

*А. А. БАЙМУХАМЕТОВ, Н. Н. МАРТЫНОВ, А. Г. ТАНИРБЕРГЕНОВ*

(Институт механики и машиноведения им. академика У. А. Джолдасбекова, Алматы, Казахстан)

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТЕНОСФЕРНОГО ДИАПИРИЗМА**

**Аннотация.** В приближении Буссинеска с экспоненциальной зависимостью вязкости от температуры разработана численная модель процесса формирования астеносферного диапиризма. Оценены основные параметры, закономерности и особенности процесса.

**Ключевые слова:** астеносфера, диапир, земная кора, эффективная вязкость.

**Тірек сөздер:** астеносфера, диапир, жер қыртысы, тиімді тұтқырлық.

**Keywords:** astenosphere, diapir, the earth's crust, effective viscosity.

**Введение.** Среди различных задач геофизики особое место занимает задача астеносферного диапиризма в верхней мантии. Она органически связана с проблемами выноса тепла с глубинных недр Земли, распределением полезных ископаемых в земной коре, вулканической деятельностью и

землетрясениями, образованием рифтовых зон, движением континентов, тектоникой плит и с многими другими проблемами [1-3]. Отметим, что подробная библиография по астеносферному диапиризму в верхней мантии Земли и проблемные вопросы в этой области приведены в монографии [4].

Важнейшей чертой геофизики, использующей физические и механические методы для изучения Земли, является то, что по необходимости большой объем работ приходится на теоретические методы, так как проникновение в недра Земли затруднительно. Поэтому, наряду с геологическими и геофизическими методами исследования Земли, важную роль играют лабораторное и математическое моделирование. Следует отметить, что лабораторное моделирование не обеспечивает достаточного подобия реальных тектонических процессов [5].

Численное моделирование, основанное на базовых уравнениях механики сплошной среды, в отличие от лабораторного моделирования, позволяет дать развернутую во времени количественную картину напряженно-деформируемого состояния среды, описать сценарий развития и выявить основные закономерности и особенности мантийного диапиризма.

При численном моделировании астеносферного диапиризма в верхней мантии обычно используют две, наиболее признанные в настоящее время, физические модели [4, 6-8]. В упрощенной модели I реология верхней мантии и литосферы с достаточной степенью точности аппроксимируется ньютоновской вязкой несжимаемой жидкостью, с плотностью и вязкостью, зависящих от температуры. В общей модели I, кроме того, вязкость зависит еще от гидростатического давления. При этом теплопоглощением за счет фазовых переходов в астеносфере пренебрегают по сравнению с тепловым потоком, идущим с нижних слоев астеносферы. В модели II непосредственно учитываются фазовые переходы, основанные на экспериментальной кривой плавления в верхней мантии. Земная кора и астеносфера на больших отрезках времени аппроксимируются ньютоновской вязкой несжимаемой жидкостью с плотностью, зависящей от температуры и доли подплавленной фазы.

В работах [6-16] проводилось компьютерное моделирование конвективной неустойчивости, являющейся причиной астеносферного диапиризма. Расчеты проводились методом конечных разностей, либо методом конечных элементов с перестройкой расчетной сетки, либо с помощью распараллеливания вычислений. В [7, 14, 16] учтены фазовые переходы, учитывающие плавление вещества астеносферы, что приводит к ее разуплотнению. В результате проведенных расчетов была прослежена динамика изменения полей скоростей, давления, температур и теплового потока от начальной стадии до развитой стадии астеносферного диапиризма. Показано, что в результате образования высокотемпературного диапира в астеносфере возникают и растут со временем растягивающие напряжения в литосфере, и происходит небольшое утонение литосферы.

Отметим, что проблема астеносферного диапиризма, органически связанная с другими, не менее важными проблемами геофизики, далека от своего завершения [4]. Не обсуждая достоинства и недостатки численных методов, применяемых в этой области, отметим, что численные исследования немногочисленны (особенно трехмерных течений), и существуют определенные трудности в описании границы раздела сред.

Близкие по своей природе к задачам об астеносферном диапиризме являются задачи соляного диапиризма. В Казахстане многие задачи солянокупольной тектоники поставлены академиком Ж. С. Ержановым и решены его учениками. Были разработаны и обоснованы несколько консервативно-разностных методов с использованием монотонных разностных схем и итерационных процессов, базирующихся на схеме расщепления физических процессов, позволяющих корректно проследить эволюцию поверхности раздела слоев вплоть до образования соляных линз [17-19]. На разработку этих методов огромное влияние оказал академик Ш. С. Смагулов. В работе [19] подведен итог этих многолетних исследований. Работы [20-22] посвящены формированию соляных диапиров в температурном поле. В них показано, что мелкомасштабная конвекция в верхних горизонтах земной коры оказывает существенное влияние на распределение и формирование соляных диапиров и, кроме того, области нефтегазовых ловушек приурочены к областям повышенных термических градиентов.

В настоящей работе с помощью метода, разработанного в [20] проведено численное моделирование астеносферного диапиризма на основе упрощенной модели I. Обсуждаются результаты

расчетов, и дается физически более корректная интерпретация геофизических данных. Для простоты авторы ограничились двумерным случаем.

**Физическая и математические модели.** На больших отрезках времени (сотни тысяч, миллионы лет) земную кору, астеносферу можно считать вязкими несжимаемыми жидкостями. Это следует из данных об изостатическом поднятии поверхности Земли после снятия ледовой нагрузки, экспериментальных данных исследования ползучести горных пород при высоких температурах и давлениях, а также из теоретических исследований [1-4].

Система уравнений, описывающая движения вязкой несжимаемой жидкости в поле силы тяжести и перенос тепла в системе координат  $Ox_1x_2$  (ось  $Ox_2$  направлена вертикально вверх), имеет следующий вид [23]:

$$\rho \frac{\partial V_i}{\partial t} + \rho V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} + \rho g_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho V_k) = 0, \quad (3)$$

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + V_k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) + \sigma_{ik} \dot{\epsilon}_{ik}, \quad (i, k = 1, 2) \quad (4)$$

$$\dot{\epsilon}_{ik} = \frac{\partial V_k}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \quad (5)$$

Здесь по немым индексам производится суммирование,  $\sigma_{ik}$  – девиатор тензора напряжений,  $\dot{\epsilon}_{ik}$  – тензор скоростей деформации,  $p$  – давление,  $V_k$  – компоненты скорости,  $g_i$  – компоненты ускорения силы тяжести,  $\rho$  – плотность,  $C_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $k$  – коэффициент теплопроводности,  $T$  – абсолютная температура. Радиогенные источники тепла в данной работе не учитываются, поэтому отсутствуют соответствующие им члены в уравнении (4).

Система уравнений (1)–(5) замыкается реологическим соотношением, связывающим тензор напряжений и тензор скоростей деформаций, а также уравнением состояния, отражающим зависимости плотности и вязкости от температуры и давления. Из результатов работ [6, 24, 25] следует, что реология верхней мантии и литосферы с достаточной степенью точности может быть аппроксимирована упрощенной реологической моделью I, когда среда описывается ньютоновской вязкой несжимаемой жидкостью с экспоненциальной зависимостью кинематической вязкости от температуры и плотностью, не зависящей от давления:

$$\rho = \rho^* (1 - \alpha(T - T_*)), \quad \sigma_{ij} = 2\mu \dot{\epsilon}_{ij}, \quad \nu = \nu_0 \exp\left(\frac{\beta}{T} - \frac{\beta}{T_0}\right) \quad (6)$$

Здесь  $T_0$  – некоторая фиксированная температура, вязкость при которой равна  $\nu_0$ ,  $\beta = \text{const}$ ;  $\rho^*$  – невозмущенная плотность, зависящая от химического состава материала, или плотность при абсолютной температуре  $T_*$ ;  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения.

Область  $\Omega$  в двумерной постановке задачи будем рассматривать в виде прямоугольника с высотой  $H_0 = 200$  км (в начальный момент времени на земную кору приходится 40 км мощности, на мощность верхней мантии – 160 км). Для земной коры и верхней мантии, согласно [4, 6], коэффициенты  $k, C_p, \alpha$  с достаточной степенью точности можно принять постоянными во всей области и равными  $k = 4,0 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}^0)$ ;  $C_p = 1,2 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}^0)$ ;  $\alpha = 2,0 \cdot 10^{-5} / \text{К}^0$  их средним значениям. Средняя плотность верхней мантии, согласно [4, 6], равна  $\rho_0 = \rho_1^* = 3,4 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$ , плотность земной коры  $\rho_2^* = 2,8 \cdot 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$ , ускорение силы тяжести  $g = 9,9 \text{ м}/\text{с}^2$ . В качестве характерного значения температуры принимается  $T_0 = 1573^0 \text{ К}$ , а  $T_*$  полагается равной  $273^0 \text{ К}$ .

Эффективная вязкость  $\nu_0$  принимается равной  $1,8 \cdot 10^{17} \text{ м}^2/\text{с}$ , а эффективная вязкость пластичной части земной коры принимается равной  $\nu_2 = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ м}^2/\text{с}$  [6, 7]. Коэффициент  $\beta$  выбирается из условия:  $\nu(T_0) = \nu_0$ ,  $\nu(T_2 = 1073\text{K}^0) = \nu_2$ .

Далее воспользуемся приближением Буссинеска: зависимость плотности от температуры учитывается только в выражении для архимедовой силы в уравнении импульса (1), а жидкость считается несжимаемой.

Обозначим характерные параметры с индексом нуль. Положим  $\rho_0 = \rho_1^*$ ,  $\mu_0 = \rho_0 \nu_0$ . За характерную скорость и время примем:  $u_0 = k / H_0 \rho_0 C_p$ ,  $t_0 = H_0 / u_0$ . Отнесем давление к  $p_0 = \rho_0 g H_0$ , а температуру к  $T_0$ . Тогда система уравнений в безразмерных переменных запишется в виде:

$$0 = -Ra \frac{\partial p}{\partial x_1} + 2 \frac{\partial}{\partial x_1} \left( 2\mu \frac{\partial V_1}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ \mu \left( \frac{\partial V_1}{\partial x_2} + \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right) \right\} \quad (7)$$

$$0 = -Ra \left( \frac{\partial p}{\partial x_2} + \rho^* (1 - \alpha_0 T) \right) + \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ \mu \left( \frac{\partial V_1}{\partial x_2} + \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right) \right\} + 2 \frac{\partial}{\partial x_2} \left( \mu \frac{\partial V_2}{\partial x_2} \right) \quad (8)$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial x_1} + \frac{\partial V_2}{\partial x_2} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \rho^*}{\partial x} + V_2 \frac{\partial \rho^*}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

$$\nu = \exp(\beta_0 (\frac{1}{T} - 1)), \quad \mu = \nu \rho^* \quad (11)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V_1 \frac{\partial T}{\partial x_1} + V_2 \frac{\partial T}{\partial x_2} = \frac{1}{\rho^*} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_2^2} \right) + \nu Di \left( 2 \left( \frac{\partial V_1}{\partial x_1} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial V_2}{\partial x_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_1}{\partial x_2} + \frac{\partial V_2}{\partial x_1} \right)^2 \right). \quad (12)$$

Здесь  $\alpha_0 = \alpha T_0$ ;  $\beta_0 = \beta / T_0$ ;  $Ra = g H_0^3 \rho_0 C_p / (\nu_0 k) = 2,56 \cdot 10^5$  - число Рейля;

$Pr = \nu_0 \rho_0 C_p / k = 2,04 \cdot 10^{23}$  - число Прандтля;  $Di = \nu_0 k / (T_0 H_0^2 C_p^2 \rho_0) = 2,9 \cdot 10^{-6}$  - безразмерный параметр диссипации. Число Прандтля входит множителем  $Pr^{-1}$  в левую часть безразмерных уравнений импульса (7), (8) и имеет порядок  $10^{23}$ , поэтому левые части уравнений (7), (8) можно положить равными нулю. В работе [23] показано, что при малых скоростях можно пренебречь вязкой диссипацией, что подтверждается значением  $Di = 2,9 \cdot 10^{-6}$ , но из методических соображений, при разработке численного метода, последний член в правой части уравнения (12) был оставлен [20].

К системе уравнений (7)–(12) добавляются начальные и граничные условия. При  $t = 0$  задаются распределения  $\rho$  и температуры  $T$ . Граничные условия могут быть разнообразными. В данном исследовании на боковых стенках ставились условия симметрии, а на верхней и нижней стенках – условия прилипания. Кроме того, на нижней стенке задавалась температура  $T(x)$ , а на верхней стенке температура полагалась равной нулю по Цельсию.

Таким образом, математическая модель состоит в реализации системы уравнений (7)–(12) с соответствующими начальными и граничными условиями.

**Численный метод.** Для расчета чисто динамической задачи формирования соляных структур авторами был разработан и реализован численный метод [18, 19]. В тепловой задаче (7)–(12) в уравнениях импульса добавляется член, пропорциональный температуре, и уравнение (12), выражающее баланс энергии с соответствующими граничными и начальными условиями. Поэтому алгоритм расчета динамической части остается прежним (в дискретных уравнениях импульса добавляется архимедова сила, связанная с температурой, которая определяется в центре ячейки). Уравнение энергии аппроксимировано неявной абсолютно устойчивой схемой переменных направлений, которая реализуется продольно-поперечной немонотонной прогонкой. При этом

конвективные члены в левой части уравнения (12) аппроксимировались схемой против потока, гарантирующей ее монотонность.

Реализация разностной начально-краевой задачи (7)–(12) проводится следующим образом. При  $t = 0$  известны начальные значения плотности, динамической вязкости (она вычисляется из разностного аналога уравнений (11)) и температуры, по которым вычисляются объемные силы в уравнениях импульса. Разрешается разностный аналог уравнений (7)–(9), позволяющий определить значения компонент скорости и давления в начальный момент времени, а также распределение вязкостей и плотностей на первом временном слое. Разрешается разностный аналог уравнения (12), который дает распределение температуры по пространству на первом временном шаге. Затем процесс повторяется, и вычисления проводятся до необходимого временного слоя.

В приводимых ниже расчетах вычислялся девиатор касательных напряжений  $\tau$ , который обычно используется при расчете на прочность горных пород. Критерий прочности, часто используемый на практике, гласит: если девиатор касательных напряжений  $\tau$  меньше определенного предела  $\tau_{np}$ , то разрушение горной породы не происходит; если девиатор касательных напряжений  $\tau$  больше или равен  $\tau_{np}$ , то происходит разрушение горной породы. Для плоской деформации критерий выглядит так:

$$\tau = \sqrt{(\sigma_{22} - \sigma_{11})^2 + 4\sigma_{12}^2} \leq \tau_{np}$$

Здесь под горной породой мы подразумеваем земную кору. Сначала численным моделированием определяются поля давлений, скоростей и температуры. Затем численным дифференцированием (через центральные разности на разнесенных сетках) определяются поля напряжений  $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{22}$ ,  $\sigma_{12}$  и  $\tau$ . Далее выделяются зоны повышенных концентраций девиатора касательных напряжений, что позволяет при более детальных расчетах определить вероятные зоны разрушения земной коры.

**Результаты расчетов.** Построенные физическая, математическая и дискретная модели позволяют оценить характерные параметры формирования астеносферного диапира и сделать адекватную геофизическую интерпретацию этого процесса.

На рисунках 1, а–г приведены профили изотерм и поля скоростей для двух моментов времени формирования астеносферного диапиризма. На нижней границе области задавалась температура  $1573 K^0$ , а в двух центральных соседних точках нижней границы области температура была задана на 20% выше, что моделирует неоднородность теплового потока с нижних слоев верхней мантии.

Расчеты показали, что процесс формирования астеносферного диапира протекает неравномерно. Сначала процесс формирования астеносферного диапира со временем ускоряется, а затем замедляется и примерно через 36 млн. лет выходит на стационарный режим.

Значение максимальной скорости меняется от 1 до 12,4 км/млн. лет, достигая максимума при  $t = 13.6$  млн. лет, с постепенным выходом на стационарное значение 2,8 км/млн. лет. На рисунках 1, в–г отчетливо видны две конвективные ячейки в верхней мантии. Интенсивность поля скоростей существенно выше на более раннем этапе (рисунок 1, в) развития процесса, чем на более позднем (рисунок 1, г). Рисунки 1, а–б свидетельствуют о том, что изотермы высоких температур изогнуты сильнее, чем изотермы низких температур. Этот факт указывает на более интенсивные движения и в областях с большей температурой, что подтверждается рисунками 1, в–г. При этом тепловой поток в центральной части расчетной области повышается, а на периферии падает, что связано с опусканием вещества в этой области. Отметим, что значения основных параметров, характеризующих формирование астеносферного диапира, близки численно к значениям характерных параметров работы [6].

На рисунках 1, а–г в процессе формирования астеносферного диапира отчетливо просматривается утонение земной коры в центральной части области и практически незаметное опускание на этих рисунках земной коры на периферии (в силу того, что земная кора моделируется несжимаемой жидкостью). Расчеты показали, что этап медленного утонения земной коры сменяется этапом относительно быстрого утонения. Через 36 млн. лет утонение земной коры в центральной части составляет 5,2 км, а в ее периферийной части опускание составляет 0,4 км. Наибольшие значения девиатора касательных напряжений достигаются в областях земной коры, непосредственно примыкающих в области утонения к астеносфере. В результате в этих областях происходит хрупкое разрушение земной коры с образованием трещин, после чего происходит подъем магмы по этим трещинам [26].

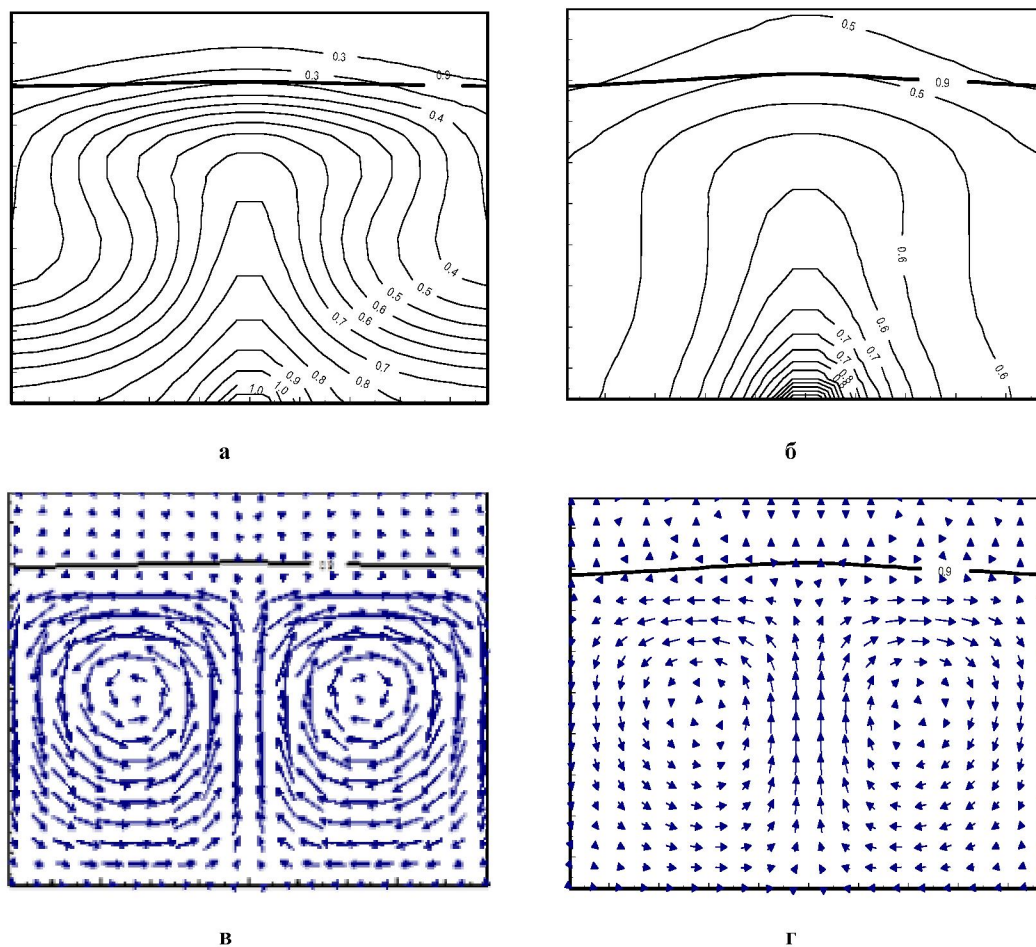


Рисунок 1 – Распределение изотерм (а, б) и поля скоростей (в, г) формирования астеносферного диапиризма в моменты времени  $t = 12$  млн. лет (а, в) и  $t = 36$  млн. лет (б, г)

Отметим следующее обстоятельство. На рисунке 1, г плотность астеносферы в области утонения земной коры равна  $3,06 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , что больше плотности земной коры  $2,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , и, следовательно, сила плавучести имеет отрицательный знак на границе астеносфера – земная кора. Тем не менее, утонение земной коры здесь происходит. В чем же здесь причина утонения земной коры? Причина здесь заключается в конвекции. Действительно, в верхних центральных слоях астеносферы, примыкающих к нижней подошве земной коры, за счет конвекции, сила плавучести положительна. Поэтому сила воздействия на земную кору в центральной части области со стороны астеносферы имеет вертикальную составляющую, направленную вверх, в результате чего происходит утонение земной коры. На периферии же силы плавучести отрицательны, поэтому вертикальная составляющая этих сил, направлена вниз, в результате чего происходит опускание земной коры в этих областях.

Значение эффективной вязкости  $\nu_2 = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ м}^2/\text{с}$  для земной коры представляется заниженным. Поэтому были проведены расчеты, когда эффективная вязкость изменялась в пределах от  $1,8 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}$  до  $1,8 \cdot 10^{23} \text{ м}^2/\text{с}$ , при прочих равных параметрах задачи.

Расчеты показали, что утонение и опускание земной коры не происходит: граница раздела между земной корой и астеносферой остается прямолинейной. Для того, чтобы получить утонение земной коры, необходимо увеличивать тепловой поток на нижней границе астеносферы, как это сделано, например, в работе [6].

На рисунках 2, а–е приведены профили изотерм и поля скоростей для трех моментов времени формирования астеносферного диапиризма при наличии двух термически симметричных возмущений тепловой границы области. На нижней границе области задавалась температура  $1573 \text{ K}^0$ , а на периферии границы задавались два симметричных возмущения температуры (на 20% выше).

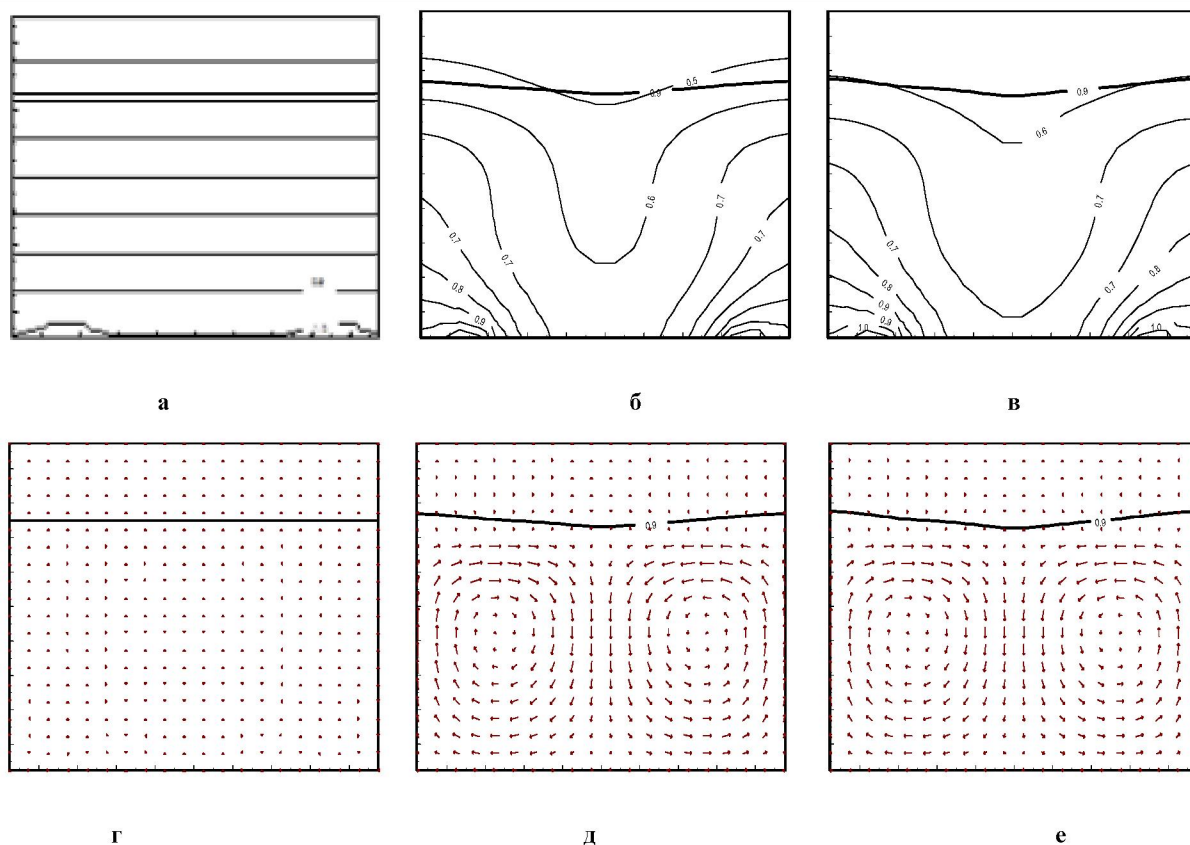


Рисунок 2 – Распределение изотерм (а, б, в) и поля скоростей (г, д, е) формирования астеносферного диапиризма в моменты времени  $t = 0$  млн. лет (а, г);  $t = 18$  млн. лет (б, д);  $t = 36$  млн. лет (в, е) при воздействии двух симметричных термических возмущений (а, б, в)

Как видно из рисунков 2, а–е, конвективные ячейки поменяли ориентацию на противоположную (см. рисунки 1, в–д). Область пониженных температур характерна для центральной части области, и наоборот, области повышенных температур – для ее периферийной части. В результате происходит неравномерное проседание земной коры в центральной части области. При  $t = 36$  млн. лет проседание земной коры составляет 5,6 км, а утонение земной коры в периферийной области составляет 0,4 км. Повышенные значения девиаторов напряжений в земной коре наблюдаются в периферийной ее части, где возможно внедрение магмы по трещинам, образованным в результате разрушения земной коры.

В заключение отметим, что применение упрощенной модели I для описания астеносферного диапиризма ограничено относительно небольшим диапазоном изменения эффективной вязкости и относительно умеренным тепловым потоком с нижних слоев верхней мантии.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Арпошков Е.В. Геодинамика. М: Наука, 1979, 326с.
- 2 Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983, 415с.
- 3 Теркот Д., Шуберт Дж. Геодинамика. М.: Мир, 1985, 730с.
- 4 Foulger G. B. Plates vs. plumes: a geological controversy. – New-York. - Willey-Blackwell, 2010. – P. 352.
- 5 Гуревич Г.И. Об исходных предпосылках подхода к моделированию в тектонике // Некоторые вопросы механики деформированных сред. – 1959. - С. 75-144.
- 6 Малевский А.В. Численная модель астеносферного диапиризма // Физика Земли. - 1986. - №9. - С.37-44.
- 7 Малевский А.В. Механика процесса образования астеносферного диапира // Вычислительная сейсмология. - 1987. - вып.20. - С.52-60.
- 8 Исмаил-Заде А.Т., Короткий А.И., Крупский Д.П., Цепелев И.А., Шуберт Д. Эволюция тепловых плюмов в мантии Земли // Док. РАН. - 2006. - Т. 411. - № 4. - С. 523-526.
- 9 Boss A.P., Sacks I.S. Time - dependent numerical models of mantle convection // Carnegie Inst. Annu. Rep. Dep. Terrestrial Magnetism, -1982. - P.543-549.
- 10 McKenzie D.P., Roberts J.M., Wells N.O. Convection in the Earth's mantle: towards a numerically solution // J. Fluid Mech. - 1974. - Vol.63. - P. 465-476.

- 11 Bridwell R.J., Potzick C. Thermal regimes mantle diapirs and crustal stresses of continental rifts // *Tectonophysics*.-1981.-Vol.73.- P.15-32.
- 12 Рыков В.В., Трубицын В.П. Численное моделирование трехмерной мантийной конвекции и тектоника континентальных плит // *Вычислительная сейсмология*.-1994.-Вып.26.-С.94-102.
- 13 Наймарк Б.М., Исмаил-заде А.Т., Короткий А.Т. и др. Моделирование трехмерных вязких течений в вязких слоях мантии // *Известия Уральского гос.ун-та*.-1999.-Вып.2.-С.65-76.
- 14 M. Drury, J. de Smet, H. van Roermund, A. van den Berg, N. Vlaar Emplacement of deep mantle rocks into cratonic lithosphere by convection and diapiric upwelling // *J. of Petrology*.-2001.-Vol. 42.-№2.-P.131-140.
- 15 Burg J.-P. et al. Translithospheric mantle diapirism: geological evidence and numerical modelling of the Kondyor zoned ultramafic complex (Russian Far-East) // *J. of Petrology*.-2009.-Vol.50.-P.289-321.
- 16 Jörg Hasenclever et al. 2D and 3D numerical models on compositionally buoyant diapirs in the mantle wedge // *Earth and Planetary Science Letters*.-2011.-Vol. 311.-P.53-68.
- 17 Ержанов Ж.С., Мартынов Н.И. Тейлоровская неустойчивость двумерного ползущего движения границы раздела вязких несжимаемых жидкостей // *Изв. АН Каз. ССР, сер. физ.-мат.* – 1985. - № 5. - С.79-84.
- 18 Мартынов Н.И., Танирбергенев А.Г. Численное моделирование условий формирования солянокупольных структур в земной коре // *Геодинамика и напряженное состояние недр Земли: Труды межд. конф.* - Новосибирск, 2003. - С. 132-136.
- 19 Мартынов Н.И., Танирбергенев А.Г. Численное моделирование соляных диапиров в земной коре // *Мат.журнал.* – 2006. - Т. 6. - №1(19). - С. 67-73.
- 20 Жантаев Ж.Ш., Мартынов Н.И., Танирбергенев А.Г. Формирование соляных диапиров в температурном поле // *Проблемы эволюции открытых систем.* – 2009. – Т.1, вып. 11. – С. 70-76.
- 21 Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. Influence of thermogradients on formational of oil and gas traps // *International Journal of Acadtmic Research.* – 2011, 1 Part, v.3, P.7-12.
- 22 Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. Thomogradient model of formation of oil and gas traps at salt diapirism // *Proceeding of tye 23 rd ICTAM,2012, Beijing, China, 2p., sm06-013.*
- 23 Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоритическая физика. Гидродинамика. М: Наука, 1986.-с. 736.
- 24 Karato S. Grain size distribution and rheology of the upper mantle. // *Tectonophysics*.- 1984.- Vol.104.- P.155-176.
- 25 Ranalli G., Fisher B.. Difussion creep, dislocation creep and mantle rheology. // *Phys. Earth Planet. Inter.*- 1984.-Vol.34.- P.77-84.
- 26 Захаров В.В., Никитин Л.В. Механика подъема магмы по трещинам. // *Известия АН СССР. Физика Земли*.-1985.- № 7.- С.14-24.

#### REFERENCES

- 1 Artyushkov E.V. *Geodinamika*. M: Nauka, 1979, 326s. (in Russ)
- 2 Zharkov V.N. *Vnutrennee stroenie Zemli i planet*. M.: Nauka,1983, 415s. (in Russ).
- 3 Terkot D., Shubert Dzh. *Geodinamika*. M.:Mir, 1985, 730s. (in Russ).
- 4 Foulger G. B. *Plates vs. plumes: a geological controversy*.-New-York.- Willey-Blackwell, 2010. – P. 352.
- 5 Gurevich G.I. *Ob ishodnyih predposylkakh podhoda k modeli-rovaniyu v tektonike // Nekotorye voprosyi mehaniki deformirovannyih sred.* – 1959. - С. 75-144. (in Russ).
- 6 Malevskiy A.V. *Chislennaya model astenosfernogo diapirizma // Fizika Zemli .* - 1986.- #9. - S.37-44. (in Russ).
- 7 Malevskiy A.V. *Mehanika protsessa obrazovaniya astenosfernogo diapira // Vyichislitel'naya seysmologiya*.-1987. - vyip.20. - S.52-60. (in Russ).
- 8 Ismail-Zade A.T., Korotkiy A.I., Krupskiy D.P., Tsepelev I.A., Shubert D. *Evolutsiya teplovyih plyumov v mantii Zemli // Dok. RAN*.- 2006.-Т. 411.- # 4.- S. 523-526. (in Russ).
- 9 Boss A.P., Sacks I.S. *Time - dependent numerical models of mantle convection // Carnegie Inst.Annu.Rep. Dep.Terrestrial Magnetism*.-1982.- P.543-549.
- 10 McKenzie D.P., Roberts J.M., Wells N.O. *Convection in the Earth's mantle: towards a numericlation // J. Fluid Mech*.-1974.- Vol.63.- P. 465-476.
- 11 Bridwell R.J., Potzick C. Thermal regimes mantle diapirs and crustal stresses of continental rifts // *Tectonophysics*.-1981.-Vol.73.- P.15-32.
- 12 Ryikov V.V., Trubitsyn V.P. *Chislennoe modelirovanie trehmernoy mantiynoy konveksii i tektonika kontinentalnyih plit // Vyichislitel'naya seysmologiya*.-1994.-Vyip.26.-S.94-102. (in Russ).
- 13 Naymark B.M., Ismail-zade.A.T., Korotkiy A.T. i dr. *Modelirovanie trehmernyih vyazkikh techeniy v vyazkikh sloyah mantii // Izvestiya Uralskogo gos.un-ta*.-1999.-Vyip.2.-S.65-76. (in Russ).
- 14 M. Drury, J. de Smet, H. van Roermund, A. van den Berg, N. Vlaar Emplacement of deep mantle rocks into cratonic lithosphere by convection and diapiric upwelling // *J. of Petrology*.-2001.-Vol. 42.-#2.-P.131-140.
15. Burg J.-P. et al. Translithospheric mantle diapirism: geological evidence and numerical modelling of the Kondyor zoned ultramafic complex (Russian Far-East) // *J. of Petrology*.-2009.-Vol.50.-P.289-321.
- 16 Jörg Hasenclever et al. 2D and 3D numerical models on compositionally buoyant diapirs in the mantle wedge // *Earth and Planetary Science Letters*.-2011.-Vol. 311.-P.53-68.
- 17 Erzhanov Zh.S., Martynov N.I. *Teylorovskaya neustoychivost dvumernogo polzuschego dvizheniya granitsyi razdela vyazkikh neshzhimaemyih zhidkostey // Izv. AN Kaz. SSR, ser. fiz.-mat.* – 1985. – Vol. 5. - S.79-84. (in Russ).
- 18 Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Chislennoe modelirovanie usloviy formirovaniya solyanokupolnyih struktur v zemnoy kore // Geodinamika i napryazhennoe sostoyanie neдр Zemli: Trudyi mezhd. konf.* - Novosibirsk, 2003. - S. 132-136. (in Russ).
- 19 Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. *Chislennoe modelirovanie solyanyih diapirov v zemnoy kore // Mat.zhurnal.* – 2006. - Т. 6. - Vol(19). - S. 67-73.



20 Zhantaev Zh.Sh., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. Formirovanie solyanyih diapirov v temperaturnom pole // Problemy evolyutsii otkrytyih sistem. – 2009. – Т.1, vyip. 11. – S. 70-76. (in Russ).

21 Vaimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. Influence of thermogradients on formational of oil and gas traps // International Journal of Acadtmic Research. – 2011, 1 Part, v.3, P.7-12. (in Russ).

22 Baimukhametov A.A., Martynov N.I., Tanirbergenov A.G. Thomogradient model of formation of oil and gas traps at salt diapirism // Proceeding of tye 23 rd ICTAM,2012, Beijing, China, 2p., sm06-013.

23 Landau L.D., Livshits E.M. Teoriticheskaya fizika. Gidrodinamika. M: Nauka, 1986.-s. 736. (in Russ).

24 Karato S.. Grain size distribution and rheology of the upper mantle. //Tectonophysics.- 1984.- Vol.104.- P.155-176.

25 Ranalli G., Fisher B.. Difussion creep, dislocation creep and mantle rheology. // Phys. Earth Planet. Inter.- 1984.-Vol.34.- P.77-84.

26 Zaharov V.V., Nikitin L.V. Mehanika pod'ema magmyi po treschinam. // Izvestiya AN SSSR. Fizika Zemli.-1985.-Vol. 7.- S.14-24. (in Russ).

## Резюме

*A. A. Баймұхаметов, Н. Н. Мартынов, А. Г. Тәңірбергенев*

(Ө. А. Жолдасбеков атындағы Механика және машинатану институты, Алматы, Қазақстан)

### АСТЕНОСФЕРЛЫҚ ДИАПИРИЗМАНЫ САНДЫҚ ҮЛГІЛЕУ

Тұтқырлықтың температурадан экспоненциалды тәуелділігінің Буссинеск жуықтауында астеносферлық диапиризмнің қалыптасу үрдісінің сандық үлгісі жасалынды. Үдерістің негізгі параметрлері, заңдылықтары, және ерекшеліктері бағаланды.

**Тірек сөздер:** астеносфера, диапир, жер қыртысы, тиімді тұтқырлық.

## Summary

*A. A. Baimukhametov , N. I. Martynov , A. G. Tanirbergenov*

(Mechanick and Engineering Institute named Academician U. A. Dzholdasbekova, Almaty, Kazakhstan)

### NUMERAL DESIGN OF ASTENOSFERNOGO DIAPIRIZMA

In approaching of Bussineska with exponential dependence of viscosity on a temperature the numeral model of process of forming of astenosferного diapirizma is developed. Basic parameters, conformities to law and features of process, are appraised.

**Keywords:** astenosphere, diaper, the earth's crust, effective viscosity.

*Поступила 14.01.2014 г.*