МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 1 • 1993

УДК 532.529.6:536.46

© 1993 г. Н. А. ЗОЛОВКИН, Н. С. ХАБЕЕВ

РАДИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ В ГАЗЕ ГОРЮЧЕЙ КОМПОНЕНТЫ

Рассматриваются газовые пузырьки, совершающие свободные радиальные колебания в жидкости. Исследуется влияние процесса теплообмена на затухание колебаний пузырьков. При этом учтены неоднородность температуры внутри пузырьков и наличие в газе горючей компоненты. Получена простая аналитическая зависимость для декремента затухания колебаний пузырьков. Показано, что присутствие малого количества горючего газа в пузырьках приводит к значительному уменьшению затухания колебаний.

В газожидкостных потоках на поверхностях раздела фаз возникает массовое, силовое и энергетическое взаимодействие между фазами. Эти взаимодействия могут существенным образом изменять поля скоростей течения, давлений и температур. Корректное описание процессов межфазного теплообмена в газожидкостных потоках пузырьковой структуры требует изучения взаимодействия одиночного пузырька с несущей фазой.

В практически важных случаях редко имеют дело с чистыми газами, чаще как правило, с газовыми смесями. Важно изучить, как влияют добавки (и, в частности, химическое энерговыделение горючей газовой составляющей) на процессы межфазного теплообмена в газожидкостных средах, на частоту и декремент затухания колебаний газовых пузырьков в жидкости. Исследование динамики газовых пузырьков в жидкости представляет интерес, в частности, при изучении распространения звука в пузырьковой среде. Затухание звука в жидкости с газовыми пузырьками связано, очевидно, со скоростью затухания радиальных колебаний пузырьков. Поэтому получение простых аналитических зависимостей для декремента затухания колебаний пузырьков имеет важное прикладное значение.

Исследованию колебаний газовых пузырьков в жидкости посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ, детальное обсуждение которых содержится в [1—5]. Представляет, однако, научно-методический и практический интерес исследование динамики и теплообмена газового пузырька в случае, когда газовая фаза содержит примеси горючего газа. Постановка задачи о сферически-симметричных процессах около газовых пузырьков и их малых колебаниях детально изложена в [1, 2].

1. Постановка задачи. Рассмотрим поведение газового пузырька в жидкости, находящейся в поле переменного давления. Газ в пузырьке состоит из двух компонент, одна из которых — инертный, а другая — горючий газ. Жидкость вокруг пузырька несжимаемая и идеальная. Процессы, происходящие в пузырьке, будем рассматривать в рамках сферически-симметричной схемы. Фазовыми переходами пренебрегаем, так как температура газа и жидкости мала. Из-за большой энергоемкости горючей компоненты в газе тепловые градиенты оказывают несоизмеримо большее влияние на динамику колебаний пузырька, чем градиенты концентрации горючей газовой составляющей, и, таким образом, диффузией в газе можно пренебречь.

Динамика радиальных колебаний пузырька описывается уравнением Рэлея [1, 2]

$$R\frac{d^2R}{dt^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2=\frac{p-p_l(\infty)-2\sigma/R}{\rho_l} \qquad (1.1)$$

Здесь R — радиус пузырька, t — время, p — давление, ρ — плотность, σ —

коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Индексом l обозначены параметры жидкости, параметры газа — без индексов.

В газе имеет место условие гомобаричности (независимость давления от пространственной координаты) [1, 2].

В случае газовых пузырьков без фазовых переходов температура жидкости практически не меняется, а тепловой поток на межфазной поверхности q формируется исключительно термическим сопротивлением газа [6]. Теплопоток на границе из-за отсутствия фазовых переходов, естественно, непрерывен. Таким образом, q определяется из решения внутренней задачи теплообмена для пузырька

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{a}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{T}{p}\frac{dp}{dt} - \frac{\Delta H}{c_p}\frac{dc}{dt} \tag{1.2}$$

$$T(r, 0) = T_0, \quad T(R, t) = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (r = 0)$$

Здесь T — температура, T_0 — начальная температура газа и жидкости, v — скорость, r — эйлерова координата — расстояние от центра пузырька, $a = \lambda/\rho c_p$ — коэффициент температуропроводности, λ — коэффициент теплопроводности c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении, γ — показатель адиабаты газа, ΔH — удельная теплота сгорания горючей компоненты, c — концентрация горючей компоненты в газе.

Уравнения состояния и неразрывности для газа имеют вид

$$p = \rho BT, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho v) = 0 \tag{1.3}$$

Здесь B — газовая постоянная смеси газов в пузырьке.

Предполагается, что начальная концентрация горючей газовой составляющей $c(0)$ есть малая величина, и поэтому можем считать, что константы, характеризующие газовую смесь в пузырьке: a, λ, c_p, γ, B, не меняются при химической реакции.

Кинетика реакции определяется законом Аррениуса [7]

$$\frac{dc}{dt} = -kc^n \exp\left(-\frac{E}{R_g T}\right) \tag{1.4}$$

Рассматриваются горючие газы с достаточно большой энергией активации E, такой, что за одно колебание газового пузырька сгорает малое количество горючего газа (квазиинертная газовая смесь). Из системы (1.2), (1.3), пользуясь условием гомобаричности в газе, можно получить соотношение

$$\frac{dp}{dt} + \frac{3\gamma p}{R}\frac{dR}{dt} = \frac{3(\gamma - 1)}{R}q - \frac{3(\gamma - 1)\Delta H}{R^3}\int_0^R \rho r^2\frac{dc}{dt}\,dr \tag{1.5}$$

$$q = \lambda\frac{\partial T}{\partial r} \quad (r = R)$$

2. Малые колебания газовых пузырьков. Рассмотрим газовый пузырек, совершающий свободные радиальные колебания в идеальной несжимаемой жидкости. Газ в пузырьке содержит горючую добавку. Пусть $\theta(r, t)$ — малое отклонение температуры от положения равновесия: $T = T_0(1 + \theta(r, t))$. Уравнение теплопроводности (1.2) приводится к виду (с учетом (1.4))

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{a}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \theta}{\partial r}\right) + kc^n\exp\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right)\frac{\Delta H}{c_p T_0}\frac{E}{R_g T_0}\theta +$$

$$+\frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{1}{p_0}\frac{dp}{dt} + kc^n\exp\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right)\frac{\Delta H}{c_p T_0} \tag{2.1}$$

$$\theta(r, 0) = 0, \quad \theta(R, t) = 0, \quad \frac{\partial\theta}{\partial r} = 0 \quad (r = 0)$$

В случае малых колебаний динамика газового пузырька может быть описана уравнением Рэлея (1.1) и первым интегралом уравнения теплопроводности (1.5), которые в этом случае имеют вид

$$R\frac{d^2R}{dt^2} = \frac{p - p_0 - 2\sigma/R}{\rho_l} \tag{2.2}$$

$$\frac{dp}{dt} + \frac{3\gamma p}{R}\frac{dR}{dt} = \frac{3(\gamma - 1)}{R}q - (\gamma - 1)w(t)\rho_0\Delta H -$$
$$-(\gamma - 1)w(t)\Delta H\rho_0\frac{E}{R_gT_0}\left(\frac{p - p_0}{p_0} + 3\frac{R - R_0}{R_0}\right) \tag{2.3}$$

$$w(t) = -kc^n\exp(-E/R_gT_0)$$

$$q = \lambda T_0\frac{\partial\theta}{\partial r} \quad (r = R)$$

Здесь q — межфазный тепловой поток, $w(t)$ — скорость химической реакции при постоянной температуре T_0, p_0 и ρ_0 — давление и плотность газовой смеси в положении равновесия, R_0 — равновесный радиус пузырька.

Решение уравнения теплопроводности (2.1), полученное методом Фурье

$$\theta(r, t) = \frac{1}{r}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{2R}{\pi}\sin\frac{k\pi r}{R}\frac{(-1)^{k-1}}{k}\int_0^t f(t_1)\exp\left(-k^2\frac{t - t_1}{t_*}\right)\exp\left(\int_{t_1}^t\varphi(t_2)\,dt_2\right)dt_1$$

$$f(t) = \frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{1}{p_0}\frac{dp}{dt} + \frac{\Delta H}{c_pT_0}kc^n\exp\left(-\frac{E}{R_gT_0}\right)$$

$$\varphi(t) = \frac{\Delta H}{c_pT_0}kc^n\exp\left(-\frac{E}{R_gT_0}\right)\frac{E}{R_gT_0}, \quad t_* = \frac{R_0^2}{\pi^2 a}$$

$$q = -\frac{R}{\pi^2t_*}\left(\int_0^t\frac{dp}{dt_1}\exp\left(-\frac{\Delta H}{c_pT_0}\frac{E}{R_gT_0}\int_{t_1}^t w(t_2)\,dt_2\right)2\sum_{k=1}^{\infty}\exp\left(-k^2\frac{t - t_1}{t_*}\right)dt_1 -\right.$$
$$\left.-\rho_0\Delta H\int_0^t w(t_1)\exp\left(-\frac{\Delta H}{c_pT_0}\frac{E}{R_gT_0}\int_{t_1}^t w(t_2)\,dt_2\right)2\sum_{k=1}^{\infty}\exp\left(-k^2\frac{t - t_1}{t_*}\right)dt_1\right)$$

Здесь t_* — характерное тепловое время задачи.

Найдено аналитическое приближение третьего порядка точности для подынтегрального экспоненциального ряда

$$2\sum_{n=1}^{\infty}e^{-n^2z} = \begin{cases}\sqrt{\pi/z} - 1, & 0 < z \le \pi/2\\ 2e^{-z}, & \pi/2 < z\end{cases}$$

Вводим безразмерное время $\tau = t/t_*$, в этих обозначениях

$$2\sum_{k=1}^{\infty}\exp(-k^2(\tau - \tau_1)) = \begin{cases}2\exp(-(\tau - \tau_1)), & 0 \le \tau_1 < \tau - \pi/2\\ \sqrt{\pi/(\tau - \tau_1)} - 1, & \tau > \tau_1 \ge \tau - \pi/2\end{cases}$$

Воспользовавшись последним равенством, получаем асимптотическое выражение для межфазного теплового потока

$$q = -\frac{R}{\pi^{3/2}t_*}\int_0^\tau\frac{dp}{d\tau_1}\frac{d\tau_1}{\sqrt{\tau - \tau_1}} - \frac{R}{\pi^{3/2}t_*}\int_0^\tau\frac{dp}{d\tau_1}\times$$

$$\times \left(\exp \left(-t_* \frac{\Delta H}{c_p T_0} \frac{E}{R_g T_0} \int\limits_{\tau_1}^{\tau} w(\tau_2)\, d\tau_2 \right) - 1 \right) \frac{d\tau_1}{\sqrt{\tau - \tau_1}} +$$

$$+ \frac{R}{\pi^{3/2}} \rho_0 \Delta H \int\limits_0^{\tau} w(\tau_1) \exp \left(-t_* \frac{\Delta H}{c_p T_0} \frac{E}{R_g T_0} \int\limits_{\tau_1}^{\tau} w(\tau_2)\, d\tau_2 \right) \frac{d\tau_1}{\sqrt{\tau - \tau_1}}$$

Предполагается, что при отсутствии акустических волн химическая реакция в газе протекает при постоянной температуре T_0, а давление в газе и радиус пузыря не изменяются. Такое допущение справедливо для горючих веществ с достаточно большой энергией активации, т. е. химическая реакция протекает настолько медленно, что все тепло, получаемое газом в результате химического энерговыделения, успевает быстро перекачиваться из пузырька в жидкость. При этом реакция горения моделируется как простейшая гомогенная реакция окисления с выделением тепла.

Воспользовавшись этим предположением, получаем окончательное выражение для межфазного теплопотока

$$q = -\frac{R}{\pi^{3/2} t_*} \int\limits_0^{\tau} \frac{dp}{d\tau_1} \frac{d\tau_1}{\sqrt{\tau - \tau_1}} - \frac{R}{\pi^{3/2} t_*} \int\limits_0^{\tau} \frac{dp}{d\tau_1} \times$$

$$\times \left(\exp \left(-t_* \frac{\Delta H}{c_p T_0} \frac{E}{R_g T_0} \int\limits_{\tau_1}^{\tau} w(\tau_2)\, d\tau_2 \right) - 1 \right) \frac{d\tau_1}{\sqrt{\tau - \tau_1}} + \frac{R}{3} w(t) \rho_0 \Delta H \tag{2.4}$$

Асимптотика (2.4) верна для случая малых колебаний, так как экспоненциальный ряд, стоящий под интегралом в выражении для теплового потока, имеет гиперболическую структуру и поэтому при $\tau \to \tau_1$ имеем

$$2 \sum_{k=1}^{\infty} \exp(-k^2(\tau - \tau_1)) \longrightarrow \sqrt{\frac{\pi}{\tau - \tau_1}} - 1$$

Если горючая компонента такова что $\Delta H / c_p T_0 >> 1$, то из (1.2) в конечных разностях с учетом (1.4) следует, что в линейной задаче по θ изменением концентрации горючей компоненты газа можно пренебречь по сравнению с изменениями температуры в газе, т. е. $w(\tau) \approx w(0)$ в (2.1).

Для случая малых колебаний радиус и давление газа в пузырьке могут быть описаны действительными частями выражений [3]

$$R = R_0(1 + \delta e^{h\tau}), \quad p = p_0(1 + \beta e^{h\tau}), \quad |\delta| << 1, \quad |\beta| << 1$$

Частота колебаний $f = \omega / 2\pi = \mathrm{Im}(h)/2\pi$, где h — комплексное число.

Уравнения (2.2) и (2.3) линеаризуются с учетом (2.4) и приводятся к виду

$$h^2 \delta = \frac{1}{3\gamma} \left(\frac{\mathrm{Pe}}{2\pi^2} \right)^2 \beta \tag{2.5}$$

$$h\beta + 3\gamma h\delta = -\frac{3(\gamma - 1)}{\pi} h^{1/2} \beta -$$

$$-(\gamma - 1) \Delta H w(0)\, t_* \frac{\rho_0}{p_0} \frac{E}{R_g T_0} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\mathrm{Pe}}{2\pi^2} \right)^2 h^{-2} \right) \beta +$$

$$+ \frac{3(\gamma - 1)}{2\pi} \frac{\Delta H}{c_p T_0} \frac{E}{R_g T_0} w(0)\, t_* h^{-1/2} \beta, \quad \mathrm{Pe} = \frac{2R_0}{a} \sqrt{\frac{3\gamma p_0}{\rho_l}}. \tag{2.6}$$

Здесь Pe — тепловое число Пекле. При получении (2.6) воспользовались малостью функции $w(\tau)$, а также тем, что процесс колебаний пузырька происходит очень длительное время по сравнению с характерным тепловым временем задачи t_*, т. е. в выражении (2.4) для теплового потока $\tau \to +\infty$.

Из уравнений (2.5) и (2.6) можно получить характеристическое уравнение относительно h как условие существования нетривиального решения системы линейных уравнений

$$h^2 + \frac{3(\gamma-1)}{\pi} h^{3/2} + \left(\frac{\mathrm{Pe}}{2\pi^2}\right)^2 = \gamma F \left(h + \frac{1}{\gamma}\left(\frac{\mathrm{Pe}}{2\pi^2}\right)^2 \frac{1}{h}\right) -$$

$$- \frac{3(\gamma-1)}{2\pi} F h^{1/2}; \quad F = kc^n(0) \exp\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right) \frac{\Delta H}{c_p T_0} \frac{E}{R_g T_0} t_* \qquad (2.7)$$

В частном случае химически инертного газа в пузырьке уравнение (2.7) переходит в характеристическое уравнение из [2].

3. Асимптотическое решение характеристического уравнения. Найдем корень уравнения (2.7), соответствующий затухающим колебаниям. В случае достаточно крупных пузырьков, когда влияние теплообмена на их динамику мало ($\mathrm{Pe} \gg 1$), можно искать решение уравнения (2.7) в виде [3]

$$h = r(\cos\varphi + i\sin\varphi), \quad r = N(1+y), \quad \varphi = \pi/2 + x$$

$$N = \mathrm{Pe}/2\pi^2, \quad |y| \ll 1, \quad 0 < x \ll 1 \qquad (3.1)$$

Такой вид решения означает, что затухание колебаний мало, а частота колебаний близка к миннаэртовской частоте свободных колебаний газового пузырька.

Правомерность существования данного решения можно объяснить тем, что горючая компонента присутствует в пузырьках в малом количестве и скорость химической реакции мала, а значит, и мало химическое энерговыделение за один период колебания пузырька.

Используя асимптотические выражения для тригонометрических функций от φ и подставляя их значения в уравнение (2.7), получаем

$$N^2(1+2y)(-1-2ix) + \frac{3(\gamma-1)}{\pi} N^{3/2}\left(1 + \frac{3}{2}y\right) \times$$

$$\times \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{i}{\sqrt{2}}\right) + \frac{3(\gamma-1)}{2\pi} F N^{1/2}\left(1 + \frac{y}{2}\right)\left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{i}{\sqrt{2}}\right) + N^2 =$$

$$= \gamma F\left(N(1+y)(-x+i) + \frac{N^2}{\gamma}\frac{-x-i}{N(1+y)}\right)$$

Пренебрегая произведениями малых величин xy, а также учитывая, что для достаточно больших пузырьков $N \gg 1$, получаем систему из двух линейных уравнений (относительно действительной и мнимой частей) для x и y

$$-2y - \frac{3(\gamma-1)}{\pi\sqrt{2N}} + \frac{3(\gamma-1)}{2\pi}\frac{F}{N^{3/2}\sqrt{2}} = 0$$

$$-2x + \frac{3(\gamma-1)}{\pi\sqrt{2N}} - \frac{(\gamma-1)F}{N} + \frac{3(\gamma-1)}{2\pi\sqrt{2}}\frac{F}{N^{3/2}} = 0 \qquad (3.2)$$

Логарифмический декремент затухания колебаний пузырька

$$\Lambda = -\frac{2\pi\,\mathrm{Re}(h)}{|\mathrm{Im}(h)|} = \frac{3\pi(\gamma-1)}{\sqrt{\mathrm{Pe}}} - \frac{\pi(\gamma-1)}{\omega_0} kc^n(0)\exp\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right)\frac{\Delta H}{c_p T_0}\frac{E}{R_g T_0}$$

(3.3)

$$\omega = \omega_0(1+y), \quad \omega_0 = \frac{1}{R_0}\sqrt{\frac{3\gamma p_0}{\rho_l}}$$

$$y = -\frac{3(\gamma-1)}{2\sqrt{\mathrm{Pe}}} + \frac{3(\gamma-1)}{\mathrm{Pe}^{3/2}}\frac{R_0^2}{2a} kc^n(0)\exp\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right)\frac{\Delta H}{c_p T_0}\frac{E}{R_g T_0} \tag{3.4}$$

Здесь ω_0 — частота Миннаэрта адиабатических колебаний пузырька.

Из формул (3.3) и (3.4) видно, что поправки к декременту затухания колебаний и частоте свободных колебаний изменяются пропорционально удельной теплоте сгорания горючей компоненты ΔH. Декремент затухания уменьшается, а частота свободных колебаний увеличивается при увеличении ΔH.

Поправка к декременту затухания колебаний увеличивается пропорционально R_0, а поправка к частоте свободных колебаний газового пузырька растет пропорционально $R_0^{1/2}$.

Результаты (3.3) и (3.4) в предельном случае, т. е. при отсутствии горючей компоненты в газе ($c(0) = 0$, либо $\Delta H = 0$), полностью совпадают с формулами, полученными ранее в [3].

На основании (1.4) имеем критерий квазиинертности газовой смеси в пузырьке

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\omega_0} kc^n(0)\exp\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right) \ll 1 \tag{3.5}$$

В итоге (3.3) с учетом (3.5) переписывается в виде

$$\Lambda = \frac{3\pi(\gamma-1)}{\sqrt{\mathrm{Pe}}} - \frac{\gamma-1}{2}\frac{\Delta H}{c_p T_0}\frac{E}{R_g T_0}\varepsilon \tag{3.6}$$

Представляет интерес рассмотреть логарифмический декремент затухания малых колебаний как функцию равновесного радиуса пузырька R_0

$$\Lambda(R_0) = \frac{b_1}{\sqrt{R_0}} - b_2 R_0$$

$$b_1 = 3\pi(\gamma-1)\sqrt{\frac{a}{2}}\sqrt[4]{\frac{\rho_l}{3\gamma p_0}} \tag{3.7}$$

$$b_2 = \frac{\pi(\gamma-1)}{\sqrt{3\gamma p_0/\rho_l}} kc^n(0)\exp\left(-\frac{E}{R_g T_0}\right)\frac{\Delta H}{c_p T_0}\frac{E}{R_g T_0}$$

Из (3.7) видно, что существует критический радиус пузырька R_*, такой, что $\Lambda(R_*) = 0$. Из (3.3) легко найти R_*

$$R_* = \left(\frac{3\sqrt{a/2}\,\sqrt[4]{3\gamma p_0/\rho_l}}{kc^n(0)\exp(-E/R_g T_0)}\frac{c_p T_0}{\Delta H}\frac{R_g T_0}{E}\right)^{2/3} \tag{3.8}$$

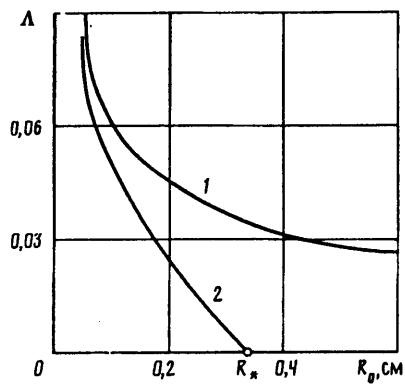
Критический радиус зависит от термодинамических свойств начальной газовой смеси, а также от химических свойств горючей примеси в газе и от ее количества.

Были проведены расчеты для газового пузырька, колеблющегося около положения равновесия в жидкости, когда в газовой фазе присутствует добавка горючего вещества.

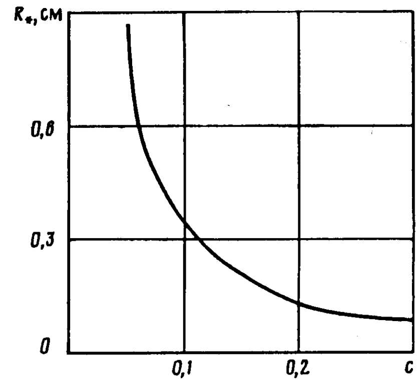
На фиг. 1 приведены зависимости декремента затухания Λ от равновесного радиуса пузырька R_0. Кривая *1* соответствует радиальным колебаниям воздушного пузырька в воде при нормальных условиях, когда газовая фаза — воздух (химически нейтральная среда). Данная зависимость полностью согласуется с результатом, полученным в [3].

Кривая *2* соответствует радиальным колебаниям пузырька в воде для случая, когда газовая фаза состоит из двух компонент: воздуха и 10%-ной горючей смеси ацетилена с кислородом ($C_2H_2 + 2{,}5\ O_2$). Параметры химической кинетики брались из [8, 9], R_* — критический радиус пузырька: $\Lambda(R_*) = 0$.

Пузырек с равновесным радиусом совершает незатухающие, но и не адиабатические радиальные колебания. В этом случае тепловая диссипация



Фиг. 1



Фиг. 2

энергии, приводящая к затуханию колебаний, компенсируется тепловыделением в результате химической реакции горючей газовой компоненты.

На фиг. 2 приведена зависимость критического радиуса воздушного пузырька в воде от начальной объемной концентрации примеси ацетилена с кислородом (C_2H_2 + 2,5 O_2) в воздухе. Из графика видно, что чем крупнее пузырь, тем меньшая концентрация горючей компоненты необходима для того, чтобы колебания пузырька не затухали. Это согласуется с известным фактом о том, что крупные пузырьки с химически нейтральным газом совершают адиабатические незатухающие колебания [3].

Расчеты показали кардинальное влияние химического тепловыделения горючей компоненты газа на затухание малых колебаний газовых пузырьков в жидкости.

В случае отсутствия горючей компоненты в газе ($c = 0$) из формулы (3.8) следует, что $R_* = \infty$. Из формулы для декремента затухания Λ видно, что для веществ с достаточно большой энергией активации ($E/R_g T_0 >> 1$) увеличение начальной температуры T_0 приводит к уменьшению Λ. Это объясняется усилением химического энерговыделения за счет увеличения скорости химической реакции при повышении T_0.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1984. 560 с.
2. *Нигматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
3. *Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С.* Декременты затухания колебаний и эффективные коэффициенты теплообмена пузырьков, радиально пульсирующих в жидкости//Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 6. С. 80—87.
4. *Fanelli M., Prosperetti A., Reali M.* Radial oscillations of gas-vapor bubbles in liquids. Pt 1: Mathematical formulation//Acustica. 1981. V. 47. № 4. P. 253—265.
5. *Fanelli M., Prosperetti A., Reali M.* Radial oscillations of gas-vapor bubbles in liquids. Pt 2: Numerical examples//Acustica. 1981. V. 49. № 2. P. 98—109.
6. *Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С.* Теплообмен газового пузырька с жидкостью//Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 5. С. 94—100.
7. *Борисов А. А., Заманский В. М., Лисянский В. В. и др.* Кинетика выделения энергии при высокотемпературном воспламенении смесей углеводородов с воздухом и кислородом//Хим. физика. 1988. Т. 7. № 5. С. 665—673.
8. *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
9. Справочник химика. Т. 3/Под ред. Никольского Б. П. М.; Л.: Химия, 1965. 1005 с.

Москва

Поступила в редакцию
23.VIII.1991