



Об относительной роли сил динамического давления и вязких напряжений в тектонически активных переходных зонах Земли

С. В. Гаврилов¹, А. Л. Харитонов²

¹ Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН, Москва; gavrilov@ifz.ru

² Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН, Москва
ahariton@izmiran.ru

В статье показана роль сил динамического негидростатического давления и вязких напряжений в астеносфере тектонически активных переходных зон от континента к океану. Исследуются зоны активных тектонических процессов в литосфере и нижележащей мантии, влияющих на литосферные блоки, дневную поверхность Земли и границы плотностных неоднородностей. Показано также преимущественное влияние вязких напряжений на формирование мантийных диапиров и часто связанных с ними месторождений углеводородов. В зонах субдукции крупномасштабный нисходящий конвективный поток опускается в верхнюю мантию как погружающийся жесткий литосферный блок. Были рассмотрены силы, которые определяют угол субдукции, зависящий от возраста литосферы, скорости субдукции и реологических свойств материала мантии. Для исследования применялся метод аналитического термодинамического моделирования тектонического строения верхней мантии (литосфера, астеносфера) в переходной зоне от континента к океану. Сделан вывод о том, что относительная роль сил динамического давления преобладает в зонах, характеризующихся горизонтально удлиненными астеносферными движениями в мантии, как это происходит под протяженными океаническими литосферными плитами. Новизна исследований связана с выводом о том, что под литосферными микроплитами и вблизи их границ роли сил динамического давления и вязких напряжений сравнимы между собой. В областях термических диапиров, связанных с зонами субдукции и часто расположенных в переходных зонах от континента к океану, преобладает роль вязких напряжений. Термические диапиры в зонах субдукции иногда приводят к формированию месторождений углеводородов за счет процессов дегазации мантии.

Ключевые слова: силы динамического давления, вязкие напряжения, переходные зоны «континент–океан», термические диапиры, нефтегазоносность.

Relative role of dynamic pressure forces and viscous stresses in tectonically active transition zones of the Earth

S. V. Gavrilov¹, A. L. Kharitonov²

¹ Schmidt Institute of Physics of the Earth, RAS, Moscow

² Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Waves Propagation RAS, Moscow

This article shows the role of dynamic non-hydrostatic pressure forces and viscous stresses in asthenosphere of tectonically active transition zones from the continent to the ocean. We have studied zones of active tectonic processes in the lithosphere and the underlying mantle, affecting the lithospheric blocks, the day surface of the Earth and the boundaries of density inhomogeneities. We showed the predominant influence of viscous stresses on the formation of mantle diapirs and often associated hydrocarbon deposits. In subduction zones, in which a large-scale descending convective flow descends into the upper mantle as a sinking hard lithospheric block. We studied forces that determine the angle of subduction, depending on the age of the lithosphere, the rate of subduction and the rheological properties of the mantle material. We applied the method of analytical thermodynamic modeling of the tectonic structure of the upper mantle (lithosphere, asthenosphere) in the transition zone from the continent to the ocean. We concluded that the relative role of dynamic pressure forces prevailed in zones characterized by horizontally elongated asthenospheric movements in the mantle, as it happened under extended oceanic lithospheric plates. The novelty of the research is connected with the conclusion that under lithospheric micro-plates and near their boundaries, the roles of dynamic pressure forces and viscous stresses are comparable. In the areas of thermal diapirs associated with subduction zones and often located in transition zones from the continent to the ocean, the role of viscous stresses prevails. Thermal diapirs in subduction zones sometimes lead to the formation of hydrocarbon deposits due to mantle degassing processes.

Keywords: dynamic pressure forces, viscous stresses, «continent–ocean» transition zones, thermal diapirs, oil and gas potential.

Введение

В Российской Федерации и за рубежом опубликовано некоторое количество работ, посвященных исследованиям по динамической топографии, процессам дегазации мантии (Павленкова, 2011; Miashiro, 1972), происходящим в тектонически активных суб-

дукционных зонах перехода от океана к континенту (Lobkovsky, Kotelkin, 2004; Трубицын, Баранов, Евсеев, 2006; Трубицын, Баранов, Харыбин, 2007; Кирдяшкин и др., 2008; Червов, Черных, Бушенкова и др., 2014; Бобров, Баранов, 2016; Bobrov, Baranov, Tenzer, 2022; Schubert et al., 2001; Turcotte et al., 2002; Clark et al.,

Для цитирования: Гаврилов С. В., Харитонов А. Л. Об относительной роли сил динамического давления и вязких напряжений в тектонически активных переходных зонах Земли // Вестник геонаук. 2023. 12(348). С. 37–44. DOI: 10.19110/geov.2023.12.5

For citation: Gavrilov S. V., Kharitonov A. L. Relative role of dynamic pressure forces and viscous stresses in tectonically active transition zones of the Earth. Vestnik of Geosciences, 2023, 12(348), pp. 37–44, doi: 10.19110/geov.2023.12.5

2005). Особенно большой вклад в решение этой проблемы внесли отечественные научные школы геодинамики под руководством академика Л. И. Лобковского и члена-корреспондента В. П. Трубицына. В зонах субдукции часто возникают области подъема термических или химических диапиров (Гаврилов, Аббот, 1999; Юркова, 2011). Это говорит о том, что они могут быть обусловлены вязкими напряжениями и/или силами негидростатического давления. В ранее опубликованных работах было показано, что относительная роль этих сил зависит от геометрии областей, охваченных конвективными движениями в мантии Земли (Монин, 1979; Karig, 1971). Нерешенной проблемой до сих пор остаётся анализ вязких напряжений и сил негидростатического давления в области субдукции литосферных микроплит. Поэтому одной из целей нашего исследования является задача показать преимущественное влияние вязких напряжений и сил динамического давления на формирование мантийных диапиров (рис. 1, 3), расположенных под слоем настиляющей жесткой литосферной плиты (и часто связанных с ними месторождений углеводородов (рис. 1, 11) в окрестности зон глубинных разломов (рис. 1, 7). Вязкие напряжения и силы динамического давления определяются геометрическими характеристиками той части верхней мантии (астеносфера — 8), в которой происходят конвективные течения (рис. 1, 5).

В этой статье принята модель переходной зоны столкновения океанической и континентальной литосферных плит (рис. 1), рассматриваемых как жесткие пластины, испытывающие деформацию только в узкой зоне сжатия по краям столкновения этих литосферных плит. То есть обе литосферные плиты (океаническая и континентальная) считаются упругими

или, в первом приближении, жесткими пластинами, за исключением относительно узкой области Заварицкого — Беньюфа столкновения литосферных плит, где механические напряжения не превосходят конечного предела текучести.

На рис. 1 стрелками обозначены медленные кинематические конвективные течения вязкой мантийной среды в зоне литосферной субдукции, происшедшей в течение многих миллионов лет. Этим рисунком предполагается показать, что вязкие напряжения и/или силы динамического давления действуют так же и в земных недрах, например подпирая снизу субдуцирующие блоки литосферы.

Под термином «геометрические характеристики верхней мантии» авторы понимают относительные горизонтальный и вертикальный размеры области верхней мантии, охваченной конвективными (или вообще вихревыми) движениями материала мантии. Так, в случае, если горизонтальный размер значительно превышает вертикальный, например под протяженными океаническими плитами, силы динамического давления, действующие на субдуцирующие блоки и «подошву» настиляющей литосферы, преобладают над силами вязких напряжений. Если область верхней мантии с конвективными процессами в ней изометрична, то есть горизонтальный и вертикальный размеры области конвекции одинаковы, то роли динамического давления и вязких напряжений одинаковы. Если движение в верхней мантии происходит в области, вытянутой в вертикальном направлении, то действие вязких напряжений на подошву настиляющей литосферы значительно превышает действие динамического давления. В частности, из данных, приведенных на рис. 1, 5, видно, что вертикальные размеры области с конвек-

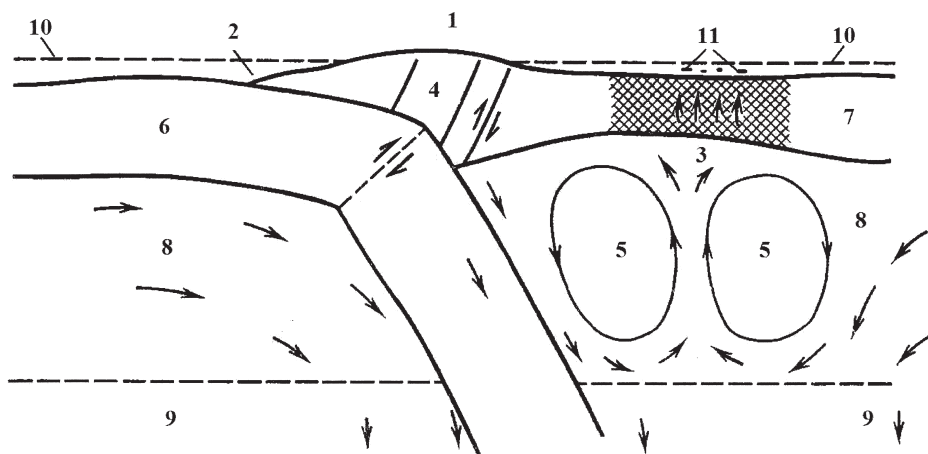


Рис. 1. Модель строения зоны поддвига (субдукции) литосферных плит, иллюстрирующая возникновение локальных конвективных течений (вихрей) в слое астеносферы под окраинным бассейном в тылу островной дуги (Монин, 1979):

1 — островной палеовулканический пояс; 2 — океанический желоб; 3 — конвективная зона переноса тепла и углеводородов вверх; 4 — зона наклонных разломов на переднем крае надвигаемой литосферной плиты; 5 — вихри тепловой конвекции Карига (Karig, 1971); 6 — поддвижение (субдукция) океанической литосферной плиты; 7 — зона сдвиговых деформаций (глубинных разломов) настиляющей континентальной литосферной плиты (штриховка); 8 — мантийный (астеносферный) слой; 9 — мезосферный мантийный слой; 10 — поверхность геоида; 11 — формирование нефтегазоносного бассейна

Fig. 1. A model of the structure of the zone of subduction of lithospheric plates, illustrating the occurrence of local convective currents (vortices) in the asthenosphere layer under the marginal basin in the rear of the island arc (Monin, 1979):

1 — island paleovolcanic belt; 2 — oceanic trough; 3 — convective zone of transporting heat and hydrocarbon upward; 4 — zone of inclined faults at the leading edge of the advancing lithospheric plate; 5 — vortices of thermal convection Karig (Karig, 1971); 6 — subduction of the oceanic lithospheric plate; 7 — zone of shear deformations (deep faults) of the underlying continental lithospheric plate (shaded); 8 — mantle (asthenospheric) layer; 9 — mesospheric mantle layer; 10 — geoid surface; 11 — formation of an oil and gas-bearing basin



цией преобладают над горизонтальными. Это значит, что в рассматриваемый на рис. 1 временной период развития геодинамических процессов в верхней мантии преобладает действие вязких напряжений на подшову настилающей литосферы и значительно превышает действие динамического давления.

Для решения поставленных в статье задач ниже предлагается рассмотреть метод геотермодинамического моделирования кинематических течений вязкой мантийной среды в зоне субдукции.

Метод геотермодинамического моделирования

Граничные условия рассматриваемой задачи в данной модели в зоне литосферной субдукции можно представить как соблюдение процессов неспрекальзывания (т. е. сцепления или прилипания), возникающих на границах погружающейся (субдуцирующей) жесткой литосферной плиты и вязкой астеносферы. Для описания процессов в астеносфере использовалось приближение к закону с постоянной вязкостью. При этом также необходимо, чтобы температура на этих границах контакта погружающейся (субдуцирующей) литосферной плиты и астеносферы была равна температуре субсолидуса. Чтобы было более понятно читателям журнала, необходимо сообщить, что термин «температура субсолидуса» означает температуру начальной стадии частичного плавления. При этом нужно отметить, что временные масштабы геологических и термодинамических явлений в зоне литосферной субдукции составляют миллионы лет.

Рассмотрим модель конвекции в прямоугольной ячейке $0 < x < L$, $0 < z < d$ с началом координат в основании верхней мантии на глубине d , вертикальной осью z , направленной вверх, и горизонтальной осью x вдоль основания верхней мантии. Ячейка заполнена однородной жидкостью плотностью ρ с коэффициентом вязкости η , горизонтальные границы $z = 0$ и $z = d$ изотермичны, с температурами $T(z = 0) = T_0$ и $T(z = d) = T_1$, а вертикальные границы $x = 0$ и $x = L$ считаются адиабатическими, на которых $\partial T / \partial x = 0$. Безразмерные линеаризованные уравнения, определяющие возмущения термомеханического состояния среды в ячейке при бесконечном числе Прандтля в приближении Буссинеска, имеют вид уравнений (7.3.11)–(7.3.14) (Shubert, 2001). В обозначениях настоящей работы эти уравнения могут быть записаны как:

$$0 = -\partial_x p + \partial_x \tau_{xx} + \partial_x \tau_{xz}, \quad (1)$$

$$0 = Ra \times \theta - \partial_z p + \partial_x \tau_{xz} + \partial_z \tau_{zz}, \quad (2)$$

$$0 = \partial_x v_x + \partial_z v_z, \quad (3)$$

$$\partial_t \theta = -v_z \times \partial_z T + \chi \times \Delta \theta, \quad (4)$$

где сохранен член $\partial_t \theta$, описывающий нестационарную задачу, и знак при $Ra \times \theta$ изменен, так как ось z направлена вверх. Уравнения (1)–(4) есть, соответственно, x - и z -компоненты уравнения движения, уравнение неразрывности и уравнение теплопереноса, в которых x и z — декартовы координаты, v_x и v_z — компоненты скорости вдоль осей, p — динамическое (негидростатическое) давление, τ_{jk} — тензор вязких напряжений, ρ — плотность, g — ускорение силы тяжести, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, T — абсолютная температура, κ — коэффициент теплопроводности,

Δ — оператор Лапласа, а символ ∂ с индексом обозначает частную производную по координатам x , z и времени t .

Если рассматривается точное аналитическое решение, то в формулах о давлении и вязких напряжениях второй член должен быть описан как распределение полного давления:

$$P(x, z) = \rho_0 \times g(1 - z) + p = \rho_0 \times g(1 - z) - Ra(z^2/2 - z + 1/2) - 2\pi V \times [\eta \times \cos(\pi z) \times \cos(\pi x) + \eta] = p_0 + pT + p_v. \quad (5)$$

Соответственно, такой же член должен входить и в распределение значений напряжений σ_{xx} и σ_{zz} . В результате полное напряжение и давление будет состоять из трех частей. Первый член (p_0) дает гидростатическое распределение давления при постоянной плотности. Второй член дает поправку pT , уменьшающую рост давления с глубиной благодаря росту температуры (и, соответственно, уменьшению плотности). Наконец, третий член (p_v) представляет собой динамическое давление, обусловленное конвективными течениями вязкой жидкости. В негидростатической части давления авторы также учитывали поправку в давлении, уменьшающую рост давления с глубиной благодаря росту температуры (и, соответственно, уменьшению плотности).

Член с числом Рэлея в формуле (5) для давления описывает вариации литостатического давления из-за температурных вариаций плотности, тогда как в приближении Буссинеска (приближении несжимаемости), которое использовалось в настоящей статье, температурные вариации плотности учитываются только в члене, описывающем силу плавучести. Поэтому поправки, учитываемые формулой (5), являются незначительными. Следовательно, расчеты, сделанные в настоящей статье, производились в приближении вещества астеносферы в зоне субдукции как к однородной жидкости с постоянной вязкостью и не учитывали зависимость плотности от температуры и давления и зависимость вязкости от температуры, давления и напряжений. Таким образом, можно считать, что член с литостатическим давлением является незначительной добавкой при определении относительной роли динамического давления и вязких напряжений, и в проведенных расчетах он не рассматривался.

Чтобы читателям журнала «Вестник геонаук», интересующимся геодинамическими исследованиями в зонах литосферной субдукции, было более понятно, что авторы понимают под терминами «бесконечное число Прандтля» и «в приближении Буссинеска», приводим некоторые пояснения о физическом смысле этих терминов. Использование бесконечного числа Прандтля обозначает, что при расчетах геотермодинамических процессов происходит пренебрежение силами инерции в мантийной среде. Приближение Буссинеска означает, что при расчетах геотермодинамических процессов используется пренебрежение силами несжимаемости мантийной среды.

В уравнениях (1)–(4) $\chi = [\kappa / (\rho \times c_p)]$ — коэффициент температуропроводности. Для приведения этих уравнений к безразмерной форме в качестве новых единиц измерения координат x и z выбрана вертикальная мощность слоя d , скорость как величина, определяемая из (χ/d) , время как величина, определяемая из (d^2/χ) , температура T и ее возмущение θ как наличие характерного перепада температуры $\delta T = (T_0 - T_1) > 0$, а также на-

пряжений и давления как величина $[(\eta \times \chi)/d^2]$. Исходя из формулы (2), безразмерное число Рэлея можно представить как

$$Ra = \{[\rho \times \alpha \times g \times d^3 \times \Delta T] / (\eta \times \chi)\} > 0, \quad (6)$$

где α — коэффициент теплового расширения.

В частности, можно рассчитать критическое число Рэлея, которое равно $(27/4) \times (\pi)^4 = 658$.

Рассматривая двумерную конвекцию в плоском горизонтальном слое $0 \leq z \leq d$ первоначально покоящейся жидкости, в которой имеется вертикальный градиент температуры $T_z = [(T_1 - T_0)/d] < 0$ с невозмущенным термомеханическим состоянием покоя, с постоянным вертикальным градиентом температуры $T_z = [(T_1 - T_0)/d]$ и кондуктивным переносом тепла, можно искать решение уравнений (1)–(4) с экспоненциальной зависимостью от времени по закону $\exp(\gamma \times t)$.

При условии свободных непроницаемых изотермических горизонтальных и адиабатических вертикальных границ ищем решение уравнений (1)–(4) при постоянных (безразмерных) $(\partial_z T) < 0$ и χ в виде:

$$\begin{aligned} v_x &= A \times \sin(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ v_z &= B \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \theta &= C \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ p &= D \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \partial_x p &= -D \times k \times \sin(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \partial_z p &= -D \times \pi \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \partial_z v_x &= -A \times \pi \times \sin(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \partial_x v_x &= A \times k \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \partial_x v_z &= -B \times k \times \sin(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \partial_z v_z &= B \times \pi \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \tau_{xz} &= 2 \times \eta \times A \times k \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \tau_{xz} &= 2 \times \eta \times A \times k \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \tau_{xx} &= 2 \times \eta \times A \times k \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \tau_{xz} &= -\eta \times (A \times \pi + B \times k) \times \sin(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \tau_{zz} &= 2 \times \eta \times B \times \pi \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \partial_x \tau_{xz} &= -2 \times \eta \times A \times k^2 \times \sin(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ \partial_z \tau_{zz} &= -2 \times \eta \times B \times \pi^2 \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \partial_x \tau_{xz} &= -\eta \times (A \times \pi + B \times k) \times k \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \partial_z \tau_{xz} &= -\eta \times (A \times \pi + B \times k) \times \pi \times \sin(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \end{aligned} \quad (7)$$

где все не зависящие от координат величины A, B, C, D в (7) зависят от времени t по экспоненциальному закону $\exp(\gamma \times t)$, а $k = \pi \times d \times L^{-1}$ есть безразмерное волновое число. Подставляя (7) в уравнения (1)–(4), находим для безразмерного инкремента γ :

$$\begin{aligned} \gamma &= -\{(Ra \times k^2 \times T_z)/[\eta \times (\pi^2 + k^2)^2]\} - \\ &- [\chi \times (\pi^2 + k^2)^2]. \end{aligned} \quad (8)$$

Условие возникновения конвекции $\gamma = 0$ дает $Ra(\gamma = 0) = -[(\pi^2 + k^2)^3/(k^2 \times T_z)]$. Эта величина достигает минимума при $k = (\pi/\sqrt{2})$, и при $T_z = -1$ $Ra_{\min} = (27/4) \times \pi^4 \approx 658$. Если конвекция происходит в горизонтальном слое неограниченной длины, то возникают ячейки с пространственным периодом $(d/\sqrt{2})$. В случае если T_z, η, χ переменны, то можно для оценки инкремента конвективной неустойчивости воспользоваться формулой (8), подставив в нее средние значения T_z, η, χ .

Рассмотрим подробнее вывод формулы (8) из уравнений (1)–(4). Пусть начальное возмущение температуры задается в (7) как $\theta = C \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z)$ с $C > 0$. Это означает, что возмущение температуры в левой части ячейки положительно, а в правой части отрица-

тельно, т. е. в левой части ячейки вещество всплывает, а в правой опускается, и, следовательно, конвективное движение жидкости происходит по часовой стрелке. Из уравнения (3) следует, что $B = -(A \times k/\pi)$. Так как $\Delta\theta = -(\pi^2 + k^2) \times C \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z)$, $\partial_t \theta = \gamma \times C \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z)$, то из уравнения (4) получим:

$$C = \{[(k/\pi) \times A \times T_z]/[\gamma + [\chi \times (\pi^2 + k^2)]]\},$$

где при $C > 0$ и $T_z < 0$ должно быть $A < 0$. Подставляя выражения (7) в уравнения (1) и (2), вычитая одно из уравнений из другого и сокращая полученный результат на A , приходим к формуле (8). Из уравнения (1) находим $D = A \times \eta \times [(k^2 + \pi^2)/k]$, где $k = (\pi/L)$, т. е. $D < 0$.

Согласно выражениям в верхней строке формулы (7):

$$\begin{aligned} v_x &= A \times \sin(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \\ v_z &= B \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ \theta &= C \times \cos(k \times x) \times \sin(\pi \times z), \\ p &= D \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \end{aligned}$$

при $C > 0, A < 0, B > 0, D < 0$ компоненты скорости v_x и v_z соответствуют движению жидкости по часовой стрелке, т. е. всплыванию жидкости в левой части ячейки и опусканию жидкости в правой части ячейки. На верхней границе ячейки (при $z = 1$) возмущение динамического давления $p = -D \times \cos(k \times x) = -A \times \eta \times [(k^2 + \pi^2)/k] \times \cos(k \times x)$. Сила давления, действующая изнутри астеносферной ячейки на верхнюю границу, положительна в левой части ячейки (т. е. «подпирает» границу снизу) и отрицательна в правой части ячейки (т. е. «засасывает» границу вниз). Сравним силу негидростатического давления на верхней границе ячейки с вертикальной силой вязких напряжений, действующей со стороны жидкости на верхнюю границу ячейки. Нормальная компонента тензора вязких напряжений:

$$\begin{aligned} \tau_{zz} &= -[2 \times D \times k^2/(\pi^2 + k^2)] \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z) = \\ &= -2 \times \eta \times A \times k \times \cos(k \times x) \times \cos(\pi \times z), \end{aligned}$$

и на верхней границе $z = 1, \cos(\pi \times z) = -1, \tau_{zz} = 2 \times \eta \times A \times k \times \cos(k \times x)$, т. е. при $A < 0$ оказывается, что τ_{zz} на верхней границе отрицательна в левой части ячейки и положительна в правой части ячейки. Так как сила, действующая со стороны жидкости на единицу обтекаемой поверхности границы с внешней нормалью n_i , равна:

$$f_i = -(p \times n_i) + (\tau_{ik} \times n_k)$$

(Ландау, Лифшиц, 1986, формула (15.14), в которой изменен знак нормали n_i), то вертикальная сила, соответствующая вязким напряжениям, равна τ_{zz} , так как направленная внутрь астеносферной ячейки нормаль на верхней границе $n_z = -1$. Следовательно, вязкие напряжения в левой части ячейки действуют на верхнюю границу как сила «подпора» снизу (в положительном направлении оси z), а в правой части ячейки — как сила «подсоса» вниз. Сравним конвективные силы вязких напряжений и негидростатического давления, действующие на верхнюю границу ячейки. Отношение этих сил:

$$(f_{\text{visc}} / f_{\text{press}}) = [(2 \times k^2) / (k^2 + \pi^2)], \quad (9)$$

откуда видно, что при $k = \pi$ (в изометрической ячейке с отношением сторон 1:1, т. е. при $L = d$) эти силы равны между собой. В случае, например, вытянутой ячейки, для которой $k < \pi$, на верхней границе ячейки пре-



обладает сила возмущенного негидростатического давления. В сильно вытянутой ячейке, для которой $k \ll \pi$, действие вязких напряжений на верхней границе пренебрежимо мало по сравнению с действием сил возмущенного динамического давления. Соотношение (9) справедливо не только на поверхности ячейки, но и во всем ее объеме. Следует отметить, что силы негидростатического давления и вязкие напряжения в земных недрах действуют в одну сторону, и этот вывод не связан именно с конвективной природой движения, а приложим к движениям различной природы.

Авторы статьи считают необходимым отметить, что приведенное в этой статье аналитическое решение на первый взгляд может быть несколько похожим на аналитическое решение, приведенное ранее в работе (Трубицын и др., 2006). Однако в этой работе речь идет о переменной вязкости мантии, а в настоящей работе авторы ограничиваются приближением постоянной вязкости астеносферы. Поскольку число Рэлея, используемое в настоящей статье, равно 658, то не совсем корректно сравнивать наши расчеты с результатами Трубицына и др. (2006), в статье которых речь идет о жидкости с переменной вязкостью. Аналитическое решение, развиваемое в настоящей статье, скорее соответствует математическим решениям, представленным в монографии (Гершуни, Жуховицкий, 1972). Хотелось бы еще раз отметить, что решение, приведенное в настоящей статье, не претендует на разработку полной модели конвекции в мантии и анализируется только узкая часть этой модели, связанная с конвективным механизмом в его простейшем виде, чтобы на этом примере сравнить величины вязких напряжений и динамического давления.

Результаты и обсуждение

В качестве примера рассмотрим тектонически активную окрестность Черноморской зоны субдукции (рис. 2) и качественно сравним силу динамического (негидростатического) давления и вязкие напряжения,

действующие на субдуцирующий Черноморский литосферный блок и подошву динамической топографии в этой области.

На рис. 3 видно, что в астеносфере на глубине от 110 до 135 км наблюдается зона плавления, которая часто связана с подъемом термального мантийного диапира, возникающего в конвективной зоне субдукции.

Сравнение геотермодинамической модели, представленной на рис. 2, с реальным глубинным сейсмическим разрезом литосферы Скифской плиты (рис. 3) показывает, что по данным разреза действительно можно видеть наличие верхней границы («кровли») субдуцирующей Черноморской литосферной микроплиты под Скифскую под углом $\beta = 17^\circ$. Кроме того, над зоной динамической топографии термического диапира (в двумерном варианте решения модельной задачи), в Черноморской субдукционной зоне, на глубине 200–400 км (рис. 2) наблюдается зона расплавления на глубине 110–150 км, возникающая за счет повышенных значений диссипативного тепла из астеносферы, поступающего в верхние слои мантии.

Так как крупномасштабные циркуляционные движения под движущейся и субдуцирующей океанической литосферной плитой и континентальной плитой, с которой сталкивается океаническая плита, происходят внутри тех частей верхней мантии, которые сильно удлинены в горизонтальном направлении, то в рамках рассмотренной конвективной модели эти циркуляционные движения характеризуются условием $d \ll L$ или, в безразмерном виде, $k \ll \pi$ в формуле (9). Под обозначением величины L подразумеваются горизонтальные размеры конвективной области (ячейки), под обозначением величины d — вертикальные размеры конвективной области (ячейки). Новым является то, что выполнены численные расчеты, подтверждающие, что в окрестности зон субдукции на субдуцирующие литосферные блоки и подошву настилающей литосферы действуют преимущественно силы динамического давления, а вязкие напряжения незначительны. Это условие (хотя и без всякого обоснования)

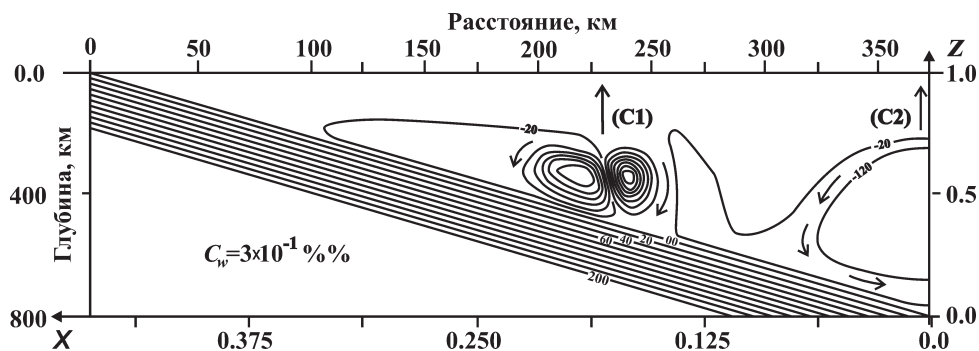


Рис. 2. Геотермодинамическая модель зоны субдукции Черноморской океанической литосферной микроплиты под Скифскую континентальную литосферную плиту. Условные обозначения: C1 — квазистационарное распределение безразмерной функции тока в зоне расположения термического диапира в северо-западной части вала Шатского, в субдукционном мантийном клине; C2 — квазистационарное распределение безразмерной функции тока в зоне термического диапира, расположенного под территорией Степного Крыма; C_w — принятое при расчетах значение концентрации воды $C_w = 3 \times 10^{-1}$ весовых %, содержащейся в горных породах в субдукционном мантийном клине

Fig. 2. Geothermodynamic model of the subduction zone of the Black Sea oceanic lithospheric micro-plate under the Scythian continental lithospheric plate. Symbols: C1 — quasistationary distribution of the dimensionless current function in the zone of the thermal diapir in the northwestern part of the Shatsky shaft, in the subduction mantle wedge; C2 — quasistationary distribution of the dimensionless current function in the zone of the thermal diapir located under the territory of the Steppe Crimea; C_w — calculated value of the water concentration $C_w = 3 \times 10^{-1}$ weight % contained in rocks in a subduction mantle wedge

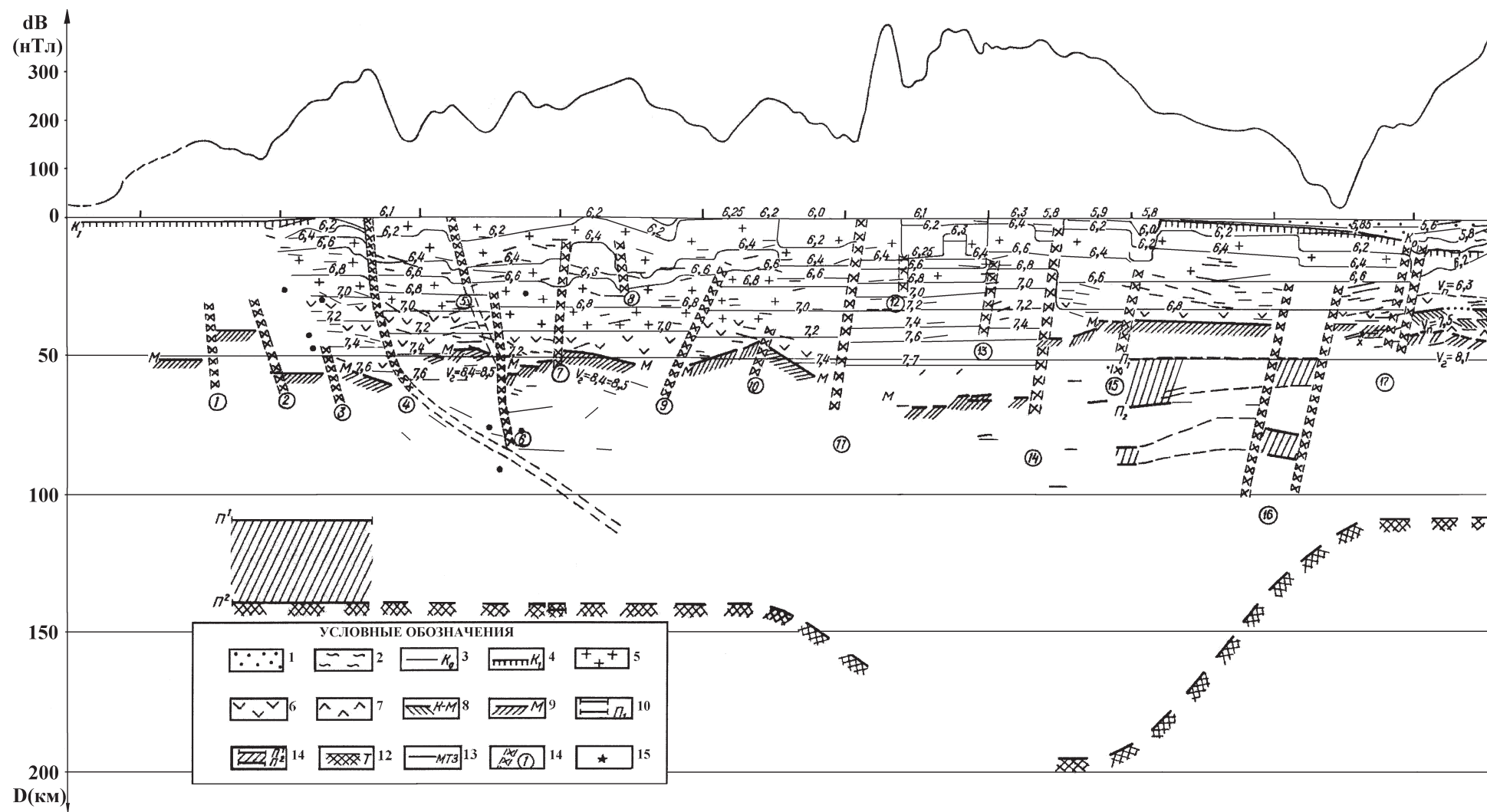


Рис. 3. Глубинный сейсмический разрез литосферы Скифской плиты (Сологуб, 1986) в зоне субдукции Черноморской микроплиты под Скифскую

Условные обозначения: 1 — осадочные породы; 2 — дислоцированные породы молодого фундамента; 3 — поверхность молодого фундамента; 4 — поверхность дорифейского фундамента ($V = 6.2-6.5$ км/с); 5 — «гранитный» слой; 6 — породы основного состава ($V = 7.0$ км/с); 7 — породы коромантийного слоя; 8 — поверхность коромантийного слоя ($V = 7.5-7.6$ км/с); 9 — граница Мохоровичича; 10 — сейсмические горизонты верхней мантии; 11 — слои с пониженной скоростью в верхней мантии по данным ГСЗ; 12 — поверхность астеносферного слоя по геотермическим данным; 13 — поверхность астеносферного слоя по данным МТЗ; 14 — глубинные тектонические разломы; 15 — очаги землетрясений

Fig. 3. Deep seismic section of the lithosphere of the Scythian plate (Sologub, 1986) in the subduction zone of the Black Sea microplate under the Scythian

Symbols: 1 — sedimentary rocks; 2 — dislocated rocks of the young foundation; 3 — the surface of the young foundation; 4 — the surface of the Dorifean foundation ($V = 6.2-6.5$ km/s); 5 — "granite" layer; 6 — rocks of the main composition ($V = 7.0$ km/s); 7 — rocks of the crust-mantle layer; 8 — the surface of the crust-mantle layer ($V = 7.5-7.6$ km/s); 9 — the Mohorovichich boundary; 10 — seismic horizons of the upper mantle; 11 — layers with reduced velocity in the upper mantle according to the GSZ; 12 — the surface of the asthenospheric layer



используется в работе (Tarcotte et al., 2002) в параграфе 6.11 о значении угла субдукции литосферной плиты. Кроме того, в качестве нового можно также отметить, что расчет динамической топографии у Clark et al. (2005) выполняется путем вычисления упругого изгиба верхней части коры, подпираемой снизу динамическим давлением в вязком течении, происходящим в слое нижней коры. Этот достаточно тонкий слой очень сильно вытянут в горизонтальном направлении. При этом также не учитываются вязкие напряжения, действием которых авторы пренебрегают, не приводя каких-либо обоснований.

Новизна результатов, изложенных в данной статье, может заключаться в том, что в окрестности зон субдукции микроплит, расположенных в пределах Российской Федерации, например Черноморской (Гаврилов и др., 2020), Амурской (Гаврилов и др., 2022), Адриатической (Гаврилов и др., 2021) и некоторых других, движения в астеносфере оказываются примерно изометричны и силы динамического давления и вязких напряжений сравнимы между собой. Этим, возможно, объясняется то, что субдукция микроплит и малых плит происходит под достаточно малыми углами к горизонту, так как субдуцирующий блок поддерживается снизу и «подсасывается» сверху не только силами динамического давления, но и сравнимыми силами вязких напряжений. Кроме того, новизна результатов статьи обусловлена еще и тем, что динамическая топография, формирующаяся над восходящими термическими диапирами, относительно узкими в горизонтальном направлении, связана с астеносферными потоками, в которых $k \gg \eta$ в формуле (9). Практическая значимость результатов статьи обусловлена тем, что динамическая топография над мантийными диапирами (и часто связанными с ними месторождениями углеводородов (Валяев, 2011)) обусловлена преимущественно вязкими напряжениями.

Выводы

Показано, что относительная роль сил динамического давления и вязких напряжений, действующих в областях верхней мантии, характеризующихся астеносферными течениями в окрестности активных тектонических переходных от континента к океану зон, зависит от соотношения горизонтального и вертикального масштабов течений в астеносфере. Если горизонтальный масштаб движений значительно превышает их вертикальный масштаб, то роль сил динамического давления существенно преобладает над ролью вязких напряжений и последними можно пренебречь. Так, в окрестности зон субдукции протяженных литосферных плит при вычислении динамической топографии и угла субдукции можно пренебречь вязкими напряжениями и учитывать только силы динамического давления. В зонах субдукции литосферных микроплит следует учитывать как динамическое давление, так и вязкие напряжения, роли которых сравнимы, чем, по-видимому, объясняются малые углы субдукции микроплит. Нами было показано, что динамическая топография над термическими диапирами, напротив, обязана своим происхождением преимущественно вязким напряжениям. С учетом данных, изложенных в работе (Юркова, 2011), можно пред-

положить, что наличие слоев с пластичными серпентинизированными породами и содержащимися в них углеводородами могут создавать значительные запасы природного газа и нефти в зонах мантийных термальных диапиров, сформировавшихся в переходных зонах от континента к океану (зонах литосферной субдукции).

Литература / References

- Бобров А. М., Баранов А. А. Модель мантийной конвекции с неньютоновской реологией и фазовыми переходами: структура течений и поля напряжений // Физика Земли. 2016. Т. 52. № 1. С. 133—148.
- Bobrov A. M., Baranov A. A. Model of mantle convection with non-Newtonian rheology and phase transitions: structure of currents and stress fields. Physics of the Earth, 2016, V. 52, No. 1, pp. 133—148. (in Russian).
- Валяев Б. М. Углеводородная дегазация Земли, геотектоника и происхождение нефти и газа (Признание и развитие идей П. Н. Кропоткина) // Дегазация Земли и генезис нефтегазовых месторождений (к 100-летию со дня рождения академика П. Н. Кропоткина) / Под ред. А. Н. Дмитриевского, Б. М. Валяева. М.: ГЕОС, 2011. С. 69—92.
- Valyaev B. M. Hydrocarbon degassing of the Earth, geological tectonics and the origin of oil and gas (Recognition and development of P. N. Kropotkin's ideas). Degassing of the Earth and the genesis of oil and gas fields (to the 100th anniversary of the birth of Academician P. N. Kropotkin). Edited by A. N. Dmitrievsky, B. M. Valyaev. Moscow: GEOS, 2011, pp. 10—32. (in Russian)
- Гаврилов С. В., Абботт Д. Х. Термомеханическая модель тепло- и массопереноса в окрестности зоны субдукции // Физика Земли. 1999. Т. 35. № 12. С. 3—12.
- Gavrilov S. V., Abbott D. H. Thermo-mechanical model of heat- and mass-transfer in the vicinity of subduction zone. Physics of the Earth, 1999, V. 35, No. 12, pp. 3—12. (in Russian).
- Гаврилов С. В., Харитонов А. Л. Геотермодинамическая модель предполагаемой палеозоны литосферной субдукции в районе Черноморской впадины и ее связь с металлогенической зональностью Крыма и Кавказа // Региональная геология и металлогения. 2021. № 87. С. 4—16.
- Gavrilov S. V., Kharitonov A. L. Geothermodynamic model of the proposed palezone of lithospheric subduction in the area of the Black Sea basin and its relationship with the metallogenic zonality of the Crimea and the Caucasus. Regional geology and metallogeny, 2021, No. 87, pp. 4—16. (in Russian). DOI: 10.52349/0869-7892-2021-87-04-16.
- Гаврилов С. В., Харитонов А. Л. О субдукции Амурской микроплиты и конвективном механизме выноса диссипативного тепла и углеводородов из мантийного клина в Охотском море к востоку от острова Сахалин // Вестник Академии наук Республики Башкортостан. 2022. Т. 42. № 1(105). С. 5—12.
- Gavrilov S. V., Kharitonov A. L. On the subduction of the Amur microplate and the convective mechanism of dissipative heat and hydrocarbons removal from the mantle wedge in the Sea of Okhotsk east of Sakhalin Island. Bulletin of the Academy of Sciences of the Republic of Bashkortostan, 2022, V. 42, No. 1(105), pp. 5—12. (in Russian). DOI: 10.24412/1728-5283_2022_1_5-12.

- Гаврилов С. В., Харитонов А. Л. Исследование величины формирования аномального теплового потока в бассейне Паннония и зоне Вардар при субдукции Адриатической плиты под Евроазиатскую плиту // International Journal of Professional Science. 2021. № 9. С. 27–39.
- Gavrilov S. V., Kharitonov A. L. Investigation of the magnitude of the formation of abnormal heat flow in the Pannonia basin and the Vardar zone during subduction of the Adriatic plate under the Eurasian plate. International Journal of Professional Science, 2021, No. 9, pp. 27–39. (in Russian). DOI: 10.54092/25421085_2021_9_27.
- Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
- Gershuni G. Z., Zhukhovitsky E. M. Convective stability of an incompressible fluid. Moscow: Nauka, 1972, 392 p. (in Russian).
- Кирдяшкин А. А., Кирдяшкин А. Г. Влияние скорости движения океанической литосферы на свободно-конвективные течения в астеносфере под срединно-океаническим хребтом // Физика Земли. 2008. № 4. С. 35–47.
- Kirdyashkin A. A., Kirdyashkin A. G. Influence of the speed of movement of the oceanic lithosphere on free convective currents in the asthenosphere under the mid-oceanic ridge. Physics of the Earth, 2008, No. 4, pp. 35–47. (in Russian).
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- Landau L. D., Lifshits E. M. Hydrodynamics. Moscow: Nauka, 1986, 736 p. (in Russian).
- Океанология. Геофизика океана. Геодинамика / Под ред. А. С. Мони́на. М.: Наука, 1979. 416 с.
- Oceanology. Ocean geophysics. Geodynamics. Monin A. S. (ed.) Moscow: Nauka, 1979, 416 p. (in Russian).
- Павленкова Н. И. Ротационно-флюидная модель глобального тектогенеза // Дегазация Земли и генезис нефтегазовых месторождений (к 100-летию со дня рождения академика П. Н. Кропоткина) / Под ред. А. Н. Дмитриевского, Б. М. Валяева. М.: ГЕОС, 2011. С. 69–92.
- Pavlenkova N. I. Rotational fluid model of global tectogenesis. Degassing of the Earth and the genesis of oil and gas fields (marking the 100th anniversary of the birth of Academician P. N. Kropotkin). Edited by A. N. Dmitrievsky, B. M. Valyaev. Moscow: GEOS, 2011, pp. 69–92. (in Russian).
- Сейфуль-Мулюков Р. Б. Нефть и газ. Глубинная природа и ее прикладное значение. М.: Торус Пресс, 2012. 216 с.
- Seiful-Mulyukov R. B. Petroleum and gas: Inorganic abiogenic nature and its applicability. Moscow: Torus Press, 2012, 216 p. (in Russian).
- Соллогуб В. Б. Литосфера Украины. Киев: Наукова думка, 1986. 184 с.
- Sollogub V. B. Litosphere of Ukraine. Kiev: Naukova Dumka, 1986, 184 p. (in Russian).
- Сывороткин В. Л. Глубинная дегазация Земли и глобальные катастрофы. М.: Геоинформцентр, 2002. 250 с.
- Syvorotkin V. L. Deep degassing of the Earth and global catastrophes. Moscow: Geoinformcenter, 2002, 250 p. (in Russian).
- Тимурзиев А. И. К созданию новой парадигмы нефтегазовой геологии на основе глубинно-фильтрационной модели нефтегазообразования и нефтегазоаккумуляции // Геофизика. 2007. № 4. С. 49–60.
- Timurziev A. I. To create a new paradigm of oil and gas geology based on the depth-filtration model of oil and gas formation and oil and gas accumulation. Geophysics, 2007, No. 4, pp. 49–60. (in Russian).
- Трубицын В. П., Баранов А. А., Евсеев А. Н., Трубицын А. П. Точные аналитические решения уравнения Стокса для тестирования уравнений мантийной конвекции с переменной вязкостью // Физика Земли. 2006. Т. 42. № 7. С. 3–11.
- Trubitsyn V. P., Baranov A. A., Evseev A. N., Trubitsyn A. P. Exact analytical solutions of the Stokes equation for testing mantle convection equations with variable viscosity. Physics of the Earth, 2006, V. 42, No. 7, pp. 3–11. (in Russian).
- Трубицын В. П., Баранов А. А., Харьбин Е. В. Численные модели субдукции океанической коры с базальтовыми плато // Физика Земли. 2007. № 7. С. 3–10.
- Trubitsyn V. P., Baranov A. A., Kharybin E. V. Numerical models of subduction of oceanic crust with basalt plateaus. Physics of the Earth, 2007, No. 7, pp. 3–10. (in Russian).
- Червов В. В., Черных Г. Г., Бушенкова Н. А., Кулаков И. Ю. Численное моделирование трехмерной конвекции в верхней мантии Земли под литосферой Евразии // Вычислительные технологии. 2014. Т. 19. № 5. С. 101–114.
- Chervov V. V., Chernykh G. G., Bushenkova N. A., Kulakov I. Yu. Numerical modeling of three-dimensional convection in the upper mantle of the Earth under the lithosphere of Eurasia. Computational Technologies, 2014, V. 19, No. 5, pp. 101–114. (in Russian).
- Юркова Р. М. Перенос молекул водорода и метана в структурных ячейках серпентинитов при подъеме офиолитового диапира // Дегазация Земли и генезис нефтегазовых месторождений (к 100-летию со дня рождения академика П. Н. Кропоткина) / Под ред. А. Н. Дмитриевского, Б. М. Валяева. М.: ГЕОС, 2011. С. 69–92.
- Yurkova R. M. Transfer of hydrogen and methane molecules in serpentinite structural cells during the rise of ophiolite diapir. In the book: Degassing of the Earth and the genesis of oil and gas fields (marking the 100th anniversary of the birth of Academician P. N. Kropotkin). Edited by A. N. Dmitrievsky, B. M. Valyaev. Moscow: GEOS, 2011, pp. 69–92. (in Russian).
- Bobrov A., Baranov A., Tenzer, R. Evolution of stress fields during the supercontinent cycle // Geodesy and Geodynamics, 2022. V. 13, № 4, P. 363–375.
- Clark M. K., Bush J. W. M., Royden L. H. Dynamic topography produced by lower crustal flow against rheological strength heterogeneities bordering the Tibetan Plateau // Geophys. J. International, 2005. V. 162. P. 575–590.
- Karig D. E. Origin and development of marginal basins in the Western Pacific // Journal Geophysical Researches, 1971. V. 76. № 11. P. 2542–2561. DOI:10.1029/JB076i011p02542
- Lobkovsky L. I., Kotelkin V. D. Numerical analysis of geodynamic evolution of the Earth based on a thermochemical model of the mantle convection // Russian Journal of Earth Sciences. 2004. № 6 (1). P. 49–58.
- Miyashiro A. Metamorphism and related magmatism in plate tectonics // American Journal Sci., 1972. V. 272. P. 629–656.
- Schubert G., Turcotte D. L., Olson P. Mantle Convection in the Earth and Planets. New York: Cambridge University Press, 2001. 940 p. DOI:10.1017/CB09780511612879
- Turcotte D. L., Schubert G. Geodynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 719 p.