

Акустическая прочность воды, влияние ультразвука на фазовую диаграмму „жидкость—пар“

© Г.А. Волков,^{1,2} Ю.В. Петров,^{1,2} А.А. Груздков^{1,3}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

² Институт проблем машиноведения РАН, 199178 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет) 190013 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: volkovgrig@mail.ru, yp@YP1004.spb.edu

(Поступило в Редакцию 8 сентября 2014 г.)

На основе структурно-временного подхода разработана аналитическая модель, позволяющая прогнозировать порог акустической кавитации воды в зависимости от ее температуры и фонового давления. Расчетные зависимости сравниваются с данными экспериментальных исследований, проводимых ведущими лабораториями в этой области. В рамках предлагаемого подхода показана возможность оценки влияния акустического поля на фазовое состояние вещества. Приведены расчетные фазовые кривые „жидкость—пар“ для воды, находящейся в зоне действия акустических полей.

Понятие прочности жидкостей тесно связано с явлением кавитации, под которым понимают нарушение сплошности жидкости в результате понижения давления. Существует много экспериментальных схем, которые применяются для изучения прочности воды на растяжение. В настоящее время одной из наиболее распространенных является схема, в которой жидкость помещается в зону действия акустического поля, создающего области отрицательного давления. В этом случае под прочностью воды на растяжение понимается значение минимальной амплитуды давления акустической волны, при которой в жидкости будет возникать кавитация. Это значение амплитуды часто называют порогом акустической кавитации. Классические исследования в этой области показывают, что порог акустической кавитации возрастает при увеличении частоты акустического поля [1]. В квазистатическом режиме нагружения, который возникает при действии длинных звуковых волн, кавитационная прочность жидкости характеризуется статическим порогом кавитации, значение которого практически не изменяется с увеличением частоты. В то время как для динамического режима нагружения, возникающего при действии высокочастотных акустических полей, свойственно значительное возрастание порога кавитации с увеличением частоты. Для объяснения такого рода зависимостей для порога кавитации воды ранее был успешно применен критерий возникновения кавитации, основанный на понятии инкубационного времени [2,3]. Критерий отражает пространственно-временную природу импульсного разрыва сплошных сред и объясняет аналогию между эффектами, наблюдающимися при импульсном разрушении твердых тел [4–6] и структурно-фазовыми превращениями в жидких средах [7–9]. Также особенностью этого критерия является то, что он позволяет предсказывать предельные характеристики разру-

шающего воздействия в случаях, как квазистатического, так и динамического нагружений.

Экспериментальные исследования в данной области показывают, что порог акустической кавитации существенно зависит от температуры жидкости и ее фонового давления [10,11]. К таким же выводам приводят модели, основанные на кинетических уравнениях, и результаты численных расчетов методами молекулярной динамики [12]. В настоящей работе предлагается модифицированный критерий инкубационного времени, в котором учитывается влияние этих параметров состояния жидкой среды на возникновение процесса кавитации. В рамках предлагаемого подхода производится оценка температурной зависимости порога кавитации ультрачистой воды для различных значений ее фонового давления. Также в рамках предлагаемого подхода иллюстрируется влияние допорогового акустического поля на кривую фазового равновесия „жидкость—пар“. Дальнейшее развитие данной методики может быть применено к вопросам, связанным со вскипанием криогенных жидкостей в слабых акустических полях, такого рода эксперименты были проделаны авторами работы [13].

Высокочастотная пороговая акустическая волна создает в среде область отрицательного давления, которое приводит к кавитации жидкости — вскипанию за счет понижения давления. В этом случае для вычисления порога акустической кавитации воды требуется использовать критерий, который будет учитывать временные характеристики процесса нагружения, напрямую зависящие от частоты звуковой волны. Поэтому для предсказания условий возникновения кавитации в работе используется критерий инкубационного времени:

$$\frac{1}{\tau(T)} \int_{t-\tau(T)}^t \text{sign}(P(t')) \left| \frac{P(t')}{P_c(T)} \right|^a dt' \leq 1, \quad (1)$$

где $P(t)$ — временной профиль давления звуковой волны, P_c — статический порог кавитации, τ — инкубационное время кавитации, α — безразмерный параметр, T — температура. Статический порог кавитации P_c определяет прочность жидкости при медленном нагружении, которое возникает при действии длинных звуковых волн. Поэтому значение статического порога кавитации можно считать равным минимальной величине растягивающего давления в жидкости, при котором начинается интенсивный рост парогазовых пузырьков, каверн. Инкубационное время τ является также прочностным параметром жидкости, который характеризует чувствительность жидкости к скорости нагружения, тем самым определяя динамическую прочность для ультразвуковых акустических полей. Значение параметра τ определяется скоростью переходных процессов, связанных со структурными изменениями в среде. Если считать инкубационное время бесконечно малым, то вычисленная по критерию (1) величина порога кавитации для динамических ультразвуковых волн будет совпадать со значением статического порога кавитации. Таким образом, прочность жидкости на растяжение может быть описана двумя прочностными параметрами P_c и τ , с помощью которых можно предсказывать предельные характеристики для любых временных профилей нагружающих воздействий. Стоит отметить, что значения параметров P_c и τ зависят от того, что понимается под процессом разрушением (кавитацией). В данном случае подразумевается, что при выполнении критерия (1) акустическое поле будет инициировать рост парогазовых пузырьков в некотором представительном объеме. При этом линейный размер, соответствующий этому объему, определяет масштабный уровень, на котором рассматривается процесс кавитации.

Температура жидкости в первую очередь существенно влияет на значение статического порога кавитации. Для каждого значения температуры кривая „жидкость–пар“ фазовой диаграммы состояния жидкости показывает величину давления, при котором жидкость будет кавитировать. Поэтому температурную зависимость статического порога кавитации $P_c(T)$ можно определить, как разницу между текущим фоновым давлением в жидкости P_0 и давлением $P_{ph}(T)$, описываемым кривой „жидкость–пар“ на фазовой диаграмме:

$$P_c(T) = P_0 - P_{ph}(T). \quad (2)$$

Ранее было отмечено, что значение динамического параметра прочности τ зависит от скорости переходных процессов в жидкости, которая в первую очередь определяется подвижностью молекул. Перемещение молекул жидкости носит флуктуационный характер и сильно зависит от температуры. Поэтому для описания влияния температуры на величину инкубационного времени τ предлагается использовать следующую зависимость:

$$\tau(T) = \tau_0 e^{G/kT}, \quad (3)$$

где τ_0 — инкубационное время, характерное для данного масштабного $k = 1.3807 \cdot 10^{23}$ J/K — постоянная Больцмана, G — порция энергии, необходимая для начала кавитации в элементарном объеме данного масштабного уровня. Экспериментальные исследования [14] показывают, что давление звуковой акустической волны $P(t)$ с достаточно хорошей точностью может быть описано следующим соотношением:

$$P(t) = A \sin(\omega \cdot t), \quad (4)$$

где A — амплитуда, ω — циклическая частота звуковой волны, t — параметр времени. После подстановки выражения для давления акустической волны (4) в критерий (1), с учетом влияния температуры на прочностные параметры (2) и (3), может быть определена температурная зависимость порога акустической кавитации [3]:

$$A^* = P_c(T) \left| \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \text{sign}(\cos t') / |\cos t'|^\alpha dt' \right|^{-1/\alpha}, \quad (5)$$

где $\lambda = \omega \tau(T)/2$ безразмерный параметр. Подробное описание вывода соотношения (5) приведено в предыдущей работе [3]. Стоит отметить, что формула (5) обеспечивает предельный переход к квазистатической теории прочности, которой соответствует бесконечно малое значение инкубационного времени τ . В этом случае $A^* = P_c(T)$, поскольку

$$\left| \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \text{sign}(\cos t') / |\cos t'|^\alpha dt' \right| \xrightarrow{\lambda \rightarrow 0} 1.$$

Также соотношение (5) предсказывает наличие частот $\tilde{\omega}_k = 2\pi k/\tau(T)$, $k \in Z$, при которых порог кавитации A^* должен принимать бесконечно большие значения. Поэтому при расчете из соображений о пространственной неоднородности среды введен некоторый разброс $\delta = 20\%$ для величины инкубационного времени:

$$\tau(T) \in \left[\left(1 - \frac{\delta}{2}\right) \cdot \tau(T), \left(1 + \frac{\delta}{2}\right) \tau(T) \right]. \quad (6)$$

Значения инкубационного времени из интервала (6) характеризуют динамическую прочность для различных микрообъемов жидкости. При этом величине порога кавитации на макроуровне будет соответствовать наименьшее значение пороговой амплитуды (принцип „слабого“ звена):

$$A^* = P_c(T) \min_{\tau(T)} \left| \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \text{sign}(\cos t') / |\cos t'|^\alpha dt' \right|^{-1/\alpha}. \quad (7)$$

Ниже представлены расчеты для температурной зависимости порога акустической кавитации для сверхчистой воды. Для сравнения были взяты экспериментальные данные [11], полученные для ультразвукового поля частотой $\omega = 25.5$ КHz. На рис. 1 показаны

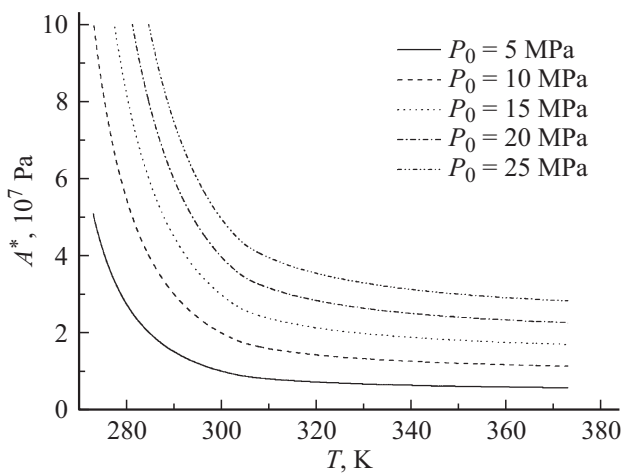


Рис. 1. Температурная зависимость порога акустической кавитации для сверхкритической воды (линии — расчетные кривые). Энергия связи не зависит от фонового давления.

Зависимость энергии разрушения элементарного объема относительно фонового давления жидкости

P_0 , МПа	5	10	15	20	25
G , 10^{-23} J	1510	1490	1475	1470	1460

результаты расчетов акустического порога кавитации для сверхкритической воды при следующих значениях параметров: $\tau_0 = 3.7 \mu s$ и $G = 1475 \cdot 10^{-23}$ J. Значение параметра $\alpha = 0.5$, используемое при вычислениях, хорошо согласуется с теорией Релея о колебаниях одиночного пузырька пара в жидкости [7]. Из графика видно, что предложенная модель качественно описывает температурную зависимость порога акустической кавитации и учитывает влияние на его значение фонового давления жидкости.

В проведенных расчетах величина фонового давления влияет только на значение статического порога кавитации. Разумно предположить, что оно также влияет на величину энергии разрыва элементарного объема, от которой сильно зависит значение инкубационного времени. Более точное соответствие с экспериментальными точками удастся получить для значений G , представленных в таблице.

На рис. 2 представлены расчеты для изменяемого значения элементарной порции энергии G в зависимости от фонового давления.

Конечное значение порога кавитации будет определяться в результате конкуренции двух процессов, а именно уменьшением статического порога кавитации и инкубационного времени с ростом температуры.

В вышеизложенном подходе под процессом кавитации воды понимается процесс вскипания за счет понижения давления. Поэтому построенная модель позволяет учитывать влияние высокочастотных акустических полей на условия фазового равновесия в среде. Соотношение (7)

связывает величину пороговой амплитуды акустической волны со статическим порогом кавитации. С другой стороны, оно также позволяет определить необходимое для возникновения кавитации максимально возможное значение статического порога кавитации $P_c^*(T)$ для ультразвуковых волн с заданными частотой ω и амплитудой A . Следовательно, жидкость будет находиться в состоянии кипения (кавитации), если ее фоновое давление будет определяться следующим образом:

$$P_0^*(T) = P_c^*(T) + P_{ph}(T). \quad (8)$$

Если воспринимать воду в зоне действия акустического поля, как некую жидкость с отличными физическими свойствами, то тогда для этой <новой> жидкости зависимость (8) будет определять кривую „жидкость–пар“ на фазовой диаграмме состояния. На рис. 3 показаны фазовые диаграммы для воды, находящейся под

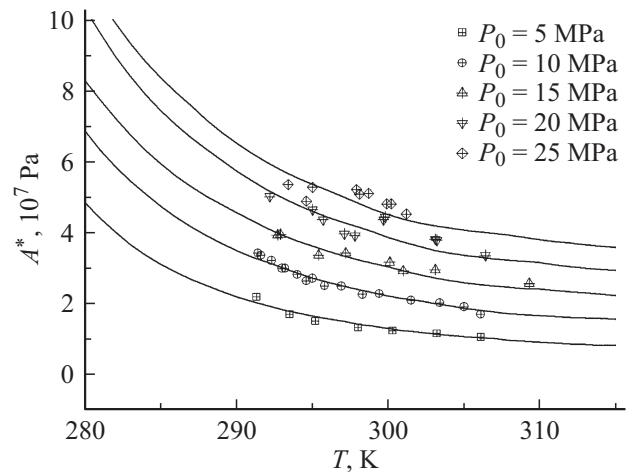


Рис. 2. Температурная зависимость порога акустической кавитации для сверхкритической воды (точки — экспериментальные данные [11], линии — расчетные кривые). Энергия связи зависит от фонового давления.

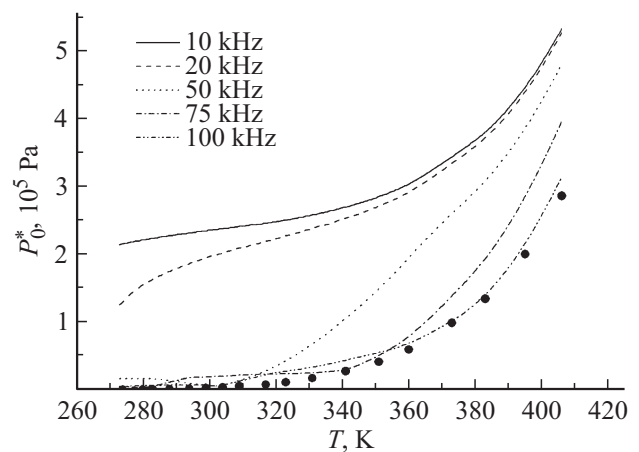


Рис. 3. Фазовая диаграмма для воды, находящейся под действием акустического поля, в сравнении со стандартной фазовой диаграммой (точки).

воздействием акустических полей в диапазоне частот $\omega \approx 10\text{--}100$ КГц и амплитудой давления $A = 0.25$ МПа, в сравнении со стандартной фазовой диаграммой. Выбор указанных значений параметров акустической волны обусловлен тем, что такие волны могут быть реализованы в будущем эксперименте. Например, в вышеописываемых экспериментах реализованы акустические поля со значительно большими амплитудами [10,11,14].

При расчете этих фазовых кривых брались такие же значения параметров $\tau_0 = 3.7 \mu\text{s}$ и $G = 1475 \cdot 10^{-23}$ J, что и при расчете порога акустической кавитации. Анализ полученных диаграмм показывает, что при относительно малых частотах $\omega \approx 10\text{--}20$ КГц нагружение носит квазистатический характер и разница между стандартной и скорректированной фазовыми кривыми в основном определяется величиной амплитуды акустического поля. Это связано с тем, что во всем диапазоне температур инкубационное время $\tau(T)$ существенно меньше периода звуковой волны. Для высокочастотных полей $\omega \sim 75\text{--}100$ КГц четко прослеживаются динамические особенности процесса нагружения: немонотонность, связанная с наличием особых частот $\tilde{\omega}_k$, а также существенно меньшее отклонение от классической кривой фазового равновесия, чем амплитуда звукового поля $A = 0.25$ МПа.

Заключение

Показана возможность в рамках предлагаемого подхода с помощью двух прочностных параметров качественно описывать температурную зависимость порога акустической кавитации. Для количественного описания экспериментальных зависимостей необходимо учитывать влияние величины фонового давления на инкубационное время кавитации, а именно на величину энергии разрушения элементарного объема. Также предложенная модель позволяет оценивать динамическое влияние ультразвука на условия фазового равновесия среды.

Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (грант СПбГУ 6.38.243.2014 и грант СПбГУ 6.39.319.2014) и Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Флинн Г. Физика акустической кавитации в жидкостях // Физическая акустика (под ред. Мезона У.) М.: Мир, (1968). Т. 1. Ч. Б. С. 86.
- [2] Бесов А.С., Кедринский В.К., Морозов Н.Ф., Петров Ю.В., Уткин А.А. // ДАН. 2001. Т. 378. № 3. С. 1–3.
- [3] Волков Г.А., Груздков А.А., Петров Ю.В. // Акустический журнал. 2007. Т. 53, № 2. С. 149–152.
- [4] Petrov Yu.V., Sitnikova E.V. // Technical Physics. 2004. Vol. 49. N 1. P. 57–60.
- [5] Bratov V.A., Gruzdkov A.A., Krivosheev S.I., Petrov Yu.V. // Doklady Physics. Vol. 49. N 5. P. 338–341.
- [6] Berezkin A.N., Krivosheev S.I., Petrov Yu.V., Utkin A.A. // Doklady Physics. 2000. Vol. 45. N 11. P. 617–619.
- [7] Груздков А.А., Петров Ю.В. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 3, С. 6–10.
- [8] Petrov Yu.V., Sitnikova Y.V. // Technical Physics. 2005. Vol. 50. N 8., P. 1034–1037.
- [9] Petrov Yu.V. // Proc. Mater. Sci. 2014. Vol. 3. P. 467–472.
- [10] Caupin F., Herbert E. // C.R. Physique. 2006. Vol. 7. P. 1000–1017.
- [11] Bader K.B., Raymond J.L., Mobley J., Church C.C., Gaitan D.F. // Acoustical Society of America. 2012. Vol. 132. P. 728–737.
- [12] Куксин А.Ю., Норман Г.Э., Писарев В.В., Стегайлов В.В., Янилкин А.В. // ТВТ. 2010. Т. 48. № 4. С. 536–543.
- [13] Baidakov V.G., Kaverin A.M. // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. Vol. 21. P. 1–4.
- [14] Hebert E., Balibar S., Caupin F. // Physical Rev. E. 2006. Vol. 74.