

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

$$c' = c_t \sqrt{\frac{1 + 3\varepsilon^2}{\varepsilon^2}}, \quad (4)$$

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

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 $\varepsilon^2 \rightarrow 1$ 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. Тюткин. 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. Глицкий

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

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

где v_0 — молярный объем жидкости, находящейся в равновесии с насыщенным паром, v_H — 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 $v \rightarrow 0$, R — газовая постоянная, T — температура, m и n — показатели степени в интерполяционной формуле потенциальной энергии межмолеку-

лярного взаимодействия 1 моля жидкости $\Phi = \frac{A}{v^n} - \frac{B}{v^m}$.

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

$$\Phi_0 = 2\sigma N^{1/3} v_0^{2/3}, \quad (2)$$

где N — число Авогадро.

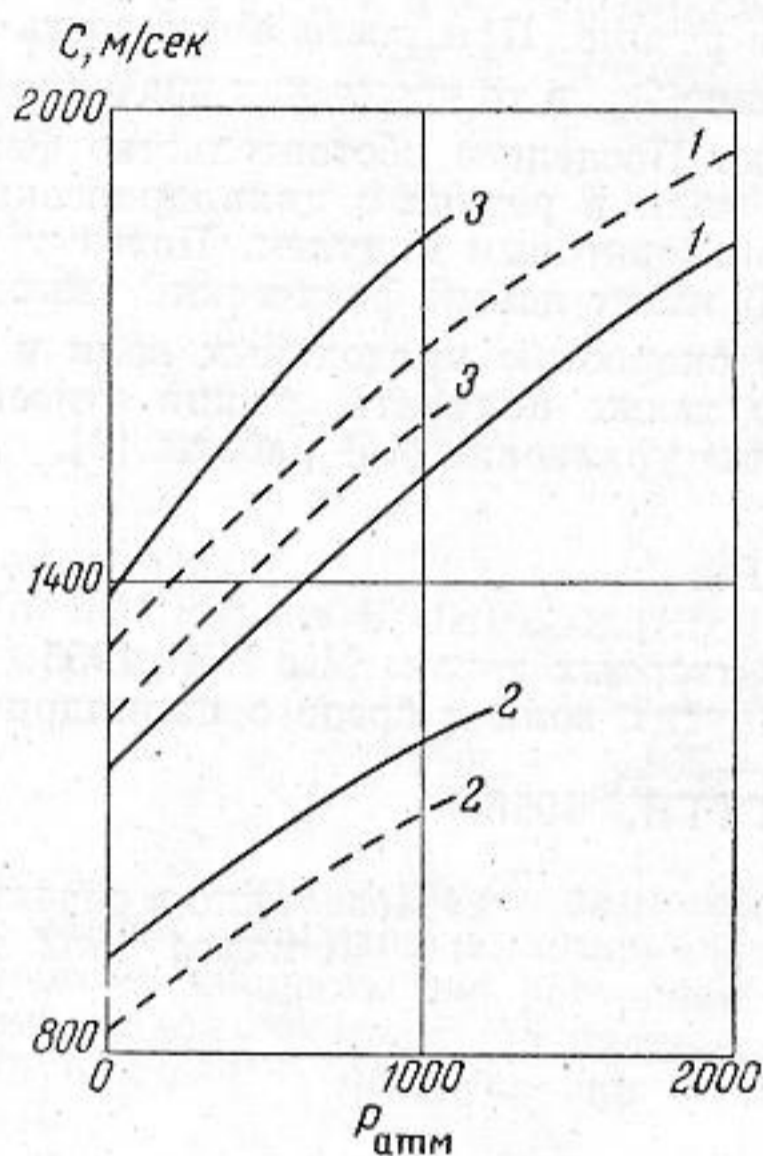
При $v_H = v_0$ формула (1) переходит в формулу для расчета скоростей звука в жидкостях по линии насыщения [2].

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-

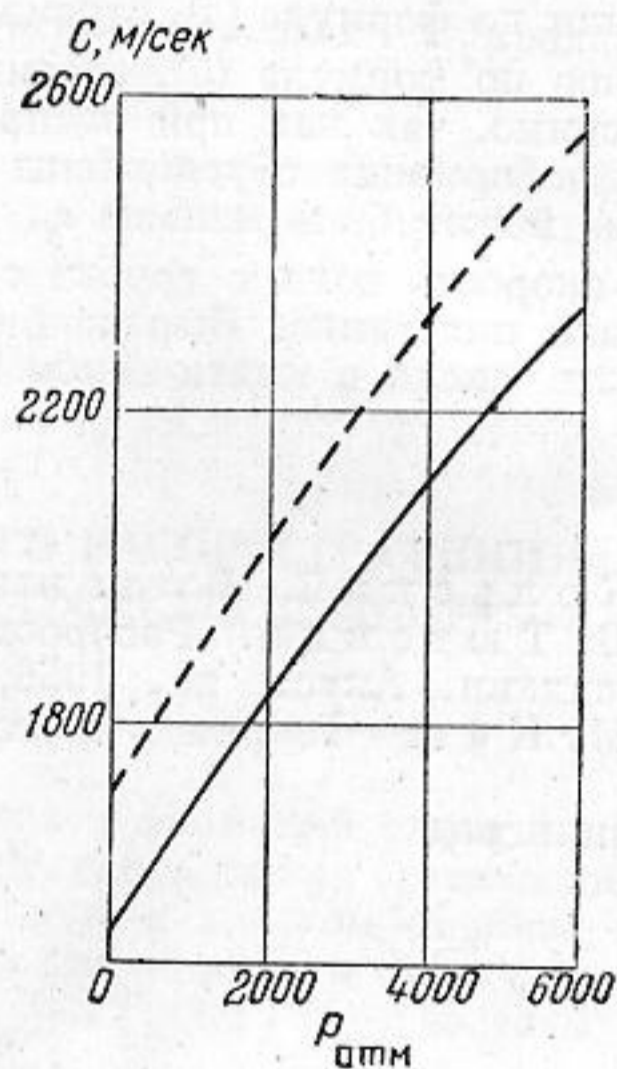
* Как видно из формулы (2), формула (4) справедлива уже для $\varepsilon^2 > 10 \mu/\lambda$.

ные кривые построены для тех же жидкостей по формуле (1). Для этилового спирта и бензола эти кривые относятся к температурам, имевшим место при эксперименте. Для четыреххлористого углерода расчетная кривая относится к 50° , так как необходимых данных для 20° найти не удалось. Вычисленные скорости отличаются от экспериментальных не более чем на 12% для этилового спирта и на 15% для бензола.

На фиг. 2 сплошная кривая изображает экспериментальную зависимость скорости звука в воде при 50° до давления в 6000 атм, взятую из [5]. Пунктирная кривая дает расчетные значения c по формуле (1), причем они отличаются от экспериментальных не более чем на 12%.



Фиг. 1



Фиг. 2

Необходимые данные для расчета кривых на фиг. 1 и 2 заимствованы из справочников Ландольта и Технической энциклопедии. Для воды были выбраны значения $n = 3$ и $m = 2$, а для остальных жидкостей $m = 14/3$ и $n = 3$ [2]. γ для воды была взята по имеющимся в литературе данным c_p и c_v , для остальных жидкостей было принято $\gamma = 1,4$ [2].

Обращает на себя внимание следующий факт. Если совместить начальные точки кривых фиг. 1 и 2 путем введения в первый член формулы (1) некоторого поправочного коэффициента, то согласно с опытом всей кривой оказывается хорошим. Для воды (фиг. 2) этот коэффициент оказывается равным $\sim 0,881$ и вычисленные значения c отличаются от экспериментальных не более чем на 3%. Подобным же образом коэффициенты могут быть введены для кривых 1 и 3 фиг. 1, а также при расчетах температурной зависимости c в жидкостях постоянной плотности.

Безусловно, что оправдать теоретически введение таких коэффициентов затруднительно. Возможно, что они учитывают различие в свойствах молекул внутри и на поверхности жидкости. Это различие в элементарной формуле (2) не отражается.

Однако подобный метод расчета скоростей звука в сжатых жидкостях может найти прикладное применение для предвычисления c . Действительно, коэффициенты могут быть найдены по начальной точке кривой, соответствующей жидкости в равновесии с ее насыщенным паром. А в этих условиях свойства жидкостей хорошо известны, либо же могут быть легко найдены экспериментально. Для расчета скоростей звука в жидкостях постоянной плотности в зависимости от температуры требуются, согласно формуле (1), только их свойства по линии насыщения [1], а для расчета зависимости c от давления при постоянной температуре требуются, кроме того, данные по зависимости плотности от давления. Последние имеются в литературе для многих жидкостей [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Г л и н с к и й. О температурной зависимости скорости ультразвука в жидкостях при постоянной плотности. Сб. «Примен. ультраакустики к исслед. вещества», М., МОПИ, 1961, 3, 193—197.
2. Б. Б. К у д р я в ц е в. Скорость звука в индивидуальных жидкостях и жидких смесях. Акуст. ж., 1956, 2, 1, 39—50.

3. Л. Ф. В е р е щ а г и н, Н. А. Ю з е ф о в и ч. Измерение скорости звука в жидкостях под давлением до 2500 атм оптическим методом. Ж. эксп. и теор. физ., 1958, 34, 2, 534—536.
4. J. F. M i f s u d, A. W. N o l l e. Velocity and absorption of ultrasonic waves in several nonassociated liquids under high pressure. J. Acoust. Soc. America, 1956, 28, 3, 469—477.
5. Л. Б е р г м а н. Ультразвук. М., ИЛ, 1956, стр. 259.
6. L a n d o l t - B ö r n s t e i n. Physikalisch — chemische Tabellen, 1935, I, 89—92.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
16 января 1962 г.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕВОЙ ПОПРАВКИ ЩЕЛИ, ПОСТАВЛЕННОЙ ПОПЕРЕК ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ТРУБЫ

Е. М. Грешилов

При нахождении концевой поправки часто предполагают поршневое распределение скорости в отверстии диафрагмы. Представляет интерес выяснить, насколько это предположение точно.

Известно, что определение концевой поправки связано с решением задачи о влиянии диафрагмы в волноводе на распространение звука в нем. Математическая формулировка задачи о распространении плоской звуковой волны в прямоугольном волноводе и плоской электромагнитной волны магнитного типа между двумя бесконечными плоскостями оказывается эквивалентной.

Используя метод, изложенный в работе [1], можно приближенно (в квазистатическом приближении) рассчитать распределение колебательной скорости в плоскости диафрагмы и получить выражение для концевой поправки щели. Из решения задачи следует, что в отверстии симметрично расположенной щели в случае длинных волн устанавливается следующее распределение амплитуды колебательной скорости $f(x)$ (амплитуда плоской волны, падающей на щель, равна единице)

$$f(x) = \sin \pi x / b (\sin^2 \pi \beta / 2\beta - \cos^2 \pi x / b)^{-1/2},$$

$$\frac{b - \beta}{2} \leq x \leq \frac{b + \beta}{2}, \quad (1)$$

где b — ширина волновода, β — ширина щели, в середине щели $x = b/2$ и $f(x) = (\sin \pi \beta / 2b)^{-1}$, на краях щели $x = b - \beta/2$, $b + \beta/2$ и $f(x) = \infty$. Бесконечность скорости на краях щели объясняется тем, что при выводе пренебрегалось действием вязкости.

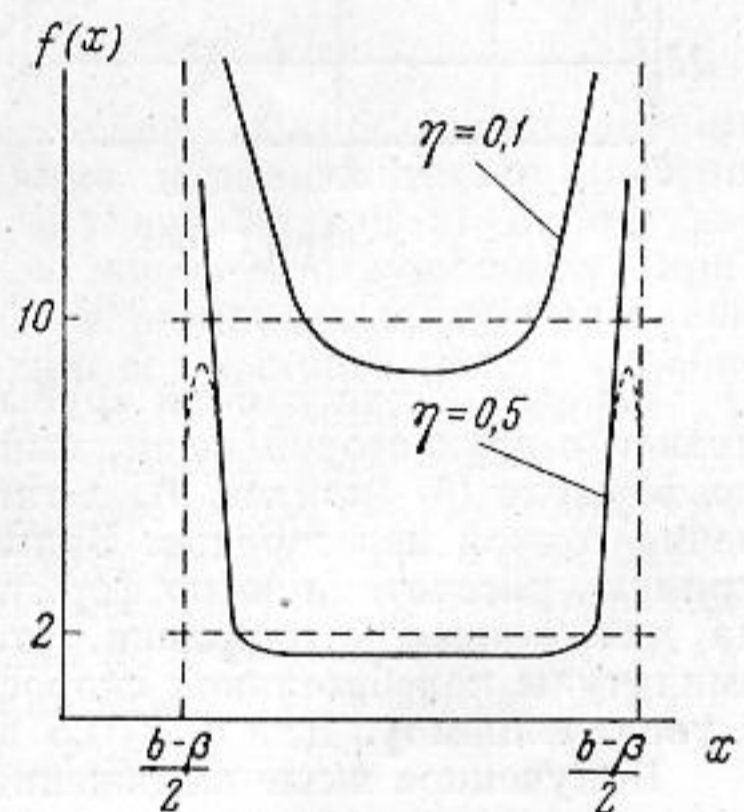
На фиг. 1 приведены графики $f(x)$ для $\eta = \beta/b = 0,1$; $\eta = 0,5$. Горизонтальные штриховые линии дают значения величины $1/\eta$, которая выражает амплитуду колебательной скорости в предположении поршневого распределения скорости.

Вследствие наличия вязкости колебательная скорость на краях щели равна и следует считать, что на расстоянии вязкой волны от края щели действием вязкости можно пренебречь. На фиг. 1 пунктирной кривой дан качественный характер распределения $f(x)$ при наличии вязкости.

Полученному распределению скорости соответствует концевая поправка (с одной стороны)

$$\delta = \frac{b\eta}{\pi} \cdot \ln \left(\operatorname{cosec} \frac{\pi}{2} \eta \right). \quad (2)$$

Отметим, что волновое уравнение для бесконечно длинных волн переходит в уравнение Лапласа $\Delta \varphi = 0$. В этом случае звуковое поле определяется уравнением для течения идеальной несжимаемой жидкости. Гуревич [2], решая уравнение Лапласа методом конформного преобразования, исследовал обтекание решеток. Результат расчета Гуревича может быть использован для определения концевой поправки щели в прямоугольном экране. Расчеты показывают, что из решения Гуревича получается концевая поправка для бесконечно тонкого экрана, также определяемая формулой (2).



Фиг. 1