

**GEODYNAMIC PROCESSES DURING ASCENT OF A PLUME  
WITH INTERMEDIATE THERMAL POWER THROUGH THE CONTINENTAL LITHOSPHERE  
AND DURING ITS ERUPTION ON THE SURFACE**

**A.G. Kirdyashkin, A.A. Kirdyashkin, V.E. Distanov, I.N. Gladkov**

V.S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian Branch of RAS, Novosibirsk, Russia

**ABSTRACT.** The study is focused on thermochemical mantle plumes with intermediate thermal power ( $1.15 < Ka < 1.9$ ). Previously we have shown that these plumes are diamondiferous. Based on the laboratory modeling data, the flow structure of a melt in a plume conduit is represented. A plume melts out and ascends from the core – mantle boundary to the bottom of the continental lithosphere. The plume roof moves upwards in the lithosphere because of melting of the lithospheric matter at the plume roof and due to the effect of superlithostatic pressure on the roof, which causes motion in the lithosphere block above the plume roof. The latter manifests itself by uplifting of the ground surface above the plume. As the plume ascends through the lithosphere, the elevation of the surface increases until the plume ascends to critical level  $x_{kp}$ , where an eruption conduit is formed. In our model, plume ascent velocity  $u_{nn}$  is the rate of melting at the plume roof. Values of  $u_{nn}$  and the ascent velocity of a spherical plume roof due to superlithostatic pressure  $U$  are calculated. Relationships are found between these velocities and the plume roof depth. The dependence of the velocity of the surface's rise on the dynamic viscosity of the lithosphere block above the plume is obtained. A relationship is determined between the maximum surface elevation and the lithosphere viscosity. The elevation values are determined for different times and different lithosphere viscosities.

The results of laboratory modeling of flow structure at the plume conduit/eruption conduit interface are presented. The flow was photographed (1) in the plane passing through the axes of the plume conduit and the eruption conduit; and (2) in case of the line-focus beam perpendicular to the axial plane. The photographs were used for measuring the flow velocities in the plume conduit and the eruption conduit. Corresponding Reynolds numbers and flow regimes are determined. The relation of dynamic pressure in the eruption conduit to that in the plume conduit is found for intermediate-power plumes. The melt flow velocity in the eruption conduit depends on superlithostatic pressure on the plume roof, plume diameter and kinematic viscosity of the melt. Its values are determined for different kinematic viscosities of melt.

**KEYWORDS:** thermochemical plume; thermal power; plume conduit; plume roof; superlithostatic pressure; ascent velocity; surface elevation; eruption conduit; melt; kinematic viscosity; flow velocity

**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 Science and Higher Education of the Russian Federation.

---

**RESEARCH ARTICLE**

Received: May 6, 2019

Revised: July 1, 2019

Accepted: August 22, 2019

**FOR CITATION:** Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., Distanov V.E., Gladkov I.N., 2020. Geodynamic processes during ascent of a plume with intermediate thermal power through the continental lithosphere and during its eruption on the surface. *Geodynamics & Tectonophysics* 11 (2), 397–416. doi:10.5800/GT-2020-11-2-0482

## ГЕОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЕРИОД ПОДЪЕМА ПЛЮМА ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ В ЛИТОСФЕРЕ КОНТИНЕНТА И ПРИ ЕГО ПРОРЫВЕ НА ПОВЕРХНОСТЬ

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

Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

**АННОТАЦИЯ.** Рассматриваются мантийные термохимические плюмы промежуточной тепловой мощности ( $1.15 < Ka < 1.9$ ). На основе имеющихся данных лабораторного моделирования плюмов представлена структура течения в расплаве канала плюма, поднявшегося от границы ядро – мантия к подошве континентальной литосферы. Движение кровли плюма вверх в литосфере происходит вследствие плавления вещества литосферы на кровле плюма и силового воздействия сверхлитостатического давления на кровлю. Воздействие сверхлитостатического давления вызывает движение в массиве литосферы над кровлей плюма, которое проявляется поднятием дневной поверхности над плюмом. По мере выплавления плюма в литосфере высота поднятия возрастает до того момента, когда плюм достигает уровня  $x_{кр}$ , на котором образуется канал излияния.

Представлены зависимости скорости подъема (выплавления) плюма  $u_{пл}$  и скорости подъема шарообразной кровли плюма  $U$  под воздействием сверхлитостатического давления от глубины расположения кровли. Получены зависимости скорости подъема поверхности над плюмом и максимальной высоты подъема от динамической вязкости массива литосферы над кровлей плюма. Представлена высота поднятия поверхности, образующегося под действием плюма, поднимающегося в литосфере, для различных моментов времени  $t$  при различной вязкости литосферы.

Представлены результаты экспериментального моделирования структуры течения в области сопряжения канала плюма и канала излияния. Получены фотографии картин течения в плоскости, проходящей через оси модельных канала плюма и канала излияния, и в том случае, когда плоскость светового ножа перпендикулярна осевой плоскости. С использованием этих фотографий найдены скорости течения в канале плюма и канале излияния, определены соответствующие числа Рейнольдса и режимы течения. Для плюмов промежуточной мощности найдено отношение динамического давления расплава в канале излияния к динамическому давлению в канале плюма. Получено соотношение, определяющее скорость течения в канале излияния в зависимости от сверхлитостатического давления в расплаве у кровли плюма, диаметра канала плюма и кинематической вязкости расплава. Определена скорость течения расплава в канале излияния для различных кинематических вязкостей расплава.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** термохимический плюм; тепловая мощность; канал плюма; кровля плюма; скорость подъема; сверхлитостатическое давление; высота поднятия; канал излияния; расплав; кинематическая вязкость; скорость течения

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

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Мантийные термохимические плюмы являются регуляторами процессов теплообмена в мантии Земли и определяют механизм глобальных геодинамических процессов [Dobretsov et al., 2001; Maruyama et al., 2007; Condie, 2016; Puchkov, 2016]. Развивается численное моделирование термохимических плюмов в рамках моделей мантийной термохимической конвекции [Nakagawa, Tackley, 2004; Lin, van Keken, 2006; Tan, Gurnis, 2007; Trubitsyn, 2010]. В численных моделях, кроме зависимости плотности от температуры, учитываются изменения плотности, связанные с изменениями состава. При этом термохимические плюмы представляют собой восходящие свободно-конвективные течения (термики). В лабораторных экспериментах композиционные стартовые плюмы создавались введением малоплотной жидкости в высокоплотную, их форма зависела от

отношения вязкостей впрыскиваемой и окружающей жидкостей [Olson, Singer, 1985]. Тепловые стартовые плюмы создавались впрыскиванием нагретой жидкости в окружающую более холодную [Griffiths, Campbell, 1990]. Представлены исследования зарождения и подъема тепловых плюмов, измерения поля скорости и температуры [Davaille, Vatteville, 2005; Davaille et al., 2011]. Тепловые плюмы создаются в объеме жидкости при нагреве от локального источника тепла и представляют собой восходящие свободно-конвективные потоки. Численное моделирование плюм-литосферных взаимодействий включает литосферу со сложной реологией, например упруговязкопластические плиты [Burov, Guillou-Frottier, 2005; Guillou-Frottier et al., 2007]. Плюм, поднимающийся к литосфере и сталкивающийся с ней, моделируется подъемным потоком разогретого мантийного материала, без определения параметров (прежде

всего, тепловой мощности) источника на границе ядро – мантия. В лабораторных экспериментах изучается структура свободно-конвективных течений под пластиной, моделирующей континент, и плюмы являются восходящими свободно-конвективными потоками [Guillou, Jaupart, 1995; Lenardic et al., 2000].

В настоящее время существует целый ряд работ, посвященных выделению мантийных плюмов на основе сейсмической томографии [Montelli et al., 2006; Nolet et al., 2006; Zhao, 2004, 2007; и др.]. Для стационарных процессов томографические изображения фиксируют процесс в момент измерения и в течение времени существования самого стационарного процесса. При нестационарном процессе фиксируется картина, осредненная за время, соизмеримое с характерным временем этого процесса. В статье [Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., 2016] нами было определено время, за которое исчезает тепловая аномалия, вызванная вертикальным каналом мантийного плюма, и тепловая аномалия, обусловленная его шарообразной головой. Время, за которое рассеивается тепловая аномалия  $t_{ан}$ , зависит от диаметра канала плюма  $d_k$  и диаметра шара  $d_{ш}$ . Для  $d_k = 10, 20, 40, 60$  км время, за которое исчезает тепловая аномалия, созданная каналом плюма в мантии, составляет соответственно  $t_{ан} = 2.1, 8.5, 34.0, 76.7$  млн лет. Такие же значения  $t_{ан}$  были получены для тепловой аномалии, созданной шаром, для  $d_{ш} = 2d_k = 20, 40, 80, 120$  км.

В том случае, когда деятельность плюмов прекратилась во время  $t_d > t_{ан}$ , тепловые и, соответственно, плотностные аномалии, созданные такими плюмами, исчезнут к настоящему времени. Если плюмы действовали в период измерений ( $t_{изм}$ ), то картина температурных аномалий является осредненной за время  $t_{ан} - t_{изм}$  и томографические изображения представляют собой осредненные значения за время  $t_{ан} - t_{изм}$ . При нестационарных процессах томографическое изображение не даст распределения аномалий в настоящее время, а даст осредненное за время  $t_{ан} - t_{изм}$ . Данные по периодам наиболее интенсивных извержений кимберлитов свидетельствуют о том, что большее число алмазоносных плюмов, ответственных за образование трубок взрыва, действовали 50 – 250 млн лет назад, возраст других плюмов еще древнее [Tappe et al., 2018]. С учетом того, что диаметр канала плюма промежуточной мощности  $d_k = 10 - 14$  км [Kirdyashkin et al., 2019], указанное время много больше времени  $t_{ан} \approx 2$  млн лет. Это означает, что тепловые аномалии, созданные в мантии указанными алмазоносными плюмами, к настоящему времени рассеялись.

Что касается плюмов, действующих и в настоящее время, например Гавайского (расположенного под Тихоокеанской плитой), то достоверные данные о размере канала плюма, представляющего собой расплав, впервые были получены методом анализа обменных сейсмических волн [Li et al., 2000]. При анализе были использованы сейсмограммы сейсмической станции KIP на о. Оаху и шести временных широкополосных сейсмических станций на о. Гавайи (сеть станций HIBSN),

расстояние между которыми было менее 10 км. По сейсмическим данным впервые на глубине был закартирован канал Гавайского плюма: представлен подробный анализ записей обменных (PS) волн, который указывает на зону очень низких скоростей S-волн ( $< 4$  км/с), начинающуюся с глубины 130–140 км под центральной частью о. Гавайи и простирающуюся в глубь верхней мантии. В цитированной статье указано, что «понижение скорости поперечных волн ниже 4 км/с в ультраосновной мантии означает присутствие значительной доли расплава». Конфигурация этой области частичного плавления, хорошо закартированной на глубинах 130–170 км, нецилиндрическая и несимметричная и имеет наименьший размер 50 км и наибольший – 94 км (средний диаметр канала  $d_{к,ср} = 72$  км). Оцененные нами диаметры канала Гавайского плюма: наибольший 97 км, наименьший – 63 км [Kirdyashkin et al., 2009]. Лабораторное моделирование [Gladkov et al., 2012] также показало, что в поперечном сечении канал плюма нецилиндрический и отношение его наибольшего и наименьшего диаметров  $d_{макс}/d_{мин} \approx 1.2-1.4$ , в местах сужений канала  $d_{к,ср}/d_{мин} \approx 2$ .

Оценки показывают, что для плюма диаметром  $d_k = 80$  км  $t_{ан} = 120$  млн лет. Для Гавайского плюма ( $d_{к,ср} = 72$  км) поле температуры в окрестности канала плюма представляет собой осредненную температуру за время его жизни, т.е. за время  $\sim 80$  млн лет. Так как плюм дрейфует в мантии [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013], нестационарность поля температуры возрастает. В верхней мантии под океаном из-за наличия зон субдукции в астеносферном слое и слое С создаются крупномасштабные горизонтальные свободно-конвективные течения в условиях горизонтального градиента температуры. Крупномасштабное горизонтальное течение у кровли астеносферы направлено к зоне субдукции от срединно-океанического хребта (СОХ), а у основания (границы 410 км) направлено противоположно: от зоны субдукции к области подъемного течения под СОХ. В слое С также два противоположно направленных горизонтальных течения. Если предположить, что нет фазовых границ раздела в нижней мантии, то еще два горизонтально направленных течения существуют в нижней мантии [Kirdyashkin et al., 2009]. Горизонтальные мантийные свободно-конвективные течения осуществляется через канал плюма, и происходит их тепловое взаимодействие с каналом [Kirdyashkin et al., 2009]. Скорость горизонтальных течений в астеносфере составляет до 15 см/год [Kirdyashkin et al., 2006], в нижней мантии 1 – 2 см/год [Dobretsov et al., 2001], в то время как скорость выплавления канала плюма равна 500–1000 см/год [Dobretsov et al., 2008]. Таким образом, возникают три температурных шлейфа по одну и три по другую сторону канала [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2013]. Сейсмическая томография не может обнаружить канал плюма в виде единой структуры при его относительно малых размерах. Будет мозаичная картина следов теплового взаимодействия более высокотемпературного канала плюма с горизонтальными

мантийными течениями, что и видно на томографических образах. Использование таких томографических изображений при геодинамическом моделировании тепловой и гидродинамической структуры плюмов пока представляется затруднительным.

В модели [Kirdyashkin et al., 2004] мантийный термохимический плюм формируется на границе ядро – мантия при наличии теплового потока из внешнего ядра в локализованной области поступления химической добавки, понижающей температуру плавления нижней мантии. Благодаря локальному источнику химической добавки, в нижней мантии происходит плавление. Вследствие плавления образуется канал плюма, представляющий собой расплав мантийного вещества. Рассмотрены отличия такого термохимического плюма от численных моделей формирования восходящих течений, в которых термохимический плюм представляет собой восходящий свободно-конвективный поток (термик), захватывающий материал плотного химического слоя [Dobretsov et al., 2008].

В ряде работ было высказано и с разных позиций обосновано предположение, что подъем мантийного плюма вызывает образование поднятий земной поверхности [Farnetani, Richards, 1994; Sengör, 2001; Camp, Ross, 2004]. Представлена тепловая и гидродинамическая структура термохимических плюмов тепловой мощностью  $N < 1.38 \cdot 10^{10}$  Вт (относительной мощностью  $Ka < 1.15$ ), меньшей, чем мощность, необходимая для прорыва плюма на поверхность. Установлено, что семейства плюмов малой мощности ответственны за образование крупных поднятий [Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., 2015].

Как и в случае платобазальтов, современные исследования отводят определяющую роль мантийным плюмам, включая и участие суперплюмов, в образовании кимберлитов [Haggerty, 2011; Chalapathi Rao, Lehmann, 2011; Condie, 2016]. В современных геодинамических моделях излияние кимберлитовых магм, доставляющих алмазы на поверхность, связано с плюмами, поднимающимися от границы ядро – мантия [Torsvik et al., 2010]. В статье [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2016] рассмотрены термохимические плюмы, имеющие тепловую мощность  $N = (1.6 - 2.5) \cdot 10^{10}$  Вт, они названы плюмами промежуточной тепловой мощности. Как и плюмы малой мощности, плюмы промежуточной мощности ( $1.15 < Ka < 1.9$ ) формируются на границе ядро – мантия под кратонами в отсутствие горизонтальных свободно-конвективных течений в мантии или при наличии слабых горизонтальных мантийных течений.

Нами была представлена тепловая и гидродинамическая структура плюма, поднимающегося к поверхности, установлены условия формирования канала излияния и предложена модель двухстадийного излияния расплава из канала плюма на поверхность [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2016]. Были определены основные параметры плюмов промежуточной мощности, включая глубину  $\Delta x$ , с которой расплав из канала плюма выносится на поверхность. В том случае, когда

$\Delta x > 150$  км – глубины, начиная с которой устойчив алмаз [Kennedy C.S., Kennedy G.C., 1976], расплав из канала плюма может доставлять алмазы на поверхность. Таким образом, было показано, что плюмы промежуточной тепловой мощности являются алмазоносными.

Исследования излияния кимберлитовых расплавов обычно ограничиваются самой верхней частью коры с использованием локальной модели даек. Так, рассматривается течение расплава в узких цилиндрических каналах (дайках) диаметром  $\sim 1$  м, анализируется роль летучих как генератора движения расплава через такие каналы [Spera, 1984]. В работе [Sparks et al., 2006] также рассматривается течение расплава в дайках, предложена модель излияния расплава, в которой на первой стадии магма достигает поверхности по трещинам и происходит ее эксплозивное извержение. При этом остается открытым вопрос о глубинном источнике энергии и, следовательно, сверхлитостатического давления, вызывающего движение в канале излияния.

В настоящей статье на основе имеющихся данных нашего лабораторного моделирования представлена схема канала плюма, поднявшегося от границы ядро – мантия к подошве континентальной литосферы. Описано воздействие плюма, поднимающегося (выплавляющегося) в литосфере, на массив литосферы над его кровлей. Представлены соотношения для скорости выплавления канала плюма, скорости подъема кровли плюма под действием сверхлитостатического давления и скорости подъема дневной поверхности. Приведены результаты расчетов скоростей подъема поверхности и высоты образовавшегося поднятия для различных динамических вязкостей литосферы. Представлены результаты экспериментального моделирования структуры течения расплава в области сопряжения канала плюма и канала излияния. Получено соотношение, определяющее скорость течения в канале излияния в зависимости от диаметра канала, кинематической вязкости и сверхлитостатического давления в расплаве у кровли плюма.

## 2. ТЕПЛОВАЯ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПЛЮМА В ПЕРИОД ЕГО ПОДЪЕМА

С учетом данных лабораторного моделирования [Gladkov et al., 2012] нами построена схема канала плюма и свободно-конвективные течения расплава в канале в период, когда кровля плюма, выплавляющегося от границы ядро – мантия, находится у подошвы континента (рис. 1). Начиная со времени, когда кровля плюма достигает подошвы континента, сверхлитостатическое давление у кровли плюма ( $\Delta P$ ) своим воздействием на вышележащий массив континентальной литосферы вызывает подъем дневной поверхности. В лабораторных экспериментах при плавлении от локального источника тепла в твердом массиве парафина при положении кровли плюма на расстоянии от поверхности, равном 3–4 диаметрам канала плюма, обнаруживается поднятие поверхности парафина над каналом плюма.



При подъеме кровли плюма вследствие плавления в астеносфере также происходит воздействие сверхлитостатического давления  $\Delta P$  на массив над кровлей плюма и происходит движение массива астеносферы над кровлей плюма. Но на границе литосфера – астеносфера из-за различия кинематических вязкостей литосферы ( $\nu_n \approx 10^{17}$  м<sup>2</sup>/с) и астеносферы ( $\nu_a \approx 10^{14}$  м<sup>2</sup>/с) на три порядка [Dobretsov et al., 2001] это воздействие не проникает в массив континентальной литосферы: вертикальные перемещения в массиве астеносферы над кровлей плюма переходят в горизонтальные растекающиеся течения у горизонтальной границы астеносфера – континент.

Согласно экспериментальному моделированию, канал плюма в вертикальном сечении представляет собой систему конвективных ячеек (рис. 1). Ячейки канала разделены сужениями. В поперечном сечении канал имеет форму, близкую к эллипсу. Средний диаметр сужения  $d_c$  в половину меньше диаметра канала  $d$ , т.е.  $d_c = 0.5d$ . Как показали эксперименты, сужения непрерывно перемещаются вверх по каналу плюма во времени, т.е. канал плюма непрерывно изменяется во времени. В областях сужения на границах ячеек восходящий конвективный поток переходит на противоположную сторону канала. Пограничный слой нисходящего потока расположен по образующей поверхности канала. Граница канала изменяется во времени. Вдоль нисходящего потока в окрестности сужения (на его верхней границе) происходит кристаллизация. В области сужения происходит нагрев опускающего потока и подплавление нижней границы сужения, вследствие чего образуется его острая кромка. В области сужения встречные потоки (нисходящие и восходящие) порождают увеличение давления, равное увеличению гидростатического давления вследствие понижения температуры в каждой вышележащей ячейке. Система ячеек представляет такую структуру, когда в отдельной ячейке создается квазиустойчивая стратификация по высоте, а в области сужения динамическое давление компенсирует увеличение гидростатического давления в вышележащей ячейке [Gladkov et al., 2012].

Движение кровли плюма вверх происходит вследствие плавления мантийного вещества на кровле плюма и силового воздействия сверхлитостатического давления  $\Delta P$  на кровлю плюма. Сила давления, обусловленная  $\Delta P$ , порождает движение в массиве над кровлей плюма, которое проявляется поднятием дневной поверхности над кровлей плюма (рис. 1). Сверхлитостатическое давление в массиве высоковязкой среды, какой является литосфера континента, распространяется в массиве над кровлей плюма со скоростью продольных сейсмических волн, поэтому поле скорости в массиве над кровлей плюма формируется в масштабе геологического времени мгновенно. Как показано ниже, скорость подъема кровли плюма, вызванного сверхлитостатическим давлением, много меньше скорости плавления вещества на кровле плюма. Подъем кровли плюма вследствие плавления вызывает уменьшение

высоты массива над кровлей плюма. С уменьшением высоты массива (глубины расположения кровли плюма  $x_p$ ) увеличивается скорость подъема дневной поверхности над плюмом.

### 3. СКОРОСТЬ ПЛАВЛЕНИЯ НА КРОВЛЕ ПЛУМА

Рассматриваем плюм, поднимающийся (выплавляющийся) в мантии от границы ядро – мантия. Передача тепла от подошвы плюма, расположенной на границе ядро – мантия, в его канал происходит в условиях свободной конвекции от горизонтальной поверхности. Тепловая мощность, передающаяся от подошвы в канал плюма, определяется с использованием соотношения [Kirdyashkin et al., 2004]:

$$N = 0.045\pi\lambda d_s^2 \Delta T_s^{4/3} (\beta g / \nu a)^{1/3}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  – теплопроводность расплава в канале плюма,  $d_s$  – диаметр подошвы плюма на границе ядро – мантия,  $\Delta T_s = (T_1 - T_{nx})/1.57$  – перепад температуры в пограничном слое на подошве,  $T_1$  – температура на границе ядро – мантия,  $T_{nx} = T_{nc} - kc_2$  – температура плавления мантии на подошве плюма при наличии химической добавки,  $T_{nc}$  – температура плавления окружающей мантии в отсутствие добавки,  $c_2$  – концентрация химической добавки на границе канала плюма,  $k$  – коэффициент, задающий уменьшение температуры плавления при увеличении концентрации химической добавки на 1 мас. %,  $\beta$  – коэффициент теплового объемного расширения расплава,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $a$  – температуропроводность расплава,  $\nu$  – его кинематическая вязкость.

При известном значении  $N$  диаметр подошвы плюма можно определить, используя соотношение (1),

$$d_s = [N(\nu a)^{1/3} / 0.045\pi\lambda \Delta T_s^{4/3} (\beta g)^{1/3}]^{1/2}. \quad (2)$$

Тепловая мощность  $N$ , переданная от подошвы в канал плюма, отводится в массив, окружающий канал плюма, и затрачивается на нагрев и плавление массива на кровле плюма.

Тепловая мощность, отдаваемая от вертикальной границы канала плюма в окружающую мантию в режиме стационарной теплопроводности, определяется из соотношения [Kirdyashkin et al., 2004]:

$$N_x = 0.5\pi\lambda_m \Delta T x, \quad (3)$$

где  $\lambda_m$  – значение теплопроводности, усредненное по высоте мантии,  $\Delta T = T_{пл} - T_0$  – перепад температуры, усредненный по высоте мантии,  $T_{пл}$  – температура плавления мантии,  $T_0$  – температура окружающей мантии,  $x$  – высота канала плюма (рис. 1).

Тепловая мощность, расходуемая на нагрев на кровле плюма и плавление в процессе подъема (выплавления) кровли плюма:

$$N_{пл} = N - N_x. \quad (4)$$

Плюм, выплавляющийся от границы ядро – мантия, оказывается у подошвы континента (рис. 1). Перейдем к рассмотрению выплавления канала плюма в континентальной литосфере. Количество тепла, затрачиваемое

на нагрев и плавление кровли поднимающегося плюма диаметром  $d = d_s$  за время  $dt(N_{пл} dt)$ , равно сумме количества тепла, затрачиваемого на выплавление канала плюма на высоту  $dx$ ,  $-(\pi d^2/4)\rho_l B dx$ , и количества тепла, необходимого для нагрева вещества литосферы до температуры плавления,  $-(\pi d^2/4)\rho_l dC\Delta T_0 dx$ :

$$N_{пл} dt = (\pi d^2 / 4)\rho_l(B + C\Delta T_0)dx, \quad (5)$$

где  $B$  – теплота плавления,  $C$  – теплоемкость,  $\rho_l$  – плотность литосферы,  $\Delta T_0(x) = T_{пл} - T_0$  – локальное значение перепада температуры, определенное из рис. 2.

Определим скорость подъема кровли плюма вследствие плавления вещества литосферы на кровле плюма, используя соотношения (4) и (5):

$$u_{пл} = dx / dt = (N - N_x) / (\pi d^2 / 4)\rho_l(B + C\Delta T_0). \quad (6)$$

Время, за которое кровля плюма поднимется от высоты  $x_1$  до высоты  $x_2$ :

$$\Delta t = \int_{x_1}^{x_2} u_{пл} dx. \quad (7)$$

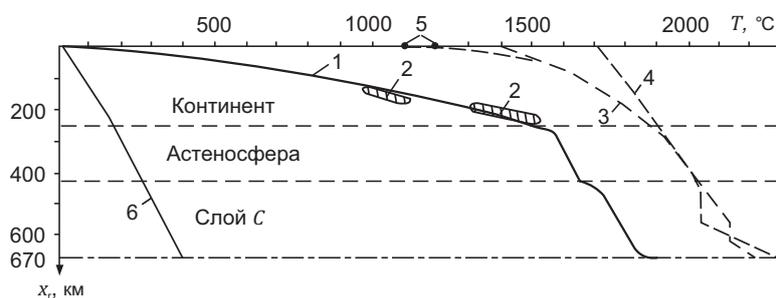
Используем безразмерную тепловую мощность плюма  $Ka = N/N_1$ , где  $N_1 = 0.5\lambda_m \Delta T_0 H$  – тепловая мощность, передающаяся от канала плюма в окружающую мантию в режиме стационарной теплопроводности,  $H = 2.88 \cdot 10^6$  м – расстояние от границы ядро – мантия до дневной поверхности [Gladkov et al., 2012]. Поскольку  $N = KaN_1$ , соотношение (4) можно представить в виде  $N_{пл} = N - N_x = (Ka - 1)N_1 + 0.5\pi\lambda_l \Delta T_0 x_r$ , где  $\lambda_l$  – коэффициент теплопроводности окружающей литосферы,  $x_r$  – глубина залегания кровли плюма (см. рис. 1, расстояние между поверхностью и кровлей плюма). В этом случае соотношение (6) приводится к виду:

$$u_{пл} = \frac{N_1(Ka - 1) + 0.5\pi\lambda_l \Delta T_0 x_r}{(\pi d^2 / 4)\rho_l(\beta + C\Delta T_0)}, \quad (8)$$

где  $\rho_l$  – плотность литосферы.

При определении скорости подъема поверхности над плюмом в период проплавления канала плюма в континенте необходимо знать локальное значение перепада температуры  $\Delta T_0(x_r) = T_{пл} - T_0$ . На рис. 2 представлено распределение температуры  $T_0$  по толщине верхней мантии (кривая 1): в континенте ( $0 < x_r < 250$  км), в астеносферном слое ( $250 \text{ км} < x_r < 420$  км) и в слое С ( $420 \text{ км} < x_r < 670$  км). Профиль температуры по толщине континента вычислялся при следующих параметрах [Dobretsov et al., 2001]: распределение радиоактивного тепловыделения по глубине корового слоя аппроксимировалось экспоненциальным законом  $Q = Q_0 e^{-x/x_0}$ , где  $Q_0 = 1.82 \cdot 10^{-6}$  Вт/м<sup>3</sup> – удельное тепловыделение вблизи поверхности,  $x_0 = 2.2 \cdot 10^4$  м – характерный масштаб убывания тепловыделения с глубиной,  $q_n = 0.052$  Вт/м<sup>2</sup> – тепловой поток на поверхности,  $q_m = 0.012$  Вт/м<sup>2</sup> – мантийный тепловой поток,  $\lambda = 3$  Вт/м · °С – коэффициент теплопроводности. Как следует из рис. 2, температура на подошве континента  $T_{конт} = 1472$  °С.

Профили температуры по толщине астеносферного слоя и слоя С построены на основании экспериментально определенных закономерностей свободно-конвективного теплообмена в горизонтальном слое, подогреваемом снизу и охлаждаемом сверху [Dobretsov et al., 2001] при известном тепловом потоке  $q_m$  для соответствующего слоя значения радиуса. Профили температуры определены для следующих параметров астеносферы и слоя С:  $\rho = 3.2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$  °С<sup>-1</sup>,  $C = 1200$  Дж/кг · °С,  $\nu_a = 10^{14}$  м<sup>2</sup>/с,  $\nu_c = 2.5 \cdot 10^{15}$  м<sup>2</sup>/с,  $q_m = 0.0128$  Вт/м<sup>2</sup> [Dobretsov et al., 2001; Kirdyashkin et al., 2006],  $\lambda = 3.8$  Вт/м · °С [Hofmeister, 1999],  $a = \lambda/C\rho = 9.9 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с. Для этих параметров и перепадов температуры  $\Delta T_a$  и  $\Delta T_c$  определенных из рис. 2, число Рэлея для астеносферы  $Ra_a = \beta g \Delta T_a l_a^3 / \nu_a = 5.2 \cdot 10^5$  и для слоя С  $Ra_c = \beta g \Delta T_c l_c^3 / \nu_c = 4.7 \cdot 10^5$ . Температура на границе астеносферы и слоя С  $T_{a-c} = 1627$  °С и на подошве слоя С  $T_c = 1880$  °С. Температура плавления  $T_{пл}$  определена с



**Рис. 2.** Профили температуры в верхней мантии. Подошва континентальной литосферы расположена на глубине 250 км. 1 – распределение температуры в верхней мантии (см. пояснения в тексте); 2 – условия формирования лерцолитов Северного Лесото [Surkov, 2003]; 3 – температура плавления перидотита KLB-1 согласно экспериментам [Herzberg, Zhang, 1996]; 4 – температура плавления в верхней мантии по расчетам [Walzer et al., 2004]; 5 – температура плавления базальта без воды и с водой [Perchuk, Kushiro, 1985]; 6 – адиабатическая температура.

**Fig. 2.** Temperature profiles in the upper mantle. The bottom of the continental lithosphere lies at the depth of 250 km. 1 – temperature distribution in the upper mantle (see text); 2 – formation conditions for Northern Lesotho lherzolites [Surkov, 2003]; 3 – melting curve of natural peridotite KLB-1 according to experimental data [Herzberg, Zhang, 1996]; 4 – melting temperature of the upper mantle according to calculations [Walzer et al., 2004]; 5 – melting curve of basalt (anhydrous and hydrous basalt) [Perchuk, Kushiro, 1985]; 6 – adiabatic temperature.

использованием экспериментальных данных по плавлению перидотита KLB-1 [Herzberg, Zhang, 1996] (кривая 3) и вычислений [Walzer et al., 2004] (кривая 4). Величину  $\Delta T_0(x_r) = T_{пл} - T_0$  для континента, определенную из рис. 2, можно представить в виде линейной зависимости:

$$\Delta T_0(x_r) = 1025 - 2.2 \cdot 10^{-3} x_r. \quad (9)$$

#### 4. ПОДЪЕМ ПОВЕРХНОСТИ НАД ПЛЮМОМ

Определим скорость движения в массиве над кровлей плюма, создающегося под действием сверхлитостатического давления на кровлю плюма. Сверхлитостатическое давление на кровлю плюма с учетом сужений его канала определяется из соотношения [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2016]:

$$\Delta P = \rho_0 g \beta (T_{пл} - T_0) (R / R_c)^2 (H - x_r), \quad (10)$$

где  $\rho_0$  – среднее значение плотности мантии,  $R_c$  – эффективный радиус сужения, разделяющего конвективные ячейки канала плюма,  $R$  – радиус канала (и кровли плюма), определяемый из соотношения (2).

По мере увеличения высоты подъема дневной поверхности  $h$  литостатическое давление над кровлей плюма возрастает на величину  $\rho_n g h$ . Движение в массиве литосферы над кровлей плюма происходит под действием перепада давления:

$$\Delta P_g = \Delta P - \rho_n g h = \rho_0 g \beta (R_c / R)^2 (H - x_r) \Delta T - \rho_n g h. \quad (11)$$

Скорость распространения повышения давления (скорость распространения Р-волн) составляет в коре  $v_p \sim 7 \cdot 10^3$  м/с и в подстилающей верхней мантии  $v_p \sim 8 \cdot 10^3$  м/с [Rudnick, Gao, 2003]. В геологическом масштабе времени поле скорости над кровлей плюма в континенте устанавливается мгновенно. Для массива литосферы над кровлей плюма рассматриваем приближение вязкой ньютоновской жидкости, для которой величина динамической вязкости  $\eta_n = 5 \cdot 10^{20} - 10^{22}$  Н·с/м<sup>2</sup> и кинематическая вязкость  $\nu_n = \eta_n / \rho_n = 1.6 \cdot 10^{17} - 3.1 \cdot 10^{18}$  м<sup>2</sup>/с для  $\rho_n = 3200$  кг/м<sup>3</sup>. В этих условиях распределение скорости движения высоковязкой жидкости над шарообразной кровлей плюма радиусом  $R$  аналогично распределению скорости перед шаром, движущимся с постоянной скоростью [Schlichting, 1975]:

$$\bar{v} = \frac{V}{U} = 1 - \left[ \frac{3 R \xi^2}{4 r^3} \left( \frac{R^2}{r^2} - 1 \right) - \frac{1 R}{4 r} \left( 3 + \frac{R^2}{r^2} \right) + 1 \right], \quad (12)$$

где  $\bar{v}$  – скорость движения шарообразной кровли плюма,  $\nu$  – безразмерная скорость подъема поверхности над плюмом,  $r = (\xi^2 + y)^{1/2}$  – скорость подъема поверхности над плюмом,  $\xi$  – вертикальная координата, отсчитываемая при вычислении скорости  $\nu$  от центра шарообразной кровли ( $x_r + R$ ) до дневной поверхности,  $r = (\xi^2 + y^2)^{1/2}$ ,  $y$  – горизонтальная координата, отсчитываемая от оси канала плюма (см. рис. 1). Высота подъема дневной поверхности над кровлей  $h$  возникает с момента, когда кровля плюма достигает подошвы континентальной литосферы. Поднятие поверхности формируется

вследствие движения в высоковязком массиве континентальной литосферы над кровлей плюма, подверженной воздействию сверхлитостатического давления

$$\Delta P_g \text{ и высота поднятия } h = \int_0^t V(t, \xi, y) dt.$$

В первом приближении принимаем силу сопротивления движению  $W$  над кровлей плюма равной силе сопротивления движению шара  $W = 6\pi\eta_n UR$ . Сила сопротивления равна движущей силе  $W_{дв} = \Delta P_g \pi R^2$ . Учитывая соотношение (11), из условия  $W = W_{дв}$  находим скорость движения шарообразной кровли плюма:

$$U = \frac{R\rho_0 g}{6\eta_n} \left[ \left( \frac{R_c}{R} \right)^2 \beta (H - x_r) \Delta T_0 - \frac{\rho_n}{\rho_0} h \right], \quad (13)$$

где высота подъема дневной поверхности над кровлей

плюма при  $y = 0$ :  $h(t, \xi) = \int_0^t V_{max}(t, \xi) dt$ ,  $V_{max}$  – скорость

подъема дневной поверхности при  $y = 0$ . Второй член  $((\rho_n / \rho_0) h)$  в соотношении (13) в нашем случае много меньше, чем первый.

Вычисления величин скорости выплавления канала (подъема кровли плюма вследствие плавления)  $u_{пл}$  и скорости подъема кровли плюма  $U$  под действием сверхлитостатического давления  $\Delta P_g$  показали, что скорость  $u_{пл}$  больше  $U$  на два порядка, поэтому при определении скорости выплавления  $u_{пл}$  можно не учитывать влияние скорости подъема кровли плюма за счет  $\Delta P_g$ . Когда кровля плюма поднимается в литосфере до критической высоты  $x_{кр}$ , происходит образование канала излияния. В работе [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2016] представлен возможный механизм образования канала излияния и определена величина  $x_{кр}$ .

Проплаваемый массив высотой  $l_{конт} - x_{кр}$  в литосфере континента толщиной  $l_{конт} = 250$  км разбивается на  $n$  участков по высоте:

$$\Delta x = (l_{конт} - x_{кр}) / n. \quad (14)$$

Скорость выплавления канала плюма  $u_{пл,i}$  ( $i = 1, \dots, n$ ) определяется на каждом шаге подъема плюма для средней координаты  $x_{r,i}$  между координатами нижней ( $i$ ) и верхней ( $i + 1$ ) границы соответствующего участка:

$$x_{r,i} = \frac{2l_{конт} - \Delta x(2i - 1)}{2}. \quad (15)$$

Время подъема (выплавления) канала плюма на каждом участке (шаге):  $t_i = \Delta x / u_{пл,i}$  и суммарное время

$$\text{подъема } \sum_{i=1}^n t_i = \sum_{i=1}^n \Delta x / u_{пл,i}.$$

Численные решения задачи были выполнены для значений  $n = 4, 8, 10, 12, 14, 16, 20, 22, 24, 26$ . Отклонение вычисленного значения максимальной высоты поднятия  $h_{max}$  (при  $y = 0$ )  $h_{max24}$  (для  $n = 24$ ) от  $h_{max26}$  (для  $n = 26$ ) составляет 0.02 %, и отклонение для  $h_{max12}$  ( $n = 12$ ) от  $h_{max26} - 2.4$  %. Дальнейшие вычисления выполнялись

для  $n = 12$ . На каждом шаге  $\Delta x$  вычисления выполнялись последовательным приближением. Достаточно было второго приближения.

В расчетах принимаем расстояние от границы ядро – мантия до поверхности  $H = 2.88 \cdot 10^6$  м, высоту канала излияния  $x_{кр} = 12 \cdot 10^3$  м [Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2016]. Вычисления проводились при значениях параметров:

$$Ka = 1.15,$$

$$N_1 = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ Вт},$$

$$N = N_1 Ka = 1.61 \cdot 10^{10} \text{ Вт}, \lambda = 7 \text{ Вт/м} \cdot \text{°С},$$

$$\nu = 1 \text{ м}^2/\text{с}, \beta = 10^5 \text{ °С}^{-1},$$

$$g = 9.8 \text{ м/с}^2, \rho_0 = 4500 \text{ кг/м}^3,$$

$$C = 1200 \text{ Дж/кг} \cdot \text{°С}, B = 2.1 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг},$$

$$a = \lambda/C\rho_0 = 1.296 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\Delta T_s = 10 \text{ °С} [\text{Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2016}].$$

При этих параметрах из соотношения (2) получаем диаметр канала плюма  $d_s = 13.36 \cdot 10^3$  м и его радиус  $R = 0.5d_s = 6.68 \cdot 10^3$  м.

Координаты  $x_{гг}$  вычислялись из соотношения (15), перепад температуры  $\Delta T_0(x)$  – из (9). Скорость подъема (выплавления) кровли плюма  $u_{пл}$  определялась из соотношения (8) при значениях параметров:  $\lambda_l = 3.5 \text{ Вт/м} \cdot \text{°С}$  и  $\rho_l = 3200 \text{ кг/м}^3$ .

Сверхлитостатическое давление в расплаве у кровли поднимающегося плюма  $\Delta P_g$  вычисляли по соотношению (11), с учетом поправки к сверхлитостатическому давлению ( $\rho_l g h$ ), появляющейся вследствие учета поднятия дневной поверхности высотой  $h$ . Как следует из соотношения (13), эта поправка сказывается и на скорости подъема кровли плюма. Скорость движения шарообразной кровли плюма  $U$  вычисляли из соотношения (13) при значениях параметров:  $R = 0.5d_s$ ,  $\Delta T = 440 \text{ °С}$ ,  $R_g/R = 0.5$ . Скорость подъема дневной поверхности  $V = \nu U$  определяли, используя соотношения (12) и (13). Высоту подъема поверхности над плюмом находили методом последовательных приближений, используя получаемые на соответствующем шаге значения скорости подъема поверхности  $V_i$  и времени подъема кровли плюма  $t_i$ :  $h_i = V_i t_i$ . Суммарная высота подъема

$$\text{поверхности над плюмом } h = \sum_{i=1}^n h_i.$$

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Подъем кровли плюма происходит вследствие нагрева и плавления массива над кровлей. Как видно из соотношения (8), скорость подъема плюма  $u_{пл}$  не зависит от вязкости массива, расположенного над плюмом. По мере подъема кровли и уменьшения величины  $x_r$  уменьшается количество тепла, затрачиваемого на нагрев массива над ней и на плавление, поэтому скорость  $u_{пл}$  с уменьшается с уменьшением глубины залегания кровли  $x_r$  (рис. 3, кривая 5).

Как можно видеть из соотношения (13), скорость подъема кровли плюма  $U$  под действием сверхлитостатического давления  $\Delta P_g$  зависит от величины этого давления и от величины динамической вязкости массива

литосферы  $\eta_l$ . Так как значение глубины расположения кровли плюма  $x_r$  для литосферы много меньше толщины мантии, давление  $\Delta P_g$  незначительно увеличивается при подъеме кровли плюма, поэтому при  $\eta_l = \text{const}$  скорость  $U$  слабо изменяется при уменьшении  $x_r$ , но значительно уменьшается с увеличением  $\eta_l$  (рис. 3, кривые 1–4). Незначительное изменение  $U$  при различных  $x_r$  позволило получить корректные результаты вычислений при относительно малом количестве секций –  $n = 12$ .

Скорость подъема дневной поверхности  $V$ , как следует из соотношения (12), возрастает с уменьшением глубины расположения кровли плюма и прямо пропорциональна скорости движения кровли плюма  $U$ , которая зависит от вязкости  $\eta_l$  (рис. 3). Как следует из рис. 4, скорость подъема поверхности над осью канала плюма (при  $y = 0$ )  $V_{\text{max}}$  возрастает с подъемом кровли плюма и уменьшается с увеличением коэффициента динамической вязкости. Для вязкости  $\eta_l = 8 \cdot 10^{20}$  Па · с скорость  $V_{\text{max}}$  изменяется в интервале от 0.2 до 1.6 мм/год (рис. 4).

Были найдены значения наибольшей высоты поднятия дневной поверхности над каналом плюма  $h_{\text{max}}$  (при  $y = 0$ ), создающегося за время подъема кровли плюма от подошвы континента до уровня  $x_{кр}$ , для коэффициента динамической вязкости литосферы над плюмом  $\eta_l = 5 \cdot 10^{20} - 10^{22}$  Па · с (рис. 5). Вычисления были выполнены с учетом поправки в соотношении (11) к сверхлитостатическому давлению ( $-\rho_l g h$ ) (рис. 5, кривая 2) и без учета этой поправки (рис. 5, кривая 1). Как видно из рис. 5, высота поднятия  $h_{\text{max}}$  уменьшается с увеличением вязкости  $\eta_l$ . Поправка сказывается на высоте поднятия поверхности незначительно, особенно при больших значениях  $\eta_l$ .

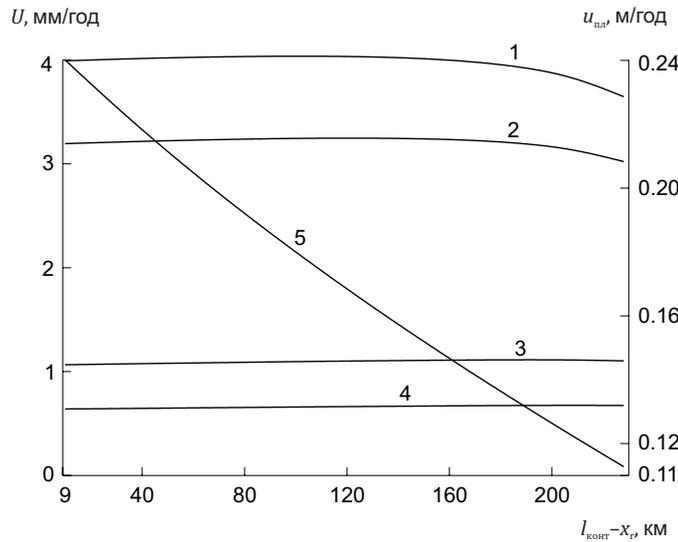
Кроме того, представлена средняя скорость подъема поверхности при  $y = 0$ ,  $V_{\text{cp}} = h_{\text{max}}/t$  (рис. 5, кривая 3), где  $t = 1.5$  млн лет – время проплавления континента плюмом или, другими словами, время подъема кровли плюма от подошвы литосферы континента до уровня прорыва расплава на поверхность  $x_{кр}$ . Скорость  $V_{\text{cp}}$  увеличивается от 0.05 до 0.80 мм/год при уменьшении динамической вязкости литосферы  $\eta_l$  от  $10^{22}$  до  $5 \cdot 10^{20}$  Па · с.

Высота поднятия поверхности, образующегося под действием плюма, поднимающегося в литосфере (рис. 6), вычислена для различных моментов времени  $t$  и при различных значениях динамической вязкости литосферы континента ( $\eta_l = 8 \cdot 10^{20}$  Па · с,  $10^{21}$  Па · с,  $3 \cdot 10^{21}$  Па · с,  $5 \cdot 10^{21}$  Па · с). Время формирования поднятия дневной поверхности зависит от тепловой мощности термохимического плюма  $N$  и не зависит от коэффициента динамической вязкости  $\eta_l$ . Для  $N = 1.61 \cdot 10^{10}$  Вт время подъема кровли плюма до уровня  $x_{кр}$  (время образования поднятия) составляет 1.5 млн лет. Как видно из рис. 6, изменение высоты дневной поверхности распространяется по горизонтали более чем на  $10^3$  км, тогда как максимальная высота поднятия (при  $y = 0$ )  $h_{\text{max}} = 140-819$  м для  $\eta_l = 8 \cdot 10^{20} - 5 \cdot 10^{21}$  Па · с.

Максимальное значение производной  $dh_{\max}(y)/dy = 8.2 \cdot 10^{-3}, 6.7 \cdot 10^{-3}, 2.3 \cdot 10^{-3}, 1.7 \cdot 10^{-3}$ , соответственно для значений  $\eta_l = 8 \cdot 10^{20} \text{ Па} \cdot \text{с}, 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}, 3 \cdot 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}, 5 \cdot 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$ . В этом случае возникает горизонтальный градиент давления  $dP/dy$ , пропорциональный величине  $dh_{\max}(y)/dy$ :  $dP/dy = \rho_{\text{кор}} h_{\max} dh(y)/dy$ , порождающий горизонтальные движения в верхней (коровой) части поднятия, имеющей плотность  $\rho_{\text{кор}} \approx 3000 \text{ кг/м}^3$ , и

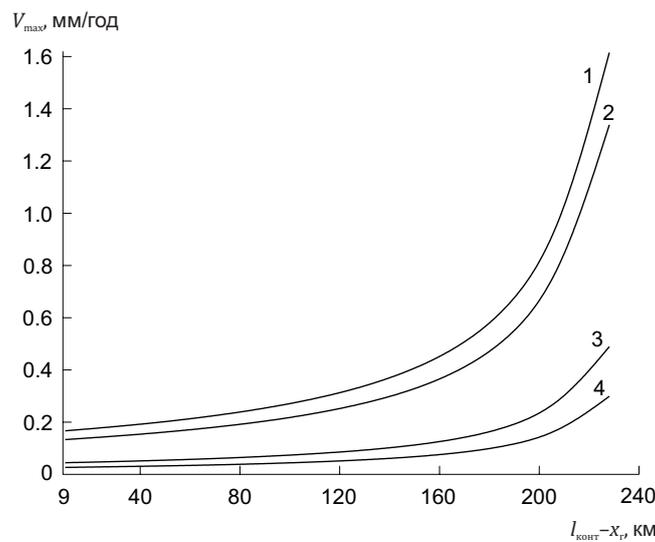
динамическую вязкость, много меньшую, чем вышеуказанные значения  $\eta_l$ .

По геологическим данным трубки взрыва, которые могут образовываться в верхних частях каналов излияния алмазоносных термохимических плюмов, приурочены к разломам и могут иметь линейный характер расположения вдоль разломов [Starostin et al., 2002; Jelsma et al., 2009; White et al., 1995]. Объяснение этому



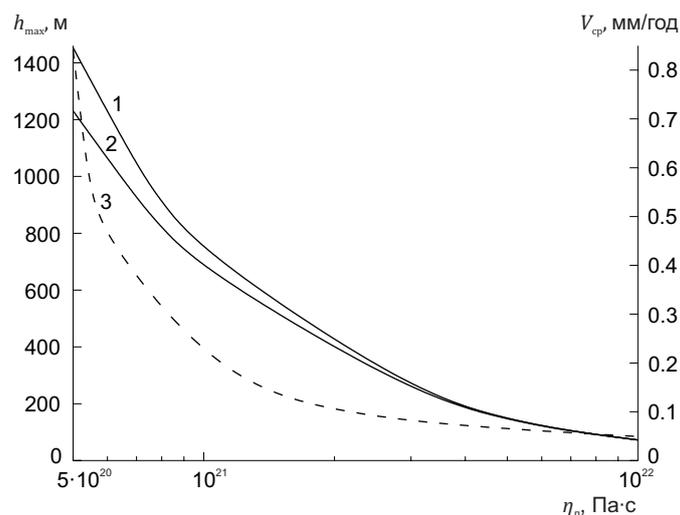
**Рис. 3.** Зависимость скорости подъема кровли плюма  $U$  под действием сверхлитостатического давления  $\Delta P_g$  от глубины расположения кровли плюма  $x_r$  для различных вязкостей массива литосферы над кровлей плюма. Толщина континентальной литосферы  $l_{\text{конт}} = 250 \text{ км}$ . 1 -  $\eta_l = 8 \cdot 10^{20} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 2 -  $\eta_l = 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 3 -  $\eta_l = 3 \cdot 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 4 -  $\eta_l = 5 \cdot 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 5 - скорость подъема кровли плюма  $u_{\text{пл}}$  вследствие выплавления в зависимости от глубины расположения кровли.

**Fig. 3.** Ascent velocity of the plume roof  $U$  versus plume roof depth  $x_r$  for different viscosities of the lithosphere block above the plume. The plume roof ascends under the influence of superlithostatic pressure  $\Delta P_g$ . The lithosphere thickness is  $l_{\text{конт}} = 250 \text{ km}$ . 1 -  $\eta_l = 8 \cdot 10^{20} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ; 2 -  $\eta_l = 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ; 3 -  $\eta_l = 3 \cdot 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ; 4 -  $\eta_l = 5 \cdot 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ; 5 - plume ascent velocity  $u_{\text{пл}}$  versus plume roof depth  $x_r$ . Ascent velocity  $u_{\text{пл}}$  is the rate of melting at the plume roof.



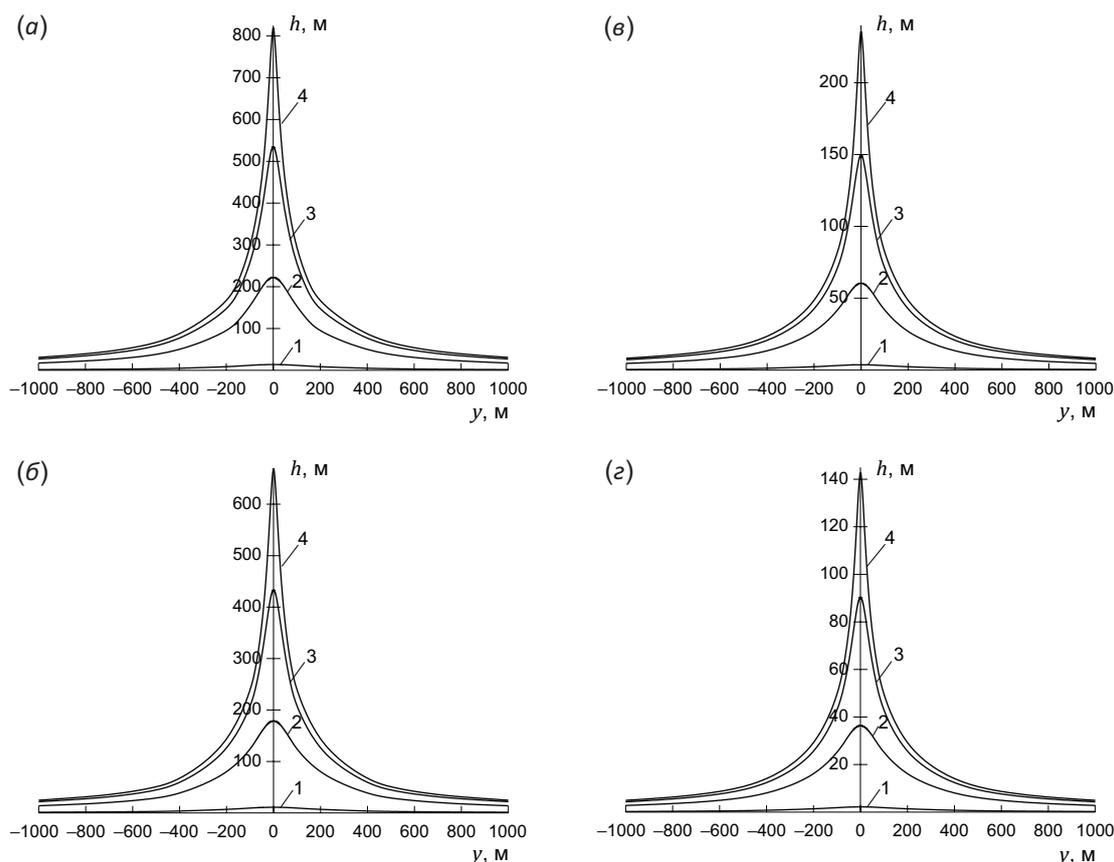
**Рис. 4.** Скорость подъема дневной поверхности на оси канала плюма (при  $y = 0$ ) в зависимости от глубины залегания кровли плюма. 1 -  $\eta_l = 8 \cdot 10^{20} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 2 -  $\eta_l = 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 3 -  $\eta_l = 3 \cdot 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 4 -  $\eta_l = 5 \cdot 10^{21} \text{ Па} \cdot \text{с}$ .

**Fig. 4.** Velocity of ground surface uplifting at the plume conduit axis ( $y = 0$ ) versus plume roof depth. 1 -  $\eta_l = 8 \cdot 10^{20} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ; 2 -  $\eta_l = 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ; 3 -  $\eta_l = 3 \cdot 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ; 4 -  $\eta_l = 5 \cdot 10^{21} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ .



**Рис. 5.** Зависимость максимальной высоты подъема дневной поверхности  $h_{\max}$  от вязкости  $\eta_n$ . 1 – без учета влияния высоты поднятия дневной поверхности; 2 – с учетом влияния поправки  $\rho_n g h$ ; 3 – средняя скорость подъема дневной поверхности над плюмом при  $y = 0$ .

**Fig. 5.** Dependence of maximum surface elevation  $h_{\max}$  on viscosity  $\eta_n$ . 1 – without considering the influence of the surface elevation; 2 – with regard to correction for that influence ( $\rho_n g h$ ); 3 – mean velocity of surface uplifting for  $y = 0$ .



**Рис. 6.** Поднятие дневной поверхности, формирующееся во время подъема кровли плюма для различных вязкостей массива литосферы над плюмом.

(a) –  $\eta_n = 8 \cdot 10^{20}$  Па · с; (б) –  $\eta_n = 10^{21}$  Па · с; (в) –  $\eta_n = 3 \cdot 10^{21}$  Па · с; (г) –  $\eta_n = 5 \cdot 10^{21}$  Па · с. 1 –  $t = 83$  тыс. лет; 2 –  $t = 836$  тыс. лет; 3 –  $t = 1.3$  млн лет; 4 –  $t = 1.5$  млн лет.

**Fig. 6.** Ground surface uplifting during plume roof ascent for different viscosities of the lithosphere block above the plume. (a) –  $\eta_n = 8 \cdot 10^{20}$  Pa · s; (б) –  $\eta_n = 10^{21}$  Pa · s; (в) –  $\eta_n = 3 \cdot 10^{21}$  Pa · s; (г) –  $\eta_n = 5 \cdot 10^{21}$  Pa · s. 1 –  $t = 83$  Ka; 2 –  $t = 836$  Ka; 3 –  $t = 1.3$  Ma; 4 –  $t = 1.5$  Ma.

можно дать с помощью модели плюма промежуточной мощности. Например, в случае двух алмазоносных плюмов, расположенных на относительно небольших расстояниях (~100–200 км), сформируется поднятие в виде хребта. В этом случае из-за изменяющегося наклона поверхности с обеих сторон от осевой части хребта возникают горизонтальные силы, направленные противоположно от вертикальной плоскости, проходящей через ось хребта. Как указывалось выше, плюмы промежуточной мощности относительно маломощные ( $1.15 < Ka < 1.9$ ), и расплав выносится при излиянии с глубины, большей, чем 150 км. После излияния расплава может разрушиться структура свободно-конвективных течений на подошве плюма на границе ядро – мантия и нарушается механизм тепло- и массообмена. В процессе охлаждения («отмирания») плюма в области поднятия над каналом плюма возникнут вертикально направленные гравитационные силы, величина которых изменяется по горизонтали вследствие неоднородного утяжеления охлаждающегося массива литосферы над плюмом. В результате взаимодействия вышеуказанных горизонтальных и вертикальных сил, происходящего в условиях трехмерного поля температуры, могут возникнуть разломы вдоль оси хребта и на удалении от нее, поэтому в соответствии с моделью подъема плюма промежуточной мощности вначале произойдет образование поднятий над алмазоносными плюмами. При этом образование поднятий может быть несинхронным. Далее формируются каналы излияния и происходит образование диаграм в их верхних частях, и затем по истечении времени образуются разломы. Геодинамические процессы, происходящие после излияния расплава и в ходе «отмирания» плюма, требуют специального рассмотрения, выходящего за рамки настоящей статьи.

## 6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

При подъеме (выплавлении) канала плюма промежуточной мощности диаметром  $d$  до критической высоты  $x_{кр}$  касательное напряжение на боковой поверхности массива над кровлей плюма достигает критического значения (предела прочности)  $\tau_{кр}$ . Тогда на боковой поверхности массива под действием силы сверхлитостатического давления  $F = \Delta P(\pi d^2 / 4) = \tau_{кр} \pi dx$  ( $\tau_{кр}$  – предел прочности, усредненный по толщине массива  $x_{кр}$ ) происходит разрушение пород массива и образуется канал излияния высотой  $x_{кр}$ , по которому расплав из канала плюма прорывается на поверхность [Dobretsov et al., 2008; Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2016]. Высота канала излияния  $x_{кр} = 9 - 14$  км [Kirdyashkin et al., 2019].

В процессе выплавления канала плюма до момента прорыва расплава на поверхность в расплаве канала плюма происходит свободная конвекция [Kirdyashkin et al., 2004; Dobretsov et al., 2008; и др.]. В канале излияния течение расплава создается под действием сверхлитостатического давления, определяемого соотношением (10), т.е. течение в канале излияния является вынужденным, и свободно-конвективным теплообменом

можно пренебречь. В связи с этим экспериментальное моделирование течения в области сопряжения канала плюма и канала излияния проводилось для вынужденного режима течения.

Экспериментальное моделирование выполнено с целью изучения влияния резкого изменения среднего диаметра канала плюма до диаметра канала излияния на устойчивость течения в канале плюма, для выяснения структуры течения на кровле плюма при излиянии и определения влияния составляющих давления (литостатического, сверхлитостатического и динамического) на величину скорости течения расплава в канале излияния.

Гидродинамическую структуру течения в области сопряжения канала плюма и канала излияния моделировали на лабораторной установке, представляющей собой два прозрачных коаксиальных цилиндра. Внешний цилиндр представляет собой трубку из молибденового стекла внешним диаметром 86 мм, длиной 443.5 мм и толщиной стенок 3 мм. В этот цилиндр через открытый торец вставлялся соосно внутренний цилиндр из оптического кварца с внешним диаметром 62 мм и толщиной стенок 4 мм. Внутренний цилиндр устанавливался на пенопластовом дне внешнего сосуда на две локальные стойки соосно с внешним цилиндрическим сосудом. Образовывался зазор в 9 мм между плоским пенопластовым основанием сосуда и торцом внутреннего цилиндра, через который осуществлялся свободный ток жидкости между торцом внутреннего цилиндра и плоским пенопластовым основанием. Сверху на стеклянные цилиндры надевался выточенный из оргстекла фланец с проточенными пазами, в которые вставлялись соосно стеклянные цилиндры. Для подачи рабочей жидкости (дистиллированной воды) в коаксиальный канал между цилиндрами в верхнем фланце устанавливались трубки из нержавеющей стали диаметром 5 мм и толщиной стенки 0.5 мм. Патрубки длиной 40 мм и диаметром 6 мм устанавливались один на оси цилиндров и один у внутренней стенки внутреннего цилиндра. Они моделировали канал излияния. После сборки установки пазы и все стыки герметизировались специальным водонерастворимым герметиком. Термостатированная дистиллированная вода подавалась центробежным насосом в коаксиальный зазор между цилиндрами. Подробно экспериментальная установка представлена в статье [Kirdyashkin et al., 2019]. Были проведены дополнительные эксперименты для выяснения влияния расположения канала излияния на структуру течения в области сопряжения канала плюма и канала излияния в случае плоской кровли плюма.

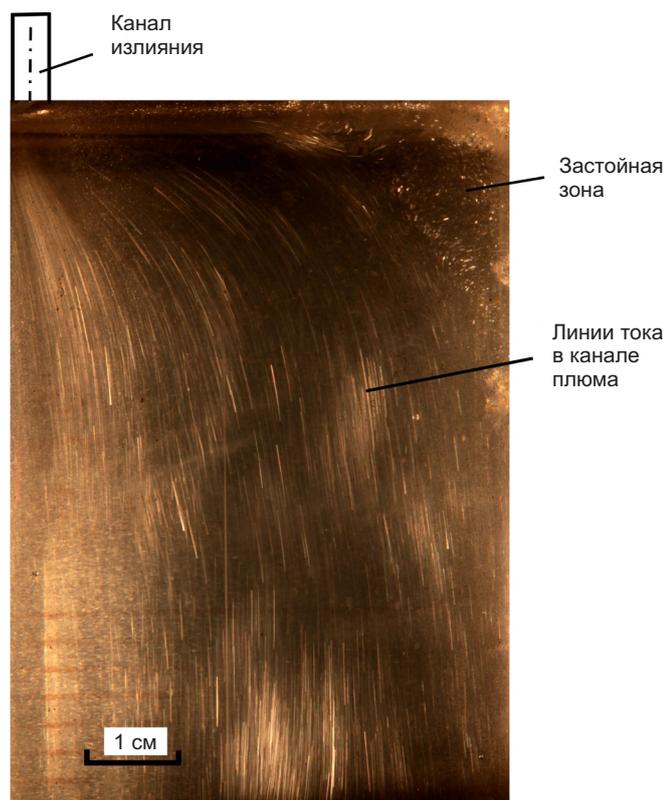
Канал излияния образуется в окрестности боковой поверхности цилиндрического массива над кровлей плюма (при  $r = R$ ) под действием сверхлитостатического давления на кровлю. В экспериментальной установке патрубков, моделирующий канал излияния, располагали у образующей стенки рабочего цилиндра, моделирующего канал плюма. Для визуализации течения в рабочую жидкость (воду) вносили алюминиевую пудру.

Плоским световым лучом освещалась исследуемая область течения. В качестве источника света использовались светодиодные осветители. Эксперименты проводились при различных значениях числа Рейнольдса в канале диаметром  $d$ , моделирующем канал плюма,  $Re = ud/\nu$  ( $u$  – средняя скорость течения в канале,  $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  – кинематическая вязкость воды), в ламинарном режиме течения ( $Re < 2000$ ). В канале малого диаметра  $d_k$  (канале истечения), моделирующем канал излияния, согласно уравнению неразрывности скорость течения  $u_k = u(d/d_k)^2$  и соответствующее число Рейнольдса  $Re_k = u_k d_k/\nu = Re(d/d_k)$ , т.е. число  $Re_k$  больше  $Re$  в  $d/d_k$  раз. В экспериментах отношение  $d/d_k = 10.8$ . В канале излияния ( $d_k = 5 \text{ мм}$ ) течение было развитое турбулентное ( $Re_k > 2000$ ). Отношение динамического давления в основном канале  $\Delta P_d = \rho u^2/2$  и в канале малого диаметра  $\Delta P_{dk} = \rho u_k^2/2$  в наших экспериментах составляет  $\Delta P_d/\Delta P_{dk} = (d/d_k)^4 = 13605$ , что согласуется с найденными в следующем разделе величинами  $\Delta P_d/\Delta P_{dk}$  для каналов плюма и излияния.

Получены снимки картины течения в канале плюма и в области его сопряжения с каналом истечения, который расположен у стенки канала плюма (рис. 7). Снимок сделан в плоскости, проходящей через оси канала

плюма и канала излияния. Плоский луч света проходит через оси канала истечения и канала плюма. Скорость течения  $u$ , осредненную по диаметру канала плюма, определяли на удалении от его кровли по длине треков на фотографии за время экспозиции съемки. Величина скорости  $u = 8 \text{ мм/с}$ . В канале плюма наблюдается неустойчивое ламинарное течение уже при  $Re = 432$ . В области сопряжения стенки канала и торца, моделирующего кровлю плюма, существует застойная область (область замедленного течения). Эта область диаметрально противоположна каналу излияния. Течение в ней имеет нестационарный характер. Размеры катетов застойной зоны  $0.45d \times 0.45d$ . Осредненная скорость течения в канале излияния  $u_k = 933 \text{ мм/с}$  и  $Re_k = 4665$ . Течение в канале излияния турбулентное. Возможно, возникновение неустойчивости в канале, моделирующем канал плюма, связано со скачкообразным увеличением скорости и наличием турбулентного течения в канале излияния.

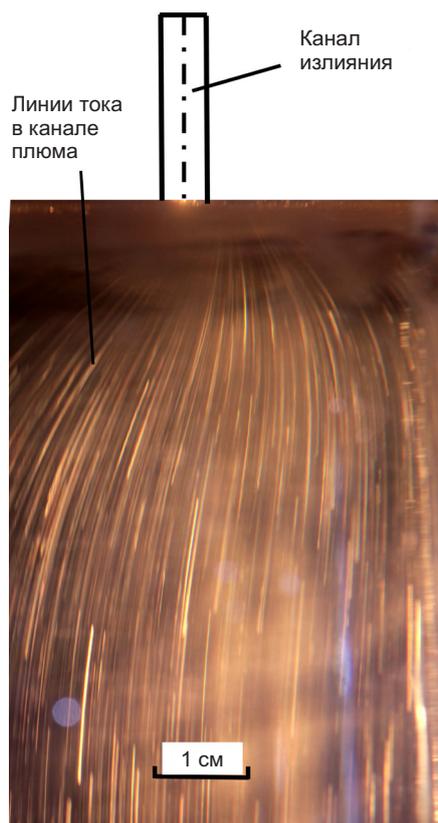
Иная картина течения обнаруживается в том случае, когда канал излияния по-прежнему расположен у стенки канала плюма, но плоскость светового ножа перпендикулярна плоскости, проходящей через оси канала плюма и канала излияния (рис. 8). В плоскости



**Рис. 7.** Структура течения в канале плюма в осевой плоскости, проходящей через канал плюма и канал излияния.

Канал излияния расположен у стенки канала плюма. Скорость течения, осредненная по диаметру канала плюма,  $u = 8 \text{ мм/с}$ , число Рейнольдса  $Re = 432$ , время экспозиции  $0.8 \text{ с}$ . В области сопряжения стенки канала и торца, моделирующего кровлю плюма, существует застойная зона.

**Fig. 7.** Flow in the plume conduit in the axial plane passing through the plume conduit and the eruption conduit ( $u = 8 \text{ мм/с}$ ;  $Re = 432$ ; exposure time =  $0.8 \text{ s}$ ). The eruption conduit is aligned at the plume conduit wall. A stagnant area is located in the conduit wall/plume roof interface zone.



**Рис. 8.** Структура течения в канале плюма в плоскости, перпендикулярной к плоскости, проходящей через ось канала плюма и ось канала излияния ( $u = 17$  мм/с,  $Re = 920$ , экспозиция 1 с). Канал излияния расположен у стенки канала плюма.

**Fig. 8.** Flow in the plume conduit in the plane perpendicular to the plane passing through the axes of the plume conduit and the eruption conduit ( $u = 17$  mm/s;  $Re = 920$ ; exposure time = 1 s). The eruption conduit is aligned at the plume conduit wall.

съемки при  $Re = 920$ ,  $u = 17$  мм/с не наблюдается застойной зоны. В канале излияния  $u_k = 1983$  мм/с,  $Re_k = 9314$ . Наблюдается несимметричность течения в канале плюма. Это указывает на неустойчивый характер течения в нем.

Можно представить структуру течения в области сопряжения канала излияния с каналом плюма, как и на рис. 7 (в осевой плоскости, канал излияния расположен у стенки канала плюма), но в увеличенном масштабе (рис. 9). Снимок сделан со временем экспозиции 1 с, и это позволило наблюдать линии тока в канале плюма при  $Re = 945$ ,  $u = 17.5$  мм/с,  $Re_k = 10206$ ,  $u_k = 2041$  мм/с.

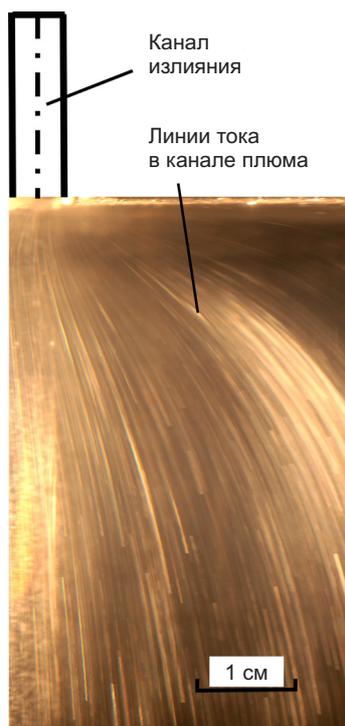
При расположении канала излияния на оси канала модельного плюма течение в канале плюма в области его кровли имеет симметричный характер (рис. 10). Это указывает на устойчивое течение в канале плюма. Отсутствуют застойные зоны в углах сопряжения стенок канала и кровли плюма. Течение в канале излияния при  $u_k = 1750$  мм/с,  $Re_k = 8750$  турбулентное. В канале плюма  $u = 15$  мм/с и  $Re = 810$  и течение ламинарное.

Напротив, в том случае, когда канал излияния расположен у стенки канала плюма, уже при  $Re = 432$  в углу сопряжения стенки канала с кровлей плюма возникла неустойчивость течения в канале плюма и наблюдалась застойная зона (см. рис. 7). Источником

этих возмущений, вероятно, является изменение граничных условий в области входа в канал излияния, их несимметрия. Эти возмущения порождают нестационарность течения в канале излияния, которая сказывается на течении в канале плюма.

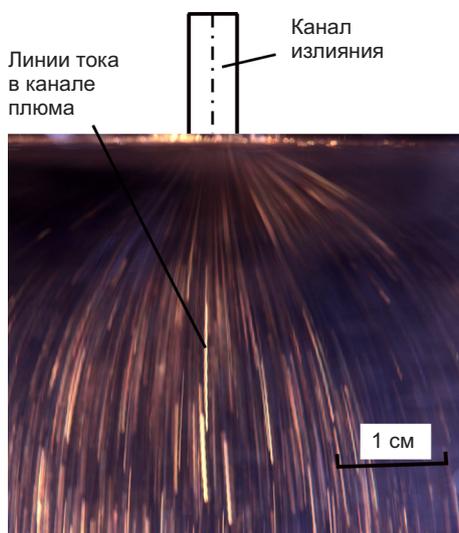
## 7. ТЕЧЕНИЕ РАСПЛАВА В КАНАЛЕ ИЗЛИЯНИЯ

Образование канала излияния, разрушение пород корового слоя, их измельчение происходят под воздействием сверхлитостатического давления у кровли плюма. Вследствие большого градиента температуры в массиве канала излияния под действием сверхлитостатического давления может происходить разрушение стенок канала излияния и обогащение расплава в нем твердыми включениями, т.е. при излиянии расплава создаются условия для формирования брекчии, агломератов и туфов [Kirbyashkin A.A., Kirbyashkin A.G., 2016]. Критическое значение касательного напряжения, при котором происходит разрушение пород корового слоя, достигается на боковой поверхности цилиндрического массива над кровлей плюма (при  $r = R$ ), где наиболее вероятно образование канала излияния. Этот период формирования канала излияния имеет взрывообразный характер и будет более коротким во времени относительно периода излияния магм (объем излияний  $(1.5-3.5) \cdot 10^4$  км<sup>3</sup> [Kirbyashkin A.A., Kirbyashkin A.G., 2016]).



**Рис. 9.** Структура течения в канале плюма в осевой плоскости, проходящей через канал плюма и канал излияния ( $u = 17.5$  мм/с,  $Re = 945$ , экспозиция 1 с). Канал излияния расположен у образующей канала плюма.

**Fig. 9.** Flow in the plume conduit in the axial plane passing through the axes of the plume conduit and the eruption conduit ( $u = 17.5$  mm/s;  $Re = 945$ ; exposure time = 1 s). The eruption conduit is aligned at the plume conduit wall.



**Рис. 10.** Структура течения в канале плюма, когда канал излияния расположен по оси канала плюма ( $u = 15$  мм/с,  $Re = 810$ , экспозиция 0.8 с).

**Fig. 10.** Flow in the plume conduit in case of the eruption conduit located along the axis of the plume conduit ( $u = 15$  mm/s;  $Re = 810$ ; exposure time = 0.8 s).

Первый период требует специального исследования. В этой статье мы оценим скорости излияния магм во втором (квазиустановившемся) периоде.

При достижении каналом плюма уровня  $x = x_{кр}$ , на котором образуется канал излияния, в области скачкообразного изменения диаметров каналов, на кровле

плюма происходит резкое изменение скорости течения расплава. Как указано в предыдущем разделе, течение расплава в канале излияния является вынужденным. Согласно уравнению неразрывности  $u(\pi d^2) = u_k(\pi d_k^2)$ , где  $u$  – средняя скорость течения магматического расплава в канале плюма и  $u_k$  – средняя скорость течения

расплава в канале излияния. В этом случае  $u_k = u(d/d_k)^2$ . Диаметр канала излияния  $d_k$  можно принять равным  $d_k = 400 - 1000$  м с учетом оценок размеров кимберлитовых трубок (трубок взрыва), представленных на основании геолого-геофизических данных [Mitchell, 1986; Atkinson, Pryde, 2006; Field et al., 2008; Sparks, 2013]. Для диаметра канала плюма  $d = 12.5 \cdot 10^3$  м отношение  $d/d_k = 10.4-31.25$ . Из вышеприведенного равенства следует, что скорость течения расплава в канале излияния больше, чем скорость течения расплава в канале плюма, в 108–977 раз. Динамическое давление в канале излияния будет возрастать по сравнению с динамическим давлением в канале плюма:  $\Delta P_{\text{дк}} = \rho u_k^2 / 2 = (\rho u^2 / 2)(d/d_k)^4$ , где  $\rho$  – плотность расплава,  $(d/d_k)^4 = 1.17 \cdot 10^4 - 9.5 \cdot 10^5$ . Таким образом, на генерацию динамического давления  $P_{\text{дк}}$  в канале излияния (динамического напора), обусловленного кинетической энергией расплава, движущегося в канале излияния, требуются затраты напора (сверхлитостатического давления у кровли плюма) в  $1.17 \cdot 10^4 - 9.5 \cdot 10^5$  раз больше, чем для канала плюма.

Получим выражение для скорости течения расплава в канале излияния постоянного диаметра. Сверхлитостатическое давление на кровле плюма  $\Delta P$  будет равно потере напора на преодоление сопротивления на стенке канала излияния  $\Delta P_{\text{тр}}$  и на генерацию динамического давления  $\Delta P_{\text{дк}}$ :

$$\Delta P = \Delta P_{\text{тр}} + \Delta P_{\text{дк}}. \quad (16)$$

Потерей напора на трение в канале плюма из-за его малости пренебрегаем [Kirdyashkin et al., 2019].

Течение расплава в канале излияния развитое турбулентное. Для турбулентного течения связь между перепадом давления и количеством протекающей жидкости можно установить только на основе эксперимента, дающего закон сопротивления при движении жидкости в трубе. Для получения соотношений в безразмерном (критериальном) виде вводится безразмерный коэффициент сопротивления  $\kappa$ , определяемый соотношением [Schlichting, 1975]:

$$\Delta P = \kappa L \rho u^2 / 2d, \quad (17)$$

где  $L$  – длина канала. Для коэффициента сопротивления в гладких трубах с круглым поперечным сечением получена следующая эмпирическая формула [Schlichting, 1975]:

$$\kappa = 0.3164(ud/v)^{-1/4}, \quad (18)$$

называемая законом сопротивления Блазиуса, где  $Re = ud/v$  – число Рейнольдса. Этот закон справедлив для турбулентных течений в шероховатых трубах для  $Re < 10^5$  и при  $R_t/k_s > 100$ , где  $R_t$  – радиус трубы,  $k_s$  – характерный размер элементов шероховатости стенки трубы [Schlichting, 1975]. Для равномерной шероховатости стенки канала излияния размером  $k_s = 1-2$  м и радиуса канала  $R_k = d_k/2 = 200 - 500$  м имеем  $R_k/k_s > 100$ . Для кинематической вязкости расплава  $\nu_k = 2 \text{ м}^2/\text{с}$  и скорости течения  $u_k = 200 \text{ м/с}$  имеем  $Re < 10^5$ , соотношение

(18) справедливо и может быть использовано для нахождения напора  $\Delta P_{\text{тр}}$ . Подставляя формулу (18) в соотношение (17), получаем:

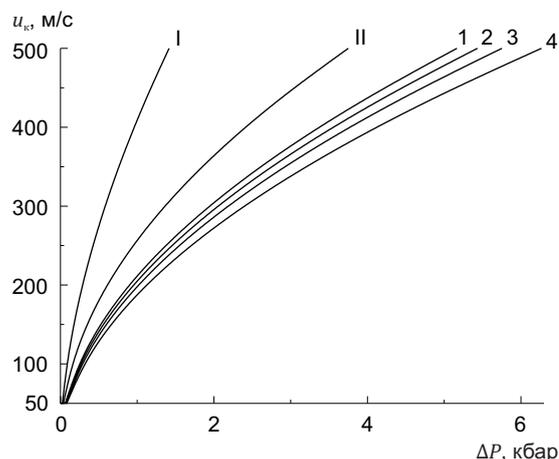
$$\Delta P_{\text{тр}} = 0.1582 u_k^{7/4} \nu_k^{1/4} \rho x_{\text{кр}} / d^{5/4}. \quad (19)$$

Подставляя соотношение (19) в равенство (16), находим:

$$\Delta P = 0.1582 u_k^{7/4} \nu_k^{1/4} \rho x_{\text{кр}} / d^{5/4} + \rho u_k^2 / 2. \quad (20)$$

Сверхлитостатическое давление под кровлей плюма  $\Delta P$  определяется из соотношения (10). Для значений параметров  $\rho_0 = 4500 \text{ кг/м}^3$ ,  $\beta = (1-3) \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ ,  $H = 2.88 \cdot 10^6 \text{ м}$ ,  $x_{\text{кр}} = 12 \cdot 10^3 \text{ м}$ ,  $T_{\text{пл}} - T_0 = 440 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $(R/R_c) = 0.25$  из соотношения (9) получаем  $\Delta P = (1.4 - 4.2) \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$  ( $10^8 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ кбар}$ ).

Для кинематической вязкости расплава  $\nu_k = 0.5 - 5 \text{ м}^2/\text{с}$ , его плотности  $\rho = 3000 \text{ кг/м}^3$  и диаметра канала излияния  $d_k = 400$  м с использованием соотношений (10) и (20) определено изменение скорости течения расплава в канале излияния  $u_k$  в зависимости от сверхлитостатического давления у кровли плюма  $\Delta P$  (рис. 11, кривые 1–4). Кроме того, для  $\nu_k = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$  найдена величина напора  $\Delta P_{\text{тр}}$ , затрачиваемого на преодоление трения расплава о стенку канала излияния (рис. 11, кривая I), и напора  $\Delta P_{\text{дк}}$ , расходуемого на увеличение динамического давления в канале излияния (рис. 11, кривая II). Для  $\nu_k = 0.5-5 \text{ м}^2/\text{с}$  при давлении  $\Delta P = 1 \text{ кбар}$  скорость течения расплава  $u_k = 190-213 \text{ м/с}$ , при  $\Delta P = 4 \text{ кбар}$ ,  $u_k = 394-438 \text{ м/с}$ . При кинематических вязкостях расплава, более низких, чем рассмотренные, скорость течения будет возрастать.



**Рис. 11.** Средняя скорость течения расплава в канале излияния в зависимости от величины сверхлитостатического давления на кровле плюма для различных кинематических вязкостей расплава  $\nu_k$ . 1 –  $\nu_k = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$ ; 2 –  $\nu_k = 1 \text{ м}^2/\text{с}$ ; 3 –  $\nu_k = 2 \text{ м}^2/\text{с}$ ; 4 –  $\nu_k = 5 \text{ м}^2/\text{с}$ ; для  $\nu_k = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$ : I –  $\Delta P_{\text{тр}}$ ; II –  $\Delta P_{\text{дк}}$ .

**Fig. 11.** Mean velocity of the melt flow in the eruption conduit versus superlithostatic pressure on the plume roof for different kinematic viscosities of melt  $\nu_k$ .

1 –  $\nu_k = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$ ; 2 –  $\nu_k = 1 \text{ м}^2/\text{с}$ ; 3 –  $\nu_k = 2 \text{ м}^2/\text{с}$ ; 4 –  $\nu_k = 5 \text{ м}^2/\text{с}$ ; for  $\nu_k = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$ : I –  $\Delta P_{\text{тр}}$ ; II –  $\Delta P_{\text{дк}}$ .

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Термохимические плюмы промежуточной мощности ( $1.15 < Ka < 1.9$ ) формируются на границе ядро – мантия под кратонами при наличии слабых свободно-конвективных течений или при их отсутствии. Подъем кровли плюма в континентальной литосфере происходит вследствие плавления окружающего массива. В период подъема кровли плюма под действием сверхлитостатического перепада давления на его кровлю происходит движение в вышележащем высоковязком массиве литосферы. Эти движения проявляются в виде подъема дневной поверхности, т.е. выражаются в образовании поднятий. Высота поднятия становится наибольшей, когда кровля плюма, выплавляющегося в литосфере, достигает уровня  $x_{кр}$ , с которого плюм далее прорывается на поверхность. Время, за которое образуется поднятие, или, что то же самое, время проплавления каналом плюма континентальной литосферы, составляет 1.5 млн лет.

Для шарообразной кровли плюма разработан метод определения поля скорости течения в высоковязком массиве над кровлей плюма в период от начала подъема (выплавления) в массиве континента до прорыва плюма на поверхность. Скорость подъема шарообразной кровли плюма в континентальной литосфере, обусловленного действием сверхлитостатического давления, слабо изменяется при уменьшении глубины расположения кровли и существенно уменьшается с увеличением вязкости литосферы  $\eta_d$ . Найдено изменение высоты поднятия во времени для различных значений вязкости массива литосферы. Подъем дневной поверхности проявляется на расстоянии  $100d$ , где  $d$  – диаметр канала плюма, т.е. при  $d = 10$  км возмущение поверхности наблюдается на расстоянии 1000 км от оси плюма. Наибольшая высота поднятия поверхности над каналом плюма, находящимся в литосфере, убывает от 1200 до 140 м при увеличении вязкости литосферы от  $5 \cdot 10^{20}$  Па · с до  $5 \cdot 10^{21}$  Па · с. Средняя скорость подъема поверхности над каналом плюма уменьшается от 0.8 мм/год до 0.1 мм/год при увеличении  $\eta_d$  от  $5 \cdot 10^{20}$  до  $5 \cdot 10^{21}$  Па · с. Изменение рельефа в период после прорыва и в период «отмирания» плюма представляет собой отдельную задачу, требующую специального рассмотрения.

Экспериментально исследовано течение в области сопряжения модельных канала плюма и канала излияния, когда канал излияния расположен у образующей канала плюма. Лабораторное моделирование обнаруживает зону замедленного течения в области сопряжения стенки канала плюма и торца, моделирующей кровлю плюма. Течение в канале плюма несимметричное и неустойчивое. При расположении канала излияния на оси канала плюма течение в канале плюма вблизи кровли имеет симметричный характер, что указывает на его устойчивость. Зстойные зоны в углах сопряжения стенок канала и кровли плюма отсутствуют. В экспериментах течение в канале излияния всегда турбулентное.

При исследовании гидродинамики в канале излияния необходимо учитывать все типы давления: литостатическое, динамическое и сверхлитостатическое. Динамическое давление в канале излияния превышает динамическое давление в канале плюма в  $10^4$ – $10^6$  раз. Экспериментальное и теоретическое моделирование позволило оценить средние скорости течения расплава в канале излияния. Скорость течения в канале излияния  $u_k = 190$ – $438$  м/с при сверхлитостатическом давлении у кровли канала плюма  $\Delta P = 1$ – $4$  кбар и кинематической вязкости расплава  $\nu_k = (0.5$ – $5.0)$  м<sup>2</sup>/с.

## 9. ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES

- Atkinson E., Pryde R., 2006. Seismic Investigation of Selected Kimberlite Pipes in the Buffalo Head Hills Kimberlite Field, North-Central Alberta. Alberta Energy and Utilities Board, EUB/AGS Special Report 079, 1 p.
- Burov E., Guillou-Frottier L., 2005. The Plume Head-Continental Lithosphere Interaction Using a Tectonically Realistic Formulation for the Lithosphere. *Geophysical Journal International* 161, 469–490. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2005.02588.x>.
- Camp V.E., Ross M.E., 2004. Mantle Dynamics and Genesis of Mafic Magmatism in the Intermontane Pacific Northwest. *Journal of Geophysical Research* 109 (B8), B08204. <https://doi.org/10.1029/2003JB002838>.
- Chalapathi Rao N.V., Lehmann B., 2011. Kimberlites, Flood Basalts and Mantle Plumes: New Insights from the Deccan Large Igneous Province. *Earth-Science Reviews* 107 (3–4), 315–324. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2011.04.003>.
- Condie K.C., 2016. *Earth as an Evolving Planetary System*. Elsevier, Amsterdam, 418 p. <https://doi.org/10.1016/C2015-0-00179-4>.
- Davaille A., Limare A., Touitou F., Kumagai I., Vatteville J., 2011. Anatomy of a Laminar Starting Thermal Plume at High Prandtl Number. *Experiments in Fluids* 50 (2), 285–300. <https://doi.org/10.1007/s00348-010-0924-y>.
- Davaille A., Vatteville J., 2005. On the Transient Nature of Mantle Plumes. *Geophysical Research Letters* 32 (14), L14309. <https://doi.org/10.1029/2005GL023029>.
- Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G., Kirdyashkin A.A., 2001. *Deep-Level Geodynamics*. Siberian Branch of RAS Publishing House, Geo Branch, Novosibirsk, 408 p. (in Russian) [Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Глубинная геодинамика. Новосибирск: Изд-во СО РАН, филиал «ГЕО», 2001. 408 с.].
- 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>.
- Farnetani C.G., Richards M.A., 1994. Numerical Investigations of the Mantle Plume Initiation Model for Flood Basalt Events. *Journal of Geophysical Research* 99 (B7), 13813–13833. <https://doi.org/10.1029/94JB00649>.
- Field M., Stiefenhofer J., Robey J., Kurszlaukis S., 2008. Kimberlite-Hosted Diamond Deposits of Southern Africa:

A Review. *Ore Geology Reviews* 34 (1–2), 33–75. <https://doi.org/10.1016/j.oregeorev.2007.11.002>.

Gladkov I.N., Distanov V.E., Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., 2012. Stability of a Melt/Solid Interface with Reference to a Plume Channel. *Fluid Dynamics* 47 (4), 433–447. <https://doi.org/10.1134/S0015462812040023>.

Griffiths R.W., Campbell I.H., 1990. Stirring and Structure in Mantle Starting Plumes. *Earth and Planetary Science Letters* 99 (1–2), 66–78. [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(90\)90071-5](https://doi.org/10.1016/0012-821X(90)90071-5).

Guillou L., Jaupart C., 1995. On the Effects of Continents on Mantle Convection. *Journal of Geophysical Research* 100 (B12), 24217–24238. <https://doi.org/10.1029/95JB02518>.

Guillou-Frottier L., Burov E., Nehlig P., Wyns R., 2007. Deciphering Plume–Lithosphere Interactions beneath Europe from Topographic Signatures // *Global and Planetary Change* 58 (1–4), 119–140. <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2006.10.003>.

Haggerty S.E., 2011. Kimberlites, Supercontinents and Deep Earth Dynamics: Mid-Proterozoic India in Rodinia. In: J. Ray, G. Sen, B. Ghosh (Eds), *Topics in Igneous Petrology*. Springer, Dordrecht, p. 421–435. [https://doi.org/10.1007/978-90-481-9600-5\\_16](https://doi.org/10.1007/978-90-481-9600-5_16).

Herzberg C., Zhang J., 1996. Melting Experiments on Anhydrous Peridotite K1b-1: Compositions of Magmas in the Upper Mantle and Transition Zone. *Journal of Geophysical Research* 101 (B4), 8271 – 8275. <https://doi.org/10.1029/96JB00170>.

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>.

Jelsma H., Barnett W., Richards S., Lister G., 2009. Tectonic Setting of Kimberlites. *Lithos* 112S, 155–165. <https://doi.org/10.1016/j.lithos.2009.06.030>.

Kennedy C.S., Kennedy G.C., 1976. The Equilibrium Boundary between Graphite and Diamond // *Journal of Geophysical Research* 81 (14), 2467–2470. <https://doi.org/10.1029/JB081i014p02467>.

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

Kirbyashkin A.A., Dobretsov N.L., Kirbyashkin A.G., 2009. Heat Transfer between a Thermochemical Plume Channel and the Surrounding Mantle in the Presence of Horizontal Mantle Flow. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth* 45 (8), 684–700. <https://doi.org/10.1134/S1069351309080084>.

Kirbyashkin A.A., Kirbyashkin A.G., 2013. Interaction of a Thermochemical Plume with Free Convection Mantle Flows and Its Influence on Mantle Melting and Recrystallization. *Russian Geology and Geophysics* 54, 544–554. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2013.04.006>.

Kirbyashkin A.A., Kirbyashkin A.G., 2016. On Thermochemical Mantle Plumes with an Intermediate Thermal Power That Erupt on the Earth's Surface. *Geotectonics* 50 (2), 209–222. <https://doi.org/10.1134/S0016852116020059>.

Kirbyashkin A.A., Kirbyashkin A.G., Surkov N.V., 2006. Thermal Gravitational Convection in the Asthenosphere beneath a Mid-Ocean Ridge and Stability of Main Mantle-Derived Parageneses. *Geologiya i Geofizika (Russian Geology and Geophysics)* 47 (1), 76–94.

Kirbyashkin A.G., Kirbyashkin A.A., 2015. Mantle Thermochemical Plumes and Their Influence on the Formation of Highlands. *Geotectonics* 49 (4), 332–341. <https://doi.org/10.1134/S0016852115040032>.

Kirbyashkin A.G., Kirbyashkin A.A., 2016. Parameters of Plumes of North Asia. *Russian Geology and Geophysics* 57 (11), 1535–1550. <https://doi.org/10.1016/j.rgg.2016.10.002>.

Kirbyashkin A.G., Kirbyashkin A.A., Distanov V.E., Gladkov I.N., 2019. Experimental and Theoretical Modeling of Diamondiferous Plumes. *Geodynamics & Tectonophysics* 10 (2), 247–263 (in Russian) [Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А., Дистанов В.Э., Гладков И.Н. Экспериментальное и теоретическое моделирование алмазоносных плюмов. *Геодинамика и тектонофизика*. 2019. Т. 10. № 2. С. 247–263]. <https://doi.org/10.5800/GT-2019-10-2-0413>.

Lenardic A., Guillou-Frottier L., Mareschal J.-C., Jaupart C., Moresi L.-N., Kaula W.M., 2000. What the Mantle Sees: The Effects of Continents on Mantle Heat Flow. In: M.A. Richards, R.G. Gordon, R.D. van der Hilst (Eds), *AGU Geophysical Monograph*. Vol. 121. The History and Dynamics of Global Plate Motions. American Geophysical Union, p. 95–112. <https://doi.org/10.1029/GM121p0095>.

Li X., Kind R., Priestley K., Sobolev S.V., Tilmann F., Yuan X., Weber M., 2000. Mapping the Hawaiian Plume Conduit with Converted Seismic Waves. *Nature* 405, 938–941. <https://doi.org/10.1038/35016054>.

Lin S.-C., van Keken P.E., 2006. Dynamics of Thermochemical Plumes: 1. Plume Formation and Entrainment of a Dense Layer. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 7 (2), Q02006. <https://doi.org/10.1029/2005GC001071>.

Maruyama S., Yuen D.A., Windley B.F., 2007. Dynamics of Plumes and Superplumes through Time. In: D.A. Yuen, S. Maruyama, S.-I. Karato, B.F. Windley (Eds), *Superplumes: Beyond Plate Tectonics*. Springer, Dordrecht, p. 441–502. [https://doi.org/10.1007/978-1-4020-5750-2\\_15](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-5750-2_15).

Mitchell R.H., 1986. *Kimberlites: Mineralogy, Geochemistry, and Petrology*. Plenum Press, New York, 442 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-0568-0>.

Montelli R., Nolet G., Dahlen F.A., Masters G., 2006. A Catalogue of Deep Mantle Plumes: New Results from Finite-Frequency Tomography. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 7 (11), Q11007. <https://doi.org/10.1029/2006GC001248>.

Nakagawa T., Tackley P.J., 2004. Thermo-Chemical Structure in the Mantle Arising from a Three-Component Convective System and Implications for Geochemistry. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 146 (1–2), 125–138. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2003.05.006>.

Nolet G., Karato S.-I., Montelli R., 2006. Plume Fluxes from Seismic Tomography. *Earth and Planetary Science Letters* 248, 685–699. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2006.06.011>.

Olson P, Singer H., 1985. Creeping Plumes. *Journal of Fluid Mechanics* 158, 511–531. <https://doi.org/10.1017/S0022112085002749>.

Perchuk L.L., Kushiro I., 1985. Experimental Study of the System Alkali Basalt-Water up to Pressure 20 Kbar in Respect of Estimation of H<sub>2</sub>O Content in the Original Magmas beneath the Island Arcs. *Geologicky Zbornik–Geologica Carpathica* 36 (3), 359–368.

Puchkov V.N., 2016. Relationship between Plume and Plate Tectonics. *Geotectonics* 50, 425–438. <https://doi.org/10.1134/S0016852116040075>.

Rudnick R.L., Gao S., 2003. Composition of the Continental Crust. In: H.D. Holland, K.K. Turekian (Eds), *Treatise on Geochemistry*. Vol. 3. The Crust. Elsevier, Amsterdam, p. 1–64. <https://doi.org/10.1016/B0-08-043751-6/03016-4>.

Schlichting H., 1975. *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, New York, 817 p.

Sengör A.M.C., 2001. Elevation as Indicator of Mantle-Plume Activity. In: R.E. Ernst, K.L. Buchan (Eds), *GSA Special Papers*. Vol. 352. Mantle Plumes: Their Identification through Time. Geological Society of America, p. 183–225. <https://doi.org/10.1130/0-8137-2352-3.183>.

Sparks R.S.J., 2013. Kimberlite Volcanism. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 41, 497–528. <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-042711-105252>.

Sparks R.S.J., Baker L., Brown R.J., Field M., Schumacher J., Stripp G., Walters A., 2006. Dynamical Constraints on Kimberlite Volcanism. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 155 (1-2), 18–48. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2006.02.010>.

Spera F.J., 1984. Carbon Dioxide in Petrogenesis III: Role of Volatiles in the Ascent of Alkaline Magma with Special Reference to Xenolith-Bearing Mafic Lavas. *Contributions to Mineralogy and Petrology* 88 (3), 217–232. <https://doi.org/10.1007/BF00380167>.

Starostin V.I., Dergachev A.L., Seminskiy Zh.V., 2002. *Structures of Ore Fields and Deposits*. Moscow State University Publishing House, 352 p. (in Russian) [Старостин В.И., Дергачев А.Л., Семинский Ж.В. Структуры рудных полей и месторождений. М.: Изд-во МГУ, 2002. 352 с].

Surkov N.V., 2003. Lerzolite Paleogeotherm. In: A.D. Savko, N.N. Zinchuk (Eds), *Problems of Forecasting, Exploration and Study of Mineral Deposits into the 21st Century*. Voronezh State University Publishing House, Voronezh, p. 430–433 (in Russian) [Сурков Н.В. Лерцолитовая палеогеотерма // Проблемы прогнозирования, поисков и изучения месторождений полезных ископаемых на пороге XXI века / А.Д. Савко, Н.Н. Зинчук (ред.). Воронеж: Изд-во Воронеж. гос. ун-та, 2003. С. 430–433].

Tan E., Gurnis M., 2007. Compressible Thermochemical Convection and Application to Lower Mantle Structures. *Journal of Geophysical Research* 112 (B6), B06304. <https://doi.org/10.1029/2006JB004505>.

Tappe S., Smart K., Torsvik T., Massuyeau M., de Wit M., 2018. Geodynamics of Kimberlites on a Cooling Earth: Clues to Plate Tectonic Evolution and Deep Volatile Cycles. *Earth and Planetary Science Letters* 484, 1–14. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2017.12.013>.

Torsvik T.H., Burke K., Steinberger B., Webb S.J., Ashwal L.D., 2010. Diamonds Sampled by Plumes from the Core-Mantle Boundary. *Nature* 466, 352–357. <https://doi.org/10.1038/nature09216>.

Trubitsyn V.P., 2010. Thermochemical Convection in the Mantle with Oceanic Crust Recirculation. *Izvestiya, Physics of Solid Earth* 46 (11), 922–930. <https://doi.org/10.1134/S1069351310110029>.

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>.

White S.H., de Boorder H., Smith C.B., 1995. Structural Controls of Kimberlite and Lamproite Emplacement. *Journal of Geochemical Exploration* 53 (1–3), 245–264. [https://doi.org/10.1016/0375-6742\(94\)00033-8](https://doi.org/10.1016/0375-6742(94)00033-8).

Zhao D., 2004. Global Tomographic Images of Mantle Plumes and Subducting Slabs: Insight into Deep Earth Dynamics. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 146, 3–34. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2003.07.032>.

Zhao D., 2007. Seismic Images under 60 Hotspots: Search for Mantle Plumes. *Gondwana Research* 12, 335–355. <https://doi.org/10.1016/j.gr.2007.03.001>.

#### ANATOLY G. KIRDYASHKIN

Doctor of Technical Sciences, Lead Researcher  
V.S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian  
Branch of RAS  
3 Academician Koptyug Ave, Novosibirsk 630090, Russia  
e-mail: agk@igm.nsc.ru

#### АНАТОЛИЙ ГРИГОРЬЕВИЧ КИРДЯШКИН

докт. техн. наук, в.н.с.  
Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева  
СО РАН  
630090, г. Новосибирск, пр-т ак. Коптюга, 3, Россия

**ALEXEI A. KIRDYASHKIN**

Doctor of Geology and Mineralogy, Professor of RAS, Head of laboratory  
V.S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian Branch of RAS  
3 Academician Koptyug Ave, Novosibirsk 630090, Russia  
e-mail: [aak@igm.nsc.ru](mailto:aak@igm.nsc.ru)

**VALERY E. DISTANOV**

Candidate of Geology and Mineralogy, Senior Researcher  
V.S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian Branch of RAS  
3 Academician Koptyug Ave, Novosibirsk 630090, Russia  
e-mail: [dist@igm.nsc.ru](mailto:dist@igm.nsc.ru)

**IGOR N. GLADKOV**

Researcher  
V.S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian Branch of RAS  
3 Academician Koptyug Ave, Novosibirsk 630090, Russia  
e-mail: [kir@igm.nsc.ru](mailto:kir@igm.nsc.ru)

**АЛЕКСЕЙ АНАТОЛЬЕВИЧ КИРДЯШКИН**

докт. геол.-мин. наук, профессор РАН, зав. лабораторией  
Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева  
СО РАН  
630090, г. Новосибирск, пр-т ак. Коптюга, 3, Россия

**ВАЛЕРИЙ ЭЛИМИРОВИЧ ДИСТАНОВ**

канд. геол.-мин. наук, с.н.с.  
Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева  
СО РАН  
630090, г. Новосибирск, пр-т ак. Коптюга, 3, Россия

**ИГОРЬ НИКОЛАЕВИЧ ГЛАДКОВ**

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