

**ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ ТОЧЕК И ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПЛЮМОВ**

**Н.Л. Добрецов, А.Г. Кирдяшкин, А.А. Кирдяшкин**

*Объединенный институт геологии, геофизики и минералогии СО РАН,  
630090, Новосибирск, просп. Котлякова, 3, Россия*

Для оценки условий тепло- и массообмена по высоте канала плюма выделены три типа плюмов: а) расположенные в океанических и континентальных областях вдали от зон спрединга; б) находящиеся на оси срединно-океанического хребта; в) расположенные вблизи оси хребта.

С учетом геолого-геофизических данных получены оценки расхода расплава, изливающегося на поверхность, а на основе величин расхода расплава — оценки тепловой мощности источников мантийных плюмов, формирующихся на границе ядро—мантия. Мощность источников для плюмов Буве, Гавайского и Исландского равна соответственно  $1,57 \cdot 10^7$ ,  $3,02 \cdot 10^8$  и  $3,78 \cdot 10^8$  кВт.

Проанализирован тепло- и массообмен термохимического плюма при подъеме от ядро-мантийной границы. Для плюмов, имеющих мощность  $N = (3,0—3,8) \cdot 10^8$  кВт и время подъема  $t = 1—5$  млн лет, определены наиболее вероятные значения вязкости расплава в канале плюма и числа Льюиса для химической добавки, понижающей температуру плавления на границе ядро—мантия. Для этих чисел Льюиса оценены характерные перепады температуры  $\Delta T_{II}$  между температурой плавления массива и температурой подошвы плюма. Для рассмотренных значений  $\Delta T_{II}$  при числах  $Le = 100—1000$  рассчитаны параметры (концентрации добавки, перепады температуры, тепловая мощность, время и скорость подъема) для диаметров источника плюма на границе ядро—мантия  $d_s = 70$  и  $100$  км.

*Горячие точки, термохимический плюм, тепло- и массообмен плюма, расход расплава, тепловая мощность, число Льюиса, время подъема, перепад температуры.*

**PARAMETERS OF HOT SPOTS AND THERMOCHEMICAL PLUMES**

**N.L. Dobretsov, A.G. Kiryashkin, and A.A. Kiryashkin**

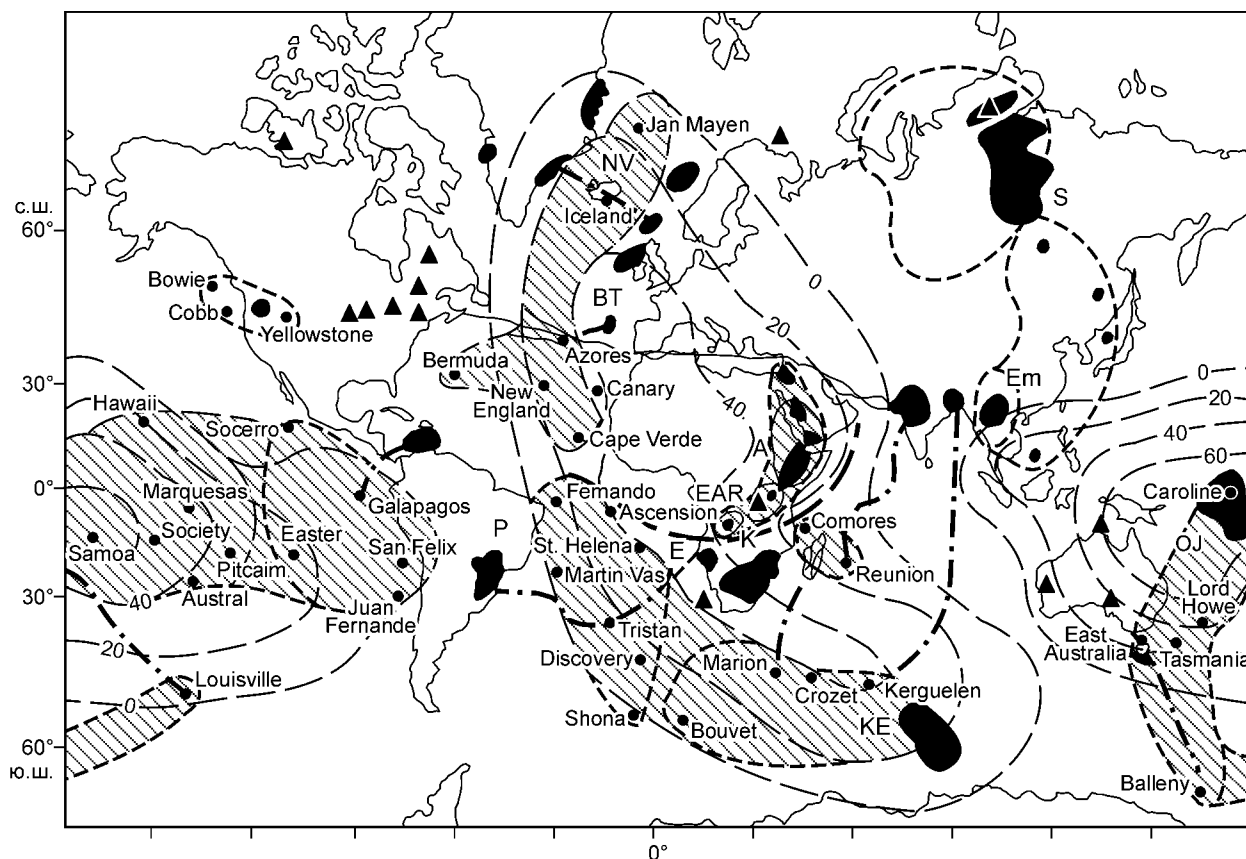
To estimate conditions of heat and mass transfer through a plume channel, three kinds of plumes have been recognized: (a) plumes located in oceanic and continental regions far from spreading zones; (b) plumes at the axis of a mid-ocean ridge, and (c) plumes situated near the ridge axis. Given geological and geophysical data, the flow rate of the effused magma has been estimated. The flow rate values permitted us to estimate the heat power of the source of the plumes formed at the core-mantle boundary. The source powers for the Bouvet, Hawaiian, and Icelandic plumes are  $1.57 \cdot 10^7$ ,  $3.02 \cdot 10^8$ , and  $3.78 \cdot 10^8$  kW, respectively.

We have analyzed the heat and mass transfer of a thermochemical plume rising from the core-mantle boundary. The most probable values of melt viscosity in the plume channel and Lewis numbers for a chemical additive which lowers the melting point at the core-mantle boundary have been obtained for plumes with  $N = (3.0—3.8) \cdot 10^8$  kW, rising for 1–5 Myr. For these Lewis numbers, typical temperature gradients  $\Delta T_{II}$  between the melting point of the massif and the temperature of plume sole have been found. For the given  $\Delta T_{II}$  at  $Le = 100—1000$ , such parameters as additive concentration, temperature gradient, power, and time and velocity of rise are calculated for the plume source diameters at the core-mantle boundary  $d_s = 70$  and  $100$  km.

*Hot spot, thermochemical plume, heat and mass transfer, melt flow rate, heat power, Lewis number, time of rise, temperature gradient*

**ВВЕДЕНИЕ**

Горячие точки, трактуемые нами как проявление термохимических плюмов [1, 2], обнаруживают большое разнообразие проявлений на поверхности Земли. На рис. 1 приведены современные горячие точки, главные поля мезозойско-кайнозойских платобазальтов и изолинии аномалий геоида. Последние хорошо согласуются с главными сейсмотомаграфическими аномалиями в нижней мантии, которые можно рассматривать как области возникновения нижнемантийных плюмов на границе внешнего ядра и нижней мантии [3—5].



**Рис. 1. Распределение фанерозойских (кружки) и протерозойских (треугольники) горячих точек на поверхности Земли и связь (известная или предполагаемая) горячих точек с мезозойско-кайнозойскими полями платобазальтов (залитыми черным цветом) по данным [3—5] с добавлениями.**

Штриховыми линиями обозначены аномалии геоида (в метрах), коррелирующие с областями пониженных скоростей сейсмических волн в нижней мантии. BT — провинция Бритиш Тэзэри, NV — Северо-Атлантическая вулканическая провинция, А — Афар, EAR — Восточно-Африканские рифты, К — Карру, Е — Этендека, Em — Эмейшань, P — Парана, OJ — плато Онтонг-Джава, KE — Кергулен, S — сибирские траппы. Штриховкой обозначены горячие поля.

Горячие точки группируются в горячие поля, которые можно трактовать как проявления суперплюмов [5—8], причем существует несколько вариантов такой группировки. Горячие точки в пределах **Африкано-Атлантической аномалии** геоида можно объединить в одно горячее поле [6]. Но, возможно, они представляют четыре или пять самостоятельных полей: 1) Северо-Атлантическое, от Ян-Майена до островов Зеленого Мыса; 2) Южно-Атлантическое, от Фернандо до Шона; 3) Индийско-Антарктическое, от Буве (вблизи тройной точки) до Кергулена (два последних поля могут быть объединены в одно); 4) Восточно-Африканское поле, включая тройное сочленение Афар, Красноморский, Аденский и Эфиопский рифты, а также две кольцевые структуры Восточно-Африканских рифтов; 5) Западно-Индийское поле, включающее горячие точки Коморы и Реюньон (поля 4 и 5 могут быть также объединены в одну цепочку плюмов). На рис. 1 жирная штриховая линия разделяет эти поля и аномалию геоида на две области с разной историей и длительностью функционирования мантийных плюмов. В северной области структуры более молодые: Северо-Атлантические плюмы начали функционировать 90—120 млн лет назад (поле в Западной Гренландии и хребте Альфа) [6, 9], Северная Атлантика стала раскрываться 100 млн л.н.; Восточно-Африканские поля базальтов начали формироваться 30 млн л.н., Аденский рифт открывается 25—30 млн л.н., Красноморский рифт — последние 12 млн лет [1].

Структура и плюмы южной области начали формироваться не менее 180 млн лет назад. Например, платобазальты Парана и Этендека сформировались 180 млн л.н. на начальной стадии плюма Тристан; плато Кергулен — 120 млн лет, траппы Декана — 90 млн л.н. Поля платобазальтов, связанные с начальной стадией деятельности плюмов, оказались отодвинутыми от современных горячих точек [1, 5].

Горячие точки в пределах **Тихоокеанско-Австралийской аномалии** геоида могут быть сгруппированы в одно горячее поле [6] или в 2—3 самостоятельных поля с разной геодинамической обстановкой: 6) Восточно-Тихоокеанское поле, где горячие точки расположены на Восточно-Тихоокеанском

срединно-океаническом хребте или вблизи него (в основном это молодые плюмы, сформировавшиеся 30 млн лет назад); 7) Западно-Тихоокеанское (или Гавайское, по наиболее известному мантийному плюму) поле в центральной части Тихоокеанской океанической плиты (плюмы функционируют здесь, начиная с 80—90 млн лет); 8) Австралийско-Антарктическое поле или цепочка плюмов включает Каролинский плюм и вулканическое плато Онтонг-Джава (с возрастом базальтов 90 и 120 млн лет соответственно), плюмы Лорд Хоу, Тасмания, Восточно-Австралийский и Баллени с возможным продолжением до горячей точки Луисвилль; это поле связано с деятельностью Индийско-Антарктического срединно-океанического хребта или Западно-Тихоокеанских окраинных морей.

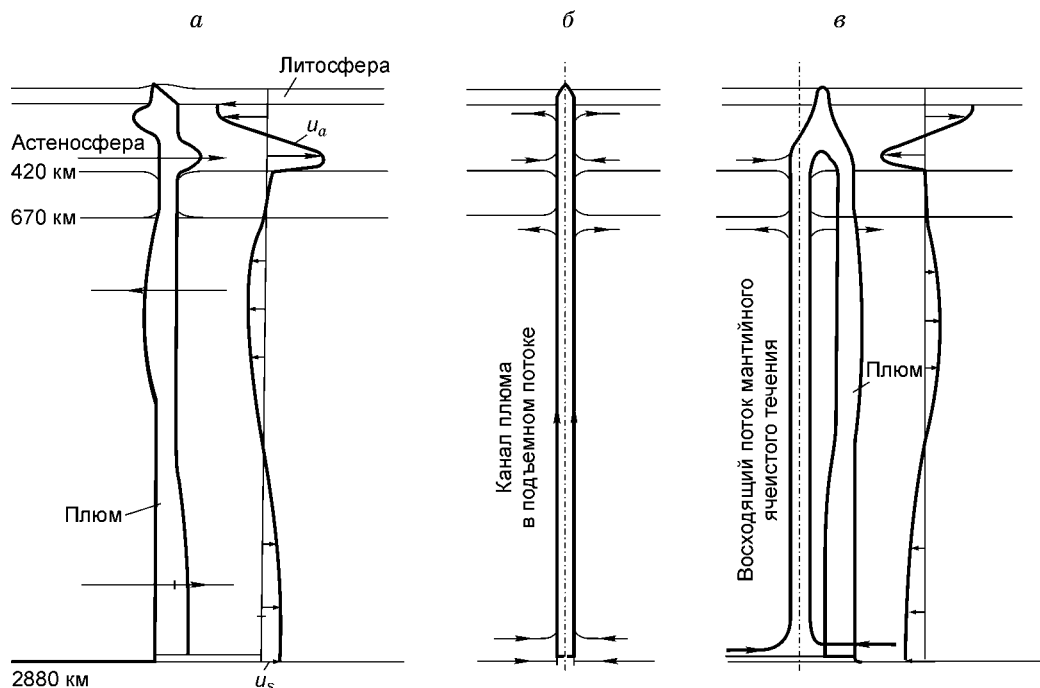
Наконец, вне аномалий геоида располагаются: частично поле 8; 9) Западно-Американское поле, включающее плюмы Боуи, Кобб, Йеллоустонский, плато Колорадо, зону Бассейнов и Хребтов, рифт Рио-Гранде; 10) может быть намечено Восточно-Азиатское поле, включающее Монгольский и Восточно-Китайский плюмы и связанные с ними базальтовые поля, а также центры спрединга в Японском и Южно-Китайском морях, раннемезозойские платобазальты Эмейшань в Юго-Восточном Китае.

Всего на рис. 1 показано около 50 мантийных плюмов (некоторые авторы приводят цифру до 100 плюмов), из них около 50—55 % связаны со срединно-океаническими хребтами (наиболее типичный пример — Исландский плюм), 15 % располагаются внутри океанических плит (Гавайи), 15 % — внутриконтинентальные (Йеллоустонский, Восточно-Африканские, Монгольский и др.), 15 % связаны с центрами спрединга в окраинных морях. Значительная часть плюмов совпадает с точками тройных сочленений (Афар, Баллени, Галапагос) или представляли участки тройных сочленений в прошлом (Азоры, Тристан, Марион, Кергулен и др.)

### 1. ТИПЫ МАНТИЙНЫХ ПЛЮМОВ И УСЛОВИЯ ИХ ТЕПЛОБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ

Мы не будем пока рассматривать суперплюмы и условия формирования гигантских полей платобазальтов типа траппов Сибири или плато Онтонг-Джава. Отметим, что размеры этих полей (2—4 тыс. км в поперечнике) сопоставимы с крупнейшими современными горячими полями как вероятными суперплюмами. Рассмотрим плюмы, проявляющиеся в виде локальной магматической струи (Гавайский, Исландский или Йеллоустонский) с диаметром базальтовых полей (или более сложных магматических ареалов) не более 300 км. Для оценки условий тепло- и массообмена по высоте канала плюма можно выделить следующие типы плюмов, показанные на рис. 2.

*а.* Плюм, расположенный под движущейся океанической плитой (Гавайи). Процесс тепло- и массообмена происходит здесь в условиях горизонтального мантийного течения, смещающего плюм.



**Рис. 2. Схемы расположения плюмов и влияние мантийных конвективных течений на них.**

Типы плюмов: *а* — под движущейся океанической плитой; *б* — на оси срединно-океанического хребта; *в* — вблизи срединно-океанического хребта.  $u_s$  — скорость подошвы мантии,  $u_a$  — скорость в астеносфере.

б. Плюмы, расположенные на оси срединно-океанического хребта (Исландия). Такие плюмы находятся в подъемных потоках мантийных ячеистых течений и не смещаются горизонтальными течениями, но могут растекаться вдоль оси хребта.

в. Плюмы, расположенные вблизи срединно-океанического хребта и проявляющие себя в верхней мантии сходным образом с плюмами на оси хребта. Голова плюма смещается к оси хребта и растекается вдоль оси хребта. Для плюма этого типа условия выхода на поверхность, расчеты расхода расплава и характерные перепады температуры рассматривались в работе [10].

г. Наконец, плюмы, проявленные на континенте, не показаны на рис. 2, но могут быть сведены к случаю (а) с тем отличием, что скорость горизонтальных мантийных течений может быть много меньше, вплоть до нуля в нижней мантии.

Три указанных типа плюмов (а—г) имеют различные условия тепло- и массообмена, и для них различаются мощности хрупкой литосферы, что в совокупности сказывается на их внешнем проявлении. Для каждого типа плюмов необходимо исследование и моделирование тепло- и массообмена при характерных для них граничных условиях.

Для тепловых и термохимических плюмов, как показало лабораторное моделирование [1, 11, 19], канал плюма находится в винтообразном движении около своей оси вследствие того, что на одной стенке канала происходит плавление (в восходящем потоке), на другой — кристаллизация (в нисходящем потоке). По высоте поток в канале плюма разбивается на ячейки высотой, равной 3—4 диаметрам канала [1, 11, 19]. Скорость плавления много больше скорости горизонтального потока в мантии, и поэтому в области набегающего мантийного горизонтального потока движение мантии мало влияет на положение границы канала, на которой происходит плавление. Однако горизонтальное мантийное течение существенно скажется на положении той границы канала, на которой происходит кристаллизация (см. рис. 2). В работе [12] рассмотрен химический плюм, поднимающийся вследствие разности плотностей, и горизонтальное течение в однослойной мантии возникает вследствие перемещения литосферной плиты. В этом случае можно применять модель векторного суммирования скорости подъема плюма и скорости горизонтального мантийного движения [12].

Методически задачи о тепло- и массообмене плюмов можно разделить на несколько этапов: 1) оценка физико-химических условий зарождения плюмов [2, 13]; 2) моделирование тепло- и массопереноса при подъеме плюма в различных тепловых и гидродинамических условиях; 3) рассмотрение гидродинамики и тепло- массообмена при прорыве плюма на поверхность; 4) исследование условий стабильности и тепло-массопереноса в последующий период жизни плюма.

Важным является вопрос о тектонической локализации плюмов. К. Сейферт [14] полагает, что плюмы, связанные с тройными точками раскола континентов, в дальнейшем не меняют своего положения под гребнем хребтов при расхождении континентов. В частности, относительное положение плюмов Южно-Атлантического и Западно-Индийского ареалов на рис. 1 определено процессом раскола Пангеи, как это, например, рассмотрено в работах [14, 15]. По В.Дж. Моргану [16], многие плюмы, расположенные непосредственно под гребнем срединно-океанического хребта или рядом с ним, зародились в континентальных условиях еще до образования срединно-океанических хребтов, но иногда могут пересекать хребет.

Локализация образовавшегося и особенно долго функционировавшего плюма важна с точки зрения оценки граничных условий его существования. Если формирование плюма происходит на ядро-мантийной границе в месте, соответствующем положению раскола континента, то в этом случае горизонтальные течения менее интенсивные или очень слабые, особенно при перестройке структуры конвективных ячеистых течений. Тогда можно сказать, что канал плюма находится в условиях отсутствия горизонтальных мантийных движений. Скорость течения при формировании конвективных подъемных потоков в начальный период при расколе на континенте низкая, в то время как скорость подъема термохимического плюма на два порядка выше. Поэтому подъемные мантийные течения не скажутся на тепло- и массообмене во время выплавления канала плюма, и механизм передачи тепла от канала плюма в окружающий массив мантии можно принять кондуктивным.

В работах [2, 13] дано описание развития термохимического плюма, формирующегося на ядро-мантийной границе и рассчитан тепло- и массообмен в процессе его подъема для случая, когда отвод тепла от канала плюма в окружающий массив осуществляется теплопроводностью. Расчет параметров плюма в работах [2, 13] выполнен при условии, когда можно пренебречь отводом тепла от канала плюма по сравнению с количеством тепла, подведенным к подошве плюма.

В представленной статье приведены результаты дальнейшего решения задачи о тепло- и массообмене для термохимических плюмов, формирующихся на границе ядро—мантия с учетом кондуктивного теплоотвода от канала плюма. Найдены наиболее вероятные параметры (вязкость расплава в плюмовом канале, коэффициенты диффузии химической добавки, понижающей температуру плавления в канале плюма, концентрации добавки и перепады температуры) для тепловых мощностей плюма, оцененных по независимым данным о расходе магматических расплавов. Сначала мы приведем оценки мощностей термо-

химических плюмов, затем рассмотрим совместную задачу о тепло- и массообмене при подъеме термодинамического плюма, и, наконец, представим результаты решения этой задачи с использованием полученных оценок тепловой мощности плюмов.

## 2. ОЦЕНКА МОЩНОСТИ ПЛЮМА

Рассмотрим три способа расчета мощности мантийного плюма.

I. Мощность плюма можно оценить по объему поднятых и излившихся пород выше нижнего топографического уровня для рассматриваемого плюма, объем — по остаточному рельефу следа плюма над нижним топографическим уровнем в окрестности плюма. Подъем пород и изливание магмы плюма происходит главным образом вследствие теплового расширения мантийного вещества, нагретого источником плюма. Зная время, в течение которого сформировалось поднятие над нижним топографическим уровнем, можно определить объем вещества, поднятого в единицу времени или, другими словами, удельный объемный поток  $\Delta V_{\text{п}}$  ( $\text{м}^3/\text{с}$ ), с использованием которого находится удельный массовый подъемный поток:

$$\Delta G = \rho_{\text{п}} \Delta V_{\text{п}}, \quad (1)$$

где  $\rho_{\text{п}}$  — плотность поднятых пород.

Удельный массовый подъемный поток можно определить из соотношения

$$\Delta G = G\beta\Delta T, \quad (2)$$

где  $G$  — масса мантийного вещества, нагреваемого источником плюма в единицу времени,  $\Delta T$  — среднее увеличение температуры нагретого вещества массой  $G$  относительно температуры окружающего массива,  $\beta$  — коэффициент теплового объемного расширения. Из соотношения (2) находим массу мантийного вещества  $G$ , нагреваемого в единицу времени:

$$G = \Delta G / \beta \Delta T. \quad (3)$$

Тепловая мощность источника плюма определяется из соотношения

$$N = GC\Delta T + B\Delta G, \quad (4)$$

где  $B$  — теплота плавления мантийного вещества,  $C$  — его теплоемкость. В выражении (4) первое слагаемое учитывает тепло, затраченное на нагрев мантийного вещества, второе — тепло, затраченное на плавление излившейся магмы. Подставим соотношение (3) в (4):

$$N = \Delta G \left( \frac{C}{\beta} + B \right). \quad (5)$$

В соотношении (5) учитывается все тепло источника: отведенное от канала плюма в нижнюю и верхнюю мантию и затраченное на плавление. Для определения мощности плюма используются фактические данные о массе поднятого вещества и физические свойства ( $C$ ,  $\beta$ ,  $B$ ). Отметим, что величина  $B$  меньше величины  $C/\beta$  на порядок, и ею можно пренебречь.

Изложенным способом можно определить тепловую мощность плюмов, расположенных под океаническими (например, Гавайского плюма и горячей точки Буве) и континентальными плитами, а также мощность плюмов, находящихся на оси срединно-океанического хребта (например Исландского плюма).

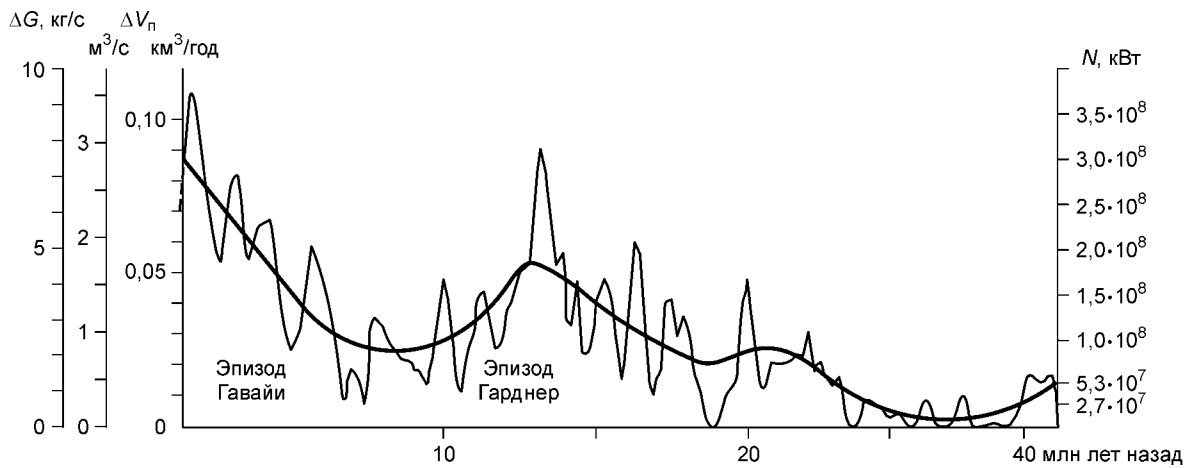
II. Мощность плюма, расположенного на оси срединно-океанического хребта, также можно определить по тепловому потоку, отданному плюмом в астеносферу. Тепло плюма, отданное астеносфере, отводится от астеносферы через океаническое дно. Поток астеносферного вещества, нагретого плюмом, растекается и вдоль оси хребта [10, 17]. По топографическому профилю вдоль оси хребта [14, 17] можно найти область растекания вдоль оси хребта  $A$ . Зная средний удельный тепловой поток  $q$  от океанического дна и расстояние  $Y$  от оси хребта до континента в обе стороны от оси, получаем тепло плюма, отданное от дна океана:

$$N = qAY. \quad (6)$$

Найденная мощность не включает тепло, отданное в окружающий массив от канала плюма ниже астеносферы, начиная от ядро-мантийной границы, и может включать тепло за счет мантийной конвекции.

III. Если известны размеры канала плюма, а также тепловые и скоростные поля в астеносфере и литосфере, то мощность источника можно оценить, вычислив двойной интеграл:

$$N = \int_0^{x_0} \int_0^{2\pi} u_r T(x) \rho C dx d\varphi, \quad (7)$$



**Рис. 3. Изменение удельного массового потока и объема излившихся магм во времени для Гавайского плюма.**

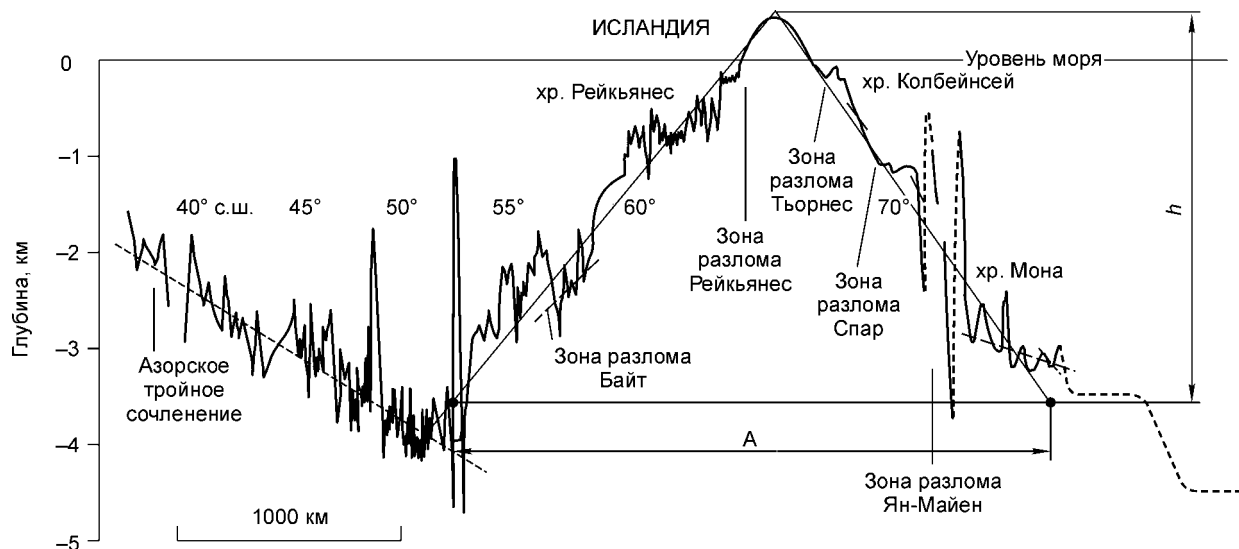
Мощность источника плюма  $N$  рассчитана по соотношению (5) в соответствии с изменением во времени величин  $\Delta G$  и  $\Delta V_{\text{п}}$ .

где  $x_a$  — расстояние от океанического дна до подошвы астеносферы,  $u_r$  — радиальная скорость на расстоянии, где уже существует установившийся профиль скорости ( $r \approx x_a$ ),  $T(x)$  — распределение температуры по высоте астеносферного слоя и в литосфере,  $\rho$  — плотность,  $\varphi$  — угол в цилиндрической системе координат. Найденная мощность не учитывает тепло, отданное от канала плюма в окружающий массив ниже астеносферы и может включать тепло за счет мантийной конвекции. Этот способ определения величины  $N$  возможен только на основе теоретических моделей (включая численный эксперимент). Результат вычислений с использованием (7) будет зависеть от принятой модели.

Оценим тепловую мощность Гавайского плюма, используя способ I. На рис. 3 представлено изменение удельных массового и объемного потоков во времени для Гавайской горячей точки в процессе движения Тихоокеанской плиты над ней [18]. Объемный поток  $\Delta V_{\text{п}}$  определялся из топографических профилей в плоскости, перпендикулярной Гавайской вулканической цепи, по превышению рельефа над нижним топографическим уровнем для рассматриваемого сечения вблизи вулканической цепи. Для Гавайской горячей точки удельный подъемный поток в настоящее время равен  $\Delta V_{\text{п}} = 2,8 \text{ м}^3/\text{с}$ , и для значения  $\rho_{\text{п}} = 2700 \text{ кг}/\text{м}^3$ , удельный массовый поток  $\Delta G = \rho_{\text{п}} \Delta V_{\text{п}} = 7560 \text{ кг}/\text{с}$ . Из соотношения (5) для значений  $\beta = 3 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  и  $C = 1,2 \text{ кДж}/\text{кг} \cdot \text{ }^\circ\text{C}$  получаем мощность  $N = 3,0 \cdot 10^8 \text{ кВт}$ .

На рис. 3 справа нанесена шкала мощности для Гавайского плюма, соответствующая массовому подъемному потоку и рассчитанная по соотношению (5). Реальный расход  $\Delta V_{\text{п}}$  может быть корректно оценен для настоящего времени, потому что с течением времени аномально разогретое плюмом мантийное вещество охлаждается и высота образовавшегося поднятия уменьшается. Этим можно объяснить уменьшение среднего расхода  $\Delta V_{\text{п}}$  во времени для Гавайского плюма. Как следует из рис. 3, усредненный расход магмы уменьшается не монотонно, и наблюдается его периодическое изменение во времени. Короткопериодные колебания расхода  $\Delta V_{\text{п}}$  с периодом  $\sim 1,8$  млн лет, возможно, вызваны периодическим смещением канала излияния в процессе движения Тихоокеанской плиты над Гавайским плюмом и(или) вращением плюма с отклонением от его вертикальной оси, соизмеримым с диаметром канала плюма [1, 11, 19]. Колебания с периодом около 15 млн лет коррелируют с частотой магнитных инверсий и, вероятно, отражают изменения интенсивности самого плюма на границе ядро—мантия [20]. Низкочастотные колебания удельных подъемных потоков и мощности Гавайского плюма коррелируют с тремя региональными индексами вулканизма по периметру Тихого океана — удельными объемами излияний в юго-западной части Тихого океана, в Центральной Америке и Центральном Орегоне [18].

Используя способ I, оценим мощность горячей точки Буве, находящейся в Южной Атлантике. Скорость движения горячей точки относительно океанической литосферы, определенная по траектории ее движения за последние 10 млн лет, составляет  $u = 3,3 \text{ см}/\text{год}$  [21]. Для определения подъемного потока использовался топографический профиль в сечении, перпендикулярном траектории движения и проходящем через плюм Буве. Топографический профиль был взят из материалов 18 рейса научно-исследовательского судна „Академик Николай Страхов“ [22—24]. Высота поднятия над нижним то-



**Рис. 4.** Топографический профиль вдоль гребня Срединно-Атлантического хребта в окрестности Исландии, по данным [14, 17].

пографическим уровнем плюма Буве  $h = 2$  км, основание поднятия  $A = 135$  км, и тогда площадь поперечного сечения излившихся пород  $S = Ah/2 = 1,35 \cdot 10^8$  м<sup>2</sup>. Удельный объемный подъемный поток  $\Delta V_{\text{п}} = Su = 0,142$  м<sup>3</sup>/с. Массовый поток при  $\rho_{\text{п}} = 2700$  кг/м<sup>3</sup> равен  $\Delta G = 383$  кг/с. Тогда из соотношения (5) следует, что мощность плюма Буве  $N = 1,53 \cdot 10^7$  кВт. Мощность Гавайского плюма больше мощности плюма Буве в 20 раз.

Для определения массы вещества, нагреваемого источником плюма, для горячих точек, расположенных на океанической литосфере, в работах [25—27] используется метод III. Принимается модель океанической плиты, соскальзывающей по астеносфере. Вычисленные удельные массовые подъемные потоки для Гавайского плюма (кг/с):  $\Delta G = 6200$  [25],  $\Delta G = 8700$  [26],  $\Delta G = 7324$  [27]. Значения  $\Delta G$ , рассчитанные в работах [25—27], соответствуют определенным ранее значениям удельных объемных подъемных потоков в работе П.Р. Вогта [18]. Для настоящего времени значение для Гавайского плюма [18]  $\Delta V_{\text{п}} = 2,8$  м<sup>3</sup>/с и, как мы оценивали выше, при  $\rho_{\text{п}} = 2700$  кг/м<sup>3</sup>  $\Delta G = 7560$  кг/с. Для горячей точки Буве вычисленное в [26] значение  $\Delta G = 400$  кг/с.

Теперь оценим мощность Исландского плюма, который проявлен на оси Срединно-Атлантического хребта. Происходит внедрение поднятой и излившейся магмы в осевой части хребта и затем раздвижение закристаллизовавшейся магмы в обе стороны от оси хребта со скоростью  $u = 1$  см/год  $= 3,17 \cdot 10^{-10}$  м/с [28]. Мощность Исландского плюма оценим также с использованием способа I. По топографическому профилю Исландского плюма вдоль оси Срединно-Атлантического хребта, построенному П.Р. Вогтом [14, 17] (рис. 4), можно определить площадь поперечного сечения излившихся пород, поднятых над нижним топографическим уровнем. Из рис. 4 видно, что поток вещества астеносферы, нагретого плюмом, растекается вдоль оси хребта на расстояние  $A = 2700$  км. Согласно данным [10], величина растекания вдоль оси хребта при  $u = 1$  см/год равна  $A = 2800$  км. Высота поднятия пород  $h = 4,1$  км. Площадь поперечного сечения для топографического профиля вдоль гребня хребта  $S = Ah/2 = 5,54 \cdot 10^9$  м<sup>2</sup>. Объемный подъемный поток  $\Delta V_{\text{п}} = 2Su = 3,5$  м<sup>3</sup>/с, массовый поток  $\Delta G = \rho_{\text{п}} \Delta V_{\text{п}} = 9,45 \cdot 10^3$  кг/с. Согласно соотношению (5), для  $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$  °С<sup>-1</sup> и  $C = 1,2$  кДж/кг·°С мощность Исландского плюма  $N_1 = 3,78 \cdot 10^8$  кВт.

Мощность Исландского плюма, расположенного на оси срединно-океанического хребта, можно оценить по способу II, т. е. по тепловому потоку, отданному плюмом астеносфере и затем отведенному через литосферу от астеносферного слоя в океан. Зная величину растекания вдоль оси хребта  $A = 2700$  км, находим площадь океанического дна, от которой отводится тепло из астеносферы, нагретой плюмом:  $S = AY = 5,8 \cdot 10^{12}$  м<sup>2</sup> [29]. Средний тепловой поток от дна океана в Атлантике  $q = 0,059$  Вт/м<sup>2</sup>, и тогда, согласно соотношению (6), тепловая мощность, отданная от океанического дна,  $N_{\text{II}} = qS = 3,4 \cdot 10^8$  кВт.

Различие между значениями мощности  $N_1$  и  $N_{\text{II}}$  незначительное и может быть связано с тем, что в способе II не учитывается тепло, отведенное от канала плюма в мантию. Оценки мощности источника

плюма, полученные двумя разными способами, указывают на то, что в области Исландского плюма тепло подводится в основном плюмом и только малая доля тепла — нижнемантийными конвективными течениями.

В работе [26] объемный поток от Исландского плюма вычислялся по способу III. Как указано выше, результаты расчетов по этому способу зависят от принятой модели. В [26] использовалась кинематическая модель соскальзывающей океанической литосферы, своим движением увлекающей астеносферу. В астеносфере принималось однонаправленное течение. В модели не учитываются свободно-конвективные течения, возникающие под действием горизонтального градиента температуры [1, 11, 30], который создается, в свою очередь, вследствие подвода тепла Исландским плюмом к астеносфере на оси хребта и отвода тепла через дно океана. Кроме того, не принимается во внимание, что конвективные движения в верхней и нижней частях астеносферного слоя направлены противоположно. Максимальная скорость течения в астеносфере под Срединно-Атлантическим хребтом составляет 6—9 см/год и много больше скорости движения литосферы, равной  $u = 1$  см/год [1, 11]. Использование модели плиты, соскальзывающей по астеносфере, приводит к многократному занижению массового потока  $\Delta G$  и мощности  $N$ . Так, вычисленные в [26] значения для Исландского плюма  $\Delta G = 1,4 \cdot 10^3$  кг/с и  $N = 5,8 \cdot 10^7$  кВт.

Как видно из оценок, сделанных нами для Гавайской, Исландской горячих точек и Буве, мощности плюмов могут значительно различаться. Для каждого плюма можно оценить тепловую мощность источника, зная топографию для плюма, скорость движения плиты относительно плюма, находящегося под океанической или континентальной плитой, и скорость спрединга для плюма, находящегося на оси хребта.

Теперь перейдем к уравнениям тепло- и массообмена термохимического плюма и к расчетам его основных параметров с использованием представленных оценок мощности.

### 3. СОВМЕСТНАЯ ЗАДАЧА О ТЕПЛО- И МАССОБМЕНЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО ПЛЮМА

В наших предыдущих статьях [2, 13] построена теплофизическая модель термохимического плюма, получены основные уравнения и найдены соотношения для параметров плюма. При рассмотрении тепло- и массообмена термохимического плюма в работах [2, 13] предполагается, что вследствие теплового потока из внешнего ядра и тепловой конвекции в нижней мантии на границе ядро—мантия создается тепловой пограничный слой и температурные условия на границе в значительной мере определяют процесс формирования и подъема плюма. Кроме того, на этой границе происходят химические реакции водорода и(или) метана, поступающих к подошве нижней мантии из ядра, и минералов нижней мантии. В результате реакций возможно образование химических добавок (флюида, а также эвтектических смесей и соединений), понижающих температуру плавления вблизи границы ядро—мантия. В условиях понижения температуры плавления в нижней мантии в месте локализации химической добавки может формироваться термохимический плюм. Примеси, понижающие температуру плавления, передаются через расплав к кровле поднимающегося плюма путем тепло- и массообмена в турбулентном режиме свободной конвекции. Вследствие транспорта примеси к кровле понижается температура плавления, происходят плавление и дальнейший подъем плюма.

В задаче о тепло- и массообмене термохимического плюма мы считаем заданной концентрацию  $c_1$  химической добавки ( $MgO$ ,  $SiO_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO$ ) [2], понижающей температуру плавления на подошве плюма, и принимаем известными перепады температуры  $\Delta T_I = T_{nc} - T_0$  и  $\Delta T_{II} = T_{nc} - T_1$ , где  $T_{nc}$  — температура плавления „сухого“ (без химической добавки) массива,  $T_0$  — усредненная по высоте температура массива и  $T_1$  — температура подошвы плюма. Искомые параметры:  $c_2$  — концентрация химической добавки на границе раздела „расплав—окружающий массив“ (границе плюма);  $c_r$  — концентрация добавки в расплаве вблизи кровли плюма;  $T_{пх}$  — температура плавления массива в нижней мантии в присутствии химической добавки;  $T_r$  — температура расплава вблизи кровли плюма. Для определения этих параметров нужно решить следующую систему уравнений, полученную в работе [2]:

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_r} = \left[ 1 + \frac{11,1 \lambda_{тв} \Delta T_0 x (av)^{1/3}}{\lambda d_r^2 \Delta T_r^{4/3} (\beta g)^{1/3}} \right]^{3/4} \left( \frac{d_r}{d_s} \right)^{3/2}, \quad (8)$$

$$\frac{\Delta c_s}{\Delta c_r} = \left( 1 + \frac{11,1 \Delta c_0 D_0 x}{\Delta c_r D^{2/3} d_r^2 (\beta g \Delta T_r / \nu)^{1/3}} \right) \left( \frac{\Delta T_r}{\Delta T_s} \right)^{1/3} \left( \frac{d_r}{d_s} \right)^2, \quad (9)$$

$$\frac{\Delta c_r}{\Delta c_0} = \frac{L e^{2/3} \Delta T_r}{\frac{B}{C} + \Delta T_0}, \quad (10)$$

$$T_{пх} = T_{nc} - k c_2. \quad (11)$$

В работе [2] указано, что вне пограничного слоя вблизи подошвы плюма средняя температура выше, чем температура плавления при наличии химической добавки  $T_{пх}$ . Значит, принимая температуру рас-



плава вне пограничного слоя  $\bar{T}$ , равной  $T_{\text{пк}}$ , мы завышаем перепад температуры между подошвой и расплавом или, другими словами, завышаем значение теплового потока от источника на подошве. Поэтому перепад температуры в пограничном слое вблизи подошвы в общем случае принимается равным  $\Delta T_s = n(T_1 - T_{\text{пк}})$ , где  $n < 1$ . В первом приближении, согласно [2], можно принять  $n = 0,5$ , т. е.  $\Delta T_s = (T_1 - T_{\text{пк}})/2$ . Остальные перепады температуры в уравнениях (8)—(10) следующие:  $\Delta T_r = T_r - T_{\text{пк}}$  — перепад температуры в пограничном слое вблизи кровли плюма,  $\Delta T_0 = T_{\text{пк}} - T_0$ . В работе [2] перепад концентраций  $\Delta c_s$  вблизи подошвы задается таким же образом, как и перепад температуры в пограничном слое  $\Delta T_s$ : средняя концентрация добавки вне пограничного слоя вблизи подошвы должна быть выше, чем концентрация добавки на границе „расплав—окружающий массив“  $c_2$ , следовательно,  $\Delta c_s = n(c_1 - c_2)$ ,  $n < 1$ . В первом приближении в [2] принимается  $\Delta c_s = (c_1 - c_2)/2$ . Остальные разности концентраций  $\Delta c_r = c_r - c_2$ ,  $\Delta c_0 = c_2 - c_0$ , где  $c_0$  — концентрация добавки в окружающем массиве. Кроме того, в уравнениях (8)—(11) входят:  $x$  — вертикальная координата,  $d_s$  и  $d_r$  — соответственно диаметры подошвы и кровли плюма,  $\lambda_{\text{ТВ}}$  и  $\lambda$  — теплопроводности массива и расплава в канале плюма соответственно,  $a$  — температуропроводность расплава,  $\nu$  — кинематическая вязкость расплава,  $D_0$  и  $D$  — коэффициенты диффузии добавки в массиве и в расплаве соответственно (в качестве коэффициента диффузии принимается наибольшее значение в случае многокомпонентной смеси — предположительно коэффициент диффузии  $\text{H}_2\text{O}$ ),  $\text{Le} = a/D$  — число Льюиса, приведенное в монографиях [31, 32],  $k$  — коэффициент, задающий снижение температуры плавления за счет химической добавки и имеющий размерность  $^\circ\text{C}/\%$  добавки.

Приведем выражения для тепловой мощности, скорости и времени подъема термохимического плюма, полученные нами в работе [2]. Тепловая мощность источника плюма находится из соотношения

$$N = \frac{\pi d_s^2 q_s}{4} = 0,045 \pi \lambda d_s^2 \Delta T_s^{4/3} \left( \frac{\beta g}{a \nu} \right)^{1/3}, \quad (12)$$

где  $d_s$  — диаметр подошвы плюма,  $q_s$  — удельный тепловой поток от подошвы.

Средняя скорость подъема плюма на высоту  $x$ :

$$\bar{u} = \frac{0,18 \lambda d_s^2 \Delta T_s^{4/3} (\beta g / a \nu)^{1/3} - \lambda_{\text{ТВ}} \Delta T_0 x}{\rho d_r^2 (B + C \Delta T_0)}, \quad (13)$$

где  $\rho$  — плотность расплава в канале плюма,  $d_r$  — диаметр кровли плюма.

Время подъема плюма на высоту  $x$  определяется выражением:

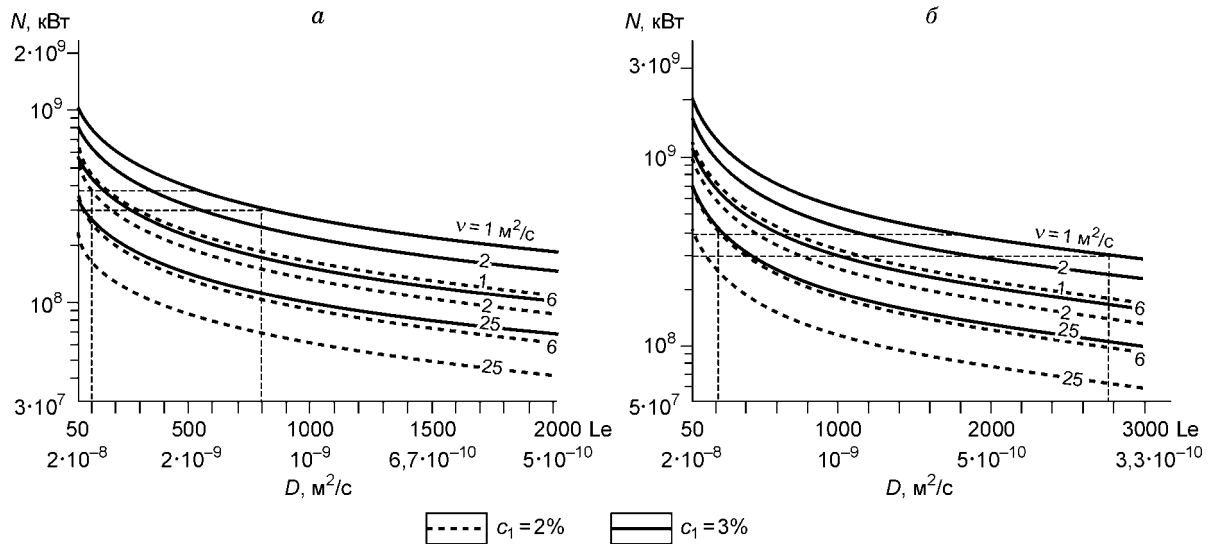
$$t = \frac{-\rho d_r^2 (B + C \Delta T_0)}{2 \lambda_{\text{ТВ}} \Delta T_0} \ln \left( 1 - \frac{11,1 \lambda_{\text{ТВ}} \Delta T_0 x}{\lambda d_s^2 \Delta T_s^{4/3} (\beta g / a \nu)^{1/3}} \right) \quad (14)$$

Для плюма, поднимающегося от границы ядро—мантия, максимальная высота подъема  $L = 2,9 \cdot 10^6$  м. В расчетах рассматриваются два диаметра подошвы плюма  $d_s = 70$  и  $100$  км. Предполагается, что диаметр плюма меняется мало ( $d_s \approx d_r$ ). В соответствии с оценками, полученными в [2, 13], концентрация  $c_1$  химической добавки, понижающей температуру плавления на подошве плюма, в расчетах принимается равной 2 и 3 %. Коэффициент  $k$  лежит в интервале от 25 до 45  $^\circ\text{C}/\%$  [2, 13], в расчетах принимаем среднее значение  $k = 35$   $^\circ\text{C}/\%$ . Добавка на подошве подводится локально, и ее концентрация в окружающем твердом массиве  $c_0 = 0$ . При расчете мощности и времени подъема плюма для различных чисел Льюиса перепад температуры  $\Delta T_1 = T_{\text{пк}} - T_0$  принимается равным 420  $^\circ\text{C}$  и перепад температуры  $\Delta T_{\text{II}} = T_{\text{пк}} - T_1 = 20$   $^\circ\text{C}$ . Решение задачи выполнялось для следующих значений параметров:  $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$   $^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $a = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\lambda \approx \lambda_{\text{ТВ}} = 5$  Вт/м· $^\circ\text{C}$ ,  $\rho = 4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $B = 210$  кДж/кг,  $C = 1,2$  кДж/кг· $^\circ\text{C}$  [2].

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ

Существует неопределенность в выборе значений коэффициента диффузии добавки, понижающей температуру плавления в канале плюма, поскольку неизвестны экспериментальные данные по коэффициенту  $D$  для высоких давлений и температур, соответствующих условиям на границе ядро—мантия. Отсюда возникает необходимость расчета параметров термохимического плюма для различных чисел Льюиса  $\text{Le} = a/D$  и, следовательно, различных значений коэффициента диффузии  $D$ . Поэтому сначала были рассчитаны тепловая мощность и время подъема термохимического плюма в зависимости от числа Льюиса.

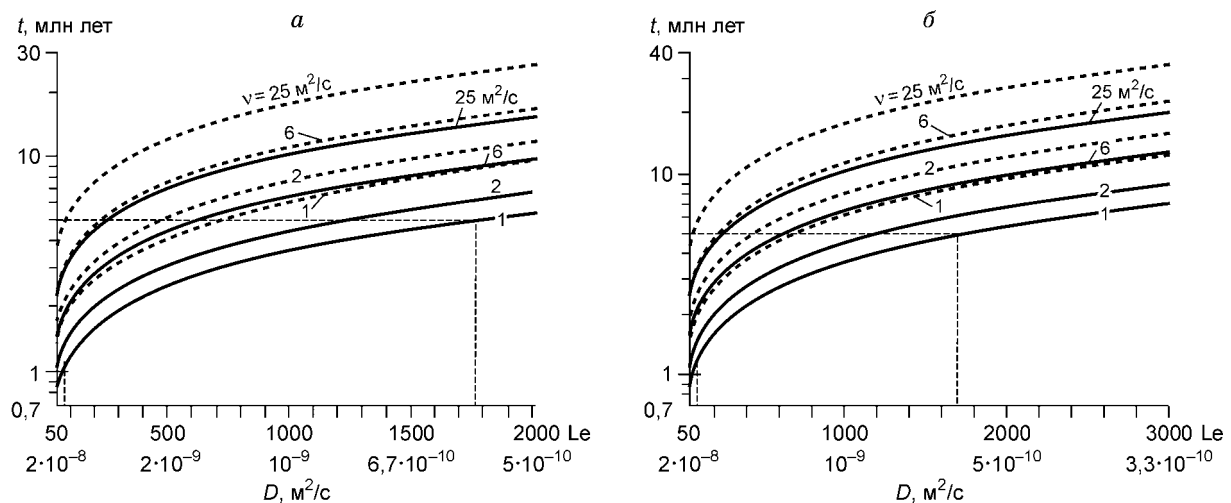
На рис. 5 представлена зависимость тепловой мощности от числа Льюиса для различных кинематических вязкостей расплава в канале плюма и для наиболее вероятных значений концентрации  $c_1 = 2$  и



**Рис. 5. Мощность источника плюма на границе ядро—мантия в зависимости от числа Льюиса ( $Le = a/D$ ) для различных кинематических вязкостей расплава в канале плюма при значениях физических параметров, представленных в тексте, для двух диаметров источника:**

$a$  —  $d_s = 70$  км,  $b$  —  $d_s = 100$  км. Внизу приведены числовые значения коэффициента диффузии  $D = a/Le$  для соответствующих значений  $Le$  ( $a = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ).

3 %. На рис. 6 показано время подъема плюма от границы ядро—мантия в зависимости от числа  $Le$ . Для определения наиболее вероятных чисел Льюиса и вязкости расплава берется интервал для мощности от  $3,0 \cdot 10^8$  кВт, соответствующей оценкам для Гавайского плюма, до величины  $3,8 \cdot 10^8$  кВт, отвечающей мощности Исландского плюма (см. раздел 2). Еще одним управляющим параметром для выбора оценок служит время подъема плюма от границы ядро—мантия, которое может составлять 1—5 млн лет [1, 19]. Как следует из рис. 5,  $a$ , для  $d_s = 70$  км и чисел  $Le = 110$ —840, интервалу  $N = (3,0$ — $3,8) \cdot 10^8$  кВт отвечают значения кинематической вязкости  $v = 1$ —6  $\text{м}^2/\text{с}$ . Для концентрации добавки  $c_1 = 3$  % и кинематической вязкости  $v = 25 \text{ м}^2/\text{с}$  мощность плюма  $N = (3,0$ — $3,8) \cdot 10^8$  кВт может быть достигнута только при малых числах Льюиса ( $Le < 80$ ). Для концентрации  $c_1 = 2$  % и  $v = 25 \text{ м}^2/\text{с}$  вышеуказанная мощность вообще не достигается. Натурные измерения вязкости лав Гавайского плюма дают наиболее вероятные значения  $v = 0,1$ —4  $\text{м}^2/\text{с}$  [33]. Из рис. 6,  $a$  следует, что при ограничении времени подъема  $t$  от 1 до 5 млн лет для  $v = 1$ —6  $\text{м}^2/\text{с}$  диапазон возможных чисел  $Le = 80$ —1780, что больше, чем интервал, полученный при

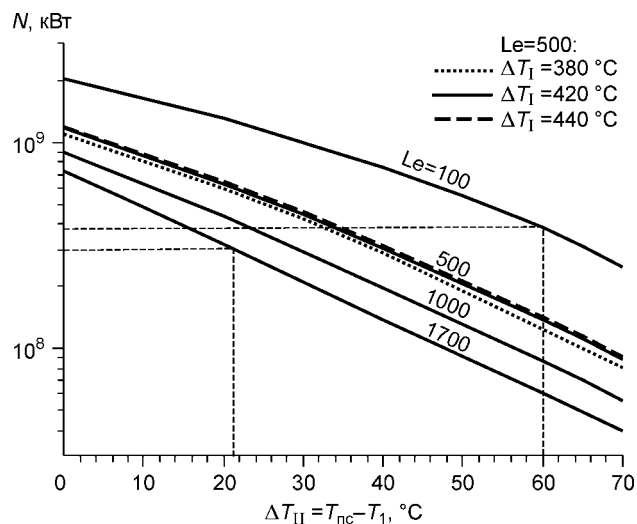


**Рис. 6. Время подъема термохимического плюма от границы ядро—мантия в зависимости от числа  $Le$  для различных кинематических вязкостей расплава:**

$a$  —  $d_s = 70$  км,  $b$  —  $d_s = 100$  км.

**Рис. 7.** Мощность источника плюма на границе ядро—мантия в зависимости от разности температуры плавления окружающего массива  $T_{\text{пс}}$  и температуры подошвы плюма на границе ядро—мантия  $T_1$  для различных чисел Льюиса,  $c_1 = 3\%$ ,  $\nu = 2 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\Delta T_1 = T_{\text{пс}} - T_0 = 420 \text{ }^\circ\text{С}$  и  $d_s = 100 \text{ км}$ .

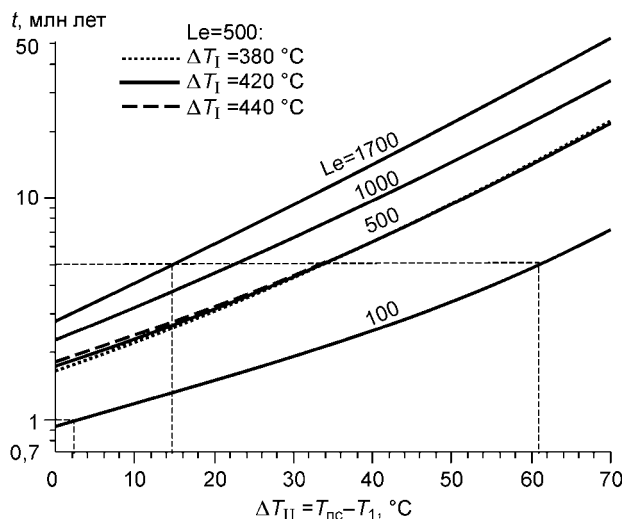
Для  $Le = 500$  показана зависимость мощности  $N$  от перепада температуры  $\Delta T_{\text{II}} = T_{\text{пс}} - T_1$ .



ограничении мощности  $N = (3,0—3,8) \cdot 10^8 \text{ кВт}$  (см. рис. 5,а). Мы берем в качестве наиболее вероятных чисел Льюиса меньший интервал  $Le = 110—840$  (соответственно  $D = 9,1 \cdot 10^{-9}—1,2 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ ) для  $\nu = 1—6 \text{ м}^2/\text{с}$ .

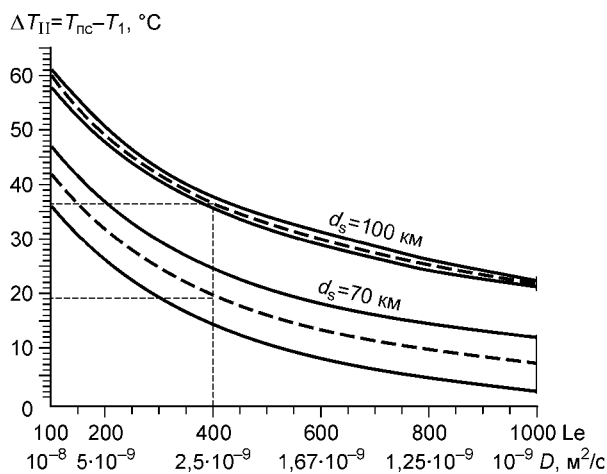
Для диаметра плюма  $d_s = 100 \text{ км}$  и  $c_1 = 2$  и  $3\%$  и при  $\nu = 1—6 \text{ м}^2/\text{с}$  диапазон чисел Льюиса, при которых достигается мощность  $N = (3,0—3,8) \cdot 10^8 \text{ кВт}$ ,  $Le = 230—2800$  (см. рис. 5,б). Для времени подъема плюма  $t = 1—5 \text{ млн лет}$  и  $\nu = 1—6 \text{ м}^2/\text{с}$  возможные значения числа  $Le = 70—1700$  (см. рис. 6,б). Диапазон возможных чисел  $Le$  в этом случае уже, чем при определении по мощности, и поэтому наиболее вероятные значения  $Le = 70—1700$  и коэффициент диффузии  $D = 1,4 \cdot 10^{-8}—5,9 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Для диаметра  $d_s = 100 \text{ км}$ , интервала значений  $Le = 100—1700$  и  $\nu = 2 \text{ м}^2/\text{с}$ , концентрации добавки  $c_1 = 3\%$  и разности температуры  $\Delta T_1 = T_{\text{пс}} - T_0 = 420 \text{ }^\circ\text{С}$  оценен допустимый перепад  $\Delta T_{\text{II}}$  между температурой плавления „сухого“ (без химической добавки) массива  $T_{\text{пс}}$  и температурой подошвы плюма  $T_1$ . На рис. 7 представлена тепловая мощность плюма в зависимости от перепада  $\Delta T_{\text{II}}$  для различных чисел Льюиса. Для близких температур плавления окружающего массива и подошвы плюма ( $T_{\text{пс}} = T_1$ ) получается очень большая мощность  $N > 7 \cdot 10^8 \text{ кВт}$ , не соответствующая вышеприведенным возможным оценкам. Наоборот, для разности температур  $\Delta T_{\text{II}} > 66 \text{ }^\circ\text{С}$  для всех рассматриваемых  $Le$  получаем мощность  $N < 3,0 \cdot 10^8 \text{ кВт}$ . В интервале  $N = (3,0—3,8) \cdot 10^8 \text{ кВт}$  и при возрастании  $Le$  от 100 до 1700 перепад  $\Delta T_{\text{II}}$  уменьшается от 60 до 21  $^\circ\text{С}$ .



**Рис. 8.** Время подъема плюма от границы ядро—мантия в зависимости от перепада  $\Delta T_{\text{II}} = T_{\text{пс}} - T_1$ .

Обозначения и параметры те же, что на рис. 7.



**Рис. 9.** Зависимость перепада температуры  $\Delta T_{\text{II}}$  от числа  $Le$  при изменении мощности в интервале  $N = (3,0—4,2) \cdot 10^8 \text{ кВт}$  и времени подъема плюма в интервале  $t = 1—5 \text{ млн лет}$  для  $c_1 = 3\%$ ,  $\nu = 2 \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\Delta T_1 = T_{\text{пс}} - T_0 = 420 \text{ }^\circ\text{С}$ ,  $d_s = 70$  и  $100 \text{ км}$ .

Штриховой линией показаны средние значения перепада  $\Delta T_{\text{II}}$  для соответствующих диаметров  $d_s$ .

Параметры термохимического плюма, поднимающегося от границы ядро—мантия, для средних значений  $\Delta T_{II} = T_{nc} - T_I$  (см. рис. 9) для соответствующих чисел Льюиса, лежащих в интервале  $Le = 100—1000$ , для  $d_s = 70$  и  $100$  км,  $\Delta T_I = T_{nc} - T_0 = 420$  °С,  $c_1 = 3$  % и  $\nu = 2$  м<sup>2</sup>/с

$d_s$ , км	$c_2$ , %	$c_r$ , %	$T_1 - T_{пк}$ , °С	$T_r - T_{пк}$ , °С	$T_{пк} - T_0$ , °С	$N$ , кВт	$t$ , млн лет	$\bar{u}$ , м/год
70	1,1	2,1	18,5	9,8	381	$3,5 \cdot 10^8$	2,7	1,1
100	1,4	2,2	12	6	371	$4,0 \cdot 10^8$	4,8	0,6

На рис. 8 показана зависимость времени подъема плюма от величины  $\Delta T_{II} = T_{nc} - T_I$  при  $Le = 100—1700$ . Как следует из графика, время подъема плюма, равное 1 млн лет, достигается только при малом перепаде температуры  $\Delta T_{II} = 2$  °С, т. е. при близких температурах плавления окружающего массива и подошвы плюма и малом числе  $Le = 100$ . Времени подъема  $t = 2—5$  млн лет соответствуют более высокие значения  $\Delta T_{II}$  и большие числа Льюиса, поэтому оно представляется более вероятным. Для верхней границы рассматриваемого временного интервала  $t = 5$  млн лет при увеличении  $Le$  от 100 до 1700 перепад  $\Delta T_{II}$  уменьшается от 61 до 14,5 °С. На рис. 7 и 8 для  $Le = 500$  нанесены также зависимости  $N(\Delta T_{II})$  и  $t(\Delta T_{II})$  для различных значений разности  $\Delta T_I$  между температурой плавления массива  $T_{nc}$  и средней температурой массива  $T_0$ . Как видно из обоих графиков, изменение перепада  $\Delta T_I$  в интервале  $\Delta T_I = 380—420$  °С в отличие от  $\Delta T_{II}$  слабо влияет на мощность и время подъема плюма.

На рис. 9 представлены интервалы значений  $\Delta T_{II} = T_{nc} - T_I$  для различных чисел Льюиса (и следовательно, разных коэффициентов диффузии), при которых мощность плюма находится в интервале от  $3,0 \cdot 10^8$  до  $4,0 \cdot 10^8$  кВт и время подъема плюма  $t = 1—5$  млн лет. В расчетах взяты следующие значения параметров:  $\nu = 2$  м<sup>2</sup>/с,  $c_1 = 3$  % и  $\Delta T_I = T_{nc} - T_0 = 420$  °С. Из рис. 9 можно найти средние значения перепада  $\Delta T_{II}$  для каждого числа Льюиса. Например, при  $Le = 400$  среднее значение  $\Delta T_{II}$  равно 19 °С для  $d_s = 70$  км и  $\Delta T_{II} = 36$  °С для  $d_s = 100$  км. Для диаметра  $d_s = 70$  км средние значения  $\Delta T_{II}$  находятся в интервале от 7 до 41,5 °С, для  $d_s = 100$  км средний перепад  $\Delta T_{II}$  изменяется от 21,5 до 59,5 °С.

Средние перепады температуры  $\Delta T_{II} = T_{nc} - T_I$ , определенные с использованием рис. 9, позволяют рассчитать остальной набор параметров термохимического мантийного плюма. Эти параметры определялись следующим образом. Средние значения  $\Delta T_{II}$  взяты из рис. 9 для соответствующих чисел Льюиса, лежащих в интервале от 100 до 1000. Задача решалась для взятых значений  $\Delta T_{II}$  при  $\Delta T_I = 420$  °С,  $c_1 = 3$  % и  $\nu = 2$  м<sup>2</sup>/с. Полученные значения параметров представлены в таблице для диаметров подошвы плюма  $d_s = 70$  и  $100$  км. Здесь во второй и третьей колонках даны значения концентрации  $c_2$  химической добавки на границе расплав—окружающий массив и концентрации добавки  $c_r$  в расплаве вблизи кровли плюма. В последующих колонках приведены результаты решения для температуры плавления при наличии химической добавки  $T_{пк}$ : перепад температуры  $2\Delta T_s = T_1 - T_{пк}$ , разности температуры  $\Delta T_r = T_r - T_{пк}$  и  $\Delta T_0 = T_{пк} - T_0$ , и наконец, мощность источника, время и средняя скорость подъема плюма от границы ядро—мантия. Для рассмотренных значений  $\Delta T_{II}$  при числах  $Le = 100—1000$  рассчитанные параметры (концентрации добавки, перепады температуры, мощность, время и скорость подъема плюма) практически постоянны для соответствующих диаметров  $d_s$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассматриваем плюмы, поднимающиеся от границы ядро—мантия и горячие точки Земли, находящиеся под океаническими и континентальными областями, расположенные на оси срединно-океанических хребтов или около нее, как термохимические плюмы. Мощности для Гавайской и Исландской горячих точек могут быть равны соответственно  $3,02 \cdot 10^8$  и  $3,78 \cdot 10^8$  кВт, мощность для горячей точки Буве составляет  $1,53 \cdot 10^7$  кВт.

Можно выделить три основных типа плюмов в зависимости от их расположения: плюмы под океанической и континентальной литосферой вдали от зон спрединга, плюмы на оси срединно-океанического хребта и вблизи оси хребта. Для различных типов плюмов могут наблюдаться различия в тепло- и массообмене между каналом плюма и окружающей мантией, связанные с особенностями мантийных конвективных течений.

В период подъема плюма от границы ядро—мантия наиболее типичен кондуктивный (диффузионный) тепло- и массообмен между каналом плюма и окружающим мантийным массивом. Для плюма диаметром  $d_s = 70$  км с мощностью  $N = (3,0—3,8) \cdot 10^8$  кВт и для времени подъема  $t = 1—5$  млн лет диапа-

зон изменения кинематической вязкости расплава в канале плюма  $v = 1-6 \text{ м}^2/\text{с}$ , числа Льюиса для химической добавки в канале плюма  $Le = a/D$  изменяются в интервале от 110 до 840 ( $D = 9,1 \cdot 10^{-9} - 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ ). Для  $d_s = 100 \text{ км}$  наиболее вероятные числа  $Le = 70-1700$ , и коэффициент диффузии добавки в расплаве канала плюма  $D = 1,4 \cdot 10^{-8} - 5,9 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ . Для концентрации химической добавки, понижающей температуру плавления на подошве термохимического плюма,  $c_1 = 3 \%$ , коэффициента  $k = 35 \text{ }^\circ\text{C}/\%$  и перепада температуры  $\Delta T_1 = 380-420 \text{ }^\circ\text{C}$  получены следующие оценки: концентрация добавки на границе расплав—окружающий массив  $c_2 = 1,1-1,4 \%$ , концентрация добавки в расплаве вблизи кровли плюма  $c_r = 2,1-2,2 \%$ , разность температуры подошвы плюма на границе ядро—мантия  $T_1$  и температуры плавления при наличии химической добавки  $T_{\text{пх}}$ :  $T_1 - T_{\text{пх}} = 12-18,5 \text{ }^\circ\text{C}$ , разность температуры  $T_{\text{пх}}$  и средней температуры окружающего массива  $T_{\text{пх}} - T_0 = 371-381 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Результаты теоретического моделирования, представленные в работе [2] и в настоящей статье, справедливы для случая, когда в канале плюма есть твердые частицы и доля расплава в смеси  $\phi$ . В этом случае для заданного значения  $\phi$  нужно определить вязкость смеси расплава и твердых частиц в соответствии с экспериментальными и теоретическими данными, представленными в монографии [34]. Теплота плавления для такого расплава представляется как  $B\phi$  и кинематическая вязкость  $v = f(\phi)$ . Как следует из данных [34], увеличение вязкости расплава, связанное с уменьшением величины  $\phi$  от 1 до 0,7, незначительно сказывается на тепловой мощности источника, времени и скорости подъема плюма. Поэтому результаты, приведенные в работе [2] и в настоящей статье, можно использовать для значений  $0,7 \leq \phi \leq 1$ , не вводя поправки в величины  $\phi$  и  $B$ .

В заключение приведем оценку интенсивности магматической деятельности плюмов. Согласно оценкам объемов магм и интенсивности магматизма в фанерозое [20, 35, 36], интенсивность излияний для плюмов составляет  $2 \cdot 10^6 \text{ км}^3/\text{млн лет}$  за последние 50 млн лет, т. е.  $\Delta V_{\text{п}} = 63,7 \text{ м}^3/\text{с}$ , и для  $\rho_{\text{п}} = 2700 \text{ кг}/\text{м}^3$  массовый поток  $\Delta G = \rho_{\text{п}} \Delta V_{\text{п}} = 1,72 \cdot 10^5 \text{ кг}/\text{с}$ . Для значений  $C = 1,2 \text{ кДж}/\text{кг} \cdot \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\beta = 3 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  и полученного  $\Delta G$  суммарная мощность плюмов, согласно соотношению (5), равна  $\Sigma N = 6,88 \cdot 10^{12} \text{ Вт} = 6,88 \cdot 10^9 \text{ кВт}$ , что составляет 19 % от тепловой мощности, поступающей из недр Земли к поверхности. В работе [26] рассчитан суммарный удельный массовый поток  $\Delta G$  для 37 плюмов, который равен  $\Delta G = 5,49 \cdot 10^4 \text{ кг}/\text{с}$ . Расчеты сделаны с использованием способа III для кинематической модели соскальзывающей плиты (см. раздел 2). Эта величина в 3 раза меньше, чем суммарный удельный массовый поток плюмов за последние 50 млн лет, оцененный выше по геологическим данным.

Авторы благодарны член-кор. РАН В.П. Трубицыну и д.г.-м.н. В.А. Симонову за плодотворные дискуссии при работе над статьей.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия отечественной науке (грант по программе „Молодые кандидаты и доктора наук РАН. Выдающиеся ученые РАН“), Сибирского отделения РАН (молодежный проект по наукам о Земле), Президиума РАН (интеграционный проект 6.5.3 с Президиумом РАН), и Министерства науки РФ (Государственный контракт от 1 февраля 2002 г. № 43.043.1.1.1601 по теме: „Компьютерные модели процессов, протекающих в недрах Земли“).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А. Глубинная геодинамика. Новосибирск, Изд-во СО РАН, Филиал „Гео“, 2001, 408 с.
2. Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Термохимические плюмы // Геология и геофизика, 2004, т. 45, № 9, с. 1057—1073.
3. Richards M.A., Hager B.H., Sleep N.H. Dynamically supported geoid highs over hot spots // J. Geophys. Res., 1988, v. 93, p. 7690—7708.
4. Ernst R.E., Buchan K.L., West T.D., Palmer M.C. Diabase (dolerite) dyke swarms of the world: 1st Edition. Geological Survey of Canada Open File 3241, 1996.
5. Pirajno F. Ore deposits and mantle plumes. Dordrecht—Boston—London, Kluwer Academic Publishers, 2000, 556 p.
6. Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И. Палеогеодинамика. М., Наука, 1993, 192 с.
7. Davies G.F. Dynamic earth: plates, plumes and mantle convection. Cambridge, Cambridge University Press, 1999, 458 p.
8. Schubert G., Turcotte D.L., Olson P. Mantle convection in the Earth and planets. Cambridge, Cambridge University Press, 2001, 940 p.
9. Forsyth D.A., Morel A.L., Huissier P. et al. Alpha-Ridge and Iceland — products of the same plume? // J. Geodynamics, 1986, v. 6, № 2, p. 197—214.

10. **Ito G., Lin J.** Oceanic spreading center-hotspot interactions: constraints from along isochron bathymetric and gravity anomalies // *Geology*, 1995, v. 23, p. 657—660.
11. **Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G.** Deep-level geodynamics. Balkema, Rotterdam, Brookfield, 1998, 238 p.
12. **Steinberger B.** Plumes in a convecting mantle: models and observations for individual hotspots // *J. Geophys. Res.*, 2000, v. 105, № B5, p. 11127—11152.
13. **Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г.** Физико-химические условия на границе ядро—мантия и образование термохимических плюмов // *Докл. РАН*, 2003, т. 393, № 6, с. 797—801.
14. **Сейферт К.** Мантийные плюмы и горячие точки // *Структурная геология и тектоника плит*, Т. II. М., Мир, 1991, с. 19—38.
15. **Storey B.C.** The role of mantle plumes in continental break-up: case histories from Gondwanaland // *Monthly Nature*, 1995, v. 3, p. 62—69.
16. **Morgan W.J.** Deep-mantle convection plumes and plate motions // *Amer. Assoc. Petroleum Geologists Bull.*, 1972, v. 52, p. 203—213.
17. **Vogt P.R.** Plumes, subaxial pipe flow, and topography along the mid-oceanic ridge // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1976, v. 29, № 2, p. 309—325.
18. **Vogt P.R.** Global magmatic episodes: new evidence and implications for the steady-state mid-oceanic ridge // *Geology*, 1979, v. 7, № 2, p. 93—98.
19. **Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г., Гладков И.Н.** Проблемы глубинной геодинамики и моделирование мантийных плюмов // *Геология и геофизика*, 1993, т. 34, № 12, с. 5—21.
20. **Larson R.L., Olson P.** Mantle plumes control magnetic reversal frequency // *Earth. Planet. Sci. Lett.*, 1991, v. 107, p. 437—447.
21. **Hartnady C.J.H., Le Roex A.P.** Southern Ocean hotspot tracks and the Cenozoic absolute motion of the African, Antarctic and South American plates // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1985, v. 75, p. 245—257.
22. **Пейве А.А., Зителлини Н., Перфильев А.С. и др.** Строение Срединно-Атлантического хребта в районе тройного сочленения Буве // *Докл. РАН*, 1994, т. 338, № 5, с. 645—648.
23. **Мазарович А.О., Пейве А.А., Зителлини Н. и др.** Морфоструктура района острова Буве // *Докл. РАН*, 1995, т. 342, № 3, с. 354—357.
24. **Пейве А.А., Перфильев А.С., Пушаровский Ю.М. и др.** Строение района южного окончания Срединно-Атлантического хребта (тройное сочленение Буве) // *Геотектоника*, 1995, № 1, с. 40—57.
25. **Davies G.F.** Ocean bathymetry and mantle convection. 1. Large-scale flow and hotspots // *J. Geophys. Res.*, 1988, v. 93, p. 10467—10480.
26. **Sleep N.H.** Hotspots and mantle plumes: some phenomenology // *J. Geophys. Res.*, 1990, v. 95, № B5, p. 6715—6736.
27. **Davies G.F., Richards M.A.** Mantle convection // *J. Geology*, 1992, v. 100, № 2, p. 151—206.
28. **Rona P.A.** Hydrothermal mineralization at seafloor spreading centers // *Earth Sci. Rev.*, 1984, v.20, p. 1—104.
29. **Международный геолого-геофизический атлас Атлантического океана** / Ред. Г.Б. Удинцев. МОК(ЮНЕСКО), Мингео СССР, АН СССР, ГК СССР. М., 1998—1990, 154 с.
30. **Кирдяшкин А.Г.** Тепловые гравитационные течения и теплообмен в астеносфере. Новосибирск, Наука, 1989, 81 с.
31. **Эккерт Р.Э., Дрейк Р.М.** Теория тепло- и массообмена. М., Госэнергоиздат, 1961, 680 с.
32. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. М., Наука, 1973, 848 с.
33. **Берч Дж., Шерер Дж., Спайсер Г.** Справочник для геологов по физическим константам. М., ИИЛ, 1949, 303 с.
34. **Персиков Э.С.** Вязкость магматических расплавов. М., Наука, 1984, 160 с.
35. **Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г.** Оценки глобальных процессов обмена веществом между оболочками Земли: сопоставление реальных геологических и теоретических данных // *Геология и геофизика*, 1998, т. 39, № 9, с. 1269—1279.
36. **Kaiho K., Saito S.** Oceanic crust productions and climate change during the last 100 Ma // *Terra Nova*, 1994, v. 6, p. 376—384.

*Рекомендована к печати 22 октября 2004 г.  
В.В. Ревердатто*

*Поступила в редакцию  
1 июня 2004 г.*