou podmínky pro sledování přílivových variací větru v horní atmosféře v důsledku zesilování přílivové vlny s výškou příznivější a přílivový vítr ve výškách kolem 100 km již dosahuje hodnot kolem 30 m.s^{-1} . Zjišťování přílivového větru pomocí pozorování pohybů ionizovaných meteorických sledů nebo umělých oblak je jedinou metodou studia přílivových efektů ve svrchní atmosféře, protože přímé pozorování přílivových kolísání tlaku vzduchu se zde neprovádí.

Princip pozorování ionizovaných sledů, zanechávaných meteorem, spočívá v odrazení od sledů elektromagnetických vln s frekvencí kolem 30 MHz, vysílaných radiolokátorem (Dopplerův efekt), přičemž hustota elektronů v ionizovaném sledu zůstává dostatečně velká pro odraz během celé sekundy (někdy i déle). Metoda dovoluje registraci větrů v intervalu 80–100 km. Pomocí fototriangulace z několika pozemních stanic lze sledovat sledy neutrálních příměsí (hlavně sodík) vypouštěných do atmosféry s pomocí raket nebo nábojů. Vytvářející se natriový sled, silně porušovaný větrem a difuzí, při soumraku svítí do té doby, než se dostane mimo dosah slunečních paprsků. Doplnující údaje o větru ve svrchní atmosféře je možno získat i pozorováním stříbřitých oblak (Risbath, Garriot 1975).

Nejvýznamnější výsledky v pozorování přílivového větru byly získány na stanicích Jodrell Bank v blízkosti Manchesteru (Greenhow, Heufeld 1961) a v Adelaide (Elford, cit. Craig 1970). Pro Jodrell Bank byly zpracovány údaje za období 1953–58 při střední výšce 92 km. Rozbor pozorování ukázal, že nejvýznamější je půldenní kolísání větru, jehož amplituda je srovnatelná s velikostí převládajících větrů. V ročním chodu A_{2u} a A_{2v} případdy největší amplitudy (při neúplných pozorováních na podzim) na září, listopad a zimní měsíce (kolem 15--

Tab. 3: Amplitudy (A_{1u} , A_{1v} , A_{2u} , A_{2v}) a fázové úhly (a_{1u} , a_{2u} , a_{1v} , a_{2v}) denních a půldenních variací větru ve výšce 92 km na stanici Jodrell Bank. Amplitudy v m.s^{-1} . (Podle Greenhow, Neufeld 1961).

Období	A_{1u}	A_{2u}	A_{1v}	A_{2v}	a_{1u}	a_{2u}	a_{1v}	a_{2v}
zima	3,9	16,4	3,6	19,7	12	160	56	248
jaro	2,3	5,2	7,6	7,4	201	168	262	289
léto	3,7	9,2	9,2	13,7	122	242	273	309
listopad	3,4	16,4	4,2	19,6	214	144	260	238

$25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), minimální (kolem $6-8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) na jaro, počátek léta a na říjen. Fáze a_{2u} a a_{2v} se také mění během roku, ale obvykle tak, že maximální západní vítr byl pozorován mezi 7 a 11 h místního času. Ve větší části roku je půldenní kolísání větru v 92 km ve fázi s půldenním kolísáním tlaku na zemském povrchu. Srovnání fáz komponent u a v ukazuje, že maximum jižního větru nastupuje o 3 h dříve než západního (tab. 3). Greenhow a Neufeld také určili změny půldenní komponenty větru s výškou. V zimě roste amplituda mezi 85–100 km o $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ na 1 km výšky, v létě je téměř stálá. Ve výšce 100 km je fáze téže komponenty posunuta oproti 85 km o 3–4 h v zimě a 1–2 h v létě.

Také výsledky rozboru přílivového větru v Adelaide od října 1952 do února 1955 potvrdily význam periodických přílivových komponent vzhledem k převládajícímu větru. Na rozdíl od Jodrell Bank však výsledky dávají relativně větší denní a půldenní komponenty, přičemž v mnoha případech denní komponenta větru, jejíž typická hodnota činila $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, byla větší než půldenní složka.

B. Haurwitz (1962) podrobně popsal přílivové jevy ve svrchní atmosféře a pomocí harmonických číselníků vyjádřil výsledky analýz z obou míst. Podle nich vklad amplitudy denní komponenty střednímu větru ve výšce 80–100 km nad Jodrell Bank činí v průměru $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a půldenní $13 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. V Adelaide jsou odpovídající hodnoty vyšší ($20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ resp. řádově desítky $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

Půldenní komponenty větru s amplitudou rostoucí od $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ve výšce 80 km do $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ byly zjištěny ve Francii nad Garchy. V oblasti Sardinie podle údajů C. O. Hinese (cit. Chapman, Lindzen 1972) rostou amplitudy denní komponenty od $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ve výšce 90 km do $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ve 105 km, pak opět klesají. Odkazy na další práce věnované přílivovým větrům lze najít v literatuře uvedeného příspěvku.

Ukazuje se, že přílivové kolísání atmosféry (přílivové větry) je nutné chápat jako jednu z komponent složitého komplexu dynamiky atmosféry, v níž lze podle H. Risbatha a O. K. Garriota (1975) vymezit následující typy atmosférických pohybů:

- a) převládající vítr globálního měřítka v mezoféře a spodní termosféře;
- b) termosférický vítr ve výškách nad 120 km, který je výsledkem gradientů tlaku v důsledku změn teploty (vzhledem k jeho denní periodičnosti ho lze podle charakteru považovat za přílivový);
- c) planetární vlny v nižší atmosféře s několikadenní periodou;
- d) přílivová kolísání atmosféry globálního měřítka;
- e) vnitřní gravitační vlny;
- f) turbulence, která ve výšce nad 100 km mizí.

Vedle studia přílivových variací v poli atmosférického tlaku a větru je několik studií věnováno i přílivovým kolísáním teploty vzduchu (viz Chapman, Lindzen 1972).

3.3. Přílivové variace v ionosféře

Přílivové změny tlaku vzduchu musí nutně vyvolávat i změnu výšky izobarických ploch. Studie tohoto rázu však chybí a větší pozornost se věnuje kvantitativním důkazům přílivových pohybů v ionosférických vrstvách, přičemž se sleduje výška vrstev a koncentrace elektronů v nich. Tak podle E. V. Appletona a K. Weekse existuje lunární půldenní komponenta kolísání výšky vrstvy E nad jižní Anglií, způsobující výchylku ve střední výšce o 1 km za lunární den.

Častěji se hledá spojitost atmosférických přílivů s malými periodickými slunečními a lunárními variacemi elementů magnetického pole Země. Jejich objasně-

ní se dává do spojitosti s dynamo-teorií B. Štewarty, podle které periodické přílivové výkyvy ve svrchní atmosféře (funkce „rotoru“) přispívají ke vzniku systému elektrických toků, jejichž projevem na zemském povrchu jsou periodické magnetické variace.

4. Teorie atmosférických přílivů

Podle S. Chapmana a R. S. Lindzena (1972) obsahuje teorie atmosférických přílivů (gravitačních i termických) dvě základní části: zkoumání zdrojů periodických přílivových sil (zahrnuje studium chemického složení atmosféry, slunečního spektra, molekulárního pohlcování, radiačního a turbulentního přenosu atd.); studium reakce atmosféry na přílivovou sílu (otázky vztahující se ke všeobecné cirkulaci atmosféry, zvláště pak ke studiu neadiabatických, orografických, nelineárních, hydromagnetických a jiných procesů v atmosféře). Z uvedeného výčtu je dostatečně zřejmá složitost teorie atmosférických přílivů a skutečnost, že v rozsahově omezeném příspěvku nelze podat její výklad. V této souvislosti je třeba odkázat na speciální literaturu (Chapman, Lindzen 1972; Akasofu, Chapman 1974; Craig 1970; Díkij 1969 — podává úplnou teorii obecných kolísání atmosféry).

5. Shrnutí

Gravitační působení Slunce a Měsíce a termické působení Slunce vyvolává v zemské atmosféře periodické kolísání označované jako atmosférické přílivy, nejvýrazněji se projevující v poli tlaku vzduchu a větru. Metodou harmonické analýzy lze vydělit přílivové složky variací, mezi nimiž je nejvýznamější sluneční půldenní komponenta S_2 , jejíž amplituda A_2 , dosahující v případě pole tlaku v rovníkových oblastech kolem 1,2 až 1,5 mb a klesající k pólům, dvacetinásobně přesahuje amplitudu B_2^L lunární komponenty L_2^L . Výrazné zesílení amplitudy složky S_2^L je nejčastěji spojováno s termickými příčinami (pohlcování slunečního záření vodní parou a ozónem). V poli větru se přílivové efekty projevují zesilováním periodických denních a půldenních komponent (přílivový vítr) od několika cm.s^{-1} při zemském povrchu do 30–40 m.s^{-1} v horní atmosféře ve výškách kolem 100 km. Atmosférické přílivy je třeba chápat jako součást celkového kolísání atmosféry.

Literatura

- AKASOFU S., CHAPMAN S. (1974): Solněčno-zemnaja fizika. 384 str., Mir, Moskva. Ruský překlad Sollar-Terrestrial Physics, Oxford, 1972.
- CRAIG R. A. (1970): Meteorologija i fizika verchněj atmosfery. 506 str., Gidromet. izd., Leningrad. Ruský překlad The Upper Atmosphere, New York and London, 1965.
- DIKIJ L. A. (1969): Teorija kolebanij zemnoj atmosfery. 195 str., Gidromet. izd., Leningrad.
- GREENHOW J. S., NEUFELD E. L. (1961): Winds in the Upper Atmosphere. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 87:374:472–489, London.
- HAURWITZ B. (1963): Wind and Pressure Oscillations in the Upper Atmosphere. Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, 13:144–165, Springer — Verlag, Wien.
- HAURWITZ B., COWLEY A. D. (1969): Lunar Semidiurnal Wind Variations at Hongkong and Uppsala. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 95:406:766–770, London.
- CHAPMAN S. (1918): The Lunar Atmospheric Tide at Greenwich. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 44:271–280, London.

- CHAPMAN S., LINDZEN R. S. (1972): Atmosferynye prilivy. 296 str., Mir, Moskva. Ruský překlad Atmospheric Tides, D. Reidel Publishing Company Dordrecht — Holland, 1970.
- CHROMOV S. P., MAMONTOVA L. I. (1974): Meteorologičeskij slovar. 568 str., Gidrometeoizdat, Leningrad.
- CHVOSTIKOV I. A. (1963): Fizika ozonosfery i jonosfery. 663 str., Izd. AN SSSR, Moskva.
- JEGOROV N. I. (1974): Fizičeskaja okeanografija. 456 str., Gidrometeoizdat, Leningrad.
- KAGAN B. A. (1977): Globalnoje vzajimodějstvije okeanskich i zemnych prilivov. 46 str., Gidrometeoizdat, Leningrad.
- KUKAL Z. a kol. (1977): Základy oceánografie. 256 str., Academia, Praha.
- RISBATH H., GARRIOT O. K. (1975): Vveděnije v fiziku jonosfery. 304 str., Gidrometeoizdat, Leningrad. Ruský překlad Introduction to Ionospheric Physics. Academic Press, New York and London, 1969.
- Sborník Prilivy i resonansy v Solněčnoj sistěme. 286 str., Mir, Moskva 1975. Ruský překlad z angličtiny.
- Sborník Zemnyje prilivy. 192 str., Naukova dumka, Kijev 1966.