

УДК 532.5

М. А. ИЛЬГАМОВ, Э. Ш. НАСИБУЛЛАЕВА, Д. В. КОНДРАТЬЕВ

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕСФЕРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ
ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

Проводится сравнительный параметрический анализ системы уравнений, описывающей сферически-несферические колебания газового пузырька в несжимаемой идеальной жидкости при учете членов до второго порядка малости по амплитуде возмущения поверхности. Были проведены численные расчеты данной системы уравнений для различных значений начального отклонения от сферы, амплитуды давления, начального радиуса и для различных законов изменения заданного давления в жидкости. *Газовый пузырек; идеальная несжимаемая жидкость; несферические колебания; параметрический анализ*

ВВЕДЕНИЕ

Устойчивость межфазной границы раздела является одной из основных задач гидродинамики. Впервые она была поставлена Дж. Тейлором [1] в случае плоской границы раздела между двумя жидкостями различной плотности. Он показал, что граница раздела устойчива или неустойчива в зависимости от того, направлено ли ускорение от более плотной жидкости к менее плотной или наоборот. Однако условия устойчивости, выведенные Тейлором, не могли дать полного объяснения в случае, когда граница раздела имеет сферическую форму. М. Плессет [2] рассмотрел задачу об устойчивости границы раздела между двумя несмешивающимися несжимаемыми жидкостями разной плотности при радиальном движении. С учетом только членов до первого порядка малости по амплитуде возмущения поверхности пузырька была получена система дифференциальных уравнений, описывающая сферически-несферические колебания данной границы раздела. В них амплитуда несферического возмущения поверхности раздела не влияет на чисто сферическое движение поверхности пузырька. В случае, когда внутри сферы находится газ (а значит, его плотностью по сравнению с плотностью жидкости можно пренебречь), соответствующее уравнение совпадает с уравнением Рэлея–Ламба [3].

В работе [4] приведен вывод уравнений, аналогичных уравнению Плессета, когда в случае несферических колебаний газового пузырька в идеальной несжимаемой жидкости учитывались члены до второго порядка мало-

сти по амплитуде возмущения поверхности. При этом оказалось, что нелинейные члены по амплитуде возмущения поверхности пузырька влияют на уравнение движения невозмущенной поверхности. Случай вязкой жидкости был рассмотрен в работе [5]. В данной работе система уравнений, полученная в [4], численно исследуется для различных значений параметров.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается одиночный газовый пузырек в безграничной идеальной несжимаемой жидкости плотности ρ_l , который в равновесном состоянии имеет сферическую форму радиуса R_0 . Под действием изменения давления в жидкости на бесконечности пузырек совершает колебания около своего начального положения. Если имеется сколь угодно малое отклонение от сферической формы или от равномерного изменения давления в жидкости, колебания пузырька происходят с нарушением сферической симметрии. Предполагается, что массовые силы отсутствуют, давление газа внутри пузырька изменяется по адиабатическому закону.

Форма поверхности пузырька принимается в виде эллипсоида вращения. В таком случае радиальная координата поверхности пузырька равна

$$r_s = R(t) + a(t)P_2(\cos \theta).$$

Здесь $R(t)$ — радиус пузырька, совершающего сферически-симметричное движение, $a(t)$ — амплитуда возмущения радиальной поверх-

ности пузырька, $P_2(\cos \theta) = \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2}$ — полином Лежандра второй степени.

Предполагается, что

$$|a(t)/R(t)|^3 \sim \varepsilon, \quad (1)$$

где ε — величина, которой можно пренебречь по сравнению с единицей.

Сферически-несферические колебания пузырька описываются следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений относительно функций $R(t)$ и $a(t)$ [4]:

$$\begin{aligned} R\ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 + \frac{1}{45} \frac{a^2}{R^2}\right) \dot{R}^2 - \frac{13}{15} \frac{a}{R} \dot{R}\dot{a} + \frac{7}{30} \dot{a}^2 = \\ = \left(1 + \frac{1}{5} \frac{a^2}{R^2}\right) \frac{p_g - p_\infty}{\rho_l} - \left(1 - 2 \frac{a^2}{R^2}\right) \frac{2\sigma}{\rho_l R}, \\ \ddot{a} + 3 \frac{\dot{R}}{R} \dot{a} + \left(\frac{12\sigma}{\rho_l R^3} - \frac{\ddot{R}}{R}\right) a - \frac{2}{7} \frac{\dot{a}^2}{R} - \frac{8}{7} \frac{\dot{R}}{R^2} a \dot{a} - \\ - \frac{4}{7} \left(\frac{6\ddot{R}}{R^2} - \frac{\dot{R}^2}{R^3} + \frac{3\sigma}{\rho_l R^4}\right) a^2 = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь p_g — давление газа на стенки пузырька, p_∞ — давление жидкости на бесконечности, σ — коэффициент поверхностного натяжения пузырька.

Для малых возмущений поверхности, когда вместо условия (1) выполняется условие $|a/R|^2 \sim \varepsilon$, из (2) получается система уравнений [2]:

$$\begin{aligned} R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{p_g - p_\infty}{\rho_l} - \frac{2\sigma}{\rho_l R}, \\ \ddot{a} + 3 \frac{\dot{R}}{R} \dot{a} + \left(\frac{12\sigma}{\rho_l R^3} - \frac{\ddot{R}}{R}\right) a = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Давление газа внутри пузырька выражается следующей формулой:

$$p_g = \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(1 - \frac{3}{5} \gamma \frac{a^2}{R^2}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}, \quad (4)$$

где p_0 — начальное давление в жидкости, γ — показатель адиабаты.

В работе будут рассматриваться пять различных законов для давления жидкости на бесконечности:

$$(a) \quad p_\infty = p_0 + \Delta P, \quad t \in [0, +\infty);$$

$$(б) \quad p_\infty = p_0 - \Delta P, \quad t \in [0, \infty);$$

$$(в) \quad p_\infty = \begin{cases} p_0 - \Delta P \sin(\omega t), & t \in [0, T/2], \\ p_0, & t > T/2; \end{cases}$$

$$(г) \quad p_\infty = \begin{cases} p_0 - \Delta P \sin(\omega t), & t \in [0, T], \\ p_0, & t > T; \end{cases}$$

$$(д) \quad p_\infty = p_0 - \Delta P \sin(\omega t), \quad t \in [0, \infty).$$

Здесь ΔP — амплитуда изменения заданного давления в жидкости, ω — угловая частота.

Начальные условия для нахождения функций $R(t)$ и $a(t)$:

$$R(0) = R_0, \quad \dot{R}(0) = 0, \quad a(0) = a_0, \quad \dot{a}(0) = 0.$$

Величина $\delta = a_0/R_0$ является малой по сравнению с единицей. Таким образом, считается, что в начальный момент времени есть малое отклонение поверхности от сферической формы.

При линеаризации системы уравнений (3) получаются собственные частоты сферических и несферических колебаний, квадраты которых выражаются следующими формулами:

$$\omega_R^2 = \frac{3\gamma p_0 + (3\gamma - 1) \frac{2\sigma}{R_0}}{\rho_l R_0^2}, \quad \omega_a^2 = \frac{12\sigma}{\rho_l R_0^3}.$$

Отношение этих частот имеет вид

$$\Omega = \frac{\omega_a}{\omega_R} = \sqrt{\frac{12\sigma}{R_0 \left(3\gamma p_0 + (3\gamma - 1) \frac{2\sigma}{R_0}\right)}}.$$

Принимаются значения физических параметров, соответствующие параметрам воды и воздуха: $\rho_l = 10^3$ кг/м³, $\sigma = 0,073$ Н/м, $p_0 = 10^5$ Па, $\gamma = 1,4$. Начальный радиус пузырька принимается равным $R_0 = 5$ мкм. В этом случае $\Omega \approx 0,58$, таким образом, частота сферических колебаний почти в два раза больше частоты несферических колебаний пузырька.

Для интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка использовался метод Рунге–Кутты, основанный на формулах Дормана–Принса с автоматическим выбором шага [6].

2. ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ КОЛЕБАНИЙ ОТ НАЧАЛЬНОГО ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СФЕРЫ

Пусть система пузырек–жидкость выводится из состояния покоя путем изменения

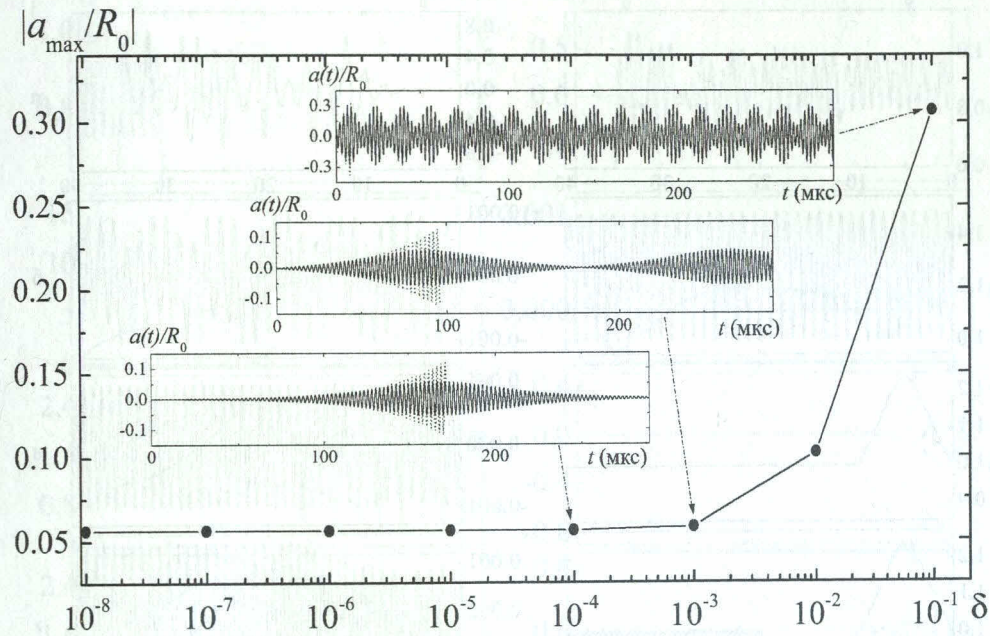


Рис. 1. Зависимость величины глобального максимума функции $a(t)/R_0$ от начального отклонения от сферы δ ($R_0 = 5$ мкм, $\Delta P = 0,27 \cdot 10^5$ Па). Вложенные графики показывают зависимость функции $a(t)/R_0$ от времени для соответствующих значений δ . Экспоненциально возрастающее решение (пунктирные линии) — решение системы уравнений (3)

давления жидкости скачком по закону (а). Рассматриваются различные значения параметра δ .

На рис. 1 изображен нормированный глобальный максимум $|a_{\max}/R_0|$ амплитуды возмущения в зависимости от δ , а также нормированная функция $a(t)/R_0$ при внешнем давлении, изменяющемся по закону (а) с $\Delta P = 0,27 \cdot 10^5$ Па, для значений $\delta = 10^{-1}, 10^{-3}, 10^{-4}$. Сплошной линией показаны функции, полученные по нелинейной системе уравнений (2), пунктирной линией — функции, рассчитанные по системе уравнений (3).

Наибольшие отличия для амплитуды возмущения имеют место в случае $\delta = 10^{-1}$: максимальное значение $a(t)/R_0$ здесь больше, чем для остальных случаев. Когда $\delta = 10^{-3} \div 10^{-6}$, максимальные отклонения функции $a(t)$ практически не меняются. Относительная погрешность $\left| \frac{a_{\max 1} - a_{\max 2}}{a_{\max 1}} \right| \times 100\%$, когда, например, $a_{\max 1}$ — это максимальное значение функции $a(t)$ в случае $\delta = 10^{-6}$, а $a_{\max 2}$ — в случае $\delta = 10^{-3}$ равна $\approx 3,5\%$. При малых δ меняется только масштаб времени, на котором достигается этот глобальный максимум. При этом частота биений становится меньше. Объясняется это тем, что с уменьшением начального откло-

нения поверхности от сферичности момент времени, когда начинает сказываться влияние нелинейных членов, наступает позже. Видно, что при меньших значениях δ функции, рассчитанные по системам уравнений (2) и (3), совпадают в течение большего промежутка времени, когда эти функции возрастают по экспоненте.

Таким образом, от величины начального отклонения от сферической формы зависят как время возрастания несферических колебаний пузырька и их амплитуды, так и частота биений. При этом частоты несферических и сферических колебаний практически не зависят от нее. Указанное выше время возрастания удовлетворительно определяется из системы уравнений Плессета. Начиная от значения безразмерного отклонения, равного $\delta = 10^{-3}$ и ниже, характер изменения функции $a(t)$ с дальнейшим уменьшением δ не меняется, уменьшается лишь частота биений.

Были рассмотрены также отрицательные значения δ для внешнего давления, изменяющегося по закону (г), поскольку в разделе будет показано, что для больших ΔP в этом случае наблюдается сильное сжатие пузырька. Показано, что $\delta < 0$ играет дестабилизирующую роль, а именно: в то время как при $\delta > 0$ имеют место установившиеся колебания, при

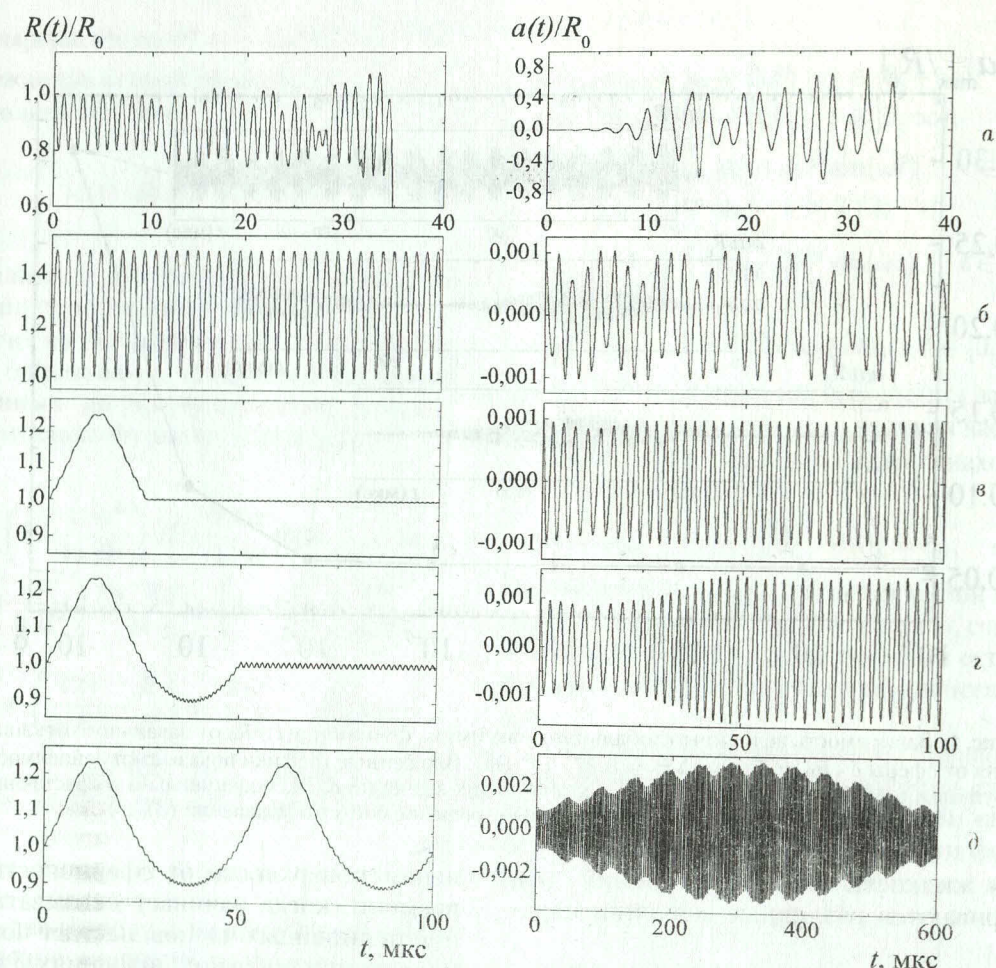


Рис. 2. Нормированные функции $R(t)/R_0$ и $a(t)/R_0$ в зависимости от времени для различных видов изменения давления p_∞ при $\Delta P = 0,7 \cdot 10^5$ Па и $\delta = 10^{-3}$

$\delta < 0$ происходит нарастание возмущения поверхности, что приводит к нарушению условия (1).

3. ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ КОЛЕБАНИЙ ОТ ПРИЛОЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

В данном разделе сравниваются несферические колебания пузырька для пяти различных законов приложенного давления (а)–(д). Безразмерное начальное отклонение от сферы здесь и далее принималось равным $\delta = 10^{-3}$, угловая частота — $\omega = 2\pi \cdot 20$ кГц.

На рис. 2 и 3 показаны нормированные функции $R(t)/R_0$ и $a(t)/R_0$ для данных законов приложенного давления соответственно при значениях параметра $\Delta P/p_0 = 0,7$ и $1,1$. При $\Delta P = 0,7 \cdot 10^5$ Па (рис. 2) колебания в случае а происходят с большой амплитудой и становятся нерегулярными. В некоторые моменты времени перестает выполняться условие (1), что приводит к накоплению ошибок

и к остановке программы счета. В случаях г и д имеется небольшое увеличение максимальной амплитуды колебания функции $a(t)$. Отсутствует также влияние несферических составляющих колебаний на сферические (кроме случая нагружения а, когда $a(t)$ становится большой).

Когда $\Delta P = 1,1 \cdot 10^5$ Па (см. рис. 3), картина усложняется. В случае а сохраняется тенденция к возбуждению сильных несферических колебаний, отмеченная выше. Счет прекращается уже при $t \approx 7,5$ мкс. Таким образом, после семи-восьми периодов сферических колебаний происходит резкая раскочка несферических колебаний.

В случае б сферический радиус неограниченно растет. При этом с его увеличением амплитуда возмущения поверхности $a(t)$ стремится к нулю, т.е. с расширением пузырек стремится к своей сферической форме.

Случай в рассмотрен подробнее в следующем разделе. Отметим, что счет прекращается до того, как внешнее давление совершает пол-

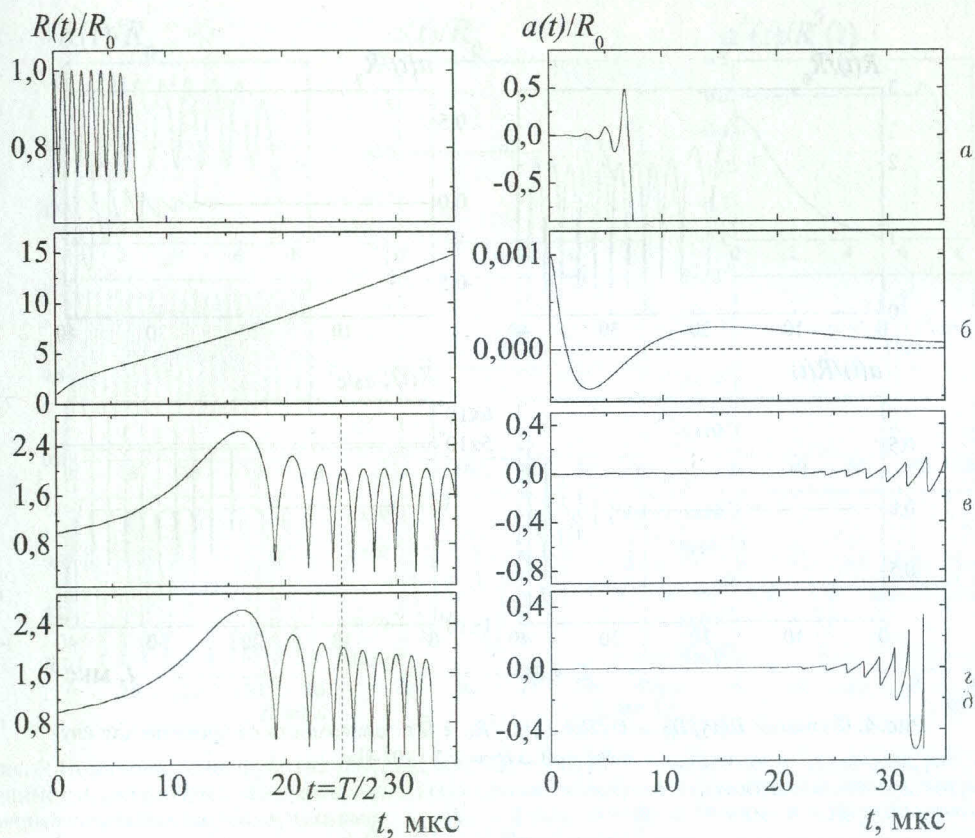


Рис. 3. Нормированные функции $R(t)/R_0$ и $a(t)/R_0$ в зависимости от времени для различных видов изменения давления p_∞ при $\Delta P = 1,1 \cdot 10^5$ Па и $\delta = 10^{-3}$

ный период колебания, поэтому функции для случаев ε и δ (см. рис. 3) совпадают.

4. УСТОЙЧИВОСТЬ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПУЗЫРЬКА ПРИ ЕГО СИЛЬНОМ СЖАТИИ

На рис. 3, в, г пунктирной линией показан момент времени $t = T/2$. До этого момента функции $R(t)$ и $a(t)$ для каждого рассматриваемого случая совпадают. Видно, что с течением времени амплитуда возмущения поверхности $a(t)$ становится больше, причем при каждом последующем сжатии максимальное значение амплитуды возмущения увеличивается. Как указывалось выше, вопрос об устойчивости поверхности связан с амплитудой возмущения $a(t)$.

Существуют различные виды неустойчивости поверхности колеблющегося пузырька (см., например, работу [7]), основными из которых являются параметрическая неустойчивость и неустойчивость Тейлора. Последняя имеет место, когда ускорение направлено от менее плотной к более плотной жидкости [1] (в нашем случае — от газа к жидкости), т. е. когда ускорение поверхности раздела положи-

тельно ($\ddot{R} > 0$). Параметрическая неустойчивость имеет место, когда система за много периодов колебаний накапливает возмущения поверхности (начиная от отклонения a_0), что при сильном росте может привести к разрушению пузырька. Определение типа неустойчивости является отдельным вопросом, представляющим большой интерес, и требует более детального исследования. Поэтому в данном разделе рассмотрим только вид функций $a(t)$, характеризующих пузырек при его неустойчивых колебаниях.

На рис. 4 показан более подробно случай в, где приведены также функции $a(t)/R(t)$ и \ddot{R} . При значительных изменениях текущего радиуса $R(t)$ более показательным может быть отклонение $a(t)/R(t)$, чем $a(t)/R_0$, как до сих пор приводилось на всех рисунках. Видно, что рост амплитуды возмущения происходит именно тогда, когда $\ddot{R} > 0$ (резкое торможение движущейся к центру пузырька поверхности раздела). Это выполняется в течение малого промежутка времени, но этот вклад может оказаться достаточным для того, чтобы развилась неустойчивость поверхности. В данном случае возникающая неустойчивость может быть либо параметрической,

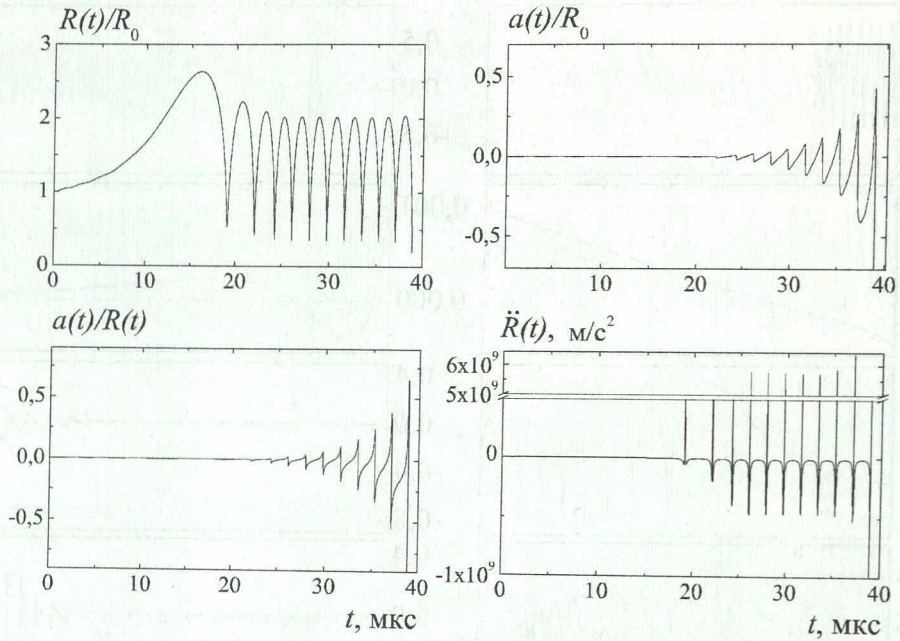


Рис. 4. Функции $R(t)/R_0$, $a(t)/R(t)$, $a(t)/R_0$ и \ddot{R} в зависимости от времени для случая ϵ при $\Delta P = 1,1 \cdot 10^5$ Па

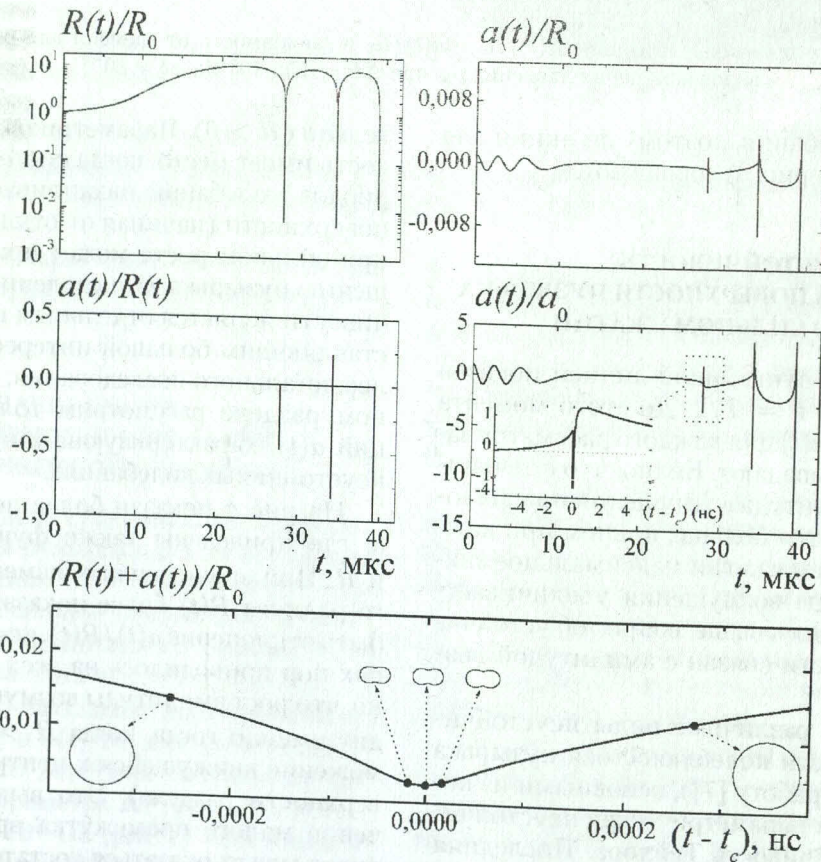


Рис. 5. Функции $R(t)/R_0$, $a(t)/R(t)$, $a(t)/R_0$ и \ddot{R} в зависимости от времени t , а также функция $(R(t) + a(t))/R_0$ в зависимости от относительного времени $t - t_c$ ($t_c = 27,7651811$ мкс) для случая внешнего давления ϵ при $\Delta P = 1,35 \cdot 10^5$ Па

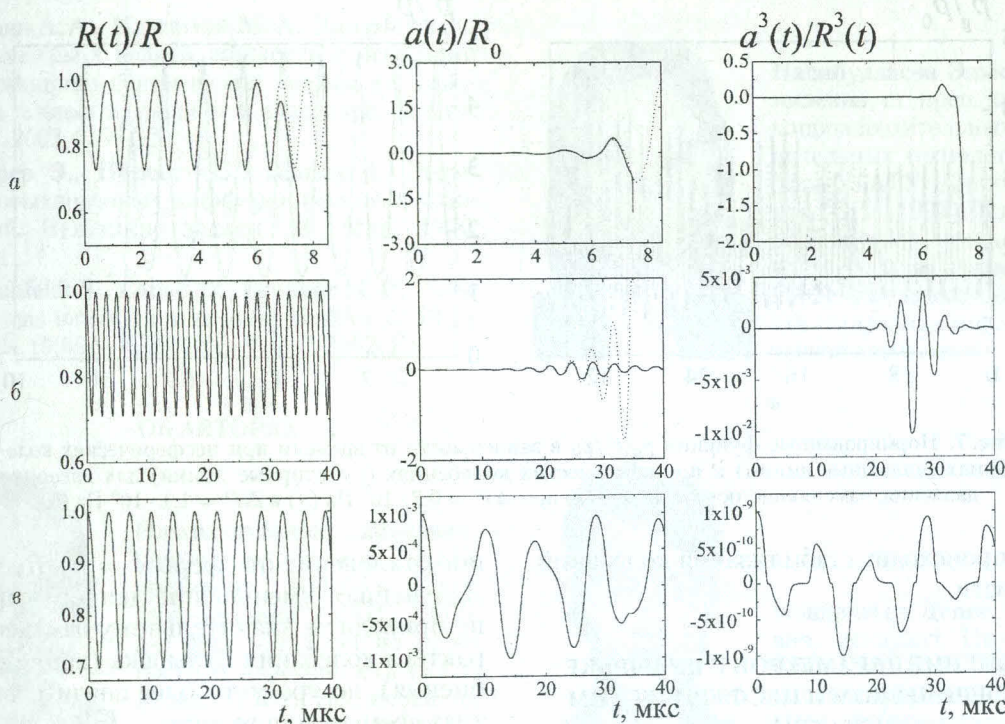


Рис. 6. Нормированные функции $R(t)/R_0$, $a(t)/R_0$, $a^3(t)/R^3(t)$ в зависимости от времени, рассчитанные с помощью системы уравнений (2) (сплошные линии) и (3) (пунктирные линии), для различных начальных радиусов пузырька: а — $R_0 = 5$ мкм, б — $R_0 = 10$ мкм, в — $R_0 = 20$ мкм при $\Delta P = 1.1 \cdot 10^5$ Па и $\delta = 10^{-3}$.

либо ее комбинацией с неустойчивостью Тейлора. Роль последней может возрастать для более высоких форм несферических колебаний (в рамках принятой модели несжимаемой идеальной жидкости).

На рис. 5 показан случай внешнего давления, изменяющегося по закону γ при значении $\Delta P = 1,35 \cdot 10^5$ Па. Как уже отмечалось выше (см. рис. 3), при радиальном расширении пузырька имеющиеся несферические колебания затухают. Это видно и по графикам $a(t)/R_0$ и $a(t)/a_0$ на рис. 5. В моменты схлопывания происходит кратковременное усиление несферического движения. Здесь более детально изображен также график функции $a(t)/a_0$ в момент первого схлопывания в наносекундах. На нижнем графике приведена функция $(R(t) + a(t))/R_0$, что показывает изменение верхней точки поверхности пузырька со временем в окрестности того же первого коллапса. Показано также изменение формы пузырька в интервале менее одной пикосекунды. При принятых данных в момент наибольшего сжатия пузырька происходит сплющивание, затем быстрый переход в небольшое вытянутое состояние и восстановление его сферической формы. При следующем схлопывании эта картина в основном повторяется, но с большими отклонениями от сферич-

ности. В отличие от случая, разобранный выше (см. рис. 4), здесь сжатие пузырька значительно больше (отличается почти в 100 раз от начального).

5. ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ НЕСФЕРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ОТ НАЧАЛЬНОГО РАДИУСА ПУЗЫРЬКА

На рис. 6 приведены графики функций $R(t)/R_0$, $a(t)/R_0$ и $a^3(t)/R^3(t)$ для различных значений начального сферического радиуса пузырька $R_0 = 5, 10$ и 20 мкм, когда внешнее давление изменяется по закону α при $\Delta P = 1,1 \cdot 10^5$ Па. Сплошной линией показано решение системы уравнений (2), пунктиром — решение системы (3). Видно, что при начальном радиусе $R_0 = 5$ мкм имеются большие несферические колебания поверхности как в случае решения системы уравнений (2), так и в случае решения уравнений Плессета (3). В случае $R_0 = 10$ мкм после $t \approx 23$ мкс начинают сказываться нелинейные члены, что приводит к стабилизации колебаний поверхности пузырька. При $R_0 = 20$ мкм функция $a(t)/R_0 \in [-\delta, \delta]$ по обеим системам уравнений остается ограниченной с течением времени. При этом условие (1) всегда выполняется. Таким образом, с увеличением начального

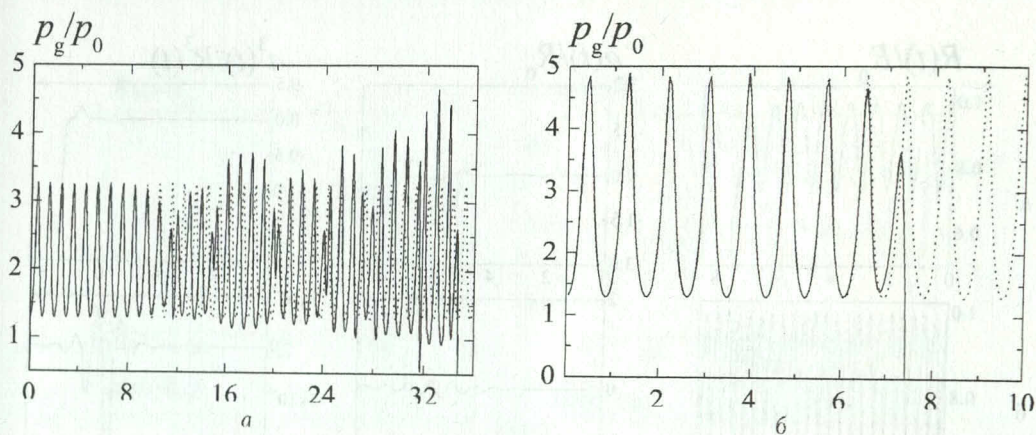


Рис. 7. Нормированные функции $p_g(t)/p_0$ в зависимости от времени при несферических колебаниях (сплошные линии) и при сферических колебаниях (пунктирные линии) для внешнего давления, изменяющегося по закону (а) при $\Delta P = 0,7 \cdot 10^5$ Па (а) и $\Delta P = 1,1 \cdot 10^5$ Па (б)

радиуса происходит стабилизация колебаний поверхности.

6. СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ В ПУЗЫРЬКЕ ПРИ СФЕРИЧЕСКОМ И НЕСФЕРИЧЕСКОМ СЖАТИИ

Сравнение давления газа в пузырьке p_g по формуле (4) при сферическом и несферическом колебании пузырька с начальным радиусом $R_0 = 5$ мкм проводится для различных значений изменения давления ΔP . Анализ показывает, что при малых несферических колебаниях поверхности практически нет различий между двумя режимами.

На рис. 7 приведены графики при относительно больших колебаниях поверхности для величины изменения внешнего давления, заданного в (а). С некоторого момента времени функции $p_g(t)$ в случаях сферических и сферическо-несферических колебаний пузырька перестают совпадать. Это означает, что имеются заметные различия в изменении давления газа в пузырьке при сферическом и несферическом сжатии при данных режимах колебаний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен сравнительный параметрический анализ для нелинейной системы уравнений, описывающей несферические колебания газового пузырька в идеальной несжимаемой жидкости. Установлено, что с увеличением начального отклонения поверхности пузырька от сферы несферические колебания его происходят с большей амплитудой, возникают раньше, а биения имеют большую частоту. При уменьшении начального отклонения достаточно брать безразмерное началь-

ное отклонение от сферы $\delta = a_0/R_0 = 10^{-3}$. Дальнейшее уменьшение данного параметра не приводит к значительному изменению характера колебания пузырька (кроме частоты биения), но требует более значительных затрат времени для расчета.

Сравнение колебаний для различных видов приложенного давления в жидкости показывает, что более глубокое сжатие пузырька при устойчивых колебаниях, имеющих место при небольшом значении ΔP , дает давление, изменяющееся по закону а). При больших значениях ΔP более глубокое сжатие имеет место в случае давления, изменяющегося по законам (в)–(д). При коллапсе развивается неустойчивость сферической формы, которая в дальнейшем может приводить к разрушению пузырька. При увеличении начального радиуса пузырька при одной и той же частоте внешнего возбуждения наблюдается тенденция к стабилизации колебаний поверхности. Наличие несферической составляющей колебаний приводит к изменению максимальных значений колебаний давления в пузырьке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Taylor G. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes // Proc. Roy. Soc. 1950. V. A201. P. 192.
2. Plesset M. S. On the stability of the fluid flow with spherical symmetry // J. Appl. Math. 1954. V. 25, No 1. P. 96.
3. Ламб Г. Гидродинамика. Л.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
4. Ильгамов М. А., Насибуллаева Э. Ш. Нелинейный аналог уравнения Плессета для несферического движения газового пузырька // Тр. Ип-та мех-ки УИЦ РАН. 2003. С. 164–177.

5. **Аганин А. А., Ильгамов М. А.** Динамика пузырька газа в вязкой жидкости с немалыми искажениями сферической формы // Динамика газовых пузырьков и аэрозолей. Казань: КГУ, 2003. С. 7–22.
6. **Хайрер Э., Нёрсетт С., Ваннер Г.** Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. М.: Мир, 1990. 512 с.
7. **Hilgenfeldt S., Lohse D., Brenner M. P.** Phase diagrams for sonoluminescing bubbles // Phys. Fluids. 1996. V. 8. P. 2808; V. 9. P. 2462(E).



Насибуллаева Эльвира Шамилевна, ст. преп. каф. высокопроизводительных вычислительных технологий и систем УГАТУ. Дипл. математик (БГУ, 1997). Канд. физ.-мат. наук по механике жидкости, газа и плазмы (БГУ, 2002). Исследования в области гидродинамики, акустической кавитации.

ОБ АВТОРАХ

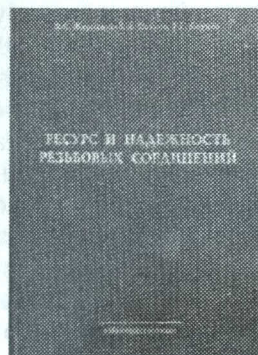


Ильгамов Марат Аксанович, профессор, чл.-кор. РАН, президент АНРБ. Дипл. инж.-механик (УАИ, 1957), д-р физ.-мат. наук по прочности и пластичности (КГУ, Казань, 1970). Исследования в области механики твердого деформируемого тела, аэроупругости.



Кондратьев Денис Васильевич, аспирант Ин-та механики УНЦ РАН. Дипл. математик-информатик (БГПИ, 1999). Работает над диссертацией в обл. гидродинамики, устойчивости поверхности.

Сигнальная информация



В. С. Жернаков, Е. Н. Петров, Р. Г. Якупов

Ресурс и надежность резьбовых соединений

Под ред. засл. деятеля науки РФ
д-ра техн. наук, проф. **В. С. Жернакова**

Москва: Машиностроение, 2003

292 с. ISBN 5-217-03210-3

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований прочности резьбовых соединений при постоянных и переменных нагрузках. Показано влияние конструктивных и технологических факторов на прочность резьбовых соединений как без трещин, так и при наличии трещин. Анализируются факторы, которые приводят к падению усилия затяжки, и проблемы сборки резьбовых соединений. Даны рекомендации по их проектированию.

Для инженеров машиностроительных проектно-конструкторских и научно-исследовательских организаций. Будет полезна студентам и аспирантам технических университетов.