

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Tomáš Halenka

Zahrnutí atmosférického prachu do 2-D klimatického modelu

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 43 (1998), No. 2, 139--150

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137541>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1998

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Zahrnutí atmosférického prachu do 2-D klimatického modelu

Tomáš Halenka, Praha

1. Úvod

Většina experimentů s dvojrozměrným klimatickým modelem Katolické univerzity v Louvain-la-Neuve (LLN) řešila problém vlivu změn orbitálních charakteristik Země na oběžné dráze kolem Slunce na vývoj klimatického systému v dávné minulosti, zvláště pak se zabývala studiem poslední doby ledové a meziledové. Abychom získali ucelené informace o působení možných klimatotvorných činitelů, je žádoucí vedle zmíněného astronomického vlivu a vlivu skleníkových plynů uvažovat i působení atmosférického prachu jako významné součásti přirozeného atmosférického aerosolu. Jde především o prach vířený nad suchými oblastmi Země, jistý význam by mohl být přisouzen i prachu, který se do atmosféry dostává během období intenzivnější vulkanické činnosti. V troposféře představuje prach druhou nejvýznamnější složku atmosférického aerosolu po částicích mořské soli a zvláště ve velikostech $0,1\ \mu\text{m}$ až $10\ \mu\text{m}$ je transportován v atmosféře na značné vzdálenosti. Přitom především částice těchto velikostí významně působí prostřednictvím změn radiační bilance na klima. Krátkovlnná oblast, tj. sluneční záření, je ovlivněna hlavně změnou albeda, dlouhovlnná oblast, tedy tepelné vyzařování, je modifikována absorpcí. Vzhledem k tomu, že účinky v dlouhovlnné oblasti jsou u prachu omezeny především na výšky nízko nad zemským povrchem a navíc i rozpustné částice kontinentálního aerosolu vykazují malou absorptivitu (WCRP [24]), může zde být tento vliv nadále zanedbán.

Správné zahrnutí radiačního účinku prachu a aerosolů vůbec do klimatického modelu je tedy důležitým úkolem při současném modelování klimatických změn, a to jak těch odehrávajících se v dobách dávno minulých, tak i při studiu antropogenních problémů dnešní doby. K tomu jsou ale nezbytné další, podrobnější informace charakteru makrofyzikálního (rozložení v atmosféře, složení aerosolu, vlhkost) i mikrofyzikálního charakteru (spektrum částic, index lomu v závislosti na vlnové délce). Vzhledem k výpočetní náročnosti řešení atmosférických modelů se obvykle vychází z dlouhodobějších pozorování a odvozených parametrizací, pokud jde ovšem o pokusy o dlouhodobější modelování, mezi něž patří paleoklimatické studie vývoje klimatického systému v posledních dobách ledových, přichází ke slovu opět model. Ten totiž umožní

RNDr. TOMÁŠ HELENKA, CSc. (1959), je odborným asistentem katedry meteorologie a ochrany prostředí MFF UK, V Holešovičkách 2, Praha 8.

Článek vznikl za spolupráce s Institut d'Astronomie et de Géophysique G. Lemaître, Université Catholique de Louvain, 2 Chemin du Cyclotron, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique.

uvažovat i změny obsahu prachu v atmosféře v závislosti na změnách rychlosti větru, vlhkosti půdy apod., tedy faktorech velmi úzce souvisejících se zdroji, transportem a depozicí prachu, a poskytne nám informaci o rozložení prachu v atmosféře za různých klimatických podmínek. Máme tedy formulovány dva úkoly: prvním je řešit model, který ve spojení s příslušným klimatickým modelem umožní stanovit kvantitativně rozložení prachu v atmosféře a bude schopen reagovat na klimatické změny, a druhým je vlastní řešení radiačního působení prachu v klimatickém modelu samotném.

V poslední době bylo uskutečněno několik pokusů o simulaci prachu v atmosféře 3-D modely všeobecné cirkulace (Joussaumeová [13], Tegen a Fung [21]). Tyto modely umožňují studovat příměsi v atmosféře a jejich vliv na klima, jsou však poměrně složité a tedy výpočetně náročné, takže jejich použití pro dlouhodobé paleosimulace je velmi omezené. Proto jsme na základě modelu Joussaumeové [13] formulovali model dvourozměrný, který pracuje ve spojení s 2-D klimatickým modelem LLN podle Galléa et al. [8]. Jde o model, který připouští změny proměnných s výškou a zeměpisnou šířkou, pracuje tedy pouze se zonálními průměry v příslušných rovnoběžkových pásech s tou výjimkou, že rozlišuje mezi pevninou a oceánem. Z hlediska dynamického je značně jednodušší než 3-D modely, neboť je založen na kvazi-geostrofické aproximaci rovnice potenciální vorticity, což znamená, že prakticky uvažuje pouze nedivergentní zonální složku rychlosti proudění, tedy proudění podél rovnoběžek. Přitom ovšem umožňuje zahrnout složité vazby mezi složkami klimatického systému a byl již mnohokrát v takových studiích testován.

2. Formulace prachového modelu

Standardní metoda zahrnutí příměsí v atmosféře do atmosférického modelu využívá rovnici kontinuity. V našem případě za předpokladu zdrojů s_d a „propadů“ r_d na pravé straně můžeme psát v zeměpisných souřadnicích λ , φ a vertikální souřadnici tlaku p s odpovídajícími složkami rychlosti větru u , v a ω

$$\frac{\partial q_d^*}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial q_d^* u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \frac{\partial q_d^* v}{\partial \varphi} + \frac{\partial q_d^* \omega}{\partial p} = s_d - r_d \quad (1)$$

(a je poloměr Země), kde jsme využili transformace podle Kasahara [15] a substituce $q_d^* = q_d/\varrho$ (q_d je směšovací poměr prachu, ϱ hustota vzduchu), čímž dostáváme rovnici v patřičném tvaru podobně jako Toon et al. [22]. Abychom byli konzistentní s 2-D dvouvrstvou kvazi-geostrofickou aproximací (Galléa et al. [8]), průměrujme (1) podél rovnoběžek, tj. s využitím vztahu $\{\dots\} = 1/2\pi \int_0^{2\pi} \dots d\lambda$. To vede na difuzní rovnici, kde koeficienty horizontální difuze předpokládáme rovné koeficientům K použitým v rovnici potenciální vorticity samotného atmosférického modelu, tedy

$$\frac{\partial \bar{q}_d}{\partial t} - \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \cos \varphi K \frac{\partial \bar{q}_d^*}{\partial \varphi} = \bar{s}_d - \bar{r}_d - \frac{\partial \bar{q}_d^* \bar{\omega}}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial p} K_p \frac{\partial \bar{q}_d}{\partial p}. \quad (2)$$

Tak máme levou stranu této rovnice ve tvaru velmi podobném atmosférickému modelu a můžeme tedy aplikovat i podobné schéma jejího řešení. K_p je koeficient vertikální difuze.

3. Parametrizace zdrojů prachu

Zdrojové členy pravé strany rovnice (2) parametrizujeme podle Joussaumeové [13]. Běžně použité vyjádření pro tok prachu od zemského povrchu v p -systému dává

$$s_d = \frac{g}{\Delta p} C_d \beta_d (1 + |u_a|) (q_{ds} - q_{da}), \quad (3)$$

kde g je tíhové zrychlení, Δp tloušťka spodní tlakové vrstvy modelu a $C_d = 1,35 C_D$, kde C_D je koeficient drsnosti (Businger et al. [6]), jehož hodnoty se předpokládají 7×10^{-3} a $5,24 \times 10^{-3}$ pro kontinent v zimě, resp. v létě, a podobně pro oceán $1,4 \times 10^{-3}$, resp. $1,07 \times 10^{-3}$. β_d je bezrozměrný parametr, který udává plošný podíl prašných zdrojů na celkové ploše kontinentu v příslušném rovnoběžkovém pásu a o jehož stanovení v závislosti na stavu klimatického systému pojednáme později. Minimální hodnota zonálního přízemního větru $u_a = 1$ m/s se předpokládá pro zabezpečení minimálního turbulentního toku prachu, stanovení velikosti přízemního proudění pro potřeby prachového modelu bude popsáno v 3.2. Pokud jde o hodnoty směšovacího poměru, q_{ds} jako hodnota v těsné blízkosti zemského povrchu je parametrizována podle Nicklinga a Gilliese [17], viz 3.3, zatímco q_{da} je běžná hodnota na úrovni anemometru, tedy 10 m, která je v modelu určena mocninným profilem analogicky jako profil vodní páry v modelu klimatickém, tedy

$$q_{da} = q_{750} \left(\frac{p_{750}}{p_{1000}} \right)^{-\lambda}. \quad (4)$$

Zde λ je klimatický parametr podle Oorta [18] většinou nabývající hodnot kolem 3. Tento způsob je ovšem užit pouze v oblastech prašného zdroje, zřejmě (viz např. Westphal et al. [23]) nelze předpokládat podobný profil v oblastech bez prašných zdrojů, kde $\lambda = 0$ poskytuje přijatelnější hodnoty, nehledě na oblasti nad oceánem, kde naopak nejlépe vyhovuje profil inverzní.

3.1. Charakteristika zdrojových oblastí

Vzhledem k tomu, že se zabýváme pouze přirozenými plošnými zdroji prachu, musíme, jak již bylo dříve uvedeno, stanovit velikost části povrchu Země, resp. kontinentální části, ze které se za daných atmosférických a půdních podmínek může prach uvolňovat. Bodové zdroje dané např. sopečnou činností v této studii neuvažujeme, i když za jistých okolností jistou omezenou úlohu mohou hrát. Pro prvotní formulaci jsme použili hodnoty vyplývající z pozorování a stanovili tak poměr zdrojové části území podle ploch oblastí pouští a polopouští, avšak bylo zřejmé, že pro účely dlouhodobých simulací, kdy mají být zachyceny důležité vazby klimatického systému, aby se jako takový mohl sám pokud možno přirozeně vyvíjet, je nezbytné definovat tyto oblasti s použitím výstupů klimatického modelu. Pro takové stanovení se hodí parametr WAF (water availability factor), který je v klimatickém modelu vyhodnocován a je k dispozici v každém časovém kroku i pro všechny rovnoběžkové pásy. Je založen na bilanci vody

na povrchu půdy, roven 0, je-li půda úplně vysušena, a 1 v případě nasycení. Jako nejlepší tvar závislosti podílu prашné plochy se osvědčil poměrně jednoduchý vztah

$$\beta_d = 0,48 \cos(\sqrt{\text{WAF}} \pi) + 0,50, \quad (5)$$

který předpokládá, že i v úplně vyschlé půdě zůstane jistá část neprašná a naopak. Je třeba poznamenat, že tento vztah by jistě mohl být dále zdokonalován, nabízí se například modifikace respektující vegetační pokryv v návaznosti na model vegetace apod. Samozřejmě je tato závislost použita pouze pro půdu bez ledového nebo sněhového krytu a rovněž nad oceánem se nepředpokládá žádný prachový zdroj.

3.2. Stanovení přízemní rychlosti větru

Protože daný klimatický model dává zvláště v tropické oblasti nerealisticky slabý přízemní vítr a navíc pouze průměrná zonální složka není tou správnou rychlostí, v jejímž důsledku dochází k erozi půdy, bylo potřeba provést jistou korekci, abychom dostali realistický tok prachu od zemského povrchu. Opět se nabízí analogie mocinného profilu použitého v klimatickém modelu pro vodní páru, pro vítr ovšem inverzního. Tak můžeme počítat velikost erozivní rychlosti

$$u_a = u_{750} \left(\frac{p_{750}}{p_{1000}} \right)^\lambda, \quad (6)$$

což sice nedává pro oblast nižších zeměpisných šířek typickou letní východní složku přízemního větru, ale v absolutní hodnotě daleko lépe vystihuje erozivní účinky větru. Konečnou hodnotu erodujícího větru pak dostáváme kombinací takto získaných rychlostí a původní modelové rychlosti s patřičnými šířkovými vahami.

3.3. Primární mobilizace prachu

Věnujme nyní pozornost parametrizaci prvotního zviření prachu, které je zdrojem hodnoty směšovacího poměru ve vrstvě těsně u zemského povrchu. Podle Gilletteho [10] je možné použít empirického vztahu

$$q_{ds} = 7,99 \times 10^{-6} u_*^2 / \rho, \quad (7)$$

tj. mocinné funkce frikční rychlosti u_* , která může být vyjádřena jako

$$u_* = \sqrt{C_D} |u_a|. \quad (8)$$

Obvyklá hodnota exponentu se pohybuje v závislosti na typu půd a kvalitě povrchu kolem 2, jak ukazují experimenty ve větrném tunelu, viz např. Nickling a Gillies [17]. Použité hodnoty regresního vztahu jsou hodnoty pro přirozené pouštní oblasti, které budou patrně nejlépe odpovídat hlavním zdrojům atmosférického prachu na

Zemi. Tento vztah přitom vychází z přibližně kubické závislosti toku prachu zvířeného prouděním při zemi, proti Gillettemu [10] jsme ovšem zanedbali zahrnutí „mezí“ rychlosti, neboť naše modelové proudění je vlastně průměrované bez krátkoperiodických statistických fluktuací, které jsou důvodem pro uvažování vlivu mezní rychlosti. Spojení mobilizace prachu do atmosféry s průměrnými hodnotami proudění je zřejmou nevýhodou metody, protože velká část zdrojových procesů je spojena s turbulencí a nárazovitostí větru. Abychom tuto chybu snížili, opravili jsme již uvedený vztah s použitím statistických informací o rozložení větru. Ukazuje se, že ve skutečnosti nenormální rozložení s jistou deformací pro vyšší rychlosti lze pro naše účely dobře aproximovat normálním rozložením se směrodatnou odchylkou mezi $0,3 u_a$ až $0,5 u_a$, což je v dobrém souladu s pozorováním větru v rozsahu hodnot modelového proudění. Máme tedy konečný vztah pro přízemní hodnotu směšovacího poměru atmosférického prachu ve tvaru

$$q_{ds} = 7,99 \times 10^{-6} u_*^2 (1 + \frac{1}{6} u_a) / \rho. \quad (9)$$

4. Vertikální přenos

Z principů modelu vyplývají dva mechanismy vertikálního přenosu. Jedním z nich je transport v důsledku vertikální rychlosti, která se v modelu počítá v prostřední hladině mezi oběma vrstvami. Vzhledem ke kvazi-geostrofické aproximaci se ovšem tato rychlost zdá být, zvláště v tropické oblasti, podceňena. Navíc její roční chod neodpovídá příliš ani letním konvektivním obdobím ve vyšších zeměpisných šířkách. Proto byla odvozena tzv. konvektivní korekce zobecněné vertikální rychlosti $\omega = dp/dt$ v p -systému počítaná tzv. termodynamickou metodou.

1. větu termodynamiky lze totiž psát

$$\frac{dQ}{dt} = c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt}, \quad (10)$$

odkud

$$\omega = \rho c_p \frac{dT}{dt} - \rho \frac{dQ}{dt}, \quad (11)$$

kde $\alpha = 1/\rho$ je měrný objem, c_p měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku, T je absolutní teplota a dQ/dt diabatický člen. S využitím Eulerova rozvoje dostáváme

$$\omega = \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T + \omega \frac{\partial T}{\partial p} \right) - \rho \frac{dQ}{dt}. \quad (12)$$

Předpokládejme dále, že $\omega = \omega_s + \omega_{\text{conv}}$, tj. že vertikální rychlost ω bude součet standardní vertikální rychlosti ω_s dané původním klimatickým modelem a „konvektivní“ vertikální rychlosti ω_{conv} . Poslední člen (12) představuje mnoho diabatických procesů uvažovaných v modelu. Jedním z nich je i konvektivní ohřev H_{conv} , který můžeme

využít pro výpočet konvektivní korekce za předpokladu, že zbývající část rovnice (11) bude splněna pro ω_s , která se v modelu počítá jiným způsobem. Zbývá tedy pro ω_{conv}

$$\omega_{\text{conv}} = -\rho H_{\text{conv}} \left(1 - \rho c_p \frac{\partial T}{\partial p} \right)^{-1}. \quad (13)$$

Tato metoda korekce je v konečné podobě v prachovém modelu ještě vážena podílem holé půdy tak, abychom se vyhnuli korekci nad oblastmi se sněhovou pokrývkou, a relativní vlhkostí ve spodní vrstvě modelu, neboť ta je zase významným faktorem ovlivňujícím konvekci především v tropických oblastech. V modelu je rovněž zahrnuto vertikální šíření prachu prostřednictvím vertikální difuze popsané posledním členem v (2), jde ale spíše o malý příspěvek.

5. Depozice prachu

Tento člen je parametrizován jako suchá, mokrá a gravitační depozice po řadě d_d , d_w a konečně d_g . Tak tedy máme všechny propady

$$r_d = d_g + d_d + d_w, \quad (14)$$

kde jednotlivé členy byly adaptovány pro náš model podle Jousaumeové [13].

5.1. Gravitační depozice

Gravitační nebo fakticky tíhová depozice představuje menší, ale trvalý úbytek prachových částic z modelových vrstev atmosféry v důsledku zemské tíže, pro který lze psát vztah

$$d_g = \frac{g}{\rho} \frac{\partial}{\partial p} \rho^2 q_d^* v_g, \quad (15)$$

kde v_g je rychlost daná rovnováhou síly tíže a síly odporu prostředí. Podle Stokesovy rovnice za předpokladu kulového tvaru částic se středním poloměrem R , hustotou ρ_d a kinematickou viskozitou vzduchu μ máme

$$v_g = \frac{2}{9} (\rho_d - \rho) \frac{g R^2}{\mu}. \quad (16)$$

5.2. Suchá depozice

Tvar tohoto členu je analogický členu zdrojovému, tj.

$$d_d = \frac{g}{\Delta p} C_d (1 + |u_a|) q_{da}. \quad (17)$$

Tato parametrizace se používá v oblastech bez prachových zdrojů, jako jsou oceány, nad sněhem apod., dále pak v případě, kde by bilance zdroje a suché depozice byla

záporná, tedy kde přízemní turbulenci produkovaný směšovací poměr q_{ds} je menší než hodnota extrapolovaná z modelu do anemometrické výšky.

5.3. Mokrý depozice

Množství prachu odstraněné z atmosféry bude rovněž záviset na množství srážkové vody q_l , což způsobí změnu směšovacího poměru q . Můžeme tedy mokrou depozici parametrizovat vztahem

$$d_w = \frac{q_d^*}{q} \frac{\partial q}{\partial t}. \quad (18)$$

Přesněji by bylo třeba rozlišovat mezi mokrou depozicí z jednotlivých vrstev modelu. Protože tato metoda popisuje spíše proces úbytku prachových částic působících jako kondenzační jádra než proces vymývání atmosféry pod oblaky či v nich samotných, který je podle Slinna [19] pro částice velikosti řádu $1 \mu\text{m}$ a nižších slabý a lze jej tedy zanedbat, máme

$$d_w = q_l \frac{g}{\Delta p} \left[c_{ql} \frac{q_{du}^*}{q_u} + (1 - c_{ql}) \frac{q_{db}^*}{q_b} \right], \quad (19)$$

kde c_{ql} je podíl srážek tvořených v horní vrstvě modelu. Nejlepších výsledků bylo dosažováno s hodnotou 0,1, která vcelku odpovídá způsobu vzniku srážek, indexy u a b jsou zde užity k označení hodnot v horní a dolní vrstvě. Konečně s použitím modelové proměnné, kterou je specifická vlhkost m , dostáváme

$$d_w = q_l \frac{g}{\Delta p} \left[c_{ql} q_{du}^* \frac{1 - m_u}{m_u} + (1 - c_{ql}) q_{db}^* \frac{1 - m_b}{m_b} \right]. \quad (20)$$

6. Numerické řešení

Pro numerickou integraci modelových rovnic v čase je užito stejně jako v původním kvazi-geostrofickém modelu běžné Crank–Nicholsonovo schéma. Na rozdíl od pravé strany rovnice pro potenciální vorticitu formulované v [8] však zdrojové členy na pravé straně našich rovnic difuze prachu nesplňují podmínku stability řešení. Proto jsme byli nuceni použít semiimplicitní variantu tohoto schématu.

Protože směšovací poměry i příslušné rovnice jsou uvažovány odděleně pro pevninu a oceán, musíme rovněž zařadit proces vzájemného ovlivnění, tedy mísení. Předpokládáme závislost na velikosti zonálního větru, takže pro nové hodnoty směšovacích poměrů po vzájemné interakci máme

$$q'_l = q_l + F_l(q_o - q_l) \quad (21)$$

$$q'_o = q_o + F_o(q_l - q_o), \quad (22)$$

kde koeficienty jsou stanoveny

$$F_l = \frac{|u|\Delta t}{f_l 2\pi a \cos \varphi} \quad (23)$$

$$F_o = \frac{|u|\Delta t}{f_o 2\pi a \cos \varphi}. \quad (24)$$

Zde f_l , f_o je podíl pevniny, resp. oceánu v daném rovnoběžkovém pásu. Tato metoda zachovává celkové množství prachu a je podstatně jednodušší než formulovat model s oběma typy dohromady zahrnutými v numerickém integračním schématu.

7. Radiační vliv aerosolu

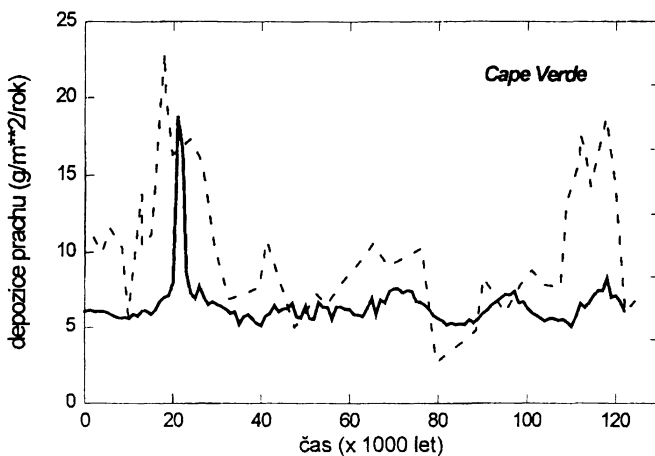
Řešením popsaného modelu v rámci klimatického modelu máme k dispozici v každém časovém kroku všechny potřebné informace o rozložení prachu tak, abychom byli schopni aktualizovat radiační poměry v atmosféře. Tak vzniká model, který je schopen popsat vývoj klimatického systému včetně vazeb na množství prachu, resp. aerosolu v atmosféře. Za předpokladu přibližně konstantního složení kontinentálního typu aerosolu podle WCRP [24] můžeme totiž využít výsledky našeho pracovního modelu jako „traceru“, a to pro kontinentální troposféru v přízemní vrstvě, ve volné atmosféře jak pro kontinentální, tak oceánickou oblast. Na základě Mieovy teorie rozptylu a známého množství aerosolů v atmosféře můžeme potom určit koeficient extinkce (zeslabení) krátkovlnného záření a jeho integraci přes jednotlivé vrstvy atmosféry tzv. optickou tloušťku atmosféry. Vzhledem k tomu, že nepředpokládáme změny složení aerosolu, zůstávají další optické charakteristiky v klimatickém modelu využívané, tj. „single scattering albedo, asymetry factor“ bez změny.

8. Modelová klimatologie prachu

Máme tedy k dispozici model, který je schopen poskytnout informaci o přibližném rozložení prachu v atmosféře v závislosti na čase. To znamená, že po dosažení rovnovážného stavu modelu, tj. když se modelová atmosféra ustálí ve svém ročním chodu, máme k dispozici i příslušné charakteristiky obsahu prachu v atmosféře s ročním chodem. Celkem zanedbatelný trend dává model po zhruba 10 letech, v praktických paleoklimatických výpočtech je simulováno 15 let. Výsledky vyhovují zákonu zachování hmoty, jsou stabilní a přibližně srovnatelné s dostupnými údaji. Bohužel není jednoduché porovnávat získané výsledky s realitou, neboť informace o obsahu prachu v atmosféře nejsou k dispozici pravidelně ani jak z hlediska časového, tak prostorového. Dále je velmi obtížné porovnávat naše výsledky jako zonální průměry pro kontinent nebo oceán s daty pro konkrétní lokalitu. Vcelku srovnatelné jsou tyto výsledky s některými pokusy o odhady celkového množství prachu a zvláště pak intenzity zdrojů. Nutno říci, že náš model dává poněkud nižší hodnoty, než udávají nejnovější odhady, ale to je vzhledem k omezeným možnostem parametrizace zdrojů v tomto typu modelů pochopitelné.

9. Paleoklimatické simulace

Popsaný model jsme použili ve spojení s klimatickým modelem Katolické univerzity v Louvain-la-Neuve k paleoklimatickým simulacím vývoje klimatického systému analogicky ke studiím autorů Gallée et al. [9] či Berger et al. [4]. Jedná se o studium vlivu aerosolu v chování klimatického systému během posledního období střídání dob ledových a meziledových. Tyto experimenty se nerealizují tak, že by klimatický model řešil uvažované období 120 tisíc let vcelku, ale počítá se rovnovážný stav v jistých časových intervalech, v našem případě obvykle 1000 let, ve kterých je navíc navázán i model pevninského ledovce. Při posuzování výsledků stále platí omezení a problémy zmíněné v předchozím odstavci. Reálná data jsou spíše vzácná a ojedinělá, pro srovnání jsou použitelná např. data z oceánických usazenin od Cape Verde nebo z čínských sedimentů. Další místa, jako např. ledovcové vrty na stanici Vostok v Antarktidě či z Grónska nejsou příliš vhodné pro značnou izolovanost místa od příslušných prachových zdrojů. Vykazují sice docela silný signál glaciální periody, ale rekonstruované hodnoty jsou velmi nízké, spíše mohou představovat informaci o pozadových hodnotách. Ukázkou srovnání našich výsledků s analýzou oceánického depozitu u Cape Verde přináší obr. 1, pro srovnání je použit modelový výsledek v rovnoběžkovém pásu sousedícím severně s příslušným pásem Cape Verde vzhledem k převládajícímu severovýchodnímu proudění ze saharské oblasti a samozřejmě pro pevninskou část, neboť jde o místo velmi blízko u afrického kontinentu.

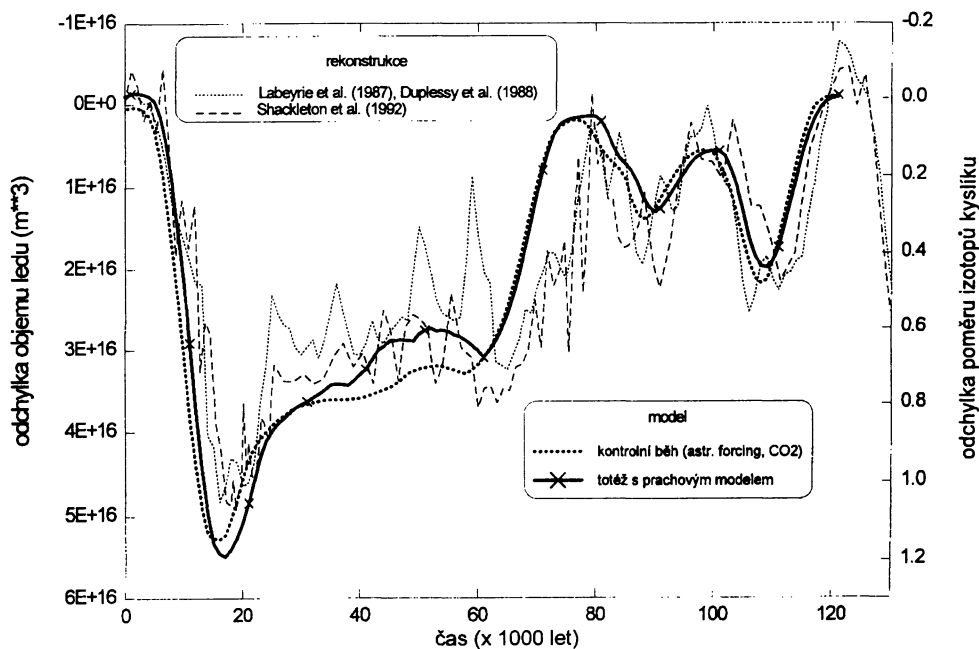


Obr. 1. Srovnání výsledků modelu (plná čára) a rekonstrukce dat z oceánických sedimentů u Cape Verde (čárkovaně).

10. Klimatické působení radiační zpětné vazby

Provedli jsme rovněž paleoklimatické simulace se zahrnutým působením radiačních změn v důsledku změn obsahu aerosolu v atmosféře. Jako základ, a tedy i kontrolní

běh byl vzat model s uvažovanou změnou sluneční radiace v důsledku změn astronomických parametrů Země na oběžné dráze kolem Slunce a změny obsahu CO_2 v atmosféře rekonstruované pro dané období podle Barnola et al. [3]. Jak je vidět na obr. 2, zahrnutí proměnného aerosolu nám dává lepší výsledky, pokud jde o vývoj celkového množství ledu na Zemi. To je patrné především pro období před asi 50 tisíci lety (stadium doby ledové číslo 3), kde dochází k významnějšímu lokálnímu minimu, zatímco jinde je vliv spíše zanedbatelný. Menší zalednění během současného glaciálního minima a před necelými 80 tisíci lety (stadium 5a) je důsledek patrně původního ladění modelu, kde byl uvažován aerosol pouze jako konstantní faktor bez ročního chodu. S realističtější parametrizací optické tloušťky atmosféry potom nutně dostáváme model v podmínkách současného klimatu, pro které byl laděn, poněkud teplejší a tedy s menší ledovou pokrývkou. Stejně důvody jsou dány i námi počítanou závislostí optické tloušťky atmosféry na zeměpisné šířce. Na obr. 2 je pro srovnání zakreslen i průběh změn poměru izotopů kyslíku v mořské vodě, který má velmi těsný vztah k teplotním poměrům a množství ledu na Zemi.



Obr. 2. Vliv radiačního působení prachu v posledním glaciálním cyklu (silné čáry — modelové výsledky vs. rekonstrukce odchylky poměru izotopů kyslíku charakterizující velikost zalednění — slabé čáry).

11. Závěr

Tato studie se pokusila předložit důkazy o vlivu aerosolu a zvláště pak atmosférického prachu na vývoj zalednění v minulosti. Byla řešena jako dílčí studie financovaná

komisí evropského společenství jako grant ERB CIPD CT93 0040 a přidružená komplexnímu úkolu ERB EV5V CT92 0118, který se zabýval různými vlivy na vývoj zalednění v posledních ledových a meziledových dobách. Zdá se, že realistickým zahrnutím prachu a aerosolu vůbec je možné vylepšit naše informace o tomto procesu, v některých epochách však bude třeba hledat i jiné vlivy. Mezi možné činitele budou jistě patřit další skleníkové plyny, významnou roli by mohly hrát i vulkanické aerosoly, které se do atmosféry dostávají během intenzivnějších sopečných erupcí či celých období intenzivnější vulkanické činnosti. Tato období se navíc vyskytují v periodách podobných periodám zalednění. Vysvětlení spočívá v napětích a změnách tlaku zemského nitra v důsledku změn zatížení ledovcovým pokryvem.

L i t e r a t u r a

- [1] D'ALMEIDA, G. A., KOEPKE, P., SHETTLE, E. P.: *Atmospheric Aerosols — Global Climatology and Radiative Characteristics*. A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia 1991.
- [2] D'ALMEIDA, G. A.: *A model for Saharan dust transport*. Journal of Climatology and Applied Meteorology, Vol. 25 (1986), 903–916.
- [3] BARNOLA, J. M., RAYNAUD, D., KOROTKEVICH, Y. S., LORIUS, C.: *Vostok ice core provides 160,000-year record of atmospheric CO₂*. Nature 329 (1987), 408–413.
- [4] BERGER, A., FICHEFET, TH., GALLÉE, H., TRICOT, CH., YPERSELE, J. P.: *Entering the glaciation with a 2-D coupled climate model*. Quaternary Science Reviews, Vol. 11 (1992), 481–493.
- [5] BOHREN, C. F., HUFFMAN, D. R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore 1983.
- [6] BUSINGER, J. A., WYNGAARD, J. C., IZUMI, Y., BRADLEY, E. F.: *Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer*. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 28 (1971), 181–189.
- [7] DUPLESSY, J. C., LABEYRIE, L., BLANC, P. L.: *Norwegian sea deep water variations over the last climatic cycle: Paleo-oceanographical implications*. In: *Long and Short Term Variability of Climate*, Earth Sci. Ser., ed. H. WANNER, U. SIEGENTHALER, Springer-Verlag, New York 1988, pp. 83–116.
- [8] GALLÉE, H., VAN YPERSELE, J. P., FICHEFET, TH., TRICOT, CH., BERGER, A.: *Simulation of the last glacial cycle by a coupled, sectorially averaged climate-ice sheet model 1. The climate model*. Journal of Geophysical Research, Vol. 96 (1991), 13.139–13.161.
- [9] GALLÉE, H., VAN YPERSELE, J. P., FICHEFET, TH., MARSIAI, I., TRICOT, CH., BERGER, A.: *Simulation of the last glacial cycle by a coupled, sectorially averaged climate-ice sheet model 2. Response to insolation and CO₂ variations*. Journal of Geophysical Research, Vol. 97 (1992), 15.713–15.740.
- [10] GILLETTE, D. A.: *Environmental factors affecting dust emission by wind erosion*. In: *Saharan Dust: Mobilization, Transport, Deposition* (C. MORALES ed.), SCOPE Rep. 14, John Wiley, New York 1979, 27–48.
- [11] HÄNEL, G.: *The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air*. Advances in Geophysics, Vol. 19 (1976), 73–187.

- [12] HALTINER, G. J., WILLIAMS, R. T.: *Numerical Prediction and Dynamic Meteorology*. Wiley and Sons (1980), 477 pp.
- [13] JOUSSAUME, S.: *Three-dimensional simulations of the atmospheric cycle of desert dust particles using a general circulation model*. Journal of Geophysical Research, Vol. 95 (1990), 1909–1941.
- [14] JUNGE, C. E.: *The importance of mineral dust as an atmospheric constituent*. In: *Saharan Dust, Mobilization, Transport and Deposition* (C. Morales, ed.), John Wiley & Sons, Chichester, New York, Brisbane, Toronto 1979, 49–60.
- [15] KASAHARA, A.: *Computational aspects of numerical models for weather prediction and climate simulation*. In: *Method in Computational Physics, 17* (1977), Academic Press, 2–66.
- [16] LABEYRIE, L. D., DUPLESSY, J. C., BLANC, P. L.: *Variations in mode of formation and temperature of oceanic deep waters over the past 125,000 years*. Nature, 327 (1987), 477–482.
- [17] NICKLING, W. G., GILLIES, J. A.: *Emission of fine-grained particulates from desert soils*. In: *Paleoclimatology and Paleometeorology: Modern and Past Patterns of Global Atmospheric Transport* (M. LEINEN and M. SARNTHEIN, eds.), NATO Adv. Study Inst. Ser., Ser. C, Vol. 282 (1989), Kluwer Academic, Dordrecht, Netherlands, 133–165.
- [18] OORT, A. H.: *Global atmospheric circulation statistics 1958–1973*, NOAA Prof. Pap. 14, NOAA, Washington, D. C. (1983), 180pp.
- [19] SLINN, W. G. N.: *Air-to-sea transfer of particles*. In: *Air-Sea Exchange of Gases and Particles* (eds P. S. LISS and W. G. N. SLINN), NATO ASI Series, C 108, D. Reidel, Hingham, Mass. (1983), 299–405.
- [20] SHACKLETON, N. J., LE, J., MIX, A., HALL, M. A.: *Carbon isotope records from Pacific surface waters and atmospheric carbon dioxide*. Quaternary Science Reviews 11 (1992), 387–400.
- [21] TEGEN, I., FUNG, I.: *Modelling of mineral dust in the atmosphere: Sources, transport and optical thickness*. Journal of Geophys. Res. 99 (1994), 22,897–22,914.
- [22] TOON, O. B., TURCO, R. P., WESTPHAL, D., MALONE, R., LIU, M. S.: *A multi-dimensional model for aerosols: Description of computational analogs*. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 45 (1988), 2123–2143.
- [23] WESTPHAL, D. L., TOON, O. B., CARLSON, T. N.: *A case study of mobilization and transport of Saharan dust*. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 45 (1988), 2145–2175.
- [24] WCRP-112: *A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation*. WCRP Report 112, WMO, Geneva 1986.