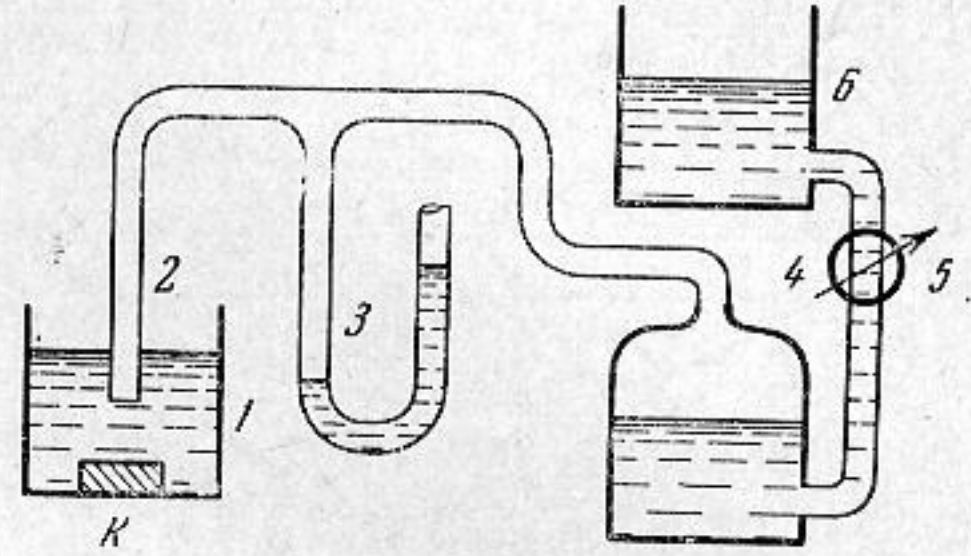


МИКРОРАДИОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ЖИДКОСТЯХ

Ю. П. Розин, В. С. Тихонова

Среди других методов измерения интенсивности ультразвука видное место занимает метод радиометра, основанный на измерении постоянной составляющей давления ультразвука. Однако описанные в литературе радиометры обычно не удобны для повседневной экспериментальной работы. В силу своих конструктивных особенностей они либо дают только интегральную интенсивность по большой поверхности, как например, дисковые и лепестковые радиометры, либо мало чувствительны, как миниатюрные сферические радиометры. Кроме того, свободно подвешенный радиометр очень трудно зафиксировать в выбранной точке поля.

Описываемый ниже радиометр тоже реагирует на постоянную составляющую давления ультразвука. Однако датчиком в нем является пузырек воздуха, находящийся на конце капилляра, погруженного в жидкость. Так как капилляры можно изготавливать любых диаметров (1 мм и меньше) из стекла, стали и других металлов, то описываемый датчик давления легко установить в любой точке поля. Чувствительность прибора не зависит от материала капилляра, но существенно зависит от его диаметра; с уменьшением диаметра капилляра чувствительность значительно повышается. Одним из важных преимуществ описываемого радиометра является предельная простота конструкции, не требующая использования дефицитных материалов и приборов.



Фиг. 1

Рабочая установка для измерений состоит из сосуда I с излучателем ультразвука K, капилляра 2 (фиг. 1), связанного с манометром 3; давление в системе изменяется с помощью простейшего устройства 4—6. Скорость нарастания давления регулируется краном 5. При медленном вытеснении воздуха из сосуда 4 давление в системе непрерывно повышается, достигая максимального значения p_0 , которое соответствует критическому состоянию пузырька (минимальной кривизне границы воздушно-го пузырька). При проскакивании пузырька давление в системе резко уменьшается, что позволяет легко регистрировать максимальное показание манометра.

Если в отсутствие ультразвука проскакивание пузырька соответствовало давлению p_0 , то в ультразвуковом поле пузырек проскакивал при давлении p , большем, чем p_0 , причем разность давлений $p_x = p - p_0$ зависит от интенсивности ультразвука. Для исследования зависимости показаний прибора от интенсивности I использовалось известное соотношение $I = aU^2$, где U — напряжение на кварце, которое измерялось статическим киловольтметром $C = 96$. Экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую $p_x = bU^2$, т. е. $p_x = k'I$. Так как у полностью отражающего препятствия давление равно $p_{зв} = 2I/c$, то

$$p_x = \frac{2k}{c} I = kp_{зв}. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности в формуле (1) был найден из следующих соображений. На пузырек воздуха в ультразвуковом поле помимо сил поверхностного натяжения жидкости и гидростатического давления, равномерно распределенных по всей поверхности пузырька нормально к ней, действует постоянная сила, обусловленная ультразвуком — постоянная составляющая давления $p_{зв}$. В случае плоской волны давление в каждой точке поверхности пузырька будет пропорционально $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{z})$, где \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности, \mathbf{z} — направление распространения волны. Очевидно, $p_{зв}$ искажает форму поверхности пузырька, которая становится отличной от полусферы.

В отсутствие ультразвука в момент проскакивания пузырька максимальное избыточное давление в нем будет

$$p_0 = \rho gh + \frac{2\alpha}{R_0}, \quad (2)$$

где R_0 — радиус капилляра, α — коэффициент поверхностного натяжения.

В ультразвуковом поле в момент проскакивания пузырька максимальное избыточное давление будет

$$p = \rho gh + \alpha(1/R_1 + 1/R_2) + p_{зв} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{z}), \quad (3)$$

где $1/R_1$ и $1/R_2$ — кривизна в рассматриваемой точке в плоскостях главных нормальных сечений, (n, z) — угол между направлением звуковой волны и нормально к поверхности в данной точке. Вычитая равенство (2) из равенства (3), получим

$$A = 1/R_1 + 1/R_2 + B \cos(n, z), \quad (4)$$

где

$$A = p_x / \alpha + 2/R_0; \quad B = p_{зв} / \alpha.$$

Если рассматривать воздушный пузырек как тело вращения вокруг оси z (фиг. 2) и выразить координаты точек поверхности в виде функций двух независимых переменных z и φ , где φ — угол, образованный радиус-вектором функции $f(z)$ и осью в плоскости xoy , то параметрические уравнения рассматриваемой поверхности запишутся в виде

$$x = f(z) \cos \varphi; \quad y = f(z) \sin \varphi; \quad z = z.$$

Выразив $1/R_1$, $1/R_2$ и $\cos(n, z)$ через x , y , z и подставив их значения в исходное уравнение (4), получим

$$A = -\frac{f''}{(1+f'^2)^{3/2}} + \frac{1}{f(1+f'^2)^{1/2}} + B \frac{f'}{(1+f'^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

Подстановкой $f' = \operatorname{tg} \psi$ уравнение (5) было приведено к более простому виду:

$$\frac{dW}{du} + \frac{W}{u} + B \sqrt{1-W^2} + A = 0, \quad (6)$$

где $W = \cos \psi$, $u = f$. Последнее нелинейное уравнение 1-го порядка, поэтому наличие двух граничных условий

$$W(u)|_{u=R_0} = 1 \quad \text{и} \quad W(u)|_{u=0} = 0$$

дает возможность найти однозначную связь между A и B в момент проскакивания пузырька, а следовательно, и однозначную связь между p_x и $p_{зв}$.

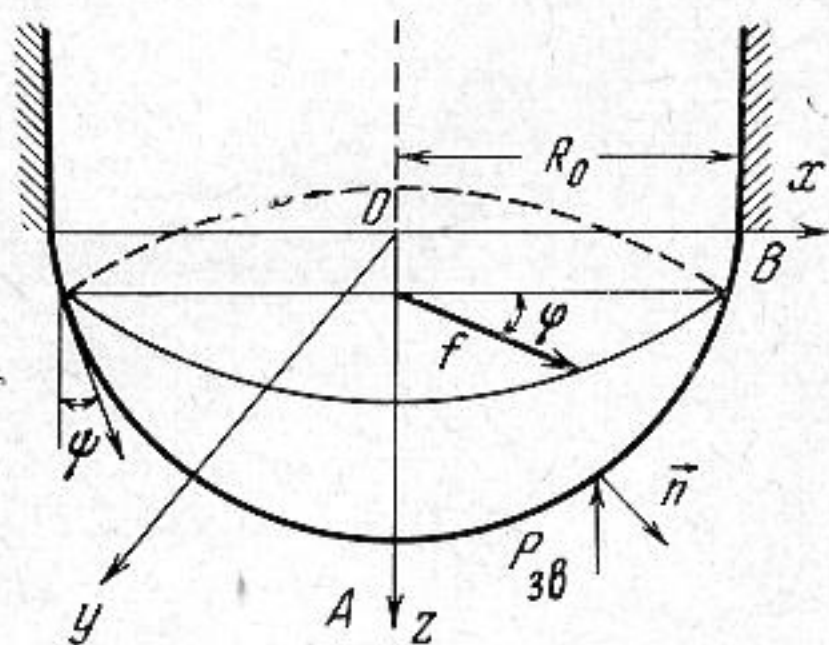
Решение уравнения (6) было проведено на вычислительном центре при Одесском государственном университете на машине непрерывного действия МПТ-9. Согласно машинным данным зависимость p_x от $p_{зв}$ является линейной в диапазоне давлений до 300 н/м^2 , причем коэффициент пропорциональности $K = p_x / p_{зв} = 0,82$. Таким образом, формулу (1) можно преобразовать к виду:

$$p_x = 1,64 \frac{I}{C}. \quad (7)$$

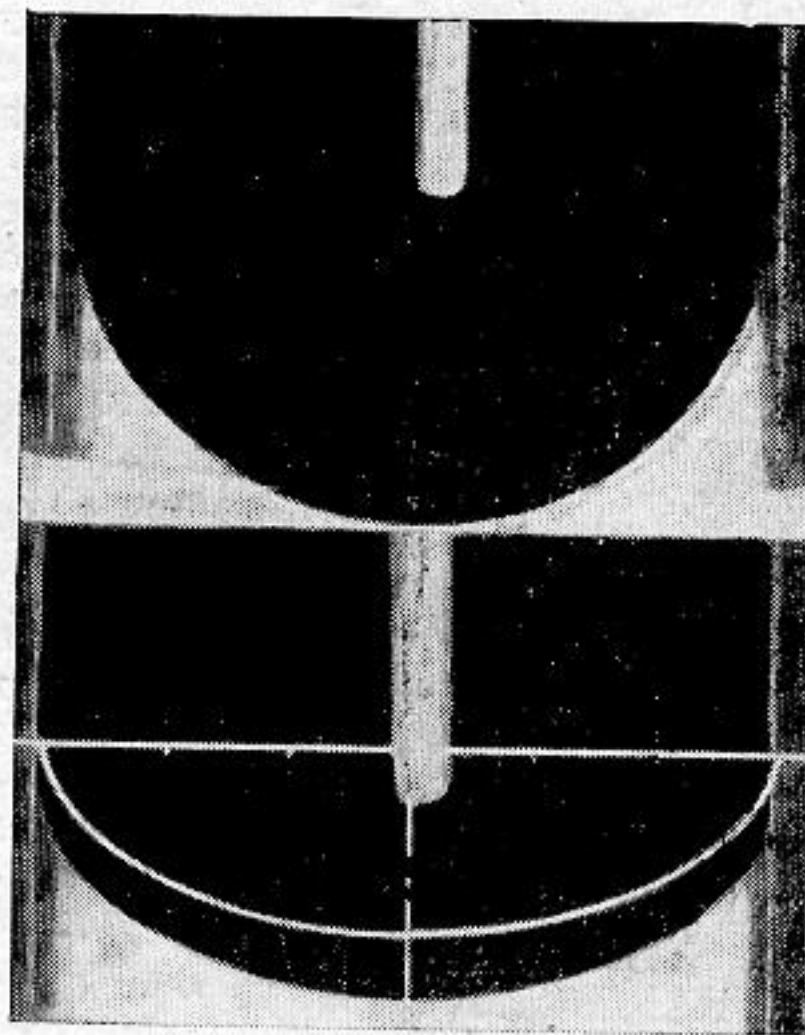
Путем графического интегрирования функции $W(u) = \cos \psi$ в интервале $0 \leq u \leq R_0$ было получено семейство огибающих воздушного пузырька для критического состояния, т. е. для момента проскакивания пузырька, для ряда значений R_0 при различных $p_{зв}$. Одна из таких огибающих представлена на фиг. 3 белой кривой. Как видно из фигуры, построенная по машинным данным огибающая хорошо совпадает с контуром воздушного пузырька, сфотографированного непосредственно (увеличение в 60—70 раз) в ультразвуковом поле. Для сравнения на той же фигуре вверху дана фотография пузырька в отсутствие ультразвука (контур пузырька — полусфера).

Сравнение экспериментальных и теоретических данных подтверждает таким образом предположение о том, что на пузырек воздуха, находящийся на кончике капилляра в ультразвуковом поле, действует постоянная составляющая ультразвука, пропорциональная $\cos(n, z)$, и что прибор реагирует на эту составляющую.

Однако из решения уравнения следует, что давление p_x не зависит существенно от диаметра капилляра. Представленная на фиг. 4 экспериментальная кривая $p_x =$

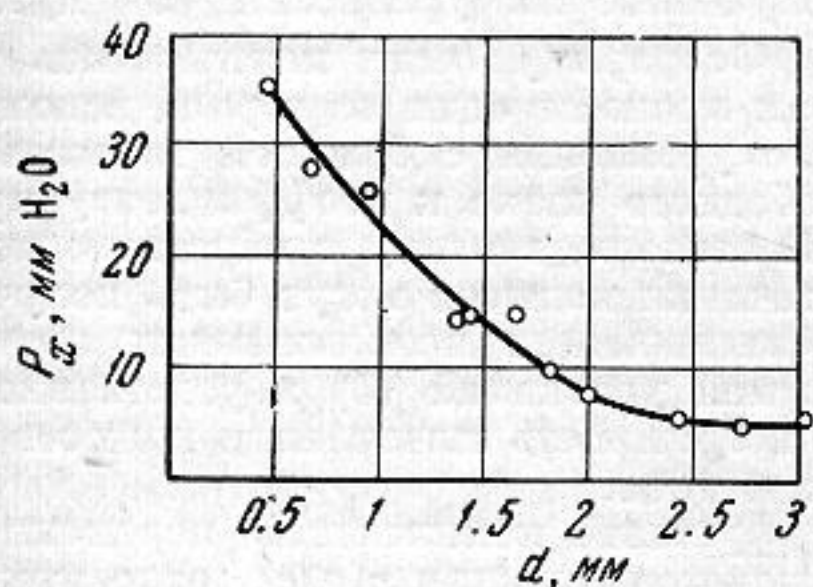


Фиг. 2

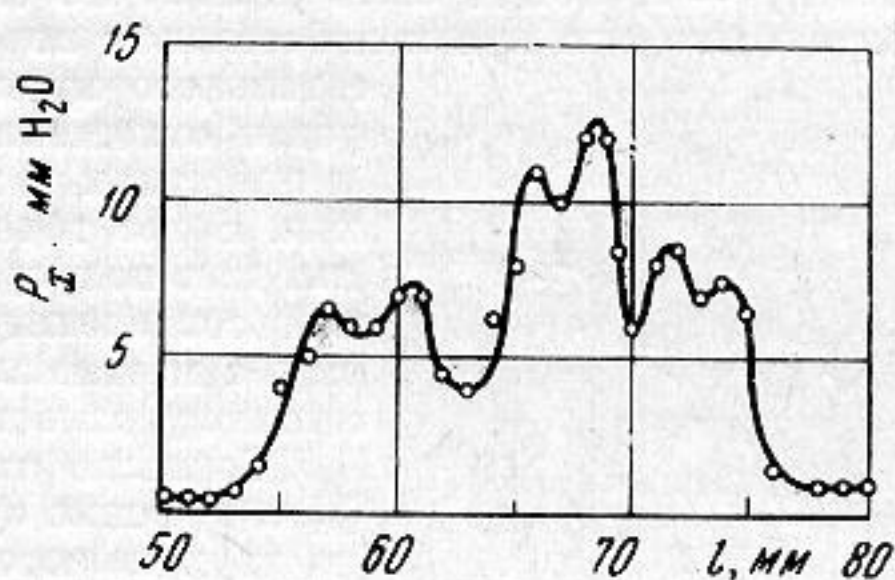


Фиг. 3

$= f(D_0)$, где D_0 — диаметр капилляра, показывает ярко выраженную зависимость p_x от D_0 . Из графика видно, что при $D_0 \geq 2$ мм эта кривая переходит в прямую $p_x(D_0) = \text{const}$. Очевидно, решение уравнения применимо для тех случаев, когда $D_0 \geq 2$ мм.



Фиг. 4



Фиг. 5

При $D_0 < 2$ мм имеют место какие-то дополнительные эффекты, подлежащие дальнейшему исследованию.

В качестве примера применения прибора было снято распределение давления звука по диаметру кварцевого излучателя (фиг. 5), работающего на частоте 800 кгц в трансформаторном масле на расстоянии 40 мм от поверхности излучателя.

Одесский государственный университет

Поступило в редакцию
6 декабря 1964 г.

УДК 534.6:532.13

К РАСЧЕТУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДАТЧИКОВ ВЯЗКОСТИ С ЖИДКОСТЬЮ

Ю. К. Смирнов

В настоящей работе рассматривается без учета краевых эффектов одномерная задача для пластинки (фиг. 1), погруженной в жидкость и колеблющейся в своей плоскости, причем уравнение колебаний имеет вид [1]

$$m\ddot{x} + \beta_0\dot{x} + kx + 2S\sqrt{\mu\rho/\pi} \int_0^t [\ddot{x}(\tau)/\sqrt{t-\tau}] d\tau = F(t), \quad (1)$$

где m — суммарная масса колеблющейся системы, $x = x(t)$ — координата центра тяжести пластинки, β_0 — коэффициент внутреннего трения, k — коэффициент упругости, S — площадь одной стороны пластинки, μ и ρ — соответственно вязкость и плотность жидкости, $F(t)$ — внешняя сила. Четвертое слагаемое в левой части уравнения (1) представляет собою взятое с обратным знаком выражение для силы сопротивления жидкости $F_{ж}(t)$. В других работах (например, в работе [2]) полагают, что $F_{ж}(t) = -2S\sqrt{\mu\rho\omega}/2\dot{x}$, где ω — частота колебаний. При этом, во-первых, не учитывается масса слоя жидкости, увлекаемой пластинкой и изменяющей эффективную массу системы (т. н. присоединенная масса), во-вторых, в режиме затухающих колебаний конкретное значение ω не может быть выбрано с полной определенностью, поскольку спектр колебаний системы занимает некоторую полосу частот. Можно, однако, избавиться от этих ограничений, если решить уравнение (1) операционным методом.

Изображение $x(p)$ функции $x(t)$, найденное из уравнения (1), в случае нулевых начальных условий и $F(t) = \delta(t)$ ($F(p) = 1$) будет

$$x(p) = (mp^2 + 2S\sqrt{\mu\rho p\sqrt{p}} + \beta_0 p + k)^{-1}.$$

Чтобы перейти от $x(p)$ к $x(t)$, следует применить формулу обращения преобразования Лапласа [3]. Особыми точками подынтегральной функции в этой формуле являются: точка разветвления при $p = 0$ и полюсы, определяемые в данном случае из уравнения

$$[1/x(p)] = 0. \quad (3)$$