



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Štěpán Pilař

**Vliv latentního tepla na deformaci
subdukované litosféry v plášti Země**

Katedra geofyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Hana Čížková, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2020

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Chtěl bych zde poděkovat vedoucí mé práce, Doc. RNDr. Haně Čížkové, Ph.D., za množství času, které naší spolupráci v uplynulých měsících věnovala, její trpělivost a podnětné návrhy při tvorbě tohoto textu. Velký dík patří také celé mé rodině a přátelům, za jejich podporu a tvorbu příjemného prostředí po celou dobu mého bakalářského studia.

Název práce: Vliv latentního tepla na deformaci subdukované litosféry v plášti Země

Autor: Štěpán Pilař

Katedra: Katedra geofyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Hana Čížková, Ph.D., Katedra geofyziky

Abstrakt: Litosférické desky se vůči sobě pohybují rychlostmi několik cm/rok. V subdukčních oblastech se jedna deska podsouvá (subdukuje) pod druhou. Během zanořování litosférických desek do zemského pláště dochází k jejich deformaci. Tu výrazně ovlivňují fázové přechody v plášťovém materiálu v hloubkách 410 km a 660 km. V této práci jsme pomocí dvourozměrného numerického modelu procesu subdukce ocenili vliv latentního tepla uvolněného či spotřebovaného během těchto fázových přechodů na subdukci. Vliv latentního tepla jsme vyšetřovali v kombinaci s vlivem dalších parametrů - stáří desky (50 – 150 milionů let), limitu napětí v desce ($2 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Pa) a viskozity kůry ($10^{20} - 10^{21}$ Pa s). Latentní teplo uvolněné během exotermního přechodu v hloubce 410 km desku ohřeje o 50 – 90 K, sníží tak její hustotní anomálii vůči okolnímu plášti a zbrzdí její zanořování. Zároveň se sníží viskozita a deska se snáze deformuje v reakci na endotermní fázový přechod v hloubce 660 km a viskozni rezistenci tužšího spodního pláště. Snižuje se tak napětí v desce, což může mít implikace pro výskyt hlubokých zemětřesení. Co se týče dalších zkoumaných parametrů, stáří desky ovlivňuje především viskozitu desky a hloubku průniku desky do spodního pláště, limit napětí ovlivňuje geometrii deformace desky a viskozita kůry má vliv především na rychlost desky.

Klíčová slova: litosférická deska, subdukce, fázové přechody, latentní teplo

Title: Latent heat effect on slab deformation in the Earth mantle

Author: Štěpán Pilař

Department: Department of Geophysics

Supervisor: doc. RNDr. Hana Čížková, Ph.D., Department of Geophysics

Abstract: Lithospheric plates move relative to each other with velocities of several cm/year. In subduction zone, one plate slides (subducts) under the other. Slabs are being deformed while subducting to the Earth's mantle. The subduction is influenced by phase transitions of the mantle material at the depths of 410 km and 660 km. Here, we used a two-dimensional numerical model of subduction to evaluate the influence of latent heat released or absorbed during these phase transitions on the subduction process. We examined the influence of latent heat alongside the influence of other parameters - age of the slab (50 – 150 million years), yield stress inside the slab ($2 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Pa) and viscosity of the crust

($10^{20} - 10^{21}$ Pa s). Latent heat released during an exothermic phase transition at the depth of 410 km heats up the slab by 50 – 90 K, reduces the density anomaly with respect to the surrounding mantle and slows down the slab. At the same time, the viscosity of the slab is lowered and the slab deforms more easily in the transition zone due to the endothermic phase transition at the depth of 660 km and a viscosity resistance of a stiffer lower mantle. The stress inside a slab is therefore lowered, which may influence deep earthquakes. When it comes to the other parameters, age of the slab changes the viscosity of the slab and the depth to which the slab can subduct, yield stress influences the slab deformation geometry and viscosity of the crust mainly influences the velocity of the slab.

Keywords: lithospheric plate, subduction, phase transitions, latent heat

Obsah

Úvod	2
1 Matematický popis	4
1.1 Fázové přechody	4
1.2 Rovnice popisující proudění v plášti	5
1.3 Reologie	6
1.4 Aproximace základních rovnic	7
2 Model	9
2.1 Popis modelu	9
2.2 Modelové parametry	10
3 Výsledky	13
3.1 Vliv parametrů fázových přechodů	13
3.2 Vliv dalších vlastností subdukující desky	24
Závěr	32
Seznam použité literatury	33
Seznam obrázků	36

Úvod

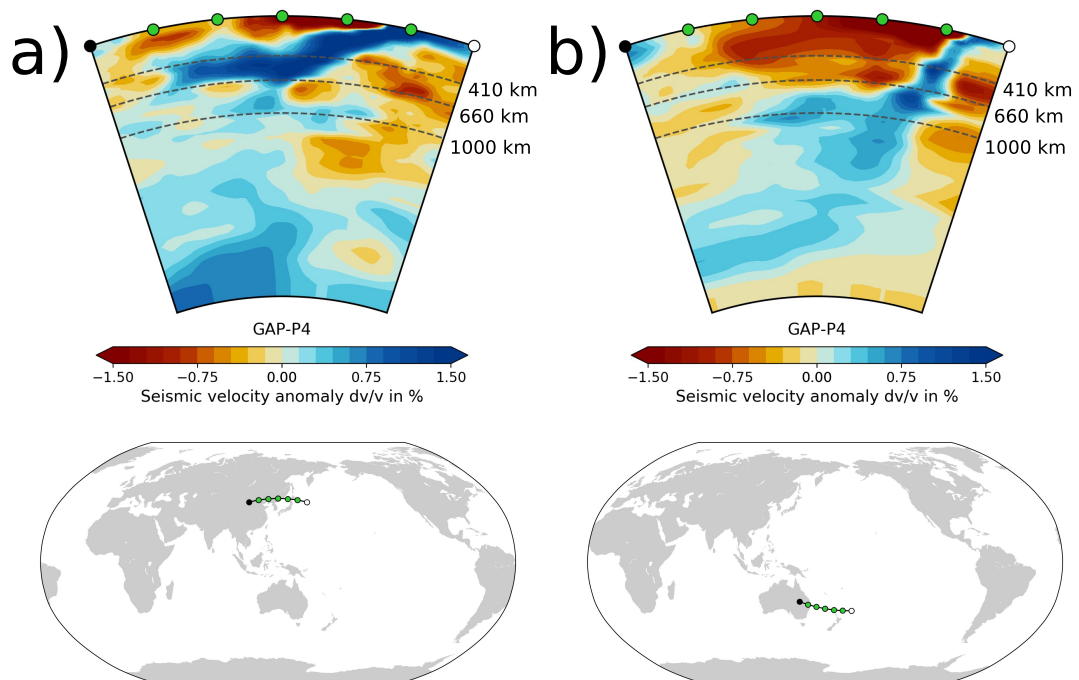
Zemský plášť je tvořen silikátovými horninami z nichž je nejvýznamněji zastoupen olivín (asi 60%), v menším zastoupení pak obsahuje pyroxeny a granát. Z hlediska rychlých procesů (např. šíření seismických vln) lze na zemský plášť nahlížet jako na elastické prostředí. Na velmi dlouhých časových škálách (\sim miliony let) se ale materiál deformuje jako vysokoviskózní tekutina (viskozita pláště $\eta \sim 10^{21}$ Pa s) a dochází v něm k velmi pomalému proudění rychlostmi jednotek centimetrů za rok.

Proudění v zemském plášti je poháněno chladnutím Země. Na rozhraní pláště a jádra (v hloubce 2900 km) teplota dosahuje asi 3000 K. V důsledku chladnutí teplota směrem k povrchu klesá a její nestabilní zvrstvení je zodpovědné za pomalé pohyby, které se na povrchu projevují jako vzájemné pohyby litosférických desek. Nová litosféra vzniká na středooceánských hřbetech, kde se teplý materiál z pláště dostává k povrchu, chladne a vzdaluje se od hřbetu. Jakmile litosféra prochladne natolik, že se stane příliš těžká a zanoří se do pláště, subdukuje, a subdukováná litosférická deska pak pláštěm klesá dolů.

Výzkumu procesu subdukce se věnuje velká pozornost, protože se tuhé studené desky během subdukce deformují a tím v nich vzniká velké napětí, jehož uvolněním dochází k zemětřesení. Zanořování subdukujejících desek se tradičně studuje prostřednictvím numerických simulací termální konvekce v zemském plášti. Tyto simulace ukazují, že deformace desek je ovlivňována řadou faktorů, především materiálovými vlastnostmi plášťových hornin - viskozitou, teplotní roztažností, tepelnou vodivostí.

Díky rozsáhlé registraci seismických vln buzených v zemském plášti při zemětřeseních lze metodou zvanou seismická tomografie (analogická s lékařskou tomografií) zjistit prostorové rozložení rychlosti šíření seismických vln. Anomálie rychlostí šíření vln interpretujeme primárně jako anomálie teploty, tedy seismicky rychlé oblasti mohou být spojeny se subdukovanou litosférickou deskou. Řada tomografických modelů (Fukao a kol., 2009; Huang a Zhao, 2006) ukázala seismicky rychlé struktury odpovídající zanořujícím se deskám v mnoha subdukčních zónách. Tyto desky se výrazně deformují nad rozhraním mezi svrchním a spodním pláštěm v hloubce 660 km. Z těchto prací také vyplývá, že zatímco některé subdukujející desky do spodního pláště prochází bez komplikací, jiné nad tímto rozhraním stagnují (obr. 1). Nejpravděpodobnější příčinami této stagnace v hloubce 660 km jsou zde přítomný endotermní fázový přechod a změna reologie materiálu spojená s nárůstem viskozity při přechodu ze svrchního do spodního pláště (Hager a kol., 1985).

Numerické modely tečení v zemském plášti a procesu subdukce litosféry se studiu vlivu fázových přechodů věnují od poloviny 80. let (Christensen a Yuen, 1985; Tackley a kol., 1993). Obvykle v nich je materiál pláště aproximován vlastnostmi olivínu - tedy nejhojnější komponenty pláště. Experimentálně bylo zjištěno, že v tlakových a teplotních podmínkách odpovídajících hloubkám 410 km a 660 km v olivínu dochází k fázovým přechodům druhého druhu. Během těchto fázových přeměn se mění krystalická struktura látek, což má za následek skokový nárůst hustoty materiálu, a zároveň se uvolňuje či spotřebovává latentní teplo. Ohřátí či zchladnutí subdukujející desky pak dále ovlivňuje její reologické vlastnosti.



Obrázek 1: Dva řezy tomografickým modelem GAP – P4 (Fukao a Obayashi, 2013) v oblasti západního Pacifiku (a) a pod Kermadekovy ostrovy (b). Polohy řezů naznačuje mapa pod nimi, řezy ukazují plášť od povrchu do hloubky 2900 km. Čárkované čáry naznačují hloubky 410 km, 660 km a 1000 km. Řezy tomografickým modelem byly nakresleny pomocí softwaru SubMachine (<https://www.earth.ox.ac.uk/~smachine/cgi/index.php>)

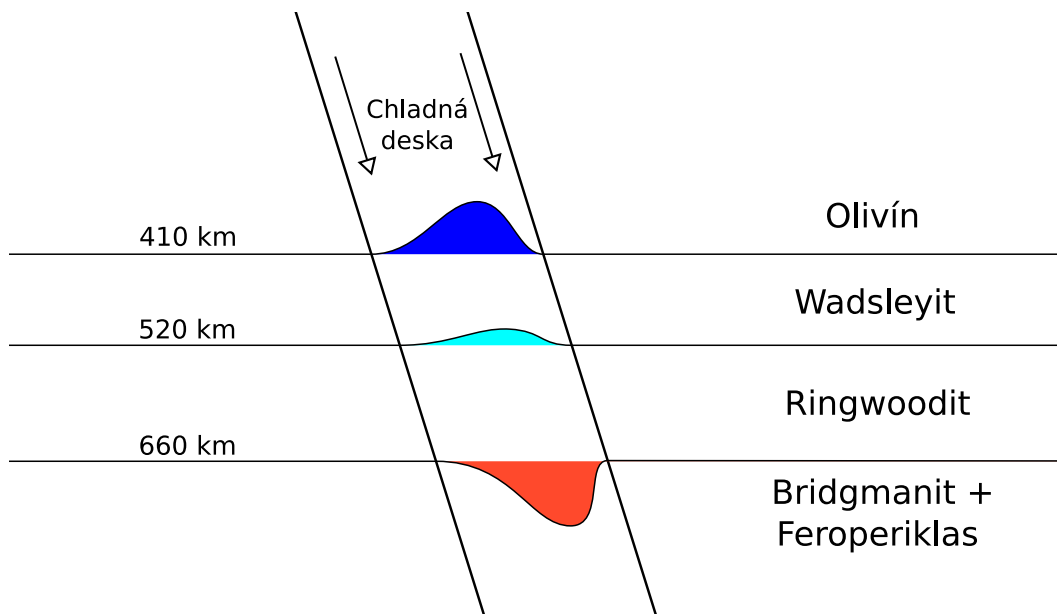
Předchozí práce ukázaly vliv řady faktorů na deformaci desky v přechodové zóně (oblast v zemském plášti mezi hranicemi fázových přechodů v hloubkách 410 km a 660 km). Mezi nimi je klíčový především vliv reologie plášťového materiálu (Billen, 2008), fázových přechodů a velikosti sklonu Clausius-Clapeyronovy křivky γ (Goes a kol., 2017), či stáří subdukujející desky (Garel a kol., 2014). V této práci chceme detailně ocenit vliv latentního tepla a ověřit, zda je pro deformaci desek významným faktorem. V numerických modelech subdukce byl vliv latentního tepla zkoumán pro případ mladé, téměř horizontálně subdukujející desky (van Hunen a kol., 2001) a dále v modelech s metastabilním olivínovým klínem (Tetzlaff a Schmeling, 2020; Yoshioka a kol., 2015). Zde se zaměříme na vliv latentního tepla v kombinaci s dalšími parametry modelu - stářím desky a jejím reologickým popisem.

1. Matematický popis

1.1 Fázové přechody

Zemský plášť je tvořen směsí minerálů. Z nich nejvíce zastoupený je olivín (asi 60%) a dále jsou to ortopyroxeny, klinopyroxeny a granáty. Vlastnosti plášťových hornin jsou proto často aproximovány vlastnostmi olivínu za vysokých tlaků a teplot. V olivínové složce pláště s rostoucím tlakem a teplotou dochází k sérii fázových přechodů (Faccenda a Dal Zilio, 2017), při kterých krystalová struktura přechází do kompaktnější formy. Skokem (nebo velmi strmě) vzrůstá hustota a zároveň se uvolňuje nebo spotřebovává latentní teplo.

K fázovým přechodům v olivínu dochází v teplotních a tlakových podmínkách odpovídajících hloubkám 410 km (olivín se transformuje na vysokotlakou fázi wadsleyit), 520 km (wadsleyit se mění na ringwoodit) a 660 km (ringwoodit se disociuje na směs bridgmanitu a feroperiklasu). Při každé z těchto přeměn hustota narůstá o $\delta\rho \approx 3-10\%$ hustoty plášťového materiálu (Bina a Helffrich, 1994; Faccenda a Dal Zilio, 2017). Přechody v hloubkách 410 km a 660 km jsou ostré (přeměna se uskuteční v intervalu hloubek <15 km), zatímco přechod v hloubce 520 km je postupný, kdy hustota narůstá přes >30 km (Tsujino a kol., 2019). Proto přechod v hloubce 520 km v našem modelu není zahrnutý.



Obrázek 1.1: Působení fázových přechodů na chladnou subdukující desku. Modře jsou naznačeny kladné hustotní anomálie spojené s exotermními přechody. Červeně je naznačena záporná hustotní anomálie spojená s endotermním přechodem.

Fázové přechody jsou kromě hustotního skoku charakterizované také sklonem Clausius-Clapeyronovy křivky fázové rovnováhy γ definovaným jako

$$\gamma = \frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta V} = \frac{L}{T\Delta V}. \quad (1.1)$$

Zde P je tlak, T je teplota, S je entropie, V je objem a L je dodané latentní teplo. Fázový přechod v hloubce 410 km je exotermní, dochází při něm k uvolňování

tepla a sklon γ_{410} je kladný. Naproti tomu fázový přechod v hloubce 660 km je endotermní a dochází při něm k absorpci tepla, sklon γ_{660} je záporný. Při kladném γ dochází v chladné zanořující se desce k fázovému přechodu při nižším tlaku, tedy v menší hloubce, než v teplejším okolním plášti. Naopak při záporném γ dojde v chladné desce k fázové přeměně ve větší hloubce. Tím se uvnitř desky v hloubkách okolo fázových přechodů vytvoří hustotní anomálie, jak je naznačeno na obr. 1.1 - anomálie je kladná v případě exotermního přechodu a záporná pro endotermní přechod. Velikost hustotní anomálie je úměrná γ a $\delta\rho$. Fázová přeměna olivínu na wadsleyit tedy subdukující desku díky kladné hustotní anomálii urychluje, zatímco fázový přechod ringwooditu na bridgmanit a feroperiklas subdukci zpomaluje. V některých případech je dokonce schopný subdukci dočasně zastavit (Androvičová a kol., 2013).

Průběh fázové přeměny lze parametrizovat pomocí fázové funkce Γ_l (Christensen a Yuen, 1985; Čížková a kol., 2007), která závisí na teplotě T a tlaku - hloubce z :

$$\Gamma_l = \frac{1}{2} \left(1 + \sin \left(\pi \frac{z - z_0(T)}{d_{ph}} \right) \right) \quad (1.2)$$

Zde $z_0(T)$ je teplotně závislá hloubka přechodu a d_{ph} je šířka přechodu, tedy interval hloubek v němž dojde k fázové přeměně. Index l označuje fázový přechod; $l = 1$ pro přechod v hloubce 410 km a $l = 2$ pro přechod v hloubce 660 km. Funkce Γ_l nabývá hodnot v intervalu $\langle 0,1 \rangle$ a značí podíl fáze s vyšší hustotou. Parametry uvažovaných fázových přechodů jsou v tabulce 2.1.

1.2 Rovnice popisující proudění v plášti

Tečení v zemském plášti popisuje soustava rovnic, které vycházejí ze čtyř základních zákonů zachování - hmoty, hybnosti, momentu hybnosti a energie. Podle zákona zachování hmoty se celková hmota tělesa při deformaci nemění, tedy žádná hmota nevzniká, ani nezaniká:

$$\frac{D}{Dt} \int_{v(t)} \rho dv = 0 \quad (1.3)$$

Zde $\frac{D}{Dt}$ představuje materiálovou derivaci, $v(t)$ je objem časově proměnné oblasti, ρ je hustota materiálu a dv je objemový element.

Zákon zachování hybnosti říká, že časová změna hybnosti tělesa je rovna celkové síle, která na těleso působí; plošné (první člen na pravé straně rovnice (1.4)) a objemové (druhý člen na pravé straně rovnice (1.4)):

$$\frac{D}{Dt} \int_{v(t)} \rho \vec{v} dv = \int_{s(t)} \vec{\tau}(\vec{n}) da + \int_{v(t)} \rho \vec{f} dv \quad (1.4)$$

Zde $s(t)$ je povrch deformujícího se tělesa, \vec{v} je rychlost, \vec{f} je objemová síla, $\vec{\tau}(\vec{n})$ představuje skalární součin Cauchyho tenzoru napětí $\vec{\tau}$ a vnější normály k povrchu \vec{n} a da je plošný element povrchu.

Zákon zachování momentu hybnosti říká, že časová změna momentu hybnosti tělesa je rovna celkovému momentu všech sil působících na těleso:

$$\frac{D}{Dt} \int_{v(t)} (\vec{x} \times \rho \vec{v}) dv = \int_{s(t)} (\vec{x} \times \vec{\tau}(\vec{n})) da + \int_{v(t)} (\vec{x} \times \rho \vec{f}) dv, \quad (1.5)$$

kde \vec{x} je polohový vektor.

Podle zákona zachování energie je časová změna součtu vnitřní a kinetické energie rovna součtu výkonu objemových a plošných sil a všech dalších energií, které do tělesa vstupují nebo z něj vystupují za jednotku času. Tedy energie v uzavřeném objemu nemůže vznikat, ani zanikat. Může se pouze přeměňovat z jednoho druhu energie na jiný.

$$\frac{D}{Dt} \left[\int_{v(t)} \rho \varepsilon dv + \frac{1}{2} \int_{v(t)} \rho |\vec{v}|^2 dv \right] = \int_{v(t)} (\rho \vec{f} \cdot \vec{v}) dv + \int_{s(t)} (\vec{\tau}_{(\vec{n})} \cdot \vec{v}) da + \sum_i U_i \quad (1.6)$$

První člen na levé straně rovnice je vnitřní energie, ε je hustota vnitřní energie, a druhý člen na levé straně rovnice je kinetická energie, \vec{v} je rychlost. Na pravé straně jsou postupně výkon objemových sil \vec{f} , výkon plošných sil $\vec{\tau}_{(\vec{n})}$ a U_i jsou další energie vstupující nebo vystupující z tělesa.

1.3 Reologie

Reologický vztah popisuje vztah mezi napětím v materiálu a rychlostí jeho deformace. Materiál pláště se chová jako viskozí tekutina s viskozitou, která závisí na teplotě, tlaku a napětí. Viskozita výrazně ovlivňuje vlastnosti tečení.

Náš model ve svrchním plášti zahrnuje tři laboratorně zjištěné mechanismy, které se podílejí na deformaci olivínu - lineární deformační mechanismus (*angl. diffusion creep*), mocninný deformační mechanismus (*angl. dislocation creep*) a mocninný limitor napětí aproximující nelineární Peierlsovo tečení (Androvičová a kol., 2013). Ve spodním plášti (pod hranicí v hloubce 660 km) se uplatňuje již pouze lineární deformační mechanismus (Karato a kol., 1995). Rychlost deformace odpovídající jednotlivým mechanismům ve svrchním plášti se sčítá v celkovou rychlost deformace

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{diff} + \dot{\epsilon}_{disl} + \dot{\epsilon}_{peierls} \quad (1.7)$$

a podle van den Berg a kol. (1993) můžeme zavést efektivní viskozitu vztahem

$$\eta_{eff} = \left(\frac{1}{\eta_{diff}} + \frac{1}{\eta_{disl}} + \frac{1}{\eta_{peierls}} \right)^{-1}. \quad (1.8)$$

Dominantní v daném místě modelu bude tedy mechanismus způsobující vyšší rychlost deformace charakterizovaný nižší viskozitou.

Při newtonovském tečení rychlost deformace lineárně roste s rostoucím napětím, exponenciálně roste s rostoucím tlakem a exponenciálně klesá s rostoucí teplotou. Dominuje v oblastech s vysokou teplotou a nízkým napětím v rozmezí $10^{-3} - 10^{-1}$ MPa (Kameyama a kol., 1999) a pro jeho viskozitu platí:

$$\eta_{diff} = A_{diff}^{-1} \exp \left(\frac{E_{diff} + p_0 V_{diff}}{RT} \right) \quad (1.9)$$

Zde A_{diff} je pre-exponenciální faktor newtonovského tečení, E_{diff} je aktivační energie newtonovského tečení, p_0 je hydrostatický tlak, V_{diff} je aktivační objem newtonovského tečení, R je univerzální plynová konstanta a T je teplota.

Mocninné tečení dominuje při vysokých teplotách a vyšších napětích v rozmezí $10^{-1} - 10^2$ MPa. Viskozita stejně jako v případě newtonovského tečení roste

exponenciálně s tlakem a klesá exponenciálně s teplotou. Navíc však závisí i na rychlosti deformace skrze druhý invariant tenzoru rychlosti deformace $\dot{\epsilon}_{II}$.

$$\eta_{disl} = A_{disl}^{-\frac{1}{n}} \dot{\epsilon}_{II}^{\frac{1-n}{n}} \exp\left(\frac{E_{disl} + p_0 V_{disl}}{nRT}\right) \quad (1.10)$$

Zde A_{disl} , E_{disl} a V_{disl} jsou postupně pre-exponenciální faktor, aktivační energie a aktivační objem mocninného tečení, napěťový exponent $n \approx 3,5$ (Kameyama a kol., 1999; Karato a Wu, 1993).

Při nízkých teplotách a vysokých napětích se materiál deformuje prostřednictvím silně nelineárního Peierlova tečení (Kameyama a kol., 1999). To je v našem modelu aproximováno mocninným limitem napětí (Androvičová a kol., 2013). Viskozitu limitoru definujeme jako

$$\eta_L = \sigma_y \dot{\epsilon}_y^{-\frac{1}{n_y}} \dot{\epsilon}_{II}^{\frac{1}{n_y}-1}, \quad (1.11)$$

kde σ_y je předepsaný limit napětí, $\dot{\epsilon}_y$ je předpokládaná referenční rychlost deformace a $\dot{\epsilon}_{II}$ je druhý invariant tenzoru rychlosti deformace. Exponent n_y se obvykle volí mezi 5 – 10. Limit napětí se volí mezi 10^2 a 10^3 MPa. Touto viskozitou η_L v definici efektivní viskozity (1.8) nahrazujeme viskozitu Peierlova mechanismu $\eta_{peierls}$. Reologické parametry modelů jsou v tabulce 2.1.

Zatímco ve svrchním plášti je efektivní viskozita výsledkem působení tří deformačních mechanismů, ve spodním plášti se uplatňuje pouze lineární newtonovské tečení (Karato a kol., 1995). Parametry newtonovského tečení ve spodním plášti byly odvozeny na základě analýzy rychlosti zanořování paleosubdukcí (Čížková a kol., 2012). Na rozhraní mezi svrchním a spodním pláštěm viskozita tohoto modelu skokem narůstá asi patnáctkrát.

1.4 Aproximace základních rovnic

Materiál zemského pláště se obvykle považuje za nestlačitelnou kapalinu a předpokládá se, že variace hustoty jsou zanedbatelné všude, kromě vztlakové síly v pohybové rovnici. Ze zákonů zachování ((1.3)–(1.6)) pak dostaneme soustavu parciálních diferenciálních rovnic v tzv. rozšířené Boussinesqově aproximaci (Ita a King, 1994). V ní ze zákona zachování hmoty (1.3) dostáváme rovnici kontinuity:

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0. \quad (1.12)$$

Ze zákona zachování hybnosti (1.4) dostaneme pro velmi pomalu se pohybující plášť pohybovou rovnici ve tvaru

$$\operatorname{div} \vec{\tau} + \Delta \rho \vec{g} = 0 \quad (1.13)$$

A pokud aproximujeme plášť viskozni kapalinou

$$\vec{\tau} = -p\vec{I} + 2\dot{\epsilon}\eta_{eff}, \quad (1.14)$$

dostaneme pohybovou rovnici ve tvaru:

$$\operatorname{div}(\eta_{eff}\dot{\epsilon}) - \operatorname{grad} p_d + \Delta \rho \vec{g} = 0, \quad (1.15)$$

kde p_d je dynamický tlak, $\Delta\rho$ jsou odchylky hustoty od referenční hustoty ρ_0 odpovídající referenční teplotě T_0 , \vec{g} je tíhové zrychlení a η_{eff} je efektivní viskozita (1.8).

Ze zákona zachování energie (1.6) v rozšířené Boussinesqově aproximaci dostáváme rovnici přenosu tepla ve tvaru

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \text{grad}T + \text{div} (k \text{ grad}T) - \rho_0 \alpha T v_r g + \vec{\sigma} : \text{grad} \vec{v} + \rho_0 H - \sum_l \frac{\rho_0 T \gamma_l \delta \rho_l}{\rho_0^2} \frac{d\Gamma_l}{dt} \quad (1.16)$$

Zde ρ_0 je referenční hustota, c_p je izobarická tepelná kapacita, T je termodynamická teplota, \vec{v} je rychlost, α je izotermická teplotní roztažnost, k je součinitel tepelné vodivosti, $\vec{\sigma}$ je deviator tenzoru napětí a v_r je radiální složka rychlosti. Změna teploty je tedy dána několika příspěvky: advekcí (první člen na pravé straně), vedením (kondukcí - druhý člen na pravé straně), zahříváním či ochlazením díky adiabatické kompresi/expenzi (třetí člen na pravé straně), viskozním zahříváním (čtvrtý člen na pravé straně), radiogenními zdroji (pátý člen na pravé straně) a konečně spotřebováním nebo uvolněním latentního tepla (šestý člen na pravé straně). V latentním teple (Christensen a Yuen, 1985) je $\delta\rho_l$ rozdíl v hustotě před a po fázové přeměně, γ_l je sklon Clausius-Clapeyronovy křivky a $\frac{d\Gamma_l}{dt}$ je časová derivace fázové funkce příslušného fázového přechodu ($l = 1$ ve 410 km, $l = 2$ v 660 km).

V našem modelu dále předepisujeme kůru - tenkou vrstvou o nízké viskozitě, která snižuje tření na kontaktu desek (Běhouňková a Čížková, 2008). Tato kůra má jiné chemické složení a vlastnosti než materiál pláště. Proto zavádíme koncentraci materiálu kůry C . Ta nabývá hodnoty 1 uvnitř kůry a 0 mimo ni. Advekce kůry je popsána rovnicí:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} C = 0. \quad (1.17)$$

Zdrojem tečení v plášti jsou vztahové síly v pohybové rovnici (1.15), které jsou dány variacemi hustoty. Ty jsou způsobené variacemi teploty a přítomností fázových přechodů. Lineární stavová rovnice má v rozšířené Boussinesqově aproximaci tvar

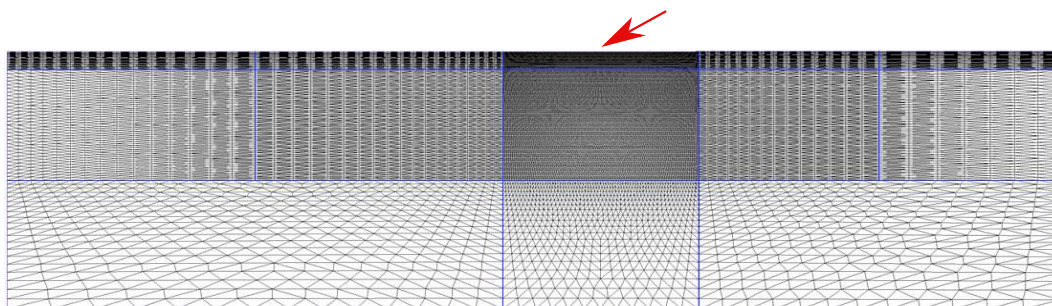
$$\Delta\rho(T, \Gamma_l) = \rho_0 \left(-\alpha(T - T_0) + \sum_l \frac{\delta\rho_l}{\rho_0} \Gamma_l \right) \quad (1.18)$$

Zde ρ_0 je referenční hustota odpovídající referenční teplotě T_0 , T je termodynamická teplota. V posledním členu $\delta\rho_l$ je rozdíl hustoty materiálu nad a pod fázovým přechodem a Γ_l je odpovídající fázová funkce (1.2).

2. Model

2.1 Popis modelu

Soustavu rovnic (1.12)-(1.18) popisující proudění řešíme metodou konečných elementů. Používáme programový balík SEPRAN (van den Berg a kol., 2015). Model je dvourozměrný, obdélníková modelová oblast je 7000 km široká a 2000 km hluboká. Reprezentuje tak svrchní 2/3 pláště hlubokého 2900 km. Modelová oblast je nerovnoměrně diskretizována (obr. 2.1) s maximálním rozlišením 3 km v oblasti kontaktu litosferických desek. Mimo oblast (1000 km hlubokou a 1200 km širokou) pod místem kontaktu desek, kde dochází k deformaci zanořované desky, se hustota uzlových bodů sítě snižuje.



Obrázek 2.1: Modelová síť. Největší hustota sítě je na rozhraní desek a v oblasti pod rozhraním (červená šipka). Zbytek modelu je kvůli šetření výpočetního výkonu méně rozlišený.

Na obrázku 2.2a) je schematický náčrt modelové oblasti. V levém horním rohu je předepsaný oceánský hřbet, na kterém vzniká subdukující deska. Její teplotní struktura je dána poloprosorovým modelem (obr. 2.2b) a na příkopu (kontaktu subdukující a nadložní desky) dosahuje stáří 100 milionů let. Napravo od ní leží nadložní deska, která je na příkopu rovněž 100 milionů let stará. Pod litosférou roste teplota adiabaticky. Počáteční rozložení teploty (obr. 2.2b) pak získáme jako výsledek krátkého inicializačního výpočtu, během kterého na povrchu subdukující desky předepíšeme konstantní rychlost 2.5 cm/rok. Po 6.5 milionech let je špička desky zatlačena do hloubky ~250 km a toto rozložení teploty pak používáme jako počáteční podmínku modelových výpočtů.

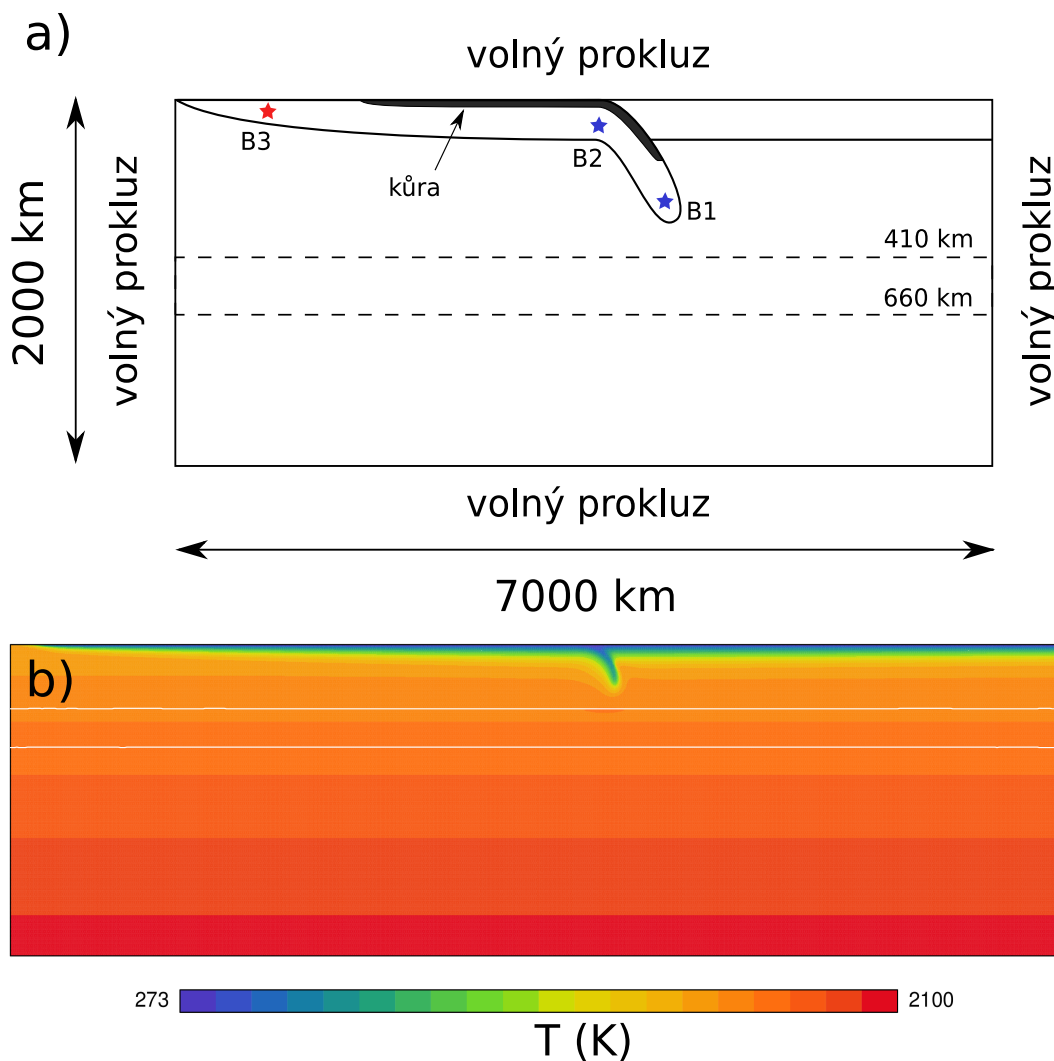
Na povrchu subdukující desky je předepsána 10 km silná nízkoviskozní kůra o konstantní viskozitě η_{cr} , která na rozhraní funguje jako lubrikační vrstva mezi deskami (Běhounková a Čížková, 2008). Kůra se spolu s litosferickou deskou zanořuje do pláště. V hloubce 150 km, kde již lubrikační efekt není dále potřebný, je kůra nahrazena plášťovým materiálem. Advekce kůry podle rovnice 1.17 je řešena prostřednictvím 100000 materiálových bodů (tracerů) rozmístěných v kůře a jejím bezprostředním okolí. Uvnitř subdukující desky na obr. 2.2a jsou vyznačeny 3 materiálové body. Modře vyznačené tracery umístěné v subdukční zóně (B1 a B2) slouží ke sledování vývoje teploty a viskozity v desce během subdukce. Červený tracer B3 používáme k výpočtu rychlosti, jakou se subdukující deska v čase pohybuje. Rychlost počítáme jako derivaci polohy traceru B3 v čase.

Pro řešení soustavy rovnic (1.12)-(1.18) je potřeba dále předepsat okrajové

podmínky na teplotu a rychlosti/derivace rychlostí. Teplotní okrajové podmínky jsou konstantní teplota 273 K na povrchu a 2100 K na spodní hranici. Na vertikálních hranicích předepisujeme nulové tepelné toky:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (2.1)$$

Na všech čtyřech okrajích modelu máme také předepsanou podmínku nepropustného volného prokluzu.



Obrázek 2.2: a) Schematický náčrt modelu. Modře vyznačené tracery B1 a B2 používáme na sledování vývoje teploty a viskozity, červený tracer B3 používáme k určení rychlosti subdukce. b) Snímek počátečního rozložení teploty v modelech s deskou starou 100 milionů let.

2.2 Modelové parametry

Hlavní úlohou této práce je ocenit vliv latentního tepla na subdukci litosférické desky, na její teplotu a na její deformaci v přechodové oblasti. Rychlost subdukující desky a její deformaci v přechodové oblasti ale ovlivňuje i celá řada

dalších parametrů a některé z nich mají patrně větší vliv než námi zkoumané latentní teplo. Proto provedeme parametrickou studii, v níž budeme měnit několik charakteristických vlastností modelu a pro každé nastavení parametrů pak porovnáme dvojici modelů s latentním teplem a bez latentního tepla.

Protože nás v této práci zajímají primárně fázové přechody, otestujeme nejprve modely s různými sklony Clausius-Clapeyronových křivek γ_{410} a γ_{660} . Pro ně volíme kombinace $\gamma_{410} = \gamma_{660} = 0 \text{ MPa K}^{-1}$, $\gamma_{410} = 1 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -1,5 \text{ MPa K}^{-1}$, $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$, $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$. Model bez fázových přechodů $\gamma_{410} = \gamma_{660} = 0 \text{ MPa K}^{-1}$ budeme považovat za referenční model.

Na styl subdukce má dále velký vliv reologický popis materiálu (Billen, 2010; Čížková a kol., 2007; Goes a kol., 2017)). Otestujeme proto vliv limitu napětí σ_y v desce podle vztahu (1.11). Pokud je limit napětí nižší, umožní desce se více ohýbat a tím zvýší její schopnost deformovat se v oblasti fázových přechodů, nad rozhraním v hloubce 660 km, a sníží její schopnost pronikat do spodního pláště (Androvičová a kol., 2013). Hodnoty limitu napětí budeme volit $2 \cdot 10^8 \text{ Pa}$ a $5 \cdot 10^8 \text{ Pa}$.

Dále provedeme test vlivu stáří desky. Čím starší deska je, tím více stihla vychladnout a tím větší část desky bude mít velkou viskozitu. Deska bude mít menší tendenci se ohýbat a deformovat nad rozhraním v hloubce 660 km a mohla by snáze projít do spodního pláště. Hodnoty stáří desky zvolíme 50, 100 a 150 milionů let. Protože se se stářím desky bude měnit její teplota, i efekty spojené s fázovými přeměnami a latentním teplem budou různé.

Jako poslední otestujeme vliv viskozity kůry. Díky její nízké viskozitě má kůra na rozhraní desek lubrikační efekt. Čím nižší viskozitu kůry předepíšeme, k tím menšímu tření bude mezi subdukující a nadložní deskou na rozhraní docházet a tím rychleji bude moci subdukce probíhat. Hodnoty viskozity kůry budeme volit 10^{20} Pa s a 10^{21} Pa s .

Tabulka 2.1: Modelové parametry

Symbol	Význam	Hodnota	Jednotky
γ_{410}	Sklon Clausius-Clapeyronovy křivky pro přechod v hl. 410 km	1 - 3	MPa K ⁻¹
γ_{660}	Sklon Clausius-Clapeyronovy křivky pro přechod v hl. 660 km	(-1,5) - (-3,5)	MPa K ⁻¹
d_{ph}	Šířka fázového přechodu	20	km
$\dot{\epsilon}_{diff}$	Rychlost deformace newtonovského tečení	-	s ⁻¹
$\dot{\epsilon}_{disl}$	Rychlost deformace mocninného tečení	-	s ⁻¹
$\dot{\epsilon}_{II}$	Druhý invariant tenzoru rychlosti deformace	-	s ⁻¹
$\dot{\epsilon}_y$	Referenční rychlost deformace	10 ⁻¹⁵	s ⁻¹
η_0	Referenční viskozita	10 ²¹	Pa s
η_{cr}	Viskozita kůry	10 ²⁰ - 10 ²¹	Pa s
A_{diff}	Pre-exponenciální faktor difúzního creepu (svrchní plášť)	10 ⁻⁹	Pa ⁻¹ s ⁻¹
A_{diff}	Pre-exponenciální faktor difúzního creepu (spodní plášť)	0,133 × 10 ⁻¹⁵	Pa ⁻¹ s ⁻¹
A_{disl}	Pre-exponenciální faktor dislokačního creepu	31,5 × 10 ⁻¹⁸	Pa ⁻¹ s ⁻¹
E_{diff}	Aktivační energie difúzního creepu (svrchní plášť)	3,35 × 10 ⁵	J mol ⁻¹
E_{diff}	Aktivační energie difúzního creepu (spodní plášť)	2 × 10 ⁵	J mol ⁻¹
E_{disl}	Aktivační energie dislokačního creepu	4,8 × 10 ⁵	J mol ⁻¹
V_{diff}	Aktivační objem difúzního creepu (svrchní plášť)	4 × 10 ⁻⁶	m ⁻³ mol ⁻¹
V_{diff}	Aktivační objem difúzního creepu (spodní plášť)	1,1 × 10 ⁻⁶	m ⁻³ mol ⁻¹
V_{disl}	Aktivační objem dislokačního creepu	11 × 10 ⁻⁶	m ⁻³ mol ⁻¹
p_0	Hydrostatický tlak	-	Pa
p_d	Dynamický tlak ($p_d = p - p_0$)	-	Pa
R	Univerzální plynová konstanta	8,3143	J K ⁻¹ mol ⁻¹
n	Napětový exponent	3,5	-
n_y	Exponent rychlosti deformace	5	-
σ_y	Limit napětí	(2 - 5) × 10 ⁸	Pa
ρ_0	Referenční hustota při teplotě T_0	3416	kg m ⁻³
$\Delta\rho_c$	Kompozitní variace hustoty	-400	kg m ⁻³
\bar{g}	Tíhové zrychlení	9,8	m s ⁻²
c_p	Molární izobarická tepelná kapacita	1250	J kg ⁻¹ mol ⁻¹
α	Izotermická teplotní roztažnost	3 × 10 ⁻⁵	K ⁻¹
$\delta\rho_{410}$	Rozdíl hustoty nad a pod přechodem ve 410 km	273	kg m ⁻³
$\delta\rho_{660}$	Rozdíl hustoty nad a pod přechodem v 660 km	342	kg m ⁻³
k	Součinitel tepelné vodivosti	4,27	W m ⁻¹ K ⁻¹

3. Výsledky

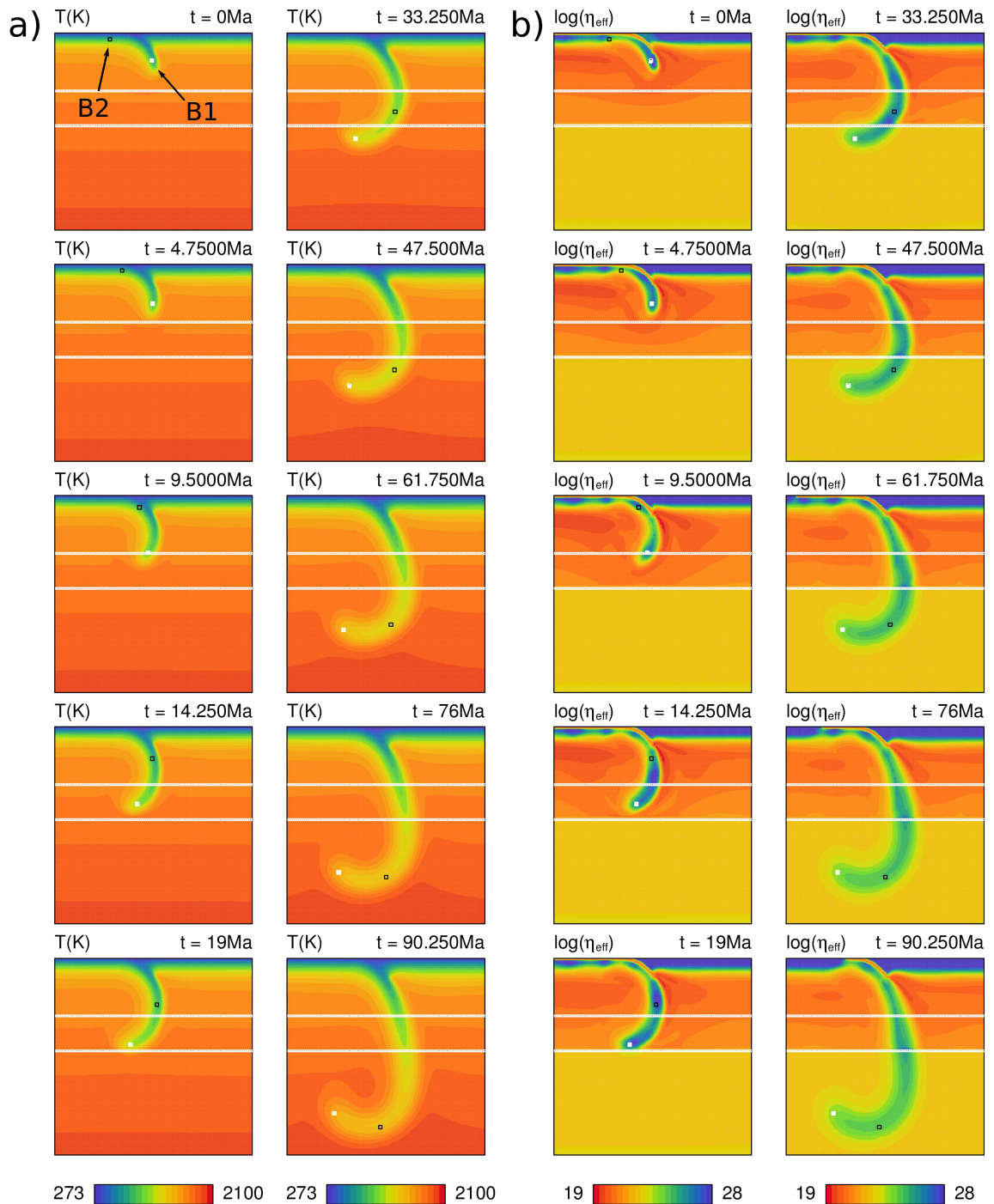
3.1 Vliv parametrů fázových přechodů

Nejprve se podíváme na model bez fázových přechodů, tedy s $\gamma_{410} = \gamma_{660} = 0 \text{ MPa K}^{-1}$ (obr. 3.1). V takovém modelu je zanořování subdukující desky poháněno pouze vztlakovou silou způsobenou rozdílem teplot v desce a mimo ni. Deska se začíná zanořovat a její rychlost se zvyšuje (obr. 3.2) s tím, jak v plášti přibývá těžký studený materiál desky. Jak se deska přibližuje k rozhraní v hloubce 660 km, začíná ji ovlivňovat rezistence vysokoviskozního spodního pláště (obr. 3.1b). Maximální rychlosti 4 cm/rok dosáhne po asi 12 milionech let a začne se v reakci na viskozní skok zpomalovat. Subdukující deska má výrazně vyšší viskozitu než okolí, její špička tak má tendenci si zachovávat zakřivení nabyté na rozhraní desk a zahýbá se pod subdukující desku (viz. např. obr. 3.1, 14,25 milionů let).

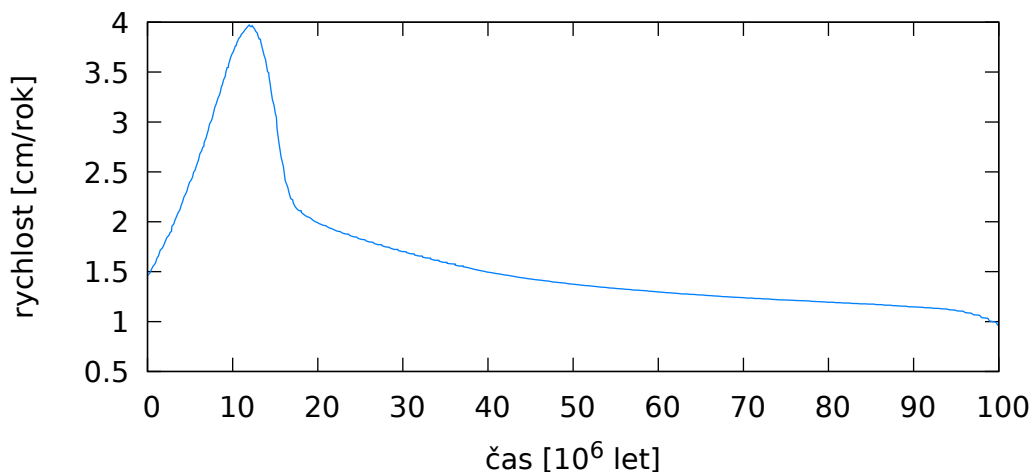
Špička subdukující desky do spodního pláště poměrně snadno projde, ale vysoká viskozita spodního pláště desku dále brzdí (3.2). Rychlost desky se pomalu snižuje, jak se vyrovnává tendence urychlování vztlakovými silami a tendence zpomalování viskozní rezistencí.

Nyní se podívejme, jaký vliv na chování desky mají fázové přechody. Ve snímcích vývoje modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ bez latentního tepla (obr. 3.3) uvidíme několik jevů, ke kterým v předchozím případě nedocházelo. V první řadě vidíme, že na druhém snímku v obr. 3.3, v čase 4,75 milionů let, se bílá čára označující polohu fázového přechodu v hloubce 410 km nepatrně posouvá do menší hloubky. V ten moment začíná interakce subdukující desky s exotermním fázovým přechodem. Na dalším snímku (9,5 milionů let) už je vychýlení z původní polohy výraznější. Kladná hustotní anomálie díky elevaci fázového rozhraní (viz. obr. 1.1) subdukující desku urychluje a vidíme, že oproti modelu bez fázových přechodů (obr. 3.1) k hranici v hloubce 660 km dorazí o něco dříve. V interakci subdukující desky s endotermním fázovým přechodem v hloubce 660 km je na dalších snímcích ($t \geq 14,25$ milionů let) vidět deprese tohoto rozhraní. Záporná hustotní anomálie odpovídající této depresi brání průchodu desky do spodního pláště. V kombinaci s viskozním skokem na hranici v hloubce 660 km tak způsobuje, že nyní desce trvá mnohem déle se do spodního pláště dostat. Poprvé zde také vidíme skládání (vytváření záhybů) desky nad endotermním fázovým přechodem.

Obrázek 3.4 ukazuje vývoj subdukce v modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem. Latentní teplo uvolněné při fázovém přechodu v hloubce 410 km desku ohřeje, tím se zmenší její hustotní anomálie vůči okolnímu teplému plášti a deska se tedy v přechodové oblasti zanořuje pomaleji než v modelu bez latentního tepla (obr. 3.3). Teplejší deska v modelu s latentním teplem má v přechodové oblasti nižší viskozitu než deska v modelu bez latentního tepla (viz. obr. 3.3b a 3.4b, 51,3 – 83,6 milionů let), tím se sníží její schopnost překonat fázové rozhraní v hloubce 660 km a deska se vůči modelu bez latentního tepla ještě více zpomalí. Dobře pozorovatelné rozdíly jsou v pozicích materiálových bodů B1 a B2. Na snímku pro 51,3 milionů let je B2 (černý tracer) v modelu s latentním teplem nad hranicí endotermního fázového přechodu, zatímco v modelu bez latentního tepla již prošel do spodního pláště.



Obrázek 3.1: Vývoj subdukce v modelu bez fázových přechodů ($\gamma_{410} = \gamma_{660} = 0 \text{ MPa K}^{-1}$). Teplota (a) a logaritmus efektivní viskozity (b) na výseku modelové oblasti ($1400 \text{ km} \times 1400 \text{ km}$) okolo subdukující desky. Bílé čáry naznačují hloubky 410 km a 660 km. Bílý a černý čtvereček značí polohy materiálových bodů B1 a B2 použitých pro sledování teplot a viskozity v obr. 3.6.



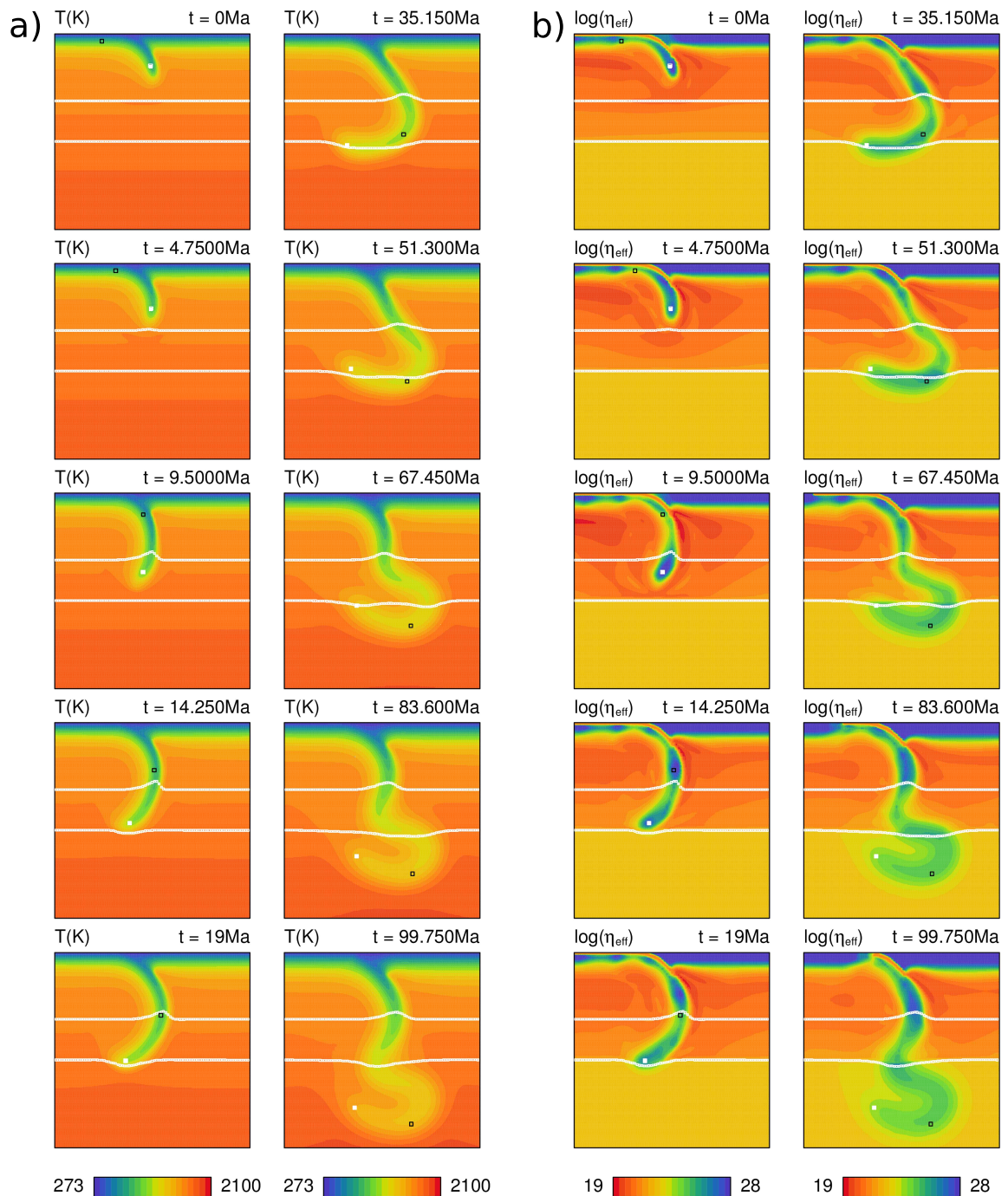
Obrázek 3.2: Vývoj rychlosti subdukující desky v čase v modelu bez fázových přechodů.

Podobný rozdíl můžeme pozorovat i u bodu B1 na snímku odpovídajícím 67,45 milionům let.

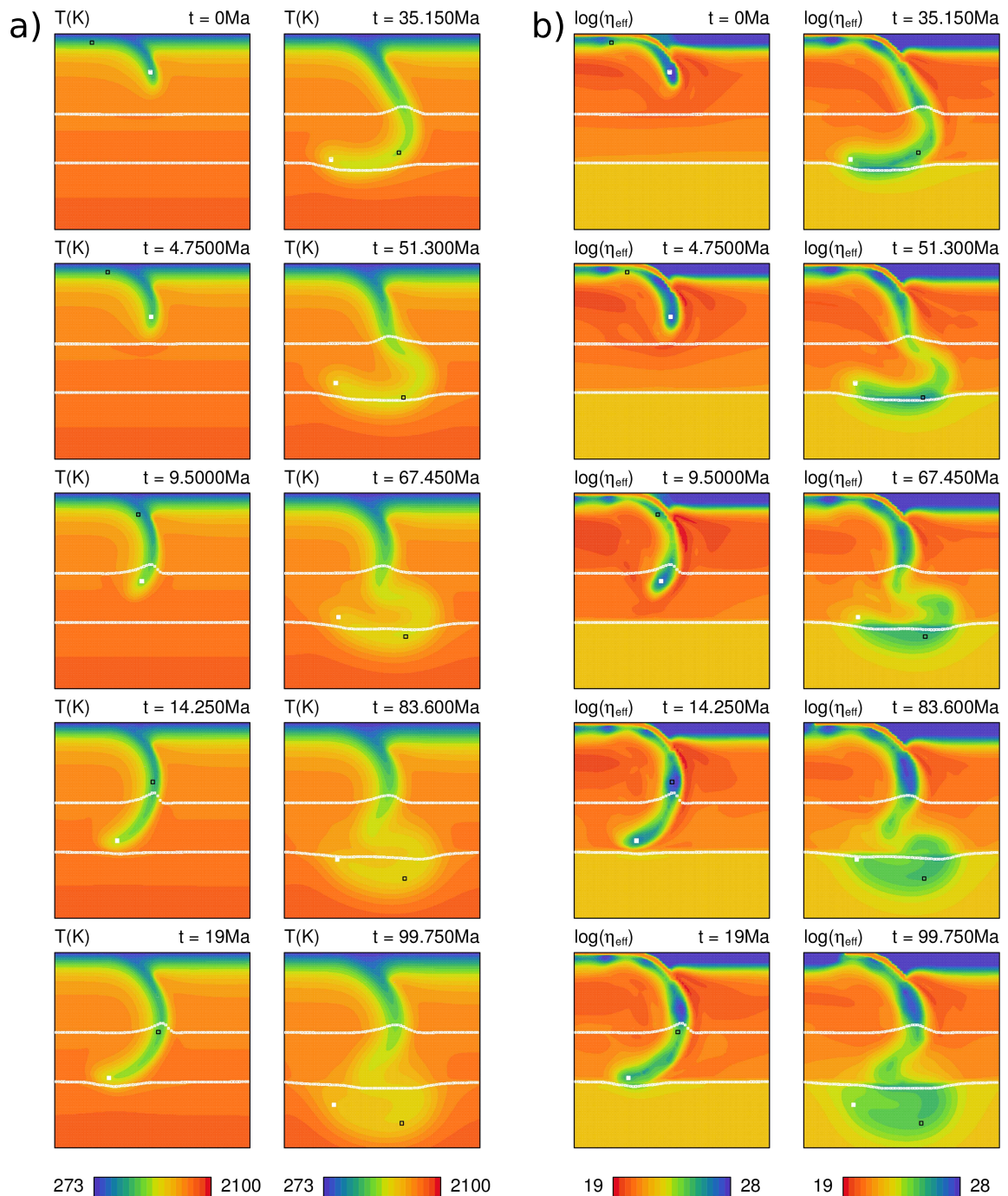
Na obrázku 3.5 vidíme vývoj rychlosti subdukující desky v čase pro model bez fázových přechodů ($\gamma_{410} = \gamma_{660} = 0 \text{ MPa K}^{-1}$ - modrá čára) a modely s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem (plná černá čára) a bez latentního tepla (čárkovaná černá čára). Po asi 5 milionech let od počátku subdukce dochází v modelech s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ k většímu urychlení subdukující desky, než v modelu bez fázových přechodů. Špička subdukující desky se v tento moment dostává k fázovému přechodu v hloubce 410 km a interaguje s ním (viz. obr. 3.3 a 3.4). Na této hranici pak vzniká hustotní anomálie a dochází ke zvětšení vztlakových sil, které v modelu bez fázových přechodů byly dané jen rozdílem teplot mezi chladnou deskou a teplým pláštěm. Nyní jsou způsobené i anomálií hustoty díky elevaci fázového rozhraní. Maximální rychlost desky je v modelech s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ vyšší zhruba o 50% vůči modelu bez fázových přechodů. V grafu je také vidět rozdíl mezi modelem s latentním teplem a bez latentního tepla. V modelu bez latentního tepla křivka dosahuje maxima o něco dříve a její maximum je také vyšší než v modelu s latentním teplem, protože v modelu s latentním teplem došlo ohřátím desky ke zmenšení hustotní anomálie.

Deska (v modelech s i bez latentního tepla) se dále zanořuje a jakmile se přiblíží k hranici v hloubce 660 km (~ 10 milionů let), výrazně se ohýbá, brzdí a pomalu se na ni pokládá. Pak nějakou dobu trvá, než plně projde do spodního pláště a deska se v čase okolo 40 milionů let začne skládat sama na sebe. Během tvorby skladu se deska dočasně zrychlí (lokální maximum rychlosti v čase ~ 50 milionů let). Poté se už deska subdukuje téměř konstantní rychlostí.

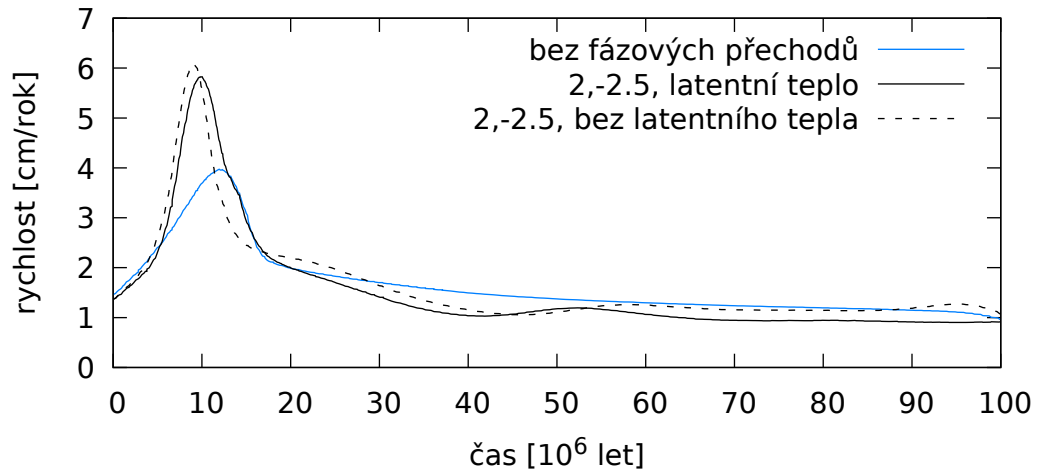
Vývoje teploty a viskozity v čase mohou být v různých modelech vůči sobě výrazně posunuté kvůli rozdílným rychlostem subdukující desky v těchto modelech. Proto na obr. 3.6 uvádíme závislosti teploty a viskozity v materiálových bodech B1 a B2 (viz. obr. 3.1) na hloubce. Bod B1 je v grafech zobrazen červenou barvou, B2 černou barvou. Vývoj v modelu s latentním teplem je vyneseny plnou čarou,



Obrázek 3.3: Vývoj subdukce v modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ bez latentního tepla. Teplota (a) a logaritmus efektivní viskozity (b) na výseku modelové oblasti ($1200 \text{ km} \times 1200 \text{ km}$) okolo subdukující desky. Bílé čáry naznačují polohy fázových přechodů v hloubkách 410 km a 660 km. Bílý a černý čtvereček značí polohy materiálových bodů B1 a B2 použitých pro sledování teplot a viskozity v obr. č. 3.6



Obrázek 3.4: Vývoj subdukce v modelu s fázovými prechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem. Teplota (a) a logaritmus efektivní viskozity (b) na výseku modelové oblasti ($1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$) okolo subdukující desky. Bílé čáry naznačují polohy fázových přechodů v hloubkách 410 km a 660 km. Bílý a černý čtvereček značí polohy materiálových bodů B1 a B2 použitých pro sledování teplot a viskozity v obr. č. 3.6

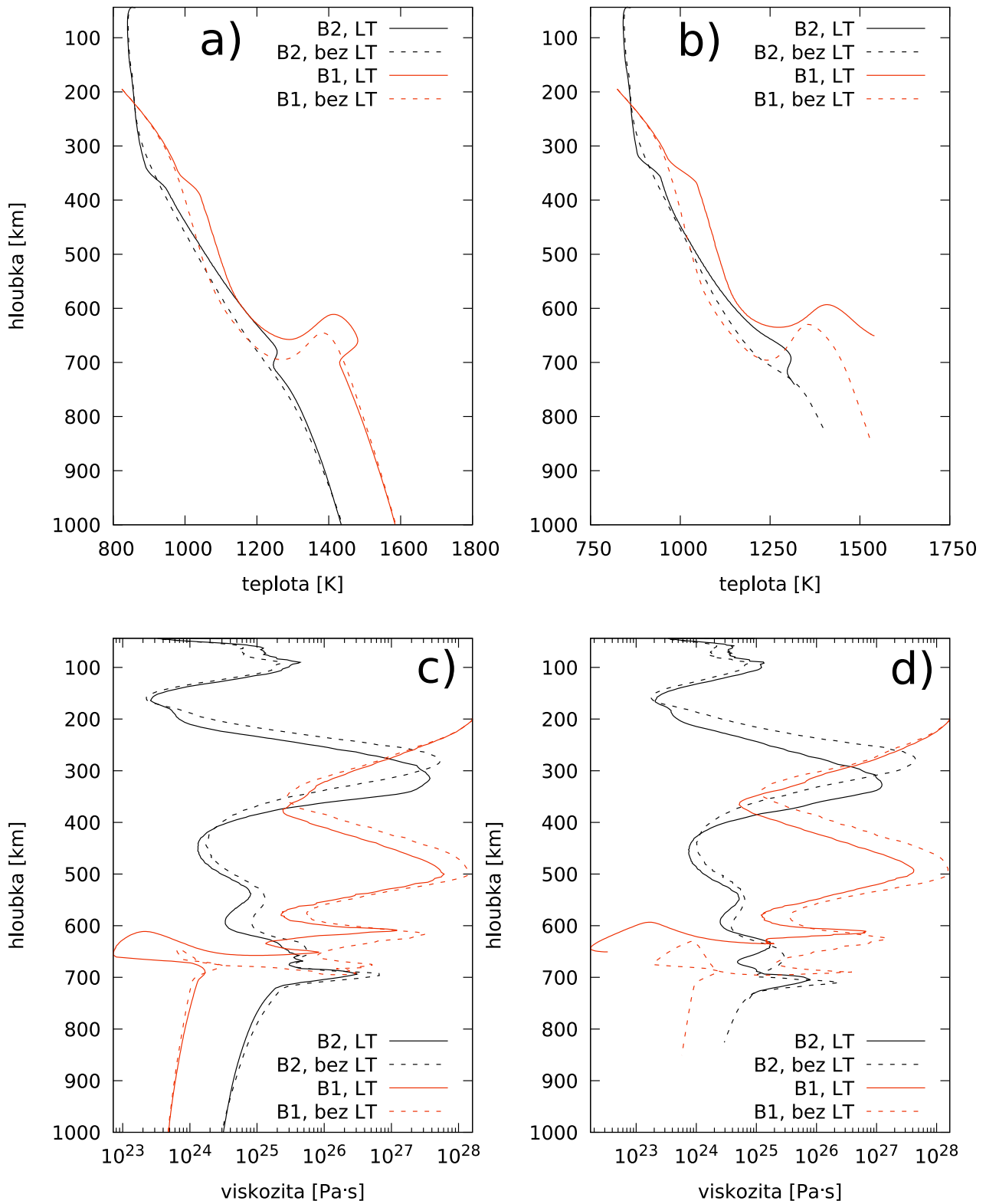


Obrázek 3.5: Vývoj rychlosti subdukující desky v čase v modelech s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$. Plná černá čára ukazuje model s latentním teplem, čárkovaná bez latentního tepla. Pro porovnání je modře nakreslena rychlost subdukující desky v modelu bez fázových přechodů.

v modelu bez latentního tepla čárkovanou čarou.

Podívejme se nejprve na vývoj teploty s hloubkou v modelu s fázovými přechody charakterizovanými $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ (obr. 3.6a). V materiálovém bodu B1 je vývoj teploty v modelu s latentním teplem na začátku stejný jako v modelu bez latentního tepla, až do hloubky okolo 350 km, kde dochází k prvnímu, exotermnímu, fázovému přechodu. Teplota v modelu s latentním teplem vzroste asi o 50 K vzhledem k modelu bez latentního tepla. Obě křivky pak mají podobný průběh až do hloubky okolo 690 km, kde dochází k endotermnímu fázovému přechodu a ochlazení desky v důsledku spotřebování latentního tepla. V obou modelech (s i bez latentního tepla) se špička desky výrazně prohřívá v oblasti nad rozhraním v hloubce 660 km. Díky kombinované rezistenci fázového a viskozního rozhraní stagnuje špička desky nad rozhraním velmi dlouho (od ~14 milionů let do ~70 – 80 milionů let, viz obr. 3.3 a 3.4) a konduktivně se prohřívá. Proto v této oblasti pozorujeme výrazný nárůst teploty a křivka zde má zcela jiný charakter, než pro materiálový bod B2. Po průchodu druhým fázovým přechodem (v hloubce ~700 km) je teplota v bodě B1 v modelu s latentním teplem mírně nižší, než v modelu bez něj. Rozdíl v teplotách je ovlivněn několika faktory. Například studenější materiál (bez latentního tepla) se v rezervoáru konstantní teploty (ve stejné hloubce) ohřívá více, než teplejší materiál (s latentním teplem). Proti tomu však působí to, že subdukující deska v modelu s latentním teplem projde endotermním fázovým přechodem až asi o 10 milionů let později a prohřívá se tedy mnohem déle než v modelu bez latentního tepla.

Nyní se podívejme na materiálový bod B2. Ten je na počátku simulace umístěný asi 600 km od špičky, v ještě nezanořené části desky (viz. obr. 3.1a). Na rozdíl od rychle se prohřívající špičky je zde uvnitř silné studené desky konduktivity méně efektivní a tento bod tedy do hloubky ~300 km dorazí s nižší teplotou než bod B1 (srovnej červené a černé křivky v obr. 3.6a). Další faktor, který se podílí na tom, že teplota v bodě B2 je nižší než v bodě B1 je rychlost subdukující desky.



Obrázek 3.6: Vývoj teploty a viskozity v závislosti na hloubce v materiálových bodech B1 a B2 (viz. obr. 3.1). a) teplotní vývoj s hloubkou modelu s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem (LT) a bez něj, b) teplotní vývoj s hloubkou modelu s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s LT a bez LT, c) vývoj logaritmu efektivní viskozity s hloubkou s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s LT a bez LT, d) vývoj logaritmu efektivní viskozity s hloubkou s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s LT a bez LT

Když špička desky prošla exotermní fázovou přeměnou, deska se výrazně urychlila a bod B2 tak byl do hloubky ~ 300 km zatažen rychleji a nestačil se tolik prohřát.

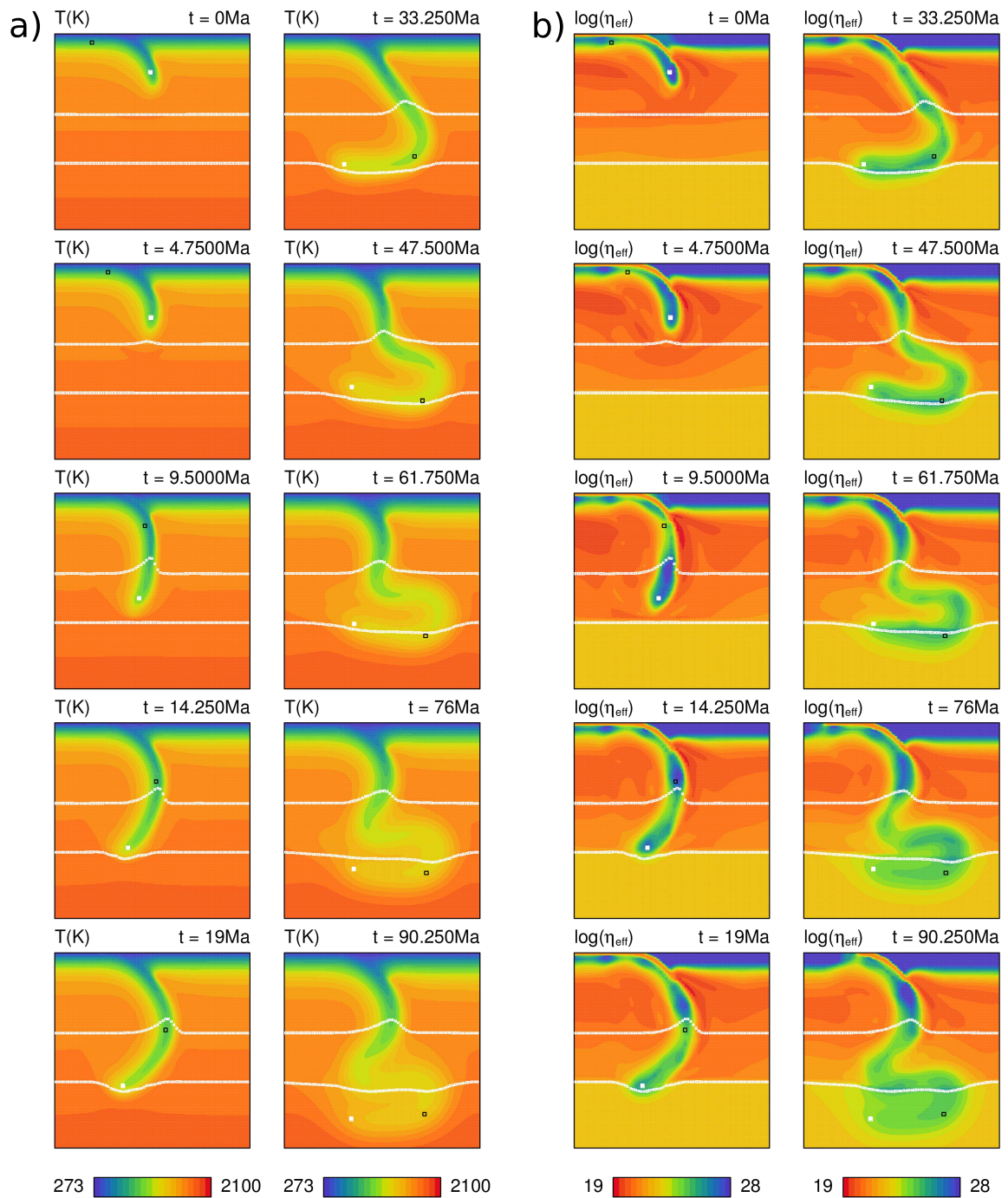
Porovnáme-li pro bod B2 vývoj teploty v modelech s a bez latentního tepla, lze identifikovat následující rozdíly. U modelu bez latentního tepla (černá čárkovaná křivka v obr. 3.6a) v hloubce okolo 250 km pozorujeme strmější nárůst teploty oproti modelu s latentním teplem. V té době (~ 14 milionů let) je deska bez latentního tepla pomalejší a efektivněji se prohřívá. Pomalejší je proto, že v časovém intervalu $\sim 10 - 19$ milionů let ji brzdí rezistence fázového přechodu v hloubce 660 km a ta je výraznější pro chladnější desky bez latentního tepla. Naopak v přechodové oblasti je nárůst teploty strmější pro model s latentním teplem. To je v souladu s poznatkem, že během průchodu bodu B2 přechodovou oblastí je subdukující deska v modelu s latentním teplem pomalejší, než v modelu bez latentního tepla ($\sim 17 - 45$ milionů let, viz. obr. 3.5). Během této doby se materiálový bod B2 přibližuje k druhému fázovému přechodu, v modelu s latentním teplem se bod B2 v přechodové oblasti i déle prohřívá.

Porovnání modelů s a bez latentního tepla naznačuje, že rychlost a deformace subdukující desky jsou patrně komplikované funkce několika faktorů souvisejících s latentním teplem. Na prvním místě je to fakt, že vlivem latentního tepla je deska v přechodové oblasti teplejší, tedy její hustotní anomálie vzhledem k okolnímu teplému plášti je redukována a desku to zpomaluje. Na druhou stranu tato teplejší deska pak generuje menší prohnutí endotermního fázového rozhraní v hloubce 660 km, tedy menší rezistenci pohybu desky a menší zpomalení.

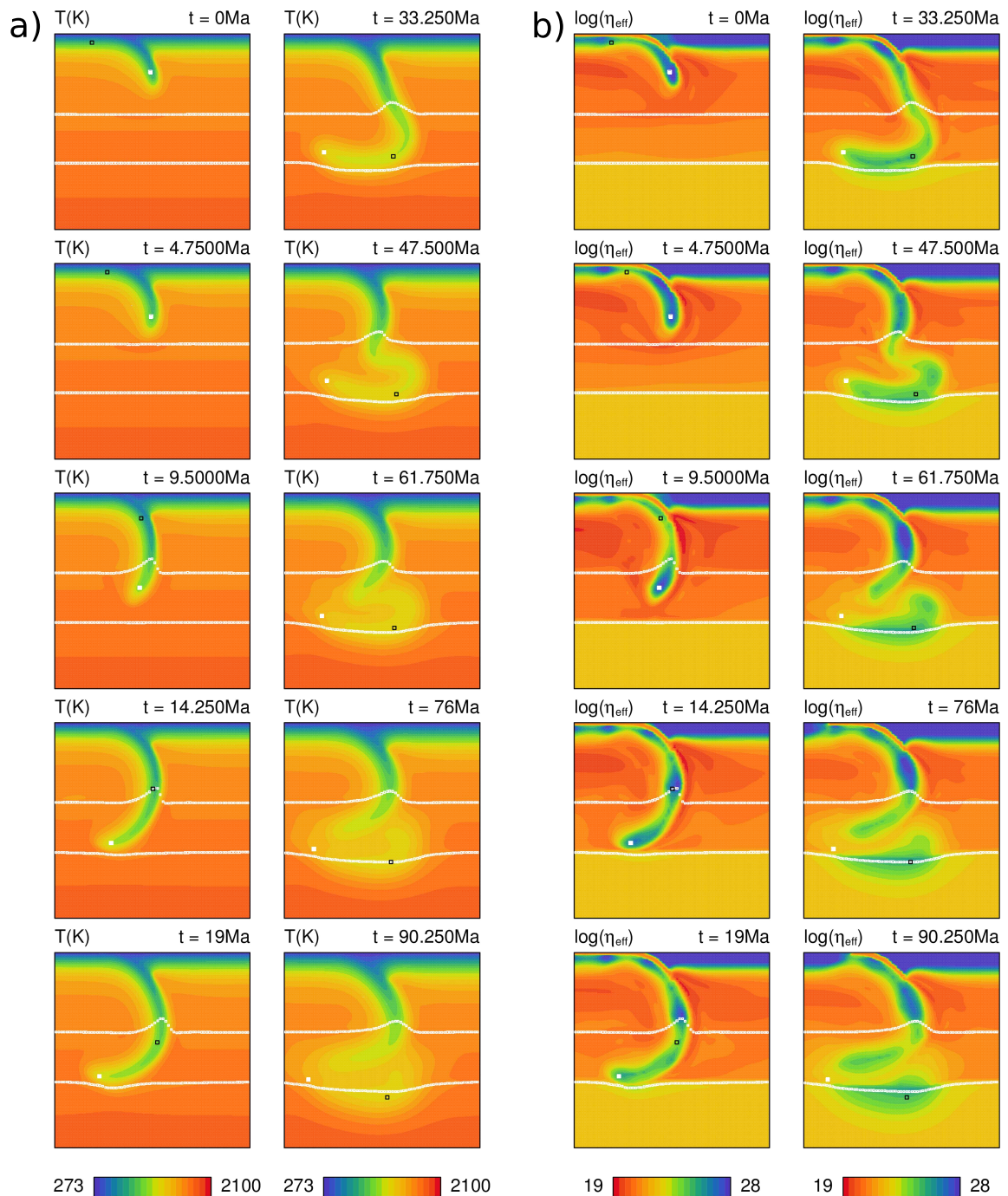
Dále se tedy podívejme, jaký vliv budou mít silnější fázové přechody. Na obrázku 3.8 jsou snímky vývoje modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem. V porovnání s modelem s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ (obr. 3.4) se zdá, že při průchodu subdukující desky prvním fázovým přechodem jsou urychlované velice podobně. Po zformování prvního skladu desky je však vidět, že v modelu se silnějšími fázovými přechody je deska exotermním přechodem urychlována více a zároveň endotermním přechodem intenzivněji zpomalována. Zhruba v 70 milionech let dochází i k jejímu přetržení, protože velká rychlost deformace v přechodové oblasti výrazně redukuje viskozitu (obr. 3.8b). Během 90 milionů let trvání naší simulace v modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem dokonce k úplnému průchodu subdukující desky, respektive její špičky do spodního pláště ani nedojde.

V modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ (obr. 3.6b) je závislost teploty na hloubce na začátku velice podobná modelu se slabšími přechody 3.6a). Ohřátí díky uvolňovanému latentnímu teplu na exotermním přechodu je výraznější (~ 90 K). Jinak jsou průběhy teplot analogické modelu se slabšími fázovými přechody. Výraznější jsou rozdíly v chování bodu B1 ve špičce desky. Zatímco materiálový bod B2 v modelu s latentním teplem endotermní fázovou přeměnou po nějaké době (~ 75 milionů let) prošel, bod B1 to v modelu s latentním teplem během 100 milionů let trvající simulace nestihl. Materiálový bod B1 se tak díky velmi dlouhé stagnaci nad rozhraním v hloubce 660 km výrazně prohřál. V modelech se silnými fázovými přechody pozorujeme větší rozdíl hloubky penetrace subdukující desky po 100 milionech let, než tomu bylo v modelu se slabšími fázovými přechody.

Předjeme nyní k obrázku 3.6c), na kterém je vývoj viskozity s hloubkou v mo-



Obrázek 3.7: Vývoj subdukce v modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ bez latentního tepla. Teplota (a) a logaritmus efektivní viskozity (b) na výseku modelové oblasti ($1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$) okolo subdukcující desky. Bílé čáry naznačují polohy fázových přechodů v hloubkách 410 km a 660 km. Bílý a černý čtvereček značí polohy materiálových bodů B1 a B2 použitých pro sledování teplot a viskozity v obr. č. 3.6



Obrázek 3.8: Vývoj subdukce v modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem. Teplota (a) a logaritmus efektivní viskozity (b) na výseku modelové oblasti ($1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$) okolo subdukující desky. Bílé čáry naznačují polohy fázových přechodů v hloubkách 410 km a 660 km. Bílý a černý čtvereček značí polohy materiálových bodů B1 a B2 použitých pro sledování teplot a viskozity v obr. č. 3.6

delech s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$. V materiálovém bodě B1 (červené křivky) je vývoj viskozity v modelu s latentním teplem stejný jako v modelu bez latentního tepla až do zhruba 320 km. V tento moment (~ 6 milionů let) špička subdukující desky začíná výrazně interagovat s exotermním fázovým přechodem. Rozdíl, který mezi viskozitami v modelu s latentním teplem (plná čára) a v modelu bez latentního tepla (čárkovaná čára) v hloubkách $\sim 320 - 360$ km vznikl, není způsobený ohřevem subdukující desky latentním teplem, protože ohřátím desky by viskozita měla klesnout (viz. kapitola 1.3). Tato změna je tedy způsobena některým z dalších parametrů, na kterých viskozita uvnitř desky závisí. Všechny další nárůsty a poklesy viskozity v přechodové oblasti (mezi exotermním a endotermním fázovým přechodem, $\sim 410 \text{ km} - 660 \text{ km}$) jsou způsobené především ohýbáním a skládáním subdukující desky a s tím spojenou změnou napětí v desce. Chování desky v přechodové oblasti je komplexní a protože tato práce je zaměřena na vliv latentního tepla, nebudeme zde toto chování dopodrobna vysvětlovat. Vliv latentního tepla je ale patrný v tom, že křivky odpovídající modelům s latentním teplem (plné čáry) ukazují obecně nižší viskozitu než křivky modelů bez latentního tepla (čárkované čáry).

V materiálovém bodě B2 vidíme rozdíl ve viskozitě mezi modelem s latentním teplem a modelem bez latentního tepla již okolo hloubky 100 km. V moment, kdy B2 procházel hloubkou 100 km (~ 9 milionů let), už špička subdukující desky prošla exotermním fázovým přechodem. Tou dobou už se také subdukující deska v modelech s a bez latentního tepla pohybuje různou rychlostí (viz. obr. 3.5), což ovlivňuje, jak moc špička za desku tahá a tím (skrze napětovou závislost viskozity) i viskozitu uvnitř desky. Rozdíly ve viskozitě zde navíc zdánlivě umocňuje to, že se bod B2 na počátku subdukce pohybuje více v horizontálním směru než vertikálním a změny ve viskozitě se dějí v malém rozmezí hloubek od $\sim 70 \text{ km}$ do $\sim 100 \text{ km}$. Dále je viskozita v obou modelech v hloubkách mezi 100–180 km v bodě B2 stejná. V hloubce asi 180 km v modelu s latentním teplem dochází k menšímu nárůstu viskozity než v modelu bez latentního tepla. V té době (~ 11 milionů let) začíná subdukující deska v modelu s latentním teplem interagovat s endotermním fázovým přechodem v hloubce 660 km (viz. zpomalení desky v obr. 3.5). Vzhledem k tomu, že materiálový bod je v tento moment stále daleko od hranice exotermního fázového přechodu, pokles není způsobený ohřátím uvolněným latentním teplem. Vliv latentního tepla můžeme pozorovat opět až na rozdílech v lokálních extrémech viskozity v $\sim 300 \text{ km}$, $\sim 450 \text{ km}$, $\sim 550 \text{ km}$, $\sim 600 \text{ km}$, $\sim 650 \text{ km}$ a $\sim 700 \text{ km}$. Opět je zde viskozita výrazně nižší v modelu s latentním teplem.

Nyní se přesuňme k obrázku 3.6d), na kterém je závislost viskozity na hloubce v modelech se silnějšími fázovými přechody, tedy s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$. Vývoj viskozity je zde velice podobný vývoji v modelu se slabšími fázovými přechody, přesto bychom čekali, že latentní teplo zde bude mít větší vliv. V lokálních extrémech v hloubkách $\sim 300 \text{ km}$ a $\sim 650 \text{ km}$ v materiálovém bodě B2, stejně jako v hloubkách $\sim 360 \text{ km}$, $\sim 500 \text{ km}$ a $\sim 650 \text{ km}$ v materiálovém bodě B1, opravdu pozorujeme větší rozdíl mezi viskozitami obou modelů. V lokálních extrémech v hloubkách $\sim 450 \text{ km}$, $\sim 650 \text{ km}$ a $\sim 700 \text{ km}$ v bodě B2, stejně jako v hloubkách $\sim 580 \text{ km}$ a $\sim 620 \text{ km}$ v bodě B1 pozorujeme přibližně stejné rozdíly ve viskozitě, jako v modelu se slabšími fázovými přeměnami. A v lokálních extrémech v hloubkách $\sim 550 \text{ km}$ a $\sim 600 \text{ km}$ v bodě B2 dokonce vidíme

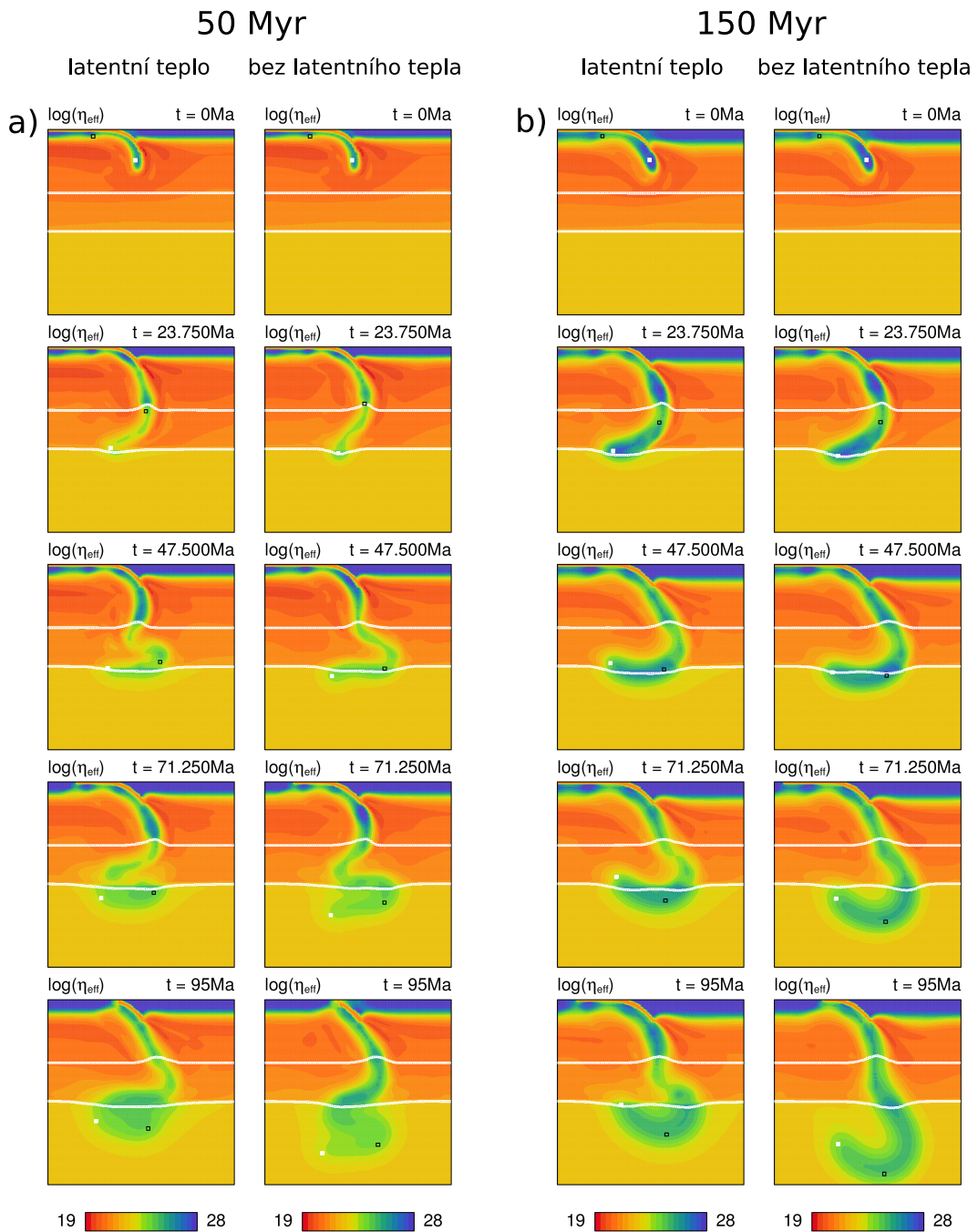
zmenšení rozdílu mezi viskozitami v modelech s latentním teplem a bez latentního tepla oproti modelu se slabšími fázovými přechody. Vidíme, že latentní teplo mělo na viskozitu největší vliv v hloubkách okolo exotermního fázového přechodu (~ 410 km). Protože v modelu se silnějšími fázovými přechody subdukující deska nad endotermním fázovým přechodem stagnuje delší dobu (od ~ 30 milionů let do ~ 100 milionů let) než v modelu se slabšími fázovými přechody (od ~ 35 milionů let do ~ 65 milionů let), rozdíl se mezi modely s latentním teplem a bez latentního tepla s hloubkou snižuje. Latentní teplo z exotermního fázového přechodu tak s hloubkou ztrácí vliv.

3.2 Vliv dalších vlastností subdukující desky

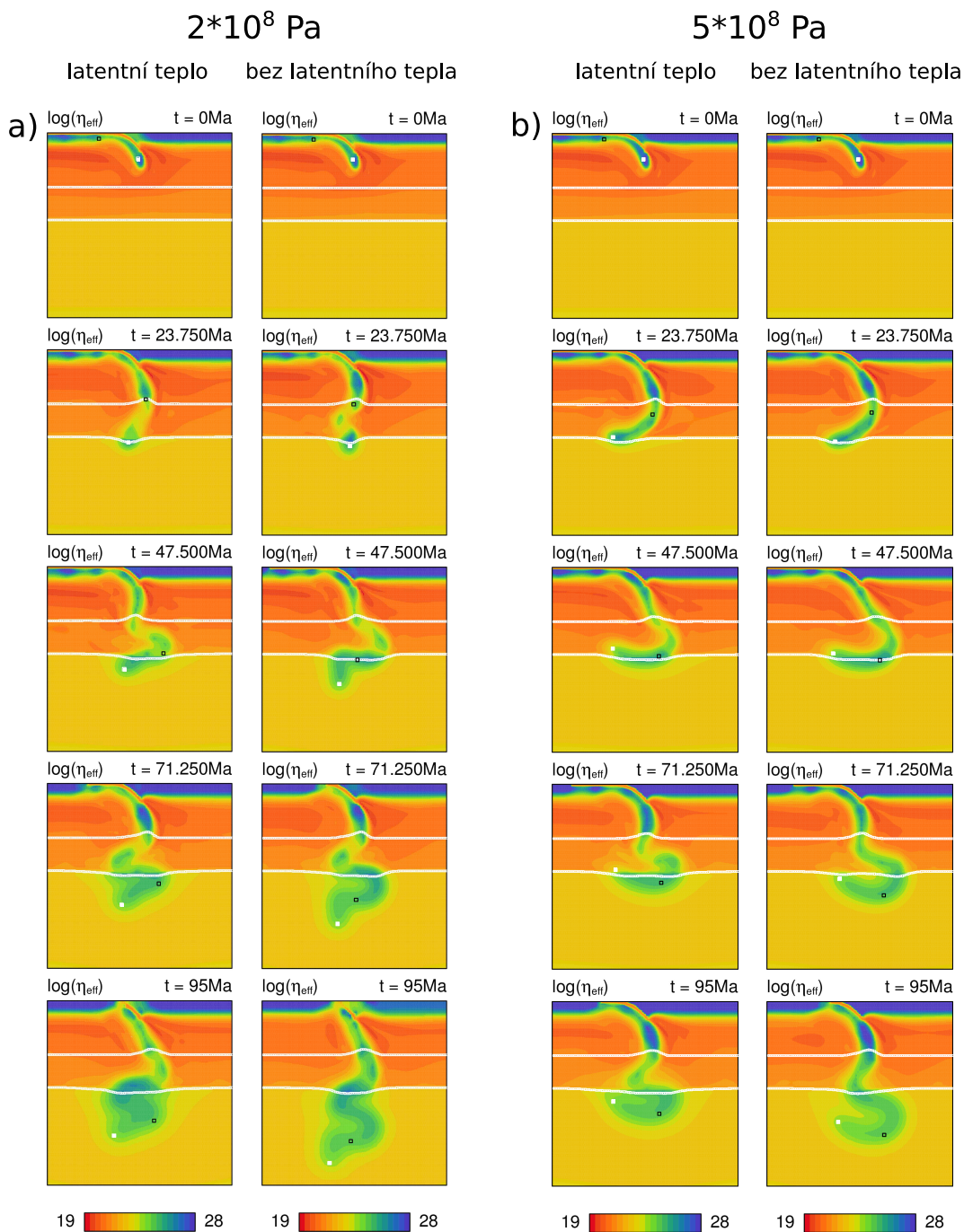
Poté, co jsme ukázali vliv Clausius-Clapeyronových směrnic, budeme demonstrovat vliv dalších parametrů modelu. Ve všech následujících modelech uvažujeme $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$. První parametr, jehož vliv zde popíšeme, je stáří desky. Všechny výše diskutované numerické experimenty byly prováděny s deskami, jejichž stáří na subdukčním příkopu bylo 100 milionů let. Nyní se podívejme, jak se vyvíjejí mladší (50 milionů let) a starší (150 milionů let) desky.

Na obrázku 3.9a) vidíme, že mladá (teplejší) deska má menší mocnost a snadněji se ohýbá. Naopak starší deska (obr. 3.9b) je tak mohutná, že k jejímu skládání nad endotermním fázovým přechodem v hloubce 660 km dochází jen omezeně (viz. snímek v 95 milionech let vpravo). A to i přesto, že je chladnější než desky v ostatních modelech a o to větší vliv na ni mají fázové přechody. Dobře pozorovatelný rozdíl mezi modely s latentním teplem (obr. 3.9a levý sloupec) a bez latentního tepla (obr. 3.9a pravý sloupec) je v případě mladé desky úhel, pod kterým se deska zabořuje do spodního pláště. V modelu bez latentního tepla dorazí subdukující deska na hranici v hloubce 660 km pod strmějším úhlem. Následně je u obou stáří subdukující desky výrazný rozdíl mezi modely s a bez latentního tepla během průchodu druhým fázovým přechodem. Přestože v modelech s latentním teplem je deska v přechodové oblasti obecně rychlejší (viz. obr. 3.5, 10 – 17 milionů let), do spodního pláště se dostává pomaleji. Podle posledních snímků modelů platí, že čím starší deska je, tím hlouběji se během 95 milionů let stihne subdukovat. Rozdíl hloubek, do kterých se desky v modelu s latentním teplem a bez latentního tepla stihly za 95 milionů let subdukovat, také roste společně se stářím desky.

Druhým zkoumaným parametrem je limit napětí (rovnice (1.11)). Ve všech předchozích modelech jsme používali limit $\sigma_y = 5 \cdot 10^8 \text{ Pa}$. Pokud maximální povolené napětí snížíme na $2 \cdot 10^8 \text{ Pa}$, v přechodové oblasti uvidíme poměrně velký rozdíl (obr. 3.10). Zatímco v případě vyššího limitu napětí se tuhá deska zahýbá zpět a horizontálně se pokládá na rozhraní v hloubce 660 km (obr. 3.10b, 23 – 47 milionů let), deska s nižším $\sigma_y = 2 \cdot 10^8 \text{ Pa}$ na rozhraní v hloubce 660 km dorazí pomaleji, téměř kolmo a začne vytvářet více menších skladů (obr. 3.10a). Rozdílný charakter počátku skládání desek mezi modelem s latentním teplem a modelem bez latentního tepla při nižším napětí je způsobeno různým úhlem, pod kterým se subdukující deska k fázovému přechodu přibližuje. I pro nižší limit napětí platí, že bez latentního tepla se deska subdukuje rychleji a dosáhne větší hloubky. Hloubka penetrace v modelu s nižším napětím je v 95 milionech let větší



Obrázek 3.9: Vývoj efektivní viskozity v modelech s 50 milionů let starou deskou (a) a se 150 milionů let starou deskou (b). Porovnání modelů s latentním teplem (levý sloupec) a bez latentního tepla (pravý sloupec). Ukázán je výřez modelové oblasti (1200 km × 1200 km). Bílé čáry znázorňují polohy fázových rozhraní v hloubkách 410 km a 660 km.



Obrázek 3.10: Vývoj efektivní viskozity v modelech s limitem napětí $2 \cdot 10^8$ Pa (a) a s limitem napětí $5 \cdot 10^8$ Pa (b). Porovnání modelů s latentním teplem (levý sloupec) a bez latentního tepla (pravý sloupec). Ukázán je výřez modelové oblasti $1400 \text{ km} \times 1400 \text{ km}$. Bílé čáry znázorňují polohy fázových rozhraní v hloubkách 410 km a 660 km.

(o ~ 150 km) než v modelu s vyšším napětím.

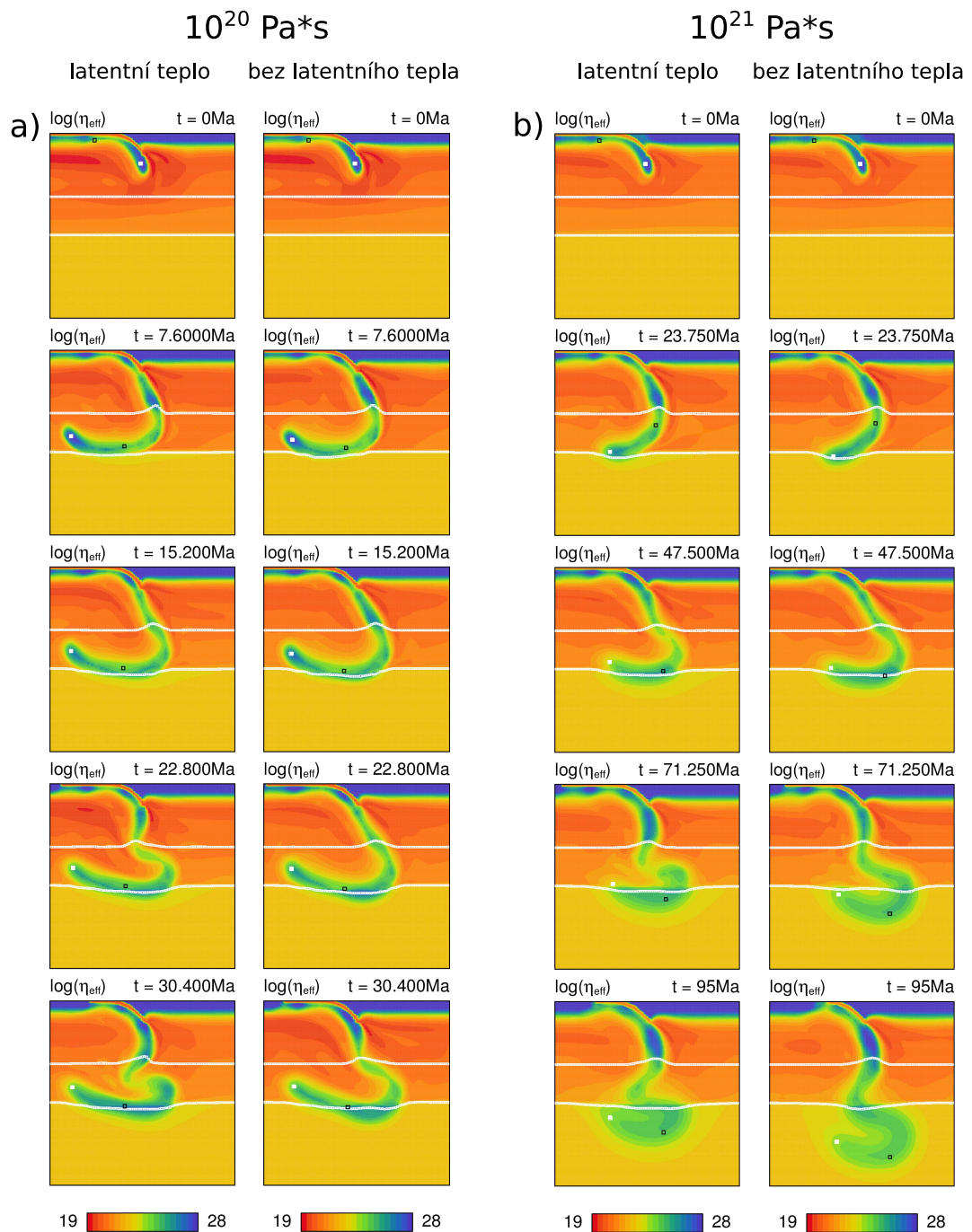
Posledním testovaným parametrem je viskozita kůry. Ta má výrazný vliv na celkový průběh subdukce v modelu (Čížková a Bina, 2019). Jak vidíme na obrázku 3.11, subdukce je v případě nízké viskozity kůry (3.11a) mnohem rychlejší, protože její nižší viskozita efektivněji snižuje tření mezi deskami. Při porovnání modelů s viskoznější a méně viskozni kůrou tedy nemá dobrý smysl porovnávat stejné časové snímky, ale spíše ekvivalentní okamžiky, kdy je subdukována srovnatelně dlouhá část desky. Zatímco v modelech s viskozitou kůry $\eta_{cr} = 10^{21}$ Pa s se část desky dlouhá zhruba 1000 km subdukovala za ~ 90 milionů let, v modelech s $\eta_{cr} = 10^{20}$ Pa s jí to trvá jen asi 30 milionů let. Nepatrně vyšší schopnost projít druhým fázovým přechodem má deska v modelu bez latentního tepla. To je způsobeno tím, že tato deska má oproti desce v modelu s latentním teplem vyšší viskozitu a navíc na fázovém rozhraní v hloubce 660 km nepřichází ještě o další teplo v důsledku fázové přeměny. Pokud mezi sebou porovnááme momenty ekvivalentního skladu subdukující desky, pak se vyvíjejí velice podobně, v modelu s latentním teplem ale dochází ke skladu dříve. Například snímek ve 30,4 milionech let v modelu bez latentního tepla (obr. 3.11a) vpravo) je velice podobný snímku ve 22,8 milionech let v modelu s latentním teplem (obr. 3.11a) vlevo).

Na obrázku 3.12 můžeme porovnat vliv latentního tepla s vlivem dalších testovaných parametrů. V levém sloupci je model s latentním teplem, v pravém sloupci je model bez latentního tepla. Budeme porovnávat konečný snímek modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2$ MPa K $^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2.5$ MPa K $^{-1}$ s latentním teplem (3.12b vlevo) a finální snímky modelů s jinými parametry bez latentního tepla (3.12e - 3.12h vpravo) a jejich změnu vůči modelu s $\gamma_{410} = 2$ MPa K $^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2.5$ MPa K $^{-1}$ bez latentního tepla (3.12b vpravo). Mezi jednotlivými modely nebudeme porovnávat snímky odpovídající stejným časovým okamžikům, deformaci subdukující desky ale popíšeme v okamžicích, kdy došlo k subdukci cca. 1000 km dlouhé části desky.

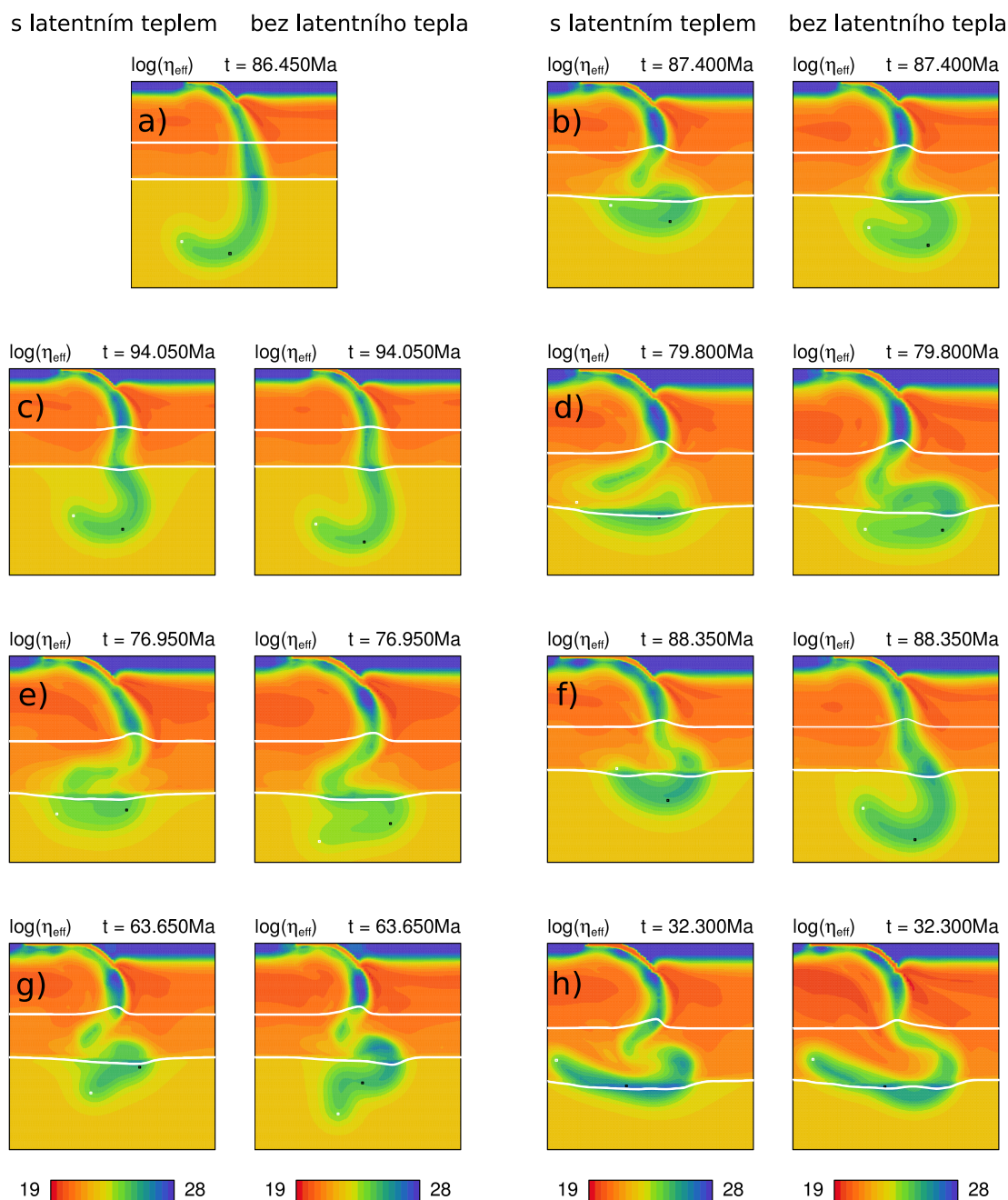
Ze snímků 3.12b vyplývá, že latentní teplo exotermního fázového přechodu v hloubce 410 km způsobuje nižší viskozitu subdukující desky v přechodové oblasti. S tím úzce souvisí i nižší schopnost desky projít do spodního pláště a větší tendence se nad fázovou hranicí v hloubce 660 km skládat.

Stáří desky ovlivňuje především mocnost desky. Viskozita v přechodové oblasti je v desce staré 100 milionů let s latentním teplem (3.12b vlevo) podobná viskozitě desky staré 50 milionů let bez latentního tepla (3.12e vpravo). Schopnost subdukující desky projít do spodního pláště je v zobrazených okamžicích také velice podobná. Hlavní rozdíl mezi modely je ve schopnosti špičky projít hranicí v hloubce 660 km, což je dané způsobem, jakým se špička v modelu s mladší deskou k této hranici přibližuje. U desky staré 150 milionů let (3.12f vpravo) jsou vidět větší rozdíly a to jak v přechodové oblasti, tak ve schopnosti projít do spodního pláště. Stará deska si díky své tuhosti déle zachovává vyšší viskozitu, čímž se snadněji dostává do spodního pláště a méně se deformuje v přechodové oblasti. Stáří desky tak má v tomto případě větší vliv, než latentní teplo.

Limit napětí ovlivňuje především schopnost desky se ohýbat. Snížením limitu z $5 \cdot 10^8$ Pa (obr. 3.12b) na $2 \cdot 10^8$ Pa (obr. 3.12g) se sníží viskozita v přechodové oblasti. Porovnání modelu s vyšším limitem napětí s latentním teplem a modelu s nižším limitem napětí bez latentního tepla ukazuje, že zatímco latentní teplo negativně ovlivňuje schopnost projít do spodního pláště, snížení limitu napětí na



Obrázek 3.11: Vývoj efektivní viskozity v modelech s viskozitou kůry $10^{20} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (a) a s viskozitou kůry $10^{21} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ (b). Porovnání modelů s latentním teplem (levý sloupec) a bez latentního tepla (pravý sloupec). Ukázán je výřez modelové oblasti ($1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$). Bílé čáry znázorňují polohy fázových rozhraní v hloubkách 410 km a 660 km.



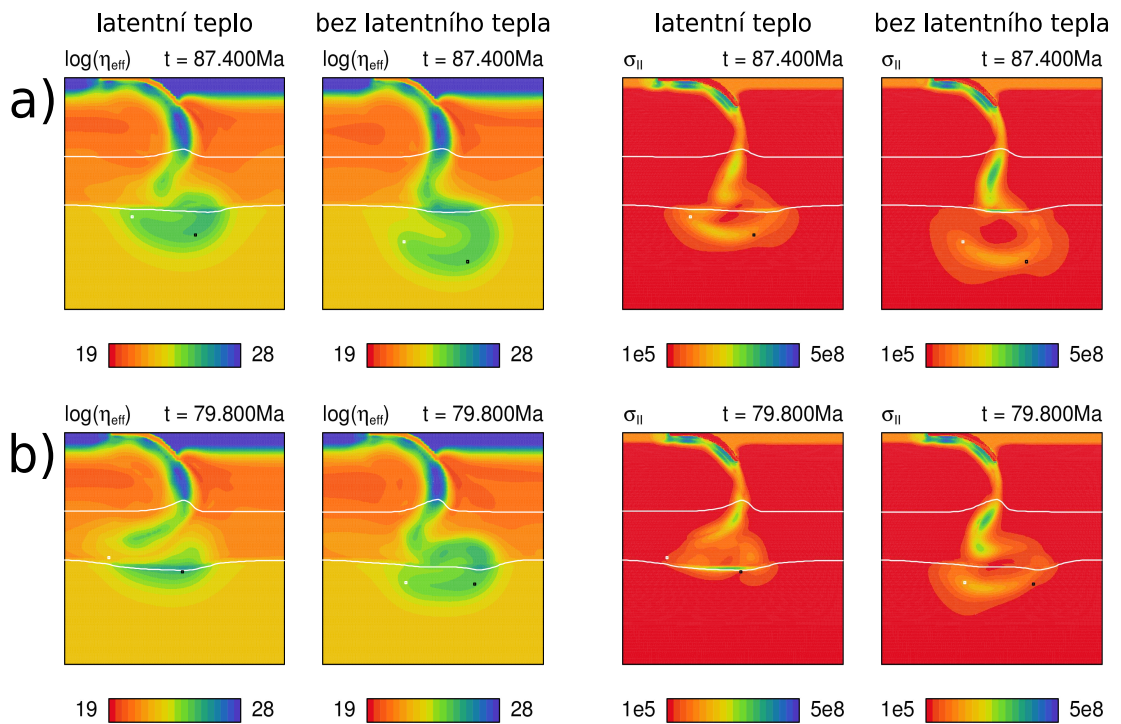
Obrázek 3.12: Porovnání snímků efektivní viskozity všech modelů v okamžiku, kdy se subdukovalo 1000 km desky. Sousední snímky vždy představují model se stejnými parametry, vlevo s latentním teplem, vpravo bez latentního tepla. a) $\gamma_{410} = \gamma_{660} = 0 \text{ MPa K}^{-1}$, b) $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$, c) $\gamma_{410} = 1 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -1,5 \text{ MPa K}^{-1}$, d) $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$, e) deska stará 50 milionů let, f) deska stará 150 milionů let, g) model s limitem napětí $\sigma_y = 2 \cdot 10^8 \text{ Pa}$, h) model s viskozitou kůry $\eta_{cr} = 10^{20} \text{ Pa s}$

hloubku penetrace nemá vliv. Přesto je geometrie deformace obou desek rozdílná, což způsobuje úhel, pod kterým se deska k fázovému přechodu přibližuje (viz. obr. 3.10). Podotkněme, že vývoj modelů s vyšším limitem napětí se opožďuje oproti modelům s nižším limitem a subdukující deska v modelu s nižším limitem napětí má tedy větší schopnost pronikat do spodního pláště - porovnáváme zde časové okamžiky vzdálené od sebe téměř 25 milionů let.

Viskozita kůry výrazně ovlivňuje rychlost subdukující desky. Není tedy překvapivé, že doba potřebná k zanoření stejně dlouhé části desky se mezi modely s nízkou a vysokou viskozitou kůry výrazně liší (3.12b a 3.12h). Vyšší rychlost subdukující desky má výrazný efekt na geometrii desky v přechodové oblasti (viz. obr. 3.11a). Schopnost desky pronikat do spodního pláště v tomto případě nelze porovnávat s ostatními modely, protože k subdukci 1000 km dlouhé části desky došlo během 32 milionů let, zatímco u ostatních modelů je to více než 60 milionů let. Podobně jako v modelech s tužší kůrou i v modelu s nízkou viskozitou kůry vede latentní teplo ke snížení viskozity v desce v přechodové oblasti a ke zpomalení desky.

Rozdíly mezi modely s různými parametry na obrázcích 3.12b)–h) jsou většinou výraznější, než rozdíly mezi odpovídajícími modely s latentním teplem a bez latentního tepla. Obecně lze tedy konstatovat, že vliv latentního tepla je sice nezanedbatelný, ale menší než vliv některých parametrů plášťového materiálu a kůry. Zejména viskozita kůry (testovaná v rozsahu $10^{20} - 10^{21}$ Pa s) má primární vliv na rychlost a deformaci desky, ale také stáří desky (50 – 150 milionů let) ovlivňuje výrazně její viskozitu a hloubku průniku.

Na závěr se podívejme, jak se rozdíly mezi modely s a bez latentního tepla promítnou do rozložení napětí v subdukovaných deskách. Na obr. 3.13 jsou snímky druhého invariantu deviátoru tenzoru napětí ($\sigma_{II} = \sqrt{0,5 \sum \sigma_{ij} \sigma_{ij}}$) a viskozity v modelech s fázovými přechody s a) $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ a b) $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$. Ve všech modelech pozorujeme vysoké napětí podél kontaktu subdukující a nadložní desky a obraz napětí je charakteristický pro ohýbající se či napřimující se desku - tedy dvě oblasti vyššího napětí oddělené neutrální linií, kde režim přechází z extenzního do kompresního. Ve snímcích viskozity tyto oblasti odpovídají oblastem s nízkou viskozitou. V oblasti mezi hloubkami 200 km a 400 km je napětí poměrně nízké, deska se zde výrazně nedeformuje. Další oblast výrazného napětí se nachází v přechodové oblasti, kde je deska namáhána jejím skládáním. Na odpovídajících snímcích viskozity opět na totožném místě v přechodové oblasti vidíme oblast nízké viskozity. Porovnáme-li modely s latentním teplem a bez latentního tepla, deska v modelech s latentním teplem uvnitř přechodové oblasti vykazuje zřetelně nižší napětí. Nižší viskozita desky je zde způsobena latentním teplem uvolněným exotermním přechodem v hloubce 410 km.



Obrázek 3.13: Porovnání snímků viskozity a druhého invariantu deviatoru tenzoru napětí ve dvou modelech, a) $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ a b) $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$. Výšek modelové oblasti ($1200 \text{ km} \times 1200 \text{ km}$) okolo subdukovací desky po subdukování 1000 km kůry. V levém sloupci jsou modely s latentním teplem, v pravém sloupci modely bez latentního tepla. Bílé čáry naznačují polohy fázových přechodů v hloubkách 410 km a 660 km .

Závěr

V práci jsme se zabývali vlivem latentního tepla na subdukcí litosférické desky. Vývoj subdukce jsme řešili numericky prostřednictvím dvourozměrného modelu termální konvekce v zemské plášti. Provedli jsme test vlivu latentního tepla pro různé síly fázových přechodů - exotermního přechodu v hloubce 410 km a endotermního přechodu v hloubce 660 km, a společně s nimi jsme testovali i vliv dalších parametrů. Pozorovali jsme, jak parametry ovlivňují geometrii subdukující desky v přechodové oblasti mezi fázovými přechody a schopnost desky projít do spodního pláště.

V parametrické studii síly fázových přechodů jsme ověřili, že latentní teplo má na geometrii subdukující desky v přechodové oblasti výrazný vliv. Protože latentní teplo roste s rostoucím sklonem Clausius-Clapeyronovy křivky, je rozdíl mezi modelem s latentním teplem a bez latentního tepla malý v modelech se slabými fázovými přechody ($\gamma_{410} = 1 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -1.5 \text{ MPa K}^{-1}$) a naopak je výrazný mezi modely s nejsilnějšími uvažovanými sklony $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = 3,5 \text{ MPa K}^{-1}$. Obecně ve všech modelech latentní teplo prohřeje subdukující desku v přechodové oblasti, sníží tak její hustotní anomálii vůči okolnímu plášti a zbrzdí její zanořování. V žádném ze studovaných případů vliv latentního tepla nezabránil desce proniknout do spodního pláště, průchod do spodního pláště je ale latentním teplem opožděn. Kromě celkem přímočarého vlivu na vztlakovou sílu, která desku pohání, latentní teplo dále ovlivňuje také viskozitu v desce v přechodové oblasti. Tady je vliv latentního tepla složitější, protože kromě přímého snížení viskozity prostřednictvím její exponenciální závislosti na teplotě působí také zprostředkovaně přes napětově závislou komponentu deformace. Tedy jakékoliv změny sil v systému vyvolají změny napětí a tedy i viskozity. Obecně ale pozorujeme v modelech s latentním teplem nižší viskozitu v přechodové oblasti. Napětí v desce zřejmě hraje významnou roli ve schopnosti materiálu generovat hluboká zemětřesení (Čížková a kol., 2020). Výsledky našich modelů ukazují, že vliv latentního tepla by měl být v modelech deformace subdukujících desek uvažován, pokud mají správně predikovat detaily morfologie desek a napětí v nich.

Další parametry, které jsme zkoumali, byly viskozita kůry, limit napětí a stáří desky. Každý z těchto parametrů výrazně ovlivňuje geometrii subdukující desky, schopnost desky projít do spodního pláště a také následný vliv latentního tepla. Obzvláště velkou roli pak hraje latentní teplo v modelu se starší litosférickou deskou (150 milionů let), což je dané její vyšší mocností a nižší teplotou oproti ostatním modelům.

V našich modelech jsme předpokládali, že plášťový materiál lze aproximovat olivínem. V současné době je v rámci softwaru SEPRAN testován model, kde materiálové parametry odrážejí složitější model plášťové mineralogie (směs olivínu, pyroxenů a granátu). Na základě našich výsledků je patrné, že latentní teplo má významný vliv na subdukcí litosférické desky a bude důležité ho implementovat i do nového modelu.

Seznam použité literatury

- ANDROVIČOVÁ, A., ČÍŽKOVÁ, H. a VAN DEN BERG, A. (2013). The effects of rheological decoupling on slab deformation in the earth's upper mantle. *Studia Geophysica et Geodaetica*, **57**(3), 460–481. doi: 10.1007/s11200-012-0259-7.
- BILLEN, M., I. (2008). Modeling the dynamics of subducting slabs. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **36**, 325–56. doi: 10.1146/annurev.earth.36.031207.124129.
- BILLEN, M. I. (2010). Slab dynamics in the transition zone. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **183**(1-2), 296–308. doi: 10.1016/S0012-821X(99)00040-0.
- BINA, C., R. a HELFFRICH, G. (1994). Phase transition Clapeyron slopes and transition zone seismic discontinuity topography. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 15,853–15,860. doi: 10.1029/94JB00462.
- BĚHOUNKOVÁ, M. a ČÍŽKOVÁ, H. (2008). Long-wavelength character of subducted slabs in the lower mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, **275**, 43–53. doi: 10.1016/j.epsl.2008.07.059.
- CHRISTENSEN, U. a YUEN, D. (1985). Layered convection induced by phase transitions. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 10,291–10,300.
- FACCENDA, M. a DAL ZILIO, L. (2017). The role of solid-solid phase transitions in mantle convection. *Lithos*, **268-271**, 198–224. doi: 10.1016/j.lithos.2016.11.007.
- FUKAO, Y. a OBAYASHI, M. (2013). Subducted slabs stagnant above, penetrating through, and trapped below the 660 km discontinuity. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **118**, 5920–5938. doi: 10.1002/2013JB010466.
- FUKAO, Y., OBAYASHI, M. a NAKAKUKI, T. (2009). Stagnant Slab: A review. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **37**, 19–46. doi: 10.1146/annurev.earth.36.031207.124224.
- GAREL, F., GOES, S., DAVIES, D., R., DAVIES, J., H., KRAMER, S., C. a WILSON, C., R. (2014). Interaction of subducted slabs with the mantle transition-zone: A regime diagram from 2-D thermo-mechanical models with a mobile trench and an overriding plate. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **15**. doi: 10.1002/2014GC005257.
- GOES, S., AGRUSTA, R., VAN HUNEN, J. a GAREL, F. (2017). Subduction-transition zone interaction: A review. *Geosphere*, **13**(3), 644–664. doi: 10.1130/GES01476.1.
- HAGER, B., H., CLAYTON, R., W., RICHARDS, M., A., COMER, R., P. a DZIEWONSKI, A., M. (1985). Lower mantle heterogeneity, dynamic topography and the geoid. *Nature*, **313**, 541–546. doi: 10.1038/313541a0.

- HUANG, J. a ZHAO, D. (2006). High resolution mantle tomography of China and surrounding regions. *Journal of Geophysical Research*, **111**, B09305. doi: 10.1029/2005JB004066.
- ITA, J. a KING, S. D. (1994). Sensitivity of convection with an endothermic phase change to the form of the governing equations initial conditions, boundary conditions and equation of state. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 15,919–15,938.
- KAMEYAMA, M., YUEN, D. A. a KARATO, S. (1999). Thermal-mechanical effects of low-temperature plasticity (the Peierls mechanism) on the deformation of a viscoelastic shear zone. *Earth and Planetary Science Letters*, **168**(1-2), 159–172. doi: 10.1016/j.pepi.2010.05.005.
- KARATO, S. a WU, P. (1993). Rheology of the Upper Mantle: A Synthesis. *Science*, **260**(5109), 771–778.
- KARATO, S.-I., ZHANG, S. a WENK, H. (1995). Superplasticity in Earth’s lower mantle: evidence from seismic anisotropy and rock physics. *Science*, **20**, 458–461.
- TACKLEY, P., J., STEVENSON, D., J., GLATZMAIER, G., A. a SCHUBERT, G. (1993). Effects of an endothermic phase transition at 670 km depth in a spherical model of convection in the Earth’s mantle. *Nature*, **361**, 699–704. doi: 10.1038/361699a0.
- TETZLAFF, M. a SCHMELING, H. (2020). The influence of olivine metastability on deep subduction of oceanic lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **120**, 29–38. doi: 10.1016/S0031-9201(00)00139-4.
- TSUJINO, N., YOSHINO, T., YAMAZAKI, D., SAKURAI, M., SUN, W., XU, F., TANGE, Y. a HIGO, Y. (2019). Phase transition of wadsleyite-ringwoodite in the $\text{Mg}_2\text{SiO}_4\text{-Fe}_2\text{SiO}_4$ system. *American mineralogist*, **104**, 588–594. doi: 10.2138/am-2019-6823.
- VAN DEN BERG, A., VAN KEKEN, P. a YUEN, D. (1993). The effects of a composite non-Newtonian and Newtonian rheology on mantle convection. *Geophysical Journal International*, **115**(1), 62–78. doi: 10.1111/j.1365-246X.1993.tb05588.x.
- VAN DEN BERG, A., SEGAL, G. a YUEN, D. A. (2015). Sepran: A Versatile Finite-Element Package for a Wide Variety of Problems in Geosciences. *Journal of Earth Science*, **26**(1), 89–95. ISSN 1674-487X. doi: 10.1007/s12583-015-0508-0.
- VAN HUNEN, J., VAN DEN BERG, A., P. a VLAAR, N. (2001). Latent heat effects of the major mantle phase transitions on low-angle subduction. *Earth and Planetary Science Letters*, **190**, 125–135. doi: 10.1016/S0012-821X(01)00383-1.
- YOSHIOKA, S., TORII, Y. a RIEDEL, M., R. (2015). Impact of phase change kinetics on the Mariana slab within the framework of 2-D mantle convection. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **240**, 70–81. doi: 10.1016/j.pepi.2014.12.001.

- ČÍŽKOVÁ, H. a BINA, C., R. (2019). Linked influences on slab stagnation: Interplay between lower mantle viscosity structure, phase transitions, and plate coupling. *Earth and Planetary Science Letters*, **509**, 88–99. doi: 10.1016/j.epsl.2018.12.027.
- ČÍŽKOVÁ, H., VAN HUNEN, J. a VAN DEN BERG, A. (2007). Stress distribution within subducting slabs and their deformation in the transition zone. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **161**(3), 202–214. doi: 10.1016/j.pepi.2007.02.002.
- ČÍŽKOVÁ, H., VAN DEN BERG, A., SPAKMAN, W. a MATYSKA, C. (2012). The viscosity of Earth's lower mantle inferred from sinking speed of subducted lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, pages 56–62. doi: 10.1016/j.pepi.2012.02.010.
- ČÍŽKOVÁ, H., ZAHRADNÍK, J., LIU, J. a BINA, C., R. (2020). Geodynamic subduction models constrained by deep earthquakes beneath the Japan Sea and eastern china. *Scientific Reports*, **10**. doi: 10.1038/s41598-020-62238-x.

Seznam obrázků

1	Seismická tomografie	3
1.1	Schematický náčrt fázových přechodů	4
2.1	Modelová síť	9
2.2	Schematický náčrt modelu a počáteční rozložení teploty	10
3.1	Vývoj modelu bez fázových přechodů	14
3.2	Rychlost desky - bez fázových přechodů	15
3.3	Vývoj modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ bez latentního tepla	16
3.4	Vývoj modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 2 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -2,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem	17
3.5	Rychlost desky - s fázovými přechody	18
3.6	Grafy závislosti teploty a viskozity na hloubce	19
3.7	Vývoj modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ bez latentního tepla	21
3.8	Vývoj modelu s fázovými přechody s $\gamma_{410} = 3 \text{ MPa K}^{-1}$ a $\gamma_{660} = -3,5 \text{ MPa K}^{-1}$ s latentním teplem	22
3.9	Vývoj modelů s různým stářím desky	25
3.10	Vývoj modelů s různým limitem napětí	26
3.11	Vývoj modelů s různou viskozitou kůry	28
3.12	Porovnání finálních snímků všech modelů	29
3.13	Porovnání snímků viskozity a napětí v modelech s latentním teplem a bez latentního tepla	31