

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Эйхенвальд. Акустические волны большой амплитуды. Усп. физ. наук, 1934, 14, 522.
2. Н. Н. Андреев. О стоячих звуковых волнах большой амплитуды. Сб. «Исслед. по эксперимент. и теор. физике. Памяти Г. С. Ландсберга». М., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 53.
3. З. А. Гольберг. Плоские акустические волны конечной амплитуды в вязкой теплопроводящей среде (канд. диссертация). М., Акустический ин-т АН СССР, 1958.
4. М. А. Исакович. Нелинейные эффекты в некоторых задачах акустики. Акуст. ж., 1960, 6, 3, 321—325.
5. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, В. Н. Случ, О. Ю. Сухаревская. О некоторых явлениях при вынужденных колебаниях акустических резонаторов. Акуст. ж., 1966, 12, 4, 486—487.

Кафедра акустики
Московского государственного
университета

Поступило в редакцию
2 февраля 1966 г.

УДК 534.29 + 532.528

О ВЛИЯНИИ КОАГУЛЯЦИИ ЗАРОДЫШЕЙ НА КАВИТАЦИОННУЮ ПРОЧНОСТЬ ЖИДКОСТИ

В. И. Ильичев

Кавитационная прочность жидкости, как показали экспериментальные исследования, возрастает при увеличении частоты звука и уменьшении времени облучения объема жидкости звуком; она значительно меньше по величине, чем можно было бы ожидать на основании данных теоретических работ [1—3]. Ниже обсуждается влияние коагуляции газовых зародышей под воздействием сил Бьеркнесса на величину кавитационной прочности жидкости.

Введем ряд предположений, упрощающих рассмотрение. Пусть в жидкости существуют газовые зародыши радиуса r_0 , распределенные однородно по пространству с объемной плотностью n . Будем полагать, что кавитационная прочность жидкости измеряется при помощи акустического сферического фокусирующего концентратора с объемом фокального пятна $V = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda}{4}\right)^3$. Наконец, предположим, что все га-

газовые зародыши в объеме V под действием сил Бьеркнесса коагулируют за время t_1 , достаточное для объединения зародышей, расположенных в противоположных точках границы фокальной области.

Очевидно, что кавитация возникает в этом случае на зародыше радиуса большего, чем r_0 и, следовательно, при меньших звуковых давлениях. Размер газового пузырька, на котором произойдет разрыв жидкости, можно определить, предполагая, что общая масса газа до и после коагуляции постоянна.

Действительно, в этом случае

$$nVr_0^3 \left(p_0 + \frac{2\sigma}{r_0} \right) = r^3 \left(p_0 + \frac{2\sigma}{r} \right). \quad (1)$$

Отсюда можно найти связь радиуса пузырька с длиной волны и другими параметрами жидкости

$$r = \frac{\lambda^{3/2} r_0}{4} \left(\frac{\pi n}{3} \right)^{1/2}, \quad \frac{2\sigma}{r} \gg p_0, \quad (2)$$

где p_0 — гидростатическое давление, σ — поверхностное натяжение, λ — длина звуковой волны.

Кавитационная прочность жидкости в случае паровой кавитации при наличии газового зародыша с радиусом r , согласно работе [4], определяется соотношением

$$p_k = p_0 - p_v + \frac{4}{3\sqrt{3}} \frac{\sigma}{r} \frac{1}{\sqrt{1 + (p_0 - p_v) \frac{r}{2\sigma}}}, \quad (3)$$

где p_v — давление насыщенного пара жидкости.

Используя соотношения (2), (3), определим зависимость кавитационной прочности жидкости от частоты звука, концентрации газовых зародышей и их начального

размера

$$p_k' = p_0 - p_v + \frac{16}{3\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma f^{3/2}}{c^{3/2} n^{1/2} r_0}, \quad \frac{2\sigma}{r} \gg p_0, \quad (4)$$

где f — частота акустических колебаний, c — скорость распространения звука в жидкости.

При $\frac{\sigma f^{3/2}}{c^{3/2} n^{1/2} r_0} \gg p_0 - p_v$ измеренная величина кавитационной прочности жид-

кости оказывается пропорциональной частоте звука в степени $3/2$ и обратно пропорциональной квадратному корню из концентрации зародышей. Для низких звуковых

частот, когда $p_0 - p_v \gg \frac{\sigma f^{3/2}}{c^{3/2} n^{1/2} r_0}$, величина кавитационной прочности не зависит от

частоты. Для высоких звуковых частот $nV \sim 1$ влияние коагуляции несущественно и частотная зависимость прочности определяется динамикой одиночного зародыша. Полученная частотная зависимость кавитационной прочности жидкости качественно соответствует экспериментальным данным. Оценка изменения слагаемого, зависящего от f в формуле (4), при принятых предположениях для частоты 15 кгц и $n = 10$ 1/см³ приводит к уменьшению величины p_k в 33 раза, а для частоты 3 кгц в 350 раз по сравнению с получаемой из соотношения (3).

Число объединившихся зародышей является функцией времени

$$N(t) = \begin{cases} N_1(t), & t < t_1 \\ n_0 V, & t \geq t_1 \end{cases} \quad (5)$$

что приводит к зависимости кавитационной прочности от времени облучения. Зависимость $N(t)$, при условии объединения зародышей под действием сил Бьеркнесса, может быть получена из работы [5]:

$$N_1(t) = \frac{2\sqrt{3} n (r_1^2 + r_2^2) p_k'^2 t^2}{\sqrt{2} \pi \rho^2 r_1^2 r_2^2 f^4 \left\{ \left(\frac{f_{01}^2}{f^2} - 1 \right) + \eta_1^2 \right\} \left\{ \left(\frac{f_{02}^2}{f^2} - 1 \right) + \eta_2^2 \right\}}, \quad (6)$$

где η_1 и η_2 — постоянные затухания газового пузырька. При подстановке соотношений (1), (5), (6) в формулу (3) получаем уравнение относительно p_k , решение которого показывает, что в случае паровой кавитации на газовом зародыше прочность уменьшается с увеличением времени облучения обратно пропорционально времени в степени примерно $1/3$ до тех пор, пока объем коагуляции не достигнет предельного объема V . На низких звуковых частотах согласно этой модели зависимость прочности от времени облучения должна отсутствовать. Зависимость величины $N_1(t)$ от частоты звукового поля имеет резонансный характер, что увеличивает при постоянном времени облучения число коагулирующих зародышей с размерами, близкими к резонансному для данной частоты. Следовательно, прочность на этой частоте будет понижаться. Прочность жидкости для зародыша с размером много меньшим резонансного при $t < t_1$ пропорциональна частоте в степени $2/3$.

Аналогичные соотношения могут быть получены и для других форм концентраторов — цилиндрического, конического а также для случая возникновения кавитации в плоских стоячих волнах. В отличие от случая сферического концентратора измеренное значение кавитационной прочности в этих случаях будет зависеть от геометрических размеров концентратора, поскольку от этих размеров будет зависеть объем облученной зоны.

Приведенные оценки указывают на существенное влияние коагуляции на характеристики кавитационной прочности жидкости и позволяет получить зависимость ее от времени облучения, частоты звука и концентрации зародышей, а также частично объяснить расхождение экспериментальных и теоретических данных по оценке величины прочности, а в случае несферических концентраторов говорить о возможной зависимости прочности от геометрических размеров преобразователя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. К теории образования новой фазы, кавитация. Ж. эксп. и теор. физ., 1942, 12, 11—12, 525.
2. М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкости. М., ГТТЛ, 1951.
3. F. E. Fox, U. F. Herzfeld. Gas bubbles with organic skin as cavitation nuclei. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 6, 9, 84.
4. H. G. Flynn. Physics of acoustic cavitation in liquids. Phys. acoust., 1964, 1B, 121.
5. В. Ф. Казанцев. Движение газовых пузырьков в жидкости под действием сил Бьеркнесса, возникающих в акустическом поле. Докл. АН СССР, 1959, 129, 1, 64—67.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
26 марта 1966 г.