

УДК 533

doi: 10.26907/2541-7746.2019.1.53-65

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЖИДКОСТИ НА СИЛЬНОЕ СЖАТИЕ КАВИТАЦИОННОГО ПУЗЫРЬКА

А.А. Аганин, Т.Ф. Халитова

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

Аннотация

Изучено влияние температуры жидкости (ацетона) на процесс сжатия пара в полости коллапсирующего кавитационного пузырька. Давление жидкости составило 50 бар, температура варьировалась в диапазоне от 273.15 до 419 К. В начале коллапса пар в пузырьке находился в состоянии насыщения, радиус пузырька 500 мкм. Использована математическая модель, в которой динамика жидкости и пара описывается уравнениями газовой динамики с учетом нестационарной теплопроводности, испарения/конденсации на межфазной поверхности, широкодиапазонных уравнений состояния. Метод расчета основан на TVD-модификации схемы Годунова второго порядка точности по пространству и времени. Выявлено, что по мере уменьшения температуры жидкости в рассматриваемом диапазоне последовательно реализуются пять сценариев сжатия: близкое к однородному; со сжатием одной изэнтропической волны; со сжатием одной ударной волны; со сжатием одной изэнтропической и одной ударной волны; со сжатием двух ударных волн. Установлено, что с уменьшением температуры жидкости максимальные давления и плотности пара, достигаемые на границе малой центральной области пузырька (горячего ядра с радиусом менее 2.5 мкм) до момента фокусировки первой ударной волны, монотонно возрастают, тогда как максимум температуры растет немонотонно.

Ключевые слова: акустическая кавитация, сжатие пузырька, сходящиеся ударные волны

Введение

Сильное сжатие кавитационных пузырьков может реализовываться в стационарной жидкости (например, при коллапсе пузырьков, образованных электрическим или лазерным пробоем жидкости [1, 2]), в потоке жидкости (обычно в областях его расширения, где давление жидкости повышается), в результате акустического воздействия (на фазе положительного давления [3]), при воздействии неударной волной сжатия или ударной волной [4, 5] и т. д. При сильном сжатии кавитационных пузырьков в их полости могут осуществляться химические реакции [6], физические превращения [3, 5], что представляет научный интерес и может использоваться в приложениях [6, 7].

Достижимые степени сжатия парогазовой среды в кавитационных пузырьках зависят от многих факторов. Так, на процессы сжатия оказывают влияние тип жидкости, содержимое пузырька (состав парогазовой смеси), давление и температура жидкости и т. д. В частности, в [8] приведены основные положения теории нейтронной эмиссии, реализующейся при акустической кавитации дейтерированного ацетона [3]. В [9] показано, что для сильного сжатия пара в кавитационном пузырьке ацетон намного эффективнее воды. В [10] установлен ряд особенностей

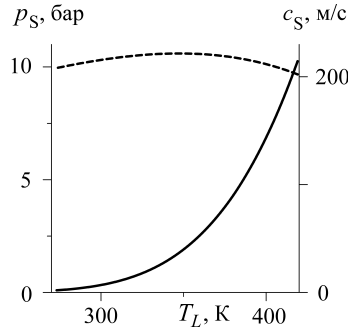


Рис. 1. Давление (сплошная линия) и скорость звука (штриховая линия) насыщенного пара в зависимости от температуры

зависимости сжатия пузырька от закона акустического воздействия. Влияние малой начальной несферичности на процесс сжатия пара в кавитационном пузырьке рассмотрено в [11, 12]. В [13, 14] исследовано влияние на эти процессы давления в жидкости. Показано, что с увеличением давления жидкости последовательно реализуются три сценария сжатия парового пузырька: близкое к однородному, с радиальным сжатием изэнтропических (неударных) волн сжатия, и с радиальным сжатием ударных волн.

В настоящей работе изучается зависимость процесса сильного сжатия пара в кавитационном пузырьке в ацетоне от температуры жидкости. Рассматриваются различия сценариев сжатия и уровни давлений, плотностей и температур, достигаемых в центральной области пузырька. Экспериментальные и теоретические исследования влияния температуры жидкости на режиме сонолюминесценции одиночного пузырька проводились в [15, 16], где было, в частности, показано, что при увеличении температуры жидкости интенсивность свечения снижается. В отличие от этих работ, в настоящей работе влияние температуры жидкости изучается в условиях, близких к экспериментальным на режиме акустической кавитации дейтерированного ацетона [3].

1. Постановка задачи

Рассматривается процесс сильного сжатия сферического кавитационного пузырька в ацетоне. В начале сжатия радиус пузырька $R_0 = 500$ мкм, давление жидкости $p_L = 50$ бар, температура жидкости T_L , пар в пузырьке находится в состоянии насыщения при температуре $T_0 = T_L$, так что его давление p_0 равно давлению насыщения $p_S(T_L)$. Пузырек сильно сжимается за счет того, что давление насыщенного пара намного меньше давления жидкости. Изучается влияние температуры жидкости в диапазоне $273.15 \text{ К} \leq T_L \leq 419 \text{ К}$ на процесс сжатия пара внутри пузырька.

На рис. 1 представлены зависимости давления p_S и скорости звука c_S насыщенного пара от температуры в рассматриваемом диапазоне $273.15 \text{ К} \leq T_L \leq 419 \text{ К}$. Видно, что с ростом температуры давление довольно сильно возрастает, тогда как скорость звука изменяется незначительно. При этом их максимальные значения (10.3 бар и 222 м/с) намного меньше давления и скорости звука в окружающей жидкости (50 бар и 1189 м/с).

Динамика пара и жидкости описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u r^2) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u r^2) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^2 r^2) + r^2 \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e r^2) + \frac{\partial}{\partial r} [u r^2 (p + \rho e)] = \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (3)$$

Здесь r – радиальная координата, отсчитываемая от центра пузырька, ρ – плотность, u – радиальная скорость, p – давление, $e = \varepsilon + u^2/2$ – удельная полная энергия, ε – удельная внутренняя энергия, T – температура, κ – коэффициент теплопроводности. Влияние вязкости жидкости и поверхностного натяжения не учитывается в силу достаточно большого начального радиуса пузырька и высокой скорости сжатия пузырька в финальной стадии его коллапса.

Состояния жидкого и парообразного ацетона описываются уравнениями в форме Ми–Грюнайзена [17]. В силу громоздкости они здесь не приводятся.

Граничные условия на межфазной поверхности $r = R(t)$ имеют следующий вид:

$$p^+ = p^-, \quad \dot{R} = u^+ + j/\rho^+ = u^- + j/\rho^-,$$

$$T^+ = T^-, \quad \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right)^+ - \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right)^- = j l,$$

вдали от пузырька $r \rightarrow \infty$ имеем

$$p = p_L, \quad T = T_L.$$

Знак “+” относится к стороне жидкости, знак “–” – к стороне пара; j – интенсивность фазовых преобразований, l – теплота парообразования, точка сверху означает производную по времени.

Для вычисления интенсивности фазовых преобразований j используется формула Герца – Кнудсена – Ленгмюра [8]

$$j = \frac{\alpha_{ac}}{\sqrt{2\pi R_\nu}} \left(\frac{p_S(T^+)}{\sqrt{T^+}} - \frac{\chi p^-}{\sqrt{T^-}} \right),$$

где

$$\chi = \exp(-\Omega^2) - \Omega \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\Omega \exp(-x^2) dx \right),$$

$$\Omega = \frac{j}{\sqrt{2p^-}} \sqrt{R_\nu T^-}.$$

Здесь α_{ac} – коэффициент аккомодации, R_ν – газовая постоянная для пара. Зависимости $p_S(T)$, $\kappa^+(T)$, $\kappa^-(T)$, $\mu(T)$, $l(T)$ берутся из [17].

Система уравнений (1)–(3) решается численно с применением TVD-модификации (TVD – Total Variation Diminishing, ‘не увеличивающей полную вариацию’) метода С.К. Годунова [18]. Используется подвижная система координат, связанная с поверхностью пузырька. Для описания тонких тепловых пограничных слоев в начале сжатия применяется сгущение расчетной сетки к межфазной поверхности. Расчеты показали, что для описания процесса сжатия оказывается достаточным использовать расчетную сетку из 700 ячеек в жидкости и 1200 ячеек в паре. При этом размер приграничных к поверхности пузырька ячеек и в паре, и в жидкости следует принять равным $1.7 \cdot 10^{-5} R(t)$. Для более точного разрешения радиального схождения изэнтропических волн сжатия и ударных волн в паре в финале сжатия пузырька в его полости применяется равномерная сетка. Более подробное изложение методики расчета, алгоритма построения расчетной сетки и результатов численной сходимости приведено в работах [18, 19].

2. Результаты и их обсуждение

Рис. 2 иллюстрирует основные сценарии финальной стадии сжатия пара в пузырьке, реализующиеся по мере понижения температуры жидкости T_L рассматриваемого диапазона $273.15 \text{ K} \leq T_L \leq 419 \text{ K}$.

Рис. 2, *a, б* соответствуют сжатию, близкому к однородному, которое реализуется при достаточно высоких температурах. Видно, что при таком сценарии давление пара в фиксированные моменты времени во всей области пузырька примерно одинаково. Аналогичным образом ведет себя и температура в большей части пузырька. Исключение составляет лишь тонкий пограничный слой у межфазной поверхности, где температура резко снижается из-за влияния более холодной окружающей жидкости. Максимальное давление в паре в конце сжатия не превышает 600 бар, а его температура – 800 К.

Рис. 2, *в, г* демонстрируют изменение температуры и давления пара и окружающей жидкости при сжатии с образованием в пузырьке радиально-сходящейся изэнтропической (неударной) волны сжатия. Данный сценарий реализуется по мере понижения температуры жидкости вслед за сжатием, близким к однородному. При таком сценарии в конце сжатия формируется выраженная сходящаяся изэнтропическая волна сжатия, фокусировка которой в центре пузырька приводит к возникновению заметного превышения давления в центральной области пузырька над давлением на его периферии. Аналогичные проявления в распределениях температуры менее выражены, поскольку температура растет медленнее давления (так, в идеальном газе она растет как $T = T_0(p/p_0)^{(\gamma-1)/\gamma}$, где γ – показатель адиабаты). В момент фокусировки сходящейся волны сжатия давление пара в центре увеличивается до 1200 бар, тогда как на периферии оно равно примерно 450 бар. Соответствующие значения температуры равны 900 и 560 К.

Рис. 2, *д, е* соответствуют сжатию с образованием в пузырьке радиально-сходящейся ударной волны, которое по мере понижения температуры жидкости заменяет сжатие с образованием радиально-сходящейся изэнтропической волны сжатия. При таком сценарии в конце сжатия сначала, как и в предыдущем случае, формируется сходящаяся изэнтропическая волна сжатия. Однако здесь она по мере схождения трансформируется в ударную. Давление и температура за фронтом сходящейся ударной волны быстро нарастают. В рамках модели настоящей работы диссипативные эффекты в паре (вязкость, диссоциация, ионизация, излучение и т. д.) не учитываются, поэтому давление и температура за фронтом радиально сходящейся ударной волны возрастают неограниченно (ограничен лишь рост плотности). Это означает, что в некоторой малой центральной области пузырька $r < r^*$ в этом и других случаях, для которых существенно влияние диссипативных эффектов, результаты, полученные по данной модели, нельзя считать достоверными. С учетом этого основное внимание в настоящей работе направлено на сценарии сжатия и процессы, реализующиеся вне указанной малой центральной области пузырька, где влияние диссипативных эффектов наиболее существенно. При этом полагается $r^* = 2.5 \text{ мкм}$.

Рис. 2, *ж, з* соответствуют сжатию с образованием в пузырьке радиально-сходящейся ударной волны и следующей за ней изэнтропической волны сжатия. Этот сценарий возникает по мере понижения температуры жидкости вслед за сжатием с образованием радиально-сходящейся ударной волны. Видно, что при таком сценарии сначала сжатие развивается, как и в предыдущем сценарии, с формированием сходящейся изэнтропической волны сжатия, которая затем трансформируется в ударную. Однако здесь по мере схождения ударной волны за ее фронтом возникает выраженная изэнтропическая волна сжатия, что хорошо видно во вставке на рис. 2, *ж*. Естественно, что наличие сходящейся волны сжатия приводит в центральной области пузырька к дополнительному росту параметров.

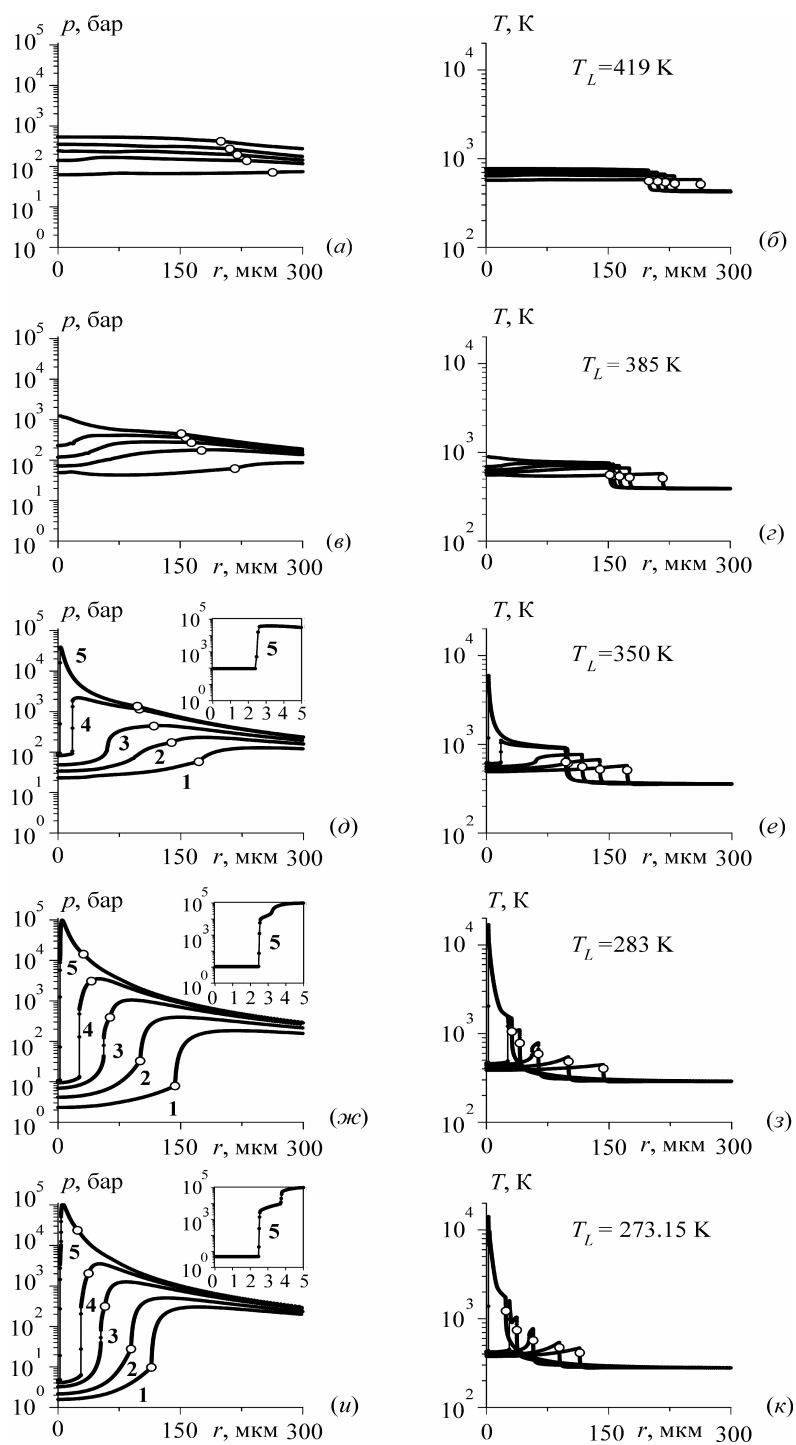


Рис. 2. Радиальные распределения давления и температуры пара в пузырьке и окружающей жидкости в пять последовательных моментов времени финала сжатия при температурах жидкости T_L , К: 419 (а, б), 385 (в, г), 350 (д, е), 283 (ж, з), 273.15 (и, к). Кружочками отмечено положение межфазной границы

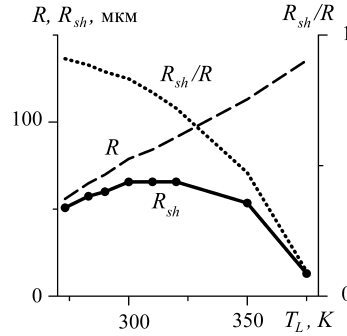


Рис. 3. Радиус пузырька R (сплошная линия) и радиальная координата ударной волны R_{sh} (штриховая линия) в момент ее образования и параметр R_{sh}/R (пунктирная линия) в зависимости от температуры жидкости

Рис. 2, u , κ соответствуют сжатию с образованием в пузырьке двух последовательно радиально-сходящихся ударных волн. Этот сценарий реализуется при наиболее низких температурах жидкости в рассматриваемом диапазоне. По мере понижения температуры жидкости данный сценарий следует за сценарием сжатия с образованием в пузырьке радиально-сходящихся ударной волны и следующей за ней изэнтропической волны сжатия. При этом в нем, как и в предыдущем сценарии, сначала формируются радиально-сходящиеся ударная волна и следующая за ней изэнтропическая волна сжатия. Затем по мере схождения изэнтропическая волна трансформируется во вторую ударную, что иллюстрирует вставка на рис. 2, u . Естественно, что вторая сходящаяся ударная волна приводит к дополнительному повышению температуры и давления в центральной области пузырька.

Таким образом, в зависимости от температуры жидкости в рассматриваемом диапазоне $273.15 \text{ K} \leq T_L \leq 419 \text{ K}$ можно выделить пять основных сценариев сжатия пара внутри пузырька:

- сжатие, близкое к однородному ($395 \text{ K} < T_L \leq 419 \text{ K}$);
- сжатие со схождением изэнтропической волны ($383 \text{ K} < T_L < 395 \text{ K}$);
- сжатие со схождением ударной волны ($288 \text{ K} < T_L < 383 \text{ K}$);
- сжатие со схождением ударной и изэнтропической волн ($282 \text{ K} < T_L < 288 \text{ K}$);
- сжатие со схождением двух ударных волн ($273.15 \text{ K} \leq T_L < 282 \text{ K}$).

Отметим, что мы не ставили целью установить точные значения температур T_L , разделяющих различные сценарии, так что приведенные интервалы определены лишь приближенно.

Смена сценариев сжатия во многом обусловлена тем, что с уменьшением температуры жидкости уменьшается давление насыщенного пара. В результате повышается ускорение сжатия, что облегчает возникновение в пузырьке сходящихся волн сжатия, в том числе и ударных [8].

Рис. 3 характеризует влияние температуры жидкости на место образования сходящейся ударной волны в полости пузырька в третьем, четвертом и пятом сценариях сжатия (в пятом сценарии речь идет о месте образования первой ударной волны). Образование ударной волны во многом зависит от давления пара в пузырьке. С одной стороны, чем меньше давление пара, тем больше ускорение сжатия и тем ближе к поверхности пузырька возникает ударная волна [20], что и наблюдается на рис. 3 (об этом свидетельствует как соотношение кривых R и R_{sh} , так и кривая R_{sh}/R). С другой стороны, понижение давления в пузырьке приводит к тому, что радиус пузырька, при котором образуется ударная волна, монотонно

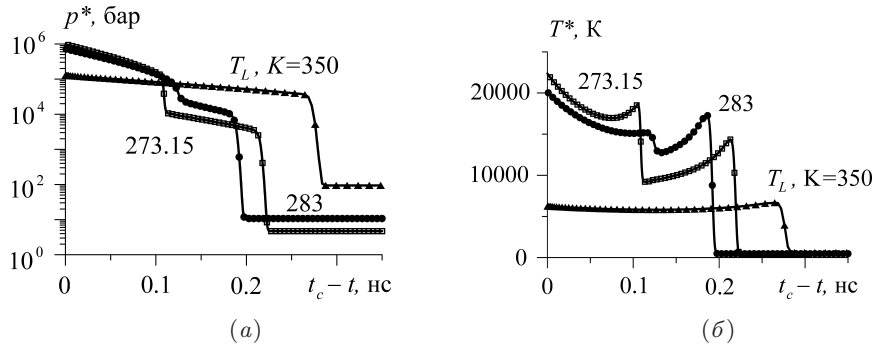


Рис. 4. Давление p^* (а) и температура T^* (б) на границе $r = r^*$ малой центральной области пузырька в зависимости от относительного времени $t_c - t$ для трех значений температуры жидкости T_L ($r^* = 2.5$ мкм, t_c – момент фокусировки первой сходящейся ударной волны в центре пузырька)

убывает (рис. 3), а уменьшение радиуса пузырька способствует уменьшению абсолютного значения радиальной координаты места образования ударной волны. По-видимому, результатом этих двух противоположно направленных тенденций является то, что в рассматриваемом диапазоне температуры жидкости абсолютное значение радиальной координаты места образования ударной волны (кривая R_{sh}) изменяется немонотонно: до $T_L \approx 310$ К параметр R_{sh} возрастает, а затем падает.

Рис. 4 демонстрирует изменение давления и температуры пара на границе $r = r^*$ отмеченной выше малой центральной области пузырька $r < 2.5$ мкм в конце фокусировки первой сходящейся ударной волны при трех значениях температуры жидкости T_L . Видно, что при более высокой температуре $T_L = 350$ К (третий сценарий сжатия, рис. 2, *д, е*) давление сначала относительно медленно возрастает, затем испытывает скачок (там, где символы разрежены), обусловленный прохождением ударной волны, после чего монотонно и плавно увеличивается до $1.3 \cdot 10^5$ бар. Случай $T_L = 283$ К (четвертый сценарий сжатия, рис. 2, *ж, з*) отличается от предыдущего тем, что на стадии монотонного роста после скачка возникает резкий изэнтропический всплеск, обусловленный прохождением изэнтропической волны сжатия. При этом к моменту $t = t_c$ давление поднимается до $7.2 \cdot 10^5$ бар. Вариант $T_L = 273.15$ К (пятый сценарий сжатия, рис. 2, *и, к*) отличается от предыдущего лишь тем, что вместо изэнтропического всплеска здесь имеет место скачок, обусловленный прохождением второй ударной волны. Температура во всех случаях изменяется аналогично давлению, за исключением того, что после скачков и всплеска она несколько уменьшается. К моменту $t = t_c$ она возрастает до 6100 К при $T_L = 350$ К до 20100 К при $T_L = 283$ К и до 22400 К при $T_L = 273.15$ К.

Рис. 5 иллюстрирует влияние температуры жидкости на степень сжатия среды внутри пузырька. Здесь представлены зависимости от T_L максимальных значений давления, плотности и температуры, достигаемых на границе малой центральной области пузырька $r < 2.5$ мкм при $t \leq t_c$, то есть до момента фокусировки первой волны сжатия (изэнтропической или ударной) в центре пузырька. Видно, что по мере уменьшения температуры жидкости максимальные значения давления и плотности во всем рассматриваемом интервале изменения T_L монотонно возрастают, тогда как максимум температуры изменяется немонотонно. Сначала до $T_L \approx 310$ К он растет, затем до $T_L \approx 287$ К понижается, после чего снова растет.

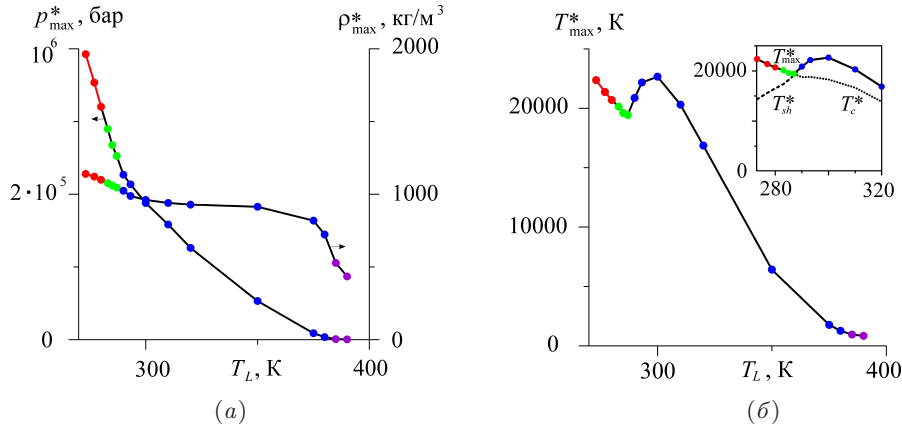


Рис. 5. Зависимости от температуры жидкости T_L максимальных значений давления p_{\max}^* и плотности ρ_{\max}^* (а) и температуры T_{\max}^* (б) на границе $r = r^*$ малой центральной области пузырька, достигаемых до момента фокусировки первой волны сжатия ($r^* = 2.5$ мкм). Фиолетовые символы соответствуют второму сценарию сжатия, синие – третьему, зеленые – четвертому, красные – пятому (рис. 2). Во вставке: пунктирная кривая – температура на границе $r = r^*$ в момент фокусировки первой ударной волны в центре пузырька T_c^* , штриховая кривая – температура за фронтом ударной волны T_{sh}^* (в пятом сценарии – первой)

Как следует из вставки, начальный рост и уменьшение T_{\max}^* обусловлены аналогичным изменением температуры на фронте первой ударной волны в момент его прохождения через $r = r^*$, а последующий рост определяется фокусировкой первой волны сжатия (сначала изэнтропической, затем ударной). Немонотонное изменение температуры на фронте первой ударной волны, по-видимому, объясняется немонотонным изменением абсолютного значения радиальной координаты места возникновения ударной волны R_{sh} (рис. 3): чем меньше R_{sh} , тем меньшее расстояние пробегает ударная волна до достижения координаты $r = r^*$, а значит, и тем меньше поднимается температура на ее фронте.

Отметим еще одну интересную особенность: с уменьшением T_L в пределах интервала, в котором реализуется третий сценарий сжатия (с образованием одной сходящейся ударной волны, рис. 2, *d, e*), на фоне довольно сильного роста давления и температуры плотность меняется сравнительно мало. Это обусловлено тем, что рост плотности на фронте ударной волны не может превышать некоторого предела (так, в идеальном газе этот предел равен $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$).

Заключение

Проведено численное исследование влияния температуры жидкости (ацетона) на сжатие пара в полости коллапсирующего кавитационного пузырька при давлении жидкости 50 бар. Установлено, что с уменьшением температуры жидкости в рассматриваемом диапазоне реализуются пять сценариев сжатия: близкое к однородному ($395 \text{ K} < T_L \leq 419 \text{ K}$), со сжатием одной простой волны ($383 \text{ K} < T_L < 395 \text{ K}$), со сжатием одной ударной волны ($288 \text{ K} < T_L < 383 \text{ K}$), со сжатием одной простой и одной ударной волны ($282 \text{ K} < T_L < 288 \text{ K}$), со сжатием двух ударных волн ($273.15 \text{ K} \leq T_L < 282 \text{ K}$). Кроме того, установлено, что с уменьшением температуры жидкости максимальные значения давления и плотности пара, достигаемые на границе малой центральной области пузырька (ядра с радиусом менее 2.5 мкм, внутри которого используемая модель неприменима)

до момента фокусировки первой ударной волны, монотонно возрастают, тогда как температура растет немонотонно. Немонотонность роста выражается в наличии некоторого уменьшения максимума температуры в конце интервала, соответствующего сжатию с образованием одной сходящейся ударной волны. Показано, что с уменьшением температуры жидкости расстояние от центра пузырька, на котором образуется ударная волна, сначала увеличивается, а затем падает, что, по-видимому, и объясняет указанный немонотонный рост максимума температуры.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-11-01135).

Литература

1. *Lauterborn W., Kurz T.* Physics of bubble oscillations // Rep. Prog. Phys. – 2010. – V. 73, No 10. – Art. 106501, P. 1–88. – doi: 10.1088/0034-4885/73/10/106501.
2. *Tomita Y., Shima A.* High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water // Acustica. – 1990. – V. 71, No 3. – P. 161–171.
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. – P. 1868–1873. – doi: 10.1126/science.1067589.
4. *Губайдуллин А.А., Болдырева О.Ю., Дудко Д.Н.* Распространение возмущений давления в насыщенной пузырьковой жидкостью пористой среде // Учен. зап. Казан. ун.-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2015. – Т. 157, кн 1. – С. 101–106.
5. *Галимов Э.М., Кудин А.М., Скоробогатский В.Н., Плотниченко В.Г., Бондрев О.Л., Зарубим Б.Г., Страздовский В.В., Аронин А.С., Фисенко А.В., Быков И.В., Бариннов А.Ю.* Экспериментальное подтверждение синтеза алмаза в процессе кавитации // Докл. РАН. – 2004. – Т. 395, № 2. – С. 187–191.
6. *Suslick K.S.* Sonochemistry // Science. – 1990. – V. 247. – P. 1439–1445. – doi: 10.1126/science.247.4949.1439.
7. *Баранчинков А.Е., Иванов В.К., Третьяков Ю.Д.* Сонохимический синтез неорганических материалов // Усп. химии. – 2007. – Т. 76, № 2. – С. 133–151.
8. *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 nanoscale thermonuclear fusion // Phys. Fluids. – 2005. – V. 17, No 10. – Art. 107106, P. 1–31. – doi: 10.1063/1.2104556.
9. *Нигматулин Р. И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю.* Сильное сжатие пара в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне // Вестн. Башк. ун.-та. – 2017. – Т. 22, № 3. – С. 580–585.
10. *Аганин А.А., Ильгамов М.А.* Динамика газового пузырька при возбуждении импульсами сжатия и разрежения в жидкости // Докл. РАН – 2002. – Т. 382, № 2. – С. 176–180.
11. *Аганин А.А., Халитова Т.Ф.* Деформация ударной волны при сильном сжатии несферических пузырьков // Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53, № 6. – С. 923–927. – doi: 10.7868/S0040364415050014.
12. *Аганин А.А., Халитова Т.Ф.* Сильное сжатие среды в сфероидальном кавитационном пузырьке // Учен. зап. Казан. ун.-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2015. – Т. 157, № 1. – С. 91–100.

13. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Зависимость сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне от давления жидкости // Вестн. Башк. ун-та. – 2015. – Т. 20, № 3. – С. 807–812.
14. 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, № 2. – С. 231–242.
15. Hilgenfeldt S., Lohse D., Moss W.C. Water temperature dependence of single bubble sonoluminescence // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80, No 6. – P. 1332–1335.
16. Fuster D., Hauke G., Dopazo C. Parametric analysis for a single collapsing bubble // Flow, Turbul. Combust. – 2009. – V. 82, No 1. – P. 25–46. – doi: 10.1007/s10494-008-9169-8.
17. Нигматуллин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // Докл. РАН. – 2007. – Т. 415, № 5. – С. 617–621.
18. Аганин А.А., Халитова Т.Ф., Хисматуллина Н.А. Расчет сильного сжатия сферического парового пузырька в жидкости // Вычисл. технологии. – 2008. – Т. 13, № 6. – С. 17–27.
19. Аганин А.А., Халитова Т.Ф. Зависимость образования ударной волны в кавитационном пузырьке от температуры жидкости // Труды Ин-та механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского научного центра РАН. – 2017. – Т. 12, № 1. – С. 89–95. – doi: 10.21662/uim2018.1.002.
20. Нигматуллин 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.

Поступила в редакцию
18.03.18

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

Халитова Талия Фаритовна, 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: taliny@mail.ru

doi: 10.26907/2541-7746.2019.1.53-65

Effect of the Liquid Temperature on Strong Compression of a Cavitation Bubble

A.A. Aganin*, T.F. Khalitova**

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

E-mail: *aganin@kfti.knc.ru, **taliny@mail.ru

Received March 18, 2018

Abstract

The influence of the liquid temperature in the range of 273.15–419 K on the vapor compression inside a collapsing cavitation bubble in acetone has been studied. The liquid pressure is 50 bar. The vapor in the bubble is initially in its saturated state, the bubble radius is 500 μm . The fluid flows are governed by the gas dynamic equations with wide-range equations of state, taking into account the heat conductivity and evaporation/condensation on the bubble surface. The numerical technique is based on a TVD-modification of the Godunov method of the second order of accuracy in space and time. Five vapor compression scenarios have been found to sequentially implement with decreasing the liquid temperature. The first scenario is close to homogeneous, the other ones are with the convergence of: one isentropic wave, one shock wave, one isentropic and one shock waves, and two shock waves. At that, the vapor temperature maximum achieved at the boundary of a small central region of the bubble (with a radius less than 2.5 μm) until the first shock wave focusing grows nonmonotonic.

Keywords: acoustic cavitation, bubble collapse, convergent shock waves

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

Figure Captions

Fig. 1. The pressure (solid line) and the speed of sound (dashed line) of saturated vapor as functions of the temperature.

Fig. 2. Radial distributions of the pressure and temperature in the bubble and the surrounding liquid at five consecutive moments in the final stage of the bubble collapse for the liquid temperatures T_L , K : 419 (a, b), 385 (c, d), 350 (e, f), 283 (g, h), 273.15 (i, j). Circles indicate the interphase boundary position.

Fig. 3. The radius of the bubble R (solid line) and the radial coordinate of the shock wave R_{sh} (dashed line) at the moment of its formation and the parameter R_{sh}/R (dotted line) as functions of the liquid temperature.

Fig. 4. The pressure p^* (a) and the temperature T^* (b) on the boundary $r = r^*$ of a small central region of the bubble as functions of the relative time $t_c - t$ for three liquid temperature values of T_L ($r^* = 2.5 \mu\text{m}$, t_c is the moment of focusing of the first convergent shock wave on the bubble center).

Fig. 5. Dependencies on the liquid temperature T_L of the maximum pressure p_{\max}^* and density ρ_{\max}^* (a) and the temperature T_{\max}^* (b) on the boundary $r = r^*$ of a small central region of the bubble, reached prior to the first compression wave focusing ($r^* = 2.5 \mu\text{m}$). The violet, blue, green, and red symbols correspond to the second, third, fourth, and fifth collapse scenarios, respectively (Fig. 2). In the inset: the dotted curve is that of T_c^* , the temperature on the boundary $r = r^*$ at the moment of the first shock wave focusing on the bubble center, the dashed curve is that of T_{sh}^* , the temperature behind the shock wave front (in the fifth scenario, behind the first shock wave front).

References

1. Lauterborn W., Kurz T. Physics of bubble oscillations. *Rep. Prog. Phys.*, 2010, vol. 73, no. 10, art. 106501, pp. 1–88. doi: 10.1088/0034-4885/73/10/106501 106501.
2. Tomita Y., Shima A. High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water. *Acustica*, 1990, vol. 71, no. 3, pp. 161–171.
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, pp. 1868–1873. doi: 10.1126/science.1067589.
4. Gubaidullin A.A., Boldyreva O.Yu., Dudko D.N. Propagation of pressure perturbations in a porous medium saturated with bubbly liquid. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2015, vol. 157, no. 1, pp. 101–106. (In Russian)
5. Galimov E.M., Kudin A.M., Skorobogatski V.N., Plotnichenko V.G., Bondarev O.L., Zarubin B.G., Strazdovskii V.V., Aronin A.S., Fisenko A.V., Bykov I.V., Barinov A.Yu. Experimental corroboration of the synthesis of diamond in the cavitation process. *Dokl. Phys.*, 2004, vol. 49, no. 3, pp. 150–153. doi: 10.1134/1.1710678.
6. Suslick K.S. Sonochemistry. *Science*, 1990, vol. 247, pp. 1439–1445. doi: 10.1126/science.247.4949.1439.
7. Baranchikov A.Ye., Ivanov V.K., Tretyakov Yu.D. Sonochemical synthesis of inorganic materials. *Russ. Chem. Rev.*, 2007, vol. 76, no. 2, pp. 133–151. doi: 10.1070/RC2007v076n02ABEH003644.
8. 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.
9. Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Ilgamov M.A., Toporkov D.Yu. Strong compression of vapor in cavitation bubbles in water and acetone. *Vestn. Bashk. Univ.*, 2017, vol. 22, no. 3, pp. 580–585. (In Russian)
10. Aganin A.A., Ilgamov M.A. Gas-bubble dynamics under excitation by compression and rarefaction pulses in a liquid. *Dokl. Phys.*, 2002, vol. 47, no. 1, pp. 29–33. doi: 10.1134/1.1450657.
11. Aganin A.A., Khalitova T.F. Deformation of a shock wave under strong compression of nonspherical bubbles. *High Temp.*, 2015, vol. 53, no. 6, pp. 877–881. doi: 10.1134/S0018151X15050016.
12. Aganin A.A., Khalitova T.F. Strong medium compression in a spheroidal cavitation bubble. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2015, vol. 157, no. 1, pp. 91–100. (In Russian)
13. 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. *Vestn. Bashk. Univ.*, 2015, vol. 20, no. 3, pp. 807–812. (In Russian)

14. 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. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2016, vol. 158, no. 2, pp. 231–242. (In Russian)
15. Hilgenfeldt S., Lohse D., Moss W.C. Water temperature dependence of single bubble sonoluminescence. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, vol. 80, no. 6, pp. 1332–1335.
16. Fuster D., Hauke G., Dopazo C. Parametric analysis for a single collapsing bubble. *Flow, Turbul. Combust.*, 2009, vol. 82, no. 1, pp. 25–46.
17. 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.
18. Aganin A.A., Khalitova T.F., Khismatullina N.A. Computation of a strong compression of a spherical gas bubble in liquid. *Comput. Technol.*, 2008, vol. 13, no. 6, pp. 17–27.
19. Aganin A.A., Khalitova T.F. Liquid temperature dependence of the shock formation in a cavitation bubble. *Tr. Inst. Mekh. im. R.R. Mavlyutova Ufim. Nauchn. Tsentra Ross. Akad. Nauk*, 2017, vol. 12, no. 1, pp. 89–95. doi: 10.21662/uim2018.1.002.
20. Nigmatulin R.I., Aganin A.A., Toporkov D.Yu., Ilgamov M.A. Formation of convergent shock waves in a bubble upon its collapse. *Dokl. Phys.*, 2014, vol. 59, no. 9, pp. 431–435. doi: 10.1134/S1028335814090109.

⟨ **Для цитирования:** Аганин А.А., Халитова Т.Ф. Влияние температуры жидкости на сильное сжатие кавитационного пузырька // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2019. – Т. 161, кн. 1. – С. 53–65. – doi: 10.26907/2541-7746.2019.1.53-65. ⟩

⟨ **For citation:** Aganin A.A., Khalitova T.F. Effect of the liquid temperature on strong compression of a cavitation bubble. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2019, vol. 161, no. 1, pp. 53–65. doi: 10.26907/2541-7746.2019.1.53-65. (In Russian) ⟩