

УДК 533+532

doi: 10.26907/2541-7746.2019.4.485-496

ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЖИДКОСТИ В ПРОБЛЕМЕ СВЕРХСЖАТИЯ ПУЗЫРЬКА АКУСТИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

А.А. Аганин, М.А. Ильгамов, Д.Ю. Топорков

*Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН,
г. Казань, 420111, Россия*

Аннотация

Проводится сравнение расширения-сжатия пузырька в пучности давления стоячей акустической волны в ацетоне при температурах жидкости 273 К и 293 К. Амплитуда и частота акустического возбуждения в первом случае равны 15 бар и 19.3 кГц, а во втором варьируются при соблюдении условия равенства достигаемого максимального радиуса пузырька его значению в первом случае. Используется гидродинамическая модель с реалистичными уравнениями состояния, учитывающая неравновесное испарение-конденсацию пара на межфазной поверхности, нестационарную теплопроводность в паре и жидкости. Установлено, что при 293 К и акустическом возбуждении с двукратно большей частотой и трехкратно большей амплитудой, чем в случае 273 К, содержимое пузырька испытывает не менее сильное сжатие, чем при 273 К.

Ключевые слова: акустическое возбуждение, коллапс пузырька, ударная волна, сильное сжатие, искажение сферической формы

Введение

Большой интерес представляет достижение при сильном сжатии парогазовых пузырьков в жидкости очень высоких температур, плотностей и давлений. Наибольший эффект достигается при формировании в коллапсирующих пузырьках сходящихся ударных волн. Сильное сжатие среды может быть реализовано как в одиночных пузырьках [1, 2], так и в пузырьках, организованных в скопления [3–5]. В работах [3–5] показано, что значения температуры, плотности и давления в пузырьке могут превышать 10^7 К, 1 г/см^3 и 10^6 бар соответственно. При этом оказалось [4], что такие высокие параметры реализуются лишь в течение чрезвычайно короткого времени (в пределах 1 пс) и лишь в сверхмалой окрестности центра пузырька (радиуса 100 нм) в финале его коллапса.

Согласно опубликованным в работе [4] экспериментальным и теоретическим результатам исследования сверхсжатия кавитационного пузырька в дейтерированном ацетоне выход нейтронов и ядер трития фиксировался при температуре ацетона 273 К (0°C) и не наблюдался при температуре 293 К. Показано, что при более высокой температуре происходит испарение большей массы пара в кавитационных пузырьках на стадии их расширения. В результате при одинаковом акустическом воздействии при более высокой температуре минимальный радиус пузырька оказывается существенно больше, а максимальная радиальная скорость коллапса пузырька значительно меньше. Менее скоростной коллапс приводит к формированию в пузырьке менее интенсивной сходящейся ударной волны и, как следствие, к недостаточному сильному сжатию пара в центральной области пузырька. При этом для

экспериментальной реализации сверхсжатия пара в пузырьке гораздо предпочтительнее производить именно при температуре 293 К.

Необходимым условием достижения сверхвысоких параметров в пузырьках при образовании в них радиально-сходящихся ударных волн является сохранение формы пузырька, близкой к сферической, поскольку она определяет начальную форму ударной волны. В настоящей работе изучается возможность реализации сверхсжатия содержимого пузырька в ацетоне при температуре 293 К за счет оптимизации акустического воздействия (путем вариации его амплитуды и частоты). При этой оптимизации учитывается то обстоятельство, что более сильное расширение пузырьков по сравнению с экспериментами [4] приводит к более интенсивному гидродинамическому взаимодействию между пузырьками в кластере, что, как правило, понижает устойчивость их сферической формы.

1. Постановка задачи

Рассматривается сильное сжатие одиночного кавитационного пузырька, находящегося в пучности стоячей волны давления в большом объеме жидкости (ацетона). Давление в жидкости вдали от пузырька p_∞ изменяется по закону

$$p_\infty = p_0 - p_a \cos \omega t,$$

где p_a и ω – амплитуда и частота колебаний, p_0 – статическое давление в жидкости.

Изучается возможность сверхсжатия содержимого пузырька в ацетоне при температуре $T_0 \approx 293$ К до тех же степеней, которые достигаются в аналогичном пузырьке при температуре $T_0 = 273$ К. С этой целью амплитуда p_a и частота ω варьируются в окрестности значений $p_a = 15$ бар и $\omega/2\pi = 19.3$ кГц. Эти значения использовались в экспериментах [3] при акустическом воздействии на кластер пузырьков при температуре $T_0 = 273$ К. При вариации значений p_a и ω учитываются следующие обстоятельства. Изменение только частоты ω при сохранении амплитуды $p_a = 15$ бар не приводит к увеличению степени сжатия содержимого пузырька. Увеличение только амплитуды p_a при фиксированной частоте $\omega/2\pi = 19.3$ кГц приводит к росту скорости расширения и величины максимального радиуса. Для пузырьков, организованных в кластер (как, например, в экспериментах [3]), их большее расширение усиливает гидродинамическое взаимодействие между ними, что приводит к большему росту возмущения их сферической формы на стадии расширения и, как следствие, к их большей несферичности в финале их сжатия. С учетом этого значения p_a и ω в настоящей работе варьируются совместно. Делается это таким образом, чтобы размер пузырька в момент его максимального расширения сохранялся неизменным. В качестве такого размера принимается значение максимального радиуса $R_{\max} = 476$ мкм, принимаемое пузырьком в ацетоне при температуре $T_0 = 293$ К в случае акустического воздействия с $p_a = 15$ бар и $\omega/2\pi = 19.3$ кГц.

Все рассматриваемые шесть вариантов значений p_a , ω и T_0 приведены в табл. 1. Вариант I соответствует температуре $T_0 = 273$ К. Он используется для установления значений параметров сжатия пара в пузырьке, возможность достижения которых при температуре $T_0 = 293$ К путем вариации p_a и ω и изучается в настоящей работе. Все другие варианты соответствуют разным комбинациями значений p_a и ω при температуре $T_0 = 293$ К. Во всех случаях начальный радиус пузырька принимается равным $R_0 = 5$ мкм.

Отметим, что указанные в табл. 1 значения p_a и ω определялись по описанной ниже математической модели путем проведения серии расчетов, в которых p_a и ω

Табл. 1

Вариант	p_a , бар	$\omega/2\pi$, кГц	T_0 , К
I	15.0	19.3	273
II	9.8	15	293
III	15.0	19.3	293
IV	24.0	25	293
V	33.8	30	293
VI	45.5	35	293

варьировались до достижения значения $R_{\max} = 476$ мкм. Однако довольно близкие к ним значения можно найти и по приведенным в [6] формулам, выражающим R_{\max} через R_0 , p_0 , p_a , ω и плотность жидкости ρ_l . Так, при $R_0 = 5$ мкм, $\rho_l = 858$ кг/м³, $p_0 = 1$ бар и значений p_a и ω в вариантах II–VI представленные в [6] формулы дают соответственно $R_{\max} \approx 461, 464, 467, 468$ и 470 мкм. Как видно, расхождение со значением $R_{\max} = 476$ мкм не превышает 3.15%.

Для описания динамики пара и жидкости в сферически симметричном приближении используется следующая система уравнений: [4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho w r^2) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho w r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho w^2 r^2 + p r^2) &= 2pr, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e r^2) + \frac{\partial}{\partial r}[w r^2(\rho e + p)] &= \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь r – радиальная координата в сферической системе координат, w – радиальная скорость, $e = U + w^2/2$ – удельная полная энергия, U – удельная внутренняя энергия, κ – коэффициент теплопроводности.

Граничные условия на большом удалении от пузырька ($r \rightarrow \infty$) и на межфазной границе ($r = R$) имеют вид [4]:

$$\begin{aligned} r \rightarrow \infty : \quad p &= p_0, \quad T = T_0; \\ r = R(t) : \quad \dot{R} &= w_l + \frac{j}{\rho_l} = w_g + \frac{j}{\rho_g}, \quad p_l = p_g, \\ \kappa_l \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_l - \kappa_g \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_g &= j l(p_g), \quad T_l = T_g, \end{aligned} \quad (2)$$

где $l(p_g)$ – теплота парообразования при давлении p_g , j – интенсивность фазовых превращений (скорость испарения и конденсации, отнесенная к единице поверхности). Индексы l и g указывают на отношение параметра к жидкости и пару соответственно. Величина j находится по формуле Герца – Кнудсена – Ленгмюра [4]

$$j = \frac{\alpha'}{\sqrt{2\pi R_g}} \left(\frac{p_S(T)}{\sqrt{T}} - \frac{\chi p_g}{\sqrt{T}} \right),$$

$$\chi = \exp(-\Omega^2) - \Omega \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\Omega \exp(-x^2) dx \right), \quad \Omega = \frac{j \sqrt{R_g T}}{\sqrt{2} p_g}.$$

Здесь α' – коэффициент аккомодации, R_g – газовая постоянная для пара, p_S – давление насыщения.

Уравнения состояния жидкости и пара представляются как сумма потенциальных $p^{(p)}$, $U^{(p)}$ и тепловых $p^{(T)}$, $U^{(T)}$ компонент давления p и внутренней энергии U и константы $U^{(ch)}$ в выражении для U [7]

$$p(\rho, T) = p^{(p)}(\rho) + p^{(T)}(\rho, T), \quad U(\rho, T) = U^{(p)}(\rho) + U^{(T)}(T) + U^{(ch)}. \quad (3)$$

При описании потенциальных компонент применяется обобщенный потенциал Борна – Майера

$$p^{(p)}(\rho) = \rho^2 \frac{dU^{(p)}}{d\rho}, \quad U^{(p)}(\rho) = \frac{A}{\eta\rho_{l0}b} \exp \left[b \left(1 - \left(\frac{\rho}{\rho_{l0}} \right)^{-\eta} \right) \right] - \frac{K}{\xi\rho_{l0}} \left(\frac{\rho}{\rho_{l0}} \right)^\xi + U^\circ.$$

Значение константы U° определяется из выражения $U^{(p)}(\rho^\circ) = 0$, в котором ρ° отвечает равенству $p^{(p)}(\rho^\circ) = 0$. Тепловые компоненты давления и внутренней энергии находятся из выражений

$$p^{(T)}(\rho, T) = \rho\Gamma(\rho)U^{(T)}(T), \quad U^{(T)}(T) = c_V T,$$

$$\Gamma(\rho) = \frac{R_g}{c_V M} \left(g_1 + (1 - g_1) \exp(-(\rho/\rho_1)^{\zeta_1}) + \sum_{k=2}^3 g_k \exp(-(\rho/\rho_k)^{\zeta_k}) \right).$$

Теплоемкости c_V жидкости и пара полагаются постоянными. Коэффициент accommodations α' принимается равным 1. Константы уравнений состояния (3) $U^{(ch)}$, ρ_{l0} , c_V , A , b , K , ξ , η , g_k , ρ_k , ζ_k и зависимости κ_l , κ_g , p_S , l от температуры T выбираются из работы [7]. Эффекты теплопроводности рассчитываются, следуя [4].

Для повышения экономичности расчетов процесс расширения пузырька и его последующего коллапса разбивается на две стадии [8]. Первая наиболее продолжительная низкоскоростная стадия включает в себя расширение пузырька и самое начало его коллапса, вторая – оставшуюся высокоскоростную часть коллапса пузырька до момента достижения в нем экстремальных значений термодинамических параметров. Система уравнений (1)–(3) используется только на второй стадии. В первой стадии применяется ее существенное упрощение [8], в котором жидкость вблизи пузырька полагается вязкой несжимаемой, пар в его полости – идеальным с однородным распределением давления. Такой подход детально тестировался, в том числе и сравнением с результатами других авторов [9], что подробно анализировалось в [10].

Отметим, что в рассматриваемых вариантах расчетов сверхсильное сжатие пара реализуется в малой центральной области пузырька $r < 0.25$ мкм. При таком сжатии модель (1)–(3) является не вполне адекватной, поскольку в ней не учитывается влияние диссоциации, ионизации, несферичности процесса кумуляции. Поэтому в настоящей работе результаты, относящиеся к указанной области, не приводятся.

2. Сжатие пузырька

Рис. 1 иллюстрирует изменение радиуса кавитационных пузырьков в ацетоне в ходе их расширения и последующего сжатия с параметрами акустического возбуждения для вариантов I–VI, представленными в табл. 1. Как видно, во всех вариантах с температурой 293 К не только максимальный радиус одинаковый, но и радиус в момент достижения максимальных значений термодинамических параметров в финале коллапса пузырька оказывается очень близким к 26–27 мкм. При температуре 273 К этот радиус оказывается существенно меньше и равен 16 мкм.

На рис. 2 приведено изменение радиальных профилей давления в пузырьке и его окрестности в несколько моментов времени финальной стадии коллапса пузырька для вариантов I, II и VI. Во всех случаях в полости пузырька формируется

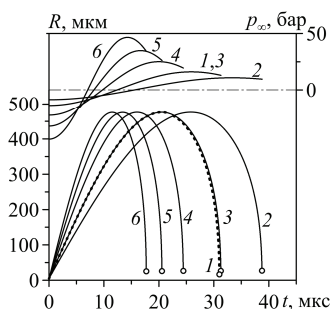


Рис. 1. Изменение давления жидкости p_∞ (верхние кривые) и радиуса пузырька R (нижние кривые). Номер кривой соответствует номеру варианта. Кривые 2–6 сплошные, кривая 1 – пунктирная

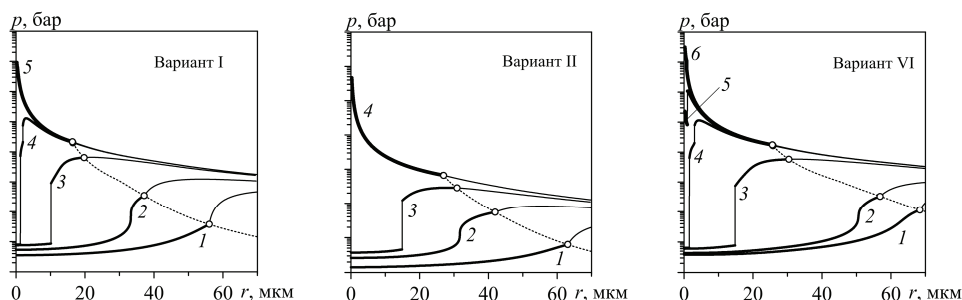


Рис. 2. Радиальные распределения давления в пузырьке и окружающем слое жидкости в вариантах I ($p_a = 15$ бар, $T_0 = 273$ К), II ($p_a = 9.75$ бар, $T_0 = 293$ К), VI ($p_a = 45.5$ бар, $T_0 = 293$ К) в несколько моментов времени (I – $t_{1-5} = 30.9705, 30.9958, 31.0109, 31.0133, 31.0134$ мкс, II – $t_{1-4} = 38.71, 38.75, 38.76, 38.77$ мкс, VI – $t_{1-6} = 17.669, 17.684, 17.7085, 17.7121, 17.71227, 17.71229$ мкс). Кривая 2 соответствует моменту формирования первой ударной волны, последняя кривая – достижению максимальных значений термодинамических параметров в пузырьке

радиально-сходящаяся ударная волна (в момент, соответствующий кривой 2). Характер образования и фокусировки ударной волны в вариантах III–V качественно не отличается от варианта II (рис. 2, b). С увеличением p_a возникновение ударной волны происходит на более ранней стадии коллапса, при этом и максимальные значения термодинамических параметров при ее фокусировке оказываются больше.

Коллапс пузырька в варианте VI (рис. 2, c) существенно отличается от других вариантов. В этом варианте в полости пузырька наряду с ударной волной, аналогичной тем, что отмечена в вариантах II–V (кривая 2), возникает еще одна (вторая) сходящаяся ударная волна (кривая 4). При этом вторая волна не успевает догнать первую. В момент, соответствующий кривой 5, происходит фокусировка первой ударной волны в центре пузырька с образованием отраженной ударной волны. В ходе расхождения от центра пузырька отраженная волна взаимодействует со второй сходящейся ударной волной. В результате их взаимодействия возникает еще одна радиально сходящаяся ударная волна. Вскоре и она фокусируется в центре пузырька (кривая 6). В этот момент термодинамические параметры достигают своих максимальных значений.

Коллапс пузырька в варианте I (рис. 2, a) также сопровождается формированием двух ударных волн, как и в варианте VI. Однако здесь вторая ударная волна, которая формируется между моментами, соответствующими кривым 3 и 4, успевает догнать первую. В результате их взаимодействия возникает новая более

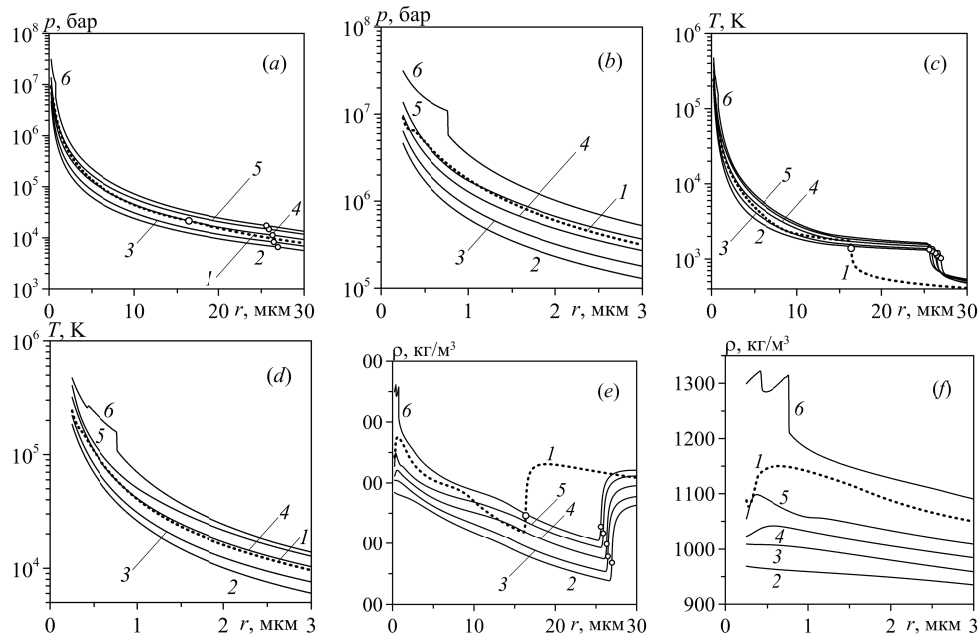


Рис. 3. Радиальные распределения давления в кавитационном пузырьке и окружающем слое жидкости в момент экстремального сжатия среды в пузырьке в вариантах I–VI. Номер кривой соответствует номеру варианта. Кружочками отмечены значения на поверхности пузырька. Видно, что в варианте VI значения всех параметров в пузырьке больше, чем в варианте I

интенсивная радиально-сходящаяся ударная волна, в момент фокусировки которой в центре пузырька (кривая 5) термодинамические параметры достигают своих максимальных значений.

На рис. 3 представлено сопоставление пространственных распределений давления, температуры и плотности для всех исследуемых вариантов в момент, когда все термодинамические параметры достигают максимальных значений. Видно, что уже в варианте IV ее температура оказывается выше, чем в варианте I фактически во всем пузырьке. Однако только в варианте VI давление и плотность во всем пузырьке превышают значения, достигаемые в варианте I.

3. Рост несферичности кавитационных пузырьков

Известно, что возмущения сферической формы пузырька на стадии расширения затухают, а на стадии коллапса сильно увеличиваются, поэтому наибольший рост к концу коллапса испытывают возмущения, реализующиеся в момент максимального расширения. Рост таких возмущений и рассматривается ниже для вариантов I и VI, дающих близкие степени сжатия пара в пузырьке.

Для анализа роста несферичности пузырька при коллапсе обычно возмущение его сферической формы принимается в виде

$$\delta_{nm}(t, \theta, \varphi) = \varepsilon_{nm}(t) Y_{nm}(\theta, \varphi).$$

Здесь r, θ, φ – сферическая система координат с началом отсчета в центре пузырька, $\varepsilon_{nm}(t) = a_{nm}(t)/R(t)$, $a_{nm}(t)$ – размерная амплитуда синусоидального

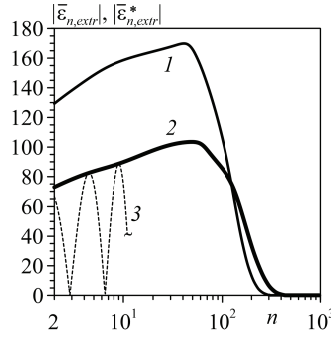


Рис. 4. Огибающие $|\bar{\varepsilon}_{n,\text{extr}}^*$ зависимостей величины $|\bar{\varepsilon}_{n,\text{extr}}| = |\varepsilon_{n,\text{extr}}/\varepsilon_{n,0}|$ для I ($p_a = 15$ бар, $T_0 = 273$ К) (кривая 1) и VI ($p_a = 45.5$ бар, $T_0 = 293$ К) (кривая 2) вариантов от номера n и фрагмент самой этой зависимости для варианта VI (кривая 3)

отклонения (а именно в виде поверхностной сферической гармоники $Y_{nm}(\theta, \varphi)$ степени n порядка m) формы пузырька от сферической с текущим радиусом $R(t)$, $|\varepsilon_{nm}| \ll 1$.

В настоящей работе рассмотрение ограничивается осесимметричными отклонениями ($m = 0$), так что индекс m опускается. Аналогично работе [11] для описания изменения $a_n(t)$ используется модель [12], в которой эффект содержимого пузырька учитывается согласно [13],

$$(1 + q_n)\ddot{a}_n + \left\{ \frac{3\dot{R}}{R} + 2(n+1)(n+2)\frac{\nu_l}{R^2} \right\} \dot{a}_n + \left[\omega_n^2 + \frac{4\nu_l(n^2-1)\dot{R}}{R^3} - (n-1)(1-q_n)\frac{\ddot{R}}{R} \right] a_n = 0, \quad q_n = \frac{(n+1)\bar{\rho}_g}{n\rho_l^\Gamma}, \quad \omega_n^2 = \frac{\sigma(n^2-1)(n+2)}{\rho_l^\Gamma R^3}. \quad (4)$$

Здесь $\bar{\rho}_g$ и ρ_l^Γ – средняя по объему плотность пара и граничное значение плотности жидкости, полученные в решении системы (1)–(3), $\nu_l = \mu_l/\rho_l^\Gamma$ – кинематическая вязкость. Входящие в (4) временные зависимости R , \dot{R} , \ddot{R} определяются по результатам расчетов динамики пузырька в сферически симметричном приближении (1)–(3). В (4) не учитывается влияние вихревого движения жидкости, что является приемлемым в рассматриваемых задачах. Полагается, что в начале коллапса $a_n = a_{n,0} \neq 0$, $\dot{a}_n = 0$.

Рис. 4 иллюстрирует степень роста несферичности пузырьков на стадии их коллапса в вариантах I и VI в зависимости от номера гармоники n . Здесь, как и в ряде других работ (например, в [11, 14]), оценка роста несферичности производится по огибающим зависимостей величины $|\bar{\varepsilon}_{n,\text{extr}}| = |\varepsilon_{n,\text{extr}}/\varepsilon_{n,0}|$ от номера n , где $\varepsilon_{n,\text{extr}} = \varepsilon_n(t_{\text{extr}})$, t_{extr} – момент достижения экстремальных значений термодинамических параметров в пузырьке. Использование самих зависимостей $|\varepsilon_{n,\text{extr}}/\varepsilon_{n,0}|$ от n неудобно, так как они имеют колебательный характер (кривая 3 на рис. 4) в силу того, что возмущения сферичности пузырьков изменяются в ходе коллапса в виде нарастающих (при относительно небольшом влиянии вязкости) или убывающих (при существенном влиянии вязкости) по амплитуде колебаний [11, 14].

Согласно рис. 4, на стадии коллапса пузырька амплитуда сфероидального возмущения его сферичности (с номером $n = 2$), которое является наиболее легко возбуждимым, возрастает до 130 раз для варианта I (273 К) и до 73 раз для варианта VI (293 К). Различие объясняется разницей в глубине коллапса и, как следствие, разным ростом несферичности, который вызывается уменьшением радиуса пузырька

в процессе коллапса (то есть неустойчивостью Биркгоффа–Плессета [15]). Максимум же роста амплитуды возмущений $|\varepsilon_{n,\text{extr}}/\varepsilon_{n,0}|$ равен 170 для варианта I (273 К) и 103 раза для варианта VI (293 К) и достигается он при $n = n_{\text{extr}} \approx 40$ и 45 соответственно. При увеличении номера n в области $n > n_{\text{extr}}$ величина $|\varepsilon_{n,\text{extr}}/\varepsilon_{n,0}|$ быстро убывает из-за влияния вязкости. Следует отметить, что неустойчивость Рэлея–Тейлора, оказывающая, как правило, существенное влияние на форму пузырьков в ходе их колебаний в жидкости, здесь практически не проявляется, так как на фазе торможения пузырька из-за формирования в нем сходящихся ударных волн плотность пара становится сравнимой с плотностью окружающей пузырек жидкости (рис. 3, e).

Заключение

Проведено исследование возможности сжатия среды в кавитационном пузырьке, испытывающем расширение и последующий коллапс в стоячей акустической волне давления в ацетоне при температуре 293 К, до столь же высоких степеней, которые достигаются в случае пузырька в ацетоне при температуре 273 К, когда амплитуда и частота акустического возбуждения равны 15 бар и 19.3 кГц. При этом выполнялось условие совпадения размеров пузырьков в момент их максимального расширения, что может быть принципиально важно для реализации суперсжатия пузырьков в кластерах.

Установлено, что содержимое кавитационного пузырька в ацетоне с температурой 293 К испытывает сжатие с превышением уровней термодинамических параметров, реализующихся в пузырьке в ацетоне с температурой 273 К, при двукратно большей частоте и в три раза большей амплитуде колебаний акустического возбуждения. При этом рост несферичности пузырька на стадии его коллапса в ацетоне с большей температурой оказывается почти в два раза меньше.

Таким образом, показано, что совместное варьирование параметров внешнего возбуждения можно также использовать в качестве одного из методов повышения степени сжатия пара в пузырьке. В частности, в результате такого варьирования при более высоких температурах жидкости можно достичь столь же высоких степеней сверхсжатия, что достигаются при более низких температурах (и даже с некоторым повышением устойчивости сферической формы пузырька).

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-11-01135).

Литература

1. Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A. Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble // Science. – 1997. – V. 276, No 5317. – P. 1398–1401. – doi: 10.1126/science.276.5317.1398.
2. Bass A., Ruuth S.J., Camara C., Merriman B., Putterman S. Molecular dynamics of extreme mass segregation in a rapidly collapsing bubble // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 101, No 23. – Art. 234301, P. 1–4. – doi: 10.1103/PhysRevLett.101.234301.
3. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T.(Jr.), Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation // Science. – 2002. – V. 295, No 5561. – P. 1868–1873. – doi: 10.1126/science.1067589.
4. Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S., Bolotnova R.Kh., Vakhitova N.K., Lahey R.T. (Jr.), Taleyarkhan R.P. The theory of supercompression of vapor bubbles and

- nano-scale thermonuclear fusion // *Phys. Fluids*. – 2005. – V. 17, No 10. – Art. 107106, P. 1–31. – doi: 10.1063/1.2104556.
5. *Нигматуллин Р.И., Лэхи Р.Т. (мл.), Талейархан Р.П., Вест К.Д., Блок Р.С.* О термоядерных процессах в кавитирующих пузырьках // *Усп. физ. наук*. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 947–960.
 6. *Ильгамов М.А.* Сильное расширение-сжатие полости в жидкости при акустическом воздействии // *Прикл. матем. и механика*. – 2014. – Т. 78, № 3. – С. 425–433.
 7. *Нигматуллин Р.И., Болотникова Р.Х.* Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // *Докл. РАН*. – 2007. – Т. 415, № 5. – С. 617–621.
 8. *Aganin A.A.* Dynamics of a small bubble in a compressible fluid // *Int. J. Numer. Methods Fluids*. – 2000. – V. 33, No 2. – P. 157–174. – doi: 10.1002/(SICI)1097-0363(20000530)33:2<157::AID-FLD6>3.0.CO;2-A.
 9. *Moss W.C., Clarke D.B., White J.W., Young D.A.* Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond sonoluminescence // *Phys. Fluids*. – 1994. – V. 6, No 9. – P. 2979–2985. – doi: 10.1063/1.868124.
 10. *Аганин А.А., Нигматуллин Р.И., Ильгамов М.А., Ахатов И.Ш.* Динамика пузырька газа в центре сферического объема жидкости // *Докл. РАН*. – 1999. – Т. 369, № 2. – С. 182–185.
 11. *Нигматуллин Р.И., Аганин А.А., Топорков Д.Ю., Ильгамов М.А.* Эволюция возмущений сферичности пузырька при его сильном сжатии // *Докл. РАН*. – 2016. – Т. 467, № 2. – С. 168–172.
 12. *Prosperetti A.* Viscous effects on perturbed spherical flows // *Q. Appl. Math.* – 1977. – V. 34, No 4. – P. 339–352.
 13. *Lin H., Storey B.D., Szeri A.J.* Inertially driven inhomogeneities in violently collapsing bubbles: The validity of the Rayleigh–Plesset equation // *J. Fluid Mech.* – 2002. – V. 452. – P. 145–162. – doi: 10.1017/S0022112001006693.
 14. *Нигматуллин Р.И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю.* Эволюция возмущений сферичности парового пузырька при его сверхсжатии // *Прикл. механика и техн. физика*. – 2014. – Т. 55, № 3. – С. 82–102.
 15. *Plesset M.S., Mitchell T.P.* On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid // *Q. Appl. Math.* – 1956. – V. 13, No 4. – P. 419–430.

Поступила в редакцию
22.11.18

Аганин Александр Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: aganin@kfti.knc.ru

Ильгамов Марат Аксанович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, главный научный сотрудник

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: ilgamov@anrb.ru

Топорков Дмитрий Юрьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: *top.dmtr@gmail.com*

ISSN 2541-7746 (Print)

ISSN 2500-2198 (Online)

UCHENYE ZAPISKI KAZANSKOGO UNIVERSITETA.
SERIYA FIZIKO-MATEMATICHESKIE NAUKI
(Proceedings of Kazan University. Physics and Mathematics Series)

2019, vol. 161, no. 4, pp. 485–496

doi: 10.26907/2541-7746.2019.4.485-496

**Possibility of Increasing the Liquid Temperature
in the Problem of Supercompression
of a Bubble by an Acoustic Action**

*A.A. Aganin**, *M.A. Ilgamov***, *D.Yu. Toporkov****

*Institute of Mechanics and Engineering, FRC Kazan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences, Kazan, 420111 Russia*

E-mail: **aganin@kfti.knc.ru*, ***ilgamov@anrb.ru*, ****top.dmtr@gmail.com*

Received November 22, 2018

Abstract

Expansions and collapses of a vapor bubble at the pressure antinode of a standing acoustic wave in liquid acetone at temperatures 273 K and 293 K were compared. In the first case, the acoustic excitation amplitude and frequency were 15 bar and 19.3 kHz, whereas in the second case they were varied on the condition that the maximum radius of the bubble is equal to its value in the first case. A hydrodynamic model with realistic equations of state, which takes into account the non-equilibrium evaporation and condensation of vapor at the bubble surface, the unsteady thermal conductivity in vapor and liquid, was used. It was found that the bubble vapor compression in the case of 293 K and the acoustic excitation frequency and amplitude being two and three times higher than in the case of 273 K, respectively, is not less than in the case of 273 K.

Keywords: acoustic excitation, bubble collapse, shock wave, strong compression, spherical shape distortion

Acknowledgments. The study was supported by the Russian Science Foundation (project no. 17-11-01135).

Figure Captions

Fig. 1. Changes in liquid pressure p_∞ (upper curves) and bubble radius R (lower curves). Curves numbered according to the variant numbers. Curves 2–6 are solid, curve 1 is dashed.

Fig. 2. Radial pressure distributions in the bubble and the liquid layer around it in variant I ($p_a = 15$ bar, $T_0 = 273$ K), II ($p_a = 9.75$ bar, $T_0 = 293$ K), VI ($p_a = 45.5$ bar, $T_0 = 293$ K) at certain moments of time (I – $t_{1-5} = 30.9705, 30.9958, 31.0109, 31.0133, 31.0134 \mu s$, II – $t_{1-4} = 38.71, 38.75, 38.76, 38.77 \mu s$, VI – $t_{1-6} = 17.669, 17.684, 17.7085, 17.7121, 17.71227, 17.71229 \mu s$). Curve 2 corresponds to the moment of first shock wave formation; the last

curve corresponds to the time when the maximum values of thermodynamic parameters in the bubble were reached.

Fig. 3. Radial pressure distributions in the cavitation bubble and the liquid layer around it at the moment of extreme medium compression in the bubble in variants I–VI. Curves numbered according to the variant numbers. Circles mark the values on the bubble surface. In variant VI, all parameters have higher values than in variant I.

Fig. 4. Envelops $|\bar{\varepsilon}_{n,\text{extr}}^*$ of dependencies of the value of $|\bar{\varepsilon}_{n,\text{extr}}| = |\varepsilon_{n,\text{extr}}/\varepsilon_{n,0}|$ for I ($p_a = 15$ bar, $T_0 = 273$ K) (curve 1) and VI ($p_a = 45.5$ bar, $T_0 = 293$ K) (curve 2) of the variants on number n and the fragment of this dependence for variant VI (curve 3).

References

1. Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A. Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble. *Science*, 1997, vol. 276, no. 5317, pp. 1398–1401. doi: 10.1126/science.276.5317.1398.
2. Bass A., Ruuth S.J., Camara C., Merriman B., Putterman S. Molecular dynamics of extreme mass segregation in a rapidly collapsing bubble. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, vol. 101, no. 23, art. 234301, pp. 1–4. doi: 10.1103/PhysRevLett.101.234301.
3. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T., Jr., Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation. *Science*, 2002, vol. 295, no. 5561, pp. 1868–1873. doi: 10.1126/science.1067589.
4. Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S., Bolotnova R.Kh., Vakhitova N.K., Lahey R.T., Jr., Taleyarkhan R.P. The theory of supercompression of vapor bubbles and nano-scale thermonuclear fusion. *Phys. Fluids*, 2005, vol. 17, no. 10, art. 107106, pp. 1–31. doi: 10.1063/1.2104556.
5. Nigmatulin R.I., Lahey R.T. Jr., Taleyarkhan R.P., West C.D., Block R.C. On thermonuclear processes in cavitation bubbles. *Phys.-Usp.*, 2014, vol. 57, no. 9, pp. 877–890. doi: 10.3367/UFNe.0184.201409b.0947.
6. Ilgamov M.A. Strong expansion-compression of a cavity in liquid under acoustic excitation. *Prikl. Mat. Mekh.*, 2014, vol. 78, no. 3, pp. 425–433. (In Russian)
7. Nigmatulin R.I., Bolotnova R.Kh. Wide-range equation of state for organic liquids: Acetone as an example. *Dokl. Phys.*, 2007, vol. 52, no. 8, pp. 442–446. doi: 10.1134/S1028335807080095.
8. Aganin A.A. Dynamics of a small bubble in a compressible fluid. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 2000, vol. 33, no. 2, pp. 157–174. doi: 10.1002/(SICI)1097-0363(20000530)33:2<157::AID-FLD6>3.0.CO;2-A.
9. Moss W.C., Clarke D.B., White J.W., Young D.A. Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond sonoluminescence. *Phys. Fluids*, 1994, vol. 6, no. 9, pp. 2979–2985. doi: 10.1063/1.868124.
10. Aganin A.A., Nigmatulin R.I., Ilgamov M.A., Akhatov I.Sh. Gas-bubble dynamics in the center of spherical liquid volume. *Dokl. Ross. Akad. Nauk*, 1999, vol. 369, no. 2, pp. 182–185. (In Russian)
11. Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Toporkov D.Yu., Ilgamov M.A. Evolution of disturbances of the sphericity of a bubble under strong compression. *Dokl. Phys.*, 2016, vol. 61, no. 3, pp. 138–142. doi: 10.1134/S1028335816030083.
12. Prosperetti A. Viscous effects on perturbed spherical flows. *Q. Appl. Math.*, 1977, vol. 34, no. 4, pp. 339–352.

13. Lin H., Storey B.D., Szeri A.J. Inertially driven inhomogeneities in violently collapsing bubbles: The validity of the Rayleigh–Plesset equation. *J. Fluid Mech.*, 2002, vol. 452, pp. 145–162. doi: 10.1017/S0022112001006693.
14. Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Il'gamov M.A., Toporkov D.Yu. Evolution of deviations from the spherical shape of a vapor bubble in supercompression. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 2014, vol. 55, no. 3, pp. 444–461. doi: 10.1134/S0021894414030080.
15. Plesset M.S., Mitchell T.P. On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid. *Q. Appl. Math.*, 1956, vol. 13, no. 4, pp. 419–430.

Для цитирования: Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Возможности повышения температуры жидкости в проблеме сверхсжатия пузырька акустическим воздействием // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2019. – Т. 161, кн. 4. – С. 485–496. – doi: 10.26907/2541-7746.2019.4.485-496.

For citation: Aganin A.A., Ilgamov M.A., Toporkov D.Yu. Possibility of increasing the liquid temperature in the problem of supercompression of a bubble by an acoustic action. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2019, vol. 161, no. 4, pp. 485–496. doi: 10.26907/2541-7746.2019.4.485-496. (In Russian)