

## ON HEAT SOURCE IN SUBDUCTION ZONE

A.A. Kirdyashkin<sup>✉</sup>, A.G. Kirdyashkin, V.E. Distanov, I.N. Gladkov

Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 3 Academician Koptug Ave, Novosibirsk 630090, Russia

**ABSTRACT.** The subduction of an oceanic plate is studied as the motion of a high-viscosity Newtonian fluid. The subducting plate spreads along the 670-km depth boundary under the influence of oppositely directed horizontal forces. These forces are due to oppositely directed horizontal temperature gradients. We consider the flow structure and heat transfer in the layer that includes both the oceanic lithosphere and the crust and moves underneath a continent. The heat flow is estimated at the contact between the subducting plate and the surrounding mantle in the continental limb of the subduction zone. Our study results show that the crustal layer of the subducting plate can melt and a thermochemical plume can form at the 670-km boundary. Our model of a thermochemical plume in the subduction zone shows the following: (1) formation of a plume conduit in the crustal layer of the subducting plate; (2) formation of a primary magmatic chamber in the area wherein the melting rate equals the rate of subduction; (3) origination of a vertical plume conduit from the primary chamber melting through the continent; (4) plume eruption through the crustal layer to the surface, i.e. formation of a volcano. Our experiments are aimed to model the plume conduit melting in an inclined flat layer above a local heat source. The melt flow structure in the plume conduit is described. Laboratory modeling have revealed that the mechanisms of melt eruption from the plume conduit differ depending on whether a gas cushion is present or absent at the plume roof.

**KEYWORDS:** laboratory modeling; subduction zone; thermochemical plume; free-convection flows; crustal layer; thermal power; melt; plume conduit

**FUNDING:** This study was carried out under the state assignment of Sobolev Institute of Geology and Mineralogy SB RAS and financially supported by the Ministry of Sciences and Higher Education of the Russian Federation.

## RESEARCH ARTICLE

Received: September 20, 2019

Revised: June 15, 2020

Accepted: July 14, 2020

**Correspondence:** Alexei A. Kirdyashkin, [aak@igm.nsc.ru](mailto:aak@igm.nsc.ru)

**FOR CITATION:** Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Distanov V.E., Gladkov I.N., 2021. On heat source in subduction zone. *Geodynamics & Tectonophysics* 12 (3), 471–484. doi:10.5800/GT-2021-12-3-0534

## ОБ ИСТОЧНИКЕ ТЕПЛА В ЗОНЕ СУБДУКЦИИ

А.А. Кирдяшкин, А.Г. Кирдяшкин, В.Э. Дистанов, И.Н. Гладков

Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Коптюга, 3, Россия

**АННОТАЦИЯ.** Рассматривается процесс субдукции океанической литосферной плиты в приближении высоковязкой ньютоновской жидкости. Вблизи границы 670 км происходит растекание плиты в противоположные стороны из-за действия противоположно направленных горизонтальных сил, создающихся вследствие противоположно направленных горизонтальных градиентов температуры. Рассматриваются гидродинамика и теплообмен в слое, движущемся под континент и состоящем из океанической литосферы и корового слоя. Оценен тепловой поток на контакте субдуцирующей плиты с окружающей мантией на континентальном крыле зоны субдукции, и показана возможность плавления корового слоя субдуцирующей плиты и зарождения термохимического плюма на границе 670 км. Представлена модель термохимического плюма в зоне субдукции, включающая образование канала плавления в коровом слое субдуцирующей плиты; формирование первичного очага в области равенства по величине скоростей выплавления канала и субдукции; образование от первичного очага вертикально направленного канала плюма, проплавляющего континент; прорыв плюма на поверхность, т.е. образование вулкана. Представлены результаты экспериментального моделирования выплавления канала плюма в плоском наклонном слое парафина над локальным источником тепла. Представлена гидродинамическая структура расплава в канале плюма. Обнаружено различие в механизме прорыва расплава из канала плюма на поверхность в отсутствие и при наличии газовой подушки у кровли плюма.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** лабораторное моделирование; зона субдукции; термохимический плюм; свободно-конвективные течения; коровый слой; тепловая мощность; расплав; канал плюма

**ФИНАНСИРОВАНИЕ:** Работа выполнена по государственному заданию ИГМ СО РАН при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Субдукция является одним из ключевых геодинамических процессов, во многом определяющих структуру течений и теплообмен в мантии Земли [Dobretsov et al., 2001; Turcotte, Schubert, 2002]. Зачастую в лабораторных экспериментах субдуцирующая плита представляет собой жесткую пластину с отрицательной плавучестью, движение плиты вынужденное – управляется поршнями или плита погружается свободно, под собственной тяжестью [Schellart, Strak, 2016]. Эксперименты в горизонтальном слое вязкой жидкости при наличии противоположно направленных горизонтальных градиентов температуры показали, что происходит растекание субдукционного свободно-конвективного потока в противоположных направлениях от лобовой точки при встрече потока с подошвой слоя. В первом приближении построена модель конвективных течений в области контакта субдуцирующей плиты с границей верхней и нижней мантии (670 км) [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013, 2014].

В лабораторном моделировании взаимодействия плюмов с субдуцирующими плитами плюмы представляют восходящие конвективные течения (термики) или композиционные плюмы [Druken et al., 2014; Mériaux et al., 2016]. Термики создаются впрыскиванием нагретой жидкости в более холодную окружающую жидкость, композиционные плюмы – впрыскиванием малоплотной низковязкой жидкости в высокоплотную

и высоковязкую. Исследуется взаимодействие таких плюмов с вынужденными течениями, вызванными движением субдуцирующей плиты, которая представляет собой жесткую пластину. В экспериментах [Strak, Schellart, 2018] у боковых граней погружающейся пластины также создаются вынужденные (индуцированные субдукцией) течения и рассматривается их роль в построении геодинамических сценариев внутриплитного вулканизма.

Проблема тепловых источников, порождающих высокие тепловые потоки и вулканизм в субдукционных зонах, является одной из ключевых в геологии [Belousov, 1989]. Одним из механизмов возникновения высоких температур, требуемых для вулканизма, может служить происходящий в зоне разлома нагрев при трении между мантией и внедряющейся в нее литосферой [Turcotte, Schubert, 2002]. В работе [Oxburgh, Turcotte, 1968] в качестве возможного способа нагрева субдуцирующей литосферы, дающего вулканизм в зоне субдукции, указан нагрев вследствие трения между погружающейся плитой и окружающей мантией. В статье [Safonova et al., 2015] предполагается, что тектоническая эрозия дает коровый материал, богатый U и Th, который может служить источником тепла в слое C, вызывающим плавление субдуцированных слэбов.

Представлены исследования тепловых источников, ответственных за вулканизм в субдукционной зоне, на

основе численных двумерных моделей [Davies, Stevenson, 1992; Iwamori, 1997]. В модели [Iwamori, 1997] требуется высокое тепловыделение внутренних источников для обеспечения высокого теплового потока и плавления, которое объясняется радиоактивными изотопами, вынесенными из субдуцирующего слэба в мантийный клин и длительное время циркулирующими в его конвективной ячейке, или поступлением разогретого материала из нижней мантии. В трехмерной численной модели [Zhu et al., 2009] исследуются плюмы, вещество которых содержит воду и частично расплавлено, формирующиеся в мантийном клине вследствие дегидратации слэба. В численной модели [Faccenna et al., 2010] трехмерное возвратное течение и фрагментация слэба могут генерировать вынужденные восходящие течения.

Однако вопросы об определении количества тепла, необходимого для формирования плюмов в зоне субдукции, подробном исследовании механизма их образования и определении параметров источников плюмов до сих пор остаются открытыми. В настоящей статье на основе анализа гидродинамики и теплообмена в субдуцирующей плите оценены тепловые потоки в зоне субдукции и показана возможность плавления корового слоя плиты вблизи границы 670 км и, следовательно, формирования в нем термохимического плюма. Представлена модель термохимического плюма в зоне субдукции. Определены условия формирования первичного магматического очага в субдукционной зоне, от которого вертикальный канал плюма выплавляется к поверхности. Представлены результаты экспериментального моделирования выплавления канала плюма в плоском наклонном слое парафина над локальным источником тепла. На основе лабораторного моделирования установлен механизм прорыва расплава плюма на поверхность.

## 2. СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ЗОНЕ СУБДУКЦИИ

Особенность изучения геологических процессов состоит в том, что информация об их проявлениях представляется как результат законченных в данное время процессов, то есть как конечные граничные условия. Для понимания прошедшего процесса нужно решать обратную задачу, зная лишь конечные граничные условия. Обратные задачи имеют множество решений. Решение геологических задач возможно с помощью прямых (корректных) задач, но уже на моделях рассматриваемого процесса. В этом случае требуется такая модель, решение задачи для которой при начальных и граничных условиях, возможных для рассматриваемого процесса, дает конечный результат, соответствующий геологическим данным. При построении геодинамической модели прежде всего необходимо определить источники энергии, порождающие силы, существующие в тектонически активных областях и ответственные за процессы в них. Геодинамические процессы обусловлены гравитационными силами вследствие изменения

плотности, которое происходит в основном из-за изменения температуры и фазовых переходов.

Средняя плотность литосферы океана меньше плотности астеносферы, поэтому более легкая литосфера находится на поверхности астеносферы. В то же время средняя температура литосферы ниже, чем температура астеносферы. Можно предположить, что верхняя часть литосферы океана имеет меньшую плотность, чем ее подошва. При погружении плиты коровый слой литосферы, вероятно, уплотняется.

Само явление погружения океанической литосферной плиты указывает на то, что литосфера тяжелее, чем окружающая ее верхняя мантия. Сила тяжести субдуцирующей плиты  $F$  обусловлена тепловой гравитационной силой  $F_{тр}$ , силой, создающейся при фазовом переходе «оливин – вадслеит»  $F_{фп}$ , и силой, вызванной эклогитизацией корового слоя субдуцирующей плиты  $F_3$ . Таким образом, сила тяжести плиты  $F = F_{тр} + F_{фп} + F_3$  [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2014]. Зная величину  $F$ , можно определить среднее значение коэффициента трения на контакте плиты с континентальным крылом зоны субдукции  $\bar{\tau} = F \sin^2 \alpha / (l_{конт} + 2l_c)$  и величину удельного теплового потока из-за трения на этом контакте  $q_{тр} = \tau u_0$ , где  $\alpha$  – угол погружения плиты,  $u_0$  – скорость погружения плиты,  $l_{конт}$  – толщина континентальной литосферы,  $l_c$  – толщина слоя  $C$  (переходной зоны мантии). При таком методе определения  $\tau$  и  $q_{тр}$  нет необходимости в предположениях о механизме взаимодействия литосферной плиты на контакте с мантией и использовании пока неопределенной величины динамической вязкости, как это делается в численных моделях.

Величина  $F = 5.5 \times 10^{13}$  Н/м (на 1 погонный метр ширины плиты), касательное напряжение  $\tau = 3.7 \times 10^7$  Н/м и  $q_{тр} = 0.06 - 0.12$  Вт/м<sup>2</sup> при  $u_0 = 0.05 - 0.1$  м/год [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2014]. Удельный тепловой поток вследствие трения на контакте погружающейся плиты с континентом незначительно отличается от среднего теплового потока в верхней мантии. С учетом теплового потока вследствие трения  $q_{тр} = 0.09$  Вт/м<sup>2</sup>, теплового потока от мантии в океаническом крыле зоны субдукции к погружающейся плите  $q_a = 0.03$  Вт/м<sup>2</sup> и теплового потока в континентальном крыле  $q_k = 0.09$  Вт/м<sup>2</sup>,  $q = q_a + q_{тр} + q_k = 0.21$  Вт/м<sup>2</sup>. При этом значении  $q$  осредненный перепад температуры между верхней мантией и опускающейся плитой  $\Delta T_{тр} = 485$  °С [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2014].

Более холодная плита опускается в верхней мантии до границы 670 км (границы верхняя – нижняя мантия). Субдуцирующая литосферная плита нагревается со стороны океанического крыла зоны субдукции и со стороны континентального крыла. Со стороны океанического крыла температура уменьшается по направлению к плите и горизонтальный градиент температуры  $\partial T / \partial u = \text{const}$ . Со стороны континентального крыла наблюдается уменьшение температуры в условиях нестационарного нагрева – в пристенном пограничном слое. Толщину этого теплового пограничного слоя можно

оценить, используя соотношение  $y_{min} = \epsilon(at_1)^{1/2}$  [Turcotte, Schubert, 2002], где  $y_{min}$  – координата, соответствующая минимальной температуре субдуцирующей плиты. В наших условиях нагрева субдуцирующей плиты  $\epsilon=1$ . При коэффициенте температуропроводности  $a=0^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  и времени контакта плиты с мантией  $t_1=x/u_0$ , где  $x=670 \times 10^3 \text{ м}$  и скорость погружающейся плиты  $u_0=1.9 \times 10^{-9} \text{ м/с}$  (6 см/год), величина  $y_{min}=18.8 \times 10^3 \text{ м}$ . Справа и слева от координаты  $y_{min}$  температура возрастает, т.е. справа и слева от  $y_{min}$  горизонтальные градиенты

температуры направлены противоположно друг другу и  $\partial T/\partial y=0$  при  $y=y_{min}$ .

В соответствии с вышеизложенными процессами и результатами экспериментального и теоретического моделирования [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013, 2014] представлена схема свободно-конвективных течений и движения субдуцирующей плиты в области слоя C (рис. 1). Противоположно направленные горизонтальные градиенты температуры порождают противоположно направленные горизонтальные силы.



**Рис. 1.** Схема свободно-конвективных течений в зоне субдукции и образования термохимического плюма у границы 670 км. Схема построена с использованием данных лабораторного и теоретического моделирования свободно-конвективных течений в субдукционной зоне [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013, 2014]. Показаны свободно-конвективные течения в астеносфере и слое C в океаническом и континентальном крыльях субдукционной зоны. Лабораторное моделирование показывает, что на границе 670 км происходит растекание нисходящего свободно-конвективного субдукционного потока от области минимального значения температуры с координатой  $y_{min}$  и в континентальное крыло зоны субдукции движется поток толщиной  $y_{min}$ . Вблизи подошвы слоя C в условиях неустойчивой стратификации образуются валиковые течения, оси которых совпадают с направлением крупномасштабных свободно-конвективных течений в слое C. Термохимические плюмы формируются на границе 670 км вследствие плавления корового слоя толщиной  $\delta_k$  в области восходящих потоков конвективных валиков (вид по стрелке E). Плавление начинается на расстоянии X от места, где слой толщиной  $y_{min}$  начинает контактировать с границей 670 км. Плюм, образующийся вследствие плавления горизонтально расположенного корового слоя, представляет собой горизонтальный канал расплава, а в области субдуцирующей плиты – наклонный канал расплава, формирующийся в ее наклонном коровом слое. В области, где встречно направленные скорости плавления и субдукции равны по величине, образуется первичный магматический очаг, от которого зарождается вертикальный канал термохимического плюма. Величина  $\delta_c = y_{min} - \delta_k$ ;  $x_{vert}$  – высота вертикального канала термохимического плюма, выплавляющегося в континенте от первичного магматического очага;  $l_b$  – ширина конвективного валика.

**Fig. 1.** Diagram of free-convection flows in a subduction zone and the formation of a thermochemical plume at the 670-km boundary. The diagram is based on the data of the laboratory modeling experiments and theoretical simulations of free-convection flows in a subduction zone [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013, 2014]. Free-convection flows occur in the asthenosphere and the C layer in the oceanic and continental limbs. According to the laboratory modeling results, the descending (subduction) flow spreads along the 670-km boundary. Spreading proceeds from the area of minimum temperature ( $y_{min}$  coordinate), and the flow of thickness  $y_{min}$  moves towards the continental limb of the subduction zone. In the conditions of unstable stratification, convection rolls form near the base of layer C. The roll axes are parallel to the direction of large-scale free-convection flows in layer C. Thermochemical plumes form at the 670-km boundary as a consequence of melting of the crustal layer (thickness  $\delta_k$ ) in the zones of ascending flows of the convection rolls (view along arrow E). Melting commences at distance X from the location where the  $y_{min}$ -thick layer begins to contact with the 670-km boundary. A plume resulting from melting of the horizontal crustal layer represents a horizontal conduit of melt. In the area of the subducting plate, the plume conduit is inclined because the crustal layer of the plate is inclined. A primary magmatic chamber forms in the area wherein the rates of subduction and melting are equal in magnitude. A vertical conduit of the thermochemical plume originates from this primary chamber. Thickness  $\delta_c = y_{min} - \delta_k$ ;  $x_{vert}$  is the height of the vertical plume conduit that melts out through the continent from the primary magma chamber;  $l_b$  is convection roll width.

На границе верхняя – нижняя мантия (подошва слоя  $C$ ), в области  $y_{\min}$  эти горизонтальные силы вызывают расходящиеся горизонтальные потоки субдуцирующей плиты [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013]. В гидродинамике такое растекание свободно-конвективного потока при его набегании на горизонтальную поверхность носит название течения в лобовой точке [Schlichting, 1979]. В континентальное крыло зоны субдукции движется слой толщиной  $y_{\min}$ , а в океаническое крыло – слой толщиной  $l - y_{\min}$ , где  $l$  – толщина плиты. Остановимся на процессах, протекающих в слое толщиной  $y_{\min}$  в континентальном крыле зоны субдукции.

### 3. ТЕПЛООБМЕН В СУБДУЦИРУЮЩЕЙ ПЛИТЕ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ 670 КМ

Слой толщиной  $y_{\min}$  состоит из двух высоковязких и разнородных слоев. Нижний слой толщиной  $y_{\min} - \delta_k$ , движущийся от зоны субдукции, контактирует с нижней мантией и представляет собой часть погружающейся литосферной плиты. Верхний (коровый) слой, толщиной  $\delta_k$ , зарождается на оси срединно-океанического хребта и развивается во все время его движения до зоны субдукции. Он неоднороден, а потому может иметь меньшую температуру плавления, чем литосферная плита. Коровый слой контактирует со слоем  $C$ . На первой стадии происходит нагрев слоя  $y_{\min}$  со стороны нижней мантии и слоя  $C$ . Нижний слой ( $y_{\min} - \delta_k$ ) по вязкости соизмерим с контактирующей с ним нижней мантией. Коровый слой  $\delta_k$  значительно более вязкий, чем слой  $C$  [Dobretsov et al., 2001; Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2014].

Для слоя толщиной  $y_{\min}$ , нагреваемого снизу, число Рэлея  $Ra_y = \beta g \Delta T_y y_{\min}^3 / \nu$ , где  $\beta$  – коэффициент теплового объемного расширения,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $\Delta T_y$  – перепад температуры в указанном слое,  $\nu$  – кинематическая вязкость. При значениях параметров слоя:  $\beta = 3 \times 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ ,  $y_{\min} = 18.8 \times 10^3 \text{ м}$ ,  $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ ,  $\alpha = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\nu = 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}$  и  $\Delta T_y \approx 400 \text{ }^\circ\text{C}$  [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2014] получаем  $Ra_y = 78$ , т.е.  $Ra_y \ll Ra_{кр}$  ( $Ra_{кр} = 1700$  – критическое число Рэлея). Кинематическая вязкость слоя  $C$  может быть оценена с использованием соотношения [Kirdyashkin et al., 2006]:  $\nu_c = (\beta g Q / \alpha \lambda) (\Delta T_c \lambda_c / 8 Q)^3$ , где  $Q$  – количество тепла, подведенного от нижней мантии к слою  $C$ ,  $\Delta T_c = T_{670} - T_{420}$ ,  $T_{670}$  и  $T_{420}$  – температура на границах 670 км и 420 км,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $l_c$  – толщина слоя  $C$ . Принимая  $l_c = 2.5 \times 10^5 \text{ м}$ ,  $\beta = 3 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $Q = 125 \times 10^3 \text{ Вт/м}$  (см. ниже в этом разделе),  $\lambda = 3.8 \text{ Вт/м}^\circ\text{C}$  (например [Hofmeister, 1999]),  $\Delta T_c = 470 \text{ }^\circ\text{C}$  [Dobretsov et al., 2001; Kirdyashkin et al., 2006], получаем  $\nu_c = 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}$ . Слой толщиной  $y_{\min}$ , более вязкий, чем слой  $C$ , будет нагреваться в условиях теплопроводности. Горизонтальная скорость движения слоя  $y_{\min}$  равна  $u_0$ . Этот слой движется вдоль границы 670 км в условиях гравитационной конвекции. Гравитационная сила существует вследствие горизонтального градиента плотности. Горизонтальный градиент плотности возникает как следствие горизонтального градиента температуры.

Для изучения процесса теплообмена в слое  $y_{\min}$  необходимо знать температурные условия на границе верхняя – нижняя мантия. С этой целью рассмотрим теплообмен в нижней мантии. Свободно-конвективные течения в нижней мантии представляют собой свободно-конвективные ячейки в шарообразном слое, подошва которого имеет радиус  $R_я = 3491 \text{ км}$  и кровля  $R_{вм} = 5700 \text{ км}$ . Отношения мощности пограничных слоев на кровле и подошве нижней мантии соответственно к радиусам  $R_{вм}$  и  $R_я$  малы, поэтому для них при анализе гидродинамики и теплообмена применимы закономерности для плоского слоя. На основе лабораторного моделирования установлено, что режим течения в слое нижней мантии мощностью  $l_{нм} = R_{вм} - R_я = 2210 \text{ км}$  – турбулентный и  $Ra_{нм} \approx 10^6$  [Dobretsov et al., 2001]. Вблизи кровли и подошвы слоя существуют свободно-конвективные валиковые течения, в основном ответственные за теплообмен. Экспериментальные исследования [Dobretsov et al., 2001] в таком слое показывают, что вблизи его кровли и подошвы теплообмен происходит в пограничном слое, кондуктивная мощность которого

$$\delta_{конт} = 3.5 (\alpha \nu / \beta g \Delta T)^{1/3}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент температуропроводности,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $\beta$  – коэффициент теплового расширения,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $\Delta T$  – перепад температуры в пограничном слое. Температура вне пограничного слоя в лабораторных исследованиях постоянна по высоте, а в земных условиях изменяется по адиабатическому закону.

Зона субдукции сопряжена с океаном. На границе верхняя – нижняя мантия в зоне субдукции происходит интенсивный теплообмен в нестационарных условиях. Вблизи границы 670 км наблюдается сочетание свободно-конвективного теплообмена в слое  $C$  и теплообмена, связанного с движением слоя  $y_{\min}$  со скоростью  $u_0$ , поэтому при оценке теплообмена в нижней мантии будем рассматривать тепловые потоки на границе 670 км, которые характерны для океанической области. В этом случае тепловой поток на кровле нижней мантии (или на подошве верхней мантии)  $q_{кнм} = q_0 (R_3 / R_{вм})^2$ , где  $q_0 = 0.078 \text{ Вт/м}^2$  – среднее значение теплового потока на океаническом дне,  $R_3 = 6370 \text{ км}$  – радиус Земли. Тогда получаем на кровле нижней мантии  $q_{кнм} = 0.0974 \text{ Вт/м}^2$  и на подошве нижней мантии  $q_{пнм} = q_0 (R_3 / R_я)^2 = 0.26 \text{ Вт/м}^2$ .

Закон теплообмена для  $Ra > 10^5$  вблизи подошвы и кровли нижней мантии [Kirdyashkin et al., 2004]:

$$q = 0.18 \lambda \Delta T^{4/3} (\beta g / \alpha \nu)^{1/3}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\Delta T$  – перепад температуры в пограничном слое. Из соотношения (2) следует, что интенсивность теплообмена не зависит от линейного размера слоя. Например, для подошвы нижней мантии из соотношения (2) получаем:

$$\Delta T_{пнм} = (q_{пнм} / 0.18 \lambda)^{3/4} (\alpha \nu / \beta g)^{1/4}. \quad (3)$$

При значениях параметров  $\lambda = 7 \text{ Вт/м}^2$ ,  $q_{пнм} = 0.26 \text{ Вт/м}^2$ ,  $\alpha = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\nu = 2 \times 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\beta = 3 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $g = 9.8 \text{ м/с}^2$

[Kirdyashkin et al., 2004] получаем  $\Delta T_{\text{нм}} = 494 \text{ }^\circ\text{C}$ . Для кровли нижней мантии  $q_{\text{кнм}} = 0.0974 \text{ Вт/м}^2$ , и для указанных значений параметров  $\Delta T_{\text{кнм}} = 237 \text{ }^\circ\text{C}$ . В кондуктивном слое толщиной  $\delta_{\text{конд}}$  перепад температуры составляет  $\sim 75 \%$  от всего перепада в пограничном слое [Dobretsov et al., 2001]. Согласно соотношению (1), толщина кондуктивного слоя у кровли нижней мантии для вышеуказанных значений параметров  $\delta_{\text{конд}} = 10.7 \text{ км}$ . Вне пограничных слоев температура изменяется в нижней мантии по адиабатическому закону при адиабатическом градиенте  $(\partial T/\partial x)_{\text{ад}} = 0.3 \text{ }^\circ\text{C/км}$  [Katsura et al., 2010].

Результаты расчета температуры плавления в нижней мантии [Walzer et al., 2004] представлены на рис. 2. Численные расчеты температуры плавления мантии выполнены на основании идеи Ф. Линдемана, состоящей в том, что плавление возникает, когда колебания атомов превосходят порог, который зависит от кристаллической решетки и от изменения плотности с глубиной [Lindemann, 1910]. Температура на границе ядро – мантия оценивается из условий зарождения термохимического плюма [Kirdyashkin et al., 2004]. В этом случае температура плавления на границе ядро – мантия  $3500 \text{ }^\circ\text{C}$ , а температура на этой границе  $3450 \text{ }^\circ\text{C}$ .

На основе вышеприведенных экспериментальных соотношений (1)–(3) и адиабатического изменения температуры в нижней мантии вне пограничных слоев на рис. 2 представлен средний профиль температуры в нижней мантии. На границе  $670 \text{ км}$  температура  $T_{670} = 1970 \text{ }^\circ\text{C}$ . Точкой 4 на рисунке обозначена температура плавления базальта  $T_4 = 2190 \text{ }^\circ\text{C}$  [Yasuda et al., 1994]. Экспериментальные исследования показывают повышение температуры у охлаждающей поверхности (силикатное стекло) на величину  $0.4$  от перепада температуры в пограничном слое [Dobretsov et al., 2001]. Температура на кровле нижней мантии (граница  $670 \text{ км}$ ) в окрестности подъемного свободно-конвективного нижнемантийного течения может быть равна  $T_{670} = 1970 \text{ }^\circ\text{C} + 0.4 \times 237 \text{ }^\circ\text{C} = 2065 \text{ }^\circ\text{C}$  – значение, близкое к  $T_4$ .

Ранее указывалось, что коровый слой погружающейся плиты нарастает в течение всего времени движения от зоны спрединга до зоны субдукции и имеет сложную структуру. Можно предположить, что в океанической коре существуют химические добавки, которые могут понизить ее температуру плавления ниже температуры  $T_{670}$  и поэтому на границе  $670 \text{ км}$  возможны условия для начала плавления. Таким образом, на границе  $670 \text{ км}$  возможен процесс плавления при наличии химической добавки. Коровый слой, имеющий относительно окружающей мантии меньшую температуру, должен прежде всего быть нагретым до  $T_{\text{пк}}$  – температуры плавления при наличии химической добавки:  $T_{\text{пк}} = T_{\text{пс}} - ck$ , где  $T_{\text{пс}}$  – температура плавления вещества корового слоя без химической добавки,  $c$  – концентрация химической добавки, понижающей  $T_{\text{пс}}$ ,  $k$  – коэффициент понижения температуры на  $1 \%$  химической добавки [Dobretsov et al., 2008; Kirdyashkin et al., 2004].

Для нагревания  $1 \text{ кг}$  корового слоя требуется затратить количество тепла  $C = 1.2 \text{ кДж/кг }^\circ\text{C}$ . Для того чтобы этот килограмм породы расплавить, необходимо подвести еще количество тепла  $B = 210 \text{ кДж/кг}$  [Dobretsov et al., 2001]. Достаточно ли подводимого из нижней мантии тепла для процессов нагрева и плавления корового слоя?

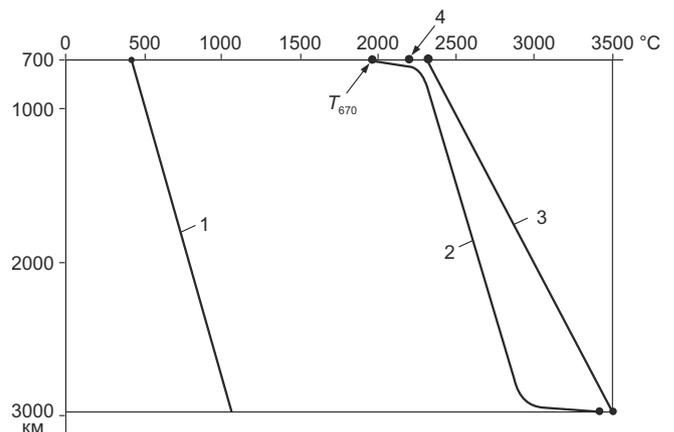
Рассмотрим тепловую и гидродинамическую структуру в слое  $C$  и ее влияние на теплообмен в коровом слое (рис. 3).

В области контакта слоя  $C$  и погружающейся плиты тепло отводится от слоя  $C$ . Вследствие этого в слое  $C$  возникает горизонтальный градиент температуры и образуется крупномасштабное свободно-конвективное течение, опускное вдоль субдуцирующей плиты, и горизонтальное течение у подошвы слоя  $C$ . Согласно экспериментальным и теоретическим исследованиям [Kirdyashkin et al., 2006], максимальное значение горизонтальной скорости течения определяется из соотношения:

$$u_{\text{max}} = 0.97(a/l_c)Ra_q^{1/3}, \tag{4}$$

где  $l_c = 2.5 \times 10^5 \text{ м}$ ,  $Ra_q = \beta g Q l_c^3 / a_c \nu \lambda$ ,  $Q = q_c l_c$  – количество тепла, отведенное от слоя  $C$  на контакте с субдуцирующей плитой. При  $q_c = 0.05 \text{ Вт/м}^2$ ,  $a_c = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\nu = 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\lambda = 3.8 \text{ Вт/м }^\circ\text{C}$ ,  $Q = 1.25 \times 10^4 \text{ Вт/м}$  получаем  $Ra_q = 5.86 \times 10^6$  и тогда  $u_{\text{max}} = 2.2 \text{ см/год}$ .

В установившемся режиме на кровле корового слоя (на кровле слоя  $u_{\text{min}}$ ) тепловой поток меньше, чем тепловой поток на кровле нижней мантии:  $q_{\text{кк}} < q_{\text{кнм}}$ , где  $q_{\text{кнм}} = 0.0974 \text{ Вт/м}^2$ . В этом случае, согласно экспериментальным исследованиям, у подошвы слоя  $C$  образуются валиковые течения, оси которых совпадают



**Рис. 2.** Профили температуры по толщине нижней мантии. 1 – адиабатическая температура; 2 – распределение температуры по толщине нижней мантии; 3 – температура плавления нижней мантии согласно расчетам [Walzer et al., 2004]; 4 – температура плавления базальта [Yasuda et al., 1994].

**Fig. 2.** Temperature profiles across the mantle. 1 – adiabatic temperature; 2 – temperature distribution in the lower mantle; 3 – melting temperature distribution in the lower mantle [Walzer et al., 2004]; 4 – melting point of basalt [Yasuda et al., 1994].

с направлением крупномасштабных течений в слое *C* (см. рис. 1; рис. 3). Высота валикового слоя  $l_b = l_c/2$  [Kirdyashkin et al., 2006].

Согласно экспериментальным и теоретическим данным [Dobretsov et al., 2001], для валиковых течений в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху, в условиях устойчивых конвективных валиков закон теплообмена:

$$Nu = 0.2 Ra_b^{1/4}, \tag{5}$$

где число Нуссельта  $Nu = ql_b / \lambda \Delta T_b$ ,  $q$  – удельный тепловой поток,  $l_b$  – толщина валикового слоя,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $\Delta T_b$  – перепад температуры в валиковом слое,  $Ra_b = \beta g \Delta T_b l_b^3 / \nu \alpha$  – число Рэлея для него.

Из соотношений (2) и (5) следует, что

$$\Delta T_b = (q / 0.2 \lambda)^{4/5} (\nu l_b / \beta g)^{1/5}. \tag{6}$$

Для параметров слоя *C*:  $q = 0.0974$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\lambda = 3.8$  Вт/м °С,  $\alpha = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\nu = 10^{15}$  м<sup>2</sup>/с,  $l_b = l_c/2 = 62 \times 10^3$  м,  $\beta = 3 \times 10^{-5}$  °С<sup>-1</sup>,  $g = 9.8$  м<sup>2</sup>/с из соотношения (6) следует, что величина  $\Delta T_b = 290$  °С.

Согласно экспериментальным исследованиям и численным решениям, разность температуры в опускающем и подъемном потоках конвективного валика [Dobretsov et al., 2001]  $\Delta T_{оп} - \Delta T_{под} = \Delta T_b / 2 = 145$  °С. Согласно экспериментальным данным [Leontiev, Kirdyashkin, 1965] и теоретическим исследованиям [Chandrasekhar, 1981],

$$u_{max} l_b / a = 0.24 (Ra_b - 1700)^{1/2}. \tag{7}$$

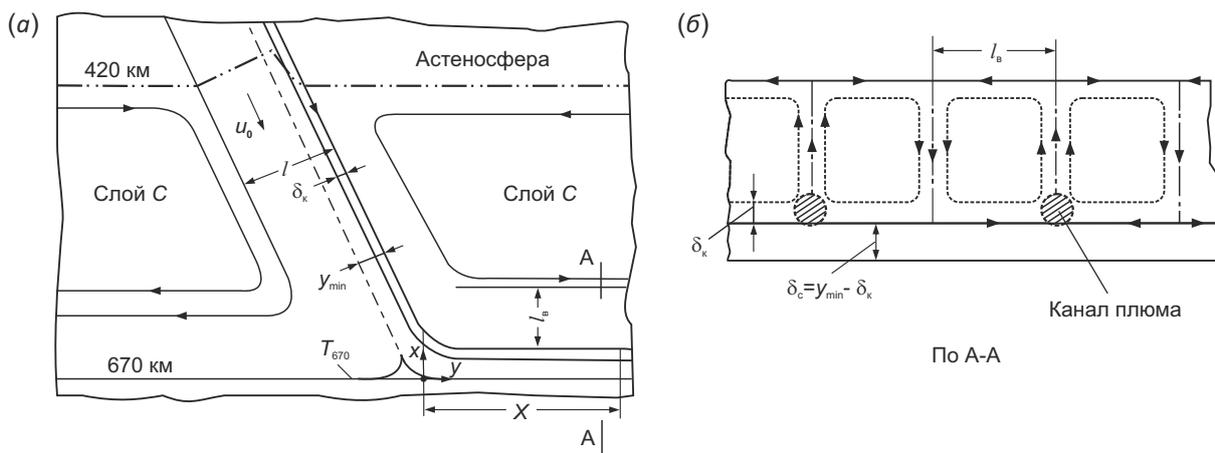
Значение числа Рэлея для валикового течения при указанных выше параметрах и  $\Delta T_b = 290$  °С  $Ra_b = 2.07 \times 10^4$ . При этих значениях числа  $Ra_b$  валиковое течение устойчивое и для него величина  $u_{max} = 1.7$  см/год. Таким образом, крупномасштабное течение в слое *C* и валиковое течение у подошвы слоя *C* находятся в режиме

устойчивого ламинарного течения, и различие в температурах опускающего и подъемного потоков в валике составляет 145 °С.

#### 4. ОБРАЗОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПЛЮМОВ В ЗОНЕ СУБДУКЦИИ

Термохимические плюмы зарождаются при понижении температуры плавления вещества нижней мантии на 10–15 °С [Kirdyashkin et al., 2004]. Как было указано выше, зарождение плавления на границе 670 км происходит при понижении температуры плавления за счет присутствия в коровом слое химических добавок, понижающих температуру плавления. При значительной разности температуры в подъемном и опускающем течениях валика (145 °С) и относительно малом значении падения температуры плавления для зарождения термохимического плюма (15 °С) плавление корового слоя будет происходить в области подъемного потока валика и канал плюма будет формироваться в области подъемного потока продольного валика, ось которого совпадает с направлением крупномасштабного течения.

При горизонтальном размере валика, равном его высоте, плавление корового слоя толщиной  $\delta_k$  происходит периодически на расстоянии  $2l_b \sim 120$  км в областях подъемных потоков конвективных валиков (рис. 3, б). Таким образом, плюмы образуются в коровом слое периодически по ширине субдуцирующей плиты, и расстояние между каналами плюмов (период) равно  $2l_b$ , т.е. 120 км. Оценим количество тепла, передаваемого образовавшемуся каналу плюма от границы начала плавления. Тепло к каналу плавления (каналу плюма) передается на всей площади подошвы двух валиков, равной  $2l_b X$ , где  $X$  – расстояние от места, где слой  $y_{min}$  начинает контактировать с границей 670 км до места



**Рис. 3.** Схема свободно-конвективных течений в области слоя *C* и вблизи границы 670 км. (а) – схема течений субдуцирующей плиты на границе 670 км и свободно-конвективных течений в слое *C*; (б) – свободно-конвективные валики вблизи границы 670 км (разрез по А-А). Показаны каналы термохимических плюмов, образующиеся в области восходящих течений валиков. Линия сечения А-А показана также на рис. 1.

**Fig. 3.** Diagram of free-convection flows in layer *C* and near the 670-km boundary. (а) – flows of the subducting plate at the 670-km boundary and free-convection flows in layer *C*; (б) – free-convection rolls near the 670-km boundary (section along A-A, see Fig. 1).

начала образования канала плюма (начала плавления) (см. рис. 1; рис. 3, а). Тогда тепловая мощность, передаваемая образовавшемуся каналу плюма,

$$N = q_b 2l_b X. \quad (8)$$

В первом приближении принимаем тепловой поток на подошве свободно-конвективных валиков  $q_b = q_{\text{кнм}} = 0.0974 \text{ Вт/м}^2$ . Для  $l_b = 62 \times 10^3 \text{ м}$  получаем  $N = 1.21 X \times 10^4 \text{ Вт}$ . Величина  $X = u_0 t_1$ , т.е. определяется временем существования субдукции от момента соприкосновения плиты с границей 670 км. Например, при  $X = 200 \text{ км}$   $N = 2.42 \times 10^9 \text{ Вт}$ . Предельную тепловую мощность  $N_1$ , при которой плюм, образовавшийся в зоне субдукции, выйдет на поверхность, можно оценить по количеству тепла, отдаваемого каналом плюма в окружающую мантию, из соотношения  $N_1 = 0.5\pi\lambda\Delta T x_0$  [Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., 2015], где  $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_0$ ,  $T_{\text{пл}}$  – температура границы канала плюма,  $T_0$  – температура окружающей мантии,  $\lambda$  – теплопроводность расплава,  $x_0 = 670 \times 10^3 / \sin\alpha$ ,  $\alpha$  – угол погружения плиты. Принимая  $\Delta T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\sin\alpha = 0.707$  ( $\alpha = 45^\circ$ ),  $\lambda = 3.5 \text{ Вт/м}^\circ\text{C}$  [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013], получаем  $N_1 = 1.9 \times 10^9 \text{ Вт}$ . Итак, тепловая мощность, передающаяся к каналу плюма, формирующегося на границе 670 км в области подъемного потока валика, больше, чем предельная тепловая мощность ( $N > N_1$ ).

Таким образом, количества тепла, подводимого из нижней мантии к границе 670 км, достаточно для зарождения и существования термохимического плюма в зоне субдукции. У границы 670 км плюм, создающийся в результате плавления горизонтально расположенного корового слоя, представляет собой горизонтальный канал расплава, а в области погружающейся плиты – наклонный канал расплава, образующийся в ее наклонном коровом слое (см. рис. 1; рис. 3).

Проанализируем интенсивность передачи тепла в области сопряжения горизонтального канала расплава (канала плюма) в коровом слое с каналом расплава (каналом плюма) в коровом слое опускающейся плиты. У границы 670 км в коровом слое канал расплава формируется в области подъемного течения валиков (рис. 3, б) и тепло передается в горизонтальном канале расплава. В области опускающейся плиты канал плавления формируется в наклонном коровом слое. Плавление ограничивается толщиной корового слоя. Ширина этого канала  $d$  определяется условиями теплообмена и устойчивости гидродинамических процессов при наличии плавления на границе канала. Ее следует оценивать экспериментальным путем – с помощью лабораторного моделирования, что будет представлено ниже. Для  $\delta_k = 6 \times 10^3 \text{ м}$ , перепада температуры в пограничном слое на подошве канала плюма  $\Delta T_{\text{тх}} = 10 \text{ }^\circ\text{C}$  и кинематической вязкости расплава в канале плюма  $\nu = 1 \text{ м}^2/\text{с}$  [Dobretsov et al., 2008] число Рэлея  $Ra = \beta g \Delta T_{\text{тх}} \delta_k^3 / \alpha \nu = 6.5 \times 10^{15}$ . Течения в канале расплава происходят в условиях турбулентной конвекции как в горизонтальном, так и в наклонном слое расплава. Интенсивность теплообмена в этих случаях определяется из соотношения (2). Из него следует, что удельный

тепловой поток в условиях свободной конвекции не зависит от линейного размера и от ориентации поверхности теплообмена, поэтому в области поворота оси канала плавления от горизонтального к вертикальному или наклонно ориентированному каналу не будет особых изменений в интенсивности теплообмена.

При выплавлении канала плюма тепло, подводимое от границы 670 км, расходуется на нагрев до температуры плавления на кровле плюма и на само плавление, а также отводится от канала плюма в окружающий массив. Скорость выплавления зависит от тепловой мощности источника плюма  $N$  и тепловой мощности, отводимой в окружающую мантию и погружающуюся плиту  $N(x)$ . Так как скорость субдукции  $u_0$  и скорость выплавления кровли плюма  $u_{\text{пл}}$  противоположно направлены, подъем кровли плюма происходит со скоростью  $u_{\text{п}} = u_{\text{пл}} - u_0$ .

По мере подъема кровли плюма увеличивается количество тепла, отдаваемого в окружающий массив, и уменьшается тепло на нагрев и плавление ( $N - N(x)$ ), и, следовательно, уменьшается скорость подъема кровли плюма. При равенстве скоростей  $u_{\text{пл}}$  и  $u_0$  скорость плавления  $u_{\text{п}} = 0$  и образуется магматический очаг (см. рис. 1). Можно назвать его первичным очагом, так как существует магматический очаг непосредственно под вулканом – вторичный очаг.

Глубина расположения первичного очага определяется следующим способом. Траектория движения верхней границы субдуцирующей плиты обнаруживается и фиксируется по ее сейсмоактивности [Turcotte, Schubert, 2002]. Глубина расположения «магматического фронта» определяется по расстоянию от зоны вулканической активности на поверхности до траектории движущейся верхней границы субдуцирующей плиты. Среднее значение этой глубины  $\sim 100\text{--}130 \text{ км}$  [Dobretsov et al., 2001, рис. 6.39]. «Магматический фронт» указывает на область расположения первичного магматического очага.

Таким образом, в области, где встречно направленные скорости плавления и субдукции имеют одинаковую величину, образуется первичный магматический очаг, от которого зарождается уже вертикальный канал термохимического плюма в субдукционной зоне (см. рис. 1). При постоянных скоростях субдукции и плавления первичный очаг занимает стационарное положение. Вертикальный термохимический плюм проплавляет континентальный массив над первичным магматическим очагом и прорывается на поверхность. Зарождение исходного горизонтального канала плавления происходит на границе 670 км в коровом слое субдуцирующей плиты, а вертикальный канал плюма, ответственного за вулканизм в субдукционной зоне, зарождается от первичного магматического очага.

Как указано выше, каналы плавления образуются в коровом слое периодически по ширине субдуцирующей плиты (см. рис. 1; рис. 3, б) и расстояние между каналами равно  $2l_b \sim 120 \text{ км}$ . Это означает, что первичные очаги, от которых зарождаются вертикальные каналы

плюмов (см. рис. 1), и, следовательно, сами вулканы также образуются периодически по ширине субдуцирующей плиты с расстоянием между ними (периодом)  $2l_b \sim 120$  км. Пространственная периодичность плюмов (и, соответственно, вулканов) в зоне субдукции, следующая из нашей модели субдукционных плюмов, согласуется с данными по расстояниям между группами вулканов Японской островной дуги и группами вулканов или наиболее крупными вулканами в Южной Америке (в Перу-Чилийской зоне субдукции) [Atlas..., 1975; DeSilva, Francis, 1991; Tamura et al., 2002].

Природа вторичного очага связана с геодинамическим режимом плюма. При значениях относительной тепловой мощности термохимического плюма  $1.9 < Ka < 10$ , где  $Ka = N/N_1$ ,  $N$  – тепловая мощность плюма,  $N_1$  – тепловая мощность, отданная каналом плюма окружающей мантии, происходит образование грибообразной головы плюма после его прорыва на поверхность [Kirdyashkin et al., 2017]. В этом случае первая ячейка канала плюма (голова плюма) и является очагом под вулканом (вторичным очагом).

Итак, представлена модель формирования канала плавления (субдукционного плюма) (см. рис. 1; рис. 3). Как показано выше, на границе 670 км (на границе верхней и нижней мантии) существуют условия, обеспечивающие и образование, и выплавление канала термохимического плюма в коровом слое. Количество тепла, подводимого из нижней мантии, достаточно и для выхода плюма на поверхность. Из модели следует образование первичного очага, от которого зарождается вертикальный канал плюма в субдукционной зоне. Выход плюма на дневную поверхность – это проявление вулканической деятельности в зоне субдукции. Установление путей эволюции магматического расплава термохимического плюма в зоне субдукции является отдельным вопросом и требует специального изучения.

Дальнейшая задача состоит в изучении закономерностей теплообмена на границе 670 км, подъема плюма, образования первичного очага и выхода плюма на дневную поверхность. Режимы прорыва плюма на поверхность в зависимости от тепловой мощности плюмов, вероятно, те же, что обнаруживаются при прорыве на поверхность термохимических плюмов, зарождающихся на границе ядро – мантия. При наличии в очаге под вулканом газовой «подушки» прорыв плюма на поверхность осложняется. Процесс прорыва на поверхность для плюма, создающегося в зоне субдукции, будем исследовать методом экспериментального моделирования.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Особенность образования канала термохимического плюма в зоне субдукции состоит в том, что плавление ограничено мощностью корового слоя, имеющего температуру плавления, меньшую, чем температура плавления литосферной плиты и континентального крыла, астеносферного слоя и слоя *C*. Ширина этого канала

зависит от условий теплообмена, гидродинамической устойчивости процессов при фазовом переходе на границе канала.

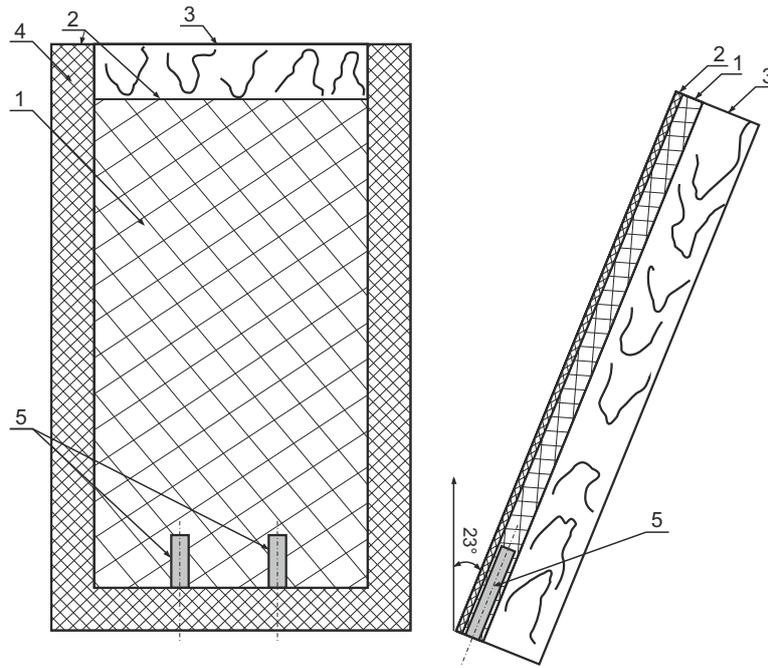
Определим ширину канала плюма при плавлении корового слоя в зоне субдукции, используя метод экспериментального моделирования в наклонном плоском слое парафина. Конструкция экспериментальной установки представлена на рис. 4. На деревянной плите (3) (36×220×395 мм) с помощью фланца (4) (12×20 мм) и оргстеклянной пластины (2), толщиной 7 мм, образован слой (1) (12 мм×180 мм×375 мм), который заполнялся расплавленным парафином. У основания слоя установлены два электронагревателя (5) на расстоянии 55 мм от боковых стенок слоя (1). Нагреватель представляет собой латунную трубку с вставленным в нее бифилярно намотанным константановым проводом, диаметр нагревателя залит силикатным уплотнителем. Угол наклона установки от вертикали 23°. В качестве источников электрической энергии использовали два стабилизатора мощности DC Power Supply NY 3020 E (диапазон мощности  $N=0-25$  Вт).

Для дегазации парафинового слоя (1) несколько раз проплавлили слой над нагревателем. Для выплавления канала над нагревателем и установления квазистационарного режима в зависимости от мощности, подаваемой на нагреватель, требовалось 6–12 ч. Для визуализации течения в канале плюма в расплав парафина добавлялись алюминиевые частицы размером 10–30 мкм.

На рис. 5 представлены фотографии канала плюма над локальным источником тепла в наклонном плоском слое парафина толщиной  $l=12$  мм. Угол наклона слоя относительно вектора силы тяжести равен 23°. Тепловая мощность источника  $N=6$  Вт. Структура канала плюма качественно не отличается от случая вертикального плоского слоя. Также наблюдается ячеистая структура канала плюма. Различие состоит только в большей длине ячеек относительно толщины слоя. Относительная ширина канала плюма  $d_k/l=1.6-2.3$  ( $d_k$  – ширина канала).

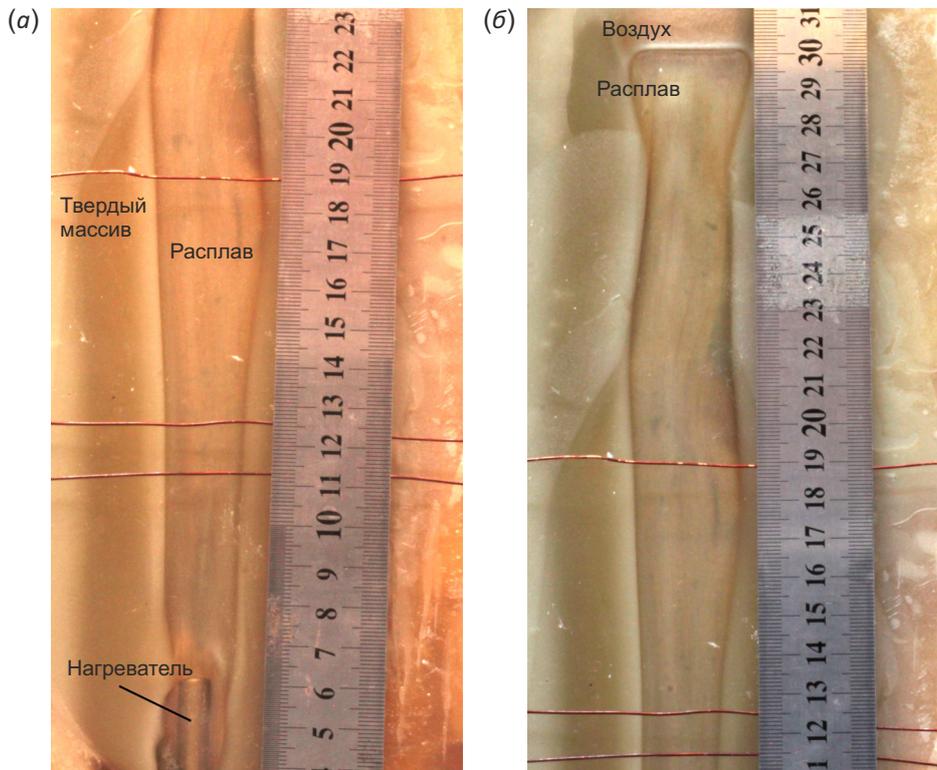
На рис. 6 представлена структура канала плюма над локальным источником тепла при  $N=5.9$  Вт после затвердевания канала плюма. Также наблюдается ячеистая структура канала и  $d_k/l=2.1-2.6$ . Из рис. 5, 6, и 6 следует, что после выхода плюма на поверхность образуется верхняя (первая) ячейка относительной высотой  $h_1/l=2.5-3.3$  и свободная поверхность кровли плюма относительной шириной  $d_{кр}/l=2.7-3.5$ . Структура верхней (первой) ячейки указывает на начало образования грибообразной головы плюма, которая образуется при относительной мощности  $Ka=N/N_1$ :  $1.9 < Ka < 10$ , где  $N_1$  – тепловая мощность, отводимая от канала плюма в окружающий массив [Kirdyashkin et al., 2017]. В нашем случае отводится в окружающий массив тепловая мощность  $N_1 < 3.16$  Вт.

Структуры течения в канале плюма, выплавляемого в сплошном вертикальном массиве, и выплавляемого в плоском наклонном слое, каким является коровый слой в зоне субдукции, различные. Если в канале



**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки по плавлению в плоском наклонном слое над локальным источником тепла. 1 – наклонный слой парафина, 2 – оргстеклянная пластина, 3 – деревянная плита, 4 – фланец, 5 – электронагреватели.

**Fig. 4.** Experimental set-up for modeling of the melting process in an inclined flat layer above a local heat source. 1 – inclined paraffin layer; 2 – organic glass plate; 3 – wooden plate; 4 – flange; 5 – electric heaters.



**Рис. 5.** Фотографии выплавленного канала плюма над локальным источником тепла ( $N=6$  Вт,  $l=12$  мм). Угол наклона слоя от вертикали  $23^\circ$ .

(a) – нижняя и средняя части канала плюма; (б) – средняя и верхняя части канала, включая верхнюю (первую) ячейку канала – голову плюма.

**Fig. 5.** Photographs of the plume conduit melted above the local heat source ( $N=6$  W,  $l=12$  mm). Layer slope =  $23^\circ$ .  
(a) – lower and middle portions of the plume conduit; (б) – middle and upper portions of the plume conduit including the uppermost (first) conduit cell, i.e. the plume head.

плюма в сплошном массиве подъемное течение имеет струйный характер, то в плоском наклонном слое подъемное течение наблюдается вдоль его верхней наклонной поверхности. Опускное же течение наблюдается по остальному периметру канала: вдоль нижней наклонной и на боковых поверхностях канала. Это можно видеть из фотографии картины течения в верхней ячейке (рис. 7).

Выход (прорыв) плюма на поверхность при отсутствии газа над поверхностью кровли плюма в наклонном слое и в слое, расположенном вертикально, одинаков. Также наблюдается подъем дневной поверхности над каналом плюма; при прорыве плюма на поверхность выплескивается струйка расплава.

Канал плюма от первичного очага (см. рис. 1) до выхода его на поверхность расположен в массиве континентального крыла зоны субдукции. Ось канала плюма совпадает с направлением вектора силы тяжести. Канал плюма в горизонтальном сечении осредненно имеет цилиндрическую форму. Стационарный первичный очаг представляет собой объем расплава, в котором непрерывно идет плавление корового слоя океанической плиты со скоростью субдукции.

При плавлении корового слоя, сложного по составу, в расплав канала плюма будут поступать относительно легкие химические добавки и различные газы, которые будут подниматься под действием архимедовой силы к расплаву у кровли плюма. У поверхности расплава будут накапливаться газовые составляющие корового слоя. В этом случае произойдет оттеснение расплава канала плюма от твердой поверхности массива. Это изменит теплообмен между твердым массивом и расплавом: передача тепла от расплава к твердому массиву будет происходить через газовую среду над расплавом кровли плюма. В эксперименте мы наблюдали



**Рис. 6.** Фотография канала плюма после затвердевания расплава ( $N=5.9$  Вт,  $l=12$  мм).

**Fig. 6.** Photograph of the plume conduit after solidification of melt ( $N=5.9$  W,  $l=12$  mm).



**Рис. 7.** Структура течения в верхней ячейке канала плюма, образующейся после прорыва плюма на поверхность слоя ( $N=5.8$  Вт,  $l=12$  мм).

**Fig. 7.** Flow in the uppermost cell of the plume conduit. The cell forms after plume eruption on the surface ( $N=5.8$  W,  $l=12$  mm).

это явление при первом выплавлении канала: между расплавом и твердым массивом образовывалась газовая «подушка», от которой мы избавлялись после нескольких переплавок канала плюма.

В случае наличия газовой «подушки» выход плюма на поверхность массива происходит по-другому. На рис. 8 представлена фотография структуры кровли плюма при наличии газовой «подушки» над кровлей плюма перед его прорывом на поверхность. При наличии газовой «подушки» снижается интенсивность теплообмена между расплавом на кровле плюма и твердым массивом над кровлей. Это приводит к увеличению относительной ширины поверхности расплава (кровли плюма)  $d_{кр}/l(l=12\text{ мм}): d_{кр}/l=5$ . В отсутствие газовой «подушки»  $d_{кр}/l\sim 1.4$ . При относительно малой высоте газовой «подушки» и снижении интенсивности теплообмена течение в газовой «подушке» имеет циркуляционный характер: подъемное течение на оси канала плюма, опускное течение у твердого окружающего массива. Происходит плавление окружающего массива в окрестности подъемного газового потока. Образуется относительно узкий канал вида стрелки (рис. 8), для которого  $\bar{d}_к/l\approx 0.6$ . Над осью канала на свободной поверхности твердого массива возникает ее подъем  $\Delta h$ , и  $\Delta h/l=0.75$ .

Относительный горизонтальный размер этого подъема поверхности  $\Delta l/l\approx 2.5$ .

При прорыве плюма на поверхность, проявляющемся в извержении вулкана, вначале истекает газ, затем расплав. В системе расплава в канале и на границе 670 км расплав выдавливается на поверхность под действием сверхлитостатического давления [Dobretsov et al., 2008], затем вся система приходит в равновесие, истечение расплава прекращается и происходит «замерзание» канала извержения.

Так как процесс субдукции непрерывный, после прорыва плюма также происходит плавление корового слоя в области первичного очага со скоростью субдукции и выделение газовых примесей в нем. Газовые примеси поднимаются к кровле плюма, происходит отщепление расплава в канале плюма от твердого массива, и изложенный выше цикл может повториться вначале в виде периодического извержения газа и затем в виде истечения расплава.

Лабораторное моделирование позволило установить структуру канала плюма, образующегося над локальным источником тепла в наклонном плоском слое. Относительная ширина канала  $d_к/l\sim 2$ , где  $l$  – толщина плоского слоя. При горизонтальных расстояниях между

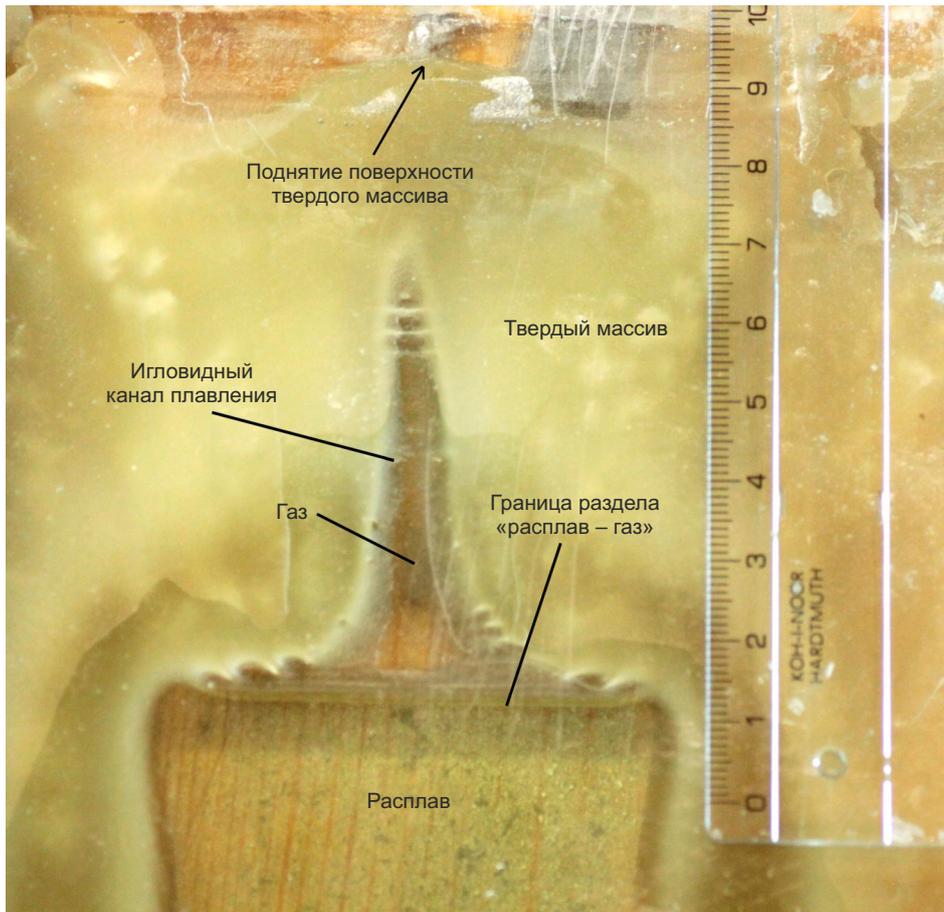


Рис. 8. Структура канала плюма перед прорывом плюма на поверхность при наличии газовой «подушки» над расплавом ( $N=9\text{ Вт}$ ,  $l=12\text{ мм}$ ).

Fig. 8. Plume conduit structure before plume eruption in the presence of a gas cushion above the melt ( $N=9\text{ W}$ ,  $l=12\text{ mm}$ ).

локальными источниками тепла  $L_{\kappa}/d_{\kappa} > 2$  возможно автономное существование каналов, а значит, и периодическое их повторение по ширине корового слоя субдуцирующей плиты.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процесс субдукции океанической литосферной плиты рассматривается в приближении высоковязкой ньютоновской жидкости. Вблизи границы 670 км происходит растекание погружающейся плиты от плоскости минимального значения температуры. Это растекание обусловлено противоположно направленными горизонтальными силами, вызванными противоположно направленными горизонтальными градиентами температуры.

Рассмотрены гидродинамика и теплообмен в растекающейся вдоль границы 670 км литосферной плите с коровым слоем. Оценки тепловых потоков в этой части плиты показали возможность плавления корового слоя и образования термохимических плюмов у границы 670 км вследствие плавления. Каналы плавления (термохимические плюмы) формируются в коровом слое субдуцирующей плиты в областях подъемных потоков конвективных валиков, существующих в слое *C* вблизи границы 670 км.

Скорость плавления корового слоя и скорость субдукции океанической литосферной плиты встречно направлены. В области, где встречно направленные скорости плавления и субдукции имеют одинаковую величину, образуется стационарная граница раздела «твердый коровый слой – расплав», т.е. образуется первичный магматический очаг, от которого зарождается вертикальный канал термохимического плюма. Происходит проплавление континентального массива над первичным очагом и прорыв плюма на поверхность, т.е. проявляется вулканизм в субдукционной зоне.

На основе лабораторного моделирования представлена тепловая и гидродинамическая структура плюма, создающегося над локальным источником тепла в плоском наклонном слое. Восходящее течение в канале плюма существует вдоль верхней наклонной поверхности слоя, нисходящее – по остальному периметру канала. Канал плюма имеет ячеистую структуру, его относительная ширина  $d_{\kappa}/l \sim 2$ .

Определены условия образования очага непосредственно под вулканом (вторичного очага). Лабораторное моделирование показало, что структура первой ячейки канала плюма указывает на начало образования его грибообразной головы (относительная мощность  $Ka > 1.9$ ). Эта ячейка и может являться очагом под вулканом.

Выявлены особенности прорыва расплава из канала плюма на поверхность в зависимости от граничных условий на кровле плюма. При наличии газовой «подушки» над расплавом вблизи кровли значительно увеличивается ширина поверхности расплава, и затем над образовавшейся грибообразной головой создается узкий канал прорыва. Модель прорыва плюма при наличии

газовой «подушки» у его кровли позволяет объяснить периодичность извержения вулканов в зоне субдукции.

## 7. ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES

Atlas of the World. America, 1975. Publishing House of the USSR Ministry of Geology, Moscow, 40 p (in Russian) [Атлас мира. Америка. М.: Изд-во Мингео СССР, 1975. 40 с.].

Belousov V.V., 1989. Principles of Geotectonics. Nedra, Moscow, 382 p. (in Russian) [Белоусов В.В. Основы геотектоники. М.: Недра, 1989. 382 с.].

Chandrasekhar S., 1981. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Dover Publications, New York, 652 p.

Davies J.H., Stevenson D.J., 1992. Physical Model of Source Region of Subduction Zone Volcanics. Journal of Geophysical Research: Solid Earth 97 (B2), 2037–2070. <https://doi.org/10.1029/91JB02571>.

DeSilva S.L., Francis P.W., 1991. Volcanoes of the Central Andes. Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, 216 p.

Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Vernikovskiy V.A., Gladkov I.N., 2008. Modelling of Thermochemical Plumes and Implications for the Origin of the Siberian Traps. Lithos 100 (1–4), 66–92. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2007.06.025>.

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: GEO, 2001. 409 с.].

Druken K.A., Kincaid C., Griffiths R.W., Stegman D.R., Hart S.R., 2014. Plume–Slab Interaction: The Samoa–Tonga System. Physics of the Earth and Planetary Interiors 232, 1–14. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2014.03.003>.

Faccenna C., Becker T.W., Lallemand S., Lagabrielle Y., Funicello F., Piromallo C., 2010. Subduction-Triggered Magmatic Pulses: A New Class of Plumes? Earth and Planetary Science Letters 299 (1–2), 54–68. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2010.08.012>.

Hofmeister A.M., 1999. Mantle Values of Thermal Conductivity and the Geotherm from Phonon Lifetimes. Science 283 (5408), 1699–1706. <https://doi.org/10.1126/science.283.5408.1699>.

Iwamori H., 1997. Heat Sources and Melting in Subduction Zones. Journal of Geophysical Research: Solid Earth 102 (B7), 14803–14820. <https://doi.org/10.1029/97JB01036>.

Katsura T., Yoneda A., Yamazaki D., Yoshino T., Ito E., 2010. Adiabatic Temperature Profile in the Mantle. Physics of the Earth and Planetary Interiors 183 (1–2), 212–218. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2010.07.001>.

Kirdyashkin A.A., Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G., 2004. Thermochemical Plumes. Russian Geology and Geophysics 45 (9), 1005–1024.

Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013. Experimental and Theoretical Simulation of the Thermal and Hydrodynamic Structure of a Subducting Plate. Geotectonics 47, 156–166. <https://doi.org/10.1134/S0016852113030047>.

Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2014. Forces Acting on a Subducting Oceanic Plate. Geotectonics 48, 54–67. <https://doi.org/10.1134/S0016852114010038>.

- Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Gurov V.V., 2017. Parameters of Thermochemical Plumes Responsible for the Formation of Batholiths: Results of Experimental Simulation. *Geotectonics* 51, 398–411. <https://doi.org/10.1134/S0016852117040057>.
- Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Surkov N.V., 2006. Thermal Gravitational Convection in the Asthenosphere beneath a Mid-ocean Ridge and Stability of Main Mantle-Derived Parageneses. *Russian Geology and Geophysics* 47 (1), 76–94.
- Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., 2015. Mantle Thermochemical Plumes and Their Influence on the Formation of Highlands. *Geotectonics* 49, 332–341. <https://doi.org/10.1134/S0016852115040032>.
- Leontiev A.I., Kirdyashkin A.G., 1965. Free-Convection Heat Transfer in Horizontal Slots and over a Horizontal Surface of a Large Volume. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 9 (1), 9–14 (in Russian) [Леонтьев А.И., Кирдяшкин А.Г. Теплообмен при свободной конвекции в горизонтальных щелях и большом объеме над горизонтальной поверхностью // Инженерно-физический журнал. 1965. Т. 9. № 1. С. 9–14].
- Lindemann F.A., 1910. Über die Berechnung Molekularer Eigenfrequenzen. *Physicalische Zeitschrift* 11 (14), 609–612.
- Mériaux C.A., Mériaux A.-S., Schellart W.P., Duarte J.C., Duarte S.S., Chen Z., 2016. Mantle Plumes in the Vicinity of Subduction Zones. *Earth and Planetary Science Letters* 454, 166–177. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.09.001>.
- Oxburgh E.R., Turcotte D.L., 1968. Problem of High Heat Flow and Volcanism Associated with Zones of Descending Mantle Convective Flow. *Nature* 218, 1041–1043. <https://doi.org/10.1038/2181041a0>.
- Safonova I., Litasov K., Maruyama S., 2015. Triggers and Sources of Volatile-Bearing Plumes in the Mantle Transition Zone. *Geoscience Frontiers* 6 (5), 679–685. <https://doi.org/10.1016/j.gsf.2014.11.004>.
- Schellart W.P., Strak V., 2016. A Review of Analogue Modelling of Geodynamic Processes: Approaches, Scaling, Materials and Quantification, with an Application to Subduction Experiments. *Journal of Geodynamics* 100, 7–32. <https://doi.org/10.1016/j.jog.2016.03.009>.
- Schlichting H., 1979. *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill, New York, 817 p.
- Strak V., Schellart W.P., 2018. A Subduction and Mantle Plume Origin for Samoan Volcanism. *Scientific Reports* 8, 10424. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-28267-3>.
- Tamura Y., Tatsumi Y., Zhao D., Kido Y., Shukuno H., 2002. Hot Fingers in the Mantle Wedge: New Insights into Magma Genesis in Subduction Zones. *Earth and Planetary Science Letters* 197 (1–2), 105–116. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(02\)00465-X](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(02)00465-X).
- Turcotte D.L., Schubert G., 2002. *Geodynamics*. Cambridge University Press, New York, 456 p.
- Walzer U., Hendel R., Baumgardner J., 2004. The Effects of a Variation of the Radial Viscosity Profile on Mantle Evolution. *Tectonophysics* 384 (1–4), 55–90. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2004.02.012>.
- Yasuda A., Fujii T., Kurita K., 1994. Melting Phase Relations of an Anhydrous Mid-ocean Ridge Basalt from 3 to 20 GPa: Implications for the Behavior of Subducted Oceanic Crust in the Mantle. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 99 (B5), 9401–9414. <https://doi.org/10.1029/93JB03205>.
- Zhu G., Gerya T., Yuen D.A., Honda S., Yoshida T., Connolly J.A.D., 2009. 3-D Dynamics of Hydrous Thermal-Chemical Plumes in Oceanic Subduction Zones. *Geochemistry Geophysics Geosystems* 10 (11), Q11006. <https://doi.org/10.1029/2009GC002625>.