Значения коэффициента (d/ka) для пульсирующих цилиндров с мягкими и жесткими торцами при различных отношениях h/a

ka	h/a					
	Мягкие торцы			Жесткие торцы		
	0,2588	0,5	1,0	0,2588	0,5	1,0
0,2	0,00120	0,00355	0,0120	0,0103	0,0194	0,0380
0,4	0,00474	0,0145	0,0515	0,0380	0,0699	0,133
0,6	0,0105	0,0328	0,121	0,0756	0,135	0,247
0,8	0,0185	0,0592	0,218	0,115	0,199	0,356
1,0	0,0287	0,0934	0,360	0,149	0,254	0,454
1,2	0,0413	0,144	0,532	0,174	0,297	0,552
1,5	0,0660	0,241	0,774	0,195	0,350	0,715
1,8	0,100	0,385	0,923	0,205	0,421	0,883
2,0	0,129	0,488	0,970	0,217	0,505	0,946
2,2	0,164	0,607	0,990	0,248	0,619	0,982
2,5	0,228	0,763	1,00	0,325	0,792	0,999
3,0	0,360	0,964	*	0,511	0,950	*
3,5	0,512	1,07	0,896	0,638	1,01	0,906
4,0	0,675	*	0,932	0,704	*	0,932
4,5	0,833	1,05	0,998	0,770	1,03	0,982
5,0	0,963	1,04	1,05	0,894	1,03	1,01

* Соответствующие значения α не определены из-за близости параметра ka к характеристическим значениям. В статье [2] приведены различные модификации интегрального уравнения Гельмгольца, позволяющие получить решение и при характеристических волновых числах.

Сказанное выше необходимо учитывать при выборе акустически мягкого или акустически жесткого цилиндрического экрана при экранировании внутреннего объема цилиндрических излучателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Козырев В. А., Шендеров Е. Л.* О сопротивлении излучения цилиндра конечной высоты.— Акуст. ж., 1980, т. 26, № 3, с. 422—432.
2. *Meyer W. L., Bell W. A., Stallybrass M. P., Zinn B. T.* Prediction of the sound field radiated from axisymmetric surfaces.— J. Acoust. Soc. America, 1979, v. 65, № 3, p. 631—638.
3. *Мэзон У.* Физическая акустика, т. 1, ч. А, М.: Мир, 1966.

Поступила в редакцию
24.XII.1979
После исправления
3.VII.1980

УДК 534.2; 532.528

О ВЛИЯНИИ ВРЕМЕНИ ОЗВУЧИВАНИЯ ЖИДКОСТИ НА ПОРОГОВЫЕ ДАВЛЕНИЯ ГАЗОВОЙ КАВИТАЦИИ

Кравцова Л. П., Чистяков Е. С.

Механизм ультразвуковой газовой кавитации зависит от многих факторов и довольно подробно рассмотрен с точки зрения исследования дегазации жидкости в работе [1]. Закономерности возникновения этого процесса представляют также интерес при определении кавитационной прочности жидкости акустическими методами, поскольку результаты измерений зависят от времени озвучивания жидкости.

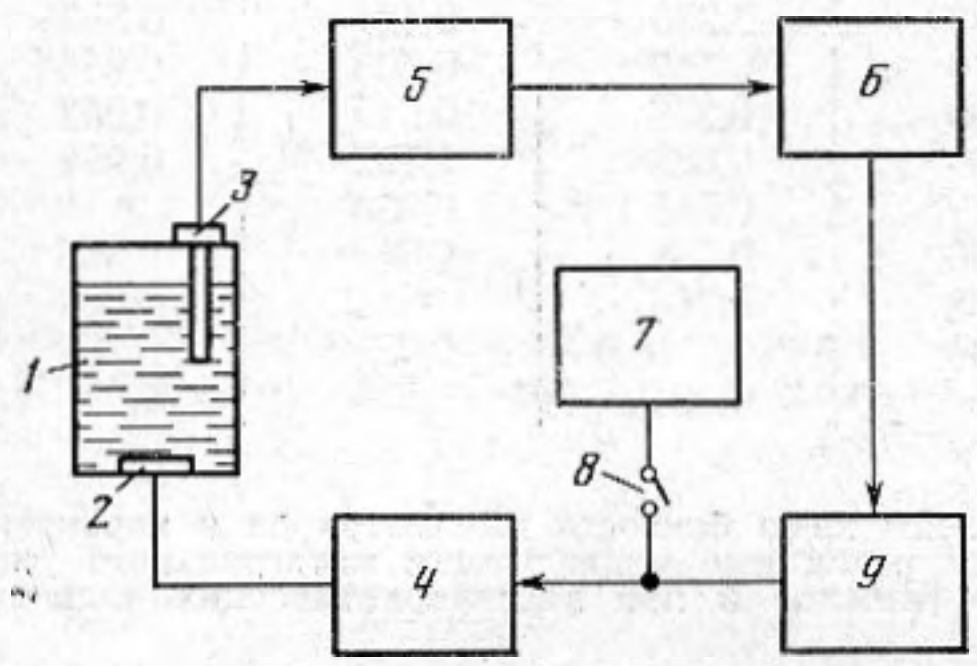
Как известно, диффузионный рост микропузырьков в жидкости возможен только при условии, что амплитуда звукового давления P превышает некоторое критическое значение $P_{кр}$, зависящее от свойств жидкости и параметров акустического поля [2]. При амплитуде $P>P_{кр}$ пузырек за некоторое время вырастает до нового равновесного значения, определяемого установлением диффузионного равновесия пузырька при данной амплитуде P. Если время нахождения пузырька в акустическом

поле ограничено, то в соответствии с выводами работы [3] пороговое давление газовой кавитации $P_г$, под которым понимается амплитуда звукового давления, вызывающая рост пузырьков до определенного размера, в общем случае определяется как

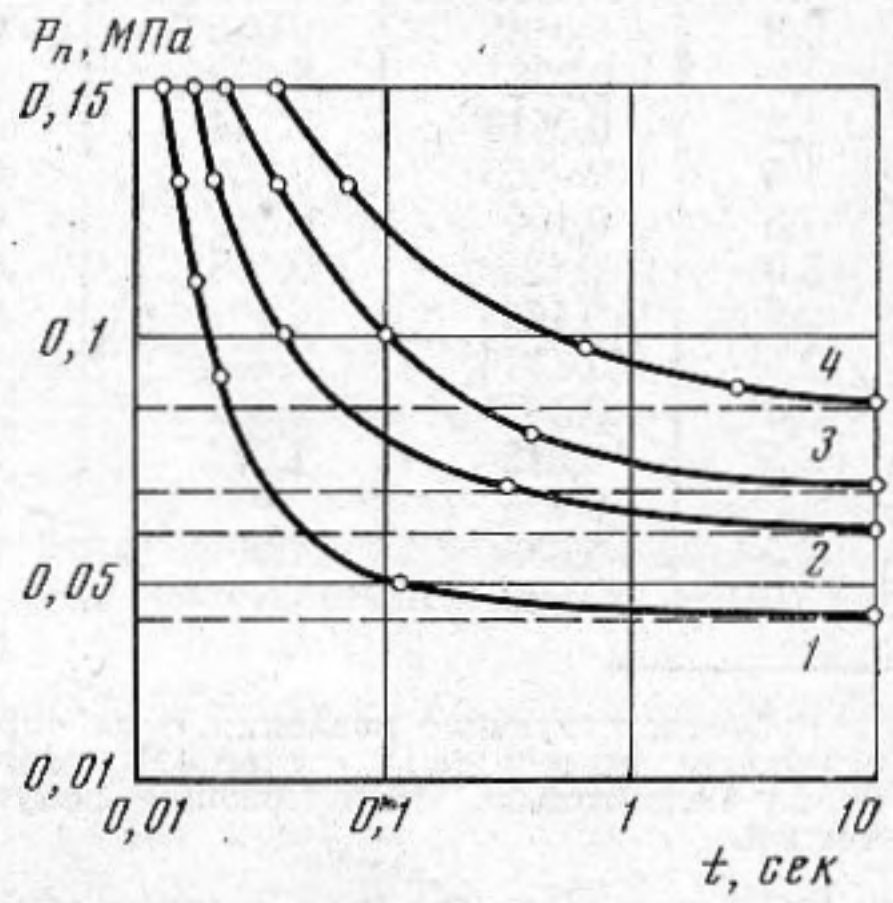
$$P_п = P_{кр} + \Delta P(\alpha, t),$$

где $\Delta P(\alpha, t)$ – дополнительное звуковое давление, величина которого зависит от времени озвучивания t и газосодержания жидкости α. Очевидно, что с увеличением ΔP время роста пузырька уменьшается, с уменьшением ΔP время t возрастает, а пороговое давление $P_п$ стремится к $P_{кр}$. Ниже приводятся результаты экспериментальных исследований зависимости пороговых давлений от времени озвучивания при различном газосодержании жидкости.

Эксперимент заключался в определении времен роста пузырька до определенного размера при озвучивании проб жидкости ультразвуком с различными амплиту-



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Фиг. 2. Зависимость порогового давления газовой кавитации, возбуждаемой ультразвуком, от времени озвучивания. Кривые *1*, *2*, *3*, *4* соответствуют газосодержанию жидкости α=3; 2,6; 2,1; 1,4%

дами $P > P_{кр}$. При этом предполагалось, что поскольку критическому давлению соответствует установление диффузионного равновесия пузырька, то при уменьшении P до $P_{кр}$, время роста пузырька должно неограниченно возрастать. Это обстоятельство может быть использовано и для определения реальных значений $P_{кр}$.

Эксперименты проводились на установке, блок-схема которой приведена на фиг. 1. Озвучивание исследуемой пробы жидкости производилось в сосуде *1* полуволновым пьезоэлектрическим излучателем *2* на частоте 700 кГц. Излучатель возбуждался от генератора *4* с регулируемой амплитудой электрических колебаний. Регулировка амплитуды производилась путем подачи на генератор различных питающих напряжений от блока питания (выпрямителя) *7*. Время роста пузырьков измерялось цифровым измерителем временных интервалов *9*, который тумблером *8* запускался одновременно с подключением блока питания *7* к генератору *4*. В установке использован акустический способ регистрации появления пузырьков определенного размера, основанный на изменении пузырьками спектра акустического сигнала, принятого гидрофоном *3*. При достижении пузырьками определенного размера (например, резонансного) резко увеличивается рассеяние и поглощение звука пузырьками, что приводит к появлению хаотической амплитудной модуляции сигнала на выходе гидрофона. Спектральный анализ показал, что модулированный пузырьками сигнал имеет спектр частот с достаточно широкой полосой, порядка 100 кГц. Блок селекции *5* из всего спектра частот модуляции выделяет частоты в диапазоне 20–30 кГц. Выходной сигнал с блока селекции формирователем *6* преобразуется в нормированный по длительности и крутизне импульс, останавливающий измеритель *9* в момент появления пузырьков.

Результаты экспериментальных измерений зависимости пороговых давлений от времени озвучивания для воды приведены на фиг. 2. Так как исследуемый процесс носит статистический характер, то каждая точка на графиках получена путем усреднения пяти измерений. Штриховыми линиями обозначены предполагаемые критические давления $P_{кр}$, соответствующие различным газосодержаниям в жидкости. Из приведенных зависимостей видно, что уменьшение газосодержания жидкости приводит к соответствующему росту как пороговых, так и критических давлений. Причем при больших временах озвучивания (более 1 с) преимущественное влияние на

пороговые давления оказывает давление $P_{кр}$, при малых временах (менее 0,03 с) – давление $\Delta P(\alpha t)$.

Путем сопоставления экспериментальных значений критических давлений с расчетными по выражению из работы [2] было получено, что в воде, не подвергавшейся предварительной очистке от примесей, радиусы первоначальных микропузырьков, вызывавших газовую кавитацию, составляли в среднем 3–3,2 мКм.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Капустина О. А.* Дегазация жидкостей.— В кн.: Физика и техника мощного ультразвука / Под ред. Розенберга Л. Д. Кн. III. Физические основы ультразвуковой технологии. М.: Наука, 1970, с. 255—336.
2. *Safar M. H.* An acoustic Method of Determining the Distribution of air-nuclei which are Responsible for Cavitation in Water.— J. Sound Vib., 1969, v. 9, № 2, p. 308—312.
3. *Потапенко А. Е., Чистяков Е. С.* Экспериментальное исследование порога ультразвуковой дегазации.— В кн.: Акустика и ультразвуковая техника. Киев: Техника, 1970, вып. 5, с. 28—33.

Харьковский авиационный институт

Поступила в редакцию 29.XI.1979

После исправления 6.XI.1980

УДК 534.232

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПЛАСТИНОЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДВИЖУЩИХСЯ ГАРМОНИЧЕСКИХ СИЛ

Могилевский М. И.

Излучение звука тонкой пластиной под действием неподвижных сил исследовалось в [1–3]. Рассмотрим случай движения гармонических сил по бесконечной пластине с постоянной скоростью a. Совместим пластину с плоскостью $z=0$ системы координат x, y, z. Пространство $z>0$ заполняет вода. Уравнения движения пластины и граничные условия даны в работе [1]. Рассмотрим случаи линейной $q_л = q_0\delta(x-at)\exp i\omega t$ и сосредоточенной $q_с = P_0\delta(x-at)\exp \omega t$ сил, $q_{с,л}$ – плотность сил, δ – функция Дирака. Решение задачи получим, используя преобразование Фурье по координатам и времени уравнения движения и выполняя обращение. Звуковое давление в воде в случае $q_л$ обозначим как $p_л$ в случае $q_с$ как $p_с$. Тогда

$$p_л = \frac{i\rho c q_0 \omega e^{i\omega t}}{2\pi D}\int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2\Gamma_1^{-1}\gamma_1^{-1}e^{-i[\xi h + k\gamma_1 z]}\,d\xi, \tag{1}$$

$$h=x-at,\quad \gamma_1=[\alpha^2-(\xi/k)^2]^{1/2},\quad \operatorname{Im}\gamma_1\leqslant 0,\quad \Gamma_1=\xi^4-k_и^4\alpha^2+$$
$$+i\rho c\omega\alpha^2/D\gamma_1,\quad k=\omega/c,\quad k_и^4=m\omega^2/D,\quad \alpha=1+M\xi/k,\quad M=a/c,$$

D, m – цилиндрическая жесткость и поверхностная масса пластины, ρ, c – плотность воды и скорость звука в ней;

$$p_с=(i\rho c\omega P_0 e^{i\omega t}/4\pi^2 D)\iint_{-\infty}^{\infty}\alpha^2\Gamma_2^{-1}\gamma_2^{-1}e^{-i[\xi h+sy+k\gamma_2 z]}\,d\xi\,ds, \tag{2}$$

$$\gamma_2=[\alpha^2-(\xi^2+s^2)/k^2]^{1/2},\quad \operatorname{Im}\gamma_2\leqslant 0,\quad \Gamma_2=(\xi^2+s^2)^2-k_и^4\alpha^2+i\rho c\omega\alpha^2/D\gamma_2.$$

Комплексные амплитуды $p_{с,л}$ имеют вид «волн», бегущих вдоль оси x со скоростью a. Сама пластина по отношению к воде ведет себя как совокупность гармонических источников, бегущих вдоль оси x со скоростью a. Звуковая мощность, излучаемая пластиной для случая $q_л$, будет

$$W_л=\frac{\rho c\omega^2 q_0^2}{4\pi|D|^2}\int_{\xi_1}^{\xi_2}\alpha^3|\Gamma_1|^{-2}\gamma_1^{-1}\,d\xi, \tag{3}$$

где $\xi_1=-k/(1+M)$, $\xi_2=k/(1-M)$, $M<1$; $\xi_2=\infty$, $M\geqslant 1$. В случае сосредоточенной силы $q_с$ звуковая мощность

$$W_с=\frac{\rho c\omega^2 P_0^2}{8\pi^2|D|^2}\iint_{(A)}\alpha^3|\Gamma_2|^{-2}\gamma_2^{-1}\,d\xi\,ds, \tag{4}$$