

УДК 532.546
PACS 47.55.db, 66.10.C–

Перенос и аккумуляция газов, растворенных в воде, в неизотермическом массиве пористой среды с учетом зон замерзания

М. Р. Хабин^{1,2*}, Б. С. Марышев^{1,2†}, Д. С. Голдобин^{1,2‡}

¹ Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

² Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

* mikhail.khabin@psu.ru

† bmaryshev@mail.ru

‡ Denis.Goldobin@gmail.com

Решается одномерная задача транспорта газа через пузырьковую среду под влиянием температурной волны с учетом промерзания приповерхностного слоя. Промерзание приповерхностного слоя означает наличие фазового перехода при действии температурной волны на массив пористой среды, когда температура опускается ниже точки замерзания воды. В этом случае требуется решить задачу Стефана для получения нестационарного распределения температуры. Знание распределения температуры в массиве в каждый момент времени позволяет учесть влияние температурной волны на процесс транспорта газа. Этот процесс описывается в рамках приближения пузырьковой среды. Расчет растворимости газа в воде основывается на теории масштабной частицы. Показано, что под действием температурной волны возникает средний поток генерируемых в пористом массиве газов к поверхности, что приводит к эффекту аккумуляции газов в приповерхностном слое. Получено распределение концентрации газа в приповерхностном слое и оценена глубина такого слоя, а также изучено влияние параметров задачи на эффект аккумуляции. Выявлено, что скорость накопления газов постоянна, если поверхность массива находится при температуре ниже точки замерзания круглый год и уменьшается с увеличением средней температуры поверхности. При этом скорость накопления увеличивается с интенсификацией газообразования в пористом массиве.

Ключевые слова: перенос газов в пористой среде; фазовый переход; аккумуляция газов.

Поступила в редакцию 18.05.2022; после рецензии 27.05.2022; принята к опубликованию 27.05.2022

Transfer and accumulation of gases dissolved in water saturating a nonisothermal massif of a porous medium with water freezing zones

M. R. Khabin^{1,2*}, B. S. Maryshev^{1,2†}, D. S. Goldobin^{1,2‡}

¹ Perm State University, Perm, Russia

² Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

* mikhail.khabin@psu.ru

† bmaryshev@mail.ru

‡ Denis.Goldobin@gmail.com

A one-dimensional problem of gas transport through a bubbly medium under the influence of a temperature wave is investigated taking into account freezing of the near-surface layer. Such freezing means the presence of a phase transition under the action of a temperature wave on the massif of the porous medium when the temperature goes below the freezing point of water. In this case, the Stefan problem is to be solved in order to obtain a nonstationary temperature distribution. With the knowledge of the temperature distribution in the massif at each moment of time, it is possible to take into consideration the influence of the temperature wave on the gas transport process. This process is described within the framework of the bubbly medium approximation. The calculation of the solubility of gas in water is based on the scaled particle theory. It is shown that a temperature wave causes the rise of an average flow of gases generated in the porous massif toward the surface, which leads to the effect of gas accumulation in the near-surface layer. The distribution of the gas concentration in the near-surface layer is obtained and the depth of this layer is estimated. In addition, the influence of the parameters of the problem on the accumulation effect is examined. The gas accumulation rate is found to be constant if the surface of the massif is at a temperature below the freezing point all year round and to decrease with an increase in the average surface temperature. At the same time, the accumulation rate increases with the intensification of gas generation in the porous massif.

Keywords: gas transport through a bubbly medium; phase transition; gas accumulation

Received 18 May 2022; revised 27 May 2022; accepted 27 May 2022

doi: 10.17072/1994-3598-2022-2-47-55

1. Введение

Рассмотрено влияние дополнительного механизма, ответственного за аккумуляцию газов в приповерхностных областях грунта. При рассмотрении течения жидкости, в которой растворен газ, необходимо учитывать выход газа, растворенного в жидкой фазе, в газовую фазу и, соответственно, уменьшение насыщенности среды за счет самого процесса переноса. Диффузия растворенных газов в жидкостях является хорошо изученным вопросом [1, 2]. В классической постановке задачи диффузионный поток гостевых атомов или молекул выражается в терминах различных «термодинамических сил» – градиенты концентрации, давления и температуры. Как правило, межфазная поверхность жидкость-газ не влияет на объемную диффузию и определяет только граничные условия для потока. Однако существует обширный класс систем, называемых «пузырьковые среды» [3, 4], где поверхность жидкость-газ обеспечивает насыщение газом раствора во всем объеме жидкости и служит в качестве источника и / или стока для диффузионного потока молекул растворенного вещества (т.е. диффузионный поток не изменяет концентрацию растворенного вещества со временем, но перераспределяет массу между газовыми пузырьками). В этом случае на макроскопических масштабах процесс диффузии приобретает важные нетривиальные особенности: концентрация раствора всюду равна растворимости, т.е. однозначно определена полями давления и температуры (в простейшем случае), а сами пузырьки служат источником/стоком для диффузионных потоков массы газа. Так, если концентрация растворенного га-

за больше чем растворимость, газ переходит в пузырьки.

В результате действия капиллярных сил маленькие пузырьки задерживаются матрицей пористой среды. Для достаточно больших пузырьков силы плавучести могут превосходить капиллярные силы, в результате пузырьки будут двигаться против поля тяжести. Однако всплывающий пузырек в пористых средах всегда нестабилен и распадается на пузырьки меньшего размера [5]. Распад пузырьков происходит до тех пор, пока они не станут достаточно маленькими для того, чтобы капиллярные силы могли их удержать. Критический объем фракции неподвижного газа в поре варьируется от системы к системе, но остается в пределах диапазона от 0.5–1 % [6] до нескольких процентов [7]. При превышении критического объема пузырьки поднимаются вверх и распадаются, если критическая доля превышена во всем объеме среды, то газ покидает пористый массив (выходит в атмосферу). Среди многочисленных примеров таких систем, которые имеют большое практическое значение, можно выделить нефтеносные пористые горные массивы, морское дно с органическими морскими отложениями, водоносные слои, торфяники и болота. Для этих систем наличие неподвижных пузырьков газа или капель жидкости хорошо установлено экспериментально [8]. Соответствующие растворенные газы включают метан, углекислый газ, кислород, азот и т.д. Кроме того, проблема диффузии углекислого газа в пористой среде, насыщенной водой, непосредственно связана с проблемой захоронения промышленных отходов.

При исследовании транспорта примесей в неоднородном поле температуры следует учитывать конвективный перенос, термодиффузию и зависи-

мость растворимости от температуры, что приводит к выносу легкой газовой примеси в приповерхностный слой [4]. Так, в случае механического равновесия давление линейно зависит от глубины, это означает, что пузыри газа наиболее интенсивно образуются в верхнем слое среды, где растворимость ниже. Низкая температура на границе замедляет процесс генерации пузырьков, поскольку растворимость растет с уменьшением температуры. Одновременно замерзание воды блокирует транспорт газа; газ накапливается в приповерхностном слое и переходит в пузыри. Таким образом, решение задачи теплопереноса с фазовым переходом (задача Стефана [9]) является важной частью этой статьи.

2. Диффузия в пузырьковой среде с неоднородностью термодинамических параметров

Растворенный газ переходит в пузыри, если его концентрация в жидкости превышает растворимость. В пористой среде маленькие пузыри обездвиживаются капиллярными силами. Растворимость газа при умеренном давлении зависит от температуры и давления следующим образом (в работе [4] формула (1) получена в рамках теории масштабной частицы [10]):

$$X = X_0(T_0, P_0) \frac{T_0}{T} \frac{P}{P_0} \exp \left[q \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (1)$$

где T_0 и P_0 – некоторые известные значения температуры и давления, T и P – значения температуры и давления соответственно, X_0 – растворимость газа при температуре T_0 и давлении P_0 , $q = G_i/k_B$, где G_i – энергия взаимодействия между молекулами растворенного вещества и окружающими молекулами растворителя, $k_B \approx 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – константа Больцмана. Уравнение транспорта растворенного газа с учетом генерации газа в пористом массиве может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial G}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial z} + A \exp(-Kz). \quad (2)$$

Здесь $G = C + Q$ – полная молярная доля газа в порах, Q – молярная доля нерастворенного газа, C – молярная доля растворенного газа. Для большинства реальных сред $Q \ll 1$, т.е. разницей между C и полной концентрацией газа можно пренебречь и принять C за концентрацию растворенного вещества. Поток молярной концентрации J растворенного вещества определяется только диффузией; здесь $A \exp(-Kz)$ – источниковая функция, описывающая выход растворенного газа [11, 12], где (A/K) – выход газа, приходящийся на площадь земной поверхности, и K – коэффициент затухания с глубиной. Диффузионный поток в неизотермиче-

ской среде с зонами замерзания может быть записан в виде:

$$J = -D(T)C \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial z} + \frac{\alpha}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (3)$$

$$D(T) = \begin{cases} D_*, & T > T_*, \\ 0, & T \leq T_*, \end{cases}$$

где α – термодиффузионная константа, D_* – эффективный коэффициент диффузии в насыщенной пористой среде, T_* – точка замерзания. Транспорт молекул газа происходит исключительно за счет потока раствора через фазу растворителя [13, 14]. Газ во льду и в пузырях неподвижен. Молярная доля G определяется как: $G=C$ для $G < X$ и $G = X + Q$ для $G > X$ (доля газа, превышающая растворимость, переходит в пузыри). Гидростатическое давление определяется соотношением:

$$P = P_0 + \rho g z,$$

где g – ускорение свободного падения и ρ – плотность несущей жидкости. Задача (2)–(3) существенно зависит от температурного профиля $T(z, t)$. Эволюция этого профиля со временем может быть определена из задачи теплопроводности с учетом фазового перехода (замерзание воды) – задача Стефана. Следующий параграф посвящен решению этой задачи.

3. Температурная волна с фазовым переходом

Главной причиной возможного накопления газовых пузырей является нелинейная зависимость диффузионного потока и растворимости от температуры.

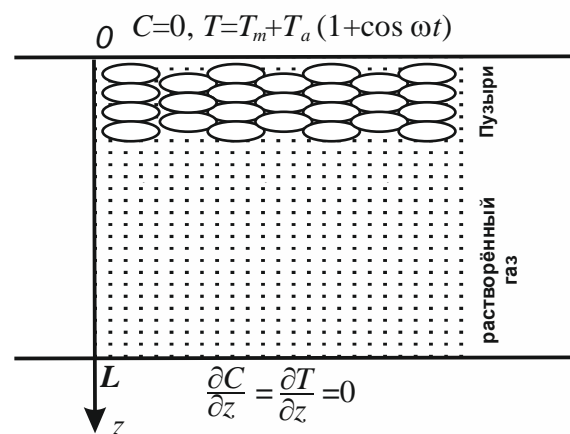


Рис. 1. Постановка задачи

Температурный профиль в массиве с учетом фазового перехода задаётся решением одномерной задачи Стефана (рис. 1). На верхней границе массива температура зависит от времени по гармоническому закону: $T_m+T_a(1+\cos \omega t)$, где T_m – мини-

мальная годовая температура, T_a и ω – амплитуда и частота годовых колебаний температуры соответственно.

Для решения задачи Стефана удобно ввести долю замерзшей воды в порах $h(z, t)$. В дальнейшем мы пренебрегаем пучением почвы при её промерзании, поскольку оно невелико для регионов, где температура воздуха становится отрицательной в течение некоторого времени года. Тогда задача о теплопереносе может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} (\rho c_p)_{p.m.} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(k_{p.m.} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(z, t), \\ Q(z, t) &= -\rho \lambda \phi \frac{\partial h}{\partial t}, \\ \frac{\partial h}{\partial t} &= \begin{cases} r_\lambda (T_* - T), & \text{для } T > T_*, h > 0, \\ r_\lambda (T_* - T), & \text{для } T < T_*, h < 1, \\ 0, & \text{в других случаях,} \end{cases} \\ T|_{z=0} &= T_m + T_a (1 + \cos \omega t), \\ \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь первое уравнение описывает эволюцию температурного поля, $(\rho c_p)_{p.m.}$ и $k_{p.m.}$ – объемная удельная теплоемкость и теплопроводность насыщенной пористой среды (в общем случае, эти параметры зависят от h), $Q(z, t)$ – поток тепла, затрачиваемого на фазовый переход, λ – удельная скрытая теплота фазового перехода, ϕ – пористость среды. Третье уравнение системы (4) описывает таяние льда ($h > 0$) при высокой температуре ($T > T_*$) и замерзание воды ($h < 1$) при низкой температуре ($T < T_*$). Скорость фазового перехода r_λ на практике настолько высока (по сравнению с характерным периодом годовых колебаний температуры), что переход к термодинамическому равновесию между льдом и жидкой водой можно рассматривать как мгновенный. Поэтому при численном моделировании конкретное значение этого параметра так же не имеет большого значения, если он достаточно велик. Последнее уравнение системы (4) описывает граничные условия. Для реального пористого массива можно принять $L = \infty$; для численного моделирования значение L было выбрано достаточно большим, таким, чтобы при его удвоении результаты расчетов не менялись.

Задача решалась численно с применением конечно-разностной схемы второго порядка точности по пространству и первого порядка точности по времени. Здесь мы рассматриваем годовые колебания температуры; поэтому за единицу измерения времени удобно выбрать месяц и все расстояния измерять в метрах. Параметры системы были выбраны для вод на торфяных болотах: температуропроводность пористого массива практически оди-

накова для жидкой воды и льда и была принята $\chi_{p.m.} = 1.82 \text{ м}^2/\text{месяц}$, $k_{p.m.} = 1.5 \text{ Вт}/(\text{м} \times \text{К})$, другие параметры $\lambda = 3.3 \cdot 10^5 \text{ Дж}/\text{кг}$, $\phi = 0.6$, $\omega = \pi/6 \text{ месяц}^{-1}$ и $T_* = 273.15 \text{ К}$ [4, 13, 14]. На рис. 2 представлены зависимости $T(z, t)$ и доли льда $h(z, t)$ от времени на глубине $z = 1.5 \text{ м}$. Видно, что фазовый переход действительно происходит очень быстро, хотя и не мгновенно.

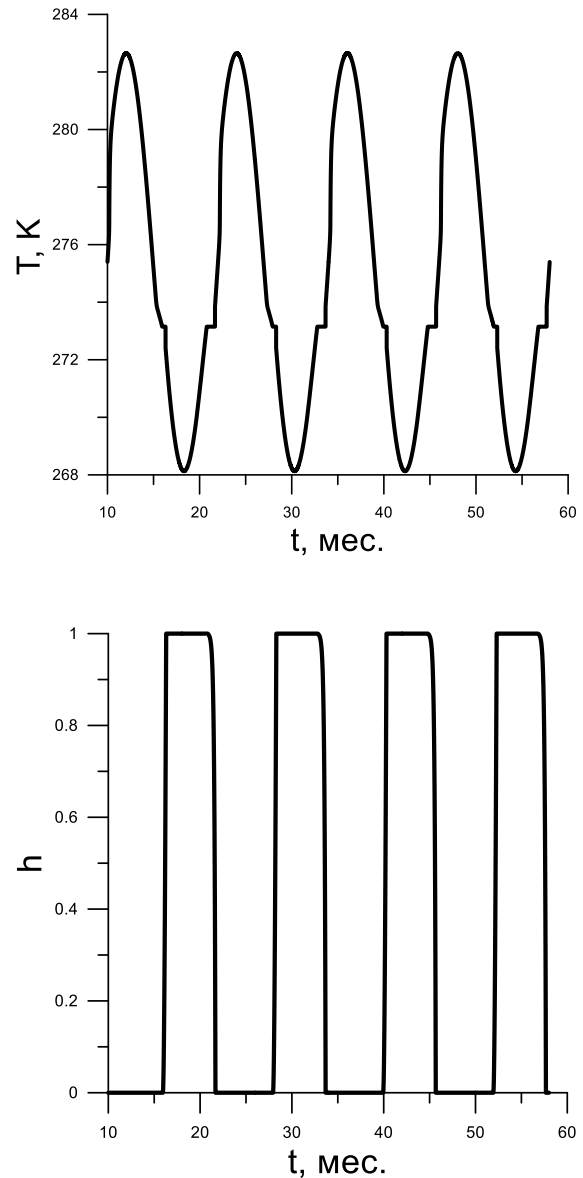


Рис. 2. Зависимость температуры (сверху) и доли льда (снизу) от времени на глубине $z = 1.5 \text{ м}$. Параметры: $T_a = 15 \text{ К}$, $T_m = 260 \text{ К}$

Глубина насыщенного слоя в торфяных болотах варьируется от 20 до 150 м, но характерная глубина проникновения тепловой волны может быть оценена как $\delta = (2\chi/\omega)^{1/2} \sim 2.5 \text{ м}$. Размер расчётной области для температуры $L = 50 \text{ м} = 20 \times d$. Пример результатов для эволюции температурного профиля представлен на рис. 3.

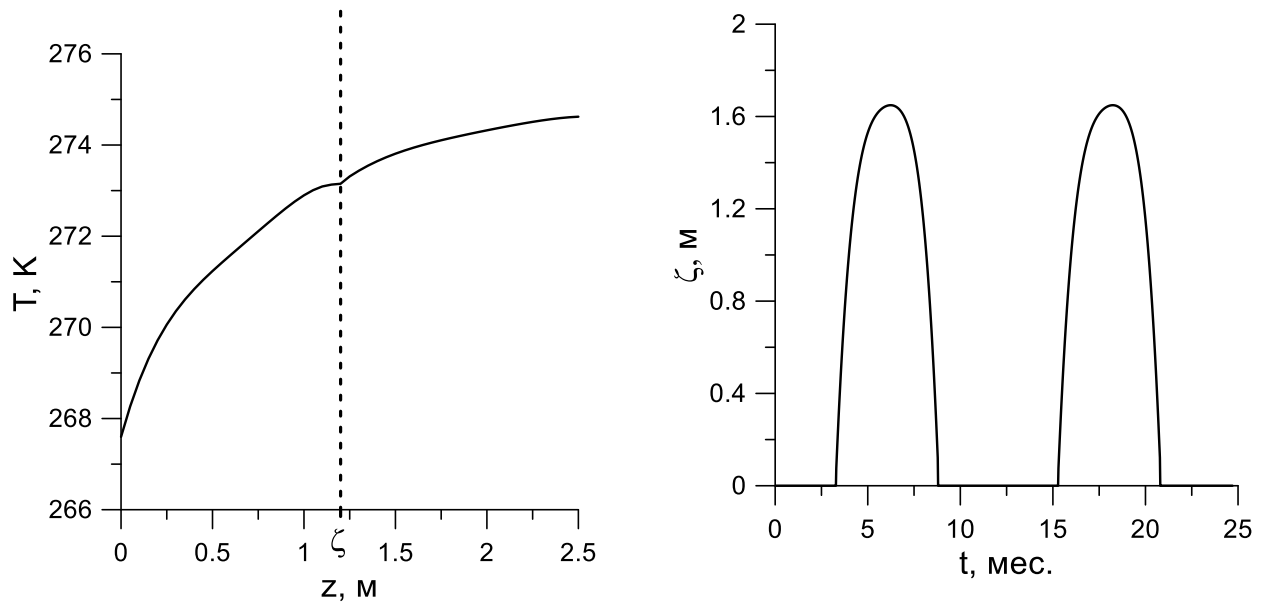


Рис. 3. Профиль температуры в момент времени $t=457$ месяцев, положение границы раздела лёд-вода $z=\zeta$ (точка на температурном профиле, в которой $T = T_*$) обозначена пунктиром (слева). Зависимость положения границы раздела от времени изображена справа. Параметры: $T_a=15$ К, $T_m=260$ К

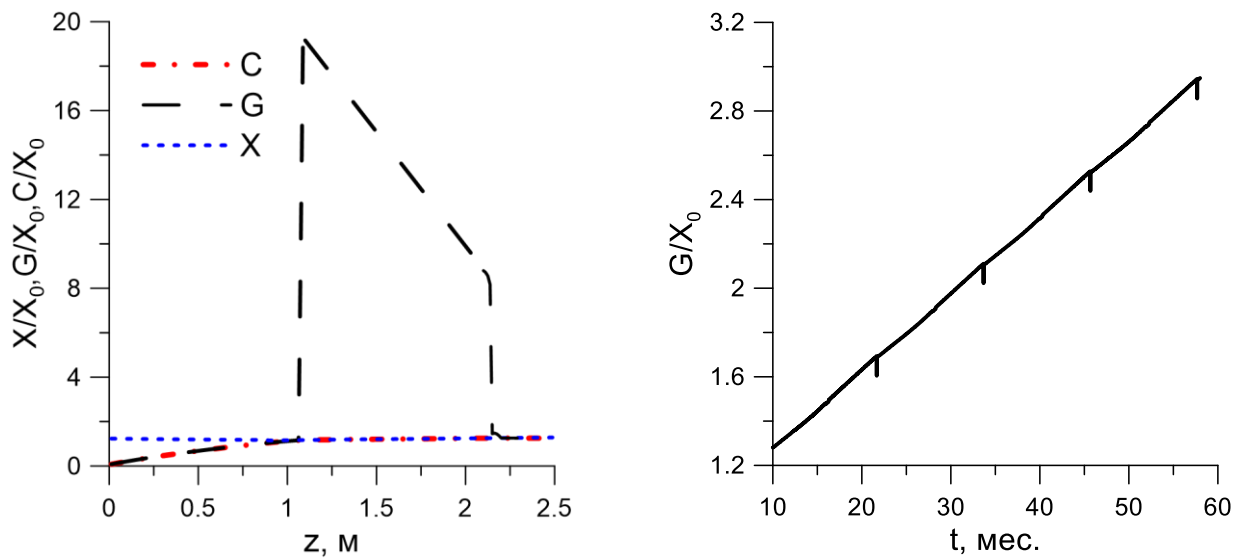


Рис. 4. Профили концентрации растворенного газа C , полная молярная доля G и растворимость газа X для момента времени $t = 457$ месяцев (слева). Зависимость полной молярной доли от времени при $z=1.5$ м (справа). Результаты представлены для температурного профиля, приведенного на рис. 3. Параметры: $T_a=15$ К, $T_m=260$ К

4. Диффузия в пузырьковой среде под действием температурной волны с промерзанием

Для данного температурного профиля $T(z, t)$ уравнения (1)–(3) дают полную постановку задачи транспорта газа, а именно:

$$\frac{\partial G}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left[D(T) \left(\frac{\partial C}{\partial z} + \frac{\alpha C}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + A \exp(-Kz),$$

$$D(T) = \begin{cases} D_*, & T > T_*, \\ 0, & T \leq T_*, \end{cases} \quad C = \begin{cases} G, & G \leq X, \\ X, & G > X, \end{cases} \quad (5)$$

$$X = X_0 \frac{T_0}{T} \left(1 + \frac{\rho g z}{P_0} \right) \exp \left[q \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right],$$

$$C|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0.$$

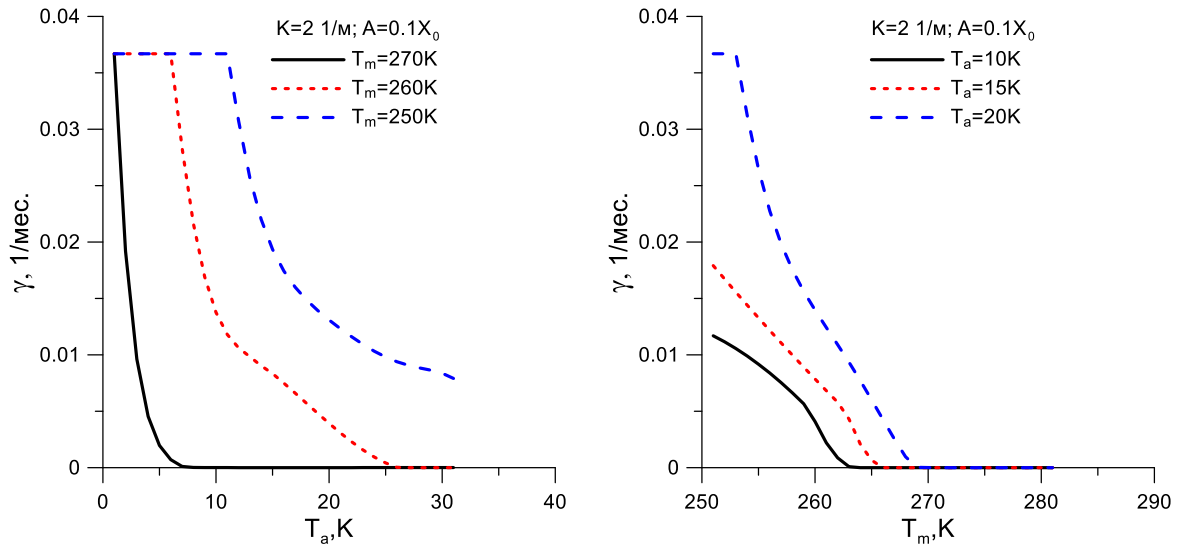


Рис. 5. Зависимость скорости накопления газа от амплитуды годовой температуры (T_a , слева) и минимальной годовой температуры (T_m , справа). Постоянные значения материальных параметров выбраны тем же образом, что и для рис. 2, 3. Значения варьируемых параметров представлены в легенде

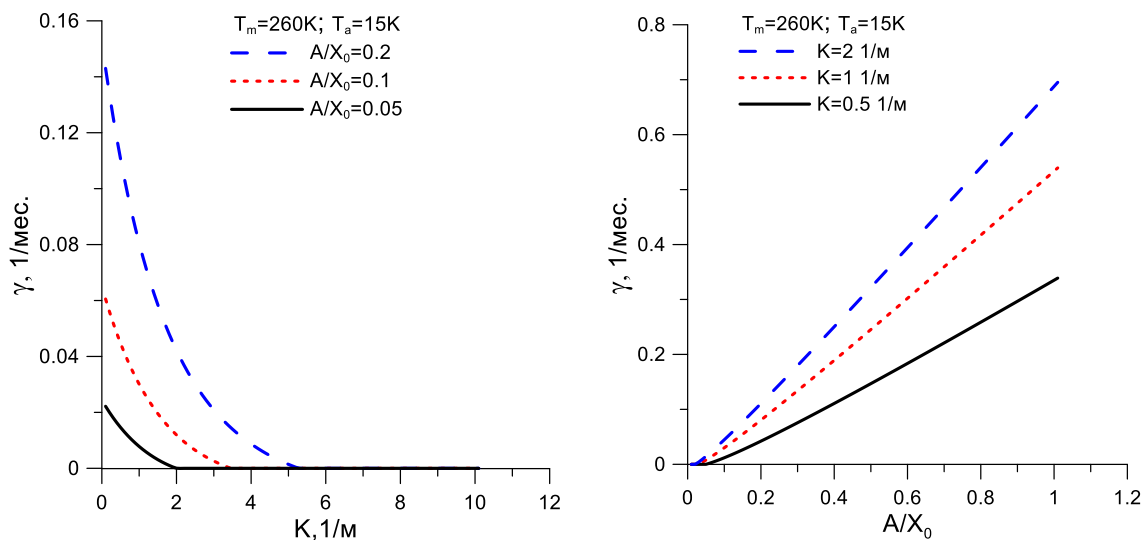


Рис. 6. Зависимость скорости накопления газа от коэффициента затухания (K , слева) и интенсивности генерации газа (A , справа). Постоянные значения материальных параметров выбраны тем же образом, что и для рис. 2, 3. Значения варьируемых параметров представлены в легенде

Здесь условия на границе раздела атмосфера–пористая среда ($z=0$) соответствуют выходу газа в атмосферу; условие при $z=L$ моделирует отсутствие потока газа снизу. Задача (5) решается численно с применением конечно-разностной схемы второго порядка точности по пространству и первого порядка точности по времени.

Наиболее заметным является накопление метана в заболоченной почве. Соответственно, все относительные значения параметров взяты для метана и воды: $q=1138$ K, $D^*=2.8 \times 10^3$ м²/месяц, $X_0=2.6 \times 10^{-5}$, $\alpha=0.3$, $P_0=1$ атм и $T_m=293$ K [15–19].

Пример пространственного распределения газа (растворимость, полная концентрация и концентрация растворенного газа) представлен на рис. 4 слева. Видно, что зона скопления метана расположена чуть ниже зоны промерзания грунта (см. рис. 3) и ниже ≈ 1 м, что согласуется с экспериментальными данными [20]. В нашей модели накопленный метан не имеет путей выброса в атмосферу. Однако в природе, если объемная доля пузырьков газа превышает некоторое критическое значение, происходит просачивание газа, и его избыток выделяется из почвы [6]. Этот эффект является причиной выбросов метана из торфяных бо-

лот, а натурные наблюдения показывают, что такие события являются периодическими [21]. В нашей модели количество газа в пузырьковом слое линейно увеличивается со временем (рис. 4, снизу), и просачивание газа в модели не учитывается. В данном случае наиболее интересной характеристикой является скорость накопления ($\gamma = \text{tg } \beta$), поскольку она позволяет рассчитать периоды выброса для любой конкретной почвы и торфяного болота. Зависимости скорости накопления γ от минимальной температуры (T_m) и годовой амплитуды температуры (T_a) представлены на рис. 5. Видно, что скорость накопления фиксируется, если приповерхностный грунт промерзает в течение всего года, и уменьшается с повышением температуры. Зависимость γ от параметров генерации (A и K) изображена на рис. 6, где показано, что скорость накопления газа уменьшается с уменьшением интенсивности генерации газа.

5. Заключение

Рассмотрен перенос газа через пузырьковую среду под действием температурной волны, с учетом промерзания приповерхностного слоя. Транспорт газа и его накопление описаны в рамках приближения пузырьковой среды. Показано, что в среднем скорость переноса газа к поверхности увеличивается под действием температурной волны, а эффект замерзания приводит к блокировке транспорта газа, вызывая его скопление непосредственно под поверхностью. Численно получено решение для задачи теплопереноса с фазовым переходом (задача Стефана) в виде распределения температуры. Для зависящего от времени распределения на основе уравнений переноса численно получено распределение концентрации газа в приповерхностном слое. Был выявлен эффект накопления газа и рассчитана скорость этого накопления. Проанализировано влияние параметров задачи на процесс накопления газа. Показано, что скорость накопления постоянна, если поверхность массива находится при температуре ниже точки замерзания круглый год и уменьшается с увеличением средней температуры поверхности. Установлено, что скорость накопления увеличивается с интенсификацией газообразования в пористом массиве.

Работы выполнены в рамках бюджетной темы № 121112200078-7.

Список литературы

1. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F., Bird R. B. The molecular theory of gases and liquids. New York: Wiley, 1954. 1219 p.
2. Bird R. B., Stewart W. E., Lightfoot E. N. Transport Phenomena. New York: Wiley, 2007. 928 p.
3. Yurkovetsky Y., Brady J. F. Statistical mechanics of bubbly liquids // *Physics of Fluids*. 1996. Vol. 8. N. 4. P. 881–895. doi: 10.1063/1.868869
4. Goldobin D. S., Brilliantov N. V. Diffusive counter dispersion of mass in bubbly media // *Physical Review E*. 2011. Vol. 84. N. 5, 056328. doi: 10.1103/PhysRevE.84.056328
5. Lyubimov D. V., Shklyayev S. V., Lyubimova T. P., Zikanov O. Instability of a drop moving in a Brinkman porous medium // *Physics of Fluids*. 2009. Vol. 21. 014105. doi: 10.1063/1.3058819
6. Firoozabadi A., Ottesen B., Mikklesen M. Measurements of supersaturation and critical gas saturation // *SPE Formation Evaluation*. 1992. Vol. 7. N. 04. P. 337–344.
7. Moulu J. C. Solution-gas drive: experiments and simulation // *Journal of Petroleum Science and Engineering*. 1989. Vol. 2. N. 4. P. 379–386. doi: 10.1016/0920-4105(89)90011-9
8. Donaldson J. H., Istok J. D., O'Reilly K. T. Dissolved gas transport in the presence of a trapped gas phase: experimental evaluation of a two-dimensional kinetic model // *Groundwater*. 1998. Vol. 36. N. 1. P. 133–142.
9. Li B. Q. Discontinuous finite elements in fluid dynamics and heat transfer. London: Springer, 2006. 578 p.
10. Pierotti R. A. A scaled particle theory of aqueous and nonaqueous solutions // *Chemical Reviews*. 1976. Vol. 76. N. 6. P. 717–726. doi: 10.1021/cr60304a002
11. Davie M. K., Buffett B. A. A numerical model for the formation of gas hydrate below the seafloor // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. 2001. Vol. 106. N. B1. P. 497–514. doi: 10.1029/2000jb900363
12. Goldobin D. S., Brilliantov N. V., Levesley J., Lovell M. A., Rochelle C. A., Jackson P. D., Hayward A. M., Hunter S. J., Rees J. G. Non-Fickian diffusion and the accumulation of methane bubbles in deep-water sediments // *The European Physical Journal E*. 2014. Vol. 37. N. 5, 45. doi: 10.1140/epje/i2014-14045-x
13. Krauzin P. V., Goldobin D. S. Effect of temperature wave on diffusive transport of weakly soluble substances in liquid-saturated porous media // *The European Physical Journal Plus*. 2014. Vol. 129. N. 10, 221. doi: 10.1140/epjp/i2014-14221-1
14. Goldobin D. S., Krauzin P. V. Formation of bubble horizon in liquid-saturated porous medium by surface temperature oscillation // *Physical Review E*. 2015. Vol. 92. N. 6, 063032. doi: 10.1103/physreve.92.063032
15. Verhallen P. T. H. M., Oomen L. J. P., Elsen A. J. J. M. v. d., Kruger A. J. The diffusion coefficients of helium, hydrogen, oxygen and nitrogen in water determined from the permeability of a stagnant liquid layer in the quasi-s // *Chemical En-*

- gineering Science. 1984. Vol. 39. N. 11. P. 1535–1541. doi: 10.1016/0009-2509(84)80082-2
16. Sachs W. The diffusional transport of methane in liquid water: method and result of experimental investigation at elevated pressure // *Journal of Petroleum Science and Engineering*. 1998. Vol. 21. N. 3-4. P. 153-164.
 17. Zeebe R. E. On the molecular diffusion coefficients of dissolved CO₂, HCO₃⁻, and CO₃²⁻ and their dependence on isotopic mass // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2011. Vol. 75. N. 9. P. 2483–2498. doi: 10.1016/j.gca.2011.02.010
 18. Shvab I., Sadus R. J. Thermodynamic properties and diffusion of water + methane binary mixtures // *The Journal of chemical physics*. 2014. Vol. 140. N. 10, 104505.
 19. Segers R. Methane production and methane consumption: a review of processes underlying wetland methane fluxes // *Biogeochemistry*. 1998. Vol. 41. N. 1. P. 23–51. doi: 10.2307/1469307
 20. Hornibrook E. R. C., Longstaffe F. J., Fyfe W. S. Spatial distribution of microbial methane production pathways in temperate zone wetland soils: Stable carbon and hydrogen isotope evidence // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 1997. Vol. 61. N. 4. P. 745–753. doi: 10.1016/s0016-7037(96)00368-7
 21. Derwent R. G., Simmonds P. G., Manning A. J., O'Doherty S., Spain G. Methane emissions from peat bogs in the vicinity of the Mace Head Atmospheric Research Station over a 12-year period // *Atmospheric Environment*. 2009. Vol. 43. N. 14. P.2328–2335. doi: 10.1016/j.atmosenv.2009.01.026
 7. Moulu J. C. Solution-gas drive: experiments and simulation. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 1989, vol. 2, no. 4, pp. 379–386. doi: 10.1016/0920-4105(89)90011-9
 8. Donaldson J. H., Istok J. D., O'Reilly K. T. Dissolved gas transport in the presence of a trapped gas phase: experimental evaluation of a two-dimensional kinetic model. *Groundwater*, 1998, vol. 36, no. 1, pp. 133–142.
 9. Li B. Q. *Discontinuous finite elements in fluid dynamics and heat transfer*. London: Springer, 2006. 578 p.
 10. Pierotti R. A. A scaled particle theory of aqueous and nonaqueous solutions. *Chemical Reviews*, 1976, vol. 76, no. 6, pp. 717–726. doi: 10.1021/cr60304a002
 11. Davie M. K., Buffett B. A. A numerical model for the formation of gas hydrate below the seafloor. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2001, vol. 106, no. B1, pp. 497–514. doi: 10.1029/2000jb900363
 12. Goldobin D. S., Brilliantov N. V., Levesley J., Lovell M. A., Rochelle C. A., Jackson P. D., Hayward A. M., Hunter S. J., Rees J. G. Non-Fickian diffusion and the accumulation of methane bubbles in deep-water sediments. *The European Physical Journal E*, 2014, vol. 37, no. 5, 45. doi: 10.1140/epje/i2014-14045-x
 13. Krauzin P. V., Goldobin D. S. Effect of temperature wave on diffusive transport of weakly soluble substances in liquid-saturated porous media. *The European Physical Journal Plus*, 2014, vol. 129, no. 10, 221. doi: 10.1140/epjp/i2014-14221-1
 14. Goldobin D. S., Krauzin P. V. Formation of bubbly horizon in liquid-saturated porous medium by surface temperature oscillation. *Physical Review E*, 2015, vol. 92, no. 6, 063032. doi: 10.1103/physreve.92.063032
 15. Verhallen P. T. H. M., Oomen L. J. P., Elsen A. J. J. M. v. d., Kruger A. J. The diffusion coefficients of helium, hydrogen, oxygen and nitrogen in water determined from the permeability of a stagnant liquid layer in the quasi-s. *Chemical Engineering Science*, 1984, vol. 39, no. 11, pp. 1535–1541. doi: 10.1016/0009-2509(84)80082-2

References

1. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F., Bird R. B. *The molecular theory of gases and liquids*. New York: Wiley, 1954. 1219 p.
2. Bird R. B., Stewart W. E., Lightfoot E. N. *Transport Phenomena*. New York: Wiley, 2007. 928 p.
3. Yurkovetsky Y., Brady J. F. Statistical mechanics of bubbly liquids. *Physics of Fluids*, 1996, vol. 8, no. 4, pp. 881–895. doi: 10.1063/1.868869
4. Goldobin D. S., Brilliantov N. V. Diffusive counter dispersion of mass in bubbly media. *Physical Review E*, 2011, vol. 84, no. 5, 056328. doi: 10.1103/PhysRevE.84.056328
5. Lyubimov D. V., Shklyaev S. V., Lyubimova T. P., Zikanov O. Instability of a drop moving in a Brinkman porous medium. *Physics of Fluids*, 2009, vol. 21, 014105. doi: 10.1063/1.3058819
6. Firoozabadi A., Ottesen B., Mikklesen M. Measurements of supersaturation and critical gas saturation. *SPE Formation Evaluation*, 1992, vol. 7, no. 04, pp. 337–344.

19. Segers R. Methane production and methane consumption: a review of processes underlying wetland methane fluxes. *Biogeochemistry*, 1998, vol. 41, no. 1, pp. 23–51. doi: 10.2307/1469307
20. Hornibrook E. R. C., Longstaffe F. J., Fyfe W. S. Spatial distribution of microbial methane production pathways in temperate zone wetland soils: Stable carbon and hydrogen isotope evidence. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1997, vol. 61, no. 4, pp. 745–753. doi: 10.1016/s0016-7037(96)00368-7
21. Derwent R. G., Simmonds P. G., Manning A. J., O’Doherty S., Spain G. Methane emissions from peat bogs in the vicinity of the Mace Head Atmospheric Research Station over a 12-year period. *Atmospheric Environment*, 2009, vol. 43, no. 14, pp. 2328–2335. doi: 10.1016/j.atmosenv.2009.01.026

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Хабин М. Р., Марышев Б. С., Голдобин Д. С. Перенос и аккумуляция газов, растворенных в воде, в неизотермическом массиве пористой среды с учетом зон замерзания воды // Вестник Пермского университета. Физика. 2022. № 2. С. 47–55. doi: 10.17072/1994-3598-2022-2-47-55

Please cite this article in English as:

Khabin M. R., Maryshev B. S., Goldobin D. S. Transfer and accumulation of gases dissolved in water saturating a nonisothermal massif of a porous medium with water freezing zones. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2022, no. 2, pp. 47–55. doi: 10.17072/1994-3598-2022-2-47-55

Сведения об авторах

1. Михаил Романович Хабин, магистрант, инженер-исследователь, Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013; инженер кафедры теоретической физики, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990.
2. Борис Сергеевич Марышев, канд. физ-мат. наук, н.с., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013; доцент кафедры теоретической физики, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990.
3. Денис Сергеевич Голдобин, канд. физ-мат. наук, зав.лаб., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Академика Королева, 1, Пермь, 614013; доцент кафедры теоретической физики, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990.

Author information

1. Mikhail R. Khabin, Graduate, Research Engineer, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia; Engineer, Department of Theoretical Physics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia.
2. Boris S. Maryshev, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia; Associate Professor, Department of Theoretical Physics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia.
3. Denis S. Goldobin, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Laboratory, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia; Associate Professor, Department of Theoretical Physics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia.