01;03

Об определении времени релаксации газожидкостной смеси

© В.Г. Ковалев, М.Б. Ригина, В.Н. Цуркин

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины, Николаев

Поступило в Редакцию 30 сентября 1998 г.

Выполнена оценка времени релаксации газожидкостной смеси. При этом интегрируется новое широкодиапазонное уравнение динамики межфазной границы типа Рэлея в поле ступенчатой волны давления для различных значений начального радиуса пузырька и амплитуд волновой нагрузки.

Показано, что для описания электровзрывных процессов в реальных газожидкостных смесях может быть использована модель равновесной среды.

Динамические процессы, происходящие в двухкомпонентных газожидкостных смесях, могут быть описаны в рамках равновесной модели при условии, что характерное время этих процессов значительно превышает время релаксации компонент смеси. Для нестационарных сигналов с крутым передним фронтом речь идет об интервале между мгновенным изменением давления и установлением соответствующего равновесного значения плотности, что для пузырьковых жидкостей полностью определяется пульсациями пузырьков газа.

Рассмотрим процесс установления нового равновесного радиуса одиночного пузырька в жидкости при нагружении волной ступенчатого профиля, который условно разделим на две стадии. На первой происходит адиабатическое сжатие пузырька, возникают колебания затухающего характера, наконец, устанавливается равновесный адиабатический радиус и соответствующая плотность. При этом достигается лишь механическое равновесие, температура газа в пузырьке еще выше температуры окружающей среды; термодинамическое же равновесие устанавливается на второй стадии, когда радиус уменьшается до изотермического значения с очень малой скоростью, поэтому учет акустических или вязкостных эффектов не нужен.

Для корректного подхода к описанию первой стадии процесса оценим основные характеристики второй стадии: характерное время установления теплового равновесия τ определим методами теории подобия [1], записав уравнение теплопроводности для случая сферической симметрии в виде

$$\frac{\langle T\rangle}{\langle R^2\rangle} + \frac{2\langle T\rangle}{\langle R^2\rangle} = \frac{\langle T\rangle}{a^2\tau}, \text{ или } \tau = \frac{\langle R^2\rangle}{3a^2}, \tag{1}$$

где a —коэффициент температуропроводности.

Равновесный адиабатический радиус пузырька R_a, характерный для второй стадии, связан с начальным радиусом R_0 и приложенным избыточным давлением δP соотношением

$$R_a = R_0 \left(\frac{P_0}{P_0 + \delta P}\right)^{\frac{1}{3\gamma}}, \tag{2}$$

где P_0 — гидростатическое давление; γ — показатель адиабаты, а конечный изотермический радиус R_i — соотношением

$$R_i = R_0 \left(\frac{P_0}{P_0 + \delta P}\right)^{1/3}. \tag{3}$$

Выражения (1)–(3) позволяют определить характерное время второй стадии $\tau = (R_0/3a^2)[P_0/(P_0 + \delta P)]^{2/(3\gamma)}$, относительное изменение радиуса пузырька $\delta R = (R_a - R_i)/R_i$ и среднюю скорость движения его стенки $v = \delta R \cdot R_i/\tau$, результаты расчета которых при различных значениях радиуса пузырьков R_0 и избыточного давления δP приведены в табл. 1.

Величина δR, зависящая только от давления, при больших значениях последнего достаточно велика, и потому учет процесса сжатия при исследовании, например, расширения полости в жидкости с естественной газонасыщенностью может оказаться необходимым. Скорости сжатия в большинстве случаев невелики, но для малых пузырьков и больших давлений пренебрегать динамическими эфектами, по-видимому, нельзя. Кроме того, если характерное время второй стадии окажется сравнимым с временем релаксации среды, то разделение процесса на две стадии окажется невозможным; сжатие и теплообмен будут протекать одновременно. Однако это не усложняет математической модели пульсаций, так как процесс может быть описан аналогичными уравнениями политропического сжатия пузырька с показателем политропы, лежащим в интервале между адиабатическим и изотермическим значениями (определение его становится отдельной задачей).

Таблица 1.

Определяемые параметры	R_0, μm	$\delta P \cdot 10^{-5}$, Pa			
		1	10	50	100
τ, μs	50	30	13	6.4	4.6
v, m/s		0.09	0.43	0.96	0.13
τ, μs	10	1.2	0.5	0.26	0.2
v, m/s		0.45	2.2	4.8	6.2
τ, μs	5	0.3	0.13	0.06	0.05
v, m/s		0.9	4.3	9.6	13
τ, μs	1	0.01	0.005	0.003	0.002
v, m/s		4.5	22	48	64
δR	Любой	0.07	0.26	0.45	0.55

Рассмотрим теперь первую стадию — адиабатические или политропические пульсации. Полученное в [2] в линейном приближении выражение для декремента затухания

$$\beta_{\text{л}} = \left(\frac{4\eta}{\rho_0 R_0^2} + \frac{3\gamma P_{0g}}{\rho_0 c_0 R_0}\right) \Big/ \left[2\left(1 + \frac{4\eta}{\rho_0 c_0 R_0}\right)\right], \tag{4}$$

где η — коэффициент динамической вязкости, ρ_0 — плотность жидкости, c_0 — невозмущенная скорость звука в жидкости; P_{0g} — давление газа в пузырьке, можно упростить и в дальнейшем использовать для анализа нелинейного процесса:

$$\beta_{\text{л}} = \frac{2\eta}{\rho_0 R_0^2} + \frac{3\gamma P_{0g}}{2\rho_0 c_0 R_0}, \tag{5}$$

так как даже при минимальном $R_0 = 1\,\mu$m для воды $4\eta/(\rho_0 c_0 R_0) = 0.003$.

Первый член в (5) определяет вклад в величину затухания вязкостных эффектов, второй — радиационных эффектов (излучения волн в жидкость). Рассматривая их отношение, уже при сравнительно небольших давлениях, например, при $P_{0g} = 0.14$ MPa для $R_0 = 10\,\mu$m выясняется, что вклад эффектов излучения становится определяющим.

Это, прежде всего, означает, что нелинейное уравнение Рэлея, где радиационные эффекты отсутствуют по определению, в интересующем нас диапазоне P_{0g} и R_0 не пригодно для оценки времени релаксации среды.

Далее рассмотрим нелинейное затухание на основе уравнения пульсаций в поле переменного давления [3,4]

$$R\ddot{R}\left(1+\frac{P_1}{\rho_0 c_1^2}-\frac{\dot{R}}{c_1}+\frac{\dot{R}^2}{2c_1^2}\right)+\frac{3}{2}\dot{R}^3\left(1-\frac{\dot{R}}{3c_1}\right)$$
$$=\frac{P_1}{\rho_0}\left(1+\frac{\dot{R}_1}{c_1}\right)+\frac{R\dot{P}_1}{\rho_0 c_1}, \qquad (6)$$

$$P_1=P_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}-P_0-P, \quad c_1=c_0+\dot{R}.$$

Анализ графических зависимостей, полученных в результате численного решения уравнения (6) в случае нагружения ступенчатой волной давления, позволил выделить два типа пульсаций [5]. Первый — пульсации, близкие к линейным, характерен для пузырьков сравнительно большого начального радиуса при малых избыточных давлениях (из рассмотренных режимов — при $R_0 = 10\,\mu$m и $R_0 = 50\,\mu$m и $\delta P \leqslant 3$ MPa. Второй тип пульсаций, реализующийся при больших давлениях, а для пузырьков размером менее $10\,\mu$m и при относительно небольших, характерен существенно нелинейной пульсацией, сопровождающейся большой потерей энергии, и последующими достаточно длительными малыми линейными колебаниями около положения равновесия (время их затухания можно не учитывать при определении времени релаксации плотности).

Введем понятие декремента затухания i-той пульсации

$$\beta_i=\frac{1}{t_{i+1}-t_i}\ln\left(\frac{R_i-R_a}{R_{i+1}-R_a}\right) \qquad (7)$$

и сравним его значение с линейным затуханием $\beta_{л}$, согласно (5), для двух характерных режимов пульсаций, результаты расчетов приведены в табл. 2.

Как видно, в случае релаксации среды по второму типу можно действительно принять, что новое равновесное значение плотности

Таблица 2.

Параметры режима	i	R_i/R_{i-1}	$t_i\,\mu$s	$\beta_i, \mu\text{s}^{-1}$	$\beta_л, \mu\text{s}^{-1}$
$R_0 = 50\,\mu$m	1	0.27	1.58	0.037	
$P = 1$ MPa	2	0.30	4.5	0.032	
	3	0.33	7.3	0.032	0.0317
	4	0.35	10.1	0.0318	
$R_0 = 10\,\mu$m	1	0.420	0.43	1.41	
$P = 10$ MPa	2	0.493	0.94	0.41	
	3	0.506	1.45	0.40	0.396
	4	0.508	1.96	0.40	

устанавливается уже после первой пульсации пузырька. Поскольку же величина затухания первой, существенно нелинейной пульсации в несколько раз превышает линейное значение (5), то величина $t_\beta = 1/\beta_л$ характеризует время релаксации пузырьковой среды с достаточным запасом.

Учитывая, что для пузырьков малого размера основной вклад в затухание вносят радиационные эффекты [2], можно записать условие корректности равновесного приближения в виде

$$P > \frac{2\rho_0 c_0 R_0}{3\gamma t_\beta}. \qquad (8)$$

Если потребовать, чтобы время релаксации среды было менее $1\,\mu$s, то для пузырьков радиусом $15\,\mu$m из (8) получим условие $P > 10$ MPa, что позволяет, например, использовать модель равновесной среды при описании гидродинамики электровзрыва в пузырьковой газожидкостной среде с естественным газонасыщением, когда $R_0 \lesssim 15\,\mu$m [6,7].

Список литературы

[1] *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М: Наука, 1977. 438 с.

[2] *Губайдуллин А.А., Ивандаев А.И., Нигматулин Р.И.* и др. // Итоги науки и техники. ВИНИТИ. МЖГ. 1982. Т. 17. С. 160–249.

[3] *Ковалев В.Г.* // Акустический журнал. 1994. Т. 40. № 4. С. 606–608.

[4] *Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г., Кривицкий Е.В.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 2. С. 197–200.
[5] *Ковалев В.Г., Ригина М.Б., Цуркин В.Н.* // Ипульсные процессы в механике сплошных сред: Тех. докл. II науч. шк. Николаев, 1996. С. 37.
[6] *Ковалев В.Г., Ригина М.Б., Цуркин В.Н.* // Тез. докл. науч.-техн. конф. "Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности". Николаев, 1992. С. 78.
[7] *Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г., Ригина М.Б.* // Инженерно-физический журнал. 1994. Т. 67. № 1–2. С. 54–58.