

Univerzita Karlova

Přírodovědecká fakulta

Ústav hydrogeologie, inženýrské geologie a užitá geofyziky

Studijní program: Geologie

Studijní obor: Aplikovaná geologie

Specializace: Užitá geofyzika



Bc. Jakub Pokorný

Vliv mechanických vlastností kůry na napětí v subdukované litosféře  
Effects of crustal rheology on stresses generated in subducting lithosphere

Diplomová práce

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

Praha 2018

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem závěrečnou práci zpracoval samostatně a že jsem uvedl všechny použité informační zdroje a literaturu. Tato práce ani její podstatná část nebyla předložena k získání jiného nebo stejného akademického titulu.

V Praze, 2018

.....

Bc. Jakub Pokorný

## Poděkování

Na tomto místě bych chtěl především poděkovat mé školitelce doc. RNDr. Haně Čížkové, Ph.D., za nekonečnou trpělivost s korekturami textu a pomocí s numerickým modelováním, za přátelský přístup a celkově vynikající vedení. Dále bych chtěl poděkovat všem členům katedry geofyziky za vytvoření přátelského a kreativního prostředí. V neposlední řadě bych rád poděkoval své rodině a přítelkyni za podporu.

## ABSTRAKT

V předložené diplomové práci prezentujeme výsledky numerického modelování subdukce litosféry, zaměřeného na vliv reologických vlastností kůry. Používáme dvourozměrný kartézský model s nelineární reologií, zahrnující vliv hlavních fázových přechodů v hloubkách 410 a 660 km. Oddělení subdukující desky od desky nadložní je zabezpečeno nízkoviskózní kůrou, která je předepsána na povrchu subdukující desky. Již dříve bylo ukázáno, že mechanické vlastnosti této kůry výrazně ovlivňují deformaci subdukované desky v přechodové oblasti. Cílem této práce je 1) detailně ocenit vliv velikosti viskozity a mocnosti kůry na deformaci desky a její schopnost proniknout do spodního pláště a 2) použít fyzikálně relevantní nelineární reologický model kůry, kombinující dislokační creep a pseudoplastickou deformaci, a otestovat vliv jeho parametrů. V případě modelů s konstantní viskozitou ukazujeme, že zvyšování mocnosti kůry a/nebo snižování její viskozity usnadňuje pohyb subdukující desky a dochází tak ke zvýšení subdukční rychlosti a rollbacku. V modelech, které mají poměr mezi viskozitou kůry a její mocností  $\psi \leq 3.3 \times 10^{16} \text{ Pa s m}^{-1}$  zůstává deska ležet nad rozhraním v hloubce 660 km, pro vyšší  $\psi$  proniká do spodního pláště. Nelineární reologie kůry výrazně ovlivňuje hlubší deformaci desky. Zpětná vazba mezi rychlostí subdukce a viskozitou kůry umožňuje přepínání mezi stagnantním a penetrativním módem subdukce. Citlivost modelů na parametry pseudoplastické deformace je zřejmě výraznější, nežli je tomu v případě dislokačního creepu, což naznačuje, že charakter deformace je zejména ovlivňován viskozitou kontaktu v mělkých hloubkách, kde plastická deformace dominuje.

## ABSTRACT

In this thesis we present the results of the numerical models of lithospheric subduction focused on the influence of rheological properties of the crust. We use a two-dimensional Cartesian model with non-linear rheology, including the major phase transitions at the depths of 410 km and 660 km. The separation of the subducting and overriding plates is facilitated by a low-viscosity crust, prescribed on the top of the subducting plate. Previous studies have shown that the mechanical properties of this crust significantly influence the deformation of the subducted plate in the transition zone. Here we focus 1) on a detailed analysis of the combined effects of the crustal thickness and viscosity on the slab deformation and its ability to penetrate to the lower mantle and 2) the implementation of the non-linear crustal rheology and testing the influence of its parameters. In the case of models with constant viscosity we show that the increase of the crustal thickness and/or the decrease of its viscosity makes it easier for the subducting plate to move and therefore leads to increasing the subduction velocity and rollback. If the ratio between the crustal viscosity and its thickness  $\psi \leq 3.3 \times 10^{16} \text{ Pa s m}^{-1}$  the slab stagnates above the boundary at the depth of 660 km. For higher ratio  $\psi$  the slab penetrates to the lower mantle. Non-linear crustal rheology has a major influence on the slab deformation in the transition zone. Trade-off between the subduction velocity and crustal viscosity results in switching between stagnant and penetrative modes of subduction. Sensitivity of the models to the parameters of pseudoplastic deformation at shallow crustal depths is probably more significant than sensitivity to the parameters of dislocation creep that dominates the crustal deformation at higher depths.

# Obsah

Úvod.....	1
1 Matematický popis plášťové konvekce a subdukce litosféry .....	4
1.1 Rovnice plášťové konvekce .....	4
1.2 Reologie pláště a subdukované oceánské litosféry .....	7
1.2.1 Difuzní creep .....	8
1.2.2 Dislokační creep .....	8
1.2.3 Limitor napětí.....	9
1.2.4 Kompozitní reologický model .....	9
1.3 Reologický popis kůry .....	10
1.4 Fázové přechody .....	11
1.5 Řešení rovnic.....	13
2 Popis dispozice modelu.....	16
2.1 Reologické parametry .....	18
3 Geologie oceánské kůry: .....	21
3.1 Sedimentární vrstva .....	21
3.2 Vrstva polštářových láv a žilného komplexu .....	22
3.3 Vrstva kumulátových gaber .....	22
3.4 Mineralogické složení oceánské kůry .....	22
4 Modely subdukce s konstantní viskozitou kůry .....	24
4.1 Modely s limitem napětí $2 \times 10^8$ Pa.....	24
4.2 Modely s limitem napětí $5 \times 10^8$ Pa.....	36
5 Modely subdukce s napětově závislou viskozitou .....	41
5.1 Referenční model - model 1.....	42
5.2 Vliv změny parametrů pseudoplastické deformace - model 2 a model 3 .....	47
5.3 Vliv změny parametrů dislokačního creepu – model 2 a model 4.....	52
6 Diskuze a závěr .....	55
7 Literatura.....	58

## Úvod

Země má dva hlavní zdroje tepla; primordiální teplo, které získala během své formace přibližně před 4,5 miliardami let a teplo vznikající rozpadem radioaktivních izotopů uranu, thoria a draslíku. Naše planeta postupně své teplo ztrácí. Energie uvolňovaná chladnutím Země pohání i konvektivní tečení v zemském plášti. Jeho povrchovým projevem je desková tektonika. V tomto mechanismu oceánské desky vznikají na středooceánských hřbetech a opět se zanořují do pláště v subdukčních oblastech. Litosférické studené pevné desky, které se skládají z kůry a nejsvrchnějších vrstev plášťového materiálu, se pohybují po méně pevné vrstvě – astenosféře. Podle (Vlaar, 1975), existují dva typy sil, které pohaní subdukci. První z nich je tlak středooceánského hřbetu (ridge push) a druhá síla je negativní vztlak (slab pull), který vzniká především díky teplotnímu rozdílu studené subdukující desky a teplého pláště. Slab pull je pro většinu subdukovaných oceánických desek asi o řád větší, než tlak středooceánského hřbetu (Forsyth a Uyeda, 1975). K silám které napomáhají subdukci, patří ještě dodatečný petrologický negativní vztlak, který vzniká díky rozdílným hloubkám fázové přeměny forsteritu na wadsleyit ve studené desce a v okolním plášti. K tomuto fázovému přechodu dochází v hloubce okolo 410 km. Rezistence proti pohybu desky zahrnuje viskózní tření v plášti, vnitřní rezistenci desky vůči ohybu a pozitivní vztlak, díky endotermnímu fázovému přechodu ringwooditu na bridgmanit a magnesiowüstit v hloubce 660 km. Jak se bude zanořující se studená deska deformovat, tedy zaleží na řadě faktorů. Klíčové je především stáří desky, tedy to, jak je studená a těžká, jaká je reologie pláště a jak silný je vliv fázových přechodů v materiálu pláště. Hlavním zdrojem informací o deformaci subdukovaných desek v plášti je seismická tomografie (např. Bijwaard et al., 1998; Fukao a Obayashi, 2013; Zhao et al., 2017). Ta ukazuje, že subdukované desky (slaby) se ve většině oblastí výrazně deformují ve spodní části svrchního pláště – většina desek je tam alespoň dočasně pozdržena, v mnoha oblastech pozorujeme desku horizontálně deformovanou a ležící nad rozhraním v hloubce 660 km, v jiných oblastech prochází do spodního pláště. Ke studiu procesů spojených se subdukci se od 80. let využívají numerické simulace (Christensen a Yuen, 1984). Počítačové modely v minulosti

studovaly vliv řady faktorů, např. reologie pláště (Billen a Hirth, 2007), fázových přechodů (Christensen, 1996; Arredondo a Billen, 2016), dehydrataci subdukovaného materiálu (Nakao et al., 2016) nebo termodynamických vlastností plášťového materiálu (Maierová et al., 2012; Jacobs a van den Berg, 2011).

Cílem této diplomové práce bude pomocí dvojrozměrného numerického modelu zkoumat vliv reologického popisu kůry, tedy vrstvy, která mechanicky odděluje subdukující a nadložní desku, na charakter chování subdukující desky. V modelech s konstantní viskozitou kůry oddělující obě desky bylo již dříve ukázáno, že velikost této viskozity hraje důležitou roli nejen z hlediska rychlosti subdukující desky, ale také z pohledu hlubší deformace desky (Běhounková a Čížková, 2008; Androvičová et al., 2013; Čížková a Bina, 2013). Nízkoviskózní kůra umožňuje efektivní oddělení desek, rychlé zanořování a retrográdní pohyb subdukčního příkopu a podporuje tak stagnaci desky nad rozhraním v hloubce 660 km. Vysokoviskózní kůra naopak potlačuje retrográdní pohyb a desky pak snáze pronikají do spodního pláště. Protože viskozita kůry má tak zásadní vliv na chování subdukované desky i ve velkých hloubkách, neměli bychom na ni zřejmě pohlížet jako na formální parametr modelu. Potřebujeme tedy rozumný fyzikální model, který by realisticky aproximoval vlastnosti kůry. Při experimentech s korovými horninami bylo ukázáno, že kůra se v tlakově teplotních podmínkách subdukce deformuje nelineárně (Ranalli, 1995). V této práci tedy budeme studovat deformaci subdukující litosféry v modelech s nelineární reologií kůry – bude se v ní kombinovat mocinné dislokační tečení s pseudoplastickou deformací. Výsledky těchto modelů budeme porovnávat s modely s konstantní viskozitou kůry.

Členění této práce je následující. První kapitola uvádí matematický popis plášťové konvekce a subdukce litosféry. Kromě základních rovnic je zde popis reologického modelu pláště a kůry. Dále je zde popsán vliv fázových přechodů na subdukující desku a strategie řešení soustavy rovnic. Kapitola 2 popisuje dispozici modelu a modelové parametry. V kapitole 3 je nastíněn stručný popis geologie oceánské kůry, jejíž znalost je nutná pro správnou volbu reologických parametrů kůry. V kapitole 4 jsou výsledky referenčních modelů s konstantní viskozitou kůry. Testujeme zde různé hodnoty (konstantní) viskozity kůry a různé mocnosti. Cílem



je kvantifikovat společný vliv těchto dvou parametrů na rychlost subdukující desky a na retrográdní pohyb subdukčního příkopu. Dále zde ověřujeme vliv jednoho parametru reologie plášťové litosféry – limitu napětí. Kapitola 5 pak představuje hlavní výsledky práce – modely s nelineární reologií kůry. V kapitole 6 srovnáváme tyto dvě skupiny modelů a podáváme závěrečné shrnutí.

# 1 Matematický popis plášťové konvekce a subdukce litosféry

## 1.1 Rovnice plášťové konvekce

Matematický popis tečení materiálu v zemském plášti je založen na soustavě parciálních diferenciálních rovnic, které vycházejí ze zákonů zachování hmoty, hybnosti, momentu hybnosti a energie.

Podle zákona zachování hmoty tato nevzniká ani nezaniká, celkový integrál hustoty přes objem oblasti se nemění:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V(t)} \rho \, dV = 0. \quad (1)$$

Zde  $\rho$  je hustota daného materiálu,  $V(t)$  je objem oblasti a  $\frac{D}{Dt}$  je materiálová derivace.

Podle zákona zachování hybnosti je celková změna hybnosti dána působícími silami:

$$\frac{D}{Dt} \int_{V(t)} \rho \vec{v} \, dV = \int_{V(t)} \rho \vec{g} \, dV - 2 \int_{V(t)} \rho \vec{\Omega} \times \vec{v} \, dV - \int_{V(t)} \rho \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \, dV + \int_{S(t)} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \, dS. \quad (2)$$

V tomto vztahu  $\vec{v}$  je rychlost,  $\vec{g}$  je tíhové zrychlení,  $\vec{\Omega}$  je úhlová rychlost rotace,  $\vec{\tau}$  je Cauchyho tenzor napětí,  $\vec{r}$  je radiální vektor a  $\vec{n}$  je normálový vektor k ploše  $S(t)$  ohraničující oblast  $V(t)$ . Členy na pravé straně reprezentují tíhovou sílu (1. člen), Coriolisovu sílu (2. člen), odstředivou sílu (3. člen) a síly plošné (4. člen).

Podle zákona zachování momentu hybnosti je změna momentu hybnosti dána momenty působících sil:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \int_{V(t)} \vec{r} \times \rho \vec{v} dV &= \int_{V(t)} \vec{r} \times \rho \vec{g} dV - 2 \int_{V(t)} \vec{r} \times (\rho \vec{\Omega} \times \vec{v}) dV - \int_{V(t)} \vec{r} \times (\rho \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})) dV \\ &+ \int_{S(t)} \vec{r} \times (\vec{\tau} \cdot \vec{n}) dS, \end{aligned} \quad (3)$$

kde  $\vec{r}$  je radiální vektor a  $\times$  značí vektorový součin.

Podle zákona zachování energie je změna celkové energie dána prací vykonanou jednotlivými silami:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \int_V (\rho \epsilon + \frac{1}{2} \rho \vec{v} \cdot \vec{v}) dV &= \int_{S(t)} \vec{v} \cdot \vec{\tau} \cdot \vec{n} dS + \int_{V(t)} \rho \vec{g} \cdot \vec{v} dV - 2 \int_{V(t)} \rho (\vec{\Omega} \times \vec{v}) \cdot \vec{v} dV \\ &- \int_{V(t)} \rho (\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})) \cdot \vec{v} dV - \int_S \vec{q} \cdot \vec{n} + \int_V H dV. \end{aligned} \quad (4)$$

Zde  $\epsilon$  je vnitřní energie na jednotku hmotnosti,  $\vec{q}$  je tepelný tok a  $H$  je hustota radioaktivních zdrojů tepla. Celková změna energie, tedy vnitřní a kinetické (levá strana), je dána součtem práce konané plošnými silami (1. člen na pravé straně), silou tíhovou (2. člen), Coriolisovou (3. člen) a odstředivou (4. člen), dále vtokem či výtokem tepla (5. člen) a teplem vzniklým díky radioaktivnímu rozpadu (6. člen).

Z výše uvedených zákonů zachování vychází soustava parciálních diferenciálních rovnic popisující konvekci v zemském plášti. V této práci používáme rozšířenou Boussinesquovu aproximaci rovnic (Ita a King, 1994). V ní plášť aproximujeme nestlačitelnou viskózní tekutinou a předpokládáme, že variace hustoty jsou lineárně závislé na variacích teploty.

Ze zákona zachování hmoty dostáváme rovnici kontinuity pro nestlačitelné prostředí ve tvaru:

$$\partial_j v_j = 0, \quad (5)$$

kde  $v_j$  jsou složky rychlosti.

Ze zákona zachování hybnosti vychází pohybová rovnice:

$$\partial_j \tau_{ij} + \Delta \rho g_i = 0. \quad (6)$$

V tomto vztahu  $\tau_{ij}$  jsou složky tenzoru napětí,  $\Delta \rho$  hustotní variace vzhledem k referenční hustotě  $\rho_0$  a  $g_i$  jsou složky vektoru tíhového zrychlení.

Ze zákona zachování momentu hybnosti po úpravách vyplývá symetrie tenzoru napětí:

$$\tau_{ij} = \tau_{ji}. \quad (7)$$

Ze zákona zachování energie vychází termální rovnice:

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\rho_0 c_p v_j \partial_j T + \alpha T \frac{dp}{dt} + \sum_l \frac{\rho_0 T \gamma_l \delta \rho_l}{\rho_0^2} \frac{d\Gamma_l}{dt} + \partial_j (k \partial_j T) + \sigma_{ij} \partial_j v_i + \rho_0 H. \quad (8)$$

Oproti předcházejícím vztahům zde vystupují nově měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku  $c_p$ , koeficient teplotní roztažnosti  $\alpha$ , sklon Clausius-Clapeyronovy křivky fázové rovnováhy  $\gamma_l$  pro  $l$ -tý fázový přechod a hustotní skok na fázovém rozhraní  $\delta \rho_l$ .  $\Gamma_l$  je fázová funkce (viz. Kapitola 1.4). Podle této rovnice je časová změna teploty (levá strana) dána tepelnou konvekcí (1. člen na pravé straně), adiabatickým zahříváním nebo ochlazováním (2. člen), teplem, které je spotřebováno nebo uvolněno během fázové transformace (3. člen), přenosem tepla kondukcí (4. člen), viskózní disipací energie (5. člen) a zahříváním vlivem rozpadu radioaktivních prvků (6. člen).

Náš model bude zahrnovat dva odlišné materiály, plášť a kůru, které budou mít různé reologické vlastnosti. Advekci kompozitně odlišného materiálu popisujeme následující rovnicí:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v_j \partial_j C = 0, \quad (9)$$

kde  $C$  je koncentrace materiálu kůry a nabývá hodnot 0 pro místa, kde se oceánská kůra nenachází a 1 pro místa v kůře.

K popisu systému výše uvedených rovnic potřebujeme dále stavovou rovnici, která charakterizuje změnu hustoty v závislosti na teplotě, koncentraci kompozitně odlišného materiálu a fázové funkci. V rámci rozšířené Boussinesquovy aproximace používáme linearizovanou stavovou rovnici:

$$\Delta\rho(T, C, \Gamma_l) = \rho_0 \left( -\alpha(T - T_0) + C \frac{\Delta\rho_c}{\rho_0} + \sum_l \frac{\delta\rho_l}{\rho_0} \Gamma_l \right), \quad (10)$$

kde  $\rho_0$  je referenční hustota při referenční teplotě  $T_0$  a  $\Delta\rho_c$  je hustotní kontrast materiálu o koncentraci  $C = 1$ , vůči materiálu s koncentrací  $C = 0$ . Poslední člen odpovídá změně hustoty při fázových přeměnách (van Hunen et al., 2004). Tyto variace hustoty uvažujeme pouze ve vztlačové síle v pohybové rovnici (6), v ostatních rovnicích vystupuje konstantní referenční hustota  $\rho_0$ .

Okrajové a počáteční podmínky nutné pro řešení soustavy rovnic (5) – (11) budou specifikovány dále v kapitole o dispozici modelu.

Abychom mohli řešit výše uvedený systém rovnic, potřebujeme dále znát vztah mezi napětím a rychlostí deformace. Předpokládáme, že se materiál pláště a kůry deformuje jako nelineární viskózní tekutina. Její viskozita je závislá na teplotě, tlaku a napětí. Takovýto materiál popisujeme následující rovnicí:

$$\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\eta_{ef}(T, p, \tau)\dot{\epsilon}_{ij}, \quad (11)$$

kde  $P$  je dynamický tlak,  $\delta_{ij}$  je Kroneckerovo delta,  $\eta_{ef}$  efektivní viskozita,  $p$  je hydrostatický tlak a  $\dot{\epsilon}_{ij}$  jsou složky tenzoru rychlosti deformace.

## 1.2 Reologie pláště a subdukované oceánské litosféry

V plášti (a plášťové litosféře) uvažujeme kompozitní model (van den Berg et al., 1993), kde efektivní viskozita kombinuje 3 deformační mechanismy; difuzní creep, dislokační creep a mocninný limitor napětí, jako aproximaci Peierlsova tečení (Androvičová et al. 2013).

### 1.2.1 Difuzní creep

Difuzní creep, neboli newtonovské tečení je lineární deformační mechanismus, kde je deformace realizována prostřednictvím migrace vakancí skrze krystalovou mřížku. Tento deformační mechanismus je citlivý na změny teploty a dominuje při vysokých homologických teplotách a nižších napětích. Obvykle se jedná o rozmezí napětí  $10^{-3} - 10^{-1}$  MPa (Kameyama et al., 1999).

Viskozita difuzního (newtonovského) tečení je Arrheniovskou funkcí teploty a tlaku (Karato a Wu, 1993; van Hunen, 2001).

$$\eta_{dif} = A_{dif}^{-1} \exp\left(\frac{E_{dif} + pV_{dif}}{RT}\right). \quad (12)$$

V tomto vztahu  $A_{dif}$  je pre-exponenciální parametr difuzního creepu,  $E_{dif}$  je aktivační energie difuzního creepu,  $p$  je hydrostatický tlak,  $V_{dif}$  je aktivační objem difuzního creepu,  $R$  je univerzální plynová konstanta a  $T$  je absolutní teplota. Viskozita difuzního creepu závisí také na velikosti zrna materiálu. V této práci se ale nebudeme explicitně zabývat velikostí zrna, předpokládáme, že se nemění a je tedy zahrnuta v parametru  $A_{dif}$ . Podle vztahu (12) viskozita difuzního creepu klesá se zvyšující se teplotou a naopak roste s tlakem.

### 1.2.2 Dislokační creep

Dalším mechanismem, který se podílí na deformaci pláště a kůry a je implementovaný v našem modelu, je mocninný deformační mechanismus, označovaný také jako dislokační creep. Deformace se v tomto případě realizuje prostřednictvím migrace bodových nebo lineárních poruch krystalové mříže, tzv. dislokací. Mechanismus se uplatňuje při relativně vysokých teplotách a vyšších napětích, než difuzní creep ( $10^{-1} - 10^2$  MPa).

Viskozita dislokačního creepu stejně jako u newtonovského tečení závisí exponenciálně na teplotě a tlaku, ale dále závisí také na rychlosti deformace (van Hunen, 2001).

$$\eta_{disl} = A_{disl}^{-1/n} \dot{\epsilon}_{\parallel}^{(1-n)/n} \exp\left(\frac{E_{disl} + pV_{disl}}{nRT}\right). \quad (13)$$

Zde  $A_{disl}$ ,  $E_{disl}$  a  $V_{disl}$  jsou pre-exponenciální parametr, aktivační energie a aktivační objem dislokačního tečení a  $\dot{\epsilon}_{\parallel}$  je druhý invariant tenzoru rychlosti deformace. Exponent  $n \sim 3.5$  (Kameyama et al. 1999). Druhý invariant tenzoru rychlosti deformace definujeme vztahem:

$$\dot{\epsilon}_{\parallel} = \frac{1}{2} \sqrt{\dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}}. \quad (14)$$

### 1.2.3 Limitor napětí

Při nízkých teplotách a vysokých napětích, tedy typicky v subdukované litosféře, se uplatňuje třetí mechanismus – Peierslovo tečení (Kameyama et al., 1999). V této práci používáme jeho efektivní aproximaci – mocninný limitor napětí (Androvičová et al., 2013).

Pro viskozitu limitoru platí vztah:

$$\eta_y = \sigma_y \dot{\epsilon}_y^{-(1/n_y)} \dot{\epsilon}_{\parallel}^{(1/n_y)-1}, \quad (15)$$

kde  $\dot{\epsilon}_y$  je referenční rychlost deformace a  $\sigma_y$  limit napětí, který nechceme překročit. Exponent  $n_y$  se obvykle volí v rozmezí 5 – 10. Limit napětí vychází z odhadu napětí v subdukované desce a obvykle jej uvažujeme v rozmezí  $10^8$  –  $10^9$  Pa.

### 1.2.4 Kompozitní reologický model

Náš reologický model vychází z předpokladu, že rychlosti deformace odpovídající jednotlivým mechanismům se sčítají do celkové efektivní rychlosti deformace:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{ef} = \dot{\epsilon}_{ij}^{dif} + \dot{\epsilon}_{ij}^{disl} + \dot{\epsilon}_{ij}^L \quad (16)$$

Z toho pak plyne, že celkovou (efektivní) viskozitu dostaneme z viskozit jednotlivých mechanismů podle vztahu (van den Berg et al., 1993):

$$\eta_{ef} = \left( \frac{1}{\eta_{dif}} + \frac{1}{\eta_{disl}} + \frac{1}{\eta_y} \right)^{-1}. \quad (17)$$

V tomto vztahu je  $\eta_{ef}$  efektivní viskozita a na pravé straně rovnice vystupují převrácené hodnoty viskozit jednotlivých mechanismů. Jak vyplývá ze vztahu (17), čím menší hodnotu viskozity bude nějaký z mechanismů mít, tím více se při deformaci uplatní.

### 1.3 Reologický popis kůry

Reologický model kůry je jednodušší než výše popsany model pro plášť. Předpokládáme, že se v ní uplatní pouze mocninné dislokační tečení (Ranalli, 1995) s viskozitou  $\eta_{disl}^c$  podle vztahu:

$$\eta_{disl}^c = A_c^{-1/n} \dot{\epsilon}_{\parallel}^{(1-n_c)/n_c} \exp\left(\frac{E_c + pV_c}{n_c RT}\right), \quad (18)$$

kde  $A_c$ ,  $n_c$ ,  $E_c$  a  $V_c$ , jsou pre-exponenciální parametr, exponent, aktivační energie a aktivační objem pro dislokační tečení v kůře. Pokud napětí dosáhne stanoveného limitu  $\sigma_y^c$ , uplatní se plastická deformace s viskozitou:

$$\eta_{pl} = \frac{\sigma_y^c}{2\dot{\epsilon}_{\parallel}}. \quad (19)$$

Zde  $\sigma_y^c$  je limit napětí v kůře.

Limit napětí  $\sigma_y^c$  s hloubkou roste podle vztahu:

$$\sigma_y^c = \tau_c + \mu p, \quad (20)$$

kde  $\tau_c$  je koheze a  $\mu$  je gradient napětí s tlakem.

Efektivní viskozita je limitovaná viskozitou pseudoplastickou:

$$\eta_{ef} = \min(\eta_{disl}^c, \eta_{pl}). \quad (21)$$



## 1.4 Fázové přechody

V našem modelu jsou implementovány dva hlavní fázové přechody, které významně ovlivňují deformaci subdukovaných desek. První z nich se nachází v hloubce 410 km a odpovídá polymorfní fázové přeměně koncového členu olivínové řady, forsteritu ( $\alpha - Mg_2SiO_4$ ), na jeho hustší fázi wadsleyit ( $\beta - Mg_2SiO_4$ ). V hloubce 660 km pak dochází k fázové transformaci ringwooditu<sup>1</sup> ( $\gamma - (Mg, Fe^{2+})_2SiO_4$ ) na bridgmanit ( $Mg, Fe$ ) $SiO_3$  a magnesiowüstit ( $Mg, Fe$ ) $O$ . Oba tyto fázové přechody jsou charakterizovány strmým nárůstem hustoty o 5 – 10%. Tlakově-teplotní podmínky pro fázový přechod jsou dané průběhem Clausius-Clapeyronovy křivky fázové rovnováhy, která je popsána následující rovnicí:

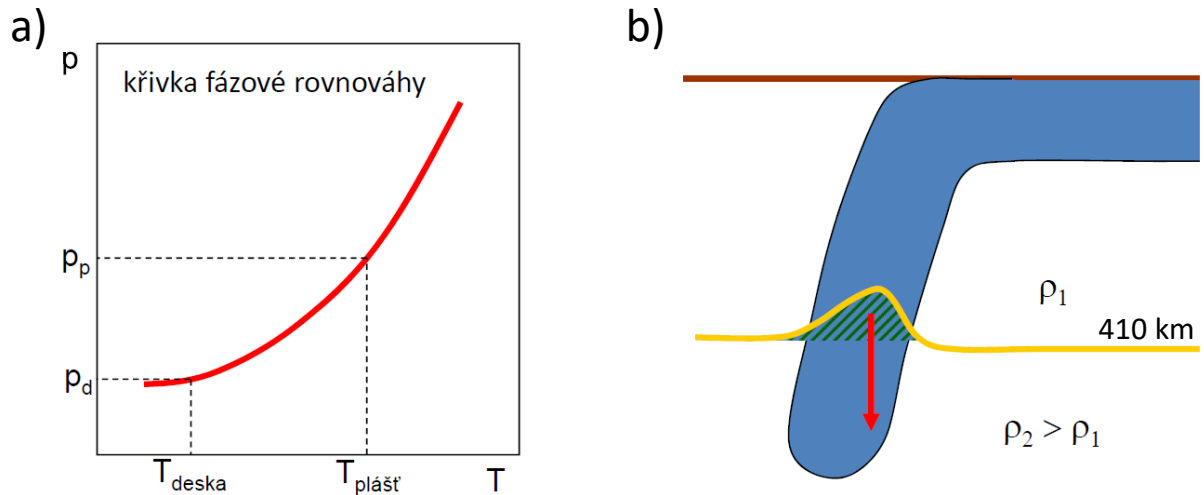
$$\gamma = \frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta V}, \quad (22)$$

kde  $\gamma$  je sklon Clausius-Clapeyronovy křivky,  $P$  je tlak,  $T$  je teplota,  $\Delta S$  je změna entropie a  $\Delta V$  je změna objemu při fázové přeměně. Fázový přechod v hloubce 410 km je exotermní, uvolňuje se při něm tedy latentní teplo. To znamená, že entropie (míra neuspořádanosti) bude klesat a jelikož zde materiál přechází do hustší fáze, bude klesat i objem. Sklon křivky fázové rovnováhy  $\gamma$  tedy bude kladný (Obr 1). Jak demonstruje Obr. 1a., ve studenější zanořené desce dojde k fázovému přechodu při nižším tlaku a tudíž i v menší hloubce. Fázové rozhraní bude deformováno směrem nahoru (Obr. 1b). Zeleně vyšrafovaný materiál je tedy hustší oproti okolnímu plášti nacházejícímu se nad fázovým přechodem. Tato hustotní variace způsobuje urychlení desky směrem do spodního pláště. Naopak při endotermním fázovém přechodu v hloubce 660km se latentní teplo spotřebovává, což má za následek nárůst entropie a jelikož objem stejně jako v předchozím případě klesá, má křivka fázové rovnováhy záporný sklon  $\gamma$  (viz Obr. 2a.). Fázové rozhraní je pak ve studenější desce deformované směrem dolů (Obr.2b) a materiál subdukující desky, který se ještě netransformoval (zeleně vyšrafovaná oblast na Obr.2b) tak má menší hustotu. Dodatečná vztlková síla pak desku na tomto přechodu zpomaluje.

---

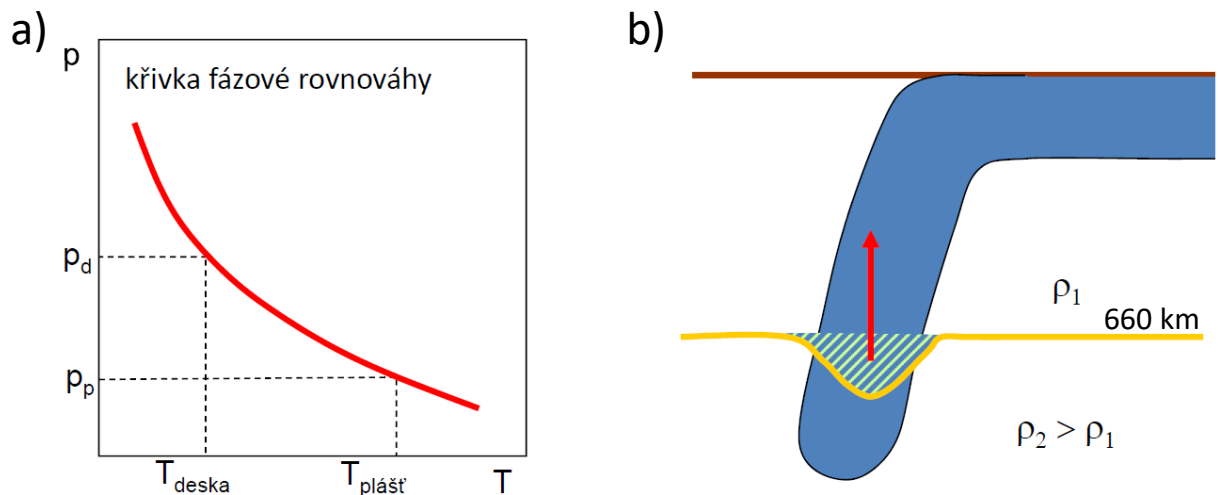
<sup>1</sup> Ringwoodit vzniká polymorfní přeměnou z wadsleyitu okolo 500 km pod povrchem

## Fázový přechod v hloubce 410 km



Obr. 1: Na panelu a) je naznačen průběh Clausius-Clapeyronovy křivky fázové rovnováhy pro exotermní fázový přechod. Horizontální osa odpovídá teplotě a osa vertikální tlaku. Na panelu b) je znázorněn vliv fázového přechodu na procházející subdukovanou desku. Poloha fázového rozhraní je znázorněna žlutě. Zeleně šrafovaná oblast představuje hustší materiál oproti okolnímu plášti nacházejícímu se nad fázovým přechodem.

## Fázový přechod v hloubce 660 km



Obr. 2: Na panelu a) je naznačen průběh Clausius-Clapeyronovy křivky fázové rovnováhy pro endotermní fázový přechod. Horizontální osa odpovídá teplotě a osa vertikální tlaku. Na panelu b) je znázorněn vliv fázového přechodu na procházející subdukovanou desku. Poloha fázového rozhraní je znázorněna žlutě. Zeleně šrafovaná oblast představuje méně hustý materiál oproti okolnímu plášti nacházejícímu se pod fázovým přechodem.

V našem numerickém modelu je vliv fázových přechodů zahrnut pomocí fázové funkce  $\Gamma_l$  (Christensen a Yuen, 1985), kde  $l$  značí fázový přechod v hloubce 410 km nebo 660 km. Fázová funkce nabývá hodnoty mezi 0 – 1, a udává objemový poměr fáze s větší hustotou.

Zde používáme harmonickou parametrizaci fázové funkce (van Hunen, 2001):

$$\Gamma_l = \frac{1}{2} \left( 1 + \sin \left( \pi \frac{z - z_{ph}^l(T)}{d_{ph}} \right) \right). \quad (23)$$

V tomto vztahu je  $z$  hloubka a  $d_{ph}$  je šířka přechodové zóny, jejíž hodnota je zvolena na 20 km. Teplotně závislá hloubka fázového rozhraní  $z_{ph}^l(T)$  je dána vztahem:

$$z_{ph}^l(T) = z_0^l + \frac{1}{\rho_0 g} \gamma_l (T(z_0^l) - T_0^l), \quad (24)$$

kde  $z_0^l$  je referenční hloubka fázového přechodu při referenční teplotě  $T_0^l$ .

## 1.5 Řešení rovnic

Systém rovnic (5) – (11) a (23), který byl popsán v předchozích podkapitolách, je řešen pomocí programového balíku SEPRAN (Segal a Praagman, 2005), který k výpočtům používá metodu konečných prvků. V každém časovém kroku je Stokesův problém (rovnice kontinuity (5), pohybová rovnice (6), stavová rovnice (10) a reologický vztah (11)) řešen metodou penaltové funkce (Segal 1993; Cuvelier et al., 1986) a Picardových iterací pro nelineární reologii (van den Berg et al., 1993). Časová integrace termální rovnice (8) je realizována metodou prediktor-korektor s implicitním Eulerovým schématem v predikčním a Crank–Nicholsonovým schématem 2.řádu v korekčním kroku. Integrační časový krok je stanoven na základě CFL (Courant-Friedrichs-Lewyho) kritéria (van den Berg et al., 1993). Pro advekci kompozice (rovnice (9)) prostřednictvím transportu materiálových bodů (tracerů) používáme Runge-Kuttovo schéma.

**Tabulka 1 – Modelové parametry**

Symbol	význam	hodnota	jednotky
$\rho$	Hustota	-	kg m <sup>-3</sup>
$\rho_0$	Referenční hustota při referenční teplotě $T_0$	3416	kg m <sup>-3</sup>
$\Delta\rho_c$	Hustotní kontrast materiálu		kg m <sup>-3</sup>
$S$	Entropie (míra neuspořádanosti)	-	J K <sup>-1</sup>
$T$	Teplota	-	K
$T_0$	Teplota povrchu	273	K
$T_{2000km}$	Teplota ve 2000 km	2132	K
$\vec{v}$	Rychlost		m s <sup>-1</sup>
$\vec{g}$	Tíhové zrychlení	9.8	m s <sup>-2</sup>
$\vec{\Omega}$	Úhlová rychlost rotace	-	rad s <sup>-1</sup>
$\epsilon$	Vnitřní zdroje energie na jednotku hmotnosti	-	J kg <sup>-1</sup>
$\vec{q}$	Tepelný tok	-	W m <sup>-2</sup>
$H$	Radioaktivní zdroje tepla	-	-
$R$	Univerzální plynová konstanta	8.31	J mol <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$C$	Koncentrace	-	-
$c_p$	Měrná tepelná kapacita	-	J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$\alpha_0$	Koeficient tepelné roztažnosti na povrchu	3×10 <sup>-5</sup>	K <sup>-1</sup>
$t$	Čas	-	s
$P$	Dynamický tlak	-	Pa
$p$	Totální tlak	-	Pa
$\overleftrightarrow{\tau}$	Cauchyho tenzor napětí	-	Pa
$\tau_{ij}$	Složky tenzoru napětí	-	Pa
$\sigma_y$	Limit napětí	10 <sup>8</sup> - 10 <sup>9</sup>	Pa
$n_y$	Exponent limitu napětí	5-10	-
$\dot{\epsilon}_{ij}$	Složky tenzoru rychlosti deformace	-	s <sup>-1</sup>
$\dot{\epsilon}_{ij_{ef}}$	Složky tenzoru efektivní rychlosti deformace	-	s <sup>-1</sup>
$\dot{\epsilon}_{ij_{dif}}$	Složky tenzoru rychlosti deformace difuzního creepu	-	s <sup>-1</sup>
$\dot{\epsilon}_{ij_{disl}}$	Složky tenzoru rychlosti deformace dislokačního creepu	-	s <sup>-1</sup>
$\dot{\epsilon}_{ij_L}$	Složky tenzoru rychlosti deformace limitoru napětí	-	s <sup>-1</sup>
$\dot{\epsilon}_{  }$	Druhý invariant tenzoru rychlosti deformace	-	s <sup>-1</sup>

$\eta$	Viskozita	-	Pa s
$\eta_0$	Referenční viskozita	$10^{21}$	Pa s
$\eta_{ef}$	Efektivní viskozita	-	Pa s
$\eta_{dif}$	Viskozita difuzního creepu	-	Pa s
$\eta_{disl}$	Viskozita dislokačního creepu	-	Pa s
$\eta_y$	Viskozita limitu napětí	-	Pa s
$\gamma_{410km}$	Sklon Clausius-Clapeyronovi křivky v hloubce 410 km	2	MPa K <sup>-1</sup>
$\gamma_{660km}$	Sklon Clausius-Clapeyronovi křivky v hloubce 660 km	-2.5	MPa K <sup>-1</sup>
$\delta_{\rho_{410km}}$	Hustotní skok na fázovém rozhraní v hloubce 410 km	273	kg m <sup>-3</sup>
$\delta_{\rho_{660km}}$	Hustotní skok na fázovém rozhraní v hloubce 660 km	341	kg m <sup>-3</sup>
$\Gamma_l$	Fázová funkce fázového rozhraní	-	km
$z$	Hloubka		km
$z_{ph}^l(T)$	Teplotně závislá hloubka fázového rozhraní		km
$z_0^l$	Referenční hloubka fázového rozhraní při referenční teplotě $T_0^l$	0-1	km
$d_{ph}$	Šířka přechodové zóny	20	km

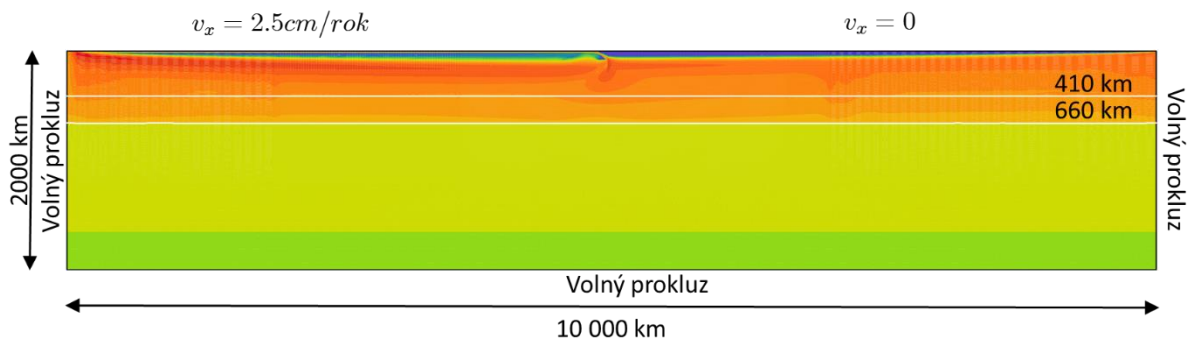
## 2 Popis dispozice modelu

Naše dvojrozměrná obdélníková oblast je 10 000 km široká a sahá od povrchu do hloubky 2000 km. Subdukovaná deska se táhne od středoocéánského hřbetu, který je umístěný v levém horním rohu, až do místa konvergentního rozhraní, které se nachází v polovině horní hranice modelové oblasti. Stáří subdukované desky v místě kontaktu s nadložní deskou je 100 milionů let. Nadložní deska se táhne z druhého středoocéánského hřbetu, umístěného v pravém horním rohu a její stáří v subdukční oblasti je 50 milionů let. Mechanické oddělení desek je zabezpečeno nízkoviskózní kůrou, která je předepsána na povrchu subdukující desky. V této práci pracujeme s kůrou mocnou 10, 15 a 20 km. Pozice kompozitně odlišného materiálu (kůry) je sledována pomocí materiálových bodů (tracerů). V modelu je implementováno 1 000 000 materiálových bodů, které jsou rovnoměrně rozmístěny za pomoci generátoru náhodných čísel. Náš model zahrnuje dva hlavní fázové přechody v hloubce 410 a 660 km (viz kapitola 1.4). Protože iniciace procesu subdukce je velmi komplikovaný problém a není předmětem této práce, potřebujeme mít na počátku simulace subdukující desku již částečně zanořenou v plášti, aby její tah zaručil konzistentní pokračování procesu. Abychom toho dosáhli, provádíme nejdříve krátký iniciální kinematický běh, ve kterém na horní hranici subdukující desky předepisujeme horizontální rychlost o hodnotě  $v_x = 2.5$  cm/rok. Nadložní deska se v tomto předběžném výpočtu nepohybuje, její horizontální rychlost  $v_x = 0$ . Na celé horní hranici je vertikální rychlost  $v_y = 0$ . Na spodní a obou vertikálních hranicích je předepsán nepropustný volný prokluz, tedy nulové tečné tření a nulová normálová rychlost (viz Obr. 3). Počáteční rozložení teploty pro tento iniciální běh kombinuje poloprostorový model v mělkých hloubkách s adiabatickým profilem o potenciální teplotě 1300°C pod litosférickými deskami. V iniciálním běhu je deska po dobu 6 Ma nucena subdukovat a postupně proniká do hloubky asi 200 km.

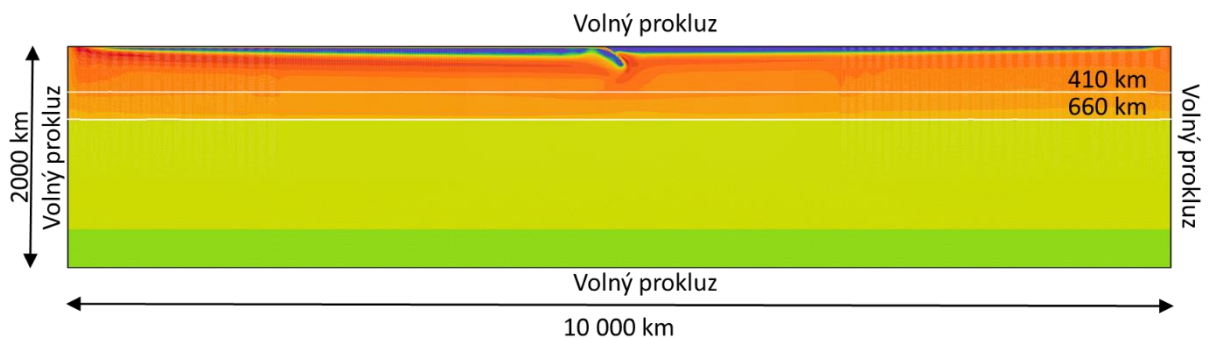
Po skončení tohoto iniciálního běhu je kinematická okrajová podmínka na povrchu vypnuta a je nahrazena nepropustným volným prokluzem, stejně jako je tomu na zbylých hranicích oblasti (Obr. 4). Rozložení teploty, odpovídající poslednímu kroku iniciálního běhu, je poté použito jako počáteční podmínka pro první krok

modelových simulací. Radioaktivní zdroje tepla neuvažujeme. Okrajové podmínky pro teplotu předepisujeme následovně.

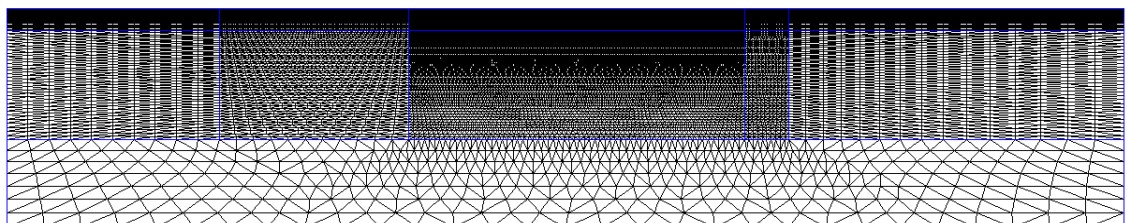
Na vertikálních hranicích předepisujeme nulový tepelný tok a na horizontálních hranicích předepisujeme konstantní teplotu. Na horní hranici  $T_0 = 273$  K a teplota spodní hranice  $T_{2000km} = 2132$  K. Teplota spodní hranice modelové oblasti odpovídá teplotě adiabaty s potenciální teplotou  $1300^\circ\text{C}$  v hloubce 2000 km.



Obr. 3: Dispozice kinematického běhu. Na spodní a bočních hranicích je jako hraniční podmínka předepsán nepropustný volný prokluz. Na horní hranici je na oceánské desce předepsána horizontální rychlost 2.5 cm/rok. Na snímku je zobrazena viskozita, která je spočtena z počátečního rozložení teploty.



Obr. 4: Dispozice modelových simulací. Na všech hranicích je předepsána jako hraniční podmínka nepropustný volný prokluz. Na snímku je zobrazena viskozita odpovídající rozložení teploty v posledním okamžiku iniciálního kinematického běhu.



Obr. 5: Síť pro metodu konečných prvků. Největší rozlišení sítě se nachází v oblasti kontaktu desek. Velikost elementů poté postupně klesá jak laterálně, tak i s hloubkou.

Řešení systému rovnic (kapitola 1.5) je realizováno na nerovnoměrné výpočetní síti (Obr. 5). Největší rozlišení sítě (3,5 km) se nachází v oblasti kontaktu desek, kde bude docházet k deformaci subdukující desky.

Velikost elementů poté postupně roste jak laterálně, tak i s hloubkou až na minimální rozlišení 40 km ve spodní části modelu, kde bude docházet pouze k pomalému dlouhodobému tečení mimo subdukující desku.

## 2.1 Reologické parametry

Náš model zahrnuje dva kompozitně odlišné materiály, plášť (zahrnující plášťovou litosféru) a kůru, které mohou mít rozdílné reologické parametry. Svrchní plášť je ve všech modelech reprezentován materiálem, jehož reologické parametry vycházejí z experimentu na olivínu (Hirth a Kohlstedt, 2003). Jak bylo popsáno v kapitole 1.2 je reologický model pláště a subdukované oceánské litosféry kombinací tří deformačních mechanismů (difuzní creep, dislokační creep a mocninný limitor napětí). Parametry těchto mechanismů jsou uvedeny v tabulce 2A. Ve spodním plášti se obvykle nepředpokládají nelineární deformační mechanismy (Karato et al., 1995). Předepisujeme tam tedy jen newtonovský deformační mechanismus (tabulka 2B) s parametry odvozenými z rychlosti propadání utržených paleosubdukcí (Čížková et al., 2012). Co se týče reologie kůry, v první referenční sadě modelů (kapitola 4), předepisujeme v kůře konstantní viskozitu a testujeme vliv velikosti této viskozity. Druhá sada modelů tvoří hlavní část této práce – v nich uvažujeme realističtější a složitější popis reologických vlastností kůry. V těchto pokročilejších modelech s nelineární reologií kůry uvažujeme v kůře kombinaci dvou deformačních mechanismů; dislokační creep a pseudoplastickou deformaci (viz kapitola 1.3). Parametry dislokačního creepu a pseudoplastické deformace pro tyto modely druhé sady (model 1, model 2, model 3), vycházejí z experimentů na kvarcitu (Liao et al., 2017; Ranalli, 1995). Tyto tři modely se liší velikostí koheze a gradientu napětí s tlakem – model 1 používá  $\tau_c = 10^7$  Pa a  $\mu = 0.1$  (Liao et al., 2017), v modelech 2 a 3 pak testujeme vliv dvakrát vyšší a dvakrát nižší koheze a gradientu napětí s hloubkou (viz. Tabulka 2C, 2D a 2E). V modelu 4 uvažujeme parametry dislokačního creepu podle (Shelton a Tullis, 1981; van Hunen et al., 2000) (tabulka 2F). Parametry pseudoplastické deformace v modelu 4 jsou stejné jako v případě referenčního modelu 1.



Tabulka 2 – Reologické parametry

Symbol	význam	hodnota	jednotky
<b>A) Reologické parametry- svrchní plášť a oceánská litosféra</b>			
$A_{dif}^{sv}$	Pre-exponenciální parametr difuzního creepu <sup>a</sup>	$1 \times 10^{-9}$	$\text{Pa}^{-1} \text{s}^{-1}$
$A_{disl}^{sv}$	Pre-exponenciální parametr dislokačního creepu <sup>a</sup>	$31.5 \times 10^{-18}$	$\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$
$E_{dif}^{sv}$	Aktivační energie difuzního creepu <sup>a</sup>	$3.35 \times 10^5$	$\text{J mol}^{-1}$
$E_{disl}^{sv}$	Aktivační energie dislokačního creepu <sup>a</sup>	$4.8 \times 10^5$	$\text{J mol}^{-1}$
$V_{dif}^{sv}$	Aktivační objem difuzního creepu <sup>a</sup>	$4.0 \times 10^{-6}$	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
$V_{disl}^{sv}$	Aktivační objem dislokačního creepu <sup>a</sup>	$11 \times 10^{-6}$	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
$n^{sv}$	Exponent dislokačního creepu	3.5	-
$\sigma_y^{sv}$	Limit napětí	$2-5 \times 10^8$	Pa
$\dot{\epsilon}_y^{sv}$	Referenční rychlost deformace	$1 \times 10^{-15}$	$\text{s}^{-1}$
$n_y^{sv}$	Exponent limitu napětí	10	-
<b>B) Reologické parametry – spodní plášť</b>			
$A_{dif}^{sp}$	Pre-exponenciální parametr dislokačního creepu <sup>c</sup>	$1.3 \times 10^{-16}$	$\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$
$E_{dif}^{sp}$	Aktivační energie dislokačního creepu <sup>c</sup>	$2 \times 10^5$	$\text{J mol}^{-1}$
$V_{dif}^{sp}$	Aktivační objem dislokačního creepu <sup>c</sup>	$1.1 \times 10^{-6}$	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
<b>C) Reologické parametry kůry-model 1</b>			
$A_c$	Pre-exponenciální parametr dislokačního creepu <sup>b</sup>	$2.5 \times 10^{-17}$	$\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$
$E_c$	Aktivační energie dislokačního creepu <sup>b</sup>	$1.54 \times 10^5$	$\text{J mol}^{-1}$
$V_c$	Aktivační objem dislokačního creepu <sup>b</sup>	0	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
$n$	Exponent dislokačního creepu	2.3	-
$\tau_c$	Koheze <sup>b</sup>	$1 \times 10^7$	Pa
$\mu$	Gradient napětí s hloubkou <sup>b</sup>	0.1	-

**D) Reologické parametry kůry-model 2**

$A_c$	Pre-exponenciální parametr dislokačního creepu <sup>b</sup>	$2.5 \times 10^{-17}$	$\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$
$E_c$	Aktivační energie dislokačního creep <sup>b</sup>	$1.54 \times 10^5$	$\text{J mol}^{-1}$
$V_c$	Aktivační objem dislokačního creepu <sup>b</sup>	0	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
$n$	Exponent dislokačního creepu	2.3	-
$\tau_c$	Koheze <sup>b</sup>	$2 \times 10^7$	Pa
$\mu$	Gradient napětí s hloubkou <sup>b</sup>	0.2	-

**E) Reologické parametry kůry-model 3**

$A_c$	Pre-exponenciální parametr dislokačního creepu <sup>b</sup>	$2.5 \times 10^{-17}$	$\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$
$E_c$	Aktivační energie dislokačního creepu <sup>b</sup>	$1.54 \times 10^5$	$\text{J mol}^{-1}$
$V_c$	Aktivační objem dislokačního creepu <sup>b</sup>	0	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
$n$	Exponent dislokačního creepu	2.3	-
$\tau_c$	Koheze <sup>b</sup>	$0.5 \times 10^7$	Pa
$\mu$	Gradient napětí s hloubkou <sup>b</sup>	0.05	-

**F) Reologické parametry kůry-model 4**

$A_c$	Pre-exponenciální parametr dislokačního creepu <sup>e</sup>	$8.8 \times 10^{-25}$	$\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$
$E_c$	Aktivační energie dislokačního creepu <sup>d</sup>	$2.6 \times 10^5$	$\text{J mol}^{-1}$
$V_c$	Aktivační objem dislokačního creepu <sup>e</sup>	10	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
$n$	Exponent dislokačního creepu <sup>d</sup>	3.4	-
$\tau_c$	Koheze <sup>b</sup>	$2 \times 10^7$	Pa
$\mu$	Gradient napětí s hloubkou <sup>b</sup>	0.2	-

<sup>a</sup> Reologické parametry olivínu (Hirth a Kohlstedt, 2003)

<sup>b</sup> Reologické parametry kvarcitu (Liao et al., 2017; Ranalli, 1995)

<sup>c</sup> Reologické parametry materiálu spodního pláště (Čížková et al., 2012)

<sup>d</sup> Reologické parametry diabasu (Shelton a Tullis, 1981)

<sup>e</sup> Reologické parametry diabasu (van Hunen et al., 2000)

### 3 Geologie oceánské kůry:

Oceánská kůra vzniká v oblastech středooceánských hřbetů. Díky plášťové konvekci začne docházet na bázi litosféry (70-100 km) k parciální anatexi materiálu, který dále, díky gravitační nestabilitě, stoupá přes kůru až k povrchu. Jedná se o překročení křivky solidu. Teplotně tlakové podmínky pro tuto křivku jsou popsány Clausius Clapeyronovou rovnicí. Kůra v oblasti oceánů se vyznačuje poměrně jednoduchou strukturou a také vyšší hustotou ( $3 \text{ g/cm}^3$ ) oproti kůře kontinentální ( $2.7 \text{ g/cm}^3$ ). Za předpokladu splnění izostatické rovnováhy musí mít také nutně oceánská kůra menší mocnost, která se v průměru pohybuje mezi 6 – 7 km. Tloušťka kůry je nejmenší v oblasti středooceánských hřbetů a postupně laterálně s chladnutím materiálu roste. Struktura oceánské kůry, byla určena hlavně na základě seismického pozorování, díky popisu vrtných jader hlubokomořských vrtů a také díky pozorování ofiolitových komplexů (sekvenci hornin oceánské kůry vyzdvižená na povrch). Obyčejně se série hornin oceánského dna dělí na 3 vrstvy (White a Klein, 2014) (Karson, 2002), sedimentární vrstvu, vrstvu polštářových láv a žilného komplexu a vrstvu kumulátových gaber.

#### 3.1 Sedimentární vrstva

Skladba této vrstvy je velice proměnlivá v závislosti na několika faktorech – klimatu dané oblasti, hloubce oceánu a vzdálenosti od kontinentů. Mocnost sedimentárního pokryvu není konstantní. Nejmenší tloušťky dosahuje v abyssálních oblastech (tj. v oblastech mezi středooceánskými hřbeti a subdukčními oblastmi), naproti tomu největší mocnost nabývá v blízkosti kontinentů, kde může být ovlivněná přínosem říčních sedimentů. Daleko od kontinentů můžeme předpokládat přítomnost hlubokomořských jíílů, které se sem dostaly ve formě suspenze, radiolarity<sup>2</sup> a v hloubkách menších nežli je CCD<sup>3</sup>, také karbonáty. Jak již bylo naznačeno, říční systém může dodávat značné množství klastického materiálu do oblasti blízko kontinentů a tedy i do oblastí subdukčních zón. Tento předpoklad ovšem nemusí být splněn za všech okolností. Pokud se bude jednat o oblast s aridním

---

<sup>2</sup> Radiolarit-silicát vzniklý akumulací schránek radiolárií (mořští planktonní prvoci)

<sup>3</sup> CCD (carbonate compensate depth)-hloubka pod kterou nedochází ke krystalizaci karbonátů

klimatem, nebo pokud bude materiál zachycován v zaobloukové oblasti, bude přísun materiálu značně omezen (Seibold a Berger, 1984).

### 3.2 Vrstva polštářových láv a žilného komplexu

Polštářové bazaltové lávy vznikají prudkým ochlazením bazaltového magmatu při kontaktu s mořskou vodou. Díky rychlému zchlazení a tedy i menšímu časovému intervalu na krystalizaci se vytváří jemnozrnná sklovitá slupka. S nárůstem hloubky dochází ke zvětšování krystalů bazaltu, který překrývá sekvenci paralelních diabasových žil (sheeted dike complex). Podle (Carbotte a Scheirer, 2004) se mocnost této vrstvy pohybuje od 1 do 3 km.

### 3.3 Vrstva kumulátových gaber

Poslední a zároveň nejvíce mocnou vrstvou, která se nachází v oceánské kůře a je tedy i kontaktní vrstvou se svrchním pláštěm je vrstva skládající se z kumulátových gaber. Jedná se o páskované horniny, které vznikají gravitační segregací při krystalizaci. Mocnost vrstvy se pohybuje v rozmezí 3.5 – 5.5 km (White a Klein, 2014).

### 3.4 Mineralogické složení oceánské kůry

Cílem této diplomové práce není podrobný mineralogický popis hornin nacházejících se na dně oceánů. Složení bazaltů nacházejících se na středoocéánských hřbetech se liší od složení bazaltů vznikajících jiným způsobem a také složení gaber může být značně proměnlivé. Z pohledu této práce je nutné znát pouze zastoupení hlavních minerálů pro správné zvolení reologického popisu. U obou výše zmíněných hornin se jedná o bazické až ultrabazické horniny, které mají obsah  $SiO_2$  okolo 50% nebo menší. Hlavními minerály tvořícími tholeitický bazalt (typ bazaltu, vyskytující se, v oceánské kůře) jsou vápenaté plagioklasy (labradorit, bytownit a anortit) a pyroxeny. Vzhledem k tomu, že gabro je hlubinným ekvivalentem bazaltu, můžeme očekávat obdobné složení, jak bylo popsáno výše (Le Maitre, 2002).

Geologické složení oceánské kůry je tedy značně komplikované. Experimenty zaměřené na získání reologických parametrů materiálu kůry v podmínkách odpovídajících subdukci jsou ale problematičtější. Deformaci materiálu totiž výrazně ovlivňují procesy spojené s dehydratací a částečným natavením (Mackwell et al., 1998). V souladu s několika předchozími studiemi zaměřenými na numerické modelování subdukce jsme v naší práci proto použili parametry změřené na nesaturovaném diabasu (Shelton a Tullis, 1981) opravené o předpokládaný efekt hydratace (van Hunen et al, 2000), případně parametry saturovaného kvarcitu použité v numerickém modelu subdukce v práci (Liao et al., 2017) pro svrchní kůru.

## 4 Modely subdukce s konstantní viskozitou kůry

V numerických modelech subdukce již bylo dříve ukázáno, že (konstantní) viskozita kůry – vrstvy, která mechanicky odděluje subdukující a nadložní desku – má klíčový vliv nejen na rychlost zanořující se desky (Androvičová et al., 2013), ale také na její deformaci v přechodové oblasti a na její schopnost pronikat do spodního pláště (Čížková a Bina, 2013; Goes et al., 2017). V této kapitole se budeme detailně zabývat modely s konstantní viskozitou kůry o hodnotách  $10^{20}$ ,  $5 \times 10^{20}$  a  $10^{21}$  Pa s, pro její různé mocnosti 10, 15 a 20 km. Naším cílem je kvantifikovat společný vliv těchto dvou parametrů na rychlost subdukující desky a na rychlost retrográdního pohybu subdukčního příkopu. Vedle reologických parametrů kůry, subdukci samozřejmě ovlivňují i další modelové parametry, např. průběh viskozity s hloubkou, parametry charakterizující fázové přechody a limit napětí, který omezuje viskozitu nejchladnějších částí subdukující litosféry, či stáří desky. Vliv těchto veličin byl již diskutován v řadě studií (např. Christensen, 1996; Garel et al., 2014; Yoshioka a Naganoda, 2010; Arredondo a Billen, 2017). V rámci této práce není prostor věnovat se všem těmto parametrům. Abychom ale ověřili, že mají naše výsledky obecnější platnost, otestujeme vliv jednoho z klíčových parametrů – limitu napětí. Výpočty budeme provádět pro dvě hodnoty tohoto limitu  $2 \times 10^8$  a  $5 \times 10^8$  Pa.

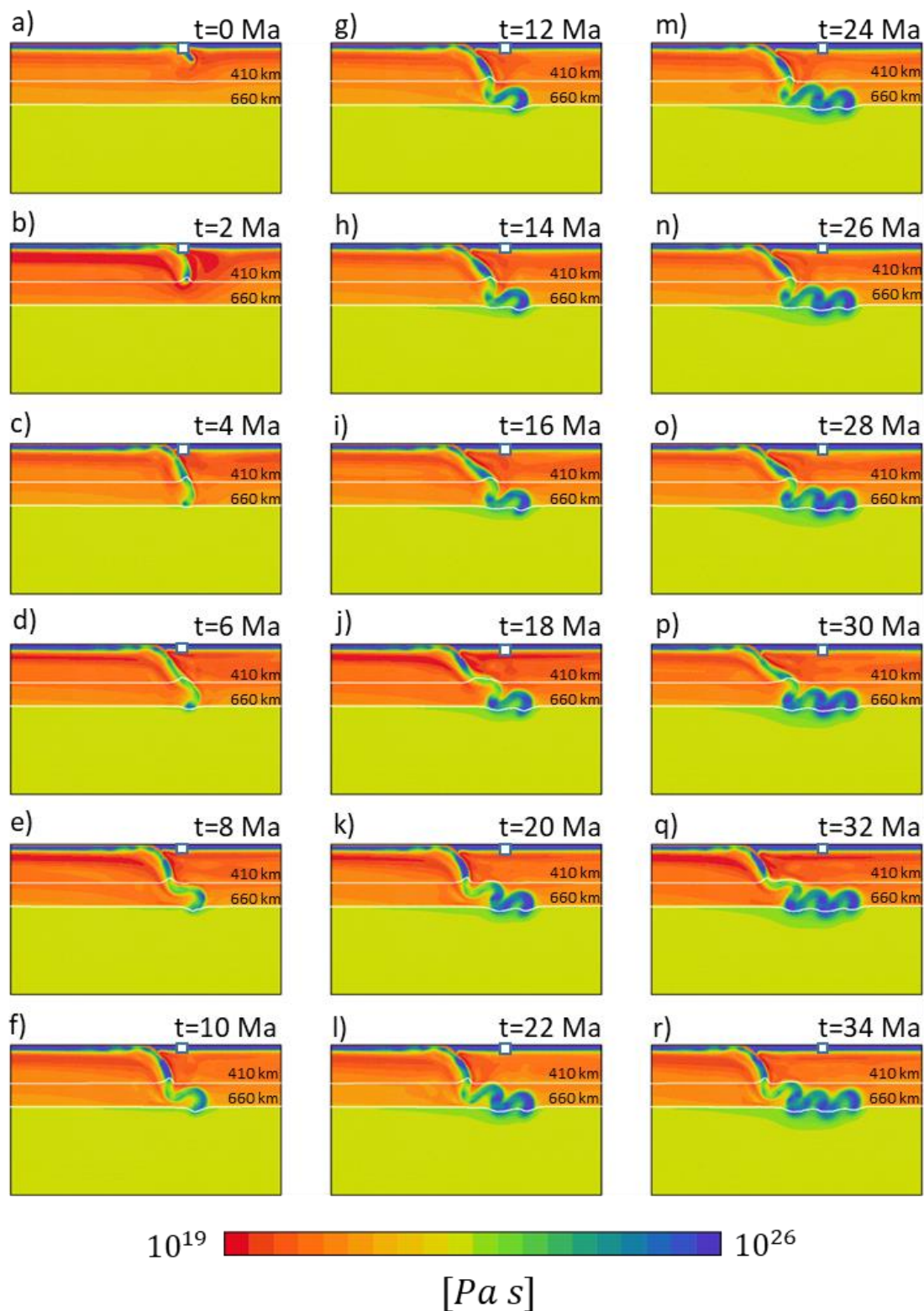
### 4.1 Modely s limitem napětí $2 \times 10^8$ Pa

Nejprve se podíváme na výsledky modelů s nižším limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa. Časový vývoj subdukce a její deformaci v plášti podrobněji ukážeme pro model s mocností kůry 10 km a viskozitou kůry  $10^{20}$  Pa s. Na Obr.6 je 18 snímků viskozity, které charakterizují časový vývoj subdukce oceánské desky od počátku, po dobu 34 milionů let. Obr. 7, pak pro stejný model ukazuje časový průběh rychlosti subdukující desky. Rychlost je měřena na povrchu, nalevo od subdukčního příkopu. Na počátku (Obr.6a) subdukovaná deska zasahuje do hloubky přibližně 200 km. Začíná se zanořovat a po 2 milionech let se dostává do hloubky 410 km.

Díky vlivu exotermního fázového přechodu (kapitola 1.4) dochází k výraznému urychlení desky (první maximum v Obr. 7, označené zelenou šipkou).

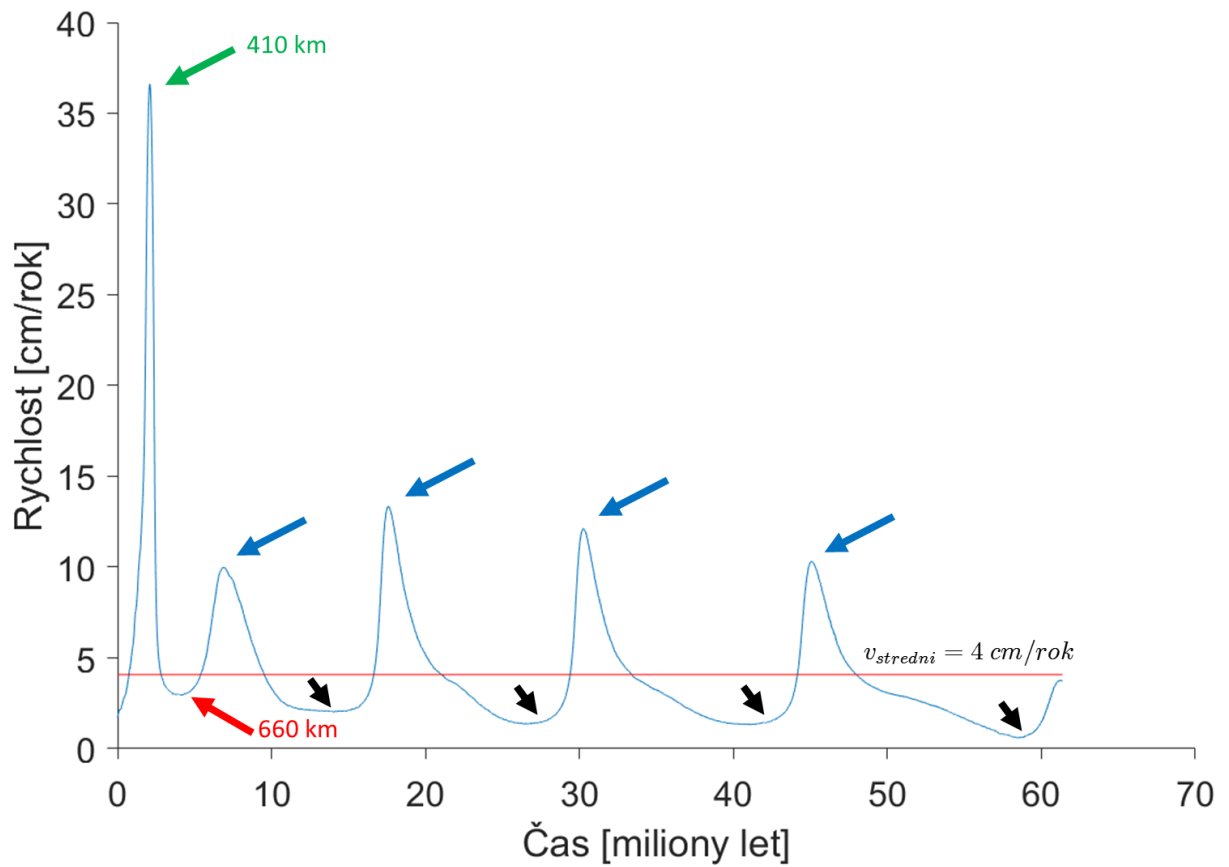
Deska dále pokračuje ke spodní hranici svrchního pláště a zpomaluje se díky vlivu endotermního fázového přechodu v hloubce 660 km kombinovaného s vlivem nárůstu viskozity ve spodním plášti (Obr.6c a minimum označené červenou šipkou na Obr. 7). Ve chvíli, kdy je zanořování desky takto zbrzděno, začne se díky tomu, že deska je stará a těžká, subdukční příkop pohybovat proti směru subdukce (rollback). Tento rollback generuje relativně vysoké rychlosti deformace v desce v oblasti okolo 410 km, díky nelineární reologii zde poklesne viskozita desky, a začne se vyvíjet první sklad desky (Obr.6d). Na mělkou část zanořující se desky se tak již nepřenáší rezistence rozhraní v hloubce 660 km a deska se začne pohybovat rychleji (1. modrou šipkou označené maximum na Obr. 7), dokud 1. sklad nedorazí na endotermní fázové rozhraní v hloubce 660 km (Obr.6g a první černá šipka na Obr. 7) Následující maxima a minima označena modrou a černou šipkou (Obr. 7) odpovídají okamžikům, kdy se vyvíjejí další deskové sklady a postupně se dostávají do hloubky 660 km. Proces se pak kvaziperiodicky opakuje s periodou 20 – 30 milionů let (Čížková a Bina, 2013).

Poté, co jsme detailně popsali vývoj jednoho modelu, podívejme se nyní na vliv velikosti viskozity kůry v modelech s různou mocností kůry. Začneme s mocností 10 km (Obr. 8). Panel 8a ukazuje dva snímky z modelu diskutovaného výše. Subdukovaná deska se po celých 100 milionů let horizontálně skládá, zůstává ležet ve spodní části svrchního pláště a jen velmi pomalu klesá dolů. Zvýšíme-li nyní viskozitu kůry na  $5 \times 10^{20}$  Pa s (Obr. 8b) sníží se přirozeně rychlost subdukující desky (Obr. 9). Po 50 milionech let je deska v porovnání se stejným časovým okamžikem na panelu 8a díky vyšší viskozitě méně vyvinutá. Tužší kontakt desek způsobí, že se deska v mělkých hloubkách zanořuje pod větším úhlem a proto je její rollback pomalejší. Vzhledem k pomalejšímu rollbacku má deska větší tendenci pronikat do spodního pláště (Čížková a Bina, 2013), a po 100 milionech let je tedy část desky již pod rozhraním v hloubce 660 km. Další zvýšení viskozity kůry na  $10^{21}$  Pa s (Obr.8c) vede k dalšímu snížení subdukční rychlosti (Obr. 9) i rollbacku a deska proniká do spodního pláště.

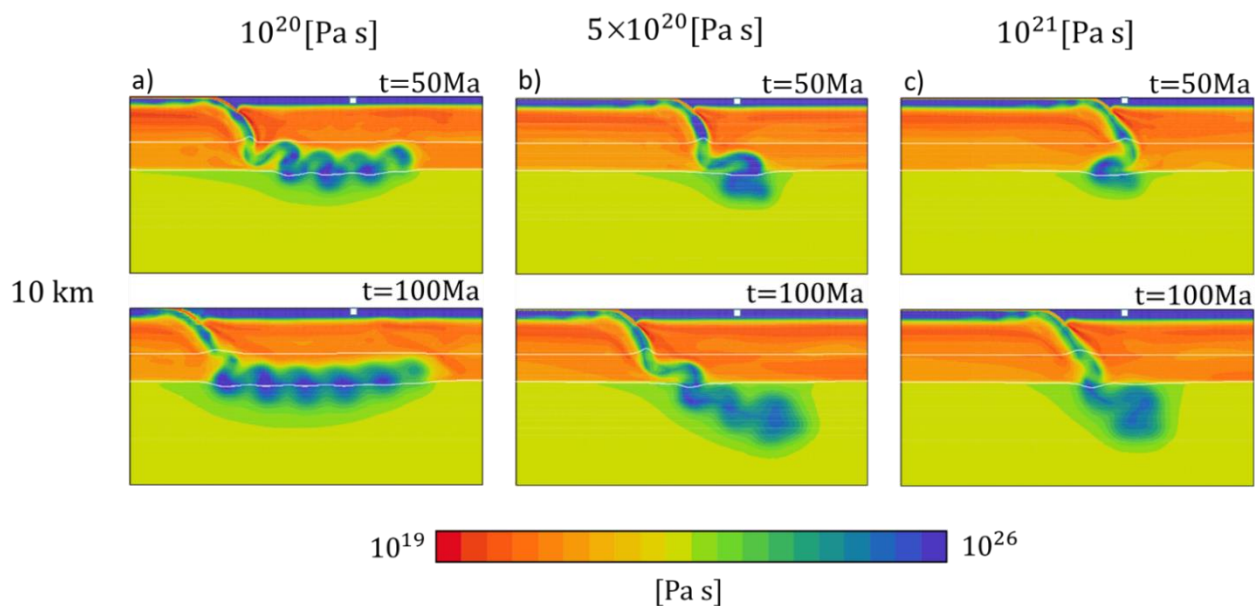


Obr. 6: Vývoj subdukce desky o mocnosti kůry 10 km a s konstantní viskozitou kůry  $10^{20}$  Pa s. Limit napětí  $2 \times 10^8$ . Jedná se o výřez modelové oblasti 1600 km hluboký 3000 km široký. Snímky ukazují rozložení viskozity. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelu označuje počáteční polohu subdukce. Modelová řada zahrnuje okamžiky od počátku subdukce po dobu 34 milionů let.

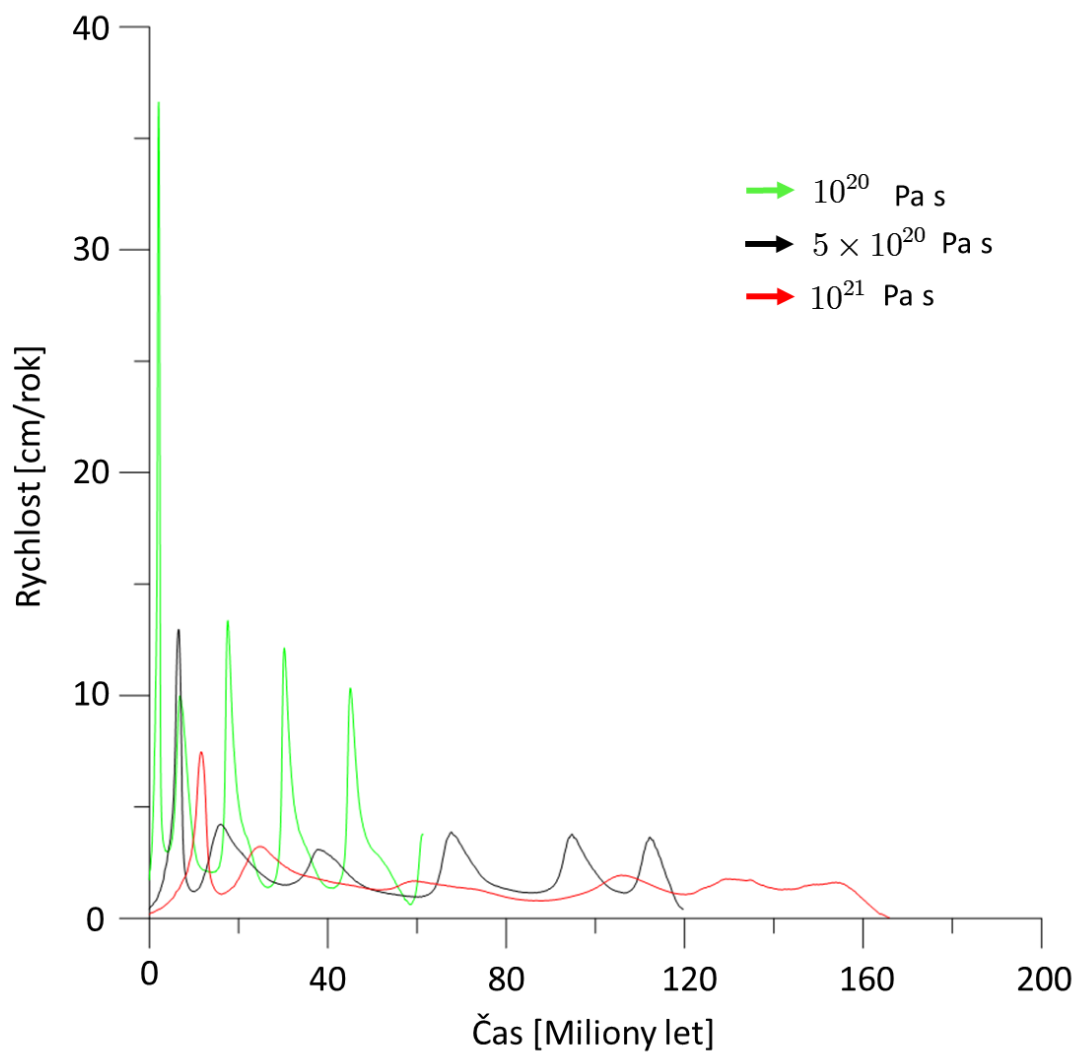




Obr. 7: Časový vývoj rychlosti desky na povrchu. Červená čára znázorňuje střední rychlost o hodnotě 4 cm/rok. Zelená šipka odpovídá průchodu desky přes fázový přechod v hloubce 410 km. Červená šipka označuje interakci s fázovým přechodem v hloubce 660 km. Modré šipky odpovídají vývoji skladů desky a černé šipky znázorňují zbrzdění skladů desky na druhém fázovém přechodu (660 km).



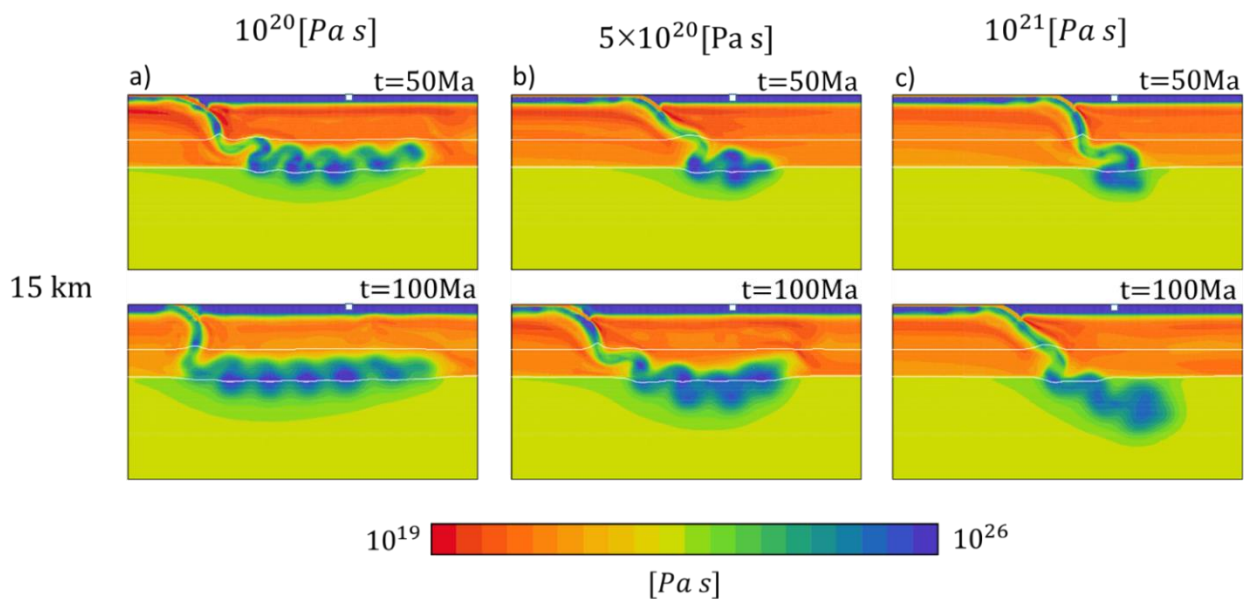
Obr. 8: Skupina modelů s mocností kůry 10 km. Jedná se o výřezy modelové oblasti 1600 km hluboké 3000 km široké. Snímky ukazují rozložení viskozity. Pro každou hodnotu viskozity jsou zde zobrazeny dva časové okamžiky a to v 50 a ve 100 milionech let. Bíle čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Na panelu a) je model s nejmenší viskozitou  $10^{20}$  Pa s, na panelu b) vidíme model se střední hodnotou viskozity  $5 \times 10^{20}$  Pa s a na posledním panelu c) je znázorněn model s hodnotou viskozity  $10^{21}$  Pa s. Limit napětí je  $2 \times 10^8$  Pa.



Obr. 9: Časový vývoj rychlosti desek na povrchu pro mocnost kůry 10 km a pro tři různé konstantní viskozity kůry.

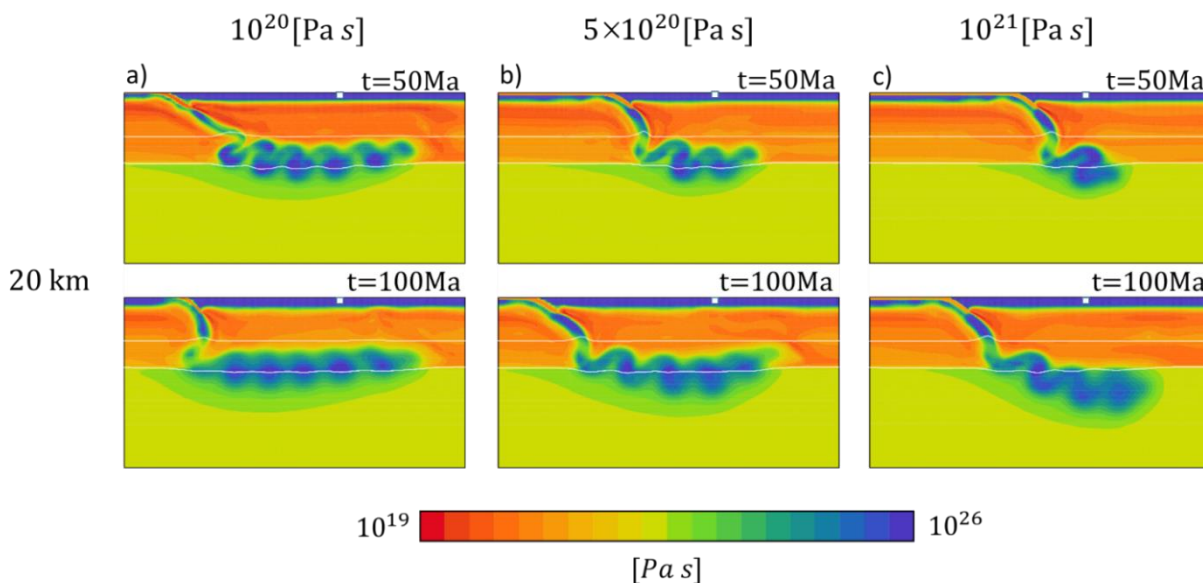
Na základě modelů s tloušťkou kůry 10 km lze tedy říci, že s rostoucí viskozitou klesá rychlost rollbacku i subdukční rychlost. Pozorujeme, že pro nízkou viskozitu kůry se deska ukládá horizontálně na endotermním fázovém rozhraní. Naopak čím je kůra tužší, tím více má deska tendenci pronikat do spodního pláště pod větším úhlem.

Nyní se podívejme na modelovou řadu s mocností kůry 15 km (Obr. 10). Obdobně jako u výše diskutovaných modelů s mocností kůry 10 km vidíme, že se deska v modelu s nejmenší testovanou viskozitou (Obr.10a) opět horizontálně skládá a zůstává ležet na rozhraní svrchního a spodního pláště. Potvrzuje se, že se zvyšující se viskozitou (tužší kontakt desek), snižuje rychlost subdukující desky (deska je ve stejných časových okamžicích méně vyvinutá) a úhel, pod kterým se deska v mělkých částech zanořuje, se zvětšuje. Díky tomu je pomalejší i rollback a deska tedy více proniká do spodního pláště. Porovnáme-li modely s mocností kůry 15 km a 10 km (Obr. 10 a 8) je patrné, že modely s mocnější kůrou vykazují větší mobilitu desek. To není překvapivé, protože čím větší je mocnost nízkoviskózní kůry, tím efektivněji je subdukující deska oddělena od nadložní.



Obr. 10: Skupina modelů s mocností kůry 15 km. Jedná se o výřezy modelové oblasti 1600 km hluboké a 3000 km široké. Snímky ukazují rozložení viskozity. Pro každou hodnotu viskozity jsou zde zobrazeny dva časové okamžiky a to v 50 a ve 100 milionech let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Na panelu a) je model s nejmenší viskozitou  $10^{20}$  Pa s, na panelu b) vidíme model se střední hodnotou viskozity  $5 \times 10^{20}$  Pa s a na posledním panelu c) je zázorně model s hodnotou viskozity  $10^{21}$  Pa s. Limit napětí je  $2 \times 10^8$  Pa.

Poslední skupinou modelů, které jsme s konstantní viskozitou kůry testovali, jsou modely s mocností kůry 20 km (Obr. 11). Opět pozorujeme již výše sledovaný trend. Desky se zvyšující se viskozitou kůry mají menší rychlost, větší úhel zanořování v mělké oblasti a z toho vyplývající pomalejší rollback a větší tendenci pronikat do spodního pláště.

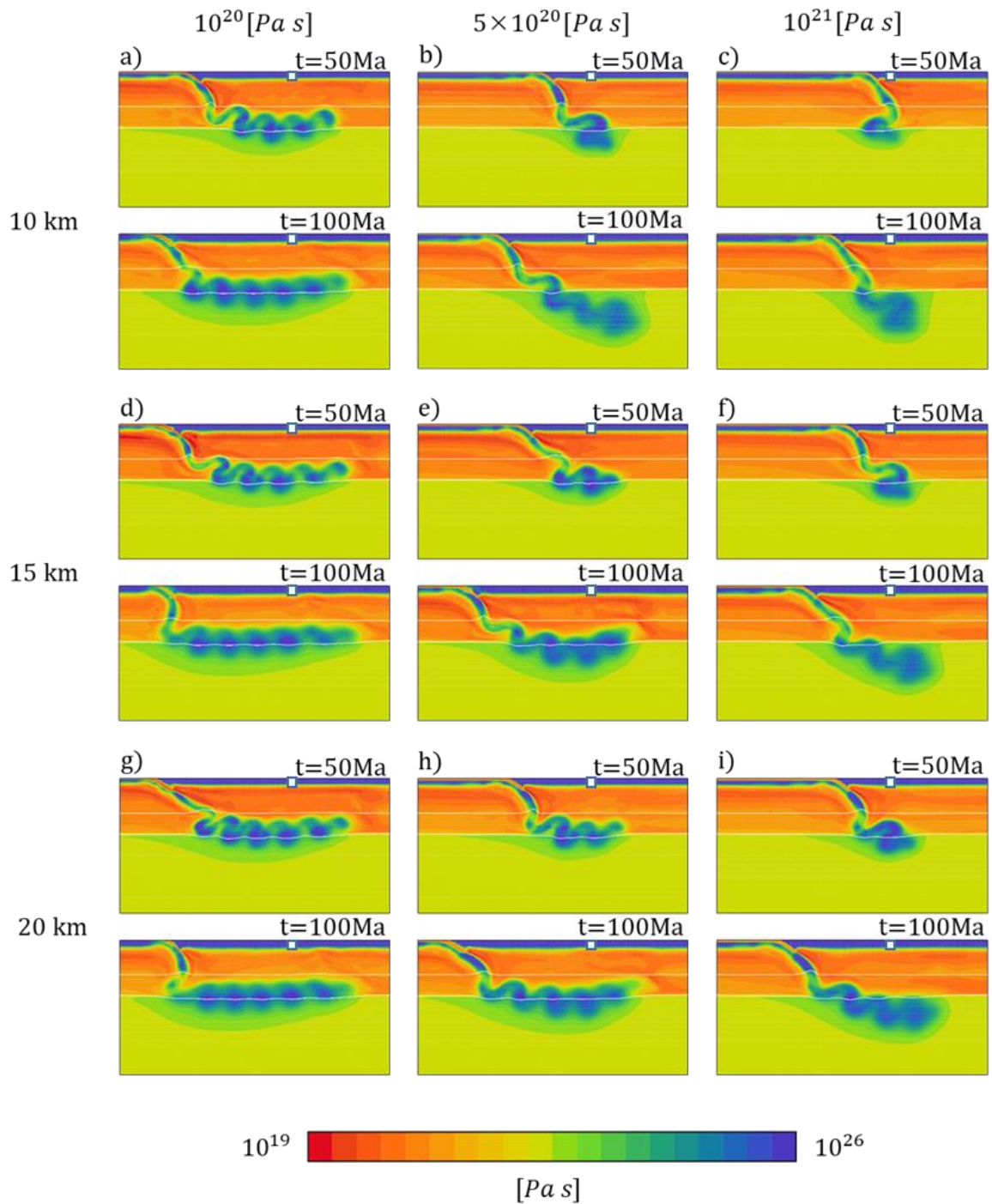


Obr. 11: Skupina modelů s mocností kůry 20 km. Jedná se vždy o výřez modelové oblasti 1600 km hluboký 3000 km široký. Snímky ukazují rozložení viskozity. Pro každou hodnotu viskozity jsou zde zobrazeny dva časové okamžiky a to v 50 a ve 100 milionech let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Na panelu a) je model s nejmenší viskozitou  $10^{20}$  Pa s, na panelu b) vidíme model se střední hodnotou viskozity  $5 \times 10^{20}$  Pa s a na posledním panelu c) je znázorněn model s hodnotou viskozity  $10^{21}$  Pa s. Limit napětí je  $2 \times 10^8$  Pa.

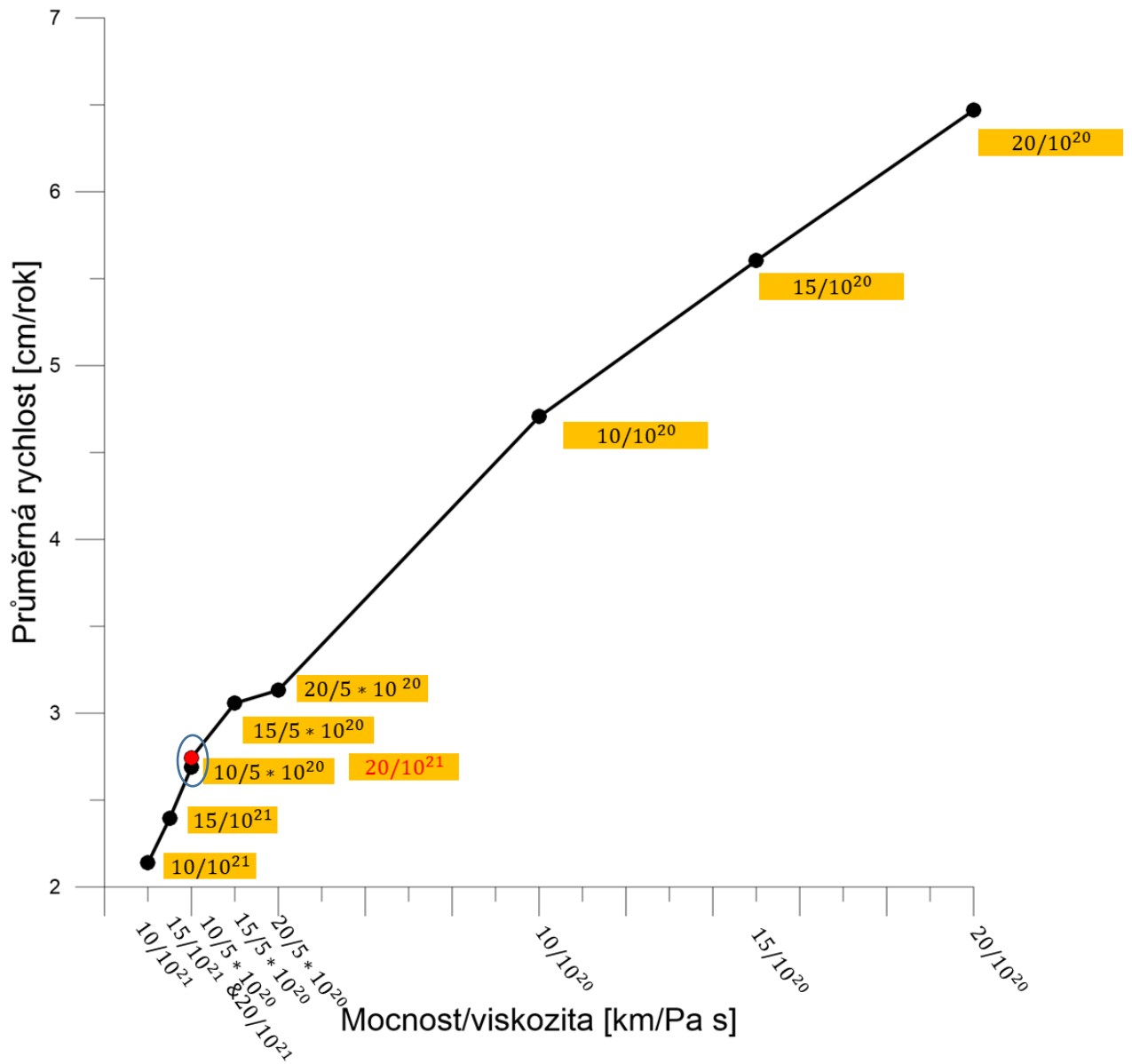
Cílem této kapitoly je nalézt charakteristiky chování subdukce pro všechny mocnosti kůry a pro různé hodnoty viskozity kůry. Pojdme se proto podívat na shrnutí (Obr. 12), na kterém je všech 9 výše uvedených modelů současně. Charakter deformace desek při konstantní mocnosti a zvyšující se viskozitě kůry byl již výše popsán pro všechny testované mocnosti kůry. Nyní se tedy podívejme na vliv změny mocnosti kůry. Díky efektivnějšímu oddělení subdukující a nadložní desky mocnějším nízkoviskózním kanálem dochází s rostoucí mocností kůry ke zvyšování rychlosti subdukce a ke zmenšování úhlu zanoření v mělkých oblastech, dochází tak ke stále většímu rollbacku. Díky tomu se deska více horizontálně ukládá na endotermním fázovém rozhraní a stále méně proniká do spodního pláště.

Na základě výše popsaných charakteristik chování subdukující desky v závislosti na mocnosti kůry a její viskozitě docházíme k závěru, že oba tyto parametry hrají důležitou roli a existuje mezi nimi vzájemný vztah. Zvyšování mocnosti kůry má stejný/podobný efekt jako snižování její viskozity – v obou případech se usnadní pohyb subdukující desky podél kontaktu s nadložní deskou a urychlí se tím rychlost subdukce i rollback. Jak můžeme vidět na panelu 12b a 12i jsou obě tyto desky v obou časových okamžicích ekvivalentně vyvinuty, i když se jedná o rozdílné hodnoty mocnosti kůry a viskozity.

Zkusme nyní vztah mocnosti kůry a její viskozity kvantifikovat a podívejme se na závislost některých charakteristik subdukčních procesů na kombinaci mocnosti a viskozity kůry. Jako charakteristické veličiny jsme zvolili průměrnou rychlost subdukce a rollbacku. Za rychlost subdukce považujeme horizontální rychlost podél povrchu vlevo od subdukčního příkopu. Tuto rychlost průměrujeme u všech modelů přes časové okno 40 milionů let od počátku simulace. Rollbackem rozumíme vzdálenost, kterou subdukční příkop urazil během 40 milionu let od počátku simulace. Na Obr. 13 je závislost průměrné rychlosti subdukce na poměru mezi mocnostmi kůry a její viskozitou. Pozorujeme, že námi výše popsané změny v charakteru chování subdukce odpovídají vypočteným hodnotám těchto parametrů. Obr. 13 ukazuje, že se zvyšujícím se poměrem mezi mocnostmi a viskozitou kůry roste hodnota průměrné rychlosti. Obr. 14 zase ukazuje závislost rollbacku opět na poměru mezi mocnostmi kůry a její viskozitou. Obdobně jako pro průměrnou rychlost, i zde se s rostoucím poměrem mezi mocnostmi kůry a její viskozitou hodnota rollbacku zvětšuje. Je patrné, že oproti prvnímu diskutovanému vztahu (Obr. 13), který považujeme za kvazi lineární, mění křivka popisující velikost rollbacku (Obr. 14) směrnici (červená šipka na Obr. 14). Pro malé hodnoty viskozity kůry má tedy změna její mocnosti menší vliv na velikost rollbacku, nežli tomu je v případě modelů s větší viskozitou kůry. Věnujme také pozornost modelům, na jejichž podobnost v charakteru chování již bylo upozorňováno dříve (Obr. 12b,i). Jedná se o model s mocností kůry 10 km s viskozitou  $5 \times 10^{20}$  Pa s a modelem s kůrou mocnou 20 km a viskozitou  $10^{21}$  Pa s. Potvrzuje se, že hodnota průměrné rychlosti je v obou případech téměř totožná (modrá elipsa na Obr. 13).

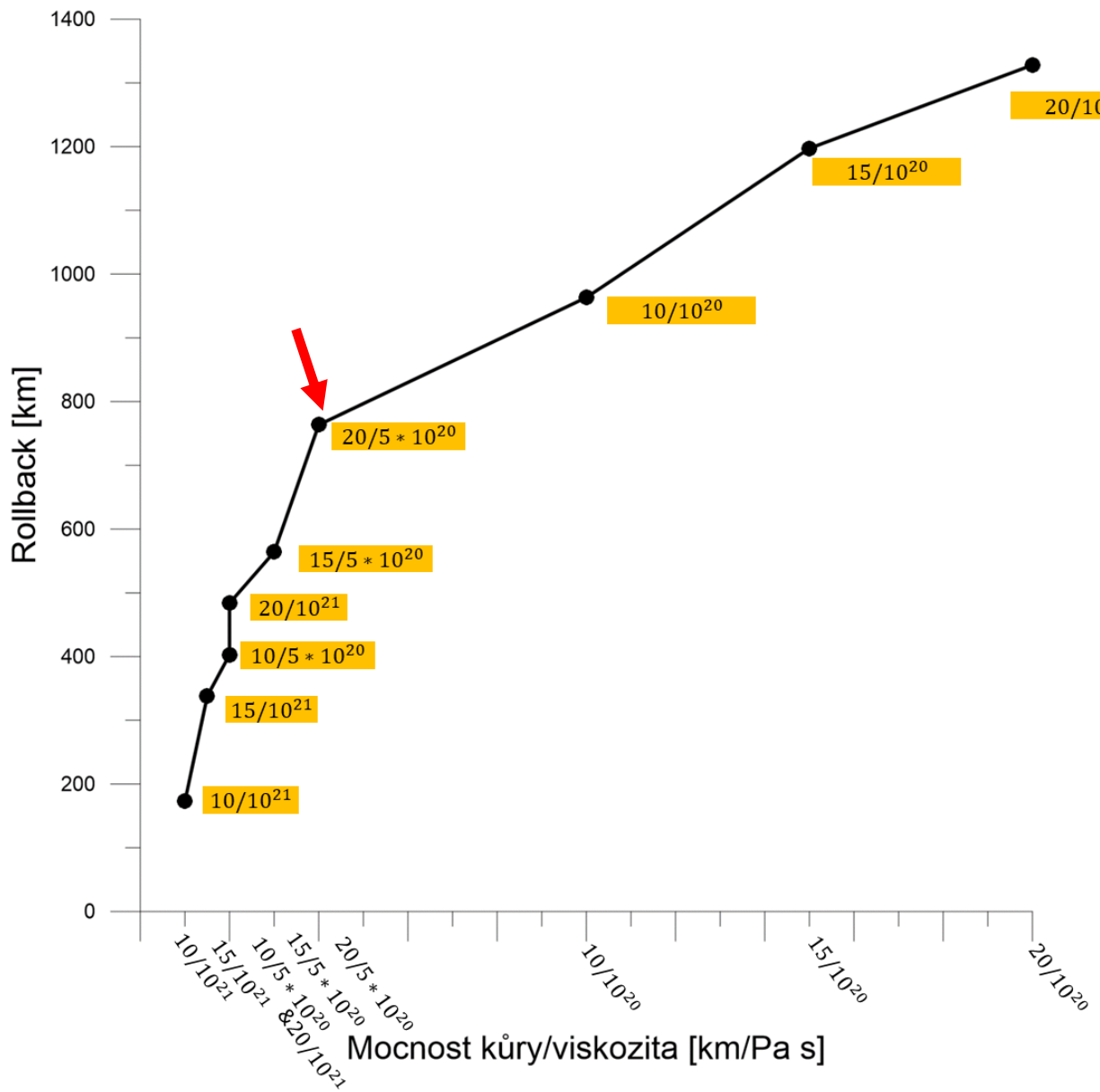


Obr. 12: Skupina modelů pro tři různé mocnosti kůry a tři hodnoty viskozity. Na panelu a, b a c vidíme skupinu modelů s mocností kůry 10 km. Panel d, e a f odpovídá modelům s mocností kůry 15 km a modelová řada g, h a i reprezentuje modely s největší mocností kůry 20 km. V levém sloupci (tj. panel a, d, g) se nacházejí modely s nejmenší testovanou hodnotou konstantní viskozity  $10^{20}$  Pa s. V prostředním sloupci (tj. panel b, e ,h) jsou modely se střední hodnotou viskozity  $5 \times 10^{20}$  Pa s. Poslední sloupec na pravé straně reprezentuje modely s největší hodnotou testované konstantní viskozity  $10^{21}$  Pa s. Jedná se o výřezy modelové oblasti 1600 km hluboké 3000 km široké. Pro každou hodnotu viskozity příslušné určité mocnosti kůry jsou zde zobrazeny dva časové okamžiky a to v 50 a ve 100 milionech let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciační polohu subdukce. Limit napětí je  $2 \times 10^8$  Pa.



Obr. 13: Závislost mezi mocnostmi kůry/viskozitou a průměrnou rychlostí subdukce. Hodnoty ve žlutých rámečcích odpovídají hodnotám na horizontální ose (mocnost kůry/viskozita) pro lepší orientaci. Platí pro modely s limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa.





Obr. 14: Závislost mezi mocností kůry/viskozitou a rollbackem. Hodnoty ve žlutých rámečcích odpovídají hodnotám na horizontální ose (mocnost kůry/viskozita) pro lepší orientaci. Platí pro modely s limitem napětí  $2 \times 10^8 \text{ Pa}$

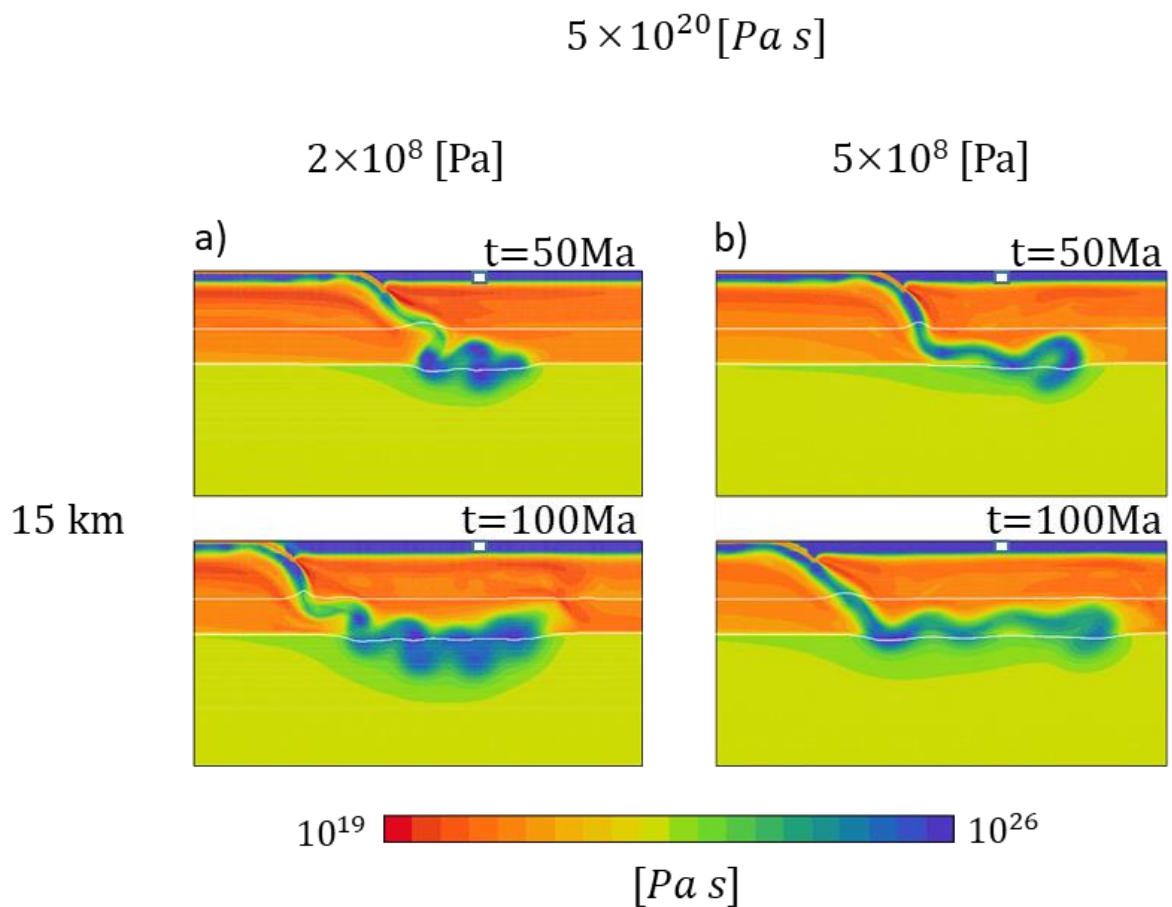
## 4.2 Modely s limitem napětí $5 \times 10^8$ Pa

V předchozí podkapitole jsme podrobně diskutovali vliv viskozity a mocnosti kůry na rychlost subdukující desky a na rollback. Abychom ověřili širší platnost našich výsledků prezentovaných v podkapitole 4.1 v kontextu i jiných modelových parametrů, než jsou reologické vlastnosti kůry, prezentujeme zde stejnou sadu modelů tentokrát však pro vyšší limit napětí v plášti  $5 \times 10^8$  Pa.

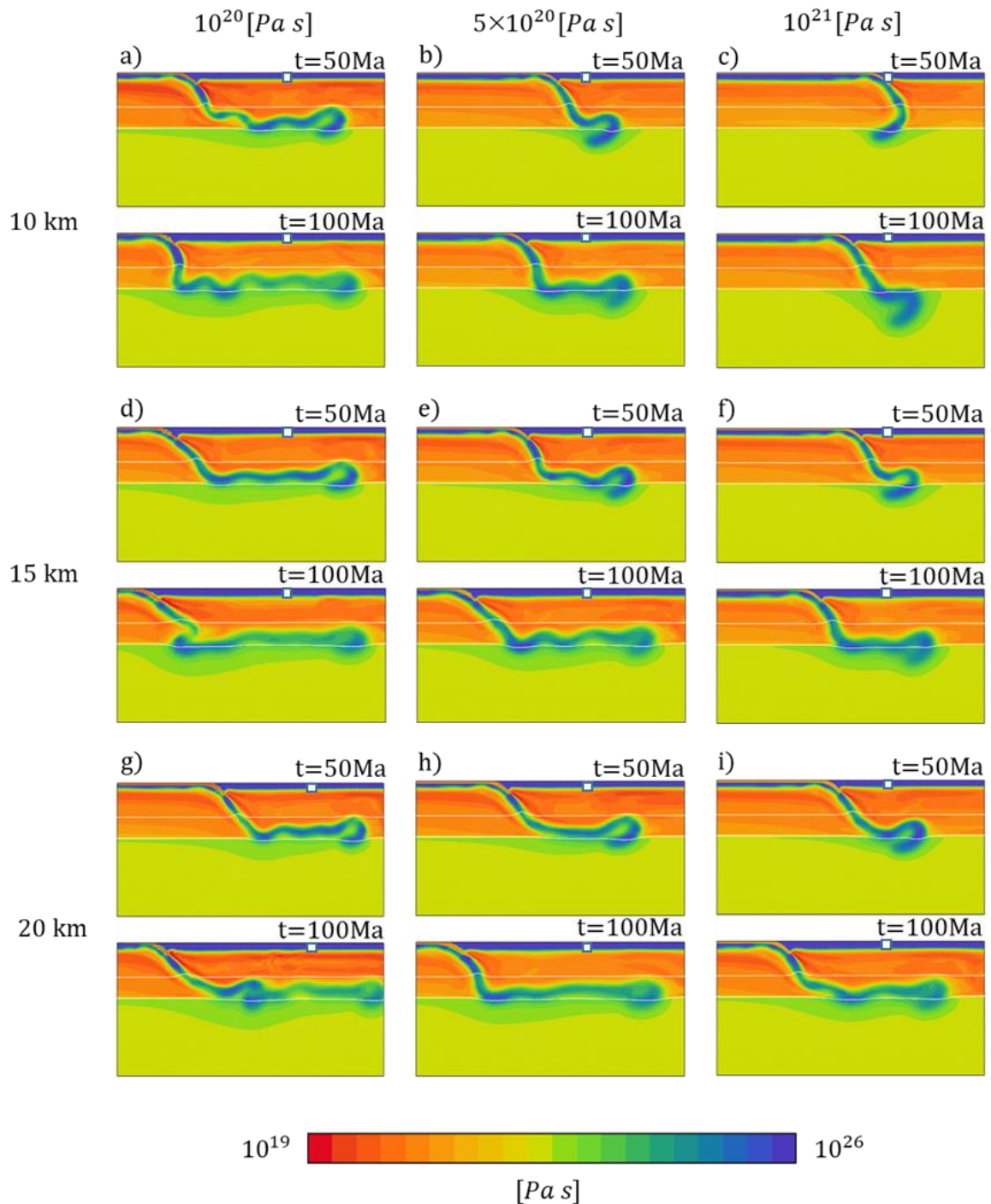
Podívejme se nejprve na rozdíl mezi modely s různými limity napětí. Na Obr. 15 jsou zobrazeny modely s mocností kůry 15 km a viskozitou  $5 \times 10^{20}$  Pa s. Na Obr.15a je model s nižším limitem napětí a na Obr.15b s vyšším limitem napětí. Desky obou modelů jsou horizontálně uloženy na endotermním fázovém rozhraní. Model s větším limitem má menší tendenci tvořit sklady a méně proniká do spodního pláště. Obr. 16 ukazuje shrnutí pro všechny tři hodnoty viskozity a mocnosti kůry. Vidíme, že se zvyšující se viskozitou, stejně jako v případě s menším limitem napětí dochází ke snižování rychlosti subdukující desky a úhel jejího zanořování se díky tužšímu kontaktu subdukující a nadložní desky v mělkých oblastech zvětšuje. Díky tomu se zmenšuje i rollback. Se zvyšující se mocností kůry sledujeme postupné zvětšování rychlosti subdukující desky a rollbacku. U modelů s větší mocností kůry dochází k horizontálnímu ukládání desky na endotermním fázovém rozhraní. Potvrzují se tak základní trendy v charakteru chování subdukující desky ukázané pro modely s limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa. Modely s nižším limitem napětí vykazují větší rychlost subdukující desky (viz zelená křivka na Obr.17a). To je patrně dáno tím, že tužší desky v modelech s vyšším limitem napětí se méně snadno ohýbají a síly potřebné k jejich ohybu v mělkých partiích modelu jsou větší. Rychlosti rollbacku jsou v obou případech velmi podobné (Obr.17b).

V závislosti na velikosti viskozity kůry, mocnosti kůry a limitu napětí, vykazují modely buď stagnující, nebo penetrativní chování subdukující desky. Pokusme se nyní shrnout, za jakých okolností dochází ke stagnaci. Na Obr. 18 je pro každý model zobrazena hloubka průniku desky a celkový rollback. Obě veličiny jsou odečteny po 150 milionech let vývoje subdukce. Modely, kde deska stagnuje, budou vykazovat velký rollback a malou hloubku průniku, penetrující modely naopak malý rollback

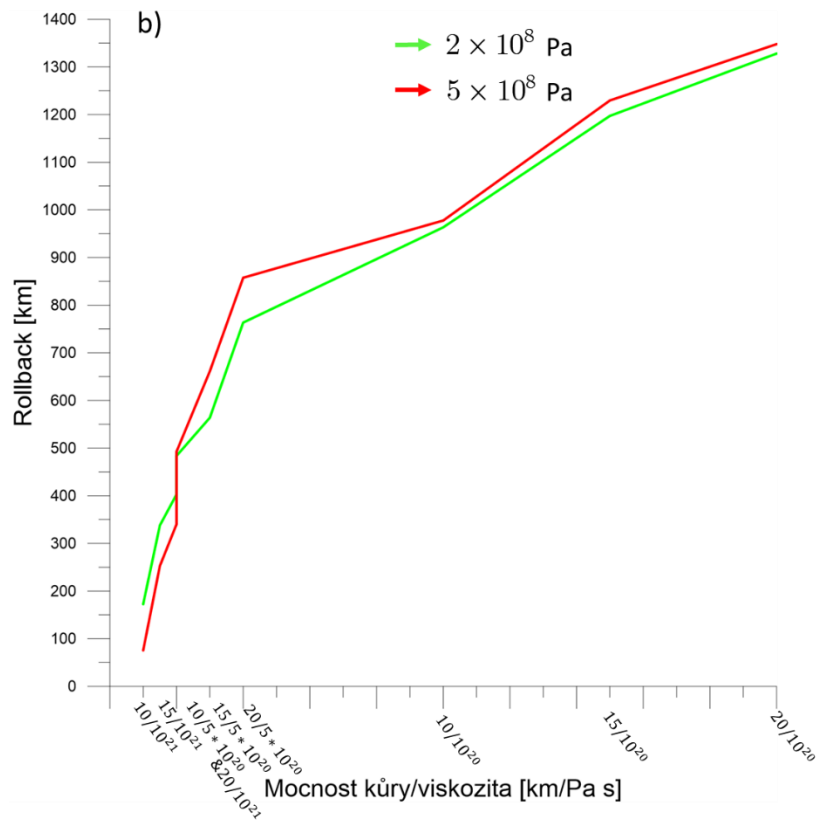
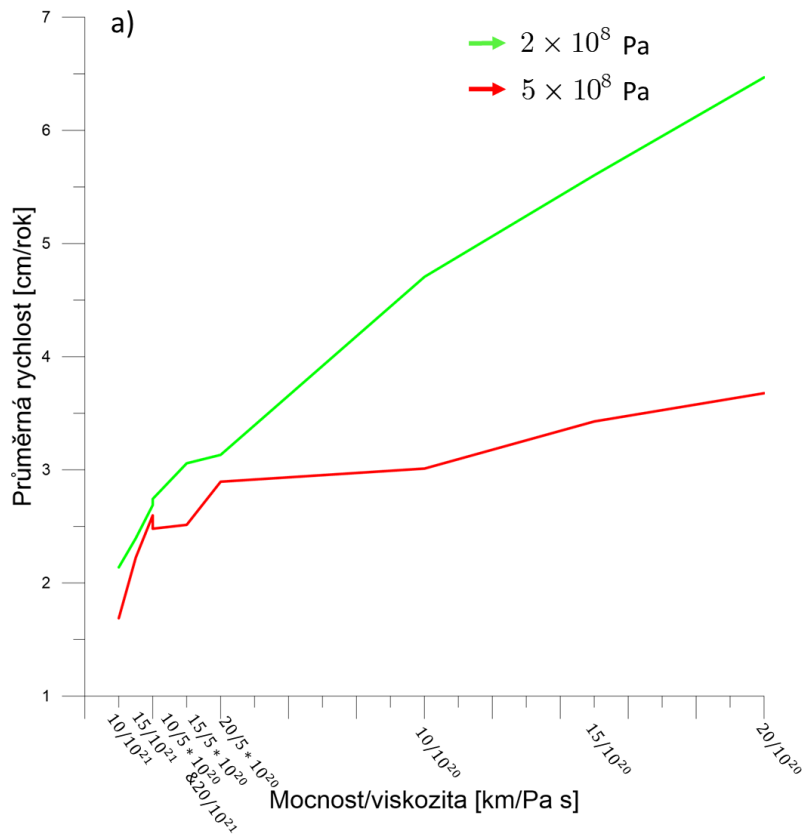
a velkou hloubku průniku. Každému modelu přiřadíme jako charakteristický parametr poměr  $\psi$  mezi viskozitou a mocností kůry. Z obr. 18 je patrné, že modely se rozdělily do dvou skupin – stagnující s nižšími viskozitami a většími mocnostmi kůry a penetrující s vyššími viskozitami a nižšími mocnostmi. Pokud bychom měli přechod mezi oběma módy kvantifikovat, stagnantní mód pozorujeme při nižším limitu napětí (zelené body) pro  $\psi \leq 3.3 \times 10^{16} \text{ Pa s m}^{-1}$  a při vyšším limitu napětí (červené body) pro  $\psi \leq 6.6 \times 10^{16} \text{ Pa s m}^{-1}$ . Modely s nižším limitem napětí jsou tedy penetrativnější.



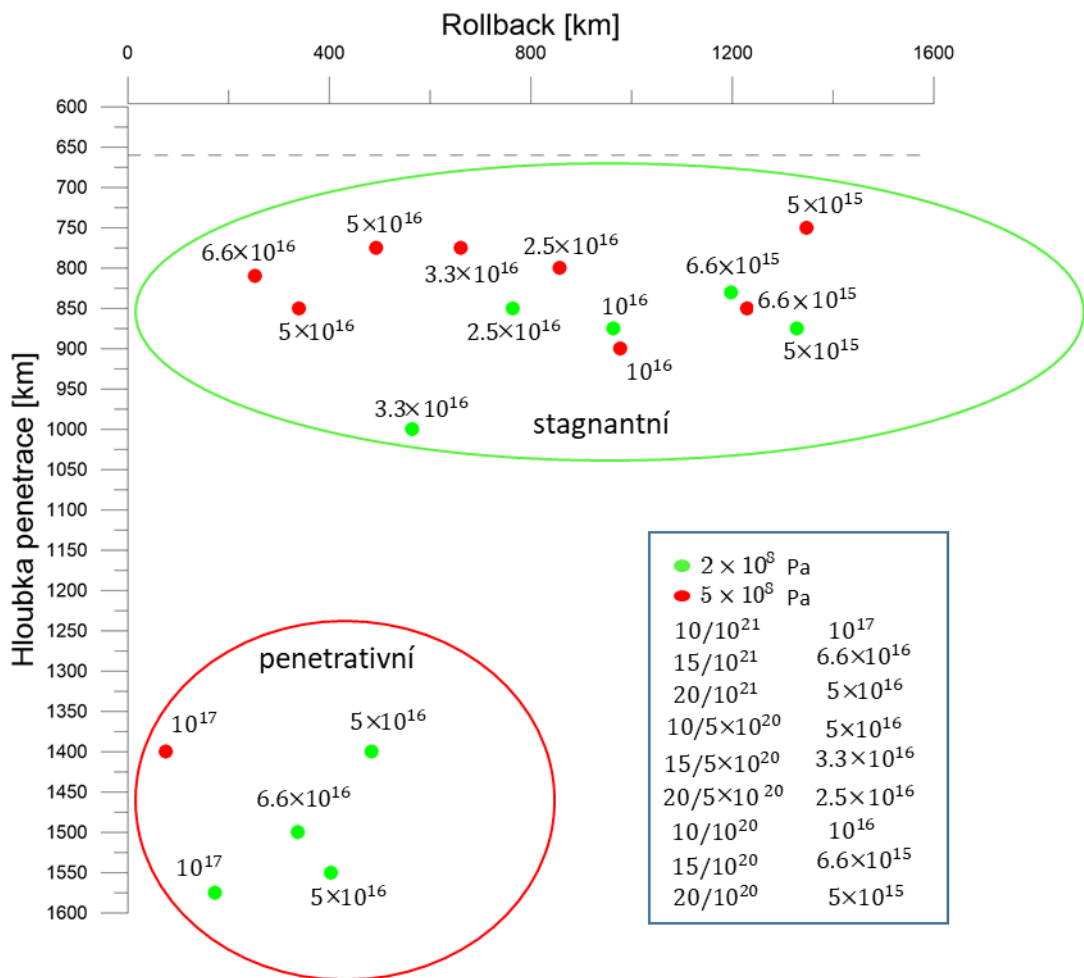
Obr. 15: Modely s mocností kůry 15 km a viskozitou  $5 \times 10^{20} \text{ Pa s}$ . Na panelu a) se nachází model s limitem napětí  $2 \times 10^8 \text{ Pa}$ . Na panelu b) se nachází model s limitem napětí  $5 \times 10^8 \text{ Pa}$ . Jedná se o výřezy modelové oblasti 1600 km hluboké 3000 km široké. Snímky ukazují rozložení viskozity. Pro každou hodnotu viskozity příslušné určité mocnosti kůry jsou zde zobrazeny dva časové okamžiky a to v 50 a ve 100 milionech let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce.



Obr. 16: Skupina modelů pro tři různé mocnosti kůry a tři hodnoty viskozity. Na panelu a, b a c vidíme skupinu modelů s mocností kůry 10 km. Panel d, e a f odpovídá modelům s mocností kůry 15 km a modelová řada g, h a i reprezentuje modely s největší mocností kůry 20 km. V levém sloupci (tj. panel a, d, g) se nacházejí modely s nejmenší testovanou hodnotou konstantní viskozity  $10^{20}$  Pa s. V prostředním sloupci (tj. panel b, e, h) jsou modely se střední hodnotou viskozity  $5 \times 10^{20}$  Pa s. Poslední sloupec na pravé straně reprezentuje modely s největší hodnotou testované konstantní viskozity  $10^{21}$  Pa s. Jedná se o výřezy modelové oblasti 1600 km hluboké 3000 km široké. Pro každou hodnotu viskozity příslušné určité mocnosti kůry jsou zde zobrazeny dva časové okamžiky a to v 50 a ve 100 milionech let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Limit napětí je  $5 \times 10^8$  Pa.



Obr. 17: Na panelu a) se nachází závislost průměrné rychlosti na poměru mezi mocností kůry a viskozitou pro obě hodnoty limitu napětí. Na panelu b) se nachází závislost rollbacku na poměru mezi mocností kůry a viskozitou pro obě hodnoty limitu napětí.



Obr. 18: Závislost hloubky penetrace na rollbacku pro všechny výše diskutované modely. Červené tečky označují modely s vyšším limitem napětí  $5 \times 10^8$  Pa a zelené tečky označují modely s nižším limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa. Hodnoty uvedené u teček reprezentují poměr  $\psi$  mezi viskozitou a mocností kůry. Ve velkém modrém rámečku je převodní tabulka mezi těmito poměry a informací o mocnosti a viskozitě kůry.

## 5 Modely subdukce s napětově závislou viskozitou

V minulé kapitole byly podrobně diskutovány modely subdukce s konstantní viskozitou kůry. Kůra, tedy vrstva o viskozitě výrazně nižší než je viskozita litosférické desky, v nich byla koncipována jako numerický nástroj – vrstva, která umožní mechanicky oddělit subdukující desku od nadložní. Konstantní viskozita této vrstvy byla jedním z volných parametrů modelu. Ukazuje se ale, že tento parametr je jedním z nejdůležitějších a významně ovlivňuje i deformaci desek ve velkých hloubkách a například i schopnost desek pronikat do spodního pláště. V modelech tedy potřebujeme kůru aproximovat realističtějším reologickým popisem. To je v podmínkách našeho modelu poměrně komplikované, protože skutečná kůra se skládá z několika vrstev rozdílných reologických vlastností a významnou roli z hlediska lubrikace kontaktu zřejmě hraje velmi tenká vrstva vodou nasycených sedimentů. Takováto kompozičně i reologicky komplikovaná kůra se používá v lokálních numerických modelech zaměřujících se právě na procesy na kontaktu desek (např. Gerya a Meilick, 2010). V rámci modelů hlubšího vývoje subdukovaných desek, jejichž hloubkový rozsah je 2000 – 3000 km, ale nejsme schopni takto jemnou strukturu kůry rozlišit. V této práci se tedy pokusíme o zjednodušenou parametrizaci této složité vrstvy. Z experimentů, které byly provedeny na korových horninách, víme, že materiál se v tlakově-teplotních podmínkách subdukce řídí nelineární reologií (např. Shelton a Tullis, 1981). V této kapitole tedy kombinujeme v kůře dva deformační mechanismy; dislokační creep a pseudoplastickou deformaci (viz. kapitola 1.3). S tímto reologickým popisem byly uskutečněny čtyři modely (model 1, model 2, model 3 a model 4). Modelové parametry modelu 1 vycházejí z experimentů na kvarcitu (Liao et al., 2017). Modely 2 a 3 mají otestovat citlivost modelu na parametry pseudoplastické deformace a mají tedy stejné parametry dislokačního creepu a liší se pouze parametry pseudoplastické deformace. Model 2 má tyto parametry dvakrát větší (Tabulka 2D) než referenční model 1 a model 3 má naopak parametry pseudoplastické deformace voleny dvakrát menší (Tabulka 2E) oproti referenčnímu modelu. Model 4 má naopak ocenit citlivost chování subdukující desky na parametry dislokačního tečení. Aktivační energie dislokačního creepu modelu 4 tedy vycházejí z experimentu na diabasů (Shelton a Tullis, 1981),

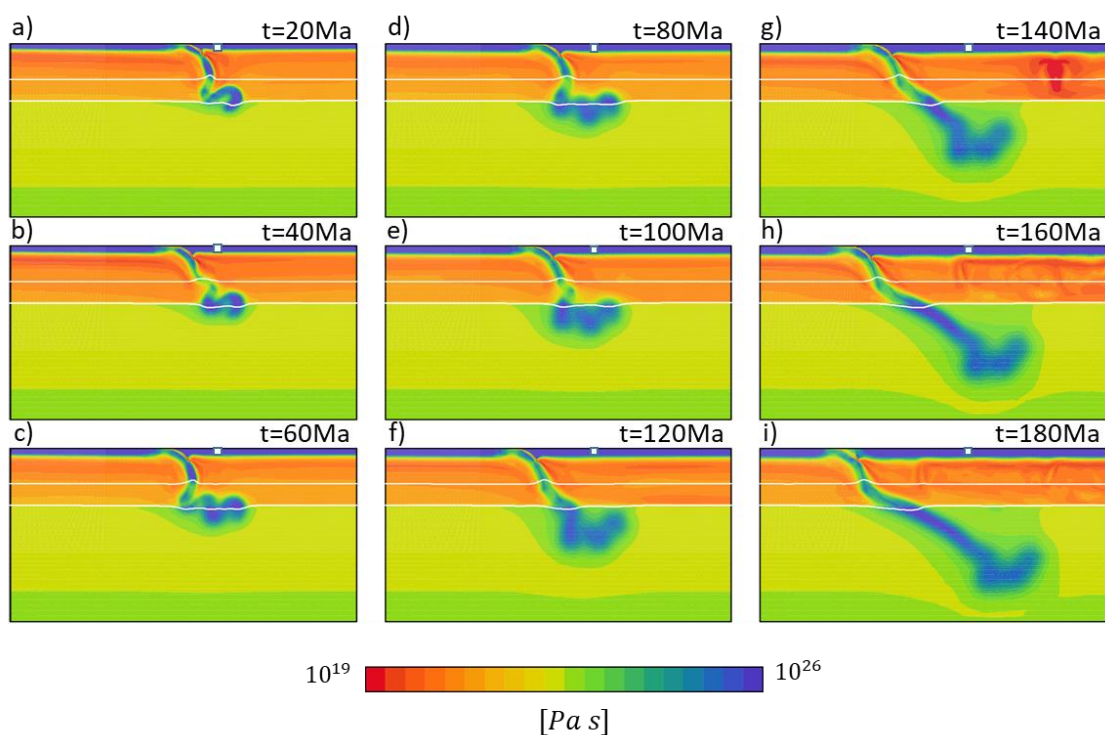
prefaktor A je 100x větší než experimentálně určený, což aproximuje vliv hydratace kůry (van Hunen et al., 2000). Parametry pseudoplastické deformace jsou v tomto modelu voleny stejné jako u modelu 2. Všechny čtyři modely mají mocnost kůry 10 km a limit napětí  $2 \times 10^8$  Pa.

Cílem této kapitoly je nalezení odlišností v charakteru deformace slabů od modelů s konstantní viskozitou kůry, popis chování modelů s nelineární reologií kůry a jejich vzájemný vztah.

## 5.1 Referenční model - model 1

Začneme s popisem modelu 1 (Obr. 19) s referenční hodnotou parametrů pseudoplastické deformace podle Liao et al., 2017 (Tabulka 2C). Subdukující deska se zpočátku vyvíjí podobně jako jsme viděli v modelu s konstantní viskozitou  $\gamma = 10^{20}$  Pa s (Obr. 6). Po 20 milionech let (Obr.19a) je již vyvinutý první sklad desky. Po dobu 60 milionů let se tvoří další sklady, které se horizontálně ukládají na endotermním fázovém rozhraní v hloubce 660 km (viz. lokální maxima na časovém vývoji rychlosti desky Obr. 21l). Po 60 milionech let se rollback a skládání zpomalují a těžká naskládaná deska v čase 70 milionů let začíná propadat přes hranici mezi svrchním a spodním pláštěm. Deska, která na počátku vykazovala stagnaci a rollback mění charakter chování ze stagnantního módu na penetrující. Nahromaděná naskládaná hmota velmi pomalu klesá přes fázové rozhraní v hloubce 660 km. Po zhruba 105 milionech let je celý chladný balík pod fázovým rozhraním a rychlost desky se mírně zvyšuje (černá šipka v Obr.21l). Na Obr. 20 je rozložení oblastí dominance jednotlivých deformačních mechanismů. Červená oblast se deformuje převážně prostřednictvím difuzního creepu. Ve svrchním plášti jej pozorujeme mimo oblast subdukce, kde jsou relativně vysoké teploty a malé rychlosti deformace. Spodní plášť se celý deformuje prostřednictvím difuzního creepu, protože jiné mechanismy tam neuvažujeme. Ve studeném zanořujícím se slabu dominuje nízkoteplotní plasticita, zde reprezentována limitem napětí. V okolí subdukující litosférické desky, kde jsou velké rychlosti deformace, se uplatňuje dislokační creep. Modrá oblast (pro detail viz levý dolní roh Obr.20b) reprezentuje dominanci pseudoplastické deformace uplatňující se v kůře ve svrchních částech modelu.

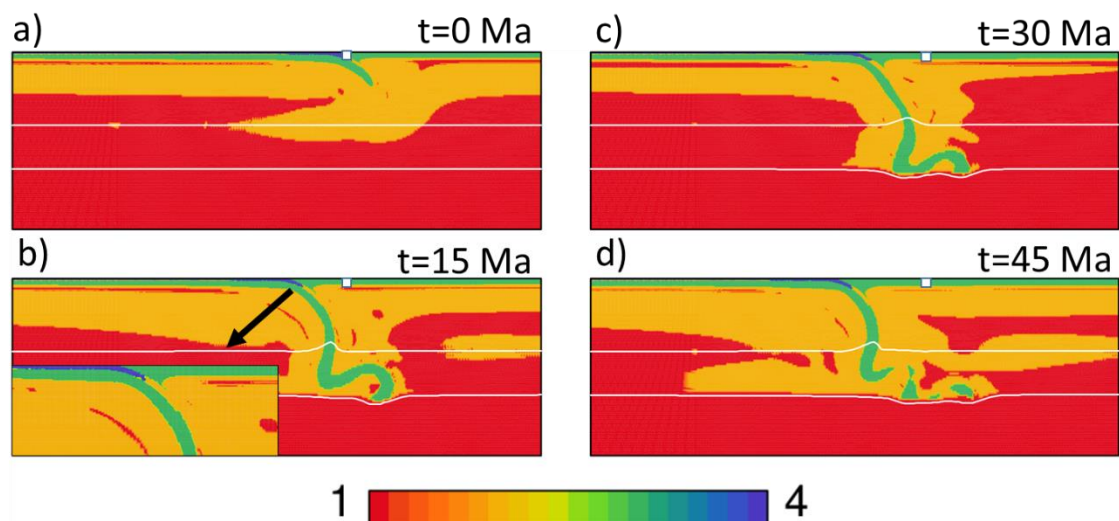




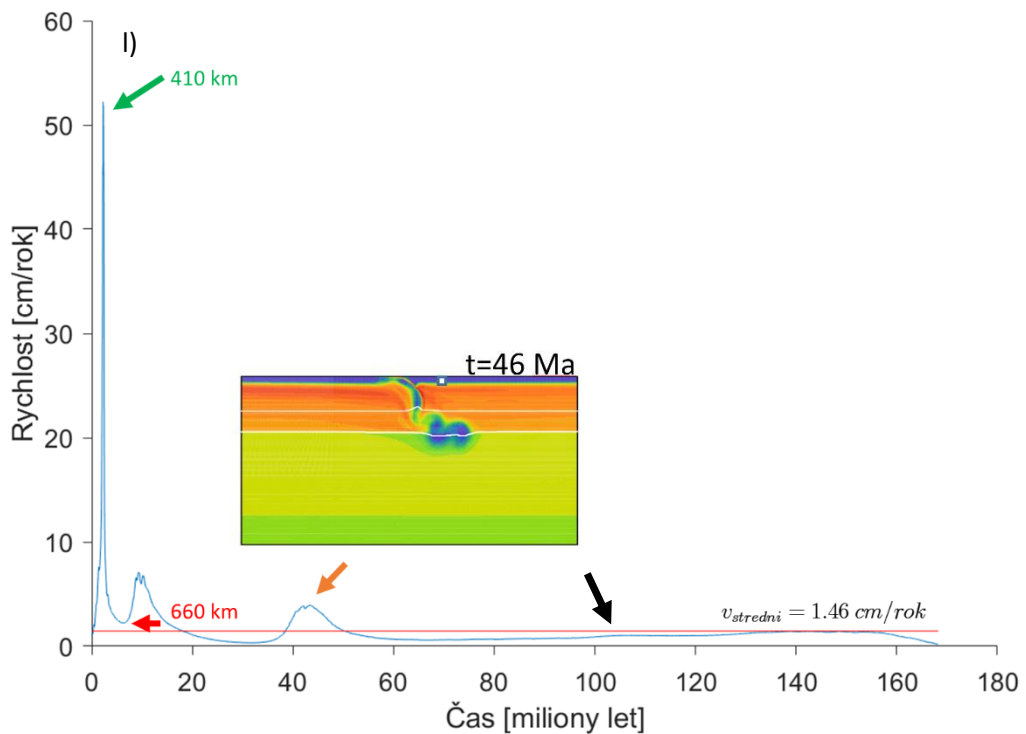
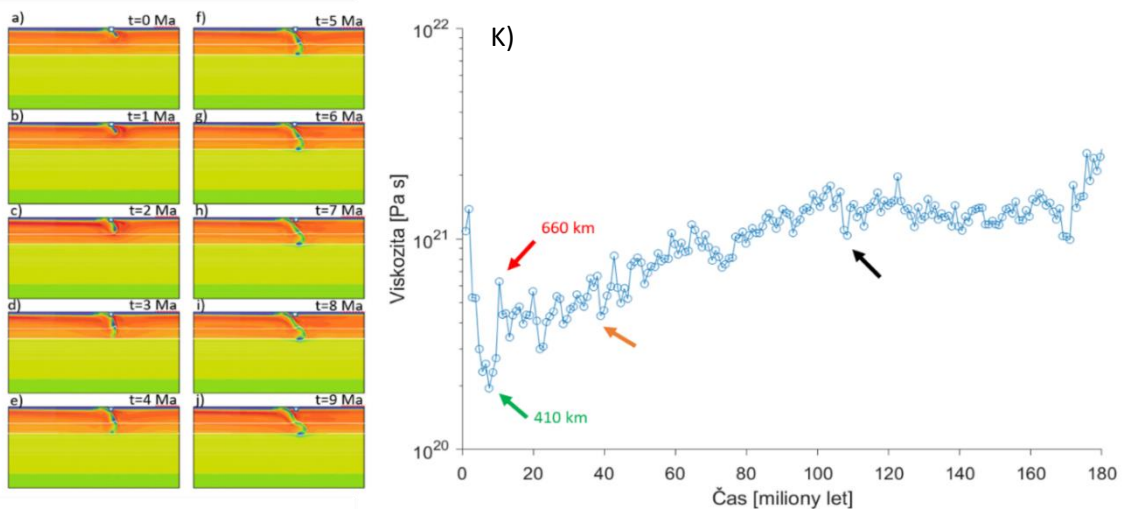
Obr. 19: Model 1 kombinující v kůře, mocné 10 km, dislokační creep a pseudoplastickou deformaci. Jedná se o výřez z modelové oblasti 2000 km hluboký a 4000 km široký. Na panelech je zobrazena viskozita. Je zde 9 časových okamžiků od 20 do 180 milionů let vývoje subdukce s časovým krokem 20 milionů let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Limit napětí je  $2 \times 10^8$  Pa.

Jelikož se jedná o modely, kde viskozita kůry již není konstantní, zajímá nás její časový vývoj. Viskozita kůry se ale mění v závislosti na teplotě tlaku a rychlosti deformace. Jako charakteristickou hodnotu jsme zde tedy zvolili průměrnou viskozitu kůry počítanou pomocí materiálových bodů (tracerů) umístěných v kůře a nacházejících se v intervalu 15 – 150 km, tedy v oblasti kontaktu desek. Tracery se během zanořování desky mohou v kůře nerovnoměrně přeskupit, což by snižovalo vypovídací hodnotu prostého průměru. Pro výpočet průměrné viskozity v každém okamžiku jsme tedy hloubkový interval 15 – 150 km rozdělili na 9 částí s hloubkovým krokem 15 km. V každém časovém kroku nejdříve počítáme průměrnou viskozitu v každém hloubkovém intervalu samostatně a ty pak zprůměrujeme přes celou mocnost zájmové oblasti.

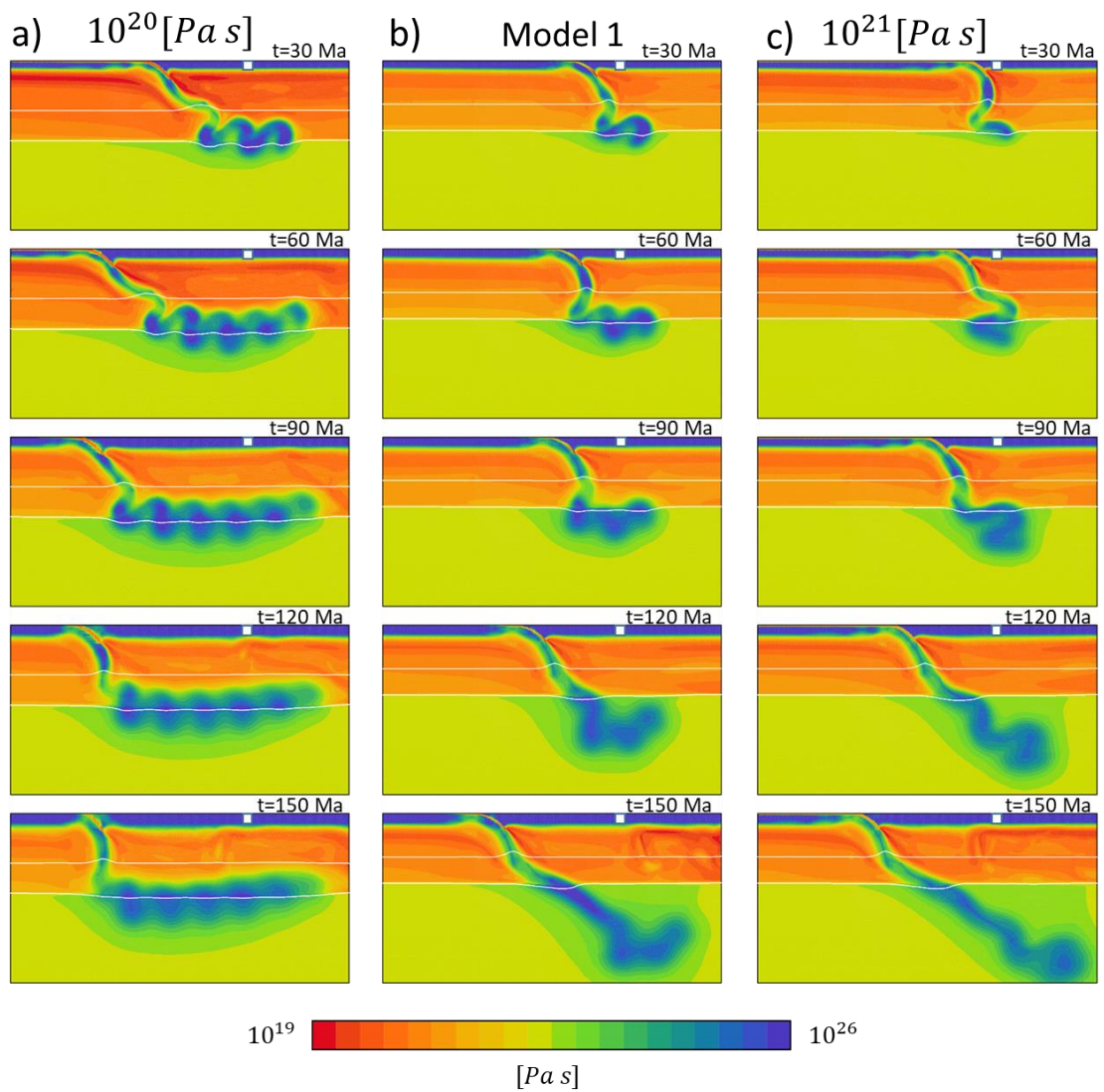
Podívejme se nyní na srovnání několika zásadních okamžiků z počátku vývoje subdukce (Obr. 21 a-j) a časového průběhu průměrné viskozity (Obr.21k). Přibližně po 2 milionech let (Obr.21c) deska přechází přes exotermní fázové rozhraní a je urychlena (zelená šipka na Obr.21l). Zvýšení rychlosti má za následek snížení viskozity, které dosahuje minima v okamžiku, kdy je špička desky mezi fázovými přechody (zelená šipka na Obr. 21k). Když deska okolo 4 milionů let dorazí na exotermní fázové rozhraní v hloubce 660 km (Obr.21e), je zde zbrzděna (červená šipka na Obr.21l), viskozita začíná opět narůstat a dosahuje lokálního maxima (červená šipka na Obr.21k). Po asi 40 milionech let dojde dokonce k odtržení desky. Nově vzniklá špička je urychlena exotermním fázovým přechodem v hloubce 410 km (žlutá šipka na Obr.21l) a ekvivalentně klesá i viskozita (žlutá šipka na Obr.21k). Na Obr. 22 vidíme porovnání vývoje modelu 1 s nelineární reologií kůry s již dříve diskutovanými modely s konstantní viskozitou. Co se týče chování subdukující desky ve smyslu rychlosti subdukující desky a jejího rollbacku, nachází se model 1 mezi modelem s konstantní viskozitou kůry  $10^{20}$  a  $10^{21}$  Pa s. Modely s konstantní viskozitou (Obr.22a,c) vykazují po celou dobu zanořování stejný charakter chování, tedy dlouhodobou stagnaci v případě  $\gamma = 10^{20}$  Pa s a téměř okamžitou penetraci v případě modelu s  $\gamma = 10^{21}$  Pa s. V modelu 1 s nelineární reologií kůry (Obr.22b) naproti tomu po asi 70 milionech let dochází k přepnutí mezi stagnujícím a penetrujícím módem, což ukazuje na existenci zpětné vazby mezi dynamikou desky a reologií kůry.



Obr. 20: Snímky znázorňující rozložení dominujících deformačních mechanismů v různých částech modelu. Modrá barva odpovídá pseudoplastické deformaci, zelená limitu napětí, žlutá dislokačnímu creepu a červená difuznímu creepu. Jedná se o výřez z modelové oblasti 1000 km hluboký a 3000 km široký. Jsou zde zobrazeny čtyři časové okamžiky od 0 do 45 milionu let vývoje s časovým krokem 15 milionu let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce.



Obr. 21: Na levé straně vrchní části obrázku vidíme model 1 kombinující v kůře, mocné 10 km, dislokační creep a pseudoplastickou deformaci. Jedná se o výřez z modelové oblasti 2000 km hluboký a 4000 km široký. Na panelech je zobrazena viskozita. Jedná se o 10 časových okamžiků od počátku subdukce s krokem 1 milion let. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Limit napětí je  $2 \times 10^8$  Pa. Na panelu 21k je závislost průměrné viskozity kůry na čase. Na panelu 21l vidíme závislost rychlosti subdukcující desky na čase. Zelené šipky znázorňují zrychlení desky při přechodu exotermního fázového rozhraní v hloubce 410 km a jemu ekvivalentní snížení viskozity. Červené šipky představují zbrzdění desky na fázovém rozhraní v hloubce 660 km a ekvivalentní nárůst viskozity. Žluté šipky představují zrychlení odtržení desky na fázovém rozhraní v hloubce 410 km a ekvivalentní pokles viskozity. Černá šipka označuje okamžik změny módu subdukce, na který bylo upozorněno na Obr. 19.

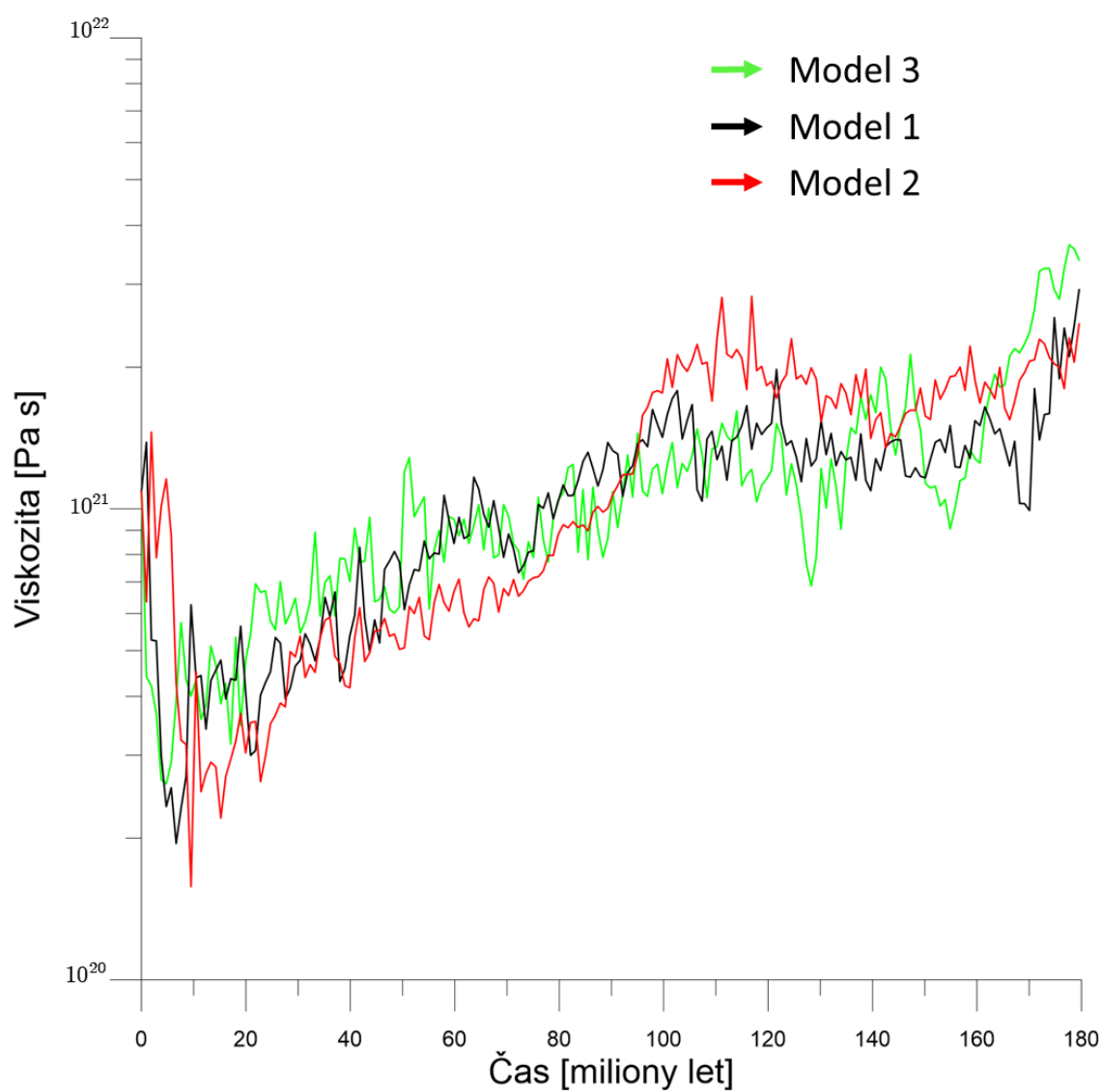


Obr. 22: Modely s mocností kůry 10 km a limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa. Jedná se o výřezy z modelové oblasti 1600 km hluboké a 3200 km široké. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Na panelech je zobrazena viskozita. Panel a) představuje model s viskozitou kůry  $10^{20}$  Pa s. Na panelu b) vidíme model 1 s nelineární reologií kůry a na panel c) se nachází model s viskozitou kůry  $10^{21}$  Pa s. Pro každý panel se jedná o 5 časových okamžiků od 30 do 150 milionů let s časovým krokem 30 milionů let.

## 5.2 Vliv změny parametrů pseudoplastické deformace - model 2 a model 3

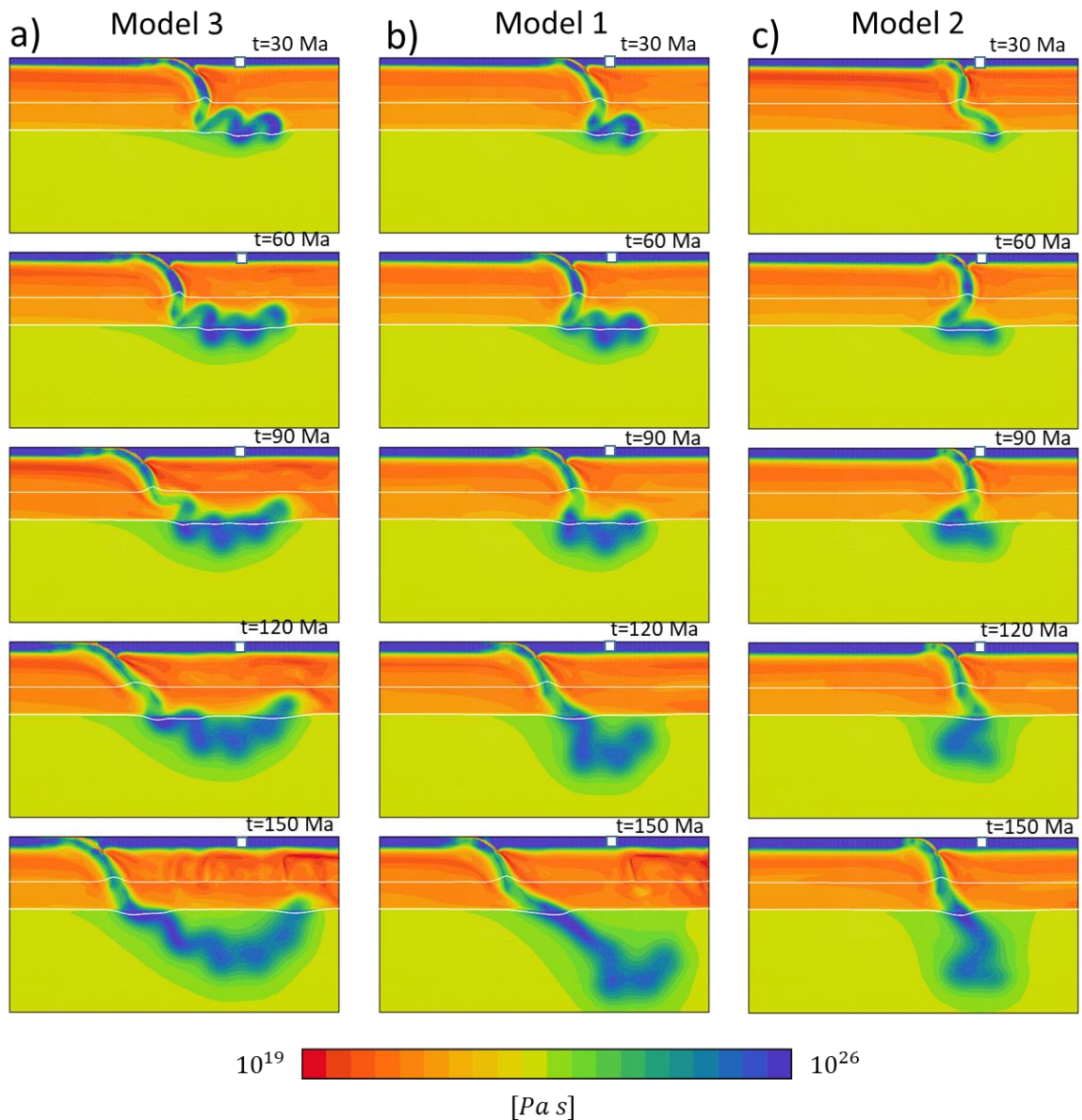
Podívejme se nejprve na model 2, který má oproti referenčnímu modelu 1 dvakrát větší parametry pseudoplastické deformace, tedy kohezi a gradient napětí s hloubkou (Tabulka 2D). Viskozita v mělkých partiích kůry tak dosahuje větších hodnot. Díky vyšší viskozitě kůry (červená křivka na Obr. 23) má deska v Modelu 2 v počátečních stádiích subdukce (Obr.24c) menší subdukční rychlost (červená křivka na Obr. 25) oproti modelu 1 (Obr.24b). Vyšší viskozita kůry způsobuje také větší úhel zanoření desky. Desku táhne dolů její studená zanořující se část, vyšší rezistence na kontaktu s nadložní deskou ale způsobí rotaci slabou směrem k vertikále (Čížková a Bina, 2013). U tohoto modelu tak nepozorujeme výraznější rollback. Díky malé rychlosti subdukce, pozorujeme ve stejných časových okamžicích, že deska oproti modelu 1 více termálně stárne (chladne), a zvyšuje se tím tak mocnost vysokoviskózní litosféry. Tužší deska tím získává další odpor k deformaci. Deska tedy proniká do spodního pláště, aniž by došlo k výrazné horizontální deformaci na endotermním fázovém rozhraní. Model 3 (Obr.24a) má naopak oproti referenčnímu modelu 1 dvakrát menší parametry pseudoplastické deformace (Tabulka 2E), díky čemuž je viskozita kůry na počátku nižší (zelená křivka na Obr. 23). Pozorujeme tak vyšší rychlost subdukce oproti modelu 1 (zelená křivka na Obr. 25) a také větší rollback. Přibližně po dobu 60 milionů let má deska tendenci tvořit sklady a horizontálně se ukládat na endotermním fázovém rozhraní. Poté začne postupně propadat do spodního pláště a my tak opět sledujeme přepnutí mezi stagnantním a penetrujícím módem.

V našich modelech považujeme za stagnantní mód subdukce situaci, kdy se deska po delší časový interval, horizontálně ukládá na endotermním fázovém rozhraní. V tomto ohledu, na rozdíl od modelu 1 a 3 (Obr.24b,a), tedy nepozorujeme u modelu 2 přepínání mezi stagnujícím a penetrujícím módem. Jak však můžeme vidět na Obr. 26, který ukazuje hloubku průniku (polohu spodního okraje subdukované desky) v čase, i pro model 2 (červená křivka na Obr. 26), dojde k pozdržení desky na endotermním fázovém rozhraní v hloubce 660 km. Deska vytvoří jeden sklad a poté velmi pomalu prochází do spodního pláště (Obr. 24c), aniž by došlo k výraznější horizontální deformaci.

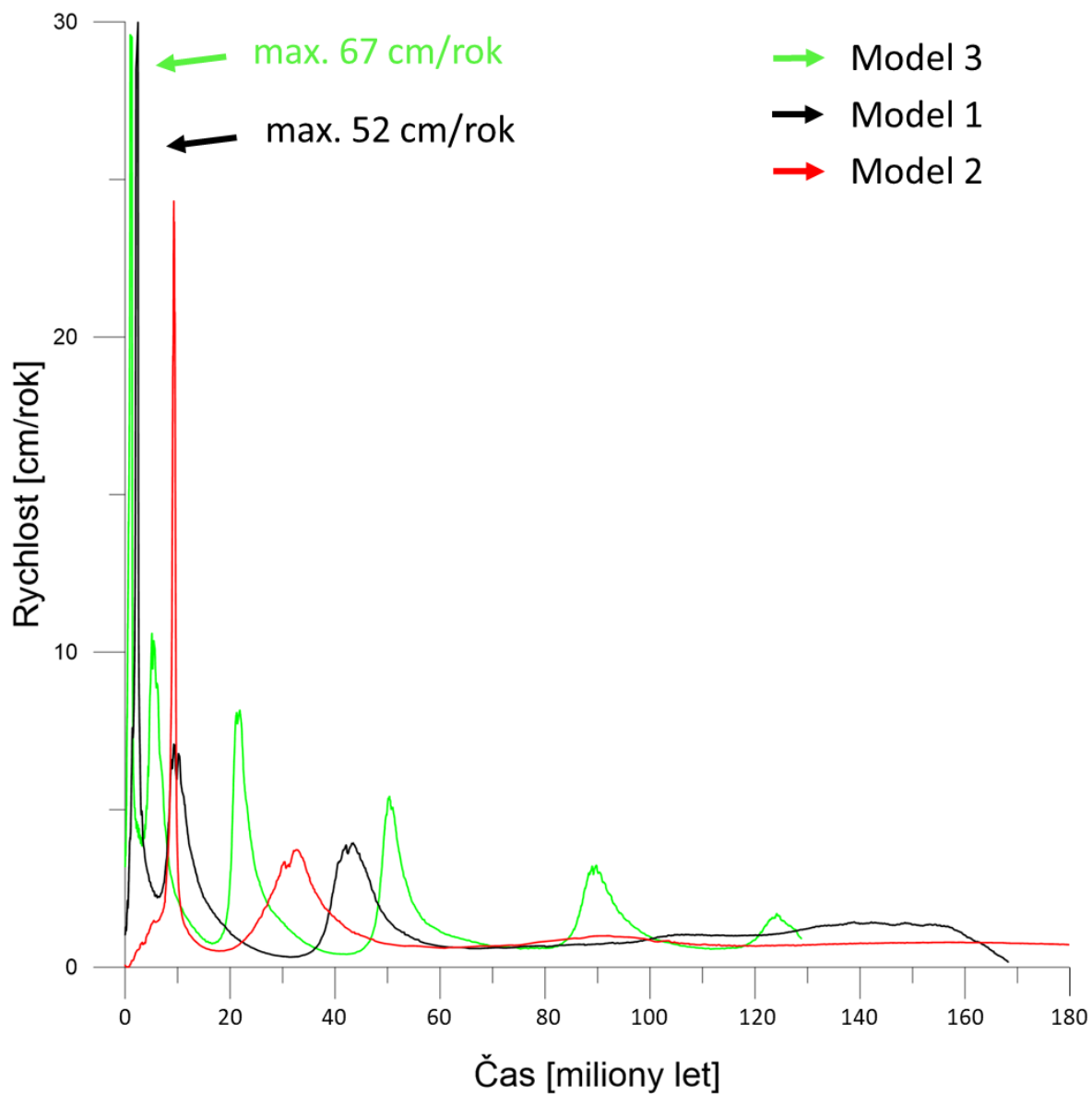


Obr. 23: Časový vývoj průměrné viskozity kůry pro modely s nelineární reologií kůry.



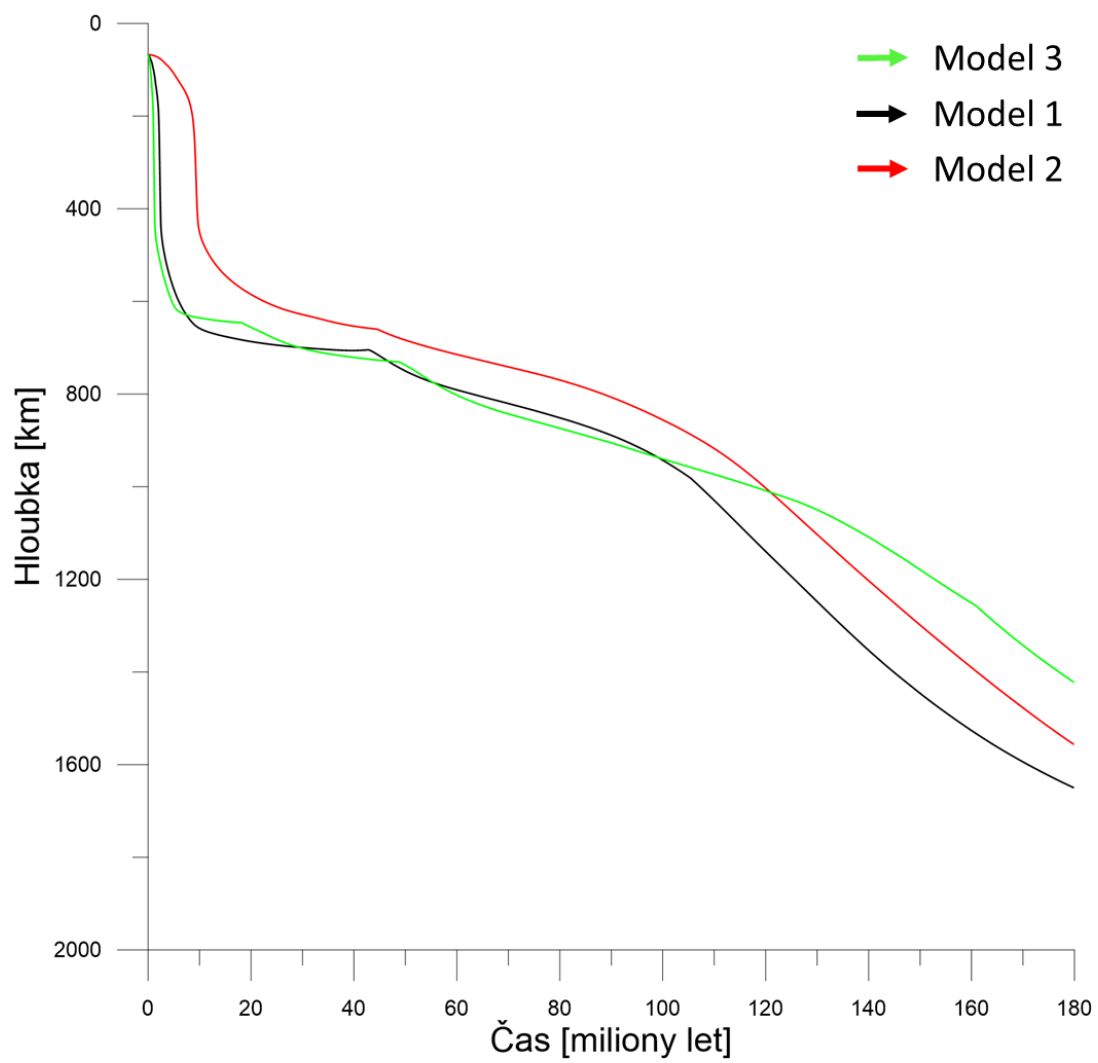


Obr.24: Modely s nelineární reologií a mocností kůry 10 km a limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa. Jedná se o výřezy z modelové oblasti 1600 km hluboké a 3200 km široké. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Na panelech je zobrazena viskozita. Panel a) představuje model s nejmenší hodnotou parametrů pseudoplastické deformace. Na panelu b) je referenční model se střední hodnotou parametrů pseudoplastické deformace a na panelu c) vidíme s dvakrát většími parametry pseudoplastické deformace oproti referenčnímu modelu. Pro každý panel se jedná o 5 časových okamžiků od 30 do 150 milionů let s časovým krokem 30 milionů let.



Obr. 25: Časový vývoj rychlosti desek s mocností kůry 10 km, limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa a nelineární reologii kůry. Zelená křivka odpovídá modelu se slabou plasticitou, černá pak modelu se střední referenční plasticitou a červená modelu s největší plasticitou.

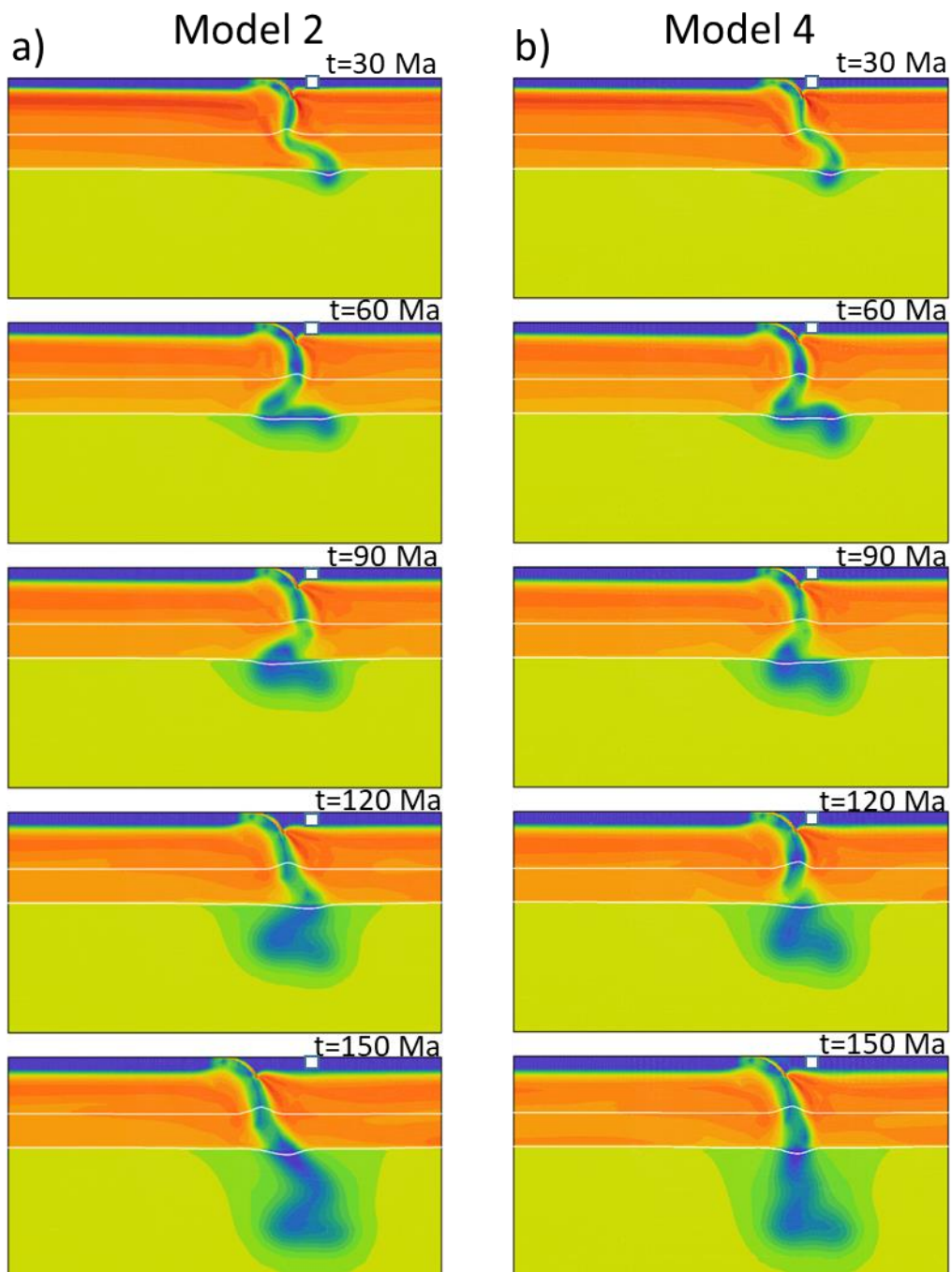




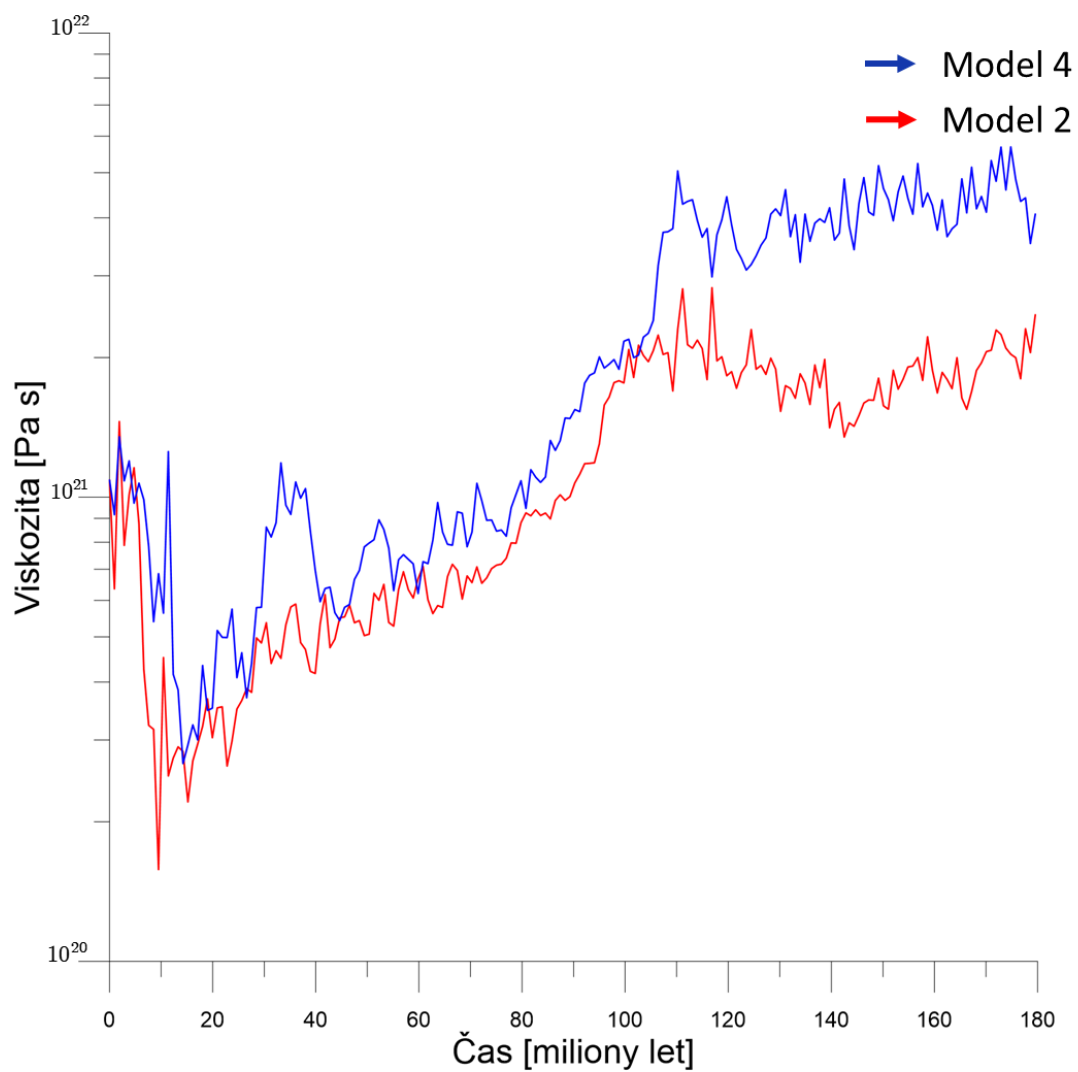
Obr. 26: Graf znázorňující polohu nejnižší položeného traceru v čase. Zelená křivka odpovídá modelu 3, černá referenčnímu modelu 1 a červená modelu 2.

### 5.3 Vliv změny parametrů dislokačního creepu – model 2 a model 4

V minulé podkapitole byl diskutován vliv změny parametrů pseudoplastické deformace. Nyní se podívejme, jaký vliv na charakter subdukce bude mít změna parametrů dislokačního creepu. V modelu 4 použijeme aktivační energii pro diabas podle (Shelton a Tullis, 1981) (viz tabulka 2F). Prefaktor A uvažujeme 100 x vyšší než je experimentálně určená hodnota. Vyšší prefaktor znamená nižší viskozitu (viz rovnice (13)) – toto zvýšení prefaktoru by mělo aproximovat redukci viskozity v důsledku hydratace kůry (van Hunen et al., 2000). Parametry pseudoplastické deformace jsou v modelu 4 stejné jako u výše diskutovaného modelu 2. Na Obr. 27 porovnáváme model 2 a model 4. U obou modelů pozorujeme téměř totožný charakter chování a rychlost subdukce po dobu 150 milionu let. Díky vyšší průměrné viskozitě kůry modelu 4 (modrá křivka na Obr. 28) pozorujeme v modelu 4 menší rollback, než v modelu 2, ale jinak se chování těchto modelů s různými parametrizacemi dislokačního creepu téměř neliší. Zdá se tedy, že pseudoplastická deformace, jakožto dominantní deformační mechanismus v mělkých partiích modelu má na charakter chování desky větší vliv, než parametry dislokačního creepu, který se uplatňuje v hlubších částech kontaktu desek.



Obr. 27: Modely s mocností kůry 10 km a limitem napětí  $2 \times 10^8$  Pa. Jedná se o výřezy z modelové oblasti 1600 km hluboké a 3200 km široké. Bílé čáry představují fázová rozhraní v hloubce 410 km a 660 km. Bílý čtvereček na horní hranici modelové oblasti označuje iniciální polohu subdukce. Na panelech je zobrazena viskozita. Panel a) představuje model 2 s nelineární reologií a na panelu b) vidíme model 4 s nelineární reologií. Pro každý panel se jedná o 5 časových okamžiků od 30 do 150 milionů let s časovým krokem 30 milionu let.



Obr. 28: Časový vývoj průměrné viskozity kůry pro modely nelineární reologie kůry. Červená křivka odpovídá modelu 2 a modrá křivka modelu 4. Modely se liší parametry dislokačního creepu.

## 6 Diskuze a závěr

Numerické modely subdukce již dříve ukázaly, že charakter deformace subdukované deky ve svrchním plášti i její schopnost pronikat do spodního pláště jsou silně ovlivněny reologickými vlastnostmi vrstvy, která odděluje subdukující a nadložní desku (např. Androvičová et al. 2013; Goes et al., 2017). Tato vrstva, obvykle poněkud zjednodušeně označovaná jako kůra, je v modelech vnímána jako numerický nástroj, který umožňuje fungování procesu subdukce. Aproximuje skutečnou kůru, jejíž svrchní část, patrně zejména vodou nasycené sedimenty, působí jako lubrikant a snižuje tak tření na kontaktu desek. Protože se však ukazuje, že právě viskozita tohoto lubrikantu je jedním z klíčových parametrů a hraje významnou roli v deformaci desek, pokusili jsme se v této práci 1) detailně ocenit vliv velikosti viskozity a mocnosti kůry a 2) použít fyzikálně relevantní nelineární model kůry a otestovat vliv jejích parametrů.

V modelech s konstantní viskozitou kůry, kde jsme studovali vliv její mocnosti a viskozity, se podle očekávání ukazuje vazba mezi těmito parametry. Pro nejnižší viskozitu kůry deska tvoří sklady a horizontálně se ukládá na endotermním fázovém rozhraní. Spolu se zvyšující se viskozitou kůry, tedy tužším kontaktem desek, pozorujeme snižující se subdukční rychlost a zvětšující se úhel, pod kterým se deska v mělkých částech zanořuje. Díky tomu sledujeme také menší rollback a větší průnik desky do spodního pláště. Podobný efekt má změna mocnosti kůry. Zatímco v modelech s tenkou kůrou má subdukující deska tendenci pronikat do spodního pláště, zvýšení mocnosti kůry – díky efektivnějšímu oddělení desek mocnějším nízkoviskózním kanálem, vede ke zvětšování rollbacku a zvětšování tendence desky více se horizontálně ukládat na fázovém rozhraní v hloubce 660 km a méně pronikat do spodního pláště. Zvyšování mocnosti kůry má tedy obdobný efekt jako snižování její viskozity. V obou případech se usnadní pohyb subdukující desky podél kontaktu s nadložní deskou a urychlí se tím rychlost subdukce i rollback.

Pokud je poměr viskozity a mocnosti kůry  $\psi \leq 3.3 \cdot 10^{16} \text{ Pa s m}^{-1}$  deska vykazuje rychlý rollback, který vede ke stagnaci. Je-li poměr vyšší, deska je v penetrujícím módu a proniká do spodního pláště.

V doposud diskutovaných modelech jsme předpokládali, že limit napětí v materiálu pláště a litosféry je  $2 \times 10^8 \text{ Pa}$ . V této práci se primárně soustředujeme na efekty reologického popisu kůry. Abychom ale otestovali robustnost našich výsledků, zopakovali jsme výše zmiňovanou analýzu také pro analogickou sadu modelů, nyní jsme ale limit napětí v litosféře předešli 2.5 x větší ( $5 \times 10^8 \text{ Pa}$ ). Z porovnání chování desek pro dva různé limity napětí vyplývá, že i v případě vyššího limitu napětí a tedy tužších desek platí, že nižší viskozity a vyšší mocnosti kůry vedou na rychlý rollback a stagnaci, zatímco vyšší viskozita a užší kůra vedou na penetraci. V případě nižšího limitu napětí vykazují desky větší subdukční rychlost. Díky tomu, že jsou snáze deformovatelné, výrazně se horizontálně skládají na rozhraní v hloubce 660 km. Takto nahromaděná hmota pak snáze překoná rezistenci rozhraní, a proto po 100 milionech let pozorujeme penetraci v několika modelech s vyšší viskozitou a nižší mocností kůry. Naproti tomu tužší desky (limit napětí  $5 \times 10^8 \text{ Pa}$ ) se v přechodové oblasti mezi 410 a 660 km méně skládají, zůstávají na rozhraní v hloubce 660 km ploché, díky čemuž je jejich odpovídající hustotní anomálie menší a desky mají menší tendenci pronikat do spodního pláště. Penetraci tedy pozorujeme pouze u modelů s nejnižší mocností a nejvyšší viskozitou kůry.

V rámci modelů s nelineární reologií kůry jsme použili dvě sady reologických parametrů. V modelech, kde kůra má vlastnosti vcházející z experimentů na kvarcitu (Liao et al., 2017), se ukazuje, že zpětná vazba mezi rychlostmi subdukující desky a viskozitou vede na výraznou časovou proměnlivost této viskozity. V počátečních fázích subdukce a zejména po průchodu exotermní fázovou přeměnou spojenou s výrazným urychlením je viskozita na kontaktu desek relativně nízká a deska vykazuje rychlý rollback doprovázený skládáním a stagnací. S klesající rychlostí desky se ale viskozita kontaktu zvýší, rollback se zpomalí a deska proniká do spodního pláště. Dochází tedy ke změně módu ze stagnujícího na penetrativní.

Protože reologický model kůry kombinuje dva mechanismy – dislokační tečení a pseudoplastickou deformaci – testovali jsme dále vliv parametrů těchto mechanismů na chování desky. Výsledky naznačují, že pokud předepíšeme nižší limit napětí pseudoplastické deformace, deska se podobně jako v předchozím modelu přepíná ze stagnantního do penetrativního módu. Díky větší rychlosti desky se ale nad rozhraním v hloubce 660 km uloží delší část desky a teprve pak dojde k průniku do spodního pláště. Pokud naopak předepíšeme vyšší limit pseudoplastické deformace, je rollback velmi pomalý, nedochází k výrazné horizontální deformaci nad rozhraním v hloubce 660 km a deska proniká do spodního pláště. Nakonec jsme testovali vliv parametrů dislokačního tečení. Předepsali jsme parametry vycházející z experimentů na diabasů (Shelton a Tullis, 1981) a prefaktor (rovnice (13)) jsme 100 x snížili, abychom aproximovali vliv nasycení vodou (van Hunen et al., 2000). Výsledná deformace desek je velmi podobná jako v odpovídajícím modelu s parametry kvarcitu.

Závěrem lze tedy shrnout, že nelineární reologie kůry výrazně ovlivňuje deformaci desky. Zpětná vazba mezi rychlostí subdukce a viskozitou kůry umožňuje přepínání mezi stagnantním a penetrativním módem. Parametrizace pseudoplasticity má na chování desky velký vliv, což naznačuje, že charakter deformace je zejména ovlivňován viskozitou kontaktu v mělkých hloubkách, kde plastická deformace dominuje.

Naše výsledky lze vnímat jako první krok k realistickým modelům kontaktu desek. Budoucí modely by měly detailněji prozkoumat řadu dalších faktorů. Měly by vzít v úvahu geologicky komplikovanou strukturu kůry a případně dehydrataci subdukující desky.

## 7 Literatura

- [1] Androvičová, A., Čížková, H., van den Berg, A., 2013. The effects of rheological decoupling on slab deformation in the Earth's upper mantle. *Studia Geophysica et Geodaetica Christianensia*.
- [2] Arredondo, K.M., Billen, M.I., 2017. Coupled effects of phase transitions and rheology in 2D dynamical models of subduction. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 122, pp.5813–5830.
- [3] Arredondo, K.M., Billen, M.I., 2016. The effects of phase transitions and compositional layering in two-dimensional kinematic models of subduction. *Journal of Geodynamics*, 100, pp.159–174.
- [4] Běhounková, M., Čížková, H., 2008. Long-wavelength character of subducted slabs in the lower mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 275(1–2), pp.43–53.
- [5] Berg, A.P., Keken, P.E., Yuen, D.A., 1993. The effects of a composite non-Newtonian and Newtonian rheology on mantle convection. *Geophysical Journal International*, 115(1), pp.62–78.
- [6] Bijwaard, H., Spakman, W., Engdahl, E.R., 1998. Closing the gap between regional and global travel time tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 103(B12), pp.30055–30078.
- [7] Billen, M.I. & Hirth, G., 2007. Rheologic controls on slab dynamics. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 8(8).
- [8] Carbotte, S.M., Scheirer, D., 2004. Variability of ocean crustal structure created along the global midocean ridge. In *Hydrogeology of the Oceanic Lithosphere*. pp. 59–107.
- [9] Cuvelier, C., Segal, A., van Steenhoven, A.A., 1986. *Finite Element Methods and Navier–Stokes Equations*, D. Reidel Publishing Company.
- [10] Čížková, H., van den Berg, A.P., Spakman, W., Matyska, C., 2012. The viscosity of Earth's lower mantle inferred from sinking speed of subducted lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 200–201, pp.56–62.
- [11] Čížková, H., Bina, C.R., 2013. Effects of mantle and subduction-interface rheologies on slab stagnation and trench rollback. *Earth and Planetary Science Letters*, 379, pp.95–103.
- [12] Forsyth, D., Uyeda, S., 1975. On the Relative Importance of the Driving Forces of Plate Motion. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 43, pp.163–200.
- [13] Fukao, Y., Obayashi, M., 2013. Deepest hypocentral distributions associated with stagnant slabs and penetrated slabs. *AGU Fall Meeting Abstracts*.



- [14] Garel, F., Goes, S., Davies, D.R., Davies, J.H., Kramer, S.C., 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(5), pp.1739–1765.
- [15] Gerya, T.V., Meilick, F.I., 2010. Geodynamic regimes of subduction under an active margin: effects of rheological weakening by fluids and melts. *Journal of Metamorphic Geology*, 29, pp.7–31.
- [16] Goes, S., Agrusta, R., van Hunen, J., Garel, F., 2017. Subduction-transition zone interaction: A review. *Geosphere*, 13(3), pp.644–664.
- [17] Hirth, G., Kohlstedt, D., 2003. In: *Rheology of the upper mantle and the mantle wedge: A view from the experimentalists*. Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 138, pp.83–105.
- [18] van Hunen, J., van den Berg, A.P., Vlaar, N.J., 2004. 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, pp.179–194.
- [19] van Hunen, J., 2001. *Shallow and buoyant lithospheric subduction: causes and implications from thermo-chemical numerical modeling*. Utrecht University.
- [20] van Hunen, J., van den Berg, A.P., & Vlaar, N.J., 2000. A thermo-mechanical model of horizontal subduction below an overriding plate. , 182, pp.157–169.
- [21] Christensen, Ulrich R., Yuen, D.A., 1984. The interaction of a subducting lithospheric slab with a chemical or phase boundary. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 89, pp.4389–4402.
- [22] Christensen, U.R., 1996. The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 140(1–4), pp.27–39.
- [23] Christensen U.R., Yuen, D.A., 1985. Layered convection induced by phase transitions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 90(B12), pp.10291–10300. Available at: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JB090iB12p10291>.
- [24] Ita, J., King, S.D., 1994. Sensitivity of convection with an endothermic phase change to the form of governing equations, initial conditions, boundary conditions, and equation of state. *Journal of Geophysical Research*, 99(B8), p.15919.
- [25] Jacobs, M.H.G., van den Berg, A.P., 2011. Complex phase distribution and seismic velocity structure of the transition zone: Convection model predictions for a magnesium-endmember olivine–pyroxene mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 186(1–2), pp.36–48.

- [26] Kameyama, M., Yuen, D.A., Karato, S.-I., 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), pp.159–172.
- [27] Karato, S., Wu, P., 1993. Rheology of the Upper Mantle: A Synthesis. *Science*, 260(5109), pp.771–778.
- [28] Karato, S., Zhang, S., Wenk, H.-R., 1995. Superplasticity in Earth's Lower Mantle: Evidence from Seismic Anisotropy and Rock Physics. *Science*, 270(5235), p.458 LP-461.
- [29] Karson, J.A., 2002. Geologic Structure of the Uppermost Oceanic Crust Created at Fast- to Intermediate-Rate Spreading Centers. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 30(1), pp.347–384.
- [30] Liao, J., Gerya, T., Thielmann, M., Webb, A.A.G., Kufner, S.-K., Yin, A., 2017. 3D geodynamic models for the development of opposing continental subduction zones: The Hindu Kush–Pamir example. *Earth and Planetary Science Letters*, 480, pp.133–146.
- [31] Mackwell, S.J., Zimmerman, M.E., Kohlstedt, D.L., 1998. High-temperature deformation of dry diabase with application to tectonics on Venus. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 103(B1), pp.975–984.
- [32] Maierová, P., Chust, T., Steinle-Neumann, G., Čadek, O., Čížková, H., 2012. The effect of variable thermal diffusivity on kinematic models of subduction. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(7), pp.1–14.
- [33] Le Maitre, R.W., 2002. *Igneous Rocks. A Classification and Glossary of Terms. Recommendations of the International Union of Geological Sciences Subcommission on the Systematics of Igneous Rocks 2nd ed.*, Cambridge, New York, Melbourne.
- [34] Nakao, A., Iwamori, H., Nakakuki, T., 2016. Effects of water transportation on subduction dynamics: Roles of viscosity and density reduction. *Earth and Planetary Science Letters*, 454, pp.178–191.
- [35] Ranalli, G., 1995. *Rheology of the earth*, Springer Science & Business Media.
- [36] Segal, A., Praagman, N., 2005. *The Sepran Fem Package*, Technical Report, Ingenieursbureau Sepra.
- [37] Segal, A., 1993. Finite element methods for advection-diffusion equations. In *Numerical methods for advection-diffusion problems*. Braunschweig: MbH, Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft, pp. 195–214.
- [38] Seibold, E., Berger, W., 1984. *The Sea Floor. An Introduction to Marine Geology*, N.Y: Springer Verlag.
- [39] Shelton, G. & Tullis, J., 1981. Experimental flow laws for crustal rocks. *EOS, Trans. Am. Geophysical union*, 62.

- [40] Vlaar, N.J., 1975. The driving mechanism of plate tectonics, a qualitative approach. *Progress in Geodynamics*, pp.234–245.
- [41] White, W.M., Klein, E.M., 2014. Composition of the Oceanic Crust. In *Treatise on Geochemistry: Second Edition*. Elsevier, pp. 457–496.
- [42] Yoshioka, S., Naganoda, A., 2010. Effects of trench migration on fall of stagnant slabs into the lower mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 183(1–2), pp.321–329.
- [43] Zhao, D., Fujisawa, M., Toyokuni, G., 2017. Tomography of the subducting Pacific slab and the 2015 Bonin deepest earthquake (Mw 7.9). *Scientific Reports*, 7(February), pp.1–8.