

DOI: [10.7242/1999-6691/2012.5.2.18](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2012.5.2.18)
УДК 550.347.62

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ОСАЖДЕНИЯ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ В ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОЙ ВЯЗКОЙ СРЕДЕ

В.В. Пак

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток, Россия

На основе уравнений вязкой компакции с учетом межфазного теплопереноса разработана численная модель осаждения растворенной во флюиде твердой компоненты. Температуры флюида и скелета различны. Для численного решения используется метод конечных элементов в сочетании с методом проекции градиента. Моделирование осаждения в восходящем флюидном потоке показывает существенную роль этого процесса в передаче тепла, переносимого флюидом, скелету. В качестве геофизических приложений полученные результаты применяются для моделирования процесса осаждения при создании тепловых аномалий в недрах Земли.

Ключевые слова: компакция, флюиды, теплоперенос, осаждение, метод конечных элементов, метод проекции градиента

NUMERICAL MODEL OF SOLID-PHASE PRECIPITATION IN A TWO-TEMPERATURE FLUID-SATURATED VISCOUS MEDIUM

V.V. Pak

Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS, Vladivostok, Russia

A numerical model based on the equations of viscous compaction is developed to investigate solid-phase precipitation taking into account heat and mass transfer between solid and liquid phases. The temperatures of the matrix and fluid differ. The numerical solution is obtained by the finite element method combined with the projection gradient method. Modeling of solid-phase precipitation in the ascending fluid flow reveals that this process plays a significant role in transferring the heat transported by the fluid to the matrix. Geophysical applications of the results obtained confirm their validity in the production of temperature anomalies in the Earth interior.

Key words: compaction, fluids, heat and mass transfer, precipitation, finite element method, gradient projection method

1. Введение

Согласно современным представлениям геологии и геофизики, все многообразие глубинных процессов связано с переносом флюидов, которые являются легкой и подвижной фазой, состоящей из жидких и летучих компонент (в основном углеводородного состава) [1, 2]. Они перемещаются из больших глубин к поверхности и оказывают существенное воздействие на формирование горных пород и руд, сейсмичность, магматизм и так далее. Для численного исследования миграции флюидов и их взаимодействия с окружающей породой необходимо адекватное описание этих явлений на языке механики сплошных сред [1].

Геологические данные свидетельствуют о трещиноватой структуре земных недр не только в поверхностных слоях, но и на большой глубине [1]. Это дает основание моделировать движение флюидов как фильтрацию сквозь пористый скелет, который, в свою очередь, может деформироваться в вязком режиме при длительных нагрузках. В настоящее время для этой цели широко используются уравнения вязкой компакции (под термином «вязкая компакция» или «вязкая консолидация» понимаются явления, описываемые механикой пористых флюидонасыщенных вязкодеформируемых сред [1]). Эти уравнения, в отличие от классических уравнений фильтрации [3], позволяют учесть вязкие деформации скелета, а также фазовый переход и другие возможные процессы взаимодействия твердой и жидкой фаз [1, 4].

По мнению многих исследователей, флюиды транспортируют большое количество химических элементов [5, 2], так как на глубине порядка нескольких сотен километров, при определенных термодинамических условиях, в них растворяются различные вещества. Охлаждение поднимающихся флюидов приводит к выпадению в осадок растворенных твердых фракций и выделению жидких и газообразных компонент. В результате этого могут формироваться месторождения полезных ископаемых и углеводородов [5]. Однако моделирование этих процессов связано со значительными трудностями.

Основная сложность построения моделей растворения / осаждения связана с разными температурами флюида и вмещающей породы. В этом случае уравнения теплового баланса записываются отдельно для твердой и жидкой фаз с дополнительными членами, характеризующими межфазными теплообмен. Модели с одинаковой температурой фаз применимы только в условиях установившегося теплового режима [6]. Упрощенные модели, в которых движение флюида предполагается происходящим по системе тонких параллельных трещин [6–8], не пригодны для описания рассматриваемого процесса, так как трещиноватая структура земных недр имеет значительно более сложный характер.

В настоящей работе представляется численная модель осаждения растворенной компоненты в процессе

фильтрации флюида с учетом процессов межфазного тепломассопереноса, основанная на общих уравнениях механики многофазных сред [1, 4]. Несмотря на теоретическую обоснованность подобных моделей [4], варианты их практической реализации единичны [9]. В данной статье исследуется процесс осаждения в восходящем флюидном потоке и приводятся геофизические приложения результатов моделирования.

2. Вариационная постановка задачи

Рассмотрим двумерную область Ω с границей Γ , заполненную пористой флюидонасыщенной вязкой средой, в поле силы тяжести. Пусть Ω имеет вид криволинейного четырехугольника с границей

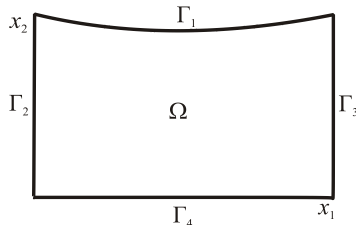


Рис. 1. Общая схема расчетной области

$\Gamma = \Gamma_1 \cup \Gamma_2 \cup \Gamma_3 \cup \Gamma_4$ (Рис. 1). Предположим, что твердая фаза состоит из скелета с плотностью ρ_m и выпавшей в осадок компоненты с плотностью ρ_s , а жидкая фаза представляет собой флюид с плотностью ρ_f и массовой концентрацией растворенной компоненты c . В дальнейшем плотности и остальные физические параметры твердой (скелет + осадок) и жидкой (флюид + растворенная компонента) фаз, входящие в уравнения, будут снабжены, соответственно, индексами 1 и 2. Движение этой многофазной среды описывается следующими уравнениями [1, 4]:

$$\begin{aligned} -\nabla p + 2 \left[\nabla \cdot (\eta_1 \text{def } \mathbf{u}) - (1/3) \nabla (\eta_1 \nabla \cdot \mathbf{u}) \right] + \nabla (\eta_2 \nabla \cdot \mathbf{u}) - (\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g} &= \mathbf{0}, \\ -\nabla p - (\eta_f / k) \mathbf{V} - \rho_2 \mathbf{g} &= \mathbf{0}, \end{aligned} \quad (1)$$

где p — поровое давление; \mathbf{u} — скорость скелета; $\text{def } \mathbf{u}$ — тензор скоростей деформации (если обозначить через $u_{i,j}$ производные i -й компоненты \mathbf{u} по координате x_j , то компоненты $\text{def } \mathbf{u}$ равны $(u_{i,j} + u_{j,i})/2$, $i = \overline{1, 2}$); η_1, η_2 — коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости скелета; ρ_1, ρ_2 — плотности твердой и жидкой фаз; \mathbf{g} — ускорение силы тяжести; η_f — вязкость флюида и k — проницаемость скелета [10], \mathbf{V} — скорость фильтрации жидкой фазы. Параметры, входящие в уравнения (1), вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \rho_{10} (1 - \phi_1 - \phi_2) + \rho_{11} \phi_1, & \rho_{10} &= \rho_m [1 - \alpha_m (T_1 - T_1^*)], & \rho_{11} &= \rho_s [1 - \alpha_s (T_1 - T_1^*)], \\ \rho_2 &= \rho_{20} \phi_2 / (1 - c), & \rho_{20} &= \rho_f [1 - \alpha_f (T_2 - T_2^*)], & k &= k_0 \phi_2^2; \end{aligned} \quad (2)$$

здесь ϕ_1, ϕ_2 — объемные концентрации осадка и жидкой фазы; k_0 — некоторый коэффициент; $\alpha_m, \alpha_s, \alpha_f$ — коэффициенты объемного теплового расширения скелета, осадка и флюида (для простоты предположим, что $\alpha_m = \alpha_s$); T_1, T_2 — температуры твердой и жидкой фаз (по Кельвину); T_1^*, T_2^* — температуры твердой и жидкой фаз в начальный момент. С учетом (2) уравнения массопереноса фаз [4] можно привести к следующему виду:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{u} + \mathbf{V}) + \frac{J_{21}}{\rho_{11}} + \frac{1 - \phi_1 - \phi_2}{\rho_{10}} \left(\frac{\partial \rho_{10}}{\partial t} + \nabla \rho_{10} \cdot \mathbf{u} \right) + \frac{\phi_1}{\rho_{11}} \left(\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \nabla \rho_{11} \cdot \mathbf{u} \right) + \\ + \frac{1}{\rho_{20}} \left[\phi_2 \frac{\partial \rho_{20}}{\partial t} + \nabla \rho_{20} \cdot (\phi_2 \mathbf{u} + \mathbf{V}) \right] &= 0, & 1 \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi_1 \mathbf{u}) + \frac{\phi_1}{\rho_{11}} \left(\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \nabla \rho_{11} \cdot \mathbf{u} \right) + \frac{J_{21}}{\rho_{11}} &= 0, & 2 \\ \frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi_2 \mathbf{u} + \mathbf{V}) + \frac{1}{\rho_{20}} \left[\phi_2 \frac{\partial \rho_{20}}{\partial t} + \nabla \rho_{20} \cdot (\phi_2 \mathbf{u} + \mathbf{V}) \right] &= 0, & 3 \\ \phi_2 \frac{\partial c}{\partial t} + \nabla c \cdot (\phi_2 \mathbf{u} + \mathbf{V}) - \frac{(1 - c)^2 J_{21}}{\rho_{20}} &= 0, & 4 \end{aligned} \quad (3)$$

где J_{21} — скорость осаждения растворенной компоненты.

Предположим, что компоненты твердой фазы имеют одинаковую температуру, а теплоемкости скелета и осадка одинаковы. Для простоты в модели не рассматривается плавление осадка и не принимаются во внимание затраты тепла на его растворение и осаждение, а также диссипативный нагрев скелета. В этом случае тепловой баланс многофазной среды описывается уравнениями:

$$\begin{aligned}\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} &= -\rho_1 C_1 (\mathbf{u} \cdot \nabla T_1) + \lambda_1 \Delta T_1 + \phi_2 \chi (T_2 - T_1) + J_{21} (C_1 T_2 - C_1 T_1), \\ \rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} &= -\rho_2 C_2 [((1 - \phi_2) \mathbf{u} + \mathbf{V}) \cdot \nabla T_2] + \lambda_2 \Delta T_2 - \phi_2 \chi (T_2 - T_1),\end{aligned}\quad (4)$$

где $C_1, C_2, \lambda_1, \lambda_2$ — удельные теплоемкости и коэффициенты теплопроводности твердой и жидкой фаз: $\rho_1 C_1 = \rho_{10} C_m (1 - \phi_1 - \phi_2) + \rho_{11} C_s \phi_1$, $\rho_2 C_2 = [\rho_{20} C_f (1 - c) + \rho_{11} C_s] \phi_2$, $\lambda_1 = \lambda_m (1 - \phi_1 - \phi_2) + \lambda_s \phi_1$, $\lambda_2 = [\lambda_f (1 - c) + \lambda_s c] \phi_2$, где $C_m, C_s, C_f, \lambda_m, \lambda_s, \lambda_f$ — удельные теплоемкости и коэффициенты теплопроводности, соответственно, скелета, осадка и флюида. Здесь слагаемое $\phi_2 \chi (T_2 - T_1)$ (χ — коэффициент интенсивности межфазного теплообмена) характеризует теплоперенос на границе между жидкой и твердой фазами, а $J_{21} (C_1 T_2 - C_1 T_1)$ — передачу тепла при осаждении растворенной компоненты.

Предположим, что флюидный раствор всегда находится в насыщенном состоянии [6]. В этом случае существует функциональная зависимость концентрации растворенной компоненты c от температуры жидкой фазы T_2 [6–8] (зависимостью от давления пренебрегаем):

$$c = c_0 + \gamma T_2, \quad (5)$$

где c_0, γ — коэффициенты, определяемые экспериментально.

Разрешим уравнение концентрации (3)₄ относительно J_{21} и с учетом (5) подставим полученное значение в остальные уравнения системы (3) и в уравнения теплового баланса (4). Пренебрегая произведениями малых величин $\alpha_i, \lambda_i, \gamma, c, \phi_i$, после некоторых преобразований получим:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \mathbf{V} - \frac{\phi_2 \chi \gamma}{C_2 \rho_{11} (1 - c)} (T_2 - T_1) &= 0, & 1 \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial t} - \frac{\phi_2 \chi \gamma}{C_2 \rho_{11} (1 - c)} (T_2 - T_1) &= 0, & 2 \\ \frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V} &= 0, & 3 \\ \frac{\partial T_1}{\partial t} + \nabla T_1 \cdot \mathbf{u} = \frac{\lambda_1}{\rho_{10} C_1} \Delta T_1 + \frac{\phi_2 \chi}{\rho_{10} C_1} (T_2 - T_1) \left[1 + \frac{\gamma (C_2 T_2 - C_1 T_1)}{C_2 (1 - c)} \right], & 4 \\ \phi_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} + \nabla T_2 \cdot \mathbf{V} = \frac{\lambda_2 (1 - c)}{\rho_{20} C_2} \Delta T_2 - \frac{\phi_2 \chi (1 - c)}{\rho_{20} C_2} (T_2 - T_1). & 5\end{aligned}\quad (6)$$

В отличие от модели, используемой в [9], здесь уравнение эволюции температуры T_1 содержит дополнительный член с множителем γ , характеризующий нагревание твердой фазы за счет более высокой температуры осаждаемой компоненты.

На границах расчетной области зададим краевые условия:

- на верхней границе Γ_1 :
 - условие свободной границы для скелета

$$\left[(-p + (\eta_2 - 2\eta_1/3) \nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} + 2\eta_1 \text{def } \mathbf{u} \right] \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0}, \quad (7)$$

где \mathbf{I} — единичный тензор, \mathbf{n} — нормаль к границе Γ_2 ;

- условие частичного дренажа для флюида

$$p - \rho_2 (\mathbf{g} \cdot \mathbf{n}) = d_0 (\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}), \quad (8)$$

где d_0 — коэффициент интенсивности дренирования;
– температура скелета

$$T_1 = 273 \text{ К (0}^\circ\text{C)}; \quad (9)$$

– условие конвективного теплообмена для флюида

$$(\nabla T_2 \cdot \mathbf{n}) = -\mu T_2, \quad (10)$$

где μ — положительный коэффициент.

- боковые границы $\Gamma_2 \cup \Gamma_4$ являются гладкими, непроницаемыми и теплоизолированными стенками

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (11)$$

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (12)$$

$$(\lambda_i \nabla T_i \cdot \mathbf{n}) = 0, \quad i = \overline{1, 2}; \quad (13)$$

- на нижней границе Γ_3 :
– жесткое сцепление скелета с нижележащей толщей пород

$$\mathbf{u} = \mathbf{0}; \quad (14)$$

– поток флюида (знак «минус» означает «втекание» флюида в расчетную область)

$$(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}) = -V_{down}; \quad (15)$$

– постоянная температура скелета и флюида

$$T_i = T_{down}, \quad i = \overline{1, 2}. \quad (16)$$

Перейдем к вариационной формулировке задачи (1), (6) с краевыми условиями (7), (8), (11), (12), (14), (15). Предварительно присоединим первое уравнение (6) к системе (1) и представим скорость скелета \mathbf{u} в виде суммы: $\mathbf{u} = \mathbf{u}_s + \mathbf{u}_a$, где компоненты u_{a1} и u_{a2} вектора \mathbf{u}_a определяется следующим образом:

$$u_{a1} = 0, \quad \frac{\partial u_{a2}}{\partial x_2} = -\frac{\phi_2 \chi \gamma}{C_2 \rho_{11} (1-c)} (T_1 - T_2). \quad (17)$$

Тогда преобразованная система будет иметь вид:

$$-\nabla p + 2[\nabla \cdot (\eta_1 \text{def } \mathbf{u}_s) - (1/3)\nabla(\eta_1 \nabla \cdot \mathbf{u}_s)] + \nabla(\eta_2 \nabla \cdot \mathbf{u}_s) + \mathbf{h} = \mathbf{0}, \quad (18)$$

$$-\nabla p = (\eta_f / k) \mathbf{V} + \rho_2 \mathbf{g}, \quad (19)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_s + \nabla \cdot \mathbf{V} = 0,$$

где $\mathbf{h} = 2[\nabla \cdot (\eta_1 \text{def } \mathbf{u}_a) - (1/3)\nabla(\eta_1 \nabla \cdot \mathbf{u}_a)] + \nabla(\eta_2 \nabla \cdot \mathbf{u}_a) - (\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g}$.

Умножим скалярно первые два уравнения (18) на векторные поля \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 , удовлетворяющие условию $\nabla \cdot \mathbf{q}_1 + \nabla \cdot \mathbf{q}_2 = 0$, проинтегрируем по всей расчетной области, сложим их и преобразуем полученное интегральное соотношение по формуле Остроградского–Гаусса. В результате получим:

$$\mathbf{F}(\mathbf{u}_s, \mathbf{V}, \mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \mathbf{C}_1(\mathbf{u}, \mathbf{q}_1) + \mathbf{C}_2(\mathbf{V}, \mathbf{q}_2) - \mathbf{P}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) - \mathbf{H}_1(\mathbf{q}_1) - \mathbf{H}_2(\mathbf{q}_2) = 0, \quad (20)$$

где $\mathbf{C}_1(\mathbf{u}_s, \mathbf{q}_1) = 2 \iint_{\Omega} \eta_1 \text{def } \mathbf{u}_s \cdot \text{def } \mathbf{q}_1 \, dx_1 dx_2 + \iint_{\Omega} (\eta_2 - (2/3)\eta_1) (\nabla \cdot \mathbf{u}_s) (\nabla \cdot \mathbf{q}_1) \, dx_1 dx_2$ (здесь суммирование производится как по индексу s , так и по индексу 1); $\mathbf{C}_2(\mathbf{V}, \mathbf{q}_2) = \iint_{\Omega} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{q}_2) \, dx_1 dx_2 + \int_{\Gamma} d_0 (\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}) (\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{n}) \, d\Gamma$;

$\mathbf{P}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \iint_{\Omega} p (\nabla \cdot \mathbf{q}_1 + \nabla \cdot \mathbf{q}_2) dx_1 dx_2$; $\mathbf{H}_1(\mathbf{q}_1) = \iint_{\Omega} \mathbf{h} \cdot \mathbf{q}_1 d\Gamma$; $\mathbf{H}_2(\mathbf{q}_2) = -\iint_{\Omega} \rho_{20} \phi_2 [1 - \alpha_f (T_2 - T_2^*)] \cdot \mathbf{q}_2 dx_1 dx_2 - \int_{\Gamma} \rho_{20} \phi_2 [1 - \alpha_f (T_2 - T_2^*)] \cdot \mathbf{q}_2 d\Gamma$. В формуле (20) первые три слагаемых представляют мощность внутренних сил, последние два — мощность внешних массовых и поверхностных сил.

3. Численная схема

Численное решение задачи Стокса находилось методом конечных элементов [3]. Для этого расчетная область разбивалась на треугольные элементы Ω_i , $i = \overline{1, M}$. Приближенное решение представлялось в виде:

$\tilde{\mathbf{u}}_s = \sum_{k=1}^N \mathbf{u}_s^k \phi_k$, $\tilde{\mathbf{V}} = \sum_{k=1}^N \mathbf{V}^k \phi_k$, где $\mathbf{u}_s^k, \mathbf{V}^k$ — узловые значения искоемых полей скоростей \mathbf{u}_s, \mathbf{V} ; ϕ_k — базисные функции, в качестве которых использовались треугольные лагранжевы квадратичные элементы с узлами, расположенными в вершинах и на серединах сторон. Задача нахождения $\tilde{\mathbf{u}}_s$ и $\tilde{\mathbf{V}}$ сводилась к условной минимизации квадратичного функционала $\mathbf{F}(\tilde{\mathbf{u}}_s, \tilde{\mathbf{V}}, \tilde{\mathbf{u}}_s, \tilde{\mathbf{V}})$ при наличии системы ограничений типа равенств:

$$\sum_{k=1}^N \int_{\Omega_i} \nabla \cdot (\mathbf{u}_s^k \phi_k + \mathbf{V}^k \phi_k) dx_1 dx_2 = 0, \quad i = \overline{1, M}. \quad (21)$$

Численная реализация задачи минимизации осуществлялась в следующей последовательности:

- по заданным начальным условиям для функций ϕ_i и T_i из уравнения (17) определялась компонента u_{a2} ;
- при системе ограничений типа равенств (21) модифицированным методом проекции градиента (применение метода к задаче Стокса подробно описано в работе автора [11]) решалась задача условной минимизации функционала $\mathbf{F}(\tilde{\mathbf{u}}_s, \tilde{\mathbf{V}}, \tilde{\mathbf{u}}_s, \tilde{\mathbf{V}})$;
- из уравнений (6)_{4,5} и краевых условий (9), (10), (13), (16) с помощью абсолютно устойчивой схемы покомпонентного расщепления второго порядка точности [12] определялись T_i ;
- на основе полученных значений T_i вычислялись объемные концентрации ϕ_i из уравнений (6)_{2,3}.

4. Результаты численного моделирования

Решена следующая модельная задача. На нижней границе расчетной области имеется постоянный входящий со скоростью V_{down} поток флюида. Коэффициент дренирования d_0 на верхней границе задается как ступенчатая функция с единственным скачком примерно на середине границы (слева от точки разрыва $d_0 = d_1$, а справа — $d_0 = d_2$, причем $d_1 > d_2$). Такое распределение d_0 обеспечивает формирование в окрестности разрыва достаточно концентрированного восходящего флюидного потока. Выполнен расчет эволюции полей температур, показавший образование температурной аномалии в этой зоне.

Эта задача имеет геофизические приложения. Так, в работе [13] исследовался процесс образования тепловой аномалии в зоне перехода океан–континент, где на верхней границе расположен слой неравномерной мощности и проницаемости (земная кора), который можно разделить на «континентальную» часть с очень низкой проницаемостью и «океаническую» — с высокой проницаемостью. Однако в модельных расчетах, приведенных в [13], температуры флюида и скелета предполагались равными и процесс осаждения не учитывался.

В данной работе численное моделирование осуществлялось при условии, что известны зависимость сдвиговой вязкости скелета η_1 от температуры и глубины (см. формулу (8) в [14]) и зависимость вязкости флюида от его температуры (см. формулу (8) из [15]). Объемная вязкость определялась как $\eta_2 = 100 \eta_1$. В начальный момент времени объемная концентрация жидкой фазы предполагалась равной $\phi_2 = 0,02$ во всей расчетной области, концентрация осаждающейся компоненты — $\phi_1 = 0$, а массовая концентрация раствора — $c = 0,1$. Значение коэффициента γ устанавливалось исходя из данных работы [2]. Начальные температуры скелета и флюида предполагались равными и линейно зависящими от глубины. На нижней границе области $T_{down} = 1873$ К (или 1600°C). Значение V_{down} подбиралось таким образом, чтобы обеспечивался тепловой поток $\rho_2 C_2 T_{down} V_{down}$, близкий к среднему тепловому потоку Земли: $0,2 \cdot 10^5$ кДж/(м²·год) [10]. Используемые значения остальных параметров модели приведены в таблице.

Таблица. Значение параметров модели

Параметры модели	Значения	Параметры модели	Значения
ρ_m	3300–3400 кг/м ³	χ	$8 \cdot 10^{-3}$ Дж/(м ³ ·с К)
ρ_s	2900 кг/м ³	γ	$3 \cdot 10^{-3}$ К ⁻¹
ρ_f	1000 кг/м ³	α_m	$2,4 \cdot 10^{-5}$ К ⁻¹
k	10^{-16} м ²	α_s	$2,4 \cdot 10^{-5}$ К ⁻¹
C_{10}	1280 Дж/(кг К)	α_f	$8,79 \cdot 10^{-5}$ К ⁻¹
C_{20}	4200 Дж/(кг К)	V_{down}	$1,2 \cdot 10^{-4}$ м/год
λ_{10}	2,3 Вт/(м·К)	d_1	$2 \cdot 10^{15}$ кг/(м ² ·с)
λ_{20}	0,7 Вт/(м·К)	d_2	$0,2 \cdot 10^{15}$ кг/(м ² ·с)

Результаты численного решения задачи с учетом процесса осаждения растворенной компоненты и межфазного теплообмена представлены на рисунке 2, а. Из рисунка видно, что разность температур флюида и скелета максимальна в приповерхностной области. Здесь формируется аномалия распределения T_1 , положение которой практически совпадает с зоной наибольших значений концентрации осаждаемой компоненты ϕ_1 . Исходя из этого, характерные особенности процесса осаждения в восходящем потоке флюида можно описать следующим образом: на нижней границе температуры скелета и флюида одинаковы и интенсивность передачи тепла между флюидом и скелетом (характеризуемая коэффициентом χ) на большой глубине невелика, поэтому флюид без существенных изменений температуры (а значит, и концентрации растворенной компоненты) достигает приповерхностной области; вблизи поверхности разность температур между флюидом и скелетом максимальна, происходит интенсивное нагревание скелета и, одновременно, охлаждение флюида путем межфазного теплообмена; понижение T_2 приводит к осаждению растворенной компоненты за счет уменьшения концентрации насыщенного раствора; вследствие того, что температура осадка T_2 много выше T_1 , происходит дополнительное локальное нагревание скелета за счет присоединения к скелету горячей осаждаемой компоненты. При значениях параметров, приведенных в таблице, интенсивность теплопередачи за счет процесса осаждения возрастает на порядок, чем и объясняется совпадение зон аномальных значений T_1 и ϕ_1 . Таким образом, при незначительном теплопереносе на межфазной границе между флюидом и скелетом процесс осаждения растворенной компоненты может играть существенную роль в передаче тепла, переносимого флюидом, скелету.

Значимость процесса осаждения в образовании тепловых аномалий в недрах Земли можно подтвердить сравнением полученных результатов (Рис. 2, а) с результатами работы [13], найденными без учета осаждения при условии одинаковой температуры флюида и скелета (Рис. 2, б). Вследствие равенства температур флюида и скелета в процессе переноса тепла из большой глубины в приповерхностную зону и образования там температурной аномалии происходит нагревание практически всей толщи скелета,

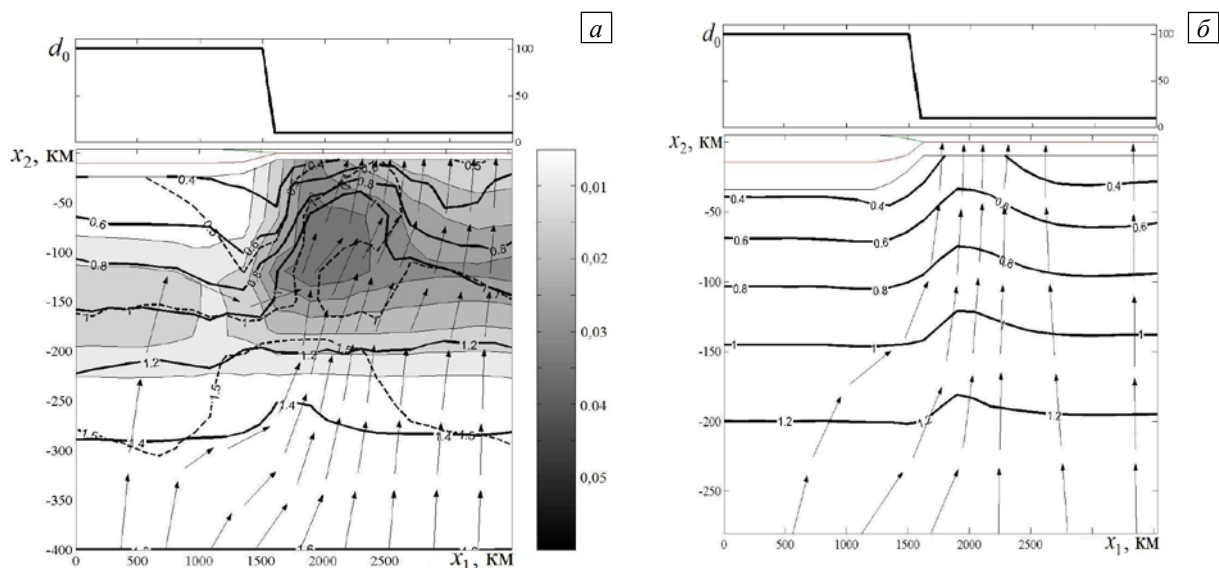


Рис. 2. Авторские результаты (а) и результаты, взятые из работы [13] (б): поля температур (в тысячах °С) и концентраций (в безразмерных единицах), а также направления флюидного потока (сплошные изолинии – температура скелета, пунктирные изолинии – температура флюида, стрелки – направления потока флюида; распределение объемной концентрации осаждаемой компоненты показано в градациях серого цвета. На верхних графиках изображен безразмерный коэффициент дренирования

от верхней до нижней границы, в зоне восходящего флюидного потока. Это требует значительных затрат тепловой энергии. Поэтому в [13] для того, чтобы тепловая аномалия могла образоваться за реальное геологическое время (~400 млн. лет), на нижней границе задавались неоправданно большие значения потока флюида ($1,4 \cdot 10^{-3}$ м/год).

5. Заключение

Разработана численная модель пористой вязко деформируемой среды, заполненной флюидом, содержащим растворенную твердую компоненту. Исходя из предположения, что флюидный раствор всегда находится в насыщенном состоянии, а, следовательно, существует функциональная зависимость между массовой концентрацией раствора и его температурой, получена замкнутая система уравнений, которая позволяет описать не только вязкие деформации скелета и фильтрацию флюида, но и тепломассообмен между ними. Выполнена численная реализация этих уравнений.

С помощью этой модели проведено численное моделирование осаждения растворенной твердой компоненты из восходящего флюидного потока. Как показали результаты расчетов, учет процесса осаждения приводит к существенным изменениям как полей температур, так и полей скоростей движения скелета и флюида, если теплоперенос через межфазную границу между флюидом и скелетом незначителен.

Результаты численного моделирования использованы в геофизических приложениях для изучения влияния процесса осаждения на формирование крупномасштабных тепловых аномалий в зоне перехода океан–континент.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН (Программа фундаментальных исследований РАН № 2 «Интеллектуальные информационные технологии, математическое моделирование, системный анализ и автоматизация») и ДВО РАН «Моделирование тонкой структуры гидрофизических полей и термохалинной турбулентности в океане» (проект № 09-III-A-07-317).

Литература

1. *Каракин А.В.* Компакция с многофазным флюидом // Физика Земли. – 2005. – № 9. – С. 12-20.
2. *Рябчиков И.Д.* Флюиды в мантии Земли // Природа. – 1988. – № 12. – С. 12-17.
3. *Коннор Дж., Бреббиа К.* Метод конечных элементов в механике жидкости. – Л.: Судостроение, 1979. – 264 с.
4. *Нигматуллин Р.И.* Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987. – Ч. 1. – 464 с.
5. *Зубков В.С.* К вопросу о влиянии углеводородно-неорганического флюида на глубинную геодинамику и процессы в литосфере // Вестник ГеоИГУ. Геохимические процессы и полезные ископаемые. – Иркутск: Изд-во ГеоИГУ, 2000. – Вып. 2. – С. 10-28.
6. *Глико А.О.* Влияние процесса осаждения твердой фазы из гидротермального раствора на залечивание трещин и эволюцию проницаемости системы // Физика Земли. – 2002. – № 1. – С. 53-59.
7. *Lowell R.P., Van Cappellen Ph., Germanovich L.N.* Silica precipitation in fractures and the evolution of permeability in hydrothermal upflow zones // Science. – 1993. – V. 260, N. 5105. – P. 192-194. DOI
8. *Martin J.T., Lowell R.P.* Precipitation of quartz during high-temperature. fracture-controlled hydrothermal upflow at ocean ridges: Equilibrium versus linear kinetics // J. Geophys. Res. – 2000. – V. 105, N. B1. – P. 869-882. DOI
9. *Пак В.В.* Многотемпературная модель компакция магматического расплава в астеносфере (Численный подход) // Физика Земли. – 2007. – № 9. – С. 79-86.
10. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. Геологическое приложение физики сплошных сред. – М.: Мир, 1985. – Т. 2. – 360 с.
11. *Пак В.В.* Численное решение задачи Стокса со свободной границей модифицированным методом проекции градиента // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2008. – Т. 1, № 1. – С. 80-91.
12. *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. – Новосибирск: Наука, 1977. – 456 с.
13. *Безверхний В.Л., Пак В.В.* Флюидодинамика и тектогенез Западно-Тихоокеанской зоны перехода // Вестник ДВО РАН. – 2003. – № 4. – С. 132-140.
14. *Гаврилов С.В., Аббот Д.Х.* Термомеханическая модель тепло- и массопереноса в окрестности зоны субдукции // Физика Земли. – 1999. – № 12. – С. 3-12.
15. *Germanovich L.N., Lowell R.P., Astakhov D.K.* Temperature-dependent permeability and bifurcations in hydrothermal flow // J. Geophys. Res. – 2001. – V.106, N. B1. – P. 473-495. DOI

Поступила в редакцию 23.03.11; опубликована в электронном виде 30.06.12

Сведения об авторе

Пак Владимир Васильевич, кфмн, внс, Учреждение Российской академии наук Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН (ТОИ ДВО РАН), 690041, Россия, Владивосток, ул. Балтийская, д. 43; E-mail: pakvv@poi.dvo.ru