

Кавитация

Промтов М.А., д.т.н., профессор
Зав. каф. «Машины и аппараты химических производств»
Тамбовского государственного технического университета.

Россия, 392000, г. Тамбов, ул. Советская, 106, Тамбовский государственный технический университет, тел. (007-4752)-63-20-24, -63-27-28, , e-mail: promtov@tambov.ru
<http://www.tstu.ru/r.php?r=structure.kafedra&sort=&id=3>

Под *кавитацией* в жидкости понимают образование заполненных паром и газом полостей или пузырьков при локальном понижении давления в жидкости до давления насыщенных паров. Соотношение содержания газа и пара в полости может быть различным (теоретически от нуля до единицы). В зависимости от концентрации пара или газа в полости их называют паровыми или газовыми [1 – 19].

Необходимо отметить, что понижение давления в жидкости до давления насыщенных паров возможно также при кипении или вакуумировании жидкости. Но эти процессы распространяются по всему объему жидкости в отличие от кавитации, которая имеет ограниченную область. Различают *гидродинамическую кавитацию*, возникающую за счет местного понижения давления в потоке жидкости при обтекании твердого тела, и *акустическую кавитацию*, возникающую при прохождении через жидкость акустических колебаний. *Кавитационная каверна*, заполненная паром и газом в различных источниках, называется полостью, пузырьком, пузырьком, сферой и т.п. Будем употреблять эти термины в зависимости от рассматриваемой ситуации, так как они вполне применимы и адекватны физической сущности кавитации.

Акустическая кавитация представляет собой эффективное средство концентрации энергии звуковой волны низкой плотности в высокую плотность энергии, связанную с пульсациями и захлопыванием кавитационных пузырьков [11]. Общая картина образования кавитационного пузырька представляется в следующем виде. В фазе разрежения акустической волны в жидкости образуется разрыв в виде полости, которая заполняется насыщенным паром данной жидкости. В фазе сжатия под действием повышенного давления и сил поверхностного натяжения полость захлопывается, а пар конденсируется на границе раздела фаз. Через стены полости в нее диффундирует растворенный в жидкости газ, который затем подвергается сильному адиабатическому сжатию.

В момент схлопывания, давление и температура газа достигают значительных величин (по некоторым данным до 100 МПа и 1000 °С). После схлопывания полости в окружающей жидкости распространяется сферическая ударная волна, быстро затухающая в пространстве. В литературе употребляются такие термины, как захлопывание, схлопывание, аннигиляция, коллапс и т.п., которые обозначают одно явление – уменьшение

радиуса пузырька R до минимального R_{\min} или уменьшение радиуса полости, ее деформацию и распад на несколько пузырьков.

Чтобы в жидкости образовалась полость, необходимо раздвинуть ее соседние молекулы на расстояние не менее удвоенной длины промежутка между ними. Жидкость может выдерживать максимальное растягивающее напряжение, рассчитываемое по формуле [12]

$$P \approx 2\sigma/R, \quad (1)$$

где σ – поверхностное натяжение жидкости; R – радиус пузырька.

Для воды при $R = 2 \cdot 10^{-10}$ м, $P = 1000$ МПа [16], кавитационная прочность необработанной воды не превышает нескольких десятков мегапаскалей. Существует нелинейная зависимость в виде предельных кривых Эше [11] между частотой акустической волны и пороговым давлением, при котором возникает кавитация. *Пороговым давлением* называется значение амплитуды акустического давления, вызывающего расширение зародыша до критического размера, после которого он начинает расти взрывообразно [11]. Чем ниже частота акустической волны, тем ниже пороговое давление. Например, для частоты 1 кГц пороговое давление не превышает 10^5 Па при нормальном статическом давлении и температуре ($P_{\infty} \approx 0,1$ МПа, $T \approx 20$ °С) [11, 13].

Расхождение между экспериментальной и теоретической прочностью объясняется наличием в реальных жидкостях различных примесей и включений, которые являются *зародышами кавитации* и сильно понижают ее прочность. Согласно теоретическим представлениям маленькие пузырьки должны растворяться в жидкости, а большие – всплывать. Тем не менее, в жидкости постоянно присутствуют пузырьки различного радиуса. Очень маленькие пузырьки стабилизируются на поверхностях и в трещинах малых твердых частиц, взвешенных в жидкости.

В любой жидкости зародыши кавитации могут образовываться за счет заряженных частиц высоких энергий, присутствующих в космических лучах [13]. Более 2/3 частиц, порожденных космическими лучами, составляют μ -мезоны, а остальные – в основном электроны. Электроны хорошо поглощаются в жидкостях, а μ -мезоны поглощаются слабо, но обладают большой проникающей способностью. Проходя через вещества, электроны и μ -мезоны взаимодействуют с электронами атомов вещества и выбивают их, затрачивая на ионизацию определенную энергию. Вследствие локального выделения тепла, в которое переходит теряемая электронами энергия, в жидкости образуются паровые пузырьки. Если давление в жидкости больше давления насыщенных паров при данной температуре, то паровые пузырьки, порождаемые ионизирующими частицами высоких энергий, будут быстро исчезать. Кавитация на паровых зародышах развивается, либо когда давление в жидкости длительное время меньше давления насыщенных паров, либо за счет пульсации давления.

В жидкости, вследствие броуновского движения, имеют место флуктуации внутренней структуры – области пространства с молекулами

низкой энергии и молекулами высокой энергии. В областях с молекулами высокой энергии, которые называют областями повышенной микро-температуры, звуковые волны могут обеспечить значения напряжений, достаточных для разрыва сплошности жидкости [14].

Стабильное существование парогазовых пузырьков объясняется тем, что на поверхности пузырька имеются равномерно распределенные одноименные заряды, обусловленные находящимися в жидкости ионами. Отталкивание этих зарядов предотвращает смыкание пузырька [11, 13].

Условие равновесия парогазового пузырька в жидкости записывается в виде

$$P_r = P_\infty - P_n - P_s + 2\sigma/R, \quad (2)$$

где P_s – давление, вызванное силами кулоновского отталкивания, Па; P_n – давление насыщенных паров, Па.

При распространении в жидкости гармонических колебаний без учета P_s и диффузии газа через поверхность пузырька, но с учетом изотермичности процесса роста пузырька с радиусом R , уравнение равновесия записывается как [18]

$$P_0 - P_a = \left(P_\infty - P_n + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{2\sigma}{R_0} + P_n, \quad (3)$$

где P_0 – начальное давление в пузырьке, Па; P_a – акустическое давление, Па; R_0 – начальный радиус пузырька, м; P_∞ – статическое давление в жидкости, Па.

Пузырек устойчив, пока P_a не достигает критического значения $P_{кр}$. При $P_a > P_{кр}$ пузырек начинает быстро расти, что приводит к разрыву сплошности жидкости.

Значение критического радиуса определяется по формуле

$$R_{кр} = \sqrt{3} R_0 \sqrt{(R_0/2\sigma)(P_\infty - P_n + 2\sigma/R_0)}. \quad (4)$$

С учетом того, что давление насыщенных паров значительно меньше гидростатического давления, уравнение для кавитационной прочности жидкости в зависимости от начального радиуса пузырька записывается в виде

$$R_0^3 + R_0^2 2\sigma/P_\infty - 32\sigma^3 / (27P(P_\infty - P_{кр})^2) \cong 0. \quad (5)$$

Для заданного переменного давления и частоты звукового поля существует минимальный и максимальный радиус пузырьков, способных вызвать кавитацию. Минимальный радиус определяется уравнениями (2.4) и (2.5), а максимальный соответствует резонансному радиусу, который определяется по формуле Миннерта [18]:

$$f_p = \frac{1}{2\pi R_p} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho} \left(P_\infty + \frac{2\sigma}{R_p} \right)}, \quad (6)$$

где $\gamma = c_p / c_v$ – соотношение удельных теплоемкостей для газа и пара в пузырьке.

Формула (6) может быть использована для гармонических колебаний пузырька при небольших амплитудах, для низких частот звукового поля и

крупных пузырьков. Для высоких частот более применима формула, выведенная Хабеевым при учете фазовых переходов и поверхностного натяжения, которая описывает зависимость резонансного радиуса пузырька от частоты [17]:

$$R_p^4 = \sigma^2 / (\pi A_p^2 f^2), \quad (7)$$

где A_p – функция, зависящая от теплоты парообразования, плотности, теплопроводности и температуры жидкости. По мере увеличения частоты акустического поля, кавитацию вызывают только пузырьки с большей f_p , т.е. пузырьки меньшего радиуса, чем R_p .

Порог кавитации и его частотная зависимость определяются объемом жидкости. Величина кавитационной прочности жидкости зависит от наибольшего зародыша из всех имеющихся в объеме жидкости. Вероятность попадания в озвучиваемую зону зародыша большего размера возрастает с увеличением объема озвучиваемой жидкости [15].

Нелинейное дифференциальное уравнение, описывающее простую модель сферически-симметричной пульсации газовой полости радиусом $r = R(t)$ в поле плоской звуковой волны, имеет вид:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho} [P_\infty - P(R)] = 0. \quad (8)$$

Аналитическое решение этого уравнения, получено Рэлеем при простейших условиях: $P_\infty = P_a$; $P(R) = 0$. В этом случае уравнение (2.8) переходит в уравнение захлопывания пустой полости под действием гидростатического давления:

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{P_\infty}{\rho} \left(\frac{R_{\max}^3}{R^3} - 1 \right). \quad (9)$$

Время захлопывания пустой полости определяется из формулы Рэля [18]:

$$t_c = 0,915 R_{\max} \sqrt{\rho / P_\infty}. \quad (10)$$

Уравнение, описывающее изменения радиуса кавитационной полости в поле ультразвуковой волны известно как уравнение Нолтинга- Неппайреса:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho} \left[P_\infty - P_n - P_a \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} - \left(P_\infty + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0. \quad (11)$$

Уравнение (11) достаточно хорошо описывает поведение кавитационного пузырька в поле ультразвуковой волны, но допущения о несжимаемости жидкости не позволяют правильно оценить конечную стадию захлопывания кавитационного пузырька.

Динамику кавитационного пузырька с учетом сжимаемости описывает уравнение Херринга-Флинна (12). Уравнение (12) более точно описывает динамику кавитационного пузырька с учетом сжимаемости, но неадекватно при скоростях движения, сравнимых со скоростью звука c_0 , что характерно для конечной стадии захлопывания пузырька.

$$\begin{aligned}
& R \left(1 - 2 \frac{dR}{c_0} \right) \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{dR}{c_0} \right) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \\
& + \frac{1}{\rho} \left[P_\infty - P_n - P_a \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt} - \left(P_\infty + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] + \quad (12) \\
& + \frac{R}{\rho} \frac{dR}{c_0} \left(1 - \frac{dR}{c_0} \right) \frac{dP(R)}{dR} = 0.
\end{aligned}$$

Этот недостаток устранен в уравнении Кирвуда-Бете, выведенного с допущением о сферичности волн конечной амплитуды, образующихся при захлопывании полости:

$$\begin{aligned}
& R \left(1 - \frac{dR}{c_0} \right) \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{dR}{3c_0} \right) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \\
& + \left(1 + \frac{dR}{c_0} \right) H - \frac{dR}{c_0} \left(1 - \frac{dR}{c_0} \right) R \frac{dH}{dR} = 0, \quad (13)
\end{aligned}$$

где

$$H = \int_{P_\infty}^{P(R)} \frac{dP}{\rho} = \frac{n}{n-1} \frac{A^{1/n}}{\rho} \left\{ \left[\left(P_\infty + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} + B \right]^{\frac{n-1}{n}} - \left(P_\infty - P_a \sin \omega t + B \right)^{\frac{n-1}{n}} \right\};$$

$c = [c_0^2 + (n-1) H]^{0.5}$; A , B , n – постоянные коэффициенты, для воды $A = 300$ МПа, $B = 300$ МПа, $n = 7$.

Уравнения (11), (12) и (13) не решаются в общем виде. Их численные решения получают для конкретных частных случаев с определенными значениями частоты и амплитуды звукового поля и величиной начального размера пузырька. Исследование этих уравнений сделано подробно в [11, 15, 16] и показывает, что при амплитудах звукового давления $P_a < P_{кр}$ газовые пузырьки не захлопываются и пульсируют линейно. Пузырьки с $R < R_p$ пульсируют с частотой акустической волны, а при размере пузырька $R > R_p$ период пульсации близок к периоду собственных колебаний. При $P_a > P_{кр}$ движение полости становится неустойчивым и она захлопывается в первом положительном полупериоде. При дальнейшем увеличении P_a инерционные силы препятствуют захлопыванию пузырька, и он совершает одно или несколько колебаний, а затем схлопывается. Все эти результаты достаточно хорошо согласовываются с экспериментом [13, 15, 16].

В первоначальный момент времени рост пузырьков происходит за счет понижения давления в жидкости до порогового $P_{кр}$, которое меньше давления насыщенных паров. Но в поле периодических колебаний происходит увеличение во времени среднего радиуса пузырька и средней массы газа в

пузырьке. Качественное объяснение этого явления впервые было сделано Блейком. При периодических пульсациях давления изменяется радиус пузырька и концентрация газа в нем. В фазе сжатия из пузырька в жидкость газ выходит, а в фазе расширения приходит в пузырек за счет диффузии. Так как количество протиффундирующего газа пропорционально площади поверхности, то при нелинейных пульсациях газовых пузырьков поток газа в пузырек при его расширении превышает поток газа из пузырька при его сжатии. За каждый цикл пульсации возникает приращение массы газа в пузырьке, что приводит к среднему во времени росту радиуса газового пузырька. Происходит как бы «выпрямление» знакопеременного диффузионного потока газа через поверхность пульсирующего газового пузырька [17]. Это явление было названо выпрямленной газовой диффузией.

Рост паровых пузырьков при периодических пульсациях, возбуждаемых внешним полем, также обусловлен явлением, которое получило название выпрямленной теплопередачи или выпрямленного теплопереноса [17]. Этот эффект аналогичен выпрямленной газовой диффузии. В фазе разрежения акустического поля при понижении давления понижается температура пузырька и тепло идет от жидкости в пузырек через большую площадь поверхности пузырька, а в фазе сжатия при повышении давления повышается температура пузырька и тепло уходит из пузырька в жидкость и при этом площадь поверхности пузырька мала. В среднем за цикл проявляется нелинейный эффект направленного от жидкости к пузырьку потока тепла. Кроме того, паровой пузырек при пульсациях поглощает энергию внешнего поля, которая затрачивается на испарение жидкости и приводит к дополнительному росту пузырька [13].

В обычных условиях не наблюдается чистых газовых или паровых пузырьков и пузырек, как правило, заполнен парогазовой смесью. Рост пузырька во внешнем акустическом поле происходит за счет всех эффектов, которые были описаны выше.

Росту парогазового пузырька препятствуют присоединенная масса жидкости, статическое давление и давление поверхностного натяжения. Рост или исчезновение кавитационного пузырька происходит при преобладании тех или иных эффектов. Нелинейность кривой фазового равновесия приводит к тому, что в среднем температура парового пузырька понижается по отношению к температуре окружающей жидкости, а это вызывает поток тепла из жидкости в пузырек, испарение жидкости и рост пузырька в среднем за период.

В предположении, что парогазовая смесь в реальном кавитационном пузырьке при адиабатическом сжатии ведет себя как идеальный газ, давление в пузырьке в момент захлопывания определяется параметром газосодержания α [18]:

$$P_{\max} \cong P_{\infty} / (81\alpha^3). \quad (14)$$

При расширении кавитационного пузырька в жидкость излучается сферическая волна. Без учета вязкости и теплопроводности давление в волне определяется по формуле Джилмора:

$$P(r, t) = \frac{R}{r} (P(R) - P_\infty) + \frac{R}{r} \left(1 - \frac{R^3}{r^3}\right) \frac{1}{2} \rho \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{r}{c_0} \frac{dR}{dt} \left(1 - \frac{R}{r}\right) \left[\rho \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 - 2(P(R) - P_\infty) - R \frac{dP(R)}{dR} \right]. \quad (15)$$

При очень большой скорости захлопывания пузырька излучаемая волна может перейти в ударную, давление в которой изменяется обратно пропорционально расстоянию от полости r [18]. Расстояние, на котором образуется ударная волна, определяется значением максимального давления в полости и соответствует соотношению:

$$P_{\max} > 13,6 \left(\lg \frac{r}{R_{\min}} \right)^{-2/3}, \quad (16)$$

где P_{\max} составляет сотни мегапаскалей.

Динамика парогазовой полости с учетом теплообмена и частично – динамики газа в пузырьке рассматривалась в работах М.А. Маргулиса [14, 19]. Для описания движения стенки пузырька использовалось дифференциальное уравнение (8). Скорость газа $V_r(R, t)$ в пузырьке определялась из уравнения неразрывности. Масса газа $m(R, t)$ в пузырьке радиусом R считалась неизменной.

Давление в пузырьке равно

$$P(t) = \frac{R_0^3 P_\infty}{3T_0} \left(\int_0^{R_0} \frac{R_i^2}{T(R_i, t)} dR_i \right)^{-1}, \quad (17)$$

где $0 \leq R_i < R_0$.

Уравнение теплопроводности для газа внутри кавитационного пузырька имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho_r c_{п}} \operatorname{div}(\lambda_r \operatorname{grad} T) - \bar{V}_r \operatorname{grad} T + \frac{1}{\rho_r c_{п}} \frac{dP}{dt}, \quad (18)$$

где $\rho_r c_{п} = \frac{P(t)}{T(R_i, t)} \frac{\gamma}{\gamma - 1}$.

По результатам численных решений этих уравнений был сделан вывод, что теплообмен в процессе схлопывания пузырька оказывается весьма существенным, значительно понижающим максимальные параметры парогазовой смеси внутри кавитационного пузырька: скорость и температуру – более чем в 2 раза, а давление – более чем на порядок по сравнению с адиабатическим схлопыванием. Время схлопывания в адиабатическом режиме и с учетом теплообмена незначительно отличается от рэлеевского времени для пустого пузырька.

Минимальный радиус пузырька R_{\min} и радиус R_c , при котором достигается максимальная скорость при учете теплообмена, почти вдвое превышают соответствующие величины для адиабатического схлопывания.

Максимальная скорость движения стенок пузырька при учете теплообмена (не более 600 м/с) значительно меньше скорости звука в жидкости ($c_0 \approx 1500$ м/с), поэтому вклад слагаемых, содержащих $dR/dt c_0$ в уравнениях Херринга-Флинна и Кирквуда-Бете, должен быть значительно меньше, чем для модели адиабатического схлопывания [19]. Эти выводы подтверждаются экспериментальными исследованиями [20, 21], согласно которым конечный радиус кавитационного пузырька всего в 3 – 5 раз меньше исходного.

В большинстве исследований кавитации, особенно теоретических, рассматривают поведение единичного пузырька. В реальных условиях необходим целый комплекс мер, чтобы добиться существования одиночного пузырька. Даже при давлении, не намного превышающем порог кавитации, сразу появляется множество кавитационных пузырьков, занимающих определенную часть пространства, которую называют кавитационной областью [22]. При импульсных растягивающих напряжениях в жидкости зародыши кавитации начинают расти, образуя *кавитационный кластер*, форма и длина которого определяются начальным спектром размеров кавитационных зародышей, характером прикладываемого напряжения и граничными условиями. Все зародыши достигают максимального размера одновременно, и среда может считаться практически монодисперсной, содержащей пузырьки только одного размера [23].

При малых расстояниях между пузырьками в плотном кавитационном кластере кавитационные пузырьки взаимодействуют друг с другом в процессе пульсаций. В этом случае в уравнение (2.11) необходимо ввести слагаемое, выражающее давление, генерируемое соседними пузырьками. Запишем уравнение (2.11), учитывая давление, генерируемое всеми кавитационными пузырьками $P_{\text{кав}}$:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho} \left[P_{\infty} - P_{\text{п}} - P_{\text{а}} + P_{\text{кав}} + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt} - \left(P_{\infty} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0. \quad (19)$$

Рассмотрим отдельную область кавитационных пузырьков, равномерно распределенных в пространстве с постоянной плотностью $\rho_{\text{п}}$ [27]. Каждое схлопывание пузырька производит волну давления и делает свой вклад во вторичное давление $P_{\text{кав}}$ в уравнении (19). Точное решение уравнения (2.19) требует решения отдельного уравнения для каждого кавитационного пузырька.

Произведем некоторые упрощения. Примем, что все пузырьки имеют одинаковый размер и внешние условия одинаковы для всех пузырьков. Следовательно, каждый из пузырьков кавитационного кластера схлопывается в момент времени t_c и излучает волну давления $P_{\text{кав1}}$, одинаковую для всех пузырьков. Общее вторичное давление $P_{\text{кав}}$ находится как суперпозиция всех волн давления, взятых в количестве, ограниченном временем распространения волны. Выделим в кавитационном кластере сферу радиусом r , включающую множество кавитационных пузырьков. В центре сферы находится рассматриваемый пузырек. В пределах ограниченного объема

вклад всех пузырьков будет составлять $\rho_n P_n(t-t_c - r/c) R_{\min} \frac{dV}{r}$, при $dV = 4\pi r^2 dr$.

Интегрируя по всему объему, получаем:

$$P_{\text{кав}}(t) = \rho_n R_{\min} \iiint P_n(t-t_c - r/c) \frac{dV}{r} \quad \text{или}$$

$$P_{\text{кав}}(t) = 4\pi \rho_n R_{\min} c^2 \int_{-\infty}^{t-t_c} P_n(\tau)(t-t_c - \tau) d\tau, \quad (20)$$

где $\tau = t-t_c - \frac{r}{c}$.

При $\tau = 0$, $t > t_c$ уравнение (20) принимает вид:

$$P_{\text{кав}}(t) = 4\pi c^2 \rho_n R_{\min} (t-t_c) \int_{-\infty}^{t-t_c} P_n(\tau) d\tau = 4\pi \rho_n c^2 B R_0^2 (t-t_c) \sqrt{2\rho P_{\max}}. \quad (21)$$

Здесь R_{\min} – минимальный радиус пузырька при схлопывании, м; c – скорость звука в жидкости, м/с; P_{\max} – давление газа в пузырьке при схлопывании, Па; ρ_n – плотность пузырьков, м⁻³. Численная константа $B = \Gamma(1/2)\Gamma(3k - 1/2)/\Gamma(3k)$. Для адиабатической экспоненты

$k = 1,4$ (воздух) эта величина равна $B = 0,953$; Γ – гамма-функция. Для $t < t_c$ вторичное давление равно нулю.

В развитой кавитационной области количество кавитационных пузырьков превышает количество зародышей примерно в 10^5 раз. Это объясняется тем, что процесс возникновения кавитационных пузырьков является цепной реакцией [13]. Кавитация, возникшая на единичном зародыше, за время в несколько десятков периодов ультразвуковых колебаний развивается в стабильную область, состоящую из множества кавитационных пузырьков.

Процесс развития кавитационной области представляется следующим образом. При захлопывании кавитационный пузырек может терять устойчивость и распадаться на части, а так как давление и температура в этот момент в пузырьке максимальны, то давление и температура парогазовой смеси в образовавшихся «осколках» тоже повышены. В фазе растяжения они легко расширяются и становятся новыми зародышами кавитации, менее прочными, чем постоянно имеющиеся в жидкости. Кавитационные полости, возникшие на этих зародышах, порождают новые. Внутри кавитационной области идет непрерывный процесс размножения и коагуляции кавитационных пузырьков, причем кавитационный порог несколько уменьшается, так как в установившемся режиме роль кавитационных зародышей начинают выполнять равновесные пузырьки, объем и газосодержание у которых больше, чем у зародышей [22].

В качестве величины, характеризующей степень развитости кавитации, Л.Д. Розенберг предложил использовать *индекс кавитации*

$$K = \Delta V / V, \quad (22)$$

где V – выделенный объем; ΔV – объем всех кавитационных пузырьков.

Выделенный объем v должен удовлетворять следующим двум требованиям:

линейные размеры этого объема должны быть малы по сравнению с длиной волны, чтобы первичное возбуждающее кавитацию звуковое давление можно было считать внутри этого объема постоянным по величине и синфазным;

2) линейные размеры этого объема должны быть намного больше размеров кавитационного пузырька [22].

Индекс кавитации есть мера пространственной плотности энергии, а величина Δv пропорциональна потенциальной энергии, запасенной всеми содержащимися в объеме v пузырьками. Работа, совершаемая n пузырьками с одинаковыми максимальными размерами, записывается в виде

$$A_k \approx \frac{4}{3} \pi R_{\max}^3 P_{\infty} n = P_{\infty} \Delta v. \quad (23)$$

В установившемся режиме, при неизменных внешних условиях (статическое давление, температура, газосодержание и т.п.) индекс кавитации есть функция координат поля. Рассматривая K в предельном случае как функцию точки, можно ввести понятие среднего (по объему кавитационной области) индекса кавитации $\langle K \rangle$ в виде

$$\langle K \rangle = \frac{1}{v} \int_v K dv. \quad (24)$$

Величина K лежит в пределах $0 < K < 1$. Нижний предел соответствует отсутствию кавитации, верхний предел достижим только в локальном объеме. Усреднять индекс кавитации можно не только по области, но и по какому-либо сечению.

С индексом кавитации связана также свободная энтальпия H кавитационных пузырьков [22]. Приращение свободной энтальпии равно:

$$\Delta H = -H\Delta T + V\Delta P + \mu\Delta p, \quad (25)$$

где H и V – энтальпия и объем подсистемы; ΔT и ΔP – приращения температуры и давления; μ – химический потенциал пара в единице объема; Δp – относительное изменение давления. В процессе расширения кавитационного пузырька можно считать, что $\Delta T = \Delta P = 0$. Тогда свободная энтальпия всех кавитационных полостей в единичном объеме выразится как

$$H = \mu \int_{I_n}^I V_i \frac{dN(I)}{dI} dI = \mu K, \quad (26)$$

т.е. является линейной функцией кавитации.

В настоящее время нет удовлетворительной модели кавитационной области, адекватно описывающей ее поведение и поведение принадлежащего к ней отдельного кавитационного пузырька. Поведение кавитационной области зависит от многих явлений и факторов: размножение и коагуляция (коалесценция) пузырьков; их взаимодействие; изменение характера пульсаций пузырька за счет ударных волн и звукового излучения соседних пузырьков; изменение средних акустических свойств среды; микропотоки

внутри кавитационной области и на границе пузырька; распределение зародышей кавитации; газосодержание и т.д. На рис. 2.1 и 2.2 показаны кавитационные области, образованные в ультразвуковом излучателе и в роторном импульсно-кавитационном аппарате.

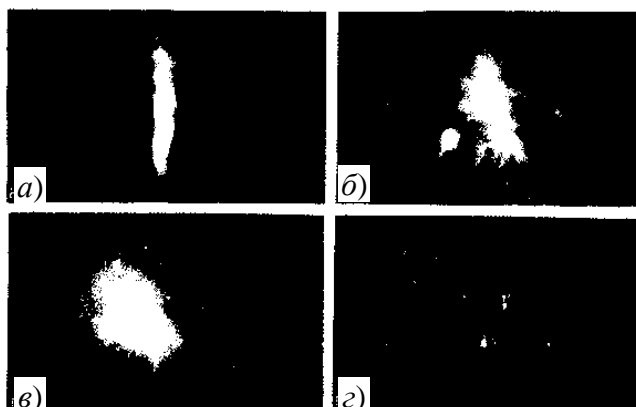


Рис. 2.1 Кавитационная область, образованная над ультразвуковым магнитострикционным излучателем при различных статических давлениях [18]:
 $a - 0,9$ МПа; $b - 0,6$ МПа; $c - 0,2$ МПа; $d - 0,1$ МПа

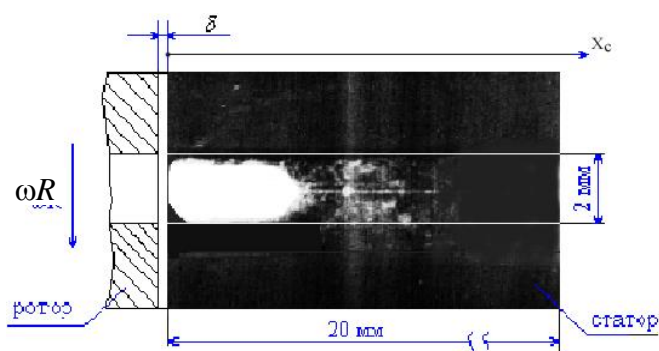


Рис. 2.2 Кавитационный кластер, образованный в канале статора роторного импульсно-кавитационного аппарата.

В процессе своего жизненного цикла кавитационные пузырьки теряют сферическую форму в большей или меньшей степени в зависимости от максимального радиуса, частоты акустического поля, вязкости, наличия поверхностно-активных веществ и т.п. Наибольшие деформации наблюдаются на заключительной стадии сжатия. Особенно большое влияние имеет соседство твердой стенки или близкорасположенного кавитационного пузырька (рис. 2.3) [14, 20].

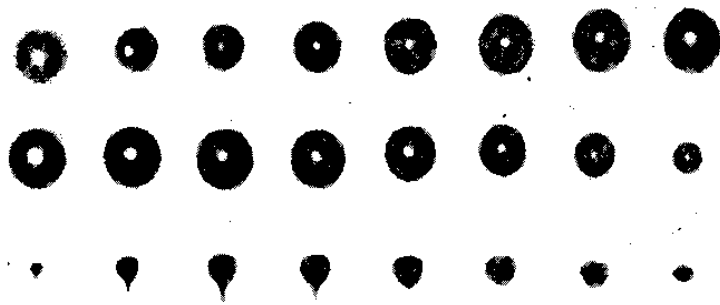


Рис. 2.3 Кинограмма пульсаций кавитационного пузырька и образования кумулятивной струи по направлению к твердой поверхности (максимальный радиус пузырька 1,1 мм) [14]

Различают четыре типа сжатия, потери устойчивости и схлопывания пузырьков в ультразвуковом поле вблизи твердой поверхности. При первом типе схлопывания кумулятивные струи не наблюдаются. При втором и третьем типах схлопывания динамический импульс образуется как результат действия волн давления, распространяющихся от прилегающей к поверхности части пузырька, так и действия кумулятивной струи, образующейся при слиянии двух кольцевых струй. При четвертом типе схлопывания динамическое воздействие на твердую стенку оказывает волна давления, распространяющаяся от пузырька, отделенного от поверхности кольцевыми струями. При слиянии этих струй часто возникает кумулятивная струя от твердой поверхности сквозь кавитационный пузырек, что приводит к снижению динамического импульса. С увеличением вязкости жидкости кумулятивные струйки ослабевают.

Помимо кольцевых и радиальных кумулятивных струй кавитационные пузырьки образуют ряд мелких нитеобразных «отростков» и «шероховатостей», длина которых увеличивается по мере сжатия пузырьков (рис. 2.4) [14, 19].

Для создания кавитационной области используется определенная часть энергии первичного звукового поля. Отношение затраченной энергии к полной энергии первичного поля называется *коэффициентом кавитационного использования акустической энергии* [19]:

$$\eta = \frac{E_k}{E}. \quad (27)$$



Рис. 2.4 Образование «шероховатостей» на поверхности кавитационного пузырька с кумулятивной струйкой [14]

Энергия звукового поля, идущая на образование кавитационной области, затрачивается в течение всей фазы расширения кавитационного пузырька. Это время несколько меньше периода первичного звука T_0 . Приняв это время равным T_0 , средняя за период, мощность, которая затрачивается на образование всей кавитационной области, равна:

$$N_k = \frac{E_k}{T_0} = \eta \frac{E}{T_0} = N\eta, \quad (2.28)$$

где N – мощность первичного звука, Вт.

Таким образом, кавитационная область представляет собой своеобразный трансформатор мощности, в котором сравнительно медленно накапливаемая энергия освобождается в течение очень короткого времени, в результате чего мгновенная мощность во много раз превосходит среднюю, вводимую излучателем в кавитационную область [23].

На развитие и интенсивность кавитации большое влияние оказывают внешние условия и свойства жидкости. При кавитации в дегазированной жидкости в кавитационные пузырьки поступает меньшее количества воздуха, чем в отстоявшейся, что приводит к уменьшению демпфирующего эффекта парогазовой смеси в пузырьке при его смыкании и возрастании давления в ударной волне. Дегазация жидкости приводит к уменьшению области кавитации с одновременным увеличением интенсивности ударной волны, создаваемой кавитационными пузырьками [13]. При повышении температуры давление внутри пузырька, определенное давлением пара и газа, увеличивается, и ударная волна ослабляется, но это также приводит к росту кавитационной области.

Из теоретических предпосылок следует, что увеличение гидростатического давления приводит к уменьшению времени захлопывания пузырька и увеличению интенсивности ударных волн. Эксперименты, проведенные по исследованию кавитационной эрозии, сонолюминесценции и измерению амплитуды давления в момент захлопывания кавитационного

пузырька, показывают, что увеличение гидростатического давления приводит к заметному увеличению этих явлений, а затем некоторому уменьшению с выраженным оптимумом. Все эти зависимости получили многочисленное экспериментальное подтверждение в различных исследованиях [13].

Акустическая кавитация в жидкостях инициирует различные физико-химические явления; *сонолюминесценцию* (свечение жидкостей); *химические эффекты* (звукохимические реакции); *эрозию* твердого тела (разрушение поверхности); *диспергирование* (измельчение твердых частиц в жидкости) и *эмульгирование* (смешивание и гомогенизация несмешивающихся жидкостей).

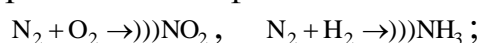
Сонолюминесценция и звуковые химические реакции являются генетически связанными процессами, могут оказывать взаимное влияние, но в принципе они могут осуществляться независимо один от другого [14, 19]. Ультразвуковая люминесценция и свечение, возникающее при гидродинамической кавитации, являются близкими по своей природе процессами. При экспериментальном исследовании кавитации в низкочастотных звуковых полях была выявлена аналогия по физико-химическим эффектам между низкочастотной и ультразвуковой кавитацией [14, 19].

Модель физико-химических процессов, происходящих в кавитационном пузырьке и прилегающем к нему объеме жидкости, представляют в следующем виде [14]. В кавитационную полость могут проникать пары воды, растворенные газы, а также вещества с высокой упругостью пара и не могут проникать ионы или молекулы нелетучих растворенных веществ. Выделяющейся в процессе схлопывания пузырька энергии достаточно для возбуждения, ионизации и диссоциации молекул воды, газов и веществ с высокой упругостью пара внутри кавитационной полости. На этой стадии любой из присутствующих газов является активным компонентом, участвуя в передаче энергии возбуждения, перезарядке и других процессах. Действие звукового поля на вещества, проникающие в полость, является непосредственным, прямым, причем действие активных газов O_2 , H_2 и N_2 в кавитационной полости двойственное:

во-первых, O_2 и H_2 участвуют в реакциях трансформирования радикалов:



а N_2 – в газовых звукохимических реакциях, конечным результатом которых является фиксация азота:

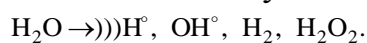


во-вторых, химически активные газы, проникая в кавитационную полость, участвуют, так же как и благородные газы, в передаче энергии электронного возбуждения молекулам воды, а также в процессе перезарядки. Здесь символом))) обозначено химическое действие звука.

При схлопывании кавитационного пузырька в раствор переходят радикалы H° , OH° , ионы и электроны малой энергии, образовавшиеся в

газовой фазе при расщеплении молекулы H_2O и веществ с высокой упругостью пара, продукты их взаимодействия и частичных рекомбинаций, а также метастабильные возбужденные молекулы H_2O .

Суммарную схему кавитационного расщепления молекул воды представляют в следующем виде:



возникающие в системе активные частицы после перехода в раствор сольватируются и реагируют с растворенными веществами. На этой стадии, когда осуществляются косвенные действия акустических колебаний, на ход процесса могут оказывать влияние практически только химически активные газы – O_2 и H_2 .

В конечном счете, воздействие кавитации на водные растворы сводится к единственному процессу – расщеплению молекул воды в кавитационных пузырьках. Независимо от природы растворенных веществ, звук действует на одно вещество – на воду, что приводит к изменению ее физико-химических свойств: увеличению рН, электропроводности воды, увеличению числа свободных ионов и активных радикалов, структуризации и активации молекул.

Исследования сонолюминесценции, звукохимических реакций и выдвигаемые многочисленные гипотезы, объясняющие эти явления, на данный момент позволяют сделать только один вывод: природа первичной активации молекул внутри кавитационного пузырька является либо тепловой, либо электрической. Более подробно с этими явлениями можно ознакомиться в [14, 19, 21].

Эрозия твердого тела (разрушение поверхности), очистка поверхностей, удаление заусенцев и микронеровностей, диспергирование твердых частиц и эмульгирование осуществляются, в основном, двумя характерными проявлениями кавитации: ударными волнами и кумулятивными струйками, образующимися при схлопывании кавитационных пузырьков.

На поверхностях частиц и твердых тел имеются концентраторы напряжений в виде микротрещин, неровностей поверхности и т.п., на которых образуются зародыши кавитации. Под действием звукокапиллярного эффекта и интенсивных микропотоков жидкость проникает в поры и трещины, где при захлопывании кавитационных пузырьков возникает мощная ударная волна, способствующая разрушению материалов. Кумулятивные струйки разрушают поверхность твердого тела за счет кинетической энергии жидкости. Мелкие частицы твердого тела, размеры которых соизмеримы с поперечным сечением кумулятивных струй, увлекаются ими и дают дополнительный вклад в процесс разрушения твердых частиц, находящихся в жидкости. Более подробно ознакомиться с кинетикой диспергирования, очистки, эрозии и эмульгирования в поле акустической кавитации можно в [10, 11, 16, 13 – 25].

Методы исследования кавитации можно разделить на прямые и косвенные. К прямым методам относятся:

1) визуальные – фото-, кино- и видеосъемка кавитационных образований;

2) акустические – измерение давления в ударной волне, излучаемой одним или совокупностью кавитационных пузырьков при пульсациях и схлопывании.

Косвенные методы включают в себя такие методы как:

1) фотоэлектрический – регистрация сонолюминесценции при кавитации;

2) химические – исследование изменения массы, концентрации или объема химических реагентов за счет звукохимических реакций в кавитационном поле;

3) гидродинамические – изменение гидродинамических параметров потока жидкости, связанных с интенсивностью кавитации;

4) механические – измерение величины кавитационной эрозии, которую обычно выражают через убыль веса образцов в виде алюминиевых цилиндров или через площадь вырывов в алюминиевой фольге;

5) технологические – изменения качественных показателей обрабатываемой среды, связанных с интенсивностью кавитации (в качестве обрабатываемой среды используют эмульсии, суспензии и т.п., в которых протекают гидромеханические и тепломассообменные процессы).

В качестве безразмерных параметров, характеризующих кавитацию, используют:

индекс кавитации K ;

критерии гидродинамической и акустической кавитации [26, 27]:

$$x_r = \frac{P_k - P_n + 2\sigma/R_0}{\rho V^2 / 2}; \quad (29)$$

$$x_a = \frac{P_k - P_n + 2\sigma/R_0}{P_a}, \quad (30)$$

где v – скорость потока жидкости.

Используются также *комбинированный и эффективный критерии кавитации*:

$$x_k = \frac{P_k - P_n + 2\sigma/R_0}{\rho V^2 / 2 + P_a}; \quad (31)$$

$$x_3 = \frac{x_a x_r}{x_a + x_r}. \quad (32)$$

В некоторых случаях, вследствие малости P_n и $2\sigma/R_0$, этими членами пренебрегают. Критерии x_a и x_r имеют разные коэффициенты корреляции с интенсивностью кавитации, характеризуемой амплитудой импульса давления, излучаемого кавитационным пузырьком [26, 27].

Индекс кавитации K существенно зависит от величины выделенного расчетного объема v . Критерии кавитации x и индекс кавитации K отражают

различные количественно-качественные параметры кавитации. Критерии кавитации x характеризуют гидродинамическую и акустическую обстановку. В многочисленных исследованиях установлено, что максимум величины ударного давления, генерируемого кавитационным пузырьком, наблюдается при $0,2 \leq x_a \leq 0,3$. Индекс кавитации k характеризует распространение кавитационных пузырьков в технологическом объеме и является мерой пространственной плотности энергии.

Для более полного представления о физической картине кавитации следует характеризовать ее величиной ударного давления ($P_{к1}$) и по величине объема кавитационных образований (Δv). Относительные параметры типа $\left(\frac{P_{к1}}{P_a}\right)$ и k также необходимы, так как они характеризуют эффективность излучателя.

Наиболее перспективным является комбинированный способ исследования кавитации – фото- и видеосъемка, совмещенные с измерением акустических и гидродинамических параметров кавитационного поля. Этот способ хорошо зарекомендовал себя во многих исследованиях кавитации [27].

Литература:

1. Перник А.Д. Проблемы кавитации. – Л.: Судостроение, 1966. – 439 с.
2. Пирсол И. Кавитация. – М.: Мир, 1975. – 95 с.
3. Рождественский В.В. Кавитация. – Л.: Судостроение, 1977. – 248 с.
4. Левковский Ю.Л. Структура кавитационных течений. – Л.: Судостроение, 1977. – 248 с.
5. Арзуманов З.С. Кавитация в местных гидравлических сопротивлениях. – М.: Энергия, 1978. – 303 с.
6. Буйвол В.Н. Тонкие каверны в течениях с возмущениями. – Киев: Наукова думка, 1980. – 296 с.
7. Терентьев А.Г. Математические вопросы кавитации: Учебное пособие. – Чебоксары: Издательство Чувашского гос. ун-та, 1981. – 132 с.
8. Исследования по развитой кавитации: Сб. науч. тр. – Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1976. – 144 с.
9. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. – М.: Мир, 1974. – 668 с.
10. Федоткин И.М., Немчин А.Ф. Использование кавитации в технологических процессах. – Киев: Вища шк., 1984. – 68 с.
11. Флинн Г. Физика акустической кавитации в жидкостях // Физическая акустика / Под ред. У. Мезона. – М.: Мир, 1967. – Т. 1, Ч. Б. – С. 7 – 138.
12. Шутилов В.А. Основы физики ультразвука: Учеб. пособие. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1980. – 280 с.

13. Сиротюк М.Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. – Ч. 5. – С. 168 – 220.
14. Маргулис М.А. Основы звукохимии (химические реакции в акустических полях): Учеб. пособие для хим. и хим.-технол. спец. вузов. – М.: Высш. шк., 1984. – 272 с.
15. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. – Ч. 4. – С. 129 – 166.
16. Neppiras E.A. Acoustic cavitation // Phys. Repts. – 1980. – V. 61, N 3. – P. 159 – 251.
17. Акуличев В.А. Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях. – М.: Наука, 1978. – 220 с.
18. Основы физики и техники ультразвука: Учеб. пособие для вузов / Б.А. Агранат, М.Н. Дубровин, Н.Н. Хавский и др. – М.: Высш. шк., 1987. – 352 с.
19. Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминисценция. – М.: Химия, 1986. – 288 с.
20. Козырев С.П. Гидроабразивный износ металлов при кавитации. – М.: Машиностроение, 1971. – 240 с.
21. Немчин А.Ф. Новые технологические эффекты теплопереноса при использовании кавитации // Пром. теплотехника. – 1997. – Т. 19, № 6. – С. 39 – 47.
22. Розенберг Л.Д. Кавитационная область // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. – Ч. 6. – С. 221 – 266.
23. Новицкий Б.Г. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах. – М.: Химия, 1983. – 192 с.
24. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. – М.: Иностран. лит., 1957. – 726 с.
25. Бронин Ф.А., Чернов А.П. Удаление заусенцев и диспергирование порошковых материалов при воздействии ультразвука. – М.: Машиностроение, 1978. – 55 с.
26. Юдаев В.Ф. Гидромеханические процессы в роторных аппаратах с модуляцией проходного сечения потока обрабатываемой среды // Теор. основы хим. технол. – 1994. – Т. 28, № 6. – С. 581 – 590.
27. Промтов М.А. Пульсационные аппараты роторного типа: теория и практика. – М.: Машиностроение-1, 2001. – 260 с.

2006 г.