мости жидкости, а их динамика в основном определяется процессом фазового превращения, происходящим на поверхности включения. Такими объектами являются паровые пузырьки в жидкости, особенно при температуре, близкой к критической, а также центры кристаллизации в переохлажденной жидкости в звуковом поле. Уравнения (10) и (13) могут быть применимы также к анализу пульсаций аэрозольных частиц в поле переменного внешнего давления.

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Акуличеву и В. П. Юшину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Herring C.* Theory of the pulsation of the gas bubbles produced by an underwater explosion. O.S.R.D., Rept., № 236, 1941.
2. *Флинн Г.* Физика акустической кавитации в жидкостях. В сб.: Физическая акустика. Под. ред. У. Мэзона, т. 1, ч. Б. М., «Мир», 1967.
3. *Коул Р.* Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
4. *Акуличев В. А.* Пульсация кавитационных полостей. В кн.: Физика и техника мощного ультразвука. т. 2, М., «Наука», 1968, 131.
5. *Trammel G. T.* Sound waves in water containing vapor bubbles. J. Appl. Phys., 1962, *33*, 5, 1662–1670.
6. *Chapman R. B., Plesset M. S.* Thermal effects in the free oscillation of gas bubbles. J. Basic Engr. Trans. ASME, 1971, *93*, 3, 373.
7. *Акуличев В. А., Богуславский Ю. Я., Иоффе А. И., Наугольных К. А.* Изучение сферических волн конечной амплитуды. Акуст. ж., 1967, *13*, 3, 321–328.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила
1 марта 1978 г.
После исправления
24 января 1979 г.

УДК 534.222

О ПЕРЕДАЧЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ РАЗНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

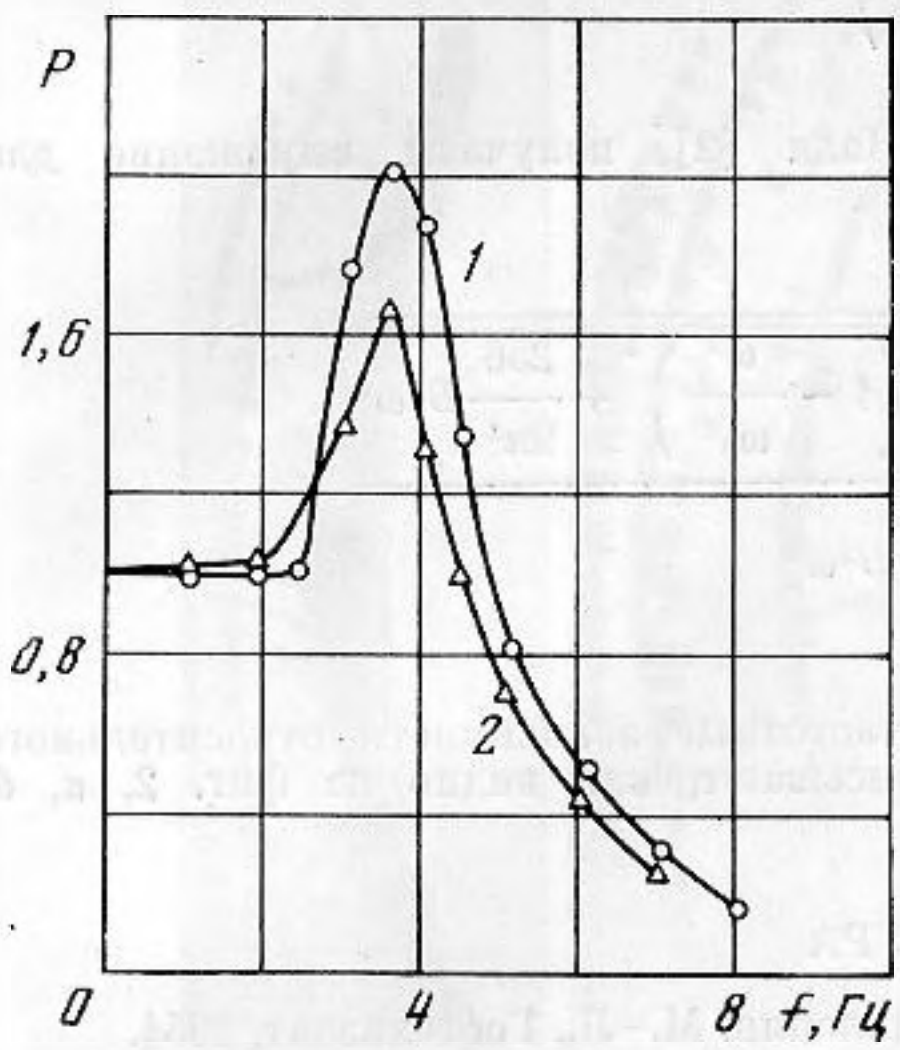
М. З. Бейгель, М. Х. Зеликман, В. В. Иванов, Ю. В. Портной, Б. М. Степанов

На инфразвуковой установке были проведены исследования процесса передачи звукового давления в объеме V (размеры которого малы по сравнению с длиной волны) через трубопровод сечением S различной длины L. Установка состоит из двух камер объемом 1,73 и 0,0173 м^3, в которых переменное давление частотой 0, 1 ... 16 Гц создается движением общего поршня. Трубопровод от сосуда объемом $V=3{,}4\cdot10^{-3}$ м^3 присоединяется либо к большой камере, где амплитуда P_{10} акустического давления P_1 изменялась в пределах 120 ... 134 дБ, либо к меньшей камере, где P_{10} изменялась от 158 до 172 дБ по закону $P_1=P_{10}\sin\omega t$. Переменное давление P_1 и P_2 (в сосуде V) измерялось пьезокерамическими микрофонами.

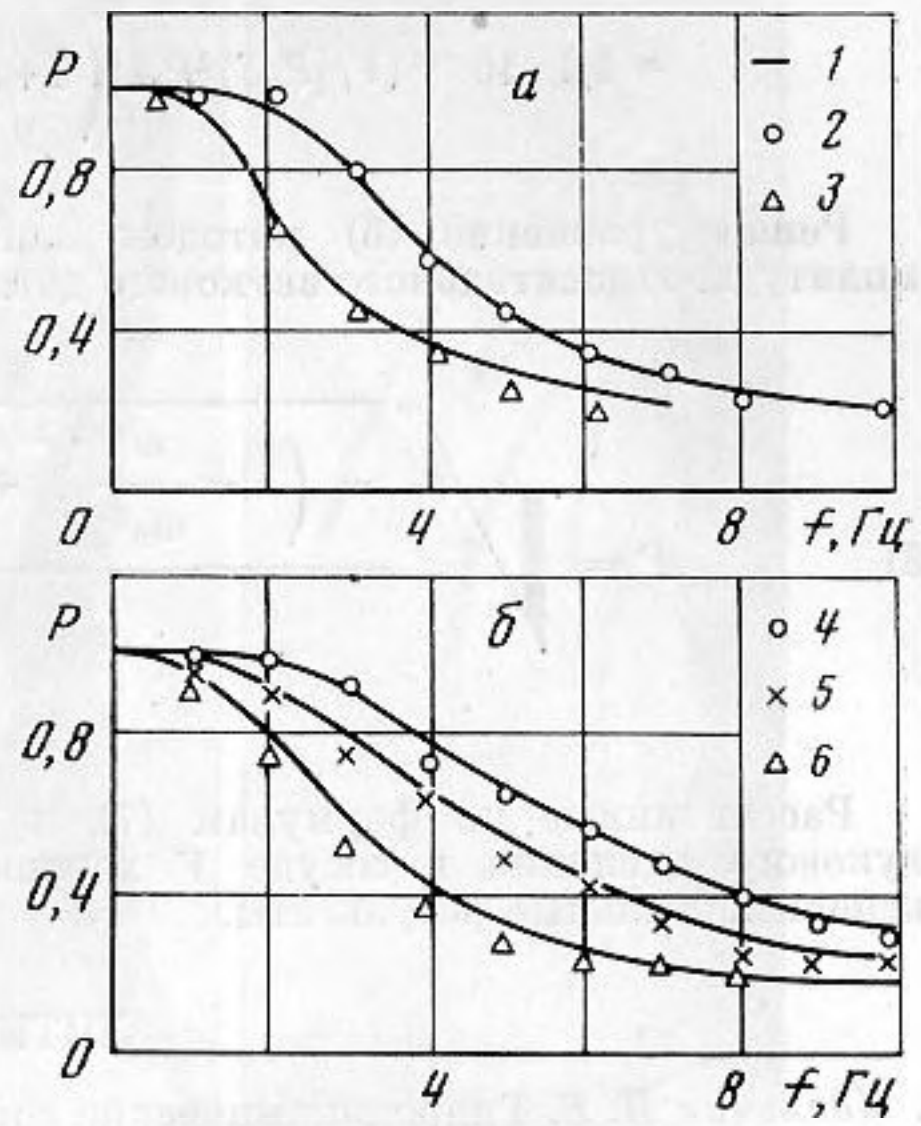
Акустический процесс в системе трубопровод – сосуд описывается, как и в резонаторе Гельмгольца, следующим уравнением:

$$\frac{1}{\omega_0^2}\ddot{P}+R(\dot{P})\dot{P}+P=\sin\omega t, \tag{1}$$

$\omega_0=\sqrt{\gamma\frac{P_0}{\rho}\frac{S}{LV}}=c\sqrt{\frac{S}{LV}}$ – собственная частота колебаний резонатора Гельмгольца, $\gamma=1{,}4$ – показатель адиабаты, P_0 и ρ – соответственно атмосферное давление и плотность воздуха, c – скорость звука в воздухе, $P=P_2/P_{10}$ – относительное звуковое давление, $R(\dot{P})=\frac{V}{\gamma P_0 S}\cdot R(\dot{x})$ – коэффициент трения, $\dot{x}$ – колебательная скорость столба воздуха в трубопроводе. Учитывая, что $L\ll\lambda=2\pi c/\omega$, можно рассматривать поток как квазистационарный.



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость относительного звукового давления в объеме V от частоты (эксперимент) при малых числах Рейнольдса; длина трубопровода 2,2 м; *1* – звуковое давление на входе трубопровода 120, *2* – 134 дБ

Фиг. 2. Зависимость относительного звукового давления в объеме V от частоты при больших числах Рейнольдса; *а* – длина трубопровода 2,2 м; *б* – 0,75 м; *1* – расчетные зависимости; *2–6* – экспериментальные данные для уровней звукового давления на входе трубопровода: *2*, *4* – 158; *3* – 168; *5* – 164; *6* – 172 дБ

Выражение для диссипативного члена с учетом аэродинамического удара на выходе трубопровода можно написать в виде [1]:

$$R(\dot{x})\dot{x} = \left(1 + \sigma\frac{L}{d}\right)\frac{\rho}{2}\dot{x}^2, \tag{2}$$

где σ – удельное сопротивление, зависящее от числа Рейнольдса, d – диаметр трубопровода.

Рассмотрим характерные случаи течения в трубопроводе.

1. Ламинарное течение – $\mathrm{Re} \lesssim 2{,}5\cdot 10^3$; согласно работе [1]:

$$\sigma = \frac{64}{\mathrm{Re}} \approx 10^{-3}/d\dot{x} \tag{3}$$

и уравнение (1) преобразуется в линейное уравнение:

$$\frac{1}{\omega_0^2}\ddot{P} + A\dot{P} + P = \sin\omega t, \tag{4}$$

где $A = \mathrm{const}$. Уравнение (4) описывает резонатор Гельмгольца с собственной частотой $f_0 = \omega_0/2\pi$. Экспериментальные зависимости относительного звукового давления P в сосуде от частоты для малых чисел Рейнольдса $\mathrm{Re} \lesssim 2{,}5\cdot 10^3$ показаны на фиг. 1.

2. Турбулентное течение – $\mathrm{Re} \gg 10^4$; в этом случае имеет место [1] слабая зависимость удельного сопротивления от скорости

$$\sigma \approx 0{,}3164\cdot \mathrm{Re}^{-0{,}25}. \tag{5}$$

Для слабо шероховатой поверхности $\sigma = \sigma_0 = \mathrm{const}$ и уравнение (1) преобразуется к виду

$$\frac{1}{\omega_0^2}\ddot{P} + B|\dot{P}|\dot{P} + P = \sin\omega t, \tag{6}$$

где

$$B = \frac{1}{2}\rho P_0 (V/\gamma P_0 S)^2 P_{10}\left(1 + \sigma_0\frac{L}{d}\right) \approx \tag{7}$$

$$\approx 1{,}3\cdot 10^{-10}(V/\gamma P_0 S)^2 P_{10}\left(1+\sigma_0\frac{L}{d}\right).$$

Решая уравнение (6) методом Ван-дер-Поля [2], получаем выражение для амплитуды относительного звукового давления

$$P=\sqrt{\frac{-\left(1-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2+\sqrt{\left(1-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^4+\frac{256}{9\pi^2}B^2\omega^4}}{\frac{128}{9\pi^2}B^2\omega^4}}. \tag{8}$$

Рассчитанные по формулам (7) и (8) частотные зависимости относительного звукового давления в сосуде V хорошо описывают, как видно из фиг. 2, *а*, *б*, экспериментальные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Идельчик И. Е.* Гидродинамические сопротивления. М.–Л., Гостехиздат, 1954.
2. *Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А.*, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., «Наука», 1974.

Поступила
5 января 1979 г.

УДК 534.232

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО КОНЦЕНТРАТОРА ЗВУКА

А. М. Галстян, В. Г. Михалевич, Е. И. Шкловский

Нагревание среды мощным лазерным излучением позволяет возбуждать в ней интенсивные акустические поля как импульсные, так и периодические [1–7].

Выбор формы области поглощения света дает возможность управлять расходимостью возбуждаемого акустического пучка. В частности, она может быть задана так, что при своем распространении звук будет фокусироваться в заданной области среды. Таким путем можно возбуждать в среде весьма интенсивные акустические поля, распределяя лазерное излучение по поверхности с большой площадью и не вызывая при этом изменения агрегатного состояния среды. Теоретическое рассмотрение подобных устройств оптико-акустических концентраторов начато в работе [8]. Ожидаемое пиковое давление при возбуждении звуковых импульсов лазерными импульсами наносекундной длительности порядка 10^9 дин/см^2·Дж.

В настоящей работе экспериментально реализован и исследован оптико-акустический концентратор цилиндрического типа. Возбуждение акустических импульсов осуществлялось излучением лазера на иттрий-алюминиевом гранате с длиной волны $\lambda=1{,}06$ мкм и длительностью импульса $\tau_1=20$ нс. Лазер работал как в многомодовом режиме, так и в режиме одной поперечной моды TEM_{00}. Диаметр светового пучка на поверхности концентратора $d=1$ см, энергия в импульсе $E=5\cdot 10^{-3}$ Дж. Концентратор представлял собой замкнутый кварцевый полый цилиндр с внутренним радиусом $r=1{,}2$ см и высотой $l=1$ см, заполненный раствором красителя в этиловом спирте. Коэффициент поглощения возбуждающего излучения $\mu=50$ см$^{-1}$, удельная теплоемкость раствора $c_p=2{,}6$ Дж·г$^{-1}$·град$^{-1}$, коэффициент объемного расширения $\alpha=1{,}15\cdot 10^{-3}$ град$^{-1}$, скорость звука $c=1{,}2\cdot 10^5$ см·с$^{-1}$ [9]. В этих условиях в жидкости возникает акустический импульс сжатия колоколообразной формы длительностью $\tau_2=1{,}7\,\mu^{-1}\,c^{-1}=0{,}3$ мкс и амплитудой давления

$$p=\alpha c^2\mu E/\pi c_p d^2=7\cdot 10^5 \text{ дин/см}^2.$$

Для анализа возбуждаемых акустических полей применялся метод теневой фотографии [10] с лазерным источником света (вторая гармоника излучения лазера,