

Виктор Владимирович КОЛЕДИН¹
Иван Сергеевич МЕЛЬНИК²
Анастасия Анатольевна ЯКОВЛЕВА³

УДК 532.529

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РОСТА МЕТАНОВОГО ЗАРОДЫША В ЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ*

¹ кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры гуманитарных и естественнонаучных дисциплин,
филиал Южно-Уральского государственного университета (г. Нижневартовск)
vikoled@mail.ru

² студент бакалавриата, направление подготовки Строительство,
профиль Промышленное и гражданское строительство,
филиал Южно-Уральского государственного университета (г. Нижневартовск)
melnik_chess_genius@mail.ru

³ студент бакалавриата, направление подготовки Приборостроение,
профиль Информационно-измерительная техника и технологии в нефтяной отрасли,
филиал Южно-Уральского государственного университета (г. Нижневартовск)
nastyaya15@mail.ru

Аннотация

В данной работе рассматривается линейная задача роста одиночного метанового зародыша в воде, находящегося изначально в термодинамическом и силовом равновесии с жидкостью. Показано, что в результате действия сил Лапласа на поверхность зародыша его состояние неустойчиво. Для решения данной задачи линеаризовались основные дифференциальные уравнения, описывающие динамику роста зародыша в перенасыщенной метаном воде.

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства России для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (№ 11.G34.31.0035).

Цитирование: Коледин В. В. Исследование процесса роста метанового зародыша в линейном приближении / В. В. Коледин, И. С. Мельник, А. А. Яковлева // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2017. Том 3. № 2. С. 33-45.
DOI: 10.21684/2411-7978-2017-3-2-33-45

Из решения системы линеаризованных уравнений было получено единое характеристическое уравнение, в котором учитывались такие факторы, влияющие на рост зародыша, как радиальная инерция, диффузия и вязкость воды. Количественной характеристикой роста зародыша в работе является инкремент, показывающий время, в течение которого амплитуда возмущений зародыша возрастает в e раз. Исходя из результатов исследования, можно сделать вывод, что основной ролью в росте зародыша (а теперь, очевидно, и любого газового зародыша) является эффект диффузии. Входящий в эффект диффузии параметр — число Оствальда, показывающее количество растворимого метана на единицу объема жидкости, показало, что в зависимости от объема растворимого метана в воде скорость роста зародыша разная. Полученный факт позволяет регулировать процесс кипения газонасыщенной жидкости.

Ключевые слова

Неустойчивость, метановый зародыш, линейный анализ, закон Генри, коэффициент Оствальда.

DOI: 10.21684/2411-7978-2017-3-2-33-45

Введение

Задача роста газового зародыша имеет определяющее значение для понимания процесса кипения газонасыщенной жидкости. Данная тема весьма актуальна на сегодняшний день, так как процессы кипения газонасыщенных жидкостей имеют широкое применение в различных областях науки, таких, например, как нефтяная и газовая промышленность, тепловая энергетика, химические технологии и многие другие. Зная закономерности протекания вышеупомянутых процессов, можно усовершенствовать технологию их использования в перечисленных областях, предотвращая возможные технологические аварии.

Поэтому создание теоретической модели для системы «газовый зародыш — жидкость» является важной задачей.

Целью работы является построение математической модели роста газового зародыша в перенасыщенной газом жидкости и исследование основных закономерностей процесса кипения.

Постановка задачи и основные уравнения

«Известно, что зародыш в жидкости, как результат действия капиллярных сил на межфазной поверхности, имеет неустойчивое состояние [8]. Пусть a_0 , p_0 , p_{g0} и T_0 — радиус зародыша, давление жидкости, давление газа в пузырьке, температура жидкости соответственно. При этих параметрах пузырек находится в состоянии равновесия, тогда имеем [5]:

$$p_{g0} = p_0 + \frac{2\sigma}{a_0}, \quad T_0 = T_s(p_{g0}), \quad (1)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения; $T_s(p_{g0})$ — равновесная температура фазовых переходов, соответствующая значению давления p_{g0} , при условии плоской межфазной поверхности.

Согласно выражению (1), давление в пузырьке всегда больше, чем давление в жидкости ($p_{g0} > p_0$). Откуда имеем, что температура жидкости, находящейся в равновесии с газовым зародышем, всегда выше значения равновесной температуры $T_s(p_0)$, соответствующей давлению p_0 вне зародыша ($T_0 > T_s(p_0)$).

Для изучения динамики выхода газового зародыша из состояния равновесия приведены фундаментальные нелинейные уравнения, описывающие радиальные движения газового зародыша в несжимаемой жидкости [3]:

$$\rho_l^0 \left(a\ddot{a} + \frac{3}{2}\dot{a}^2 + \frac{4v_l^{(\mu)}\dot{a}}{a} \right) = p_g - p_l - \frac{2\sigma}{a}. \quad (2)$$

Выражение (2) представляет собой уравнение Релея — Ламба. Параметры ρ_l^0 , $v_l^{(\mu)}$, p_g , p_l — плотность жидкости, кинематическая вязкость, давление газа, давление жидкости соответственно.

В уравнении (2) недостающее давление газа найдем из закона сохранения массы для газового зародыша:

$$m_{g0} = m_g. \quad (3)$$

Текущая масса газового зародыша, с учетом, что: $m_g = \rho_g V_g$, где $V_g = \frac{4}{3}\pi a^3$, — равна:

$$m_g = \rho_g \frac{4}{3}\pi a^3. \quad (4)$$

Аналогично для исходной массы газового зародыша, получим:

$$m_{g0} = \rho_g^0 \frac{4}{3}\pi a_0^3.$$

Исходя из выражения (3), запишем:

$$\frac{4}{3}\rho_g \pi a^3 = \frac{4}{3}\rho_g^0 \pi a_0^3. \quad (5)$$

В итоге зависимость текущей плотности от исходной имеет вид:

$$\rho_g = \rho_g^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3. \quad (6)$$

Полагая, что газ в зародыше калорически совершенный, используем уравнение Менделеева — Клапейрона для текущего давления в виде:

$$p_g = \rho_g R_g T_g. \quad (7)$$

С учетом выражения (6) уравнение (7) примет вид:

$$p_g = \rho_g^0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 R_g T_g. \quad (8)$$

Продифференцировав выражение (4), получим:

$$\frac{dm_g}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3}\pi a^3 \rho_g \right) = 3\frac{4}{3}\pi a^2 \rho_g \frac{da}{dt} + \frac{4}{3}\pi a^3 \frac{d\rho_g}{dt}. \quad (9)$$

С другой стороны, изменение массы газового зародыша происходит за счет диффузионного потока газа из жидкости в зародыш:

$$\frac{dm_g}{dt} = 4\pi a^2 \rho_l^0 D_l \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right)_a, \quad (10)$$

где D_l — коэффициент диффузии, индекс a градиента концентрации газа отнесен к значению на поверхности зародыша.

Приравнявая (9) и (10), получим:

$$3 \frac{4}{3} \pi a^2 \rho_g^0 \frac{da}{dt} + \frac{4}{3} \pi a^3 \frac{d\rho_g^0}{dt} = 4\pi a^2 \rho_l^0 D_l \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right)_a. \quad (11)$$

Заменяя во втором слагаемом $\rho_g = \frac{p_g}{R_g T_g}$ и преобразуя уравнение, получим уравнение для изменения давления газа в виде:

$$\frac{dp_g}{dt} = -3 \frac{p_g}{a} \frac{da}{dt} + 3 \frac{p_g}{a} \frac{\rho_l^0}{\rho_g^0} D_l \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right)_a. \quad (12)$$

Здесь выражение (12) представляет собой уравнение для изменения давления газа. В уравнении (12) «первое слагаемое в правой части представляет собой изменение давления за счет скорости изменения радиуса зародыша. Второе слагаемое в правой части этого уравнения отвечает за интенсивность растворения газа, лимитируемую процессом диффузии газа вблизи межфазной поверхности. Поэтому для определения интенсивности массообмена необходимо записать уравнение диффузии в жидкости. Следовательно, для определения диффузионных потоков необходимо добавить уравнение диффузии в жидкости вокруг зародыша:

$$\frac{\partial g}{\partial t} = D_l \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial g_l}{\partial r} \right),$$

где g и D_l — концентрация газа в жидкости и коэффициент диффузии соответственно. Граничные условия для величины концентрации газа в жидкости будем считать [3]»:

$$g = g_a \text{ при } r = a \text{ и } g = g_0 \text{ при } r = \infty.$$

Здесь g_a — концентрация газа на поверхности зародыша, для которой можем записать закон Генри в виде: $g_a = G p_g$.

В итоге получаем систему нелинейных дифференциальных уравнений, которая принимает вид:

$$\begin{cases} \rho_l^0 \left(a\ddot{a} + \frac{3}{2} \dot{a}^2 + \frac{4v_l^{(\mu)} \dot{a}}{a} \right) = p_g - p_l - \frac{2\sigma}{a} \\ \frac{dp_g}{dt} = -3 \frac{p_g}{a} \frac{da}{dt} + 3 \frac{p_g}{a} \frac{\rho_l^0}{\rho_g^0} D_l \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right)_a \\ \frac{\partial g}{\partial t} = D_l \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial g_l}{\partial r} \right) \end{cases}. \quad (13)$$

Линейный анализ

Рассмотрим отклонения радиуса газового зародыша от первоначального значения, взятого за a_0 . Пусть давление жидкости постоянно и равно начальному значению p_0 . Текущие значения радиуса, давления газа, плотности и концентрации газа запишем в виде:

$$a = a_0 + a', \quad p_g = p_{g0} + p'_g, \quad \rho_g = \rho_{g0} + \rho'_g, \quad g_l = g_0 + g'. \quad (14)$$

В рамках линейного анализа для возмущений примем:

$$|a'| \ll a_0, \quad |p'_g| \ll p_{g0}, \quad |\rho'_g| \ll \rho_{g0}, \quad |g'| \ll g_0. \quad (15)$$

Линеаризуем последовательно каждое уравнение системы (13).

$$\begin{aligned} \rho_l^0 \left((a_0 + a') \frac{d^2}{dt^2} (a_0 + a') + \frac{3}{2} \left(\frac{d}{dt} (a_0 + a') \right)^2 + \frac{4v_l^{(\mu)}}{(a_0 + a')} \frac{d}{dt} (a_0 + a') \right) = \\ = p_{g0} + p'_g - p_{l0} - \frac{2\sigma}{(a_0 + a')}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\rho_l^0 \left(a_0 \frac{d^2}{dt^2} a' + \frac{3}{2} \left(\frac{d}{dt} a' \right)^2 + \frac{4v_l^{(\mu)}}{a_0} \frac{d}{dt} a' \right) = p_{g0} + p'_g - p_{l0} - \frac{2\sigma}{a_0} \left(1 + \frac{a'}{a_0} \right)^{-1},$$

так как $a' \ll a_0$, то $\frac{3}{2} \left(\frac{d}{dt} a' \right)^2 \rightarrow 0$, то

$$\rho_l^0 \left(a' \frac{d^2}{dt^2} a' + \frac{4v_l^{(\mu)}}{a'} \frac{d}{dt} a' \right) = p_{g0} + p'_g - p_{l0} - \frac{2\sigma}{a_0} \left(1 + \frac{a'}{a_0} \right)^{-1}.$$

В свою очередь, последнее слагаемое за малостью возмущения a' разложим как функцию по степеням $\frac{a'}{a_0}$ в ряд Тейлора:

$$\frac{2\sigma}{a_0} \left(1 + \frac{a'}{a_0} \right)^{-1} \approx \frac{2\sigma}{a_0} \left(1 - \frac{a'}{a_0} \right) = \frac{2\sigma}{a_0} - \frac{2\sigma a'}{a_0^2}.$$

В итоге преобразований получим линеаризованное уравнение Релея — Ламба в виде:

$$\rho_l^0 \left(a_0 \frac{d^2 a'}{dt^2} + \frac{4v_l^{(\mu)}}{a'} \frac{da'}{dt} \right) = p'_g + \frac{2\sigma a'}{a_0^2}. \quad (17)$$

Знак штрих после преобразований убираем:

$$\rho_l^0 \left(a_0 \frac{d^2 a}{dt^2} + \frac{4v_l^{(\mu)}}{a_0} \frac{da}{dt} \right) = p_g + \frac{2\sigma}{a_0^2} a, \quad (18)$$

где p_g — возмущение давления.

Линеаризуем уравнение для изменения давления:

$$\frac{d(p_{g0} + p'_g)}{dt} = -3 \frac{(p_{g0} + p'_g) d(a_0 + a')}{(a_0 + a') dt} + 3 \frac{(p_{g0} + p'_g)}{(a_0 + a')} \frac{\rho_l^0}{(\rho_{g0} + \rho'_g)} \times D_l \left(\frac{\partial(g_0 + g')}{\partial r} \right)_{(a_0 + a')}.$$

Приводя соответствующие преобразования с малыми величинами, получим линеаризованное уравнение для изменения давления газового зародыша:

$$\frac{dp'_g}{dt} = -3 \frac{p_{g0}}{a_0} \frac{da'}{dt} + 3 \frac{p_{g0}}{a_0} \frac{\rho_l^0}{\rho_{g0}} D_l \left(\frac{\partial g'}{\partial r} \right)_{a_0}. \quad (19)$$

Аналогично избавимся от штрихов:

$$\frac{dp_g}{dt} = -3 \frac{p_{g0}}{a_0} \frac{da}{dt} + 3 \frac{p_{g0}}{a_0} \frac{\rho_l^0}{\rho_{g0}} D_l \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right)_{a_0}. \quad (20)$$

Линеаризуя уравнение для диффузии газа в жидкости вокруг зародыша, получим:

$$\frac{\partial g}{\partial t} = D_l \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial g}{\partial r} \right)_{a_0}. \quad (21)$$

Граничные условия для величины концентрации газа в жидкости будем считать:

$$g = g_{a_0} \text{ при } r = a_0 \text{ и } g = 0 \text{ при } r = \infty. \quad (22)$$

Здесь g_{a_0} — концентрация газа на поверхности зародыша, которая связана с законом Генри выражением:

$$g_a = G p_g. \quad (23)$$

В конечном счете получаем систему линеаризованных уравнений в виде:

$$\begin{cases} \rho_l^0 \left(a_0 \frac{d^2 a}{dt^2} + \frac{4\nu_l^{(\mu)}}{a_0} \frac{da}{dt} \right) = p_g + \frac{2\sigma}{a_0^2} a \\ \frac{dp_g}{dt} = -3 \frac{p_{g0}}{a_0} \frac{da}{dt} + 3 \frac{p_{g0}}{a_0} \frac{\rho_l^0}{\rho_{g0}} D_l \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right)_{a_0} \\ \frac{\partial g}{\partial t} = D_l \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial g}{\partial r} \right)_{a_0} \end{cases}. \quad (24)$$

Решение данной системы найдем в следующем «виде»:

$$a = A_a e^{\lambda t}, \quad p = A_p e^{\lambda t}, \quad g = A_g(r) e^{\lambda t}, \quad (25)$$

где λ и $A_a, A_p, A_g(r)$ — соответственно инкремент (определяющий промежуток времени $\tau = 1/\lambda$, в течение которого амплитуда возмущений возрастает в e раз) и амплитуды возмущений радиуса зародыша, давления газа и концентрации газа в жидкости при $t = 0$ [3].

Подставив (25) в систему уравнений (24), получаем следующие результаты:

$$\left(\rho_l^0 \lambda^2 a_0 + \frac{4\nu_l \lambda \rho_l^0}{a_0} - \frac{2\sigma}{a_0^2} \right) A_a - A_p = 0, \quad (26)$$

$$\left(-\frac{3p_{g0}\lambda}{a_0} \right) A_a + \frac{3p_{g0}}{a_0} \frac{\rho_l^0}{\rho_{g0}^0} D_l \left(\frac{dA_g(r)}{dr} \right)_{a_0} - \lambda A_p = 0, \quad (27)$$

$$r^{-2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dA_g(r)}{dr} \right) = k^2 A_g(r), \quad k = \sqrt{\frac{\lambda}{D_l}}. \quad (28)$$

Общее решение уравнения (28) имеет вид:

$$A_g(r) = \frac{C_1 e^{kr} + C_2 e^{-kr}}{r}. \quad (29)$$

Из граничных условий (22) и условия (23) получаем:

$$C_2 = a_0 e^{ka_0} A_g(a_0), \quad C_1 = 0. \quad (30)$$

С учетом (30) выражение (29) принимает вид:

$$A_g(r) = G \frac{a_0}{r} e^{k(a_0-r)} A_p. \quad (31)$$

На основании этого решения получаем:

$$\left(\frac{dA_g(r)}{dr} \right)_{a_0} = -G \frac{(1+ka_0)}{a_0} A_p. \quad (32)$$

После подстановки (32) в уравнение (27) получим:

$$\left(-\frac{3p_{g0}}{a_0} \right) A_a + \left(3p_{g0} \frac{\rho_l^0}{\rho_g^0} D_l G \frac{(1+ka_0)}{a_0^2} + \lambda \right) A_p = 0. \quad (33)$$

Решая линейно-однородную систему уравнений (26) и (33) при неизвестных A_a и A_p , получаем уравнение вида:

$$\chi(\lambda) = \rho_l^0 \lambda^2 a_0^2 + 4\rho_l^0 \lambda \nu_l^{(\mu)} + \frac{3p_{g0} Z^2}{Z^2 + 3Os(1+Z)} - \frac{2\sigma}{a_0} = 0, \quad (34)$$

$$Z = a_0 k = \sqrt{a_0^2 \lambda / D_l}, \quad K_0 = \rho_l^0 g_0 / \rho_{g0}, \quad (35)$$

где K_0 — это коэффициент Оствальда, равный отношению объемного содержания растворяемого газа в газовой фазе к его объемному содержанию в жидкой фазе в условиях равновесия между фазами [4].

В уравнении (34) первые три слагаемых выражают эффекты радиальной инерции жидкости, вязкости жидкости и процесса диффузии на развитие неустойчивости соответственно.

В том случае, когда на развитие неустойчивости оказывает влияние только радиальная инерция (можем пренебречь остальными двумя слагаемыми в (34)), для величины инкремента имеем:

$$\lambda^{(R)} = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_l^0 a_0^3}}. \quad (36)$$

Если неустойчивость определяется только вязкостью жидкости, то выражение для инкремента будет иметь вид:

$$\lambda^{(\mu)} = \frac{\sigma}{2a_0 \rho_l^0 \nu_l^{(\mu)}}. \quad (37)$$

Если же неустойчивость обеспечивается в основном только эффектами диффузии газа в зародыш, в этом случае получаем:

$$\lambda_D = \frac{D_l}{a_0^2} \left(\frac{\Pi}{2} + \sqrt{\frac{\Pi^2}{4} + \Pi} \right)^2, \quad \Pi = 3K_0 \frac{\Sigma}{1-\Sigma}, \quad \Sigma = \frac{2\sigma}{3a_0 p_{g0}}, \quad (38)$$

где Π, Σ — безразмерные величины.

Результаты расчетов

На основании решений уравнения (34) проведен анализ влияния вязкости, радиальной инерции и диффузии на величину инкремента для воды.

На рис. 1 представлена зависимость инкремента λ от исходного радиуса a_0 для метанового зародыша при различных коэффициентах Оствальда (*a*) — $K_o = 0,2314$ ($T_0 = 273$ К), (*b*) — $K_o = 0,3156$ ($T_0 = 278$ К), (*c*) — $K_o = 0,05041$ ($T_0 = 303$ К) и (*d*) $K_o = 0,05729$ ($T_0 = 358$ К) при значении давления $p_0 = 0,1$ МПа. При численном решении использовались теплофизические параметры из [1].

Сплошная линия отражает общее решение уравнения (34), а точечные, пунктирные и штрихпунктирные линии рассчитаны соответственно по формулам (36) — (38). По представленным графикам можно сделать вывод, что при давлении жидкости в 1 атм на начальном этапе роста зародыша для $a_0 = 10^{-9}$ м вязкость жидкости оказывает определяющее влияние. Для достаточно крупных

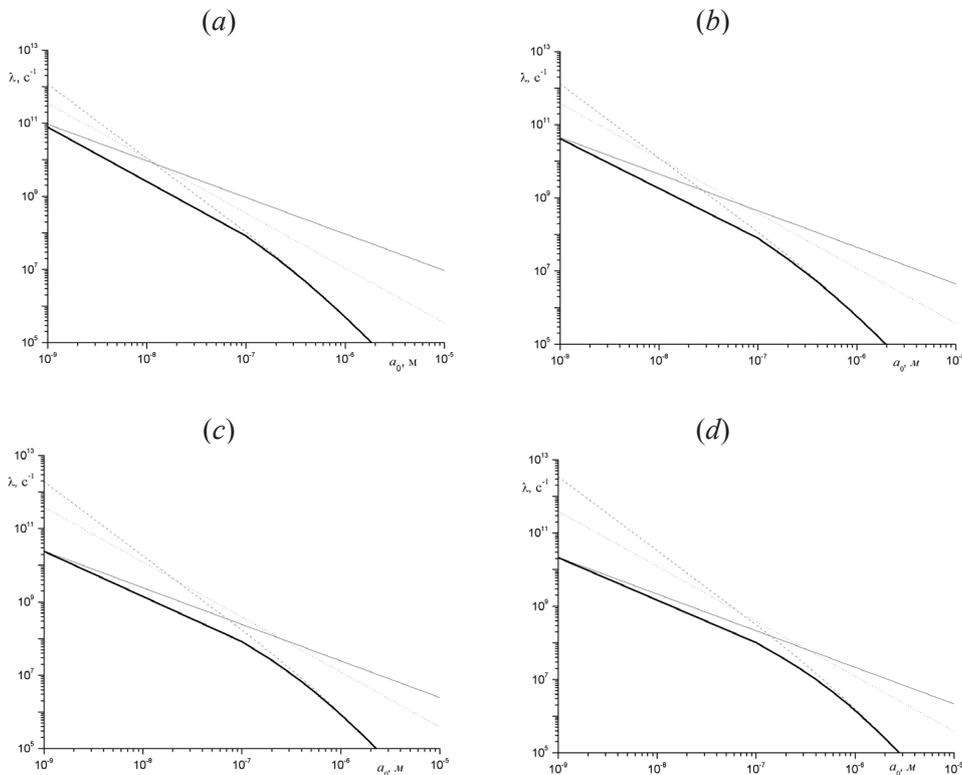


Рис. 1. Зависимость инкремента λ от исходного радиуса a_0 для метанового зародыша в воде при различных коэффициентах Оствальда, (*a*) — $K_o = 0,2314$, (*b*) — $K_o = 0,3156$, (*c*) — $K_o = 0,05041$ и (*d*) $K_o = 0,05729$ при давлении жидкости $p_0 = 0,1$ МПа

Fig. 1. Dependence of the increment λ on the initial radius a_0 for the methane nucleus in water at various Ostwald coefficients, (*a*) — $K_o = 0.2314$, (*b*) — $K_o = 0.3156$, (*c*) — $K_o = 0.05041$ and (*d*) $K_o = 0.05729$ at liquid pressure $p_0 = 0.1$ MPa

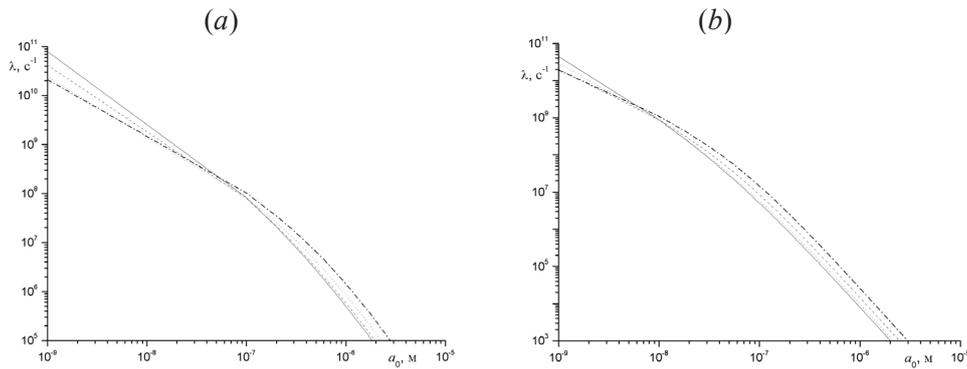


Рис. 2. Зависимость инкремента λ от исходного радиуса a_0 для метанового зародыша в воде при различных статических давлениях, (a) — $p_0 = 0,1$ МПа, и (b) — $p_0 = 1$ МПа

Fig. 2. Dependence of the increment λ on the initial radius a_0 for the methane bubble in water at various static pressures, (a) — $p_0 = 0.1$ МПа, and (b) — $p_0 = 1$ МПа

зародышей от $a_0 = 10^{-7}$ и выше рост метанового зародыша лимитируется в основном диффузионными эффектами. Радиальная инерция на всем диапазоне роста зародышей не существенна.

На рис. 2 можно наблюдать зависимость инкремента λ от исходного радиуса a_0 при различных статических давлениях (a) — $p_0 = 0,1$ МПа и (b) — $p_0 = 1$ МПа. Штрихпунктирная, точечная, пунктирная и сплошная линии соответствуют коэффициентам Оствальда $K_o = 0,2314$, $K_o = 0,3156$, $K_o = 0,05041$ и $K_o = 0,05729$.

Как видно из графиков, для зародышей в диапазоне от $a_0 = 10^{-9}$ м примерно до $a_0 = 10^{-7}$ м штрихпунктирная линия, соответствующая коэффициенту Оствальда $K_o = 0,2314$, находится ниже остальных. Это означает, что для данного диапазона зародышей при давлении в 1 атм значения инкремента малы, а, следовательно, времена релаксации сравнимо большие, а это значит, газовые зародыши более устойчивы (инертны) к росту. От $a_0 = 10^{-7}$ м картина устойчивости зародышей выглядит в точности до наоборот. Сплошная линия, соответствующая коэффициенту Оствальда $K_o = 0,05729$, оказывается ниже остальных. Это означает, что зародыши с большим содержанием газа метана в воде оказываются более устойчивыми.

На рис. 3 изображена зависимость инкремента, выражающая темп развития процесса выхода метанового зародыша из неустойчивого состояния, от первоначального радиуса a_0 при различных значениях давления. Точечная и пунктирная линии соответствуют коэффициенту Оствальда $K_o = 0,05041$ при постоянном давлении жидкости $p_0 = 0,1$ МПа и 1 МПа.

Штриховая линия находится ниже точечной, это означает, что для коэффициента Оствальда $K_o = 0,05041$ выполняется зависимость: чем больше давление жидкости, тем зародыш более устойчивый.

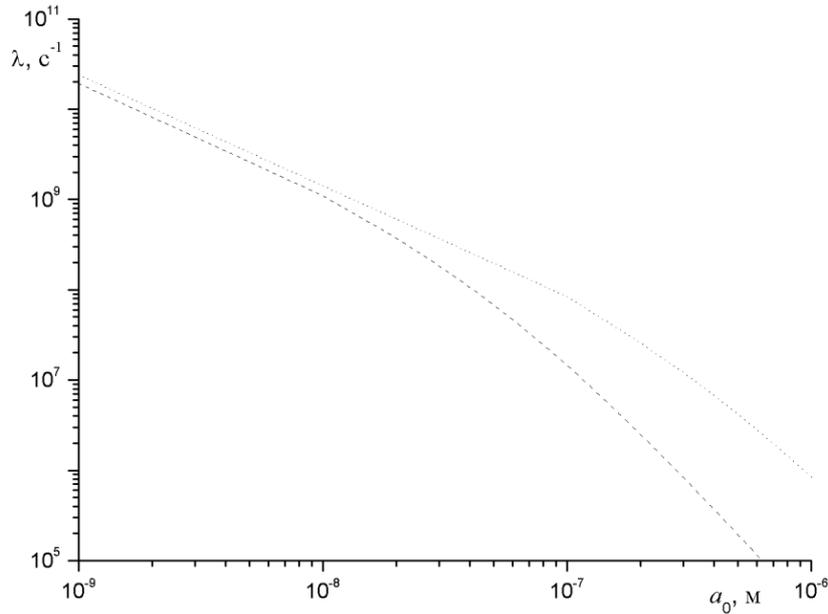


Рис. 3. Зависимость инкремента λ от исходного радиуса a_0 для метанового зародыша в воде при $K_o = 0,2314$ для давлений жидкости $p_0 = 0,1$ МПа и 1 МПа

Fig. 3. Dependence of the increment λ on the initial radius a_0 for the methane nucleus in water at $K_o = 0.2314$ for fluid pressures $p_0 = 0.1$ MPa and 1 MPa

Заклучение

В предложенной статье детально исследован процесс роста газового зародыша в перенасыщенной метаном жидкости. Предполагалось, что в первоначальном состоянии система «газовый зародыш — жидкость» находится в механическом и термодинамическом равновесии; однако было выяснено, что данное состояние равновесия такой системы является неустойчивым, как результат действия капиллярных сил на границе раздела фаз. В ходе проведенных исследований были найдены линейные уравнения, которые описывают процесс выхода газового зародыша из неустойчивого состояния. Линейный анализ полученных решений дает полную информацию о влиянии на рост газового зародыша различных факторов, таких как диффузия, эффект радиальной инерции и вязкости жидкости. Также было выяснено, как влияет эффект диффузии на развитие неустойчивости для всех исходных радиусов газового зародыша.

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что, зная коэффициент Оствальда, можно регулировать темп выхода зародыша из неустойчивого состояния, а следовательно, регулировать процесс кипения жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик. М.: Наука, 1972.
2. Давыдов М. Н. Особенности нуклеации и роста газового пузырька в магме / М. Н. Давыдов // ПМТФ. 2012. Том 53. № 3. С. 20-29.
3. Коледин В. В. Развитие неустойчивости паровых, газовых и парогазовых пузырьков в перегретой жидкости: дис. канд. физ.-мат. наук / В. В. Коледин. Уфа: Башкирский государственный университет, 2013. 123 с.
4. Кучма А. Е. Стационарный рост газового пузырька в сильно пересыщенном растворе газа в жидкости / А. Е. Кучма, Г. Ю. Гор, Ф. М. Куни // Научное приборостроение. 2008. Том 18. № 4. С. 124-128.
5. Намиот А. Ю. Растворимость газа в воде / А. Ю. Намиот. М.: Недра, 1981.
6. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1 / Р. И. Нигматулин. М.: Наука, 1987. 464 с.
7. Попов В. Н. О динамике поведения зародыша газового пузырька в гетерофазных средах / В. Н. Попов, А. Н. Черепанов / ПМТФ. 1986. Том 53. № 4. С. 68-76.
8. Чернов А. А. Особенности роста газовых пузырьков в высоковязком газонасыщенном расплаве / А. А. Чернов, А. А. Пильник // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. Днепропетровск: Триакон, 2013. Вып. 1 (12). С. 446-451.
9. Шагапов В. Ш. Об устойчивости пузырьковых парожидкостных сред / В. Ш. Шагапов // ПММ. 1986. Том 50. № 3. С. 516-524.

Victor V. KOLEDIN¹

Ivan S. MELNIK²

Anastasia A. YAKOVLEVA³

INVESTIGATION OF THE METHANE NUCLEATION GROWTH PROCESS IN THE LINEAR APPROXIMATION*

¹ Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor,
Department of Humanities and Science Disciplines,
South Ural State University Branch (Nizhnevartovsk)
vikoled@mail.ru

² Undergraduate Student, Building program,
Industrial and Civil Construction specialization,
South Ural State University Branch (Nizhnevartovsk)
melnik_chess_genius@mail.ru

³ Undergraduate Student, Instrument Making program,
Information and Measuring Equipment and Technologies
in the Oil Industry specialization,
South Ural State University Branch (Nizhnevartovsk)
nastyaya15@mail.ru

Abstract

This paper considers a linear problem of growing a single methane nucleus in water, which is initially in thermodynamic and force equilibrium with a liquid. It shows that as a result of the action of Laplace forces on the surface of the embryo, its state is unstable. To solve this problem, the basic differential equations describing the growth dynamics of the embryo in methane-saturated water were linearized. From the solution of the system of linearized equations, a unified characteristic equation was obtained in which such factors as the growth of the embryo as radial inertia, diffusion and viscosity of water were taken into account. The quantitative characteristic

* The work was financially supported by the grant from the Government of Russia for state support of scientific research conducted under the guidance of leading scientists in Russian universities (no 11.G34.31.0035).

Citation: Koledin V. V., Melnik I. S., Yakovleva A. A. 2017. "Investigation of the Methane Nucleation Growth Process in the Linear Approximation". Tyumen State University Herald. Physical and Mathematical Modeling. Oil, Gas, Energy, vol. 3, no 2, pp. 33-45.
DOI: 10.21684/2411-7978-2017-3-2-33-45

of the embryo growth in the work is the growth rate, which shows the time during which the amplitude of perturbations of the embryo increases by a factor of e . Based on the results of the study, we can conclude that the main role in the embryo growth (and, obviously, of any gas one) is the diffusion effect. The input parameter in the diffusion effect — Ostwald's number, showing the amount of soluble methane per unit volume of liquid, showed that, depending on the volume of soluble methane in water, the growth rate of the embryo is different. This fact makes it possible to control the boiling process of a gas-saturated liquid.

Keywords

Instability, methane germ, linear analysis, Henry's law, Ostwald coefficient.

DOI: 10.21684/2411-7978-2017-3-2-33-45

REFERENCES

1. Vargaftik N. B. 1972. Spravochnik po teplofizicheskim svoystvam gazov i zhidkostey [Reference Book on Thermophysical Properties of Gases and Liquids]. Moscow: Nauka.
2. Davydov M. N. 2012. "Osobennosti nukleatsii i rosta gazovogo puzyr'ka v magme" [Peculiarities of Nucleation and Growth of a Gas Bubble in a Magma]. PMTF, vol. 53, no 3, pp. 20-29.
3. Koledin V. V. 2013. "Razvitie neustoychivosti parovykh, gazovykh i parogazovykh puzyr'kov v peregretoy zhidkosti" [The Development of Instability of Vapor, Gas and Vapor-Gas Bubbles in a Superheated Liquid]. Cand. Sci. (Phys.-Math.) diss. Ufa: Bashkir State University.
4. Kuchma A. E., Gore G. Yu., Kuni F. M. 2008. "Statsionarnyy rost gazovogo puzyr'ka v sil'no peresyshchennom rastvore gaza v zhidkosti" [Stationary Growth of a Gas Bubble in a Strongly Supersaturated Solution of a Gas in a Liquid]. Nauchnoye priborostroenie, vol. 18, no 4, pp. 124-128.
5. Namiot A. Yu. 1981. Rastvorimost' gaza v vode [Solubility of Gas in Water]. Moscow: Nedra.
6. Nigmatulin R. I. 1987. Dinamika mnogofaznykh sred [Dynamics of Multiphase Media], part 1. Moscow: Nauka.
7. Popov V. N., Cherepanov A. N. 1986. O dinamike povedeniya zarodysha gazovogo puzyr'ka v geterofaznykh sredakh [On the Dynamics of the Behavior of the Embryo of a Gas Bubble in Heterophase Media]. PMTF, vol. 53, no 4, pp. 68-76.
8. Chernov A. A., Pilnik A. A. 2013. "Osobennosti rosta gazovykh puzyr'kov v vysokovyazkom gazonasyshchennom rasplave" [Peculiarities of the Growth Of Gas Bubbles in a High-Viscosity Gas-Saturated Melt]. Modern science: Researches, Ideas, Results, Technologies, vol. 1 (12), pp. 446-451. Dnepropetrovsk: Triakon.
9. Shagapov V. Sh. 1986. "Ob ustoychivosti puzyr'kovykh parozhidkostnykh sred" [On the Stability of Bubbly Vapor-Liquid Media]. PMM, vol. 50, no 3, pp. 516-524.