

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ВСПЛЫТИЯ ОДИНОЧНОГО ПУЗЫРЬКА ГАЗА В ВОДНОЙ СРЕДЕ

А. А. Русинов, Е. В. Александров

Бирский филиал Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения Высшего образования «Башкирский государственный университет»

Поступила в редакцию 19.01.2017 г.

Аннотация. В работе рассмотрена теоретическая модель всплытия одиночного газового пузырька в открытой воде. Выявлено, что всплытие метанового пузырька будет сопровождаться образованием гидратной оболочки на его поверхности при термобарических условиях стабильности гидратов. Получены и проанализированы численные решения для случая, когда скорость образования гидратной корки на поверхности пузырька лимитируется диффузией газа через гидратную корку.

Установлено, что всплытие пузырька аргона, при соответствующих термобарических условиях, может происходить без образования гидрата на его поверхности. При этом миграция газового пузырька сопровождается его растворением в воде. Из условий согласования теоретических и опытных данных по изменению радиуса аргонового пузырька, получены численные оценки для значения коэффициента диффузии аргона в воде.

Ключевые слова: газогидратная частица, метановый пузырек, пузырек аргона, интенсивность гидратообразования, коэффициент диффузии газа в воде, растворение, термобарические условия.

THE MATHEMATICAL MODEL OF PROCESS ASCENT A SINGLE BUBBLE GAS IN WATER ENVIRONMENT

A. A. Rusinov, E. V. Aleksandrov

Abstract. The paper the theoretical model surfacing of a single gas bubble in open water considers. It was revealed that the surfacing of methane bubble will be accompanied by the formation of the hydration shell on the surface at temperature and pressure conditions, the hydrate stability. We obtained and analyzed the numerical solution for the case when the rate of formation hydration crust on the surface of the bubble is limited by diffusion through the gas hydrate crust.

It was established that the surfacing of bubble argon, under appropriate conditions of temperature and pressure, can occur without hydrate formation on its surface. At this migration of gas bubble is accompanied by dissolution in water. From the conditions of agreement between the theoretical and experimental data on the change in the radius of the bubble argon, we obtained numerical estimates for the value of the diffusion coefficient of argon in water.

Keywords: gas hydrate particle, methane bubble, argon bubble, hydrate intensity, coefficient of gas diffusion in water, dissolution, temperature and pressure conditions.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия большой научный, а также прикладной интерес представляют газогидраты углеводородных газов, особенно метана [1]. Это связано не только с тем, что природные гидраты метана представляют собой практически неисчерпаемый источник энергии и пресной воды, но также являются причиной аварийных ситуаций и экологических катастроф при добыче углеводородного сырья на шельфе и транспорте газа по трубопроводам. Появление газовых пузырьков в воде может быть следствием как природного характера (подводные грязевые вулканы, разломы осадочных пород), так и техногенного (аварии на подводных трубопроводах, буровых установках) [2, 3]. Имеющиеся экспериментальные данные показывают возможность образования гидратной корки на поверхности всплывающих пузырьков газа на больших глубинах в области высокого гидростатического давления [2–5]. Так же процесс миграции газовых пузырьков в воде может проходить и без образования гидрата, но сопровождаться растворением газа в окружающей воде [5, 6].

В зависимости от качества воды и содержания в ней примесных частиц, солей и капиллярных добавок [7, 8], а также “чистоты” гидратообразующего газа возможны различные лимитирующие механизмы, определяющие рост гидратной массы при контакте воды и газа при определенных термобарических условиях.

В данной работе будем считать, что интенсивность гидратообразования лимитируется диффузией метана через гидратную корку [6].

Целью работы является теоретическое моделирование процесса миграции метанового пузырька в воде в условиях стабильности гидрата для случая, когда скорость образования гидратной корки на поверхности пузырька лимитируется диффузионным сопротивлением газогидратной корки на перенос газа, а также процесса всплытия газового пузырька (аргона), при условиях не соответствующих гидратообразованию, но сопровождаемый растворением газа в окружающей воде.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пузырек метана. Рассмотрим всплытие газового пузырька в воде в термобарических условиях стабильности гидрата. Ось координат Oz направим вертикально вверх. Полагаем, что образуется твердая гидратная корка на границе контакта с водой. Включение, состоящее из газового ядра и гидратной корки, будем называть газогидратной частицей. Для массы m_{gh} такой частицы можем записать:

$$m_{gh} = \frac{4}{3}\pi a_g^3 \rho_g + \frac{4}{3}\pi (a_{gh}^3 - a_g^3) \rho_h, \quad (1)$$

где a_{gh} и a_g — радиусы частицы в целом и газового ядра, ρ_i ($i = g, h$) плотности фаз. Здесь и в дальнейшем нижний индекс $i = g, h, l$ относится к параметрам газа, гидрата и воды. Полагаем, что газ в ядре частицы тратится лишь на образование гидратной корки (за пределы частицы не уходит). Тогда рост массы газогидратной частицы в процессе подъема в воде будет происходить только за счёт поглощения воды из окружающего объёма. Соответствующее уравнение для изменения массы частицы может быть записано в виде:

$$\frac{dm_{gh}}{dt} = 4\pi a_{gh}^2 j_l \left(\frac{d}{dt} = w \frac{d}{dz} \right). \quad (2)$$

Здесь j_l — массовая интенсивность поглощения воды, отнесенная на единицу площади внешней поверхности газогидратной частицы, w — скорость подъёма частицы.

Гидрат является клатратным соединением, в котором массовое содержание газа G является постоянной величиной. Поскольку общая масса газа в частице не меняется, то имеет место следующий интеграл, выражающий такое условие:

$$\frac{4}{3}\pi a_g^3 \rho_g + \frac{4}{3}\pi (a_{gh}^3 - a_g^3) G \rho_h = \frac{4}{3}\pi a_{g0}^3 \rho_{g0} \quad (3)$$

Слагаемое в правой части соответствует исходной массе “чисто” газового пузырька, поступающего в жидкость с радиусом a_{g0} и начальной плотностью ρ_{g0} .

Процесс подъема частицы происходит в безынерционном приближении, при котором сила Архимеда f_A , сила тяжести f_g и сила Стокса f_C уравновешены [9]:

$$f_A - f_g - f_C = 0 \quad (4)$$

$$f_A = \frac{4}{3}\pi a_{gh}^3 \rho_l g, \quad f_g = m_{gh} g, \quad f_C = \pi a_{gh}^2 \xi \frac{\rho_l w^2}{2},$$

где g – ускорение свободного падения.

Для коэффициента гидравлического сопротивления ξ использовалось выражение [10]:

$$\xi = \frac{24}{Re} (1 + 0.021 Re), \quad Re = \frac{2a_{gh}\rho_l^w}{\mu_l}, \quad 200 \leq Re \leq 10^5, \quad (5)$$

где μ_l – динамическая вязкость воды, Re – число Рейнольдса.

Сжимаемостью воды и гидрата будем пренебрегать, газ примем калорически совершенным, тогда:

$$\rho_l, \rho_h = const, \quad p_g = \rho_g R_g T, \quad (6)$$

здесь R_g – приведенная газовая постоянная.

Будем пренебрегать также прочностными эффектами гидратной корки и тем самым давление газа p_g в ядре газогидратной частицы и давление жидкости p_l вокруг нее будут равны ($p_g = p_l = p$). Кроме того, давление по высоте распределено по гидростатическому закону, т. е.

$$p = p_a + \rho_l g (z_0 - z), \quad (7)$$

где p_a – атмосферное давление на горизонтальной поверхности воды, z_0 – начальная глубина, с которой начинается всплытие одиночного пузырька.

Пренебрегая затратами тепла на изменение температуры всей газогидратной частицы, можем записать следующее условие баланса тепла как

$$q = j_h l \quad (8)$$

Здесь q и j_h – соответственно интенсивности отвода тепла и образования гидрата, отнесенные к единице площади всей поверхности газогидратной частицы, l – удельная теплота, которая выделяется при образовании единицы массы гидрата.

Поскольку массовое содержание метана G и воды $(1-G)$ в составе гидрата постоянно ($G = const$), то параметры j_l , j_h , а также j_g , выражающая интенсивность потребления газа, связаны как

$$j_g = G j_h, \quad j_l = (1 - G) j_h. \quad (9)$$

Согласно предполагаемой схеме гидратообразования, происходит диффузия метана к внешней поверхности газогидратной частицы, где газ мгновенно переходит в состав гидратной корки. Для описания процесса переноса газа через гидратную корку запишем уравнение диффузии как

$$\frac{\partial \rho'_g}{\partial t} = \frac{D_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \rho'_g}{\partial r} \right) \quad (a_g < r < a_{gh}), \quad (10)$$

где ρ'_g — средняя плотность газа в твердом гидрате, который не входит в состав гидрата (свободный газ), D_g — коэффициент диффузии газа через гидратную корку. Отметим, что принятое уравнение диффузии (10) означает пренебрежение конвективным переносом в силу деформации гидратной корки.

Пусть на внутренней ($r = a_g$) и на внешней ($r = a_{gh}$) поверхностях корки плотность удовлетворяет граничным условиям:

$$\rho'_g = \rho_{g(s)} \text{ и } \rho'_g = 0. \quad (11)$$

Первое условие означает, что вблизи внутренней границы корки реализуется некоторое насыщение гидрата газом со значением плотности $\rho_{g(s)}$, второе — диффундирующий газ через гидратную корку на внешней поверхности частицы мгновенно переходит в состав гидрата. Квазистационарное ($\partial \rho'_g / \partial t = 0$) решение уравнения (10) при граничных условиях (11) имеет вид:

$$\rho'_g = \frac{\rho_{g(s)} (1/r - 1/a_{gh})}{(1/a_g - 1/a_{gh})}. \quad (12)$$

При этом для диффузионного притока газа к внешней поверхности гидратной корки ($r = a_{gh}$), можем записать

$$j_g = -D_g \left(\frac{\partial \rho'_g}{\partial r} \right) \Big|_{r=a_{gh}}. \quad (13)$$

Используя решение (12) отсюда можем получить

$$j_g = \frac{\rho_{g(s)} D_g}{(1/a_g - 1/a_{gh}) a_{gh}^2}. \quad (14)$$

В соответствии с (9) для интенсивности поглощения воды газогидратной частицей с учетом (14) будем иметь

$$j_l = \frac{1 - G}{G} \frac{\rho_{g(s)} D_g}{(1/a_g - 1/a_{gh}) a_{gh}^2}. \quad (15)$$

Величина $\rho_{g(s)}$ в формуле (15) по аналогии с законом Генри [11, 12] может быть задана пропорционально давлению или плотности газа в ядре частицы как:

$$\rho_{g(s)} = R_{g(s)} p_g. \quad (16)$$

При такой схеме гидратообразование является достаточно медленным процессом. Следовательно, тепловыделение гидрата также будет медленным. Поэтому температура газогидратной частицы успеваает проследивать за температурой окружающей воды ($T_{gh} = T_l$).

Таким образом, представленные выше уравнения позволяют определить закон подъема газогидратной частицы $z = z(t)$, а также всех его параметров (m_{gh} , a_g , a_{gh} , ρ_g) как функции от вертикальной координаты z . Эти уравнения представляют систему из двух обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dz} &= \frac{1}{w}, \\ \frac{dm_{gh}}{dz} &= \frac{2\pi a_{gh}^2 j_l}{w}. \end{aligned} \quad (17)$$

При этом радиус частицы a_{gh} и газового ядра могут быть выражены через текущую массу газогидратной частицы как:

$$a_g^3 = (a_{g0}^3 - G m_{gh} / ((4/3)\pi \rho_{g0})) / (1 - G)(\rho_g / \rho_{g0}), \quad (18)$$

$$a_{gh}^3 = m_{gh}/(4/3)\pi\rho_h + a_g^3(1 - \rho_g/\rho_h). \quad (19)$$

Для скорости миграции воды на основе (4) и (5) можем получить:

$$w = -\frac{250\nu_l}{21a_{gh}} + \sqrt{\left(\frac{250\nu_l}{21a_{gh}}\right)^2 + \frac{1000g}{189\rho_l a_{gh}^2} \left(a_{gh}^3(\rho_l - \rho_h) + a_g^3(\rho_h - \rho_g)\right)}. \quad (20)$$

При этом значение плотности газа вычисляется как

$$\bar{\rho}_g = \frac{p}{R_g T_l}. \quad (21)$$

При численной реализации приведенный коэффициент диффузии для газа определяется следующим образом:

$$D_g^* = \frac{D_g \rho_{g(s)}}{\rho_g}. \quad (22)$$

Тогда выражение (14) и с учетом (22) примет вид

$$j_g = \frac{\rho_g D_g^*}{(1/a_g - 1/a_{gh}) a_{gh}^2}. \quad (23)$$

Пузырек аргона. Рассмотрим процесс миграции газового пузырька, когда термобарические условия не соответствуют условиям гидратообразования, но происходит растворение газа в окружающей воде.

Запишем уравнение сохранения массы газа в пузырьке радиуса a_g как

$$w \frac{dm_g}{dz} = -4\pi a_g^2 j_g, \quad m_g = \frac{4}{3}\pi a_g^3 \rho_g^0 \quad (24)$$

Здесь j_g — интенсивность растворения газа, отнесенная на единицу площади поверхности пузырька, которую запишем в виде [9]

$$j_g = \beta^{(D)} \left(\rho_{gl(s)}^0 - \rho_{gl}^0 \right), \quad \beta^{(D)} = \frac{D \text{She}}{2a_g}$$

где $\rho_{gl(s)}^0$ и ρ_{gl}^0 — насыщенная и средняя плотность растворенного газа в воде, D — коэффициент диффузии газа в воде.

Число Шервуда будем задавать аналогично числу Нуссельта из (10) как

$$\text{She} = 2 + 0.46 \text{Re}^{0.55} \text{Sc}^{0.33}, \quad \text{Re} = 2a_g w / \nu_l, \quad \text{Sc} = \nu_l / D \quad (25)$$

Для плотности насыщенного газа примем закон Генри, тогда [12]

$$\rho_{gl(s)}^0 = \Gamma p. \quad (26)$$

Поскольку давление, в свою очередь связано с плотностью газа в пузырьках согласно (21), вместо (26) можем записать:

$$\rho_{gl(s)}^0 = R_{g0} \rho_g^0, \quad (R_{g0} = \Gamma R_g T).$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 представлена динамика радиуса газогидратной частицы a_{gh} (а) и скорости ее всплытия w (б) со дна водоема при различных значениях начальной глубины $h = z_0$. Линии 1, 2, 3 соответствуют начальным глубинам всплытия 1800, 1600, 800 м. Для начального значения радиуса и скорости всплытия были приняты значения $a_{gh0} = 1$ мм, а значение w_0 определяется из (20).

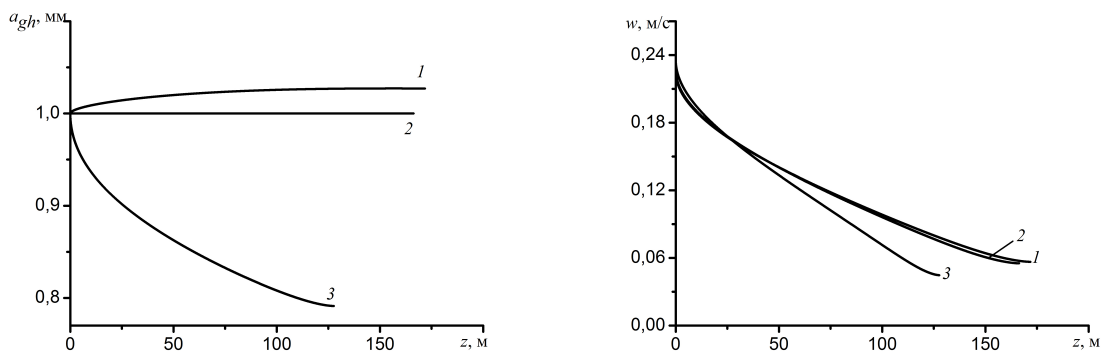


Рис. 1. Динамика радиуса газогидратной частицы (а) и скорости её всплытия (б) для приведенных значений коэффициентов диффузии газа и воды $D_g^* = 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ и различных значениях начальной глубины h : 1 – 1800 м, 2 – 1600 м, 3 – 800 м.

Видно, что по мере всплытия газогидратной частицы в процессе перехода газа в состав гидрата ее внешний радиус изменяется в сторону роста или снижения. Значение её конечного радиуса можно определить из (3), полагая $a_g = 0$. Тогда будем иметь:

$$a_e = a_0 \sqrt[3]{\frac{\rho_{g0}}{G\rho_h}} \quad (a_0 = a_{g0}). \quad (27)$$

Отсюда следует, что в зависимости от соотношения между истинной плотностью газа ρ_{g0} и средней плотностью газа $G\rho_h$ в составе гидрата конечный радиус может быть больше или, наоборот, меньше исходного радиуса газового пузырька. Критическое значение h_* глубины дна, при котором $\rho_{g0} \approx G\rho_h$ ($\rho_{g0} = p_0/R_gT_0$) соответствует величине порядка $h \approx 1600$ м (при этом соответствующее гидростатическое давление равно $p_0 = 16$ МПа, $\rho_{g0} \approx 109 \text{ кг/м}^3$). Следовательно, если глубина дна выше этого значения ($h > h_*$), радиус гидратной частицы a_e будет больше радиуса исходных газовых пузырьков ($a_e > a_0$). Если же наоборот ($h < h_*$), то $a_e < a_0$.

Из рис. 1 видно, что скорость всплытия частицы на начальном этапе быстро растет до некоторого значения, при котором силы тяжести, Архимеда и гидродинамического сопротивления уравновешены. Далее скорость ее всплытия в безынерционном режиме монотонно снижается и приобретает постоянное значение.

На рис. 2 представлены распределения радиуса и скорости пузырька аргона для значений начальной глубины $h = 800$ м и температуры воды $T = 4^\circ\text{C}$, соответствующие условию миграции пузырька аргона без образования гидрата на его поверхности. Точки – экспериментальные данные, полученные в работе [5, 6]. Из графика видно, что радиус пузырька аргона уменьшается, что вызвано растворением газа в окружающей воде. При этом наилучшее согласование расчетных и экспериментальных данных наблюдается при значении коэффициента диффузии аргона в воде $D = 4 \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, которое согласуется со значениями, вычисленными по известным формулам для расчета коэффициента диффузии различных газов в воде [12].

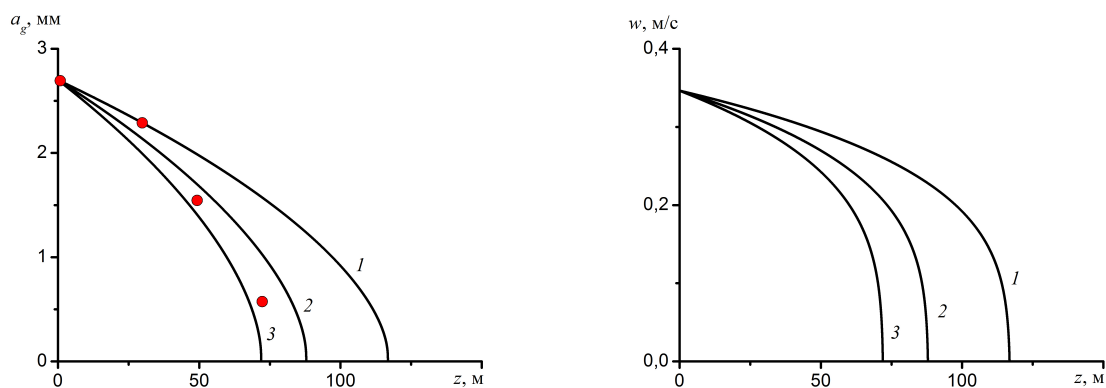


Рис. 2. Сравнение расчетных кривых при различных коэффициентах диффузии газа (аргона) в воде: 1 – $D = 2 \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, 2 – $D = 3 \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, 3 – $D = 4 \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ экспериментальными данными

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена предельная схема образования гидрата при всплытии одиночного пузырька метана в термобарических условиях стабильности газогидратов – диффузия газа через гидратную корку. Установлено, что в зависимости от соотношения между истинной плотностью газа и средней плотностью газа в составе гидрата, конечный радиус гидратной частицы может быть больше, меньше, или равен исходному радиусу газового пузырька.

Приведена обобщенная модель, описывающая подъём газового пузырька, когда термобарические условия не соответствуют условиям гидратообразования, но сопровождаемый растворением газа в окружающей воде. Сравнительный анализ результатов численных расчетов и опытных данных позволил получить оценочное значение для коэффициента диффузии аргона в воде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Файзуллин, М. З. Свойства газовых гидратов, полученных неравновесной конденсацией молекулярных пучков / М. З. Файзуллин, А. В. Виноградов, В. П. Коверда // Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т. 52, № 6. – С. 852–862.
2. Methane discharge from a deep-sea submarine mud volcano into the upper water column by gas hydrate-coated methane bubbles / E. J. Sauter et. al. // Earth and Planetary Science Letters. – 2006. – № 243 (3). – P. 354–365.
3. Егоров, А. В. Переход глубоководных метановых пузырей в твердые гидратные формы / А. В. Егоров, Р. И. Нигматулин, А. Н. Рожков // Препринт ИПМех РАН. – 2013. – № 1038.
4. A water column study of methane around gas flares located at the West Spitsbergen continental margin / T. Gentz et. al. // Continental Shelf Research. – 2014. – V. 72. – P. 107.
5. Enhanced lifetime of methane bubble streams within the deep ocean / G. Rehder et. al. // Geophysical research letters. – 2002. – № 29. – P. 21.
6. Fate of rising methane bubbles in stratified waters : How much methane reaches the atmosphere? / D. F. McGinnis et. al. // Journal of geophysical research. – 2006. – V. 111. – P. 382.
7. Власов, В. А. Диффузионно-феноменологическая теория образования гидрата из ледяного порошка / В. А. Власов // Теоретические основы химической технологии. – 2012. – Т. 46, № 6. – С. 612.
8. Мельников, В. П. Применение ПАВ в технологиях транспорта и хранения природного

газа в форме газогидратов / В. П. Мельников, А. Н. Нестеров // Фундаментальные проблемы разработки нефтегазовых месторождений, добычи и транспортировки углеводородного сырья. Материалы межд. конф. — 2004. — С. 98.

9. Нигматулин, Р. И. Динамика многофазных сред. Т. 1 / Р. И. Нигматулин. — М. : Наука, 1987. — 464 с.

10. Химическая гидродинамика : Справочное пособие / А. М. Кутепов и др. — М. : Квантум, 1996. — 336 с.

11. Намиот, А. Ю. Растворимость газов в воде / А. Ю. Намиот. — М. : Недра, 1981. — 167 с.

12. Рамм, В. М. Абсорбция газов / В. М. Рамм. — М. : Химия, 1976. — 656 с.

REFERENCES

1. Fayzulin M.Z., Vinogradov A.V., Koverda V.P. Properties of the gas hydrates received by nonequilibrium condensation of molecular bunches. [Fayzulin M.Z., Vinogradov A.V., Koverda V.P. Svoystva gazovykh gidratov, poluchennykh neravnovesnoj kondensaciej molekulyarnyx puchkov]. *Терлофизика vysokix temperatur — High Temperature*, 2014, vol. 52, no. 6, pp. 852–862.

2. Sauter E.J. et al. Methane discharge from a deep-sea submarine mud volcano into the upper water column by gas hydrate-coated methane bubbles. *Earth and Planetary Science Letters*, 2006, no. 243 (3). — pp. 354–365.

3. Egorov A.V., Nigmatullin R.I., Rozhkov A.N. Transition of deep-water methane bubbles to firm hydrate forms. [Egorov A.V., Nigmatulin R.I., Rozhkov A.N. Perexod glubokovodnykh metanovykh puzyrej v tverdye gidratnye formy]. Pre-print IPMech RAofSci, 2013, no. 1038.

4. Gentz T. et. al. A water column study of methane around gas flares located at the West Spitsbergen continental margin. *Continental Shelf Research*, 2014, vol. 72, p. 107.

5. Rehder G. et al. Enhanced lifetime of methane bubble streams within the deep ocean. *Geophysical research letters*, 2002, no. 29, p. 21.

6. McGinnis D.F. et. al. Fate of rising methane bubbles in stratified waters: How much methane reaches the atmosphere? *Journal of geophysical research*, 2006, vol. 111, p. 382.

7. Vlasov V.A. Phenomenological diffusion theory of formation of gas hydrate from ice powder. [Vlasov V.A. Diffuzionno-fenomenologicheskaya teoriya obrazovaniya gidrata iz ledyanogo poroshka]. *Teoreticheskie osnovy ximicheskoy tekhnologii — Theoretical Foundations of Chemical Engineering*, 2012, vol. 46, no. 6, p. 612.

8. Millers V.P., Nesterov A.N. Application surfactant in technologies of transport and storage of natural gas in the form of gas hydrates. [Mel'nikov V.P., Nesterov A.N. Primenenie PAV v tekhnologiyax transporta i xraneniya prirodnogo gaza v forme gazogidratov]. *Fundamental problems of development of oil and gas fields, production and transportation of hydrocarbonic raw materials. Materials of the International Conference*, 2004, p. 98.

9. Nigmatullin R.I. Dynamics of multiphase environments. V. 1. [Nigmatulin R.I. Dinamika mnogofaznykh sred. T. 1]. Moscow: Science, 1987, 464 p.

10. Kutepov A.M. et. al. Chemical of the hydrodynamics engineer: Handbook. [Kutepov A.M. i dr. Ximicheskaya gidrodinamika: Spravochnoe posobie]. Moscow.: Kvantum, 1996, 336 p.

11. Namiot A.Yu. Solubility of gases in water. [Namiot A.Yu. Rastvorimost' gazov v vode]. Moscow, 1981, 167 p.

12. Ramm V.M. Absorption of gases. [Ramm V.M. Absorbciya gazov]. Moscow: Chemistry, 1976, 656 p.

*Русинов Алексей Александрович, к.ф.-м.н.,
ст. преподаватель кафедры Высшей и при-
кладной математики Бирского филиала
ФГБОУ ВО «Башкирский государственный
университет», Россия
E-mail: irtysh2009@mail.ru
Тел.: 89374909579*

*Rusinov Aleksey Aleksandrovich, candidate of
physico-mathematical sciences, senior lecturer
of Birk branch of Bashkir State University
E-mail: irtysh2009@mail.ru
Tel.: 89374909579*

*Александров Евгений Васильевич, маги-
странт 2 года обучения Бирского филиала
ФГБОУ ВО «Башкирский государственный
университет», Россия
E-mail: fernando_9@list.ru
Тел.: 89276355028*

*Aleksandrov Evgeniy Vasilevich, 2 years
master student of learning of Birk branch of
Bashkir State University
E-mail: fernando_9@list.ru
Tel.: 89276355028*