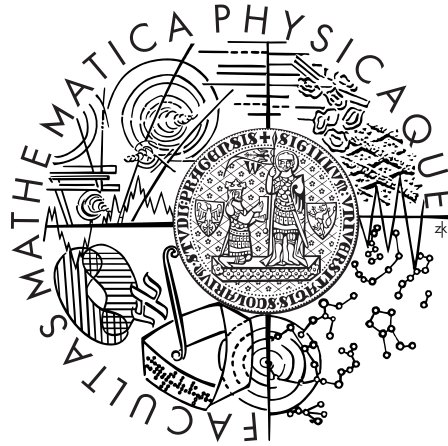


Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

## DIPLOMOVÁ PRÁCE



Adela Androvičová

### **Modely subdukce litosféry v regionálním měřítku**

Katedra geofyziky

Vedoucí diplomové práce: Doc. RNDr. Hana Čížková, Ph.D.

Studijní program: Geofyzika

2010

Chcela by som poďakovať vedúcej mojej diplomovej práce, Doc. RNDr. Hane Čížkovej, Ph.D., za množstvo podnetných nápadov a cenných rád pri vypracúvaní práce a mojej rodine za podporu pri štúdiu.

Prehlasujem, že som svoju diplomovú prácu napísala samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov. Súhlasím so zapožičiavaním práce.

V Prahe dňa 23.7.2010

Adela Androvičová

# Obsah

Úvod	5
<b>1 Plášťové tečenie</b>	<b>7</b>
1.1 Rovnice plášťového tečenia . . . . .	7
1.2 Reologický popis plášťa a subdukovanej litosféry . . . . .	9
1.2.1 Newtonovské tečenie . . . . .	9
1.2.2 Mocninné tečenie . . . . .	10
1.2.3 Peierlsovo tečenie . . . . .	10
<b>2 Popis modelu</b>	<b>14</b>
2.1 Všeobecný popis modelu a hraničné podmienky . . . . .	14
2.2 Popis siete . . . . .	15
<b>3 Výsledky počítačového modelovania</b>	<b>18</b>
3.1 Modely s predpísanou rýchlosťou oceánskej dosky . . . . .	18
3.1.1 Vplyv limitu napätia . . . . .	21
3.1.2 Vplyv viskozity kôry . . . . .	26
3.1.3 Vplyv polomeru subdukčného oblúka . . . . .	30
3.1.4 Vplyv redukcie veľkosti zrna a viskózneho nárastu v spodnom plášti . . . . .	32
3.2 Modely s voľným preklzom na hornej hranici modelovej oblasti . .	37
3.2.1 Počiatok subdukcie . . . . .	37
3.2.2 Vplyv limitu napätia . . . . .	38
3.2.3 Vplyv ostatných parametrov . . . . .	41
<b>4 Model bez subdukčného oblúka</b>	<b>46</b>
4.1 Modely s limitom napätia . . . . .	48
4.2 Modely s Peierlsovým mechanizmom . . . . .	54
<b>5 Subdukčná oblasť Kermadec</b>	<b>58</b>
5.1 Subdukčná oblasť Kermadec - pozorovania . . . . .	60
5.2 Subdukčná oblasť Kermadec - porovnanie s modelmi . . . . .	63
<b>6 Záver</b>	<b>67</b>
<b>Literatúra</b>	<b>70</b>

Název práce: Modely subdukce litosféry v regionálním měřítku

Autor: Adela Androvičová

Katedra (ústav): Katedra geofyziky

Vedoucí diplomové práce: Doc. RNDr. Hana Čížková, Ph.D.

e-mail vedoucího: hk@karel.troja.mff.cuni.cz

Abstrakt: Procesy na subdukčních zónach sú kľúčové pre dynamiku litosferických dosiek a konvektívne tečenie v zemskom plášti. Proces subdukcie je ovplyvňovaný kombináciou množstva parametrov a neexistuje jednoduchý všeobecný vzťah medzi výslednou geometriou a deformáciou dosky a zvoleným subdukčným parametrom. V predloženej práci uskutočňujeme parametrickú štúdiu procesu subdukcie na dvojrozmernom modeli s kompozitnou reológiou zahrňujúcou lineárne newtonovské tečenie, mocninné tečenie a limitor napätia, prípadne Peierlsovo tečenie. Oddelenie subdukujúcej a nadložnej dosky v našom modeli je zabezpečené vrstvou nízkoviskózneho materiálu. Zaujímá nás predovšetkým, aký vplyv má oblasť kontaktu subdukujúcej a nadložnej dosky na geometriu dosky vo vrchnom plášti. Sledujeme tiež vplyv hraničnej podmienky a reologických parametrov subdukujúcej dosky. Výsledky z modelov aplikujeme na subdukčnú oblasť Kermadec. Ukazujeme, že z hľadiska morfológie a rýchlosti dosky pozorovaniam najlepšie zodpovedá model s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s, limitom napätia  $10^8$  Pa a s nárastom viskozity o faktor 10 v hĺbke 660 km.

Klíčová slova: subdukcia litosféry, reologický popis, parametre kôry, subdukčná oblasť Kermadec

---

Title: Regional models of lithospheric subduction

Author: Adela Androvičová

Department: Department of Geophysics

Supervisor: Doc. RNDr. Hana Čížková, Ph.D.

Supervisor's e-mail address: hk@karel.troja.mff.cuni.cz

Abstract: Processes within subduction zones have major influence on the plate dynamics and mantle convection. Subduction process is influenced by a combination of many parameters and there is no simple global relationship between the resulting slab geometry and deformation and any specific subduction parameter. In the present work we perform a parametric study of the slab dynamics in a two-dimensional model with composite rheology including diffusion creep, dislocation creep and stress limiting rheology or Peierls creep. In our model, the separation of the subducting and overriding plates is ensured by a layer of a low viscosity material. We are particularly interested in the effect of the contact of subducting and overriding plate on the plate geometry in the upper mantle. We also study the influence of a surface boundary condition and the rheologic parameters of the plate. Model results are applied to the Kermadec subduction zone. We show that the model that best fits the observed morphology and plate velocities is the model with viscosity of crust of  $10^{20}$  Pa.s, yield stress of  $10^8$  Pa and with a viscosity jump by a factor of 10 at the depth of 660 km.

Keywords: subduction, rheology, crustal parameters, Kermadec subduction zone

# Úvod

Pohyb litosferických dosiek po menej pevnej vrstve astenosféry je považovaný za povrchový prejav konvektívneho tečenia vo viskóznom plášti Zeme. Mnohé štúdie, skúmajúce rovnováhu síl pôsobiacich na litosferickú dosku, ukazujú, že pohyby litosferických dosiek sú spôsobované primárne subdukciou dosiek a s tým súvisiacim tečením v plášti smerom nadol (napr. *Becker a O'Connell, 2001; Conrad a Lithgow-Bertelloni, 2002, 2004*).

Litosferické dosky sa subdukujú predovšetkým kvôli ich negatívnemu vztlaku. Ten je spôsobený hlavne teplotným rozdielom medzi studenou doskou a okolitým teplým plášťom (termálny negatívny vztlak). Dodatočný negatívny vztlak je petrologický a je dôsledkom toho, že fázová premena minerálov na ich vysokotlaké fázy prebieha v subdukujúcej sa doske či okolitom plášti v odlišných hĺbkach (rovnovážna hĺbka fázovej premeny je vďaka teplotnému kontrastu medzi subdukujúcou doskou a plášťom odlišná). Konkrétne dodatočný negatívny vztlak subdukujúca doska získava na fázovom rozhraní v hĺbke 410 km, kde dochádza k exotermnej fázovej premene olivínu na wadsleyit. Ďalšou silou, poháňajúcou subdukciu, je tlak oceánskeho chrbta. Medzi sily, ktoré bránia procesu subdukcie patrí rezistencia dosky voči ohybu, viskózne trenie v plášti či pozitívny vztlak, ktorý doska získava pri fázovej premene v hĺbke 660 km. Tam dochádza k endotermnej transformácii ringwooditu na perovskit a magnesiowustit. Okrem týchto lokálnych síl na geometriu subdukujúcej sa dosky a jej rýchlosti pôsobí celkové tečenie v zemskom plášti a tlakové anomálie s ním súvisiace.

Významné poznatky o osude subdukovanej litosféry v konkrétnych subdukčných zónach získavame jednak zo seizmickej tomografie (napr. *Bijwaard a kol., 1998; Bijwaard a Spakman, 2000; Fukao a kol., 2001; Kárason a van der Hilst, 2000, 2001*) a jednak z tektonických rekonštrukcií (napr. *Hall, 1998, 2002; Hall a Spakman, 2002*). Tektonická rekonštrukcia určitej oblasti späť do minulosti vyžaduje interpretáciu množstva geologických a geofyzikálnych dát, pričom je sťažená tým, že pri subdukcii či kolízii dosiek sa mnoho dôkazov z minulosti stráca. Tektonické rekonštrukcie sa snažia určiť, kde sa litosféra subdukovala a aké množstvo sa jej zanorilo na konvergentných rozhraniach. Seizmická tomografia identifikuje seizmicky rýchle anomálie, pravdepodobne súvisiace so subdukovanou litosférou, približne do hĺbky 1000 km a v niektorých subdukčných oblastiach až na CMB. Tomografické modely tak poskytujú nezávislý zdroj informácií na testovanie tektonických rekonštrukcií a naopak, modely doskovej tektoniky môžu napomôcť interpretácii pozorovaných štruktúr v zemskom plášti.

Jedným z kľúčových nástrojov štúdia dynamického vývoja subdukcie je aj numerické modelovanie. V rámci počítačového modelovania existujú rôzne prístupy, ktoré problém subdukcie pojímajú na rôznych priestorových škálach. Podľa *Billen (2008)* sa modely zameriavajú buď na dlhodobý vývoj subdukujúcej sa dosky v snahe zostaviť fyzikálne konzistentný model, ktorý by bol schopný vysvetliť širokú škálu morfológie dosiek, známu zo seizmickej tomografie (štúdium subdukcie na tektonickej škále), alebo sa zameriavajú na lokálne efekty, napr. na štúdium procesov prebiehajúcich v plášťovom klíne či štúdium plytkých fázových prechodov spojených s dehydratáciou dosky.

V mojej diplomovej práci využívame prvý prístup k štúdiu subdukcie; na dvojrozmernom modeli budeme sledovať vývoj procesu subdukcie, morfológiu dosky a jej rýchlosti na tektonickej škále. Naším hlavným cieľom bude aplikovať vývoj subdukcie na konkrétnu subdukčnú oblasť Kermadec. Niektoré parametre (napr. vek a rýchlosť dosky) preto predpíšeme podľa údajov známych o tejto subdukčnej oblasti. Pre niekoľko ostatných parametrov (napr. limit napätia, viskozita kôry, polomer oblúka kontaktu dosiek), ktoré nie sú dobre známe, uskutočníme najprv všeobecnú parametrickú štúdiu a výsledky následne aplikujeme na subdukčnú oblasť Kermadec.

Nadväzujeme na predchádzajúce práce, uskutočňované na katedre. Na rozdiel od modelu v prácach *Čížkovej a kol. (2002, 2007)* nemáme na kontakte subdukujúcej a nadložnej dosky pevne definovaný zlom s voľným preklzom, ale oddelenie dosiek je zabezpečené vrstvou nízkoviskózneho materiálu (*Běhounková, 2007*). Zameriame sa teda na vplyv mechanizmu oddelenia dosiek na priebeh subdukcie dosky, pričom nás zaujíma hlavne oblasť vrchného plášťa. V prvej skupine našich modelov je na počiatku simulácie na kontakte subdukujúcej a nadložnej dosky predpísaný subdukčný oblúk, tvorený nízkoviskóznou vrstvou kôry. Sledujeme teda vplyv viskozity kôry a polomeru tohoto subdukčného oblúka na vývoj subdukcie, morfológiu dosky i rýchlosti dosky dosahované počas jej zanorovania. V druhej skupine modelov subdukčný oblúk na kontakte dosiek na počiatku nepredpisujeme a oblasť kontaktu sa vytvorí konzistentne vďaka silne nelineárnej reológii. Okrem parametrov kontaktu dosiek sledujeme vplyv hraničnej podmienky na povrchu dosky a vplyv reologického popisu materiálu plášťa. V modeloch používame kompozitnú reológiu zahrňujúcu newtonovské tečenie, mocninné tečenie a limitor napätia, aproximujúci Peierlsovo tečenie. V niektorých modeloch bez preddefinovaného subdukčného oblúka kontaktu dosiek namiesto limitoru napätia používame priamo Peierlsovo tečenie, pretože predovšetkým lokálne v oblastiach zvýšeného napätia sa prejavuje rozdiel medzi Peierlsovým mechanizmom a jeho aproximáciou limitom napätia (*Androvičová, 2008*).

V nasledujúcich častiach práce najprv v kapitole 1 stručne popíšeme rovnice plášťového tečenia a používané reologické vzťahy, v kapitole 2 sa zameriame na všeobecný popis modelu a hraničných podmienok. V kapitolách 3 a 4 prezentujeme výsledky počítačového modelovania, najprv v modeloch s preddefinovaným oblúkom kontaktu dosiek a následne v modeloch bez tohoto oblúka. V kapitole 5 nakoniec zhrnieme známe informácie o subdukčnej oblasti Kermadec a aplikujeme na ňu výsledky z našich modelov.

# Kapitola 1

## Plášťové tečenie

### 1.1 Rovnice plášťového tečenia

Tečenie v plášti (konvekciu) a priebeh subdukcie litosferických dosiek popisuje sústava parciálnych diferenciálnych rovníc predstavujúcich zákon zachovania hmoty, hybnosti, momentu hybnosti a energie. Pre úplný popis systému je ešte potrebná stavová rovnica, vyjadrujúca vzťah medzi teplotou, hustotou a koncentráciou materiálu a reologické vzťahy, vyjadrujúce vzťah medzi napätím a rýchlosťou deformácie.

Pre modelovanie plášťového tečenia a subdukcie litosferických dosiek môžeme plášť považovať za nestlačiteľný a zákon zachovania hmoty - rovnicu kontinuity - písať v tvare:

$$\partial_j v_j = 0 \quad (1.1)$$

Zákon zachovania hybnosti vedie na pohybovú rovnicu:

$$\partial_j(\eta \dot{\epsilon}_{ij}) - \partial_i \mathbf{P} + \rho g_i = 0 \quad (1.2)$$

V týchto rovniciach  $v_i$  je rýchlosť tečenia,  $\eta$  je viskozita,  $\dot{\epsilon}_{ij}$  tenzor rýchlosti deformácie (platí  $\eta \dot{\epsilon}_{ij} = \sigma_{ij}$  je deviátor tenzoru napätia),  $\mathbf{P} = p - P$  je dynamický tlak daný rozdielom totálneho tlaku  $p$  a hydrostatického tlaku  $P$ ,  $\rho$  je hustota a  $g_i$  tiažové zrýchlenie. Zotrvačný člen v pohybovej rovnici nie je uvedený, pretože jeho hodnota je pre časové škály priebehu subdukcie a konvekcie plášťa (desiatky miliónov rokov) voči ostatným členom v rovnici zanedbateľná.

Zákon zachovania energie v rozšírenej Boussinesquovej aproximácii vedie na termálnu rovnicu v tvare:

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\rho_0 c_p v_j \partial_j T + \alpha T \frac{dp}{dt} + \sum_l \frac{\rho_0 T \gamma_l \delta \rho_l}{\rho_0^2} \frac{d\Gamma_l}{dt} + \partial_j (k \partial_j T) + \sigma_{ij} \partial_j v_i + \rho_0 H \quad (1.3)$$

kde zmena teploty  $T$  s časom  $t$  je daná členmi na pravej strane rovnice, ktorých význam je nasledovný: prenos tepla konvekciou, adiabatické zahrievanie či ochladzovanie, latentné teplo spotrebované či uvoľnené pri fázovej premene, zmena teploty kondukciou, viskózna disipácia a vnútorné zahrievanie v dôsledku rádioaktívnych zdrojov  $H$ . V našich modeloch nebudeme vnútorné zdroje tepla uvažovať.

Význam ďalších veličín je:  $\rho_0$  je referenčná hustota zodpovedajúca teplote  $T_0$ ,  $c_p$  je merná tepelná kapacita pri konštantnom tlaku,  $\alpha$  je koeficient teplotnej rozťažnosti,  $k$  koeficient tepelnej vodivosti,  $\delta\rho_l$  je hustotný skok na  $l$ -tom fázovom rozhraní ( $l$  nadobúda hodnoty  $l = 1 - 2$  a charakterizuje fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km v plášti),  $\gamma_l$  je sklon Clausius-Clapeyronovej krivky na fázových rozhraniach a  $\Gamma_l$  je fázová funkcia.

Každé fázové rozhranie je parametrizované touto fázovou funkciou, ktorej hodnota medzi 0 a 1 definuje objemový pomer hustejšej fázy na  $l$ -tom fázovom rozhraní (funkcia nadobúda hodnotu 0, keď je materiál pred fázovou premenou a hodnotu 1, keď materiál prešiel fázovou premenou):

$$\Gamma_l = \frac{1}{2} \left( 1 + \sin \left( \pi \frac{z - z_0(T)}{d_{ph}} \right) \right) \quad (1.4)$$

kde  $d_{ph}$  je šírka prechodu rovná 20 km a  $z_0(T)$  je teplotne závislá hĺbka prechodu. V modeli je zahrnutý efekt vztlaku aj uvoľňovanie/spotrebovanie latentného tepla pri fázovej premene.

Stavovú rovnicu aproximujeme obvykle lineárnym vzťahom:

$$\Delta\rho(T, C, \Gamma_l) = \rho_0 \left( -\alpha(T - T_0) + C \frac{\Delta\rho_c}{\rho_0} + \sum_l \frac{\delta\rho_l}{\rho_0} \Gamma_l \right) \quad (1.5)$$

kde variácie v hustote  $\Delta\rho(T, C, \Gamma_l)$  sú spôsobované termálnymi zmenami, zmenami v chemickom zložení  $C$  a fázovými prechodmi (*van Hunen a kol., 2004*).

Na povrchu subdukujúcej dosky je v našom modeli predpísaná tenká, chemicky odlišná vrstva, ktorej nízka viskozita umožňuje oddelenie subdukujúcej a nadložnej dosky. Advekcia tohoto chemicky odlišného materiálu je popísaná rovnicou:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v_j \partial_j C = 0 \quad (1.6)$$

kde  $C$  je koncentrácia materiálu, pričom  $C = 1$  v kôre a  $C = 0$  v miestach, kde sa kôra nenachádza. Kôru z reologického hľadiska budeme charakterizovať konštantnou viskozitou  $\eta_c$ . Ide o zjednodušenú charakteristiku, nakoľko skutočné parametre kôry sú veľmi zložité a nie sú dobre známe.

Prehľadné zhrnutie veličín, uvedených vo vzťahoch, je v tabuľke 1.1.



## 1.2 Reologický popis plášťa a subdukovanej litosféry<sup>1</sup>

Reologické rovnice popisujú komplikovaný nelineárny vzťah medzi napätím a rýchlosťou deformácie. V modeloch konvekcie zemský plášť obvykle popisujeme ako viskóznú tekutinu, t.j. vzťahom:

$$\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\eta(T, p, \tau)\dot{\epsilon}_{ij} \quad (1.7)$$

kde  $\tau_{ij}$  je tenzor napätia,  $P$  je dynamický tlak,  $\delta_{ij}$  identický tenzor a  $\dot{\epsilon}_{ij}$  tenzor rýchlosti deformácie. Viskozita  $\eta$  je všeobecne komplikovanou funkciou teploty  $T$ , tlaku  $p$  a napätia  $\tau$ .

V našom modeli používame kompozitný reologický model s uplatnením všetkých troch známych deformačných mechanizmov: **lineárneho deformačného mechanizmu** (tzv. newtonovské tečenie, angl. diffusion creep), **mocninného deformačného mechanizmu** (angl. dislocation creep, power-law creep) a nelineárneho mechanizmu, tzv. **Peielsovho tečenia**. (napr. *Kameyama a kol., 1999; Korenaga a Karato, 2008*).

Ak sa pri deformácii uplatňujú všetky tri deformačné mechanizmy, celková rýchlosť deformácie je súčtom rýchlostí príslušných jednotlivým deformačným mechanizmom podľa vzťahu:

$$\dot{\epsilon}_{tot} \equiv \dot{\epsilon}_{diff} + \dot{\epsilon}_{disl} + \dot{\epsilon}_p \quad (1.8)$$

Pre danú teplotu a tlak sa dominantným deformačným mechanizmom stáva mechanizmus, ktorý dáva najväčšiu rýchlosť deformácie.

### 1.2.1 Newtonovské tečenie

Newtonovské tečenie sa uplatňuje pri vysokých teplotách, nízkych napätiach ( $10^{-3} - 10^{-1}$  MPa) a malej veľkosti zrna. Rýchlosť deformácie sa lineárne zväčšuje s napätím a výrazne sa znižuje s rastúcou veľkosťou zrna a teplotou, rastie naopak s tlakom. Popisuje ho vzťah:

$$\dot{\epsilon}_{diff} = A_{diff} \sigma d^{-m} \exp\left(-\frac{E_{diff} + PV_{diff}}{RT}\right) \quad (1.9)$$

kde  $\dot{\epsilon}_{diff}$  je druhý invariant tenzoru rýchlosti deformácie,  $A_{diff}$  pre-exponenciálny parameter newtonovského tečenia,  $\sigma$  je druhý invariant deviátoru tenzoru napätia,  $d$  je veľkosť zrna, exponent  $m$  sa obvykle uvažuje  $\approx 2.5$ ,  $E_{diff}$  je aktivačná energia newtonovského tečenia,  $V_{diff}$  je aktivačný objem newtonovského tečenia,  $P$  je hydrostatický tlak,  $R$  univerzálna plynová konštanta a  $T$  absolútna teplota (napr. *Karato a Wu, 1993; Kameyama a kol., 1999*).

<sup>1</sup>Časti reologického popisu v podkapitole 1.2 sú prevzaté z bakalárskej práce (*Androvičová, 2008*).

## 1.2.2 Mocninné tečenie

Rýchlosť deformácie pri mocninnom tečení sa nelineárne zväčšuje s napätím a na veľkosti zrna je nezávislá. Tento mechanizmus sa takisto ako newtonovské tečenie uplatňuje pri vysokých teplotách, ale pri vyšších napätiach ( $10^{-1} - 10^2$  MPa) a veľkostiach zrna ako newtonovské tečenie. Je popísaný vzťahom:

$$\dot{\epsilon}_{disl} = A_{disl} \sigma^n \exp\left(-\frac{E_{disl} + P V_{disl}}{RT}\right) \quad (1.10)$$

kde  $A_{disl}$  je pre-exponenciálny parameter mocninného tečenia, exponent  $n \approx 3.5$ ,  $E_{disl}$  je aktivačná energia mocninného tečenia a  $V_{disl}$  aktivačný objem mocninného tečenia (*Kameyama a kol., 1999*).

## 1.2.3 Peierlsovo tečenie

Peierlsovo tečenie je popísané rovnicou:

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp\left[-g_p \frac{T_m(P)}{T} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_p}\right)^q\right] \quad (1.11)$$

kde  $A_p$  je pre-exponenciálny parameter,  $g_p$  je bezrozmerná konštanta,  $T_m$  teplota topenia,  $T$  absolútna teplota,  $\sigma_p$  je Peierlsovo napätie a exponent  $q \approx 2$ . Z tvaru rovnice vidno, že deformácia spôsobená Peierlsovým tečením je dôležitá pri vysokých napätiach ( $\approx 10^3$  MPa) a nízkych teplotách. Parametrizácia pomocou homologickéj teploty  $T_m/T$  je prevzatá z (*McNamara a kol., 2001*) a vnáša do rovnice tlakovú závislosť. Teplota topenia  $T_m$  je daná pre vrchný plášť vzťahom:

$$T_m = 2100 + 1.4848 z - 5.10^{-4} z^2 \quad (1.12)$$

A pre spodný plášť vzťahom:

$$T_m = 2916 + 1.25 z - 165.10^{-4} z^2 \quad (1.13)$$

kde  $z$  je hĺbka v kilometroch (*McNamara a kol., 2001*).

Vzťah (1.11) nie je vhodný pre veľmi nízke napätia (menej než  $\approx 10^2$  MPa), a síce že pre nulové napätie nedáva nulovú rýchlosť deformácie. Preto sa použitím Taylorovho rozvoja (*Kameyama a kol., 1999*) dá odvodiť asymptotický vzťah:

$$\dot{\epsilon}_p = A_p \exp\left[-g_p \frac{T_m(P)}{T} (1 - \gamma)^q\right] \left(\frac{\sigma}{\gamma \sigma_p}\right)^{S_{(T)}} \quad (1.14)$$

$$S_{(T)} = \frac{g_p T_m(P)}{T} (1 - \gamma)^{q-1} q \gamma \quad (1.15)$$

ktorý pre nulové napätie dáva nulovú rýchlosť deformácie a pre stredné napätia  $\approx 10^2$  MPa sa blíži vzťahu (1.11). Gamma je nastaviteľná konštanta  $0 \leq \gamma \leq 1$ , pričom my používame hodnotu  $\gamma = 0.1$ , aby bola aproximácia vhodná pre napätia  $\approx 10^3$  MPa (*Kameyama a kol., 1999*).

Mechanizmus silne nelineárneho Peierlsovho tečenia sa v numerických modeloch často aproximuje mocninným **limitom napätia** (napr. *van Hunen a kol., 2004*), ktorého rýchlosť deformácie je daná vzťahom:

$$\dot{\epsilon}_L = \dot{\epsilon}_y \left( \frac{\sigma}{\sigma_y} \right)^{n_y} \quad (1.16)$$

kde  $\dot{\epsilon}_L$  je druhý invariant tenzoru rýchlosti deformácie,  $\dot{\epsilon}_y$  je jeho referenčná hodnota,  $\sigma$  je druhý invariant tenzoru napätia,  $\sigma_y$  je predpísaný limit napätia a  $n_y$  je exponent s hodnotou obvykle medzi 5 a 10. Limit napätia  $\sigma_y$  sa obvykle volí z intervalu  $10^8 - 10^9$  Pa. Táto voľba sa však opiera len o odhady napätia v subdukujúcej litosferickej doske a neopiera sa priamo o experimentálne poznatky o vlastnostiach plášťa.

Pre numerickú implementáciu vzťahov (1.9) - (1.16), popisujúcich reologické vlastnosti, vyjadríme viskozitu newtonovského, mocninného a Peierlsovho tečenia ako funkciu rýchlosti deformácie:

$$\eta_{diff} = A_{diff}^{-1} d^m \exp\left(\frac{E_{diff} + P V_{diff}}{RT}\right) \quad (1.17)$$

$$\eta_{disl} = A_{disl}^{-\frac{1}{n}} \dot{\epsilon}_{disl}^{\frac{1}{n}-1} \exp\left(\frac{E_{disl} + P V_{disl}}{n RT}\right) \quad (1.18)$$

$$\eta_p = \dot{\epsilon}_p^{\frac{1}{S(T)}-1} \gamma \sigma_p A_p^{-\frac{1}{S(T)}} \exp\left(g_p \frac{T_m(P)}{T S(T)} (1 - \gamma)^q\right) \quad (1.19)$$

kde  $S(T)$  je dané vzťahom (1.15) a význam a hodnoty veličín obsahuje tabuľka 1.1.

Podobne ako pre ostatné deformačné mechanizmy viskozitu limitoru napätia vyjadríme zo vzťahu (1.16) ako:

$$\eta_y = \sigma_y \dot{\epsilon}_y^{-\frac{1}{n_y}} \dot{\epsilon}_L^{\frac{1}{n_y}-1} \quad (1.20)$$

Spoločné pôsobenie všetkých troch deformačných mechanizmov popisujeme efektívnou viskozitou  $\eta_{eff}$ . Pri danom napätí pre jej veľkosť vďaka (1.8) dostávame:

$$\eta_{eff} = \left( \frac{1}{\eta_{diff}} + \frac{1}{\eta_{disl}} + \frac{1}{\eta_p} \right)^{-1} \quad (1.21)$$

kde  $\eta_{diff}$ ,  $\eta_{disl}$ ,  $\eta_p$  sú viskozity newtonovského, mocninného a Peierlsovho tečenia. Pri aproximácii Peierlsovho tečenia limitom napätia nahradíme viskozitu Peierlsovho mechanizmu  $\eta_p$  viskozitou limitoru napätia  $\eta_y$ .

Ak niektorý z mechanizmov dáva výrazne menšiu viskozitu ako zvyšné dva, uplatní sa pri deformácii práve tento mechanizmus. V horúcom nízkoviskóznom plášti sa preto uplatňuje najmä lineárny newtonovský mechanizmus a naopak v studených častiach vysokoviskózne dosky prevažuje nelineárny Peierlsov mechanizmus. Mocninné tečenie ako hlavný mechanizmus riadi deformáciu v oblasti tesne okolo litosferických dosiek.

Vyššie popísaný systém rovníc (1.1) - (1.7) je riešený metódou konečných elementov prostredníctvom programu SEPRAN (*Segal a Praagman, 2005*). Elementy sú trojuholníkové a bázové funkcie sú lineárne v teplote a kvadratické pre rýchlosť. Rovnica kontinuity a zákon zachovania hybnosti sú riešené súčasne metódou penaltovej funkcie. Časová integrácia je robená schémou prediktor-korektor (*van den Berg a kol., 1993*). Advekcia kompozitne odlišného materiálu kôry je popísaná metódou Lagrangeových materiálových bodov. V našom modeli je 900 000 materiálových bodov, tzv. tracerov, rozložených v oblasti subdukujúcej dosky a pohybujúcich sa prúdením (*van Hunen, 2001*). Pohyb každej častice v čase je riešený explicitnou Runge-Kuttovou metódou druhého alebo štvrtého rádu (*Press a kol., 1992*).

**Tabuľka 1.1: Použité veličiny a ich hodnoty**

Symbol	Význam	Hodnota	Jednotky
$\mathbf{v}$	Rýchlosť	-	$m.s^{-1}$
$\eta$	Viskozita	-	$Pa.s$
$\eta_0$	Referenčná viskozita	$10^{21}$	$Pa.s$
$\eta_c$	Viskozita kôry	$10^{19} - 10^{21}$	$Pa.s$
$P$	Dynamický tlak	-	$Pa$
$p$	Totálny tlak	-	$Pa$
$P$	Hydrostatický tlak	-	$Pa$
$\rho$	Hustota	-	$kg.m^{-3}$
$\rho_0$	Referenčná hustota prislúchajúca teplote $T_0$	3416	$kg.m^{-3}$
$\Delta\rho_c$	Kompozitné variácie hustoty kôry	-400	$kg.m^{-3}$
$\mathbf{g}$	Tiažové zrýchlenie	9.8	$m.s^{-2}$
$c_p$	Merná tepelná kapacita pri konštantnom tlaku	1250	$J.kg^{-1}K^{-1}$
$T$	Teplota	-	$K$
$T_0$	Teplota povrchu	273	$K$
$T_m$	Teplota topenia	-	$K$
$t$	Čas	-	$s$
$\alpha$	Koeficient teplotnej rozťažnosti	$3 \times 10^{-5}$	$K^{-1}$
$k$	Koeficient tepelnej vodivosti	4.27	$W.m^{-1}K^{-1}$
$\gamma_{410}$	Sklon Clapeyronovej krivky-410 km fázové rozhranie	3	$MPa.K^{-1}$
$\gamma_{660}$	Sklon Clapeyronovej krivky-660 km fázové rozhranie	-2.5	$MPa.K^{-1}$
$\Delta\rho_{410}$	Variácie v hustote - 410 km fázové rozhranie	273	$kg.m^{-3}$
$\Delta\rho_{660}$	Variácie v hustote - 660 km fázové rozhranie	342	$kg.m^{-3}$
$\Gamma_l$	Fázová funkcia pre fázové rozhrania v plášti	-	-
$d_{ph}$	Šírka fázového prechodu	20	km
$z_0(T)$	Teplotne závislá hĺbka fázového prechodu	-	km
$H$	Rádioaktívne zdroje tepla	-	-
$C$	Koncentrácia	-	-
$R$	Univerzálna plynová konštanta	8.31	$J.mol^{-1}K^{-1}$
$\dot{\epsilon}_{ij}$	Tensor rýchlosti deformácie: $\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_j v_i + \partial_i v_j)$	-	$s^{-1}$
$\dot{\epsilon}$	Druhý invariant tenzoru rýchlosti deformácie	-	$s^{-1}$
$\dot{\epsilon}_y$	Referenčná rýchlosť deformácie	$10^{-14}$	$s^{-1}$
$\sigma_{ij}$	Deviátor tenzoru napätia	-	$Pa$
$\sigma$	Druhý invariant deviátoru tenzoru napätia $\sigma_{ij}$	-	$Pa$
$\sigma_y$	Limit napätia	$10^8 - 10^9$	$Pa$
$\sigma_p$	Peierlsovo napätie	$10^9 - 8.5 \times 10^9$	$Pa$
$\tau_{ij}$	Totálny tenzor napätia $\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + \sigma_{ij}$	-	$Pa$
$n_y$	Parameter pre limitor napätia	5	-
$q$	Parameter Peierlsovho tečenia	2	-
$g_p$	Bezrozmerná konštanta pre Peierlsovo tečenie	31	-
$\gamma$	Voliteľná konštanta pre Peierlsovo tečenie	0.1	-
$A_{diff}$	Pre-exponenciálny parameter newtonovského tečenia	$1.92 \times 10^{-10}$	$Pa^{-1}s^{-1}$
$A_{disl}$	Pre-exponenciálny parameter mocninného tečenia	$2.42 \times 10^{-15}$	$Pa^{-n}s^{-1}$
$A_p$	Pre-exponenciálny parameter Peierlsovho mechanizmu	$5.7 \times 10^{11}$	$s^{-1}$
$E_{diff}$	Aktivačná energia newtonovského tečenia	$3.0 \times 10^5$	$J.mol^{-1}$
$E_{disl}$	Aktivačná energia mocninného tečenia	$5.4 \times 10^5$	$J.mol^{-1}$
$E_p$	Aktivačná energia Peierlsovho tečenia	$5.4 \times 10^5$	$J.mol^{-1}$
$V_{diff}$	Aktivačný objem newtonovského tečenia	$4.5 \times 10^{-6}$	$m^3.mol^{-1}$
$V_{disl}$	Aktivačný objem mocninného tečenia	$14 \times 10^{-6}$	$m^3.mol^{-1}$

# Kapitola 2

## Popis modelu

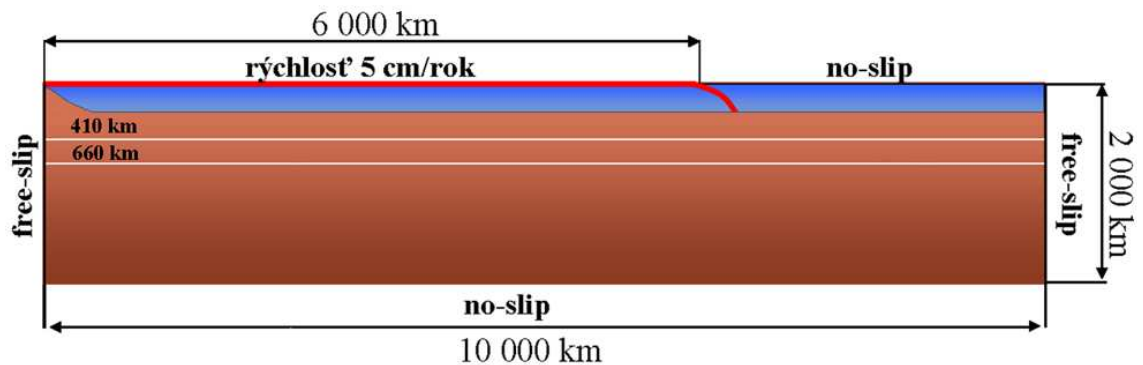
### 2.1 Všeobecný popis modelu a hraničné podmienky

Subdukujúcu dosku simulujeme v dvojrozmernom kartézskom boxe. Naša modelová doména je 10 000 km široká a 2 000 km hlboká, nezahrňuje teda spodnú hraničnú vrstvu nad rozhraním jadro - plášť. V ľavom hornom rohu je predpísaný stredooceánsky chrbát a 6 000 km od neho sa nachádza bod oddelenia oceánskej a kontinentálnej dosky. Toto oddelenie je zabezpečené nízkoviskóznou kôrou hrúbkou 10 km, ktorá je predpísaná na povrchu oceánskej dosky a na oblúku kontaktu oceánskej dosky s doskou nadložnou do hĺbky 200 km (Obr. 2.1). Oblúk kontaktu dosiek je predpísaný na počiatku simulácie, počas nej sa však môže meniť a vyvíjať. Hrúbka oceánskej dosky sa zväčšuje od stredooceánskeho chrbta smerom ku zlomu podľa polopriestorového modelu ochladzovania zemskej litosféry. Vek oceánskej dosky v mieste subdukcie je 120 miliónov rokov. Termálna štruktúra nadložnej dosky zodpovedá litosfére starej 120 miliónov rokov.

Ako termálnu hraničnú podmienku predpisujeme konštantnú teplotu na povrchu  $T_0 = 273 \text{ K}$  a na spodnej hranici modelovej oblasti  $T = 2573 \text{ K}$  (*van Hunen, 2004; Čížková a kol., 2007*). Počiatočné rozloženie teploty v doske je dané polopriestorovým modelom. Pod doskou teplota rastie podľa adiabatického profilu. Termálna hraničná podmienka na bočných hraniciach oblasti je daná nulovou deriváciou teploty v horizontálnom smere:  $\partial T / \partial x = 0$ .

Na spodnej hranici modelu je predpísaná nulová rýchlosť, na pravej a ľavej bočnej hranici je predpísaná podmienka voľného preklzu, t.j. nulové trenie. Na vrchnej hranici predpisujeme dva typy hraničných podmienok: (i) voľný preklz na celej hornej hranici modelu a (ii) rýchlosť, kedy na oceánskej doske je zadaná horizontálna rýchlosť 5 cm/rok (vertikálna zložka rýchlosti je nulová) a na kontinentálnej doske je nulový pohyb. Schématické znázornenie modelového boxu je na obrázku 2.1.

Keďže výsledky z našich modelov budeme aplikovať na subdukčnú oblasť Kermadec, vek dosky 120 miliónov rokov a hodnota rýchlosti dosky 5 cm/rok sú volené v zhode so známymi údajmi o tejto subdukčnej oblasti podľa *Jarrarda (1986)*.



Obr. 2.1: Schématický náčrt geometrie modelovej oblasti s hraničnými podmienkami - model s hraničnou podmienkou na rýchlosť oceánskej dosky. Druhý typ používaného modelu má na celej hornej hranici predpísanú hraničnú podmienku nulového trenia - voľný preklz.

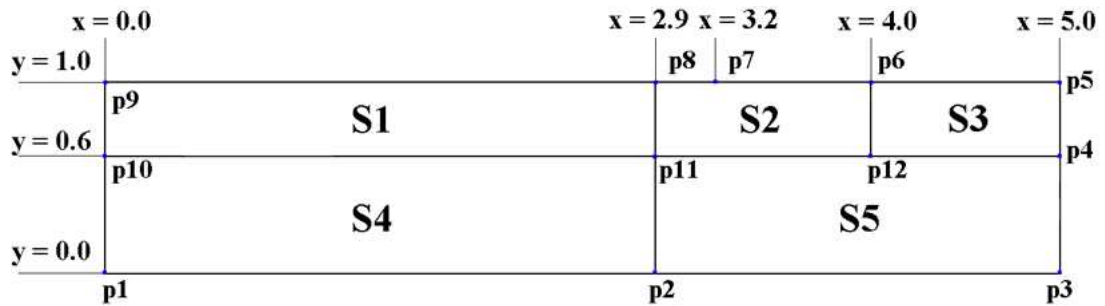
## 2.2 Popis siete

Sieť je nepravidelná, zložená z niekoľkých povrchov, t.j. častí, ktoré samostatne sú vzorkované relatívne pravidelne. Základná schéma geometrie siete v bezrozmerných jednotkách (1 b. j. = 2 000 km) s vyznačením jednotlivých povrchov je na obrázku 2.2.

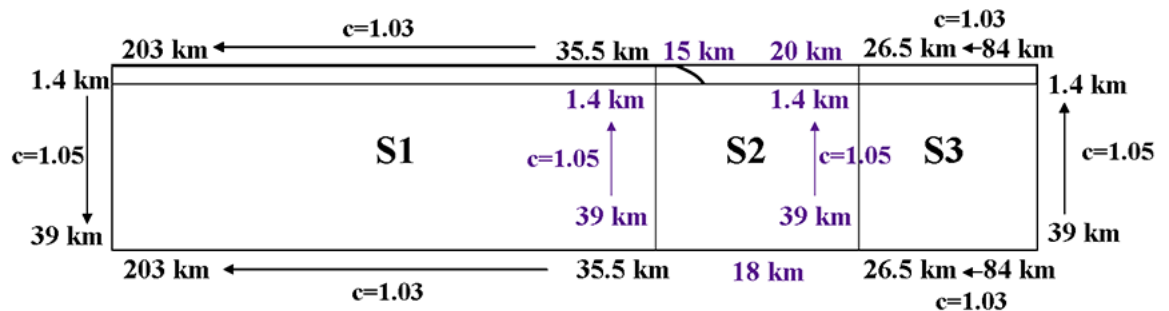
Elementy sú trojuholníkového tvaru. Najjemnejšie vzorkovanie je v oblasti kontaktu dosiek (povrch S2) medzi  $x \in (5\,800\text{ km}, 8\,000\text{ km})$  a  $y \in (1\,200\text{ km}, 2\,000\text{ km})$ , a to 15 km horizontálne a 1.4 km vertikálne. Vo vertikálnom smere je redukcia veľkosti elementov z 39 km na 1.4 km zabezpečená koeficientom  $c = 1.05$ . V horizontálnom smere sú všetky elementy rovnako veľké (t.j. koeficient  $c = 1.0$ ): na hornej hranici povrchu S2 je to 15 km pre  $x \in (5\,800\text{ km}, 6\,400\text{ km})$  a 20 km pre  $x \in (6\,400\text{ km}, 8\,000\text{ km})$  a na spodnej hranici sú všetky elementy veľké 18 km.

Všetky tieto údaje sú zhrnuté v obrázku 2.3, kde sú znázornené veľkosti elementov a koeficient redukcie/expansionie  $c$  aj pre ostatné krivky siete okolo povrchov S1 a S3. Obrázok 2.4 zase rovnakým spôsobom popisuje sieť na spodnej časti modelovej domény pod  $y = 1\,200\text{ km}$ , zahrňujúcej povrchy S4 a S5. V tejto oblasti už rozlíšenie tak jemné nepotrebujeme a veľkosť elementov sa pohybuje v širokom rozmedzí od 16 km v oblasti, kde subdukujúca doska preniká do spodného plášťa až po 348 km vľavo na spodnej hranici modelovej oblasti, kde nedochádza k efektom, ktoré by jemnejšie rozlíšenie vyžadovali.

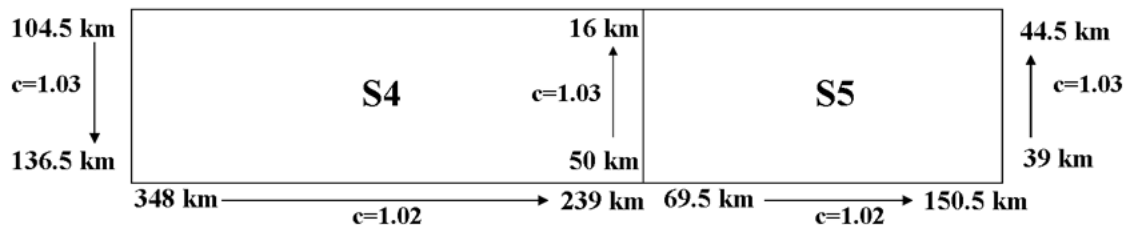
Nodálne body siete v oblasti subdukčného oblúka sú znázornené na obrázku 2.5.



Obr. 2.2: Schématický nákrres siete používanej vo výpočtoch so zakreslením hlavných bodov siete (p1 až p12), hlavných kriviek, spájajúcich body, a povrchov, z ktorých sa sieť skladá (S1 až S5). Hodnoty súradníc x a y sú uvedené v bezrozmerných jednotkách, kedy 1 b. j. = 2 000 km.

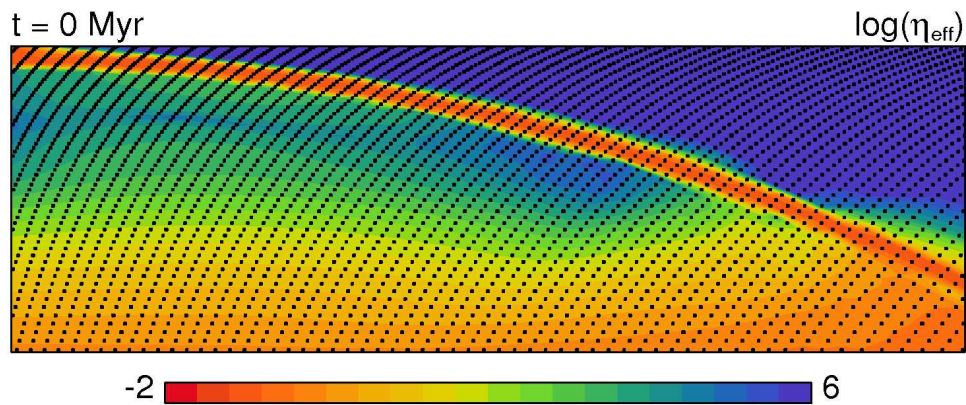


Obr. 2.3: Detail hornej časti modelovej domény (povrchy S1, S2 a S3). Hodnoty v kilometroch okolo povrchov znamenajú najväčšiu a najmenšiu veľkosť elementov siete na jednotlivých krivkách. Faktor  $c$  vyjadruje redukciiu, príp. expanziu veľkosti elementov pozdĺž jednotlivých kriviek. Fialovou farbou je vyznačená oblasť, ktorá nás najviac zaujíma: oblasť okolo kontaktu oceánskej a kontinentálnej dosky. Tu najjemnejšie rozlíšenie je 1.4 km vertikálne a 15 km horizontálne. Toto jemné vzrokovanie je nevyhnutné kvôli dobrému rozlíšeniu kôry, hrubej 10 km, a následnému dobrému oddeleniu kontinentálnej a oceánskej dosky.



Obr. 2.4: Detail spodnej časti modelovej domény (povrchy S4 a S5). Hodnoty v kilometroch okolo povrchov znamenajú najväčšiu a najmenšiu veľkosť elementov siete na jednotlivých krivkách. Faktor  $c$  vyjadruje redukciiu, príp. expanziu veľkosti elementov pozdĺž jednotlivých kriviek.





Obr. 2.5: Nodálne body siete zakreslené do obrazu viskozity. Zobrazená je oblasť kontaktu oceánskej a nadložnej dosky, t.j. subdukčný oblúk. Výrez je 360 km široký a 120 km hlboký. Pre získanie skutočnej hodnoty efektívnej viskozity násobujeme hodnotu relatívnej efektívnej viskozity z obrázka hodnotou referenčnej viskozity  $\eta_0 = 10^{21}$  Pa.s.

Najväčším problémom konštrukcie siete je nájsť akési optimum medzi rozlíšením a jej pravidelnosťou. Pravidelná sieť pri našich pamäťových možnostiach neposkytuje dostatočné rozlíšenie kôry tak, aby dochádzalo k dostatočnému oddeleniu dosiek. V miestach nedostatočného rozlíšenia kôra v podstate neexistuje, dosky sa zlepia a ku subdukcii nedochádza.

Naopak pri snahe o čo najjemnejšie rozlíšenie v oblasti kontaktu dosiek musíme zmenšiť nároky na rozlíšenie v ostatných oblastiach siete, pričom vznikajú veľké nepravidelnosti siete hlavne v oblasti stretu malých a veľkých elementov (tam, kde sa spájajú dva povrchy), ktoré spôsobujú numerické problémy (niekedy fatálne).

# Kapitola 3

## Výsledky počítačového modelovania

Výpočty sme uskutočňovali na rade modelov. Tie sa odlišujú hraničnou podmienkou na povrchu oceánskej dosky, limitom napätia, viskozitou kôry a polomerom krivosti oblúka - kontaktu medzi subdukujúcou a nadložnou doskou. Ďalej sme skúmali vplyv redukcie veľkosti zrna a nárastu viskozity v spodnom plášti. Prehľad modelov je v tabuľke 3.1.

V tejto kapitole sa zameriam na vplyv všetkých vyššie spomínaných parametrov na priebeh subdukcie oceánskej dosky, predovšetkým na jej morfológiu a na rýchlosti generované behom zanorovania dosky. V prvej časti sa zameriam na behy s hraničnou podmienkou na rýchlosť oceánskej dosky 5 cm/rok a následne na behy s hraničnou podmienkou na voľný preklz.

### 3.1 Modely s predpísanou rýchlosťou oceánskej dosky

V tejto časti budú popísané modely s hraničnou podmienkou na rýchlosť na povrchu oceánskej dosky, kedy horizontálna zložka rýchlosti je 5 cm/rok a vertikálna zložka rýchlosti je nulová. Bude tu diskutovaný vplyv hodnoty limitu napätia, viskozity kôry, ktorá zaistuje oddelenie subdukujúcej a nadložnej dosky, a vplyv počiatočného polomeru oblúka kontaktu dosiek na priebeh subdukcie. Ďalej bude diskutovaný efekt reologického zoslabenia dosky v dôsledku redukcie veľkosti zrna a efekt viskózneho skoku na rozhraní vrchného a spodného plášťa.

Časový vývoj subdukcie dosky pre model R-a0.4b20L8 s polomerom subdukčného oblúka 800 km (0.4 bezrozmerne), viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s a limitom napätia  $10^8$  Pa je vykreslený na obrázku 3.1. Tento model budeme považovať za referenčný a budeme k nemu vzťahovať výsledky získané z ostatných modelov.

**Tabuľka 3.1: Prehľad modelov popisovaných v tejto kapitole.**

Sledovali sme vplyv nasledujúcich parametrov modelov: polomer oblúka kontaktu dosiek, viskozita kôry  $\eta_c$  a limit napätia  $\sigma_y$  (viď tabuľku 1.1). Modely označené prídavkom *-redukcia*, sú behy s redukciou veľkosti zrna o 4 rády. Modely označené príponou *-nárast*, sú modely s desaťnásobným viskóznym skokom na rozhraní vrchného a spodného plášťa.

Hraničná podmienka na oceánskej doske		Parametre		
Rýchlosť 5cm/rok	Voľný preklz	Polomer oblúka [km/b. j. <sup>1</sup> ]	$\log(\eta_c)$	$\log(\sigma_y)$
R-a0.4b20L8	FS-a0.4b20L8	800/0.4	20	8
R-a0.4b20L9	FS-a0.4b20L9	800/0.4	20	9
R-a0.4b19L8	FS-a0.4b19L8	800/0.4	19	8
R-a0.4b19L9	—	800/0.4	19	9
R-a0.4b21L8	FS-a0.4b21L8	800/0.4	21	8
R-a0.2b20L8	FS-a0.2b20L8	400/0.2	20	8
R-a0.6b20L8	FS-a0.6b20L8	1200/0.6	20	8
R-a0.6b20L8-redukcia	—	1200/0.6	20	8
R-a0.6b20L9-redukcia	FS-a0.6b20L9-redukcia	1200/0.6	20	9
R-a0.6b20L8-nárast	FS-a0.6b20L8-nárast	1200/0.6	20	8
R-a0.6b20L9-nárast	—	1200/0.6	20	9

V ľavom stĺpci je znázornená bezrozmerná teplota, ktorej hodnota 0 zodpovedá 273 K a hodnota 1 zodpovedá fyzikálnej hodnote 2573 K. V strednom stĺpci je vykreslený logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity, pričom hodnota referenčnej viskozity  $\eta_0 = 10^{21}$  Pa.s (viď tabuľku 1.1). Pravý stĺpec obsahuje druhý invariant deviátoru tenzoru napätia, definovaného vzťahom:

$$\sigma_{II} = \sqrt{\frac{1}{2} \sum_{ij} \sigma_{ij} \sigma_{ij}} \quad (3.1)$$

Zobrazený výrez pokrýva oblasť okolo miesta subdukcie 2000 km širokú a 2000 km hlbokú ( $x \in \langle 5200km; 7200km \rangle$ , v súradnici  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). Biele čiary znázorňujú polohu hlavných fázových rozhraní v hĺbkach 410 a 660 km.

Spočiatku sa doska zanára šikmo do plášťa, kopírujúc predpísaný oblúk kontaktu dosiek, na ktorom je definovaná kôra. V čase, kedy doska začne prechádzať cez exotermné fázové rozhranie v hĺbke 410 km sa uhol zanorenia zväčšuje v dôsledku zvýšeného záporného vztľaku a väčšej rýchlosti dosky pri prechode týmto rozhraním. Vplyv endotermného fázového rozhrania sa prejaví ohybom dosky (keďže limit napätia  $10^8$  Pa je dostatočne nízky a umožňuje deformáciu), dočasným zadržaním dosky na fázovom rozhraní v hĺbke 660 km (približne na 3 milióny rokov) a znížením jej rýchlosti. Nakoniec však doska predsa len cez fázové

<sup>1</sup>b. j. = bezrozmerné jednotky

rozhranie 660 km preniká, pričom sa vplyvom endotermného fázového rozhrania príslušná časť dosky znova a znova deformuje, až vytvorí niekoľko záhybov (Běhounková, 2007).

Na obrázku viskozity (stredný stĺpec) pozorujeme pôsobenie použitej nelineárnej reológie v podobe silného reologického oslabenia dosky na konci predpísaného subdukčného oblúka, kde dochádza k jej veľkému ohybu. Deviátor tenzoru napätia (pravý stĺpec) vykazuje spočiatku veľké hodnoty práve v tomto mieste, kde končí predpísaný kontakt dosiek a oceánska doska sa ohýba. V hĺbke 200 km reologické vlastnosti kôry prechádzajú na reologické vlastnosti plášťa (z numerických dôvodov) a to je ďalší dôvod kumulácie napätia na konci subdukčného oblúka (Obr. 3.1c v čase 8.559 miliónov rokov). Neskôr sa vyvinie relatívne vysoké napätie aj v horizontálnej časti dosky na povrchu v dôsledku extra vztlaku (záporného na 410 km a kladného na 660 km), ktorý doska získa pri prechode fázovými rozhraniami. Keďže na povrchu oceánskej dosky je predpísaná kinematická hraničná podmienka 5 cm/rok, ktorá dosku drží a neumožňuje jej vyvinúť rýchlosti, ktoré by presne zodpovedali pôsobiacim silám, napätie v doske je vysoké.

Napriek tomu, že kinematická hraničná podmienka dosku drží a neumožní jej vyvinúť rýchlosti, ktoré by zodpovedali dosiahnutým vztlakom pri fázových prechodoch, nemôžeme ani tvrdiť, že doska má po celý čas zanorovania práve rýchlosť 5 cm/rok. Nízkoviskóznou vrstvou kôry na povrchu oceánskej dosky sa totiž môže deformovať a hraničná podmienka predpísaná na povrchu oceánskej dosky sa v dôsledku toho v určitých štádiách subdukcie neprenáša na celú dosku úplne efektívne a umožňuje jej vyvinúť rýchlosti odlišné od hodnoty danej touto hraničnou podmienkou.

Tento efekt môžeme sledovať na obrázku 3.2, kde je vykreslený vertikálny rez modelovou oblasťou pre  $x = 4600$  km, zobrazujúci veľkosť horizontálnej zložky rýchlosti. V čase 7.6 miliónov rokov (Obr. 3.2a) pozorujeme skok v priebehu horizontálnej rýchlosti dosky z 5cm/rok predpísaných na povrchu hraničnou podmienkou na zhruba 4.8 cm/rok pod kôrou. V čase 10.5 miliónov rokov, kedy doska prechádza fázovým rozhraním v hĺbke 410 km, ktoré jej udeľuje extra záporný vztlak, v priebehu rýchlosti (Obr. 3.2b) zase pozorujeme skok z 5cm/rok na povrchu na 5.4 cm/rok vo vnútri dosky. K zmenám rýchlosti dosky počas subdukcie teda predsa len dochádza, pričom veľkosť týchto zmien závisí na tom, nakoľko efektívne prenáša nízkoviskóznou kôrou hraničnú podmienku na celú oceánsku dosku (t.j. nakoľko je kôra s určitou hodnotou viskozity schopná sa deformovať).

Vývoj veľkosti horizontálnej rýchlosti oceánskej dosky počas subdukcie je vykreslený na obrázku 3.3a<sup>2</sup>. Z grafu je vidno, že na začiatku subdukcie je rýchlosť dosky dokonca o niečo menšia než predpísaná rýchlosť (zhruba 4.5 cm/rok), pričom pri prechode exotermným fázovým rozhraním v hĺbke 410 km rýchlosť dosky

<sup>2</sup> Veľkosť horizontálnej zložky rýchlosti je počítaná ako integrál horizontálnej zložky rýchlosti cez obdĺžnikovú oblasť  $1000 \times 30$  km vo vnútri oceánskej dosky (mimo kôry), dostatočne vzdialenej od miesta subdukcie, aby hodnota integrálu nebola ovplyvnená efektami prebiehajúcimi na kontakte dosiek. Okno je určené súradnicami  $x_{min} = 4000$  km,  $x_{max} = 5000$  km,  $y_{min} = 1944$  km,  $y_{max} = 1974$  km.

stúpa na 5.4 cm/rok vďaka dodatočnému zápornému vztlaku, ktorý doska získala pri fázovej premene. V rozmedzí časov 10 až 15 miliónov rokov môžeme na grafe pozorovať akési ustálenie rýchlosti okolo hodnoty 5.4 cm/rok a jej následné zníženie na hodnotu 5 cm/rok, vtedy doska leží na fázovom rozhraní v hĺbke 660 km. Napokon cez toto fázové rozhranie prenikne, čo sa na rýchlosti prejaví jej opätovným vzrastom na hodnotu 5.4 cm/rok. Zadržanie subdukujúcej dosky fázovým rozhraním v hĺbke 660 km spôsobuje, že sa doska v dôsledku kinematickej hraničnej podmienky skladá a hromadí v prechodovej zóne, a toto pomaly reaktivuje subdukčný proces (rýchlosť dosky opäť vzrastie) (*Quinteros a kol., 2010*).

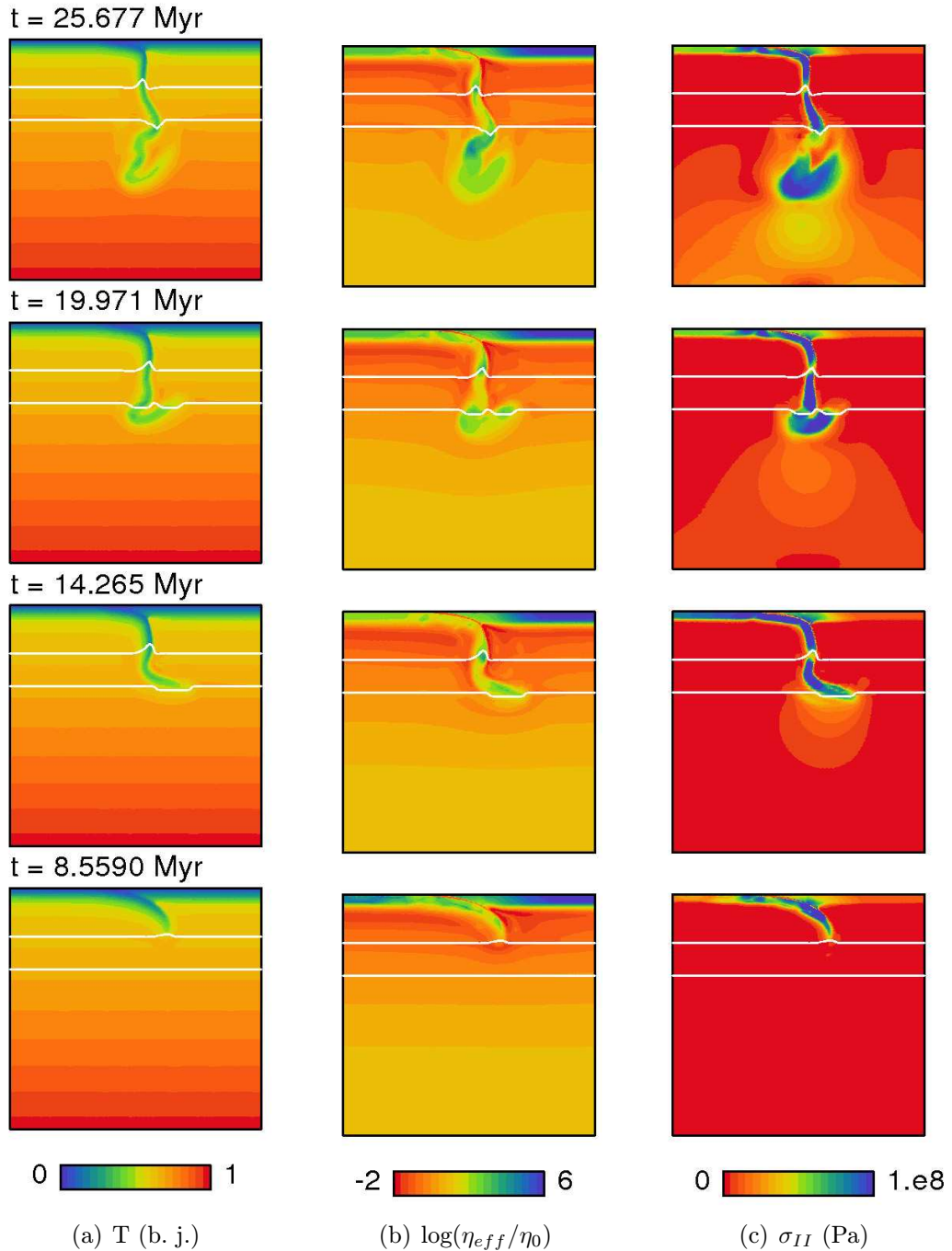
### 3.1.1 Vplyv limitu napätia

Na obrázku 3.4 je vykreslený logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity a druhý invariant deviátoru tenzoru napätia pre model R-a0.4b20L9, ktorý sa od vyššie diskutovaného referenčného modelu R-a0.4b20L8 líši len jedným parametrom, a tým je limit napätia rovný  $10^9$  Pa.

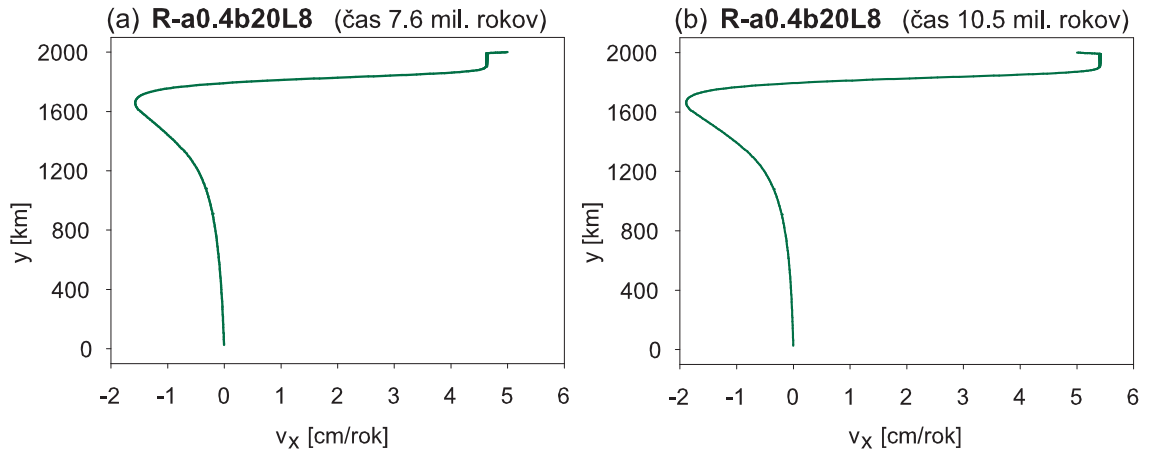
Porovnaním s referenčným modelom (Obr. 3.1) vidíme, že morfológia dosky je pre oba modely výrazne odlišná, aj keď pre oba doska približne v rovnakých časoch dosahuje hlavné fázové rozhrania. V modeli s vyšším limitom napätia  $10^9$  Pa je doska dostatočne pevná a po počiatočnom vývoji subdukcie, ktorý kopíruje definovaný polomer subdukčného oblúka sa sklon dosky zväčšuje až natoľko, že dochádza k jej spätnému ohybu. Endotermné fázové rozhranie v hĺbke 660 km prechádza doska bez deformácie a bez akéhokoľvek pozastavenia sa. Jediným efektom, ku ktorému pri prechode týmto rozhraním dochádza, je zníženie rýchlosti dosky, ktoré môžeme vidieť z obrázka 3.3b medzi časmi 15 a 20 miliónov rokov. Krivka vývoja horizontálnej rýchlosti pre beh s vysokým limitom napätia  $10^9$  Pa je hladšia v porovnaní s krivkou behu s limitom  $10^8$  Pa (porovnaj Obr. 3.3a a 3.3b), môžeme pozorovať len jeden výraznejší nárast rýchlosti pri prechode exotermným fázovým rozhraním v hĺbke 410 km a následné spomaľovanie dosky pri prechode endotermným rozhraním 660 km. Oscilácie v priebehu rýchlosti, ktoré v prípade referenčného modelu R-a0.4b20L8 s menej viskóznou doskou boli spôsobené periodickým ohýbaním dosky, tu nie sú prítomné.

Napätia, dosahované pri subdukcii vo vnútri dosky, odrážajú niekoľko síl pôsobiacich na dosku počas subdukcie: (a) negatívny vztlak chladného materiálu dosky, (b) vztlakové sily pôsobiace na fázových rozhraniach, (c) tlak alebo ťah v dôsledku kinematickej hraničnej podmienky a (d) sily spojené s ohýbaním dosky (*Čížková a kol., 2007*). Druhý invariant deviátoru tenzoru napätia je zobrazený na obrázku 3.4b. Pozorujeme, že pri vysokom limite napätia  $10^9$  Pa má rozloženie napätia v doske bipolárnu štruktúru. Oblasti s vysokým napätím na okrajoch dosky sú dôsledkom kompresie na vnútornej a natiahnutia na vonkajšej časti dosky a sú oddelené pásom zníženého napätia, v ktorom sa režim deformácie mení z tenzného na kompresný.

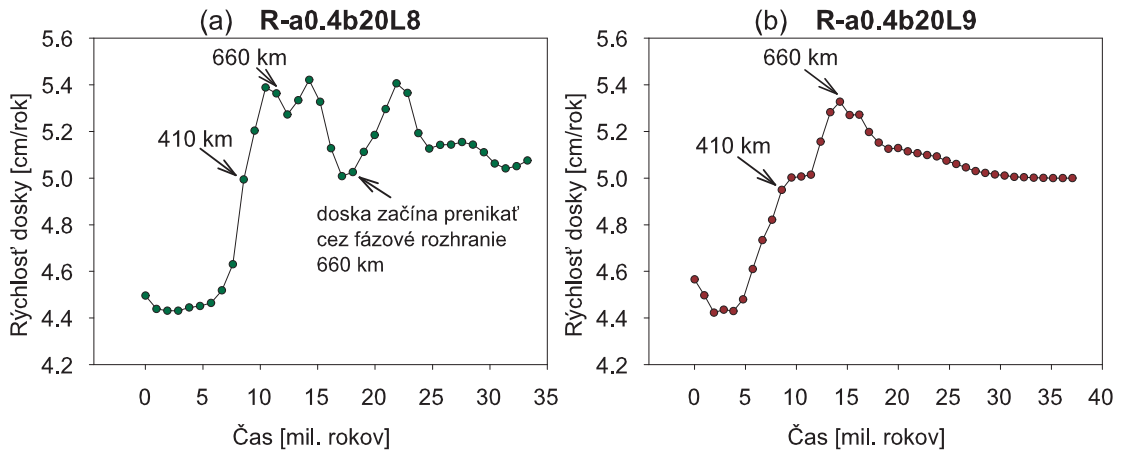
V mnohých subdukčných oblastiach je pozorované rozloženie zemetrasení v stredných hĺbkach (70 až 300 km) v dvoch separovaných vrstvách. Predpokladá sa, že tieto takzvané dvojité Benioffové zóny sú vlastné subdukujúcej doske, keďže sú pozorované u subdukujúcich sa dosiek s rôznym vekom či orientáciou napätí. Pre existenciu zemetrasenia všeobecne sú dôležité dve podmienky: prítomnosť dostatočného deviatorického napätia umožňujúceho generovanie šmykového napätia a prítomnosť adekvátneho mechanizmu udržania a náhleho uvoľnenia deformácie (*Brudzinski a kol., 2007*). Existuje mnoho hypotéz o pôvode dvojitých Benioffových zón. Za ich možnú príčinu sa považujú napätia spojené s fázovými prechodmi, s ohýbaním a narovnávaním dosky, termoelastické napätia (*Chen a kol., 2004*) či petrologické vlastnosti materiálu subdukujúcej sa dosky (*Brudzinski a kol., 2007*). V našom modeli rozloženie napätia vyvinutého v subdukovanej doske pri limite napätia  $10^9$  Pa evokuje podobu dvojitých Benioffových zón (Obr. 3.4b). Tieto zóny vysokého napätia sú v našom modeli dôsledkom ohýbania dosky. Vrstevnatú štruktúru druhého invariantu deviatoru tenzoru napätia naopak nepozorujeme u referenčného modelu s limitom napätia  $10^8$  Pa (Obr. 3.1c).



Obr. 3.1: Časový vývoj subdukcie pre referenčný model R-a0.4b20L8 s hraničnou podmienkou na rýchlosť oceánskej dosky 5cm/rok, polomerom subdukčného oblúka veľkosti 800 km/0.4 b. j., viskozitou kôry rovnou  $10^{20}$  Pa.s a limitom napätia  $10^8$  Pa. V jednotlivých stĺpcoch sú ukázané časové vývoje: (a) bezrozmernej teploty, (b) logaritmu pomeru efektívnej a referenčnej viskozity a (c) druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia. Znázornený je výrez okolo miesta subdukcie 2000 km široký ( $x \in \langle 5200km; 7200km \rangle$ ) a 2000 km hlboký (t.j. v súradnici  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). Biele vodorovné čiary znázorňujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.

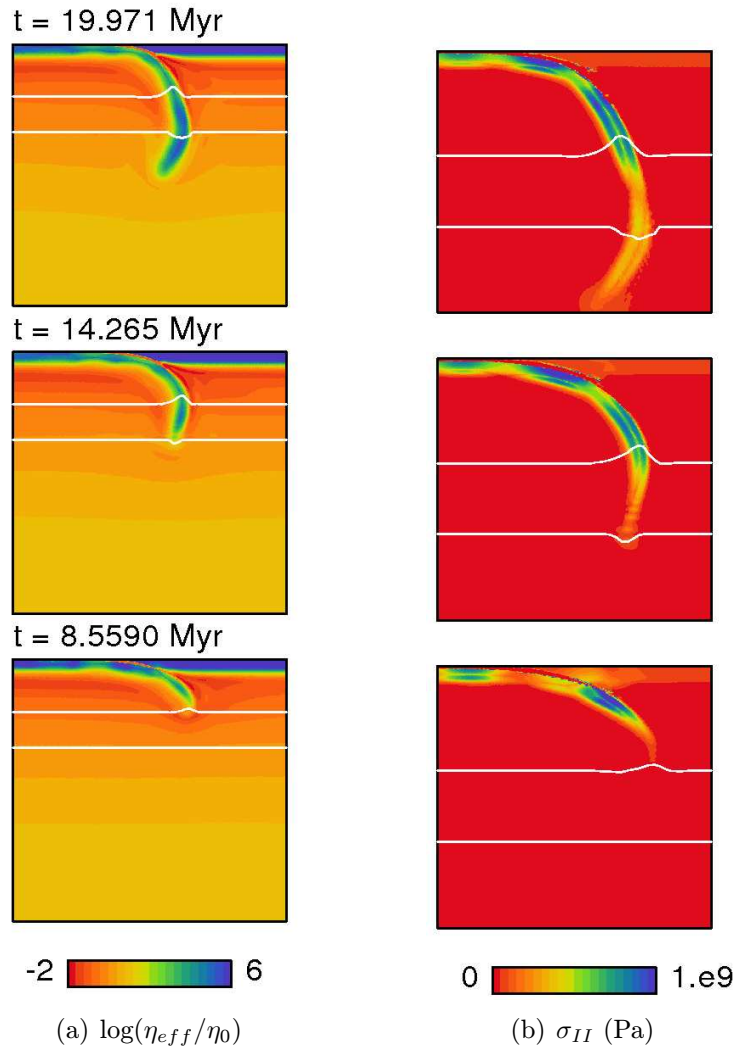


Obr. 3.2: Vertikálny rez horizontálnej zložky rýchlosti  $v_x$  pre  $x = 4600$  km a pre referenčný model R-a0.4b20L8. Vľavo v čase 7.6 miliónov rokov, kedy sa doska začína subdukovať a jej negatívny vztlak zodpovedá rýchlosti menšej než je rýchlosť určená hraničnou podmienkou na povrchu. Vpravo je vertikálny rez modelovou oblasťou vykreslený pre čas 10.5 miliónov rokov, kedy doska prechádza exotermným fázovým prechodom v hĺbke 410 km a jej rýchlosť je teda väčšia než rýchlosť daná hraničnou podmienkou.



Obr. 3.3: Rýchlosť subdukujúcej sa dosky ako funkcia času. Rýchlosť je určená ako integrál horizontálnej zložky rýchlosti subdukujúcej sa dosky cez okno 1000 km široké a 30 km hlboké. Ľavý panel: model R-a0.4b20L8, pravý panel: model R-a0.4b20L9. Oblasť integrácie je určená súradnicami  $x_{min} = 4000$  km,  $x_{max} = 5000$  km,  $y_{min} = 1944$  km,  $y_{max} = 1974$  km. Zakreslené body znázorňujú jednotlivé časové kroky vzdialené od seba o 951 000 rokov. Šípky 410 a 660 km označujú časový krok, kedy špička dosky dosiahla fázové rozhranie v hĺbke 410, resp. 660 km.





Obr. 3.4: Časový vývoj subdukcie pre model R-a0.4b20L9. Ľavý stĺpec: logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity, pravý stĺpec: druhý invariant deviátoru tenzoru napätia. V ľavom stĺpci je znázornený výrez okolo miesta subdukcie 2000 km široký a 2000 km hlboký ( $x \in \langle 5200km; 7200km \rangle$  a  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). V pravom stĺpci je zobrazený detail dosky vo výreze 1000 km širokom a 1000 km hlbokom ( $x \in \langle 5700km; 6700km \rangle$  a  $y \in \langle 1000km; 2000km \rangle$ ). Biele vodorovné čiary znázorňujú hlavné fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.

### 3.1.2 Vplyv viskozity kôry

Nízkoviskózna kôra predstavuje v našom modeli jediný spôsob oddelenia subdukujúcej a nadložnej dosky. Jej parametre sú preto pre priebeh subdukcie veľmi dôležité. Reológia kôry je však zložitá, závisí napr. na množstve vody a jej parametrizácia nie je presne jasná. V našom modeli používame len veľmi jednoduchú parametrizáciu, kedy má kôra konštantnú viskozitu a jej hodnota je voľným parametrom, ktorého vplyv na vývoj systému skúmame.

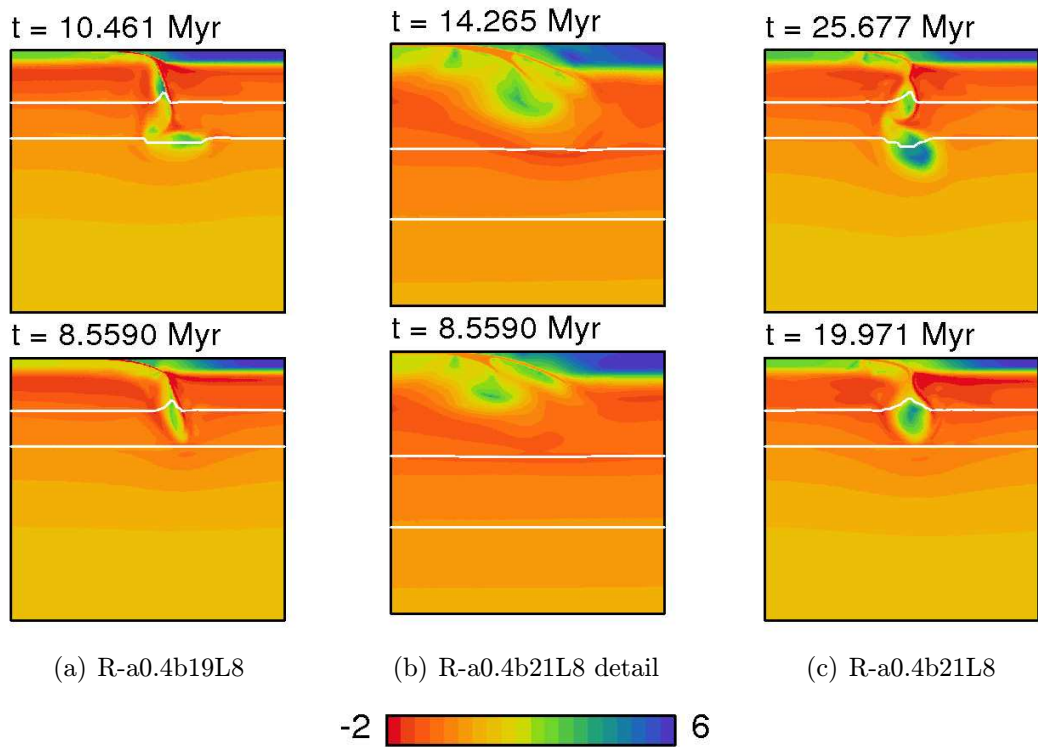
Model s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s bol popísaný vyššie, tu sa zameriam na odlišnosti vznikajúce v dôsledku menšej ( $10^{19}$  Pa.s) či väčšej ( $10^{21}$  Pa.s) viskozity kôry. Na obrázku 3.5a je vykreslený logaritmus relatívnej efektívnej viskozity pre model R-a0.4b19L8 s viskozitou kôry  $10^{19}$  Pa.s v dvoch okamžikoch. Morfológia dosky je temer totožná s morfológiou dosky z referenčného modelu R-a0.4b20L8 s viskozitou bazaltu  $10^{20}$  Pa.s (Obr. 3.1). Subdukcia s nižšou viskozitou prebieha však o niečo rýchlejšie (napr. v modeli s viskozitou bazaltu  $10^{20}$  Pa.s doska v čase 8.559 milióna rokov dosiahne fázové rozhranie 410 km, zatiaľ čo v modeli s nižšou viskozitou v tomto čase doska už týmto fázovým rozhraním prešla (dosiahla ho už v čase 6.657 mil. rokov)).

Vplyv viskozity kôry pozorujeme aj z časového priebehu horizontálnej rýchlosti dosky na obrázku 3.7a. Kôra s nižšou viskozitou umožňuje lepšie oddelenie subdukujúcej sa dosky od dosky nadložnej, rýchlejší priebeh subdukcie a väčšie rýchlosti subdukujúcej sa dosky v porovnaní s referenčným modelom R-a0.4b20L8 (Obr. 3.3a). Z grafu na obrázku 3.7a vidíme, že tieto rýchlosti dosahujú až hodnotu 10 cm/rok pri prechode dosky exotermným fázovým rozhraním, čo je dvojnásobok rýchlosti predpísanej hraničnou podmienkou. Naproti tomu v referenčnom modeli s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s dosahuje doska pri prechode fázovým rozhraním 410 km len rýchlosť 5.4 cm/rok (Obr. 3.3a). Nízka viskozita kôry  $10^{19}$  Pa.s teda nie je schopná efektívne preniesť predpísanú hraničnú podmienku na povrchu na vysokoviskóznou časť dosky pod kôrou. Priebeh priemernej rýchlosti pre model R-a0.4b19L8 opäť osciluje v dôsledku periodickej deformácie dosky, ktorá je umožnená nízkou hodnotou limitu napätia  $10^8$  Pa.

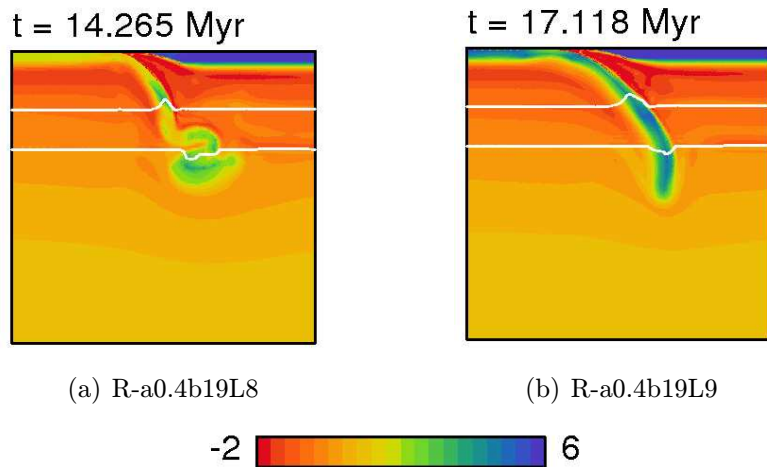
V neskorších štádiách vývoja subdukcie v modeloch s viskozitou kôry rovnou  $10^{19}$  Pa.s, dochádza k určitým zvláštnostiam, ktoré sa pri vyššej viskozite kôry neobjavovali. Po prechode dosky fázovým rozhraním 660 km dochádza k akémusi jej odtrhnutiu od dosky nadložnej. Ilustruje to obrázok 3.6, ktorý okrem popisovaného modelu R-a0.4b19L8 ukazuje aj analogický beh R-a0.4b19L9 s limitom napätia  $10^9$  Pa. Kôra s nízkou viskozitou  $10^{19}$  Pa.s nie je schopná udržať kontakt dosiek tak, ako bol predpísaný, preváži záporný vztlak dosky a sily ohýbajúce dosku a doska sa od pôvodne predpísaného kontaktu vzdiali a jej ohyb v hornej časti (kedysi daný predpísaným polomerom kontaktu dosiek) sa prispôsobí pôsobiacim silám (zväčší sa).

Vplyv vysokej viskozity kôry je demonštrovaný na obrázku 3.5 v strednom a pravom stĺpci. Je tu znázornený model R-a0.4b21L8 s viskozitou kôry  $10^{21}$  Pa.s. Jednotlivé vykreslené časové kroky sú rovnaké ako v prípade referenčného modelu R-a0.4b20L8 s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s (Obr. 3.1), pričom v prvých dvoch okamžikoch (stredný stĺpec) je pre lepší náhľad znázornený väčší detail kontaktu dosiek. Vysoká viskozita kôry spôsobuje, že na pôvodnom kontakte dosiek dôjde k ich zlepeniu, oceánska doska sa nemôže subdukovať pod kontinentálnu dosku pozdĺž oblúka definovaného nízkoviskóznym materiálom. V dôsledku hraničnej podmienky na rýchlosť oceánskej dosky však najprv dôjde k vytvoreniu dvoch šikmých zón zvýšeného napätia v mieste, kde oceánska doska tlačí na kontinentálnu a vďaka silne nelineárnej reológii (viskozita sa v týchto miestach výrazne zníži) sa subdukcia postupne samovoľne rozbehne na tomto mieste.

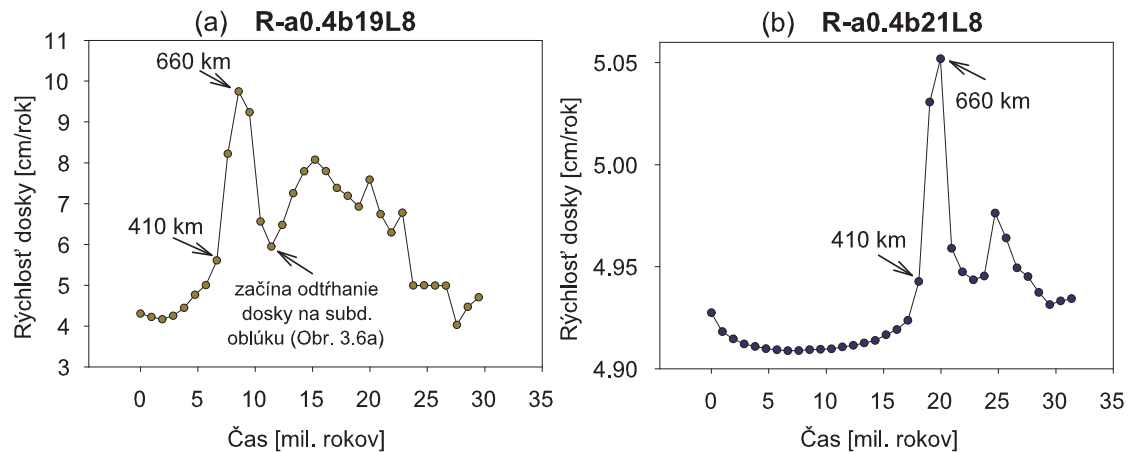
Vysokoviskózna kôra zabezpečuje efektívny prenos hraničnej podmienky z povrchu dosky na celú oceánsku dosku, a preto výkyvy v časovom vývoji horizontálnej rýchlosti spôsobované tým, že rýchlosti prislúchajúce vztlakom pôsobiacim na dosku sú menšie či väčšie než rýchlosť daná hraničnou podmienkou, sú veľmi malé. Z grafu na obrázku 3.7b vidíme, že vo svojom maxime dosahuje rýchlosť dosky hodnotu 5.05 cm/rok. V dôsledku vysokej viskozity kôry je aj celkový priebeh subdukcie veľmi pomalý, čo môžeme opäť vidieť z grafu na obrázku 3.7b. Inicializačná fáza subdukcie trvá až do času približne 15 miliónov rokov. Ďalším prejavom nedostatočného oddelenia dosiek je odtrhnutie časti dosky, ktoré nastáva hneď po okamžiku 25.677 miliónov rokov, znázornenom na obrázku 3.5c. V dôsledku veľmi vysokých napätí, generovaných na konci subdukčného oblúka, v tomto mieste výrazne poklesne viskozita a dôjde k roztrhnutiu dosky.



Obr. 3.5: Vplyv viskozity kôry. Vykreslený logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity pre model R-a0.4b19L8 s viskozitou bazaltu  $10^{19}$  Pa.s (stĺpec a) a model R-a0.4b21L8 s viskozitou bazaltu  $10^{21}$  Pa.s (stĺpec b a c). V strednom stĺpci je vykreslený detail kontaktu kontinentálnej a oceánskej dosky pre model R-a0.4b21L8 ( $x \in \langle 5700km; 6700km \rangle$  a  $y \in \langle 1000km; 2000km \rangle$ ). V ostatných dvoch stĺpcoch je znázornený výrez:  $x \in \langle 5200km; 7200km \rangle$  a  $y \in \langle 0km; 2000km \rangle$ . Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.



Obr. 3.6: Efekt odtrhania sa oceánskej dosky v modeloch s viskozitou kôry  $10^{19}$  Pa.s. Znáznorený je logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity vo výreze okolo miesta subdukcie 2000 km širokom a 2000 km hlbokom ( $x \in \langle 5200\text{km}; 7200\text{km} \rangle$ ) a  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). Biele čiary znázorňujú hlavné fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.

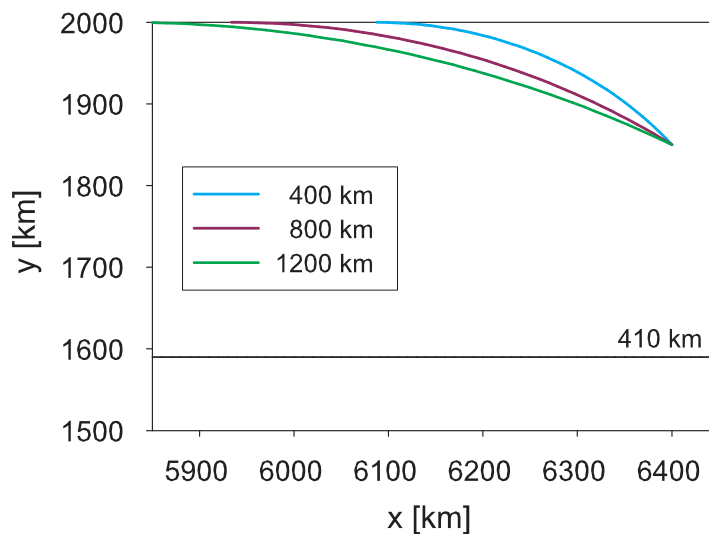


Obr. 3.7: Rýchlosť subdukujúcej sa dosky ako funkcia času. Rýchlosť je určená ako integrál horizontálnej zložky rýchlosti subdukujúcej sa dosky cez okno 1000 km široké a 30 km hlboké pokrývajúce časť oceánskej dosky pre model R-a0.4b19L8 (vľavo) a R-a0.4b21L8 (vpravo). Oblasť integrácie je určená súradnicami  $x_{min} = 4000$  km,  $x_{max} = 5000$  km,  $y_{min} = 1944$  km,  $y_{max} = 1974$  km. Zakreslené body znázorňujú jednotlivé časové kroky vzdialené od seba o 951 000 rokov. Šípky 410 a 660 km označujú časový krok, kedy špička dosky dosiahla fázové rozhranie v hĺbke 410, resp. 660 km.

### 3.1.3 Vplyv polomeru subdukčného oblúka

Ako ďalší budeme skúmať vplyv geometrie kontaktu dosiek na priebeh subdukcie. Používali sme hodnoty polomeru oblúka 400, 800 a 1200 km (bezrozmerné 0.2, 0.4 a 0.6). Na obrázku 3.8 je uvedené schématické znázornenie týchto používaných subdukčných oblúkov.

Model R-a0.4b20L8 s polomerom oblúka 800 km/0.4 b. j. bol ako referenčný model popísaný na začiatku tejto subkapitoly (Obr. 3.1 - 3.3a). Z obrázka 3.9, znázorňujúceho model R-a0.2b20L8 s polomerom subdukčného oblúka 400 km/0.2 b. j. a model R-a0.6b20L8 s polomerom oblúka 1200 km/0.6 b. j. vidno, že pri hraničnej podmienke na rýchlosť oceánskej dosky je priebeh subdukcie polomerom subdukčného oblúka ovplyvnený len veľmi málo. Trochu odlišný vývoj subdukcie je len v počiatočnom štádiu, kedy pri väčšom polomere subdukčného oblúka sa doska začína zanárať menej strmo, než pri menšom polomere oblúka (čo je prirodzené zistenie). Po prechode fázovým rozhraním v hĺbke 410 km sa morfológia oboch dosiek z obrázka 3.9 prakticky nijak nelíši od priebehu referenčného modelu R-a0.4b20L8 s polomerom oblúka 800 km/0.4 b. j. (Obr. 3.1).

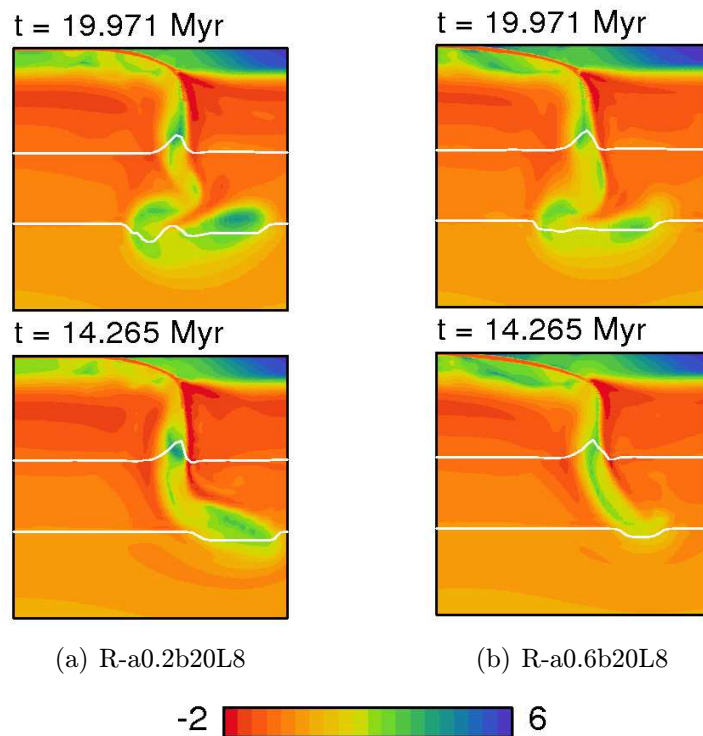


Obr. 3.8: Oblúk kontaktu dosiek - schématické znázornenie. Vykreslená je časť modelovej oblasti 500 x 500 km. Fázové rozhranie v hĺbke 410 km je vyznačené čiernou čiarou.

*Torii a Yoshioka (2007)*, ktorí skúmali fyzikálne podmienky stagnácie subdukovanej dosky nad rozhraním v hĺbke 660 km, ukazujú, že sklon dosky (dip) významne ovplyvňuje schopnosť dosky zotrvať v prechodovej zóne. Čím menší je sklon dosky na spodku vrchného plášťa, tým ľahšie je doska zadržaná nad rozhraním 660 km. Zadržanie dosky v prechodovej zóne dostali pre parametre

analogické nášmu modelu (t.j.  $\gamma_{660} = -2.5 \text{ MPa.K}^{-1}$  a nulový nárast viskozity spodného plášťa) pre sklon dosky na spodku vrchného plášťa  $30^\circ$  a  $45^\circ$ . Pri uhle  $60^\circ$  doska zostala zadržaná fázovým rozhraním 660 km len dočasne a následne prenikla do spodného plášťa.

V našom modeli má doska v prechodovej oblasti ešte väčší sklon, než  $60^\circ$  (navzdory tomu, že jej plytký dip je  $25^\circ - 35^\circ$ ). V zhode s výsledkami *Toriiho a Yoshioky (2007)* dostávame dosku len dočasne zadržanú nad rozhraním v hĺbke 660 km, pričom neskôr preniká do spodného plášťa.



Obr. 3.9: Vplyv polomeru subdukčného oblúka. Vykreslený logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity pre model s polomerom subdukčného oblúka rovným 400 km/0.2 b. j. (stĺpec a) a 1200 km/0.6 b. j. (stĺpec b). Výrez pokrýva oblasť okolo subdukcie 1000 x 1000 km ( $x \in \langle 5740 \text{ km}; 6740 \text{ km} \rangle$  a  $y \in \langle 1000 \text{ km}; 2000 \text{ km} \rangle$ ). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.

### 3.1.4 Vplyv redukcie veľkosti zrna a viskózneho nárastu v spodnom plášti

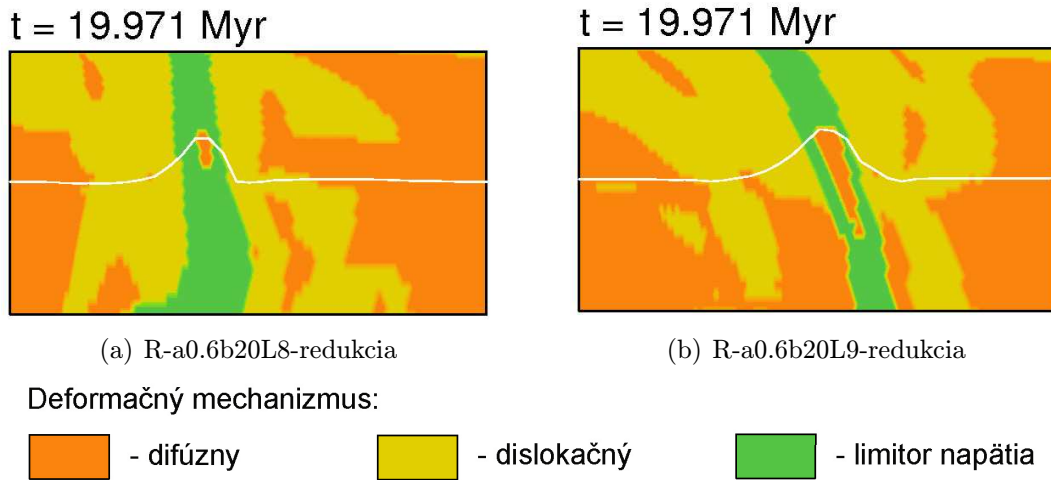
Ďalším efektom, ktorému sme sa venovali, bol efekt reologického oslabenia dosky vďaka redukcii veľkosti zrna o 4 a 6 rádov. Cieľom bolo zistiť, či takáto redukcia veľkosti zrna v studených častiach dosky po prechode fázovým rozhraním v hĺbke 410 km výrazne ovplyvní deformáciu dosky. K reologickému oslabeniu dosky v dôsledku redukcie veľkosti zrna na fázovom rozhraní v hĺbke 410 km (olivín - wadsleyit) dôjde vďaka difúznemu deformačnému mechanizmu, ktorý je na veľkosti zrna závislý (vzťah 1.17). Pri redukcii veľkosti zrna o 4 rády sa viskozita difúzneho tečenia zníži o 10 rádov a pri redukcii zrna o 6 rádov dôjde k jej zníženiu o 15 rádov.

Dôležitá je teplotná závislosť mechanizmu redukcie veľkosti zrna. Na teplote, pri ktorej dochádza k transformácii, závisí veľkosť nových zrn po fázovej premene a aj ich následný rast. V studených (čiže starých) doskách je redukcia veľkosti zrna významná a následný rast zrn pomalý, v teplejších mladších doskách môže byť tento efekt zanedbateľný (*Karato a kol., 2001*). V našom modeli používame pre teplotnú závislosť veľkosti zrna jednoduchú parametrizáciu podľa *Čížkovej a kol. (2002)*, kedy sa veľkosť zrna redukuje pre teplotu menšiu než 1100 K.

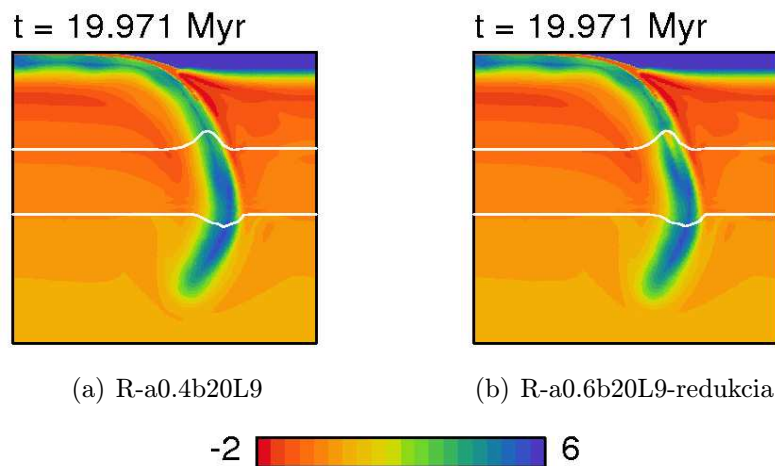
Vplyv redukcie veľkosti zrna sme skúmali v modeloch s limitom napätia  $10^8$  Pa a  $10^9$  Pa. V prvom modeli R-a0.6b20L8-redukcia s limitom napätia  $10^8$  Pa redukcia zrna o štyri rády nemala žiadny vplyv na priebeh subdukcie dosky, zníženie viskozity newtonovského tečenia vo vnútri dosky v dôsledku reologického oslabenia bolo minimálneho rozsahu. Dôvodom je, že vo väčšine oblastí studenej dosky dáva limitor napätia aj po zahrnutí redukcie veľkosti zrna nižšie hodnoty viskozity než difúzny deformačný mechanizmus, a tak prispieva najväčšou mierou k celkovej efektívnej viskozite (Obr. 3.10a) a charakter subdukcie sa v porovnaní s modelom R-a0.4b20L8 (Obr. 3.1) nezmení.

Pre druhý model R-a0.6b20L9-redukcia s limitom napätia  $10^9$  Pa je vplyv redukcie veľkosti zrna o štyri rády vykreslený na obrázku 3.11, kde je porovnaný detail dosky s detailom modelu R-a0.4b20L9 (bez redukcie veľkosti zrna). V tomto prípade je redukcia veľkosti zrna pozorovateľná - prejavuje sa viditeľným znížením viskozity vo vnútri dosky a v tomto mieste prevládne ako hlavný deformačný mechanizmus newtonovské tečenie (Obr. 3.10b). Ani to však nie je dostatočné na to, aby endotermné fázové rozhranie subdukovanú dosku zastavilo, a teda doska prechádza do spodného plášťa rovnako ako v prípade bez redukcie zrna. Hlavným dôvodom je fakt, že deformácia dosky je kontrolovaná hlavne stenami (okrajmi) dosky, ktoré ostali dostatočne tuhé aj po výraznom oslabení dosky vo vnútri. Priebeh subdukcie nezmenilo ani zvýšenie redukcie veľkosti zrna o 6 rádov v modeli R-a0.6b20L9, doska je stále dostatočne pevná a preniká do spodného plášťa.





Obr. 3.10: Prevažujúci deformačný mechanizmus (mechanizmus, ktorý dáva najmenšiu viskozitu) u modelov so zahrnutou redukciou veľkosti zrna o 4 rády. Vľavo: R-a0.6b20L8-redukcia, vpravo: R-a0.6b20L9-redukcia. Detail zobrazuje oblasť 700 x 400 km ( $x \in \langle 6000km; 6700km \rangle$  a  $y \in \langle 1400km; 1800km \rangle$ ). Biela čiara označuje exotermné fázové rozhranie v hĺbke 410 km.

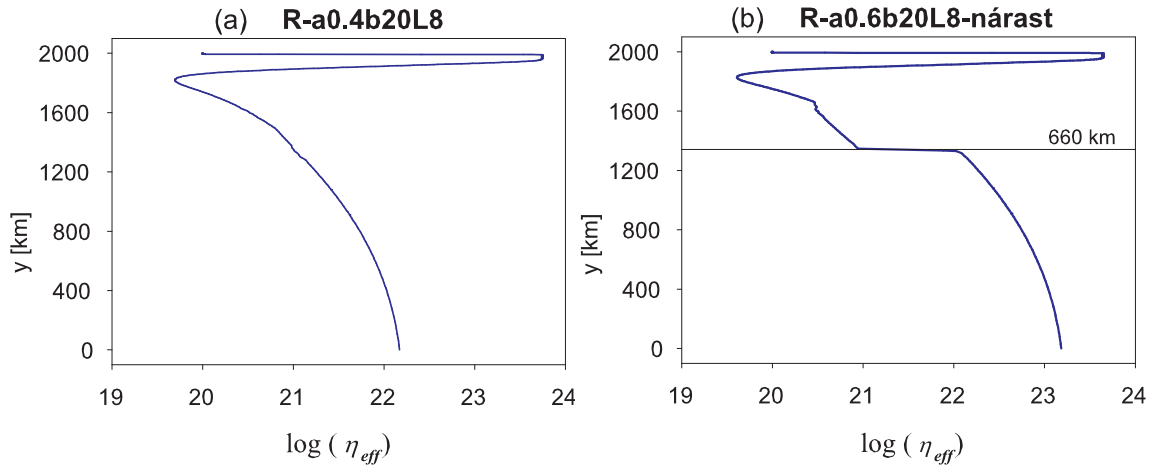


Obr. 3.11: Vplyv redukcie veľkosti zrna 4 rády. Logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity vykreslený pre model bez redukcie veľkosti zrna (vľavo) a s redukciou 4 rády (vpravo). Výrez zobrazuje oblasť 1200 x 1200 km ( $x \in \langle 5600km; 6800km \rangle$  a  $y \in \langle 800km; 2000km \rangle$ ). Fázové rozhrania v hĺbkach 410 a 660 km sú znázornené bielymi čiarami.

Získaný výsledok je v zhode s (Čížková a kol., 2002), kde bolo na modeli s pevným zlomom s voľným preklzom ukázané, že pri nízkom spätnom pohybe subdukčnej zóny 1 cm/rok doska s limitom napätia  $10^9$  Pa preniká do spodného plášťa v prípade redukcie veľkosti zrna o 4 aj 6 rádov. Zachytenie dosky na endotermnom fázovom rozhraní v hĺbke 660 km nastalo až pri spätnom pohybe subdukčnej zóny s rýchlosťou 4 cm/rok. My sme efekt redukcie veľkosti zrna zahrnuli do modelu bez zlomu, kde oddelenie subdukujúcej a nadložnej dosky máme zabezpečené vrstvou kôry a keďže sme spätný pohyb subdukčnej zóny neuvážovali, doska preniká do spodného plášťa v oboch prípadoch redukcie veľkosti zrna (4 aj 6 rádov).

Posledným efektom, ktorý budem diskutovať v tejto časti práce, bude uváženie desaťnásobného viskózneho skoku na rozhraní vrchného a spodného plášťa. Je všeobecne akceptované, že v spodnom plášti dochádza k nárastu viskozity plášťa až o niekoľko rádov (Hager a Richards, 1989; Peltier, 1996; Kido a Čadek, 1997; Lambeck a Johnston, 1998; Mitrovica a Forte, 2004). Istý nárast viskozity vyžadujú aj výsledky seizmickej tomografie. Tie poukazujú na výrazne zhrubnuté časti dosiek subdukovaných do spodného plášťa, čo zrejme vyžaduje zvýšenie viskozity na rozhraní v hĺbke 660 km (Běhounková a Čížková, 2008).

Pre ilustráciu je na obrázku 3.12 uvedený vertikálny rez efektívnou viskozitou pre modely bez viskózneho skoku na rozhraní vrchného a spodného plášťa (Obr. 3.12a) a pre modely s desaťnásobným viskóznym skokom na tomto rozhraní (používaný v tejto časti - Obr. 3.12b).



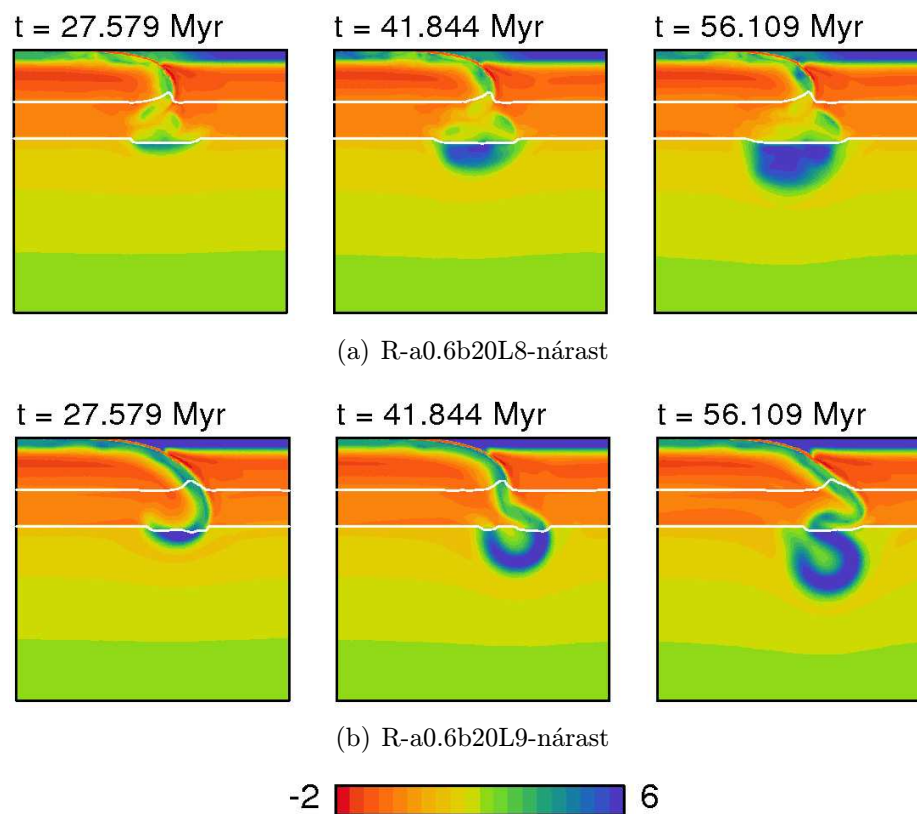
Obr. 3.12: Vertikálny rez efektívnou viskozitou (znázornený je logaritmus efektívnej viskozity) pre  $x = 4600$  km. Vľavo referenčný model R-a0.4b20L8, reprezentujúci všetky behy bez viskózneho skoku na rozhraní vrchného a spodného plášťa. Vpravo model R-a0.4b20L8-nárast so skokom vo viskozite na rozhraní v hĺbke 660 km (na grafe je vyznačené čiernou čiarou).

Tri vybrané časové okamihy pre model R-a0.6b20L8-nárast so zahrnutím desaťnásobného viskózneho skoku na rozhraní v hĺbke 660 km sú vykreslené na obrázku 3.13a. Z nich je vidno, že desaťnásobný nárast viskozity v spodnom plášti je pri limite napätia  $10^8$  Pa dostatočný na zachytenie dosky endotermným fázovým rozhraním v hĺbke 660 km. Doska len veľmi pomaly cez toto rozhranie preniká, navyše stráca doskovitý charakter a získava skôr podobu akejsi kvapky.

To je zhruba v zhode s výsledkami *Běhounovej a Čížkovej (2008)*, aj keď naše modely sa presne nezhodujú v použitej reológii spodného plášťa. V našom modeli neuvažujeme odlišné parametre pre vrchný a spodný plášť (viď tabuľku 1.1). Spodný plášť je charakterizovaný rovnakými aktivačnými parametrami ako vrchný plášť, vyššími než sú parametre spodného plášťa použité v práci *Běhounkovej a Čížkovej (2008)*. Z tohoto dôvodu dostávame v našom modeli vyššiu viskozitu spodného plášťa už pri viskóznom náraste o faktor 10, zatiaľ čo *Běhounková a Čížková, (2008)* potrebovali viskózný nárast o faktor 30, aby dostali zhrubnutie subdukovanej dosky v spodnom plášti.

Model R-a0.6b20L9-nárast, čiže model analogický vyššie popisovanému modelu, len s vyšším limitom napätia  $10^9$  Pa, je zobrazený na obrázku 3.13b. Doska je opäť dočasne na fázovom rozhraní v hĺbke 660 km zadržaná, do spodného plášťa preniká pomaly. V dôsledku toho, že jej je bránené preniknúť hlbšie do spodného plášťa, deformuje sa aj pri takomto vysokom limite napätia. Oproti modelu s nižším limitom napätia si však lepšie zachováva doskovitú štruktúru a v rovnakom časovom kroku preniká hlbšie do spodného plášťa. Odlišný je aj sklon (dip) dosky pri subdukcii v oboch modeloch. V modeli s vyšším limitom napätia si doska lepšie zachová počiatočný sklon, daný predpísaným oblúkom kontaktu dosiek; jej sklon je teda menší, než v modeli s nižším limitom napätia.

Získaný výsledok z oboch modelov, ktorý hovorí, že pri viskóznom náraste v spodnom plášti sa materiál dosky hromadí v prechodovej zóne a následne pomaly preniká do spodného plášťa je v zhode s výsledkami *Toriiho a Yoshioky (2007)*.



Obr. 3.13: Model R-a0.6b20L8-nárast s limitom napätia  $10^8$  Pa (hore) a R-a0.6b20L9-nárast s limitom napätia  $10^9$  Pa (dole) so skokom o faktor 10 vo viskozite na rozhraní v hĺbke 660 km. Vykreslený je logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity v troch časových krokoch. Výrez zobrazuje oblasť  $2000 \times 2000$  km ( $x \in \langle 5200\text{km}; 7200\text{km} \rangle$ ;  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 a 660 km.

## 3.2 Modely s voľným preklzom na hornej hranici modelovej oblasti

V tejto časti sa zameriame na modely s hraničnou podmienkou voľného preklzu na hornej hranici modelovej domény. Budeme sledovať, aký vplyv na subdukciu dosky má pri tejto hraničnej podmienke výška limitu napätia, viskozita kôry, polomer subdukčného oblúka, redukcia veľkosti zrna a viskózný nárast v spodnom plášti a výsledky porovnáme s analogickými modelmi s hraničnou podmienkou na rýchlosť oceánskej dosky z časti 3.1.

### 3.2.1 Počiatok subdukcie

Zatiaľ čo v modeloch s predpísanou rýchlosťou sa doska začína subdukovať plynule od počiatku simulácie, subdukcia v niektorých modeloch s hraničnou podmienkou na voľný preklz sa v počiatočnom štádiu rozbiehala príliš pomaly, a preto pre možnosť dobrého porovnania modelov medzi sebou, sú časy pre všetky modely v obrázkoch počítané od štádia subdukcie, kedy sa špička dosky zanorila do hĺbky 200 km. Z rovnakého dôvodu niektoré modely (modely s limitom napätia  $10^9$  Pa) neboli spúšťané priamo s hraničnou podmienkou na voľný preklz, ale boli najprv spustené s podmienkou na rýchlosť oceánskej dosky 5 cm/rok, kým sa doska nedostala do hĺbky približne 200 km a následne z takéhoto štádia boli spustené s voľným preklzom. Pri jednotlivých modeloch vždy zdôrazním, akým spôsobom sme sa dostali k výsledku (t.j. či išlo o beh spustený rovno s podmienkou voľného preklzu alebo nie).

V prípade veľmi dlhej inicializačnej fázy subdukcie v modeloch s voľným preklzom, predpísaným od počiatku simulácie, doska vplyvom termálnej hraničnej podmienky na povrchu postupne chladne, pevnie a to môže ovplyvniť charakter subdukcie. Aby sme zistili, aký vplyv má dlhá inicializačná fáza subdukcie na následný priebeh subdukcie, pre dva vybrané modely, vyznačujúce sa zdĺhavým počiatočným rozbehom subdukcie dosky, sme porovnali výsledky získané: (i) z modelu spusteného od začiatku s hraničnou podmienkou na voľný preklz a (ii) keď bola simulácia s hraničnou podmienkou voľného preklzu spustená až od štádia vyvinutej subdukcie (keď špička dosky už bola zanorená do hĺbky 200 km, ako reštart modelu s rýchlosťou oceánskej dosky).

Testovali sme model FS-a0.4b20L8 a FS-a0.2b20L8: (i) pri spustení simulácie priamo s podmienkou na voľný preklz špička dosky dosiahla hĺbku 200 km pre model FS-a0.4b20L8 v čase 18 miliónov rokov (20. časový krok) a pre model FS-a0.2b20L8 v čase 57 miliónov rokov (60. časový krok); (ii) v druhom prípade doska dosiahla hĺbku 200 km v čase 4.8 milióna rokov v modeli s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky a až z tohto štádia bola simulácia spustená s voľným preklzom. U modelu FS-a0.4b20L8 sa rozdiel 18 miliónov rokov, po ktorý doske

trvalo, než sa subdukcia rozbehla, prejavil minimálne, a to jemne väčším sklonom dosky v prechodovej zóne v prípade modelu spúšťaného od začiatku s voľným preklzom. V prípade modelu FS-a0.2b20L8 doska chladla vplyvom termálnej hraničnej podmienky 57 miliónov rokov. To sa na morfológii dosky prejaví o niečo väčším spätným ohybom a menšou deformáciou na fázovom rozhraní 660 km než v modeli bez tejto dlhej inicializačnej fázy. Celkový charakter morfológie dosky sa však napriek týmto zmenám zachová.

### 3.2.2 Vplyv limitu napätia

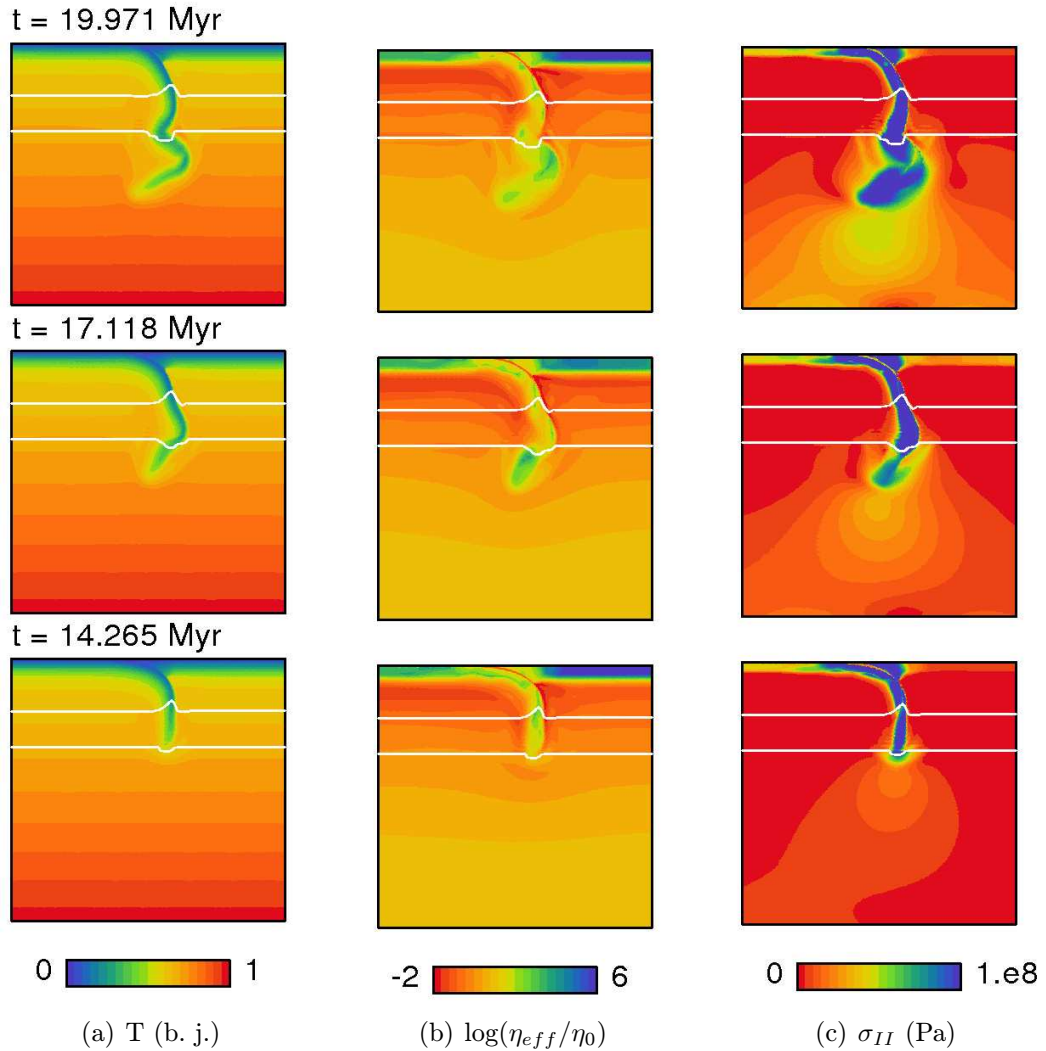
Rovanko ako v paragrafe 3.1, aj v prípade modelov s hraničnou podmienkou voľného preklzu na hornej hranici modelu sme jeden z modelov zvolili za referenčný a vzhľadom k nemu budeme porovnávať výsledky ostatných modelov.

Časový vývoj subdukcie pre tento referenčný model FS-a0.4b20L8<sup>3</sup> je zobrazený na obrázku 3.14. Pozorujeme, že doska sa na endotermnom fázovom rozhraní spočiatku nedeformuje a ani na ňom nezostane zadržaná, ako v prípade subdukcie s hraničnou podmienkou na rýchlosť (model R-a0.4b20L8, Obr. 3.1), ale kolmo preniká do spodného plášťa. Toto je zrejme jednak dôsledok vysokej rýchlosti 18 cm/rok (Obr. 3.16a), ktorú doska získava pri prechode rozhraním v hĺbke 410 km a ktorá len veľmi málo klesne pri prechode dosky rozhraním v hĺbke 660 km (viď časy 15-18 miliónov rokov na obrázku 3.16a) a jednak o niečo väčšej tuhosti dosky oproti modelu s hraničnou podmienkou na rýchlosť (z dôvodu toho, že po 18 miliónov rokov, čo trvá inicializácia subdukcie, doska mierne schladne). Oproti modelu s hraničnou podmienkou na rýchlosť, u modelu s voľným preklzom pozorujeme tiež (po počiatočnom pomalejšom rozbehu subdukcie, viď poznámku 3 pod čiarou) rýchlejší priebeh subdukcie od štádia, kedy doska prejde fázovým rozhraním v hĺbke 410 km po fázu, kedy prenikne do hĺbky zhruba 1000 km.

Z vývoja druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia vidíme, že v čase, kedy špička dosky dosiahne fázové rozhranie v hĺbke 660 km a v časoch nasledujúcich, je u modelu s voľným preklzom (Obr. 3.14c) napätie v horizontálnej časti dosky výrazne nižšie než v zodpovedajúcom modeli s podmienkou na rýchlosť dosky (Obr. 3.1c). Pri hraničnej podmienke na voľný preklz sa rýchlosť zanorovania dosky môže plne prispôbovať pôsobiacim silám, a z toho dôvodu nedochádza v doske ku generovaniu vysokých napätí, ako je tomu v prípade hraničnej podmienky na rýchlosť, ktorá dosku do určitej miery drží.

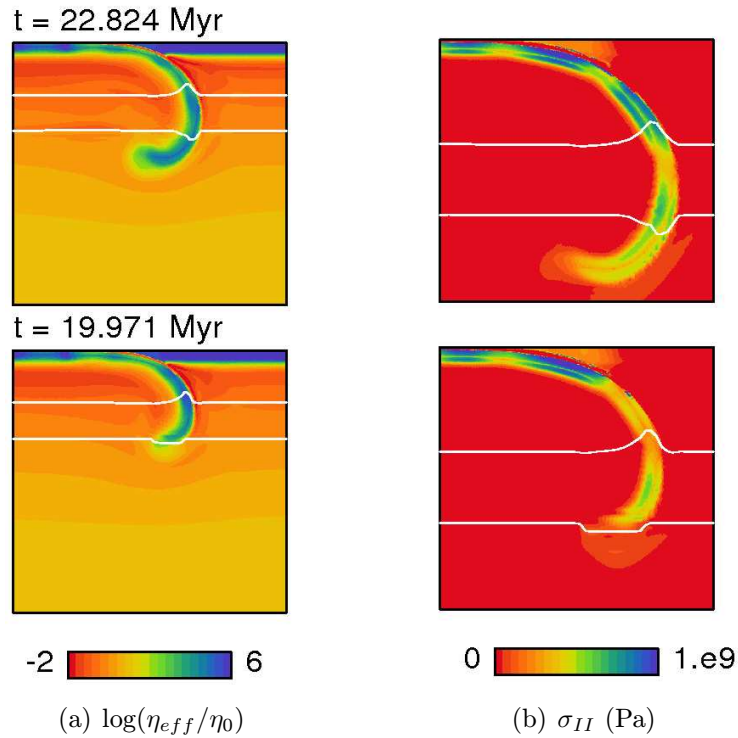
---

<sup>3</sup>Model priamo spúšťaný s hraničnou podmienkou na voľný preklz. Časy sú počítané od štádia vyvinutej subdukcie, v tomto prípade od času 18.069 miliónov rokov (20. časový krok).



Obr. 3.14: Časový vývoj subdukcie pre model FS-a0.4b20L8 - referenčný model s hraničnou podmienkou voľného preklzu na hornej hranici modelovej domény, polomerom subdukčného oblúka veľkosti 800 km/0.4 b. j., viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s a limitom napätia  $10^8$  Pa. V jednotlivých stĺpcoch je uvedený časový vývoj (a) bezrozmernej teploty, (b) logaritmu pomeru efektívnej a referenčnej viskozity a (c) druhého invariantu deviátoru tenzoru napätia. Znázornený je výrez okolo miesta subdukcie 2000 km široký ( $x \in \langle 5200\text{km}; 7200\text{km} \rangle$ ) a 2000 km hlboký (t.j. v súradnici  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). Biele vodorovné čiary znázorňujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.

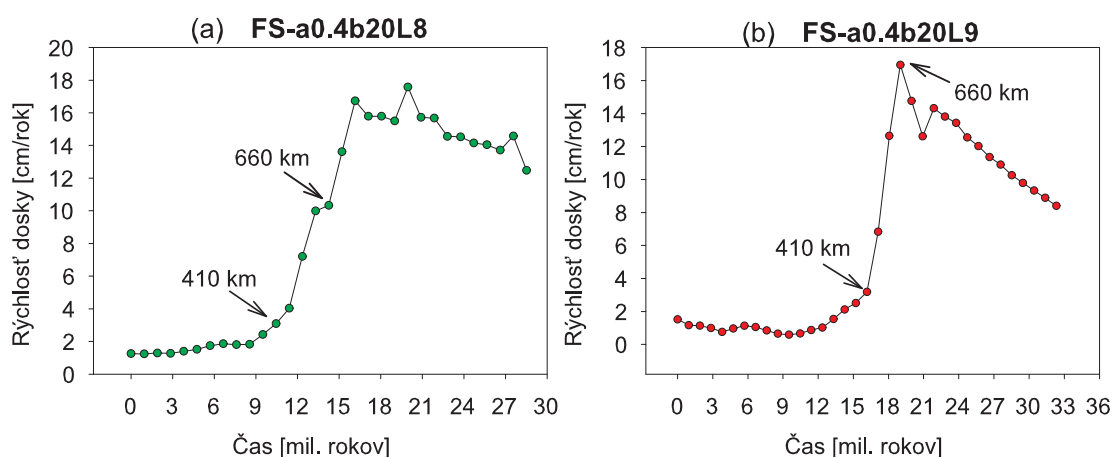
Vplyv vysokého limitu napätia  $10^9$  Pa sme skúmali na modeli FS-a0.4b20L9<sup>4</sup>, pre ktorý je logaritmus relatívnej efektívnej viskozity a druhý invariant deviátoru tenzoru napätia zobrazený na obrázku 3.15. V dôsledku vysokého limitu napätia dochádza k spätnému ohybu dosky a k jej priamemu preniknutiu cez endotermné fázové rozhranie v hĺbke 660 km do spodného plášťa, spätný ohyb je však v tomto prípade väčší než pre analogický model R-a0.4b20L9 s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky 5cm/rok (Obr. 3.4). Toto je opäť výsledkom vysokej rýchlosti dosky zhruba 17 cm/rok, dosahovanej na fázovom rozhraní v hĺbke 410 km (Obr. 3.16b). Druhý invariant deviátoru tenzoru napätia v doske vykazuje pre model s voľným preklzom (Obr. 3.15b) bipolárnu štruktúru rovnako, ako tomu bolo v modeli R-a0.4b20L9 s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky (Obr. 3.4b).



Obr. 3.15: Vplyv limitu napätia - model FS-a0.4b20L9. V jednotlivých stĺpcoch sú uvedené veličiny (a) logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity, (b) druhý invariant deviátoru tenzoru napätia. V stĺpci (a) je znázornený výrez okolo miesta subdukcie 2000 km široký a 2000 km hlboký ( $x \in \langle 5200km; 7200km \rangle$ ) a  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). V stĺpci (b) je zobrazený detail dosky vo výreze 1000 km širokom a 1000 km hlbokom ( $x \in \langle 5700km; 6700km \rangle$ ) a  $y \in \langle 1000km; 2000km \rangle$ ). Biele vodorovné čiary znázorňujú hlavné fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.

<sup>4</sup>Subdukcia rozvinutá v modeli s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky, následne spustené s voľným preklzom. Čas počítaný od začiatku behu s voľným preklzom.





Obr. 3.16: Rýchlosť subdukujúcej sa dosky ako funkcia času. Rýchlosť je určená ako integrál horizontálnej zložky rýchlosti subdukujúcej sa dosky cez okno 1000 x 30 km pokrývajúce časť oceánskej dosky pre model FS-a0.4b20L8 (vľavo) a FS-a0.4b20L9 (vpravo). Oblasť integrácie je určená súradnicami  $x_{min} = 4000$  km,  $x_{max} = 5000$  km,  $y_{min} = 1944$  km,  $y_{max} = 1974$  km. Zakreslené body znázorňujú jednotlivé časové kroky vzdialené od seba o 951 000 rokov. Šípky 410 a 660 km označujú časový krok, kedy špička dosky dosiahla fázové rozhranie v hĺbke 410, resp. 660 km.

### 3.2.3 Vplyv ostatných parametrov

Obrázok 3.17 zhrňuje všetky ostatné skúmané modely s hraničnou podmienkou voľného preklzu na hornej hranici. Vykreslený je logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity pre približne rovnaké štádium vývoja subdukcie, kedy doska prenikla do hĺbky zhruba 1000 km. Na obrázku 3.18 je pre všetky tieto modely vykreslená priemerná horizontálna rýchlosť dosky počas subdukcie.

Najprv sa pozrieme na vplyv viskozity kôry. Model FS-a0.4b19L8<sup>5</sup> s viskozitou kôry  $10^{19}$  Pa.s (Obr. 3.17a) vykazuje morfológiu dosky temer rovnakú ako referenčný model FS-a0.4b20L8 s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s (Obr. 3.14). Priebeh subdukcie je však v modeli s nižšou viskozitou výrazne rýchlejší a doska dosahuje oveľa väčšie rýchlosti, až okolo 40 cm/rok. Rýchlosť dosky pri prechode endotermným fázovým rozhraním v hĺbke 660 km klesne minimálne a následne opäť vzrastá, ako môžeme vidieť z obrázka 3.18a. Takéto hodnoty rýchlosti dosky sú však nerealisticky vysoké (*Quinteros a kol., 2010*). Pre viskozitu kôry  $10^{19}$  Pa teda dostávame nerealistické správanie dosky, rovnako ako sme dostali v prípade modelov s viskozitou kôry  $10^{19}$  s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky v časti 3.1.2 (tam dochádzalo k odtrhávaniu dosky od subdukčného oblúka - modely R-a0.4b19L8 a R-a0.4b19L9).

<sup>5</sup>Model priamo spúšťaný s podmienkou na voľný preklz. Bez úpravy časov.

Model FS-a0.4b21L8<sup>6</sup> s viskozitou kôry  $10^{21}$  Pa.s (Obr. 3.17b) zobrazuje extrémne pomalú subdukciu, kedy rýchlosti dosky dosahujú vo svojom maxime pri prechode dosky exotermným fázovým rozhraním v hĺbke 410 km len hodnotu 5 cm/rok (Obr. 3.18b). V dôsledku veľmi dlho trvajúceho rozvoja subdukcie (viď poznámku 6 pod čiarou) doska postupne chladne v dôsledku termálnej hraničnej podmienky na hornej hranici a keď konečne dôjde ku subdukcii, je výrazne chladnejšia a pevnejšia než v skôr diskutovaných prípadoch a do spodného plášťa preniká kolmo. Zároveň však nedostatočné oddelenie subdukujúcej a nadložnej dosky vedie k veľkému zníženiu viskozity na konci subdukčného oblúka, kde časom dôjde k odtrhnutiu dosky.

Ďalej sa pozrieme na vplyv geometrie kontaktu subdukujúcej a nadložnej dosky na priebeh subdukcie s hraničnou podmienkou voľného preklzu. Na obrázku 3.17 môžeme vidieť model FS-a0.2b20L8<sup>7</sup> s polomerom oblúka 400 km (Obr. 3.17c) a model FS-a0.6b20L8<sup>8</sup> s polomerom oblúka 1200 km (Obr. 3.17d). Zaujímavé je, že zatiaľ čo pri hraničnej podmienke na rýchlosť dosky polomer subdukčného oblúka mal minimálny vplyv na priebeh subdukcie (viď časť 3.1.3 a Obr. 3.9), tak pri hraničnej podmienke na voľný preklz predovšetkým zmenšovanie subdukčného oblúka na 400 km spôsobuje veľmi pomalý rozbeh subdukcie, doska schladne, spevnie a deformuje sa oveľa menej než behy s polomerom subdukčného oblúka rovným 800 km alebo 1200 km (ktorých priebeh je v podstate totožný). Dôvodom dlhej inicializačnej fázy subdukcie pri menšom polomere subdukčného oblúka je, že negatívny vztlak dosky musí prekonať rezistenciu dosky voči ohybu, ktorá je práve pri väčšom zakrivení oblúka väčšia.

Priebeh rýchlosti pre tieto modely je znázornený na obrázku 3.18c a 3.18d, odkiaľ vidíme, že rýchlosť pevnej dosky z modelu FS-a0.2b20L8 vykazuje jedno maximum pri prechode exotermným fázovým rozhraním v hĺbke 410 km a pri prechode endotermným rozhraním 660 km rýchlosť postupne klesá. Oproti tomu priebeh rýchlosti pre model FS-a0.6b20L8 vykazuje viacero oscilácií a lokálnych maxím a výrazne sa podobá priebehu rýchlosti referenčného modelu FS-a0.4b20L8 z obrázka 3.16a.

---

<sup>6</sup>Model priamo spúšťaný s podmienkou voľného preklzu. Časy sú počítané od štádia vyvinutej subdukcie, v tomto prípade od času 104.61 miliónov rokov (111. časový krok).

<sup>7</sup>Model priamo spúšťaný s podmienkou na voľný preklz. Časy sú počítané od štádia vyvinutej subdukcie, v tomto prípade od času 57.06 miliónov rokov (60. časový krok).

<sup>8</sup>Model priamo spúšťaný s podmienkou na voľný preklz. Časy sú počítané od štádia vyvinutej subdukcie, v tomto prípade od času 18.069 miliónov rokov (20. časový krok).

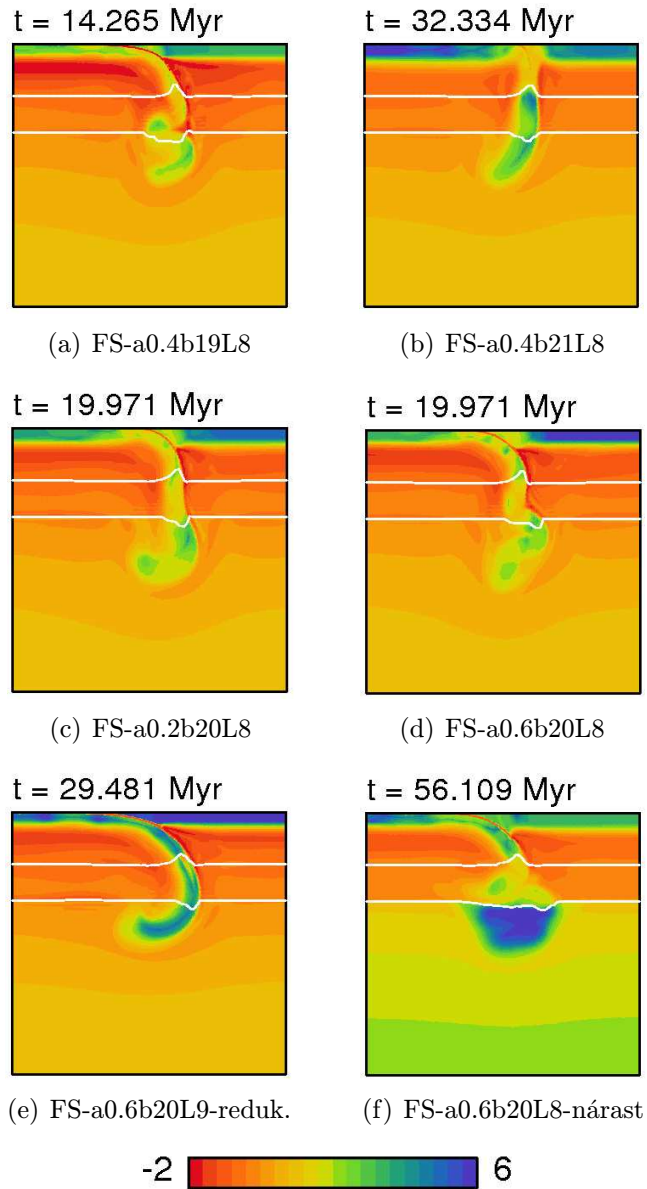
V modeli FS-a0.6b20L9-redukcia<sup>9</sup> so zahrnutím redukcie veľkosti zrna o štyri rády (Obr. 3.17e) sa redukcia veľkosti zrna prejavuje znížením viskozity v doske prostredníctvom newtonovského mechanizmu rovnako ako v analogickom modeli s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky. Toto zníženie však stále nie je dostatočné a doska preniká do spodného plášťa rovnako ako v prípade modelu bez redukcie veľkosti zrna (Obr. 3.15). Veľmi podobný je aj priebeh rýchlosti pre model s redukciou zrna a bez nej s tým rozdielom, že doska v modeli s redukciou veľkosti zrna dosahuje v maxime o niečo menšiu rýchlosť 14 cm/rok ako v modeli bez redukcie 17 cm/rok (porovnaj Obr. 3.16b a 3.18e).

Výsledok získaný z modelu FS-a0.6b20L8-nárast<sup>10</sup> so zahrnutým desaťnásobným skokom vo viskozite na rozhraní vrchného a spodného plášťa (Obr. 3.17f) je temer rovnaký ako v analogickom modeli s hraničnou podmienkou na rýchlosť oceánskej dosky (Obr. 3.13). Doska je spočiatku zachytená na endotermnom fázovom rozhraní v hĺbke 660 km a s prebiehajúcou subdukciou postupne preniká do spodného plášťa, nie však vo forme dosky, ale ako nahromadená hmota studeného materiálu vo forme kvapky. Priebeh horizontálnej rýchlosti dosky môžeme vidieť na obrázku 3.18f. Rýchlosť dosky pri prechode rozhraním v hĺbke 410 km vzrastá na necelých 6 cm/rok a následne klesá, ako sa doska približuje rozhraniu 660 km. Špička dosky je endotermným fázovým rozhraním síce zastavená, ale v dôsledku nízkeho limitu, ktorý umožňuje výraznú deformáciu dosky, sa doska neustále subdukuje a v prechodovej zóne sa deformuje a hromadí. Preto na krivke integrálu rýchlosti pozorujeme vzrast rýchlosti po tom, čo sa doska dotkla rozhrania 660 km. Vzrast rýchlosti trvá dovtedy, kým v prechodovej zóne nie je nahromadené také množstvo subdukovaného materiálu, ktorý sa nakoniec stane prekážkou pre dosku a jej rýchlosť teda poklesne. Od tohoto okamžiku preniká celá kvapka nahromadeného subdukčného materiálu pomaly do spodného plášťa. Rýchlosti dosky pre model s nárastom viskozity sú výrazne nižšie než rýchlosti dosky pre väčšinu ostatných modelov s podmienkou voľného preklzu (veľmi nízke rýchlosti sme dostali ešte v modeli FS-a0.4b21L8 s viskozitou kôry  $10^{21}$  Pa.s).

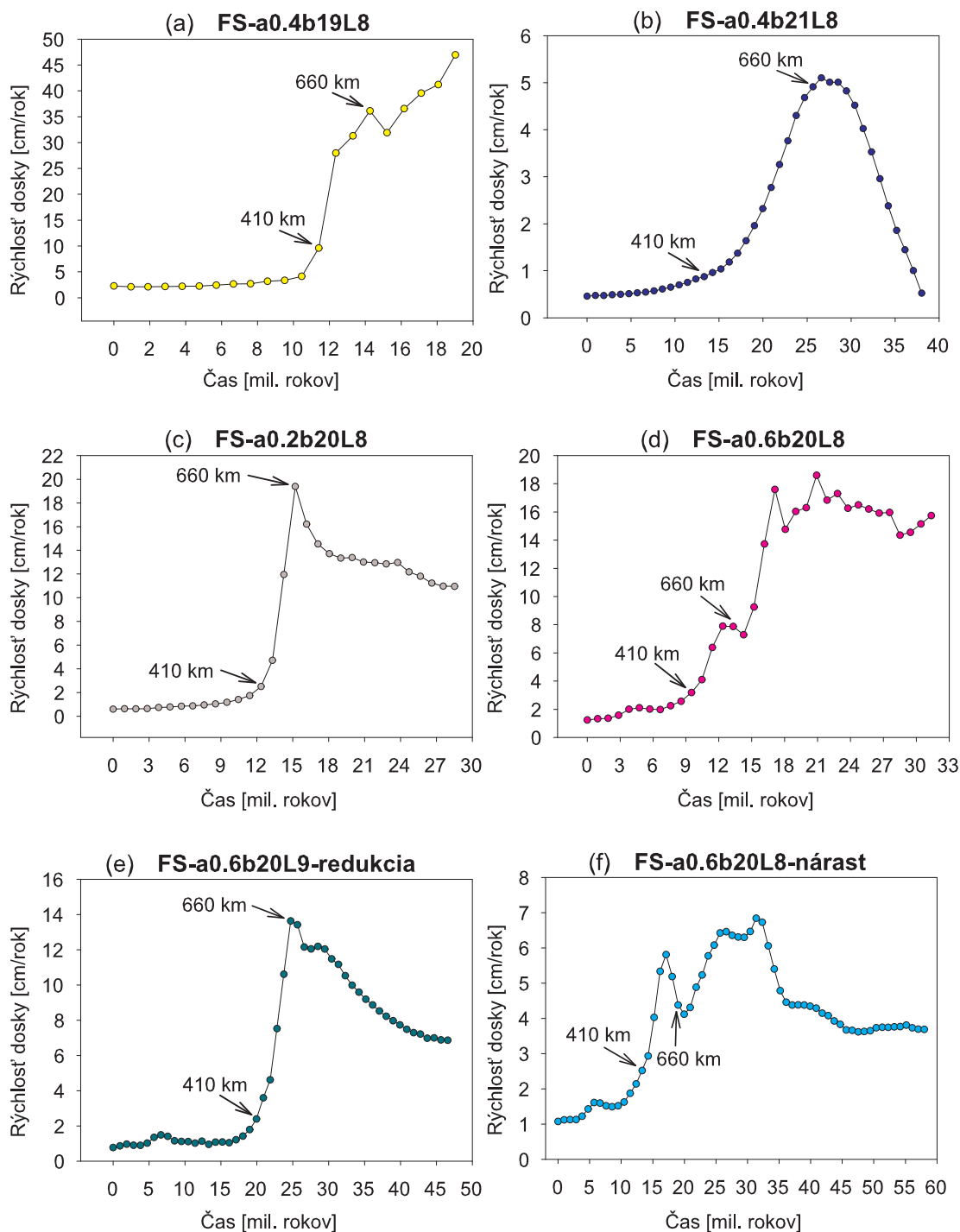
---

<sup>9</sup>Subdukcia rozvinutá v modeli s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky, následne spustené s voľným preklzom a redukciou zrna. Čas počítaný od začiatku behu s voľným preklzom.

<sup>10</sup>Model priamo spúšťaný s podmienkou voľného preklzu. Časy sú počítané od štádia vyvinutej subdukcie, v tomto prípade od času 18.069 miliónov rokov (20. časový krok).



Obr. 3.17: Logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity pre jednotlivé behy s hraničnou podmienkou na voľný preklz na hornej hranici modelu. Zná-zornené je približne rovnaké štádium subdukcie oceánskej dosky. Výrez zahŕňa oblasť 2000 km širokú a 2000 km hlbokú ( $x \in \langle 5200km; 7200km \rangle$  a  $y$  pokrýva celú modelovú doménu). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 km a 660 km.



Obr. 3.18: Rýchlosť subdukujúcej sa dosky ako funkcia času. Rýchlosť je určená ako integrál horizontálnej rýchlosti oceánskej dosky cez okno  $1000 \times 30$  km ( $x \in \langle 4000\text{km}; 5000\text{km} \rangle$ ,  $y \in \langle 1944\text{km}; 1974\text{km} \rangle$ ) pre modely s voľným preklzom z obrázka 3.17. Zakreslené body znázorňujú jednotlivé časové kroky vzdialené od seba o 951 000 rokov. Šípky 410 a 660 km označujú časový krok, kedy špička dosky dosiahla fázové rozhranie v hĺbke 410, resp. 660 km.

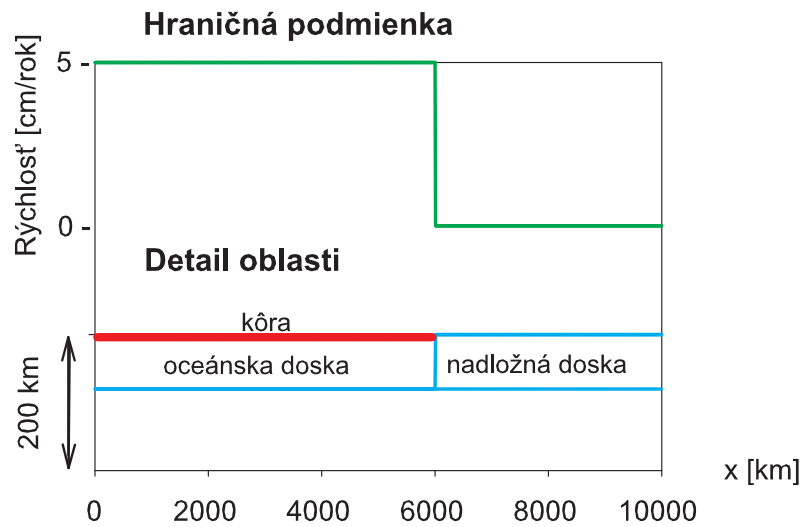
# Kapitola 4

## Model bez subdukčného oblúka

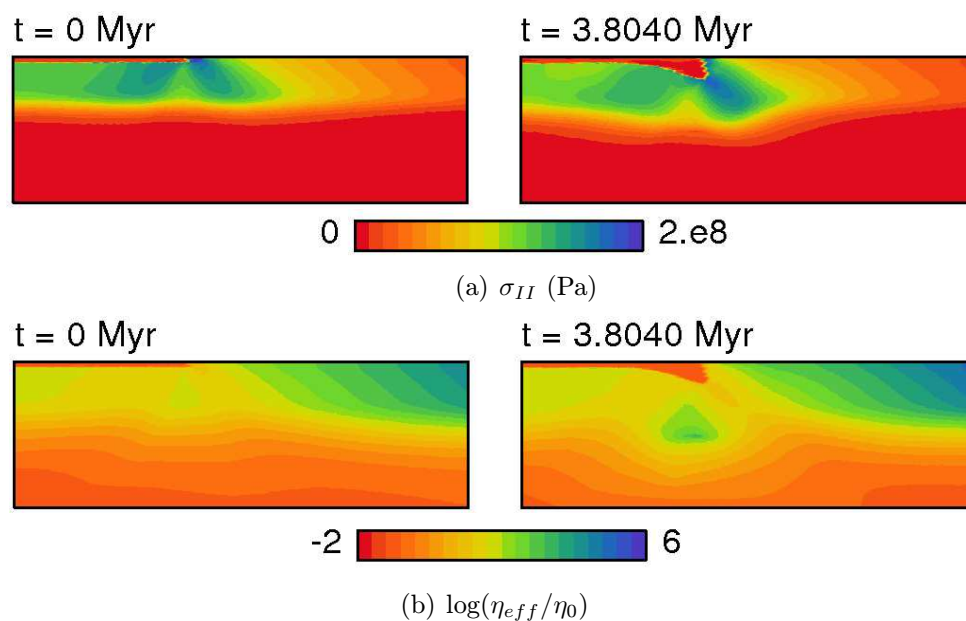
V závere časti 3.1.2 sme diskutovali model R-a0.4b21L8, v ktorom sa pohyb podľa predom definovaného oblúka zastavil kvôli relatívne vysokej viskozite kôry ( $10^{21}$  Pa.s). Vďaka hraničnej podmienke na rýchlosť potom dôjde k reologickému oslabeniu vedľa pôvodného oblúka a doska sa ďalej subdukuje pozdĺž tejto novej nízkoviskóznej zóny (viď Obr. 3.5b). V tejto kapitole sa chceme podrobnejšie pozrieť na to, za akých podmienok môže dôjsť k vzniku takejto zóny nízkej viskozity a k následnému naštartovaniu procesu subdukcie.

Preto sme skonštruovali model bez subdukčného oblúka, kde je nízkoviskóznym materiálom na oddelenie dosiek predpísaný len na hornej hranici modelu do vzdialenosti 6000 km a do tejto vzdialenosti je predpísaná aj hraničná podmienka na rýchlosť dosky 5 cm/rok (Obr. 4.1). Pre takúto geometriu sme vyskúšali niekoľko modelov s rôznymi hodnotami limitu napätia a viskozity kôry. Keďže v tomto prípade je vývoj modelu do značnej miery ovplyvnený detailami rozloženia viskozity, vyskúšali sme navyše ešte niekoľko modelov so zahrnutím Peierlsovho deformačného mechanizmu (podľa vzťahu (1.19) a (1.15)) do kompozitnej reológie, keďže rozdiel medzi limitom napätia a Peierlsovým tečením sa prejavuje hlavne lokálne v miestach, kde je kumulované vysoké napätie (*Androvičová, 2008*). Zhrnutie modelov je uvedené v tabuľke 4.1.

V dôsledku kinematickej hraničnej podmienky, kedy oceánsku dosku tlačíme proti doske kontinentálnej, vzniknú v mieste diskontinuity v hraničnej podmienke na povrchu, dve zóny s vysokým napätím. Zóny vysokého napätia sú lokalizované šikmo oproti sebe a vychádzajú z miesta, kde dochádza k skoku v priebehu rýchlosti (Obr. 4.2a). Vďaka nelineárnej závislosti viskozity na napätí v mieste zvýšeného napätia dôjde k výraznému zníženiu viskozity (Obr. 4.2b), čo umožní inicializáciu subdukcie. Strižné zóny na počiatku simulácie a pre čas 3.8 milióna rokov môžeme vidieť na obrázku 4.2.



Obr. 4.1: Schématické znázornenie modelovej oblasti do hĺbky 200 km a priebehu hraničnej podmienky (zelená krivka).



Obr. 4.2: Začiatková fáza subdukcie (model R-b20L8). Detail oblasti kontaktu oceánskej a kontinentálnej dosky do hĺbky 200 km, široký 600 km. Panel (a) zobrazuje druhý invariát deviátoru tenzoru napätia a panel (b) logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity.

### Tabuľka 4.1: Prehľad modelov z tejto kapitoly.

Sledovali sme vplyv týchto parametrov modelov: viskozity kôry  $\eta_c$ , limitu napätia  $\sigma_y$  a Peierlsovho napätia  $\sigma_p$  (viď tabuľku 1.1). Všetky modely boli spúšťané s kinematickou hraničnou podmienkou 5 cm/rok na oceánskej doske.

Limitor napätia			Peierlsov mechanizmus		
Názov behu	$\log(\eta_c)$	$\log(\sigma_y)$	Názov behu	$\log(\eta_c)$	$\sigma_p$ [Pa]
R-b19L8	19	8	R-b20P1e9	20	$1 \times 10^9$
R-b20L8	20	8	R-b20P3e9	20	$3 \times 10^9$
R-b21L8	21	8	R-b20P5e9	20	$5 \times 10^9$
R-b20L9	20	9	R-b20P8.5e9	20	$8.5 \times 10^9$
R-b20L9-nárast <sup>1</sup>	20	9	R-b20P5e9-nárast <sup>1</sup>	20	$5 \times 10^9$

## 4.1 Modely s limitorom napätia

V tejto časti popíšem modely s kompozitnou reológiou, kde je Peierlsov mechanizmus aproximovaný limitorom napätia.

Na obrázku 4.3 je vykreslený časový vývoj subdukcie (6 okamžikov) pre model R-b20L8 s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s a limitom napätia rovným  $10^8$  Pa. Ukázaný je logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity (referenčná viskozita  $\eta_0 = 10^{21}$  Pa.s). Môžeme sledovať vznik zón zníženej viskozity a následný rozbeh procesu subdukcie. Oproti modelu R-a0.4b20L8 s definovaným subdukčným oblúkom (Obr. 3.1) je v modeli bez subdukčného oblúka spodná časť subdukovanej dosky zhrubnutá (Obr. 4.3 v čase 18 miliónov rokov). Toto zhrubnutie dosky v spodnej časti je jednak dôsledok geometrie modelu bez preddefinovaného subdukčného oblúka, jednak pri rozbiehaní subdukcie má špička tvoriaceho sa slabú tendenciu prilepovať sa na nadložnú dosku z toho dôvodu, že po znížení viskozity v strižnej zóne je jej hodnota stále väčšia než je hodnota viskozity kôry (a kôra v tomto mieste ešte na počiatku subdukcie nie je prítomná). Spoločné pre oba modely je výrazné deformovanie dosky a jej ohyb na endotermnom fázovom rozhraní v hĺbke 660 km z dôvodu nízkeho limitu napätia. V modeli z obrázka 4.3 však dochádza k odtrhnutiu dosky na konci vytvoreného subdukčného oblúka (ktorý má mimochodom výrazne väčší sklon než definovaný oblúk u modelu R-a0.4b20L8), pričom odtrhnutý materiál zotrúva ležať na hranici 660 km, kým nie je zatlačený do spodného plášťa novou subdukciou (Obr. 4.3 v časoch 27 až 32 miliónov rokov).

Priebeh rýchlosti dosky (Obr. 4.6a) odráža skutočnosti popísané v predošlom odstavci. Po tom, čo doska dosiahne exotermné fázové rozhranie, jej rýchlosť stúpa na vyše 6 cm/rok, čo je o niečo viac než v modeli R-a0.4b20L8 s preddefinovaným subdukčným oblúkom, kde v maxime dosiahla rýchlosť dosky 5.4 cm/rok

<sup>1</sup>Model s desaťnásobným viskóznym skokom v hĺbke 660 km. Nie je priamo diskutovaný v tejto kapitole, ale v kapitole *Subdukčná oblasť Kermadec* (str. 58 a Obr. 5.4d a 5.4e).

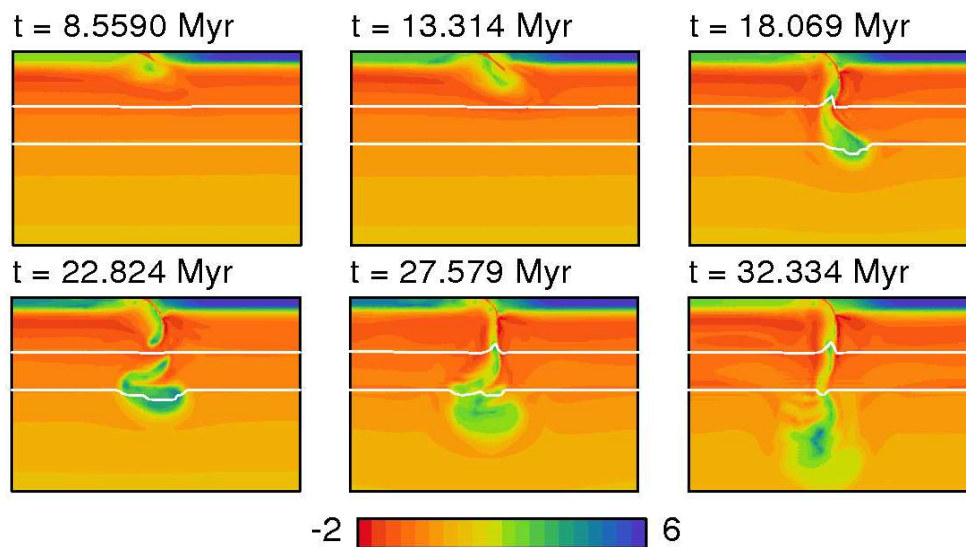


(Obr. 3.3a). Odtrhnutie časti dosky v čase zhruba 20 miliónov rokov je doprevádzané poklesom rýchlosti dosky a následným vzrastom, keď sa nový koniec oceánskej dosky znova dostane na fázové rozhranie v hĺbke 410 km.

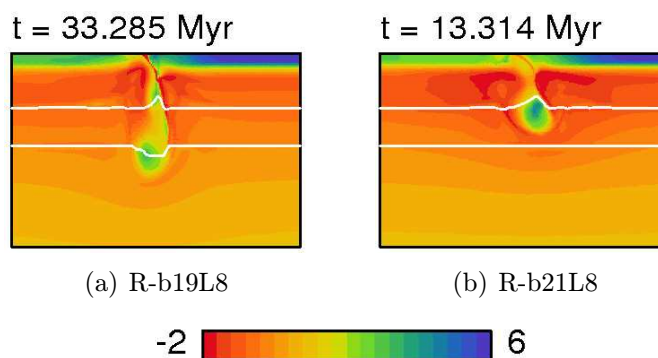
Podobnú morfológiu dosky a priebeh rýchlosti sme dostali aj vo zvyšných dvoch modeloch s limitom napätia  $10^8$  Pa. V oboch dochádza v určitom štádiu subdukcie k odtrhnutiu časti dosky, s niekoľkými rozdielmi. V modeli R-b19L8 (Obr. 4.4a) s nízkou viskozitou kôry ( $10^{19}$  Pa.s) je doska zanorená do plášťa kolmo a odtrhnutá časť dosky nie je teda fázovým rozhraním 660 km zachytená, ale preniká do spodného plášťa. V modeli R-b21L8 (Obr. 4.4b) s viskozitou kôry  $10^{21}$  Pa.s dochádza k odtrhnutiu časti dosky už v čase, kedy doska dorazila do hĺbky približne 500 km. Rovnako ako v modeli R-b20L8 je aj v modeli R-b21L8 odtrhnutá časť dosky zastavená endotermným fázovým rozhraním a neskôr zatlačená do spodného plášťa novou subdukciou.

Zaujímavé je pozrieť sa na inicializačnú fázu subdukcie pre rôzne viskozity kôry. Zatiaľ čo v modeloch s preddefinovaným subdukčným oblúkom sme zistili, že subdukcia sa pre nízku viskozitu kôry  $10^{19}$  Pa.s rozbieha najľahšie (časť 3.1.2, model R-a0.4b19L8) a pre vysokú viskozitu  $10^{21}$  Pa.s trvalo 15 miliónov rokov, než sa subdukcia rozbehla (časť 3.1.2, model R-a0.4b21L8), tak v modeloch bez subdukčného oblúka je to presne naopak. Subdukcia sa najrýchlejšie rozbehne pri najvyššej viskozite  $10^{21}$  Pa.s a najpomalšie trvá rozbehnutie subdukcie pri nízkej hodnote viskozity kôry  $10^{19}$  Pa.s (až zhruba 30 miliónov rokov). Z toho vidno, aký veľký význam pre inicializáciu subdukcie má v modeli bez subdukčného oblúka vznik zón zvýšeného napätia (a teda zníženej viskozity). Pri vysokej hodnote viskozity kôry, ktorá zabezpečuje efektívny prenos hraničnej podmienky z povrchu na celú oceánsku dosku (rýchlosť dosky na počiatku je zhruba 4.9 cm/rok pre model R-b21L8, Obr. 4.6d a 4 cm/rok pre model R-b20L8, Obr. 4.6a), sú vyvinuté napätia vysoké a zníženie viskozity v týchto miestach je výraznejšie, čo umožňuje rýchle rozbehnutie subdukcie. Pri nízkej viskozite kôry  $10^{19}$  Pa.s kinematická hraničná podmienka neženie vpred celú dosku, ale hlavne tento nízkoviskózný materiál, ktorý sa na konci dosky hromadí a subdukcia sa rozbehne až vtedy, keď je v tejto oblasti nahromadené také množstvo kôry, ktoré prirodzene vytvorí subdukčný oblúk a oddelí oceánsku dosku od kontinentálnej. Tento efekt je prirodzeným dôsledkom neefektívneho prenosu hraničnej podmienky z povrchu na celú oceánsku dosku. Doska sa pohybuje na počiatku subdukcie veľmi pomaly (rýchlosťou zhruba 1.5 cm/rok, Obr. 4.6c), a preto aj hodnoty napätia a následné zníženie viskozity v strižných zónach sú malé a subdukcia sa rozbehne až spomínaným spôsobom po tom, čo kôra vytvorí subdukčný oblúk.

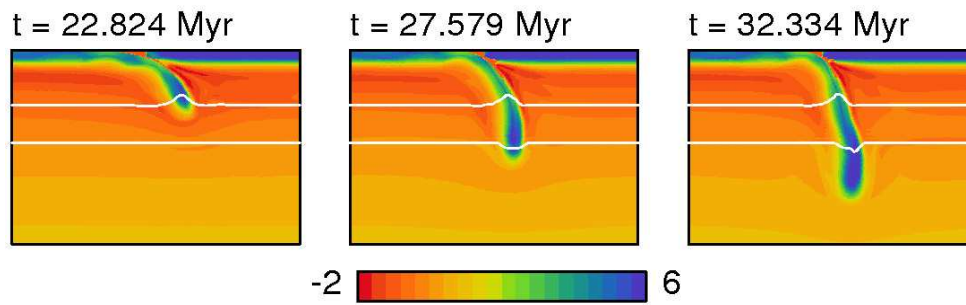
Tieto zistenia o inicializácii však vôbec nesúvisia s dynamikou dosky po tom, čo je subdukcia rozvinutá. V tomto prípade dostávame rovnaké výsledky ako v predošlej kapitole. V prípade nízkej viskozity kôry  $10^{19}$  Pa.s výrazne rýchly priebeh subdukcie a maximálne rýchlosti nad 10 cm/rok (Obr. 4.6c), pri vysokej viskozite kôry  $10^{21}$  Pa.s pomalý priebeh subdukcie a rýchlosti málo sa odlišujúce od hodnoty predpísanej hraničnou podmienkou (Obr. 4.6d).



Obr. 4.3: Časový vývoj subdukcie pre model R-b20L8. Vykreslený je logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity. Výrez zobrazuje oblasť 2000 km širokú a 1400 km hlbokú ( $x \in \langle 5000km; 7000km \rangle$  a  $y \in \langle 600km; 2000km \rangle$ ). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbke 410 a 660 km.



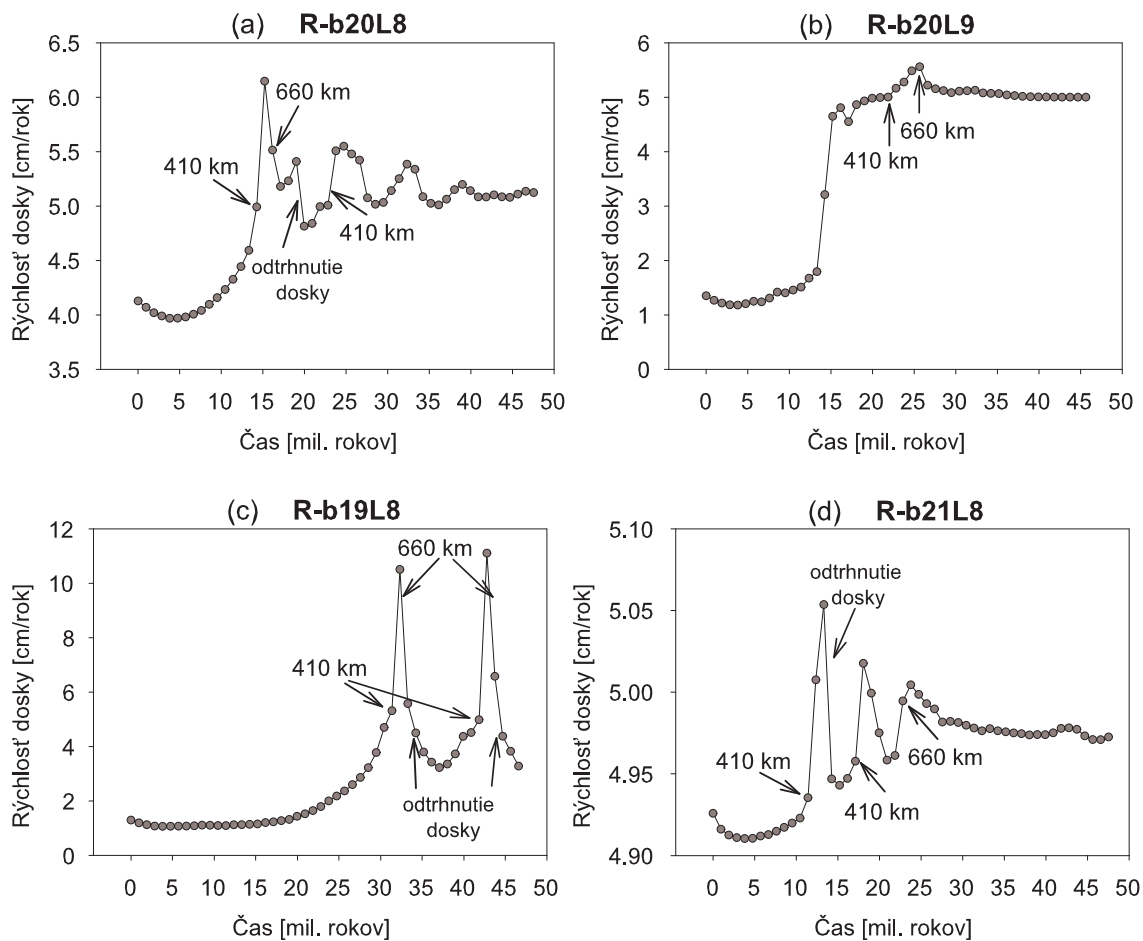
Obr. 4.4: Logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity pre model s viskozitou bazaltu  $10^{19}$  Pa.s (vľavo) a  $10^{21}$  Pa.s (vpravo). Vykreslený je okamžik, kedy v nasledujúcom kroku už dochádza k roztrhnutiu dosky. Zobrazený je výrez okolo subdukcie 2000 km široký a 1400 km hlboký ( $x \in \langle 5000km; 7000km \rangle$  a  $y \in \langle 600km; 2000km \rangle$ ). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbke 410 a 660 km.



Obr. 4.5: Logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity znázorňujúci časový vývoj subdukcie pre model R-b20L9. Výrez zobrazuje oblasť 2000 km širokú a 1400 km hlbokú ( $x \in \langle 5000\text{km}; 7000\text{km} \rangle$  a  $y \in \langle 600\text{km}; 2000\text{km} \rangle$ ). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 a 660 km.

Ďalej sa pozrieme na výsledky z modelu s vyšším limitom napätia. Subdukcia v modeli R-b20L9 s limitom napätia  $10^9$  Pa je zobrazovaná na obrázku 4.5 v troch časových okamihoch. Keď porovnáme morfológiu dosky z tohoto modelu s modelom R-a0.4b20L9 (Obr. 3.4), tak vidíme, že na začiatku subdukcie majú dosky podobný sklon. Doska z modelu bez preddefinovaného subdukčného oblúka je však na konci mierne zhrubnutá a vykazuje len minimálny spätný ohyb. Oproti tomuto doska s preddefinovaným subdukčným oblúkom sa výrazne spätne ohýba, práve kvôli tomu, že tento oblúk určuje a ovplyvňuje smer pohybu dosky a jej tvar. Navyše pri použití nelineárnej reológie akákoľvek zmena podmienok zmení rozloženie viskozity a napätí vyvinutých v doske, a preto sa zmení aj morfológia dosky. Keďže spätný ohyb dosky je seizmickou tomografiou pozorovaný výnimočne, napríklad pod Indiou (*van der Voo a kol., 1999*), tak môžeme tvrdiť, že v prípade modelu bez definovaného subdukčného oblúka sme v tomto prípade dostali realistickejšie výsledky než v modeli s preddefinovaným subdukčným oblúkom.

Vývoj horizontálnej rýchlosti dosky je pre model R-b20L9 znázornený na obrázku 4.6b. Vidíme, že je výrazne odlišný od priebehov rýchlosti u modelov s limitom napätia  $10^8$  Pa. Veľkosť rýchlosti v inicializačnej fázi subdukcie je veľmi malá, niečo nad 1 cm/rok, čo značí veľmi pomalé a zložité rozbiehanie subdukcie (porovnateľné rýchlosti na začiatku subdukcie dosahuje ešte beh R-b19L8, ktorý sa tiež vyznačoval veľmi zdĺhavým rozbehnutím subdukcie). Po rozbehnutí subdukcie sa veľkosť rýchlosti dosky vplyvom fázových rozhraní len minimálne odchyľuje od hodnoty 5 cm/rok, danej hraničnou podmienkou, a po prechode endotermným fázovým rozhraním v hĺbke 660 km sa ustáli práve na tejto hodnote. U modelu s vysokým limitom napätia  $10^9$  Pa na rozdiel od modelov s limitom nižším nedochádza tiež v žiadnej fáze subdukcie k odtrhnutiu častí dosky.



Obr. 4.6: Rýchlosť subdukujúcej sa dosky ako funkcia času pre modely s limitom napätia. Rýchlosť je určená ako integrál horizontálnej rýchlosti oceánskej dosky cez okno  $1000 \times 30 \text{ km}$  ( $x \in \langle 4000\text{km}; 5000\text{km} \rangle$ ,  $y \in \langle 1944\text{km}; 1974\text{km} \rangle$ ). Zakreslené body znázorňujú jednotlivé časové kroky vzdialené od seba o 951 000 rokov. Šípky 410 a 660 km označujú časový krok, kedy špička dosky dosiahla fázové rozhranie v hĺbke 410, resp. 660 km.

Na záver tejto podkapitoly sa ešte vrátim k procesu odtrhania dosky pri subdukcii. Pre mnoho oblastí na Zemi je práve odtrhávajúce subdukovanej litosféry (slabu) považované za významný činiteľ pozorovaného vulkanizmu a regionálneho tektonického vývoja. Ide napríklad o oblasť transmexického vulkanického pásu, stredomorsko-karpatskú oblasť, oblúk Nové Hebridy (Tonga - Fiji) či oblasť Indicko-ázijskej kolízie. Načasovanie, výskyt a povrchové efekty vyplývajúce z odtrhávania subdukovanej litosféry sú silne závislé na tuhosti dosky (napätia závislé na viskozite) a na reológii vrchného plášťa (*Andrews a Billen, 2009*). Podľa *Andrewsa a Billena (2009)* sa pri použití čisto newtonovskej reológie pre vrchný plášť odtrhnutie dosky v modeloch nevyskytuje, pričom pri použití zloženej reológie pre vrchný plášť (t.j. okrem newtonovského tečenia aj mocninné) je možné dostať odlišné scenáre odtrhnutia dosky v závislosti na jej veku, tuhosti a veľkosti slabu.

Podľa *Andrewsa a Billena (2009)* existujú dva scenáre odtrhnutia dosky. Pre pevné dosky s vysokým limitom napätia ( $5 \times 10^8$  Pa) je odtrhávajúce dosky kontrované ohrievaním dosky, difúziou tepla, ktorá umožní oslabenie dosky. Preto pre mladšie dosky dochádza v tomto prípade k odtrhnutiu skôr než v prípade starších dosiek. Druhý mechanizmus odtrhania dosky nastáva pre dosky s nižším limitom napätia ( $3 \times 10^8$  Pa), ktoré dosahujú vysoké rýchlosti zanorovania a proces zužovania dosky v určitom mieste a jej následného odtrhnutia je kontrolovaný viskóznym trením (vtokom) v plášti. V mieste budúceho odtrhnutia sa výrazne zvýši napätie a zmenší viskozita, čo spôsobí rýchle odtrhnutie dosky, ktoré predstihne odtrhnutie dosky spôsobené jej ohrievaním. Čas, kedy k odtrhnutiu dosky dochádza, je preto v tomto prípade na veku dosky nezávislý a je kratší než pre prvý popisovaný mechanizmus.

V našich modeloch s limitom napätia rovným  $10^8$  Pa je odtrhnutie dosky veľmi rýchle. Prvým dôvodom je, že v mieste budúceho odtrhnutia napätie prevýši limit napätia a doska sa tým reologicky oslabí. Plášťový materiál potom prúdi do zúženého miesta dosky a ešte viac podporuje odtrhnutie. Ďalším dôvodom v našom modeli je však aj viskozita kôry, ktorá pri najvyššej hodnote  $10^{21}$  Pa.s neumožňuje úplne hladké oddelenie subdukovanej a nadložnej dosky a z toho dôvodu sa zúženie (zaškrtenie dosky) ešte viac zvýrazňuje (k odtrhnutiu v tomto modeli dochádza extrémne rýchlo, už v čase zhruba 14 miliónov rokov). U dosky z modelu R-b20L9 s vyšším limitom napätia  $10^9$  Pa by podľa záverov *Andrewsa a Billena (2009)* došlo tiež k jej odtrhnutiu (ostatne ako aj u ostatných modelov z predošlej kapitoly), bolo by to ale v dôsledku ohrievania vnútra dosky kondukciou a nastalo by až mnoho miliónov po tom, čo by sa subdukcia dosky zastavila (v modeli *Andrewsa a Billena (2009)* pre slab veľkosti 600 km, starý 120 miliónov rokov a s limitom napätia  $5 \times 10^8$  Pa k odtrhnutiu dosky došlo 27 miliónov rokov po zastavení subdukcie).

## 4.2 Modely s Peierlsovým mechanizmom

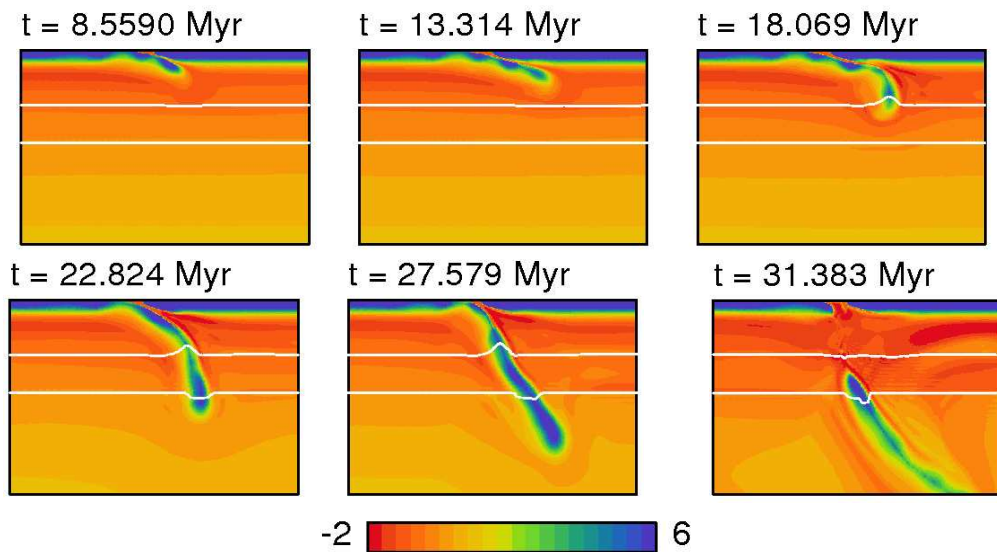
V mojej bakalárskej práci (*Androvičová, 2008*) som ukázala, že pre model s pevným zlomom, na ktorom je voľný preklz, sa morfológia dosky pri použití reológie s limitom napätia s hodnotou limitu napätia vysokým  $10^9$  Pa z globálneho hľadiska temer úplne zhoduje s morfológiou dosky pri použití reológie s Peierlsovým tečením s hodnotou Peierlsovho napätia  $8.5 \times 10^9$  Pa. Rozdiely sa prejavili hlavne lokálne v napätiach vyvíjaných v doske počas subdukcie. Pri použití reológie s limitom napätia, ktorý nezávisí na hĺbke a tlaku, bolo napätie v doske unifikované. Pri použití Peierlsovho mechanizmu sa hodnoty napätia v rámci dosky menili. Zaujímá nás preto, či dostaneme rovnaký záver aj pri použití zložitejšieho modelu bez predpísaného subdukčného oblúka. Navyše v prípade takejto geometrie modelu je lokalizácia napätia a následné reologické zoslabenie dosky veľmi výrazné, a preto by sme mohli z morfológie dosky pozorovať prejavy odlišností medzi limitom napätia a Peierlsovým tečením. Pre model s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s sme použili postupne štyri hodnoty Peierlsovho napätia medzi  $1 \times 10^9$  Pa a  $8.5 \times 10^9$  Pa (viď tabuľku 4.1).

Za referenčný v tejto skupine modelov sme si zvolili model R-b20P5e9<sup>2</sup> s hodnotou Peierlsovho napätia  $5 \times 10^9$  Pa. Časový vývoj subdukcie je preň znázornený na obrázku 4.7 v šiestich časových okamihoch. Sklon dosky pri zanorovaní je spočiatku výrazne malý a po tom, čo špička dosky dosiahne fázové rozhranie v hĺbke 410 km sa doska akoby zalomí, sklon časti dosky prechádzajúcej 410 km je temer kolmý, pričom ostatné časti dosky majú sklon stále veľmi malý (viď Obr. 4.7 v čase 18.069 miliónov rokov). Vďaka vysokému Peierlsovmu napätiu sa zalomená časť neodtrhne a subdukcia pokračuje s tým, že sa najprv zalomenie zmenší (čas 22.824 mil. rokov) a následne sa sklon celej dosky zjednotí (čas 27.579 mil. rokov). V mieste, kde sa doska začína zanárať do plášťa sa nakoniec prejaví zvýšené napätie, a teda znížená viskozita v tomto mieste a dôjde k odtrhnutiu dosky (čas 31.383 mil. rokov).

Modely s ostatnými použitými hodnotami Peierlsovho napätia sú zobrazené na obrázku 4.8, kde sú znázornené pre každý model dva časové okamžiky. Hodnota Peierlsovho napätia  $1 \times 10^9$  Pa je príliš nízka a dochádza k postupnému odtrhávaniu častí dosky, ktoré zostávajú ležať na rozhraní vrchného a spodného plášťa a postupne sa ohrievajú (Obr. 4.8a). Doska s reológiou s Peierlsovým napätím hodnoty  $3 \times 10^9$  Pa je už pevnejšia, priebeh subdukcie je podobný subdukcii s Peierlsovým napätím  $5 \times 10^9$  Pa až do okamžiku, kedy doska dorazí na 660 km. Tu sa predsa len prejaví nižšia hodnota napätia a doska zostáva ležať na fázovom rozhraní v hĺbke 660 km. Rovnako ako v prípade modelu s Peierlsovým napätím

---

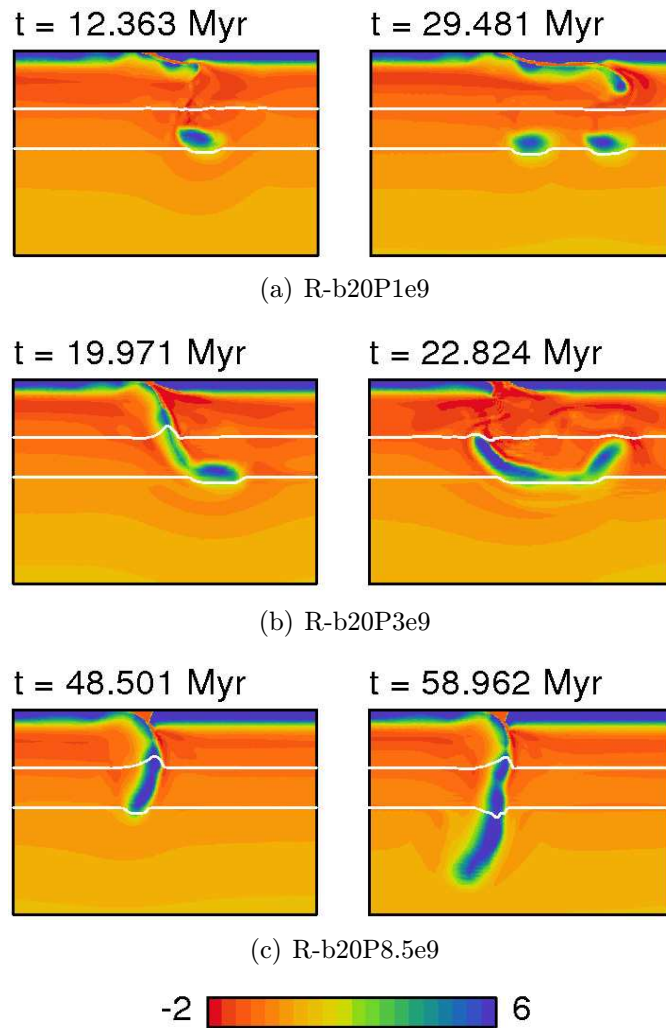
<sup>2</sup>Dôvodom voľby modelu R-b20P5e9 za referenčný je, že hodnota Peierlsovho napätia  $5 \times 10^9$  Pa je najbližšie hodnote  $8.5 \times 10^9$  Pa, určenej experimentálne. Na rozdiel od modelu R-b20P8.5e9 však v tomto modeli R-b20P5e9 nedostávame extrémne dlhú inicializačnú fázu subdukcie, ktorá môže ovplyvniť vlastnosti subdukujúcej sa dosky (doska schladne vplyvom termálnej hraničnej podmienky).



Obr. 4.7: Logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity znázorňujúci časový vývoj subdukcie pre model R-b20P5e9. Výrez zobrazuje oblasť 2000 km širokú a 1400 km hlbokú ( $x \in \langle 5000km; 7000km \rangle$  a  $y \in \langle 600km; 2000km \rangle$ ). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbkach 410 a 660 km.

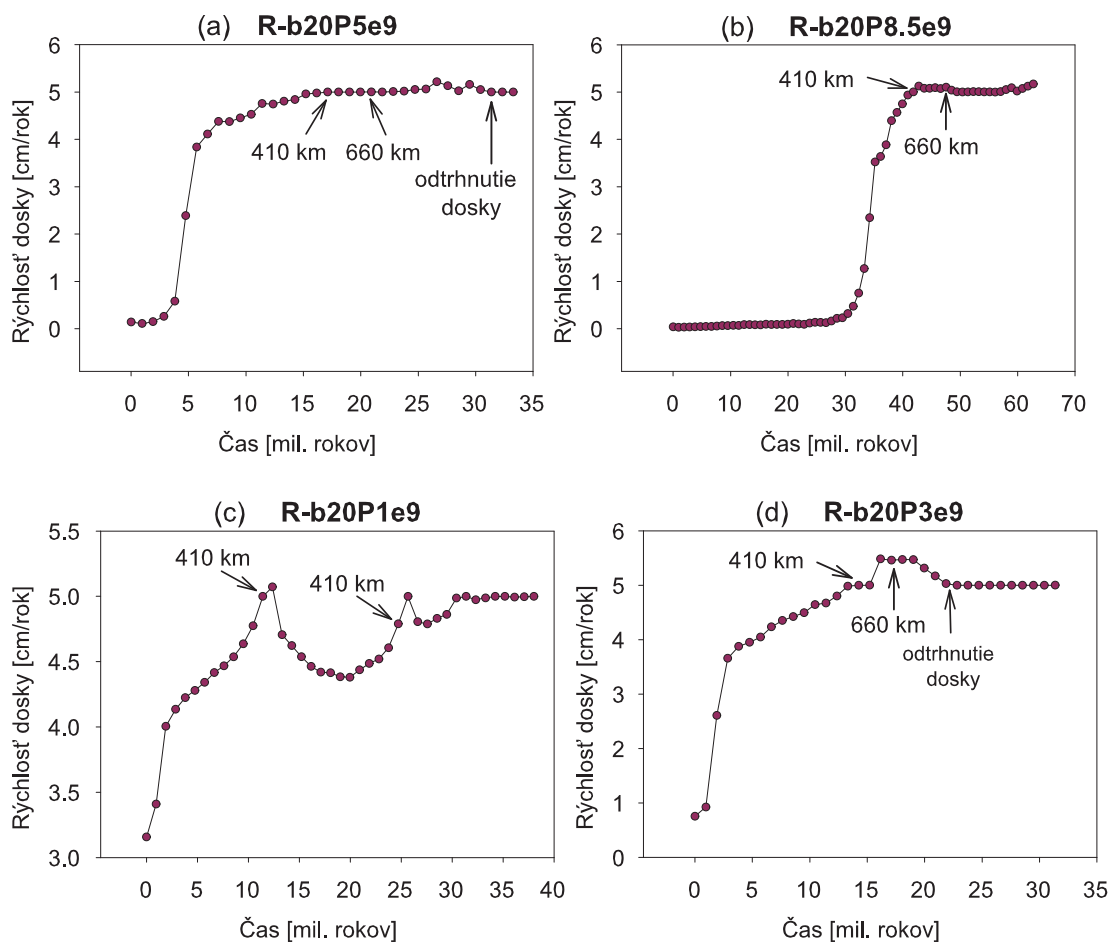
$5 \times 10^9$  Pa aj v tomto prípade dochádza nakoniec k odtrhnutiu dosky, pričom odtrhnutá časť zostáva ležať na rozhraní vrchného a spodného plášťa (Obr. 4.8b). Subdukcia v modele s najvyšším Peierlsovým napätím  $8.5 \times 10^9$  Pa (Obr. 4.8c) sa vyznačuje veľmi pomalou inicializáciou (vyvinie sa až za približne 33 miliónov rokov), väčším počiatočným sklonom dosky než v ostatných modeloch, pričom sa tento sklon výrazne zvýši pri prechode dosky exotermným rozhraním v hĺbke 410 km a doska si ho zachová po celú dobu subdukcie. Na konci kontaktu subdukujúcej dosky s doskou nadložnou aj v tomto prípade pozorujeme reologické oslabenie dosky, ktoré napokon tiež vyústí k odtrhnutiu subdukovanej dosky v tomto mieste.

Priebeh horizontálnej rýchlosti je pre modely s Peierlsovým napätím znázorňovaný na obrázku 4.9. Môžeme povedať, že čím nižšia je hodnota Peierlsovho napätia, tým väčšie rýchlosti má doska pri inicializácii subdukcie. U modelu R-b20P1e9 s Peierlsovým napätím  $1 \times 10^9$  Pa je priebeh rýchlosti ovplyvnený odťhnutím častí dosky vždy po tom, čo sa príslušná časť dostane na fázové rozhranie 410 km (Obr. 4.9c). Pre všetky modely s Peierlsovým napätím platí, že rýchlosti dosky po ukončení inicializácie sa všeobecne veľmi málo odlišujú od rýchlosti danej hraničnou podmienkou.



Obr. 4.8: Logaritmus pomeru efektívnej a referenčnej viskozity pre model s Peierlsovým napätím  $1 \times 10^9$  Pa (hore) a  $3 \times 10^9$  Pa (v strede) a  $8.5 \times 10^9$  Pa (dole). Zobrazovaný je výrez okolo subdukcie 2000 km široký a 1400 km hlboký ( $x \in \langle 5000 \text{ km}; 7000 \text{ km} \rangle$  a  $y \in \langle 600 \text{ km}; 2000 \text{ km} \rangle$ ). Biele čiary označujú fázové rozhrania v hĺbke 410 a 660 km.





Obr. 4.9: Rýchlosť subdukujúcej sa dosky ako funkcia času. Rýchlosť je určená ako integrál horizontálnej rýchlosti oceánskej dosky cez okno  $1000 \times 30 \text{ km}$  ( $x \in \langle 4000\text{km}; 5000\text{km} \rangle$ ,  $y \in \langle 1944\text{km}; 1974\text{km} \rangle$ ) pre modely s Peierlsovým tečením. Zakreslené body znázorňujú jednotlivé časové kroky vzdialené od seba o 951 000 rokov. Šípky 410 a 660 km označujú časový krok, kedy špička dosky dosiahla fázové rozhranie v hĺbke 410, resp. 660 km.

# Kapitola 5

## Subdukčná oblasť Kermadec

V tejto kapitole popíšeme hlavné znaky a parametre subdukcie v subdukčnej oblasti Kermadec a pokúsime sa na túto oblasť aplikovať výsledky počítačového modelovania z predošlých dvoch kapitol. Subdukčnú oblasť Kermadec sme si zvolili hlavne kvôli relatívne rovnému tvaru zlomovej oblasti a jej dostatočnej dĺžke (1000 km) (*Billen a Gurnis, 2005*). V takomto prípade si dovoľíme tretí rozmer zanedbať a dívať sa na subdukciu v sérii rezov kolmých k oceánskej priekope. Na tieto rezy aplikujeme výstupy z dvojrozmerného modelu.

Rozhranie Austrálskej a Pacifickej litosferickej dosky je značne zložitú, existuje tu ešte množstvo malých litosferických dosiek, stredoocéánskych chrbtov či zaoceánskych paniev. Subdukčná oblasť Kermadec tvorí južnú časť subdukčného oblúka Tonga-Kermadec a dochádza tu k subdukcii Pacifickej litosferickej dosky pod dosku Austrálsku smerom na západ.

Tektonický vývoj oblasti kontaktu Austrálskej a Pacifickej dosky je značne zložitý a rôzne tektonické rekonštrukcie interpretujú niektoré výsledky odlišne. Pre komplexné pochopenie procesu vzniku subdukčnej oblasti Tonga-Kermadec, je nutné vziať do úvahy v podstate všetky procesy prebiehajúce na severovýchodnom okraji Austrálskej dosky, od mora Molucca na západe až po Fiji na východe. Tu sa pokúsím stručne popísať len základné udalosti, týkajúce sa práve subdukčnej oblasti Tonga-Kermadec podľa *Halla a Spakmana (2002)*. Bližšie vysvetlenie tektonického vývoja celej oblasti nájdeme v článkoch (*Hall, 1998; Hall, 2002; Hall a Spakman, 2002*).

Južná subdukcia na východnom okraji Austrálskej dosky, ktorá sformovala Melanézsky oblúk medzi Novou Britániou a Tongou, začala približne pred 45 miliónmi rokov. V období pred 45 až 25 miliónov rokov v dôsledku spätného pohybu subdukčnej zóny (na sever) došlo k sformovaniu zaoceánskej panvy medzi Šalamúnovým morom a oblasťou na juh od Fiji. Smer subdukcie sa pritom postupne zmenil na juho-západný, ako Melanézsky oblúk rotoval na sever. Približne pred 25 miliónmi rokov sa táto juho-západná subdukcia zastavila ako dôsledok kolízie dosky Ontong Java s Melanézskym oblúkom. Po tomto období kolízií (na západe došlo v tomto čase ku kolízii oblúka Filipíny-Halmahera s Austrálskou doskou) sa celá oblasť severo-východného okraja Austrálskej dosky (rozprestierajúca sa

od mora Moluca až po oblasť Tonga) stala akoby jediným systémom, ktorý rotoval v smere hodinových ručičiek na čelnom okraji Pacifickej dosky (súčasnne tiež prebiehala subdukcia na východnom okraji Filipínskej dosky). Následne začali vznikať nové subdukčné zóny: juho-západná pod východnou časťou Papuy a severo-východná pod Novými Hebridami. Tieto dve protiídúce subdukčné zóny boli oddelené transformným zlomom v Šalamúnovom mori. V čase, kedy sa juho-západná subdukcia pod Papuou zastavila a subdukcia pod Novými Hebridami sa rozšírila smerom na východ, začalo pokračovanie západnej subdukcie Pacifickej dosky v oblasti Tonga-Kermadec s rýchlym spätným pohybom subdukčnej zóny v posledných 10 miliónoch rokov (Hall a Spakman, 2002). Mapa oblasti Melanézie s vyznačenými subdukčnými zónami v ich súčasnej podobe je na obrázku 5.1.



Obr. 5.1: Mapa oblasti Melanézie. Podľa <http://www2.le.ac.uk/departments/geology/extranet/research/CrustalProc/resources-area/Smith/images/melanesian-arcs.jpg>

## 5.1 Subdukčná oblasť Kermadec - pozorovania

Prvý parameter, ktorým sa budeme zaoberať, je plytká geometria dosky - menovite uhol, pod ktorým sa doska zanoruje. Geometria subdukujúcich dosiek môže byť dobre odhadnutá z rozloženia hypocentier zemetrasení v podobe Benioffových zón. Z geometrie Benioffových zón je možné odhadnúť sklon dosky (dip), maximálnu hĺbku zemetrasení, spojených s doskou, či horizontálny rozmer subdukovanej dosky. Prehľadné zhrnutie niektorých subdukčných charakteristík (medzi nimi práve aj dip) nájdeme napríklad v práci *Jarrarda (1986)*. Ten určoval pre subdukčné oblasti jednak plytký dip ako sklon Benioffovej zóny od zákopu do hĺbky 100 km, jednak hlboký dip medzi hĺbkami 100 km a 400 km (alebo v rámci časti tohoto intervalu). Pre subdukčnú oblasť Kermadec je podľa *Jarrarda (1986)* plytký dip rovný  $30^\circ$  a hlboký dip rovný  $71^\circ$ , čiže približne na konci kontaktu s nadložnou doskou dochádza k výraznému zväčšeniu sklonu subdukujúcej sa dosky. Benioffova zóna v oblasti Kermadec zasahuje do maximálnej hĺbky 500 km, jej horizontálny rozmer je približne 330 km a celková dĺžka 640 km. Dôležité je brať do úvahy fakt, že týmito parametrami je určená seizmicky aktívna časť subdukujúcej sa dosky, pričom seizmická tomografia môže detekovať rýchlosti seizmických vln, spojené s doskou, do väčších hĺbok.

Ďalším dôležitým parametrom je rýchlosť dosky. Rýchlosť konvergencie dosky, určená relatívne ako rýchlosť subdukujúcej sa dosky voči hlavnej nadložnej doske, je pre oblasť Kermadec 4.7 cm/rok podľa *Chasea (1978)* a 5.1 cm/rok podľa *Minstera a Jordana (1978)*. V modeloch s hraničnou podmienkou na rýchlosť sme jej hodnotu určovali práve s ohľadom na tieto hodnoty, aj keď sme si vedomí toho, že problematika určenia rýchlostí litosferických dosiek je zložitá, a skutočné hodnoty relatívnej rýchlosti môžu byť o niečo odlišné. Tak napríklad podľa *Halla a Spakmana (2002)* je rýchlosť subdukcie v oblasti Tonga-Kermadec vysoká ( $>10$  cm/rok), pričom smerom na juh jej hodnota klesá. Podľa *Schellarta a kol. (2008)*, ktorí skúmali absolútne hodnoty rýchlostí litosferických dosiek vzhľadom k rôznym referenčným vzťažným sústavám, sú rozdiely v ich určení pomerne výrazné. Pre rýchle dosky všeobecne uvažujú rýchlosti vzhľadom k rôznym vzťažným sústavám v pásme od 6 cm/rok po 12 cm/rok. Pre Pacifickú dosku približne v oblasti Kermadec sú absolútne hodnoty rýchlosti 6.9 cm/rok vzhľadom k Indo-Atlantickým horúcim škvrnám (*O'Neill a kol., 2005*) a 10.7 cm/rok vzhľadom k Pacifickým horúcim škvrnám (*Gripp a Gordon, 2002*). Škálu rôznorodých určení rýchlostí dosky môžeme uzavrieť záverom *Ballancea a kol. (1999)*, ktorí uvádzajú pre rýchlosť konvergencie v oblasti Kermadec na  $31^\circ$  južnej zemepisnej šírky hodnotu 8 - 8.5 cm/rok.

Spätný pohyb subdukčnej zóny, ktorý je vysoký na severe oblúka Tonga-Kermadec v oblasti Tonga, sa smerom na juh znižuje (*Hall a Spakman, 2002*). Niektoré práce uvádzajú pre severnú časť oblasti Tonga extrémne hodnoty spätného pohybu až 12 cm/rok (*Gripp a Gordon, 2002*) či 16 cm/rok (*O'Neill a kol., 2005*), smerom na juh sa jeho hodnota znižuje až k nule či dokonca dochádza k pohybu subdukčnej zóny smerom vpred (*Schellart a kol., 2008*). Konkrétne pre

subdukčnú oblasť Kermadec je priemerná odhadovaná hodnota spätného pohybu subdukčnej zóny 1.4 cm/rok podľa *Chasea (1978)* a 2.9 cm/rok podľa *Minstera a Jordana (1978)*. V našich modeloch sme spätný pohyb subdukčnej zóny neuvažovali.

Vek subdukujúcej sa dosky v oblasti Kermadec je okolo 100 miliónov rokov, údaje rôznych autorov sa však líšia. Podľa *Jarrarda (1986)* je priemerný vek kôry, práve vstupujúcej do oblasti kontaktu dosiek, odhadnutý na 113 miliónov rokov a priemerný vek špičky dosky v čase, keď po prvýkrát vstúpila do subdukčnej zóny, je odhadnutý na 114 miliónov rokov. *Billen a Stock (2000)* uvádzajú vek subdukujúcej sa dosky pre subdukčnú oblasť Kermadec 80 - 100 miliónov rokov. Podľa *Halla a Spakmana (2002)* je v oblasti Tonga-Kermadec vek dosky vyše 120 miliónov rokov. Hlavné charakteristiky subdukčnej oblasti Kermadec, z ktorých vychádzame v našich modeloch, sú uvedené v tabuľke 5.1.

**Tabuľka 5.1: Kľúčové parametre subdukčnej oblasti Kermadec**

Subdukovaná doska		
Parameter	Hodnota	Jednotky
Plytký dip (do 100 km hĺbky)	30	°
Hlboký dip (100 - 400 km hĺbka)	71	°
Dĺžka Benioffovej zóny	640	km
Horizontálny rozsah Benioff. zóny	330	km
Max. hĺbka Benioff. zóny	500	km
Max. hĺbka dosky z tomografie	1450 <sup>k</sup> -1500 <sup>b</sup>	km
Vek kôry	113	mil. rokov
Vek špičky dosky	114	mil. rokov
Rýchlosti kolmé k priekope		
Parameter	Hodnota	Jednotky
Relatívna rýchlosť konverencie	5.1 <sup>c</sup> ; 4.7 <sup>m</sup>	cm/rok
Spätný pohyb subdukčnej zóny	2.9 <sup>c</sup> ; 1.4 <sup>m</sup>	cm/rok

*c* - Chase, 1978

*k* - Kárasón a van der Hilst, 2000

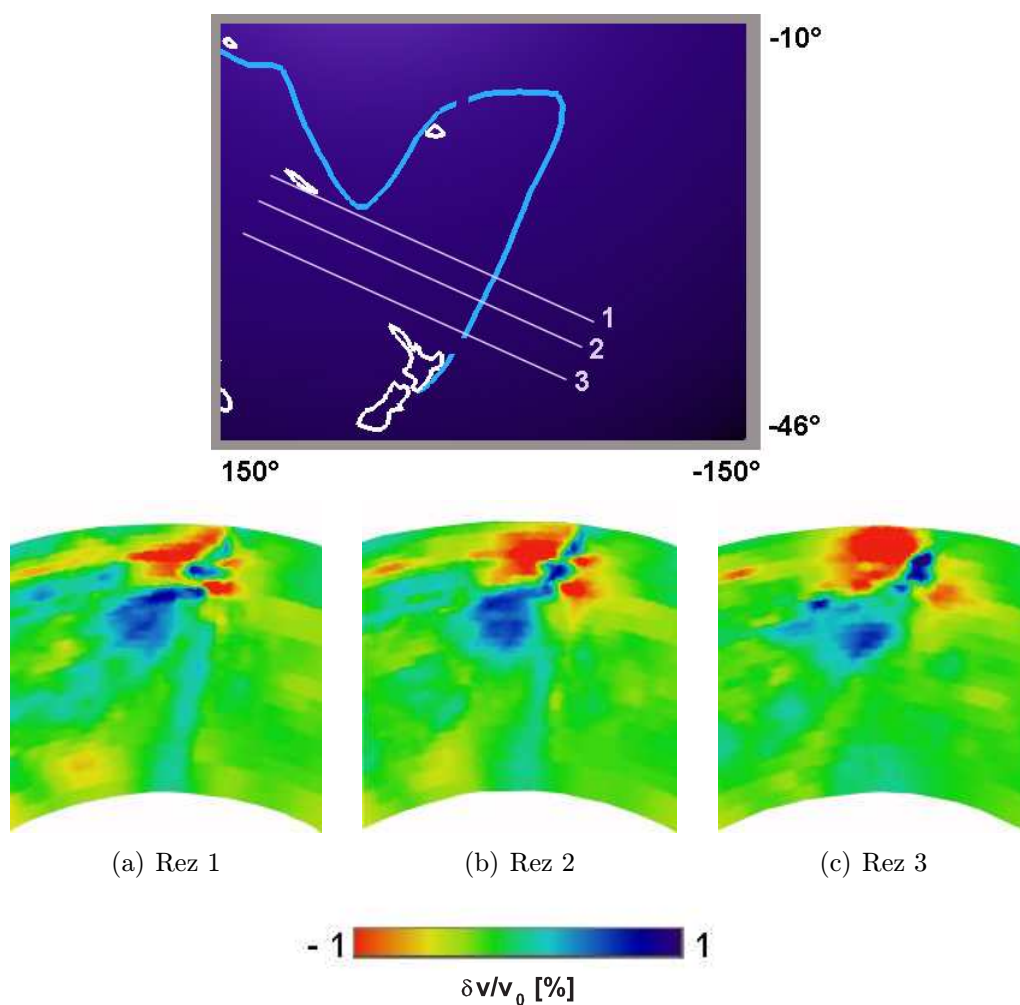
*m* - Minster a Jordan, 1978

*b* - Bijwaard a Spakman, 2000

ostatné - Jarrard, 1986

Informácie o morfológii subdukovanej dosky poskytuje seizmická tomografia. Na obrázku 5.2 sú uvedené tri rezy subdukčnou oblasťou Kermadec podľa *Kárasóna a van der Hilsta (2000)*. Podľa tohoto tomografického obrazu zasahuje seizmicky rýchla anomália do hĺbky približne 1450 km, pričom od hĺbky približne 700 km je doska výrazne zhrubnutá. Temer rovnaký výsledok dostali *Hall a Spakman (2002)* na základe globálneho tomografického modelu *Bijwarda a Spakmana (2000)*. V tomto tomografickom modeli je seizmicky rýchla anomália v oblasti Tonga-Kermadec viditeľná do hĺbky 1500 km.

Rýchlostné anomálie, pozorované seizmickou tomografiou, *Hall a Spakman (2002)* interpretujú ako subdukciu, ktorá začala pred 25 miliónmi rokov, pričom spätný pohyb subdukčnej zóny sa objavil približne pred 10 miliónmi rokov. Rovnaký záver uvádzajú aj *Ballance a kol. (1999)*, ktorí na základe skúmania sedimentov došli k záveru, že súčasná subdukcia na rozhraní Pacifickej a Austrálskej dosky v oblasti Kermadec začala na rozhraní Oligocénu a Miocénu, t.j. pred 24 - 28 miliónmi rokov.



Obr. 5.2: Anomálie rýchlostí seizmických vln v subdukčnej oblasti Kermadec podľa *Kárasona a van der Hilsta (2000)*. Poloha vykreslených rezov je znázornená na hornom obrázku. Výrez začína pod kôrou v hĺbke 22.6 km a končí v hĺbke 2869 km.

## 5.2 Subdukčná oblasť Kermadec - porovnanie s modelmi

Vzhľadom k parametrom subdukovanej dosky (tabuľka 5.1) a podľa tomografického obrazu (Obr. 5.2) v oblasti Kermadec rozdelíme naše modely z predchádzajúcich dvoch kapitol do niekoľkých skupín.

Do prvej skupiny zaradíme modely, ktoré nevykazujú morfológiu dosky podobnú známym charakteristikám subdukčnej oblasti Kermadec či dokonca sú nevyhovujúce z fyzikálneho hľadiska. Sú to napríklad modely s vysokým limitom napätia  $10^9$  Pa bez viskózneho skoku v hĺbke 660 km, pri ktorých dochádzalo k výraznému spätnému ohybu dosky (R-a0.4b20L9, FS-a0.4b20L9) či modely s nízkou viskozitou kôry  $10^{19}$  Pa.s, v ktorých dochádzalo k odtrhnutiu subdukujúcej sa dosky od dosky nadložnej (R-a0.4b19L8, R-a0.4b19L9) či ku generovaniu extrémne vysokých rýchlostí dosky nad 40 cm/rok (FS-a0.4b19L8). Týmito, ako aj ostatnými modelmi nevyhovujúcimi z hľadiska subdukčnej oblasti Kermadec sa v tejto časti nebudem zaoberať.

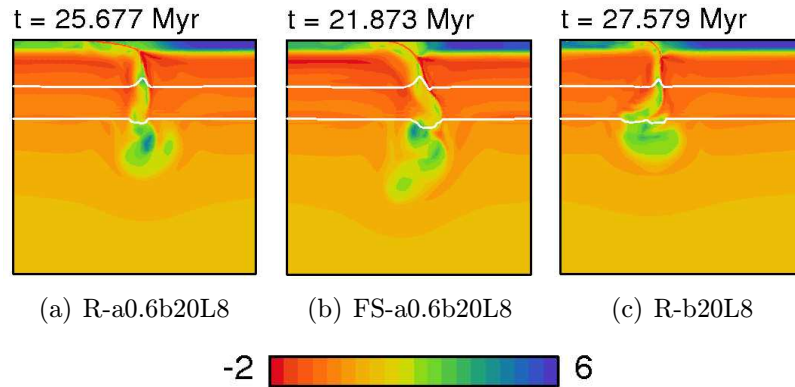
Zameriam sa hlavne na druhú skupinu modelov, ktorá zahrňuje modely aspoň približne vykazujúce morfológiu dosky podobnú s pozorovaným tomografickým obrazom subdukčnej oblasti Kermadec.

Najprv sa pozrieme na modely bez viskózneho skoku v spodnom plášti, pre ktoré je vždy jeden časový okamžik vykreslený na obrázku 5.3.

Periodické skladanie a ohýbanie dosky, ktoré by mohlo byť seizmickou tomografiou pozorované ako zhrubnutie dosky v spodnom plášti, je charakteristické pre modely s limitom napätia rovným  $10^8$  Pa a s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s. Pozorujeme ho jednak v modeloch s hraničnou podmienkou na rýchlosť dosky (R-a0.4b20L8, R-a0.2b20L8 a R-a0.6b20L8) a rovnako aj v modeloch s voľným preklzom (FS-a0.4b20L8 a FS-a0.6b20L8). Ukázali sme (viď časť 3.1.3 a 3.2.3), že polomer počiatočného oblúka kontaktu dosiek nemá u týchto modelov významný vplyv na morfológiu dosky, takže ide v podstate o jeden typ správania subdukujúcej sa dosky vo všetkých troch modeloch s rýchlosťou (Obr. 5.3a) a jeden typ správania v oboch modeloch s voľným preklzom (Obr. 5.3b). Čo sa týka sklonu subdukovanej dosky, tak pre všetky tieto modely dochádza k zväčšeniu sklonu na konci kontaktu subdukujúcej sa dosky s doskou nadložnou, v prípade modelov s voľným preklzom je sklon menší než v modeloch s rýchlosťou (kde je temer kolmý), a preto lepšie vystihuje sklon dosky v subdukčnej oblasti Kermadec.

Ďalší model bez viskózneho skoku, v ktorom dochádza k zhrubnutiu dosky, je model R-b20L8 bez preddefinovaného subdukčného oblúka s viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s a s reológiou zahrňujúcou limitor napätia s limitom napätia  $10^8$  Pa. V tomto modeli však došlo k odtrhnutiu časti subdukujúcej sa dosky po tom, čo doska dosiahla fázové rozhranie v hĺbke 660 km. Azda najbližšie je pozorovanému tomografickému obrazu oblasti Kermadec tento model v čase, kedy novo subdukovaná doska narazila na skôr odtrhnutý koniec a začala ho zatláčať hlbšie

do spodného plášťa (Obr. 5.3c). Sklon dosky je ale aj v tomto prípade temer kolmý a nezodpovedá teda s odhadovaným sklonom dosky v oblasti Kermadec.



Obr. 5.3: Modely bez viskózneho nárastu, u ktorých je pozorovateľné sklada-  
nie a ohýbanie dosky okolo fázového rozhrania v hĺbke 660 km. Vykreslený  
je logaritmus relatívnej efektívnej viskozity. Znázornený výrez pokrýva oblasť  
 $x \in \langle 5200 \text{ km}; 7200 \text{ km} \rangle$  a  $y \in \langle 0 \text{ km}; 2000 \text{ km} \rangle$ . Biele čiary znázorňujú polohu  
hlavných fázových rozhraní v hĺbkach 410 a 660 km.

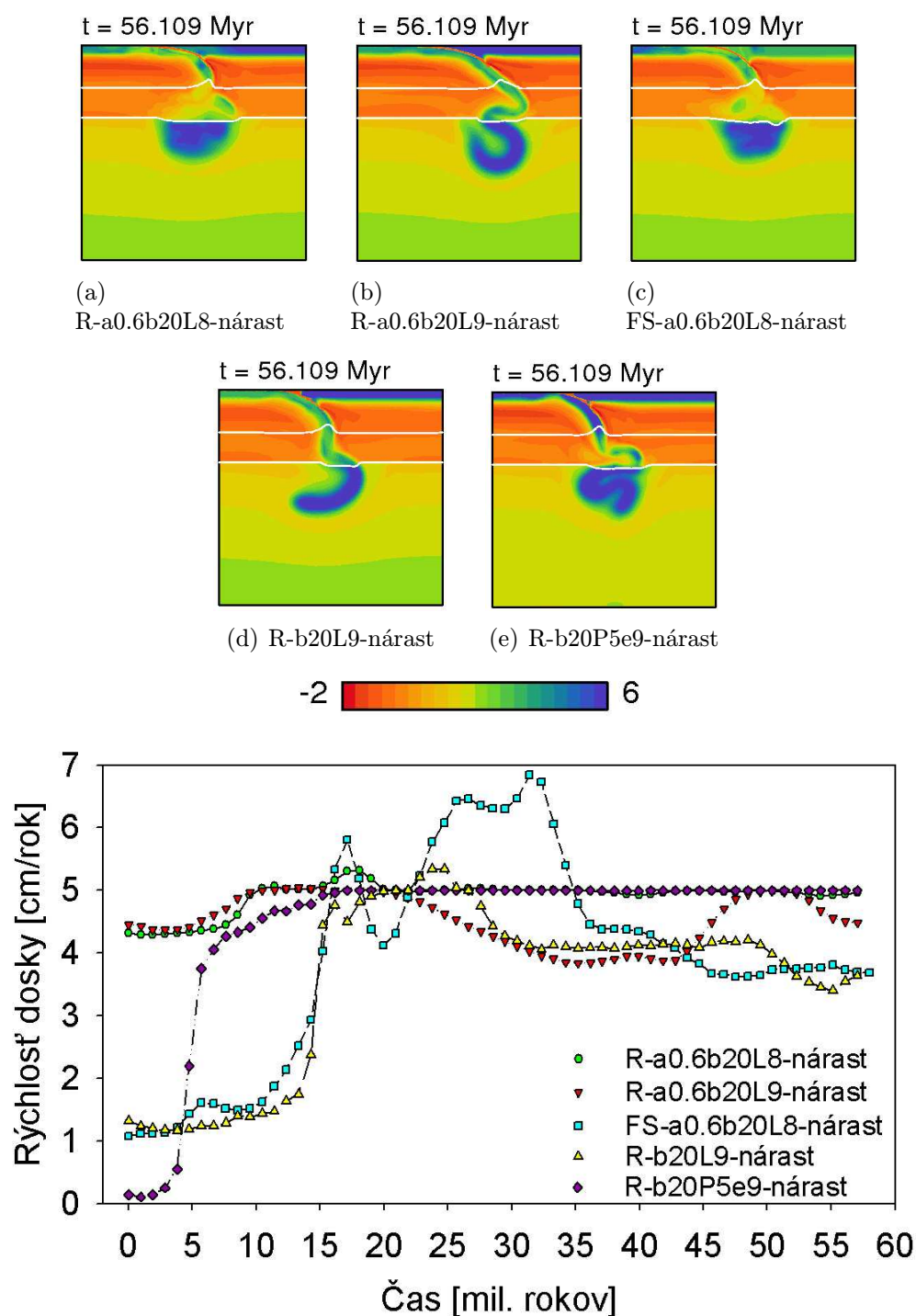
Všetky vyššie diskutované modely s limitom napätia  $10^8$  Pa vykazovali zhrub-  
nutie v spodnom plášti, väčšinou sú ale charakterizované temer kolmým uhlom  
zanorenia. Z hľadiska uhlu zanorenia sú úspešnejšie niektoré modely s pevnejšou  
doskou (limit napätia  $10^9$  Pa), konkrétne modely bez preddefinovaného kontaktu  
subdukujúcej a nadložnej dosky R-b20L9 (Obr. 4.5) a R-b20P5e9 (Obr. 4.7).  
Tieto modely však nevykazujú žiadne zhrubnutie v spodnom plášti.

Dostávame sa teda ku skupine modelov, ktorá zahrňuje modely s desaťná-  
sobným viskóznym nárastom na rozhraní vrchného a spodného plášťa. Pre tieto  
modely dostávame najlepšie výsledky, čo sa týka zhrubnutia dosky a straty jej do-  
skovitého charakteru v spodnom plášti. Pre každý z modelov s viskóznym skokom  
je zobrazený jeden časový okamih (56 miliónov rokov) na obrázku 5.4.

Najväčší sklon má doska v modeli R-a0.6b20L8-nárast (Obr. 5.4a), najmenší  
sklon dosahuje v modeli R-a0.6b20L9-nárast (Obr. 5.4b). Pri porovnaní modelov  
s viskóznym skokom (Obr. 5.4) s tomografickým obrazom subdukcie v subdukč-  
nej oblasti Kermadec (Obr. 5.2) však môžeme nájsť dobrú zhodu v priebehu  
sklonu dosky a jej morfológii v podstate pre všetky tieto modely (okrem modelu  
R-b20L9-nárast, v ktorom nedochádza k výraznejšiemu zhrubnutiu dosky v spod-  
nom plášti - Obr. 5.4d). Z hľadiska morfológie subdukovanej hmoty by som však  
za najlepší model zvolila model R-b20P5e9-nárast (Obr. 5.4e), keďže na tomogra-  
fickom obraze je kvapka studeného materiálu akýmsi predĺžením subdukujúcej sa  
dosky a nie je nahromadená pod miestom kontaktu dosiek.



Z hľadiska rýchlostí dosahovaných pri zanorovaní by som ale spomedzi všetkých modelov s viskóznym skokom preferovala model s voľným preklzom (FS-a0.6b20L8-nárast - Obr. 5.4c), ktorý umožňuje doske vyvíjať rýchlosti v súlade s pôsobiacimi silami. Rýchlosť subdukujúcej sa dosky ako funkcia času je pre modely so skokom vo viskozite vykreslená na obrázku 5.4 dole. Pre model FS-a0.6b20L8-nárast dostávame počas subdukcie rozumnejšie rýchlosti zanorovania (s maximom okolo 7 cm/rok) oproti modelom bez viskózneho skoku (napr. FS-a0.6b20L8, Obr. 3.18d a Obr. 5.3b), v ktorých sú rýchlosti dosky počas zanorovania relatívne vysoké (okolo 16 cm/rok). V modeloch s viskóznym skokom je však doba, po ktorej doska vykazuje morfológiu v dobrej zhode s pozorovanou morfológiou dosky v oblasti Kermadec, príliš vysoká vzhľadom k odhadom o dĺžke trvania subdukcie podľa *Halla a Spakmana (2002)*. V našich modeloch je to po zhruba 50-tich miliónoch rokov, zatiaľ čo *Hall a Spakman (2002)* odhadujú, že subdukcia začala pred 25 miliónmami rokov. Lepšiu zhodu by sme teda získali pri rýchlejšom priebehu subdukcie, čo by sa dalo dosiahnuť buď znížením viskozity pozadia (*Quinteros a kol., 2010*) alebo uvážením menšieho viskózneho skoku (napr. o faktor 5) či pomalšieho nárastu viskozity s hĺbkou v spodnom plášti.



Obr. 5.4: Modely s desaťnásobným viskóznym skokom v hĺbke 660 km. Hore vykreslený logaritmus relatívnej efektívnej viskozity. Znázornený výrez pokrýva oblasť  $x \in \langle 5200 \text{ km}; 7200 \text{ km} \rangle$  a  $y \in \langle 0 \text{ km}; 2000 \text{ km} \rangle$ . Biele čiary znázorňujú polohu hlavných fázových rozhraní v hĺbkach 410 a 660 km. V spodnom grafe je znázornený časový vývoj rýchlosti dosky pri zanorovaní. Rýchlosť je určená ako integrál horizontálnej rýchlosti oceánskej dosky cez okno  $1000 \times 30 \text{ km}$  ( $x \in \langle 4000 \text{ km}; 5000 \text{ km} \rangle$ ,  $y \in \langle 1944 \text{ km}; 1974 \text{ km} \rangle$ ).

# Kapitola 6

## Záver

V tejto práci prezentujeme výsledky modelovania procesu subdukcie litosferických dosiek v dvojrozmernom modeli, kde oddelenie subdukujúcej a nadložnej dosky bolo zabezpečené prítomnosťou nízkoviskózneho vrstvy kôry. Zaujímali nás vplyv charakteristík tohoto kontaktu dosiek na priebeh subdukcie, predovšetkým na morfológiu dosky a na rýchlosti dosky pri zanorovaní. Z charakteristík kontaktu dosiek sme sledovali vplyv viskozity kôry a vplyv polomeru subdukčného oblúka. Ďalej sme študovali modely, v ktorých sa kontakt dosiek vyvinul selfkonzistentne vďaka silne nelineárnej reológii. Okrem charakteristík kontaktu dosiek sme tiež študovali vplyv ďalších parametrov (hraničnej podmienky, limitu napätia, viskózneho skoku v plášti) či vplyv reologického zoslabenia dosky.

V modeloch s preddefinovaným subdukčným oblúkom sme volili na povrchu subdukujúcej sa dosky buď kinematickú hraničnú podmienku 5 cm/rok, alebo voľný preklz. Pri hraničnej podmienke na rýchlosť dosky nemal odlišný polomer počiatočného oblúka kontaktu dosiek (400, 800 a 1200 km) skoro žiadny vplyv na priebeh subdukcie. Pri hraničnej podmienke na voľný preklz bol priebeh subdukcie temer zhodný v modeloch s väčším polomerom subdukčného oblúka (800 a 1200 km), pri jeho zmenšovaní (400 km) však kvôli rezistencii dosky voči ohybu bola inicializačná fáza subdukcie oveľa dlhšia než v ostatných dvoch modeloch. Z používaných hodnôt viskozity kôry ( $10^{19}$ ,  $10^{20}$  a  $10^{21}$  Pa.s) za najlepšiu z hľadiska toho, že dostatočne oddeľuje subdukujúcu dosku od nadložnej a zároveň nespôsobuje zvláštne správanie dosky, považujeme hodnotu  $10^{20}$  Pa.s. Nižšia hodnota viskozity neprenášala efektívne kinematickú hraničnú podmienku z povrchu na celú subdukujúcu sa dosku a nedokázala udržať kontakt subdukujúcej a nadložnej dosky pohromade. V modeloch s voľným preklzom nízka hodnota viskozity zase umožnila doske vyvinúť nerealisticky vysoké rýchlosti. Vyššia viskozita kôry nezabezpečila dostatočné oddelenie dosiek a priebeh subdukcie bol týmto výrazne ovplyvnený. Buď v podobe toho, že sa subdukcia rozbehla na inom mieste, než bol pôvodne predpísaný kontakt dosiek (v modeli s kinematickou hraničnou podmienkou), alebo extrémne pomalou inicializáciou subdukcie, ktorá mala vplyv na celý jej následný priebeh (v modeli s voľným preklzom).

Výsledky z modelov s vysokou viskozitou kôry ( $10^{21}$  Pa.s) nás dovedli k myšlienke zostrojiť model, v ktorom by počiatočný preddefinovaný nízkoviskózný oblúk kontaktu dosiek nebol prítomný a nízkoviskózný materiál by bol predpísaný len na povrchu oceánskej dosky. K rozbehnutiu subdukcie v týchto modeloch došlo v dôsledku nespojitosti kinematickej hraničnej podmienky a silne nelineárnej reológie, kedy v mieste skoku v hraničnej podmienke (z 5 cm/rok na nulu) došlo k vytvoreniu dvoch šikmých zón zvýšeného napätia. Viskozita v týchto zónach sa znížila, a tým sa umožnilo rozbehnutie subdukcie dosky. Vývoj subdukcie bol odlišný od modelov s preddefinovaným oblúkom kontaktu dosiek. Dal by sa charakterizovať väčším zhrubnutím dosky v spodnej časti a jej roztrhnutím v určitej fázi subdukcie v modeloch s nízkym limitom napätia  $10^8$  Pa. V modeli s limitom  $10^9$  Pa zase dochádzalo k redukcii spätného ohybu (oproti modelom s preddefinovaným kontaktom). Vzhľadom k špecifickému vývoju napätia v týchto modeloch sme okrem reológie s limitom napätia použili aj reológiu s Peierlsovým mechanizmom. V modeloch s Peierlsovým napätím závisela pevnosť dosky, a teda aj priebeh procesu subdukcie na výške Peierlsovho napätia. Výrazne nízke hodnoty Peierlsovho napätia  $1 \times 10^9$  Pa a  $3 \times 10^9$  Pa viedli buď k postupnému odtrhávaniu častí dosky alebo k pomerne rýchlemu odtrhnutiu celej časti subdukovanej dosky. Pri vyšších hodnotách  $5 \times 10^9$  Pa a  $8.5 \times 10^9$  Pa sa doska zanárala v prvom prípade šikmo, v druhom prípade kolmo a navyše sa spätne ohýbala. Aj v týchto modeloch však došlo na konci kontaktu s nadložnou doskou k odtrhnutiu celej časti subdukovanej dosky.

Ďalej sme v našich modeloch skúmali vplyv reologického oslabenia dosky v dôsledku redukcii veľkosti zrna či vplyv viskózneho skoku na rozhraní vrchného a spodného plášťa. Redukcia veľkosti zrna po fázovej premene na rozhraní v hĺbke 410 km viedla síce k zníženiu viskozity vo vnútri subdukujúcej sa dosky, kde sa uplatnil hlavne newtonovský deformačný mechanizmus, toto oslabenie však nebolo dostatočné na to, aby zmenilo charakter subdukcie, ktorý je kontrolovaný predovšetkým pevnými okrajmi dosky (ktoré redukcii zrna neboli ovplyvnené). V modeloch s desaťnásobným viskóznym nárastom na rozhraní v hĺbke 660 km sa subdukujúca doska najprv pozastavila na tomto fázovom rozhraní, hromadila sa v prechodovej zóne a následne tento nahromadený materiál pomaly prenikal do spodného plášťa. V modeloch s viskóznym nárastom sme teda dostali výrazné zhrubnutie dosky v spodnom plášti a stratu jej doskovitého charakteru.

Na záver sme sa pokúsili získané výsledky z modelov aplikovať na subdukčnú oblasť Kermadec. Z hľadiska plytkej morfológie dosky (uhol zanorenia) a jej tomografického obrazu v a pod prechodovú zónou najlepšie vyhovuje model FS-a0.6b20L8-nárast s hraničnou podmienkou voľného preklzu, polomerom subdukčného oblúka 1200 km, viskozitou kôry  $10^{20}$  Pa.s, limitom napätia  $10^8$  Pa a so zahrnutím desaťnásobného skoku vo viskozite plášťa na rozhraní v hĺbke 660 km.

Dynamický vývoj subdukcie závisí na kombinácii mnohých parametrov. Separovať vplyv jednotlivých parametrov je zložité. V našich modeloch sme overili, že to, akým spôsobom sú oddelené subdukujúca doska s doskou nadložnou a rovnako aj použitý reologický popis, má výrazný vplyv na deformáciu dosky. To, že

kontakt dosiek nebol predpísaný pevne, mohol sa s časom vyvíjať a v niektorých modeloch sa dokonca sformoval bez toho, že by bola jeho geometria a priori definovaná, je veľkou výhodou oproti modelom s pevne predpísaným zlomom. Práve oblasť kontaktu dosiek je kľúčová pre plytkú deformáciu dosky a pre jej morfológiu v celom vrchnom plášti. V našej práci ukazujeme, že vďaka silne nelineárnej reológii dosky je jej správanie veľmi citlivé ako na parametre kontaktu tak aj napr. na predpísanú hraničnú podmienku. V závislosti na týchto parametroch dostávame celú škálu modelov subdukcie (modely s rôznou plytkou i hlbšou geometriou, modely, v ktorých sa doska jednorázovo alebo aj opakovane odtrháva - tzv. slab detachment).

Hlavným výsledkom tejto práce je relatívne detailný rozbor vplyvu niektorých parametrov dosiek na plytkú deformáciu subdukovanej dosky. Existuje ale i celá rada parametrov, ktoré v našej práci nie sú zahrnuté. Medzi nimi napr. elasticita, spätný pohyb subdukčnej zóny či zložitejší popis kôry by si v budúcnosti zaslúžili našu pozornosť.

# Literatúra

- [1] Andrews, E. R., Billen, M. I.: *Rheologic controls on the dynamics of slab detachment*, Tectonophysics **464** (2009) 60–69.
- [2] Androvičová, A.: *Počítačové simulace subdukce litosféry*, bakalárska práca, Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova, Praha (2008).
- [3] Ballance, P. F., Ablaev, A. G., Pushchin, I. K., Pletnev, S. P., Biryliina, M. G., Itaya, T., Follas, H. A., Gibson, G. W.: *Morphology and history of the Kermadec trench-arc-backarc basin-remnant arc system at 30 to 32°S: geophysical profile, microfossil and K-Ar data*, Marine Geology **159** (1999) 35–62.
- [4] Becker, T. W., O’Connell, R. J.: *Predicting plate motions with mantle circulation models*, Geochemistry Geophysics Geosystems **2** (12) (2001) doi:10.1029/2001GC000171.
- [5] Běhouňková, M.: *Global and regional scale modeling of dynamic processes in the Earths mantle*, doktorská práca, Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova, Praha (2007).
- [6] Běhouňková, M., Čížková, H.: *Long-wavelength character of subducted slabs in the lower mantle*, Earth and Planetary Science Letters **275** (2008) 43–53.
- [7] Bijwaard, H., Spakman, W., Engdahl, E.R.: *Closing the gap between regional and global travel time tomography*, Journal of Geophysical Research **103** (1998) 30055–30078.
- [8] Bijwaard, H., Spakman, W.: *Nonlinear global P-wave tomography by iterated linearized inversion*, Geophysical Journal International **141** (2000) 71–82.
- [9] Billen, M. I., Stock, J.: *Origin and morphology of the Osborn Through*, Journal of Geophysical Research **110** (2000) B05407, doi:10.1029/2004JB003308.
- [10] Billen, M. I., Gurnis, M.: *Constraints on subducting plate strength within the Kermadec trench*, Journal of Geophysical Research **105** (2005) 13,481–13,489.
- [11] Billen, M. I.: *Modeling the Dynamics of Subducting Slabs*, Annual Review for Earth and Planetary Sciences **36** (2008) 325–356.

- [12] Brudzinski, M. R., Thurber, C. H., Hacker, B.R., Engdahl, E. R.: *Global prevalence of Double Benioff Zones*, *Science* **316** (2007) 1472–1474.
- [13] Conrad, C. P., Lithgow-Bertelloni, C.: *How mantle slabs drive plate tectonics*, *Science* **298** (2002) 207–209.
- [14] Conrad, C. P., Lithgow-Bertelloni, C.: *The temporal evolution of plate driving forces: importance of slab suction versus slab pull during the Cenozoic*, *Journal of Geophysical Research* **109** (2004) B10407, doi:10.1029/2004JB002991.
- [15] Čížková, H., van Hunen, J., van den Berg, A.P., Vlaar, N.J.: *The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity*, *Earth and Planetary Science Letters* **199** (2002) 447–457.
- [16] Čížková, H., van Hunen, J., van den Berg, A.P.: *Stress distribution within subducting slabs and their deformation in the transition zone*, *Physics of the Earth and Planetary Interiors* (2007) doi:10.1016/j.pepi.2007.02.002.
- [17] Fukao, Y., Widiyantoro, S., Obayashi, M.: *Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region*, *Reviews of Geophysics* **39** (3) (2001) 291–323.
- [18] Gripp, A. E., Gordon, R. G.: *Young tracks of hotspots and current plate velocities*, *Geophysical Journal International* **150** (2002) 321–361.
- [19] Hager, B., Richards, M.: *Long wavelength variation in Earth's geoid: physical models and dynamical implications*, *Philosophical Transactions of the Royal Society* **328** (1989) 309–327.
- [20] Hall, R.: *The plate tectonics of Cenozoic SE Asia and the distribution of land and sea*, In: R. Hall, J. D. Holloway (Eds.), *Biogeography and Geological Evolution of SE Asia*, Backhuys publishers, Leiden (1998) 99–131.
- [21] Hall, R.: *Cenozoic geological and plate tectonic evolution of SE Asia and the SW Pacific: computer-based reconstructions, model and animations*, *Journal of Asian Earth Sciences* **20** (2002) 353–434.
- [22] Hall, R., Spakman, W.: *Subducted slabs beneath the eastern Indonesia-Tonga region: insights from tomography*, *Earth and Planetary Science Letters* **201** (2002) 321–336.
- [23] Chase, C. G.: *Plate kinematics: The Americas, East Africa and the rest of the world*, *Earth and Planetary Science Letters* **37** (1978) 355–368.
- [24] Chen, P.F., Bina, C.R., Okal, E.,A.: *A global survey of stress orientations in subducting slabs as revealed by intermediate-depth earthquakes*, *Geophysical Journal International* **159** (2004) 721–733.

- [25] Jarrard, R. D.: *Relations Among Subduction Parameters*, Reviews of Geophysics **24** (1986) 217–284.
- [26] Kameyama, M., Yuen, D.A., Karato, S.I.: *Thermal-mechanical effects of low-temperature plasticity (the Peierls mechanism) on the deformation of a viscoelastic shear zone*, Earth and Planetary Science Letters **168** (1999) 159–172.
- [27] Káráson, H., van der Hilst, R. D.: *Constraints on mantle convection from seismic tomography*, In: *The History and Dynamics of Global Plate Motion*. Richards, M. R., Gordon, R., and van der Hilst, R. D. (Eds.), Geophysical Monograph (American Geophysical Union, Washington, D. C.) **121** (2000) 277–288.
- [28] Káráson, H., van der Hilst, R. D.: *Tomographic imaging of the lowermost mantle with differential times of refracted and diffracted core phases PKP, PKP<sub>diff</sub>*, Journal of Geophysical Research **106** (2001) 6569–6587.
- [29] Karato, S.I., Wu, P.: *Rheology of the upper mantle: A Synthesis*, Science **260** 5109 (1993) 771–778.
- [30] Karato, S.I., Riedel, M.R., Yuen, D.A.: *Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone: implications for mantle circulation and deep earthquakes*, Phys. Earth Planet. Interiors **127** (2001) 83–108.
- [31] Kido, M., Čadek, O.: *Inferences of viscosity from the oceanic geoid: Indication of a low viscosity zone below the 660-km discontinuity*, Earth and Planetary Science Letters **151** (1997) 125–137.
- [32] Korenaga, J., Karato, S.I.: *A new analysis of experimental data on olivine rheology*, Journal of Geophysical Research **113** (2008) B02403, doi:10.1029/2007JB005100.
- [33] Lambeck, K., Johnston, P.: *The viscosity of the mantle: evidence from analysis of glacial rebound phenomena*. In: Jackson, I. (Ed.), *The Earth's mantle: composition, structure and evolution.*, Cambridge University Press (1998) 461–502.
- [34] McNamara, K., Karato, S., van Keken, E.: *Localization of dislocation creep in the lower mantle: implications for the origin of seismic anisotropy*, Earth and Planetary Science Letters **191** (2001) 85–99.
- [35] Minster J. B., Jordan, T. H.: *Present-day plate motions*, Journal of Geophysical Research **89** (1978) 5331–5354.
- [36] Mitrovica, J., Forte, A.: *A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data*, Earth and Planetary Science Letters **225** (2004) 177–189.



- [37] O'Neill, C., Müller, D., Steinberger, B.: *On the uncertainties in hot spot reconstructions and the significance of moving hot spot reference frames*, *Geochemistry Geophysics Geosystems* **6** (2005) Q04003, doi:10.1029/2004GC000784. No. 5280.
- [38] Peltier, W.: *Mantle viscosity and ice-age ice sheet tomography*, *Science* **273** (1996) 1359-1364, No. 5280.
- [39] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P.: *Numerical Recipes in Fortran, The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press (1992).
- [40] Quinteros, J., Sobolev, S. V., Popov, A.A.: *Viscosity in transition zone and lower mantle: Implications for slab penetration*, *Geophysical Research Letters* **37** (2010) L09307, doi:10.1029/2010GL043140.
- [41] Segal, A., Praagman, N.P.: *The Sepran Fem Package*, Technical Report, Ingenieursbureau Sepra, The Netherlands, (2005) <http://ta.twi.tudelf.nl/sepran/sepran.html>
- [42] Schellart, W. P., Stegman, D. R., Freeman, J.: *Global trench migration velocities and slab migration induced upper mantle volume flux: Constraints to find an Earth reference frame based on minimising viscous dissipation*, *Earth-Science Reviews* **88** (2008) 118–144.
- [43] Torii, Y., Yoshioka, S.: *Physical conditions producing slab stagnation: Constraints of the Clapeyron slope, mantle viscosity, trench retreat, and dip angles*, *Tectonophysics* **445** (2007) 200–209.
- [44] van den Berg, A. P., van Keken, P. E., Yuen, D.A.: *The effects of a composite non-Newtonian and Newtonian rheology on mantle convection*, *Geophysical Journal International* **115** (1993) 62–78.
- [45] van der Voo, R., Spakman, W., Bijwaard, H.: *Tethyan subducted slabs under India*, *Earth and Planetary Science Letters* **171** (1999) 7–20.
- [46] van Hunen, J.: *Shallow and buoyant subduction: causes and implications from thermo-chemical numerical modeling*, doktorská práce, Utrecht University, (2001).
- [47] van Hunen, J., van den Berg, A.P., Vlaar, N.J.: *Various mechanisms to induce present-day shallow flat subduction and implications for the younger earth: a numerical parameter study*, *Physics of the Earth and Planetary Interior* **146** (2004) 179–194.