

УДК 551. 2+551. 14+536. 25
DOI: 10.21209/2227-9245-2019-25-9-13-24

ТЕПЛОВАЯ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ВУЛКАНИЗМ В ЗОНЕ СУБДУКЦИИ

THERMAL AND HYDRODYNAMIC STRUCTURE AND VOLCANISM IN SUBDUCTION ZONE



А. Г. Кирдяшкин,
Институт геологии
и минералогии
им. В. С. Соболева СО РАН,
г. Новосибирск
agk@igm.nsc.ru

A. Kirdyashkin,
V. S. Sobolev Institute of
Geology and Mineralogy SB
RAS, Novosibirsk



А. А. Кирдяшкин,
Институт геологии
и минералогии
им. В. С. Соболева СО РАН,
г. Новосибирск
aak@igm.nsc.ru

A. Kirdyashkin,
V. S. Sobolev Institute of
Geology and Mineralogy SB
RAS, Novosibirsk



И. Н. Гладков,
Институт геологии
и минералогии
им. В. С. Соболева СО РАН,
г. Новосибирск
kir@igm.nsc.ru

I. Gladkov,
V. S. Sobolev Institute of
Geology and Mineralogy SB
RAS, Novosibirsk



В. Э. Дистанов,
Институт геологии
и минералогии
им. В. С. Соболева СО РАН,
г. Новосибирск
dist@igm.nsc.ru

V. Distanov,
V. S. Sobolev Institute of
Geology and Mineralogy SB
RAS, Novosibirsk

В приближении высоковязкой ньютоновской жидкости исследуется процесс субдукции океанической литосферной плиты. Под действием противоположно направленных горизонтальных сил, создающихся вследствие противоположно направленных горизонтальных градиентов температуры, вблизи границы 670 км происходит растекание плиты в противоположные стороны. Показана возможность плавления корового слоя субдуцирующей плиты на границе 670 км и образования термохимического плюма в субдукционной зоне. Предложена модель субдукционного термохимического плюма: рассмотрено образование канала плавления в коровом слое субдуцирующей плиты; представлены условия формирования первичного магматического очага; рассмотрено образование канала плюма, проплавливающего континент; установлены условия прорыва плюма на поверхность, т. е. образования вулкана. На основе метода экспериментального моделирования изучена гидродинамическая структура расплава в наклонном канале плюма, вытекающем над локальным источником тепла, и выявлено различие в механизме прорыва расплава из канала плюма на поверхность в отсутствие и при наличии газовой подушки у кровли плюма

Ключевые слова: зона субдукции; литосферная плита; термохимический плюм; лабораторное моделирование; свободноконвективные течения; канал плюма; тепловая мощность; коровый слой; расплав; вулканизм

The process of subduction of oceanic plate is studied as the motion of high-viscosity Newtonian fluid. The subducting plate spreads over 670 km boundary because of oppositely directed horizontal forces. These forces arise as the result of oppositely directed horizontal temperature gradients. The possibility of melting of the crustal layer of submerging plate and formation of thermochemical plume at 670 km boundary has been shown. The model of the thermochemical plume in the subduction zone is proposed. In this connection the authors consider the formation of plume conduit in the crustal layer of submerging plate. The formation conditions of the primary magmatic chamber are presented. The formation of plume conduit melting through the continent is considered. The conditions for plume eruption on the surface have been established. The flow structure of the melt in an in-

clined plume conduit is studied on the basis of experimental modeling. In the described experiments the plume conduit is formed as a result of an inclined paraffin layer melting above a local heat source. The distinction between mechanisms of melt eruption on the surface is revealed, with and without a gas blanket at the plume roof

Key words: subduction zone; lithospheric plate; thermochemical plume; laboratory modeling; free-convection flows; plume conduit; thermal power; crustal layer; melt; volcanism

Введение. Геодинамические процессы в зоне субдукции – погружения океанической литосферной плиты под континент или островную дугу, – во многом определяют структуру течений и теплообмен в мантии Земли [1]. Субдуцирующая плита в лабораторных экспериментах представляет собой жесткую пластину с отрицательной плавучестью, движение плиты вынужденное – происходит под действием управляющих поршней или плита погружается свободно, под собственной тяжестью [11]. Экспериментально показано, что в горизонтальном слое вязкой жидкости при наличии противоположно направленных горизонтальных градиентов температуры происходит растекание опускного свободно-конвективного потока в противоположных направлениях от лобовой точки при встрече потока с подошвой слоя. Построена (в первом приближении) модель конвективных течений в области контакта субдуцирующей плиты с границей 670 км (границей верхней и нижней мантии) [6; 7].

В лабораторных экспериментах композиционные плюмы организуются впрыскиванием малоплотной низковязкой жидкости в высокоплотную и высоковязкую, а восходящие конвективные течения (термики) термики – впрыскиванием нагретой жидкости в более холодную окружающую жидкость [10]. В ряде экспериментов погружение пластины создается вынужденными (созданными субдукцией) течениями и рассматривается их роль в построении геодинамических сценариев внутриплитного вулканизма [12].

Одной из ключевых проблем геологии является определение тепловых источников, порождающих высокие тепловые потоки и вулканизм в субдукционных зонах. Предполагается, что в числе механизмов возникновения высоких температур, требуемых для вулканизма, находится происходящий в зоне разлома нагрев при трении между мантией и внедряющейся в нее литосферой. В трехмерной численной модели [15] изучены плюмы,

формирующиеся в мантийном клине вследствие дегидратации слэба. В модели [3] трехмерное возвратное течение и фрагментация слэба могут создавать вынужденные восходящие течения.

До сих пор остается открытым вопрос об определении количества тепла, необходимого для формирования плюмов в зоне субдукции, механизм их образования и параметры источников плюмов. В статье представлена модель термохимического плюма в зоне субдукции. Представлен механизм формирования первичного магматического очага в субдукционной зоне, от которого выплавляется к поверхности вертикальный канал плюма. На основе экспериментального моделирования выплавления канала плюма в плоском наклонном слое парафина над локальным источником тепла установлены структура течения в канале и механизм прорыва расплава плюма на поверхность.

Тепловые гравитационные течения в зоне субдукции. Средняя температура литосферы ниже, чем температура астеносферы. Вероятно, что верхняя часть литосферы океана имеет меньшую плотность, чем ее подошва; при погружении плиты коровый слой литосферы уплотняется. Погружение океанической литосферной плиты указывает на то, что литосфера тяжелее, чем окружающая ее верхняя мантия. Сила тяжести плиты

$$F = F_{\text{тр}} + F_{\text{фп}} + F_3,$$

где $F_{\text{тр}}$ – тепловая гравитационная сила;

$F_{\text{фп}}$ – сила, создающаяся при фазовом переходе «оливин – вадслеит»;

F_3 – сила, вызванная эклогитизацией корового слоя субдуцирующей плиты [7].

Можно определить среднее касательное напряжение τ на контакте плиты с континентальным крылом зоны субдукции, зная F , $\tau = F \sin^2 \alpha / (I_{\text{конт}} + 2I_c)$.

Величина удельного теплового потока из-за трения на этом контакте

$$q_{\text{тр}} = \tau u_0,$$

где α – угол погружения плиты;

u_0 – скорость погружения плиты;

$l_{\text{конт}}$ – толщина континентальной литосферы,

l_c – толщина слоя С (переходной зоны мантии).

При таком способе определения $\bar{\tau}$ и $q_{\text{тр}}$ отсутствует необходимость в предположениях о механизме взаимодействия литосферной плиты на контакте с мантией и в использовании неопределенной величины динамической вязкости на контакте, как это делается в численных моделях. В этом случае $F = 5,5 \cdot 10^{13}$ Н/м (на 1 метр погонной ширины плиты), касательное напряжение $\bar{\tau} = 3,7 \cdot 10^7$ Н/м и $q_{\text{тр}} = 0,06 \dots 0,12$ Вт/м² при $u_0 = 0,05 \dots 0,1$ м/год [7].

На контакте погружающейся плиты с континентом удельный тепловой поток вследствие трения незначительно отличается от среднего теплового потока в верхней мантии. Зная удельный тепловой поток вследствие трения $q_{\text{тр}} = 0,09$ Вт/м², находим тепловой поток от мантии в океаническом крыле зоны субдукции к погружающейся плите $q_a = 0,03$ Вт/м² и тепловой поток в континентальном крыле $q_k = 0,09$ Вт/м², $q = q_a + q_{\text{тр}} + q_k = 0,21$ Вт/м². Осредненный перепад температуры между верхней мантией и опускающейся плитой при этом значении q равен $\Delta T_{\text{тр}} = 485$ °С [7].

Со стороны океанического крыла зоны субдукции и со стороны континентального крыла субдуцирующая литосферная плита нагревается. В условиях нестационарного нагрева наблюдается увеличение температуры в тепловом пограничном слое субдуцирующей плиты со стороны континентального крыла. Толщину пограничного слоя можно оценить, используя соотношение

$$y_{\text{min}} = \varepsilon(at_1)^{1/2},$$

где y_{min} – координата, соответствующая минимальной температуре субдуцирующей плиты.

В наших условиях нагрева субдуцирующей плиты $\varepsilon = 1$. Например, при коэффициенте температуропроводности $a = 10^{-6}$ м²/с и времени контакта плиты с мантией

$$t_1 = x/u_0,$$

где $x = 670 \cdot 10^3$ м и скорость погружающейся плиты $u_0 = 1,9 \cdot 10^{-9}$ м/с (6 см/год), величина $y_{\text{min}} = 18,8 \cdot 10^3$ м. Справа и слева от y_{min} горизонтальные градиенты температуры

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

В соответствии с геологическими данными и результатами экспериментального и теоретического моделирования [6; 7] представлена схема свободно-конвективных течений и движения субдуцирующей плиты в области слоя С (рис. 1). Градиенты температуры в плите порождают противоположно направленные горизонтальные силы. В области y_{min} эти горизонтальные силы вызывают расходящиеся горизонтальные потоки субдуцирующей плиты [6]. В континентальное крыло зоны субдукции движется слой толщиной y_{min} , а в океаническое крыло – слой толщиной $l - y_{\text{min}}$, где l – толщина плиты.

Теплообмен в слое толщиной y_{min} вблизи границы 670 км. Рассмотрим слой y_{min} , состоящий из двух высоковязких и разнородных слоев. Нижний слой ($y_{\text{min}} - \delta_k$) является частью погружающейся литосферной плиты, он контактирует с нижней мантией на границе 670 км и уходит в континентальное крыло зоны субдукции (вместе с верхним слоем δ_k) (см. рис. 1). Верхний (коровый) слой толщиной δ_k зарождается на оси срединно-океанического хребта и развивается во все время его движения до зоны субдукции. Коровый слой неоднороден, и поэтому может иметь меньшую температуру плавления, чем литосферная плита. Слой δ_k контактирует со слоем С. При контакте слоя y_{min} с границей 670 км происходит его нагрев со стороны нижней мантии и слоя С. Вязкость нижнего слоя ($y_{\text{min}} - \delta_k$) соизмерима с вязкостью контактирующей с ним нижней мантии. Вязкость корового слоя значительно больше, чем слоя С [1; 7].

Оценки числа Рэлея Ra_y для слоя y_{min} , нагреваемого снизу, показали, что $Ra_y \ll Ra_{\text{кр}}$ ($Ra_{\text{кр}} = 1700$ – критическое число Рэлея) и, следовательно, в слое y_{min} нет свободной конвекции. Кинематическая вязкость слоя С [9]:

$$\nu_c = (\beta g Q / a \lambda) (\Delta T_c \lambda_c / 8 Q)^3,$$

где Q – количество тепла, количество тепла, подведенного от нижней мантии к слою С;

$\Delta T_c = T_{670} - T_{420}$, T_{670} и T_{420} – температуры на границах 670 км и 420 км;

λ – коэффициент теплопроводности;

l_c – толщина слоя С.

Для $l_c = 2,5 \cdot 10^5$ м, $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ °С⁻¹, $Q = 125 \cdot 10^3$ Вт/м, $\lambda = 3,8$ Вт/м·°С, $\Delta T_c = 470$ °С [1; 9] находим $\nu_c = 10^{15}$ м²/с. Будет происхо-

дить нагрев слоя y_{min} ($v_y > v_c$) в режиме теплопроводности. Горизонтальная скорость движения слоя y_{min} равна u_0 , он движется вдоль границы 670 км в условиях гравитационной конвекции.

Для изучения процесса теплообмена в слое y_{min} необходимо знать температурные условия на границе верхней и нижней мантии. Свободноконвективные течения в нижней мантии представляют собой свободноконвективные ячейки в шарообразном слое, подошва которого имеет радиус $R_я = 3491$ км и кровля $R_{вм} = 5700$ км. Отношения толщин пограничных слоев на кровле и подошве нижней мантии соответственно к радиусам $R_{вм}$ и $R_я$ малы. Поэтому при анализе гидродинамики и теплообмена для них применимы закономерности для плоского слоя. Экспериментальное моделирование показало, что режим течения в слое нижней мантии толщи-

ной $l_{нм} = R_{вм} - R_я = 2210$ км – турбулентный, и число Рэлея $Ra_{нм} \approx 10^6$ [1]. Вблизи кровли и подошвы слоя существуют свободноконвективные валиковые течения, в основном ответственные за теплообмен. Вблизи кровли и подошвы горизонтального слоя теплообмен происходит в пограничных слоях, кондуктивная толщина которых [1]

$$\delta_{контд} = 3,5(av/\beta g\Delta T)^{1/3}, \quad (1)$$

где a – коэффициент температуропроводности; v – коэффициент кинематической вязкости; β – коэффициент теплового расширения; g – ускорение силы тяжести; ΔT – перепад температуры в пограничном слое. В лабораторных исследованиях температура вне пограничного слоя постоянная по высоте, а в земных условиях изменяется по адиабатическому закону.

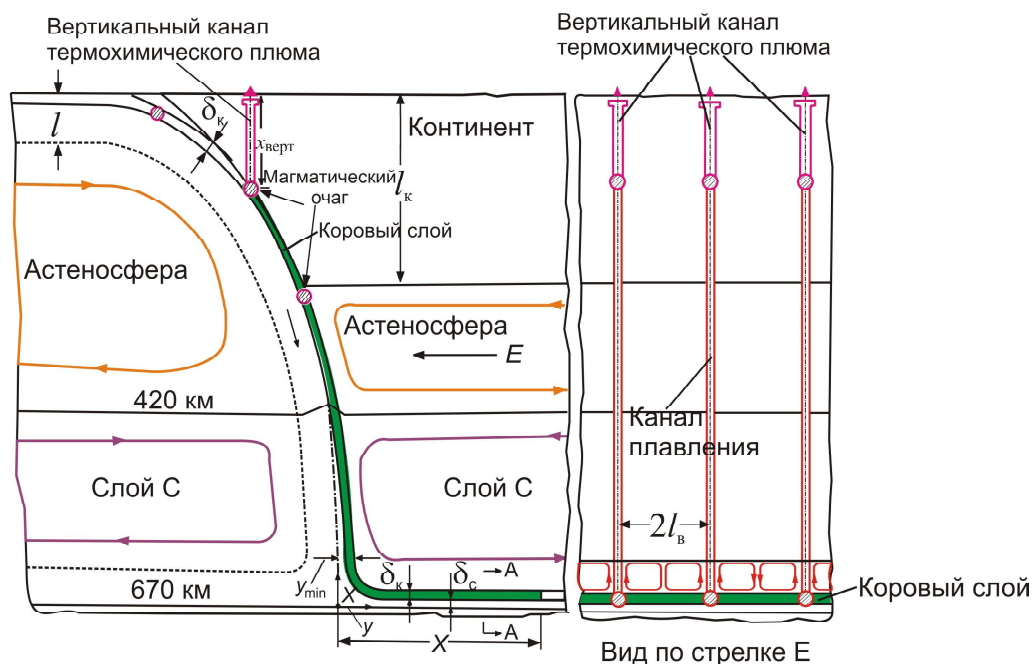


Рис. 1. Схема свободно-конвективных течений в зоне субдукции и образования термохимического плюма у границы 670 км, построенная с использованием данных лабораторного и теоретического моделирования. На расстоянии X от места, где слой толщиной y_{min} начинает контактировать с границей 670 км, начинается плавление; y_{min} – координата, от которой субдуцирующая плита растекается в сторону океанического и континентального крыльев субдукционной зоны; δ_k – толщина корового слоя субдуцирующей плиты; $\delta_c = y_{min} - \delta_k$ – толщина нижнего слоя (находящегося под коровым); l_b – ширина конвективного валика; l_k – толщина континентальной литосферы; $x_{верт}$ – высота вертикального канала термохимического плюма, выплавляющегося в континенте от первичного магматического очага / Fig. 1. Diagram of free-convection flows in a subduction zone and formation of a thermochemical plume at the 670 km boundary. The diagram is constructed using data of the laboratory and theoretical modeling. Melting commences at the distance X from the location where the y_{min} thick layer begins to contact with 670 km boundary; y_{min} is the coordinate from which the spreading of subducting plate proceeds at the 670 km boundary; δ_k is the thickness of the crustal layer; $\delta_c = y_{min} - \delta_k$ is the thickness of the lower layer (underlying the crustal layer); l_b is the convection roll width; $x_{верт}$ – is the height of the vertical plume conduit which melts out through the continent from the primary magma chamber

В зоне субдукции на границе 670 км происходит интенсивный теплообмен в нестационарных условиях. Поэтому при оценке теплообмена в нижней мантии будем рассматривать тепловые потоки на границе 670 км, которые характерны для океанической области. Тогда тепловой поток на кровле нижней мантии

$$q_{\text{кнм}} = q_0 (R_3/R_{\text{вм}})^2 = 0,0974 \text{ Вт/м}^2,$$

где $q_0 = 0,078 \text{ Вт/м}^2$ – средний тепловой поток на океаническом дне;

$R_3 = 6370 \text{ км}$ – радиус Земли.

На подошве нижней мантии $q_{\text{пнм}} = q_0 (R_3/R_{\text{я}})^2 = 0,26 \text{ Вт/м}^2$.

Закон теплообмена для $Ra > 10^5$ вблизи подошвы и кровли нижней мантии [1; 5]:

$$q = 0,18\lambda\Delta T^{4/3}(\beta g/av)^{1/3}, \quad (2)$$

где λ – коэффициент теплопроводности;

ΔT – перепад температуры в пограничном слое.

Для подошвы нижней мантии из соотношения (2) получаем:

$$\Delta T_{\text{пнм}} = (q_{\text{пнм}}/0,18\lambda)^{3/4}(av/\beta g)^{1/4}. \quad (3)$$

При значениях параметров $\lambda = 7 \text{ Вт/м}^2$, $q_{\text{пнм}} = 0,26 \text{ Вт/м}^2$, $a = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $v = 2 \cdot 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}$, $\beta = 3 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ [1; 5] находим $\Delta T_{\text{пнм}} = 494 \text{ }^\circ\text{C}$. Для приведенных значений параметров для кровли нижней мантии $\Delta T_{\text{кнм}} = 237 \text{ }^\circ\text{C}$. В кондуктивном слое толщиной $\delta_{\text{конд}}$ перепад температуры составляет ~75 % от всего перепада температуры в пограничном слое [1]. Согласно соотношению (1), толщина кондуктивного слоя у кровли нижней мантии для указанных значений параметров $\delta_{\text{конд}} = 10,7 \text{ км}$. Вне пограничных слоев температура изменяется в нижней мантии по адиабатическому закону при адиабатическом градиенте $(\partial T/\partial x)_{\text{ад}} = 0,3 \text{ }^\circ\text{C/км}$ [4].

Расчеты температуры плавления в нижней мантии выполнены в работе [13] на основании идеи Ф. Линдемана о том, что плавление возникает, когда колебания атомов превосходят порог, который зависит от кристаллической решетки и от изменения плотности с глубиной. Температура на границе ядро–мантия оценивается из условий зарождения термохимического плюма [5]. В этом случае температура плавления на ядро–мантийной границе – $3500 \text{ }^\circ\text{C}$, а температура этой границы – $3450 \text{ }^\circ\text{C}$.

На основе приведенных экспериментальных соотношений (1)–(3) и адиабатического

изменения температуры в нижней мантии вне пограничных слоев, температура на границе 670 км, $T_{670} = 1970 \text{ }^\circ\text{C}$. Экспериментальные исследования указывают на возрастание температуры у охлаждающей поверхности на величину 0,4 от перепада температуры в пограничном слое [1]. Поэтому температура на кровле нижней мантии (границе 670 км) в окрестности подъемного свободно-конвективного нижнемантийного течения может быть равна $T_{670} = 1970 \text{ }^\circ\text{C} + 0,4 \cdot 237 \text{ }^\circ\text{C} = 2065 \text{ }^\circ\text{C}$ – значение, близкое к $T_{\delta} = 2190 \text{ }^\circ\text{C}$ – температуре плавления базальта [14].

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 температуру ее плавления ниже температуры T_{670} , и поэтому на границе 670 км возможны условия для начала плавления. Коровый слой, температура которого меньше температуры окружающей мантии должен прежде всего быть нагретым до $T_{\text{пх}}$ – температуры плавления при наличии химической добавки

$$T_{\text{пх}} = T_{\text{пс}} - ck,$$

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 [2; 5].

Выясним, достаточно ли подводимого из нижней мантии тепла для процессов нагрева и плавления корового слоя. Тепло отводится от слоя C на контакте слоя и субдуцирующей плиты (см. рис. 1), вследствие чего в слое создается горизонтальный градиент температуры и образуется крупномасштабное свободноконвективное течение, нисходящее вдоль субдуцирующей плиты, и горизонтальное вблизи подошвы слоя C . По данным экспериментального и теоретического моделирования [9], максимальная горизонтальная скорость течения

$$u_{\text{max}} = 0,97(al/c)Ra_Q^{1/3}, \quad (4)$$

где $l_c = 2,5 \cdot 10^5 \text{ м}$,

число Рэлея $Ra_Q = \beta g Q l_c^3 / a_c \nu_c \lambda$;

$Q = q_c l_c$ – количество тепла, отведенное от слоя C на контакте с субдуцирующей плитой.

Для $q_c = 0,05 \text{ Вт/м}^2$, $a_c = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\nu_c = 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}$, $\lambda = 3,8 \text{ Вт/м} \cdot \text{°С}$, $Q = 1,25 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}$ получаем $Ra_Q = 5,86 \cdot 10^6$ и в этом случае $u_{\max} = 2,2 \text{ см/год}$.

На кровле корового слоя в установившемся режиме теплообмена тепло передается к слою С. Согласно экспериментальным исследованиям [9], в этом случае у подошвы слоя образуются валиковые течения (см. рис. 1). Оси валиков совпадают с направлением крупномасштабных течений в слое, высота валиков $l_B = l_c/2$.

Закон теплообмена для валиковых течений в горизонтальном слое жидкости, нагреваемом снизу и охлаждаемом сверху [1],

$$Nu = 0,2Ra_B^{1/4}, \quad (5)$$

где $Nu = ql_B/\lambda\Delta T_B$ – число Нуссельта;

q – удельный тепловой поток;

λ – коэффициент теплопроводности;

$Ra_B = \beta g \Delta T_B l_B^3 / \nu a$ – число Рэлея для валикового слоя;

l_B – его толщина;

ΔT_B – перепад температуры в нем.

Из соотношений (2) и (5) находим

$$\Delta T_B = (q/0,2\lambda)^{4/5} (\nu l_B / \beta g)^{1/5}. \quad (6)$$

Для параметров слоя С $q = 0,0974 \text{ Вт/м}^2$, $\lambda = 3,8 \text{ Вт/м} \cdot \text{°С}$, $a = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\nu = 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}$, $l_B = l_c/2 = 62 \cdot 10^3 \text{ м}$, $\beta = 3 \cdot 10^{-5} \text{ °С}^{-1}$, $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ из соотношения (6) $\Delta T_B = 290 \text{ °С}$.

Эксперименты и численные решения [1] показывают, что разность температуры в восходящем и нисходящем потоках конвективного валика $\Delta T_{\text{восх}} - \Delta T_{\text{нисх}} = \Delta T_B/2 = 145 \text{ °С}$. В соответствии с экспериментальными данными и теоретическими исследованиями [1],

$$u_{\max} l_B / a = 0,24(Ra_B - 1700)^{1/2}. \quad (7)$$

Число Рэлея для валикового течения при указанных параметрах и $\Delta T_B = 290 \text{ °С}$ $Ra_B = 2,07 \cdot 10^4$. При этом Ra_B существует устойчивое валиковое течение и для него $u_{\max} = 1,7 \text{ см/год}$. Таким образом, для крупномасштабного течения в слое С и валикового течения имеет место режим устойчивого ламинарного течения, и разность температур опускающего и поднимающего потоков в валике составляет 145 °С .

Формирование термохимических плюмов в субдукционной зоне. Термохимические плюмы зарождаются при понижении температуры плавления вещества нижней мантии на $10...15 \text{ °С}$ [5]. Плавление на границе 670 км начинается при понижении температуры

плавления вследствие присутствия в коровом слое химических добавок, понижающих ее. В том случае, когда разность температуры в восходящем и нисходящем течениях валика (145 °С) и падение температуры плавления, требующееся для зарождения термохимического плюма, равно 15 °С , вещество корового слоя будет плавиться, следовательно, канал плюма будет формироваться в области подъемного потока валика (см. рис. 1).

Ширина валика соизмерима с его высотой, плавление корового слоя происходит периодически на расстоянии $2l_B \sim 120 \text{ км}$ в области подъемных потоков валиков (см. рис. 1). Итак, можно заключить, что плюмы образуются в коровом слое субдуцирующей плиты периодически по ее ширине, и расстояние между ними $2l_B \sim 120 \text{ км}$. Можно оценить количество тепла, передающегося от границы начала плавления к каналу плюма. Тепло к каналу плавления (каналу плюма) передается на всей площади подошвы двух валиков, равной $2l_B X$, X – расстояние от места, где слой u_{\min} начинает контактировать с границей 670 км до места начала плавления, т. е. образования канала плюма (см. рис. 1). Тепловая мощность, передаваемая каналу плюма,

$$N = q_B 2l_B X. \quad (8)$$

В первом приближении принимаем тепловой поток на подошве свободно-конвективных валиков $q_B = q_{\text{кнм}} = 0,0974 \text{ Вт/м}^2$. Из соотношения (8) $N = 1,21X \cdot 10^4 \text{ Вт}$ для $l_B = 62 \cdot 10^3 \text{ м}$. Расстояние

$$X = u_0 t_1,$$

где t_1 – время существования субдукции от момента начала контакта плиты с границей 670 км .

Так, для $X = 200 \text{ км}$ $N = 2,42 \cdot 10^9 \text{ Вт}$. Предельная тепловая мощность N_1 , при которой плюм, образовавшийся в зоне субдукции, выйдет на поверхность,

$$N_1 = 0,5\pi l \Delta T x_0,$$

где $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_0$;

$T_{\text{пл}}$ – температура границы канала плюма;

T_0 – температура окружающей мантии;

l – теплопроводность расплава;

$x_0 = 670 \cdot 10^3 / \sin \alpha$;

α – угол погружения плиты [8].

Для $\Delta T = 400 \text{ °С}$, $\sin \alpha = 0,707$ ($\alpha = 45^\circ$), $l = 3,5 \text{ Вт/м} \cdot \text{°С}$ [6] получаем $N_1 = 1,9 \cdot 10^9 \text{ Вт}$. Тепловая мощность N , передающаяся к каналу плюма, который формируется на границе

670 км в области подъемного потока валика, больше, чем предельная тепловая мощность N_1 . Итак, количество тепла, подводимое из нижней мантии к границе 670 км, достаточно для зарождения и существования термохимического плюма в зоне субдукции.

Рассмотрим теплообмен в области сопряжения горизонтального канала плавления (канала плюма), образующегося у границы 670 км вследствие плавления горизонтального корового слоя, с каналом плавления (каналом плюма), выплавляющимся в наклонном коровом слое субдуцирующей плиты (см. рис. 1). Плавление ограничивается толщиной корового слоя. Для $\delta_{\text{контд}} = 6 \cdot 10^3$ м, перепада температуры в пограничном слое на подошве плюма $\Delta T_{\text{тх}} = 10$ °С и кинематической вязкости расплава в канале плюма $\nu = 1$ м²/с [2] число Рэлея $Ra = \beta g \Delta T_{\text{тх}} \delta_{\text{к}}^3 / \nu = 6,5 \cdot 10^{15}$. Это означает, что свободноконвективные течения в канале расплава существуют в турбулентном режиме, как в горизонтальном, так и в наклонном слое расплава. Интенсивность теплообмена в этих случаях (согласно (2) не зависит от линейного размера и от ориентации поверхности теплообмена. Это значит, что в области поворота оси канала плавления от горизонтального к вертикальному или наклонному каналу не будет значительных изменений в интенсивности теплообмена.

Тепло, подводимое от границы 670 км, при подъеме (выплавлении) канала плюма 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 плюма N и тепловой мощности, отводимой в окружающую мантию и погружающуюся плиту $N(x)$. Скорость субдукции u_0 и скорость выплавления кровли плюма $u_{\text{пл}}$ противоположно направлены, поэтому подъем кровли плюма происходит со скоростью $u_{\text{п}} = u_{\text{пл}} - u_0$.

По мере подъема 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. В том случае, когда $u_{\text{пл}} = u_0$, скорость подъема $u_{\text{п}} = 0$ и образуется магматический очаг. Его можно назвать первичным очагом, поскольку существует и магматический очаг под вулканом (вторичный очаг), природа которого связана с геодинамическим режимом

плюма. Так, в случае плюма с грибообразной головой (относительная тепловая мощность $Ka = N/N_1 = 1,9 \dots 10$ [8]) первая ячейка канала плюма (голова плюма) и является очагом под вулканом.

Таким образом, предложена модель формирования канала плавления в зоне субдукции (субдукционного плюма) (см. рис. 1). На границе 670 км существуют условия для образования и выплавления канала термохимического плюма в коровом слое. Количество тепла, подводимого из нижней мантии, достаточно для выхода плюма на поверхность. В рамках представленной модели происходит образование первичного очага, от которого зарождается вертикальный канал плюма в субдукционной зоне. Вулканическая деятельность в зоне субдукции является следствием прорыва субдукционного плюма на поверхность.

Лабораторное моделирование субдукционных плюмов. Процесс формирования канала термохимического плюма в зоне субдукции характеризуется тем, что плавление ограничено толщиной корового слоя. Его температура плавления меньше, чем температура плавления литосферной плиты и континентального крыла, астеносферного слоя и слоя C . Ширина канала плюма зависит от условий теплообмена и гидродинамической устойчивости процессов в условиях плавления на границе канала. Целью экспериментов в наклонном плоском слое парафина является определение ширины канала плюма и структуры течения в нем при плавлении корового слоя в зоне субдукции.

Конструкция экспериментальной установки следующая. С помощью фланца (12 × 20 мм) и оргстеклянной пластины толщиной 7 мм на деревянной плите (36 × 220 × 395 мм) образован слой (12 × 180 × 375 мм), который заполняли расплавленным парафином. У основания слоя установлены два электронагревателя на расстоянии 55 мм от боковых стенок слоя. Угол наклона установки от вертикали 23°. В качестве источников электрической энергии использовали два стабилизатора мощности DC Power Supply HY 3020 E с диапазоном мощности $N = 0 \dots 25$ Вт. В зависимости от величины N для выплавления канала над нагревателем и установления квазистационарного режима требовалось 6...12 ч. Для визуализации течения в канале плюма в расплав па-

рафина добавлялись алюминиевые частицы размером 10...30 мкм.

На рис. 2 представлена структура канала плюма, выплавленного над локальным источником тепла при $N = 5,9$ Вт после затвердевания канала. Наблюдается ячеистая структура канала и $d_{кр}/l = 2,1...2,6$ ($d_{кр}$ – ширина канала, $l = 12$ мм – толщина наклонного плоского слоя). После выхода плюма на поверхность создается верхняя (первая) ячейка относительной высотой $h_1/l = 2,5...3,3$. Свободная поверхность кровли плюма имеет относительную ширину $d_{кр}/l = 2,7...3,5$. Структура первой ячейки указывает на начало образования грибообразной головы плюма ($Ka > 1,9$). В данном случае в окружающий массив отводится тепловая мощность $N_1 < 3,16$ Вт.



Рис. 2. Канал плюма, выплавленного в наклонном плоском слое над локальным источником тепла, после затвердевания расплава ($N = 5,9$ Вт, $l = 12$ мм) / Fig. 2. Photograph of plume conduit in an inclined flat layer after solidification of melt ($N = 5,9$ W, $l = 12$ mm). The plume conduit was melted above local heat source

Эксперименты показали, что в наклонном плоском слое восходящее течение расплава наблюдается вдоль его верхней наклонной поверхности. Нисходящее течение существует по остальному периметру канала: вдоль нижней наклонной и на боковых поверхностях канала. Относительный размер головы плюма $d_{кр}/l = 1,4$. Вблизи кровли плюма течение турбулентное. Область сопряжения нисходящих течений у боковых стенок канала с восходящим потоком вдоль верхней наклонной поверхности канала имеет турбулентный характер. Образование таких областей взаимодействия потоков характерно для наклонной ориентации плоского слоя. Прорыв плюма на поверхность при отсутствии газа над кровлей плюма в наклонном и вертикальном слоях одинаковый. Над каналом плюма наблюдается подъем поверхности массива. При прорыве плюма на поверхность выплескивается струйка расплава.

Канал плюма от первичного очага (см. рис. 1) до его прорыва на поверхность расположен в массиве континентального крыла зоны субдукции. Ось канала совпадает с направлением вектора силы тяжести. В горизонтальном сечении канал плюма имеет (осредненно) цилиндрическую форму. Стационарный первичный очаг представляет собой объем расплава, в котором непрерывно идет плавление корового слоя океанической плиты со скоростью субдукции. При плавлении сложного по составу корового слоя в расплав канала плюма поступают относительно легкие химические добавки и различные газы, поднимающиеся под действием архимедовой силы к расплаву у кровли плюма. У поверхности расплава накапливаются газовые составляющие корового слоя. Тогда происходит оттеснение расплава от твердой поверхности массива. Теплопередача от расплава к твердому массиву происходит через газовую среду над расплавом кровли плюма. Это явление наблюдалось в экспериментах.

На рис. 3 представлена структура канала плюма при наличии газовой «подушки» над кровлей плюма перед его прорывом на поверхность. В присутствии газовой «подушки» снижается интенсивность теплообмена между расплавом на кровле плюма и твердым массивом над ней. Это приводит к увеличению относительной ширины кровли плюма и $d_{кр}/l = 5$. В отсутствие газовой «подушки» $d_{кр}/l \sim 1,4$. Течение в газовой «подушке» име-

ет циркуляционный характер: восходящее на оси канала плюма, нисходящее у твердого окружающего массива. В окрестности восходящего газового потока происходит плавление окружающего массива. Образуется относительно узкий канал вида стрелки, для которого $d_k/l \approx 0,6$ (см. рис. 3). Над осью канала образуется поднятие поверхности твердого массива Δh ($\Delta h/l = 0,75$), относительный горизонтальный размер которого $\Delta l/l \approx 2,5$.



Рис. 3. Структура канала плюма перед прорывом плюма на поверхность при наличии газовой «подушки» над расплавом ($N = 9 \text{ Вт}$, $l = 12 \text{ мм}$). Схематично показаны свободно-конвективные течения в расплаве канала плюма / Fig. 3. Plume conduit structure before plume eruption with gas cushion above melt ($N = 9 \text{ W}$, $l = 12 \text{ mm}$). Free-convection flows in the melt of the plume conduit are shown schematically

Прорыв расплава из канала плюма на поверхность проявляется в извержении вулкана. При прорыве сначала истекает газ, затем расплав. Расплав выдавливается на поверхность под действием сверхлитостатического давления [2]. Затем система «расплав в канале – расплав на границе 670 км» приходит в равновесие, излияние расплава прекращается и канал излияния «замерзает». Субдукционный процесс непрерывен, поэтому после прорыва плюма по-прежнему происходит плавление корового слоя в области первичного очага со скоростью субдукции и выделение газовых примесей в нем. Газовые компоненты поднимаются к кровле плюма, происходит оттеснение расплава в канале плюма от твердого массива, после этого вновь происходит извержение газа и затем изливается расплав.

В наклонном плоском слое относительная ширина канала $d_k/l \sim 2$, где l – толщина плоского слоя. При горизонтальных расстояниях между локальными источниками тепла $L_k/d_k > 2$ возможно автономное существование каналов, а значит и периодическое их повторение по ширине корового слоя субдуцирующей плиты.

Заключение. Процесс субдукции рассмотрен в приближении высоковязкой ньютоновской жидкости. Вблизи границы 670 км происходит растекание погружающейся океанической плиты от плоскости минимального значения температуры. Растекание вызвано противоположно направленными горизонтальными градиентами температуры.

Оценки тепловых потоков показали возможность плавления корового слоя субдуцирующей плиты и формирования термохимических плюмов вблизи границы 670 км вследствие плавления. Плюмы формируются в коровом слое в областях подъемных потоков конвективных валиков вблизи границы 670 км.

В области, где встречно направленные скорости плавления и субдукции равны, формируется 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 зоне субдукции.

На основе лабораторного моделирования представлена тепловая и гидродинамическая структура плюма, создающегося над локальным источником тепла в плоском наклонном слое. Канал плюма имеет ячеистую структуру, его относительная ширина $d_k/l \sim 2$. Лабораторное моделирование показало, что структура первой ячейки канала плюма указывает на начало образования его грибовидной головы (относительная мощность $Ka > 1,9$). Эта ячейка может являться очагом под вулканом в зоне субдукции.

Граничные условия на кровле плюма существенно влияют на прорыв расплава из канала плюма на поверхность. При наличии газовой подушки над расплавом вблизи кровли образуется грибовидная голова плюма, и затем над ней создается узкий канал прорыва. Модель прорыва плюма при наличии газовой подушки у его кровли позволяет объяснить периодичность извержения вулканов в субдукционной зоне.

Список литературы

1. Добрецов Н. Л., Кирдяшкин А. Г., Кирдяшкин А. А. Глубинная геодинамика. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001. 409 с.
2. Dobretsov N. L., Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G., Vernikovskiy V. A., Gladkov I. N. Modelling of thermochemical plumes and implications for the origin of the Siberian traps // *Lithos*. 2008. Vol. 100, No. 1–4. P. 66–92.
3. Faccenna C., Becker T. W., Lallemand S., Lagabrielle Y., Funiciello F., Piromallo C. Subduction-triggered magmatic pulses: a new class of plumes? // *Earth and Planetary Science Letters*. 2010. Vol. 299, No. 1–2. P. 54–68.
4. Katsura T., Yoneda A., Yamazaki D., Yoshino T., Ito E. Adiabatic temperature profile in the mantle // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2010. Vol. 183, No. 1–2. P. 212–218.
5. Kirdyashkin A. A., Dobretsov N. L., Kirdyashkin A. G. Thermochemical plumes // *Russian Geology and Geophysics*. 2004. Vol. 45, No. 9. P. 1005–1024.
6. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G. Experimental and theoretical simulation of the thermal and hydrodynamic structure of a subducting plate // *Geotectonics*. 2013. Vol. 47, No. 3. P. 156–166.
7. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G. Forces acting on a subducting oceanic plate // *Geotectonics*. 2014. Vol. 48, No. 1. P. 54–67.
8. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G., Gurov V. V. Parameters of thermochemical plumes responsible for the formation of batholiths: results of experimental simulation // *Geotectonics*. 2017. Vol. 51, No. 4. P. 398–411.
9. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G., Surkov N. V. Thermal gravitational convection in the asthenosphere beneath a mid-ocean ridge and stability of main mantle-derived parageneses // *Russian Geology and Geophysics*. 2006. Vol. 47, No. 1. P. 73–93.
10. Mériaux C. A., Mériaux A.-S., Schellart W. P., Duarte J. C., Duarte S. S., Chen Z. Mantle plumes in the vicinity of subduction zones // *Earth and Planetary Science Letters*. 2016. Vol. 454. P. 166–177.
11. Schellart W. P., Strak V. A review of analogue modelling of geodynamic processes: approaches, scaling, materials and quantification, with an application to subduction experiments // *Journal of Geodynamics*. 2016. Vol. 100. P. 7–32.
12. Strak V., Schellart W. P. A subduction and mantle plume origin for Samoan volcanism. URL: <https://www.nature.com/articles/s41598-018-28267-3> (дата обращения: 15.07.2019). Текст: электронный.
13. Walzer U., Hendel R., Baumgardner J. The effects of a variation of the radial viscosity profile on mantle evolution // *Tectonophysics*. 2004. Vol. 384, No. 1–4. P. 55–90.
14. Yasuda A., Fujii T., Kurita K. 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*. 1994. Vol. 99, No. B5. P. 9401–9414.
15. Zhu G., Gerya T., Yuen D. A., Honda S., Yoshida T., Connolly J. A. D. 3-D dynamics of hydrous thermal-chemical plumes in oceanic subduction zones. URL: http://www.perplex.ethz.ch/papers/zhu_g3_09.pdf (дата обращения: 14.07.2019). Текст: электронный.

References

1. Dobretsov N. L., Kirdyashkin A. G., Kirdyashkin A. A. *Glubinnaya geodinamika* (Deep-level geodynamics). Novosibirsk: Publishing House of the SB RAS, 2001. 409 p.
2. Dobretsov N. L., Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G., Vernikovskiy V. A., Gladkov I. N. *Lithos* (Lithos), 2008, vol. 100, no. 1–4, pp. 66–92.
3. Faccenna C., Becker T. W., Lallemand S., Lagabrielle Y., Funiciello F., Piromallo C. *Earth and Planetary Science Letters* (Earth and Planetary Science Letters), 2010, vol. 299, no. 1–2, pp. 54–68.
4. Katsura T., Yoneda A., Yamazaki D., Yoshino T., Ito E. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* (Physics of the Earth and Planetary Interiors), 2010, vol. 183, no. 1–2, pp. 212–218.
5. Kirdyashkin A. A., Dobretsov N. L., Kirdyashkin A. G. *Russian Geology and Geophysics* (Russian Geology and Geophysics), 2004, vol. 45, no. 9, pp. 1005–1024.
6. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G. *Geotectonics* (Geotectonics), 2013, vol. 47, no. 3, pp. 156–166.
7. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G. *Geotectonics* (Geotectonics), 2014, vol. 48, no. 1, pp. 54–67.
8. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G., Gurov V. V. *Geotectonics* (Geotectonics), 2017, vol. 51, no. 4, pp. 398–411.
9. Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G., Surkov N. V. *Russian Geology and Geophysics* (Russian Geology and Geophysics), 2006, vol. 47, no. 1, pp. 73–93.
10. Mériaux C. A., Mériaux A.-S., Schellart W. P., Duarte J. C., Duarte S. S., Chen Z. *Earth and Planetary Science Letters* (Earth and Planetary Science Letters), 2016, vol. 454, pp. 166–177.

11. Schellart W. P., Strak V. *Journal of Geodynamics* (Journal of Geodynamics), 2016, vol. 100, pp. 7–32.
12. Strak V., Schellart W. P. *A subduction and mantle plume origin for Samoan volcanism* (A subduction and mantle plume origin for Samoan volcanism). URL: <https://www.nature.com/articles/s41598-018-28267-3> (Date of access: 15.07.2019). Text: electronic.
13. Walzer U., Hendel R., Baumgardner J. *Tectonophysics* (Tectonophysics), 2004, vol. 384, no. 1–4, pp. 55–90.
14. Yasuda A., Fujii T., Kurita K. *Journal of Geophysical Research* (Journal of Geophysical Research), 1994, vol. 99, no. B5, pp. 9401–9414.
15. Zhu G., Gerya T., Yuen D. A., Honda S., Yoshida T., Connolly J. A. D. *3-D dynamics of hydrous thermal-chemical plumes in oceanic subduction zones* (3-D dynamics of hydrous thermal-chemical plumes in oceanic subduction zones). URL: http://www.perplex.ethz.ch/papers/zhu_g3_09.pdf (Date of access: 14.07.2019). Text: electronic.

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

Коротко об авторах

Кирдяшкин Анатолий Григорьевич, д-р техн. наук, вед. науч. сотрудник лаборатории физического и химического моделирования геологических процессов, Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, заслуженный деятель науки РФ, лауреат Государственной премии РФ, г. Новосибирск, Россия. Область научных интересов: лабораторное и теоретическое моделирование геологических процессов, сочетание геодинамического и петрологического моделирования, использование законов и методов теплофизики в задачах геодинамики, рост кристаллов
agk@igm.nsc.ru

Кирдяшкин Алексей Анатольевич, д-р геол.-минер. наук, профессор РАН, зав. лабораторией физического и химического моделирования геологических процессов, Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, доцент кафедры общей и региональной геологии геолого-геофизического факультета, Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия. Область научных интересов: лабораторное и теоретическое моделирование геодинамических процессов, тектонофизика, геотектоника
aak@igm.nsc.ru

Гладков Игорь Николаевич, науч. сотрудник лаборатории физического и химического моделирования геологических процессов, Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, г. Новосибирск, Россия. Область научных интересов: геодинамика, лабораторное моделирование мантийных плюмов
kir@igm.nsc.ru

Дистанов Валерий Элимович, канд. геол.-минер. наук, ст. науч. сотрудник лаборатории физического и химического моделирования геологических процессов, Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, г. Новосибирск, Россия. Область научных интересов: геодинамика, конвективный теплообмен, физическое моделирование, рост кристаллов
dist@igm.nsc.ru

Briefly about the authors

Anatoly Kirdyashkin, doctor of technical sciences, leading researcher, Physical and Chemical Modeling of Geological Processes laboratory, V. S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy SB RAS, honored scientist of the Russian Federation, State prize of the Russian Federation laureate, Novosibirsk, Russia. Sphere of scientific interests: laboratory and theoretical modeling of geological processes, combination of geodynamic and petrologic modeling, application of principles and methods of thermophysics to geodynamic problems, crystal growth

Aleksey Kirdyashkin, doctor of geology and mineralogy sciences, professor of the Russian Academy of Sciences, chief of the Physical and Chemical Modeling of Geological Processes laboratory, V. S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy SB RAS, associate professor, General and Regional Geology Section, Department of Geology and Geophysics, Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia. Sphere of scientific interests: laboratory and theoretical modeling of geodynamic processes, tectonophysics, geotectonics

Igor Gladkov, researcher, Physical and Chemical Modelling of Geological Processes laboratory, V. S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy SB RAS, Novosibirsk, Russia. Sphere of scientific interests: geodynamics, laboratory modeling of mantle plumes

Valery Distanov, senior researcher, Physical and Chemical Modelling of Geological Processes laboratory, V. S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy SB RAS, Novosibirsk, Russia. Sphere of scientific interests: geodynamics, convective heat transfer, physical modeling, crystal growth

Образец цитирования

Кирдяшкин А. Г., Кирдяшкин А. А., Гладков И. Н., Дистанов В. Э. Тепловая и гидродинамическая структура и вулканизм в зоне субдукции // Вестник Забайкальского государственного университета. 2019. Т. 25, № 9. С. 13–24. DOI: 10.21209/2227-9245-2019-25-9-13-24.

Kirdyashkin A., Kirdyashkin A. A., Gladkov I., Distanov V. Thermal and hydrodynamic structure and volcanism in subduction zone // Transbaikal State University Journal, 2019, vol. 25, no. 9, pp. 13–24. DOI: 10.21209/2227-9245-2019-25-9-13-24.

Статья поступила в редакцию: 30.10.2019 г.

Статья принята к публикации: 06.11.2019 г.