

УДК 534.2.532

DOI: 10.31040/2222-8349-2019-0-1-5-12

**СЖАТИЕ ПАРА В КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКАХ В ВОДЕ, АЦЕТОНЕ И БЕНЗОЛЕ**

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

Производится сопоставление особенностей сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде, ацетоне и бензоле при их коллапсе. Температура жидкостей 20°C, а их давление варьируется в широком диапазоне. По мере увеличения давления жидкости во всех трех случаях последовательно реализуются три сценария сжатия. В первом сценарии сжатие близко к однородному, во втором – с радиальным схождением изэнтропических волн, в третьем – с радиальным схождением ударных волн. Ударно-волновой сценарий устанавливается, начиная с давления 0.25 бар – в случае бензола, 2.5 бар – в случае ацетона и 50 бар – в случае воды. В случае бензола реализуется один, в случае воды – два, а в случае ацетона – три варианта сжатия сходящимися ударными волнами.

Ключевые слова: акустическая кавитация, динамика пузырька, коллапс пузырька, кумуляция, сходящиеся ударные волны.

**Введение.** Важной особенностью колебаний парогазовых пузырьков в жидкости является возможность сильного сжатия их содержимого. При этом достигаются высокие давления, плотности и температуры. Можно выделить три наиболее характерных сценария сильного сжатия. Согласно первому из них сжатие среды в пузырьках происходит близким к однородному, что реализуется, например, при радиальных колебаниях пузырька небольшой амплитуды при акустическом возбуждении [1]. Во втором сценарии содержимое пузырька сжимается в результате радиального схождения к его центру изэнтропических (не ударных) волн сжатия (например, [2]), а в третьем – за счет радиального схождения ударных волн [3–5]. При относительно небольшом превышении давления жидкости над давлением в пузырьке в начале коллапса имеет место первый сценарий. При увеличении этого перепада давлений сначала реализуется второй сценарий, а затем и третий. Наиболее высокие значения давления, плотности, температуры в пузырьке достигаются в третьем сценарии. В [3–5] показано, что в рамках третьего сценария в малой центральной

области пузырька можно достичь температур порядка  $10^7$  К и плотностей порядка  $1 \text{ г/см}^3$ .

В настоящей работе производится сопоставление особенностей сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде, ацетоне и бензоле при их коллапсе при варьировании давления жидкостей в широких диапазонах. Ряд таких особенностей был выявлен в работах [6, 7], где рассматривался коллапс кавитационных пузырьков в воде и ацетоне при давлении жидкости 1–15 бар и 0.8–100 бар соответственно, и в работе [8], где рассматривался коллапс кавитационных пузырьков в воде и бензоле при давлении жидкости 0.15–15 бар. В этих работах, в частности, показано, что в случае ацетона возможны два варианта сценария сжатия сходящимися ударными волнами, а в случае бензола – два варианта сценария сжатия сходящимися изэнтропическими волнами.

**1. Постановка задачи.** Рассматривается сильное сжатие пара в одиночных сферических кавитационных пузырьках в воде, ацетоне и бензоле при их коллапсе при варьировании давления жидкостей  $p_0$  в диапазоне  $1 \leq p_0 \leq 100$  бар

АГАНИН Александр Алексеевич – д.ф.-м.н., Институт механики и машиностроения ФИЦ «Казанский научный центр РАН», e-mail: aganin@kfti.knc.ru

ИЛЬГАМОВ Марат Аксанович – чл.-корр. РАН, Башкирский государственный университет, Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, e-mail: ilgamov@anrb.ru

ТОПОРКОВ Дмитрий Юрьевич – к.ф.-м.н., Институт механики и машиностроения ФИЦ «Казанский научный центр РАН», e-mail: top.dmr@gmail.com

в случае воды,  $0.8 \leq p_0 \leq 50$  бар в случае ацетона и  $0.15 \leq p_0 \leq 15$  бар в случае бензола. Выбор указанных диапазонов обусловлен возможностями используемой методики расчета (см. следующий раздел). Коллапс пузырьков реализуется за счет начального превышения давления жидкости над давлением в пузырьке. Температура жидкости  $20^\circ\text{C}$ . Во всех случаях в начале коллапса (в момент времени  $t = 0$ ) радиус пузырька  $R$  равен 500 мкм, пар в его полости и окружающая жидкость покоятся. При этом давление пара равно давлению насыщения при температуре жидкости (0.016 бар в воде, 0.24 бар в ацетоне и 0.353 бар в бензоле).

При реализации ударно-волнового сценария сжатия в конце схождения ударной волны внутри сверхмалой центральной области пузырька радиусом  $r \sim 0.1$  мкм термодинамические параметры могут достигать сверхвысоких значений:  $p > 10^8$  бар,  $\rho \sim 10^4$  кг/м<sup>3</sup> и  $T > 10^6$  К [3–5]. Для моделирования это представляет значительные трудности: нужно учитывать диссоциацию, ионизацию и т.д. Поскольку данные эффекты в настоящей работе не учитываются, то здесь, как и в [6–8], используются профили  $p$ ,  $\rho$  и  $T$  вне малой центральной области пузырька  $r < 0.25$  мкм, а также достигаемые на границе этой области максимальные значения, обозначаемые как  $p^*_{\max}$ ,  $\rho^*_{\max}$  и  $T^*_{\max}$  соответственно. При однородном сжатии эти параметры определяют степень сжатия среды во всем пузырьке, а при сжатии сходящимися изэнтропическими и ударными волнами их более высоким значениям соответствуют более высокие степени сжатия внутри указанной области  $r < 0.25$  мкм.

**2. Математическая модель и метод расчета.** Динамика пузырьков в рассматриваемых условиях слабо зависит от поверхностного натяжения и вязкости жидкости. Существенным является влияние сжимаемости жидкости, неоднородности радиального распределения пара, теплопроводности пара и жидкости, теплообмена на поверхности пузырька, несовершенства пара. С учетом этого для описания динамики пара в пузырьке и окружающей жидкости используются следующие уравнения [4, 9]:

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

Здесь  $w$  – радиальная скорость,  $e = U + w^2/2$  – удельная полная энергия,  $U$  – удельная внут-

ренняя энергия,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности.

Граничные условия вдали от пузырька ( $r \rightarrow \infty$ ) и на межфазной поверхности ( $r = R$ ) имеют вид [4, 9]:

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

где  $l(p_g)$  – теплота парообразования при давлении  $p_g$ ,  $j$  – 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 [9]

$$\begin{aligned} j &= \frac{\alpha'}{\sqrt{2\pi R_g}} \left( \frac{p_s(T)}{\sqrt{T}} - \frac{\chi p_g}{\sqrt{T}} \right), \\ \chi &= e^{-\Omega^2} - \Omega \sqrt{\pi} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\Omega e^{-x^2} dx \right), \quad \Omega = \frac{j \sqrt{R_g T}}{\sqrt{2} p_g}. \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha'$  – коэффициент аккомодации,  $R_g$  – газовая постоянная для пара.

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  $U$

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

Для описания потенциальных компонент применяется обобщенный потенциал Борна–Майера [10–12]. Тепловые компоненты определяются из выражений  $p^{(T)}(\rho, T) = \rho \Gamma(\rho) U^{(T)}$ ,  $U^{(T)}(T) = c_V T$ . Теплоемкости  $c_V$  жидкости и пара полагаются постоянными. Физические параметры сред в уравнениях (1)–(3) выбираются на основе работ [10–12].

Система уравнений (1)–(3) решается численно по методике работы [13]. Ее работоспособность детально тестировалась, в том числе и сравнением с результатами, полученными по методике [14], что подробно изложено в [15]. Рассматриваемые диапазоны варьирования давления жидкости ( $1 \leq p_0 \leq 100$  бар для воды,  $0.8 \leq p_0 \leq 50$  бар для ацетона и  $0.15 \leq p_0 \leq 15$  бар для бензола) выбраны так, что все относящиеся к ним результаты настоящей работы соответствуют численным решениям, полученным с достижением сходимости по мере измельчения

расчетной сетки. Вне этих диапазонов (за исключением верхней границы в случае воды) сходимость численного решения значительно замедляется.

В численной методике настоящей работы, как и в [6–8], используется подвижная сетка, сгущающаяся к поверхности пузырька. Сгущение необходимо для описания тонких тепловых пограничных слоев в жидкости и паре. Расчеты показали, что в области жидкости достаточно 1000 ячеек, уменьшающихся к межфазной поверхности до  $2 \cdot 10^{-5} \cdot R(t)$  в ацетоне и бензоле и  $6.7 \cdot 10^{-5} \cdot R(t)$  в воде. В области пара кроме теплового пограничного слоя нужно описывать и ударную волну. Разрешение теплового пограничного слоя достигается выбором приграничной ячейки в паре, равной по размерам приграничной ячейке в жидкости. Как и в [6–8], разрешение ударной волны осуществлялось увеличением числа ячеек в области пара  $N_g$ .

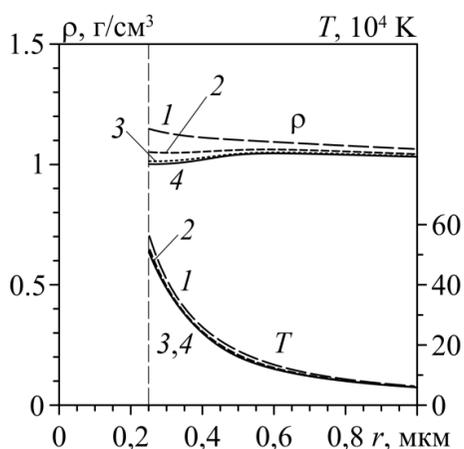


Рис. 1. Радиальные распределения плотности и температуры вблизи центра пузырька в момент экстремального сжатия пара в пузырьке в ацетоне для числа ячеек в пузырьке  $N_g = 8000, 16000, 32000, 64000$  (кривые 1, 2, 3, 4 соответственно) при  $p_0 = 50$  бар в области  $r \geq 0.25$  мкм

Рис. 1 иллюстрирует сходимость при наиболее сложных в этом отношении значениях давления ацетона и бензола, представляющих собой верхние границы рассматриваемых интервалов варьирования  $p_0$ . Представлен случай кавитационного пузырька в ацетоне при  $p_0 = 50$  бар. Различие между вариантами с  $N_g = 32000$  и  $64000$  составляет в области  $r \geq 0.25$  мкм менее 1%. При всех других значениях давления ацетона в рассматриваемом диапазоне, в том числе и тогда, когда существенно

отражение сходящейся ударной волны от центра пузырька и последующее отражение возникшей при этом расходящейся ударной волны от поверхности пузырька, сходимость численного решения достигается либо также, либо быстрее. В частности, для близкого к однородному сжатию среды в пузырьке оказывается достаточно брать  $N_g = 1000$ .

### 3. Сценарии сжатия среды в пузырьке.

Во всех трех рассматриваемых случаях коллапса кавитационных пузырьков (в воде, ацетоне и бензоле) по мере увеличения давления жидкости  $p_0$  в соответствующих диапазонах последовательно реализуются все три указанные выше сценария сжатия содержимого коллапсирующих кавитационных пузырьков (сжатие, близкое к однородному, с образованием радиально-сходящихся изэнтропических и ударных волн). При этом переход от одного сценария к другому осуществляется при разных значениях  $p_0$ . Это во многом объясняется разницей молекулярной массы воды (18 г/моль), ацетона (58 г/моль) и бензола (78 г/моль) и показателей адиабаты их паров (1.325 у воды, 1.125 у ацетона и 1.12 у бензола). Более подробно рассмотрение влияния этих параметров в связи с образованием в пузырьке сходящихся ударных волн приведено в [16]. Согласно [16], для образования ударных волн бензол благоприятнее воды и ацетона, а ацетон благоприятнее воды. Поэтому в случае бензола ударные волны в коллапсирующем кавитационном пузырьке формируются при наименьших значениях давления  $p_0$ , а в случае воды – при наибольших.

**3.1. Однородное сжатие среды в пузырьке.** Рис. 2 характеризует финальную стадию сценария близкого к однородному сжатию среды в пузырьках. Представлен коллапс кавитационных пузырьков в воде, ацетоне и бензоле при давлении жидкости  $p_0 = 15, 1$  и  $0.16$  бар соответственно. Отметим, что при относительно небольшом превышении давления  $p_0$  над этими значениями, в пузырьке возникают заметные изэнтропические волны.

На рис. 2 видно, что наиболее сильное сжатие реализуется в пузырьке в воде ( $1.7 \cdot 10^5$  бар), промежуточное – в ацетоне (353 бар), а наименее сильное – в бензоле (27 бар). Радиус пузырька в момент экстремального сжатия  $R_{extr}$  примерно равен 11 мкм в воде, 43 мкм в ацетоне и 16 мкм бензоле.

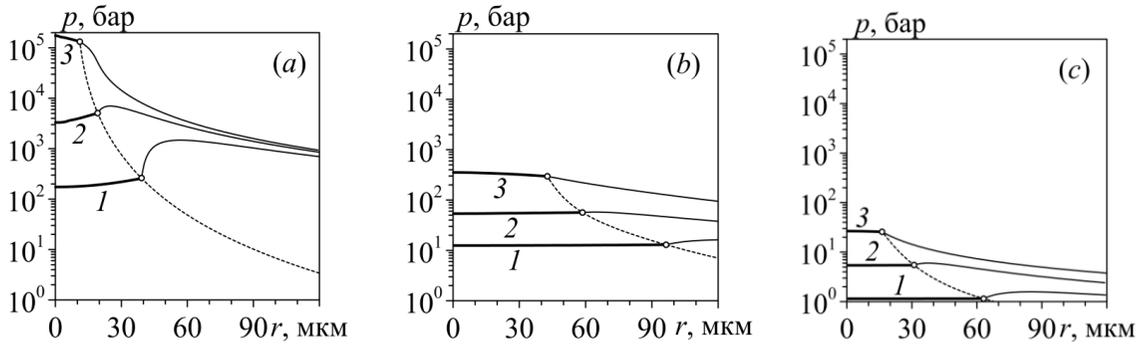


Рис. 2. Радиальные распределения давления при  $r \geq 0.25$  для пузырьков в воде (a), ацетоне (b) и бензоле (c) при  $p_0 = 15, 1, 0.16$  бар соответственно в финальной стадии их коллапса (момент 3 соответствует концу коллапса). Здесь и далее на рис. 3–6 кружочками отмечены значения на поверхности пузырька

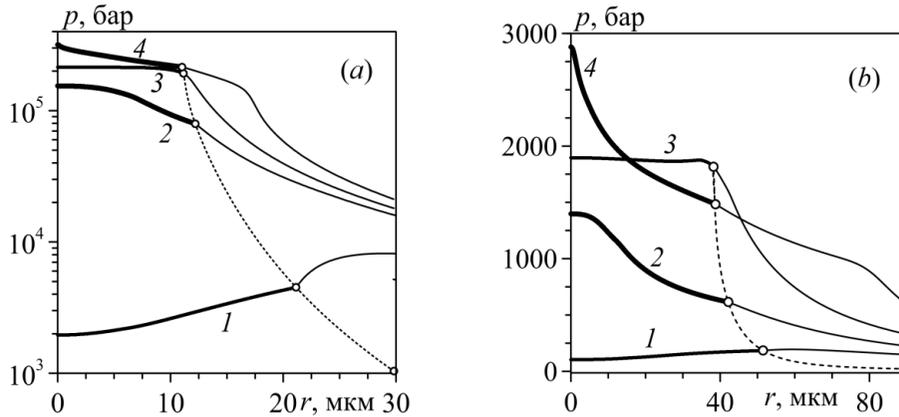


Рис. 3. Изменение радиальных распределений давления (кривые 1–4) в финальной стадии коллапса кавитационных пузырьков в воде при  $p_0 = 30$  бар (a) и ацетоне при  $p_0 = 2$  бар (b). Кривые 2, 4 соответствуют локальным (по времени) максимумам давления в центре пузырька

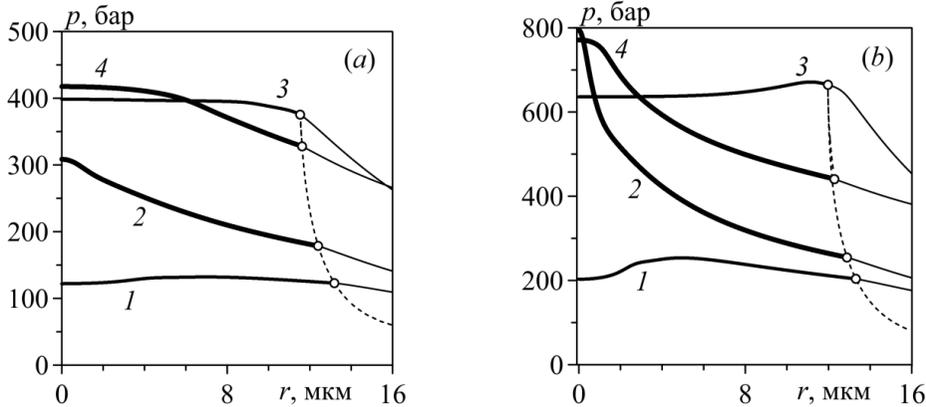


Рис. 4. Изменение радиальных распределений давления (кривые 1–4) в конце коллапса кавитационного пузырька в бензоле при  $p_0 = 0.18$  бар (a) и  $p_0 = 0.19$  бар (b). Кривые 2, 4 соответствуют локальным (по времени) максимумам давления в центре пузырька

**3.2. Сжатие среды в пузырьке изэнтропическими волнами.** Выраженные сценарии сжатия среды в пузырьках изэнтропическими волнами устанавливаются, начиная с  $p_0$ , примерно равного 20 бар в случае воды, 1.5 бар в случае ацетона и 0.18 бар в случае бензола. При этих давлениях в полости пузырьков (рис. 3, a,

b, рис. 4, a) в финальной стадии коллапса сначала возникает сходящаяся к центру пузырька изэнтропическая волна сжатия небольшой амплитуды (кривые 1). Через некоторое время эта волна фокусируется в центре пузырьков (кривые 2) и отражается от него. Затем она распространяется к поверхности пузырька, еще

находящегося в процессе сжатия, взаимодействует с ней (кривые 3), частично отражается обратно в пузырек (а частично проходит в жидкость), вновь радиально сходится и фокусируется в центре (кривые 4). Наибольшее за коллапс значение давления (а также плотности и температуры) достигается в центре пузырька в момент повторной фокусировки изэнтропической волны (кривые 4).

При увеличении давления жидкости  $p_0$  от соответствующих (рис. 3) значений в случаях пузырьков в воде и ацетоне приведенный на рис. 3 первый вариант сценария сжатия содержимого пузырька изэнтропическими волнами сохраняется (при некоторых количественных изменениях) вплоть до перехода к сценарию со сжатием ударными волнами. В отличие от этого в случае пузырька в бензоле при увеличении  $p_0$  до перехода к сжатию ударными волнами реализуется еще один (второй) вариант сценария сжатия изэнтропическими волнами (рис. 4, *b*). Этот вариант отличается от первого (рис. 4, *a*) тем, что экстремальное сжатие пара в пузырьке в нем достигается не при повторной, а при первой фокусировке сходящейся изэнтропической волны.

**3.3. Сжатие среды в пузырьке ударными волнами.** По мере увеличения давления жидкости  $p_0$  в случае пузырьков в воде и ацетоне первый вариант сценария сжатия их содержимого изэнтропическими волнами сменяется на первый вариант сценария сжатия с ударными волнами (рис. 5). В этом варианте ударная волна возникает в пузырьке в процессе повторного схождения изэнтропической волны. Термодинамические параметры на границе центральной области  $r \leq 0.25$  мкм и принимают свои наибольшие значения в момент фокусировки ударной волны.

По мере увеличения давления жидкости  $p_0$  в случае бензола второй вариант сценария сжатия содержимого пузырька изэнтропическими волнами сменяется на второй вариант сценария сжатия с ударными волнами (рис. 6, *a*). В этом варианте ударная волна возникает в пузырьке в процессе первого схождения изэнтропической волны. В момент первой фокусировки этой ударной волны в центре пузырька (кривая 3) термодинамические параметры на границе центральной области  $r \leq 0.25$  мкм и принимают свои наибольшие значения.

В случае воды первый вариант сценария сжатия с ударной волной сохраняется вплоть до  $p_0 \approx 90$  бар. При еще больших значениях  $p_0$  реали-

зуется третий вариант сжатия с ударными волнами. В этом варианте изэнтропическая волна трансформируется в ударную в процессе своей первой фокусировки в центре пузырька. Далее возникшая ударная волна фокусируется в центре, отражается от него и уходит к поверхности пузырька, отражается от нее и вновь сходится, повторно фокусируясь в центре пузырька. Максимальные значения термодинамических параметров на границе области  $r \leq 0.25$  мкм достигаются не в момент первой фокусировки ударной волны (как во втором варианте сжатия с ударными волнами), а в момент ее повторной фокусировки.

В случае ацетона первый вариант сценария сжатия с ударной волной сохраняется до значений  $p_0$ , близких к 3 бар. При  $p_0 = 3$  бар реализуется третий вариант сжатия с ударной волной. Далее при  $p_0 > 3$  бар до конца рассматриваемого интервала варьирования  $p_0$  следует второй вариант сценария сжатия с ударной волной (рис. 6, *b*). В случае бензола второй вариант сценария сжатия с ударной волной, установившийся после второго варианта сценария с изэнтропическими волнами, сохраняется вплоть до конца рассматриваемого интервала варьирования  $p_0$ .

**4. Влияние давления жидкости на степень сжатия среды в пузырьке.** Изменение максимальных значений давления  $p_{\max}^*$ , плотности  $\rho_{\max}^*$  и температуры  $T_{\max}^*$  в пузырьках в воде, ацетоне и бензоле по мере увеличения давления жидкости  $p_0$  в рассматриваемых интервалах иллюстрирует рис. 7.

В случае пузырька в воде сначала до  $p_0 \approx 20$  бар сжатие среды в пузырьке близко к однородному (рис. 2). Затем в промежутке  $20 < p_0 \leq 40$  бар реализуется сжатие сходящимися изэнтропическими волнами (рис. 3, *a*). После этого при  $50 \leq p_0 \leq 90$  бар имеет место первый вариант сжатия с ударной волной (рис. 5, *a*), а при  $p_0 = 100$  бар – третий вариант. Ударные волны в первом и третьем вариантах ударно-волнового сценария сжатия не имеют большую интенсивность, так что во всем диапазоне варьирования  $p_0$  значения  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$  растут относительно медленно. При этом в их росте имеется небольшая немонотонность. Она обусловлена тем, что наряду с волнами, определяющими первый вариант сжатия с ударными волнами, в пузырьке могут возникать и другие более слабые волны, хотя на основные особенности сценария сжатия они не влияют.

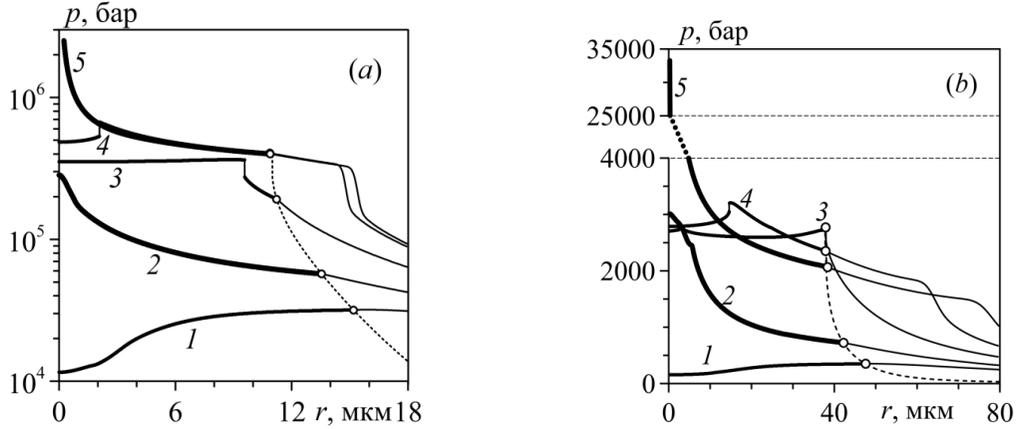


Рис. 5. Изменение радиальных распределений давления (кривые 1–5) в финальной стадии коллапса кавитационных пузырьков в воде при  $p_0 = 70$  бар (a) и ацетоне при  $p_0 = 2.5$  бар (b)

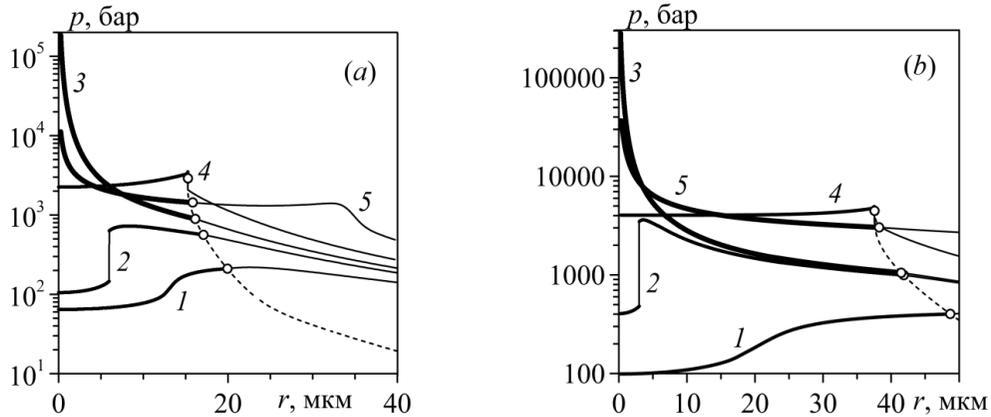


Рис. 6. Изменение радиальных распределений давления (кривые 1–5) в конце коллапса кавитационных пузырьков в бензоле при  $p_0 = 0.3$  бар (a) и ацетоне при  $p_0 = 3.5$  бар (b)

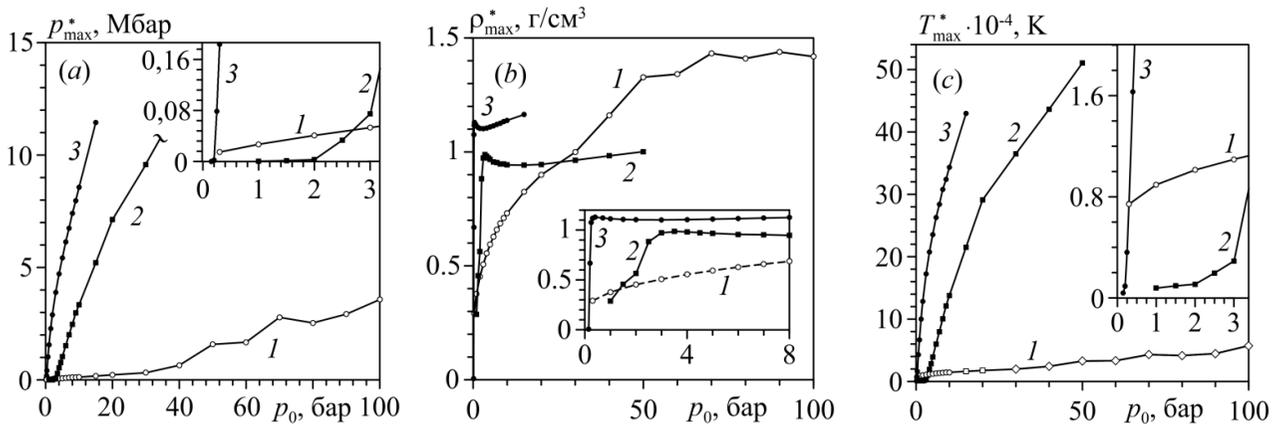


Рис. 7. Максимальные значения давления  $p_{\max}^*$  (a), плотности  $\rho_{\max}^*$  (b) и температуры  $T_{\max}^*$  (c) на границе малой центральной области пузырька  $r \leq 0.25$  мкм в зависимости от давления жидкости  $p_0$  при коллапсе пузырьков в воде (кривые 1), ацетоне (кривые 2) и бензоле (кривые 3)

В случаях пузырьков в ацетоне при  $p_0 \leq 2$  бар и бензоле при  $p_0 \leq 0.2$  бар, где последовательно реализуются сжатие, близкое к однородному (рис. 2), и сжатие изэнтропическими волнами (рис. 3, 4), значения  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$  растут относительно плавно. В случае ацетона при

$p_0 \approx 2$  бар имеет место переход к первому варианту сценария сжатия с ударной волной (рис. 5, b), а в случае бензола при  $p_0 \approx 0.3$  бар – ко второму варианту этого же сценария (рис. 6, b). Эти переходы сопровождаются резким увеличением скорости роста  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$ . Затем в случае аце-

тона при  $p_0 \approx 3$  бар устанавливается третий вариант сценария сжатия с ударной волной, однако это не сопровождается какими-либо заметными изменениями в зависимостях  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$  от  $p_0$ . После этого при  $p_0 > 3$  бар реализуется второй вариант сценария сжатия с ударной волной (рис. 6, b). Это вызывает еще одно резкое увеличение скорости роста  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$ .

Можно отметить, что при близком к однородному сжатию среды в пузырьках в воде, ацетоне и бензоле значения  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$  для воды оказываются выше, чем для ацетона и бензола. При тех же  $p_0$ , когда в пузырьке в ацетоне реализуется сценарий ударно-волнового сжатия, значения  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$  в случае ацетона оказываются выше, чем в случае воды, а в случае бензола выше, чем в случае ацетона. Особенностью ударно-волнового сжатия является также и то, что по мере увеличения  $p_0$  быстрый рост  $p_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$  сопровождается падением скорости возрастания  $\rho_{\max}^*$ . Это обусловлено тем, что увеличение плотности в ударной волне с ростом ее интенсивности, как известно, ограничено. Некоторое падение  $\rho_{\max}^*$  при  $p_0 > 3.5$  бар в случае ацетона и при  $p_0 > 0.4$  бар в случае бензола объясняется тем, что с ростом  $p_0$  плотность пара перед ударной волной уменьшается (из-за роста скорости схождения волн к центру пузырька).

**Заключение.** Проведено сопоставление особенностей сжатия среды в кавитационных пузырьках в воде, ацетоне и бензоле при их коллапсе в зависимости от варьирования давления жидкости  $p_0$  в широких диапазонах (температура жидкостей 20°C, начальный радиус пузырьков 500 мкм). Пар в пузырьках в начале сжатия находится в состоянии насыщения. Применяется математическая модель, в которой динамика пара в пузырьке и окружающей жидкости описывается уравнениями, выражающими законы сохранения массы, импульса и полной энергии. Учитываются нестационарная теплопроводность жидкости и пара, неравновесные испарение и конденсация на поверхности пузырька. В качестве уравнений состояния применялись реалистичные широкодиапазонные уравнения состояния Нигматулина–Болотновой, построенные с применением известных экспериментальных данных.

Показано, что по мере увеличения давления жидкости сначала реализуется первый сценарий сжатия содержимого пузырька, в котором пар сжимается в режиме, близком к однородному (при:  $p_0 \leq 20$  бар в воде,  $p_0 \leq 1$  бар в ацетоне и  $p_0 \leq 0.15$  бар в бензоле). Затем реализуется второй сценарий, в котором сжатие осуществляется посредством радиально-сходящихся к центру пузырька изэнтропических волн (при:  $20 < p_0 \leq 40$  бар в воде,  $1 < p_0 \leq 2$  бар в ацетоне и  $0.15 < p_0 \leq 0.2$  бар в бензоле). После этого устанавливается третий сценарий, в котором сжа-

тие обусловлено радиальным схождением ударных волн (при:  $p_0 \geq 50$  бар в воде,  $2 < p_0 \leq 50$  бар в ацетоне и  $0.3 \leq p_0 \leq 15$  бар в бензоле). При этом в случае бензола реализуется один, в случае воды – два, а в случае ацетона – три варианта сжатия сходящимися ударными волнами. При этом в случае бензола реализуется один, в случае воды два и в случае ацетона три варианта сжатия сходящимися ударными волнами. Проведено сопоставление достигаемых степеней сжатия пара в пузырьках на основе максимальных значений давления, плотности и температуры на границе малой центральной области пузырька с радиусом  $r = 0.25$  мкм.

*Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-11-01135).*

## Литература

1. Хабеев Н.С. К вопросу об использовании гомобаричности в динамике пузырьков // МЖГ. 2010. № 2. С. 47–50.
2. Shaw S.J., Spelt P.D.M. Shock emission from collapsing gas bubbles // J. Fluid Mech. 2010. V. 646. P. 363–373.
3. Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A. Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble // Science. 1997. V. 276. P. 1398–1401.
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 // Physics of Fluid. 2005. V. 17. P. 107106.
5. 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. P. 234301.
6. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Зависимость сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне от давления жидкости // Вестник Башкирского университета. 2015. Т. 20, № 3. С. 807–812.
7. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Сильное сжатие пара в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне // Вестник Башкирского университета. 2017. Т. 22, № 3. С. 580–585.
8. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Зависимость сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде и бензоле от давления жидкости // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. 2016. Т. 158. Кн. 2. С. 231–242.
9. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1 и 2. М.: Наука, 1987.
10. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, №2. С. 310–313.
11. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // Доклады РАН. 2007. Т. 415, № 5. С. 617–621.
12. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонные уравнения состояния бензола и тетра-

декана в упрощенной форме // Теплофизика высоких температур. 2017. Т. 55, № 2. С. 206–215.

13. Aganin A.A. Dynamics of a small bubble in a compressible fluid // *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2000. V. 33. P. 157–174.

14. 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. P. 2979–2985.

15. Аганин А.А., Ильгамов М.А. Динамика пузырька газа в центре сферического объема жидкости // Математическое моделирование. 2001. Т. 13, № 1. С. 26–40.

16. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Топорков Д.Ю., Ильгамов М.А. Образование сходящихся ударных волн в пузырьке при его сжатии // Доклады РАН. 2014. Т. 458, № 3. С. 282–286.

### References

1. Khabeev N.S. The question of the uniform-pressure condition in bubble dynamics. *Fluid Dyn.*, 2010, vol. 45, no. 2, pp. 208–210.

2. Shaw S.J., Spelt P.D.M. Shock emission from collapsing gas bubbles. *J. Fluid Mech.*, 2010. vol. 646, pp. 363–373.

3. Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A. Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble. *Science*, 1997, vol. 276, pp. 1398–1401.

4. Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S., Bolotnova R.Kh., Vakhitova N.K., Lahey R.T. (Jr), Taleyarkhan R.P. Theory of supercompression of vapor bubbles and nano-scale thermonuclear fusion. *Physics of Fluids*, 2005, vol. 17, 107106.

5. 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, 234301.

6. Aganin A.A., Ilgamov M.A., Toporkov D.Yu. Dependence of vapor compression inside cavitation

bubbles in water and acetone on the pressure of liquid. *Vestnik Bashkirskogo universiteta*, 2015, vol. 20, no. 3, pp. 807–812.

7. Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Ilgamov M.A., Toporkov D.Y. Strong compression of vapor in cavitation bubbles in water and acetone. *Vestnik Bashkirskogo universiteta*, 2017, vol. 22, no. 3, pp. 580–585.

8. Aganin A.A., Ilgamov M.A., Toporkov D.Yu. Dependence of vapor compression in cavitation bubbles in water and benzol on liquid pressure. *Uchenye zapiski Kazanskogo universiteta. Ser. Fiziko-matematicheskie nauki*, 2016. vol. 158, no. 2, pp. 231–242.

9. Nigmatulin R.I. Dynamics of multiphase media. In 2 parts. Moscow, Nauka, 1987.

10. Nigmatulin R.I., Bolotnova R.Kh. Wide-range equation of state of water and steam: Simplified form. *High Temp.*, 2011, vol. 49, no. 2, pp. 303–306.

11. Nigmatulin R.I., Bolotnova R.Kh. Wide-range equation of state for organic liquids: Acetone as an example. *Doklady Physics*, 2007, vol. 52, no. 8, pp. 442–446.

12. Nigmatulin R.I., Bolotnova R.Kh. Simplified wide-range equations for benzene and tetradecane. *High Temp.*, 2017, vol. 55, no. 2, pp. 206–215.

13. Aganin A.A. Dynamics of a small bubble in a compressible fluid. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 2000, vol. 33, pp. 157–174.

14. 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, pp. 2979–2985.

15. Aganin A.A., Ilgamov M.A. Gas bubble dynamics in the spherical liquid volume. *Matematicheskoe modelirovanie*, 2001, vol. 13, no. 1, pp. 26–40.

16. Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Toporkov D.Yu., Ilgamov M.A. Formation of convergent shock waves in a bubble upon its collapse. *Doklady Physics*, 2014, vol. 59, no. 9, pp. 431–435.

## COMPRESSION OF VAPOR IN CAVITATION BUBBLES IN WATER, ACETONE, AND BENZOL

© A.A. Aganin<sup>1</sup>, M.A. Ilgamov<sup>2</sup>, D.Yu. Toporkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute of Mechanics and Engineering – Subdivision of the Federal State Budgetary Institution of Science «Kazan Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences»,  
2/31, ulitsa Lobachevskogo, 420111, Kazan, Russian Federation

<sup>2</sup> Mavlyutov Institute of Mechanics – Subdivision of the Ufa Federal Research Centre of the Russian Academy of Sciences,  
71, prospekt Oktybrya, 450054, Ufa, Russian Federation

Features of medium compression in vapor-filled cavitation bubbles in water, acetone, and benzol during their collapse are compared. The temperature of the liquids is 20°C, their pressure is varied in wide ranges. In all the three cases, three scenarios of compression of vapor in the bubbles are consecutively realized with increasing the liquid pressure. The compression is close to uniform in the first scenario and it is accompanied by radially-convergent isentropic waves in the second scenario and by radially-convergent shock waves in the third scenario. The scenario with shock waves is realized, starting with a pressure of 0.25 bar in the case of benzene, 2.5 bar in the case of acetone and 50 bar in the case of water. One, two, and three variants of the vapor compression with converging shock waves are realized in the cases of benzene, water, and acetone, respectively.

Key words: acoustic cavitation, bubble dynamics, bubble collapse, cumulation, converging shock waves.