Интересно отметить, что в спектрах шумов листвы и не очень сильных шумов гидродинамического происхождения (фонтан, прибой и другие) максимум интенсивности лежит в области 1—2 *кгц*, что более или менее совпадает с зоной наибольшей спектральной чувствительности слухового аппарата человека. Возможно, что адаптация к такого рода шумам естественного происхождения оказала влияние на формирование спектральных характеристик чувствительности слуха человека.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Оболенский. Метеорология, 2. М., ГИМИЗ, 1939.
2. В. Гемфриз. Физика воздуха. М., ОНТИ, 1936.
3. В. И. Арабаджи, Д. С. Зинчук. Акустика деревьев. Природа, 1961, 9, 91—92.

г. Минск

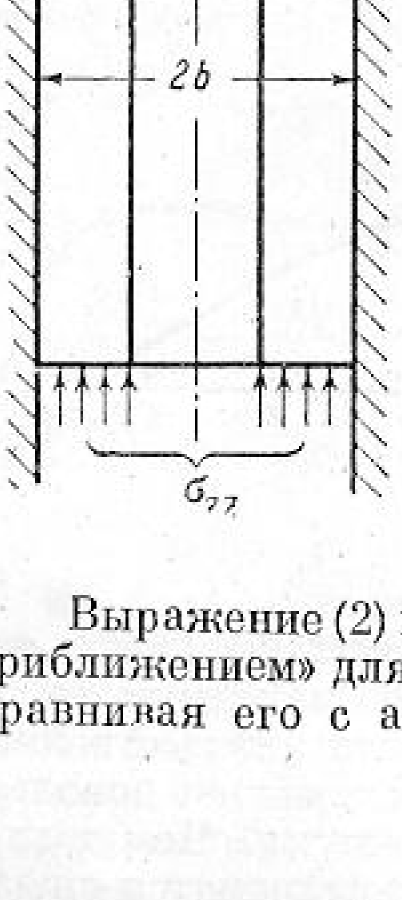
Поступило в редакцию
11 декабря 1961 г.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В СРЕДЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ КАНАЛАМИ

В. Е. Глазанов

Известно [1], что характер динамических упругих деформаций стержня, радиус которого мал по сравнению с длиной юнговской волны, совпадает со статическим случаем. Поэтому скорость распространения упругих волн c в таком стержне можно определить, исходя из значений плотности материала стержня ρ_0 и статического модуля упругости E — при условии независимости последнего от частоты — как $c = (E/\rho_0)^{1/2}$.

Очевидно, такой подход применим также для резиноподобной среды с цилиндрическими каналами, описанной в работе [2], которую можно рассматривать как бы состоящей из отдельных трубок с радиально закрепленной внешней поверхностью.



В случае статического двухстороннего сжатия трубки вдоль оси z (см. фигуру) уравнения движения (1) и (2) из работы [2] переходят в уравнения равновесия, и задача сводится к рассмотрению деформированного состояния круглой толстостенной трубы (см., например, [3]). При граничных условиях $\sigma_{rr} = 0$ $(r = a)$ и $u_r = 0$ $(r = b)$ решение для модуля упругости трубы из любого изотропного материала получается в виде

$$E = \frac{\sigma_{zz}}{\delta_z} = \mu \, \frac{(\lambda + 2\mu)(\varepsilon^2 + 1) + 2\varepsilon^2\lambda}{(\lambda + \mu)\,\varepsilon^2 + \mu}, \qquad (1)$$

где σ_{zz} — напряжение, действующее в любом поперечном сечении трубы (в частности, на ее концах, см. фигуру), δ_z — относительная деформация образца, λ и μ — постоянные Ламе, $\varepsilon^2 = a^2/b^2$ — коэффициент перфорации. Учитывая, что для резины $\mu \ll \lambda$, мы получаем из выражения (1)

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{1 + 3\varepsilon^2}\left[\frac{1}{\lambda} + \frac{\varepsilon^2}{\mu}\right]. \qquad (2)$$

Выражение (2) по терминологии, принятой в работе [2], можно считать «статическим приближением» для сжимаемости резиноподобной среды с цилиндрическими каналами. Сравнивая его с аналогичным выражением, полученным в работе [2], т. е.

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{\lambda} + \frac{\varepsilon^2}{\mu(1 - \varepsilon^2)}, \qquad (3)$$

мы находим, что при $\varepsilon^2 \sim 0{,}01$—$0{,}02$ (2) и (3) дают практически одинаковые значения E. Однако при бо́льших ε^2 формула (3) приводит к ошибкам в определении скорости распространения упругих волн *.

---

* Следует отметить, что в [2] критерий применимости (3) в зависимости от величины ε^2 не указан.

Подставляя в формулу для скорости c значения E, получаемые из выражений (2) и (3) соответственно, мы имеем с учетом условия $\mu \ll \lambda$

$$c' = c_t \sqrt{\frac{1+3\varepsilon^2}{\varepsilon^2}}\,^*, \tag{4}$$

$$c'' = c_t \sqrt{\frac{1-\varepsilon^2}{\varepsilon^2}}, \tag{5}$$

где $c_t = \sqrt{\mu/\rho_0}$ — скорость сдвиговых волн в резине. При росте ε^2 скорость c', рассчитанная по формуле (4), стремится к величине $2c_t$, в то время как значение c'', рассчитанное по формуле (5), стремится к нулю. Последнее обстоятельство физически необъяснимо, так как при распространении волн в резине с цилиндрическими каналами деформации обусловлены в основном сдвиговым модулем. Поэтому их скорость не может быть меньше c_t. Формула (4) имеет ясный физический смысл: при $\varepsilon^2 \to 1$ скорость волн в трубке совпадает со скоростью продольных волн в тонкой резиновой пластинке. Выражение (4) можно также получить, решив относительно волнового числа в «статическом приближении» уравнение (14) работы [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Кольский. Волны напряжения в твердых телах. М., ИЛ, 1955.
2. В. В. Тютекин. Распространение упругих волн в среде с цилиндрическими каналами. Акуст. ж., 1956, 2, 3, 291—301.
3. А. М. Кац. Теория упругости. М., ГТТИ, 1956.

Ленинград

Поступило в редакцию 31 марта 1962 г.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В СЖАТЫХ ЖИДКОСТЯХ

А. А. Глинский

В работе [1] была получена формула для расчета скоростей звука в сжатых жидкостях:

$$c^2 = \frac{\gamma m n \Phi_0}{M}\left[\frac{n+1}{n-m}\left(\frac{v_0}{w_{\text{н}}}\right)^n - \frac{m+1}{n-m}\left(\frac{v_0}{v_{\text{н}}}\right)^m\right] + \frac{\gamma_{\text{ид}} RT}{M}, \tag{1}$$

где v_0 — молярный объем жидкости, находящейся в равновесии с насыщенным паром, $v_{\text{н}}$ — молярный объем при давлении, большем давления насыщенных паров, M — молекулярный вес, γ — отношение теплоемкостей c_p и c_v, $\gamma_{\text{ид}}$ — предельное значение этого отношения при $v \to 0$, R — газовая постоянная, T — температура, m и n — показатели степени в интерполяционной формуле потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия 1 моля жидкости $\Phi = \dfrac{A}{v^n} - \dfrac{B}{v^m}$.

При расчетах глубина потенциальной ямы Φ_0 функции Φ связывается с поверхностным натяжением σ жидкости [2]:

$$\Phi_0 = 2\sigma N^{1/3} v_0^{2/3}, \tag{2}$$

где N — число Авогадро.

При $v_{\text{н}} = v_0$ формула (1) переходит в формулу для расчета скоростей звука в жидкостях по линии насыщения [2].

В работе [1] по формуле (1) была рассчитана в согласии с опытом температурная зависимость скорости звука в жидкостях при постоянной плотности, а также зависимость скорости звука от давления в бензоле. Расчеты показали, что формула (1) правильно передает зависимость скорости звука от давления для ряда жидкостей. На фиг. 1 сплошные кривые изображают экспериментальные значения скоростей звука в этиловом спирте (кривая *1*), четыреххлористом углероде (кривая *2*) для 20°, по данным работы [3], и бензоле (кривая *3*) для 50°, по данным работы [4]. Пунктир-

* Как видно из формулы (2), формула (4) справедлива уже для $\varepsilon^2 > 10\ \mu/\lambda$.