GEODYNAMICS & TECTONOPHYSICS

ISSN 2078-502X 💿 🛈



2024 VOLUME 15 ISSUE 6 ARTICLE 0790

#### DOI: 10.5800/GT-2024-15-6-0790

# **PROBLEMS OF NUMERICAL MODELING OF LARGE-SCALE MANTLE CONVECTION IN THE SUBDUCTION ZONE**

## A.N. Chetyrbotsky $^{\bowtie}$

Far East Geological Institute, Far East Branch of the Russian Academy of Sciences, 159 100-letya Ave, Vladivostok 690022, Russia

**ABSTRACT.** The article provides a review of modern models of large-scale mantle convection in the zone of a heavy cold oceanic plate (slab) subduction into the upper mantle. The formal approximation of the upper mantle for the present case is an incompressible Newtonian fluid with variable viscosity. It is assumed that the plate subduction is preceded by the stage of regime formation for thermo-gravitational convection in the mantle, which is caused by temperature and buoyancy of the lightweight hot substance. Important in this situation is the problem of quantitative formal modeling of phase transitions in the plate itself, as a result of which it becomes compacted due to thermal compression, removal of a part of lightweight mobile components of its original sediments and, consequently, overall weighting of the residual components of its material. It is also important to take into account the impact of mantle currents on the plate, which leads to its geometric distortion. Emphasis should also be placed on representing this plate/slab as an object of numerical modeling, since in the case of its representation as a thin elastic plate, adopted by Gustav Kirchhoff, the current hypotheses of normals remaining normal to the deformed middle surface of the plate and an unchanging thickness are violated.

The aim of the work is to construct a large-scale 2D numerical model of mantle convection in the subduction zone, which takes into account the thermal gravity regime for the upper mantle and the plate, initiated by plate subduction, the influence thereon of mantle flows (mantle wind), and phase transitions in the plate. Based on smoothed particles hydrodynamics (SPH), there was constructed a computational scheme of the slab dynamics. To verify the model, there have been performed a number of computational experiments, the results of which are generally consistent with the seismotomographically identified structure of mantle flows in the subduction zone. Thus, the model appears to show fragmentary nature of the process of subduction being due to the interaction between the subducting plate and the part that remains on the surface, which leads to deformation of the descending plate.

**KEYWORDS:** mantle convection; subduction; slab; thermal gravity regime; smoothed particles hydrodynamics

FUNDING: Not specified.



## **RESEARCH ARTICLE**

Correspondence: Aleksandr N. Chetyrbotsky, chetyrbotsky@yandex.ru

Received: June 23, 2024 Revised: August 12, 2024 Accepted: August 14, 2024

FOR CITATION: Chetyrbotsky A.N., 2024. Problems of Numerical Modeling of Large-Scale Mantle Convection in the Subduction Zone. Geodynamics & Tectonophysics 15 (6), 0790. doi:10.5800/GT-2024-15-6-0790

English version: see article page online

# ПРОБЛЕМЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ МАНТИЙНОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗОНЕ СУБДУКЦИИ

## А.Н. Четырбоцкий

Дальневосточный геологический институт ДВО РАН, 690022, Владивосток, пр-т 100-летия Владивостока, 159, Россия

**АННОТАЦИЯ.** Выполнен обзор современных моделей крупномасштабной мантийной конвекции в зоне погружения тяжелой холодной океанической плиты (слэба) в среду верхней мантии. Формализованным приближением верхней мантии здесь выступает несжимаемая ньютоновская жидкость переменной вязкости. Полагается, что погружению плиты предшествует этап установления режима термогравитационной конвекции мантийного вещества, который обусловлен температурой и плавучестью разогретого легкого вещества. В этой ситуации актуальной является проблема количественной формализации фазовых переходов вещества самой плиты, одним из результатов которой является уплотнение слэба за счет теплового сжатия, удаление части подвижных и легких компонентов ее исходного осадочного материала и, следовательно, утяжеления в целом остаточных компонентов материала плиты. Важным является учет воздействия на плиту мантийных течений, вследствие чего происходит искривление ее геометрической формы, а также вопросы представления этой плиты/слэба как объекта численного моделирования, поскольку в случае принятого Густавом Кирхгофом его представления как тонкой упругой пластины нарушаются соответствующие положения о сохранении нормальности к срединной поверхности деформируемой плиты и сохранении ее толщины.

Цель работы состоит в построении крупномасштабной 2D численной модели мантийной конвекции в зоне субдукции, в которой учитываются термогравитационные режимы верхней мантии и плиты, инициирующиеся ее погружением и воздействием на нее мантийных течений (мантийный ветер), происходящих в ней фазовых переходов. На основании гидродинамики сглаженных частиц (SPH-частиц) построена вычислительная схема динамики слэба. Для оценки верификации модели выполнен ряд вычислительных экспериментов, результаты которых в целом согласуются с выявленными методами сейсмотомографии структуры мантийных течений в области субдукции. Так, согласно модели, показана фрагментарность погружения, что вызвано взаимодействием между погружающейся плитой и той ее частью, которая находится на поверхности, что приводит к деформации опускающейся плиты.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА**: мантийная конвекция; субдукция; слэб; термогравитационный режим; гидродинамика сглаженных частиц

**ФИНАНСИРОВАНИЕ:** Не указано.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В геодинамике принимается определение субдукции как «процесса погружения океанической литосферной плиты/слэба в мантию под континент или островную дугу» [Stern, 2002, с. 5], где основными движущими механизмами динамики Земли выступают заключенный в ней запас тепловой энергии [Khain, 2010] и различие плотностей между холодной субдуцирующей плитой и окружающей мантией. Достоверность этого утверждения вызвана тем, что вещество мантии ведет себя как твердое тело только при быстро меняющихся нагрузках, а при длительных нагрузках оно способно течь как вязкая жидкость [Monin, 1977]. Согласно положениям тектоники литосферных плит слэбом именуется выделяемый по данным сейсмотомографии фрагмент океанической литосферной плиты мощностью 80-100 км, погружающийся (субдуцируемый) в мантию при субдукции [Koulakov et al., 2011; Sizova et al., 2014].

Важность изучения взаимодействия мантийной конвекции и субдукции определяется значимостью

проблемы характера распределения вещества геосфер, понимания строения и свойств периферических оболочек Земли. Зоны субдукции являются одними из наиболее тектонически активных участков на Земле и связаны с переносом значительных объемов вещества и энергии [Stern, 2002; Frost, 2006]. Особый интерес вызывает изучение процессов в реологически контрастных средах: конвективного в сравнительно маловязкой астеносфере и кондуктивного в твердой литосфере.

Несмотря на широту охвата проблем численного моделирования верхнемантийной конвекции [Cristensen, 1984; Schubert, Anderson, 1985; Zhong, Gurnis, 1992; Dobretsov, Kirdyashkin, 1997; Lithgow-Bertelloni, Richards, 1998; Rychkova, Tychkov, 1997; van Keken et al., 2011; Gerya, Yuen, 2003], открытыми остаются вопросы перестройки структуры мантийной конвекции при погружении слэба, дискретности характера погружения и его фрагментация, аккумуляции вещества слэба на границе верхней и нижней мантии, адаптации современных вычислительных методов для представления верхнемантийной конвекции в зоне субдукции. Принимается, что литосфера повсеместно подстилается астеносферой, вязкость которой на один-два порядка меньше таковой у литосферы [Dobretsov et al., 2001]. При этом именно здесь создаются условия для плавления вещества литосферы и формируются очаги глубинных землетрясений [Trubitsyn et al., 1993].

Цель этой работы состоит в анализе современных методов решения ряда из перечисленных вопросов, построении 2D модели динамики субдукции, в которой учитываются связанные с погружением слэба фазовые переходы его вещества, что приводит к значительному росту плотности слэба. Рассматриваются схемы решения нелинейных модельных уравнений, обсуждаются проблемы программной реализации аппарата численного моделирования.

### 2. МОДЕЛИ МАНТИЙНОЙ КОНВЕКЦИИ И СУБДУКЦИИ

В практике изучения субдукции принимается следующий характер взаимодействия мантийной конвекции и слэба. В частности, в работах [Zanemonets et al., 1974; Myasnikov, Markaryan, 1977; Bercovici et al., 1993] модельным приближением литосферы выступает высоковязкий кондуктивный слой квазижидкости с нулевой скоростью движения его вещества. Приближением остальной части выступает несжимаемая жидкость, реологические свойства которой характеризуются формой записи вязкости и принятыми начальными и граничными условиями. Для мантийных течений обычно принимается постоянство проскальзывания на границах расчетной области. Между тем на границах могут создаваться условия для активизации цикличности функционирования присутствующих на границе астеносфера – литосфера магматических очагов.

Для мантийной конвекции принимается положение, что она имеет химико-плотностную природу [Keondzhyan, 1980; Monin, Sorokhtin, 1981]. Тогда вследствие высокой вязкости для ее моделирования обычно используются уравнения Стокса в приближении Буссинеска [Slezkin, 1955; Landau, Lifshits, 2001]. Принятие этого приближения приводит к возможности введения фактора температуры в уравнения для завихренности и, соответственно, для скоростей.

Решение задач выполняется для разных форм представлений вязкости. Так, в терминах завихренность – функция тока в работе [McKenzie et al., 1974] изучалась тепловая конвекцию в среде с постоянной вязкостью, а в [Gurnis, Davies, 1986] – в среде, где вязкость экспоненциально возрастает с глубиной.

Модель динамики слэба, где он представлен тонкой упругой пластиной отрицательной плавучести, рассмотрена в работе [Turcotte, Schubert, 1985]. Принимается, что изгиб пластины связан с вертикальными внешними нагрузками и соотношениями для ее изгибных моментов. Численную модель субдукции составляет безразмерное уравнение для изгиба пластины под действием приложенных моментов и вертикальных нагрузок. Принимается также то, что вместе с плитой в глубины верхней мантии поступают некоторые объемы морской воды [Schubert et al., 2001]. Адаптация этого подхода для субдукции Амурской микроплиты в верхней мантии выполнена в статье [Gavrilov, Kharitonov, 2022], в которой фазовые функции следуют положениям работы [Trubitsyn V.P., Trubitsyn A.P., 2014]. Приемлемость такого подхода ограничена только первыми слоями верхней мантии, где допустимы положения Кирхгофа о сохранении нормалей к срединной поверхности деформируемой плиты и сохранении ее толщины [Timoshenko, Woinowsky-Krieger, 1966]. Однако результат сейсмического зондирования указывает на снижение толщины плиты [Fukao et al., 2009]. В частности, при ее погружении соответствующим образом растет давление и температура, что приводит к частичным потерям легких фракций вещества плиты, потерям воды и газов водосодержащих минералов, перестройкам их кристаллической решетки и последующим фазовым превращениям, а также фрагментации слэба при глубоком погружении.

Альтернативные 2D модели верхнемантийной конвекции в зоне субдукции основаны на положениях механики сплошной среды и гидродинамики, где вследствие высокой вязкости мантии уравнения движения принимаются в стоксовском приближении [Gurnis, Davies, 1986; Doglioni et al., 2006; van Keken et al., 2011; Duretz et al., 2012]. В этих моделях основной причиной субдукции выступает избыточная плотность слэба. Плотность мантии следует приближению Буссинеска. Отличия одних моделей состоят в особенностях формы записей вязкости мантии и слэба, зависимости его динамики от температуры и величин касательных напряжений [Van Keken et al., 2011], различия вариантов воздействия на плиту и вариации состава [Kincaid, Sacks, 1997].

В работе [Gerya, Yuen, 2003] представлена 2D модель термомеханической мантийной конвекции в приближении Буссинеска, где вязкость верхней мантии определяется температурой и давлением, а уравнения модели следуют токсовскому приближению. Радиоактивность, адиабатический и диссипативный нагревы мантии выступают независимыми пространственновременными источниками тепла, исходя из чего определяется кинетика погружения слэба в толщу мантии. Вычисления основаны на включении также метода маркеров и ячеек. Решение интерполируется обратно в конфигурацию эйлеровой сетки на каждом временном шаге. При таком подходе требуются значительные вычислительные ресурсы. Достаточно отметить, что моделирование континентальной коллизии в докембрии [Zakharov et al., 2015] выполнялось на суперкомпьютерном комплексе МГУ им. М.В. Ломоносова.

В работах [Dobretsov, Kirdyashkin, 1997; Dobretsov et al., 2001, 2009; Koulakov et al., 2011] изучаются теплофизические характеристики модели только корового слоя, который выступает пограничным слоем между мантией и слэбом. Однако влияние мантийных течений на динамику слэба в этих моделях не учитывается. В статье [Trubitsyn, 2008] рассмотрен случай, когда в уравнение для температуры участка эндотермического фазового перехода на границе верхней и нижней мантии вводится аналитическое представление функции смещения фазовой границы/распределения фаз. Показано, что эндотермический фазовый переход на глубине 660 км не приводит к расслоению конвекции. Отмечается торможение и деформация аномально холодных нисходящих потоков. Модельным образом слэба выступает область среды пониженной температуры, а его динамика определяется теми же уравнениями мантийной конвекции. Отсутствие модельного образа слэба как реального объекта системы верхняя мантия – слэб следует отнести к недостаткам такого подхода.

В работе [Bobrov, Baranov, 2014] в соотношении для вязкости учитывается пластический характер деформации, в результате чего отмечается скачкообразное перемещение зон субдукции; обнаруживаются резкие изменения в полях напряжений в зависимости от стадии отделения слэба. В областях, не содержащих погружающихся слэбов, напряжения сильно понижены. На общей картине динамики температуры участки слэба определяются сгущением изотерм. Отсутствие модельного образа слэба как реального объекта системы верхняя мантия – слэб следует отнести к недостаткам такого подхода.

В статье [Lobkovskii, Ramazanov, 2021] применение метода Галеркина и разложение в ряд Фурье лежат в основе построения аналитического представления стационарного решения уравнений модели мантийной конвекции, вещество которой определяется холодным потоком жидкости. Приводятся результаты вычислительных экспериментов вариаций структуры конвективных ячеек в зависимости от числа Рэлея. Здесь также отсутствие модельного образа слэба как реального объекта системы верхняя мантия – слэб следует отнести к недостаткам такого подхода.

В перечисленных работах не рассматриваются вопросы трансформации водосодержащих минералов слэба, которая происходит за счет выжимания воды в верхних слоях мантии. Кроме того, во многих случаях отсутствует представление слэба как самостоятельного геодинамического объекта.

#### 3. ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ И ПОГРУЖЕНИЯ СЛЭБА

Модель мантийной динамики в зоне субдукции здесь составляют связанные между собой системы уравнений, первая из которых определяет мантийную динамику, а вторая – погружение на фоне конвертируемой мантии более холодной и более плотной океанической плиты. Модельным представлением мантии здесь выступает двумерная несжимаемая ньютоновская жидкость в декартовой системе координат. Вследствие высокой вязкости мантии квазистационарные конвективные двумерные течения определяются известными уравнениями Стокса, безразмерная запись которых в терминах завихренность – функция тока принимает вид [Torrance, Turcotte, 1971; Turcotte, Schubert, 2002]:

$$\Delta\mu\xi - 2\left[\mu_{xx}\psi_{yy} - 2\mu_{xy}\psi_{xy} + \mu_{yy}\psi_{xx}\right] - Ra^{(D)}\rho_x = 0, \quad (1)$$

$$\psi_{xx} + \psi_{yy} - \xi = 0, \qquad (2)$$

$$T_t + (UT)_x + (VT)_y = \Delta T, \qquad (3)$$

$$\rho_t + (U\rho)_x + (V\rho)_x = \chi_\rho \Delta \rho, \qquad (4)$$

где безразмерные переменные принимают такой смысл: *x*, *y* – оси декартовой системы координат (*x*=*y*=0 левый угол), ось у направлена вниз;  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  – 2D оператор Лапласа;  $\mu(T,y)$ ,  $\xi(x,y,t)$ ,  $\psi(x,y,t)$ ,  $\rho(x,y,t)$  – динамическая вязкость мантии, завихренность, функция тока мантийных течений и ее плотность;  $U(x,y,t)=\psi_y$ ,  $V(x,y,t)=-\psi_x$ , T(x,y,t) – латеральная и вертикальная скорость мантийных течений, распределение температуры в мантии;  $Ra^{(D)} = g\overline{\rho} \frac{H^2}{\overline{\mu}\overline{U}}$  – плотностное число Рэлея верхней мантии; g,  $\overline{\rho}$ ,  $\overline{U}$ ,  $\beta$ , H – ускорение свободного падения, характерные значения плотности и скорости мантийных те-

терные значения плотности и скорости мантииных течений, а также коэффициент теплового расширения и глубина верхней мантии;  $dT=T_{max}-T_{min}$  – характерный перепад температуры в верхней мантии;  $\chi_{\rho}$  – коэффициент диффузии плотности горных пород; нижние индексы переменных указывают на соответствующие одноименные частные производные.

Переход от скоростей жидкости к завихренности (1) позволяет избежать явного присутствия давления.

Обезразмеривание (1)–(3) выполнялось стандартным образом (штрихом отмечены безразмерные переменные):

$$(x,y) = H \cdot (x,y)', \ \mu = \overline{\mu} \cdot \mu', \ T = T' dT,$$
  
$$t = H\chi^{-1}t', \ \chi = \lambda(\overline{\rho}C_p)^{-1}, \ \overline{U} = H^{-1}\chi,$$
  
$$(U,V) = \overline{U} \cdot (U,V)',$$

где переменные с верхней чертой – их характерные значения;  $\lambda$  и  $\chi$  – теплопроводность и температуропроводность мантии, а  $C_p$  – удельная изобарическая теплоемкость; в безразмерных уравнениях далее штрихи опускаются.

Область вычислений представляет двумерную прямоугольную область декартовой системы координат. Для граничных условий принимается отсутствие потоков тепла и вещества на боковых гранях области; потоки тепла и вещества на верхней  $g_{\tau,0}, g_{\rho,0}$  и нижней  $g_{\tau,H'}, g_{\rho,H}$  гранях области вычислений:

$$T_{x}(0, y, t) = T_{x}(x_{\max}, y, t) = 0,$$
  

$$T_{y}(x, 0, t) = g_{T,0}, T_{y}(x, H, t) = g_{T,H};$$
  

$$\rho_{x}(0, y, t) = \rho_{x}(x_{\max}, y, t) = 0,$$
  

$$\rho_{y}(x, 0, t) = g_{\rho,0}, \rho_{y}(x, H, t) = g_{\rho,H},$$
(5)

где x<sub>max</sub> – безразмерная латеральная протяженность.

Для функции тока принимается условие прилипания на боковых границах  $\psi(0,y,t)=\psi(x_{\max},y,t)=0, \psi_n(0,y,t)=$ = $\psi_n(x_{\max},y,t)=0$ , где n – нормаль [Lobkovsky et al., 2013, 2021]. На участке верхней мантии, где океаническая плита движется к участку погружения, и на всей подошве мантии принимается условие проскальзывания:

$$\psi(x,0,t) = \psi(x,1,t) = 0, \ \psi_{nn} \{x \subseteq X, y = \{0,1\},t\} = 0$$

при *y*=0 интервал *X* – это горизонтальный участок верхней мантии, где плита движется к месту своего погружения, а при *y*=1 интервал *X* – латеральная составляющая *x*; на твердых границах (в том числе и на границах со слэбом) функция тока равна нулю; значение завихренности определяется соотношением Тома [Roache, 1980]:

$$\xi_{i,j} = \frac{2}{\Delta y} \psi_{i,j} - 1.$$
(6)

Анализ профилей сейсмотомографии [Stern, 2002; Fukao et al., 2009] показывает существенное превышение протяженности слэба над его толщиной, что позволяет допускать представление его модельного образа посредством гибкого тонкого стержня и независимость горизонтальной скорости погружения от вертикальной у координаты и вертикальной скорости погружения от x координаты. Принимается также гидростатичность состояния слэба и представление его плотности смесью тяжелой  $\rho_{H}$ =const и легкой  $\rho_{L}$ =const составляющих (твердым раствором). Погружение слэба происходит при условии  $\rho^*$ - $\rho$ >0. Тогда модель субдукции можно определить такими безразмерными уравнениями:

$$(\eta u_{x})_{x} - Ra_{S}^{(D)} y \rho_{x}^{*} = 0, \qquad (7)$$

$$(\eta v_{y})_{y} + Ra_{s}^{(D)}g(\rho^{*}-\rho) = 0,$$
 (8)

$$T_t^* + (uT^*)_x + (vT^*)_y = \kappa \cdot \Delta T^*, \qquad (9)$$

$$C_t + (uC)_x + (vC)_y = a \cdot \Delta C + B(C, \rho^*), \qquad (10)$$

$$\rho^* = \left[ C \rho_H^{-1} + (1 - C) \rho_L^{-1} \right]^{-1}, \qquad (11)$$

где  $\eta(T,y)$  – вязкость слэба (порядка  $10^{21}$ – $10^{23}$  H·c/м<sup>2</sup> [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2023]); u(x,t), v(y,t),  $T^*(x,y,t)$ ,  $\rho^*(x,y,t)$  – горизонтальная и вертикальная скорость погружения его вещества, температура и плотность слэба; y – безразмерная вертикальная координата;  $\kappa$  – коэффициент температуропроводности слэба;  $Ra_s^{(D)} = g\overline{\rho} \frac{H^2}{\overline{\eta}\overline{u}}$  – плотностное число Рэлея для слэба; C(x,y,t) – концентрация тяжелой составляющей слэба;  $B(C,\rho^*)$  определяет динамику частичных фазовых превращений его вещества вследствие всплытия или удаления легких составляющих вещества слэба.

При формулировке  $B(C,\rho^*)$  здесь принимаются следующие допущения. Морская вода, просачиваясь через трещины и поры в океаническую литосферу, вступает в реакцию с минералами в земной коре и мантии с образованием водных минералов (таких как серпентин), которые накапливают воду в своих кристаллических структурах [Turcotte, Schubert, 1985], поэтому при погружении слэба происходят различные трансформации таких минералов (в частности, формирование более плотных упаковок минералов за счет выжимания воды), что можно интерпретировать как частичный

фазовый переход его вещества. В этой ситуации на границе мантия – слэб аккумулируются большие объемы насыщенных газами и водой таких образований (флюидов) [Dobretsov et al., 2017], что в последующем может вызвать сейсмичность и частичное плавление вещества субдуцируемой плиты [Gerya et al., 2004]. Далее, при погружении слэба повышается давление и температура среды, что обусловливает удаление/всплытие легкой составляющей и, как результат, рост концентрации тяжелой составляющей и последующее утяжеление вещества слэба. Механизм этого процесса видится в следующем. На ранних этапах погружения слэба, когда его вещество перенасыщено просочившимися сюда объемами морской воды (и, соответственно, легкими составляющими), повышение температуры и давления среды приводит к интенсивному всплытию и формированию затем избыточных объемов высокотемпературных и насыщенных газами компонент. До момента, когда плотность слэба оказывается близкой плотности среды, его погружение снижается, создаются застойные участки аккумуляции вещества слэба. Дело в том, что воздействие мантийных течений и неравномерность распределения вдоль слэба его плотности приводят к различию вдоль него напряжений, последующих деформаций и к его фрагментациям. Происходит так называемая стагнация слэба, границы которой отчетливо прослеживаются по гипоцентрам глубоких землетрясений. Их максимальная зафиксированная глубина не превышает 700 км [Stern, 2002; Fukao et al., 2009], в частности под Южной и Центральной Америкой [Stern, 2002]. Далее по мере роста концентрации тяжелой компоненты слэба происходит прорыв зоны стагнации и затем погружение этих фрагментов вплоть до ядра Земли [Agrusta et al., 2017].

Простая запись такого механизма здесь определяется соотношением:

$$B(C,\rho^*) = \alpha \rho^* (1 - \beta \rho^*), \qquad (12)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  – неотрицательные параметры модели. Правая часть (12) – хорошо известная логистическая кривая [Svirezhev, Logofet, 1978], которая при  $\rho^{**}=(2\beta)^{-1}$  достигает своего максимума. Для динамики плотности слэба применимость (12) допускает такую интерпретацию: на этапе до  $\rho^{**}$  следует линейный рост концентрации тяжелой компоненты, а после этого этапа содержание тяжелой компоненты резко возрастает.

На верхней части мантии граничное условие для модели субдукции (6)–(10) определяется участком начала субдукции, где задается характерная скорость субдукции. На дне верхней мантии происходит накопление вещества слэба.

Сейсмическая томография верхней мантии показывает нерегулярный характер границы раздела мантия – слэб, что вызвано в основном воздействием на слэб мантийных течений. При этом толщина слэба существенно меньше его протяженности, вследствие чего допускается представление его модельного образа посредством гибкого и тонкого стержня, на который эти течения воздействуют. В этой ситуации потребность нахождения частных производных для решения (7)– (10) в криволинейной области с динамической и нерегулярной границей обусловливает применение адекватных бессеточных методов. Здесь уместным видится применение бессеточного лагранжевого метода гидродинамических сглаженных частиц (SPH) [Monaghan, 2005]. Основанием метода служит представление объекта исследования (в данном случае слэба) конечным множеством дискретных элементов/частиц [Harlow, 1967], которые выступают носителями таких свойств, как плотность, положение в пространстве, скорость и набор дополнительных атрибутов.

Сущность метода состоит в том, что некоторая физическая характеристика  $\vec{r}$  отдельной частицы в точке  $A(\vec{r})$  определяется взвешенной суммой этой величины для других частиц:

$$A(\vec{r}) = \sum_{a} \frac{m_{a}}{\rho_{a}} A_{a} W(\left|\vec{r} - \vec{r}_{a}\right|, h), \qquad (13)$$

которые лежат в окрестности  $|\vec{r} - \vec{r_a}| < 2h; m_p \rho_j$  – масса и плотность частицы с номером  $a, A_a = A(\vec{r_a})$  и h (так называемая длина сглаживания);  $W(\vec{r} - \vec{r_a}, h)$  – аналитически заданная функция ядра, посредством которой сглаживаются свойства частиц и учитывается их взаимное влияние. Сглаживающая функция определяет вес влияния каждой частицы на вычисляемую величину. Чем ближе соседняя частица к той частице, для которой вычисляется величина атрибута, тем, соответственно, больше ее влияние на результат и тем больше сглаживающая функция в этой позиции [Aliev, 2008; Medin, Parshikov, 2010]. В этой ситуации вычисление частных производных  $\Phi(\vec{r})$  сводится к их вычислению для аналитически заданной функции:

$$\nabla A(\vec{r}_b) = \sum_a \frac{m_a}{\rho_a} A_a \nabla W(\left|\vec{r}_b - \vec{r}_a\right|, h),$$
$$\Delta A(\vec{r}_b) = \sum_a \frac{m_a}{\rho_a} (A_b - A_a) \left[ \frac{1}{x_{ba}} \frac{dW_{ba}}{dx_a} + \frac{1}{y_{ba}} \frac{dW_{ba}}{dy_a} \right]$$

где *b*, *a* – порядковые номера частиц, *b*, *a*=1÷*N*(*t*); *N*(*t*) – текущее суммарное количество частиц метода;  $x_{ba}=x_b-x_a$ ,  $y_{ba}=y_b-y_a$  и  $W_{ba}=W(|\vec{r}_b-\vec{r}_a|,h)$  – функция ядра, на основании которой аналитически рассчитываются производные в квадратных скобках. Представление лапласиана  $\Delta A(\vec{r}_b)$  следует работе [Brookshaw, 1985]. В качестве функции ядра использовался сплайн 3-й степени:

$$W(|\vec{r}_b - \vec{r}_a|, h) = rac{15}{\pi h^6} (h - R)^3$$
 при 0W(|\vec{r} - \vec{r}\_a|, h) = 0 при R>h;  $R = |\vec{r} - \vec{r}_a|/h$ 

#### [Monaghan, 2005].

Здесь при использовании метода SPH запись уравнения теплообмена для *b*-й частицы принимает вид:

$$c_{P,b}\rho_{b}\frac{dT_{b}}{dt} = \sum_{a}\frac{m_{a}}{\rho_{a}}(k_{b}+k_{a})(T_{b}-T_{a}) \times \left[\frac{1}{x_{ba}}\frac{dW_{ba}}{dx_{a}} + \frac{1}{y_{ba}}\frac{dW_{ba}}{dy_{a}}\right],$$
(14)

где  $c_{p,b'}$   $T_{b'}$   $T_{a'}$   $k_{b'}$   $k_{a'}$   $x_{a'}$   $y_a$  – теплоемкость, температура, коэффициент теплопроводности и координаты соответ-

ствующих частиц. Для момента *t*+1 они определяются соотношениями:

$$x_{a}^{(t+1)} = x_{a}^{(t)} + dt \cdot u_{a}^{(t)}, \quad y_{a}^{(t+1)} = y_{a}^{(t)} + dt \cdot v_{a}^{(t)}, \quad (15)$$

где  $u_a^{(t)}$ ,  $v_a^{(t)}$  – латеральная и вертикальная скорость частиц, которые при заданных начальных и граничных условиях определяются методом SPH из уравнений (7) и (8).

#### 4. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Расчетная равномерная сетка:

 $\omega = \left\{ (x_i, y_j): i = 1 \div N_x, j = 1 \div N_y \right\}$ строится следующим образом:  $x_i = x_{i-1} + dx, y_j = y_{j-1} + dy$ , где dx и dy – размеры шагов по осям;  $N_y$  и  $N_y$  – количество ша-

*dx* и *dy* – размеры шагов по осям; *N<sub>x</sub>* и *N<sub>y</sub>* – количество шагов по осям координат; безразмерный временной шаг *dt* принимается const. Принимается гидростатичность давления, а соотношение для безразмерной вязкости верхней мантии и слэба определяется выражением:

$$\mu = \exp\left(-a_T T + b_Y y\right),$$

где  $a_r$ =-0.2 и  $b_y$ =1.33 [Trubitsyn et al., 1993; Bobrov, Baranov, 2014].

Начальные распределения для температуры и плотности определяются соотношениями:

$$T(x,y,1) = \frac{T^{(L)}(x,y)}{T_{\max} - T_{\min}} + 10^{-2} \sin(\pi y) \cos(\pi x),$$
  

$$\rho(x,y,1) = \frac{\rho^{(L)}(x,y)}{\overline{\rho}} + 10^{-2} \sin(\pi y) \cos(\pi x),$$

где  $T^{(L)}(x,y)$  и  $\rho^{(L)}(x,y)$  формировались на базе указанных литературных источников [Dziewonski, Anderson, 1981; Rychkova, Tychkov, 1997; Sorokhtin, Ushakov, 2002; Honda, Yuen, 1994].

Изучение перестройки структуры мантийной конвекции в зоне субдукции здесь было выполнено при таких численных значениях параметров вычислений:  $N_x$  = =100,  $N_y$ =50, dt=10<sup>-4</sup>,  $d\tau$ =10<sup>-6</sup>,  $\Delta x$ =9.67·10<sup>-2</sup>,  $\Delta y$ =5.76·10<sup>-2</sup>.

Временной промежуток  $H/\overline{u}$  составляет 9.1324× ×10<sup>7</sup> лет ( $\overline{u}$  – характерный масштаб скорости погружения слэба). Число временных слоев  $N_t$ =2000 и временной шаг  $\Delta t$ =4.132·10<sup>4</sup> лет.

Для верхней мантии численные значения параметров модели (1)–(4) составлялись на основании работ [Dobretsov, Kirdyashkin, 1997; Dobretsov et al., 2001, 2009; Dobretsov, 2010; Stern, 2002; Kirdyashkin et al., 2002; Royden, Husson, 2009; Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2023]. В частности, принимались такие значения:

L=6.7·10<sup>6</sup> м, H=7·10<sup>5</sup> м, g=9.8 м·с<sup>-2</sup>, 
$$\overline{\mu}$$
 =10<sup>22</sup> П,  
 $\chi$  =2.88·10<sup>-7</sup> м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>,  $\chi_{\rho}$  =2·10<sup>-8</sup> м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>,  
 $\overline{\rho}$  =3.808·10<sup>3</sup> кг·м<sup>-3</sup>,  $c_{\rho}$ =1.2·10<sup>3</sup> Дж·кг<sup>-1</sup>К<sup>-1</sup>,  
 $\overline{U}$  =10<sup>-13</sup> м·с<sup>-1</sup>, Ra<sup>(D)</sup>=1.866·10<sup>7</sup>.

При выборе параметров модели субдукции учитывается согласно (10) дегидратация слэба, а изменение его плотности следует (11). Для допустимости принятия этих соотношений для всей мантии следует принять тот факт, что плотность слэба достигает своих максимальных значений на границе мантия – ядро [Fukao et al., 2009]. Дегидратация и снижение вязкости субдуцируемого вещества выступают триггером механизма эксгумации высокобарических пород [Reverdatto et al., 2022]. Значения параметров модели субдукции (6)–(10) здесь приняты равными:

$$\rho_{H} = 5.607 \cdot 10^{3} \,\mathrm{kr} \cdot \mathrm{m}^{-3}, \rho_{L} = 10^{3} \,\mathrm{kr} \cdot \mathrm{m}^{-3}, \, \overline{\eta} = 10^{23} \,\mathrm{\Pi},$$

 $\overline{u}$  =1.6·10<sup>-9</sup> м·c<sup>-1</sup>,  $\kappa$ =4.608·10<sup>-3</sup> м<sup>2</sup>·c<sup>-1</sup>,  $\alpha$ =2,  $\beta$ =0.8433,

где значения  $\rho_{_{H'}}\,\alpha$  и  $\beta$ определялись при вычислительных экспериментах.

Численные значения атрибутов частиц определяются случайным образом на основании таких диапазонов переменных модели (7)–(11): скорость – 5– 8 см/год; температура – 1000–1500 °С; плотность – 3500–3600 кг/м<sup>3</sup>; концентрация тяжелой компоненты рассчитывалась по формуле (11) подстановкой в ее левую часть значения плотности. Эти диапазоны были сформированы на основании литературных источников [Dobretsov et al., 2001, 2009; Dobretsov, 2010; Kirdyashkin et al., 2000, 2002; Royden, Husson, 2009; Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2023].

Для численного решения уравнений обеих систем (1–2) и (7–8) применяется псевдостационарный метод, который состоит в построении эквивалентной нестационарной задачи и последующем решении задачи маршевым методом (решении задачи в частных производных при заданных начальных и граничных условиях) вплоть до достижения стационарного состояния, где шаг по времени *dt* играет роль итерационного параметра [Fletcher, 1991]. Поскольку критерий устойчивости Куранта-Фридрихса-Леви ( $U/\Delta x^2+V/\Delta y^2$ )*dt* метода решения уравнений системы здесь существенно меньше 1, для решения уравнений (3–4) и (8–9) используются явные разностные схемы.

Вычислительный алгоритм состоит в следующем. Сначала в области вычислений устанавливается режим мантийной конвекции, для чего при заданных начальных и граничных условиях (5) на регулярной сетке находятся решения уравнений (1)-(4). Функция тока на границе мантия – слэб равна нулю, а значение завихренности следует (6). Решение (7)-(11) выполняется по такой схеме. Для участка поступления слэба в мантию (ячейка (х,1) вычислительной схемы) формируется выборка частиц с фиксированным набором характеристик (скорость, температура, плотность). Далее динамика частиц следует уравнениям (7)-(15). Воздействие мантийных течений на динамику субдукции здесь учитывается дополнением модельного образа слэба наборами неразличимых между собой частиц из примыкающих к ним в текущий момент ячеек мантии.

Модель состояния мантийной конвекции в зоне субдукции после 500 временных итераций (более 4 млн лет) представлена на рис. 1, где крупные точки характеризуют координаты участков слэба (для наглядности здесь и далее масштаб функции тока увеличен в 1000 раз).

Анализ рис. 1 показывает плавный характер течений, где функция тока в центре ячейки в семь раз превосходит ее значения на границах области. Отмечается слабая изменчивость составляющих тепломассопереноса, что связано с балансом их потоков между соседними геосферами. Согласно условиям задачи, на границе области выполняется условие прилипания и равенство нулю функции тока на границе. Поскольку граница между мантией и слэбом является непротекаемой, на ней функция тока также обращается в нуль, что приводит к плавному обтеканию профиля слэба.

Распределение температуры T, плотности  $\rho$  и функции тока  $\psi$  после 1500 временных итераций (более



**Рис. 1.** Распределения температуры (*a*), плотности (*б*), функции тока и конфигурация слэба (*в*) после 500 шагов вычислений. **Fig. 1.** Distribution of temperature (*a*), density (*б*), and allocation of stream function and slab configuration (*в*) after 500 steps of calculations.

48 млн лет) представлено на рис. 2. Для удобства и наглядности пространственно-временные особенности динамики температуры и плотности их распределения приведены в отклонениях от соответствующих значений для *t*=500.

Сопоставление распределений температуры и плотности для разных временных итераций показывает некоторое остывание и разуплотнение начальных слоев верхней мантии, что вызвано допущением о ненулевых потоках тепла и вещества на границах верхней мантии (условие (5)). Анализ рис. 2, б, показывает некоторую нелинейность распределения плотности: между слоями с отрицательным отклонением плотности для безразмерного t=500 следует слой плотности с положительным отклонением. Такая ситуация вызвана конвективным перемешиванием мантии. Заметен также временной рост функции тока, следовательно, и воздействия на слэб, что приводит к росту в его теле различных деформаций и вызывает затем его частичную фрагментацию.



**Рис. 2.** Распределения температуры (*a*), плотности (*б*), функции тока и конфигурация слэба (*в*) после 1500 шагов вычислений. **Fig. 2.** Distribution of temperature (*a*), density (*б*), and allocation of stream function and slab configuration (*в*) after 1500 steps of calculations.



**Рис. 3.** Распределения температуры (*a*), плотности (*б*), функции тока и конфигурация слэба (*в*) после 1900 шагов вычислений. **Fig. 3.** Distribution of temperature (*a*), density (*б*), and allocation of stream function and slab configuration (*в*) after 1900 steps of calculations.



**Рис. 4.** Масштабированная окрестность конфигурации слэба после 1500 (*a*) и 1900 (*б*) шагов вычислений. **Fig. 4.** Scaled neighborhood of the slab configuration after 1500 (*a*) and 1900 (*б*) steps of calculations.

Распределение температуры, плотности и линий тока после 1900 временных итераций (более 91 млн лет) представлено на рис. 3.

Распределение температуры показывает некоторое остывание начальных слоев верхней мантии, что связано с выносом тепла. Отмечается также некоторое разуплотнение начальных слоев, что связано с конвективным перемешиванием. Погружение плиты в мантию (субдукция) вызывает разбиение исходной конвективной ячейки на две составляющие. В этой ситуации слэб реально выступает вертикальной «перегородкой». Характер представленных на рис. 2, в, и рис. 3, в, изолиний показывает, что в непосредственной окрестности слэба создаются условия для уплотнения значений функции тока и формирований здесь мелкомасштабных вихрей (вихрей Карига [Gavrilov, Kharitonov, 2017]).

По мере приближения слэба к подошве нижней мантии отмечается его выполаживание, что связано с повышением температуры слэба в этой зоне и снижением здесь его вязкости. Такая ситуация вместе с залеганием более плотных нижележащих слоев вещества приводит к деформированию его передней части под воздействием конвективных потоков.

Проявление особенностей формирования мелкомасштабных вихрей, выполаживания и фрагментации слэба становится наглядным в масштабированной окрестности слэба на рис. 4.

Воздействие на слэб мантийных течений и неравномерность распределения вдоль него плотности обусловливают его частичную фрагментацию. Фрагменты слэба достигают кровли нижней мантии, где они и накапливаются (на этой границе допускается диффузия частиц).

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены основные положения для построения моделей субдукции в верхней мантии. Рассматривается комплексная модель, составляющими которой выступает модель мантийной конвекции (уравнения завихренности, функции тока и тепломассопереноса) и пространственно-временная модель динамики слэба (уравнения скоростей, уравнения тепломассопереноса, для решения поставленной задачи представлена адаптация метода SPH). Предлагается модель количественного учета фазовых переходов вещества слэба.

Воздействие мантийных течений на динамику субдукции здесь учитывается дополнением модельного образа слэба наборами неразличимых между собой частиц из примыкающих к ним в текущий момент ячеек мантии.

Воздействие на слэб мантийных течений и неравномерность распределения вдоль него плотности обусловливают его частичную фрагментацию.

#### 6. РАСКРЫТИЕ ИНФОРМАЦИИ / DISCLOSURE

Автор заявляет об отсутствии какого-либо конфликта интересов. Автор прочел и одобрил финальную версию перед публикацией.

The author has no conflicts of interest to declare. The author read and approved the final manuscript.

#### 7. ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES

Agrusta R., Goes S., van Humen J., 2017. Subducting-Slab Transition-Zone Interaction: Stagnant, Penetration and Mode Switch. Earth and Planetary Science Letters 464, 10–23. https://doi.org/10.1016/j.epsl.2017.02.005.

Aliev A.V., 2008. Application of the Smoothed Particle Hydrodynamics Method for Solving Gas-Dynamic Problems. Numerical Methods and Programming 9, 40–47 (in Russian) [Алиев А.В. Применение метода сглаженных частиц в газовой динамике // Вычислительные методы и программирование. 2008. Т. 9. С. 40–47].

Bercovici D., Schubert G., Tackley P.J., 1993. On the Penetration of the 660 km Phase Change by Mantle Downflows. Geophysical Research Letters 20 (23), 2599–2602. https:// doi.org/10.1029/93GL02691. Bobrov A.M., Baranov A.A., 2014. The Structure of Mantle Flows and Stress Fields in a Two-Dimensional Convection Model with Non-Newtonian Viscosity. Russian Geology and Geophysics 55 (7), 801–811. https://doi.org/10.1016/j.rgg. 2014.06.001.

Brookshaw L., 1985. A Method of Calculating Radiative Heat Diffusion in Particle Simulations. Proceedings of the Astronomical Society of Australia 6 (2), 207–210. https:// doi.org/10.1017/S1323358000018117.

Cristensen U., 1984. Convection with Pressure- and Temperature-Depend Non Newtonian Rheology. Geophysical Journal International 77 (2), 343–384. https://doi.org/10. 1111/j.1365-246X.1984.tb01939.x.

Dobretsov N.L., 2010. Distinctive Petrological, Geochemical, and Geodynamic Features of Subduction-Related Magmatism. Petrology 18, 84–106. https://doi.org/10.1134/ S0869591110010042.

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G., 1997. Modeling of Subduction Processes. Russian Geology and Geophysics 38 (5), 846–856 (in Russian) [Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Моделирование процессов субдукции // Геология и геофизика. 1997. Т. 38. № 5. С. 846–856].

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., 2001. Deep Geodynamics. GEO, Novosibirsk, 409 p. (in Russian) [Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Глубинная геодинамика. Новосибирск: Изд-во Гео, 2001. 409 с.].

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., 2009. Geodynamic and Thermal Models of a Subduction Zone. Physical Mesomechanics 12 (1), 5–16 (in Russian) [Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Геодинамическая и тепловая модель зоны субдукции // Физическая мезомеханика. 2009. Т. 12. № 1. С. 5–16].

Dobretsov N.L., Simonov V.A., Koulakov I.Yu., Kotlyarov A.V., 2017. Migration of Fluids and Melts in Subduction Zones and General Aspects of Thermophysical Modeling in Geology. Russian Geology and Geophysics 58 (5), 571–585. https://doi.org/10.1016/j.rgg.2016.09.028.

Doglioni C., Cuffaro M., Carminati E., 2006. What Moves Slabs? Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata 47 (3), 227–247.

Duretz T., Gerya T.V., Kaus J.P., Andersen T.B., 2012. Thermomechanical Modeling of Slab Eduction. Journal of Geophysical Research: Solid Earth 117, B8. https://doi.org/10. 1029/2012JB009137.

Dziewonski A.M., Anderson D.L., 1981. Preliminary Reference Earth Model. Physics of the Earth and Planetary Interiors 25 (4), 277–356. https://doi.org/10.1016/0031-92 01(81)90046-7.

Fletcher C.A.J., 1991. Computational Techniques for Fluid Dynamics. Vol. 2. Mir, Moscow, 552 p. (in Russian) [Флетчер К.А.Дж. Вычислительные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1991. Т. 2. 552 с.].

Frost D.J., 2006. The Stability of Hydrous Mantle Phases. Reviews in Mineralogy and Geochemistry 62 (1), 243–271. https://doi.org/10.2138/rmg.2006.62.11.

Fukao Y., Obayashi M., Nakakuki M., Deep Slab Project Group, 2009. Stagnant Slab: A Review. Annual Review of Earth and Planetary Sciences 37, 19–46. https://doi.org/ 10.1146/annurev.earth.36.031207.124224.

Gavrilov S.V., Kharitonov A.L., 2017. On Karig Convective Rolls within the Mantle Wedge beneath the Timan-Pechora Plate as the Mechanism of Transport of the Hydrocarbons at Paleozoic. Vestnik of the Institute of Geology of the Komi Science Centre of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences 8, 12–16 (in Russian) [Гаврилов С.В., Харитонов А.Л. О конвективных вихрях Карига в палеозойском мантийном клине под Тимано-Печорской плитой как механизме выноса углеводородов // Вестник Института геологии Коми научного центра УрО PAH. 2017. № 8. С. 12–16]. https://doi.org/10.19110/2221-1381-2017-8-12-16.

Gavrilov S.V., Kharitonov A.L., 2022. On the Subduction of the Amur Microplate and the Convective Mechanism of the Removal of Dissipative Heat and Hydrocarbons from the Mantle Wedge in the Sea of Okhotsk East of Sakhalin Island. Herald of the Academy of Sciences of the Republic of Bashkortostan 42 (1), 5–12 (in Russian) [Гаврилов С.В., Харитонов А.Л. О субдукции амурской микроплиты и конвективном механизме выноса диссипативного тепла и углеводородов из мантийного клина в Охотское море к востоку от острова Сахалин // Вестник Академии наук Республики Башкортостан. 2022. Т. 42. № 1. C. 5–12]. https://doi.org/10.24412/1728-5283\_2022\_ 1\_5\_12.

Gerya T.V., Yuen D.A., 2003. Characteristics-Based Markerin-Cell Method with Conservative Finite-Differences Schemes for Modeling Geological Flows with Strongly Variable Transport Properties. Physics of the Earth and Planetary Interiors 140 (3), 293–318. https://doi.org/10.1016/j.pepi.20 03.09.006.

Gerya T.V., Yuen D.A., Meresch W.V., 2004. Thermomechanical Modelling of Slab Detachment. Earth and Planetary Science Letters 226 (1–2), 101–116. https://doi.org/10. 1016/j.epsl.2004.07.022.

Gurnis M., Davies G.F., 1986. Numerical Study of High Rayleigh Number Convection in a Medium with Depth-Depend Viscosity. Geophysical Journal International 85 (3), 523–541. https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1986.tb 04530.x.

Harlow F.H., 1967. The Particle-in-Cell Computing Method for Fluid Dynamics. In: B. Alder, S. Fernbach, M. Rotenberg (Eds), Computational Methods in Hydrodynamics. Mir, Moscow, p. 316–342 (in Russian) [Харлоу Ф.Х. Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики // Вычислительные методы в гидродинамике / Ред. Б. Олдер, С. Фернбах, М. Ротенберг. М.: Мир, 1967. С. 316–342].

Honda S., Yuen D.A., 1994. Model for Convective Cooling of Mantle with Phase Changes: Effects of Aspect Ratios and Initial Conditions. Journal of Physics of the Earth 42 (2), 165–186. https://doi.org/10.4294/jpe1952.42.165.

Keondzhyan V.N., 1980. A Model of Chemical-Density Differentiation of the Earth's Mantle. Physics of the Earth 8, 3–15 (in Russian) [Кеонджян В.Н. Модель химико-плотностной дифференциации мантии Земли // Физика Земли. 1980. № 8. С. 3–15]. Khain V.E., 2010. Constructing a Truly Global Model of Earth's Dynamics: Basic Principles. Geology and Geophysics 51 (6), 587–591. https://doi.org/10.1016/j.rgg.2010. 05.001.

Kincaid C., Sacks I.S., 1997. Thermal and Dynamical Evolution of the Upper Mantle in Subduction Zones. Journal of Geophysical Research: Solid Earth 102 (B6), 12295– 12315. https://doi.org/10.1029/96JB03553.

Kirdyashkin A.A., Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G., 2002. Experimental Modeling of the Influence of Subduction on the Spatial Structure of Convection Currents in the Asthenosphere under Continents. Doklady Earth Sciences 385 (5), 546–550.

Кirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2023. Temperature Distribution in a Subducting Plate and in the Upper Mantle at the Continental Limb of the Subduction Zone. Geosphere Research 1, 6–19 (in Russian) [Кирдяшкин А.А. Распределение температуры в субдуцирующей плите и в верхней мантии на континентальном крыле зоны субдукции // Геосферные исследования. 2023. № 1. С. 6–19]. DOI:10.17223/25421379/26/1.

Кirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Dobretsov N.L., 2000. Influence of Subduction on the Structure of Thermal Gravitational Flows in the Asthenosphere under the Continent. Russian Geology and Geophysics 41 (2), 207–219 (in Russian) [Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Добрецов Н.Л. Влияние субдукции на структуру тепловых гравитационных течений в астеносфере под континентом // Геология и геофизика. 2000. Т. 41. № 2. С. 207–219].

Koulakov I.Yu., Dobretsov N.L., Bushenkova N.A., Yakovlev A.V., 2011. Slab Shape in Subduction Zones beneath the Kurile-Kamchatka and Aleutian Arcs Based on Regional Tomography Results. Russian Geology and Geophysics 52 (6), 650–667. https://doi.org/10.1016/j.rgg.2011.05.008.

Landau L.D., Lifshits E.M., 2001. Theoretical Physics. Vol. VI. Hydrodynamics. Fizmatlit, Moscow, 736 p. (in Russian) [Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. Т. VI. 736 с.].

Lithgow-Bertelloni C., Richards M., 1998. The Dynamics of Cenozoic and Mesozoic Plate Motions. Reviews of Geophysics 36 (1), 27–78. https://doi.org/10.1029/97RG 02282.

Lobkovskii L.I., Ramazanov M.M., 2021. Investigation of Convection in the Upper Mantle Connected Thermomechanically with the Subduction Zone and Its Geodynamic Application to the Arctic Region and North East Asia. Fluid Dynamics 56, 433–444. https://doi.org/10.1134/S00154 6282103006X.

Lobkovsky L.I., Kononov M.V., Shipilov E.V., 2013. Geodynamic Model of Upper Mantle Convection and Transformations of the Arctic Lithosphere in the Mesozoic and Cenozoic. Izvestiya, Physics of the Solid Earth 49, 767-785. https://doi.org/10.1134/S1069351313060104.

Lobkovsky L.I., Ramazanov M.M., Kotelkin V.D., 2021. Convection Related to Subduction Zone and Application of the Model to Investigate the Cretaceous-Cenozoic Geodynamics of Central East Asia and the Arctic. Geodynamics & Tectonophysics 12 (3), 455–470 (in Russian) [Лобковский Л.И., Рамазанов М.М., Котелкин В.Д. Развитие модели верхнемантийной конвекции, сопряженной с зоной субдукции, с приложениями к мел-кайнозойской геодинамике Центрально-Восточной Азии и Арктики // Геодинамика и тектонофизика. 2021. Т. 12. № 3. С. 455– 470]. https://doi.org/10.5800/GT-2021-12-3-0533.

McKenzie D.P., Roberts J.M., Weiss N.O., 1974. Convection in the Earth's Mantle: Towards a Numerical Simulation. Journal of Fluid Mechanics 62 (3), 465–538. https://doi.org/10.1017/S0022112074000784.

Medin S.A., Parshikov A.N., 2010. Development of Smoothed Particle Hydrodynamics Method and Its Application in the Hydrodynamics of Condensed Matter. High Temperature 48, 926–933. https://doi.org/10.1134/S0018151X100 60210.

Monaghan J.J., 2005. Smoothed Particle Hydrodynamics. Reports on Progress in Physics 68 (8), 1703. https://doi. org/10.1088/0034-4885/68/8/R01.

Monin A.N., 1977. History of the Earth. Nauka, Leningrad, 228 p. (in Russian) [Монин А.Н. История Земли. Л.: Наука, 1977. 228 c.].

Monin A.N., Sorokhtin O.G., 1981. On the Earth's Volumetric Gravity Differentiation. Doklady of the USSR Academy of Sciences 259 (5), 1076–1079 (in Russian) [Монин А.С., Сорохтин О.Г. Об объемной гравитационной дифференциации Земли // Доклады АН СССР. 1981. Т. 259. № 5. С. 1076–1079].

Муаsnikov V.P., Makaryan E.G., 1977. Geodynamic Model of the Earth's Evolution. Doklady of the USSR Academy of Sciences 237 (5), 1055–1058 (in Russian) [Мясников В.П., Маркарян Е.Г. Геодинамическая модель эволюции Земли // Доклады Академии наук СССР. 1977. Т. 237. № 5. С. 1055–1058].

Reverdatto V.V., Polyansky O.P., Semenov A.N., Babichev A.V., 2022. Mathematical Modeling of the Mechanism of Continental Subduction. Doklady Earth Sciences 503. 179– 184. https://doi.org/10.1134/S1028334X22040158.

Roache P.J., 1980. Computational Fluid Dynamics. Mir, Moscow, 618 p. (in Russian) [Роуч П.Дж. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 618 с.].

Royden L.H., Husson L., 2009. Subduction with Variations in Slab Buoyancy: Models and Application to the Banda and Apennine Systems. In: S. Lallemand, F. Funiciello (Eds), Subduction Zone Geodynamics. Springer, Berlin, Heidelberg, p. 35–46. https://doi.org/10.1007/978-3-540-87974-9\_2.

Rychkova H.V., Tychkov S.A., 1997. Numerical Model of Thermal Convection in the Upper Mantle of the Earth under Continental Lithosphere. Computational Technologies 5 (2), 66–81 (in Russian) [Рычкова Е.В., Тычков С.А. Численная модель тепловой конвекции в верхней мантии Земли под литосферой континентов // Вычислительные технологии. 1997. Т. 5. № 2. С. 66–81].

Schubert G., Anderson C.A., 1985. Finite Element Calculation of Very High Rayleigh Number Thermal Convection. Geophysical Journal International 80 (3), 575–601. https:// doi.org/10.1111/j.1365-246X.1985.tb05112.x.

Schubert G., Turcotte D.L., Olson P., 2001. Mantle Convection in the Earth and Planets. Cambridge University

Press, New York, 958 p. https://doi.org/10.1017/CB0978 0511612879.

Sizova E.V., Gerya T.V., Brown M., 2014. Contrasting Styles of Phanerozoic and Precambrian Continental Collision. Gondwana Research 25 (2), 522–545. https://doi.org/10. 1016/j.gr.2012.12.011.

Slezkin N.A., 1955. Dynamics of Incompressible Viscous Fluid. Gostekhizdat, Moscow, 521 p. (in Russian) [Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: Гостехиздат, 1955. 521 с.].

Sorokhtin O.G., Ushakov S.A., 2002. The Evolution of the Earth. Textbook. MSU Publishing House, Moscow, 506 p. (in Russian) [Сорохтин О.Г., Ушаков С.А. Развитие Земли: Учебник. М.: Из-во МГУ, 2002. 506 с.].

Stern R.J., 2002. Subduction Zones. Reviews of Geophysics 40 (4), 3-1–3-38. https://doi.org/10.1029/2001R G000108.

Svirezhev Yu.M., Logofet D.O., 1978. Stability of Biological Communities. Nauka, Moscow, 352 p. (in Russian) [Свирежев Ю.М., Логофет Д.О. Устойчивость биологических сообществ. М.: Наука, 1978. 352 с.].

Timoshenko S., Woinowsky-Krieger S., 1966. Theory of Plates and Shells. Second Ed. Nauka, Moscow, 636 p. (in Russian) [Тимошенко С.П. Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Наука, 1966. 2-е издание. 636 с.].

Torrance K.E., Turcotte D.L., 1971. Thermal Convection with Large Viscosity Variations. Journal of Fluid Mechanics 47 (1), 113–125. https://doi.org/10.1017/S0022112071 00096X.

Trubitsyn V.P., 2008. Seismic Tomography and Continental Drift. Izvestiya, Physics of the Solid Earth 44, 857–872. https://doi.org/10.1134/S1069351308110013.

Trubitsyn V.P., Belavina Yu.F., Rykov V.V., 1993. Thermal and Mechanical Interaction of the Mantle with the Continental Lithosphere. Physics of the Earth 11, 3–15 (in Russian) [Трубицын В.П., Белавина Ю.Ф., Рыков В.В. Тепловое и механическое взаимодействие мантии с континентальной литосферой // Физика Земли. 1993. № 11. С. 3–15].

Trubitsyn V.P., Trubitsyn A.P., 2014. Numerical Model for the Generation of the Ensemble of Lithospheric Plates and Their Penetration through the 660-km Boundary. Izvestiya, Physics of the Solid Earth 50, 853–864. https:// doi.org/10.7868/S0002333714060106.

Turcotte D.L., Schubert G., 1985. Geodynamics. Applications of Continuum Physics to Geological Problems. Part 1. Mir, Moscow, 376 p. (in Russian) [Тёркот Д.Л., Шуберт Дж. Геодинамика: Геологические приложения физики сплошных сред. М.: Мир, 1985. Ч. 1. 376 с.].

Turcotte D.L., Schubert G., 2002. Geodynamics. Cambridge University Press, New York, 456 p.

Van Keken P.E., Hacker B.R., Syracuse E.M., Abers G.A., 2011. Subduction Factory: 4. Depth-Dependent Flux of  $H_2O$  from Subducting Slabs Worldwide. Journal of Geophysical Research: Solid Earth 116, B1. https://doi.org/10.1029/2010JB007922.

Zakharov V.S., Perchuk A.L., Zav'yalov S.P., Sineva T.A., Gerya T.V., 2015. Supercomputer Simulation of Continental Collisions in Precambrian: the Effect of Lithosphere Thickness. Moscow University Geology Bulletin 70 (2), 77–83. https://doi.org/10.3103/S014587521502012X.

Zanemonets V.B., Kotelkin V.D., Myasnikov V.P., 1974. On Lithospheric Dynamics. Bulletin of the USSR Academy of Sciences. Physics of the Earth 5, 43–54 (in Russian) [Занемонец В.Б., Котелкин В.Д., Мясников В.П. О динамике литосферных движений // Известия АН СССР. Физика Земли. 1974. № 5. С. 43–54].

Zhong S., Gurnis M., 1992. Viscous Flow Model of a Subduction Zone with a Faulted Lithosphere: Long and Short Wavelength Topography, Gravity and Geoid. Geophysical Research Letters 19 (18), 1891–1894. https://doi.org/10. 1029/92GL02142.