

УДК 533;532

## Зависимость коллапса парового пузырька в горячем тетрадекане от давления жидкости\*

Р.И. Нигматулин<sup>1,2,3</sup>, А.А. Аганин<sup>1</sup>, Д.Ю. Топорков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт механики и машиностроения ФИЦ  
Казанский научный центр РАН

<sup>2</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва

<sup>3</sup>Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН

E-mail: top.dmr@gmail.com

Рассматриваются особенности коллапса парового пузырька в горячем тетрадекане (с температурой 663 К) в зависимости от давления жидкости в диапазоне от 13 до 100 бар. В начале коллапса пар в пузырьке находится в состоянии насыщения с давлением 10,3 бар, начальный радиус пузырька принят равным 500 мкм. Показано, что при давлении жидкости менее 13 бар сильное сжатие пара в пузырьке реализуется близким к однородному, а при более высоких значениях давления сжатие реализуется посредством образующихся в пузырьке радиально сходящихся изэнтропических (при 14–18 бар) и ударных (начиная с 19 бар) волн. Проведено сопоставление степеней сжатия пара, оцениваемых по его давлению, плотности и температуре на границе малой центральной области пузырька радиусом 0,25 мкм, с теми степенями сжатия пара, что реализуются при коллапсе аналогичного парового пузырька в холодном ацетоне при температуре 273 К, соответствующей известным экспериментам по акустической кавитации дейтерированного ацетона. Установлено, что степени сжатия, сравнимые с достигаемыми в случае ацетона при давлении 15 бар, равном амплитуде акустического воздействия в указанных экспериментах, достигаются в случае тетрадекана при давлении 70 бар. При этом максимальная скорость коллапса пузырька в тетрадекане оказывается в 10 раз меньше, чем в ацетоне (110 м/с против 1100 м/с).

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

### Введение

Важной особенностью динамики парогазовых пузырьков в жидкости является возможность достижения высоких степеней сжатия (т.е. высоких температур, плотностей и давлений) их содержимого. Так, в работах [1–6] было показано, что кратковременно (в промежутке  $\delta t < 1$  пс) в малой окрестности центра пузырька (радиусом  $\delta r < 100$  нм) в финальной стадии его коллапса можно получить температуры  $\sim 10^7$  К, плотности  $\sim 1$  г/см<sup>3</sup> и давления  $\sim 10^5$  МПа. Длительное время изучение особенностей сильного сжатия парогазовой среды в пузырьках проводилось на режиме периодического свечения одиночного пузырька, совершающего радиальные колебания большой амплитуды в пучности давления стоячей акустической волны [7, 8]. В качестве жидкости обычно

\* Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №17-11-01135).

применялась вода с определенным содержанием воздуха или инертного газа, так что содержимым пузырька была смесь неконденсируемого газа с парами воды. Соответствующие эксперименты проводились в комнатных условиях. Существенно больших степеней сжатия содержимого пузырьков удалось добиться в условиях экспериментов по акустической кавитации дейтерированного ацетона [1, 2]. Для этого режима характерно то, что пузырьки являются кавитационными (заполнены парами ацетона), амплитуда давления в стоячей волне составляет около 15 бар. Акустическому воздействию подвергается сферический кластер пузырьков, радиус которых в момент их максимального расширения составляет 0,5–1 мм (диаметр кластера ~ 1 см). Эксперименты проводились при температуре 0 °С. Еще одним режимом, на котором удалось достичь высоких степеней сжатия пара в коллапсирующих пузырьках, является режим образования наноалмазов в кавитационных пузырьках в бензоле и толуоле при воздействии на них ударными волнами большой амплитуды (~ 100 бар) [9, 10]. Соответствующие эксперименты проводились в комнатных условиях.

Известно [2, 6], что наиболее сильного сжатия содержимого пузырьков удается достичь тогда, когда в пузырьках возникают радиально сходящиеся ударные волны. По мере схождения ударной волны ее интенсивность быстро и сильно возрастает. В момент фокусировки она трансформируется в расходящуюся ударную волну. В результате этого в коротком промежутке времени, включающем финальную фазу схождения и начальную фазу расхождения указанных ударных волн, газодинамические параметры в малой центральной области пузырька достигают очень высоких значений. Согласно [11], более подходящими для реализации сильного сжатия среды в коллапсирующем кавитационном пузырьке посредством сходящихся ударных волн являются парогазовые среды с большой молекулярной массой и малым показателем адиабаты. По этим параметрам пары ацетона значительно превосходят пары воды, а пары бензола оказываются несколько предпочтительнее паров ацетона. Соответствующее соотношение достигаемых в пузырьке степеней сильного сжатия среды было установлено в работе [12] путем численных экспериментов с применением реалистичной модели динамики кавитационных пузырьков [6, 11].

Согласно критерию работы [11], гораздо более предпочтительной, чем бензол, жидкостью для реализации ударных волн в кавитационных пузырьках является тетрадекан. Данный вывод подтверждают предварительные оценки, выполненные с применением упрощенной модели динамики кавитационных пузырьков [13]. В связи с этим проведение исследования возможности сильного сжатия пара в кавитационном пузырьке в тетрадекане представляет значительный интерес. Предварительные оценки с применением упрощенной модели показали также, что ударные волны в пузырьках в тетрадекане могут образовываться при намного более высоких температурах жидкости, чем в случаях ацетона и бензола [13]. В работе [14] проводилось сравнение коллапса кавитационных пузырьков в ацетоне при температуре 419 К и в тетрадекане при температуре 663 К при давлении жидкости 50 бар и начальном давлении пара 10,3 бар. В этих условиях в пузырьке в тетрадекане образуется сильная ударная волна, тогда как в пузырьке в ацетоне сжатие среды близко к однородному. Возможность сверхсжатия содержимого пузырька в тетрадекане при высоких температурах является определенным преимуществом, поскольку нейтронная эмиссия, описанная в работе [1], достигалась в ацетоне лишь при 0 °С, так что в экспериментах приходилось использовать холодильник.

Проведенное в исследовании [15] сравнение коллапса паровых пузырьков в ацетоне и тетрадекане показало, что даже в существенно различных условиях термодинамические параметры в пузырьках могут достигать сравнимых значений. Интересно, что при реализации этих сравнимых значений максимальная скорость коллапса пузырьков может значительно различаться. Так, в условиях работы [15] она в случае ацетона примерно в 6 раз больше, чем в случае тетрадекана.

В настоящей работе изучаются особенности реализации сильного сжатия пара в кавитационном пузырьке (радиусом 500 мкм) в горячем тетрадекане (с температурой 663 К). Исследуется влияние давления жидкости, которое варьируется в диапазоне от 13 до 100 бар. Проводится сопоставление полученных данных с данными по сжатию пара в аналогичном по размеру пузырьке в холодном ацетоне при температуре 273 К, при которой проводились известные эксперименты по выявлению нейтронной эмиссии при акустической кавитации дейтерированного ацетона [1]. Давление ацетона варьируется в широком диапазоне (от 0,17 до 30 бар). Основное внимание направлено на сопоставление результатов с вариантом сжатия пузырька в ацетоне при давлении 15 бар, равном амплитуде акустического воздействия в указанных экспериментах [1]. Отметим, что по оценкам авторов работы [6] пузырьки рассматриваемого размера также могут реализовываться в экспериментах [1].

### 1. Постановка задачи и математическая модель

Рассматривается коллапс одиночного сферического кавитационного пузырька в горячем тетрадекане, где температура жидкости и заполняющего пузырек пара  $T_0 = 663$  К. В начале коллапса (в момент времени  $t = 0$ ) радиус пузырька  $R_0 = 500$  мкм, пар и окружающая жидкость неподвижны, пар находится в состоянии насыщения с давлением  $p_S(T_0) = 10,3$  бар. Изучаются особенности сжатия пара при коллапсе при вариации давления в жидкости  $p_0$  от 13 до 100 бар. Проводится сопоставление с коллапсом аналогичного по размеру пузырька в холодном ацетоне с температурой  $T_0 = 273$  К, при которой начальное давление в пузырьке, которое также выбирается равным давлению насыщенного пара окружающей жидкости, составляет  $p_S(T_0) = 0,094$  бар. Давление ацетона (жидкости)  $p_0$  варьируется от 0,17 до 30 бар.

Для описания движения пара и жидкости используется реалистичная гидродинамическая модель [6, 16], в которой учитываются сжимаемость жидкости, нестационарная теплопроводность пара и жидкости, неравновесный тепломассообмен на межфазной границе, несовершенство пара. С учетом этого уравнения динамики пара и жидкости в сферической системе координат ( $r$  — радиальная координата, отсчитываемая от центра пузырька) имеют следующий вид [6, 16]:

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

здесь  $w$  — радиальная скорость,  $e = U + w^2/2$  — удельная полная энергия,  $U$  — удельная внутренняя энергия,  $k$  — коэффициент теплопроводности.

Граничные условия на большом удалении от пузырька ( $r \rightarrow \infty$ ) и на межфазной поверхности ( $r = R$ ) имеют вид [6, 16]:

$$\begin{aligned} r \rightarrow \infty: \quad p &= p_0, \quad T = T_0, \\ r = R(t): \quad \dot{R} &= w_1 + \frac{j}{\rho_1} = w_g + \frac{j}{\rho_g}, \quad p_1 = p_g, \\ k_1 \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_1 - k_g \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_g &= j l(p_g), \quad T_1 = T_g, \end{aligned} \quad (2)$$

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 [16]:

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

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

здесь  $\alpha'$  — коэффициент аккомодации,  $R_g$  — газовая постоянная для пара.

Уравнения состояния жидкости и пара [17, 18] 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  $U$ :

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

При описании потенциальных компонент применяется обобщенный потенциал Борна–Майера

$$p^{(p)}(\rho) = \rho^2 \frac{dU^{(p)}}{d\rho}, \quad U^{(p)}(\rho) = \frac{A}{\eta \rho_{1,0} b} \exp \left[ b \left( 1 - \left( \frac{\rho}{\rho_{1,0}} \right)^{-\eta} \right) \right] - \frac{K}{\xi \rho_{1,0}} \left( \frac{\rho}{\rho_{1,0}} \right)^{\xi} + U^0.$$

Значение константы  $U^0$  определяется из выражения  $U^{(p)}(\rho^0) = 0$ , в котором  $\rho^0$  отвечает равенству  $p^{(p)}(\rho^0) = 0$ . 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 аккомодации  $\alpha'$  принимается для ацетона и тетрадекана равным 1. Константы уравнений состояния (3)  $U^{(ch)}$ ,  $\rho_{1,0}$ ,  $c_V$ ,  $A$ ,  $b$ ,  $K$ ,  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $g_k$ ,  $\rho_k$ ,  $\zeta_k$  и зависимости параметров  $k_1$ ,  $k_g$ ,  $p_S$ ,  $l$  от температуры  $T$  выбираются из работы [17] для ацетона и [18] — для тетрадекана. Эффекты теплопроводности рассчитываются, следуя [6].

Система уравнений (1)–(3) решается численно по методике [19]. Ее работоспособность детально тестировалась, в том числе сравнением с результатами методики [20], что было подробно изложено в работе [21].

## 2. Особенности коллапса пузырьков в горячем тетрадекане и холодном ацетоне при сравнимых степенях сверхсжатия пара

Для сопоставления особенностей сверхсжатия пара в пузырьках в горячем тетрадекане ( $T_0 = 663$  К) и холодном ацетоне при температуре 273 К, при которой проводились эксперименты с выявлением нейтронной эмиссии при акустической кавитации дейтерированного ацетона [1], был принят вариант коллапса пузырька в ацетоне при давлении 15 бар, равном амплитуде акустического воздействия в указанных экспериментах [1]. Степень сверхсжатия пара в пузырьке оценивается по максимальным значениям давления, плотности и температуры на границе его малой центральной области с радиусом  $r = 0,25$  мкм, которые обозначаются далее как  $p_{\max}^*$ ,  $\rho_{\max}^*$  и  $T_{\max}^*$  соответственно.

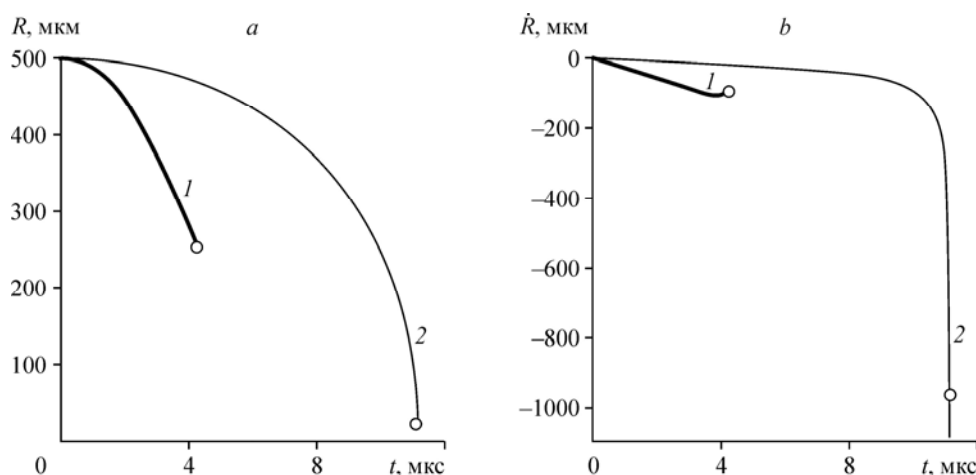


Рис. 1. Изменение радиуса  $R$  (а) и радиальной скорости  $\dot{R}$  (б) пузырьков в ходе их коллапса в горячем ( $T_0 = 663$  К) тетрадекане при  $p_0 = 70$  бар (1) и холодном ( $T_0 = 273$  К) ацетоне при  $p_0 = 15$  бар (2).

Символам соответствуют значения в моменты достижения максимальных значений термодинамических параметров в пузырьке.

Это связано с тем, что сверхсильное сжатие пара реализуется в результате фокусировки сходящихся ударных волн, а при их фокусировке внутри области  $r < 0,25$  мкм оказываются существенным влияние процессов диссоциации, ионизации, искажения сферичности ударной волны. Для адекватного описания этих процессов требуется значительное усложнение используемой модели. Поэтому данная малая центральная область пузырька из рассмотрения исключается, что не влияет на результаты и выводы настоящей работы.

Варьирование давления тетрадекана показало, что степень сверхсжатия пара в пузырьке в горячем тетрадекане, сравнимая с тем, что реализуется в пузырьке в холодном ацетоне при давлении 15 бар, достигается в тетрадекане при давлении 70 бар. Временные зависимости радиуса пузырька и радиальной скорости при его коллапсе в ацетоне и тетрадекане в отмеченных условиях показаны на рис. 1. В обоих случаях в пузырьках в финальной стадии их коллапса формируются сходящиеся ударные волны, при фокусировке которых термодинамические параметры испытывают резкий рост. В ацетоне радиус пузырька при коллапсе уменьшается в 22 раза (до радиуса  $R_{\text{extr}} = 22,5$  мкм, при котором термодинамические параметры в пузырьке достигают максимальных значений) с максимальной скоростью, равной  $\dot{R}_{\text{max}} = 1082$  м/с, тогда как в тетрадекане он уменьшается только в 2 раза (до  $R_{\text{extr}} = 250$  мкм) с максимальной скоростью  $\dot{R}_{\text{max}} = 108$  м/с. Такое различие обусловлено, главным образом, намного меньшим давлением насыщения пара ацетона:  $p_S(T_0 = 273 \text{ К}) = 0,094$  бар по сравнению с  $p_S(T_0 = 663 \text{ К}) = 10,3$  бар у пара тетрадекана.

Пространственные распределения термодинамических параметров в финальной стадии коллапса пузырька в вариантах, представленных на рис. 1, приведены на рис. 2. Распределения, соответствующие экстремально сильному сжатию пара (кривые 4), показаны вне малой центральной области с радиусом  $r = 0,25$  мкм. В обеих жидкостях в полости пузырька формируется радиально сходящаяся ударная волна (кривые 2). Амплитуда этой волны по мере схождения сильно увеличивается (кривые 3), так что ее фокусировка (кривые 4) в центре пузырька приводит к сверхсильному росту термодинамических параметров в малой его окрестности. Этот момент соответствует экстремальному в процессе коллапса сжатию пара в пузырьке. После этого момента радиус пузырька еще немного уменьшается, но это не представляет интереса с точки зрения экстремального

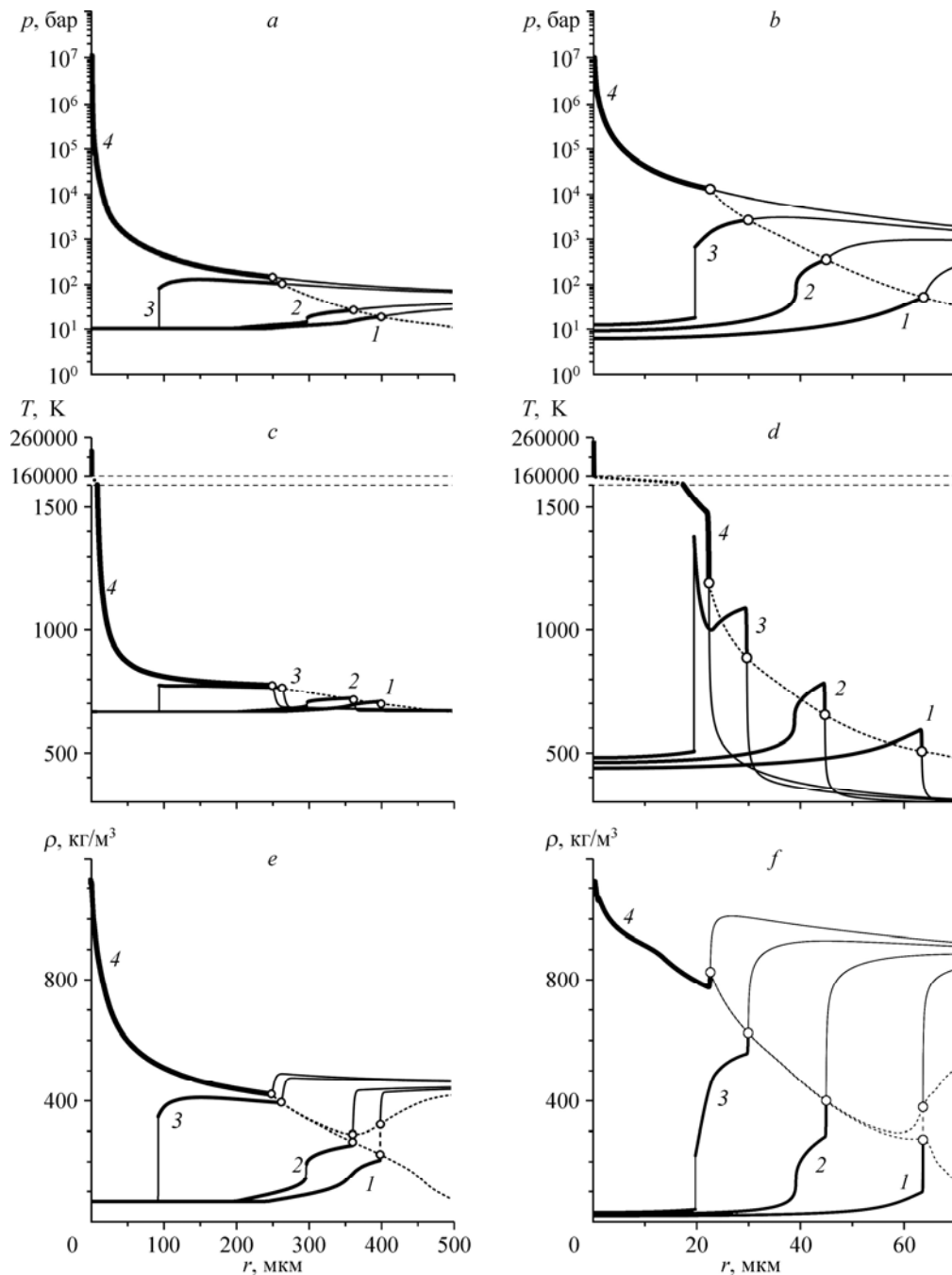


Рис. 2. Пространственные распределения давления (*a, b*), температуры (*c, d*) и плотности (*e, f*) в паре и окружающем его слое жидкости в четыре момента времени (*1–4*) коллапса пузырька в горячем тетрадекане ( $T_0 = 663$  К, левая колонка) и холодном ацетоне ( $T_0 = 273$  К, правая колонка) при давлении  $p_0 = 70$  и  $15$  бар соответственно. Кривые *4* соответствуют экстремальному сжатию среды в пузырьке; пунктирными линиями и кружками отмечены значения на поверхности пузырька.

сжатия среды в пузырьке. Максимальные значения давления, температуры и плотности на границе малой центральной области пузырька с  $r = 0,25$  мкм оказываются сравнимыми:  $12 \cdot 10^6$  бар,  $2,34 \cdot 10^4$  К и  $1,13$  г/м<sup>3</sup> — в тетрадекане и  $9,7 \cdot 10^6$  бар,  $2,54 \cdot 10^5$  К и  $1,09$  г/м<sup>3</sup> —

в ацетоне. При этом, как было отмечено, для исследуемых жидкостей имеют место существенные различия по глубине коллапса пузырьков  $R_{\text{extr}}$  и его скорости  $\dot{R}_{\text{max}}$ : в случае тетрадекана минимальный радиус пузырька больше в 11 раз, а скорость его коллапса в 10 раз меньше.

Следует отметить, что особенностью рассматриваемого коллапса пузырька в тетрадекане является то, что термодинамические параметры принимают значения, близкие к критическим. Как известно (см., например, [22]), в очень малой окрестности критической точки термодинамика существенно усложняется. Так, теплоемкость  $c_V$  в этой области неограниченно растет. Вместе с тем, на критической изохоре при повышении температуры выше критической значение  $c_V$  резко падает и, как правило, при температуре уже на несколько градусов выше критической перестает существенно изменяться. В исследуемых случаях процесс сжатия пара в пузырьке не попадает в указанную малую область. В плоскости  $(p, 1/\rho)$  траектории сжатия пара во всем пузырьке проходят правее и выше критической точки, пересекая критическую изотерму при  $1/\rho > 6,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$  (критическое значение удельного объема составляет  $1/\rho_{\text{crit}} = 4,17 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$ ), а критическую изохору при  $T > 710 \text{ К}$  (критическое значение температуры  $T_{\text{crit}} = 695 \text{ К}$ ). Поэтому можно ожидать, что влияние погрешностей принятой модели в малой окрестности критической точки не будет существенным.

### 3. Влияние давления жидкости

Рисунок 3 иллюстрирует рост максимумов давления  $p_{\text{max}}^*$ , плотности  $\rho_{\text{max}}^*$  и температуры  $T_{\text{max}}^*$  в коллапсирующих пузырьках в широких диапазонах варьирования давления  $p_0$

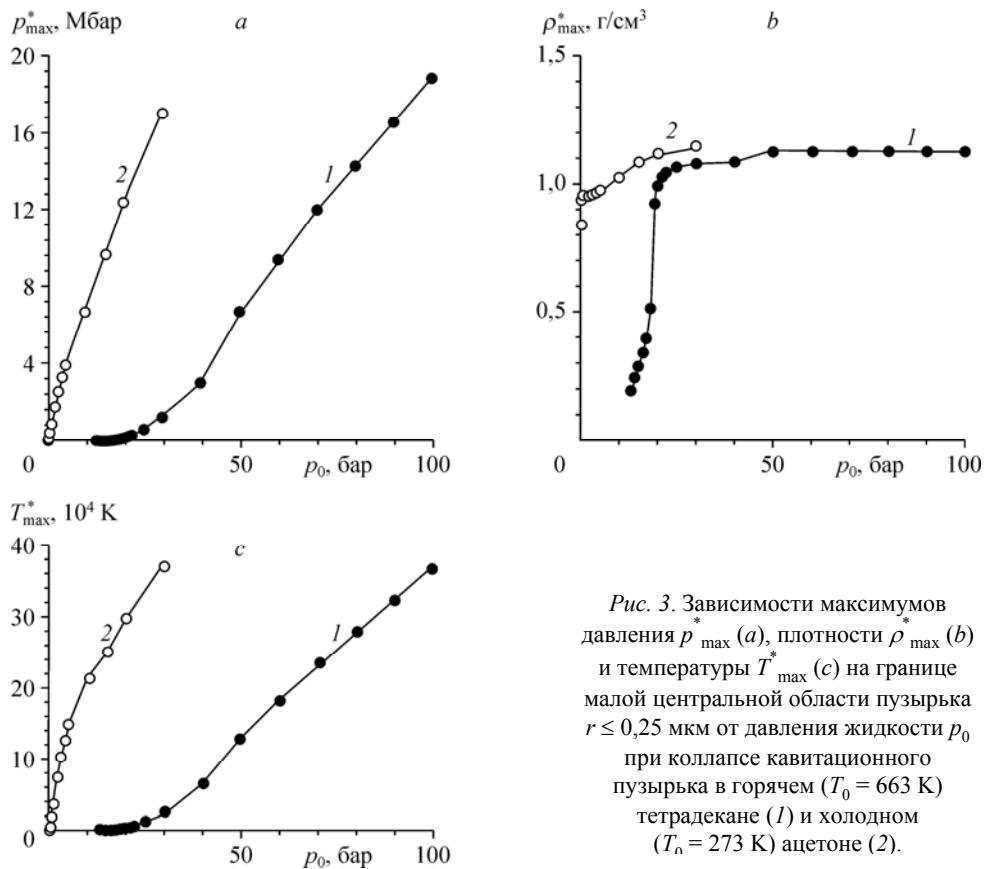


Рис. 3. Зависимости максимумов давления  $p_{\text{max}}^*$  (а), плотности  $\rho_{\text{max}}^*$  (б) и температуры  $T_{\text{max}}^*$  (с) на границе малой центральной области пузырька  $r \leq 0,25 \text{ мкм}$  от давления жидкости  $p_0$  при коллапсе кавитационного пузырька в горячем ( $T_0 = 663 \text{ К}$ ) тетрадекане (1) и холодном ( $T_0 = 273 \text{ К}$ ) ацетоне (2).

в горячем тетрадекане ( $T_0 = 663$  К) и холодном ацетоне ( $T_0 = 273$  К). Диапазоны выбраны так, что степень сжатия пара в них изменяется примерно одинаково. Представленные на рисунке данные позволяют оценить значения давления  $p_0$  горячего тетрадекана, которые следует принять для достижения степеней сжатия пара, близких тем, что реализуются при коллапсе пузырька в холодном ацетоне при его давлении в интервале  $0,17 \leq p_0 \leq 30$  бар. Так, согласно [6], в силу кластерного эффекта сжимающее пузырьки давление жидкости в экспериментах [1] в центральной области кластера может значительно превосходить амплитуду акустического воздействия (15 бар). Из рис. 3 следует, что для достижения в пузырьке в горячем тетрадекане таких же степеней свехсжатия пара, что и в пузырьке в холодном ацетоне при повышении давления  $p_0$  последнего от 15 до 30 бар, необходимо повышать давление тетрадекана от 70 до 100 бар.

В случае тетрадекана в представленном на рис. 3 диапазоне варьирования  $p_0$  последовательно реализуются три известных сценария сжатия содержимого пузырька: близкое к однородному (при  $p_0 \leq 13$  бар), посредством радиально сходящихся изэнтропических (неударных) волн сжатия (при  $13 < p_0 \leq 18$  бар) и посредством радиально сходящихся ударных волн (при  $p_0 > 18$  бар). При увеличении  $p_0$  до 18 бар значения  $\rho^*_{\max}$ ,  $\rho^*_{\max}$  и  $T^*_{\max}$  возрастают относительно медленно. При  $p_0 \approx 19$  бар происходит переход к сценарию сжатия ударными волнами (см. рис. 2). Этим обусловлено резкое увеличение скорости возрастания значений  $\rho^*_{\max}$  и  $T^*_{\max}$  при  $p_0 \approx 19$  бар, которые далее изменяются плавно. Величина  $\rho^*_{\max}$  в промежутке от 18 до 19 бар также растет существенно быстрее. Затем ее рост резко замедляется из-за ограничения скачка плотности на ударной волне. Подробное описание трех указанных сценариев приведено в работах [23–25], где исследовался коллапс пузырьков в воде, ацетоне и бензоле при температуре 293 К.

В случае ацетона ударная волна образуется во всем представленном диапазоне варьирования  $p_0$ , чем и объясняется довольно быстрый рост  $T^*_{\max}$ . Следует отметить, что минимальное значение  $p_0 = 0,17$  бар рассматриваемого диапазона лишь немного превышает начальное давление пара в пузырьке. При этом значении  $p_0$  ударная волна возникает на очень малом расстоянии от центра пузырька (около 1 мкм), так что повышение термодинамических параметров при ее подходе к границе области  $r \leq 0,25$  мкм оказывается весьма небольшим. Так, значение  $\rho^*_{\max}$  оказывается заметно ниже (примерно на 10 %) возможного повышения плотности на ударной волне (в отличие от промежутка  $p_0 \geq 0,3$  бар, где  $\rho^*_{\max}$  соответствует предельному повышению).

### Заключение

Проведено исследование особенностей коллапса кавитационного пузырька в горячем (при температуре 663 К) тетрадекане в зависимости от давления жидкости  $p_0$  в диапазоне  $13 \leq p_0 \leq 100$  бар (начальный радиус пузырька принимался равным 500 мкм). Показано, что с ростом  $p_0$  в указанном диапазоне экстремальные значения термодинамических параметров пара в пузырьке достигаются сначала (при  $p_0 \leq 13$  бар) сжатием, близким к однородному, а затем посредством схождения возникающих в пузырьке изэнтропических (при  $13 < p_0 \leq 18$  бар) и ударных (при  $p_0 \geq 19$  бар) волн.

Выполнено сравнение коллапса пузырька в горячем тетрадекане с коллапсом аналогичного пузырька в холодном ацетоне в условиях, близких к экспериментам по нейтронной эмиссии при акустической кавитации дейтерированного ацетона [1], в которых



вполне вероятным предполагается радиус пузырьков 500 мкм, температура жидкости составляет 273°К, амплитуда акустического воздействия на кластер пузырьков равна 15 бар, а давление, сжимающее пузырьки в центральной области кластера, значительно превышает 15 бар. Установлено, что максимальные значения термодинамических параметров пара в пузырьке, сравнимые с теми, что реализуются в холодном ацетоне при давлении  $p_0 = 15$  бар, достигаются в горячем тетрадекане при  $p_0 = 70$  бар. При этом максимальная скорость коллапса пузырька в тетрадекане оказывается в 10 раз меньше, чем в ацетоне (110 м/с против 1100 м/с). Показано, что для достижения в горячем тетрадекане таких же степеней сверхсжатия пара в пузырьке, что и в случае холодного ацетона при повышении давления  $p_0$  последнего от 15 до 30 бар, необходимо повышать давление тетрадекана от 70 до 100 бар.

### Список литературы

1. 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. P. 1868–1873.
2. Нигматулин Р.И., Лэхи Р.Т. (мл.), Талейархан Р.П., Вест К.Д., Блок Р.С. О термоядерных процессах в кавитирующих пузырьках // Успехи физ. наук. 2014. Т. 184, № 9. С. 947–960.
3. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C. Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 036109-1–036109-11.
4. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C. Nuclear emissions during self-nucleated acoustic cavitation // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 034301-1–034301-4.
5. Xu Y., Butt A. Confirmatory experiments for nuclear emissions during acoustic cavitation // Nucl. Eng. Des. 2005. Vol. 235. P. 1317–1324.
6. 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. P. 107106-1–107106-31.
7. Moss W.C., Clarke D.B., Young D.A. Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble // Science. 1997. Vol. 276. P. 1398–1401.
8. Bass A., Ruuth S.J., Samara C., Merriman B., Putterman S. Molecular dynamics of extreme mass segregation in a rapidly collapsing bubble // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101, No. 23. P. 234301-1–234301-4.
9. Галимов Э.М., Кудин А.М., Скоробогатский В.Н., Плотниченко В.Г., Бондарев О.Л., Зарубин Б.Г., Страздовский В.В., Аронин А.С., Фисенко А.В., Быков И.В., Баринов А.Ю. Экспериментальное подтверждение синтеза алмаза в процессе кавитации // Докл. РАН. 2004. Т. 395, № 2. С. 187–191.
10. Воропаев С.А., Шкинев В.М., Днестровский А.Ю., Пономарева Е.А., Аронин А.С., Бондарев О.Л., Страздовский В.В., Скоробогатский В.Н., Елисеев А.А., Спиваков Б.Я., Галимов Э.М. Особенности синтеза алмазоподобных наночастиц в толуоле при кавитации // Докл. РАН. 2012. Т. 446, № 4. С. 388–392.
11. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Топорков Д.Ю., Ильгамов М.А. Образование сходящихся ударных волн в пузырьке при его сжатии // Докл. РАН. 2014. Т. 458, № 3. С. 282–286.
12. Aganin A.A., Toporkov D.Yu. Strong compression of bubbles in water, acetone and benzol // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1058. 012068-1–012068-4.
13. Аганин А.А., Топорков Д.Ю. Оценка возникновения ударных волн в кавитационном пузырьке при его коллапсе // Учен. зап. Казанского ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. 2017. Т. 159, кн. 3. С. 271–281.
14. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Топорков Д.Ю. Возможность реализации сверхсжатия кавитационного пузырька в тетрадекане // Докл. РАН. 2018. Т. 481, № 6. С. 46–50.
15. Топорков Д.Ю. Коллапс слабонесферического кавитационного пузырька в ацетоне и тетрадекане // Многофазные системы. 2018. Т. 13, № 3. С. 23–28.
16. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1, Т. 2. М.: Наука, 1987.
17. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // Докл. РАН. 2007. Т. 415, № 5. С. 617–621.
18. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонные уравнения состояния бензола и тетрадекана в упороченной форме // Теплофизика высоких температур. 2017. Т. 55, № 2. С. 206–215.
19. Aganin A.A. Dynamics of a small bubble in a compressible fluid // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2000. Vol. 33. P. 157–174.
20. 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. P. 2979–2985.
21. Аганин А.А., Нигматулин 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.
22. Анисимов М.А., Рабинович В.А., Сычев В.В. Термодинамика критического состояния индивидуальных веществ. М.: Энергоатомиздат, 1990. 190 с.

23. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Зависимость сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне от давления жидкости // Вест. Башкирского ун-та. 2015. Т. 20, № 3. С. 807–812.
24. 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.
25. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Сильное сжатие пара в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне // Вестн. Башкирского ун-та. 2017. Т. 22, № 3. С. 580–585.

*Статья поступила в редакцию 31 января 2019 г.,  
после доработки — 25 апреля 2019 г.,  
принята к публикации 4 июня 2019 г.*