

Akordy z hlubin Země

Ladislav Hanyk, Zdeněk Martinec a Ctirad Matyska, Praha

Hlahol Hospodinu celá země

Žlm 98,4; 100,1

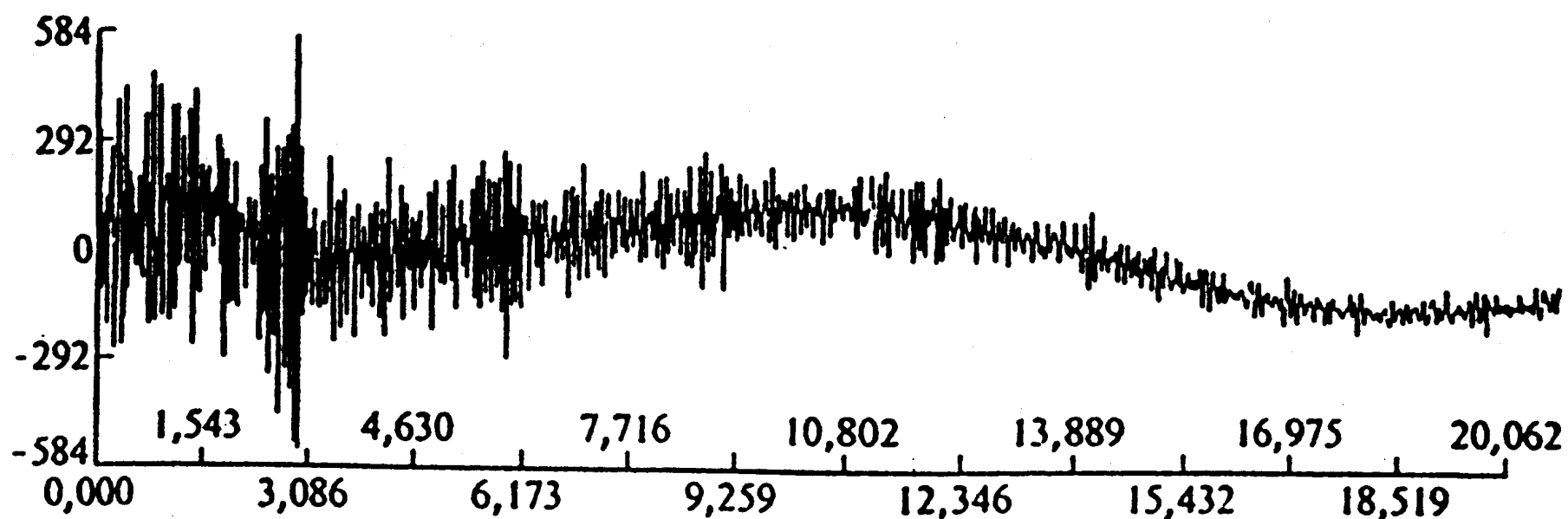
Je Země hudební nástroj?

Fyzik nad klaviaturou varhan nevnímá jen samotnou hudební expresi tónů, jeho profese mu nedovolí necítit současně i prostor naplňující vlnění, buzené kmitajícími rezonátory varhanních píšťal. Geofyzik na otřásající se zemi přikládá ucho k jejímu povrchu a soustředí se k poslechu hudební produkce vsutku světového měřítka — kmitající Země. Vzrušení mu přitom neposkytují jen běžně registrované seismické vlny, ať už podélné, příčné či povrchové, ale jev podstatně vzácnější, totiž stojaté vlnění nazývané vlastními kmity či vlastními módy.

Vlastní kmity (někdy též volné kmity) tělesa se fyzikálně popisují jako kmity vybuzené z rovnovážného stavu počátečním impulzem. Elasticita dává tělesu schopnost harmonicky kmitat, obecně na mnoha frekvencích; celková mechanická energie se cyklicky přelévá mezi energiemi potenciální a kinetickou. Neelastické vlastnosti jsou odpovědné za útlum, přibližně exponenciální postupný úbytek amplitud je provázený přeměnou celkové mechanické energie v energii tepelnou.

Vlastní kmity Země generované uvolněním mohutných dávek deformační energie během silných zemětřesení jsou jevem relativně vzácným. První dokumentované záznamy se datují rokem 1952, dalšími příležitostmi byla mohutná zemětřesení v Chile (21. 5. 1960) a na Aljašce (28. 3. 1964). Četnost registrací se spolu s citlivostí aparatur zvyšuje. Byly vybudovány globální seismometrické a gravimetrické sítě cílené k zachycení co nejkvalitnějších dlouhoperiodických záznamů, takže vlastní módy jsou dnes čitelné v záznamech zemětřesení již od magnituda $M_s > 6,5$, na rozdíl od $M_s > 8$ před třiceti lety. Takových zemětřesení bývá do roka několik desítek a díky celosvětové registraci jsou dnes k dispozici již tisíce záznamů, v jejichž spektrech bylo identifikováno více než tisíc vlastních kmitů. Jejich periody klesají od 54 minut k desítkám sekund a útlum je přitom natolik slabý, že celá produkce může trvat i řadu dnů. Náš naslouchající geofyzik sice v důsledku nulového průniku spektrálních intervalů vlastních kmitů (10^{-1} – 10^{-4} Hz) a slyšitelného zvuku (10^1 – 10^4 Hz) vlastní kmity patrně neslyší, ovšem jeho dlouhoperiodický seismograf v podzemní štolě již začíná registrovat... Jeden z takových záznamů je zachycen na obr. 1. V tomto případě seismograf zachytil i mnohahodinovou slapovou vlnu, modulovanou zdánlivě vysokofrekvenčními vlastními kmity.

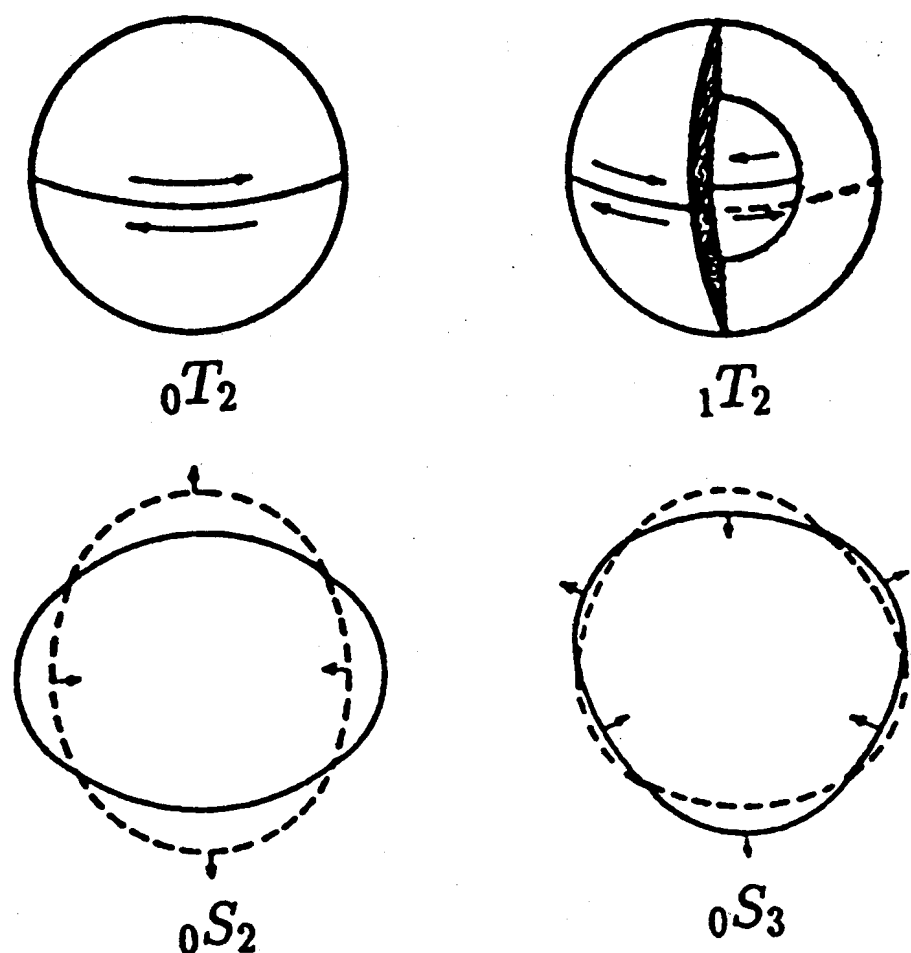
RNDr. LADISLAV HANYK (1967), Doc. RNDr. ZDENĚK MARTINEC, CSc. (1952), Doc. RNDr. CTIRAD MATYSKA, CSc. (1958), Katedra geofyziky MFF UK, V Holešovičkách 2, 180 00 Praha 8.



Obr. 1. Dvacetihodinový záznam vertikálních pohybů zaznamenaných na univerzitní seismické stanici v Berkeley po zemětřesení v Indonésii 19. srpna 1977. Vlna s několikahodinovou periodou je slapového původu.

Vodorovně: čas v hod., svisle: posunutí v μm . Podle [2].

Standardní klasifikace člení kmity sféricky symetrického tělesa podle složek vektoru posunutí do dvou tříd, na kmity toroidální s nulovou vertikální složkou a kmity sféroidální s nenulovými obecně všemi složkami posunutí. Tzv. radiální kmity s nenulovou pouze vertikální složkou jsou speciálním případem kmitů sféroidálních. Uzlovými plochami (plochami s nulovým posunutím) radiálních kmitů jsou koncentrické kulové plochy uvnitř tělesa, průnikem uzlových ploch toroidálních kmitů s povrchem jsou rovnoběžky v soustavě s polární osou procházející bodem počátečního impulsu. Společnou vlastností kmitů je rotační symetrie oscilací kolem polární osy. Nejjednodušší sféroidální kmit, tzv. ${}_0S_0$, představuje cyklické rozpínání a smršťování tělesa, kmit ${}_0S_2$ se pro svůj tvar nazývá fotbalovým módem, kmit ${}_0S_3$ připomíná hrušku (viz obr. 2). Toroidální kmit ${}_0T_2$ znamená protisměrné stáčení severní a jižní polokoule, ${}_0T_n$ protisměrné stáčení každých dvou sousedních z celkových n zón, vymezených $n - 1$ rovnoběžkami. Některé kmity, jako ${}_0S_1$, ${}_0T_1$, nemohou být v izolovaném tělese buzeny, neboť vyjadřují pohyb těžiště nebo otáčení tělesa jako celku.



Obr. 2. Skica tvaru toroidálních módů ${}_0T_2$, ${}_1T_2$ a sféroidálních módů ${}_0S_2$, ${}_0S_3$. Podle [4].

Teoretický základ problému vlastních kmitů sféricky symetrických těles položil S. D. Poisson, zabývající se v roce 1829 radiálními kmity homogenní elastické koule. Širší pohled nabídl roku 1882 H. Lamb prací o obecných elastických vibracích koule, klasifikující už kmity jako toroidální a sféroidální. Následovala další zobecnění teorie, např. pro sebegravitující tělesa (L. Rayleigh, 1906), s vrcholem v práci A. E. H. Lovea (1911), předkládajícím teorii modelu planetárních rozměrů s hloubkově proměnnou hustotou a předpovídajícím periody vlastních kmitů Země, včetně nejdelší hodinové periody. Identifikace vlastních módů ve spektrech seismogramů v šedesátých letech přispěla k dalšímu masívnímu rozvoji teorie, pokrývající dnes už trojrozměrné modely i neelastický útlum, a k rozvoji numerického modelování vlastních kmitů na stále výkonnějších počítačích. Vlastní kmity se osvědčily jako efektivní zdroj informací o hlubokých partiích Země, jak dokládá sféricky symetrický model fyzikálních parametrů zemského nitra, tzv. PREM, odvozený s důrazem na splnění pozorovaných frekvencí vlastních módů.

S tužkou v ruce

Při popisu vln šířících se v hudebních nástrojích vystačíme s poměrně jednoduchým matematickým aparátem. Kmity ve slyšitelné oblasti jsou natolik rychlé, že setrvačná síla je dominantní a nemůže být kompenzována ničím jiným než silou deformační. Ostatní síly, jako síla tíhového pole, jsou zanedbatelné. V takovém případě pohybová rovnice vyjadřuje rovnováhu právě těchto dvou sil. Podstatně složitější je situace s kmity tak velkého tělesa, jakým je Země. Intuitivně je zřejmé, že vlastní kmity Země musejí být vzhledem k jejím rozměrům značně pomalé a relativní deformace velmi malé. Do úvahy proto vstupují další síly, jako první síla tíhová. S ní je však spjat zásadní problém; Země je tělesem sebegravitujícím a rotujícím, tj. zmíněnou sílu sama generuje a při kmitání může své tíhové pole měnit. Mohlo by se zdát, že vliv těchto malých změn je zanedbatelný ve srovnání s vlivem klidového tíhového pole Země. Změny tíhového pole je však nutné uvážit, pokud předpokládáme, že klidové tíhové pole je plně kompenzováno hydrostatickým tlakem uvnitř Země. Odchytky napětí od hydrostatického tlaku, vzniklé při kmitání, vysvětlujeme pomocí elastické reakce zemského tělesa. Z vlnového problému se stává spřažený problém vlnově gravitační, kdy spolu s pohybovou rovnicí řešíme současně i rovnici popisující gravitační pole. Přírozenou vztažnou soustavou, v níž vyjadřujeme pohybovou rovnici, je soustava rotující spolu se Zemí. Ta není inerciální, a tak na kmitající částice zemské hmoty působí ještě síly odstředivá a Coriolisova.

Matematicky lze kmity Země popsat zjednodušenou (linearizovanou) vektorovou pohybovou rovnicí ve tvaru

$$\rho_0 \left[\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \text{grad } \varphi_1 + \text{grad}(\mathbf{u} \cdot \text{grad } \Phi_0) - \text{div } \mathbf{u} \text{ grad } \Phi_0 + 2\boldsymbol{\Omega} \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right] = \text{div } \boldsymbol{\tau}, \quad (1)$$

doplněnou o reologickou vazbu mezi elastickým napětím τ a vektorem posunutí u v podobě tenzorové rovnice

$$\tau = \lambda \operatorname{div} u I + \mu [\operatorname{grad} u + (\operatorname{grad} u)^T]. \quad (2)$$

V rovnicích (1) a (2) veličina ρ_0 popisuje rozložení hustoty v klidovém stavu, Φ_0 odpovídající tíhový potenciál a φ_1 přírůstkový gravitační potenciál generovaný deformacemi tělesa. Skalární funkce λ a μ jsou Laméovy koeficienty, vyjadřující elastické vlastnosti (řekněme pružnost v tahu a smyku), rotace Země je popsána vektorem Ω , I je identický tenzor a horní index T označuje transpozici. K rovnicím (1), (2) přistupuje ještě tzv. Poissonova rovnice pro φ_1 :

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi_1 + 4\pi G \operatorname{div}(\rho_0 u) = 0, \quad (3)$$

kde G je gravitační konstanta. Volný povrch Země implikuje homogenní (nulové) okrajové podmínky pro povrchové složky tenzoru napětí, podobně jako při popisu zvučícího povrchu zvonů nebo konců otevřených varhanních píšťal.

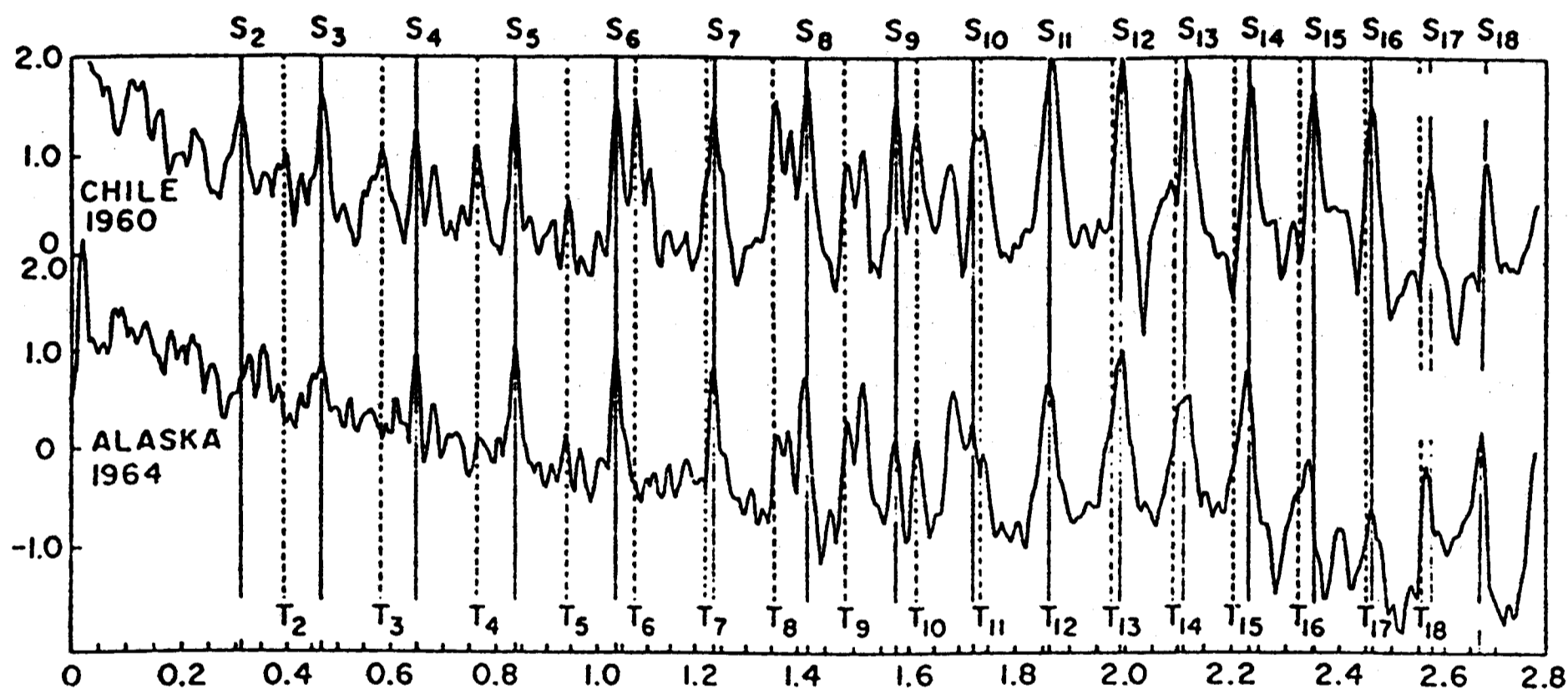
Řešením systému parciálních diferenciálních rovnic (1)–(3) s danými parametry ρ_0 , λ , μ předpovíme neznámé pole posunutí u , soustředěni zvláště na frekvenční informaci v něm obsaženou. Porovnáním předpovězených frekvencí s frekvencemi nalezenými analýzou zaznamenaných vlastních kmitů se třída přijatelných modelů Země výrazně zužuje. Hledání rozmanitých metod, jak získat pravděpodobné profily ρ_0 , λ , μ s co nejlepší shodou syntetických spekter se spektry pozorovanými, nazýváme řešením obrácené úlohy. Obrácené úlohy vůbec jsou a budou $A + \Omega$ globální geofyziky; přinejmenším tak dlouho, než ponorky podobné třeba těm z vizí Julese Verna nepřivezou z hlubin Země jednoznačné odpovědi.

Sférická symetrie a asymetrie

V prvním, už poměrně přesném přiblížení zanedbáváme vliv rotace a Zemi považujeme za kouli, jejíž fyzikální parametry ρ_0 , λ a μ , ovlivňující vlastní kmity, jsou pouze hloubkově závislé. V takovém případě se vektorová pohybová rovnice (1) rozpadá na dvě nezávislé skupiny skalárních parciálních diferenciálních rovnic druhého řádu: jedné rovnice pro toroidální kmity, dvou rovnic pro sféroidální kmity. Poissonova rovnice (3), spřažena pouze s kmity sféroidálními, vstupuje pouze do soustavy pro sféroidální kmity a doplňuje tak tuto soustavu na celkem tři rovnice. Vektor posunutí toroidálních kmitů splňuje totiž podmínku $\operatorname{div} u = 0$, vyjadřující nulovou změnu hustoty; přírůstkový potenciál φ_1 je tak v případě toroidálních kmitů rovněž nulový. To má závažný důsledek při registraci kmitů: zatímco toroidální kmity lze pozorovat jen pomocí dlouhoperiodických seismografů, sféroidální kmity ovlivňují i gravimetrická měření.

V případě kmitů, kdy vektor posunutí závisí pouze na jedné prostorové proměnné, jak je tomu u strun nebo ve sloupcích vzduchu varhanních píšťal, rozvíjíme hledanou veličinu do goniometrické řady; délka struny nebo otevřené píšťaly je polovinou vlnové

délky základního členu řady. Rozvoj kmitů Země jako třírozměrného tělesa je přiměřeně komplikovanější. Pro popis závislosti v úhlovém směru, vyjádřeném úhly ϑ, φ , svázanými s geocentrickou šířkou a délkou, volíme analogický rozvoj do tzv. kulových funkcí $Y_n(\vartheta, \varphi)$. V řešení našeho problému je podstatné, že po dosazení těchto rozvoju na místa složek posunutí u , složek tenzoru napětí τ a přírůstkového gravitačního potenciálu φ_1 dostaneme pro každý člen rozvoje, který je dán tzv. úhlovým číslem neboli stupněm n , samostatnou obyčejnou diferenciální rovnici v případě toroidálních kmitů či soustavu tří obyčejných diferenciálních rovnic v případě sféroidálních kmitů. Řešení těchto obyčejných diferenciálních rovnic, jimiž jsou neznámé funkce radiální proměnné r , lze pro pevné n chápat opět jako rozvoj, tentokrát ve funkcích r . Tento rozvoj obecně nelze určit analyticky, tvar řešení se určuje numerickou integrací. Celkově je tedy výsledná řada řadou dvojnou; sčítá se nejen přes úhlové číslo n , ale i přes číslo ℓ , někdy nazývané hloubkovým. Každý člen této řady představuje samostatný kmit, charakterizovaný časovou periodou, pro kterou má pohybová rovnice nenulové řešení. Toroidální, resp. sféroidální kmity, odpovídající jednotlivým členům řady, bývá zvykem značit ${}_{\ell}T_n$, resp. ${}_{\ell}S_n$, v souladu se značením základních kmitů zmíněných už v úvodu.

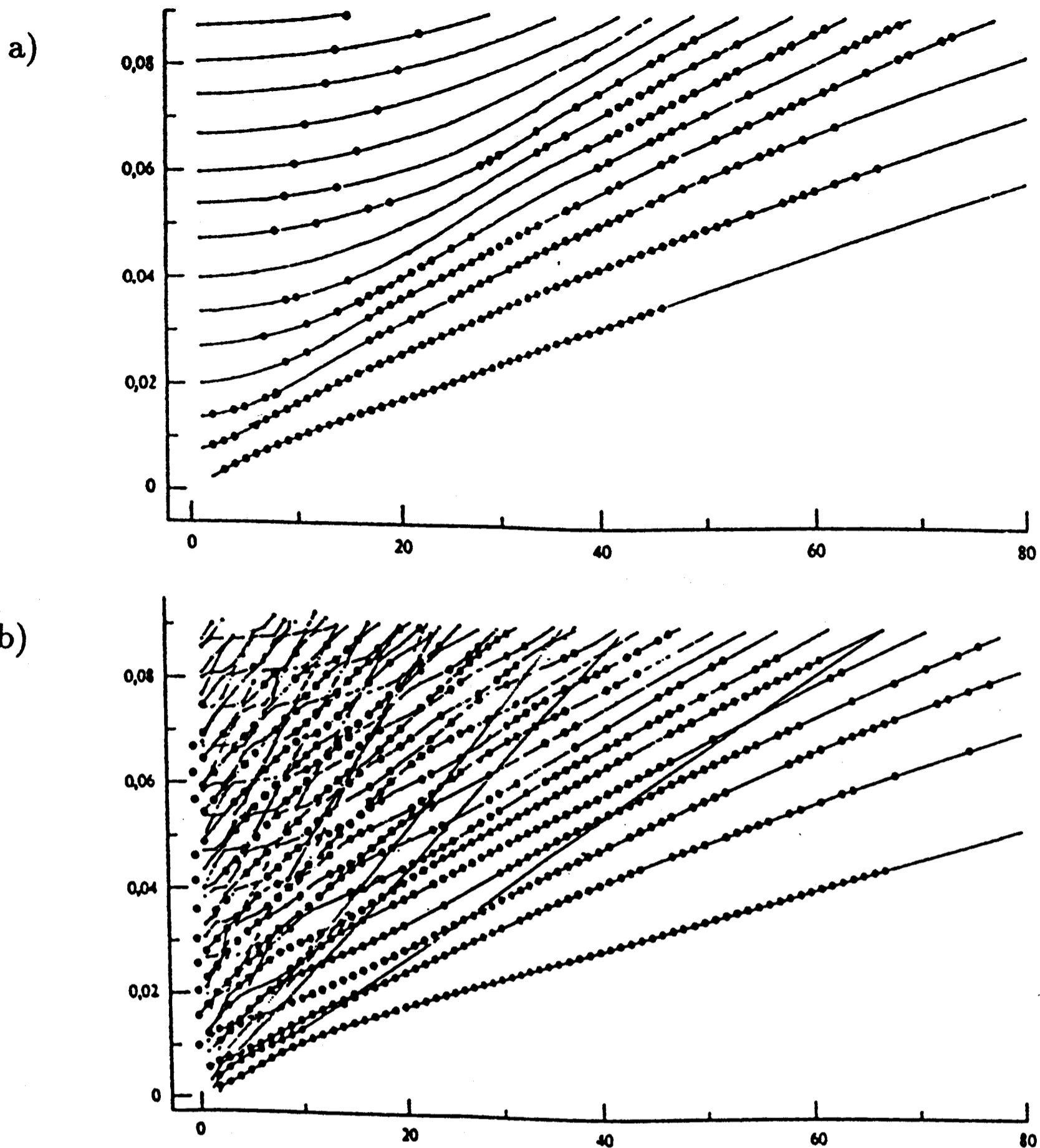


Obr. 3. Fourierovo spektrum vlastních módů historických zemětřesení v Chile a na Aljašce. Svislé čáry značí frekvence módů ${}_{0}T_n, {}_{0}S_n$.

Vodorovně: frekvence v mHz, svisle: relativní amplitudy. Podle [5].

Obr. 3 zachycuje část Fourierova spektra (viz dále) zmíněného chilského a aljašského zemětřesení. Frekvence jednotlivých pozorovaných kmitů, připravené z širší kolekce záznamů, jsou shrnuty na obr. 4. Kmit ${}_{0}S_2$ má délku periody téměř 54 minut a je tak nejdelší. Za povšimnutí stojí, že některé kmity, ač teoreticky předpovězeny, nejsou takřka pozorovatelné. Takovým kmitem je například základní toroidální kmit ${}_{0}T_2$. Jedná se patrně o podobný efekt jako u varhanních píšťal s potlačeným základním harmonickým tónem, tzv. přefukujících píšťal, znějících obvykle o oktávu výše než by odpovídalo jejich délce.

Zajímavé je také sledovat rozložení energie jednotlivých vlastních kmitů s měnící se hloubkou v Zemi. To je možné pouze s teoretickými modely, neboť přímá pozorování

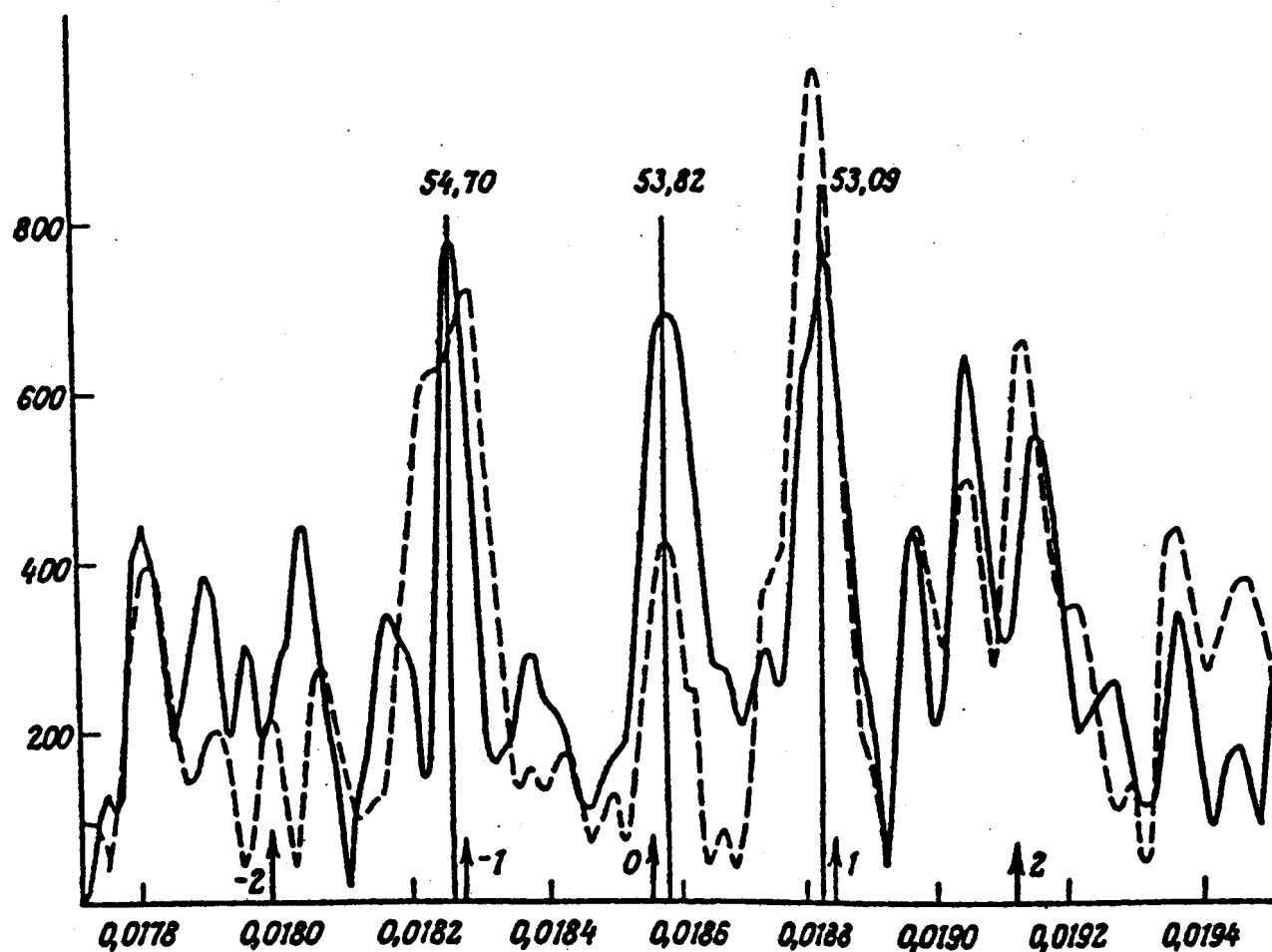


Obr. 4. Pozorované frekvence významných a) toroidálních, b) sféroidálních vlastních kmitů. Linie spojují frekvence kmitů se stejnými hloubkovými čísly. Vodorovně: úhlové číslo n , svisle: úhlová frekvence v rad/s. Podle [1].

jsou prakticky omezena na zemský povrch. Obecně lze říci, že s rostoucí frekvencí se více a více kinetické energie kmitů koncentruje v podpovrchových partiích Země; fyzik takové chování nazývá skinefektem. Vlastní kmity Země tak přecházejí v povrchové vlny, toroidální kmity v Loveovy vlny, sféroidální kmity v Rayleighovy vlny. Samozřejmě není náhodou, že oba typy povrchových vln nesou jména již zmíněných klasiků teorie vlastních kmitů.

O obecných modelech Země, které nejsou sféricky symetrické, jen krátce. Ze středoškolské chemie či vysokoškolské atomové fyziky je znám pojem degenerovaný multiplét. Jde o skupinu spektrálních čar (singletů) postižených ztrátou identity, vyčkávacích vhodné příležitosti k jejímu znovunabytí. Je-li multipletem energetická hladina (frekvence vyzařování) sféricky symetrického atomu a vhodnou příležitostí přiložení vnějšího magnetického pole, hovoříme o Zeemanově jevu. Je-li multipletem vlastní kmit sféricky symetrického modelu Země a vhodnou příležitostí obohacení modelu

o rotaci, laterální (tj. horizontální) nehomogenity parametrů či topografii povrchu a vnitřních rozhraní, hovoříme o štěpení vlastních kmitů Země; detailní tvar úseku spektra kolem kmitu ${}_0S_2$ je pro ukázkou vyneseno na obr. 5. V obou případech se jedná o narušení sférické symetrie nesférickou perturbací; výsledkem je štěpení multipletů a komplikovanější spektrum. Charakteristický rozměr fyzikálního jevu, nanometry v prvním případě a tisíce kilometrů v případě druhém, jak vidno, v tomto opusu part nehraje.



Obr. 5. Štěpení sféroidálního multipletu ${}_0S_2$. Plná čára je částí Fourierova spektra téměř měsíc dlouhého záznamu vlastních kmitů Země po chilském zemětřesení, přerušovaná čára je spektrem záznamu o poloviční délce. Periody tří dominantních singletů jsou udány v minutách. Šipky při vodorovné ose označují teoretické frekvence prvků multipletu rozštěpeného pouze vlivem rotace.

Vodorovně: frekvence v min^{-1} , svisle: relativní amplitudy. Podle [2].

Od času k frekvencím

Dlouhoperiodický časový signál $f(t)$, $t \geq 0$, je výhodné popsat řadou tlumených goniometrických funkcí (tlumených harmonik), např.

$$f(t) = \sum_k A_k \cos(\omega_k t + \Phi_k) e^{-\alpha_k t}, \quad (4)$$

kde A_k je počáteční amplituda, Φ_k fáze, ω_k úhlová frekvence a α_k útlum k -tého členu řady.

Běžným příkladem elastických vlastních módů je chvění zvonu. Udeříme-li do zvonu, slyšíme zvuk složený z řady tónů, jejichž frekvence a útlum charakterizují akustické vlastnosti zvonu. Každý jednotlivý zvuk závisí ovšem také na síle a způsobu úderu

do zvonu. Čím větší silou udeříme, tím větší bývá amplituda oscilací, zvon více zní; vhodně vedeným úderem můžeme naopak vybudit jen některé harmoniky. Vrátime-li se k vlastním kmitům Země, pak ω_k a α_k popisují charakteristické vlastnosti zemského nitra, zatímco A_k a Φ_k ukazují na vlastnosti zemětřeseného zdroje. Útlum α_k bývá vyjadřován pomocí faktoru kvality Q_k ,

$$\alpha_k = \frac{\omega_k}{2Q_k}. \quad (5)$$

Je-li faktor Q_k velký, je útlum α_k malý a kmitání trvá dlouho, v opačném případě jsou oscilace rychle tlumeny. Hodnoty Q_k vlastních kmitů Země leží v intervalu 100 až 6000, což je hodnota dostatečná, aby $\alpha_k \ll \omega_k$, a tlumení kmitů je tedy slabé.

Ze záznamu zemětřesení na obr. 1 je zřejmé, že jednotlivé tlumené harmoniky nerozliší ani cvičené oko. Vidíme pouze interferenční obraz mnoha tlumených harmonik. Standardní cestou k rozlišení individuálních kmitů je frekvenční analýza časového signálu $f(t)$; Fourierovým spektrem časové funkce $f(t)$ nazveme komplexní funkci úhlové frekvence ω ,

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (6)$$

Uvažme nyní jeden člen časového signálu (4) ve tvaru

$$c_k(t) = \begin{cases} \cos(\omega_k t) e^{-\alpha_k t} & \text{pro } t \geq 0, \\ 0 & \text{pro } t < 0. \end{cases} \quad (7)$$

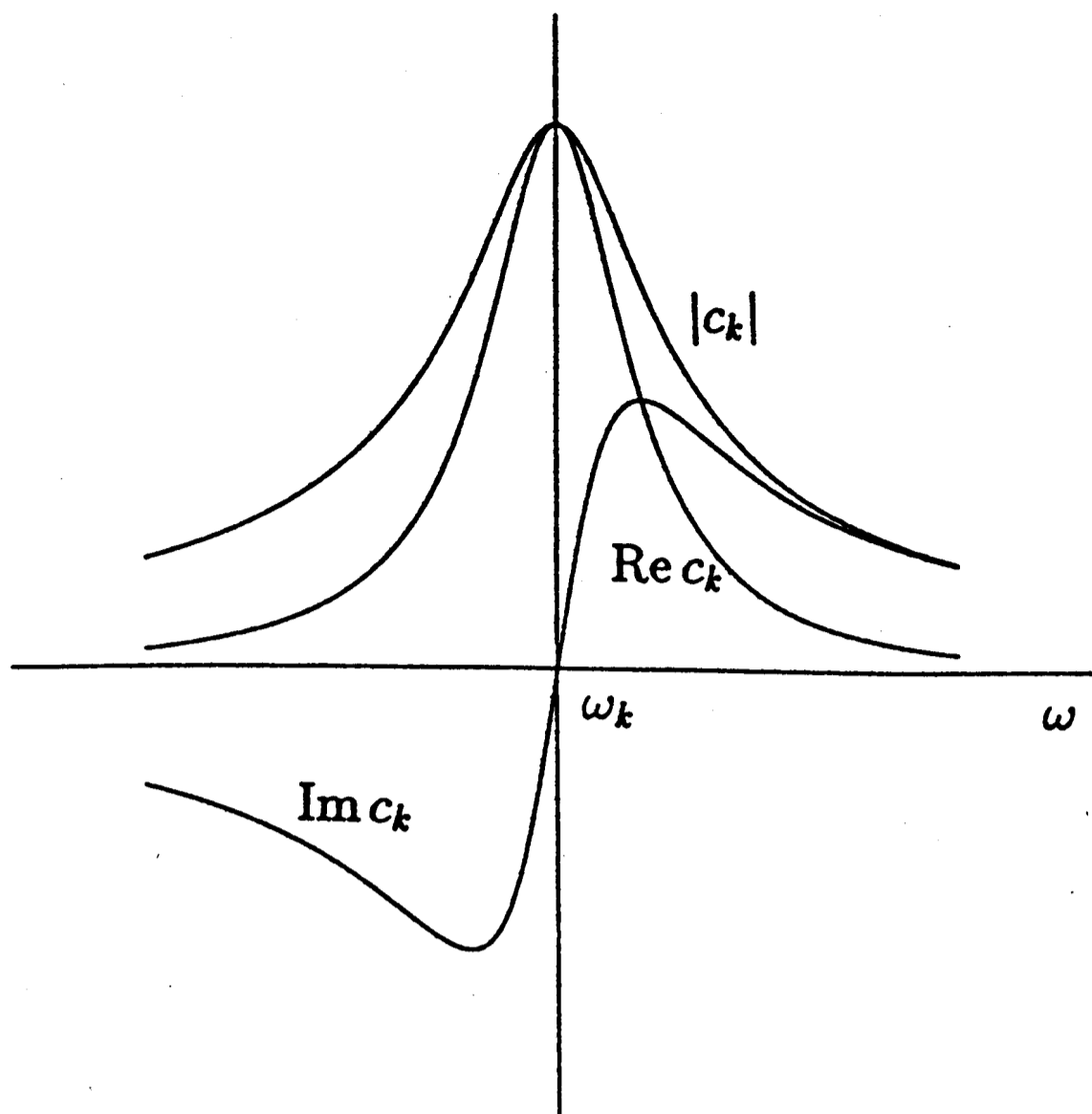
Transformací (6) dostáváme

$$\begin{aligned} c_k(\omega) &= \int_0^{\infty} \cos(\omega_k t) e^{-\alpha_k t} e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} (e^{i\omega_k t} + e^{-i\omega_k t}) e^{-\alpha_k t} e^{-i\omega t} dt = \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\alpha_k - i(\omega_k - \omega)} + \frac{1}{\alpha_k + i(\omega_k + \omega)} \right] \simeq \frac{1}{2} \frac{1}{\alpha_k - i(\omega_k - \omega)} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\alpha_k}{\alpha_k^2 + (\omega_k - \omega)^2} + \frac{i}{2} \frac{\omega_k - \omega}{\alpha_k^2 + (\omega_k - \omega)^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

V druhém řádku jsme zanedbali druhý sčítanec, nabývající pro kladné frekvence v okolí ω_k malých hodnot ve srovnání s prvním sčítancem (α_k je malé). Průběh modulu, reálné a imaginární části $c_k(\omega)$ s charakteristickým vrcholem, tzv. píkem, je znázorněn na obr. 6.

Spektrum seismogramu (obr. 3) je dáno složením podobných spekter, centrovaných na různých frekvencích. Výsledný tvar je však komplikován několika efekty. Za prvé, z rovnice (8) plyne, že pološířka spektrálního píku je přímo úměrná útlumu α_k ; čím méně tlumený mód, tím užší spektrální pík. Za druhé, spektrální pík $c_k(\omega)$ netlumeného signálu (tj. s $\alpha_k = 0$) ubývá jako $1/|\omega_k - \omega|$, což je pouze 6 dB na oktávu, píky tlumených signálů ubývají ještě pomaleji. Separace kmitů s blízkými frekvencemi je proto na reálných záznamech značně ztížena.

Dalším problémem je konečná délka záznamu. Fourierovo spektrum funkce $c_k(t)$ omezené na interval $0 \leq t \leq T$ nemá pouze jeden spektrální vrchol na hledané



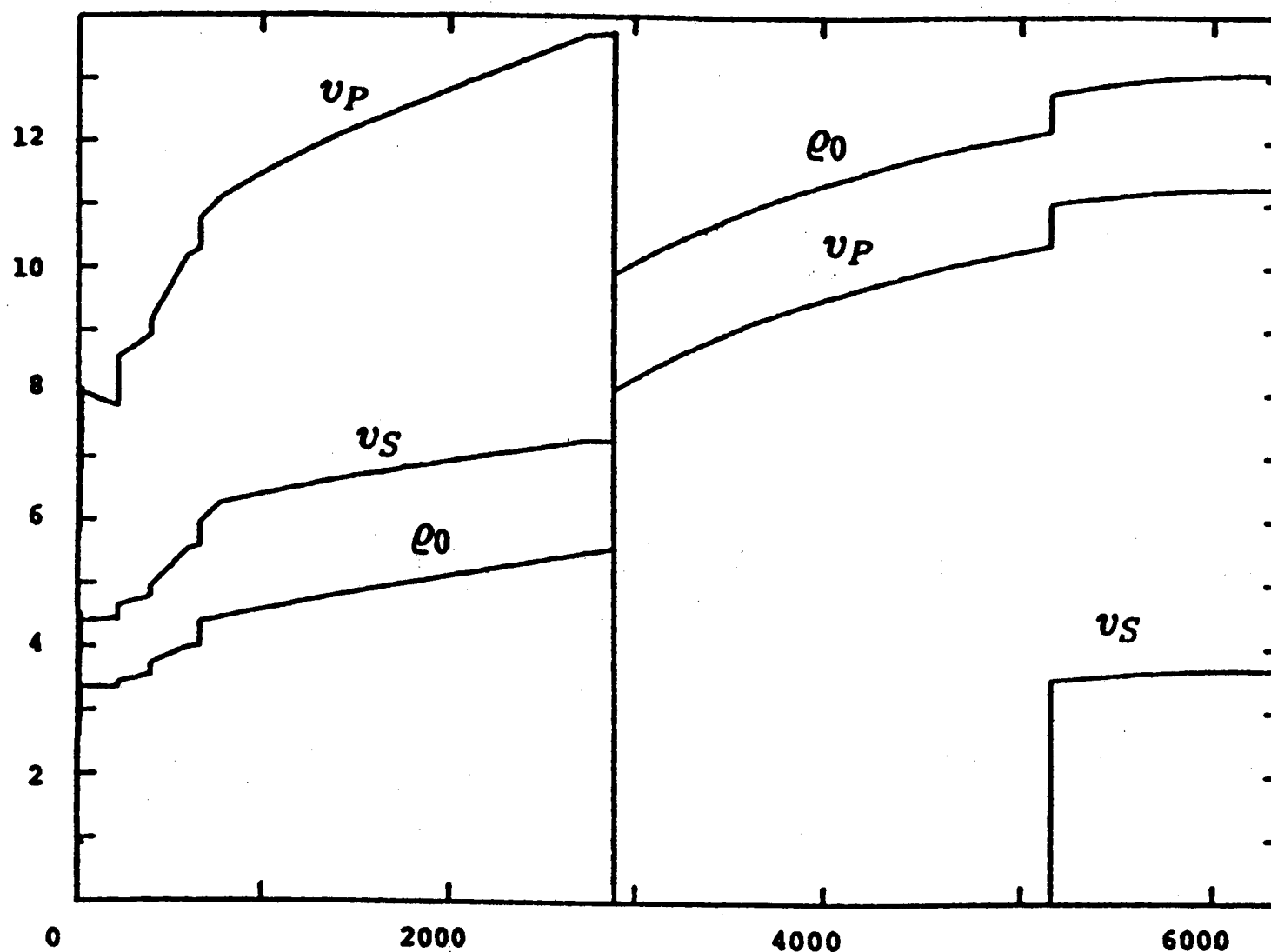
Obr. 6. Modul $|c_k|$ a reálná a imaginární část $c_k(\omega)$, viz text.
Vodorovně: úhlová frekvence, svisle: amplitudy.

frekvenci ω_k , ale obsahuje také řadu postranních, falešných píků. Energie kmitu s frekvencí ω_k je tak rozprostřena i na frekvence postranních laloků. Tento jev bývá nazýván prosakováním energie. K jeho potlačení je třeba zvolit spektrální metodu tlumící postranní laloky, současně je však nutno žádat co nejužší centrální pík, aby nebylo snižováno spektrální rozlišení. Tyto dva požadavky nelze z principu splnit současně, ale je třeba zvolit optimální kompromis. Hledáním tohoto kompromisu se zabývá tzv. teorie odhadu výkonové spektrální hustoty.

A jak s akordy?

Historie představ o stavbě Země je stará tisíce let. Omezíme-li se na dvě poslední desetiletí, pak jedním z konkrétních vyjádření těchto představ je sféricky symetrický model publikovaný v roce 1981 pod názvem PREM (Preliminary Reference Earth Model). Tento model je výsledkem dlouhodobé snahy vytvořit obecně přijatelné reprezentanty dvou, bohužel vzájemně neslučitelných, tříd modelů: modelu co nejjednoduššího a modelu co nejpřesnějšího. PREM patří k těm jednodušším a je dnes z těch nejužívanějších. Vstupními daty této velkolepé obrácené úlohy byly základní astronomicko-geodetické údaje (poloměr, hmotnost, moment setrvačnosti Země), kolekce téměř dvou miliónů časů příchodu podélných a příčných prostorových vln, poznamenaná však značně nestejným rozložením epicenter zemětřesení i registračních stanic, a poprvé kolem tisíce frekvencí vlastních kmitů. PREM poskytuje hustotu ρ_0 , dva elastické parametry (rychlosti podélných a příčných seismických vln v_P , v_S , spojené s parametry λ , μ jednoduchým přepočtem) a faktor kvality Q jako po částech polynomiální funkce nejvýše třetího stupně. Jednotlivé vrstvy korespondují s vnitřním a vnějším jádrem,

pláštěm s významnými diskontinuitami v hloubkách 400 a 670 km, tzv. zónou nízkých rychlostí nad rozhraním v 220 km, litosférou se spodní a svrchní kůrou a oceánskou vrstvou. PREM je dnes vřele přijímán geofyzikální veřejností; všeobecný optimismus je podporován očekáváním, že jeho případné odchylky od skutečných hodnot nepřekročí nejvýše několik procent. Průběh hustoty ρ_0 a rychlostí v_P , v_S jako funkce hloubky je vyneseno na obr. 7.



Obr. 7. Průběh hustoty ρ_0 a rychlostí v_P , v_S sféricky symetrického modelu Země PREM. K největším skokům zobrazených veličin dochází na rozhraní pláště a jádra v hloubce 2891 km.

Vodorovně: hloubka v km, svisle: hustota v tisících kg/m^3 , rychlosti v km/s. Podle [3].

Popis Země jako spojitého prostředí, předpjatého v důsledku svých rozměrů svou vlastní gravitační silou, je kvalitním stavebním základem nejen pro teorii vlastních kmitů. Stačí přidat vnější gravitační pole a týmiž rovnicemi se počítají slapové efekty, tedy deformace Země vlivem Měsíce, Slunce a ostatních vesmírných těles (mimocho-dem, vyjadřované bezrozměrnými tzv. Loveovými čísly — A. E. H. Love potřetí). Stačí zaměnit elastickou reologii (2) za reologii viskoelastickou a místo slapů se modeluje dosud měřitelný (v cm/rok) výzdvih oblastí (Kanady, Antarktidy, Skandinávie) stlačených mohutnými ledovci za doby ledové před více než deseti tisíci lety. A tak jedni modelují minutové vlastní kmity, druzí měsíční slapové vlny, třetí tisícileté relaxační časy postglaciálního výzdvihu a všichni dohromady se pokoušejí porozumět Zemi, jakkoliv jsou její akordy určeny pro jinou registrační aparaturu, než jakou je lidské ucho.

Poděkování. Autoři jsou zavázáni doc. RNDr. Jiřímu Zahradníkovi, CSc., za četné podněty napomáhající zvýšit přesnost, srozumitelnost a čtivost textu.

L i t e r a t u r a

- [1] AKI, K., RICHARDS, P. G.: *Quantitative Seismology*. San Francisco, W. H. Freeman and Co. 1980.
- [2] BOLT, B. A.: *Inside the Earth*. San Francisco, W. H. Freeman and Co. 1982.
- [3] DZIEWONSKI, A. M., ANDERSON, D. L.: *Preliminary Reference Earth Model*. *Phys. Earth Planet. Inter.* 25 (1981), 297.
- [4] FOWLER, C. M. R.: *The Solid Earth*. Cambridge University Press 1990.
- [5] JACOBS, J. A.: *A Textbook on Geonomy*. London, Adam Hilger 1974.

Výtvarné umění a výuka fyziky

aneb

O vymítání humanizace humanizací

Jiří Langer a Zdeňka Pinkavová, Praha

Jedním z hesel diskusí o reformách školství se stala humanizace výuky. Přírodovědci, jmenovitě z exaktních oborů, ji přijímají tak trochu s rozpaky. Ne proto, že by měli něco proti výchově v duchu např. Masarykových „Ideálů humanitních“, nýbrž pro mnohoznačnost a tendenčnost, které slovo „humanismus“ a jeho odvozeniny skrývají. V obecném povědomí bývají disciplíny „nehumanitní“ totiž často chápány jako „nehumánní“, protilidské, právě v důsledku tendenční terminologie. To je stejně nepodstatné, jako kdybychom list „L'Humanité“ automaticky pokládali za oddanější ideálům lidství než např. „Le Monde“ jen pro jeho název (v této souvislosti nás může upoutat náhoda, že v Trávníčkově Slovníku jazyka českého stojí heslo „humánní“ před slovem „humbuk“).

V kulturní historii se jako humanismus označuje myšlenkový proud, který „spolu s usilovným studiem antické kultury více obracel pozornost k člověku a jeho pozemskému životu“. Jeho raný představitel Dante vložil Odysseovi do úst slova „člověk tu není,

Doc. RNDr. JIŘÍ LANGER (1939) je docentem teoretické fyziky na katedře teoretické fyziky MFF UK, V Holešovičkách 2, 180 00 Praha 8.

Mgr. ZDEŇKA PINKAVOVÁ (1971) je učitelkou na ZŠ Ústavní 400, 180 00 Praha 8.

Základem článku byla seminární práce Z. P. k přednášce J. L. „Fyzikální obraz světa“ na MFF UK s částečnou finanční podporou Fondu rozvoje vysokých škol grantem FR-0710.