

УДК 550.311

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ОБРАЗОВАНИЯ ОСТРОВНЫХ ДУГ И ЗАДУГОВОГО РАЗДВИГАНИЯ ЛИТОСФЕРЫ

© 2014 г. С.В. Гаврилов

*Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия*

Морфология островных дуг и положение центра окраинного раздвигания объясняются на основе предположения о пространственной разделенности проявлений термической неустойчивости и двух типов конвекции в мантийном клине. На малых расстояниях от желоба, где мантийный клин тонкий и локальное число Рэлея ниже критического, преобладает термическая неустойчивость, дальше доминирует конвекция в виде продольных валов переменной толщины, ориентированных в направлении субдукции, а еще дальше от желоба располагается восходящий ток вихря Карига, ответственный за окраинное раздвигание дна. Интенсивность конвекции достигает максимума на определенном расстоянии от желоба, где и формируется вулканическая цепь, а перед ней возникает передовая дуга, вероятно, обязанная своим происхождением термической неустойчивости. В то же время, на больших расстояниях от желоба, где конвекция в виде продольных валов не развивается, увлечение в глубину материала мантийного клина, нагретого за счет диссипации, энергетически невыгодно, в силу чего возникает вихрь Карига, или конвективный вал, ориентированный поперек субдукции. Выяснено, что взаимное расположение передовой дуги, вулканической цепи и центра задугового спрединга налагает жесткое ограничение на среднюю величину коэффициента вязкости в мантийном клине: например, в области Перуанских Анд при условиях, характерных для субдукции плиты Наска,  $\bar{\eta} \leq 8 \cdot 10^{19}$  Па·с.

**Ключевые слова:** термическая неустойчивость, конвекция, передовая дуга, вулканическая цепь, задуговое раздвигание литосферы.

### Введение

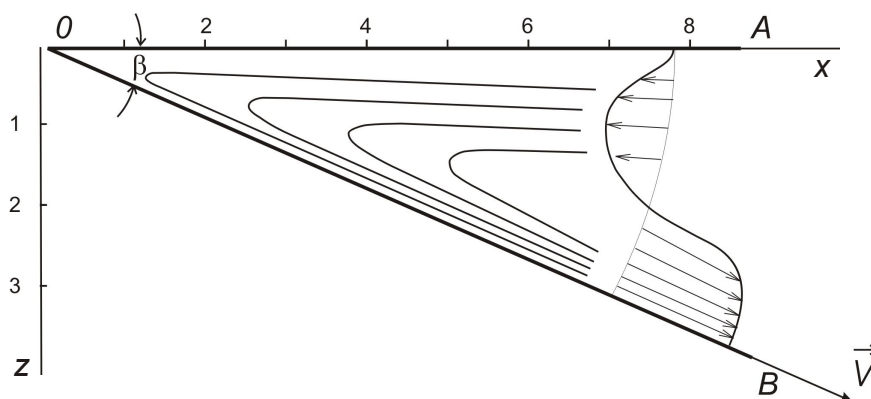
Типичной особенностью зон субдукции является наличие островной дуги и расположенного позади нее центра задугового раздвигания. Островная дуга состоит из передовой дуги, квазипериодически расположенных вулканических островов или подводных гор. Центр задугового раздвигания представляет собой непрерывную линейную структуру, расположенную еще далее от желоба позади вулканической цепи. Возможно, что вулканическая цепь андийского типа находится на континенте, и тогда вместо центра раздвигания возникает зона растяжения (грабен). В работе [Schubert, Turcotte, Olson, 2001] отмечается, что механизм связи субдукции и вулканизма островных дуг отнюдь не очевиден. Согласно [Гаврилов, Абботт, 1999], само наличие и положение вулканической цепи определяется тем, что конвективный вынос диссипативного тепла из мантийного клина возбудить тем легче, чем толще клин, но само диссипативное тепловыделение в более толстом клине (т.е. с увеличением расстояния от желоба) ослабевает. В силу этого конвекция наиболее эффективна на некотором удалении от желоба, которое зависит от скорости и угла субдукции.

Принято считать, что задуговая зона растяжения обязана своим происхождением циркуляции вещества в мантийном клине (вихрю Карига). Однако остается неясным, почему вынос диссипативного тепла различными типами конвекции разделен в пространстве именно так, что окраинные бассейны (или зоны растяжения) располагаются

позади передовой дуги и вулканической цепи, хотя, казалось бы, именно под вулканической цепью литосфера наиболее ослаблена. Ответить на этот вопрос, по-видимому, можно, оценив, как с удалением от желоба в мантийном клине меняется эффективность конвекции различного типа и каким образом эффективность конвекции зависит от вязкости мантии.

### Полуаналитическая модель нагрева мантийного клина

Рассмотрим модель мантийного клина между подошвой литосферы у континентальной окраины и субдуцирующей океанической плитой, поддвигающейся под континентальную плиту со скоростью  $V$  под углом  $\beta$ . Верхнюю поверхность океанической плиты будем считать полуплоскостью  $OB$ , подошву континентальной плиты –  $OA$  (рис. 1), а материал мантийного клина – однородной несжимаемой жидкостью с постоянным коэффициентом вязкости  $\bar{\eta}$ , равным его среднему значению в мантийном клине.



**Рис. 1.** Поперечное сечение мантийного клина в области субдукции в системе безразмерных координат  $Oxz$ . Показаны линии тока и векторы скорости в мантийном клине при условии прилипания к литосферным плитам

В приближении однородной среды движение вещества в мантийном клине определяется формулами, приводимыми в [McKenzie, 1969]. Безразмерное уравнение, определяющее стационарное распределение абсолютной температуры  $T$  в мантийном клине, при бесконечном числе Прандтля в приближении Буссинеска имеет вид

$$V_x \partial_x T + V_z \partial_z T = \chi \Delta T + \frac{Di}{Ra} \tau_{ik}^2 / 2\eta, \quad (1)$$

где  $V_x$  и  $V_z$  – компоненты скорости вдоль осей  $x$  и  $z$ ;  $\tau_{ik}$  – тензор вязких напряжений;  $\eta$  – безразмерный коэффициент вязкости; символ  $\partial$  с индексом обозначает частную производную по координатам;  $\chi$  – коэффициент температуропроводности;  $\Delta$  – оператор Лапласа.

Для приведения уравнения (1) к безразмерной форме в качестве новых единиц измерения выбраны следующие масштабы: для координат  $x$ ,  $y$  и  $z$  –  $d=10^2$  км; для скорости – величина  $\bar{\chi}/d=3.15 \cdot 10^{-2}$  см/год; для времени –  $d^2/\bar{\chi}$ ; для функции  $\psi$  тока – среднее значение  $\bar{\chi}=10^{-2}$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup> коэффициента температуропроводности; для температуры  $T$  – величина  $\delta T=10^3$  К; для напряжений и давления –  $\bar{\eta}\bar{\chi}/d^2$ , где  $\bar{\eta}=10^{20}$  Па·с =  $(10^{21})$  П – масштаб вязкости.

В уравнении (1) диссипативное число  $Di$  и число Рэлея  $Ra$  равны

$$Di = \frac{\alpha g d}{c_p}, \quad Ra = \frac{\rho \alpha g d^3 \delta T}{\eta \bar{\chi}}, \quad \frac{Di}{Ra} = 2.52 \cdot 10^{-6}, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $c_p = 1.2$  Дж/кгК – удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$  1/К – коэффициент теплового расширения. Неоднородность среды из-за неравномерного нагрева не учитывается; конвекция, возникающая вследствие неоднородности нагрева, рассчитывается в следующем разделе. В приближении однородной среды в (1) в соответствии с известными формулами [McKenzie, 1969], пересчитанными к введенным декартовым координатам, и согласно [Turcotte, Schubert, 2002] имеем

$$U = V_x = -\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -D \arctg \frac{x}{z} + \frac{Cx + Dz}{x^2 + z^2} x - B, \quad W = V_z = \frac{\partial \Psi}{\partial x} = C \arctg \frac{x}{z} + \frac{Cx + Dz}{x^2 + z^2} z + A, \quad (3)$$

$$\tau_{ik}^2 / 2\eta = \frac{4\eta(Cz - Dx)^2}{(x^2 + z^2)^2}, \quad (4)$$

где постоянные  $A, B, C, D$  при условии свободного скольжения на подошве континентальной плиты  $OA$  при  $z=0$ :

$$A = -V \frac{\frac{\pi}{2} \sin \beta}{\sin \beta \cos \beta - \beta}, \quad B = V \frac{\beta \cos \beta}{\sin \beta \cos \beta - \beta}, \quad C = V \frac{\sin \beta}{\sin \beta \cos \beta - \beta}, \quad D=0, \quad (5)$$

а при условии непроскальзывания –

$$A = V \frac{\frac{\pi}{2} \beta \sin \beta}{\beta^2 - \sin^2 \beta}, \quad B = V \frac{\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) \sin \beta - \frac{\pi}{2} \beta \cos \beta}{\beta^2 - \sin^2 \beta}, \quad (6)$$

$$C = -V \frac{\beta \sin \beta}{\beta^2 - \sin^2 \beta}, \quad D = V \frac{\beta \cos \beta - \sin \beta}{\beta^2 - \sin^2 \beta}.$$

Следует отметить, что объемная мощность диссипативного тепловыделения (4) максимальна у поверхности  $OB$  субдуцирующей литосферы при условиях (5), (6) при  $\beta \leq \pi/4$ .

Уравнение (1) для стационарной безразмерной невозмущенной температуры при условии свободного скольжения при  $z=0$  приобретает вид

$$C \left( \frac{x^2}{x^2 + z^2} - \frac{\beta}{\operatorname{tg} \beta} \right) \partial_x T + C \left( \frac{xz}{x^2 + z^2} - \arctg \frac{z}{x} \right) \partial_z T = \chi \Delta T + 4C^2 \eta \frac{Di}{Ra} \frac{z^2}{(x^2 + z^2)^2}, \quad (7)$$

а при условии непроскальзывания –

$$\left( D \left( \frac{xz}{x^2 + z^2} + \arctg \frac{z}{x} \right) - C \frac{z^2}{x^2 + z^2} \right) \partial_x T + \left( C \left( \frac{xz}{x^2 + z^2} - \arctg \frac{z}{x} \right) + D \frac{z^2}{x^2 + z^2} \right) \partial_z T =$$

$$= \chi \Delta T + \frac{Di}{Ra} \frac{4\eta(Cz - Dx)^2}{(x^2 + z^2)^2}. \quad (8)$$

Входящие в (7) и (8) константы  $A, B, C, D$  определяются соответственно формулами (5) и (6).

Граничные условия в (7)–(8) для температуры есть  $T = T_m$  при  $z=0$ ,  $z=x \operatorname{tg} \beta$ , где  $T_m$  – безразмерная температура субсолидуса. Граничные условия  $T = T_m$  также справедливы вдали от глубоководного желоба (на стороне  $AB$  при  $x \rightarrow \infty$ , см. рис. 1). Это связано с тем, что при  $x \rightarrow \infty$  тепловая энергия, соответствующая температуре более  $T_m$ , передается литосферным плитам, а диссипативное тепловыделение при  $x \rightarrow \infty$  стремится к нулю.

Аналитические выражения для максимальной температуры  $T_{\max}$  на разных безразмерных расстояниях  $x$  от желоба при  $\beta \leq 30^\circ$  определены в [Гаврилов, Абботт, 1999]. Из этой работы следует, что полученные авторами формулы для  $T_{\max}$  теряют силу при  $\beta \geq 40^\circ$ , так как знаменатель в формуле (15) в [Гаврилов, Абботт, 1999] обращается в нуль при  $\beta \approx 43^\circ$ . Исходя из того, что влияние адвекции на  $T_{\max}$  должно определяться функцией безразмерного аргумента  $xV/\chi$ , содержащего скорость  $V$  в первой степени, а зависимость температуры от скорости  $V$ , коэффициентов вязкости и теплопроводности имеет ту же структуру, что и в [Гаврилов, Абботт, 1999], можно написать следующую приближенную формулу для  $T_{\max}$ , справедливую при любых углах  $\beta \ll 1$ :

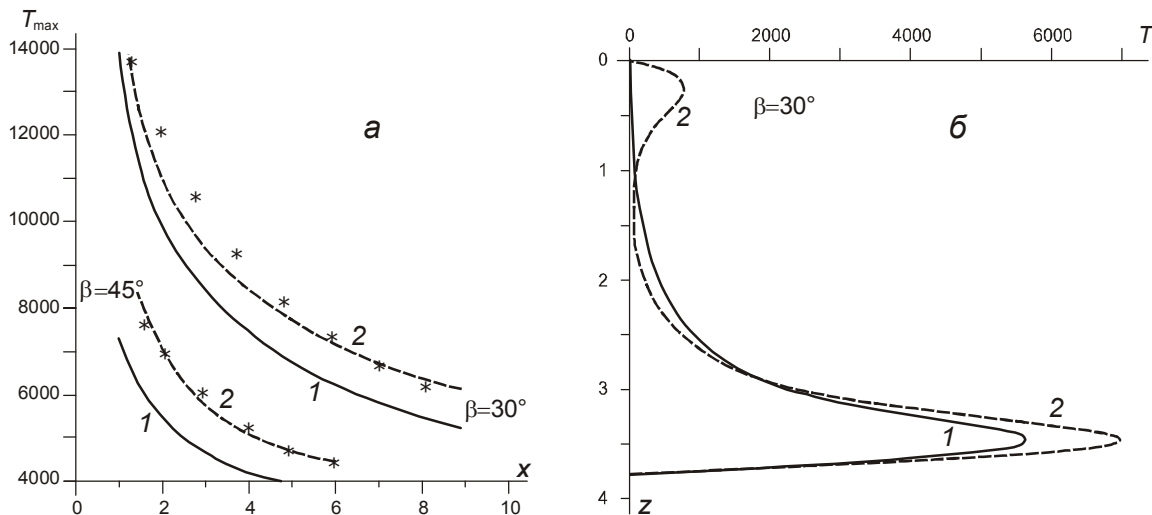
$$T_{\max} = T_m + \frac{Di}{Ra} \frac{\eta V^2}{\chi} \frac{1}{F + G \frac{xV}{\chi}}. \quad (9)$$

Здесь  $F$  и  $G$  – функции угла субдукции  $\beta$ , которые при  $\pi/6 \leq \beta \leq \pi/4$  могут быть представлены следующими приближенными интерполяционными формулами:

$$F = -2.70 + 15.75\beta, \quad G = -2.35 \cdot 10^{-3} + 1.27 \cdot 10^{-2}\beta, \quad (10)$$

которые вытекают из рассматриваемого ниже численного решения уравнений (7)–(8).

Обратимся к этому численному решению при  $V=10$  см/год (безразмерное  $V=320$ ) методом конечных разностей на сетке размером  $10^4$  при постановке граничного условия  $T = T_m$  на стороне  $AB$  при безразмерном  $x=x_{\max}=10$  (размерное  $x_{\max}=10^3$  км). На рис. 2, а показана максимальная безразмерная температура  $T_{\max}$ , отсчитываемая от  $T_m$  и не домноженная на  $Di/Ra=2.52 \cdot 10^{-6}$ , при разных расстояниях  $x$  и углах субдукции  $\beta$ .



**Рис. 2.** Максимальная безразмерная температура при разных расстояниях  $x$  и углах субдукции  $\beta$  (а), рассчитанная по (7)–(8) при условии свободного скольжения на верхней границе (1), при условии прилипания (2), а также по формулам (9)–(10) при условии прилипания (звездочки). Вертикальные профили температуры при  $x=650$  км (б) при условиях свободного скольжения (1) и прилипания на верхней границе мантийного клина (2)

Из (7)–(8) следует, что температура пропорциональна среднему коэффициенту вязкости  $\bar{\eta}$ . Так, если  $\bar{\eta}=10^{21}$  Па·с= $10^{22}$  П, то при  $\beta=30^\circ$ ,  $V=10$  см/год,  $x=100$  км величина  $T_{\max} - T_m \sim 400$  К будет на порядок выше, чем приводится на рис. 2, а, где соответ-

ствующее безразмерное  $T_{\max} \sim 15700$ . (Эта величина, умноженная на  $\delta T = 10^3$  К и на  $Di/Ra = 2.52 \cdot 10^{-6}$  дает  $T_{\max} - T_m \sim 40$  К.)

На рис. 2, б показаны полученные из (7)–(8) вертикальные профили безразмерной (без множителя  $Di/Ra$ ) температуры при  $\beta = 30^\circ$ ,  $V = 10$  см/год,  $x = 650$  км. Видно, что температура максимальна у поверхности погружающейся плиты. Значения  $T_{\max}$  согласно приближенному аналитическому решению (9)–(10) уравнения (8) обозначены на рис. 2, а звездочками. Эти значения с точностью  $\sim 10\%$  ложатся на кривые (2), соответствующие численному решению (8). Заметим, что при численном решении (7)–(8) коэффициент  $\chi$  температуропроводности у границы  $x = x_{\max} = 10$  локально повышался на два порядка, что вследствие адвекции не оказывало влияния на решение при  $x \leq 9$ . Полученные распределения температуры с точностью до 20–30% согласуются с численными результатами расчета температуры в [Гаврилов, Абботт, 1999].

### Аналитическая модель конвекции в мантийном клине

Рассмотрим модель мантийного клина с малым углом субдукции  $\beta$ , когда вынужденное течение в мантийном клине близко к плоскопараллельному. Если возмущения компонент скорости  $v_x, v_y, v_z$ , давления  $p$  и температуры  $\theta$  зависят от координат и времени как

$$(v_x, v_y, v_z, p, \theta) = (u(\zeta), v(\zeta), w(\zeta), p(\zeta), \theta(\zeta)) \exp(\gamma t + i(k_x x + k_y y - \omega t)), \quad (11)$$

где  $\zeta = z/x$ , и в нулевом приближении  $\gamma$  и  $\omega$  не зависят от  $x$ , а коэффициент вязкости зависит от температуры как

$$\eta = \eta_0 \exp \xi, \quad \xi = E^*/RT, \quad (12)$$

( $E^*$  – энергия активации,  $R$  – универсальная газовая постоянная, и зависимость коэффициента вязкости от давления в малом диапазоне толщин мантийного клина пренебрегаем), то, с учетом

$$\partial_x = \partial_x - \frac{\zeta}{x} \partial_\zeta, \quad \partial_z = \frac{1}{x} \partial_\zeta, \quad \partial_{xx}^2 = \partial_{xx}^2 - 2 \frac{\zeta}{x} \partial_{x\zeta}^2 + 2 \frac{\zeta}{x^2} \partial_\zeta + \frac{\zeta^2}{x^2} \partial_{\zeta\zeta}^2, \quad \partial_{zz}^2 = \frac{1}{x^2} \partial_{\zeta\zeta}^2,$$

пренебрегая величиной  $\zeta$  при  $\zeta \ll 1$ , для возмущений (11) имеем:

$$ik_x u + ik_y v + w' / x = 0, \quad (13)$$

$$0 = -ik_x p - 2\eta k_x^2 u - \eta k_y^2 u - \eta k_x k_y v + \left[ \eta \left( -\xi \frac{\theta}{xT} U' + u' / x + ik_x w \right) \right]' / x, \quad (14)$$

$$0 = -ik_y p - \eta k_x k_y u - 2\eta k_y^2 v + \left[ \eta (v' / x + ik_y w) \right]' / x, \quad (15)$$

$$0 = -p' / x - \alpha \rho g \theta + \eta \left( ik_x u' / x - k_x^2 w - ik_x \xi \frac{\theta}{xT} U' \right) + \eta (ik_y v' / x - k_y^2 w) + 2(\eta w')' / x^2, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \rho c_p (\gamma \theta - i\omega \theta + wT' / x + ik_x U \theta + W \theta' / x) = \kappa (\theta'' / x^2 - k^2 \theta) + \\ + 4\eta D^2 \xi \theta / x^2 T + 4\eta D \left[ \xi \frac{\theta}{xT} U' - u' / x - ik_x w \right]' / x, \end{aligned} \quad (17)$$

где (13)–(17) – соответственно уравнение неразрывности, три компоненты уравнения движения и уравнение переноса тепла, а штрих обозначает производную по  $\zeta$ . Для решения системы (13)–(17) вводим новые неизвестные функции  $\zeta$ :

$$\begin{aligned}
y_{1,2} &= u^{\text{Re,Im}}, \quad y_{3,4} = v^{\text{Re,Im}}, \quad y_{5,6} = w^{\text{Re,Im}}, \\
y_7 &= \eta \left[ u'^{\text{Re}} / x - k_x w^{\text{Im}} - \xi \frac{\theta^{\text{Re}}}{xT} U' \right], \quad y_8 = \eta \left[ u'^{\text{Im}} / x + k_x w^{\text{Re}} - \xi \frac{\theta^{\text{Im}}}{xT} U' \right], \\
y_9 &= \eta \left[ v'^{\text{Re}} / x - k_y w^{\text{Im}} \right], \quad y_{10} = \eta \left[ v'^{\text{Im}} / x + k_y w^{\text{Re}} \right], \\
y_{11} &= p^{\text{Re}} - 2\eta w'^{\text{Re}} / x, \quad y_{12} = p^{\text{Im}} - 2\eta w'^{\text{Im}} / x, \quad y_{13,14} = \theta^{\text{Re,Im}}, \quad y_{15,16} = \chi \theta'^{\text{Re,Im}}.
\end{aligned} \tag{18}$$

Уравнения (13)–(17) относительно функций (18) превращаются в систему первого порядка:

$$\begin{aligned}
y_1' &= xk_x y_6 + xy_7 / \eta + (\xi U' / T) y_{13}, \quad y_2' = -xk_x y_5 + xy_8 / \eta + (\xi U' / T) y_{14}, \\
y_3' &= xk_y y_6 + xy_9 / \eta, \quad y_4' = -xk_y y_5 + xy_{10} / \eta, \quad y_5' = xk_x y_2 + xk_y y_4, \quad y_6' = -xk_x y_1 - xk_y y_3, \\
y_7' &= x\eta(4k_x^2 + k_y^2) y_1 + 3x\eta k_x k_y y_3 - xk_x y_{12}, \quad y_8' = x\eta(4k_x^2 + k_y^2) y_2 + 3x\eta k_x k_y y_4 + xk_x y_{11}, \\
y_9' &= 3x\eta k_x k_y y_1 + x\eta(4k_y^2 + k_x^2) y_3 - xk_y y_{12}, \quad y_{10}' = 3x\eta k_x k_y y_2 + x\eta(4k_y^2 + k_x^2) y_4 + xk_y y_{11}, \\
y_{11}' &= -xk_x y_8 - xk_y y_{10} - \alpha \rho g x y_{13}, \quad y_{12}' = xk_x y_7 + xk_y y_9 - \alpha \rho g x y_{14}, \quad y_{13,14}' = y_{15,16} / \chi, \\
y_{15}' &= x^2(\gamma + k^2 \chi) y_{13} + x^2(\omega - k_x U) y_{14} + xT y_5' - 4 \frac{\eta D^2}{\rho c_p} \frac{\xi}{T} y_{13} + 4 \frac{x D}{\rho c_p} y_7 + \frac{x \zeta^2 V}{\chi \beta} y_{15}, \\
y_{16}' &= x^2(\gamma + k^2 \chi) y_{14} - x^2(\omega - k_x U) y_{13} + xT y_6' - 4 \frac{\eta D^2}{\rho c_p} \frac{\xi}{T} y_{14} + 4 \frac{x D}{\rho c_p} y_8 + \frac{x \zeta^2 V}{\chi \beta} y_{16},
\end{aligned} \tag{19}$$

где в (17) подставлено  $W \approx \zeta^2 V / \beta$  при  $\zeta \ll 1$  ( $V$  – скорость пододвигания). Граничные условия для уравнений (19) в терминах неизвестных (18) запишутся в виде:

$$y_{5,6,7,8,9,10,13,14} = 0 \quad \text{при} \quad \zeta = 0, \quad t = \text{tg} \beta. \tag{20}$$

При постоянных коэффициентах в (19), равных их средним значениям, задача (19)–(20)

имеет решение  $y_i = A_i \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} \lambda \zeta$  с  $\lambda = \pi / t$ ,  $i=1, 2, \dots, 16$ . (В слагаемых, содержащих  $V$ ,

подставляем  $\zeta \approx \text{tg} \lambda \zeta / \lambda$ ; отброшенное  $2\zeta \theta' / x^2$  дает малый вклад в  $\gamma$  порядка  $\chi / x^2$ .)

Найдем условия существования нетривиального решения отдельно при  $k_y = 0$  и при  $k_x = 0$ . В первом случае конвекция возникает в форме вихря Карига, во втором – в форме валов переменной толщины, ориентированных в направлении субдукции. При  $k_y = 0$  уравнения для  $y_{3,4,9,10}$  образуют в (19) отдельную подсистему, из которой следует, что  $y_{3,4,9,10} \equiv 0$ , т.е. возмущения скорости и сдвиговые напряжения поперек субдукции отсутствуют. Оставшиеся уравнения в пренебрежении малым  $W \approx \zeta^2 V / \beta$  приводят к следующему условию для  $\gamma$  и  $\omega$ :

$$\begin{aligned}
& \left[ \lambda^2 \chi + x^2(\gamma + k_x^2 \chi) - D_2 - \frac{x^2 k_x^2}{(x^2 k_x^2 + \lambda^2)^2} \left( \frac{\alpha \rho g x^3 T'}{\eta} + 4\eta B D_1 \frac{\lambda^2}{x} \right) \right]^2 + \\
& + \left[ x^2(\omega - k_x U) + \frac{x^2 k_x (x^2 k_x^2 - \lambda^2)}{(x^2 k_x^2 + \lambda^2)^2} (B T' + \alpha \rho g D_1) \right]^2 = 0,
\end{aligned} \tag{21}$$

где  $B = \xi U' / T$ ,  $D_1 = 4Dx / \rho c_p$ ,  $D_2 = 4\eta \xi D^2 / \rho c_p T$ , и, согласно (9),

$$T' = (T_{\text{max}} - T_m) / \text{tg} \beta = \frac{\eta V^2}{\text{ktg} \beta F + GxV / \chi}. \tag{22}$$

Из условия (21), эквивалентного двум независимым уравнениям, получаем

$$\gamma_{\perp} = \gamma(k_y = 0) = 4\eta\xi \frac{D^2}{x^2 \rho c_p T} + \frac{\alpha \rho g x^3 T' k_x^2}{\eta(x^2 k_x^2 + \lambda^2)^2} + 16\eta \frac{\xi U' k_x^2 \lambda^2 D}{\rho c_p T (x^2 k_x^2 + \lambda^2)^2} - \frac{x^2 k_x^2 + \lambda^2}{x^2} \chi, \quad (23)$$

$$\omega_{\perp} = \omega(k_y = 0) = k_x U - \frac{k_x (x^2 k_x^2 - \lambda^2)}{(x^2 k_x^2 + \lambda^2)^2} \left( \frac{T U' \xi}{T} + 4 \frac{\alpha \rho g x D}{\rho c_p} \right). \quad (24)$$

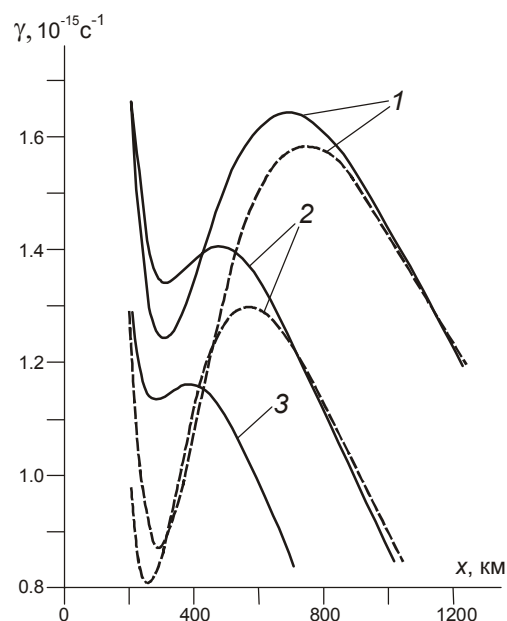
Аналогично, при  $k_x = 0$  из (19) находим  $\omega_{\parallel} = \omega(k_x = 0) = 0$ , и

$$\gamma_{\parallel} = \gamma(k_x = 0) = 4\eta\xi \frac{D^2}{x^2 \rho c_p T} + \frac{\alpha \rho g x^3 T' k_y^2}{\eta(x^2 k_y^2 + \lambda^2)^2} + 4\eta \frac{\xi U' k_y^2 D}{\rho c_p T (x^2 k_y^2 + \lambda^2)^2} - \frac{x^2 k_y^2 + \lambda^2}{x^2} \chi. \quad (25)$$

### Результаты и обсуждение

Из полученных выражений (23)–(25) следует, что инкремент и частота неустойчивости в рассчитанном первом приближении, которым мы ограничимся, зависят от горизонтальной координаты  $x$ , и должны быть медленно меняющимися функциями. Первое слагаемое в (23), (25) не зависит от  $k_x$ ,  $k_y$  и описывает термическую неустойчивость, которая может проявляться на достаточно малых расстояниях от желоба в форме аномалии теплового потока и равномерно распределенной топографии, т.е. в виде передовой дуги [Уеда, 1980, рис. 5–23; Vidale, Mooney, 1997]. При  $\xi=0$ , когда коэффициент вязкости (12) не зависит от температуры и  $\eta$  есть величина постоянная, из (23), (25) получается  $\gamma_{\perp} = \gamma_{\parallel}$ , т.е. конвекция обоих типов развивается одинаково эффективно. В этом случае следовало бы ожидать, что окраинное раздвигание пойдет по вулканической цепи, а не позади нее.

На рис. 3 показаны зависимости  $\gamma_{\parallel}$  и  $\gamma_{\perp}$  от горизонтальной координаты  $x$  при различных  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $\bar{\eta}=10^{20}$  Па·с при  $\xi=40$ , что, как и в [Гаверилов, Абботт, 1999; Rabinowicz, Lago, Froidevaux, 1980], соответствует  $E^*=500$  кДж/моль. Можно видеть, что при  $x < 200$  км преобладает эффект термической неустойчивости, а  $\gamma_{\parallel}$  максимально при



**Рис. 3.** Размерные инкременты неустойчивости в мантийном клине как функции расстояния от его “острия” при различных волновых числах  $k_x$ ,  $k_y$ : сплошные линии —  $\gamma_{\parallel}$ , штриховые —  $\gamma_{\perp}$ ; 1 —  $k_{x,y} = 2\pi/700$  км, 2 —  $k_{x,y} = 2\pi/500$  км, 3 —  $k_{x,y} = 2\pi/400$  км

$x \sim 500$  км для пространственного периода расположения вулканов  $2\pi/k_y = 500$  км. Максимум эффективности конвекции в виде поперечных валов (т.е. максимум  $\gamma_{\perp}$ ) при  $k_x = 2\pi/500$  км находится приблизительно на 100 км дальше. С уменьшением  $k_x$  максимум  $\gamma_{\perp}$  еще более отходит от желоба и при  $2\pi/k_x = 700$  км отодвигается до  $x \sim 700$  км. Можно видеть, что вихрь Карига замыкается позади вулканической цепи, если последнюю считать формирующейся над зоной максимума  $\gamma_{\parallel}$ .

Следует подчеркнуть, что, как оказалось, при  $\eta > (2 \div 3) \cdot 10^{20}$  Па·с при всех  $x$  доминирует термическая неустойчивость, и величины  $\gamma_{\parallel}$  и  $\gamma_{\perp}$  не имеют максимумов, т.е. конвективная неустойчивость подавляется термической. Это означает, что при  $\eta > (2 \div 3) \cdot 10^{20}$  Па·с вся островная дуга должна была бы формироваться как передовая дуга и ни вулканической цепи, ни центра окраинного раздвигания не возникло бы.

Согласно [Barazangi, Isacks, 1976], принятые значения  $\beta = 30^\circ$  и  $V = 10$  см/год соответствуют субдукции плиты Наска под Южно-Американскую плиту в области Перуанского желоба. В Перуанских Андах крупные вулканы и их группы отстоят друг от друга в среднем на 400 км [Simpkin, Siebert, 1994]. Считая, что пространственная периодичность расположения крупных вулканических построек совпадает с пространственной периодичностью  $2\pi/k_y$  конвективных валов, можно принять для этой величины  $2\pi/k_y = 400$  км. Однако при  $\bar{\eta} = 10^{20}$  Па·с и  $2\pi/k_y = 400$  км инкремент  $\gamma_{\parallel}$  не имеет максимума, который появляется только при  $\bar{\eta} = 8 \cdot 10^{19}$  Па·с (см. рис. 3, на котором  $\gamma_{\parallel}$  при  $2\pi/k_y = 400$  км показан для  $\bar{\eta} = 8 \cdot 10^{19}$  Па·с). Последнее значение можно считать верхней оценкой коэффициента вязкости в области Перуанских Анд.

Частота  $\omega_{\perp}$ , согласно (24), привязана к средней горизонтальной скорости  $\bar{U} = D\beta - C(1 - \beta/\operatorname{tg}\beta) \equiv 0$  в мантийном клине, и при малых  $\beta$  выполняется условие  $\omega \ll \gamma$ . Это означает, что вихрь Карига как целое и конвективные течения в зоне субдукции мало смещаются в горизонтальном направлении –  $\omega/k_x \leq (2 \div 3) \cdot 10^{-2}$  см/год.

### Выводы

Предложенный метод оценки среднего коэффициента вязкости в мантийном клине в области островной дуги основывается на зависимости наличия на островной дуге вулканической цепи и ее смещения относительно передовой дуги от коэффициента вязкости – только если он достаточно мал, вулканическая цепь формируется позади передовой дуги. При достаточно большом коэффициенте вязкости не возникает ни вулканической цепи, ни центра задугового раздвигания.

Метод применим при достаточно пологой субдукции. Найденная величина среднего коэффициента вязкости в мантийном клине в области Перуанских Анд –  $\bar{\eta} < 8 \cdot 10^{19}$  Па·с – представляется вполне обоснованной с учетом возможного диссипативного нагрева мантии.

### Литература

- Гаврилов С.В., Абботт Д.Х. Термомеханическая модель тепло- и массопереноса в окрестности зоны субдукции // Физика Земли. 1999. № 12. С.3–12.  
Уеда С. Новый взгляд на Землю. М.: Мир, 1980. 214 с.



- Barazangi M., Isacks B.L.* Spatial Distribution of the Earthquakes and Subduction of the Nazca Plate beneath South America // *Geology*. 1976. V. 4. P.686–692.
- McKenzie D.P.* Speculations on the Consequences and Causes of Plate Motions // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1969. V. 18. P.1–32.
- Rabinowicz M., Lago B., Froidevaux C.* Thermal Transfer between the Continental Asthenosphere and Oceanic Subducting Lithosphere: its Effect on Subcontinental Convection // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. N B4. P.1839–1853.
- Schubert G., Turcotte D.L., Olson P.* Mantle Convection in the Earth and Planets. New York: Cambridge University Press, 2001. 940 p.
- Simpkin T., Siebert L.* Volcanoes of the World. Tucson, Arizona: Geoscience Press. 1994. 349 p.
- Turcotte D.L., Schubert G.* Geodynamics. Cambridge: Cambridge University Press. 2002. 448 p.
- Vidale J.E., Mooney W.D.* The Earth's Topography: the Influence of the Lower Lithosphere // *Nature*. 1997. N 324. P.23–24.

*Сведения об авторе*

**ГАВРИЛОВ Сергей Владиленович** – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: +7(495)-221-93-55. E-mail: gavrilov@ifz.ru

## INVESTIGATION OF THE MECHANISM OF ISLAND ARC FORMATION AND THE BACK-ARC SPREADING OF THE LITHOSPHERE

S.V. Gavrilov

*Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

**Abstract.** The island arc morphology and the position of the back-arc spreading centre are clarified on the assumption that the manifestations of the thermal instability and the two types of convection in the mantle wedge are spatially separated. At sufficiently small distances from the trench the thermal instability dominates, further from the trench the convection in the form of the variable thickness longitudinal rolls prevails while still further from the trench there is located the upwelling flow of the Karig vortex responsible for the back-arc spreading. The growth rate of the longitudinal rolls convection is maximum at certain distance from the trench where the volcanic chain appears, the leading arc being ahead of it, originated probably owing to the thermal instability. At longer distances from the trench the longitudinal rolls convection does not occur while there arises the upwelling flow of Karig vortex, or the transversal convective roll perpendicular to the subduction velocity, as the downward entrainment of the mantle material, heated due to viscous dissipation is energetically disadvantageous. The mutual location of the leading arc, volcanic chain and the back-arc spreading centre is shown to tightly constrain the mean viscosity of the mantle wedge:  $\bar{\eta} \leq 8 \cdot 10^{19}$  Pa·s at the Peru Andes.

**Keywords:** thermal instability, convection, forearc, volcanic chain, back-arc lithosphere spreading.