

# I. ГЕОДИНАМИКА

УДК 550.311

## ВЯЗКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ И РЕЛЬЕФ ПАССИВНЫХ И АКТИВНЫХ ОКРАИН ДВИЖУЩЕГОСЯ КОНТИНЕНТА

А.М. Бобров

*Объединенный институт физики Земли Российской академии наук, Москва*

В.П. Трубицын

*Объединенный институт физики Земли Российской академии наук, Москва*

*Международный институт теории прогноза землетрясений  
и математической геофизики Российской академии наук, Москва*

Исследуется влияние движения континентов относительно мантии Земли на вязкие нормальные вертикальные напряжения и динамический рельеф активных и пассивных континентальных окраин. Получено, что при скоростях континента больших, чем максимальные скорости в субконтинентальной мантии (если скорость континента велика из-за воздействия соседних плит), напряжение и рельеф на передней (активной) континентальной окраине повышены, на задней (пассивной) – понижены. Величина этого эффекта меньше или сравнима по величине с рельефом, вызванным тепловой конвекцией в мантии.

## VISCOUS STRESSES AND THE RELIEF OF PASSIVE AND ACTIVE MARGINS OF A MOVING CONTINENT

A.M. Bobrov

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

V.P. Trubitsyn

*United Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences,  
International Institute of Earthquake Prediction Theory  
and Mathematical Geophysics, Russian Academy of Sciences, Moscow*

We investigate the effect of a movement of continents relative to the Earth's mantle on viscous normal vertical stresses and dynamic relief at the active and passive continental margins. We obtain the result that, if the velocity of the continent is larger, then the maximum velocity in subcontinental mantle (because of the influence of the neighbor plates), the stress and the relief on forward (active) continental margin become higher, on back (passive) are lower. The relief caused by this effect is less or comparable in value to the relief caused by thermal convection in the mantle.

## ВВЕДЕНИЕ

Рельеф дна океанов, порождаемый динамическими процессами в мантии Земли, представляет собой одну из важнейших характеристик этих процессов. Расчет рельефа и вызывающих его напряжений был выполнен в ряде работ [1–4]. При этом в расчетах континенты не учитывались или полагались неподвижными относительно всей мантии в целом. В действительности, однако, континенты не являются неподвижными, а перемещаются под действием мантийной конвекции, а также сил, действующих со стороны смежных литосферных плит. При движении континента впереди него возникает зона сжатия, а позади – зона растяжения. Соответственно изменяется рельеф дна океана. В связи с этим в настоящей работе на двумерной модели анализируется вопрос о нормальных вертикальных напряжениях и рельефе континентальных окраин, вызываемых двумя факторами – тепловыми конвективными течениями в вязкой мантии Земли и движением континентальной литосферной плиты с некоторой фиксированной скоростью на поверхности мантии. При этом в расчетах учитывается сцепление подошвы литосферной плиты с веществом мантии.

## МЕТОД РЕШЕНИЯ

Напряжения и динамический рельеф дна океанов можно рассчитать, исходя из полей скорости течения и температуры, получаемых в рассматриваемой модели тепловой конвекции в мантии (в нашем случае – модели тепловой мантийной конвекции при наличии жесткого движущегося континента конечной толщины с условием прилипания на его подошве). В двумерном случае компонента вязкого напряжения  $\sigma_{zz}(x, z)$  определяется соотношением

$$\sigma_{zz}(x, z) = p(x, z) - 2\partial V_z(x, z)/\partial z, \quad (1)$$

где  $p$  – давление,  $x, z$  – координаты,  $V_z$  – вертикальная составляющая скорости вязкого течения вещества.

Соотношение (1) приведено в безразмерных переменных. Их единицами измерения являются  $\sigma_0 = p_0 = k\rho\nu/D^2$ ,  $x_0 = z_0 = D$ ,  $V_0 = k/D$ ,  $\rho$  – плотность,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $D$  – толщина конвективного слоя. Давление отсчитывается от гидростатически равновесного состояния.

Входящее в (1) давление  $p(x, z)$  может быть рассчитано из уравнения Навье–Стокса, которое в проекциях  $x, z$  имеет вид

$$\partial p/\partial x = \nabla^2 V_x, \quad (2)$$

$$\partial p/\partial z = \nabla^2 V_z + \text{Ra}T, \quad (3)$$

где число Рэлея  $\text{Ra} = (g\alpha D^3 \Delta T)/k\nu$ ,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения, а единицей измерения безразмерной температуры  $T$  служит  $T_0 = \Delta T$ , где  $\Delta T$  – величина наадиабатической разности температур между нижней и верхней границами конвективной области.

Формулы (1), (2) и (3) позволяют (приняв за начало отсчета, например, значение  $p = 0$  в какой-либо точке верхней границы) найти поля давления  $p$  и компоненты напряжения  $\sigma_{zz}$  по известным полям температуры и скорости. В принятой нами

численной схеме использовались переменные температура  $T$ , вихрь  $\omega$ , функция тока  $\varphi$ , поэтому формулы (2), (3) использовались в измененном виде. Именно, с учетом того, что

$$\nabla^2 V_x = -\nabla^2(\partial\varphi/\partial z) = \partial(-\nabla^2\varphi)/\partial z = \partial\omega/\partial z \quad (4)$$

и

$$\nabla^2 V_z = \nabla^2(\partial\varphi/\partial x) = \partial(\nabla^2\varphi)/\partial x = -\partial\omega/\partial x, \quad (5)$$

соотношения (2) и (3) принимают вид

$$\partial p/\partial x = \partial\omega/\partial z, \quad (6)$$

$$\partial p/\partial z = -\partial\omega/\partial x + \text{Ra}T, \quad (7)$$

Входящие в (4)–(7) безразмерные функция тока  $\varphi$  и вихрь скорости  $\omega$  имеют единицы измерения  $\varphi_0 = k$ ,  $\omega_0 = k/D^2$ .

### ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В ряде работ при исследовании различных эффектов, вызываемых конвекцией в мантии, рассматривается изотермический случай, когда мантийные конвективные течения вызваны не тепловой конвекцией, а механическим взаимодействием с движущимися плитами (кинематическая модель конвекции [5, 6]). Поэтому в настоящей работе наряду с тепловой конвекцией также рассматривается чисто кинематическая модель, когда течения в мантии наводятся только за счет движущейся в ней континентальной плиты. (Решение такой задачи дает возможность выявить эффект движения в чистом виде и удобно для отладки программы расчета мантийной конвекции.)

На рис. 1 представлено поле течений, возникающих в этой изотермической модели, движение плиты происходит слева направо. Линии функции тока  $\varphi$  внутри движущейся литосферной плиты (на рисунке не показаны) в силу недеформируемости плиты представляют собой отрезки горизонтальных прямых, их замыкание происходит через область мантии.

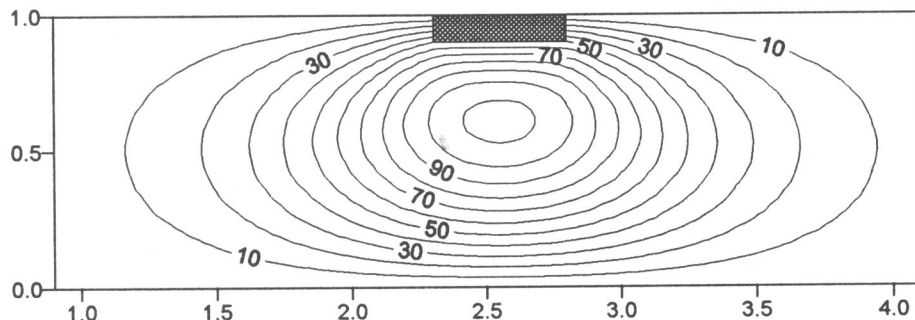


Рис. 1. Поле функции тока  $\varphi$ , наведенное в вязкой мантии движением литосферной континентальной плиты (выделена штриховкой)

Модель изотермической мантии. Безразмерная скорость континента  $V_c = 500$ . Приведена часть расчетной области, содержащая континент (полная длина расчетной области – 10 безразмерных единиц)

Видно, что картина течений практически симметрична (незначительная несимметричность связана с нахождением литосферной континентальной плиты в показанный момент времени не точно в середине расчетной области, т.е. не вполне симметрично относительно ее боковых сторон). Показан случай скорости плиты  $V_c = 500$ , отсюда значение функции тока на подошве плиты толщиной 0.1 составляет  $\varphi = 50$  безразмерных единиц. То же значение, в силу условия прилипания, имеет  $\varphi$  в мантии непосредственно под подошвой плиты.

На рис. 2 приведено поле вихря скорости  $\omega$  для того же случая. Так как в данной постановке причиной мантийных течений является движение плиты, наибольшие значения вихря имеют место на ее границах (особенно вблизи углов области плиты). Как и поле  $\varphi$ , поле  $\omega$  также является практически симметричным.

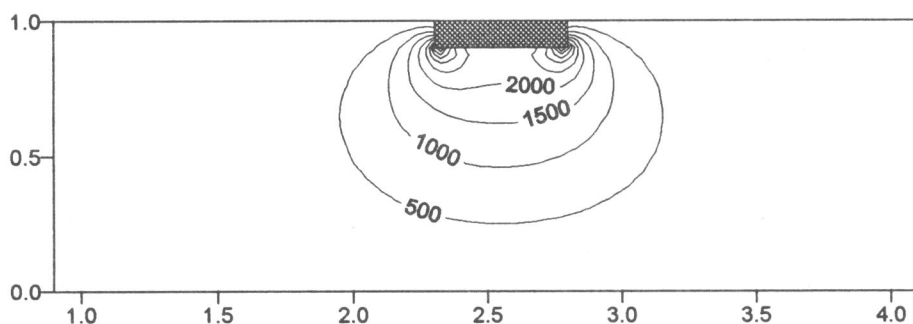


Рис. 2. Поле вихря скорости  $\omega$  для модели, приведенной на рис. 1

Результаты расчета полей функции тока и вихря скорости для данной модели тестировались сравнением с расчетом этой же модели по программе, используемой в работах Трубицына и Рыкова [7–9]. Авторы использовали метод сквозного счета, при котором толстый континент заменялся бесконечно тонкой твердой пластиной (верхняя кора), подстилаемой высоковязкой нижней корой. Поэтому расчет мантийных течений с движущимся погруженным континентом в этом методе сводится к решению уравнения Стокса в прямоугольной области с переменной в пространстве вязкостью. В настоящей же работе нами используется метод двух областей с условием прилипания на подошве и торцах движущегося континента. Еще одно различие с [7–9] состояло в использовании Трубицыным и Рыковым переменных температура-скорость-давление, тогда как в нашей схеме используются переменные температура-вихрь-функция тока. Результаты, полученные обоими методами, согласуются в пределах точности расчетов.

На рис. 3 показано рассчитанное нами распределение давления в изотермической задаче. Видно, что в области позади движущейся плиты (на рисунке – слева) давление понижено относительно давления перед ней. В столбе мантийного вещества, расположенном под плитой, градиент давления направлен почти горизонтально (исключая слой мантии, непосредственно примыкающий к подошве плиты). Такая картина распределения давления обусловлена тем, что движущаяся плита нагнетает повышенное давление во всей области от своего переднего края до находящейся далее вертикальной стенки расчетной области. Вследствие этого

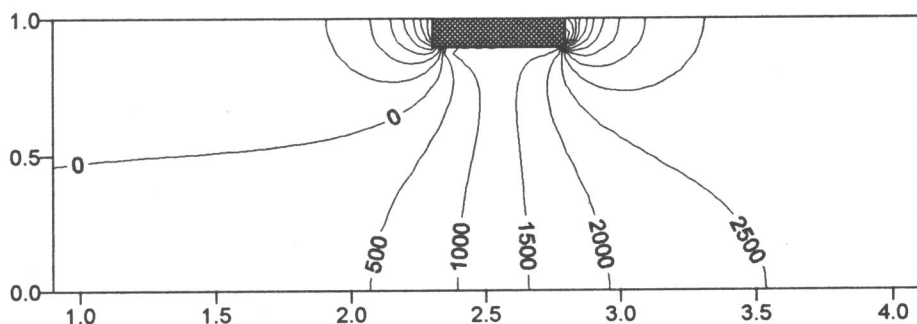


Рис. 3. Надгидростатическое поле давления  $p$  для модели, приведенной на рис. 1. В качестве нулевого принято значение давления в левом нижнем углу расчетной области  $x = 0, z = 0$ .

в нижней части расчетной области возникает горизонтальный градиент давления. Под его действием вещество мантии перетекает в направлении, противоположном движению континентальной плиты.

На рис. 4 представлено поле нормальных напряжений  $\sigma_{zz}(x, z)$ , рассчитанное из соотношения (1). Поле  $\sigma_{zz}$  существенно отличается от поля  $p$  (рис. 3) за счет входящего в соотношение (1) члена  $-2\partial V_z(x, z)/\partial z$ . Выделяются малые области резких градиентов  $\sigma_{zz}$ , расположенные у торцов континента. Они имеют размеры порядка толщины движущейся плиты.

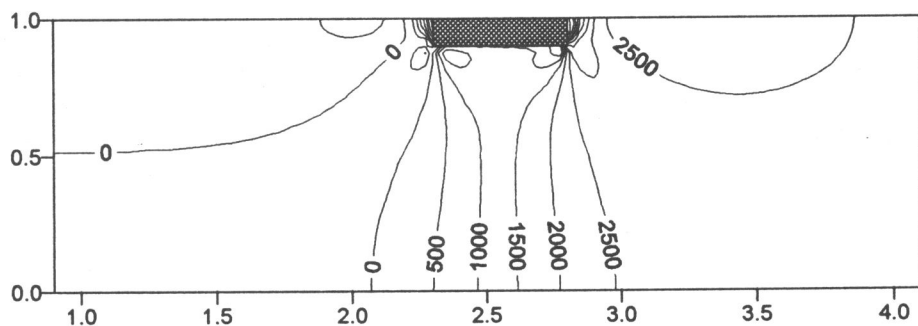


Рис. 4. Поле вязких нормальных напряжений  $\sigma_{zz}(x, z)$

Рис. 5 показывает распределение  $\sigma_{zz}(x)$  на верхней границе расчетной области, полученное из поля  $\sigma_{zz}(x, z)$  рис. 4 при  $z = 1$ . Хорошо видны узкие области пониженных (левее континента, движущегося слева направо) и повышенных (правее континента) значений  $\sigma_{zz}$ , пропорциональных рельефу дна океанов, наводимому движущимся континентом. При скорости  $V_c = 500$  перепад значений  $\sigma_{zz}$  между областями, непосредственно примыкающими к торцам континента, и областями, удаленными от него, достигает величин  $-3.7 \times 10^3$  (задний край) и  $4.2 \times 10^3$  (передний край) безразмерных единиц. Различия связаны, видимо, с несимметричным положением движущегося континента относительно боковых сторон расчетной области. В области, занимаемой в рассматриваемый момент твердой континентальной плитой (штриховая линия), значения  $\sigma_{zz}$  не рассчитывались.

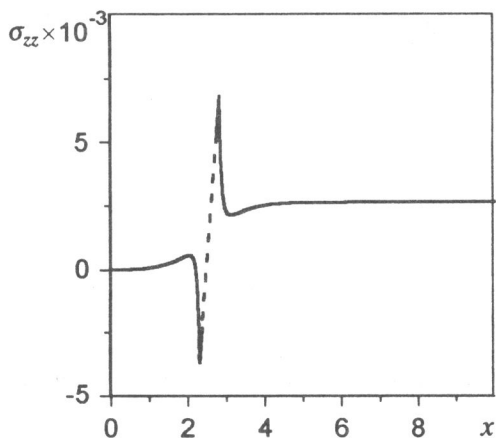


Рис. 5. Распределение нормальных напряжений  $\sigma_{zz}(x)$  на поверхности расчетной области.

Штриховой линией показана область, занимаемая поверхностью континентальной литосферной плиты, где величины  $\sigma_{zz}$  не рассчитывались. Рельеф поверхности пропорционален значению  $\sigma_{zz}$

### МОДЕЛЬ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ С ДВИЖУЩИМСЯ КОНТИНЕНТОМ

В реальной Земле рельеф формируется не только течениями, наведенными движущимися континентами, но и течениями тепловой конвекции, возмущенными движущимися континентами. Поэтому была рассмотрена также модель тепловой конвекции в мантии, в которую помещался континент, движущийся с некоторой заданной фиксированной скоростью.

Число Рэлея принималось в расчетах  $Ra = 10^5$ ; рассматривалась модель мантии, полностью нагреваемой снизу, с постоянной температурой на верхней и нижней границах (в безразмерных величинах соответственно 0 и 1). Скорость движения литосферной континентальной плиты принималась равной  $V_c = 100, 250, 500$  и  $1000$  безразмерных единиц. При этом собственная максимальная горизонтальная скорость течений мантии без плиты, при скользких границах, составляет 265 при  $Ra = 10^5$  и около 730 при  $Ra = 5 \times 10^5$ . (Отметим, что при скоростях континента ниже, чем линейная скорость движения верхних частей ячейки, область сжатия возникнет в тылу движущегося континента.) Температурные поля этих течений в отсутствие плиты приведены в работе [10] и представляют собой десять периодически повторяющихся ячеек, каждая с аспектным отношением, равным единице. Результаты расчета структуры конвекции без континента соответствуют тестам работы [2].

Как известно, для общемантийной конвекции число Рэлея имеет порядок  $10^6-10^7$ . Но согласно геохимическим и сейсмическим данным, конвекция в верхней мантии частично изолирована от конвекции в нижней мантии. Поэтому в первом приближении можно рассмотреть отдельно тепловую конвекцию в верхней мантии. Для нее, как известно, число Рэлея порядка  $10^5$ . Очевидно, что для общемантийной конвекции рассматриваемый эффект искажения рельефа, вызываемый движущимися континентами, также будет иметь место, хотя количественные характеристики изменятся и, кроме того, эти искажения рельефа будут проявляться на фоне хаотической деформации, вызываемой квазитурбулентной конвекцией, имеющей место при высоких числах Рэлея.

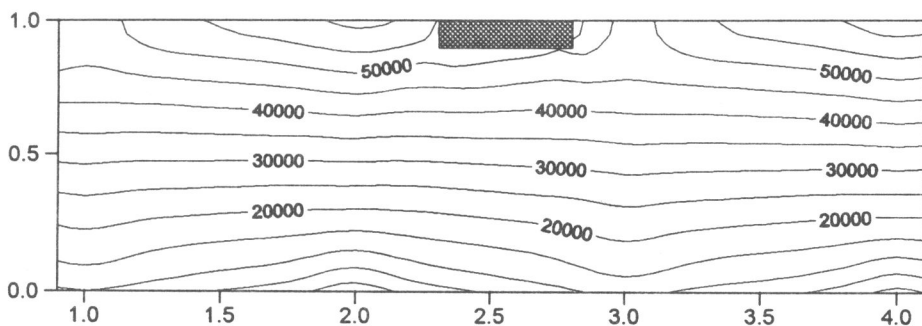


Рис. 6. Изолинии поля  $\sigma_{zz}(x, z)$  для неізотермической модели мантии при  $Ra = 10^5$ . Скорость континента  $V_c = 500$ . На торцах и подошве континентов использовано условие прилипания

На рис. 6 дано рассчитанное распределение компоненты напряжения  $\sigma_{zz}$  в рассматриваемой модели мантии. Плита на рисунке движется с данной фиксированной скоростью слева направо от восходящего теплового мантийного течения ( $x = 2$ ) к нисходящему ( $x = 3$ ). Движение континента изменяет  $\sigma_{zz}$  в окрестности плиты. В области непосредственно позади континента и несколько ниже ( $x = (2.2 - 2.3)$ ,  $z = (0.8 - 1.0)$ ) виден локальный подъем изолиний  $\sigma_{zz}$  вверх (т.е. падение значений  $\sigma_{zz}$ ); непосредственно перед континентом и ниже ( $x = (2.8 - 2.9)$ ,  $z = (0.8 - 1.0)$ ) видно локальное опускание линий  $\sigma_{zz}$  (повышение значений  $\sigma_{zz}$ ). С удалением от континента картина поля  $\sigma_{zz}$  приближается к случаю конвекции в отсутствие плиты.

### РАСЧЕТ ДЕФОРМАЦИИ РЕЛЬЕФА

Конвективные течения в мантии Земли вызывают деформацию верхней границы слоя конвекции. Величина этой деформации может быть получена по найденной выше компоненте напряжения  $\sigma_{zz}(x, z)$ . При деформации свободной поверхности вес столба жидкости (принадлежащей области вспученности над горизонтальной верхней границей) единичной площади и высоты  $h$  (т.е.  $\rho gh$ ) уравнивается напряжением  $\sigma_{zz}$  на уровне горизонтальной верхней границы  $\rho gh = \sigma_{zz}$ .

Перейдем к безразмерным величинам и переобозначим переменные. Получим следующее выражение для безразмерной деформации свободной поверхности при конвекции:

$$h = \sigma_{zz}, \tag{8}$$

где  $\sigma_{zz}$ ,  $h$  – безразмерные величины, за единицу измерения приняты, соответственно, величины

$$\sigma_0 = k\rho\nu/D^2, \quad h_0 = k\nu/(gD^2). \tag{9}$$

На рис. 7 жирной линией показаны значения напряжения  $\sigma_{zz}(x)$  на верхней границе области, средняя часть которой представлена на рис. 6. Для сравнения тонкой линией показано распределение  $\sigma_{zz}(x)$ , которое имело бы место в отсутствие

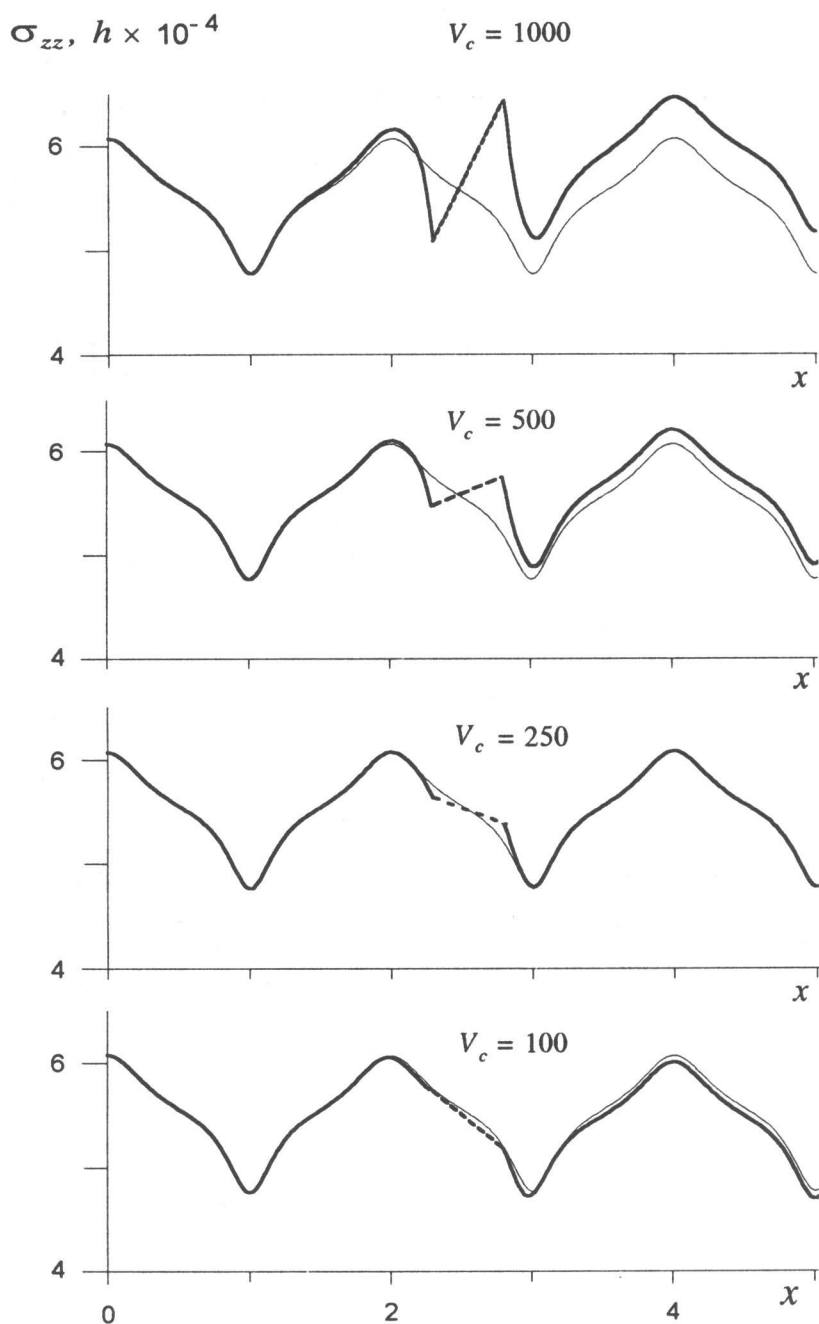


Рис. 7. Распределения нормальных напряжений  $\sigma_{zz}(x)$  и рельефа  $h(x)$  (жирные линии) на поверхности расчетной области ( $z = 1$ ) для 4-х значений скорости континента,  $Ra = 10^5$ .

Штриховой линией показана область, занимаемая в данный момент континентом (в этой области величины  $\sigma_{zz}$  и  $h$  не рассчитывались); тонкой линией показан ход  $\sigma_{zz}(x)$ ,  $h(x)$  в отсутствие континента



движущейся континентальной плиты. Результаты приведены для нескольких значений скорости континента  $V_c$ . Этот же график представляет собой динамический рельеф поверхности  $h(x)$ , согласно соотношению (8), связывающему безразмерные  $\sigma_{zz}(x)$  и  $h(x)$ . Наша методика позволяет рассчитать различия в высотах, а не их абсолютные значения, также как и давление и напряжение. Поэтому результаты даются относительно произвольного уровня давления и растяжения. Как видно из графика, максимальное изменение  $\Delta\sigma_{zz}(x)$  и  $\Delta h(x)$ , вносимое движущимся континентом относительно случая отсутствия плиты, при  $V_c = 250$  и данном положении плиты составляет около  $1.2 \times 10^3$  безразмерных единиц на заднем по движению крае континента и  $2 \times 10^3$  на переднем крае. При  $V_c = 500$  соответствующее изменение составляет  $2.8 \times 10^3$  на заднем крае континента и  $5 \times 10^3$  на переднем крае. В последнем случае эта величина составляет примерно половину перепада  $\sigma_{zz}$ , вызываемого тепловой мантийной конвекцией ( $1.32 \times 10^4 : 2 = 6.6 \times 10^3$ ).

От приведенных выше безразмерных  $\sigma_{zz}(x)$  и  $h(x)$  можно перейти к размерным величинам. Если принять тепловую конвекцию происходящей только в верхней мантии, взяв в качестве входящих в (9) параметров величины:  $k = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\nu = 3 \times 10^{17}$  м<sup>2</sup>/с,  $D = 7 \times 10^5$  м, дающих значение числа Рэлея  $Ra = 10^5$ , получим  $h_0 = 0.06$  м. Вышеуказанным значениям изменения рельефа за счет движения континента  $\Delta h = 2.8 \times 10^3$  и  $5 \times 10^3$  безразмерных единиц соответствуют размерные величины  $2.8 \times 10^3 h_0 = 170$  м,  $5 \times 10^3 h_0 = 300$  м при  $V_c = 500$  (2.2 см/год). При  $V_c = 250$  (1.1 см/год) соответствующие величины составят 70 м и 120 м.

Названные размерные величины рассчитаны для случая верхнемантийной конвекции. Однако, как известно, течения мантийной конвекции имеют сложную структуру, в которой имеются как ячейки, охватывающие по глубине всю мантию, так и ячейки, охватывающие только верхнюю мантию. Поэтому условия в реальной Земле можно считать средними между получаемыми по моделям общемантийной и верхнемантийной конвекции.

С ростом числа Рэлея растет скорость конвективных течений, вязкие напряжения, а следовательно, и амплитуда рельефа. Поэтому, поскольку число Рэлея для реальной Земли порядка  $10^6$ , то влияние движущегося континента для мантии должно быть больше рассчитанного. С другой стороны, в рассмотренной модели форма континента считается прямоугольной. Но торец реальных континентов имеет обтекаемую форму, что уменьшит рассматриваемую амплитуду рельефа. Поэтому, исходя из рассмотренных расчетов, можно в качестве оценки принять возможную амплитуду рельефа, вызываемую движущимся континентом, порядка 100 м ориентировочно.

Таким образом, рассчитанные модели показывают, что на пассивных и активных окраинах движущихся континентов возникает рельеф с впадинами и подъемами, с амплитудами порядка 100-200 м. При этом, как видно из рис. 5 и рис. 7, модель показывает помимо подъема рельефа, непосредственно примыкающего к краю континента и быстро спадающего с удалением от него, общий подъем рельефа во всей области впереди континента. Причем этот эффект не зависит от расположения боковых стенок расчетной области, так как, например, для изотермического случая, при удалении точки наблюдения на расстояние, существенно большее размеров континента, конвективные течения ослабевают, латеральный градиент давления обращается в ноль и соответственно рельеф становится горизонтальным

и превышение рельефа не исчезает. Этот эффект можно рассматривать как парадокс, поскольку в реальности при удалении от континента его влияние должно уменьшаться.

Чтобы выяснить природу этого парадокса, авторами были проведены дополнительные исследования эффектов влияния стенок в рассматриваемой области и эффектов двумерности используемой модели. Исследовалось влияние положения как боковых вертикальных стенок, так и нижней границы расчетной области. На рис. 8 приведены результаты расчета с различными горизонтальными размерами области  $L/D = 4 : 1$ ;  $10 : 1$ . Как видно из рис. 8, наличие вертикальных стенок не оказывает влияния ни на постоянное поднятие впереди, ни на величину максимумов и минимумов вблизи континента. Причину пренебрежимо малого влияния стенок легко понять из рис. 1: практически все изолинии функции тока расположены в окрестности континента (грубо – в области, по длине трехкратно превышающей горизонтальные размеры континента). Поэтому стенки будут оказывать влияние только тогда, когда они будут искажать линии тока, т.е. когда они находятся на расстоянии, сравнимом с линейными размерами самого континента.

На рис. 9 приведены результаты расчета рельефа, наведенного движущимся континентом, при различной толщине континента – видно, что эффект положения нижней границы является более значительным. Это также можно видеть из рис. 1. Поскольку нижняя граница находится ближе, чем примерно трехкратные линейные размеры континентов, то она искажает (сплющивает) линии тока. Таким образом, если какие-либо стенки отстоят от движущегося континента на расстояние, превышающее примерно трехкратный максимальный его размер, то они мало искажают поле давлений, линии тока и рельеф. В частности, указанный выше парадокс (постоянный подъем уровня впереди континента) не связан с положением вертикальных стенок расчетной области.

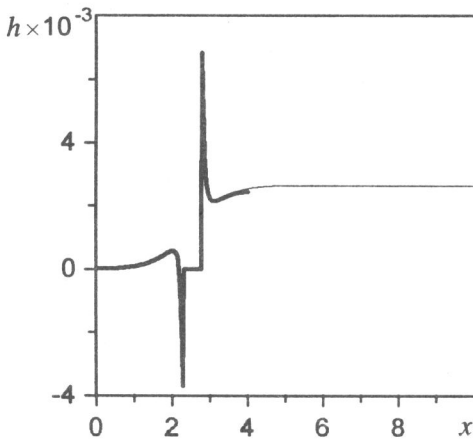


Рис. 8. Рельеф поверхности при различном расположении вертикальных стенок для расчетной области при аспектном отношении 4 : 1 (жирная линия) и 10 : 1 (тонкая)

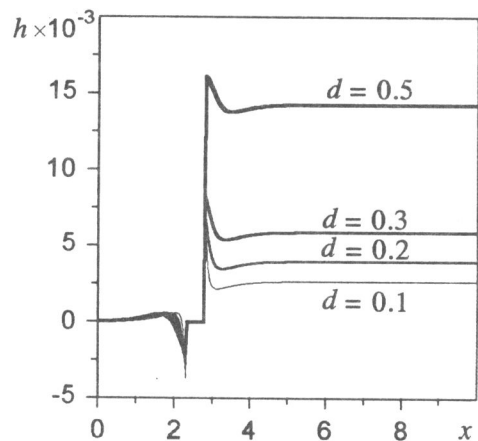


Рис. 9. Рельеф поверхности при различной глубине расчетной области для 4-х значений относительной толщины континента  $d$

Как показали предварительные расчеты для трехмерной модели, при размерах континента, меньших размера области не только в горизонтальном и вертикальном направлениях, но и в поперечном, парадокс, связанный с поднятием рельефа во всей области впереди движущегося континента, полностью снимается. Двумерная модель эквивалентна трехмерной модели с континентом, поперечный размер которого бесконечен. Поэтому при движении континента везде впереди него возникает дополнительное поднятие рельефа. В трехмерной модели изолинии мантийных течений замыкаются не только под континентом, но и с его боков. В результате дополнительное постоянное поднятие рельефа пропадает, и остаются только локальные изменения рельефа вблизи окраин континента. Величины этих минимумов и максимумов рельефа, наводимого движущимся континентом непосредственно вблизи континента, для трехмерной и двумерной модели оказываются одного порядка.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчеты поля нормальных напряжений  $\sigma_{zz}(x, z)$  и рельефа, ими вызванного на активных и пассивных континентальных окраинах движущегося континента, при различных фиксированных скоростях его движения. Найдено, что перед движущимся континентом может возникать область существенно повышенного рельефа, который быстро спадает с удалением от континента. Размер этой области в направлении движения континента близок к толщине континентальной литосферной плиты. Позади заднего (по движению) края континента возникает аналогичная картина с областью существенно пониженного рельефа, быстро спадающего с удалением от континента.

Как показывает сравнение результатов изотермического и неизотермического случаев, величина этих высот рельефа обусловлена разностью скоростей мантийного течения в окрестности континента и заданной скоростью самого континента. Рассчитанные величины изменения рельефа, вызванные движущимся континентом, имеют порядок сто метров. Но следует учесть, что континенты фактически плывут по течению. Но поскольку мантийное течение очень неоднородно, то на окраинах континента его скорость точно не совпадает со скоростью мантийных течений в данном месте. Поэтому можно ожидать, что реальные изменения рельефа вблизи окраин континента могут иметь порядок несколько десятков метров.

Величины перепадов рельефа континентальных окраин, вызванные таким движением, меньше или сравнимы с перепадами, обусловленными тепловой мантийной конвекцией в отсутствие континента. Таким образом, расчетами показана возможность изменения рельефа в результате движения континентов.

Выражаем благодарность А.В. Ландеру за полезное обсуждение, вследствие которого авторы провели дополнительные расчеты для выяснения причины разных уровней жидкости впереди и позади движущегося континента.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-05-65646).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Parsons B., Daly S.* The relationship between surface topography, gravity anomalies and temperature structure of convection // *J. Geophys. Res.* 1983. Vol.88, N B2. P.1129-1144.
2. *Blankenbach B., Busse F., Christensen U., Cserepes L., Gunkel D., Hansen U., Harder H., Jarvis G., Koch M., Marquart G., Moore D., Olson P., Schmeling H., Schnaubelt T.* A benchmark comparison for mantle convection codes // *Geophys. J. Int.* 1989. Vol.98. P.23-38.
3. *Gurnis M.* Plate-mantle coupling and continental flooding // *Geophys. Res. Lett.* 1990. Vol.17. N 5. P. 623-626.
4. *Трубицын В.П., Рыков В.В., Трубицын А.П.* Конвекция и распределение вязкости в мантии // *Физика Земли.* 1997. N 3. С.3-10.
5. *Hager B.H.* Subducted slabs and the geoid: constraints on mantle rheology and flow // *J. Geophys. Res.* 1984. Vol.89. P.6003-6015.
6. *Gurnis M., Hager B.H.* Controls on the structure of subducted slabs // *Nature.* 1988. Vol.335. P.317-321.
7. *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).
8. *Рыков В.В., Трубицын В.П.* Трехмерная модель мантийной конвекции с движущимися континентами // *Теоретические проблемы геодинамики и сейсмологии.* М.: Наука, 1994. С.21-41. (Вычисл. сейсмология; Вып.27).
9. *Trubitsyn V.P., Rykov V.V.* A 3D numerical model of the Wilson cycle // *J. Geodynamics.* 1995. Vol.20. N 1. P.63-75.
10. *Бобров А.М., Трубицын В.П.* Времена перестроек структуры мантийных течений под континентами // *Физика Земли.* 1995. N 7. С.5-13.