представить в форме

$$p_{бар} \geqslant \omega \text{ кгц} \qquad (5а)$$

Найдем расстояние до места образования разрыва. Согласно [2] оно определяется уравнением

$$z_1 \leqslant \frac{2\rho_0 c^3}{\omega p' \left[2 + \left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho}\right)_s \frac{\rho_0}{c^2}\right]}. \qquad (6)$$

Но

$$\left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho}\right)_s \frac{\rho_0}{c^2} = \frac{c_p}{c_V} - 1, \qquad (7)$$

и после подстановки (7) в (6) мы имеем

$$z_1 \leqslant \frac{2\rho_0 \cdot c^3}{\omega p' \left[1 + \frac{c_p}{c_V}\right]}, \qquad (8)$$

или, подставляя численные значения, $z_1 \leqslant 14{,}6$ *см*.

Следовательно, неравенство (5а) выполняется по всему измеренному участку трубы. Это объясняет линейность полученной зависимости $\alpha_p = f(p_q)$.

Отклонение наибольшей достигнутой величины α_p в нашем опыте от прямой линии (несколько превышающее вероятную ошибку единичного измерения) возможно свидетельствует о нелинейной зависимости затухания от p при достаточно больших величинах p.

Обнаруженная линейная зависимость затухания от интенсивности звука имеет существенное значение для выбора параметров звуковых коагуляционных установок. В частности, она должна учитываться при определении требуемой мощности излучателя и высоты агломерационной башни.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. E. Fox, W. A. Wallace. Absorption of finite amplitude sound waves. J. Acoust. Soc. America, 954, 26, 6, 994—1006.
2. З. А. Гольдберг. О распространении плоских волн конечной амплитуды. Акуст. ж. 1957, 3, 4, 322—328.
3. I. Rudnick. On the attenuation of a repeated sawtooth shock wave. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 5, 1012—1013.
4. H. W. St. Clair. An electromagnetic sound generator for producing iutense high frequency sound. Rev. Sci. Jnstr., 1941, 12, 250—256.
5. Б. Ф. Подошевников. Исследование акустической коагуляции высокодисперсного аэрозоля. Отчеты Государственного научно-исследовательского института по промышленной и санитарной очистке газов, 1957.
6. L. J. Sivian. High frequency absorption in air and other gases. J. Acoust. Soc. America, 1947, 19, 914.

Государственный
н.-и. институт по промышленной
и санитарной очистке газов
Москва

Поступило в редакцию
15 мая 1958 г.

ПО ПОВОДУ ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ А. А. СЕНКЕВИЧА «ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОСТИ АМПЛИТУДЫ ИЗЛУЧАТЕЛЯ ЗВУКА НА ФОРМУ ВОЛНЫ»

А. А. Тужилин

Письмо А. А. Сенкевича «Влияние конечности амплитуды излучателя звука на форму волны», опубликованное в вып. 1, т. 4. Акустического журнала за 1958 г., основано на неверных предположениях, приведших к неверному результату.

В этой работе рассматривается распространение звука от колеблющегося излучателя во втором акустическом (нелинейном) приближении, считая за первое приближение — линейную задачу. В таком случае нельзя предполагать, как это делает автор, что скорость перемещения возмущений в среде равна скорости звука. Кстати, автор не анализирует понятие скорости звука для гидродинамической задачи во втором акустическом приближении, хотя из его рассуждений видно, что под скоростью звука подразумевается скорость звука в неподвижной среде. В рассматриваемом случае понятие скорости звука в среде усложняется. Если даже откинуть все неравновесные процессы в среде (которые в первом приближении приводили к дисперсии), то и тогда скорость звука в среде зависит от скорости частиц: $c = c_0 + (\alpha - 1)v$, где $\alpha = \frac{c_0^4 \rho_0^3}{2} + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_s$ — характеристический параметр, появляющийся, когда рассматривают движение среды во втором акустическом приближении, c_0 — скорость звука в покоящейся среде, ρ_0 — плотность покоящейся среды, $V = 1/\rho$ — удельный объем, p — давление, v — скорость перемещения частичек среды.

Что же касается скорости перемещения возмущений в среде, то для нее в нелинейной акустике $u = c + v$, а во втором приближении $u = c_0 + \alpha v$.

Предположения А. А. Сенкевича о функции плотности $\rho(x, t)$ (см. формулу в работе) также не верны. Точное решение всей задачи легко получается из гидродинамических уравнений. Это решение дано у К. П. Станюковича в книге «Неустановившиеся движения сплошной среды», М., ГИТТЛ, 1955, стр. 207:

$$x = (v + c)\left(t - \frac{1}{\omega}\arccos\frac{v}{v_0}\right) + \frac{v_0}{\omega}\sqrt{1 - \frac{v^2}{v_0^2}}\ ^{*},$$

где под $\arccos v/v_0$ надо подразумевать многозначную функцию $\pm\arccos\frac{v}{v_0} + 2k\pi$: $-\pi \leqslant \arccos\frac{v}{v_0} \leqslant \pi$, k — любое целое число. Функция $\sqrt{1 - v^2/v_0^2}$ также многозначна; она меняет знак при прохождении точки o, т. е. при $|v| = v_0$.

Мгновенное значение плотности среды, как известно, имеет вид:

$$\rho = \rho_0 e^{\int \frac{dv}{c}}.$$

С точностью до членов второго порядка по v_0 можно получить правильные выражения для значений ρ и v:

$$v = v_0\cos(\omega t - kx) - \frac{\alpha k x v_0^2}{c_0}\cos(\omega t - kx)\sin(\omega t - kx) - \frac{v_0^2}{c_0}\sin^2(\omega t - kx),$$

где $k = \frac{\omega}{c_0}$.

$$\rho' = \rho - \rho_0 = \rho_0\frac{v_0}{c_0}\cos(\omega t - kx) - \rho_0\frac{\alpha k x v_0^2}{c_0^2}\cos(\omega t - kx)\cdot\sin(\omega t - kx) -$$

$$- \rho_0\frac{v_0^2}{c_0^2}\sin^2(\omega t - kx) + \rho_0\frac{2 - \alpha}{2}\frac{v_0^2}{c_0^2}\cos^2(\omega t - kx).$$

Видно, что эти выражения существенно отличаются от результатов, полученных А. А. Сенкевичем.

В самом деле у него: во-первых, получились не вторые гармоники, а колебания с удвоенной частотой при неизменной первоначальной длине волны; во-вторых, амплитуда второй гармоники постоянна, а не растет с расстоянием от излучателя; в-третьих, появляется член, не зависящий от времени, а только косинусоидально от расстояния от излучателя; но такой член во втором приближении, как неудовлетворяющий линейному уравнению (уравнению первого приближения), $\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0$, появиться не может.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
24 мая 1958 г.

---

* В книге в формулу вкралась опечатка: в члене $\sqrt{1 - v^2/v_0^2}$ вместо v стоит v_n, где $v_n = v_0\cos\omega t$ — скорость поверхности поршня.