

ГЕТЕРОГЕННАЯ НУКЛЕАЦИЯ В ЖИДКОСТИ В ПРИСУТСТВИИ ВКЛЮЧЕНИЙ С РАЗЛИЧНОЙ СМАЧИВАЕМОСТЬЮ

В.А. Буланов, В.М. Чудновский

Цель работы – выявить общие закономерности, приводящие к снижению порогов разрыва сплошности реальных жидкостей – порогов акустической кавитации и лазерной термокавитации. Обсуждена роль пузырьков, малых включений и протяженных поверхностей с находящимися в них порами и трещинами с различной смачиваемостью жидкостью в качестве источника кавитации. Проанализировано влияние смачиваемости включений на пороги перегрева и кавитационную прочность жидкостей и выявлена взаимная роль размеров и краевого угла смачиваемости отдельных включений. Обсуждена роль гетерофазных флуктуаций в образовании критических зародышей в присутствии включений с различной смачиваемостью и выявлен диапазон характеристик включений, когда требуется учет механизма гетерофазных флуктуаций при определении порогов перегрева или кавитации. Показано, что наличие несмачиваемых объектов резко понижает кавитационную прочность жидкостей. Особый эффект наблюдается при наличии шероховатых поверхностей, имеющих гидрофобные углубления. Пористые гидрофобные поверхности приводят к резкому понижению кавитационной прочности, при этом возможно спонтанное осушение пор при определенных комбинациях между краевым углом смачивания и размерами и формой поры, с одной стороны, и величиной приложенного внешнего давления (или внешнего нагрева) жидкости, с другой стороны.

Ключевые слова: кавитация, пузырьки, нуклеация, смачиваемость, гетерофазные флуктуации, лазерная термокавитация

1. Введение

Кавитационная прочность реальной жидкости имеет низкое значение по сравнению с чистой жидкостью, и это обстоятельство обычно связывают с наличием в жидкости пузырьков и других зародышей кавитации [1–3]. Интерес к величине кавитационной прочности жидких сред вызван практическими потребностями в различных сферах науки и техники. Так, для морской воды эта характеристика имеет важное значение и учитывается в морских технологиях [4–6]. Кавитация или разрыв жидкости может создаваться не только уменьшением давления. Нарушение сплошности жидкости, сопровождаемое образованием многочисленных пузырьков, может вызываться электрическим или оптическим пробоем [2, 7], динамическим или статическим нагревом [8]. Кавитация, индуцированная лазерным нагревом жидких сред, составляет основу ряда новых лазерных технологий, востребованных в технических приложениях и медицине [2, 3, 7, 9]. В таких технологиях лазер исполь-

зуется как прибор для создания сосредоточенного источника тепла, в качестве которого выступает кварцевый торец лазерного оптоволокна [10–12]. Нагрев жидкости, осуществляемый при непосредственном контакте торца оптоволокна, приводит к локальному вскипанию жидкости на поверхности торца и в ближайшей окрестности жидкости – явление термокавитации, получившее такое название в последние годы [7, 10–12]. Несмотря на большой материал исследований по термокавитации остаются актуальными вопросы оценки порогов термокавитации и ее развития при контакте с поверхностями и другими гетерогенными неоднородностями [1–3, 7, 9]. Большую роль в теориях, описывающих процесс вскипания жидкости, а также процесс разрыва жидкости при растягивающих воздействиях, играют посторонние частицы, которые часто имеют различную смачиваемость в жидкости [4–6, 8].

Образование новой фазы может быть облегчено за счет присутствия отдельных фазовых включений в жидкости [1, 2, 4, 6, 8], а также за счет наномасштаб-

ного удержания газовой фазы в порах макромасштабных объектов в толще жидкости, с которых обычно и начинается образование и транспортировка в толщу жидкости паровых пузырьков [9, 13–18]. Здесь большое значение имеет характер смачиваемости жидкостью объектов, геометрия и характерный размер пор [9, 13–16].

Из многих предложенных моделей кавитации наиболее правдоподобной является модель, связанная с присутствием примесных частиц и наличием пор с различной смачиваемостью [8, 13–17]. Хорошая смачиваемость с краевым углом $\theta < \pi/2$ – гидрофильные поверхности – означает, что молекулы жидкости прочнее связаны с молекулами поверхности по сравнению с окружающими молекулами жидкости. Поэтому разрыв сплошности на поверхности невозможен. Трещины и поры в таких твердых частицах сплошь заполнены жидкостью, нуклеация носит гомогенный характер и возможна только в толще жидкости. Другой вариант – плохая смачиваемость гидрофобных поверхностей с краевым углом $\pi/2 < \theta < \pi$ [8, 16–21]. В этом случае образование новой фазы жидкости происходит именно на поверхности раздела фаз. Тогда внутри пор и трещин в примесных частицах возможно образование полостей, которые из-за избыточного капиллярного давления оказываются устойчивыми и могут накапливать газ вследствие направленной газовой диффузии даже в условиях недосыщенной газом жидкости.

Одной из важных задач в разработке теоретических моделей развития кавитации и оценки кавитационных порогов является задача о физическом механизме зародышеобразования новой фазы (нуклеации) в жидкости при наличии различных типов фазовых включений. Для морской воды такими включениями могут являться газовые пузырьки, твердые взвеси, планктон и другие микронеоднородности. В технических жидкостях имеются твердые включения с различной смачиваемостью. В биологических растворах также всегда имеются включения с различной смачиваемостью и малые пузырьки газа. Все такие объекты объединены одной задачей – изучить процесс гетерогенной нуклеации с учетом наиболее значимых эффектов, влияющих на этот процесс, – размерного состава и учета смачиваемости жидкостью включений.

Цель работы – выявить общие закономерности, приводящие к снижению порогов разрыва сплошности реальных жидкостей – порогов акустической кавитации и лазерной термокавитации. В работе проанализировано влияние смачиваемости включений на пороги перегрева и кавитационную прочность

жидкостей и выявлена взаимная роль размеров и краевого угла смачиваемости отдельных включений. Кроме того, дополнительно обсуждена роль гетерофазных флуктуаций в образовании критических зародышей в присутствии включений с различной смачиваемостью и выявлен диапазон характеристик включений, когда требуется учет механизма гетерофазных флуктуаций при определении порогов перегрева или кавитации. Для сравнения представлены результаты исследований кавитационной прочности при наличии газовых пузырьков и твердых частиц с различной смачиваемостью.

2. Пороги кавитации в гетерогенных жидкостях

2.1. Порог кавитации без учета флуктуаций

Условие равновесия пузырька радиуса R_k можно записать в виде $P'_k = P_k + 2\sigma / R_k$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения, штрихи здесь и далее относятся к пузырьку, P – давление. С кавитацией или разрывом жидкости связано образование пузырьков с радиусами R , большими критического R_k : $R > R_k$. При наличии в жидкости достаточно больших паровых пузырьков или несмачиваемых твердых частиц радиуса R_0 разрыв жидкости происходит на этих докритических зародышах, когда можно считать, что $R_k \sim R_0$, и в этом случае можно получить известную приближенную формулу [1, 8, 22] $\Delta P_k \approx 2\sigma / R_0$, где $\Delta P_k = P_\sigma - P_k$ – кавитационная прочность, $P_\sigma = P_\sigma(T)$ – равновесное давление паров над плоской поверхностью при температуре T .

Порог разрыва жидкостей, содержащих включения в виде парогазовых пузырьков, обычно рассчитывают исходя из условия потери механической устойчивости для равновесия внутреннего и внешнего давления. Это делается следующим образом. Давление внутри пузырька складывается из давления газа P_g и давления пара P_σ , т.е. $P' = P_\sigma + P_g$. Давление пара в условиях равновесия определяется температурой, практически не зависит от размера пузырьков и равно $P_\sigma = P_\sigma(T)$. Давление газа внутри пузырька определяется количеством молекул газа, содержащегося в пузырьке, и равно $P_g = 3NBT / 4\pi R^3 \equiv a / R^3$, где $a = 3NBT / 4\pi$, B – универсальная газовая постоянная, N – количество молей газа в пузырьке. В равновесии в первоначальном пузырьке радиуса R_0 давление в газе будет связано с концентрацией растворенного в жидкости газа c_g законом Генри [9, 13, 22–24] $c_g = K_H P_g$, откуда для начального равновесного пузырька имеем $P_g^{(0)} = c_g / K_H$, что позволяет

определить количество молей газа в пузырьке в виде $N = P_g^{(0)} 4\pi R_0^3 / 3BT = (c / K_H) 4\pi R_0^3 / 3BT$. В итоге величину P_g в пузырьке радиуса R можно записать в виде:

$$P_g(R) = P_g^{(0)} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} = \left(\frac{2\sigma}{R_0} + \delta P_0\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} \equiv \frac{a}{R^n}, \quad (1)$$

$$a = \left(\frac{2\sigma}{R_0} + \delta P_0\right) R^n \approx \frac{2\sigma}{R_0} D R^n, \quad D = 1 + \frac{P_0 R_0}{2\sigma}, \quad (2)$$

где $n = 3\gamma$, γ – показатель политропы газа, $\delta P_0 = P_0 - P_\sigma \approx P_0$, P_0 – гидростатическое давление, здесь и далее полагаем $\rho' \ll \rho$, $P_\sigma = P_\sigma(T_0) \ll P_0$. Таким образом, наряду с капиллярным давлением $2\sigma / R$, стремящимся захлопнуть пузырек, имеется внутреннее давление газа, облегчающее разрыв жидкости, что отвечает следующему условию равновесия критического газового пузырька в жидкости:

$$\Delta P_k = 2\sigma / R_k - a / R_k^n, \quad (3)$$

где $a = P_g^{(0)} R^{(0)n} = (c_g / K_H) R_0^n$. Далее, определяя точку максимума функции ΔP_k в виде $R_* = (na / 2\sigma)^{1/(n-1)} = R_0 n^{1/(n-1)} (1 + P_0 R_0 / 2\sigma)^{1/(n-1)}$, можно получить общее выражение для кавитационной прочности жидкости с газовыми пузырьками в виде [8, 25]:

$$\Delta P_k = \alpha_0 \frac{2\sigma}{R_0}, \quad \alpha_0 = \frac{n-1}{(n^n D)^{1/(n-1)}}. \quad (4)$$

Дополнительный коэффициент α_0 , учитывающий влияние «внутреннего давления» в газовых пузырьках, $\alpha_0 < 1$, и это неравенство свидетельствует о том, что разрыв жидкости в присутствии газовых пузырьков облегчен и происходит при меньших значениях ΔP_k .

2.2. Порог кавитации с учетом гетерофазных флуктуаций

Формула (4) для порога кавитации связана с механизмом разрыва жидкости, обусловленного потерей динамической устойчивости критического пузырька и не учитывает термические гетерофазные флуктуации, всегда присутствующие в любой жидкости [6, 22, 23]. В итоге формула (4) дает завышенные значения, особенно при малых размерах включений.

Чтобы учесть механизм кавитационного разрыва, связанного с гетерофазными флуктуациями на газовом пузырьке, следует найти выражение для минимальной работы образования пузырька в жидкости, включающей газовый пузырек. Их следует рассматривать как подсистему, погруженную в термостат

со слабо изменяющимися в результате флуктуации параметрами $W = \Delta(E - T_0 S + P_0 V)$, где E и S – внутренняя энергия и энтропия в подсистеме, T_0 и P_0 – внешние по отношению к подсистеме температура и давление в термостате [22–24]. Тогда согласно процедуре, показанной в работах [25, 26], можно получить:

$$W = -\frac{4}{3} \pi (R^3 - R_0^3) \Delta P \left(1 - \frac{\rho'}{\rho}\right) + 4\pi \sigma (R^2 - R_0^2) - \frac{4\pi a}{3-n} (R^{3-n} - R_0^{3-n}). \quad (5)$$

Первое слагаемое отвечает изменению внутренней энергии за счет работы над паровым пузырьком, второе слагаемое связано с изменением поверхностной энергии, последнее слагаемое обусловлено работой по изменению внутренней энергии газового пузырька. Непосредственной проверкой можно убедиться, что из условия $dW / dR = 0$ можно получить формулу (3), а из условия $d^2W / dR^2 = 0$ – формулу (4). Таким образом, случай (4) соответствует безактивационному образованию зародышей новой фазы.

На рис. 1 показано постепенное понижение потенциального барьера образования зародышевого пузырька при увеличении растяжения жидкости. Разрыв жидкости может проходить в условиях, когда наклон и кривизна кривой $W(R)$ отвечают одновременно условию $dW / dR = 0$ и $d^2W / dR^2 = 0$.

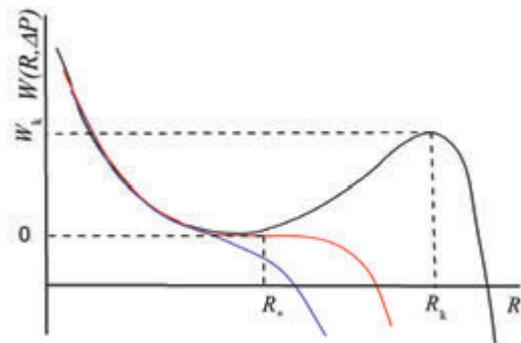


Рис. 1. Зависимость минимальной работы W от размера зародышевого газового пузырька при различных величинах давления

В действительности, вследствие термических гетерофазных флуктуаций возможен также активационный переход, когда потенциальный барьер существует, но его высота $W(R_k)$ сравнима с энергией флуктуаций kT . В этом случае количество зародышей новой фазы J , способных вырасти в единицу времени в единице объема жидкости до макроскопических размеров (с размерами $R > R_k$), определяется следующим выражением:

$$J = C \exp(-W_k / kT), \quad (6)$$

где $W_k(\Delta P_k)$ – минимальная работа образования критического зародыша радиуса R_k , а предэкспоненциальный коэффициент C – слабая функция ΔP_k , зависящая от кинетики перехода через потенциальный барьер W_k [2, 7, 17, 24–27], от функции распределения зародышевых включений по размерам и имеющий масштаб $C \sim 10^{28} \div 10^{34} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ [8, 26, 27]. Обозначив $x = R_0 / R_k$ и используя формулу (5) и выражение для потока J , получаем уравнение:

$$\frac{2}{3}x(1 - Dx^{n-1})(1 - x^{-3}) - 1 + x^{-2} - \frac{2D}{n-3}(1 - x^{3-n}) - b = 0, \quad (7)$$

позволяющее определить x при условии $R_0 \ll R_k$ ($x \ll 1$) и при $n \neq 3$ в виде :

$$x = \left(3 + b + \frac{6D}{n-3} \right)^{-1/2}, \quad b = \frac{3kT \ln(C/J)}{4\pi\sigma R_0^2}. \quad (8)$$

Для больших газовых пузырьков выполняется неравенство $b \ll 1$. Тогда в случае адиабатических газовых пузырьков, когда $n \neq 3$, из формулы (8) приближенно получаем $x = (3 + 2D / (\gamma - 1))^{-1/2}$. В случае изотермических газовых пузырьков, когда $n = 3$, $\gamma \approx 0.386$. Учитывая формулу (3) в виде $\Delta P_k = (2\sigma / R_0)x(1 - Dx^{n-1})$ и используя формулу (8), можно определить кавитационную прочность жидкости с газовыми пузырьками:

$$\Delta P_k = \frac{2\sigma}{R_0} \left(3 + \frac{2D}{\gamma - 1} \right)^{-1/2} \approx \begin{cases} \sqrt{(\gamma - 1) / (3\gamma + 1)} (2\sigma / R_0), & R_0 < 2\sigma / P_0 \\ \sqrt{(\gamma - 1) / 2P_0} (2\sigma / R_0 P_0)^{3/2}, & R_0 > 2\sigma / P_0. \end{cases} \quad (9)$$

Для жидкости с изотермическими пузырьками имеем $\Delta P_k = 0.386(2\sigma / R_0)$. Величины $\alpha_k = \Delta P_k R_0 / 2\sigma$, рассчитанные с учетом и без учета гетерофазных флуктуаций, обозначим α_f и α_0 . Тогда в зависимости от показателя адиабаты γ имеем при $\gamma = 7/5, 5/3, 1, 1.3, 1.5$ следующие величины α_f / α_0 : 0.70, 0.74, 0.85, 0.62, 0.64 соответственно. Таким образом, видно, что понижение кавитационной прочности жидкости с газовыми пузырьками, обусловленное гетерофазными флуктуациями, достигает в среднем 30–40%, т.е. оказывается достаточно заметно.

Следует обратить внимание на поведение кавитационной прочности в присутствии пузырьков с малыми размерами – нанопузырьков, когда их поверхностная энергия сравнима с энергией тепловых флуктуаций. Именно в этом случае становится важ-

ным слагаемое b в уравнении (7). Тогда величина $x \sim 1 - \varepsilon$, $\varepsilon \ll 1$, что отвечает предположению, что критический размер пузырьков R_k близок к величине зародышей R_0 . Тогда из уравнения (7) можно получить $\varepsilon \approx b / 4$, что дает выражение для кавитационной прочности в присутствии нанопузырьков в виде:

$$\Delta P_k \approx \frac{3\gamma kT \ln(C/J)}{8\pi R_0^3}, \quad R_0 < \sqrt[3]{kT \ln(C/J) / P_0}. \quad (10)$$

Размеры нанопузырьков, для которых будет актуальна формула (10), составляют при атмосферном давлении порядок 10 нм. Отметим, что дискуссии о присутствии нанопузырьков – бабстонов [28] в структуре воды время от времени возобновляются с получением новых экспериментальных результатов и регулярно обсуждаются на ежегодных всероссийских конференциях «Физика водных растворов» (<https://physwatsol.ru/o-konferenczii/>), организуемых под руководством акад. РАН И.А. Щербакова (Институт общей физики РАН).

3. Кавитационная прочность жидкостей в присутствии частиц с различной смачиваемостью

Рассмотрим влияние смачиваемости включений на пороги кавитации в жидкости. Смачиваемость частиц будем определять краевым углом смачивания [8], меняющимся в пределах $0 \leq \theta \leq \pi$. Будем считать, что на твердой частице радиуса $R_0 < R_k$ под влиянием растягивающего воздействия образуется кавитационный пузырек радиуса R . Аналогично [26] напишем выражение для минимальной работы W образования пузырька на частице:

$$W = -\frac{4}{3}\pi(R^3 - R_0^3)\Delta P \left(1 - \frac{\rho'}{\rho} \right) + 4\pi\sigma(R^2 + R_0^2 \cos\theta). \quad (11)$$

Количество J образующихся в единице объема в единицу времени закритических пузырьков, способных к росту до макроскопических размеров, определяется формулой (6). Подставляя выражение (11) при учете соотношения (3) (при условии $a = 0$) в формулу (6), получаем уравнение, определяющее кавитационную прочность жидкости, содержащую твердые частицы с различной смачиваемостью их жидкостью:

$$\frac{16\pi\sigma^3}{3\Delta P_k^2} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho} \right)^{-2} + \frac{4}{3}\pi R_0^3 \Delta P \left(1 - \frac{\rho'}{\rho} \right) + 4\pi\sigma R_0^2 \cos\theta - kT \ln C / J = 0. \quad (12)$$

Уравнение (12) можно переписать в более удобном для анализа виде:

$$y^2 = 1 + 2x^3 + 3x^2z, \quad (13)$$

где

$$y = \frac{\Delta P_k}{\Delta P_{k0}}, \quad x = \frac{R_0}{R_k}, \quad z = \cos \theta, \quad (14)$$

$$R_k = \frac{2\sigma}{\Delta P_k} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho}\right)^{-1}, \quad \Delta P_{k0} = \left[\frac{16\pi\sigma^3}{3kT \ln(C/J)} \right]^{1/2} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho}\right)^{-1}, \quad (15)$$

величина ΔP_{k0} – кавитационная прочность чистой жидкости, полученная Зельдовичем в работе [24].

На рис. 2 представлена зависимость относительной кавитационной прочности воды $y = \Delta P_k / \Delta P_{k0}$ при различном краевом угле смачивания θ от $x = R_0 / R_k$ – отношения размера включения R_0 к размеру критического пузырька R_k . Дифференцируя зависимость $y(x; \theta)$ по x , можно получить положения минимумов функции $y(x; \theta)$ при различных углах смачиваемости θ . Можно показать, что соответствующая зависимость определяется формулой:

$$y_{\min} = \sqrt{1 - x^3}. \quad (16)$$

При этом минимальные значения реализуются при тех значениях x , которые связаны краевым углом смачивания формулой $x = -\cos \theta$. В примере, представленном на рис. 2, показано, что минимум кривой $y(x; \theta)$, равный $y_{\min} = 0.8$, реализуется при $x = 0.714$, что соответствует кривой $y(x; \theta)$ при $\theta = 143^\circ$.

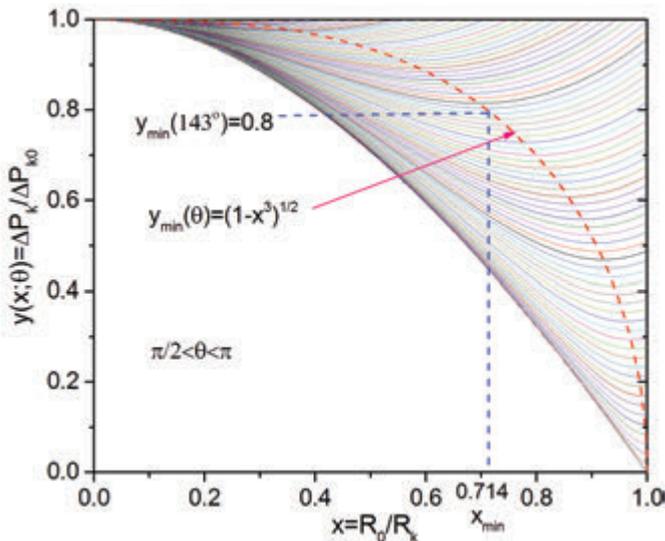


Рис. 2. Зависимость относительной кавитационной прочности воды $y(x; \theta)$ от $x = R_0 / R_k$ при различном краевом угле смачиваемости θ

Из рис. 2 видно, что относительно небольшие значения кавитационной прочности, которые наиболее часто встречаются на практике, реализуются при краевых углах смачивания, близких к 180° и, соответственно, при $x \rightarrow 1$. Используя это обстоятельство, можно получить аналитическую зависимость кавитационной прочности жидкости от размера включений и их смачиваемости. Обозначая $x = 1 - u$, с учетом малости u получаем из (12):

$$u^2 - 2bu + b = 0, \quad b = \frac{3(1+z) - a_0^2}{6 + 3z - a_0^2}. \quad (17)$$

Здесь было учтено соотношение $y = a_0 x$, где $a_0 = R_{k0} / R_0$, R_{k0} размер критического пузырька при разрыве чистой жидкости $R_{k0} = 2\sigma / \Delta P_{k0}$. Решение уравнения (17) имеет вид $u = b(1 \pm \sqrt{1 - 1/b})$, который позволяет определить кавитационную прочность $\Delta P_k(R_0, \theta)$:

$$\Delta P_k(R_0, \theta) = \frac{2\sigma}{R_0} \left[1 - b \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{1}{b}} \right) \right]. \quad (18)$$

В частном случае гидрофобного включения с краевым углом смачивания $\theta = 180^\circ$ получаем, при $z = -1$, $b = -a_0^2 / (3 - a_0^2) \approx -a_0^2 / 3$, формулу:

$$\Delta P_k = \frac{2\sigma}{R_0} \left[1 + \frac{a_0^2}{3} \left(1 \pm \frac{\sqrt{3}}{a_0} \right) \right] \approx \frac{2\sigma}{R_0} \left[1 - \frac{a_0}{\sqrt{3}} \right], \quad (19)$$

из которой можно заключить, что кавитационная прочность жидкости в присутствии абсолютно несмачиваемых частиц достаточно больших размеров, как и в случае паровых пузырьков, определяется приближенной формулой $\Delta P_k = 2\sigma / R_0$. При частичном смачивании можно показать, что подкоренное выражение в (18) равно $1 - 1/b = 3 / [a_0^2 - 3(1+z)]$ и имеет неотрицательные значения только в узком диапазоне углов при $\cos \theta < -(1 - a_0^2 / 3)$. В этом случае кавитационная прочность определяется формулой, сходной с формулой (19):

$$\Delta P_k \approx \frac{2\sigma}{R_0} \left[1 - \frac{\sqrt{a_0^2 - 3(1+z)}}{6 + 3z - a_0^2} \sqrt{3} \right] \rightarrow \frac{2\sigma}{R_0} \left[1 - \frac{a_0}{\sqrt{3}} \right], \quad (20)$$

$\cos \theta < -(1 - a_0^2 / 3)$.

Таким образом, на кавитационную прочность жидкости наряду с размером частиц влияет еще один существенный параметр – краевой угол смачивания частиц.

Результаты, полученные в ряде работ [29–32] по изучению кавитационной прочности морской воды на различных глубинах, показывают, что во многих случаях зародышами кавитации были газовые пу-

зырьки, что соответствует формуле (9). Вместе с тем многие результаты по малой кавитационной прочности были получены в условиях спокойного моря, когда наличие пузырьков было крайне мало, но при этом это были районы с выносом взвесей различных размеров и различной смачиваемостью [30, 31]. Присутствие гидрофобных взвесей могло в работах [29–32] дать неожиданно низкие значения кавитационной прочности, особенно на больших глубинах, где вклад газовых пузырьков существенно снижается. Важно при этом, что размер взвесей может не быть определяющим, так как только гидрофобные включения могут быть зародышами кавитации в большом интервале размеров. С увеличением смачиваемости размер включений, на которых возможен разрыв жидкости, резко снижается до размеров, сравнимых с критическими размерами пузырьков при разрыве чистой жидкости, когда $a_0 \rightarrow 1$.

4. Кавитационная прочность жидкостей вблизи шероховатых и пористых поверхностей

4.1. Кавитация вблизи плоских поверхностей

Рассмотрим образование пузырька на плоской поверхности, смачиваемой жидкостью с контактным углом θ , что схематично представлено на рис. 3. Основные положения теории гетерогенной нуклеации в таких условиях были разработаны Дерингом и Вольмером [9].

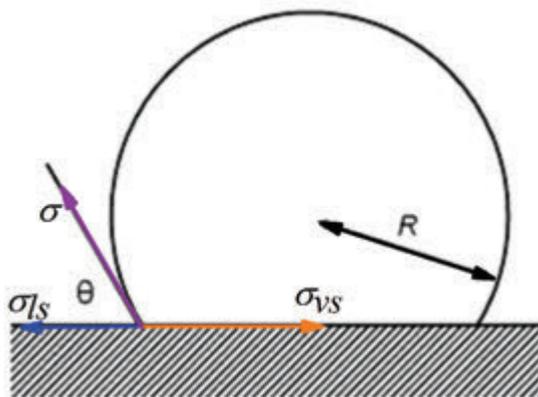


Рис. 3. Схема образования пузырька радиуса R в жидкости на плоской поверхности с контактным углом смачиваемости θ

Объем образующегося сферического пузырька можно найти из геометрии задачи, и он будет равен [23, с. 581]:

$$V = (1/3)\pi R^3(1 + \cos \theta)^2(2 - \cos \theta). \quad (21)$$

Площади поверхности пузырька при контакте с жидкостью S_{vl} и при контакте с поверхностью S_{vs} равны соответственно:

$$S_{vl} = 2\pi R^2(1 + \cos \theta), \quad S_{vs} = \pi R^2 \sin^2 \theta. \quad (22)$$

Тогда можно записать минимальную работу в виде:

$$W = 2\pi R^2\sigma(1 + \cos \theta) + \pi R^2 \sin^2 \theta(\sigma_{vs} - \sigma_{ls}) - \frac{1}{3}\pi R^3(1 + \cos \theta)^2(2 - \cos \theta)\Delta P, \quad (23)$$

где σ_{vs} и σ_{ls} – коэффициенты поверхностного натяжения при контакте пар–поверхность и жидкость–поверхность соответственно, при этом положили, что вдали от критической точки $1 - \rho' / \rho \approx 1$. Учитывая, что [23, с. 578] $\sigma_{vs} = \sigma_{ls} + \sigma \cos \theta$ (см. рис. 3), получаем:

$$W = \left[4\pi R^2\sigma - \frac{4}{3}\pi R^3\Delta P \right] \psi(\theta),$$

$$\psi(\theta) = \frac{1}{4}(1 + \cos \theta)^2(2 - \cos \theta). \quad (24)$$

Из условия $dW / dR = 0$ находим, что радиус критического пузырька находится, как и для обычного парового пузырька в толще жидкости, в виде $R_k = 2\sigma / \Delta P$. Роль поверхности при нуклеации заключается в понижении потенциального барьера в связи с наличием границы, формально выражаемом в появлении функции краевого угла смачиваемости $\psi(\theta)$. В итоге выражение для высоты потенциального барьера будет равно $W_k = (16\pi\sigma^3 / 3\Delta P_k^2)\psi(\theta)$, что позволяет определить кавитационную прочность в виде:

$$\Delta P_{k\theta} = \left[\frac{16\pi\sigma^3}{3kT \ln(C / J)} \right]^{1/2} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho} \right)^{-1} \sqrt{\psi(\theta)} = \Delta P_{k0} \sqrt{\psi(\theta)} \quad (25)$$

На рис. 4 показана зависимость кавитационной прочности воды $\Delta P_{k\theta}$ от краевого угла смачивания, которая показывает резкое понижение кавитационной прочности на границе не полностью смачиваемых плоских поверхностей.

Таким образом, если жидкость полностью смачивает поверхность ($\theta=0$) и, следовательно, $\psi(0) = 1$, тогда высота потенциального барьера для образования зародышей не изменяется и кавитационная прочность остается высокой, как в толще жидкости. Неполное смачивание приводит к уменьшению высоты потенциального барьера, и барьер становится равным нулю при $\theta \rightarrow \pi$. Экспериментальная проверка выявила согласие основных предсказаний теории нуклеации на смачиваемых поверхностях [5, 8].

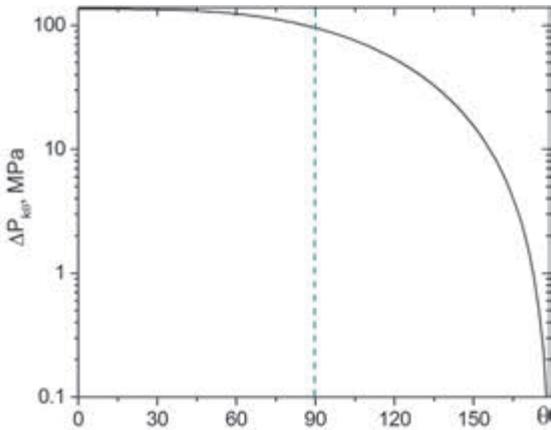


Рис. 4. Зависимость кавитационной прочности воды ΔP_{k0} от краевого угла смачивания в случае плоской поверхности

Представленные результаты справедливы для достаточно большой по размеру поверхности, на которой заведомо помещается площадь контакта с пузырьком, равная $S_{vs} = \pi R^2 \sin^2 \theta$. Часто может наблюдаться размерное ограничение такой площади. Например, в случае лазерной кавитации с помощью кончика световода [10–12] может наблюдаться ограничение поверхности контакта образующегося пузырька с плоскостью торца световода, так что радиус световода r может стать меньше требуемого радиуса контакта критического пузырька с световодом, равного $R_k \sin \theta$. Поскольку $R_k = 2\sigma / \Delta P_{k0} \sqrt{\psi(\theta)}$, получаем, что для соблюдения условия «большой поверхности» должно выполняться неравенство:

$$r > r_{k0} = (2\sigma / \Delta P_{k0}) (\sin \theta / \sqrt{\psi(\theta)}) \quad (26)$$

На рис. 5 представлена зависимость $r_{k0}(\theta)$, показывающая, что, по существу, при всех имеющихся на практике светово-

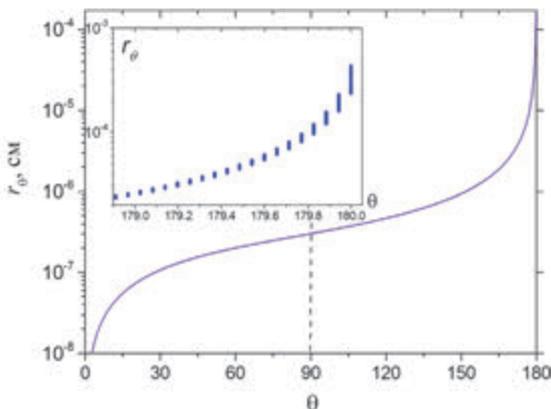


Рис. 5. Зависимость $r_{k0}(\theta)$

дах выполняются условия (26) во всей области изменения краевого угла смачивания θ . Только в непосредственной близости $\theta \rightarrow \pi$, когда световод не будет смачиваться жидкостью, неравенство (26) может нарушиться.

4.2. Кавитация вблизи шероховатых поверхностей

В случае шероховатых поверхностей, имеющих углубления (поры), царапины и т.п., требуется более тщательное изучение характера смачиваемости поверхности в таких углублениях. На рис. 6 показаны схемы образования пузырька радиуса R в жидкости в порах, которые иллюстрируют различные сценарии в зависимости не только от краевого угла смачиваемости, но также от размера и конфигурации пор.

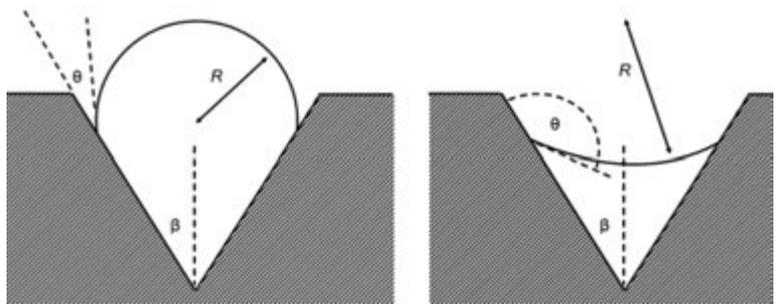


Рис. 6. Схема образования пузырька радиуса R в жидкости в порах на шероховатой поверхности с различным контактным углом смачиваемости θ

Если поверхность не плоская, потенциальный барьер образования критического пузырька изменяется. Можно рассчитать нуклеацию для различных геометрий поверхности. Наиболее простой геометрией для рассмотрения является конус (см. рис. 6). Обозначим половину угла конуса через β и предположим, что граница раздела жидкости и пара выглядит так, как показано слева на рис. 6. Тогда минимальную работу для образования пузырька пара можно написать в виде:

$$W = \left[4\pi R^2 \sigma - \frac{4}{3} \pi R^3 \Delta P \right] \Phi(\theta, \beta),$$

$$\Phi(\theta, \beta) = \frac{1}{2} - \frac{\sin(\theta - \beta)}{2} + \frac{\cos^2(\theta - \beta) \cos \theta}{4 \sin \beta} \quad (27)$$

Также как для плоской поверхности, из условия $dW / dR = 0$ получаем, что радиус критического пузырька для шероховатой поверхности находится в обычном стандартном виде $R_k = 2\sigma / \Delta P$. Если $\theta < \beta + \pi / 2$, то $\Phi(\theta, \beta) > 0$ и тогда существует потенциальный барьер высоты:

$$W_k = (16\pi\sigma^3 / 3\Delta P_k^2) \Phi(\theta, \beta) \quad (28)$$

Если, с другой стороны, $\theta > \beta + \pi / 2$, то граница раздела выглядит иначе – так, как показано справа на рис. 6. Здесь большое значение имеет знак у внешнего давления в жидкости, т.е. знак $\Delta P = P_\sigma - P$ в формуле (26). Если давление по-

ложительное $\Delta P > 0$, тогда энергия W минимальна, когда $R_k = 2\sigma / \Delta P$. В этом случае жидкость не заполняет конус углубления до дна. Если давление отрицательное $\Delta P < 0$, поверхность раздела фаз продвигается к концу конуса. Роль поверхности при нуклеации, как правило, заключается в понижении потенциального барьера в связи с наличием границы, формально выражаемом в появлении функции краевого угла смачиваемости $\Phi(\theta, \beta)$. В итоге выражение кавитационной прочности можно записать в виде:

$$\Delta P_{k\theta}(\theta, \beta) = \left[\frac{16\pi\sigma^3}{3kT \ln(C/J)} \right]^{1/2} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho} \right)^{-1} \sqrt{\Phi(\theta, \beta)} = \Delta P_{k0} \sqrt{\Phi(\theta, \beta)}. \quad (29)$$

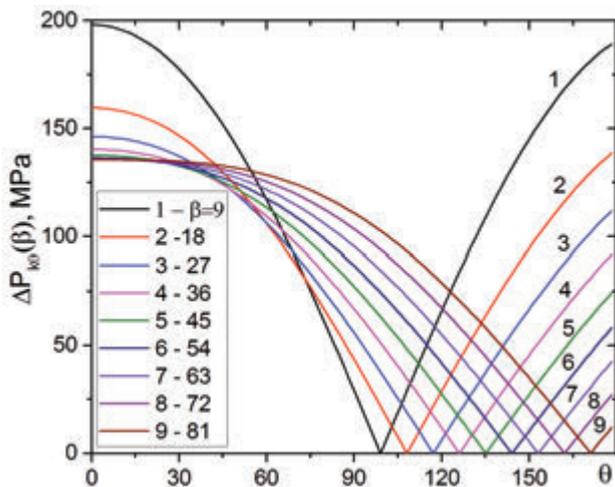


Рис. 7. Функция $\Delta P_{k\theta}(\theta; \beta)$

На рис. 7 представлена функция $\Delta P_{k\theta}(\theta, \beta)$ для случая шероховатой поверхности с углублениями в виде конусов, имеющих разную половину угла β при вершине.

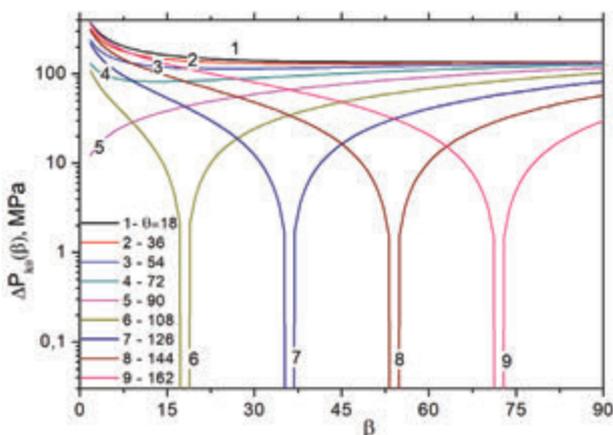


Рис. 8. Функция $\Delta P_{k\theta}(\beta; \theta)$

Из рис. 7 и 8 видно, что, в зависимости от соотношения краевого угла смачивания θ и угла при вершине углубления β , могут быть реализованы величины кавитационной прочности в чрезвычайно широких пределах. Следует обратить внимание на то, что величина $\Delta P_{k\theta}(\theta, \beta)$ при определенных соотношениях между θ и β может стать меньше давления насыщенных паров $P_\sigma(T)$. Последнее указывает на то, что при таких условиях реализуется отгеснение жидкости из углубления – происходит осушение пор при сравнительно незначительном внешнем давлении. Указанный эффект в последнее время находит практическое применение и активно обсуждается в литературе [18–21]. Возможно, определенный интерес для практических применений может представить результат, связанный с уменьшением интервалов углов при вершине углубления β , при которых для поверхностей с частичной смачиваемостью могут быть достигнуты большие значения кавитационной прочности жидкости. Часто при создании подводных объектов применяются материалы, которые либо с момента изготовления, либо с течением времени в процессе применения в морских условиях становятся частично гидрофобными, что резко увеличивает вероятность образования кавитации вдоль поверхности конструкций. Представленные на рис. 7 и 8 результаты свидетельствуют, что для снижения вероятности развития кавитации на частично смачиваемых поверхностях следует при ремонтных работах обрабатывать поверхности так, чтобы на царапинах, трещинах, порах и т.п. углублениях уменьшать величины углов при вершине углубления β . Требуемые соотношения для оценки и прогноза наступления кавитации ΔP_k на реальных поверхностях можно использовать из полученных выше результатов для $\Delta P_{k\theta}(\beta; \theta)$.

Выше везде в качестве метастабильного состояния исследовалась растянутая жидкость. Очевидно, что метастабильное состояние вблизи кривой фазового равновесия может быть реализовано также за счет изменения температуры. В экспериментах по лазерной кавитации [10–12] нагрев жидких сред осуществлялся с помощью кончика световода, который вводился в требуемые части жидкости. При этом оказывалось, что для возникновения термокавитации требовались сравнительно небольшие мощности лазера и возникающих перепадов температуры ΔT_k . Величину ΔT_k можно определить по формуле Клапейрона–Клаузиуса [23]:

$$\Delta T_k(\theta, \beta) = \frac{T(\rho - \rho')}{\rho \rho' L} \Delta P_{k\theta}(\theta, \beta) \approx \frac{T \rho}{\rho' L} \Delta P_{k\theta}, \quad (30)$$

где L – теплота парообразования. Из формулы (30) видно, что ход зависимостей функции $\Delta T_k(\theta, \beta)$ с точностью до масштабного коэффициента $T\rho/\rho'L$ повторяет приведенные выше закономерности.

5. Заключение

Обсуждена гетерогенная кавитация в присутствии газовых пузырьков, включений и поверхностей с различными углублениями и различной смачиваемостью. Показана важная роль гетерофазных флуктуаций в образовании критических зародышей в присутствии газовых пузырьков, частиц и поверхностей с различной смачиваемостью. Показано, что наличие несмачиваемых объектов резко понижает кавита-

ционную прочность. Особый эффект наблюдается при наличии шероховатых поверхностей, имеющих гидрофобные углубления. Пористые гидрофобные поверхности приводят к резкому понижению кавитационной прочности, при этом возможно спонтанное осушение пор при определенных комбинациях между краевым углом смачивания и размерами и формой поры, с одной стороны, и величины приложенного внешнего давления (или внешнего нагрева) жидкости, с другой стороны. Образование пузырьков может быть вызвано как понижением давления (разрыв жидкости), так и повышением температуры – перегрев жидкости, термокавитация.

Программы и гранты: Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00189 П)

Список источников

- Herbert E., Balibar S., Caupin F. Cavitation pressure in water // *Phys. Rev.* 2006. Vol. E 74, No. 041603. doi: 10.1103/PhysRevE.74.041603
- Lauterborn W., Kurz T. Physics of bubble oscillations // *Rep. Prog. Phys.* 2010, Vol. 73, No. 106501. doi: 10.1088/0034-4885/73/10/106501
- Borkent B.M., Gekle S., Prosperetti A., Lohse D. Nucleation threshold and deactivation mechanisms of nanoscopic cavitation nuclei // *Phys. Fluids*. 2009. Vol. 21, No. 102003. doi:10.1063/1.3249602
- Перник А.Д. Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966. 439 с.
- Кнэпп Р., Дейли Дж., Хеммит Ф. Кавитация. М.: Мир, 1974. 699 с.
- Neppiras E.A. Acoustic Cavitation // *Phys. Reports*. 1980. Vol. 61, No. 3. P. 159–251.
- Padilla-Martinez J.P., Berrospe-Rodriguez C., Aguilar G., Ramirez-San-Juan J.C., Ramos-Garcia R. Optic cavitation with CW lasers: A review // *Physics of Fluids*. 2014. Vol. 26, No. 122007. doi: 10.1063/1.4904718
- Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
- Giacomello A., Roth R. Bubble formation in nanopores: a matter of hydrophobicity, geometry, and size // *Advances in Physics: X*. 2020. Vol. 5, No. 1. P. 1817780. doi: 10.1080/23746149.2020.1817780
- Юсупов В.И. Особенности лазероиндуцированной термокавитации воды // *Акустический журнал*. 2024. Т. 70, № 6. С. 828–837. doi: 10.31857/S0320791924060035
- Лебедев М.С., Тагильцев А.А., Кулик А.В., Чудновский В.М. Акустика кипения с недогревом на лазерном нагревательном элементе // *Подводные исследования и робототехника*. 2024. № 2 (48). С. 16–28. doi: 10.37102/1992-4429_2024_48_02_03. EDN: LYHPGX.
- Дац Е.П., Кудряшов А.П., Чудновский В.М. Влияние теплофизических характеристик жидкой фазы на динамику парового пузырька в процессе лазерной кавитации // *Дальневосточный математический журнал*. 2025. Т. 25, № 1. С. 39–47. doi:10.47910/FEMJ202503
- Atchley A.A., Prosperetti A. The crevice model of bubble nucleation // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. Vol. 86, No. 3. P. 1065–1084.
- Qi Y., Klausner J.F., Mei R. Role of surface structure in heterogeneous nucleation // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2004. Vol. 47. P. 3097–3107. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.02.019
- Bremond N., Arora M., Ohl C.D., Lohse D. Cavitation on surfaces // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2005. Vol. 17. P. S3603–S3608. doi:10.1088/0953-8984/17/45/054
- Meloni S., Giacomello A., Casciola C.M. Focus article: theoretical aspects of vapor/gas nucleation at structured surfaces // *J. Chem. Phys.* 2016. P.145:211802. doi:10.1063/1.4964395
- Zeng Q., Xu Sh. Thermodynamics and Characteristics of Heterogeneous Nucleation on Fractal Surfaces // *J. Phys. Chem. C* 2015. Vol. 119. P. 27426–27433. doi: 10.1021/acs.jpcc.5b07709
- Егошина В.Д., Гонгальский М.Б., Цурикова У.А., Свиридов А.П., Осминкина Л.А., Андреев В.Г. Кавитационная активность водных суспензий пористых кремниевых наночастиц с различной степенью гидрофобности поверхности // *Акустический журнал*. 2023. Т. 69, № 1. С. 92–100. doi: 10.31857/S032079192260038X
- Beckstein O., Biggin P.C., Sansom M.S. A hydrophobic gating mechanism for nanopores // *J Phys Chem B*. 2001. Vol. 105. P. 12902–12905. doi:10.1021/jp012233y
- Berne B.J., Weeks J.D., Zhou R. Dewetting and hydrophobic interaction in physical and biological systems // *Annu Rev Phys Chem*. 2009. Vol. 60. P. 85–103. doi: 10.1146/annurev.physchem.58.032806.104445.
- Aryal P., Sansom M.S., Tucker S.J. Hydrophobic gating in ion channels // *J Mol Biol*. 2015. Vol. 427, No. 1. P. 121–130. doi: 10.1016/j.jmb.2014.07.030
- Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
- Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы. Кавитация // *ЖЭТФ*. 1942. Т. 12, № 11–12. С. 525–538.
- Bulanov V.A. Heterogeneous nucleation, influencing of heterophase fluctuations on the cavitation strength and supercooling of liquids with phase inclusions // *Liquids Under Negative Pressure*. NATO Science Series. Eds.: A.R.Imre, H.J.Maris, P.R.Williams. Dordrecht: Kluwer, 2002. Vol. 84. P. 327–341.
- Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 280 с.
- Каган Ю.М. О кинетике кипения чистой жидкости // *ЖФХ*. 1960. Т. 34, № 1. С. 92–101.
- Бункин Н.Ф., Бункин Ф.В. Бабстонная структура воды и водных растворов электролитов // *УФН*. 2016. Т. 186, № 9. С. 933–952. doi: 10.3367/UFN.2016.05.037796

29. Акуличев В.А., Ильичев В.И. Пороги акустической кавитации в морской воде в различных районах Мирового океана // Акустический журнал. 2005. Т. 51, № 2. С. 167–179.
30. Мельников Н.П., Елистратов В.П. Мезомасштабная пространственная изменчивость кавитационных порогов морской воды // Акустический журнал. 2017. Т. 63, № 2. С. 187–195.
31. Мельников Н.П. Изменчивость кавитационного порога морской воды в натуральных условиях // Акустический журнал. 2024. Т. 70, № 4. С. 582–591. doi: 10.31857/S0320791924040112
32. Буланов В.А. Микроструктура, кавитационная прочность и нелинейность морской воды // Подводные исследования и робототехника. 2024. № 4 (50). С. 40–54. doi: 10.37102/1992-4429_2024_50_04_05

Сведения об авторах:

БУЛАНОВ Владимир Алексеевич, доктор физ.-мат. наук, главный научный сотрудник, руководитель лаборатории Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН

Адрес: 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43
Институт прикладной математики ДВО РАН

Область научных интересов: физическая акустика, гетерофазные жидкости, пузырьки, фазовые превращения, акустическое зондирование

Тел.: 84232374913; +79241250613 (сот)

E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

ORCID: <http://orcid.org/0000-0002-5504-9042>

ЧУДНОВСКИЙ Владимир Михайлович, доктор биол. наук, главный научный сотрудник Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН

Адрес: 690041, г. Владивосток, ул. Балтийская, 43
Институт прикладной математики ДВО РАН

Область научных интересов: лазерная биофизика, кавитация, гидродинамика

E-mail: vm53@mail.ru

Тел.: +7 (924) 434-79-80

ORCID: 0000-0003-2000-4810

Для цитирования:

Буланов В.А., Чудновский В.М. ГЕТЕРОГЕННАЯ НУКЛЕАЦИЯ В ЖИДКОСТИ В ПРИСУТСТВИИ ВКЛЮЧЕНИЙ С РАЗЛИЧНОЙ СМАЧИВАЕМОСТЬЮ // Подводные исследования и робототехника. 2026. No. 1 (55). P. 80–91. DOI: 10.37102/1992-4429_2026_55_01_08. EDN: YLUSZA.



HETEROGENEOUS NUCLEATION IN A LIQUID IN THE PRESENCE OF INCLUSIONS WITH DIFFERENT WETTABILITY

V.A. Bulanov, V.M. Chudnovsky

The aim of the work is to identify common patterns that lead to a decrease in the rapture thresholds of real liquids – the thresholds of acoustic cavitation and laser thermal cavitation. The role of bubbles, small inclusions, and extended surfaces with pores and cracks with different liquid wettability as a source of cavitation is discussed. The influence of the wettability of inclusions on the overheating thresholds and cavitation strength of liquids is analyzed and the mutual role of the dimensions and the angle of wettability of individual inclusions is revealed. The role of heterophase fluctuations in the formation of critical nuclei in the presence of inclusions with different wettability is discussed and a range of inclusion characteristics is identified when the mechanism of heterophase fluctuations must be taken into account when determining overheating or cavitation thresholds. It is shown that the presence of non-wettable objects dramatically reduces the cavitation strength of liquids. A special effect is observed in the presence of rough surfaces with hydrophobic pores. Porous hydrophobic surfaces lead to a sharp decrease in cavitation strength, while spontaneous drainage of pores is possible with certain combinations between the wetting edge angle and the size and shape of the pore, on the one hand, and the amount of applied external pressure (or external heating) of the liquid, on the other hand.

Keywords: cavitation, bubbles, nucleation, wettability, heterophase fluctuations, laser thermal cavitation

References

- Herbert E., Balibar S., Caupin F. Cavitation pressure in water // *Phys. Rev.* 2006. Vol. E 74, No. 041603. doi: 10.1103/PhysRevE.74.041603
- Lauterborn W., Kurz T. Physics of bubble oscillations // *Rep. Prog. Phys.* 2010, Vol. 73, No. 106501. doi: 10.1088/0034-4885/73/10/106501
- Borkent B.M., Gekle S., Prosperetti A., Lohse D. Nucleation threshold and deactivation mechanisms of nanoscopic cavitation nuclei // *Phys. Fluids.* 2009. Vol. 21, No. 102003. doi:10.1063/1.3249602
- Pernik A.D. Problemy kavitatsii. L.: Sudostroyeniye, 1966. 439 s.
- Knepp R., Deyli Dzh., Khemmit F. Kavitatsiya. M.: Mir, 1974. 699 s.
- Neppiras E.A. Acoustic Cavitation // *Phys. Reports.* 1980. Vol. 61, No. 3. P. 159–251.
- Padilla-Martinez J.P., Berrospe-Rodriguez C., Aguilar G., Ramirez-San-Juan J.C., Ramos-Garcia R. Optic cavitation with CW lasers: A review // *Physics of Fluids.* 2014. Vol. 26, No. 122007. doi: 10.1063/1.4904718
- Skripov V.P. *Metastabil'naya zhidkost'*. M.: Nauka, 1972. 312 s
- Giacomello A., Roth R. Bubble formation in nanopores: a matter of hydrophobicity, geometry, and size // *Advances in Physics: X.* 2020. Vol. 5, No. 1. P. 1817780. doi: 10.1080/23746149.2020.1817780
- Yusupov V.I. Osobennosti lazeroidutirovannoy termokavitatsii vody // *Akusticheskiy zhurnal.* 2024. T. 70. № 6. S. 828–837. doi: 10.31857/S0320791924060035
- Lebedev M.S., Tagil'tsev A.A., Kulik A.V., Chudnovskiy V.M. Akustika kipeniya s nedogrevom na lazernom nagrevatel'nom elemente // *Podvodnyye issledovaniya i robototekhnika.* 2024. № 2 (48). S. 16–28. DOI: 10.37102/1992-4429_2024_48_02_03. EDN: LYHFGX.
- Dats E.P., Kudryashov A.P., Chudnovskiy V.M.. Vliyaniye teplofizicheskikh kharakteristik zhidkoy fazy na dinamiku parovogo puzyr'ka v protsesse lazernoy kavitatsii // *Dal'nevostochnyy matematicheskii zhurnal.* 2025. T. 25. № 1. S. 39–47. doi:10.47910/FEMJ202503
- Atchley A.A., Prosperetti A. The crevice model of bubble nucleation // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. Vol. 86. No. 3. P. 1065–1084.
- Qi Y., Klausner J.F., Mei R. Role of surface structure in heterogeneous nucleation // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2004. Vol. 47. P. 3097–3107. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.02.019
- Bremond N., Arora M., Ohl C.D., Lohse D. Cavitation on surfaces // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2005. Vol. 17. P. S3603–S3608. doi:10.1088/0953-8984/17/45/054
- Meloni S., Giacomello A., Casciola CM. Focus article: theoretical aspects of vapor/gas nucleation at structured surfaces // *J. Chem. Phys.* 2016. P.145:211802. doi:10.1063/1.4964395
- Zeng Q., Xu Sh. Thermodynamics and Characteristics of Heterogeneous Nucleation on Fractal Surfaces // *J. Phys. Chem. C* 2015. Vol. 119. P. 27426–27433. doi: 10.1021/acs.jpcc.5b07709
- Yegoshina V.D., Gongal'skiy M.B., Tsurikova U.A., Sviridov A.P., Osminkina L.A., Andreyev V.G. Kavitatsionnaya aktivnost' vodnykh suspenziy poristykh kremniyevykh nanochastits s razlichnoy stepen'yu gidrofobnosti poverkhnosti // *Akusticheskiy zhurnal.* 2023. T. 69. № 1. S. 92–100. doi: 10.31857/S032079192260038X
- Beckstein O., Biggin PC, Sansom MS. A hydrophobic gating mechanism for nanopores // *J Phys Chem B.* 2001. Vol. 105. P. 12902–12905. doi:10.1021/jp012233y
- Berne B.J., Weeks J.D., Zhou R. Dewetting and hydrophobic interaction in physical and biological systems // *Annu Rev Phys Chem.* 2009. Vol. 60. P. 85–103. doi: 10.1146/annurev.physchem.58.032806.104445..
- Aryal P., Sansom MS, Tucker SJ. Hydrophobic gating in ion channels // *J Mol Biol.* 2015. Vol. 427. No. 1. P. 121–130. doi: 10.1016/j.jmb.2014.07.030
- Frenkel' YA.I. *Kineticheskaya teoriya zhidkostey.* L.: Nauka, 1975. 592 s.
- Landau L.D., Lifshits E.M.. *Statisticheskaya fizika.* M.: Nauka, 1976. 584 s.
- Zel'dovich YA.B. K teorii obrazovaniya novoy fazy. Kavitatsiya // *ZHETF.* 1942. T. 12. № 11–12. S. 525–538.

25. Bulanov V.A. Heterogeneous nucleation, influencing of heterophase fluctuations on the cavitation strength and supercooling of liquids with phase inclusions // *Liquids Under Negative Pressure*. NATO Science Series. Vol. 84 (Eds.: A.R.Imre, H.J.Maris, P.R.Williams). Dordrecht: Kluwer. 2002. P. 327–341.

26. Akulichev V.A., Alekseyev V.N., Bulanov V.A. Periodicheskiye fazovyye prevrashcheniya v zhidkostyakh. M.: Nauka, 1986. 280 s.

27. Kagan YU.M. O kinetike kipeniya chistoy zhidkosti // *ZHFKH*. 1960. T. 34. № 1. S. 92–101.

28. Bunkin N.F., Bunkin F.V. Babstonnaya struktura vody i vodnykh rastvorov elektrolitov // *UFN*. 2016. T. 186. № 9. S. 933–952. DOI: 10.3367/UFNr.2016.05.037796

29. Akulichev V.A., Il'ichev V.I. Porogi akusticheskoy kavitatsii v morskoy vode v razlichnykh rayonakh Mirovogo okeana // *Akusticheskiy zhurnal*. 2005. T. 51. № 2. S. 167–179.

30. Mel'nikov N.P., Yelistratov V.P. Mezomasshtabnaya prostranstvennaya izmenchivost' kavitatsionnykh porogov morskoy vody // *Akusticheskiy zhurnal*. 2017. T. 63. № 2. S. 187–195.

31. Mel'nikov N.P. Izmenchivost' kavitatsionnogo poroga morskoy vody v naturnykh usloviyakh // *Akusticheskiy zhurnal*. 2024. T. 70. № 4. S. 582–591. doi: 10.31857/S0320791924040112

32. Bulanov V.A. Mikrostruktura, kavitatsionnaya prochnost' i nelineynost' morskoy vody // *Podvodnyye issledovaniya i robototekhnika*. 2024. №. 4 (50). S. 40–54. DOI: 10.37102/1992-4429_2024_50_04_05

Information about authors

BULANOV Vladimir Alekseevich, Doctor of Sci. (Physics and Mathematics), Chief Researcher, Head of the laboratory V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences,

Institute of Applied Mathematics, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences Position: Chief Researcher

Address: 43 Baltiyskaya St., Vladivostok, 690041

Research interests: physical acoustics, heterophase liquids, ocean, micro-inhomogeneities, bubbles, acoustic sensing

Phone: 84232374913; +79241250613

E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

ORCID: 0000-0002-5504-9042

CHUDNOVSKY Vladimir Mikhailovich, Doctor of Biological Sciences, Chief Researcher

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences

Institute of Applied Mathematics, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences

Address: 43 Baltiyskaya St., Vladivostok, 690041

Research interests: laser biophysics, cavitation, hydrodynamics

E-mail: vm53@mail.ru

Phone: +7 (924) 434-79-80

ORCID: 0000-0003-2000-4810



Recommended citation:

Bulanov V.A., Chudnovsky V.M. HETEROGENEOUS NUCLEATION IN A LIQUID IN THE PRESENCE OF INCLUSIONS WITH DIFFERENT WETTABILITY. *Underwater investigations and robotics*. 2026. No. 1 (55). P. 80–91. DOI: 10.37102/1992-4429_2026_55_01_08. EDN: YLUSZA.