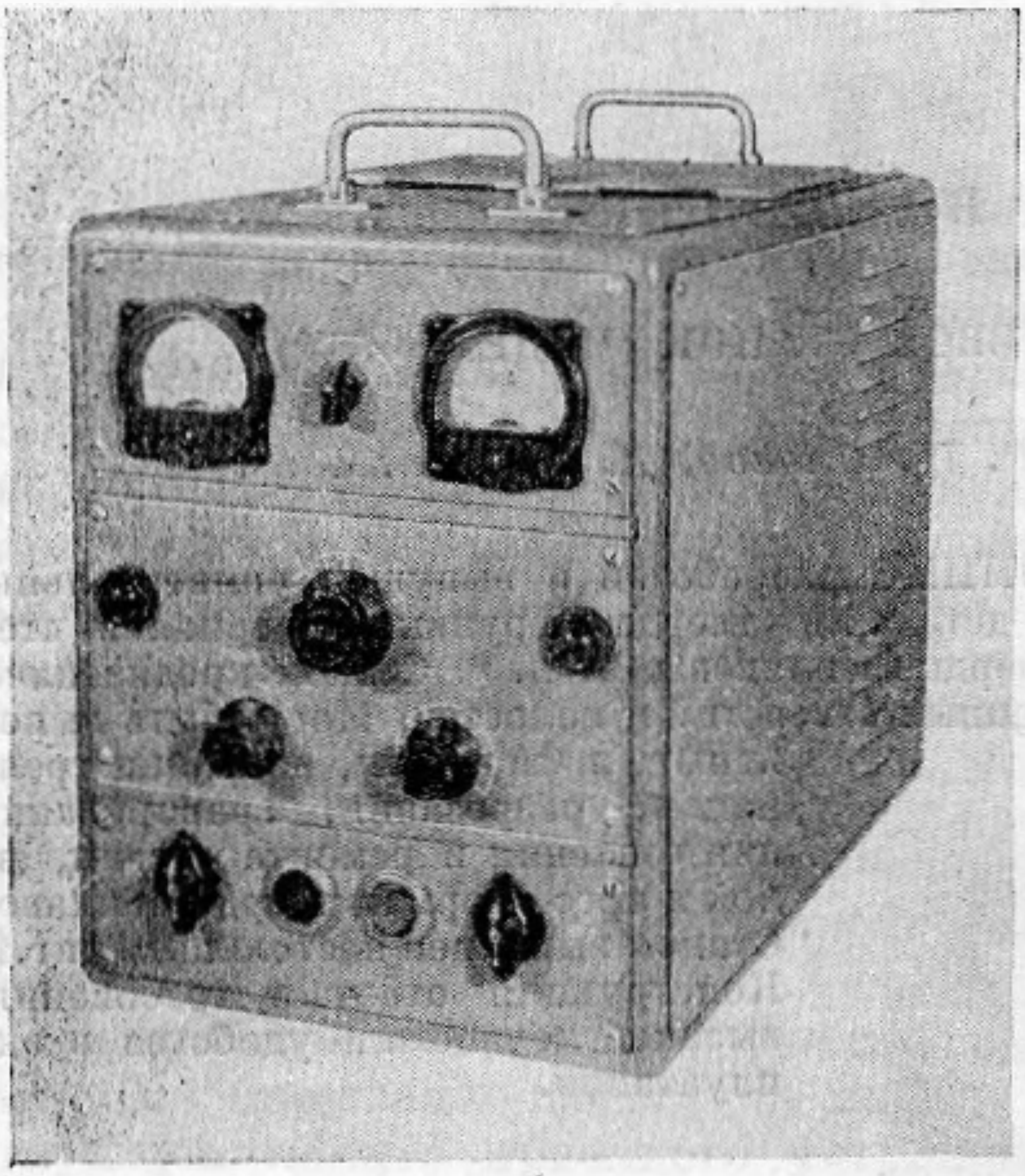
подачи отличается большей гибкостью и удобствами в эксплуатации по сравнению с устройствами, осуществляющими подачу с помощью грузов, пружин и т. п.

Стол станка имеет точные установочные перемещения в горизонтальной плоскости. Для облегчения стока абразивной суспензии предусмотрены наклонные желобы и пазы. Для подачи абразивной суспензии служит центробежный насос.



Фиг. 3

Генератор (фиг. 3) выполнен отдельным узлом, причем задающий генератор собран по схеме RC. Усилитель мощности выполнен на лампах ГУ-50.

Рациональная конструкция колебательной системы обеспечивает высокие эксплуатационные свойства: скорость обработки стекла достигает 300 *мм*^{3}/*мин*, твердого сплава Т15К6 — 8 *мм*^{3}/*мин* (при диаметре инструмента 8 *мм*, абразив — карбид бора № 120). Точность обработки твердых сплавов соответствует 2—3 классу при 7—8 классе чистоты поверхности (абразив № 120—320). В настоящее время выпущена небольшая опытная партия станков. Первый опытный образец принят государственной комиссией. В дальнейшем станок будет выпускаться серийно.

Краткие технические характеристики станка следующие: диаметр обрабатываемых отверстий (сплошным инструментом) — 0,5—10 *мм*; наибольшая глубина обработки — 1 диаметр; размеры стола—165 × 125 *мм*; продольное перемещение стола — 100 *мм*; поперечное перемещение стола — 80 *мм*; ход ползушки — 100 *мм*; угол поворота головки — ± 90°; усилие подачи — до 4,5 *кг*; чувствительность механизма подачи — 50—70 *г*; рабочая частота — 18 *кгц*; мощность генератора — 0,25 *квт*; общая потребляемая мощность — 0,55 *квт*; габариты станка — 498 × 377 × 648 *мм*; общий вес — 155 *кг*.

Москва

Поступила в редакцию
23 сентября 1958 г.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЛОСКИХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ВЯЗКОЙ ТЕПЛОПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ

З. А. Гольдберг

Рассмотрим в переменных Лагранжа x, t звуковое поле, создаваемое в области $x > 0$ плоскостью, колеблющейся вдоль оси x около точки $x = 0$ при следующих начальных и граничных условиях: I — смещение частиц среды $u(x, t) \equiv 0$ при $t \leqslant 0$; II — $u(0, t) = f(t) = a(1 - \cos \omega t)$ при $t > 0$; III — отражающих конструкций при $x > 0$ нет, т. е. мы рассматриваем только волну, бегущую от колеблющейся плоскости в сторону положительных x.

Уравнение движения в одномерном случае в переменных Лагранжа имеет вид:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - b \frac{\partial^3 u}{\partial t\, \partial x^2} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \tag{1}$$

где $b \equiv \frac{4}{3}\eta + \zeta$, η и ζ — первый и второй коэффициенты вязкости. Уравнение движения в безразмерных переменных, выбранных, как указано в работе [1], с учетом уравнения состояния и соотношения (18) работы [2], с нужной нам точностью приведем к виду:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - N_1 \frac{\partial^3 u}{\partial t\, \partial x^2} + N_2 \frac{\partial u}{\partial t} + N_3 \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \tag{2}$$

где

$$N_1 \equiv \frac{b\omega}{\rho_0 c_0^2}, \quad N_2 \equiv \left(1 - \frac{c_v}{c_p}\right) \frac{\varkappa\omega}{\rho_0 c_v c_0^2}, \quad N_3 = \frac{2\varepsilon\,\omega a}{c_0},$$

где ρ_0 — плотность невозмущенной среды, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности, $c_0^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s0}$, $\varepsilon \equiv 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho}\right)_{s0} \cdot \frac{\rho_0}{c_0^2}$, c_p и c_v — теплоемкости при постоянном давлении и объеме.

Рассмотрим случай, когда поглощение звука на протяжении длины волны мало и гидродинамическая скорость много меньше скорости распространения звука. Тогда все три безразмерных параметра, входящих в уравнение (2), будут много меньше единицы.

Решение уравнения (2) с граничными и начальными условиями (I — III) будем искать методом Крылова—Боголюбова [3]. Следуя этому методу и учитывая граничное условие (II), ищем решение в виде

$$u = A(x, t)\,[1 - \cos\psi(x, t)]. \tag{3}$$

Известно, что в случае, когда $N_1 = N_2 = N_3 = 0$ (случай волн бесконечно малой амплитуды в идеальной среде), $A = \text{const}(x, t)$, $\psi = \omega t - k_0 x$, где k_0 — волновое число; когда только $N_3 = 0$ (случай волн бесконечно малой амплитуды в вязкой теплопроводящей среде), $A = A(x)$, $\psi = \omega t - k_0 x$; когда $N_1 = N_2 = 0$, а $N_3 \neq 0$ (случай волн конечной амплитуды в идеальной среде), $A = \text{const}(x, t)$, $\psi = \omega t - \frac{\omega x}{c_0 + \alpha(\psi, A)}$. Естественно искать $A(x, t)$ и $\psi(x, t)$ в форме, приводящей ко всем указанным предельным случаям:

$$\begin{gathered} \frac{\partial A}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial A}{\partial x} = N_1 A_1(A) + N_2 A_2(A), \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} = \omega + N_3 D(\psi, A, x), \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -k_0 + N_3 B(\psi, A, x), \end{gathered} \tag{4}$$

где

$$D = k_0^2 x \frac{\partial \alpha}{\partial \psi}, \; B = \frac{\omega}{c_0^2}\,\alpha - \frac{D}{c_0}, \quad \frac{N_3 D}{\omega} \sim \frac{N_3 B}{k_0} \ll 1^*.$$

Подставим соотношение (4) в уравнение (2) и будем искать такое его решение, которое обращает в нуль по отдельности члены с одинаковым параметром N_i.

Вычисления приводят к следующему результату **:

$$u = a e^{-\gamma x}\left[1 - \cos\omega\left(t - \frac{x}{c_0 + \frac{1}{2}\varepsilon\omega a e^{-\gamma x}\sin\psi}\right)\right] \equiv e^{-\gamma x} f(t'), \tag{5}$$

где

$$\gamma \equiv \frac{\omega^2}{2\rho_0 c_0^3}\left[b + \varkappa\left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p}\right)\right].$$

Функция (5) приближенно удовлетворяет уравнению (2) и граничным условиям (I — III).

Чтобы удовлетворить начальному условию (I), используем тот факт, что функция $f(t')$ определена только для значений аргумента $t' > 0$ (см. II). Продолжив функцию $f(t')$ на отрицательные значения аргумента t', полагая $f(t') = 0$ для $t' \leqslant 0$, мы удовлетворим и начальному условию I. Границы применимости полученного результата определяются условием (см. (4)):

$$\frac{D}{\omega} = \frac{1}{2}\varepsilon k_0^2 a x e^{-\gamma x}\cos\psi \ll 1. \tag{6}$$

Колебательная скорость частиц будет

$$v = u_t = a\omega e^{-\gamma x}\sin\psi\left(1 + \frac{D}{\omega}\right) = a\omega e^{-\gamma x}\sin\omega\left(t - \frac{x}{c_0 + \varepsilon v}\right). \tag{7}$$

* Это условие позволит нам пренебречь в уравнении (2) членами порядка $N_3 \cdot \frac{N_3 D}{\omega}$.

** В дальнейшем будем пользоваться только размерной формой.

Перейдя теперь к переменным Эйлера, можно легко убедиться, что если под x в (7) понимать переменную Эйлера, то этот результат сохранит свой вид на расстояниях, где $k_0 x \gg 1$. На этих же расстояниях в переменных Эйлера [2]

$$\rho - \rho_0 = \frac{\rho_0}{c_0} v, \quad p - p_0 = \rho_0 c_0 v. \tag{8}$$

Из (7) непосредственно видно, что при распространении волн конечной амплитуды искажается профиль волны из-за различной скорости точек этого профиля, равной $c_0 + \varepsilon v$, с одновременным уменьшением амплитуды волны.

Приношу глубокую благодарность Н. Н. Андрееву и участникам его семинара за обсуждение настоящей заметки и сделанные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. З. А. Гольдберг. Акустические уравнения второго приближения и распространение плоских волн конечной амплитуды. Акуст. ж., 1956, 2, 3, 325—328.
2. З. А. Гольдберг. Некоторые величины второго порядка в акустике. Акуст. ж., 1957, 3, 2, 149—153.
3. Н. Н. Боголюбов и Ю. А. Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., ГИТТЛ, 1955.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
23 декабря 1957 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПУТЕМ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИХ ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ

К. В. Гончаров

Абсолютная калибровка электроакустических преобразователей методом взаимности [1—3] практически осуществима либо при работе в заглушенном помещении, либо при использовании импульсной техники. Однако при калибровке гидроакустических звукоприемников использование заглушенного бассейна или импульсного метода не всегда доступно; поэтому представляют интерес другие возможности осуществления калибровки или изучения частотных характеристик преобразователей.

Нетрудно показать, пользуясь только энергетическими соображениями, что чувствительности излучателя по току R_I и по напряжению R_V выражаются через модуль электрического импеданса $|Z|$ и его действительную часть, коэффициент полезного действия η и коэффициент концентрации преобразователя Ω следующим образом:

$$R_V = \frac{p}{V} = \frac{1}{|Z|}\left[\frac{\eta\Omega}{kr\,C}\operatorname{Re} Z\right]^{1/2}; \quad R_I = \frac{p}{I} = \left[\frac{\eta\Omega}{kr\,C}\operatorname{Re} Z\right]^{1/2}. \tag{1}$$

Поскольку

$$\frac{E_I}{R_I} = \frac{E_V}{R_V} = C = \frac{4\pi r}{\omega\rho}, \tag{2}$$

где E_I — чувствительность приемника в режиме холостого хода, E_V — чувствительность приемника в режиме короткого замыкания, то для обратимого преобразователя в режиме приема

$$E_V = \frac{1}{|Z|}\left[\frac{\eta\Omega\, C}{kr}\operatorname{Re} Z\right]^{1/2}; \quad E_I = \left[\frac{\eta\Omega\, C}{kr}\operatorname{Re} Z\right]^{1/2}. \tag{3}$$

Величины kr и C легко вычисляются, если известно расстояние r, и, следовательно, определение чувствительностей сводится к измерению трех величин: Z, Ω и η. Таким образом, если пренебречь зависимостью Ω и η от частоты, то достаточно знать частотные зависимости $|Z|$ и $\operatorname{Re} Z$.

Разумеется, при измерениях в непрерывном режиме влияние отраженных волн будет сказываться и на величине электрического импеданса преобразователя Z. Тем не менее, можно показать, что усреднение $\operatorname{Re} Z(\nu)$ по некоторому интервалу частот $\Delta\nu$, определяемого размерами незаглушенного объема, позволяет получить значение, достаточно мало отличающееся от искомой величины $\operatorname{Re} Z_0(\nu)$ для преобразователя, помещенного в безграничном пространстве или в заглушенном помещении. На-