

# І. ДИНАМИКА ЗЕМЛИ

УДК 550.331

## ТЕПЛОВОЕ И МЕХАНИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОНТИНЕНТОВ С МАНТИЕЙ

В.П. Трубицын, А.М. Бобров

*Объединенный институт физики Земли Российской академии наук*

Континенты оказывают тепловое и механическое воздействие на мантийную конвекцию. При численной реализации модели с движущимися свободно плавающими континентами возникают определенные трудности в постановке эффективных граничных условий на поверхностях раздела вязкой мантии и твердых континентов. Одним из возможных способов расчета может быть поэтапное решение на каждом шаге по времени  $\Delta t$ . Сначала при фиксированном положении континентов рассчитывается тепловая конвекция в области мантии за вычетом континентов, затем определяются силы, действующие на континенты, и мгновенная скорость их перемещения  $V$ . На следующем шаге по времени снова рассчитывается мантийная конвекция при новом расположении континентов, смещенных на расстояние  $V\Delta t$ . Условия прилипания на границах фиксированных континентов использовать нельзя, так как их скорость перемещения окажется равной нулю. В работе предлагается в качестве первого приближения использовать простое эффективное условие, а именно, условие проскальзывания (free-slip). При этом континентам приписывается скорость, равная средней скорости мантийных течений на подошве континента. Это условие оказывается достаточно хорошим для свободно плавающих континентов и при этом существенно упрощает решение задачи. Сравниваются две модели с несколько различающейся постановкой граничных условий на поверхности раздела мантия-континент. В обеих моделях получены области аномально высокого теплового потока между зонами субдукции и движущимися континентами. Эти модели могут объяснить механизм образования окраинных морей.

## THERMAL AND MECHANICAL INTERACTION OF CONTINENTS WITH THE MANTLE

V. P. Trubitsyn and A. M. Bobrov

*United Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences*

Thermomechanical interaction between the mantle and continents strongly affects mantle convection patterns. We present a numerical study of this interaction. Numerical models of mantle convection with free-floating rigid continents must include boundary conditions at

mantle-continent interfaces. We state these conditions using solutions at successive time steps  $\Delta t$ . First, with fixed positions of continents, thermal convection is calculated for the whole region excluding the continents; then the instantaneous velocity  $V$  of their displacement can be obtained. At the next time step mantle convection is calculated with the new positions of continents now shifted by the distance  $V\Delta t$ . No-slip conditions at the mantle-continent interface cannot be used, because  $V$  equals zero in that case. We suggest free-slip boundary conditions at mantle-continent interfaces as an approximation to reality. With these conditions, velocities of the continents are accepted to be equal to the mean velocities of the mantle flow at their lower boundaries. These conditions proved to be satisfactory for free-floating continents and significantly simplified the solution procedure. We compare two models differing in boundary conditions for the stream function at the mantle-continent interfaces. We obtained regions of excessively high heat flux between subduction zones and moving continents for both models. These models are appropriate for explaining the process of marginal basin formation.

## ВВЕДЕНИЕ

Долгое время было распространено мнение, что глобальная геодинамика определяется, главным образом, структурой тепловой конвекции в мантии с учетом ее сложной реологии. При этом считалось, что континенты пассивно дрейфуют под действием вязких течений и их обратное влияние на конвекцию мантии не существенно. Однако, как впервые показано в работе Гурниса [1], континенты могут существенно влиять на структуру мантийной конвекции. Гурнисом была рассмотрена следующая модель: восьмикратно вытянутая по горизонтали двумерная область жидкости с постоянной вязкостью, подогреваемая снизу. В жидкость помещались два плавающих континента с вязкостью на три порядка более высокой, чем мантийная. Кроме этого, вещество в континентальной плите полагалось более легким, чем в мантии. Разность плотностей принималась равной 20% от величины, связанной с изменением температуры в расчетной области, т.е. составляла  $0.2 \rho_0 \alpha \Delta T$ , где  $\rho_0$  – плотность мантии,  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения и  $\Delta T$  – полный вертикальный перепад температуры. Рассматривалась эволюция структуры такой системы. В результате оказалось, что эти вязкие континенты соединяются в местах нисходящего потока вещества, а затем, вследствие их теплокранирующего эффекта, под ними возникает восходящий поток и континенты расходятся в разные стороны.

При расчете были введены дополнительные условия, а именно: 1) в малой области мантии, прилегающей к торцам континентов, жидкости приписывается вязкость на порядок меньше вязкости остальной мантии; 2) чтобы исключить влияние боковых стенок области, которые могут препятствовать движению континента (видимо, чтобы приблизить двумерную плоскую модель к реальной сферически замкнутой мантии), автор на боковых границах накладывает условие втекания и вытекания вязкой жидкости с расходом, соответствующим переносу вещества движущимся континентом.

На основе расчетов, выполненных в [1] при числе Рэлея  $Ra = 10^5$ , там же были сделаны оценки характерных времен этого процесса при  $Ra = 6 \times 10^7$  (не принимая во внимание возможного изменения структуры конвекции). Эти времена оказались в согласии с временами стадий образования и распада Пангей.

В работе [2] Жонг и Гурнис перешли от двумерной плоской расчетной области,

рассмотренной в [1], к двумерной цилиндрической расчетной области, моделирующей мантию Земли. Было подтверждено возникновение сильно вытянутых по горизонтали конвективных ячеек в присутствии литосферных плит. В отсутствие плит, при  $Ra = 10^5$ , конвекция легко выходит на стационарный режим; при  $Ra = 10^6$  и значительной теплогенерации тепла в самой мантии, конвекция получает ярко выраженный нестационарный характер. Получено отношение среднего по времени теплового потока в континентальной области к среднему по времени тепловому потоку в океанической области, которое для различных рассмотренных вариантов параметров составило 0.158–0.358. К сожалению, в [2] плита считалась не разделяющейся под воздействием восходящего мантийного потока, и эффекты разделения и агрегации континентов в цилиндрической расчетной области не исследованы.

В работе [3] представлен численный алгоритм и выполнены расчеты трехмерной мантийной конвекции в присутствии континентальных плит, которые рассматриваются как бесконечно тонкие пластины, движимые течениями (поступательно и вращательно) по поверхности конвективной мантии. Расчеты были выполнены в прямоугольной области с соотношением сторон  $3 \times 3 \times 1$  на сетке  $20 \times 20 \times 10$ , при эффективном числе Рэлея около  $3 \times 10^5$ , которое определяется подогревом снизу и внутренними источниками тепла в мантии. На подошве плит задавалось условие прилипания. Расчеты продемонстрировали сближение двух континентов и их объединение в единый суперконтинент, а затем его распад. При пересчете результатов на число Рэлея  $Ra = 10^8$  распад суперконтинента происходит приблизительно через 500 млн лет после его образования. В расчетах упрощенно принималось, что теплоэкранирующий эффект континентов является абсолютным, т.е. тепловой поток в континентальной области равняется нулю.

Целью настоящей работы является дальнейшее изучение на двумерной плоской модели эффектов взаимодействия мантийной конвекции с плавающими континентами. Выполняется расчет эволюции распределения теплового потока в океанической и континентальной областях при объединении и распаде континентов. Производится анализ методики определения скоростей континентов, при этом исследуется роль условий на границе мантия-континентальная плита, и в частности, взаимодействие мантии и торцов континентальных плит.

В данной работе в качестве одного из вариантов расчета предлагается использовать очень простое, как с точки зрения численной реализации, так и с физической точки зрения, приближение, описывающее взаимодействие континент-мантия. Континенты свободно плавают на поверхности мантии и при этом отношение инерционных сил к вязким ничтожно мало, поэтому скорость плиты почти равна скорости соприкасающихся с ней течений на ее подошве. Поэтому предлагается следующая процедура расчета. В момент времени  $t_0$  рассчитывается структура конвекции в мантии во всей области за вычетом области, занятой абсолютно твердыми континентами. Граница подошвы и боковые стенки считаются абсолютно скользкими. По найденным скоростям на подошве континента находится их среднее значение  $V$ . Это значение приписывается скорости континента, и континент перемещается как целое на расстояние  $V \Delta t$ . Далее на следующем временном шаге  $t_0 + \Delta t$  снова рассчитывается поле скоростей в мантии и т.д. На первый взгляд, может показаться нелогичным использовать условие проскаль-

звания на подошве континента, но, как показывает сравнение с результатами Гурниса, именно это условие является достаточно хорошим эффективным условием, поскольку континенты не фиксированы в пространстве, а свободно плавают в мантии со скоростью мантийных течений. Если бы мы использовали другое предельное условие, именно – условие прилипания на подошве континента, тогда рассчитываемые скорости континентов не менялись бы в процессе эволюции, в частности, всегда оставались бы равными нулю при их нулевой начальной скорости.

В рамках описанного подхода в данной работе рассматриваются две модели, отличающиеся друг от друга постановкой граничных условий для функции тока на границах раздела континент–мантия. Ниже эти модели будут подробно описаны.

Кроме анализа роли граничного условия, в настоящей работе также особое внимание уделяется расчету глобального распределения мантийного теплового потока на поверхности мантии с плавающими континентами. В результате показано, что рассчитанное распределение хорошо согласуется с глобальным распределением теплового потока над материками, раскрывающимися океанами и вблизи зон субдукции. В частности, обнаружено, что на определенной стадии эволюции на активной окраине континента перед зоной субдукции возникает локальный пик теплового потока (с увеличением потока примерно в 3 раза по сравнению с континентальным потоком), который можно интерпретировать как повышенный тепловой поток окраинных морей.

## СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, ГРАНИЧНЫЕ И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

В рассматриваемой постановке задачи система уравнений включает в себя уравнения тепловой конвекции [4]

$$\partial T / \partial t = k \nabla^2 T - \mathbf{V} \nabla T, \quad (1)$$

$$\nu \nabla^2 \mathbf{V} = \rho^{-1} \nabla p + \alpha \mathbf{g} T, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0 \quad (3)$$

внутри вязкой мантии и уравнение кондуктивного теплопереноса

$$\partial T / \partial t = k \nabla^2 T \quad (4)$$

внутри твердых континентальных плит. Неизвестными функциями являются  $T(x, z, t)$  – температура, отсчитываемая от адиабаты;  $\mathbf{V}(x, z, t)$  – вектор скорости течений в вязкой мантии (в твердой литосферной плите скорость равна нулю);  $p(x, z, t)$  – давление, отсчитываемое от гидростатически равновесного;  $x, z$  – соответственно горизонтальная и вертикальная координаты (ось  $z$  направлена вверх);  $t$  – время. Коэффициент температуропроводности  $k$ , плотность вещества  $\rho$ , коэффициент теплового расширения  $\alpha$  и вектор ускорения силы тяжести  $\mathbf{g}$  полагаются постоянными и одинаковыми в мантии и в континентальных плитах. Кинематическая вязкость  $\nu$  принимается постоянной во всей мантии.

Расчет ведется в прямоугольной двумерной вытянутой по горизонтали области с соотношением сторон  $X \times Y = 10 \times 1$ .



В безразмерных переменных уравнения (1) – (4) для нахождения распределения температуры, скоростей вязких течений и давления принимают вид:

$$\partial T / \partial t = \nabla^2 T - \mathbf{V} \nabla T \quad \text{в вязкой мантии,} \quad (5)$$

$$\nabla^2 \mathbf{V} = \nabla p + \frac{\mathbf{g}}{|g|} \text{Ra} T \quad \text{в вязкой мантии,} \quad (6)$$

$$\text{div } \mathbf{V} = 0 \quad \text{в вязкой мантии,} \quad (7)$$

$$\partial T / \partial t = k \nabla^2 T \quad \text{в континентальных плитах} \quad (8)$$

(здесь и далее обозначения переменных относятся к безразмерным величинам). Единицами измерения являются: для координат  $x_0 = z_0 = D$ , где  $D$  – толщина мантии; для времени  $t_0 = D^2/k$ ; для температуры  $T_0 = \Delta T$ , где  $\Delta T$  – величина надиабатической разности температур между нижней и верхней границами конвективной области; для скорости  $V_0 = k/D$ ; для давления  $p_0 = \rho k \nu / D^2$ . Число Рэлея определяется выражением

$$\text{Ra} = \frac{g \alpha \Delta T D^3}{k \nu}. \quad (9)$$

В численном методе, применяемом в данной работе, используются переменные  $T, \omega, \psi$ , где  $\omega$  – вихрь скорости,  $\psi$  – функция тока. Исключая из уравнения (6) давление  $p$  путем взятия ротора от (6) и переходя для рассматриваемого двумерного течения несжимаемой (7) жидкости к функции тока  $\psi(x, z, t)$ , получаем уравнение для функции тока

$$\nabla^4 \psi = -\text{Ra} \partial T / \partial x, \quad (10)$$

где безразмерная функция тока  $\psi$  связана с безразмерной скоростью  $V$  соотношением

$$\mathbf{V} = (V_x, 0, V_z) = (-\partial \psi / \partial z, 0, \partial \psi / \partial x). \quad (11)$$

Удобно ввести вихрь скорости  $\vec{\omega} = \text{rot } \mathbf{V}$ . С учетом (11) его можно записать в виде  $\vec{\omega} = (0, \omega, 0) = (0, -\nabla^2 \psi, 0)$ . В результате, вместо (10) получим два связанных гармонических уравнения

$$\nabla^2 \omega = \text{Ra} \partial T / \partial x, \quad (12)$$

$$-\nabla^2 \psi = \omega. \quad (13)$$

В качестве граничных условий на нижней поверхности ( $z = 0$ ) задаются фиксированная температура  $T = 1$ , условия проскальзывания  $\omega = 0$  и непротекания  $\psi = 0$ . На боковых стенках задаются условия проскальзывания  $\omega = 0$  и непротекания  $\psi = 0$  и условие периодичности, в результате которого тепловой поток равен нулю:  $\partial T / \partial x = 0$ . На всей верхней границе ( $z = 1$ ) задается фиксированная температура  $T = 0$ .

В отличие от модели, рассмотренной в [1], где континентальные плиты моделировались областями с вязкостью на три порядка более высокой, в наших моделях, представленных здесь, эти области рассматриваются как имеющие бесконечно большую вязкость. На границах мантия–континент производится "сшивание" решений.

Рассмотрим два возможных варианта "сшивания". В модели 1 [5] на ломаной верхней границе мантии, которая в континентальной части проходит по торцам и подошве континентальной плиты, а в океанической части совпадает с верхней границей  $z = 1$ , ставятся условия проскальзывания  $\omega = 0$  и непротекания  $\psi = 0$ . На всех вертикальных и горизонтальных границах вязкая мантия–твёрдая литосфера выполняются условия непрерывности температуры и теплового потока.

Следует иметь в виду, что условие непротекания  $\psi = 0$ , используемое в этой модели на границах раздела мантия–континент, означает равенство нулю мгновенной скорости континента  $V_x$ , так как на торцевых границах континента соотношение  $V_x = -\partial\psi/\partial z$  при  $\psi(z) = 0$  даёт  $V_x \text{ гран} = 0$ . Таким образом, в модели 1 движение континентов не является непрерывным, а осуществляется дискретными скачками на величину пространственного шага сетки. Скачок происходит в тот момент, когда накапливаемая величина перемещения континента, которая рассчитывается из условия равенства скорости движения континента средней скорости течения непосредственно под его нижней границей, достигает величины шага сетки. В промежутках времени между скачками континент в этой модели является неподвижным.

Ситуацию можно улучшить, изменив граничные условия. В модели 2, рассчитанной в данной работе, вместо условия  $\psi = 0$  на границе мантия–континент используем условие  $V_x \text{ гран} = \text{const}$  в каждый данный момент времени. Мгновенное значение  $V_x \text{ гран}$  (являющееся в то же время и скоростью всего твёрдого континента) положим равным среднему значению скорости вещества мантии непосредственно под подошвой континентальной плиты. Таким путем мы эффективно учитываем прилипание. В терминах функции тока такое условие означает  $\psi = \text{const} \neq 0$  на нижней границе континентальной плиты и условие  $-\partial\psi/\partial z = V_x \text{ гран} = \text{const}$  на торцевых границах. Внутри плиты линии тока в такой постановке представляют собой горизонтальные отрезки прямых. С одной стороны, определенные так граничные условия улучшают постановку задачи; с другой – интересно выяснить чувствительность получаемых результатов к изменению условий задачи.

Поскольку целью настоящей работы является изучение эволюции мантийных течений после раскола суперконтинента, то в качестве начального момента времени выберем момент непосредственно после образования единого восходящего потока под неподвижной континентальной плитой. В работе [6] рассчитана эволюция структуры мантийной конвекции, начиная с момента, когда при развитой тепловой конвекции на область нисходящего потока помещена континентальная плита длиной  $2D$  и толщиной  $0.2D$ . Согласно расчетам [6] за безразмерное время, равное  $4.8 \times 10^{-2}$ , под плитой произошло обращение мантийных течений и образовался единый восходящий мантийный поток, формирующий две вытянутые по горизонтали конвективные ячейки.

Согласно работе [1] напряжения, возникающие в плите, к моменту образования единого восходящего потока вещества мантии могут достигать порядка 70 МПа и поэтому могут быть достаточны для разлома континентальной плиты на две расходящиеся части. Соответственно этому структура мантийной конвекции, имеющая место в этот момент времени, принимается в наших последующих расчетах в качестве начального условия при решении уравнений для функ-

ций  $T(x, z, t)$ ,  $\omega(x, z, t)$ ,  $\psi(x, z, t)$ ; в дальнейшем этот момент обозначается через  $t_0 = 0$ . При этом две половины плиты, каждая длиной  $D$ , полагаются несвязанными между собой и имеющими возможность двигаться раздельно.

Далее проводился расчет нестационарной тепловой конвекции по эволюционным уравнениям (5), (8), (12), (13) с учетом (11), с нахождением перемещения континентальных плит. На каждом временном шаге последовательно решаются уравнение теплопереноса для нахождения поля температуры и два уравнения Пуассона для нахождения вихря скорости  $\omega$  и функции тока  $\psi$ . Значения температуры  $T$ , вихря  $\omega$  и функции тока  $\psi$  определяются в узлах сетки – центрах элементарных ячеек, а используемые в вычислениях компоненты скорости – в центрах соответствующих граней ячеек. Расчет выполняется на равномерной сетке  $201 \times 21$ , что при выбранном аспектном отношении сторон области соответствует шагу  $1/20$  по обеим осям.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

### **Эволюция распределения температуры в вязкой мантии при взаимодействии с перемещающимися континентальными плитами**

На рис. 1 приведены рассчитанные в [5] для модели 1 поля температур для последовательных моментов перемещения плит при интенсивности тепловой конвекции, соответствующей числу Рэлея  $Ra = 10^5$ . В качестве начального состояния (момент времени  $t_0$  рис. 1, непосредственно перед разделением плиты) использовано решение, полученное в [6] для момента образования единого восходящего потока под центром неподвижной плиты. Этот момент времени  $t_0$  принимается за начальный для модели 1.

На рис. 2 представлены поля температур для рассчитанной в настоящей работе модели 2 с тем же начальным состоянием и в те же моменты времени.

Одним из важнейших результатов проведенного численного моделирования теплового взаимодействия мантийной конвекции с движущимися континентальными плитами является возникновение геодинамических структур, напоминающих активные и пассивные континентальные окраины. Как известно, выяснение природы и механизмов формирования активных и пассивных окраин континентов является одним из фундаментальных вопросов современной геодинамики. Из рис. 1 и 2 для момента времени  $t = t_1$  видно, что после формирования восходящего потока и во время расхождения континентов их передние (по движению) и задние края оказываются в резко различающихся условиях: впереди имеется нисходящий поток, подобный зонам субдукции в области активной Тихоокеанской окраины Евразии. Сзади движущегося континента остается восходящий поток и образуется пассивная окраина. Такая пассивная окраина может соответствовать Атлантической окраине Евразии, где по современным представлениям тектоники плит зоны субдукции могут развиваться только в будущем, когда океанические плиты станут достаточно протяженными и тяжелыми.

В модели 1 (см. рис. 1) зоны холодного вещества (типа зарождающихся зон субдукции) в раскрывающейся океанической области слабо выражены на ранней стадии раскрытия океана  $t_1$ , но существенно выражены на стадиях  $t_2 - t_3$  (особенно на стадии  $t_2$ ).

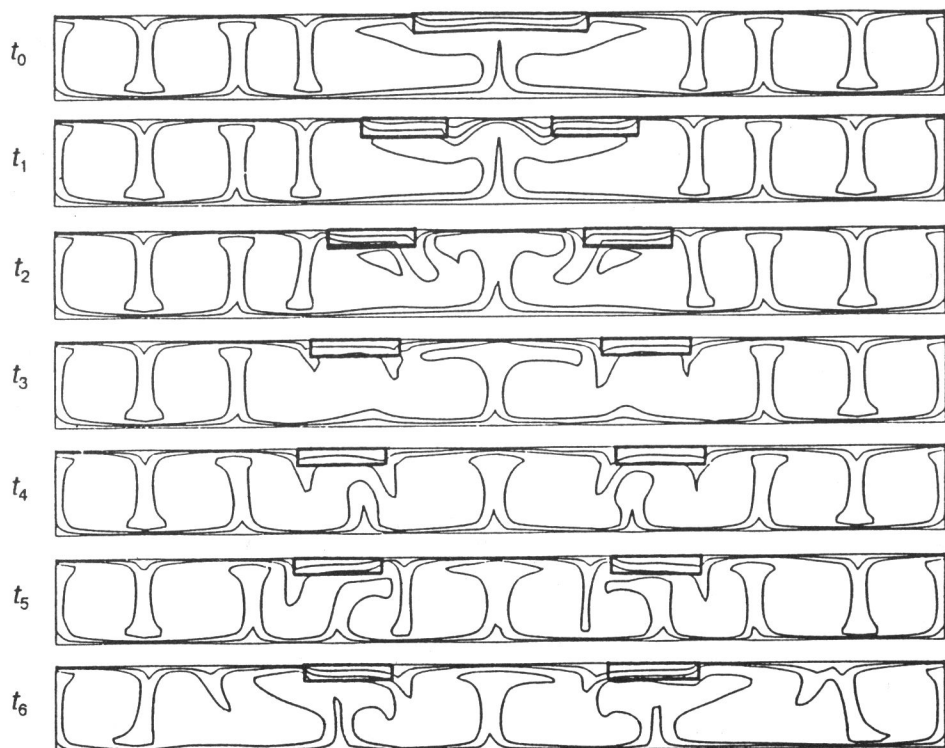


Рис. 1. Эволюция поля температуры в мантии для модели 1 [5]

Поля температуры относятся к моментам безразмерного времени  $t_0 = 0$ ;  $t_1 = 2.45 \times 10^{-3}$ ;  $t_2 = 4.42 \times 10^{-3}$ ;  $t_3 = 8.76 \times 10^{-3}$ ;  $t_4 = 1.39 \times 10^{-2}$ ;  $t_5 = 2.40 \times 10^{-2}$ ;  $t_6 = 4.31 \times 10^{-2}$ . Выбор существенно неравноотстоящих друг от друга моментов времени обусловлен тем, что начальная стадия раздвижения континентов является быстрой, а последующая эволюция протекает медленно. Безразмерная температура изменяется от 0 (на верхней границе) до 1 (на нижней границе), изотермы даны с интервалом 0.2. Прямоугольники – положение континентальных плит

В модели 2 (см. рис. 2) лишь на стадии  $t_3$  возникает слабый эффект. Отсюда следует вывод: появление этих зон холодного вещества на стадиях активного раскрытия океана в модели 1 вызвано, главным образом, взаимодействием мантийных течений с торцами квазинеподвижных континентов, которые тормозят течения, что ведет, во-первых, к увеличенному охлаждению течений около верхней границы, и во-вторых, к загибанию течения вниз.

Таким образом, результаты, полученные для модели 2, где постановка граничных условий несколько улучшена по сравнению с моделью 1, еще ярче демонстрируют различие между раскрывающейся океанической областью и старой океанической областью, на которую движутся континенты. Раскрывающаяся новая океаническая область (аналог Атлантического океана) на стадиях  $t_1 - t_3$  практически не имеет зон субдукции. В старой океанической области (аналог Тихоокеанской континентальной окраины) передний край плиты приближается к нисходящему потоку и возникает структура, показанная на рис. 1, 2 в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ .

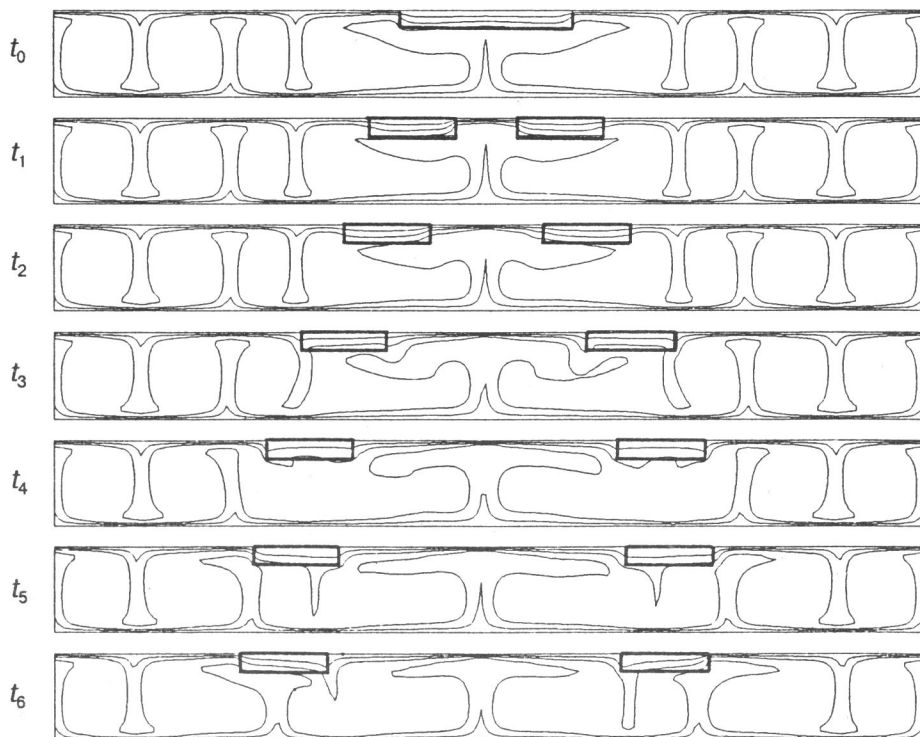


Рис. 2. Эволюция поля температуры в мантии для модели 2. Обозначения, как на рис. 1

В ней сочетаются мощные нисходящие холодные потоки типа зон субдукции и повышенный в 2 – 3 раза, по сравнению с континентальным, тепловой поток у самой кромки континента. Результат можно интерпретировать как повышенный тепловой поток окраинных морей. Более четко этот эффект проявляется в распределении теплового потока океанов и континентов, который обсуждается ниже.

Как зоны повышенного теплового потока, так и находящиеся за ними зоны субдукции отчетливо проявляются и в модели 1, и в модели 2.

Отметим, что указанные структуры типа активных и пассивных краев возникают не только после распада суперконтинентов при движении от места его раскола. Подобные же структуры (хотя и в меньшем масштабе) могут возникать и на других стадиях эволюции нестационарной тепловой конвекции в мантии, взаимодействующей с континентальными плитами (см. рис. 1, момент времени  $t_5$ ). Интересно отметить, что сначала возникают слабые нисходящие потоки у обоих краев континента, затем один из них (расположенный ближе к соседнему восходящему потоку) подавляется, а другой – усиливается.

Важным моментом является то, что возникающие в данных моделях структуры абсолютно не связаны с океаническими плитами. Как указывалось, обычно считается, что зоны субдукции Тихого океана на активной континентальной окраине возникли благодаря отрицательной плавучести тяжелой океанической "старой" плиты, конец которой начал погружаться в мантию, а океанические плиты

Атлантического океана слишком "молоды" и начнут погружаться только после того, как еще больше остынут. Как следует из результатов наших численных экспериментов, структуры типа активных и пассивных окраин могут возникать и в моделях без океанических плит и даже в случае пренебрежения той частью влияния механического сцепления вязких течений с подошвой континентальной плиты, которая приводит к выравниванию между собой горизонтальных скоростей течений в области под подошвой континента. Основной причиной возникновения указанных структур является эффект теплоэкранирования континентов, обусловленный тем, что в толще континентальной литосферы нет тепловой конвекции и тепло переносится вверх только кондуктивно. Таким образом, не океанические плиты, а мощные долгоживущие континенты являются активными элементами, вызывающими глобальные перестройки мантийных течений. При этом активная окраина континента возникает или на той стадии эволюции, когда континент приближается к ближайшему нисходящему мантийному потоку (момент  $t_2$  на рис. 1, 2), или когда такой нисходящий поток сам временно формируется в мантии на одной из окраин континента (момент  $t_5$  на рис. 1).

Таким образом, из наших численных экспериментов следует, что зоны субдукции возникают не благодаря тяжести океанических плит, а в результате формирования нисходящих мантийных потоков, которые затягивают океанические плиты, образуя зоны субдукции. Сила тяги погружающейся части океанической плиты, как и общепринято, является основной силой среди всех других сил, действующих на отдельно взятую плиту. Но сама структура зон субдукции формируется в результате взаимодействия мантийной конвекции с движущимися континентальными плитами. Как подчеркивалось ранее [7], погружающаяся часть океанической плиты является лишь частью нисходящего мантийного потока, в котором температура ниже температуры солидуса (порядка  $1300^\circ \text{C}$ ). При этом эффект повышенной плотности этой части плиты, как указывалось в [7], лишь вносит дополнительный вклад в общую движущую силу мантийной конвекции, возникающей из-за разности давлений на дне мантии под всем холодным тяжелым нисходящим и всем горячим легким восходящим потоками.

Модели 1 и 2 дают несколько различающуюся эволюцию раскрытия новой океанической области. В конечном итоге, размер новой океанической области в модели 2 оказывается примерно в полтора раза больше, чем в модели 1. Этот эффект, видимо, также связан с устранением тормозящего влияния квазинеподвижных плит. Отметим также, что горячее мантийное вещество, поднимающееся к поверхности открывшейся новой океанической области, занимает более обширное пространство в модели 2, чем в модели 1. Этому может быть дано следующее объяснение. В отличие от модели 1, в модели 2 на стадиях  $t_3, t_4$  континенты находятся в состоянии относительно быстрого движения. Такое движение континентов и примыкающего к ним вещества мантии в верхней части расчетной области ведет к возникновению противотока вещества в нижней части мантии (в силу замкнутости соответствующих конвективных ячеек). Этот противоток непрерывно сносит вещество из-под экранирующего континента и таким образом не дает ему прогреться и образовывать под континентами горячие плюмы, как в модели 1 на стадиях  $t_3, t_4$ . В результате на стадиях  $t_3, t_4$  число восходящих течений в модели 2 оказывается меньше, чем в модели 1 (в рассмотренной расчетной области – четыре вместо

шести), и горячее вещество канализируется в более мощном центральном восходящем потоке под раскрывающейся океанической областью.

Как в модели 1, так и в модели 2 на заключительной стадии  $t_6$  под континентами оказываются горячие мантийные потоки. Различие заключается только в процессе их образования. Если в модели 1 они образуются непосредственно под теплоэкранирующим континентом, то в модели 2 их возникновение происходит путем надвигания континента на мантийный восходящий поток и встречного смещения и усиления этого потока за счет теплоэкранирующего эффекта континента.

Для сравнения на рис. 3 приведены результаты, полученные в работе [1]. Исходные состояния для модели, рассмотренной в [1], и модели 2 настоящей работы (рис. 2) имеют много сходных черт. Горизонтальный размер плиты в расчетах [1], приведенных на рис. 3, составляет три безразмерных единицы, в наших расчетах – две; толщина плиты – соответственно 0.125 и 0.2. Горизонтальные размеры всей расчетной области составляют 8 единиц в [1] и 10 единиц в наших расчетах.

В постановке, принятой в [1], боковые стенки расчетной области не препятствуют прохождению вещества через них и таким образом, не искажают своим влиянием конвекцию в этой области. В нашей постановке задачи на боковых стенках использованы условия отражения. Однако центральная часть расчетной области отделена от границ несколькими конвективными ячейками и поэтому также практически не испытывает влияния граничных условий на боковых стенках.

Важным, однако, является различие в числе нисходящих потоков вещества в расчетной области. В работе [1] в качестве исходного состояния для расчета эволюции с разделяющимся континентом использовалось состояние, полученное в той же работе в расчетах эволюции течений с неразделяющимся континентом. Наличие такого предварительного расчетного этапа привело к разрушению первоначальных квадратных ячеек и возникновению сильно вытянутых. В результате для исходного состояния на рис. 3 имеется лишь один нисходящий поток вещества в области мантии, не покрытой континентом. Видимо, именно наличие единственного нисходящего потока и дает возможность двум разделившимся частям плиты вновь соединиться над этим нисходящим потоком. В противном случае части плиты оказались бы над разными нисходящими потоками. Возможно, однако, что и прямые расчеты конвекции с разделяющимися континентами (без предварительного этапа) также привели бы к сильно вытянутым ячейкам.

Как видно из рис. 2 и 3, в исходном состоянии под центром континентальной плиты сформировался восходящий поток горячего вещества. На краях плиты, однако, ситуация различна. Согласно нашим расчетам горячее легкое вещество всплывает из-под краев континента в прилегающей океанической области. Согласно же [1] в примыкающих к краям областях расположены нисходящий поток вещества и непосредственно соприкасающийся с ним восходящий поток. На наш взгляд, причиной может быть различие в моделях. В наших расчетах в области плиты вязкость полагается бесконечной, т.е. вещество не может перемещаться через границу плита–мантия. В [1] вязкость в области плиты конечна, и медленное движение вещества через границу плита–мантия имеет место. Кроме того, как упоминалось в [1], вещество мантии полагается более тяжелым, чем вещество плиты. Может оказаться, что в такой постановке задачи вещество, медленно выходящее из торцов плиты (будучи уже несколько охлажденным за длительное время



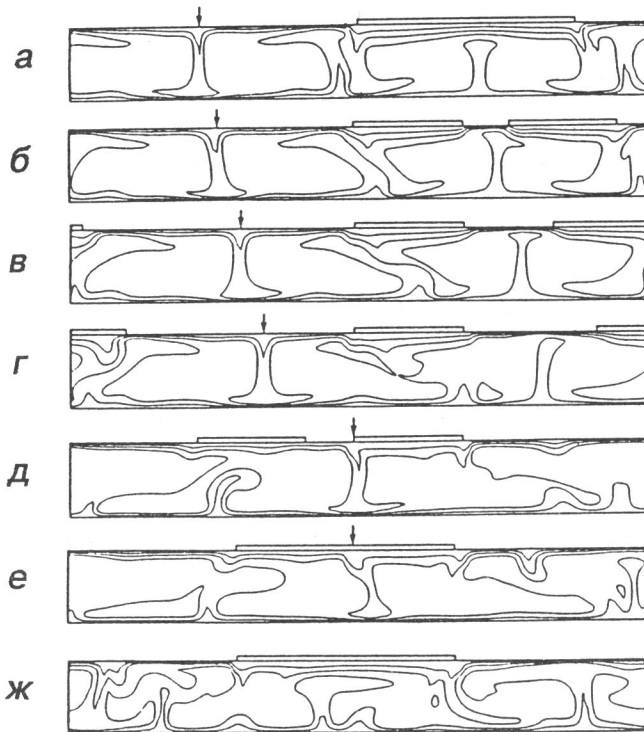


Рис. 3. Эволюция поля температуры в мантии, рассчитанная в [1]

Положения плит показаны узкими прямоугольниками у поверхности области. Стрелки указывают холодный нисходящий поток, к которому движутся континенты после их разделения. Начало отсчета фиксировано по отношению к левому углу первоначально выбранной плиты; правая плита на рис. 3, б движется по отношению к левой плите, которая в такой системе отсчета неподвижна

нахождения в плите) и получающее при выходе скачкообразное модельное увеличение плотности, способно создать нисходящий поток вещества.

Происходящее далее раскрытие новой океанической области на рис. 2, 3 имеет качественно сходный характер. Стадия  $t_1$  рис. 2 при пересчете шкалы времени по [5] на  $Ra = 6 \times 10^7$  соответствует времени 14 млн лет после раскола континента, т.е. приблизительно соответствует стадии б рис. 3 ( $t = 18$  млн лет). Для стадий в, г, д на рис. 3 значения времен в работе [1] не приведены. Отметим особо отсутствие нисходящих потоков вещества, соответствующих зонам субдукции, в раскрывающейся океанической области. Отметим также, что после начала движения частей плит и в той, и в другой моделях перед передними (по ходу) краями континента возникают структуры типа "зона субдукции – окраинное море" (рис. 2, момент  $t_2$ ; рис. 3, г).

Дальнейшая эволюция происходит по различным сценариям. В модели работы [1] происходит объединение плит над единственным имеющимся нисходящим потоком (рис. 3, е, приблизительно через 150 млн лет после разделения). Под возникшим суперконтинентом нисходящий поток вещества сменяется восходящим

(рис. 3, ж, около 450 млн лет после разделения). В рассчитанной нами модели 2 континенты сначала оказываются над разными нисходящими потоками. Затем происходит надвигание континентов на имеющийся соседний восходящий поток и встречное смещение, и усиление этого потока за счет континентального теплоэкранирующего эффекта (рис. 2, момент  $t_6$ , около 240 млн лет после разделения континента при пересчете на  $Ra = 6 \times 10^7$ ).

Следует особо отметить, что результаты получены нами для модели с конкретными выбранными параметрами и с указанными упрощениями. Кроме того, результаты могут в некоторой степени меняться в зависимости от выбранной численной схемы, ее устойчивости, заданной точности при проведении итераций и от величины шага сетки. Для изучения таких эффектов необходимо специальное исследование, требующее больших вычислительных ресурсов. Но, как показывают предварительные расчеты, общая картина эволюции мантийных течений, взаимодействующих с движущимися континентами, последовательность смены различных этапов и характер возникающих конвекционных структур оказываются одинаковыми, независимо от численной схемы.

### Тепловой поток и число Нуссельта на верхней границе

В работах [1, 2] не приводится полное распределение теплового потока, соответствующее рассматриваемой модели. Однако тепловой поток является очень важной характеристикой структуры тепловой мантийной конвекции и может быть сопоставлен с наблюдательными данными.

На рис. 4 для модели 1 в моменты времени  $t_0 - t_6$  представлено распределение мантийной составляющей (без учета теплового потока, обусловленного радиоактивными элементами континентальной земной коры) безразмерного теплового потока на поверхности Земли при  $Ra = 10^5$ . Современное положение Евразии можно сопоставить с положением правого континента в момент времени между  $t_1$  и  $t_2$ . При  $x = 8$  (Тихоокеанский хребет) тепловой поток резко повышен; над нисходящим мантийным потоком при  $x = 7.2$  (зона субдукции) тепловой поток понижается, а при  $x = 6.6$  при  $t = t_1$  и  $x = 7$  при  $t = t_2$  возникает локальный пик теплового потока. Этот пик может соответствовать повышенному тепловому потоку окраинных морей. Его возникновение не связано с реологическими свойствами субдукционного слэба, а обусловлено только тепловым взаимодействием плавающего континента с вязкой мантией. Этот безразмерный поток, совпадающий с локальным числом Нуссельта  $N(x)$ , выражается в единицах  $\rho C_p k \Delta T / D$  и вычисляется по формуле

$$N(x)|_{z=1} = -\partial T / \partial z|_{z=1}.$$

Важной характеристикой является также среднее число Нуссельта, характеризующее эффективность конвективной теплопередачи континентальной, океанической или всей вязкой мантии

$$N = -\overline{\partial T / \partial z}|_{z=1},$$

где черта означает усреднение по горизонтали по рассматриваемой области.

Обращает на себя внимание то, что на всех стадиях эволюции средний мантийный тепловой поток в континентальной области существенно ниже среднего

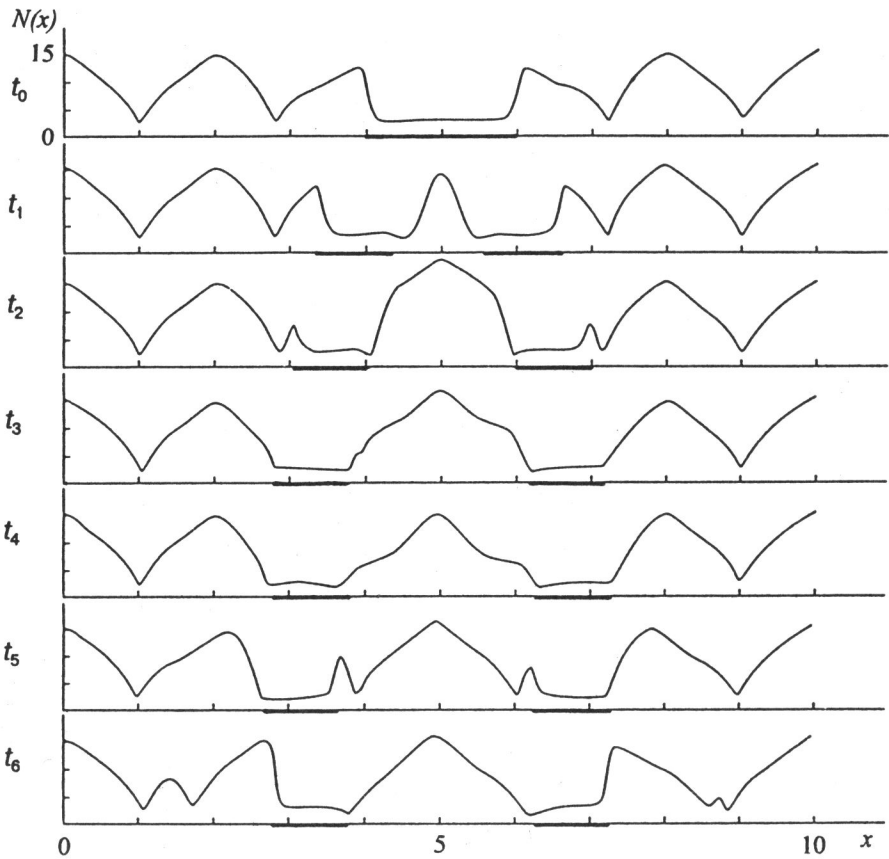


Рис. 4. Распределение мантийной составляющей безразмерного теплового потока в модели 1 для тех же моментов времени  $t_0 - t_6$ , что на рис. 1. Жирные линии указывают положение континентов

потока в океанической области. При этом изменения мантийного континентального потока от стадии к стадии довольно значительны. Например, в момент времени  $t_1$  в модели 1 среднее значение числа Нуссельта на континентах равно 3.45, а в момент времени  $t_4 - 2.30$ . Однако и в тот, и в другой момент времени мантийный континентальный поток существенно ниже, чем поток в океанической области, составляя соответственно 0.37 и 0.24 от последнего. В отличие от больших латеральных изменений в океанических областях, изменения теплового потока в пределах основной части континентальных плит невелики.

Таким образом, влияние толстых кондуктивных плит на выходящий из мантии тепловой поток в основном заключается, во-первых, в существенном уменьшении континентального теплового потока и, во-вторых, в сглаживании вариаций потока в пределах плиты.

Большие изменения континентального теплового потока наблюдаются на некоторых стадиях вблизи краев континентов, в областях размером 10 – 15 % длины

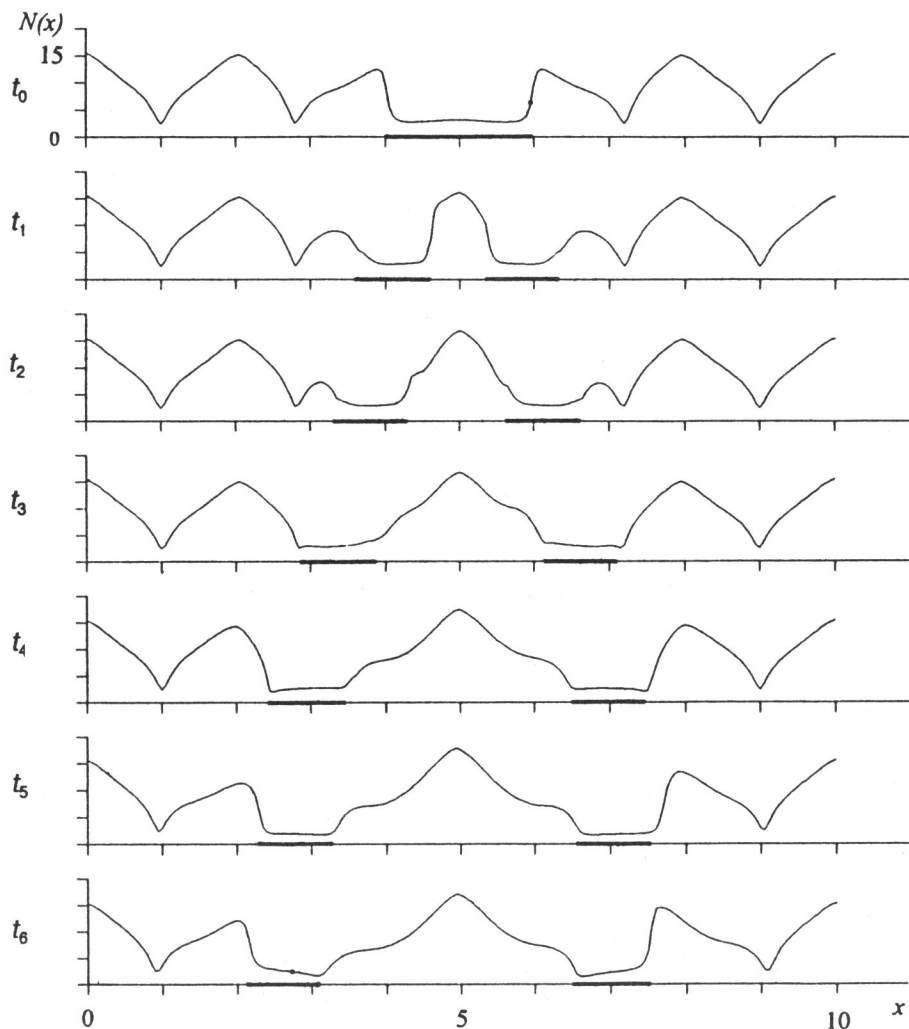


Рис. 5. Распределение мантийной составляющей безразмерного теплового потока в модели 2 для тех же моментов времени  $t_0 - t_6$ , что на рис. 1

плит. На тех стадиях, когда имеется вынос тепла из-под края плиты и возникают структуры, сходные с системой "зона субдукции – окраинное море", имеется ярко выраженное повышение теплового потока непосредственно у края континента и расположенное далее понижение потока (см. рис. 4, моменты времени  $t_1, t_2, t_5$ ). Основные изменения теплового потока происходят в области раскрывающегося океана. Горячее мантийное вещество, располагающееся к моменту времени  $t_0$  под протяженной не расколовшейся плитой, получает затем возможность сбросить избыток тепла в раскрывшуюся океаническую область. В результате этого в момент времени  $t_2$  средний тепловой поток в новой океанической области повышен почти

на 40 % по сравнению с тепловым потоком в остальной океанической области. В дальнейшем это различие уменьшается.

На рис. 5 представлена эволюция мантийного теплового потока в модели 2. Как и в модели 1, на стадиях  $t_1$  и  $t_2$  около внешних краев континентов имеются локальные максимумы теплового потока, соответствующие окраинным морям. Тепловой поток в области раскрывающегося океана в модели 2 близок к полученному в модели 1 на стадии  $t_1$  и ниже, чем в модели 1, на стадии  $t_2$ . Это может быть вызвано несколько более медленным раскрытием океанической области в модели 2 на стадиях  $t_1 - t_2$ .

## ВЫВОДЫ

Проведенный численный эксперимент выявляет следующие закономерности эволюции структуры мантийных течений после раскола суперконтинента, вызванного эффектом теплоэкранирования.

1. Определяющую роль в эволюции структуры мантийных течений играют долгоживущие, легкие, мощные континентальные плиты.

2. На разных стадиях эволюции Земли континентальные плиты при взаимодействии с мантией играют то пассивную, то активную роль. Во время схождения континентов к ближайшему нисходящему потоку они пассивно стягиваются и образуют суперконтинент. Далее благодаря теплоэкранирующему эффекту континентов, препятствующему выходу тепла из мантии, холодное опускающееся вещество нижележащей мантии становится теплее, легче и, приобретая плавучесть, начинает не опускаться, а подниматься, постепенно формируя мощный горячий восходящий поток. Таким образом, на этой стадии континенты являются активными элементами глобальной тектоники, а мантийные течения подвергаются перестройке под воздействием континентов. Возникающий мощный поток раскалывает суперконтиненты, и с этого момента разъединенные континенты опять становятся пассивными и быстро расходятся под влиянием растекающегося в стороны мантийного вещества. Наконец, на последней стадии этого процесса разошедшиеся континенты почти останавливаются над ближайшими нисходящими мантийными потоками, и под каждым из континентов (при их достаточно большом размере) формируется менее мощный, по сравнению с потоком под суперконтинентом, восходящий поток, который может или разорвать этот континент, или лишь вызвать более слабый, не приводящий к расколу континента, рифтогенез. Таким образом, на пассивной стадии процесса континенты быстро перемещаются вместе с течением, а на активной стадии они почти неподвижны и, препятствуя выходу теплового потока, нагревают нижележащую мантию.

3. Как показано в предыдущей статье авторов [5] и в настоящей работе, наиболее устойчивое состояние системы вязкая мантия–фиксированный континент (горизонтальные размеры которого больше размера конвективных ячеек) соответствует восходящему потоку вещества под континентом. Кроме того, благодаря различию теплового режима океанов и континентов возникает эффективный горизонтальный градиент температуры вдоль верхней границы вязкой мантии. А это, в свою очередь, приводит к образованию в мантии вытянутых ячеек, охватывающих как субконтинентальную, так и значительную область океанической мантии.

Обычно считается, что под континентами мантия всегда холоднее, чем под океанами. Этот кажущийся парадокс, видимо, можно объяснить следующим. После образования восходящего потока континент или разрывается, или быстро утаскивается мантийными течениями на место ближайшего нисходящего потока. Поэтому средняя температура корней континентов будет определяться длительностью его нахождения как над нисходящим, так и над восходящим потоком.

4. Основной причиной возникновения поясов зон субдукции является не только собственная тяжесть океанической плиты, но и общее распределение сил давления в конвективной ячейке, частью которой является океаническая плита. Сила тяги погружающейся части океанической плиты является определяющей силой только при расчете напряженного состояния самой отдельной плиты, давая лишь добавочный вклад в общий баланс сил глобальной геодинамики.

5. На основании работы можно сделать гипотетический предварительный вывод о геодинамике современных континентов.

Размеры Евразийской плиты, видимо, достаточны для формирования под ней восходящего мантийного потока. Поэтому в будущем возможен ее раскол, например вдоль Байкальского рифта. Этому расколу может способствовать сдвиговое напряжение, возникающее при движении Индийской плиты в северо-восточном направлении.

Размеры Африканской континентальной плиты могут быть недостаточны для формирования мощного восходящего потока, способного расколоть континент. Но при длительном пребывании на одном месте под Африкой может возникать горячий восходящий поток, порождающий систему рифтов.

Состояние Австралии может соответствовать той стадии эволюции структуры течений, при которой континентальная плита пассивно быстро перемещается к ближайшему нисходящему потоку (который сам также может мигрировать и трансформироваться). При этом размеры Австралийского континента могут быть недостаточны для формирования под ним горячего восходящего мантийного потока.

Следует еще раз заметить, что выводы, касающиеся геодинамики конкретных континентов, являются лишь предварительными и требуют проверки в дальнейших численных экспериментах.

6. Рассчитанные распределения теплового потока континентов и океанов, в безразмерных единицах совпадающие с локальным числом Нуссельта, дают качественное объяснение проблемы распределения теплового потока континентов и океанов. Как известно [8], средний тепловой поток Земли составляет около  $80 \text{ мВт/м}^2$ , средний тепловой поток континентов – около  $60 \text{ мВт/м}^2$ , а океанов – около  $100 \text{ мВт/м}^2$ . Поскольку примерно половина теплового потока континентов может быть обусловлена радиоактивностью коры, то мантийная составляющая потока через континенты, оказывается примерно в 3 раза меньше выходящей через океаны. Как видно из рис. 4 и 5, рассчитанный тепловой поток в точках максимума, соответствующих срединно-океаническим хребтам, может превышать средний континентальный поток в 5 – 7 раз, а средний океанический тепловой поток превышает континентальный в 3 – 4 раза.

Долгое время после получения глобальных данных измерений теплового потока проблема более низкого теплового потока континентов по сравнению с океанами не

находила своего объяснения [9]. Полуколичественное объяснение этого различия тепловых потоков было дано в работе [10]. На основе метода параметризованной конвекции было показано, что под континентами тепловая конвекция в среднем подавляется благодаря теплоэкранирующему эффекту континентов и поэтому уменьшаются скорости мантийных течений и уменьшается конвективный вынос тепла из горячих низов мантии к подошве континента.

7. Вычисленные времена перестроек структур мантийной конвекции и дрейфа континентов находятся в качественном согласии с палеомагнитными и палеогеологическими реконструкциями. Но следует иметь в виду, что эти времена зависят от параметров мантии и континентов, а также могут несколько меняться в зависимости от выбранной численной схемы и расчетной сетки. Общие закономерности эволюции системы вязкая мантия–твердые теплопроводные движущиеся континенты не меняются, так как определяются механическим и тепловым взаимодействием мантии и континентов. Одним из главных результатов проведенного численного эксперимента является самосогласованное моделирование процесса формирования структур типа активных и пассивных окраин континентов, в частности окраинных морей, которое оказывается возможным даже без учета океанических литосферных плит.

*Благодарности.* Настоящее исследование проведено при поддержке Международного Научного Фонда (проект МРМ000) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (код проекта 93-05-8624).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Gurnis M.* Large-scale mantle convection and the aggregation and dispersal of supercontinents // *Nature*. 1988. Vol.332, No.6166. P.695–699.
2. *Zhong Sh., Gurnis M.* Dynamic feedback between a continental raft and thermal convection // *J. Geophys. Res.* 1993. Vol. 98, No.В7. P.12219–12232.
3. *Рыков В.В., Трубицын В.П.* Численное моделирование трехмерной мантийной конвекции и тектоники континентальных плит // *Геодинамика и прогноз землетрясений*. М.: Наука, 1994. С.94–102. (Вычисл. сейсмология; Вып.26).
4. *Трубицын В.П., Васильев П.П., Карасев А.А.* Тепловая конвекция в верхней мантии Земли // *Изв. АН СССР. Физика Земли*. 1979. N 10. С.3–13.
5. *Трубицын В.П., Бобров А.М.* Эволюция структуры мантийной конвекции после раскола суперконтинента // *Физика Земли*. 1993. N 9. С.27–37.
6. *Трубицын В.П., Бобров А.М., Кубышкин В.В.* Влияние континентальной литосферы на структуру мантийной тепловой конвекции // *Физика Земли*. 1993. N 5. С.1–12.
7. *Трубицын В.П., Белавина Ю.Ф.* Геодинамические модели зон субдукции // *Физика Земли*. 1992. N 7. С.3–34.
8. *Sclater J.G., Parsons B., Jaupart C.* Oceans and continents: similarities and differences in the mechanisms of heat loss // *J. Geophys. Res.* 1981. Vol.86, B12. P.11535–11552.
9. *Жарков В.Н., Трубицын В.П.* Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
10. *Трубицын В.П., Фрадков А.С.* Конвекция под континентами и океанами // *Изв. АН СССР. Физика Земли*. 1985. N 7. С.3–13.