中国科学: 地球科学 2020 年 第 50 卷 第 10 期: 1424 ~ 1444
SCIENTIA SINICA Terrae earthcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

上覆大陆板块热状态对俯冲动力学的影响: 二维热力学模拟

唐嘉萱[1,2,3], 陈林[1,2*], 孟庆任[1,2,3], 武国利[1,2]

1. 中国科学院地质与地球物理研究所, 岩石圈演化国家重点实验室, 北京 100029;
2. 中国科学院地球科学研究院, 北京 100029;
3. 中国科学院大学地球与行星科学学院, 北京 100049
* 通讯作者, E-mail: chenlin@mail.iggcas.ac.cn

收稿日期: 2019-12-03; 收修改稿日期: 2020-04-14; 接受日期: 2020-04-29; 网络版发表日期: 2020-06-12
国家重点研发计划项目(编号: 2016YFC0600406)和中国科学院战略性先导科技专项项目(编号: XDB18000000)资助

摘要 洋-陆俯冲的动力学过程不仅依赖于俯冲大洋板块的性质, 还取决于上覆大陆板块的性质和状态. 已有数值模型多关注于俯冲大洋岩石圈, 对上覆大陆岩石圈性质和变化的研究相对薄弱, 尤其是大陆岩石圈热状态变化对俯冲动力学过程的影响了解甚少. 利用二维热-力学数值模拟方法, 文章探讨了不同热状态的大陆岩石圈在洋-陆俯冲过程中的表现, 系统测试了上覆大陆热状态、俯冲洋块年龄和洋-陆会聚相对速率对俯冲动力学过程的影响. 模拟结果表明: (1) 当上覆大陆陆壳地温梯度较低(10~15℃ km^{-1})时, 大洋板块开始以低角度俯冲, 而后在自身负浮力的驱动下, 俯冲角度逐渐增大并发生快速后撤, 形成宽600~1100km不等的洋盆, 导致大陆与大洋板块最终解耦. 伴随海沟不断后撤, 上覆大陆板块内的水平偏应力在区域上发生正、负交替, 岩石圈减薄主要发生在俯冲带附近, 且地表发生明显伸展沉降. (2) 当上覆大陆陆壳地温梯度较高(大于15℃ km^{-1})时, 大洋板块的后撤促使上覆大陆板块强烈伸展, 海沟后撤的距离减小, 形成洋盆的宽度也随之减小100~1000km. 上覆大陆板块内的水平偏应力表现为整体先挤压后拉张, 导致地表也发生先隆升后缓慢沉降. (3) 增加大洋岩石圈的年龄会加快海沟的后撤过程, 促进上覆大陆岩石圈的减薄. (4) 上覆大陆板块向海沟的运动会减缓海沟的后撤. 当地壳地温梯度大于17.5℃ km^{-1}时, 热的大陆地壳会发生重力垮塌和向俯冲大洋岩石圈逆冲, 这一过程同样将减缓海沟的后撤. 依据以上模拟结果, 文章探讨了早白垩世古西太平洋板块俯冲过程空间上的变化以及它们可能对东亚盆地构造演化的控制, 认为阿穆尔超级地体早白垩世宽裂谷盆地体系的发育与海沟缓慢后撤和热地壳垮塌相关; 相对较冷的华北克拉通岩石圈因大洋海沟快速后撤, 导致大陆边缘被动裂谷盆地的发育.

关键词 洋-陆俯冲, 大陆热状态变化, 海沟后撤, 岩石圈减薄, 裂谷盆地

中文引用格式: 唐嘉萱, 陈林, 孟庆任, 武国利. 2020. 上覆大陆板块热状态对俯冲动力学的影响: 二维热力学模拟. 中国科学: 地球科学, 50(10): 1424–1444, doi: 10.1360/SSTe-2019-0283
英文引用格式: Tang J, Chen L, Meng Q, Wu G. 2020. The effects of the thermal state of overriding continental plate on subduction dynamics: Two-dimensional thermal-mechanical modeling. Science China Earth Sciences, 63(10): 1519–1539, https://doi.org/10.1007/s11430-019-9624-1

© 2020 《中国科学》杂志社

1　引言

地球物理和地球化学的研究表明岩石圈在年龄、厚度和强度上普遍存在横向非均一性(Artemieva, 2006; Müller等, 2008; Eaton等, 2009; Rychert等, 2010; Fischer等, 2010; Audet和Bürgmann, 2011), 岩石圈横向非均一性对其自身的构造变形具有重要的影响(Chen和Gerya, 2016; Chen等, 2017; Vogt等, 2018; Wenker和Beaumont, 2018; 刘丹红和陈林, 2020). 在洋-陆俯冲的研究中, 前人利用数值模拟方法对大洋岩石圈的年龄、黏度、厚度、成分分层、密度等做了大量研究(Schellart等, 2007; Giuseppe等, 2008; Schmeling等, 2008; Gerya, 2011; Li等, 2012; Yang等, 2018). 前人对俯冲的大洋岩石圈的性质关注较多, 而对上覆大陆岩石圈的性质和状态的研究则相对薄弱. 最近的研究显示, 上覆板块性质对俯冲带的演化以及自身的变形同样具有重要影响. 例如, van Dinther等(2010)利用力学有限元模型研究了上覆板块对俯冲带力学和形态学的影响, 他们发现只有向海沟移动的上覆板块能够加快海沟后撤并且减小板片的俯冲角度. Capitanio等(2010)调查了上覆板块对深俯冲、海沟位置以及会聚边缘变形的作用, 他们测试了一系列自由俯冲的二维力学模型, 结果显示上覆板块的强度和板片与上-下地幔不连续面的相互作用共同控制俯冲带的演化. 板片在上-下地幔不连续面上的堆叠会导致海沟的前进与后退, 但是增强增厚上覆板块使得海沟趋于前进, 同时导致弧前变形隆升的区域变宽, 隆升的高度减小. Rodríguez-González等(2012)利用半空间冷却模型改变年龄来改变板片的温度结构, 探讨了洋-洋俯冲过程中上覆板块热状态对俯冲角度的影响. 他们发现小角度俯冲或者平板俯冲通常发生在具有冷的上覆板块的情况下. Manea等(2012)利用数值模型第一次探讨上覆板块厚度对俯冲角度的贡献, 他们发现向海沟运动的增厚克拉通伴随海沟后撤易诱发平板俯冲. Sharples等(2014)测试了上覆板块厚度、强度以及密度三个性质在俯冲演化中的表现, 结果表明海沟前进更倾向发生在上覆板块较厚、较强且密度较大的情况下, 并且俯冲角度与上覆板块厚度呈负相关. Holt等(2015)利用自由俯冲的动力学模型调查了上覆板块黏度、厚度以及密度性质对板片后撤率以及上覆板块应力状态的影响. 他们发现强的或者具有较大负浮力的上覆板块会减小板片后撤率, 导致俯冲角度增加并且在上覆板块中诱发挤压的应力状态. 而对于具有正浮力的上覆板块, 海沟后撤较快并且上覆板块处于拉张的应力状态. 最近, Riel等(2018)利用二维数值模拟方法研究了自由俯冲中上覆板块厚度的影响, 结果显示较厚的上覆板块能够控制年轻且较弱的板片的俯冲角度, 加快二者的会聚速率, 同时产生更大的弧后地形沉降和应力量级. 由此可见, 前人主要关注上覆岩石圈的厚度、强度、密度等性质, 对上覆大陆板块热状态的研究相对薄弱, 并且主要集中在对俯冲角度影响的研究中. 上覆大陆板块热状态对海沟位置以及上覆大陆变形的作用还尚不明确.

除了上述的一般性模型外, 如今越来越多的模型已被用于针对实际地质问题进行研究. 例如, Mason等(2010)利用3D数值模型测试海底高原性质对俯冲的影响, 同时将结果对比探讨太平洋西北部小笠原海底高原在伊豆-波宁-马里亚纳俯冲带的情况. 他们认为小笠原海底高原对应为弱的浮力异常体, 随着板块的俯冲海底高原处的海沟前进, 并且海底高原内受挤压发育正断层. Liu和Stegman(2011)对美国西部下方“马蹄”形的快速地震异常体进行研究, 利用3D数值模型以及数据同化方法模拟晚新生代Farallon板块的俯冲过程. 结果显示快速异常体为Farallon板块俯冲断离所致. Hu等(2016)针对南美平板俯冲的形成机制进行探讨, 通过设计贴合实际地质情况的数值模型, 综合考量了海底年龄、板片吸力以及大洋异常浮力体三种因素的贡献. Yang等(2018)研究了新生代东北亚岩石圈的变形, 通过模拟太平洋板块的俯冲探讨了日本海与贝加尔裂谷发育的先后关系, 研究显示太平洋板块的年龄为重要影响因素. Chen和Faccenda(2019)利用岩石-热力学模型研究了新生代中国东北陆内岩浆活动的形成. 他们认为太平洋板块的俯冲滞留导致含水的地幔过渡带上涌, 诱发上地幔的深部物质脱水熔融, 并且熔融物逐渐向大陆内部传递在地壳内部形成火山岩. 在这里, 我们利用二维热-力学数值模拟方法, 探讨上覆大陆岩石圈热状态的变化在板块俯冲动力学以及上覆大陆自身变形中的作用, 系统测试上覆大陆板块热状态、俯冲洋片年龄和洋-陆会聚相对速率的影响. 首先, 我们将介绍数值模拟方法和初始模型设计; 然后描述上覆大陆板块热状态、俯冲大洋板块年龄以及洋-陆会聚相对速率对洋-陆动力学过程的影响; 最后, 将模拟结果

用于探讨早白垩世东亚裂谷盆地差异化发育的形成机制.

2 数值模拟方法

我们采用了二维热-力学程序“I2VIS”(Gerya和Yuen, 2003a)模拟洋-陆俯冲. 该程序结合交错网格有限差分方法和粒子标记(marker-in-cell)技术, 联合求解描述物质变形的动量守恒方程、物质守恒方程和能量守恒方程. 这种方法可以有效避免数值发散的问题, 能兼顾大尺度和局部变形模拟.

2.1 控制方程

(ⅰ) 动量守恒-斯托克斯方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}'_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}'_{xy}}{\partial y}=\frac{\partial P}{\partial x}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}'_{yy}}{\partial y}+\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}'_{yx}}{\partial x}=\frac{\partial P}{\partial y}-\rho(P,T,C,M)\mathrm{g}, \tag{2}$$

式中, x和y分别代表水平和垂直坐标; $\boldsymbol{\sigma}'_{xx}$、$\boldsymbol{\sigma}'_{yy}$和$\boldsymbol{\sigma}'_{xy}$为偏应力张量; ρ是密度, 它是压力P、温度T、岩石成分C和部分熔融百分数M的函数; g是重力加速度.

(ⅱ) 不可压缩流体物质守恒-连续性方程

$$\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial x}+\frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial y}=0, \tag{3}$$

式中, $\mathbf{v}_x$和$\mathbf{v}_y$分别代表速度矢量的水平和垂向分量.

(ⅲ) 能量守恒-热传导方程

$$\rho C_p\frac{DT}{Dt}=-\frac{\partial q_x}{\partial x}-\frac{\partial q_y}{\partial y}+H_\mathrm{r}+H_\mathrm{s}+H_\mathrm{a}, \tag{4}$$

$$\begin{aligned} q_x&=-k(T,P,C)\frac{\partial T}{\partial x},\\ q_y&=-k(T,P,C)\frac{\partial T}{\partial y}, \end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned} H_\mathrm{r}&=\mathrm{const}(C),\\ H_\mathrm{s}&=\boldsymbol{\sigma}'_{xx}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xx}+\boldsymbol{\sigma}'_{yy}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{yy}+2\boldsymbol{\sigma}'_{xy}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xy},\\ H_\mathrm{a}&=T\alpha\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}, \end{aligned} \tag{6}$$

式中, C_p是等压热容; DT/Dt代表温度对时间的物质导数; q_x和q_y分别代表水平和垂直方向的热流; k是热传导率, 它依赖于温度T、压力P和岩石成分C(Clauser和Huenges, 1995); H_r代表放射性生热, 是依赖于岩石成分C的常量; H_s代表剪切生热, 表示形变过程中由机械能转化的热能; H_a代表绝热生热, 表示随着压力变化而产生的热量.

2.2 黏-塑性流变

在我们的数值模拟中, 岩石的流变性质主要是由塑性流变和黏性流变机制共同控制, 偏应力张量和应变率张量之间的本构关系如下:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}'_{xx}&=2\eta_\mathrm{eff}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xx},\\ \boldsymbol{\sigma}'_{yy}&=2\eta_\mathrm{eff}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{yy},\\ \boldsymbol{\sigma}'_{xy}&=2\eta_\mathrm{eff}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xy}, \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xx}&=\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial x},\\ \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{yy}&=\frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial y},\\ \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xy}&=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{v}_x}{\partial y}+\frac{\partial \mathbf{v}_y}{\partial x}\right), \end{aligned} \tag{8}$$

式中, $\boldsymbol{\sigma}'_{xx}$、$\boldsymbol{\sigma}'_{yy}$和$\boldsymbol{\sigma}'_{xy}$为偏应力张量; $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xx}$、$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{yy}$和$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{xy}$为应变率张量; η_eff代表有效黏度, 定义为塑性黏度η_plastic、韧性黏度η_ductile和Peierls黏度η_peierls(下文给出)之间的最小值$\eta_\mathrm{eff}=\min(\eta_\mathrm{plastic},\eta_\mathrm{ductile},\eta_\mathrm{peierls})$.

2.2.1 塑性流变

物质的塑性变形遵从Drucker-Prager屈服准则(Ranalli, 1995):

$$\eta_\mathrm{plastic}=\frac{\sigma_\mathrm{yield}}{2\dot{\varepsilon}_\mathrm{II}}, \tag{9}$$

$$\sigma_\mathrm{yield}=C_0+P\sin(\varphi_\mathrm{dry})(1-\lambda), \tag{10}$$

$$\lambda=\frac{P_\mathrm{fluid}}{P_\mathrm{solid}}, \tag{11}$$

式中, σ_yield为屈服应力; $\dot{\varepsilon}_\mathrm{II}=\left(0.5\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{ij}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_{ij}\right)^{\frac{1}{2}}$为应变率张量的二阶不变量; C_0为压力P=0条件下的岩石剩余强度; φ_dry为无水情况下的内摩擦角; λ为孔隙流体压力因子.

2.2.2 韧性流变

物质的韧性变形是通过计算扩散蠕变和位错蠕变求得, 应用的黏度关系满足如下公式:

$$\frac{1}{\eta_{\text{ductile}}}=\frac{1}{\eta_{\text{diffusion}}}+\frac{1}{\eta_{\text{dislocation}}}, \tag{12}$$

式中, 扩散蠕变黏度$\eta_{\text{diffusion}}$和位错蠕变黏度$\eta_{\text{dislocation}}$都依赖于岩石成分、温度和压力等(Ranalli, 1995), 计算公式分别如下:

$$\eta_{\text{diffusion}}=\frac{A_D}{2\sigma_{\text{cr}}^{n-1}}\exp\left(\frac{E_a+V_aP}{RT}\right), \tag{13}$$

$$\eta_{\text{dislocation}}=\frac{1}{2}(A_D)^{-\frac{1}{n}}(\dot{\varepsilon}_{\text{II}})^{\frac{1-n}{n}}\exp\left(\frac{E_a+V_aP}{nRT}\right), \tag{14}$$

式中, σ_{cr}为扩散蠕变和位错蠕变之间的临界应力; $\dot{\varepsilon}_{\text{II}}$为应变率张量的二阶不变量; P是压力; T是温度; R是气体常数; A_D、E_a、V_a和n是岩石物理实验约束的流变参数, 分别代表物质常数、活化能、活化体积和应力指数. 我们在数值模拟过程中采用的流变参数详见表1.

2.2.3 Peierls流变

Peierls变形是高应力条件下取代位错蠕变的一种塑性形变机制(Katayama和Karato, 2008), 在模型计算过程中它主要控制俯冲板块中应力较高而温度较低区域的形变(Karato等, 2001). Peierls黏度的计算表达式如下:

$$\dot{\varepsilon}_{\text{II}}=A_{\text{Peierls}}\sigma_{\text{II}}^2\exp\left\{-\frac{E_a+V_aP}{RT}\left[1-\left(\frac{\sigma_{\text{II}}}{\sigma_{\text{Peierls}}}\right)\right]^2\right\}, \tag{15}$$

$$\eta_{\text{Peierls}}=\frac{\sigma_{\text{II}}}{2\dot{\varepsilon}_{\text{II}}}, \tag{16}$$

式中, σ_{Peierls}为Peierls应力, 用于限制物质的强度, 类似于式(9)中的屈服应力σ_{yield}; $\dot{\varepsilon}_{\text{II}}$为应变率张量的二阶不变量; σ_{II}为应力张量的二阶不变量; P、T、R、A_{Peierls}、E_a、V_a和n的意义同式(14).

2.3 部分熔融

根据岩石物理实验的约束, 算法中还考虑了岩石的部分熔融行为(Gerya和Yuen, 2003a; Burg和Gerya, 2005). 假设部分熔融百分数M与温度为简单的线性关系:

$$M=\begin{cases}0, & T\le T_{\text{solidus}},\\ \dfrac{T-T_{\text{solidus}}}{T_{\text{liquidus}}-T_{\text{solidus}}}, & T_{\text{solidus}}<T<T_{\text{liquidus}},\\ 1, & T\ge T_{\text{liquidus}},\end{cases} \tag{17}$$

式中, T_{solidus}和T_{liquidus}分别代表岩石的固相线温度和液相线温度, 计算表达式见表2.

部分熔融岩石的有效密度ρ_{eff}取决于部分熔融百分数M:

$$\rho_{\text{eff}}=\rho_{\text{solid}}-M(\rho_{\text{solid}}-\rho_{\text{molten}}), \tag{18}$$

式中, ρ_{solid}和ρ_{molten}分别代表岩石的固相密度和熔融密度, 它们都是关于温度和压力的函数, 计算表达式见表2.

3 模型设计

为了研究上覆大陆板块热状态在洋-陆俯冲过程中对俯冲带演化的影响, 我们设计了一个如图1所示的初始模型. 模型的水平宽度为4000km, 垂向深度为1000km. 模型左侧为上覆的大陆板块, 厚度为140km, 包括40km的陆壳(20km的上陆壳和20km的下陆壳)和100km的岩石圈地幔; 右侧为俯冲的大洋板块, 大洋板块的厚度和温度根据自身年龄由半空间冷却模型(Turcotte和Schubert, 2002)计算而得. 在测试过程中, 我们一共选取了5组大洋年龄, 等间距地从40Ma增加到120Ma(表3). 大洋岩石圈上部包含8km的洋壳(3km的

表 1　数值模型采用的流变参数[a)]

标号	流变性质	η_0(Pa^n s)	E_a(kJ mol^{-1})	V_a(J bar^{-1})	n
A	空气/水	1×10^{17}	0	0	1
B	湿石英岩	1.97×10^{17}	154	0	2.3
C	斜长石(An$_{75}$)	4.8×10^{22}	238	0	3.2
D	干橄榄岩	3.98×10^{16}	532	0.8	3.5
E	湿橄榄岩	5.01×10^{20}	470	0.8	4.0
F	蛇纹石化橄榄岩	3.21×10^{36}	8.9	0.8	3.8

a) η_0为参考黏度. 计算公式为: $\eta_0=(1/A_D)\times10^{6n}$. 标号F参考Hilairet等(2007), 其余性质参考Ranalli(1995)

表 2　数值模型中用到的主要物理参数[a)]

物质	状态	ρ_0 (kg m^{-3})	C_p (J kg^{-1} K^{-1})	k (W m^{-1} K^{-1})	$T_{solidus}^{*}$ (K)	$T_{liquidus}^{*}$ (K)	Q_L (kJ kg^{-1})	H_r (μW m^{-3})	Sin(φ_{dry})	标号
空气	—	1	100	20	—	—	—	0	0	A
海水	—	1000	3330	20	—	—	—	0	0	A
沉积物	固态	2600	1000	K1	TS1	TL1	300	1.5	0.1	B
上陆壳	固态	2700	1000	K1	TS1	TL1	300	1.0	0.15	B
下陆壳	固态	2900	1000	K2	TS2	TL2	380	0.4	0.15	C
上洋壳	固态	3000	1000	K2	TS2	TL2	380	0.25	0.1	B
下洋壳	固态	3000	1000	K2	TS2	TL2	380	0.25	0.6	C
地幔	干	3300	1000	K3	TS3	TS3	400	0.022	0.6	D
	含水/蛇纹石化	3300	1000	K3	TS3	TS3	400	0.022	0.1	E/F
	熔融	2900	1000	K3	TS3	TS3	400	0.022	0	D
参考文献	—	Turcotte和Schubert (2002); Bittner和Schmeling (1995)	—	Clauser和Huenges (1995); Hofmeister (1999)	Schmidt和Poli (1998); Hess (1989); Hirschmann (2000); Johannes(1985); Poli和Schmidt (2002)	Schmidt和Poli(1998)	Turcotte和Schubert (2002); Bittner和Schmeling (1995)	Turcotte和Schubert (2002)	—	Schmidt和Poli(1998)

a) $\rho=\rho_0(1-\alpha(T-T_0))(1+\beta(P-P_0))$, 式中$\rho_0$代表岩石在$P_0$=0.1MPa和$T_0$=298K条件下的密度, 热膨胀系数$\alpha=2\times10^{-5}$K^{-1}, 压缩系数$\beta=0.45\times10^{-3}$ kbar^{-1}. K1=[0.64+807/(T+77)]exp(0.00004P); K2=[1.18+474/(T+77)]exp(0.00004P); K3=[0.73+1293/(T+77)]exp(0.00004P). *, 当P<1200MPa, TS1=889+17900/(P+54)+20200/(P+54)^2; 当P>1200MPa, TS1=831+0.06P, TL1=1262+0.09P; 当P<1600MPa, TS2=973−70400/(P+354)+778×10^5/(P+354)^2; 当P>1600MPa, TS2=935+0.0035P+0.62×10$^{-5}P^2$, TL2=1423+0.105P; 当P<10000MPa, TS3=1394+0.132899P−0.000005104P^2; 当P>10000MPa, TS3=2212+0.030819(P−10000), TL3=2073+0.114P. 流变性质参数见表1. 其他通用物质参数: 除空气和海水外, 其余物质的内聚力C_0=1MPa.

玄武岩上洋壳和5km的辉长岩下洋壳). 洋、陆板块之间设计一个初始薄弱带, 便于大洋板块的俯冲(图1b), 薄弱带平均厚度为15km, 倾斜角度为25°, 对应的流变学性质为含水地幔和湿橄榄岩(表1和2). 薄弱带上方设计一个沉积楔, 最大初始沉积厚度为20km. 整个模型空间被2041×381个节点组成的不规则网格离散化, 在水平方向上, 俯冲带以及大部分内陆区域(800~2300km)的网格间距为1km, 此区域向两侧各设置一个100km宽的网格过渡区, 在过渡区的外侧网格间距为5km; 在垂直方向上, 200km以浅的区域网格间距为1km, 200~300km为过渡区域, 300km以下的区域网格间距为5km. 总共1800多万个粒子(markers)随机分布在网格空间中.

模型的力学边界条件为: 顶边界和侧边界为自由滑动边界条件, 底边界为渗透性边界条件(Burg和Gerya, 2005), 即在模型区域下方的500km处满足自由滑动边界, 这样可以在一定程度上避免由于地幔对流导致的边界效应问题. 在模型的顶部我们设计了一个厚20km的伪空气层, 流变参数和物理参数见表1和2, 用于模拟俯冲过程中产生的地表起伏(Gerya和Yuen, 2003b; Burg和Gerya, 2005; Schmeling等, 2008). 模型的热边界条件为: 顶边界固定为0℃, 侧边界为绝热边界, 底边界为外部固定温度的边界条件(Burg和Gerya, 2005; Li等, 2016; Hu等, 2018). 另外, 整个空气层温度固定为0℃, 洋、陆岩石圈底界面以下为绝热地温梯度0.5℃ km^{-1}. 为了区分上覆大陆岩石圈的不同热状态, 我们采取分段函数定义大陆岩石圈的初始温度, 初始地温梯度的定义方法: 让地表和大陆岩石圈底界面的初始温度分别固定为0和1370℃, 再设置莫霍面为不同的初始温度(400~700℃; 表3), 并让温度随深度线性增加. 这样设计的依据是: 根据稳态热传导方程计算, 岩石圈热流值可控制莫霍面温度的高低(Chapman, 1986). 地表热流值为40~70mW m^{-2}对应40km的莫霍面温度大约为400~700℃. 大陆的初始热状态对比见

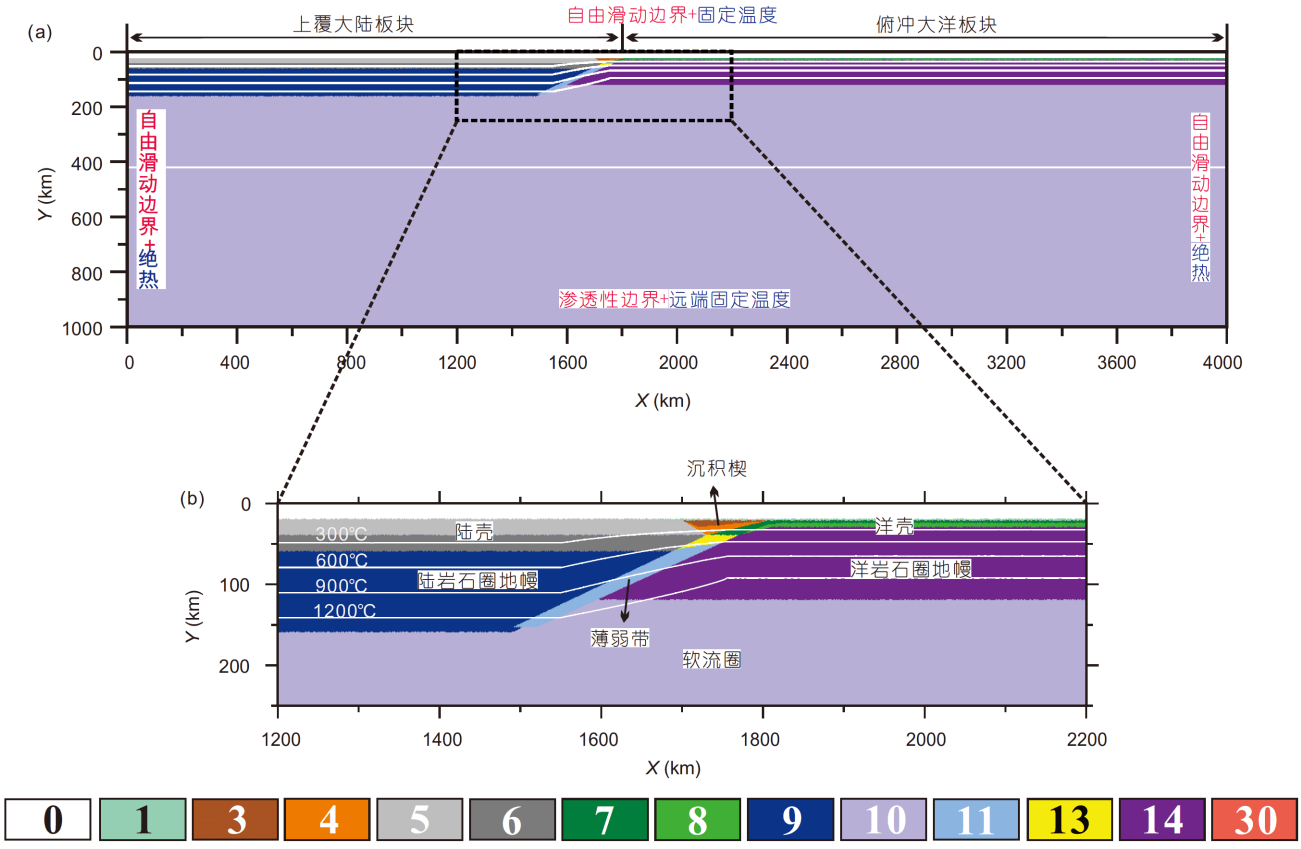


图 1　初始模型

(a)为模型全空间及边界条件, 白色实线为等温线. (b)为(a)中黑色方框的放大区域, 白色实线为等温线. 岩性色标: 0, 空气; 1, 海水; 3、4, 沉积层; 5, 上陆壳; 6, 下陆壳; 7, 上洋壳; 8, 下洋壳; 9, 陆岩石圈地幔; 10, 软流圈地幔; 11, 含水地幔; 13, 蛇纹石化地幔; 14, 洋岩石圈地幔; 30, 软流圈地幔减压熔融物

网络版附图1(http://earthcn.scichina.com). 为了驱动模型的演化, 我们在大洋或/和大陆岩石圈远端施加会聚速率. 为了探讨不同会聚速率的影响, 我们在保持总的会聚速率为6cm a^{-1}的前提下, 将会聚速率不等地分配给大洋和大陆岩石圈, 分配方式见表3.

4　模拟结果

我们开展了44组数值实验(表3), 系统测试了上覆大陆岩石圈热状态、俯冲大洋板块年龄和洋-陆会聚相对速率的影响, 考察不同条件下上覆大陆岩石圈热状态对俯冲动力学的影响. 模型共同的演化特点是: 板片先低角度俯冲, 后俯冲角度变陡, 海沟发生后撤, 最终洋陆解耦, 打开一个洋盆. 简单起见, 我们定义上覆大陆莫霍面的初始温度为T_{moho}, 对应的地壳地温梯度为G. 这里我们选择T_{moho}=500℃、G=12.5℃ km^{-1}、俯冲板块年龄为80Ma以及上覆板块固定的模型作为参考模型(即表3中的model.2).

4.1　参考模型

图2显示的是参考模型(model.2, 大陆固定, 洋片年龄为80Ma, G=12.5℃ km^{-1})的演化结果. 在初始阶段(4.1Myr; 图2a和2e), 大洋岩石圈沿着薄弱带俯冲到大陆岩石圈之下, 地幔楔发生快速对流(对流速度可达10cm a^{-1}), 黏度减小. 随着俯冲进一步进行(6.7Myr; 图2b和2f), 俯冲板块在自身负浮力的作用下发生强烈弯曲, 俯冲角度变陡(俯冲角度接近90°), 地幔楔黏度减小更为显著, 但此时海沟无明显后撤. 之后俯冲板块开始快速后撤, 大洋板块与大陆板块发生分离, 软流圈物质沿着分离的部位上涌, 软流圈发生减压熔融, 在洋、

表 3　数值模拟实验

模型	T_{moho}(℃)-G(℃ km^{-1})	洋片年龄(Ma)	$V_{洋}$-$V_{陆}$(cm a^{-1})	相关图件
model.1	400-10	80	6(洋)-0(陆)	图3、5~7、11、12
model.2	500-12.5	80	6(洋)-0(陆)	图2、3、5~7、11、12
model.3	600-15	80	6(洋)-0(陆)	图3、5~7、9、11、12
model.4	700-17.5	80	6(洋)-0(陆)	图3~7、9、11、12
model.5	400-10	40	6(洋)-0(陆)	图1、11、12、附图3
model.6	500-12.5	40	6(洋)-0(陆)	图11、12、附图3
model.7	600-15	40	6(洋)-0(陆)	图9、11、12、附图3
model.8	700-17.5	40	6(洋)-0(陆)	图9、11、12、附图3
model.9	400-10	60	6(洋)-0(陆)	图11、12、附图2
model.10	500-12.5	60	6(洋)-0(陆)	图8、11、12
model.11	600-15	60	6(洋)-0(陆)	图9、11、12、附图2
model.12	700-17.5	60	6(洋)-0(陆)	图8、9、11、12
model.13	400-10	100	6(洋)-0(陆)	图11、12、附图2
model.14	500-12.5	100	6(洋)-0(陆)	图8、11、12
model.15	600-15	100	6(洋)-0(陆)	图9、11、12、附图2
model.16	700-17.5	100	6(洋)-0(陆)	图8、9、11、12
model.17	400-10	120	6(洋)-0(陆)	图11、12
model.18	500-12.5	120	6(洋)-0(陆)	图11、12
model.19	600-15	120	6(洋)-0(陆)	图9、11、12
model.20	700-17.5	120	6(洋)-0(陆)	图9、11、12
model.21	400-10	80	5(洋)-1(陆)	—
model.22	500-12.5	80	5(洋)-1(陆)	—
model.23	600-15	80	5(洋)-1(陆)	—
model.24	700-17.5	80	5(洋)-1(陆)	—
model.25	400-10	80	4(洋)-2(陆)	图10、11
model.26	500-12.5	80	4(洋)-2(陆)	图10、11
model.27	600-15	80	4(洋)-2(陆)	图10、11
model.28	700-17.5	80	4(洋)-2(陆)	图10、11
model.29	400-10	80	3(洋)-3(陆)	—
model.30	500-12.5	80	3(洋)-3(陆)	—
model.31	600-15	80	3(洋)-3(陆)	—
model.32	700-17.5	80	3(洋)-3(陆)	—
model.33	400-10	80	2(洋)-4(陆)	图10、11
model.34	500-12.5	80	2(洋)-4(陆)	图10、11
model.35	600-15	80	2(洋)-4(陆)	图10、11
model.36	700-17.5	80	2(洋)-4(陆)	图10、11
model.37	400-10	80	1(洋)-5(陆)	—
model.38	500-12.5	80	1(洋)-5(陆)	—
model.39	600-15	80	1(洋)-5(陆)	—
model.40	700-17.5	80	1(洋)-5(陆)	—
model.41	400-10	80	0(洋)-6(陆)	图11
model.42	500-12.5	80	0(洋)-6(陆)	图11
model.43	600-15	80	0(洋)-6(陆)	图11
model.44	700-17.5	80	0(洋)-6(陆)	图11

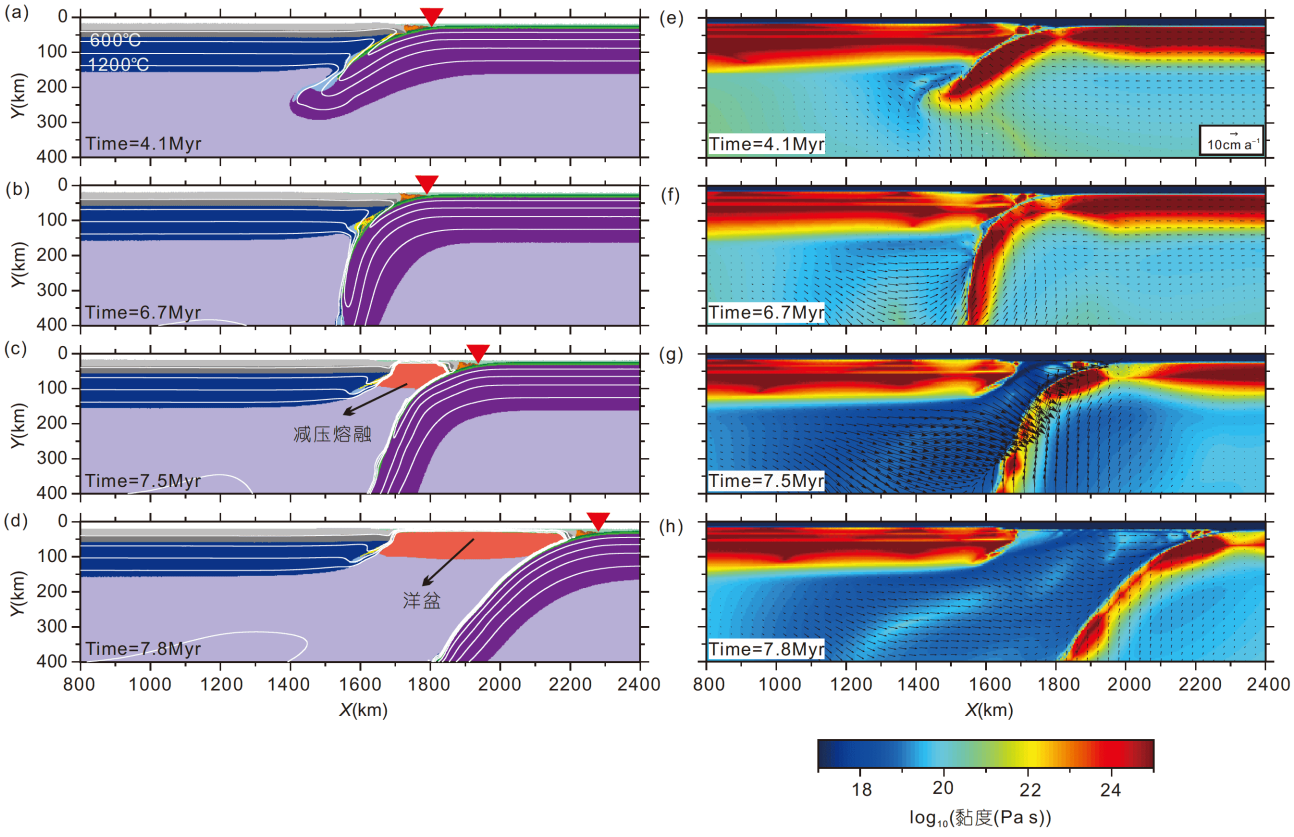


图 2　参考模型

(a)~(d)表示的是成分场随时间的演化, 图中色标同图1, 红色三角形代表海沟的位置, 白色实线为等温线, 等温线间隔300℃. (e)~(h)表示的是黏度场随时间的演化, 黑色箭头代表速度的方向和大小

陆板块之间打开一个新的洋盆(图2c和2d). 洋、陆分离后海沟后撤的速度很快, 1.1Myr打开一个约600km宽的洋盆(图2d). 由于上涌的软流圈物质较热(>1200℃), 导致洋、陆板块之间区域的黏度很低(图2g和2h), 上覆大陆板块与俯冲洋片之间解耦, 此后俯冲大洋板块的行为不再影响大陆板块.

4.2　上覆大陆板块热状态的影响

在参考模型的基础上, 我们测试了上覆大陆板块热状态的影响. 我们让T_{moho}分别为400、600和700℃(model.1、3、4; G=10、15、17.5℃ km^{-1}; 见表3), 其余参数设置与参考模型保持一致. 首先我们对比了同一时刻海沟的位置, 结果如图3所示. 四个模型演化到8Myr时, 洋、陆板块均已解耦. 此时model.1(G=10℃ km^{-1})的海沟位置为2330km; 参考模型(model.2, G=12.5℃ km^{-1})的海沟位置为2475km; model.3 (G=15℃ km^{-1})的海沟位置为2900km; 而model.4 (G=17.5℃ km^{-1})的海沟位置为2780km(图3e~3h). 由此可见, 当上覆大陆板块地壳地温梯度由10℃ km^{-1}增加至15℃ km^{-1}时, 海沟后撤的距离增加了570km, 在相同时间内热的上覆大陆板块导致打开的洋盆更宽. 产生这种现象是受薄弱带初始温度差异的影响, 作为洋、陆之间的过渡区, 俯冲带/薄弱带的初始温度随上覆大陆温度的升高而升高, 因此大陆地壳地温梯度越高, 薄弱带越快解耦. 值得注意的是, 当地温梯度进一步升高至17.5℃ km^{-1}时, 大陆板块向海沟处伸展约80km(图3h), 上覆板块黏度也较其余三个模型小(图3i~3l), 并且海沟后撤速率减缓, 洋盆的宽度与model.3 (G=15℃ km^{-1})相比减小约150km(图3h). 这是因为在俯冲过程中热的大陆陆壳发生重力垮塌向海沟处伸展变形, 延缓洋陆解耦的时间, 导致相同时间内海沟后撤的距离减小. 这里描述的重力垮塌是指碰撞造山后整个大陆地形的持续下降(图4), 且垮塌的地壳物质向外(海沟处)扩展(图3h).

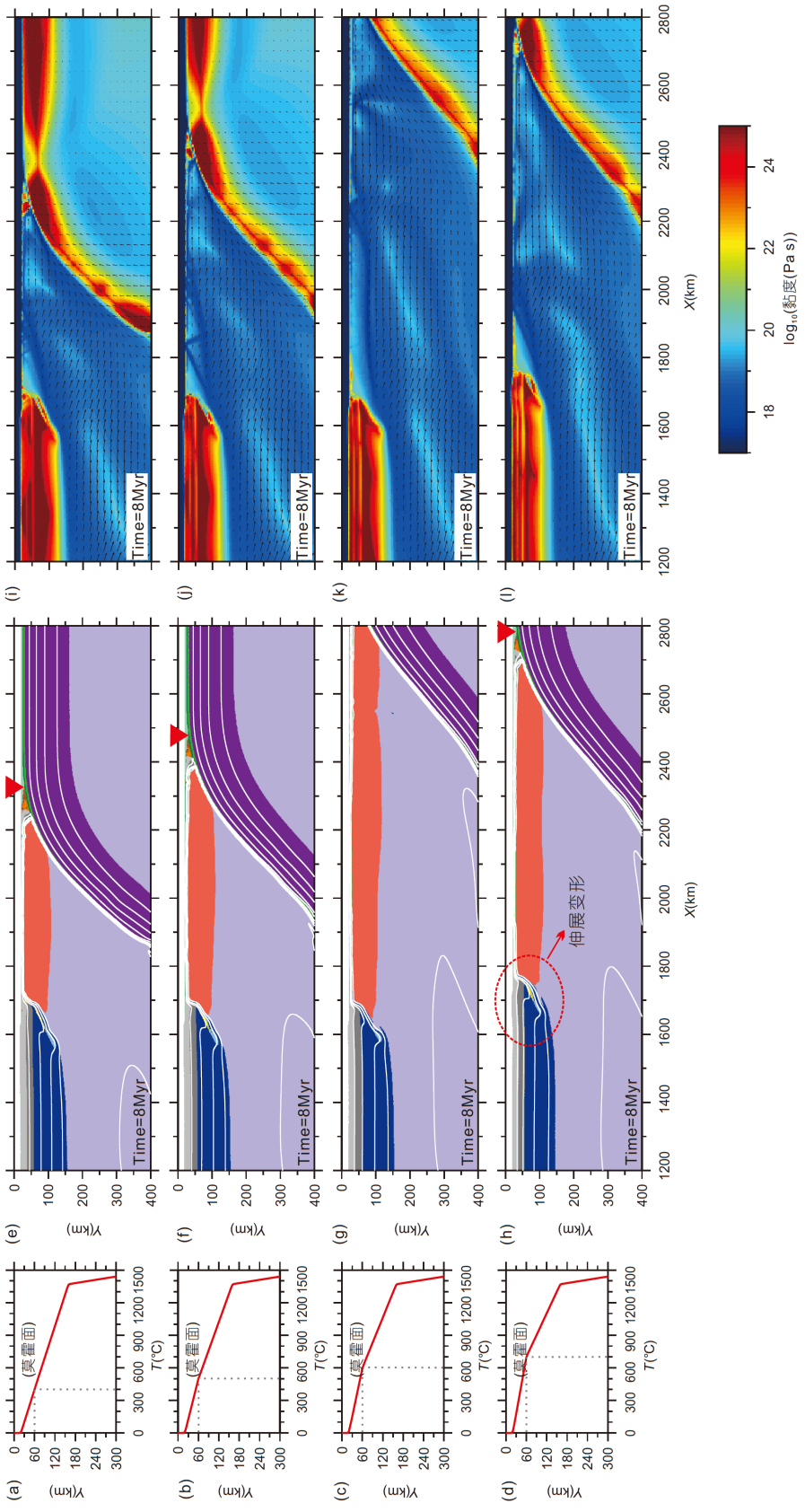


图 3　上覆大陆板块热状态对海沟位置的影响

(a)~(d)分别表示model.1~4上覆大陆板块初始地温梯度. (e)~(h)分别表示model.1~4的成分图, 红色三角形代表海沟的位置, 图中色标同图1, 白色实线为等温线. (i)~(l)分别表示model.1~4的黏度图, 黑色箭头代表速度的方向和大小

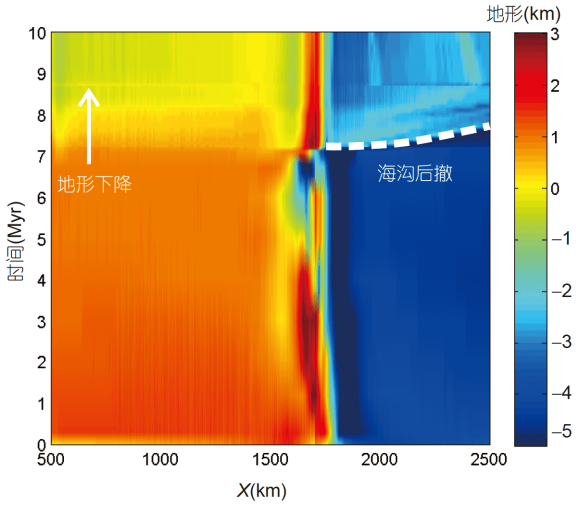


图 4　model.4的地形随时间的演化

大陆固定, 洋片年龄为80Ma, G=17.5℃ km^{-1}

我们进一步分析了俯冲过程中不同热状态的大陆岩石圈应力演化的情况. 如图5所示, 我们选取了四个时间点, 分别代表洋陆碰撞、洋片俯冲角度开始增加、进一步增加以及洋陆解耦阶段. 在上覆大陆板块较冷的情况下(model.1、2; G=10、12.5℃ km^{-1}), 洋陆碰撞首先导致陆壳处于挤压状态, 在大陆边缘约400km范围内为一个高压应力环境(图5a和5e); 俯冲角度增加后, 陆壳内开始出现拉张应力, 拉张范围随俯冲角度的增加逐渐增大, 最终在大陆边缘约500km范围内为一个高的拉张应力环境(图5b、5c、5f和5g); 洋陆解耦后, 陆壳内的应力分布呈现为正负交替的样式(图5d和5h). 当上覆大陆板块较热时(model.3、4; G=15、17.5℃ km^{-1}), 应力演化呈现出新趋势: 洋陆碰撞导致陆壳整体为挤压状态(图5i和5m); 俯冲角度增大后, 陆内应力转变为整体的拉张状态, 且随俯冲角度的增加拉张应力值变大(图5j、5k、5n和5o); 洋陆解耦后, 陆壳内的应力分布主要为整体的拉张状态(图5l和5p).

除陆壳内的水平偏应力外, 我们还追踪了地表地形的起伏过程. 图6是我们选取陆内的三个点的地形演化结果. 当上覆大陆板块较冷时(model.1、2; G=10、12.5℃ km^{-1}): 大陆边缘的地形变化剧烈(图6b), 先隆升后大幅度沉降, 沉降的幅度最大可达1.2km, 洋陆解耦后地形又快速回弹; 而内陆的地形演化相对平缓(图6c和6d). 当上覆大陆板块较热时(model.3、4; G=15、17.5℃ km^{-1}): 三个点的地形演化逐渐趋于一致, 表现为受挤压隆升后缓慢沉降(图6b~6d). 这与前文描述的陆壳水平应力的演化情况一致.

同时, 模型结果显示不同热状态的大陆岩石圈厚度也发生不同程度的变化(图7): 俯冲演化至8Myr时, model.1~3(G=10~15℃ km^{-1})的大陆岩石圈边缘发生减薄, 且减薄程度随上覆大陆板块温度的升高而增大; 而上覆大陆板块最热的model.4(G=17.5℃ km^{-1})表现为大陆岩石圈大规模整体减薄, 减薄超过10km并且减薄的物质有向海沟处伸展的趋势.

4.3　俯冲板块年龄的影响

我们在model.1~4的基础上改变了俯冲洋片的年龄(model.5~20; 表3), 以考察俯冲不同年龄的洋片对上覆大陆板块变形的影响. 我们首先分析了洋片年龄对陆壳内应力状态的影响. 选取了其中四个具有代表性的模型(图8), 同图5进行比较, 结果显示, 陆壳内水平应力的演化受洋片年龄的影响较小, 它主要受控于上覆大陆板块的热状态. 应力演化的过程可以分为两类: 一类为低温情况下(G=10~12.5℃ km^{-1})应力变化具有很强的区域性, 应力值有正负交替的现象(图8a和8c); 另一类为高温情况下(G=15~17.5℃ km^{-1})应力变化具有整体性, 表现为整体挤压逐渐转变为整体拉张(图8b和8d). 相同情况下其余模型陆内应力演化情况见附图2.

同时, 我们观测了洋片年龄对上覆大陆岩石圈厚度的影响. 图9选取了较冷的上覆大陆板块(G=15℃ km^{-1})和较热的上覆大陆板块(G=17.5℃ km^{-1})的两组模型进行对比, 记录了大陆岩石圈厚度随洋片年龄的变化情况. 在G=15℃ km^{-1}的一组模型中(图9a), 大陆岩石圈只在边缘处减薄, 并且俯冲洋片年龄越老减薄现象越明显. 而在G=17.5℃ km^{-1}的一组模型中(图9b), 随着俯冲洋片年龄的增加, 大陆岩石圈从边缘减薄转变为整体减薄模式, 并且减薄程度也随之增大, 最大减薄量可达38km. 由此可见, 增大俯冲洋片的年龄, 能够扩大大陆岩石圈的减薄程度, 但大陆岩石圈能否发生大规模整体减薄主要和大陆板块自身的热状态有关.

4.4　大陆逆冲速度的影响

保持洋-陆总的会聚速率不变, 我们在model.1~4

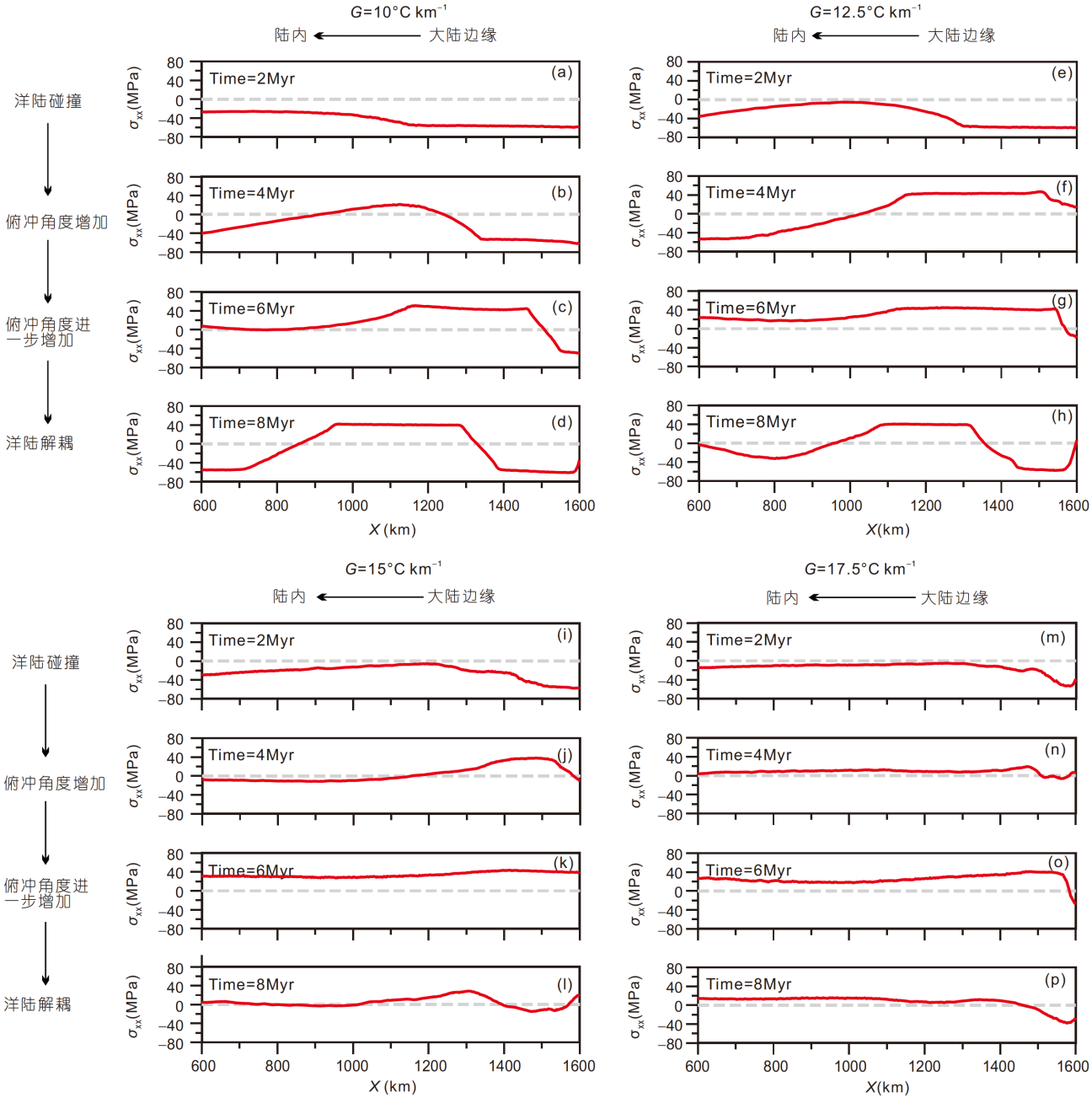


图 5　上覆大陆板块热状态对陆内应力的影响

(a)~(d)表示G=10℃ km^{-1}的模型(model.1)陆内水平偏应力随时间的演化结果. (e)~(h)表示G=12.5℃ km^{-1}的模型(参考模型, model.2)陆内水平偏应力随时间的演化结果. (i)~(l)表示G=15℃ km^{-1}的模型(model.3)陆内水平偏应力随时间的演化结果. (m)~(p)表示G=17.5℃ km^{-1}的模型(model.4)陆内水平偏应力随时间的演化结果. 曲线为上覆大陆板块深10km处的水平偏应力值, 正值代表拉张, 负值代表压缩

的基础上给上覆大陆板块施加不同的逆冲速度(model.21~44; 表3), 进一步探究具有不同热状态的运动上覆大陆板块在俯冲过程中的表现. 在俯冲过程中, 运动的上覆大陆板块一个最显著的作用是: 减缓洋陆解耦和海沟后撤(图10). 例如, 对于G=12.5℃ km^{-1}的上覆大陆岩石圈, 如果大陆处于固定状态, 在相同的演化时间内海沟后撤的距离长且打开的洋盆宽(图3f), 而如果大陆具有2或者4cm a^{-1}的逆冲速度, 海沟后撤

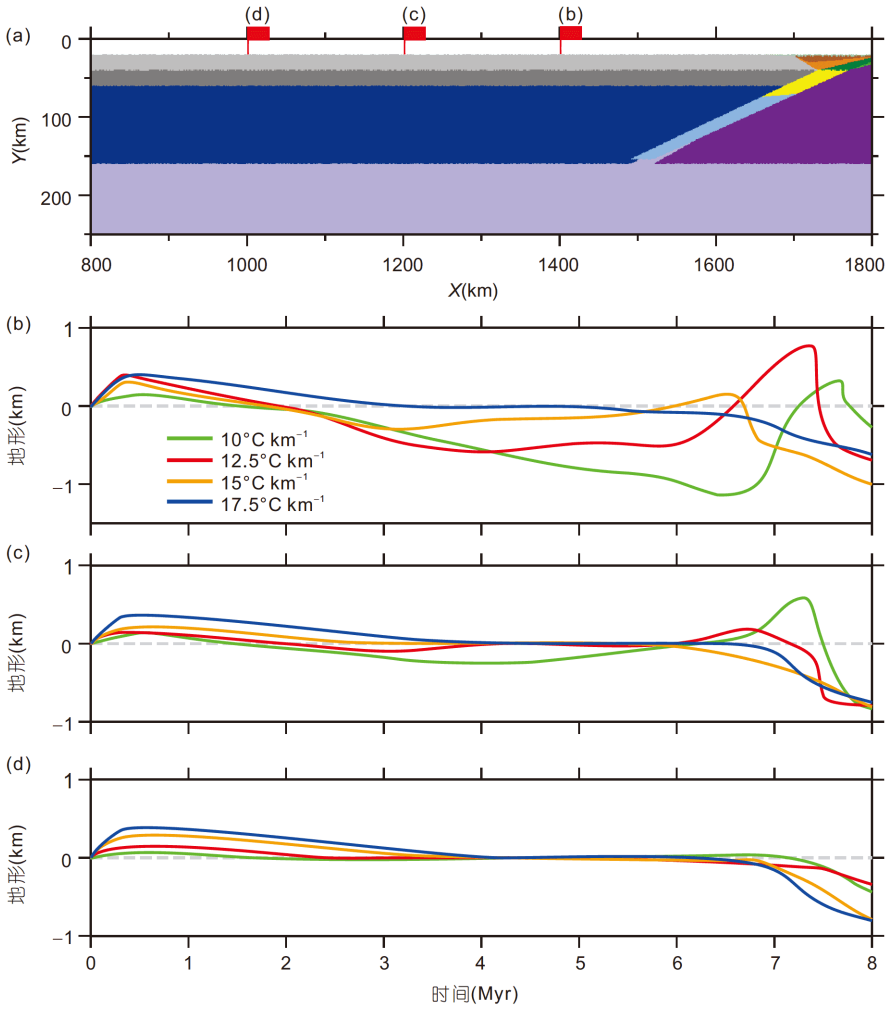


图 6　地形演化

(a)为初始上覆大陆板块的成分图, 红旗代表记录地形起伏的三个点, 分别对应(b)~(d). (b)为X=1400km处地形的演化结果. (c)为X=1200km处地形的演化结果. (d)为X=1000km处地形的演化结果

的距离短且新生的洋盆窄甚至尚未打开(图10b和10f). 另外, 图10显示8Myr时大陆若具有4cm a^{-1}的逆冲速度, 当G=10 ℃ km^{-1}时洋陆暂未解耦(图10e), G=12.5 ℃ km^{-1}时洋陆正处于解耦阶段(图10f), G=15 ℃ km^{-1}时洋陆解耦一段时间(图10g). 而G=17.5 ℃ km^{-1}时洋陆解耦减缓, 海沟后撤距离减小, 并且上覆大陆向海沟处伸展近180km(图10h), 类似的现象同样出现在大陆具有2cm a^{-1}逆冲速度的一组模型中(图10a~10d). 由此可以推测, G=17.5 ℃ km^{-1}的上覆大陆岩石圈在俯冲过程中向海沟处伸展变形的过程(图3h), 类似于具有逆冲速度的上覆大陆板块, 一定程度上减缓了海沟后撤.

5　讨论

5.1　上覆大陆板块热状态与海沟位置

图11a统计了具有不同年龄洋片的模型在8Myr时海沟后撤的距离. 由于俯冲洋片年龄的原因, 板块后撤的速率各不同, 导致俯冲过程中洋陆板块解耦的时间节点并不一致. 一般地, 俯冲老的洋片, 洋陆会提前解耦, 海沟后撤较快. 统计结果显示, 除了洋片年龄为40Ma的一组模型外, 其余结果表现一致: 即当G=10~15 ℃ km^{-1}时, 热的上覆大陆板块会增加海沟后撤的距离, 如前文所述这与薄弱带的初始温度设计有关, 热的薄弱带易导致洋陆提前解耦. 但当G=17.5 ℃

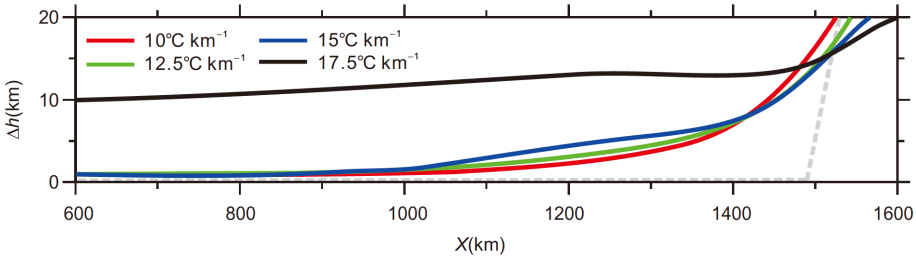


图 7　不同热状态的上覆大陆岩石圈厚度变化

曲线表示model.1~4四个模型8Myr时大陆岩石圈厚度的变化量, 减薄为正值. 灰色虚线为初始大陆岩石圈界面. 纵轴坐标刻度与横轴坐标刻度比为1:10

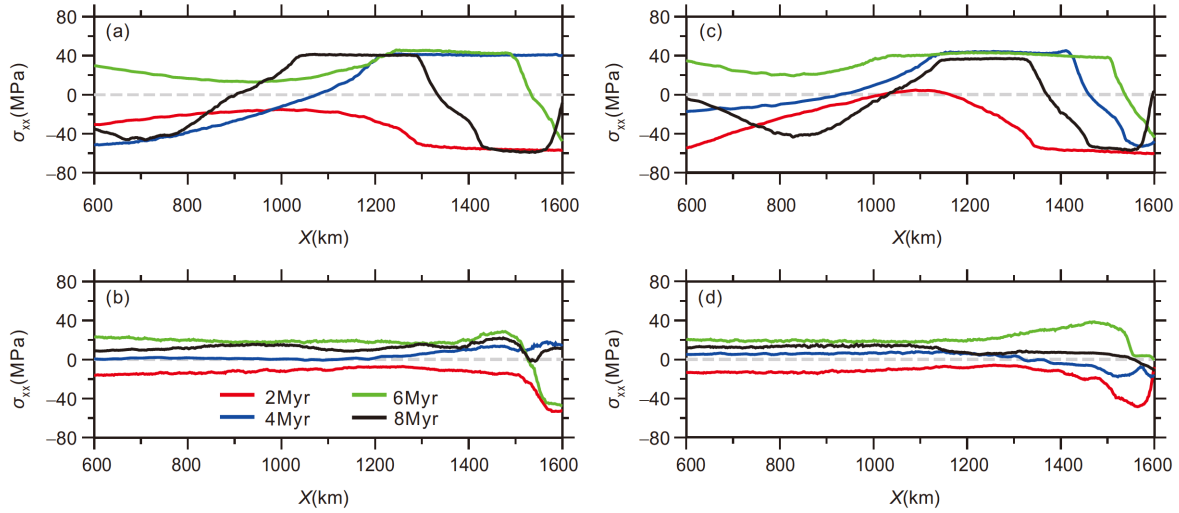


图 8　陆内水平偏应力对比

(a)、(b)分别表示俯冲60Ma的洋片、大陆固定、G=12.5℃ km^{-1}和G=17.5℃ km^{-1}(model.10、12; 见表3)的水平偏应力演化图. (c)、(d)分别表示俯冲100Ma的洋片、大陆固定、G=12.5℃ km^{-1}和G=17.5℃ km^{-1}(model.14、16; 见表3)的水平偏应力演化图. 曲线为上覆大陆板块深10km处的水平偏应力值, 正值代表拉张, 负值代表压缩

km^{-1}时, 海沟后撤的距离减小, 且洋片越老减小的距离越大. 产生这种现象的原因为温度高黏度低的上覆大陆岩石圈受俯冲的影响, 导致热的大陆陆壳重力垮塌发生伸展变形, 向海沟处延伸阻碍了软流圈物质的上涌以及洋陆板块之间的解耦, 从而减缓海沟后撤. 并且年龄老的洋片会加剧上覆大陆的伸展变形, 导致海沟后撤的距离更小. 对于洋片年龄为40Ma的一组模型, 结果恰恰相反: 即当G=10~15℃ km^{-1}时, 热的上覆大陆板块减小海沟后撤的距离, 演化结果见附图3. 我们推测产生这种现象的原因是年龄为40Ma的洋片自身温度较高, 导致薄弱带因上覆大陆板块地温梯度的升高而不易解耦.

图11b统计了大陆逆冲模型在8Myr时海沟后撤的距离. 随陆壳地温梯度的升高, 同样的趋势出现在大陆逆冲模型中: 即G=10~15℃ km^{-1}时, 海沟后撤的距离逐渐增大; G>15℃ km^{-1}时, 海沟后撤距离开始减小. 另外, 相同热状态的大陆岩石圈从固定到具有6cm a^{-1}的逆冲速度, 海沟后撤的距离有先减小后增大的特点. 但开始转变所对应的逆冲速度条件不尽相同, 例如G=10℃ km^{-1}的一组模型海沟后撤的距离是在大陆逆冲速度超过2cm a^{-1}后开始增大; 而G=17.5℃ km^{-1}的一组模型是在大陆逆冲速度超过4cm a^{-1}后开始增大. 值得注意的是, 如果上覆大陆板块具有逆冲速度, 海沟后撤的距离大多小于大陆处于固定状态的模型. 如上文所述, 这是因为上覆板块向海沟处的运动阻碍了软流圈物质的上涌以及洋陆板块之间的解耦.

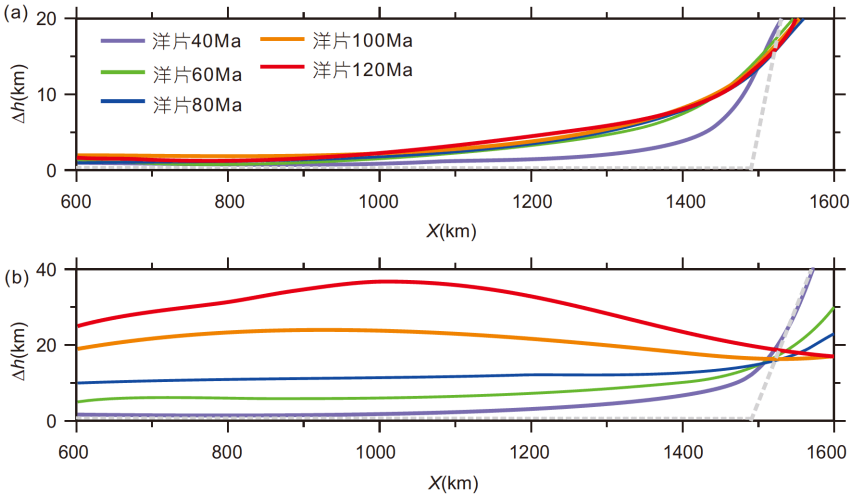


图 9　上覆大陆岩石圈厚度变化情况对比

(a)表示G=15℃ km^{-1}的一组模型上覆大陆岩石圈厚度的变化量, 减薄为正值, 纵轴坐标刻度与横轴坐标刻度比为1:10. (b)表示G=17.5℃ km^{-1}的一组模型上覆大陆岩石圈厚度的变化量, 纵轴坐标刻度与横轴坐标刻度比为1:5. 灰色虚线为初始大陆岩石圈界面

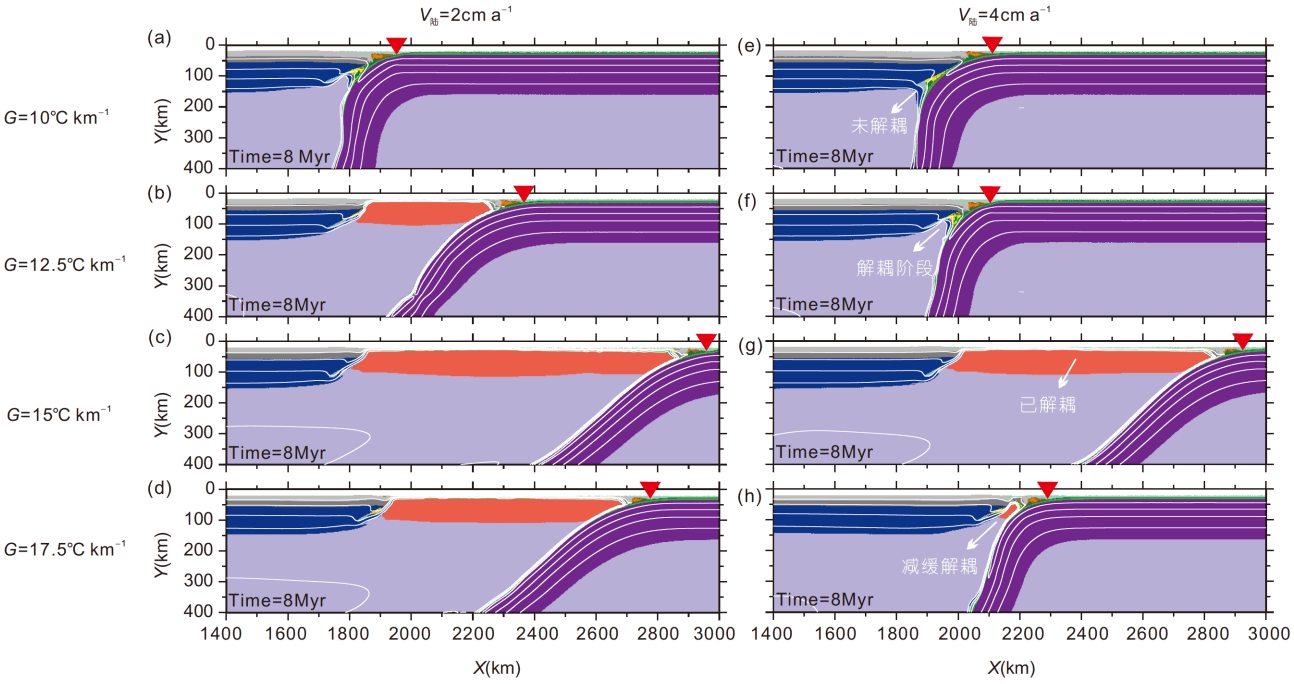


图 10　上覆大陆板块热状态和大陆逆冲速度对海沟位置的影响

(a)~(d)表示$V_{陆}$=2cm a^{-1}、洋片年龄为80Ma、G=10~17.5℃ km^{-1}四个模型(model.25~28; 见表3)的成分图. (e)~(h)表示$V_{陆}$=4cm a^{-1}、洋片年龄为80Ma、G=10~17.5℃ km^{-1}四个模型(model.33~36; 见表3)的成分图. 图中色标同图1, 红色三角形代表海沟的位置, 白色实线为等温线

5.2　上覆大陆板块热状态与陆内变形

图12a系统地总结了不同条件下陆壳水平偏应力的演化情况, 同时归纳了对应的大陆岩石圈减薄模式. 结果显示俯冲过程中陆壳内的应力变化主要取决于自身的热状态. 当上覆大陆板块较冷(G<15℃ km^{-1})时, 应力演化具有很强的区域性, 在区域上应力集中; 而当上覆大陆板块较热时(G≥15℃ km^{-1})时, 应力演化一致性较强, 从整体挤压环境逐渐转变为整体拉张环境.

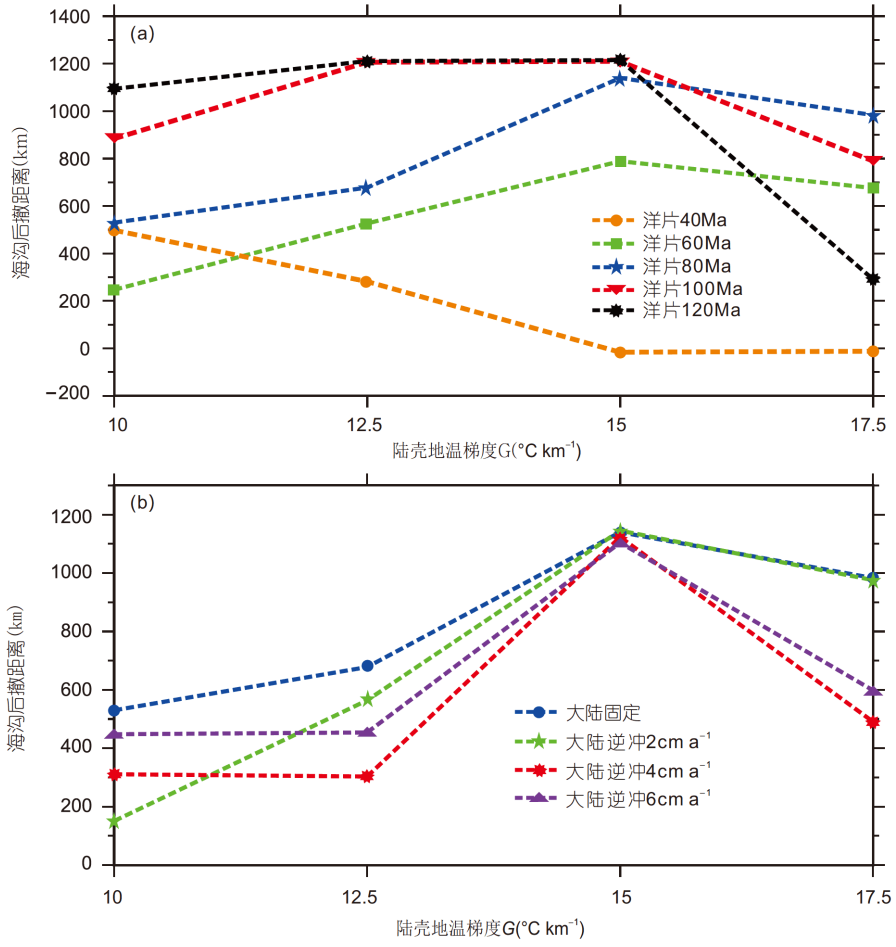


图 11　海沟后撤距离对比

(a) 不同年龄洋片的模型; (b) 上覆大陆板块具有不同逆冲速度的模型

同时俯冲老的洋片，热的大陆岩石圈(G=17.5℃ km^{-1})易发生整体减薄. 我们认为岩石圈减薄的类型与上覆大陆板块内部应力的演化密切相关，因为热而弱的大陆陆壳在俯冲后期整体被拉张应力所支配，所以容易向侧向伸展变形导致大陆岩石圈的整体减薄；而冷的大陆陆壳在俯冲过程中内部应力正负交替，且在区域上应力集中, 因此大陆岩石圈只在边缘处减薄.

图12b选取了洋片年龄为80Ma的一组模型，定量描述了上覆大陆的形变随陆壳地温梯度(G)的变化情况：当G=10~15℃ km^{-1}时，上覆大陆的平均减薄厚度约3km, 且随地壳地温梯度的升高略有增长; 当陆壳地温梯度升高至17.5℃ km^{-1}时，上覆大陆平均减薄厚度迅速增加至约11.5km，发生大规模的整体减薄. 除此之外，大陆边缘地形的沉降幅度随陆壳地温梯度的升高而下降，而陆内地形的沉降幅度随陆壳地温梯度的升高而上升.

5.3　对东亚地区早白垩世构造演化的启示

晚中生代亚洲东部及邻区在古太平洋板块俯冲的作用下经历了伸展活动(Ren等, 2002; Meng等, 2003; Meng, 2003; 刘少锋等, 2004; Liu等, 2015; Liu等, 2017; Wang等, 2018), 在早白垩世发育了一系列裂谷盆地(图13a). 虽然这些裂谷盆地形成于相同时期, 但它们的沉积序列却表现出显著的差异. 具体而言, 华北克拉通东部的裂谷盆地先沉积碎屑岩后充填火山岩，为被动裂谷盆地(图13a)，如胶莱盆地、合肥盆地等(曹忠祥, 2007; Meng等, 2007; 朱光等, 2008, 2011; Zhu等, 2012; 王薇等, 2017). 阿穆尔超级地体的裂谷盆地多,

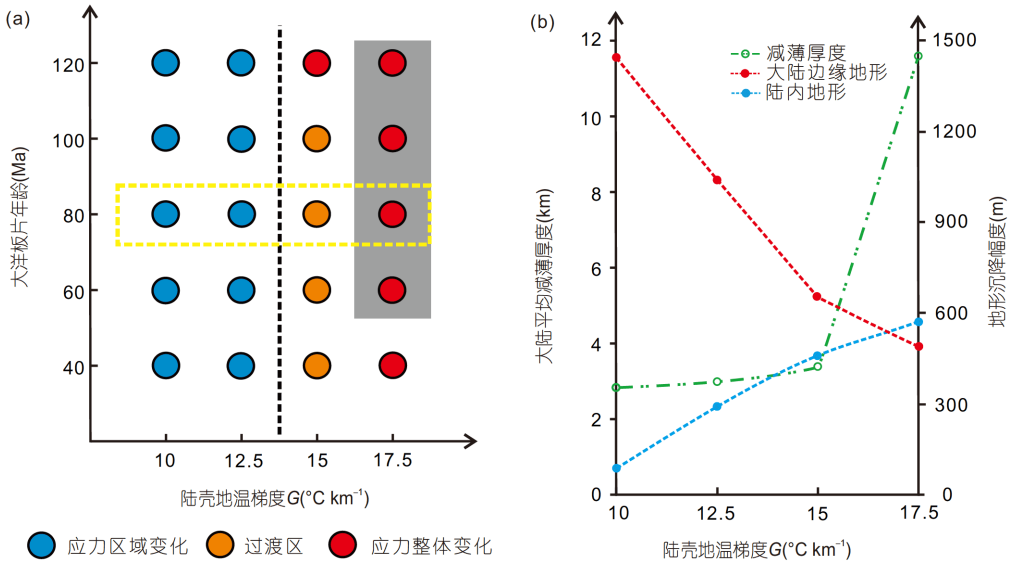


图 12　大陆形变情况

(a)表示不同条件下大陆岩石圈演化的模式图. 圆圈代表陆壳内的水平偏应力演化情况. 黑色虚线表示陆壳应力演化模式的分界线. 阴影区表示大陆岩石圈发生明显的整体伸展减薄, 而其余模型在岩石圈边缘处减薄. (b)为图(a)黄色虚线框内一组模型的大陆平均减薄厚度与地形沉降幅度随地壳地温梯度G的变化趋势

且分布较广, 其中填充的火山碎屑岩相对较少, 为宽裂谷盆地体系(图13a), 如海拉尔盆地、二连盆地等(Meng等, 2003; Meng, 2003; Liu等, 2017). 被动裂谷盆地的发育意味着华北克拉通东部先经历了区域伸展后诱发软流圈上涌, 而宽裂谷盆地体系意味着阿穆尔超级地体为广阔的伸展环境. 在同一俯冲体系下, 是什么因素导致东亚地区同期发育不同类型的裂谷盆地? 最近热史重建的研究结果表明, 古生代至早中生代华北克拉通东部为低热流值(~40mW m^{-2})、厚岩石圈根的特征(Xu和Qiu, 2017; He和Zhang, 2018), 晚中生代时热流值才逐渐增高(图13b). 值得注意的是: 华北晚中生代具体的热状态目前是难以确定的. 根据金伯利岩中的地幔包体和金刚石中所含的矿物捕掳体提供的约束, 学者们推断在~480Ma华北克拉通东部的岩石圈厚度达到~200km, 而新生玄武岩中地幔包体地幔包体所制约的岩石圈厚度不足80km(路凤香等, 1991; Menzies等, 1993; Griffin等, 1998). 因此, 华北克拉通的东部岩石圈经历了一个从冷而厚到热而薄的转变. 而阿穆尔超级地体由于鄂霍次克海的闭合, 中-晚侏罗世与西伯利亚地体发生碰撞, 并在侏罗纪发生大量的岩浆活动(Meng, 2003)(图13b). 因为本文的模型是一般性的模型, 没有加入东亚地区的地质观测, 所以我们隐含假设模型的初始阶段对应华北克拉通东部破坏前冷的状态, 相对而言, 当时阿穆尔超级地体的岩石圈较热.

将上文的数值模拟结果与阿穆尔超级地体和华北克拉通早白垩世的地质观测相比较, 我们认为在古太平洋板块西向俯冲的作用下, 阿穆尔超级地体的岩石圈可能对应热的上覆大陆板块(例如G≥17.5℃ km^{-1}). 在古太平洋板块缓慢回撤的作用下, 陆壳整体处于拉张环境, 大陆发生强烈伸展, 陆内地形一致沉降, 所以在整个大陆内部易发育伸展断陷盆地(图14). 这与实际的地质观测是一致的, 即早白垩世阿穆尔超级地体发育较多的裂谷盆地, 此处盆地的特点是次级盆地多但规模不大(Meng等, 2003; Meng, 2003), 为广阔的宽裂谷盆地体系(图13a). 而华北克拉通对应冷的上覆大陆板块(例如G<15℃ km^{-1}), 俯冲板块后撤较快, 使得大陆边缘拉张应力集中, 地表发生明显的伸展沉降, 所以在大陆边缘易形成裂谷盆地(图14). 这对应实际情况中华北克拉通的东部发育被动裂谷盆地(图13a).

此外, 因为热的阿穆尔超级地体受俯冲的影响, 陆壳发生重力垮塌向大洋板块逆冲, 减缓海沟的后撤, 而冷的华北克拉通的海沟快速后撤. 随着俯冲的进行, 华北克拉通的海沟位置逐渐东移, 与阿穆尔超级地体的

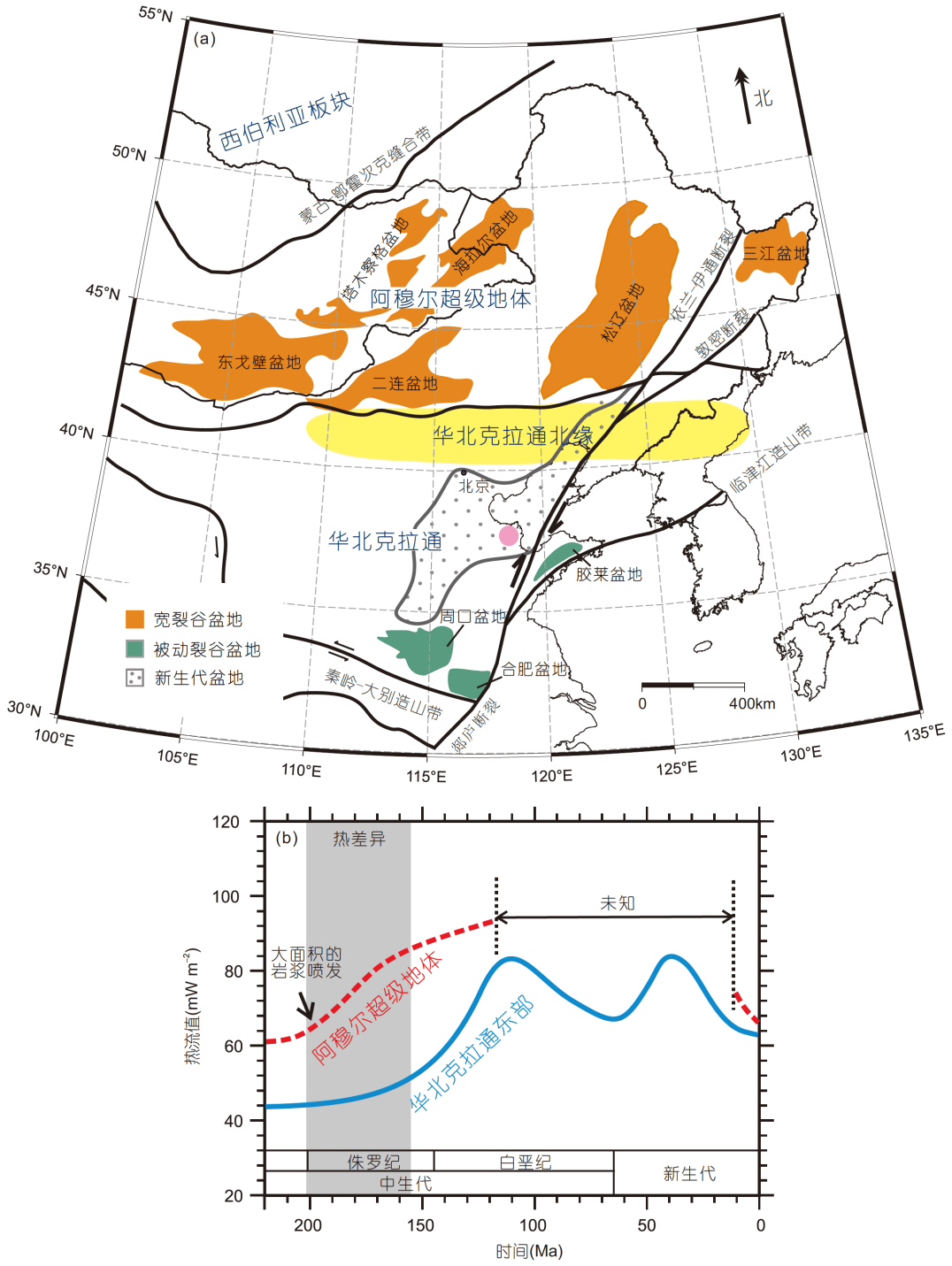


图 13　早白垩世东亚裂谷盆地分布图(a)和华北克拉通东部与阿穆尔超级地体热流史(b)的对比

(a) 修改自Meng(2003). (b)中蓝色曲线为济阳盆地重建的热流史(数据来自Xu和Qiu, 2017), 济阳盆地位于图13a中粉色圆点处. 红色虚线是我们根据阿穆尔超级地体构造演化史推测的热流史. 阴影区为华北克拉通东部与阿穆尔超级地体的热差异

海沟位置逐渐增大差距(图14).

在实际的地质情况中，晚中生代阿穆尔超级地体和华北克拉通的岩石圈性质差异可能更加复杂化. 例如，受到早期构造活动产生的影响，中生代东亚经历

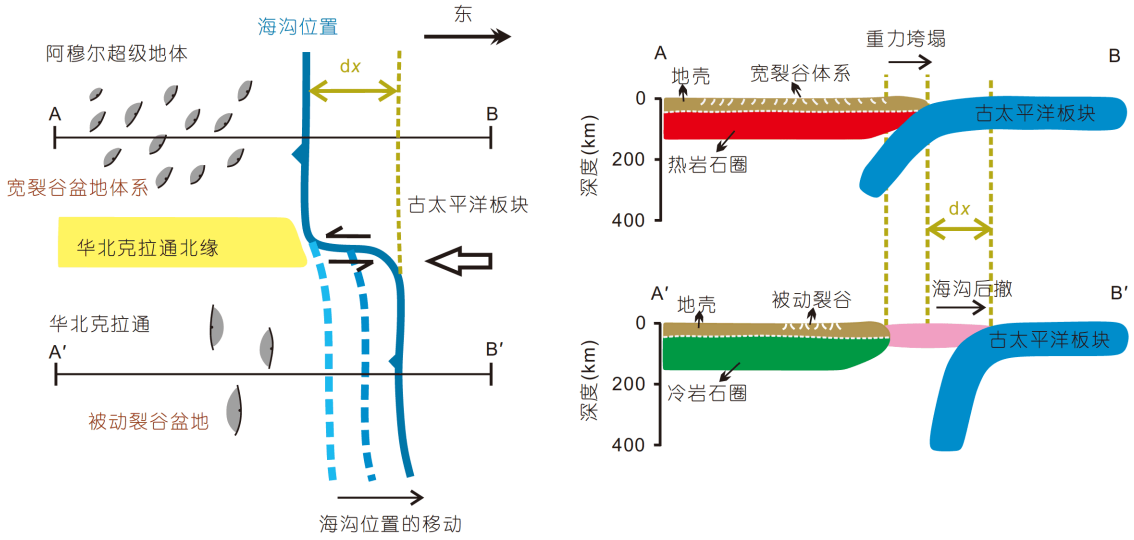


图 14　早白垩世东亚构造演化模式图

左图为东亚地区裂谷盆地和海沟位置分布的平面图, AB、A′B′分别为阿穆尔超级地体和华北克拉通东西向的两条剖面. 右图为根据本文数值模拟结果推测的AB、A′B′俯冲演化的纵截面图

过多次伸展挤压活动(Davis等, 2001; Meng, 2003; Liu等, 2015; Wang等, 2018; Meng等, 2019). 因此, 早白垩世阿穆尔超级地体和华北克拉通的岩石圈性质差异不仅仅只体现在热状态上, 它们基底的成分、密度以及厚度在横向上也不均一, 这是我们模型中未考虑的. 除此之外, 古太平洋板块的性质和状态(例如年龄、俯冲速率)沿俯冲走向的变化也不均一(Müller等, 2016), 所以早白垩世东亚地区盆地构造演化的差异性, 可能为多种因素共同叠加形成的结果.

最后, 我们强调本文的模型是个简化的一般性模型, 没有用东亚地区的地质观测进行约束. 模型的俯冲起始得益于外力(速度边界条件)的推动, 导致俯冲板块快速后撤, 模型演化时间较短(~10Myr). 而东亚地区实际的地质情况, 例如俯冲起始的时间、俯冲起始的动力以及洋盆的发育等, 是否与本文模型一致有待商榷, 但这些都超出了本文的研究范围, 未来我们将进一步进行研究. 同时本文模拟结果显示因板块后撤触发的地表沉降时间较短(<5Myr), 而东亚的内陆盆地例如海拉尔盆地、二连盆地等相对具有较长的演化史(>20Myr)(Liu等, 2017). 因此本文的模拟结果无法与东亚地区的地质观测进行直接比较, 但本文的模拟结果对理解东亚地区的构造演化具有启示意义. 另外, 大型断裂对地质过程也有重要的影响, 华北盆地的发育可能同样受断裂的控制, 例如郯庐断裂等(Li等, 2012). 由于本文主要关注上覆大陆岩石圈热状态的影响, 没有模拟先存断裂的影响, 这也将是我们后续研究会关注的部分.

6　结论

我们通过二维热-力学数值模拟方法探讨了上覆大陆板块热状态在洋-陆俯冲过程中产生的影响, 主要获得以下结论.

(1) 上覆大陆板块热状态对海沟后撤的速率有影响, 只有当上覆大陆板块较热时(G>15℃ km^{-1}), 由于热而弱的陆壳发生重力垮塌, 导致上覆大陆板块向海沟处伸展变形, 会减缓海沟后撤.

(2) 上覆大陆板块热状态对地表沉降、陆壳内部的应力状态和岩石圈的减薄模式起着决定作用. 当上覆大陆板块较热时(G≥15℃ km^{-1}), 陆壳内的应力状态随俯冲的进行整体先挤压后拉张, 上覆岩石圈易发生整体减薄, 地表一致沉降. 当上覆大陆板块较冷时(G<15℃ km^{-1}), 陆内的应力演化具有较强的区域性, 上覆岩石圈表现为边缘减薄, 且大陆边缘发生明显沉降.

(3) 早白垩世东亚地区盆地构造演化表现出显著差异, 我们认为在古太平洋板块的俯冲作用下, 阿穆尔超级地体的岩石圈较热, 海沟后撤缓慢, 在整个大

陆内部易发育宽裂谷盆地体系; 而华北克拉通的岩石圈较冷, 海沟快速后撤, 并在大陆边缘发育被动裂谷盆地.

致谢 衷心感谢Taras Gerya教授提供的I2VIS程序, 感谢徐涛研究员、白志明副研究员对本文的建议和帮助. 感谢国家超级计算天津中心提供"天河一号"计算平台.

参考文献

曹忠祥. 2007. 合肥盆地白垩纪伸展构造格局. 南京大学学报(自然科学版), 43: 34–43

刘丹红, 陈林. 2020. 边界驱动对流与克拉通岩石圈减薄: 二维热-力学模拟. 中国科学: 地球科学, 50: 258–273

刘少锋, 李忠, 张金芳. 2004. 燕山地区中生代盆地演化及构造体制. 中国科学D辑: 地球科学, 34: 19–31

路凤香, 韩柱国, 郑建平, 任迎新. 1991. 辽宁复县地区古生代岩石圈地幔特征. 地质科技情报, (S1): 2–20

王薇, 朱光, 张帅, 刘程, 顾承串. 2017. 合肥盆地中生代地层时代与源区的碎屑锆石证据. 地质通报, 63: 955–977

朱光, 胡召齐, 陈印, 牛漫兰, 谢成龙. 2008. 华北克拉通东部早白垩世伸展盆地的发育过程及其对克拉通破坏的指示. 地质通报, 27: 1594–1604

朱光, 朴学峰, 张力, 张必龙, 陈印, 胡召齐. 2011. 合肥盆地伸展方向的演变及其动力学机制. 地质评论, 57: 152–166

Artemieva I M. 2006. Global 1°×1° thermal model TC1 for the continental lithosphere: Implications for lithosphere secular evolution. Tectonophysics, 416: 245–277

Audet P, Bürgmann R. 2011. Dominant role of tectonic inheritance in supercontinent cycles. Nat Geosci, 4: 184–187

Bittner D, Schmeling H. 1995. Numerical modeling of melting processes and induced diapirism in the lower crust. Geophys J Int, 123: 59–70

Burg J P, Gerya T V. 2005. The role of viscous heating in Barrovian metamorphism of collisional orogens: Thermomechanical models and application to the Lepontine Dome in the Central Alps. J Metamorph Geol, 23: 75–95

Capitanio F A, Stegman D R, Moresi L N, Sharples W. 2010. Upper plate controls on deep subduction, trench migrations and deformations at convergent margins. Tectonophysics, 483: 80–92

Chapman D S. 1986. Thermal gradients in the continental crust. Geol Soc Lond Spec Publ, 24: 63–70

Chen L, Capitanio F A, Liu L J, Gerya T V. 2017. Crustal rheology controls on the Tibetan plateau formation during India-Asia convergence. Nat Commun, 8: 15992

Chen L, Faccenda M. 2019. Subduction-induced upwelling of a hydrous transition zone: Implications for the Cenozoic magmatism in Northeast China. J Geophys Res-Solid Earth, 124: 11489–11504

Chen L, Gerya T V. 2016. The role of lateral lithospheric strength heterogeneities in orogenic plateau growth: Insights from 3-D thermo-mechanical modeling. J Geophys Res-Solid Earth, 121: 3118–3138

Clauser C, Huenges E. 1995. Thermal conductivity of rocks and minerals. In: Ahrens T J, ed. Rock Physics & Phase Relations: A Handbook of Physical Constants. AGU Reference Shelf, 3: 105–126

Davis G A, Zheng Y D, Wang C, Brian J D, Zhang C H, George G. 2001. Mesozoic tectonic evolution of the Yanshan fold and thrust belt, with emphasis on Hebei and Liaoning provinces, northern China. Memoir Geol Soc Am, 194: 171–197

Eaton D W, Darbyshire F, Evans R L, Grütter H, Jones A G, Yuan X H. 2009. The elusive lithosphere-asthenosphere boundary (LAB) beneath cratons. Lithos, 109: 1–22

Fischer K M, Ford H A, Abt D L, Rychert C A. 2010. The lithosphere-asthenosphere boundary. Annu Rev Earth Planet Sci, 38: 551–575

Gerya T. 2011. Future directions in subduction modeling. J Geodyn, 52: 344–378

Gerya T V, Yuen D A. 2003a. Rayleigh-Taylor instabilities from hydration and melting propel 'cold plumes' at subduction zones. Earth Planet Sci Lett, 212: 47–62

Gerya T V, Yuen D A. 2003b. Characteristics-based marker-in-cell method with conservative finite-differences schemes for modeling geological flows with strongly variable transport properties. Phys Earth Planet Inter, 140: 293–318

Giuseppe E D, van Hunen J, Funiciello F, Faccenna C, Giardini D. 2008. Slab stiffness control of trench motion: Insights from numerical models. Geochem Geophys Geosyst, 9: Q02014

Griffin W L, Zhang A D, O'Reilly S Y, Ryan C G. 1998. Phanerozoic evolution of the lithosphere beneath the Sino-Korean Craton. Geodyn Ser, 27: 107–126

He L J, Zhang L Y. 2018. Thermal evolution of cratons in China. J Asian Earth Sci, 164: 237–247

Hess P C. 1989. Origin of Igneous Rocks. Cambridge: Harvard University Press

Hilairet N, Reynard B, Wang Y, Daniel I, Merkel S, Nishiyama N, Petitgirard S. 2007. High-pressure creep of serpentine, interseismic deformation and initiation of subduction. Science, 318: 1910–1913

Hirschmann M M. 2000. Mantle solidus: Experimental constraints and the effects of peridotite composition. Geochem Geophys Geosyst, 1: 2000GC000070

Hofmeister A M. 1999. Mantle values of thermal conductivity and the geotherm from phonon lifetimes. Science, 283: 1699–1706

Holt A F, Becker T W, Buffett B A. 2015. Trench migration and overriding plate stress in dynamic subduction models. Geophys J Int, 201: 172–192

Hu J S, Liu L J, Hermosillo A, Zhou Q. 2016. Simulation of late Cenozoic South American flat-slab subduction using geodynamic models with data assimilation. Earth Planet Sci Lett, 438: 1–13

Hu J S, Liu L J, Zhou Q. 2018. Reproducing past subduction and mantle flow using high-resolution global convection models. Earth Planet Phys, 2: 189–207

Johannes W. 1985. The significance of experimental studies for the formation of migmatites. In: Ashworth J R, ed. Migmatites. Boston: Springer. 36–85

Karato S, Riedel M R, Yuen D A. 2001. Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone: Implications for mantle circulation and deep earthquakes. Phys Earth Planet Inter, 127: 83–108

Katayama I, Karato S. 2008. Low-temperature, high-stress deformation of olivine under water-saturated conditions. Phys Earth Planet Inter, 168: 125–133

Li S Z, Zhao G C, Dai L M, Liu X, Zhou L H, Santosh M, Suo Y H. 2012. Mesozoic basins in eastern China and their bearing on the deconstruction of the North China Craton. J Asian Earth Sci, 47: 64–79

Li Z H, Liu M, Gerya T. 2016. Lithosphere delamination in continental collisional orogens: A systematic numerical study. J Geophys Res-Solid Earth, 121: 5186–5211

Li Z H, Xu Z Q, Gerya T V. 2012. Numerical geodynamic modeling of continental convergent margins. In: Dar I A, ed. Earth Sciences. InTech. 273–296

Liu L J, Stegman D R. 2011. Segmentation of the Farallon slab. Earth Planet Sci Lett, 311: 1–10

Liu S F, Li Z, Zhang J F. 2017. Reconstruction of northeast Asian deformation integrated with western Pacific plate subduction since 200 Ma. Earth-Sci Rev, 175: 114–142

Liu Y Q, Kuang H W, Peng N, Xu H, Zhang P, Wang N S, An W, Wang Y, Liu M, Hu X F. 2015. Mesozoic basins and associated palaeogeographic evolution in North China. J Palaeogeogr, 4: 189–202

Manea V C, Perez-Gussinye M, Manea M. 2012. Chilean flat slab subduction controlled by overriding plate thickness and trench rollback. Geology, 40: 35–38

Mason W G, Moresi L, Betts P G, Miller M S. 2010. Three-dimensional numerical models of the influence of a buoyant oceanic plateau on subduction zones. Tectonophysics, 483: 71–79

Meng Q R. 2003. What drove late Mesozoic extension of the northern China-Mongolia tract? Tectonophysics, 369: 155–174

Meng Q R, Hu J M, Jin J Q, Zhang Y, Xu D F. 2003. Tectonics of the late Mesozoic wide extensional basin system in the China-Mongolia border region. Basin Res, 15: 397–415

Meng Q R, Li S Y, Li R W. 2007. Mesozoic evolution of the Hefei basin in eastern China: Sedimentary response to deformations in the adjacent Dabieshan and along the Tanlu fault. Geol Soc Am Bull, 119: 897–916

Meng Q R, Wu G L, Fan L G, Wei H H. 2019. Tectonic evolution of early Mesozoic sedimentary basins in the North China block. Earth-Sci Rev, 190: 416–438

Menzies M A, Fan W, Zhang M. 1993. Palaeozoic and Cenozoic lithoprobes and the loss of >120 km of Archaean lithosphere, Sino-Korean craton, China. Geol Soc Lond Spec Publ, 76: 71–81

Müller R D, Sdrolias M, Gaina C, Roest W R. 2008. Age, spreading rates, and spreading asymmetry of the world's ocean crust. Geochem Geophys Geosyst, 9: Q04006

Müller R D, Seton M, Zahirovic S, Williams S E, Matthews K J, Wright N M, Shephard G E, Maloney K T, Barnett-Moore N, Hosseinpour M, Bower D J, Cannon J. 2016. Ocean basin evolution and global-scale plate reorganization events since Pangea Breakup. Annu Rev Earth Planet Sci, 44: 107–138

Poli S, Schmidt M W. 2002. Petrology of subducted slabs. Annu Rev Earth Planet Sci, 30: 207–235

Ranalli G. 1995. Rheology of the Earth, Deformation and Flow Processes in Geophysics and Geodynamics. 2nd ed. London: Chapman & Hall. 413

Ren J Y, Kensaku T, Li S T, Zhang J X. 2002. Late Mesozoic and Cenozoic rifting and its dynamic setting in Eastern China and adjacent areas. Tectonophysics, 344: 175–205

Riel N, Capitanio F A, Velic M. 2018. Numerical modeling of stress and topography coupling during subduction: Inferences on global vs. regional observables interpretation. Tectonophysics, 746: 239–250

Rodríguez-González J, Negredo A M, Billen M I. 2012. The role of the overriding plate thermal state on slab dip variability and on the occurrence of flat subduction. Geochem Geophys Geosyst, 13: Q01002

Rychert C A, Shearer P M, Fischer K M. 2010. Scattered wave imaging of the lithosphere-asthenosphere boundary. Lithos, 120: 173–185

Schellart W P, Freeman J, Stegman D R, Moresi L, May D. 2007. Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width. Nature, 446: 308–311

Schmeling H, Babeyko A Y, Enns A, Faccenna C, Funiciello F, Gerya T, Golabek G J, Grigull S, Kaus B J P, Morra G, Schmalholz S M, van Hunen J. 2008. A benchmark comparison of spontaneous subduction models—Towards a free surface. Phys Earth Planet

Inter, 171: 198–223

Schmidt M W, Poli S. 1998. Experimentally based water budgets for dehydrating slabs and consequences for arc magma generation. Earth Planet Sci Lett, 163: 361–379

Sharples W, Jadamec M A, Moresi L N, Capitanio F A. 2014. Overriding plate controls on subduction evolution. J Geophys Res-Solid Earth, 119: 6684–6704

Turcotte D L, Schubert G. 2002. Geodynamics. Cambridge: Cambridge University Press

Vogt K, Willingshofer E, Matenco L, Sokoutis D, Gerya T, Cloetingh S. 2018. The role of lateral strength contrasts in orogenesis: A 2D numerical study. Tectonophysics, 746: 549–561

Wang Y, Zhou L Y, Liu S F, Li J Y, Yang T N. 2018. Post-cratonization deformation processes and tectonic evolution of the North China Craton. Earth-Sci Rev, 177: 320–365

Wenker S, Beaumont C. 2018. Effects of lateral strength contrasts and inherited heterogeneities on necking and rifting of continents. Tectonophysics, 746: 46–63

Xu W, Qiu N S. 2017. Heat flow and destabilized cratons: A comparative study of the North China, Siberian, and Wyoming cratons. Int Geol Rev, 59: 898–918

Yang T, Moresi L, Zhao D P, Sandiford D, Whittaker J. 2018. Cenozoic lithospheric deformation in Northeast Asia and the rapidly-aging Pacific Plate. Earth Planet Sci Lett, 492: 1–11

van Dinther Y, Morra G, Funiciello F, Faccenna C. 2010. Role of the overriding plate in the subduction process: Insights from numerical models. Tectonophysics, 484: 74–86

Zhu G, Jiang D Z, Zhang B L, Chen Y. 2012. Destruction of the eastern North China Craton in a backarc setting: Evidence from crustal deformation kinematics. Gondwana Res, 22: 86–103

(责任编委: 刘丽军)