УДК 550.361+550.362

© *А. Я. Гольмшток*
Институт океанологии им П. П. Ширшова РАН, г. Москва
golmshtok@gmail.com

ТЕРМОБАРИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ГИДРАТСОДЕРЖАЩИХ ОСАДКОВ НА ДНЕ МОРЯ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ В НИХ ДЛИННОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

Статья поступила в редакцию 01.06.2018, после доработки 18.09.2018.

Исследуется термобарический режим гидратсодержащих осадков путем решения задачи о фазовом переходе газовый гидрат — свободный газ + вода при включении в них как линейного, так и цилиндрического металлического источников тепла. Показано, что в морях обычного (наиболее распространенного) типа с температурой придонной воды около 3 °C применение игольчатого зонда *in situ* на дне моря для исследования придонных залежей газогидратов сильно ограничено и возможно лишь при весьма больших линейных мощностях источника. Установлено, что только в условиях «теплых» морей применение игольчатого зонда на дне моря может позволить не только обнаруживать присутствие газовых гидратов в донных осадках, но и оценивать свойства последних по характеру изменения во времени как температуры, так и давления на поверхности зонда. Поскольку вблизи зонда характеристики изменения давления газа во времени, как правило, более дифференцированы, чем аналогичные температурные зависимости, в зонд, предназначенный для использования in situ в гидратосодержащих донных осадках, должен быть встроен также высокоточный датчик давления. Полученное решение задачи может служить основой процесса интерпретации результатов измерений, выполненных в гидратсодержащих осадках методом игольчатого зонда.

Ключевые слова: задача о фазовом переходе, газогидраты, донные осадки, геотермический игольчатый зонд, дно моря.

A. Ya. Golmshtok
P. P. Shirshov Institute of Oceanology of RAS, Moscow, Russia

THE THERMOBARIC REGIME OF HYDRATE-BEARING SEDIMENTS AT THE SEA BOTTOM WHEN A LONG HEAT SOURCE WITHIN THEM IS SWITCHED ON

Received 01.06.2018, in final form 18.09.2018

The thermobaric regime of hydrate-bearing sediments is investigated in this paper by solution of the phase transition problem gas hydrate — gas + water when both linear and metallic cylindrical heat source is switched on. It is shown that the use of a needle probe in situ is strongly limited in the seas of the usual (most common) type with a bottom water temperature of about 3 °C for the study of gas hydrates accumulations on the sea bottom. Such a use is possible there only in case of very high linear source power. It was determined that only at the bottom of «warm» seas the use of a needle probe can allow not only to detect the presence of gas hydrates in bottom sediments, but also to evaluate the properties of these sediments by the nature of the temporal variations of both temperature and pressure on the surface of the probe. Since the characteristics of time changes of gas pressure near the probe are generally more differentiated than similar temperature dependencies, a high-precision pressure sensor must also be built into the probe designed for in situ use in hydrate-bearing bottom sediments. The obtained solution of the phase transition problem can serve as a basis for the process of the experimental data interpretation.

Key words: phase transition problem, gas hydrates, bottom sediments, geothermic needle probe, sea bottom.

Ссылка для цитирования: *Гольмшток А. Я.* Термобарический режим гидратсодержащих осадков на дне моря при включении в них длинного источника тепла // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2018. Т. 11, № 4. С. 102—116.

For citation: *Golmshtok A. Ya.* The thermobaric regime of hydrate-bearing sediments at the sea bottom when a long heat source within them is switched on. *Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika.* 2018, 11, 4, 102—116.

doi: 10.7868/S2073667318040123

1. Введение. Выполненные различными исследователями оценки запасов метана, содержащегося в осадках Мирового океана в виде газовых гидратов позволяют рассматривать их в качестве потенциального и экологически чистого источника энергии будущего [1].

Изменение термобарических условий существования гидратов может вызвать разложение газовых гидратов с выделением больших масс свободного газа и воды, при выходе в воду и атмосферу способствующих усилению парникового эффекта на Земле, воздействующих на морскую биоту и вызывающих нестабильность осадков на континентальном склоне, ведущую к гигантским оползням и обрушению склона. Такие проявления обнаружены во многих районах Мирового океана.

Вышеизложенное свидетельствует о несомненной актуальности исследований условий формирования скоплений газовых гидратов в осадках Мирового океана, их распространения и стабильности.

Помимо скоплений газовых гидратов, залегающих на значительной глубине ниже дна моря (от десятков до первых сотен метров), известны многочисленные скопления, располагающиеся непосредственно на дне или вблизи него [1—5]. Такие скопления всегда приурочены к очагам разгрузки флюидов, похожих на грязевые вулканы. Запасы метана в придонных скоплениях, по-видимому, по величине на порядок меньше, чем в скоплениях, находящихся на относительно большой глубине под дном [4, 5].

Поскольку газовые гидраты могут существовать в осадках лишь при определенных термобарических условиях, то при изучении донных скоплений газовых гидратов в окрестности выявленных грязевых вулканов естественно было бы применять и методы геотермических исследований. В частности, было предложено [6] использовать для измерений in situ внедренный в донные отложения тепловой игольчатый зонд, конструкция которого хорошо известна [7]. Надежды на эффективность применения такого зонда связаны с тем, что его температура на больших временах после включения источника тепла асимптотически имеет линейную зависимость от $Q\ln(t)/(4\pi\lambda)$, где Q — линейная мощность источника, а λ — теплопроводность осадка, что позволяет по этой зависимости определить значение коэффициента теплопроводности. Поскольку до и после фазового перехода теплопроводность осадков имеет разные значения, предполагалось, что это проявится на записях температуры зонда, сигнализируя о наличии гидратов. Впервые вероятным присутствием газовых гидратов в донных осадках были объяснены особенности температурных диаграмм, зарегистрированных в ряде мест при измерениях с таким зондом на дне озера Байкал [6]. Похожие результаты позднее были получены и на других акваториях [8].

Изучение температурного поля линейного источника тепла, размещенного в гидратсодержащих осадках, осуществлялось как путем лабораторных экспериментов [9—11], так и теоретически. В частности, решение задачи о фазовом переходе в гидратсодержащих осадках с линейным источником тепла, но без учета эффекта выделяющегося газа при разложении гидрата (только тепловая задача), показало, что в процессе диссоциации газовых гидратов характер изменения температуры зонда может существенно отличаться от такового для среды, в которой отсутствуют фазовые превращения [12].

При разложении газового гидрата в пористой среде выделяющийся свободный газ может при определенных условиях приводить к аномально высокому поровому давлению и существенно влиять на протекание процесса фазового превращения гидрата [13, 14]. Поэтому представляется необходимым выполнить исследование всего термобарического режима осадков у поверхности игольчатого зонда, учитывая эффект выделяющегося газа. Этому и посвящена данная статья.

2. Задача о поле линейного теплового источника в гидратсодержащих осадках. Рассмотрим безграничную среду, заполненную осадками, содержащими гидраты метана, относительный объем которых в порах или гидратонасыщенность равняется δ_h. Массовая доля воды в гидрате составляет $\gamma_w = \gamma = (0.87–0.88)$, тогда как массовая доля метана равна $\gamma_g = 1 - \gamma = (0.12–0.13)$ [15]. В осадки вдоль оси z цилиндрической системы координат внедрен длинный игольчатый зонд, внутри которого равномерно распределен нагреватель. Полагая, что длина иглы l во много раз превосходит ее диаметр ($d = 2r_0$), а давление p и температура T изучаются вблизи центра зонда, рассмотрим модель, в которой зонд-нагреватель представляет собой бесконечно длинную нить, с единичной длины которой в осадки в единицу времени испускается количество теплоты Q.

Пусть линейный нагреватель ступенчато включается в момент времени $t = 0$ и далее постоянно работает. Энергия этого источника расходуется на нагревание окружающего осадка. По прошествии некоторого времени t в точке, находящейся на расстоянии $r = \zeta(t)$ от оси нагревателя, достигается

температура осадка, равная температуре T_{ph} фазового перехода гидрат метана — метан-газ + вода при существующем на этом удалении давлении $p = \hat{p}$, и гидрат метана в области $r \leqslant \zeta(t)$ полностью диссоциирует. На реакцию диссоциации гидрата расходуется при этом часть теплоты источника или скрытая теплота L. Для нее можно принять L = 430 кДж/кг [16, 17].

После разложения газового гидрата выделившаяся вода, которую будем считать несжимаемой, занимает, вместе с уже существовавшей в порах, необходимый объем порового пространства. К метану-газу, заполнявшему часть порового пространства до разложения гидрата, за счет диссоциации последнего добавляется высвободившийся свободный метан. В поровом пространстве газ занимает теперь оставшийся ему ограниченный объем. Поскольку в этом объеме суммарная масса первичного и выделившегося метана может быть весьма заметной, то в плохопроницаемых осадках плотность метана ρ_g может сильно повыситься в зависимости от δ_h, а его давление в соответствии с уравнением газового состояния существенно возрасти. Этот эффект отмечен в ряде работ [18, 13, 14]. С повышением проницаемости осадков давление газа, естественно, должно падать за счет его интенсивной фильтрации в части осадочной среды, еще не затронутые разложением гидратов. Очевидно, что высокие давления должны существенно замедлять сам процесс фазового перехода или препятствовать его протеканию.

В рамках нашей задачи будем считать, что механические свойства газового гидрата не отличаются от аналогичных свойств скелета осадка, так же, как это было сделано в работе [14].

Присвоим ближней к источнику области $r \leqslant \zeta(t)$, где разложение уже произошло и $T \geqslant T_{ph}$, номер **1**, а области $r > \zeta(t)$, где разложения газового гидрата еще не было и $T < T_{ph}$, номер **2**.

Из закона сохранения массы газа получаем равенства:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\left[\rho_g^{(1)}\phi\beta_g^{(1)}\right]}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial\left[r\rho_g^{(1)}v_1\right]}{\partial r} = 0, \qquad T = T_1 \geqslant T_{ph}, \\ &\frac{\partial\left[\rho_g^{(2)}\phi\beta_g^{(2)}\right]}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial\left[r\rho_g^{(2)}v_2\right]}{\partial r} = 0, \qquad T = T_2 < T_{ph}. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь ϕ — пористость осадка; δ_h — его, как упоминалось, гидратонасыщенность; β_w и β_g — доли воды и газа в порах осадка, которые путем сопоставления объемов и масс воды и газа до и после разложения гидрата в элементе объема осадка ΔV выразим следующим образом:

$$\begin{aligned} &\beta_w^{(2)} = (1-\delta_h)s_w^0, \qquad \beta_g^{(2)} = (1-\delta_h)s_g^0, \qquad T = T_2 < T_{ph}, \\ &\beta_w^{(1)} = \beta_w^{(2)} + \gamma\frac{\rho_h}{\rho_w}\delta_h, \qquad \beta_g^{(1)} = \beta_g^{(2)} + \left(1-\gamma\frac{\rho_h}{\rho_w}\right)\delta_h, \quad T = T_1 \geqslant T_{ph}, \end{aligned} \tag{2}$$

где s_w^0 — насыщенность водой порового пространства, свободного от газового гидрата, в области с температурой $T < T_{ph}$, а s_g^0 — насыщенность этого пространства газом ($s_w^0 + s_g^0 = 1$); ρ_w, ρ_h — плотности поровой воды и газового гидрата.

Плотность газа ρ_g в выражениях (1) определяется уравнением его состояния

$$\rho_g = \rho_g^{(2)} = \frac{p_2}{Z_g R_g T_2}, \quad T = T_2 < T_{ph}; \qquad \rho_g = \rho_g^{(1)} = \frac{p_1}{Z_g R_g T_1}, \quad T = T_1 \geqslant T_{ph}; \tag{3}$$

p_2 или p_1 — давление газа в области с соответствующим номером; Z_g = 0.8 — средний коэффициент сжимаемости метана, если его давление изменяется в пределах p = 7–25 МПа, а температура T = 275–300 K [19]; R_g = 518.36 Дж/(кг·K) — газовая постоянная для метана.

Радиальная (единственная составляющая в нашей задаче) скорость фильтрации газа $v = v_2$, если $T < T_{ph}$, или $v = v_1$ при $T \geqslant T_{ph}$, входящая в равенства (1), определяется уравнением Дарси и имеет вид (в пренебрежении для газа действием массовой гравитационной силы)

$$v_2 = -\frac{\kappa_2}{\mu_g}\frac{\partial p_2}{\partial r}, \quad T < T_{ph}; \qquad v_1 = -\frac{\kappa_1}{\mu_g}\frac{\partial p_1}{\partial r}, \quad T \geqslant T_{ph}. \tag{4}$$

Динамическая вязкость газа $\mu_g \approx 10^{-5}$ Па·с принимается нами везде постоянной.

Проницаемость κ для газа (по Козени—Карману [20, 21] в представлении Лейбензона [22]) в равенствах (4) выразим в виде

$$\kappa_2 = \kappa_0 \frac{\left[\phi\beta_g^{(2)}\right]^3}{\left[1-\phi\beta_g^{(2)}\right]^2}\left(1+3s_w^0\right), \quad T < T_{ph}; \qquad \kappa_1 = \kappa_0 \frac{\left[\phi\beta_g^{(1)}\right]^3}{\left[1-\phi\beta_g^{(1)}\right]^2}\left[1+3\beta_w^{(1)}\right], \quad T \geqslant T_{ph}, \tag{5}$$

где κ_0 — коэффициент, зависящий от структуры осадка и имеющий размерность площади.

В уравнениях (1), принимая во внимание равенства (3) и уравнения Дарси (4), используя метод линеаризации, предложенный Лейбензоном [22] и, в частности, примененный в [14], пренебрежем изменениями температуры, полагая, что они малы по сравнению с ее начальным значением до момента включения источника [14], и преобразуем эти уравнения (1) к виду

$$\begin{aligned} &\frac{\partial p_1^2}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(-\tilde{\kappa}_1 \frac{\partial p_1^2}{\partial r}\right)\right] = 0, \qquad T \geqslant T_{ph} \quad \left(r \leqslant \zeta(t)\right), \\ &\frac{\partial p_2^2}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(-\tilde{\kappa}_2 \frac{\partial p_2^2}{\partial r}\right)\right] = 0, \qquad T < T_{ph} \quad \left(r > \zeta(t)\right), \end{aligned} \tag{6}$$

где коэффициенты

$$\tilde{\kappa}_1 = \frac{\kappa_1 \hat{p}}{\phi\beta_g^{(1)}\mu_g}, \qquad \tilde{\kappa}_2 = \frac{\kappa_2 \tilde{p}_0}{\phi\beta_g^{(2)}\mu_g} \tag{7}$$

имеют размерность м^2/с. Значение $\tilde{p}_0$ из интервала $\left[p_0, \hat{p}\right]$ уточняется путем вычислений.

Уравнения фильтрации газа (6) дополняются соответствующими уравнениями теплопроводности

$$\begin{aligned} &\frac{\partial T_1}{\partial t} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r a_1 \frac{\partial T_1}{\partial r}\right) = 0, \qquad T \geqslant T_{ph} \quad \left(r \leqslant \zeta(t)\right), \\ &\frac{\partial T_2}{\partial t} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r a_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}\right) = 0, \qquad T < T_{ph} \quad \left(r > \zeta(t)\right), \end{aligned} \tag{8}$$

где a_1 и a_2 — температуропроводности в соответствующих областях:

$$a_1 = \frac{\lambda_1}{\overline{\rho C_1}}; \qquad a_2 = \frac{\lambda_2}{\overline{\rho C_2}}. \tag{9}$$

Объемная теплоемкость осадка в равенствах (9), очевидно, выражается в виде

$$\overline{\rho C_1} = (1-\phi)\rho_{sk}C_{sk} + \phi\beta_w^{(1)}\rho_w C_w; \quad \overline{\rho C_2} = (1-\phi)\rho_{sk}C_{sk} + \phi\left[\delta_h\rho_h C_h + \beta_w^{(2)}\rho_w C_w\right]. \tag{10}$$

Здесь ρ_{sk} — плотность скелетного вещества осадка; C_{sk}, C_w и C_h — теплоемкости скелетного вещества, поровой воды и гидрата. Ввиду малой плотности и насыщенности метана-газа, его вклад в объемную теплоемкость осадка не учитывается.

Входящие в выражения (9) значения теплопроводности осадков будем определять путем решения уравнений [23]

$$\frac{1}{3\lambda_1} = \frac{1-\phi}{2\lambda_1+\lambda_{sk}} + \frac{\phi\beta_w^{(1)}}{2\lambda_1+\lambda_w} + \frac{\phi\beta_g^{(1)}}{2\lambda_1+\lambda_g}; \quad \frac{1}{3\lambda_2} = \frac{1-\phi}{2\lambda_2+\lambda_{sk}} + \frac{\phi\beta_w^{(2)}}{2\lambda_2+\lambda_w} + \frac{\phi\beta_g^{(2)}}{2\lambda_2+\lambda_g} + \frac{\phi\delta_h}{2\lambda_2+\lambda_h}. \tag{11}$$

Здесь λ_{sk} = 2.5 Вт/(м·К), λ_w = 0.6 Вт/(м·К), λ_g = 0.037 Вт/(м·К), λ_h = 0.4 Вт/(м·К) — теплопроводности скелетного вещества, воды, метана-газа [16] и гидрата метана [16, 17], соответственно.

В начальный момент среда характеризовалась следующими давлением и температурой

$$p_2(r, t=0) = p_0, \qquad T_2(r, t=0) = T_0. \tag{12}$$

На большом расстоянии от источника давление и температура в любой момент времени сохраняются равными начальным значениям. Или

$$p_2(r,t) \xrightarrow[r\to\infty]{} p_0, \qquad T_2(r,t) \xrightarrow[r\to\infty]{} T_0. \tag{13}$$

Вследствие цилиндрической симметрии радиальная скорость фильтрации газа равна нулю при $r = 0$, откуда с учетом уравнения Дарси (4) получаем граничное условие для давления

$$\left.\frac{\partial p_1(r,t)}{\partial r}\right|_{r=0} = 0. \tag{14}$$

Непосредственно вблизи источника суммарный поток тепловой энергии через поверхность любой цилиндрической оболочки единичной длины и радиусом r, соосной с линейным источником, равен количеству теплоты Q, испускаемому в единицу времени с единичной длины источника. Отсюда с учетом закона Фурье ($q(r,t) = -\lambda\,\partial T(r,t)/\partial r$, $q(r,t)$ — тепловой поток) следует условие

$$\lim_{r\to 0}\left(r\frac{\partial T_1}{\partial r}\right) = -\frac{Q}{2\pi\lambda_1}. \tag{15}$$

Из закона сохранения массы метана-газа в тонком по радиусу элементе объема, заключающем в себе часть фазовой поверхности $r = \zeta(t)$, получаем условие:

$$\left.(v_2 - v_1)\right|_{r=\zeta(t)} - \phi\delta_h U_g \frac{d\zeta(t)}{dt} = 0, \tag{16}$$

где

$$U_g = \gamma_g \frac{\rho_h}{\rho_g^{(\zeta)}} + \gamma\frac{\rho_h}{\rho_w} - 1, \qquad \rho_g^{(\zeta)} = \left.\rho_g\right|_{r=\zeta(t)} = \frac{\hat{p}}{Z_g R_g T_{ph}}, \tag{17}$$

а v_1 и v_2 определяются выражениями (4).

Для тепла на этой границе выполняется условие Стефана

$$\lambda_2 \left.\frac{\partial T_2}{\partial r}\right|_{r=\zeta(t)} - \lambda_1 \left.\frac{\partial T_1}{\partial r}\right|_{r=\zeta(t)} = L\rho_h\phi\delta_h \frac{d\zeta(t)}{dt}. \tag{18}$$

С учетом условий (12)—(18) и $\left.p(r,t)\right|_{r=\zeta(t)} = \hat{p}$, $\left.T(r,t)\right|_{r=\zeta(t)} = T_{ph}$ находим автомодельное решение системы уравнений (6) и (8):

$$\begin{aligned} &p_1(s) = \hat{p}, \qquad s \leqslant s_{ph};\\ &p_2^2(s) = p_0^2 + \left(\hat{p}^2 - p_0^2\right)\frac{\mathrm{E}_1\left(\dfrac{a_1}{\tilde{\kappa}_2}s\right)}{\mathrm{E}_1\left(\dfrac{a_1}{\tilde{\kappa}_2}s_{ph}\right)}, \quad s > s_{ph} \end{aligned} \tag{19}$$

и

$$\begin{aligned} &T_1(s) = T_{ph} + \frac{Q}{4\pi\lambda_1}\left[\mathrm{E}_1(s) - \mathrm{E}_1(s_{ph})\right], \quad s \leqslant s_{ph};\\ &T_2(s) = T_0 + \left(T_{ph} - T_0\right)\frac{\mathrm{E}_1\left(\dfrac{a_1}{a_2}s\right)}{\mathrm{E}_1\left(\dfrac{a_1}{a_2}s_{ph}\right)}, \qquad s > s_{ph}, \end{aligned} \tag{20}$$

где

$$s = r^2/(4a_1 t); \qquad s_{ph} = \zeta^2(t)/(4a_1 t) = \sigma_{ph}^2; \tag{21}$$

$\mathrm{E}_1(x) = \int_x^\infty \exp(-u)/u\,du$ — интегральная показательная функция; σ_{ph} — автомодельная координата поверхности фазового перехода. Очевидно, что $\zeta(t) = \alpha_{ph}\sqrt{t}$, где α_{ph} — постоянная с размерностью м/с$^{1/2}$, зависящая только от свойств среды и источника. Значение $\tilde{\kappa}_2$ определяется выражением (7).

Чтобы найти неизвестные значения s_{ph} и $\hat{p}$, используем условия (16) и (18), подставляя в них выражения (19), (20) для давления и температуры с учетом зависимостей (4) для скорости фильтрации газа. В итоге получаем систему трансцендентных уравнений

$$\begin{cases} s_{ph} - \dfrac{Q}{4\pi L \rho_h \phi \delta_h a_1} \exp(-s_{ph}) + \dfrac{\lambda_2 \left(T_{ph} - T_0\right)}{L \rho_h \phi \delta_h a_1} \dfrac{\exp\left(-\dfrac{a_1}{a_2} s_{ph}\right)}{\mathrm{E}_1\left(\dfrac{a_1}{a_2} s_{ph}\right)} = 0, \\ (\hat{p}^2 - p_0^2) \exp\left(-\dfrac{a_1}{\tilde{\kappa}_2} s_{ph}\right) - 2 \dfrac{\delta_h}{\beta_g^{(2)}} \tilde{p}_0 \hat{p} U_g \mathrm{E}_1\left(\dfrac{a_1}{\tilde{\kappa}_2} s_{ph}\right) \dfrac{a_1}{\tilde{\kappa}_2} s_{ph} = 0. \end{cases} \tag{22}$$

Первое уравнение в системе (22) практически совпадает с уравнением (20) в работе [12], полученным без учета изменения порового давления при выделении свободного газа в процессе фазового превращения гидрата. Отличие между ними состоит в том, что в настоящей работе указанный эффект учитывается, а температура фазового перехода $T_{ph} = T_{ph}(\hat{p})$ (как в первом уравнении (22), так и во втором через U_g и $\rho_g^{(\zeta)}$) определяется этим возросшим давлением $\hat{p}$.

В последующих расчетах значения плотностей $\rho_{sk}, \rho_w, \rho_h$ принимаются равными 2670, 1000 и 913 кг/м^3, соответственно. Вычисления температуры фазового перехода осуществляются с использованием программы Сло́ана [17].

3. Автомодельная координата фазовой поверхности и давление фазового перехода в зависимости от давления на дне (глубины моря). Если оцениваются условия использования игольчатого зонда *in situ* в донных осадках, содержащих гидрат метана в порах, следует учитывать, что температура дна в глубоком (более 0.5 км) водоеме обычно составляет примерно 3 °C (276.15 K). При соответствующих этой глубине давлениях температура фазового перехода гидрат метана — метан-газ + вода заметно превышает температуру дна. Например, при глубине пресноводного водоема h_w = 0.5 км это превышение составляет примерно 4 K, при h_w = 1 км — 10 K, а при h_w = 2 км достигает ~16 K. Очевидно, что для прогрева осадков до температуры фазового перехода линейному источнику придется работать существенно дольше.

Зависимости автомодельной координаты фазовой границы σ_{ph} от начального давления p_0 в среде (давления на дне моря), рассчитанные (путем решения системы уравнений (22)) для двух значений линейной мощности источника (Q = 15 и 30 Вт/м) при гидратонасыщенности донных осадков δ_h = 0.4, приведены на рис. 1. Как следует из этого рисунка, при линейной мощности источника Q = 15 Вт/м автомодельная координата фазовой границы перестает зависеть от проницаемости κ_0, если $p_0 >$ 20 МПа (или глубина моря $h_w >$ 2000 м).

Такой эффект объясняется тем, что с увеличением начального давления возрастает указанная выше разность между температурой фазового перехода, соответствующей этому давлению, и начальной температурой, а поэтому растет и время для прогрева среды до равновесного значения. Поскольку на больших временах температура в фиксированной точке возрастает достаточно медленно, свободный газ, образовавшийся после прогрева до температуры фазового разложения, успевает отфильтровываться даже при весьма низкой проницаемости осадка. При повышении мощности источника этот эффект наступает при бо́льших начальных давлениях.

Еще более наглядно отмеченное проявляется в зависимости давления фазового перехода от начального давления, изображенной на рис. 2. При тех же $p_0 >$ 20 МПа и Q = 15 Вт/м давление фазового перехода не только становится одинаковым для разных проницаемостей осадка, но и перестает отличаться от начального. Термобарический режим в среде сменяется чисто тепловым.

Все вышесказанное соответствует гидратонасыщенности δ_h = 0.4. Для других ее значений основные описанные закономерности практически сохраняются. При этом, чем меньше δ_h, тем больше величина автомодельной координаты фазовой границы на наименьших глубинах моря, при которых на дне существуют условия стабильности гидрата метана. Однако с ростом давления p_0 значения σ_{ph} убывают тем быстрее, чем меньше δ_h. Эти эффекты хорошо видны на рис. 3, где для δ_h = 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 при Q = 15 Вт/м и $\kappa_0 = 10^{-14}$ м^2 приведены зависимости от начального давления p_0 как автомодельной координаты фазовой границы (левая шкала), так и давления фазового перехода (правая шкала). Давление фазового перехода, как показывают расчеты, тем выше, чем больше δ_h, так как в том же объеме пор выделяется бо́льшая масса свободного газа.

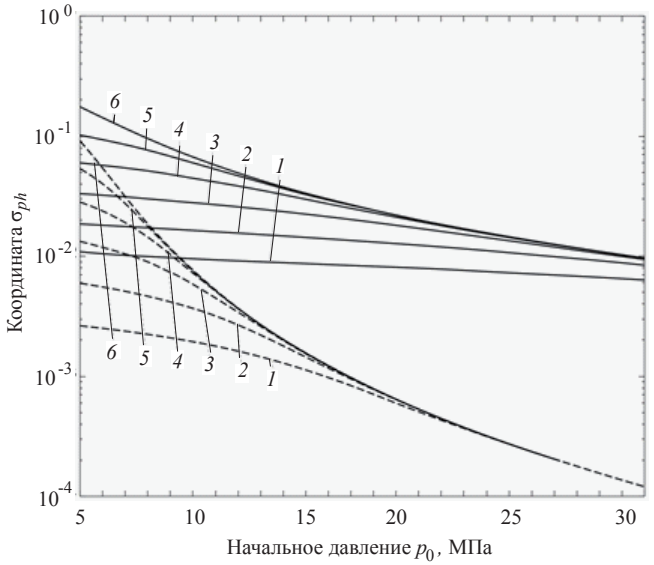

Рис. 1. Зависимость автомодельной координаты σ_{ph} фазового перехода от начального давления (давления на дне) для условий «обычного» моря.

Радиус игольчатого зонда r_0 = 1 мм. *Сплошные линии* — Q = 30 Вт/м, *пунктир* — Q = 15 Вт/м. Температура придонной воды T_0 = 276.15 K, гидратонасыщенность донных осадков δ_h = 0.4. Индексы кривых — проницаемость осадков κ_0 (м^2): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-17}; *3* — 10^{-16}; *4* — 10^{-15}; *5* — 10^{-14}; *6* — 10^{-12}.

Fig. 1. Dependence of the phase transition self-similar coordinate σ_{ph} on the initial pressure (pressure at the sea bottom) for conditions of the «ordinary» sea.

The radius of the needle probe is r_0 = 1 mm. The temperature of the near bottom water is T_0 = 276.15 K, the gas hydrate saturation in the pore space of the bottom sediments is δ_h = 0.4. The solid lines correspond to Q = 30 W/m, the dashed lines correspond to Q = 15 W/m. Indexes of curves indicate the permeability of sediment κ_0 (m^2): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-17}; *3* — 10^{-16}; *4* — 10^{-15}; *5* — 10^{-14}; *6* — 10^{-12}.

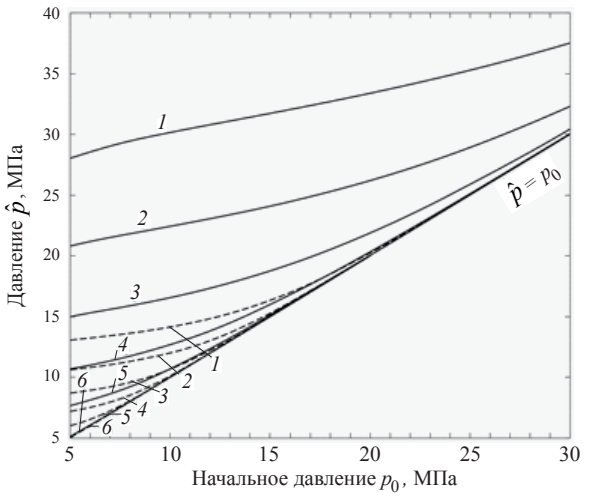

Рис. 2. Зависимость давления фазового перехода $\hat{p}$ от начального давления (давления на дне) для условий «обычного» моря.

Радиус игольчатого зонда r_θ = 1 мм. Сплошные линии — Q = 30 Вт/м, пунктир — Q = 15 Вт/м. Температура придонной воды T_0 = 276.15 K, гидратонасыщенность донных осадков δ_h = 0.4. Индексы кривых — проницаемость осадков κ_0 (м^2): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-17}; *3* — 10^{-16}; *4* — 10^{-15}; *5* — 10^{-14}; *6* — 10^{-12}.

Fig. 2. Dependence of the phase transition pressure $\hat{p}$ on the initial pressure (pressure at the sea bottom) for conditions of the «ordinary» sea.

The radius of the needle probe is r_θ = 1 mm. The temperature of the near bottom water is T_0 = 276.15 K, the gas hydrate saturation in the pore space of the bottom sediments is δ_h = 0.4. The solid lines correspond to Q = 30 W/m, the dashed lines correspond to Q = 15 W/m. Indexes of curves indicate the permeability of sediment κ_0 (m^2): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-17}; *3* — 10^{-16}; *4* — 10^{-15}; *5* — 10^{-14}; *6* — 10^{-12}.

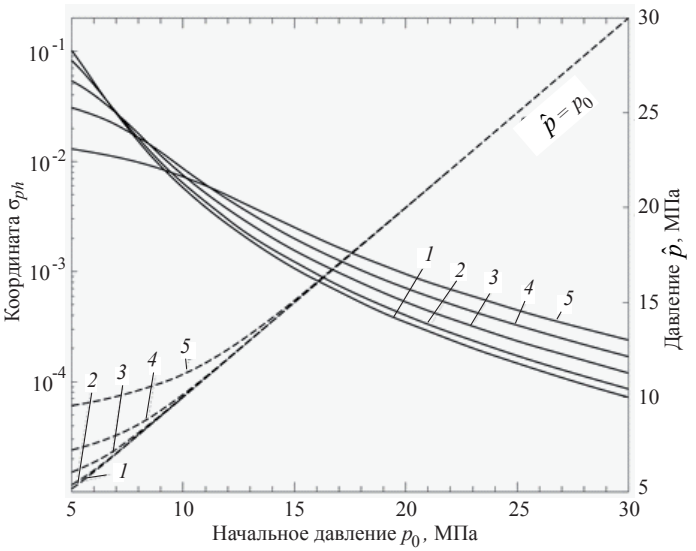

Рис. 3. Изменение автомодельной координаты σ_{ph} и давления фазового перехода $\hat{p}$ в условиях «обычного» моря в зависимости от начального давления при разных гидратонасыщенностях донных осадков. Мощность источника Q = 15 Вт/м, радиус игольчатого зонда r_0 = 1 мм. Температура придонной воды T_0 = 276.15 K. Исходная проницаемость донных осадков для газа $\kappa_0 = 10^{-14}$ м^2. Индекс кривых — гидратонасыщенность δ_h: *1* — 0.1; *2* — 0.2; *3* — 0.4; *4* — 0.6; *5* — 0.8.

Fig. 3. The change of the self-similar coordinate σ_{ph} and the pressure of the phase transition $\hat{p}$ under the conditions of the «ordinary» sea, depending on the initial pressure for different gas hydrate saturations of the bottom sediments. The power of the linear source is Q = 15 W/m, radius of the needle probe is r_0 = 1 mm. The temperature of the bottom water is T_0 = 276.15 K. Initial permeability of bottom sediments for gas is $\kappa_0 = 10^{-14}$ m^2. Indexes of curves indicate the gas hydrate saturation δ_h: *1* — 0.1; *2* — 0.2; *3* — 0.4; *4* — 0.6; *5* — 0.8.

При всех $Q \leq 15$ Вт/м в условиях «обычных» глубоких морей с холодной придонной водой значения σ_{ph} малы даже в области относительно низких начальных давлений ($p_0 \leq 10$ МПа). С увеличением p_0 значения σ_{ph} стремительно уменьшаются. Это означает, что время t_{ph} прихода фронта фазового превращения в любой фиксированный пункт $r = r_0 = \zeta(t_{ph})$ может быть весьма значительным, поскольку в соответствии с выражением (21)

$$t_{ph} = \frac{r_0^2}{4a_1 s_{ph}}.$$

Как следует из этого выражения и рис. 3, при Q = 15 Вт/м и r_0 = 1 мм для осадков с вполне вероятной на морском дне проницаемостью $\kappa_0 = 10^{-14}$ м^2 это время превосходит 1 ч в диапазоне начальных давлений $p_0 > 8$ МПа. При меньших мощностях источника это время превышает 1 ч даже при начальном давлении $p_0 \approx 5.5$ МПа, если T_0 = 276.15 K. При Q = 30 Вт/м время $t_{ph} < 1$ часа достигается, когда p_0 не превышает 25 МПа.

Если считать, что начальное давление p_0 есть давление на дне моря, а r_0 является радиусом игольчатого зонда, то, чтобы *in situ* в записи температуры зонда надежно зафиксировать изменения, отражающие фазовое превращение гидратов и их свойства, продолжительность измерения должна в несколько раз превосходить t_{ph}. Это трудно осуществить с большинства судов, с борта которых ведутся измерения. При этом в морях с низкой температурой дна (выше говорилось, что это характерно практически для всех морей) исследования на глубинах свыше 800 м возможны лишь при высокой гидравлической проницаемости донных отложений и Q, заметно большей, чем 15 Вт/м, если r_0 = 1 мм. Работа с зондом бóльшего радиуса потребует увеличения времени регистрации.

Необходимость продолжительного нагревания ведет к тому, что даже при существенных различиях в гидратонасыщенностях δ_h осадка соответствующие им кривые зависимости температуры среды от времени мало отличаются между собой. Об этом свидетельствует рис. 4, на котором для случая

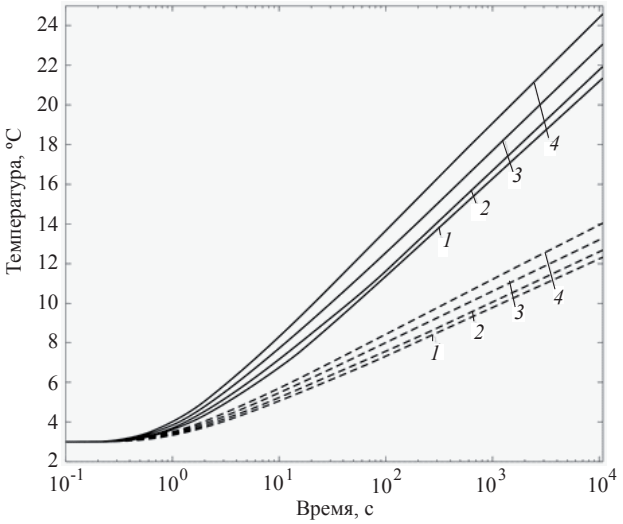

Рис. 4. Температура осадка на расстоянии r_0 от линейного источника.
Исходная проницаемость осадков для газа $\kappa_0 = 10^{-14}$ м^2; начальное давление $p_0 = 5$ МПа,
начальная температура $T_0 = 276.15$ K, $r_0 = 1$ мм. *Сплошные линии* — $Q = 30$ Вт/м, *пунктир* — $Q = 15$ Вт/м.
Индекс кривых — гидратонасыщенность δ_h: *1* — 0.1; *2* — 0.4; *3* — 0.6; *4* — 0.8.

Fig. 4. Sediment temperature at the distance r_0 from the linear source.
Initial permeability of bottom sediments for gas is $\kappa_0 = 10^{-14}$ m^2. The initial pressure is $p_0 = 5$ MPa, the temperature of the bottom water is $T_0 = 276.15$ K, radius of the needle probe is $r_0 = 1$ mm. The *solid lines* correspond to $Q = 30$ W/m, the *dashed lines* to $Q = 15$ W/m. Indexes of curves indicate the gas hydrate saturation δ_h: *1* — 0.1; *2* — 0.4; *3* — 0.6; *4* — 0.8.

$T_0 = 276.15$ K, $p_0 = 5$ МПа, $\kappa_0 = 10^{-14}$ м^2 изображено изменение температуры зонда радиусом $r_0 = 1$ мм с большими мощностями $Q = 15$ и 30 Вт/м, помещенного в осадки с гидратонасыщенностями $\delta_h = 0.1$, 0.4, 0.6, 0.8. Отметим, что все кривые $T(r_0, t)$, построенные как зависимости от $\lg(t)$, в соответствии с первым выражением в (20) асимптотически приближаются к прямым с угловым коэффициентом, обратно пропорциональным теплопроводности среды после разложения в ней гидратов метана, являясь тем самым функцией от первичной гидратонасыщенности осадков δ_h.

Кривые изменения давления во времени при тех же r_0, κ_0, T_0, p_0 и Q представляются более информативными (рис. 5). Они существенно сильнее зависят от гидратонасыщенности осадков и при достаточно длительной регистрации позволяют определить момент фазового превращения гидратов метана в метан-газ + воду (в рамках описываемой модели).

Изложенное выше свидетельствует о том, что в морях «обычного» типа с холодной придонной водой использование внедряемого в дно игольчатого зонда с целью исследования свойств гидратоносных осадков *in situ* возможно лишь при больших линейных мощностях источника.

В некоторых (немногочисленных) морях температура придонной воды может быть существенно выше. Например, в Черном море она равна 9 °C, а в Средиземном близка к 13 °C. В Черном море (соленость воды около 18 ‰) условия стабильности гидратов метана обеспечиваются на дне с глубиной 700 м и более, а следовательно, результаты измерения *in situ* с игольчатым зондом в этой области моря могут заметно зависеть от свойств газовых гидратов. В Средиземном море (соленость воды около 35 ‰) аналогичные условия стабильности существуют на глубинах, начиная с 1100 м. В Черном море при $Q = 15$ Вт/м время начала фазового разложения гидрата метана не превышает одного часа после включения источника, если глубина моря не превосходит 1900 м. В Средиземном море подобные измерения могут вестись на глубинах до 3000—3500 м. Если $Q = 30$ Вт/м, то при таком критерии ($t_{ph} \leqslant 1$ ч) в Черном море измерения можно вести в любой точке его дна. В Средиземном море с такой мощностью источника измерения могут производиться на дне также везде, причем время начала фазового перехода не будет превышать 9 мин даже при глубине $h_w = 5000$ м.

Можно ожидать, что в подобных «теплых» морях регистрация изменений во времени как температуры, так и давления в донных осадках на поверхности игольчатого зонда позволит не только устанавливать присутствие газовых гидратов на дне, но и оценивать свойства гидратсодержащих осадков. Еще

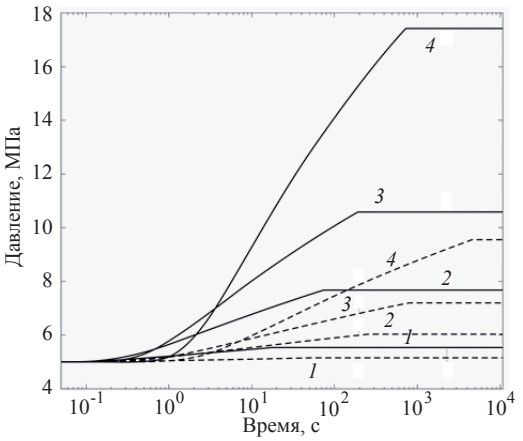

Рис. 5. Давление в осадке на расстоянии r_0 от линейного источника.
Исходная проницаемость осадков для газа $\kappa_0 = 10^{-14}$ м^2; начальное давление $p_0 = 5$ МПа, начальная температура $T_0 = 276.15$ K, $r_0 = 1$ мм. *Сплошные линии* — $Q = 30$ Вт/м, *пунктир* — $Q = 15$ Вт/м. Индекс кривых — гидратонасыщенность δ_h: *1* — 0.1; *2* — 0.4; *3* — 0.6; *4* — 0.8.

Fig. 5. Pressure in the sediment at a distance r_0 from the linear source.
Initial permeability of bottom sediments for gas is $\kappa_0 = 10^{-14}$ m^2. The initial pressure is $p_0 = 5$ MPa, the temperature of the bottom water is $T_0 = 276.15$ K, radius of the needle probe is $r_0 = 1$ mm. The solid lines correspond to $Q = 30$ W/m, the dashed lines correspond to $Q = 15$ W/m. Indexes of curves indicate the gas hydrate saturation δ_h: *1* — 0.1; *2* — 0.4; *3* — 0.6; *4* — 0.8.

более благоприятной областью применения игольчатого зонда являются лабораторные эксперименты, когда можно выбирать такие начальные давления и температуры в среде внутри измерительной установки, при которых фазовое разложение гидратов будет происходить на достаточно малых временах после включения линейного источника.

4. Цилиндрический источник в осадках с гидратом. Модель зонда с линейным источником тепла первоначально была разработана для определения коэффициента теплопроводности в однофазных осадках и является адекватной в нашем случае лишь на больших временах после включения источника, так как в любой момент вблизи источника-нити модельная температура уже превосходит равновесную $\left(T(r,t) \xrightarrow[r\to 0]{} -Q\ln(r)/2\pi\lambda_1\right)$. Несмотря на это, изложенное выше решение для осадков с гидратами представляется нам весьма эффективным при оценке возможности применения игольчатого зонда в условиях различных морей. Однако, чтобы выявить особенности изменения температуры и давления в гидратсодержащих осадках на всем интервале после включения источника в благоприятных начальных термобарических условиях и получить выражения, которые можно использовать при последующей интерпретации результатов измерений, представляется целесообразным исследовать другую, более реалистичную модель зонда в осадках с гидратами.

4.1. Поле высокопроводящего цилиндра. Рассмотрим погруженный в гидратсодержащие осадки очень длинный (по сравнению с диаметром $d = 2r_0$) полый металлический прямой круговой цилиндр, теплопроводность которого настолько велика, что в любой момент времени во всех точках его сечения температура практически одинакова. Начиная с момента $t = 0$, в каждом единичном по длине участке цилиндра источник в единицу времени выделяет Q единиц тепла (Вт/м). Пусть теплоемкость и плотность цилиндра равны, соответственно, C_m и ρ_m. Тепло, выделяемое источником за время Δt на отрезке цилиндра длиной l, расходуется на повышение температуры цилиндра на величину $\Delta\tilde{T}$ и на тепловой поток q_0, уходящий с поверхности цилиндра в окружающую среду. Очевидно, что как $\Delta\tilde{T}$, так и тепловой поток через поверхность цилиндра зависят и от прогрева окружающих осадков. Другими словами, в средней части цилиндра, где влиянием его концов можно пренебречь, имеем баланс тепла

$$Ql\Delta t = \rho_m C_m l S_c \Delta\tilde{T}\Big|_{r=r_0} + q_0 \cdot 2\pi r_0 l \Delta t. \tag{23}$$

где S_c — площадь горизонтального сечения цилиндра, равная $S_c = \pi\left(r_0^2 - r_i^2\right)$, r_i — его внутренний радиус.

Учитывая, что осадочная среда в нашем случае представляет собой пористый водонасыщенный слой, будем полагать контакт между цилиндром и средой идеальным, то есть на поверхности цилиндра тепловой поток q_0 и температура непрерывны ($q_0 = -\lambda\,\partial T/\partial r\big|_{r=r_0}$ и $T = \tilde{T}$, λ — теплопроводность окружающей среды). Тогда, устремляя $\Delta t \to 0$, из (23) получаем граничное условие на поверхности хорошо проводящего цилиндра

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{r=r_0} = \frac{Q\sigma(t)}{2\pi r_0} - \frac{r_0^2 - r_i^2}{2r_0}\rho_m C_m \frac{\partial T}{\partial t}\bigg|_{r=r_0}, \tag{24}$$

где $\sigma(t)$ — функция Хевисайда (единичного скачка).

Для мягкой стали $\lambda_m \approx 45$ Вт/(м·К), $\rho_m \approx 7850$ кг/м3, $C_m \approx 500$ Дж/(кг·К). Для железа имеем, аналогично, $\lambda_m \approx 80$ Вт/(м·К), $\rho_m \approx 7870$ кг/м3, $C_m \approx 450$ Дж/(кг·К).

Решим численно задачу о фазовом переходе в гидратсодержащих осадках с учетом эффекта выделяющегося метана-газа при разложении гидрата. Нагрев среды обеспечивается действием указанного длинного металлического цилиндрического источника. При этом будем считать, что вода в пористых осадках неподвижна, конвективный тепломассоперенос при движении газа незначителен, а растворение газа и вытеснение поровой воды не учитываются. Кроме того, примем, что в любом пункте среды гидрат полностью разлагается, как только температура T достигает там значения температуры фазового перехода T_{ph}.

Вместо разделения среды за пределами цилиндра на две области, как это было сделано в разделе 2, рассмотрим единую область, в которой свойства среды и скорость фильтрации газа изменяются следующим образом:

$$\begin{gathered}
\beta_g = \beta_g^{(2)} + \left[\beta_g^{(1)} - \beta_g^{(2)}\right]\sigma\left(T - T_{ph}\right); \qquad \beta_w = \beta_w^{(2)} + \left[\beta_w^{(1)} - \beta_w^{(2)}\right]\sigma\left(T - T_{ph}\right); \\
\overline{\rho C} = \overline{\rho C}_2 + \left[\overline{\rho C}_1 - \overline{\rho C}_2\right]\sigma\left(T - T_{ph}\right); \qquad \lambda = \lambda_2 + (\lambda_1 - \lambda_2)\sigma\left(T - T_{ph}\right); \\
\kappa_g = \kappa_2 + (\kappa_1 - \kappa_2)\sigma\left(T - T_{ph}\right); \qquad v_g = -\frac{\kappa_g}{\mu_g}\frac{\partial p}{\partial r}.
\end{gathered} \tag{25}$$

Здесь $\beta_g^{(2)}$, $\beta_g^{(1)}$, $\beta_w^{(2)}$, $\beta_w^{(1)}$, κ_2, κ_1, $\overline{\rho C}_2$, $\overline{\rho C}_1$, λ_2, λ_1 даются выражениями (2), (5), (10) и (11).

Теплоемкость вещества при постоянном давлении является производной энтальпии по температуре [24]. При фазовом переходе газогидрат — свободный газ + вода энтальпия скачкообразно изменяется, поэтому выражение для эффективной объемной теплоемкости осадков запишем в виде [25]:

$$\overline{\rho C}_e = \overline{\rho C} + L\rho_h W, \tag{26}$$

где

$$W = \delta_h \phi \delta\left(T - T_{ph}\right); \tag{27}$$

$\delta(x)$ — дельта-функция Дира́ка; $\overline{\rho C}$ — объемная теплоемкость осадка из выражения (25), в которой не учитываются как скачок энтальпии при диссоциации гидрата, так и вклад газа, ввиду его относительно небольших плотности и насыщенности.

Составляя балансы массы газа и энергии в элементе объема среды, после преобразований [26] получаем систему нелинейных дифференциальных уравнений для давления газа p и температуры T в среде:

$$\begin{cases}
\rho_g S_{gas}\dfrac{\partial p}{\partial t} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}\left(-\rho_g \dfrac{\kappa_g}{\mu_g} r \dfrac{\partial p}{\partial r}\right) = Q_{gas}, \\
\overline{\rho C}_e \dfrac{\partial T}{\partial t} - \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_e r \dfrac{\partial T}{\partial r}\right) = 0,
\end{cases} \tag{28}$$

где $\overline{\rho C}_e$ определяется равенством (26), а

$$S_{gas} = \frac{\beta_g \phi}{p}; \quad Q_{gas} = \rho_g\left(\frac{\phi\beta_g}{T} + UW\right)\frac{\partial T}{\partial t}; \quad U = \gamma_g \frac{\rho_h}{\rho_g} + \gamma\frac{\rho_h}{\rho_w} - 1; \quad \rho_g = \frac{p}{Z_g R_g T}. \tag{29}$$

Поверхность цилиндра непроницаема для газа. Поэтому в соответствии с выражением для v_g из группы (25) имеем следующее граничное условие для давления газа

$$\left.\frac{\partial p}{\partial r}\right|_{r=r_0} = 0. \tag{30}$$

Начальные условия и условия на большом удалении от цилиндра те же, что в (12) и (13).

Можно показать, что присутствие дельта-функции Дира́ка $\delta\left(T - T_{ph}\right)$ в правой части первого уравнения системы (28) (входит в выражение для Q_{gas} через множитель W) эквивалентно учету условия (16) на фазовой границе.

Действительно, для момента t проинтегрируем это уравнение по радиусу в пределах от $\zeta(t) - \Delta r$ до $\zeta(t) + \Delta r$ при $\Delta r \ll \zeta(t)$, принимая во внимание выражение для скорости фильтрации газа в (25). С учетом равенств (27) и (29) имеем

$$\int\limits_{\zeta(t)-\Delta r}^{\zeta(t)+\Delta r} \left\{ \frac{\rho_g \beta_g \phi}{p}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho_g v_g)}{\partial r} - \frac{\rho_g \beta_g \phi}{T}\frac{\partial T}{\partial t} - \rho_g \phi \delta_h U \delta\left(T - T_{ph}\right)\frac{\partial T}{\partial t} \right\} dr = 0. \tag{31}$$

Интегралы от первого и третьего слагаемых в (31) стремятся к нулю при $\Delta r \to 0$, поскольку эти слагаемые имеют ограниченные вариации. При том же условии $\Delta r \to 0$ интеграл от второго слагаемого равен

$$\int\limits_{\zeta(t)-\Delta r}^{\zeta(t)+\Delta r} \frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho_g v_g)}{\partial r} dr \xrightarrow[\Delta r \to 0]{} \int\limits_{\zeta(t)-\Delta r}^{\zeta(t)+\Delta r} \frac{\partial (\rho_g v_g)}{\partial r} dr \xrightarrow[\Delta r \to 0]{} \rho_g^{(\zeta)}\left(v_g^+ - v_g^-\right),$$

где v_g^- и v_g^+ — скорости фильтрации газа на обеих сторонах фазовой границы (в областях среды с уже разложившимся и нормальным газовым гидратом), соответственно.

В интеграле от четвертого слагаемого, используя цепное правило, получаем

$$-\int\limits_{\zeta(t)-\Delta r}^{\zeta(t)+\Delta r} \rho_g \phi \delta_h U \delta\left(T - T_{ph}\right)\frac{\partial T}{\partial t} dr = -\int\limits_{T(\zeta(t)+\Delta r)}^{T(\zeta(t)-\Delta r)} \rho_g \phi \delta_h U \delta\left(T - T_{ph}\right)\frac{\partial r}{\partial t} dT \xrightarrow[\Delta r \to 0]{} -\rho_g^{(\zeta)} \phi \delta_h U\Big|_{r=\zeta(t)} \frac{d\zeta(t)}{dt}.$$

Подставим полученные значения интегралов в равенство (31). Поскольку $v_g^- = v_1$, $v_g^+ = v_2$, $U\big|_{r=\zeta(t)} = U_g$ из выражений (4) и (17), получаем условие (16) на фазовой границе, что и свидетельствует об указанной выше эквивалентности.

Численное решение задачи (28) с граничными и начальными условиями (24), (30), (12), (13) осуществлялось методом конечных элементов [27].

В процессе вычислений вместо функции Хевисайда $\sigma\left(T - T_{ph}\right)$ и дельта-функции Дира́ка $\delta\left(T - T_{ph}\right)$, входящих в уравнения (28), используются их сглаженные на интервале $T_{ph} - \Delta T \leqslant T \leqslant T_{ph} + \Delta T$ аналоги $\overline{\sigma}(T - T_{ph}, \Delta T)$ и $\overline{\delta}(T - T_{ph}, \Delta T)$, например, как в работе [26].

4.2. Температура и давление в гидратсодержащих осадках на поверхности цилиндрического зонда. Описанную выше краевую задачу будем решать для условий «теплых» морей или лабораторных экспериментов, когда начальные давление и температура в среде близки к равновесным значениям и на поверхности цилиндра прогрев осадков до температуры фазового превращения газовых гидратов происходит достаточно быстро после включения источника. Пусть для определенности p_0 = 10 МПа и T_0 = 286 K (примерно на 0.6 K ниже, чем $T_{ph}(p_0)$). Примем значения: $\phi = 0.6$, r_0 = 1 мм, $r_i = 2/3\, r_0$. Пусть также ΔT = 0.1K. С учетом конечности времени включения источника и с целью повышения устойчивости вычислительного процесса используем в граничном условии (24) вместо скачка $Q\sigma(t)$ его сглаженный аналог $Q\overline{\sigma}(t - t_0, t_0)$, где t_0 = 0.1 с.

С целью анализа особенностей изменения температуры и давления на поверхности зонда ограничимся решением задачи для δ_h = 0.2 и 0.8 при $\kappa_0 = 10^{-18}$, 10^{-14}, 10^{-12}, 10^{-11} м^2.

Результаты вычисления давления газа на поверхности цилиндрического зонда при работе источника показаны на рис. 6. Как следует из этого рисунка, давления существенно возрастают при увеличении гидратонасыщенности δ_h и понижении проницаемости κ_0.

Пологие максимумы на кривых давления при высоких κ_0 обусловлены удалением со временем фронта фазового перехода и уходом газа в сторону от цилиндра.

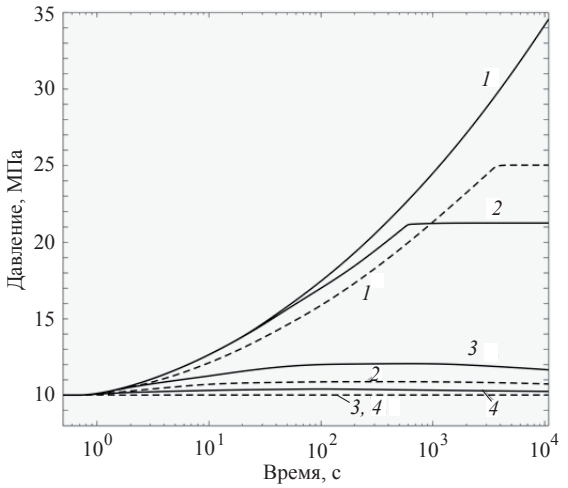

Рис. 6. Приращение давления газа на поверхности цилиндра после включения источника в условиях «теплого» моря.
Радиус цилиндра r_0 = 1 мм; мощность источника Q = 15 Вт/м. Начальное давление p_0 = 5 МПа; начальная температура T_0 = 286 K. *Сплошные линии* — δ_h = 0.8; *пунктир* — δ_h = 0.2. Индексы кривых — проницаемость κ_0 (м²): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-14}; *3* — 10^{-12}; *4* — 10^{-11}.

Fig. 6. Increase of the gas pressure on the cylinder surface after the source is switched on (conditions of «warm» sea).
The radius of the cylinder is r_0 = 1 mm; linear power of the source is Q = 15 W/m. Initial pressure is p_0 = 5 MPa; initial temperature is T_0 = 286 K. The solid lines correspond to δ_h = 0.8; the dashed lines correspond to δ_h = 0.2. The indexes of curves indicate the permeability κ_0 (m²): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-14}; *3* — 10^{-12}; *4* — 10^{-11}.

Особенности изменения температуры зонда демонстрируются на рис. 7. Как и на рис. 4, кривые $T(r_0,t)$, построенные в полулогарифмическом масштабе, выходят на такие же асимптоты — линейные зависимости от lg(t).

Чем более проницаема среда, тем выразительней на соответствующих кривых отражаются затраты тепла на разложение гидратов. Это вызвано тем, что в такой среде образовавшийся свободный газ

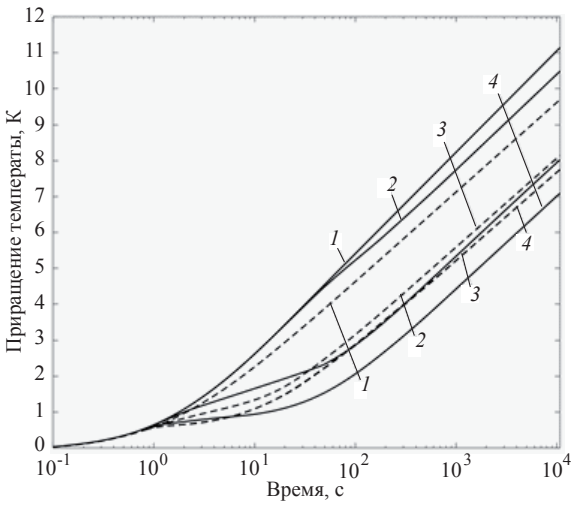

Рис. 7. Приращение температуры цилиндра после включения источника в условиях «теплого» моря.
Радиус цилиндра r_0 = 1 мм; мощность источника Q = 15 Вт/м. Начальное давление p_0 = 5 МПа; начальная температура T_0 = 286 K. *Сплошные линии* — δ_h = 0.8; *пунктир* — δ_h = 0.2. Индексы кривых — проницаемость κ_0 (м²): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-14}; *3* — 10^{-12}; *4* — 10^{-11}.

Fig. 7. Increase of the cylinder temperature after the source is switched on (conditions of «warm» sea).
The radius of the cylinder is r_0 = 1 mm; linear power of the source is Q = 15 W/m. Initial pressure is p_0 = 5 MPa; initial temperature is T_0 = 286 K. The solid lines correspond to δ_h = 0.8; the dashed lines correspond to δ_h = 0.2. The indexes of curves indicate the permeability κ_0 (m²): *1* — 10^{-18}; *2* — 10^{-14}; *3* — 10^{-12}; *4* — 10^{-11}.

успевает, как уже говорилось, отфильтровываться из зоны фазового перехода и там не возникает высокое давление, приостанавливающее процесс разложения, замедляющее движение фазовой границы и требующее длительного дополнительного прогрева осадков до новой температуры фазового разложения.

В слабопроницаемой среде фильтрация сильно затруднена. После разогрева осадков до температуры фазового перехода гидратов давление может заметно повыситься и требуется значительное время, чтобы осадки прогрелись до новой равновесной температуры. Таким образом, в этот период идет простой разогрев среды без разложения гидратов и затрат на это тепла, причем, чем длительней разогрев, тем слабее выражен последующий процесс разложения гидратов.

При более высокой гидратонасыщенности в процессе фазового разложения образуется бóльшая масса свободного газа в единице объема, следствием чего являются бóльшее давление газа вблизи фазовой поверхности и бóльшая температура фазового перехода, соответствующая этому давлению. Достижение такой температуры в осадках с понизившейся теплопроводностью идет медленней. Медленней смещается граница фаз. Поэтому в единицу времени потери тепла в среде на фазовое превращение меньше, а, следовательно, среда прогревается больше и температура осадков на том же времени после включения источника выше. Например, для случая $\delta_h = 0.8$ температура выше, чем при $\delta_h = 0.2$, вплоть до $\kappa_0 = 10^{-12}$ м^2.

При высокой проницаемости, как указывалось выше, весь избыточный газ успевает отфильтровываться, избыточного давления нет и весь процесс — чисто тепловой. При этом затраты тепла на реакцию диссоциации наибольшие и прогрев среды идет медленно. Как пример, при $\kappa_0 = 10^{-11}$ м^2, когда $\delta_h = 0.8$, на тех же временах температура зонда меньше, чем в случае $\delta_h = 0.2$, хотя для всех остальных κ_0 она выше.

Результаты расчетов для условий «теплых» морей или лабораторных экспериментов, представленные на рис. 6 и 7, демонстрируют, что изменения во времени давления и температуры на поверхности цилиндрического зонда существенно различаются в зависимости как от гидратонасыщенности осадков, так и от их проницаемости для газа. Такие особенности термобарического режима осадков могут использоваться для определения свойств гидратсодержащей среды, в которую погружен зонд. В частности, такой процесс может осуществляться путем перебора параметров модели с решением на каждом шаге задачи (29) вместе с указанными начальными и граничными условиями и сравнения результатов с экспериментальными данными.

5. Выводы. Основные результаты выполненной работы следующие:

1. На основе решения задачи о фазовом переходе газовый гидрат — свободный газ + вода, вызванном действием в гидратсодержащих осадках линейного или цилиндрического металлического источника тепла, показано, что в морях «обычного» (наиболее распространенного) типа с холодной придонной водой использование in situ внедряемого в дно игольчатого зонда сильно ограничено и возможно лишь при весьма больших линейных мощностях источника.

2. Установлено (в рамках модели с источником — длинным металлическим цилиндром), что в условиях «теплых» морей температура погруженного в донные осадки зонда и давление на его поверхности после включения источника существенно зависят как от гидратонасыщенности осадков, так и от их проницаемости для газа. Такие особенности термобарического режима осадков свидетельствуют о целесообразности применения игольчатого зонда в подобных условиях и могут использоваться как для для выявления здесь газовых гидратов, так и для определения свойств гидратсодержащей среды, в которую погружен зонд.

3. Установлено, что вблизи зонда характеристики изменения давления газа во времени, как правило, более дифференцированы, чем аналогичные температурные зависимости. Поэтому в конструкции зонда, предназначенного для использования in situ в гидратсодержащих донных отложениях, должно быть предусмотрено размещение высокоточных датчиков давления.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема № 0149-2018-0014).

References

1. *Kvenvolden K. A.* Gas hydrates — geological perspectives and global change. *Reviews of Geophysics.* 1993, 31, 173—187.
2. *Ginsburg G. D.* Submarine gas hydrate. SPb, *VNIIOkeangeologiya,* 1994, 199 p (in Russian).
3. *Mazurenko L. L., Soloviev V. A.* Worldwide distribution of deep-water fluid venting and potential occurrences of gas hydrate

accumulations. *Geo-Marine Letters.* 2003, 23/3–4, 162—176.
4. *Soloviev V. A., Mazurenko L. L.* Gas hydrate accumulations in the discharge zones as the objects of study and exploration. *Nauka Tex. Gaz. Prom.* 2004, 1—2, 14—20 (in Russian).
5. *Soloviev V. A.* Global estimation of the gas amount in submarine accumulations of gas hydrates. *Geologiya i geofizika.* 2002, 43 (7), 648—661 (in Russian).
6. *Golubev V. A.* Evidence of the presence of gas hydrates in the upper layer of Lake Baikal bottom sediments: the results of thermal conductivity measurements in situ. *Dokl. RAN.* 1998, 358, 3, 384—388 (in Russian).
7. *Von Herzen R., Maxwell A. E.* The measurement of thermal conductivity of deep sea sediments by a needle probe method. *J. Geophys. Res.* 1959, 64, 10, 1557—1563.
8. *Kutas R. I., Kravchuk O. P., Bevzyuk M. I.* Diagnostics of gas hydrates in the bottom sediment layer of the Black Sea from the results of measuring their thermal conductivity in situ. *Geofizicheskij zhurnal.* 2005, 27, 2, 238—244 (in Russian).
9. *Duchkov A. D., Manakov A. Yu., Kazantsev S. A., Permyakov M. E., Ogienko A. G.* Experimental modeling and measurement of the thermal conductivity of rocks containing methane hydrates. *Dokl. RAN.* 2006, 408, 5, 656—659 (in Russian).
10. *Duchkov A. D., Manakov A. Yu., Kazantsev S. A., Permyakov M. E., Ogienko A. G.* Thermal conductivity measurement of the synthetic samples of bottom sediments containing methane hydrates. Izvestiya, *Physics of the Solid Earth.* 2009, 45, 8, 661—669.
11. *Duchkov A. D., Istomin V. E., Sokolova L. S.* A geothermal method for detecting gas hydrates in the bottom sediments of water basins. *Geologiya i geofizika.* 2012, 53, 7, 920—929 (in Russian).
12. *Golmshtok A. Ya., Duchkov A. D., Roshhina N. A.* On finding of near-bottom gas hydrate accumulation by the gethermal method. *Voprosy' geofiziki. SPb, Izd-vo SpbGU,* 2005, 38, 130—147. (Ucheny'e zapiski SPbGU; N438) (in Russian) .
13. *Nigmatulin R. I., Shagapov V. Sh., Sy'rtlanov V. P.* A self-similar problem of the decomposition of gas hydrates in a porous medium under depression and heating. *Prikladnaya mexanika i texnicheskaya fizika.* 1998, 39, 3, 111—118 (in Russian).
14. *Nigmatulin R. I., Shagapov V. Sh., Nasy'rova L. A.* «Heat shock» in a porous medium saturated with gas hydrate. *Doklady' RAN.* 1999, 366, 3, 337—340 (in Russian).
15. *Dyadin Yu. A.* Supramolecular chemistry: clathrate compounds. *Sorosovskij Obrazovatel`ny'j Zhurnal.* 1998, 2, 79—88 (in Russian).
16. *Sultan N., Foucher J. P., Cochonat P., Tonnerre T., Bourillet J. F., Ondreas H., Cauquil E., Grauls D.* Dynamics of gas hydrate: case of the Congo continental slope. *Marine Geology.* 2004, 206, 1—18.
17. *Sloan E. D. Jr., Koh C.* Clathrate Hydrates of Natural Gases. Third edition. *N.Y., CRC Press,* 2007. 758 p.
18. *Maksimov A. M., Yakushev V. S., Chuvikin E. N.* Assessment of the possibilities of gas blowouts from the decomposition of gas hydrates. *Doklady' RAN.* 1997, 352, 4, 532—534 (in Russian).
19. *Chekalyuk E`. B.* Thermodynamics of oil stratum. *M., Nedra,* 1965, 236 p. (in Russian).
20. *Kozeny J.* Ueber kapillare Leitung des Wassers in Boden. *Sitzungsber Akad. Wiss. Wien.* 1927, 136(2a), 271—306.
21. *Carman P.* Fluid flow through a granular bed. *Trans. Inst. Chem. Eng.* 1937, 15, 150—167.
22. *Lejbenzon L. S.* Movement of natural liquids and gases in a porous medium. *M.–L., OGIZ,* 1947, 244 p. (in Russian).
23. *Allen P. A., Allen J. R.* Basin Analysis. Principles and Applications. *Oxford, Blackwell Scientific Publications,* 2005, 549 p.
24. *Landau L. D., Lifshicz E. M.* Statistical physics. *M.–L., GITTL,* 1940. 223 p. (in Russian).
25. *Bonacia C., Comini G., Fasano A., Primicerio M.* Numerical solution of phase-change problems. *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1973, 16, 1825—1832.
26. *Golmshtok A. Ya.* The impact of faulting on the stability conditions of gas hydrates in Lake Baikal sediments. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth,* 2014, 50, 4, 528—542.
27. COMSOL Multiphysics®3.5. 2008. License No:1034054.