

УДК 550.311

СТРУКТУРА МАНТИЙНОЙ КОНВЕКЦИИ ПОД НЕПОДВИЖНЫМИ КОНТИНЕНТАМИ

В.П. Трубицын, А.М. Бобров

Объединенный институт физики Земли Российской академии наук

В работе проведены численные эксперименты для выяснения влияния континентов на структуру тепловой конвекции в мантии. Мантия моделировалась подогреваемой снизу вязкой жидкостью, находящейся в двумерной области, десятикратно вытянутой по горизонтали. Континенты рассматривались как толстые твердые теплопроводные плиты, помещенные в мантию. Расчеты проводились для тепловой конвекции различной интенсивности, соответствующей числам Рэлея $Ra = 10^5$, 5×10^5 и 10^6 . Толщина континента d варьировалась от 0.05 до 0.3, а горизонтальные размеры L – от 0.3 до 2 (в единицах толщины мантии). Так как континенты замедляют выход тепла из мантии, нижележащее вещество мантии нагревается, становится легче и нисходящий поток сменяется на восходящий. Рассчитаны времена таких перестроек структуры мантийных течений τ для различных значений параметров. Получены аппроксимационные аналитические зависимости для $\tau(Ra)$, $\tau(d)$ и $\tau(L)$. Оказалось, что для обычно принимаемых значений параметров Земли при толщине континента ~ 300 км и горизонтальных размерах ~ 6 тыс км нисходящий поток сменяется на восходящий за время порядка 200 млн лет. Поскольку континенты не стоят на месте, а дрейфуют, то восходящий поток может образоваться, если за время τ континент не успеет переместиться относительно мантии на расстояние больше половины его длины. Таким образом, под континентом, смещающимся относительно мантии со скоростью $\ll 1$ см/год (типа Африки), должен существовать восходящий мантийный поток, а под быстро перемещающимся континентом (типа Австралии) восходящий поток образоваться не успевает.

STRUCTURE OF MANTLE CONVECTION BENEATH STATIONARY CONTINENTS

V. P. Trubitsyn and A. M. Bobrov

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

We made numerical tests to elucidate the impact of continents on the structure of thermal convection in the mantle. The mantle was modeled by a viscous fluid occupying a horizontally extended rectangular region having the aspect ratio 1:10. Continents were treated as thick solid heat-conducting plates placed on the mantle. Calculations were carried out for convection at Rayleigh numbers $Ra = 10^5$, 5×10^5 , and 10^6 . Plate thickness d varied from 0.05 to 0.3 and their length L changed from 0.3 to 2, in mantle depth units. Continents prevent heat

release from the underlying mantle; the mantle material heats up and becomes lighter; as a result, a hot upwelling flow replaces downwelling. We calculated characteristic time τ for various values of model parameters and obtained analytical approximations for $\tau(Ra)$, $\tau(d)$, and $\tau(L)$. This time was estimated as 2×10^8 yr for the parameters commonly assumed: plate thickness and length about 300 km and 6,000 km, respectively. Continental drift can be significant in restructuring of convective patterns. Upwelling flow can evolve beneath a continent of length L if it moves a distance less than $L/2$ in time τ . Thus a hot upwelling flow must exist under a continent drifting with a velocity well below 1 cm yr^{-1} , as in the case of Africa, whereas such a flow has no time to evolve beneath continents that drift fast enough (like Australia).

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию тепловой конвекции в мантии в последние два десятилетия посвящено очень большое количество работ (см., например, [1-6]). Подробно исследовалось влияние переменной вязкости, фазовых переходов, высоких значений числа Рэлея, сферичности Земли и т.д. При этом в подавляющем большинстве работ совсем не учитывалось влияние континентов. Но, как показано в нижеобсуждаемых работах, наличие континентов кардинально перестраивает всю структуру течений в мантии.

Влияние континентальных литосферных плит на структуру мантийной тепловой конвекции исследовалось в работах [7-13]. В [7, 8] на двумерной модели изучалась мантийная конвекция с учетом ее взаимодействия с двумя свободно плавающими плитами, которые сначала сходились и объединялись в Пангею, а затем расходились. В этой модели выявлены новые эффекты, находящиеся в согласии с современным геофизическим состоянием мантии и с геологическими данными за последние 200 млн лет. В модели на краях континентов искусственно вводилась область пониженной вязкости. В работах [10, 13] сначала рассчитывалась структура свободной мантийной конвекции в вытянутой области с соотношением сторон 1:10, в которой устанавливалось 10 конвективных ячеек. Затем на центральный нисходящий поток помещалась твердая толстая континентальная плита и жестко закреплялась в пространстве. Рассматривалось, как благодаря теплоэкранирующему эффекту литосферы происходят изменения структуры мантии под континентом и в близлежащих областях мантии.

В работах с движущимися плитами [11, 12] детально исследовалась эволюция структуры мантийных течений после разрыва плиты на две части, в частности впервые было обнаружено возникновение соответствующих окраинным морям структур вблизи фронта движущихся континентов.

В работах с фиксированной в пространстве неподвижной плитой [10, 13] была также рассчитана зависимость времени перестройки структуры мантийных течений (времени обращения) τ от числа Рэлея Ra , толщины континентальной плиты d и горизонтальных размеров континентальной плиты L для некоторых их значений в интервалах: $10^5 \leq Ra \leq 10^6$, $0.1 \leq d \leq 0.3$, $0.5 \leq L \leq 2$. Плита считалась твердой, скользкой, теплопроводной. В работе [9] рассчитывалась мантийная конвекция в области с отношением сторон 1:4. Континентальная плита считалась теплопроводной с прилипанием на границе с мантией. Расчеты выполнены для двух значений толщины плиты $d = 0.09$ и $d = 0.14$. Найдено, при каких размерах

и значениях теплопроводностей плиты происходит разлом плиты и расхождение ее частей после обращения течений. Предполагалось, что плита разламывается, когда растягивающие напряжения достигают значения 48 МПа. Однако значения самих времен обращения в работе не приводятся.

В настоящей статье проводится более детальное исследование процесса изменения структуры мантийной конвекции под неподвижным толстым теплопроводным континентом и определяются времена обращения τ в виде функции числа Рэлея $\tau(Ra)$, толщины $\tau(d)$ и размера плиты $\tau(L)$.

УРАВНЕНИЯ И МОДЕЛЬ

В приближении Буссинеска система уравнений конвекции для вязкой мантии имеет вид [10]

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

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

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

Внутри твердой континентальной плиты тепло переносится только кондуктивно:

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

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 ρ , коэффициент теплового расширения α и вектор ускорения силы тяжести $\mathbf{g}$ полагаются постоянными и одинаковыми в мантии и в континентальной плите. Кинематическая вязкость ν принимается постоянной во всей мантии.

Затем в уравнениях (1)–(4) выполняется переход к безразмерным величинам, единицами измерения которых 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 ΔT – величина наадиабатической разности температур между нижней и верхней границами конвективной области;

для скорости: $V_0 = k/D$;

для давления: $p_0 = \rho k \nu / D^2$.

В численном методе, применяемом в данной работе, используются переменные T, ω, ψ , где $\omega = \operatorname{rot} \mathbf{V}$ – вихрь скорости, ψ – функция тока. Безразмерная функция тока ψ связана с безразмерной скоростью $\mathbf{V}$ соотношением

$$\mathbf{V} = (V_x, 0, V_z) = (-\partial \psi / \partial z, 0, \partial \psi / \partial x). \quad (5)$$

С учетом (5) вихрь скорости $\omega = \text{rot} \mathbf{V}$ можно записать в виде

$$\omega = (0, \omega, 0) = (0, -\nabla^2 \psi, 0). \quad (6)$$

Исключая из уравнения движения (2) давление p путем взятия ротора и переходя для рассматриваемого двумерного течения несжимаемой (3) жидкости к функции тока $\psi(x, z, t)$, получаем (в безразмерных переменных) уравнение для функции тока

$$\nabla^4 \psi = -\text{Ra} \partial T / \partial x, \quad (7)$$

где Ra – число Рэлея

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

Из (6) и (7) получаем два связанных уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \omega = \text{Ra} \partial T / \partial x, \quad (8)$$

$$-\nabla^2 \psi = \omega. \quad (9)$$

Уравнения теплопереноса имеют вид:

$$\partial T / \partial t = \nabla^2 T - \mathbf{V} \nabla T \quad \text{для мантии} \quad (10)$$

и

$$\partial T / \partial t = \nabla^2 T \quad \text{для плиты.} \quad (11)$$

Здесь и далее обозначения переменных относятся к безразмерным величинам.

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

В качестве граничных условий на нижней поверхности ($z = 0$) задаются условия проскальзывания $\omega = 0$, непротекания $\psi = 0$ и фиксированная температура $T = 1$. На боковых стенках задаются условия проскальзывания $\omega = 0$, непротекания $\psi = 0$ и условие периодичности, приводящее к равенству нулю теплового потока $\partial T / \partial x = 0$. На всей верхней границе ($z = 1$) задается фиксированная температура $T = 0$.

В случае модели вязких континентов можно применять схему сквозного счета, распределяя скачок вязкости на несколько шагов сетки. В нашей модели континенты считаются твердыми (с бесконечной вязкостью), поэтому на границах мантия-континент необходимо производить сшивание решений. На ломаной верхней границе мантии, которая в континентальной части проходит по подошве и торцам 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-твердая литосфера выполняются условия непрерывности температуры и теплового потока.

В качестве начального условия использованы температурные поля, предварительно полученные в расчетной области в отсутствие плиты. Затем в области, занимаемой плитой, вязкость вещества мгновенно увеличивается до бесконечности, и далее производится расчет эволюции тепловой конвекции по уравнениям (8)–(11) с учетом (5).

На каждом временном шаге последовательно решаются: уравнение теплопереноса для нахождения поля температуры и два уравнения Пуассона для нахождения вихря скорости ω и функции тока ψ . Значения температуры T , вихря ω и функции тока ψ определяются в узлах сетки – центрах элементарных ячеек, а используемые в вычислениях компоненты скорости – в центрах соответствующих сторон ячеек. Расчет выполняется на равномерной сетке 401×41 , что при выбранном соотношении сторон области (10:1) соответствует шагу $1/40$ по обеим осям. Расчеты проводились на компьютерах PC AT 486 и RISC 6000. При этом время расчета одного варианта (до момента достижения обращения мантийных течений) при $Ra = 5 \times 10^5$, $d = 0.1$ и $L = 0.5$ на компьютере RISC 6000 составило около двух часов.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В результате численных экспериментов в работе рассчитаны времена перестройки структуры мантийных течений для модели вязкой подогреваемой снизу мантии и толстого теплопроводного континента. Сначала рассчитывалась структура мантийной конвекции, устанавливающаяся в отсутствие континента, а затем на один из нисходящих потоков помещался континент и рассчитывалась эволюция структуры мантийной конвекции при наличии континента. В работе рассчитаны времена обращения структуры мантийной конвекции в следующем диапазоне параметров: для трех значений числа Рэлея 10^5 , 5×10^5 , 10^6 ; для толщины континентов от 0.05 до 0.3, для горизонтальных размеров континентов от 0.3 до 2 (в единицах толщины мантии).

На рис. 1 приведены изолинии температуры, характеризующие изменение структуры мантийной конвекции после того, как в начальный момент t_0 на нисходящий мантийный поток в центре рассматриваемой расчетной области была помещена плита. Как видно на рис. 1, в момент времени t_1 , благодаря теплоэкранирующему эффекту континента, мантия под ним начинает прогреваться, мантийное вещество становится легче, нисходящий центральный поток ослабевает, а соседние восходящие горячие потоки усиливаются и начинают стягиваться к центру. В результате центральная конвективная ячейка сужается, а боковые – расширяются. В момент времени t_2 происходит дальнейшее ослабление центрального нисходящего потока. Момент t_3 является переходным, после него под центром плиты формируется единый восходящий мантийный поток и образуются две широкие конвективные ячейки, захватывающие как субконтинентальную, так и океаническую мантию. Этот образовавшийся единый восходящий поток под континентом представлен на рис. 1 для момента t_4 .

Чтобы рассчитать время обращения структуры конвекции, необходимо выбрать некоторый критерий перестройки течений. В качестве такого критерия примем условие исчезновения нисходящих течений (отсутствие отрицательных вертикаль-

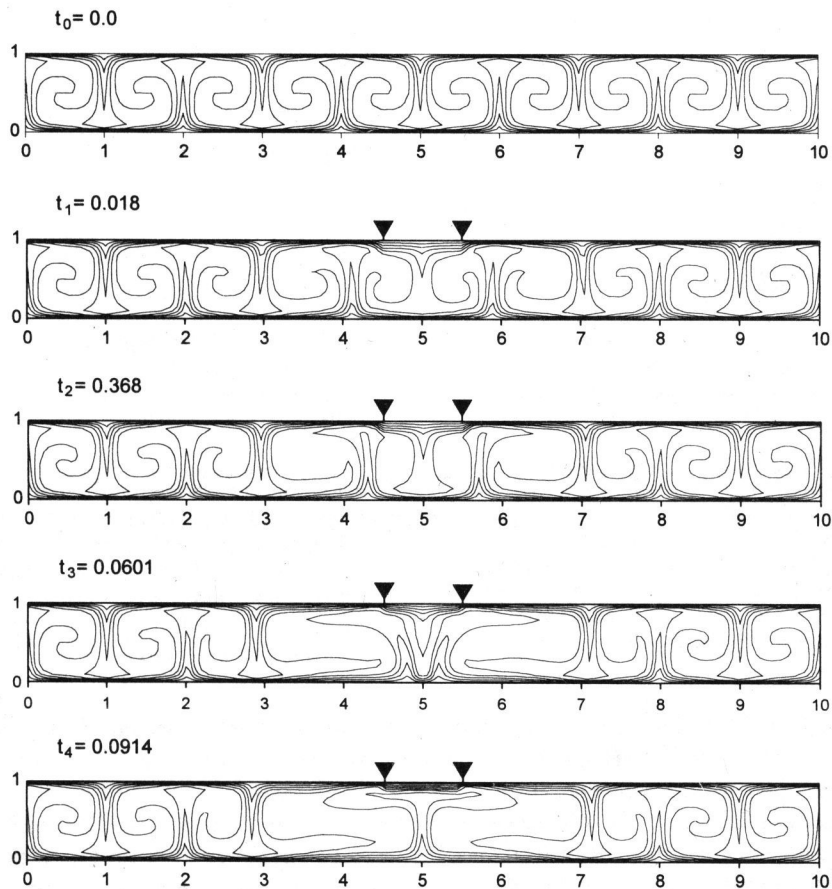


Рис. 1. Поля температуры в вязкой мантии и твердой плите, рассчитанные для пяти моментов безразмерного времени t : $t_0 = 0$, $t_1 = 1.80 \times 10^{-2}$, $t_2 = 3.68 \times 10^{-2}$, $t_3 = 6.01 \times 10^{-2}$, $t_4 = 9.14 \times 10^{-2}$ при $Ra = 10^5$, длине плиты $L = 1$ и ее толщине $d = 0.1$

Значения безразмерных температур изменяются от 0 (на верхней границе) до 1 (на нижней) с интервалом 0.1; треугольные риски на верхней границе расчетной области показывают положение краев континентальной плиты

ных компонент скорости течения) во всех точках на полувысоте мантии, (т.е. при $z = (1 - d)/2$) под средней частью континентальной плиты. Размер этой части принят равным $L/2$.

На рис. 2 приведены времена перестройки структуры мантийных течений τ в зависимости от числа Рэлея, характеризующего интенсивность тепловой конвекции для двух значений толщины плиты d . Результаты могут быть аппроксимированы зависимостью $\tau \sim Ra^{-2/3}$. Как известно [1], характерная скорость тепловой конвекции пропорциональна $Ra^{+2/3}$. Таким образом, в первом приближении время перестройки оказывается обратно пропорциональным характерной скорости конвективных течений.

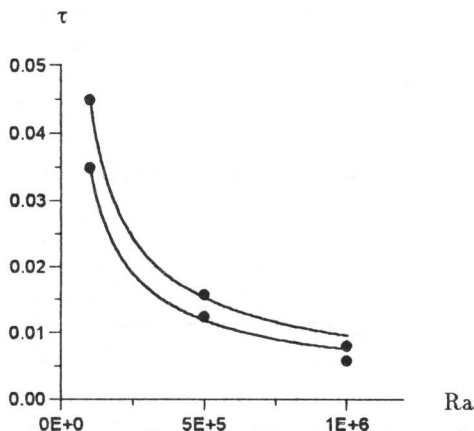


Рис. 2. Зависимость характерного времени обращения τ от числа Рэлея при $L=2$, $d=0.1$ и $d=0.2$

Кружки — вычисленные значения τ . Время τ при $d=0.2$ аппроксимируется зависимостью $\tau = 75.3 Ra^{-2/3}$ (нижняя кривая), при $d=0.1$ — зависимостью $\tau = 96.6 Ra^{-2/3}$ (верхняя)

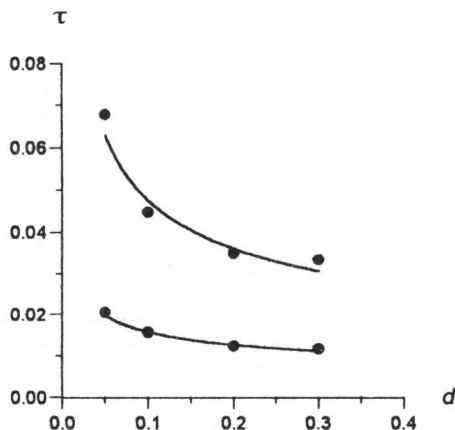


Рис. 3. Зависимость характерного времени обращения τ от толщины плиты d при $L=2$, $Ra=10^5$ и $Ra=5 \times 10^5$

Кружки — вычисленные значения τ . Время τ при $Ra=10^5$ аппроксимируется зависимостью $\tau = 0.019d^{-0.40}$ (верхняя кривая), при $Ra=5 \times 10^5$ — зависимостью $\tau = 0.0076d^{-0.32}$ (нижняя)

На рис. 3 приведены зависимости времени τ от толщины плиты d , на рис. 4 — результаты расчетов времени перестройки структуры мантийной конвекции τ в зависимости от длины плиты, $\tau(L)$.

Как следует из расчетов, время обращения резко увеличивается с уменьшением горизонтальных размеров, и, возможно, существует некоторый критический горизонтальный размер, при котором обращения не происходит. Но для решения этого вопроса необходимы расчеты на более мелких расчетных сетках с использованием более мощных компьютеров. Также более мощных машин требуют расчеты для более реальных чисел Рэлея $Ra \gtrsim 10^7$.

Как указывалось выше, эволюция структуры мантийных течений, кроме работ [7, 8, 10, 13], рассчитывалась также в [9]. Из этой работы следует, что перестройка конвекции и разрыв плиты имеют место только для горизонтальных размеров плиты, больших глубины мантии. Однако расчеты в [9] проводились в области, вытянутой по горизонтали только в 4 раза, где в начальном состоянии устанавливались только две конвективные ячейки. Но в процессе переворота, как правило [10, 13], происходит большое увеличение горизонтальных размеров конвективных ячеек, поэтому вертикальные стенки расчетной области могут значительно затруднять переворот мантийных течений. Приведенные в настоящей статье расчеты выполнены для соотношения сторон области 10:1, когда влиянием вертикальных стенок можно пренебречь. Проведенные нами расчеты показывают, что переворот конвекции возможен и для размеров плит, меньших толщины мантии.

Следует отметить, что критерии обращения течения, используемые в [9] и в нашей работе, отличаются друг от друга. В работе [9] критерием обращения является достижение на подошве плиты напряжений растяжения 48 МПа. Целью

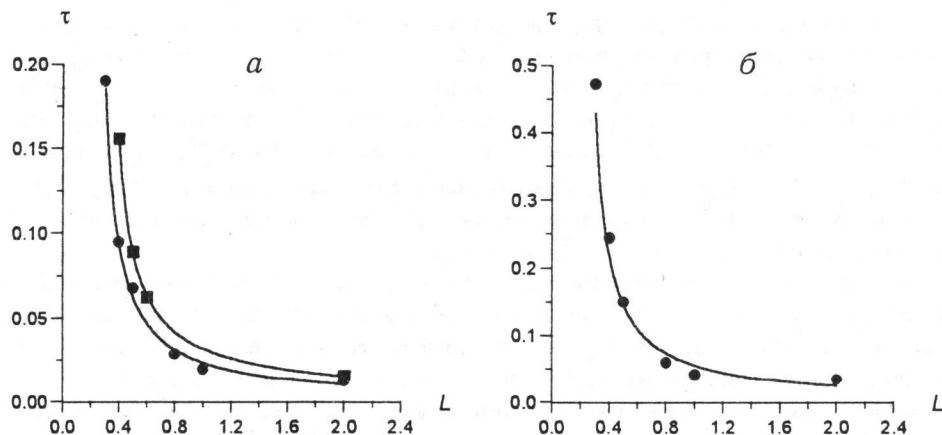


Рис. 4. Зависимость характерного времени обращения τ от длины плиты L

a – результаты расчетов для значений толщины $d = 0.1$ (квадраты) и $d = 0.2$ (кружки) при $Ra = 5 \times 10^5$, время τ при $d = 0.2$ аппроксимируется аналитической зависимостью $\tau = 0.019(L - 0.2)^{-0.99}$, при $d = 0.1$ – зависимостью $\tau = 0.024(L - 0.3)^{-0.81}$; b – результаты расчетов для $d = 0.2$ (кружки) при $Ra = 10^5$, время τ аппроксимируется зависимостью $\tau = 0.045(L - 0.2)^{-0.98}$

настоящей работы является исследование структуры мантийных течений в глубинах мантии. Поэтому, как указывалось, в качестве критерия обращения течений нами берется смена нисходящего течения на восходящее на полувысоте мантии под всей средней частью континентальной плиты, время обращения – разность между моментом выполнения этого критерия и начальным моментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показывают, что в рассмотренной модели под неподвижными континентами, как правило, должны образовываться восходящие мантийные потоки. Это обусловлено тем, что континенты тормозят выход тепла из недр мантии, поэтому вещество мантии под континентом со временем перегревается, становится легче, и структура конвекции изменяется, перестраиваясь так, чтобы под континентом образовался восходящий мантийный поток. Очевидно, что этот эффект может возникать, только если размеры и толщины континентов не очень малы. Особенно сильно на время перестройки τ влияют горизонтальные размеры континентов. Если эти размеры становятся меньше толщины мантии, то время переворота резко возрастает. Чтобы выяснить, существует ли минимальное предельное значение размера, при котором переворот еще происходит, нужно использовать более частую расчетную сетку и более мощные компьютеры.

Для сравнения со структурой мантийных течений в реальной Земле нужно иметь в виду, что конвекция в Земле более интенсивна, чем в рассматриваемой модели. Полученную в работе зависимость времени τ от числа Рэлея можно использовать для оценки времени обращения мантийных течений под континента-

ми для реальной Земли. Для параметров мантии Земли можно взять следующие часто используемые средние значения: $\alpha = 2 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, $g = 10 \text{ м с}^{-2}$, адиабатический перепад температуры $\Delta T = 2 \times 10^3 \text{ K}$, $D = 3 \times 10^6 \text{ м}$, $k = 2 \times 10^6 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, $\nu = 5 \times 10^{17} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, что в данной модели подогрева соответствует числу Рэлея $Ra = \alpha g \Delta T D^3 / k \nu = 10^7$. Используя затем значение $\tau \simeq 8 \times 10^{-3}$, полученное для $Ra = 10^6$, $d = 0.1$ и $L = 2$, и учитывая зависимость $\tau(Ra)$ в виде $\tau \sim Ra^{-2/3}$, получим, что при $Ra = 10^7$ характерное время τ для континента с размерами $d = 0.1$, $L = 2$ составит $(8 \times 10^{-3} \times 10^{-2/3}) = 1.7 \times 10^{-3}$.

Поскольку все континенты не стоят на месте, а перемещаются, то в реальной ситуации для существования в мантии под континентом восходящего потока нужно, чтобы за время переворота континент в процессе дрейфа сместился относительно мантии на расстояние меньше половины его длины. Исходя из такой оценки получим, что критическая безразмерная скорость V^* континента, соответствующая такому смещению, при $Ra = 10^7$ составляет величину $V^* = 0.5L/\tau = 1/(1.7 \times 10^{-3}) = 580$.

От полученных безразмерных величин можно перейти к размерным. При использованных выше параметрах Земли единицы измерения будут соответственно равны: единица длины $D - 3$ тыс км, единица времени $D^2/k - 133$ млрд лет, единица скорости $k/D - 2.1 \times 10^{-3}$ см/год. Таким образом, время обращения мантийных течений τ для рассматриваемой плиты с размерами $L = 6000$ км, $d = 300$ км и $Ra = 10^7$ будет примерно 200 млн лет. Критическая скорость V^* составит величину порядка 1 см/год.

Таким образом, если континент рассматриваемых размеров движется со скоростью много меньшей, чем 1 см/год, то под ним в мантии успевает образовываться восходящий горячий поток. Если же континент движется со скоростью много большей, чем 1 см/год, то он успевает сместиться с той области мантии, где восходящий поток начал возникать.

Как известно из геолого-геофизических данных, Африка остается неподвижной относительно мантии в течение около 1 млрд лет, т.е. скорость ее много меньше 1 см в год. Поэтому, согласно вышеуказанной оценке, под ней должен существовать горячий восходящий поток, что согласуется с данными сейсмической томографии. Австралия имеет размеры существенно меньшие, чем 6 тыс км, и в результате взаимодействия с соседними плитами движется к центру Тихого океана со скоростью порядка до 10 см/год. Поэтому, согласно полученному выше критерию, под ней не может образоваться восходящий горячий поток.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке ИНТАС (грант INTAS 94-1099) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 93-05-8624).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Turcotte D.L., Schubert G.* Geodynamics. N.Y.:Wiley, 1982. 449 p.
2. *McKenzie D.P., Roberts J.M., Weiss N.O.* Convection in the Earth's mantle: towards a numerical simulation // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 62, Pt.3. P.465-538.
3. *Malevsky A.V., Yuen D.A.* Plume structures in the hard-turbulent regime of three-dimensional infinite Prandtl number convection // Geophys. Res. Lett. 1993. Vol.20, N 3. P.383-386.

4. *Christensen U., Yuen D.A.* Layered convection induced by phase transitions // *J. Geophys. Res.* 1985. Vol.90, N B12. P.10291-10300.
5. *Hager B.H., Gurnis M.* Mantle convection and the state of the Earth's interior // *Rev. Geophys.* 1987. Vol.25, N 6. P.1277-1285.
6. *Christensen U., Harder H.* 3-D convection with variable viscosity // *Geophys. J. Inter.* 1991. Vol.104. P.213-226.
7. *Gurnis M.* Large-scale mantle convection and the aggregation and dispersal of supercontinents // *Nature.* 1988. Vol.332, N 6166. P.695-699.
8. *Gurnis M., Zhong S.* Generation of long-wavelength heterogeneity in the mantle by the dynamic interaction between plates and convection // *Geophys. Res. Lett.* 1991. Vol.18. P.581-584.
9. *Lowman J.P., Jarvis G.T.* Mantle convection flow reversals due to continental collisions // *Geophys. Res. Lett.* 1993. Vol.20, N 19. P.2091-2094.
10. *Трубицын В.П., Бобров А.М., Кубышкин В.В.* Влияние континентальной литосферы на структуру мантийной тепловой конвекции // *Физика Земли.* 1993. N 5. С.3-11.
11. *Трубицын В.П., Бобров А.М.* Эволюция структуры мантийной конвекции после раскола суперконтинента // *Физика Земли.* 1993. N 9. С.27-37.
12. *Трубицын В.П., Бобров А.М.* Тепловое и механическое взаимодействие континентов с мантией // *Теоретические проблемы геодинамики и сейсмологии.* М.: Наука, 1994. С.3-20. (Вычисл. сейсмология; Вып.27).
13. *Бобров А.М., Трубицын В.П.* Времена перестроек структуры мантийных течений под континентами // *Физика Земли.* 1995. N 7. С.5-13.