АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том VIII 1962 Вып. 2

О ЗАТУХАНИИ ЗВУКА В ЭМУЛЬСИЯХ

И. А. Ратинская

Проводится обобщение существующих формул для затухания звука в эмульсиях на случай жидких капель. Даются результирующие формулы для того случая, когда размеры капли много меньше длины падающей волны и много больше длины вязких волн. Численный расчет на основании этих формул показывает, что вклад колебаний, связанных с изменением формы капель, в том числе резонансного колебания пренебрежимо мал. Это исключает предположение Алинсона и Ричардсона о возможном объяснении полученных ими экспериментальных данных. Показано, что учет термических эффектов позволяет объяснить эти данные.

1. Как известно, в эмульсии одной жидкости в другой должно наблюдаться дополнительное затухание звука (сравнительно с затуханием, вызванным поглощением в содержащей среде), обусловленное частично рассеянием звука на капельках эмульсии, а частично вязким поглощением вблизи капелек. Для того случая, когда эффект обусловлен различием плотности жидкостей, а шарики можно считать твердыми, результирующее затухание было рассчитано в работах [1,2]. (См. также первую попытку расчета в работе [3]). Обобщение формул для затухания на случай жидких капель с учетом вязкости и теплопроводности проводится в работах [4,5]. Однако в этих работах общие результаты доведены до конкретных формул, удобных для употребления, лишь для случая аэрозолей [4,5] и капель, малых по сравнению с вязкими волнами [5].

До последнего времени экспериментальный материал по затуханию звука в эмульсиях был весьма не богат. Нам известны лишь работы [1, 6] по измерению поглощения в эмульсии ртути в воде при концентрации $4 \cdot 10^{-5}$ на различных частотах и работа [7], в которой дается поглощение в эмульсиях ртути в воде и бромоформа в воде при частоте 15 *мггц* и при различных концентрациях.

Экспериментальные данные, полученные в этих работах, находятся в хорошем согласии с работами [1, 2].

В 1958 г. появилась экспериментальная работа [8], в которой даны коэффициенты поглощения звука в эмульсиях бензола в воде, воды в бензоле и в некоторых других эмульсиях. В этих эмульсиях плотности содержащей и диспергированной жидкостей были близки друг к другу и, следовательно, ожидаемое дополнительное затухание было мало. Оказалось, однако, что полученное экспериментально значение затухания более чем на порядок превосходит затухание, рассчитанное согласно работам [1, 2]. Авторы предположили, что повышенное затухание можно объяснить, если учесть, что диспергированное вещество жидкое и рассмотреть колебания капель типа капиллярных волн. Они исходили при этом из того, что по теореме Рэлея [9] любой простой резонатор, малый по сравнению с длиной волны, рассеивает на резонансной частоте одно и то же количество энергии из падающей волны. Ввиду большого числа собственных колебаний капельки (типа капиллярных волн) при высокой частоте падающей волны всегда найдется колебание, близкое к резонансу. Никаких расчетов этого эффекта, однако, в работе [8] не имеется. Таким образом, вопрос остался не выясненным до конца. В связи с этим, в настоящей работе дано обобщение исследования [1—3] на случай жидких капель и учтены все потери энергии волны, которые могут быть вызваны как рассеянием, так и вязким поглощением на всех видах колебаний капель. Оказалось, что все эти потери значительно меньше потерь, наблюдаемых на опыте и, следовательно, предположение, выдвинутое в работе [8], несостоятельно. Далее в настоящей работе показано, что расхождение между теорией и экспериментом удается устранить, если принять во внимание термические эффекты, неучтенные авторами работы [8].

2. Начнем с обобщения существующих формул для затухания звука в эмульсиях на случай жидких капель. Под влиянием падающей плоской звуковой волны капля диспергированной жидкости приходит в колебательное движение, общий вид которого дается выражением

$$r(\theta, t) = a + \sum_{n=0}^{\infty} a_n(t) P_n(\cos\theta), \tag{1}$$

где a_n — периодические функции времени, $P_n(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра, a — радиус шарика, $r(\theta, t)$ — расстояние от начала координат до поверхности шарика; амплитуды колебаний будем считать малыми по сравнению с длиной капиллярной волны. Начало координат связано с центром неподвижного шарика. Номер $n = 0$ соответствует сферически-симметричным колебаниям капли, $n = 1$ — движению капли как целого, номера $n > 1$ соответствуют колебаниям, связанным с изменением формы. Затухание, создаваемое рассеянием на шариках эмульсии и вязкими потерями, рассчитанное на одну длину волны и на единицу концентрации, дается выражением:

$$\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha_n\lambda}{\varepsilon}, \tag{2}$$

где α_n — коэффициент добавочного затухания волны в эмульсии при наличии только данного типа колебаний капель, λ — длина волны, ε — относительный объем, занятый диспергированной жидкостью.

Расчет проводится при следующих предположениях: а) длина падающей волны много больше размеров капель, б) длина вязкой волны мала по сравнению с размерами капель, в) взаимным влиянием капель друг на друга можно пренебречь.

В дальнейшем мы будем пользоваться следующими обозначениями: ω — частота, ρ — плотность, c — скорость звука, T — коэффициент поверхностного натяжения, η — сдвиговая вязкость, ζ — объемная вязкость; индекс 1 относится к содержащей среде, индекс 2—к диспергированной.

Пусть на каплю эмульсии падает плоская волна с потенциалом скорости $\Psi = e^{-i\frac{\omega}{c_1}z + i\omega t}$. Скорость, обусловленную полем, рассеянным каплей, представим в виде $\mathbf{u} = \operatorname{grad}\Psi_1 + \operatorname{rot}\mathbf{A}_1$, где член с ротором появляется вследствие вязкости среды. Скалярный и векторный потенциалы Ψ_1 и $\mathbf{A}_1$ будем искать в виде

$$\Psi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} L_n h_n(k_1 r) P_n(\cos\theta),$$

$$\mathbf{A}_1 = \mathbf{e}_\varphi \sum_{n=1}^{\infty} \Lambda_n h_n(\varkappa_1 r) P_n^1(\cos\theta), \text{ где } k_1^2 = \frac{\omega^2}{c_1^2 + \dfrac{i\omega\left(\zeta_1 + \frac{4}{3}\eta_1\right)}{\rho_1}};$$

$$\varkappa_1^2 = -\frac{i\omega\rho_1}{\eta_1}.$$

Скорость внутри капли представим в виде $\mathbf{u} = \operatorname{grad} \Psi_2 + \operatorname{rot} \mathbf{A}_2$, где Ψ_2 и $\mathbf{A}_2$ будем искать в виде

$$\Psi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} F_n j_n (k_2 r) P_n (\cos \theta),$$

$$\mathbf{A}_2 = \mathbf{e}_\varphi \sum_{n=1}^{\infty} \Omega_n j_n (\varkappa_2 r) P_n^1 (\cos \theta), \text{ где } k_2^2 = \frac{\omega^2}{c_2^2 + \dfrac{i\omega\left(\zeta_2 + \frac{4}{3}\eta_2\right)}{\rho_2}},$$

$\varkappa_2^2 = -\dfrac{i\omega\rho_2}{\eta_2}$, где j_n, h_n — сферические функции Бесселя и Ханкеля 2-го рода, $\mathbf{e}_\varphi$ — единичный вектор в φ-направлении.

Граничные условия на поверхности капли имеют вид:

$$u_{r_{\text{пад}}} + u_{r_1} = u_{r_2}; \qquad u_{\theta_{\text{пад}}} + u_{\theta_1} = u_{\theta_2};$$

$$\sigma_{rr_{\text{пад}}} + \sigma_{rr_1} = \sigma_{rr_2} + F; \; \sigma_{r\theta_{\text{пад}}} + \sigma_{r\theta_1} = \sigma_{r\theta_2}.$$

Здесь F — давление, обусловленное поверхностным натяжением капли, форма которой задана выражением (1), и равное

$$F = T \left\{ \frac{2}{a} - \frac{2a_0}{a^2} + \frac{1}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n (n-1)(n+2) P_n (\cos \theta), \right.$$

где $u_{r_{\text{пад}}}$, $u_{\theta_{\text{пад}}}$ — нормальная и касательная компоненты скорости, обусловленные падающей волной, $\sigma_{rr_{\text{пад}}}$, $\sigma_{r\theta_{\text{пад}}}$ — соответствующие напряжения, связанные с акустическим давлением и вязкими напряжениями соотношением $\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + \sigma'_{ik}$, u_{r_1}, u_{θ_1}, σ_{rr_1}, $\sigma_{r\theta_1}$ — скорости и напряжения, обусловленные полем, рассеянным каплей, u_{r_2}, u_{θ_2}, σ_{rr_2}, $\sigma_{r\theta_2}$ — аналогичные величины внутри капли. Подставляя в граничные условия общие выражения для Ψ_1, Ψ_2, $\mathbf{A}_1$, $\mathbf{A}_2$, найдем коэффициенты, позволяющие выразить добавочное поглощение на длину волны и на единичную концентрацию следующим образом:

$$\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon} = -\frac{3\pi}{\left(\frac{\omega a}{c_1}\right)^3} \sum_{n=0}^{\infty} \operatorname{Re}[i^n L_n],$$

$$\frac{\alpha_n\lambda}{\varepsilon} = -\frac{3\pi}{\left(\frac{\omega a}{c_1}\right)^3} \operatorname{Re}[i^n L_n].$$

Знак добавочного поглощения $\alpha_n\lambda/\varepsilon$ определяется свойствами жидкостей, составляющих эмульсию, т. е. учитывает увеличилось ли поглощение в эмульсии сравнительно с поглощением в содержащей среде или уменьшилось.

Рассмотрим последовательно слагаемые суммы (2). При $n = 0$ затухание $(\alpha_0\lambda/\varepsilon)$ можно выразить следующей формулой:

$$\frac{\alpha_0\lambda}{\varepsilon} = \frac{\pi\left(\frac{\omega a}{c_1}\right)^3 (\rho_2 c_2^2 - \rho_1 c_1^2)^2}{3(\rho_2 c_2^2)^2} - \frac{4}{3}\frac{\pi\omega\eta_1(\rho_2 c_2^2 - \rho_1 c_1^2)}{\rho_2 c_2^2}\left(1 + \frac{3}{2}\frac{\rho_2 c_2^2}{\rho_1 c_1^2}\right) +$$

$$+ \frac{\pi\omega\zeta_2\rho_1 c_1^2}{(\rho_2 c_2^2)^2} + \frac{\pi\omega\zeta_1}{2\rho_2 c_2^2}\left(1 - 3\frac{\rho^2 c_2^2}{\rho_1 c_1^2}\right). \tag{3}$$

Если $(\rho_2 c_2^2 - \rho_1 c_1^2)$, $(\rho_1 c_1^2 - 3\rho_2 c_2^2)$, $\rho_2 c_2^2$, $\rho_1 c_1^2$ — величины одного порядка, как это имеет место для эмульсий, представленных ниже в таблице, то все другие слагаемые в выражении $\alpha_0\lambda/\varepsilon$ малы по сравнению с выписанными членами. Первое слагаемое в формуле (3) связано с обычным рассеянием за счет различия сжимаемостей $1/\rho_1 c_1^2$, $1/\rho_2 c_2^2$, второе слагаемое появляется за счет сдвиговой вязкости, два следующих члена дают поглощение, связанное объемной вязкостью. Если бы сжимаемости жидкостей были бы одинаковыми, то поглощение, связанное с объемной вязкостью, имело бы вид $\pi\omega(\zeta_2-\zeta_1)/\rho c^2$, т. е. было бы положительным, если диспергированная жидкость обладает большей объемной вязкостью и отрицательным в обратном случае.

Перейдем к случаю $n = 1$. Для жидкостей с различными плотностями $\left(\left|\frac{\rho_1-\rho_2}{\rho_1+\rho_2}\right| \sim 1\right)$ выражение для $\alpha_1\lambda/\varepsilon$ имеет следующий вид:

$$\frac{\alpha_1\lambda}{\varepsilon} = 9\pi \frac{\sqrt{\dfrac{\rho_2\eta_2}{\rho_1\eta_1}}}{1+\sqrt{\dfrac{\rho_2\eta_2}{\rho_1\eta_1}}} \frac{(\rho_1-\rho_2)^2}{(\rho_1+2\rho_2)^2} \times$$

$$\times \frac{1}{a\sqrt{\dfrac{\omega\rho_1}{2\eta_1}}} - \frac{9\pi}{2}\frac{\rho_1-\rho_2}{\rho_1+2\rho_2}\cdot\frac{\omega\zeta_1}{\rho_1 c_1^2}. \quad (4)$$

Формула (4) обобщает формулу

$$\frac{\alpha_1\lambda}{\varepsilon} = 9\pi\frac{(\rho_1-\rho_2)^2}{(\rho_1+2\rho_2)^2}\cdot\frac{1}{a\sqrt{\dfrac{\omega\rho_1}{2\eta_1}}}, \quad (5)$$

выведенную в работах [1—3] для твердых шариков на случай жидких капель и переходит в нее при больших $\sqrt{\rho_2\eta_2/\rho_1\eta_1}$ и $\zeta_1 = 0$. По формуле (4) с точностью до членов порядка 10^{-3} включительно, можно оценить величину $\alpha_1\lambda/\varepsilon$ для эмульсий, исследованных в работе [8], у которых $\left|\frac{\rho_1-\rho_2}{\rho_1+\rho_2}\right| \sim a\sqrt{\frac{\omega\rho_1}{2\eta_1}} \sim \left(\frac{\omega a}{c_1}\right)^2 \sim 10^{-1}$. Эта оценка показывает, что величина $\alpha_1\lambda/\varepsilon$ у эмульсий, исследованных в работе [8], мала по сравнению с измеренным затуханием.

Рассмотрим теперь случай $n > 1$. Номер $n_{\text{рез}}$ колебания, для которого резонансная частота совпадает с частотой падающей волны, находится из формулы

$$\omega^2 = \frac{T n_{\text{рез}}(n_{\text{рез}}-1)(n_{\text{рез}}+1)(n_{\text{рез}}+2)}{a^3[n_{\text{рез}}\rho_1 + (n_{\text{рез}}+1)\rho_2]}. \quad (6)$$

Тип эмульсии	Частота, *мгц*	Средний по объему радиус частиц, μ	$\alpha\lambda/\varepsilon$, рассчитанное по формуле (5)	$\frac{\alpha_0\lambda}{\varepsilon}$	$\frac{\alpha_1\lambda}{\varepsilon}$	$\frac{\alpha_2\lambda}{\varepsilon}$	$\left(\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon}\right)_{\text{терм}}$	$\left(\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon}\right)_{\text{эксп}}$	$\left(\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon}\right)_{\text{теор}}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Эмульсия бензола в воде	2	5	$2,3\cdot10^{-3}$	$5,0\cdot10^{-3}$	$1,3\cdot10^{-3}$	$4,6\cdot10^{-6}$	$5,6\cdot10^{-2}$	$5,0\cdot10^{-2}$	$6,2\cdot10^{-2}$
»	4	5	$1,8\cdot10^{-3}$	$1,0\cdot10^{-2}$	$9,1\cdot10^{-4}$	$1,2\cdot10^{-5}$	$4,0\cdot10^{-2}$	$5,0\cdot10^{-2}$	$5,1\cdot10^{-2}$
»	6	5	$1,4\cdot10^{-3}$	$1,5\cdot10^{-2}$	$7,0\cdot10^{-4}$	$2,2\cdot10^{-5}$	$3,2\cdot10^{-2}$	$3,6\cdot10^{-2}$	$4,8\cdot10^{-2}$
»	10	5	$1,1\cdot10^{-3}$	$2,5\cdot10^{-2}$	$4,9\cdot10^{-4}$	$4,2\cdot10^{-2}$	$2,5\cdot10^{-2}$	$7,1\cdot10^{-2}$	$5,0\cdot10^{-2}$
Эмульсия воды в бензоле	3	5	$2,1\cdot10^{-3}$	$-5,2\cdot10^{-3}$	$1,7\cdot10^{-3}$	$2,2\cdot10^{-6}$	$2,7\cdot10^{-2}$	$5,0\cdot10^{-2}$	$2,4\cdot10^{-2}$
»	4	5	$1,8\cdot10^{-3}$	$-6,7\cdot10^{-3}$	$1,8\cdot10^{-3}$	$4,3\cdot10^{-6}$	$2,3\cdot10^{-2}$	$3,5\cdot10^{-2}$	$1,8\cdot10^{-2}$
»	6	5	$1,4\cdot10^{-3}$	$-1,0\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-3}$	$1,0\cdot10^{-5}$	$1,9\cdot10^{-2}$	$4,7\cdot10^{-2}$	$1,1\cdot10^{-2}$
Эмульсия ртути в воде	15	1,6	$5,3\cdot10^{-1}$	$6,4\cdot10^{-4}$	$4,2\cdot10^{-1}$	$1,9\cdot10^{-4}$	$1,1\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{-1}$	$4,2\cdot10^{-1}$

При $n \ll n_{\text{рез}}$ и при тех же условиях, при которых справедлива формула (4), $\frac{\alpha_n \lambda}{\varepsilon}$ выражается следующим образом:

$$\frac{\alpha_n \lambda}{\varepsilon} = \frac{3\pi \left(\frac{\omega a}{c_1}\right)^{2n-2}}{[(2n-1)!!]^2} \left\{ \frac{(2n+1)\cdot n\,(n+1)}{2a\sqrt{\frac{\omega\rho_1}{2\eta_1}}} \frac{(\rho_1-\rho_2)^2}{[n\rho_1+(n+1)\,\rho_2]^2} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\rho_2\eta_2}{\rho_1\eta_1}}}{1+\sqrt{\frac{\rho_2\eta_2}{\rho_1\eta_1}}} - \right.$$

$$\left. - \frac{(2n+1)}{2} \frac{n\,(\rho_1-\rho_2)}{n\rho_1+(n+1)\,\rho_2} \frac{\omega\zeta_1}{\rho_1\, c_1^2} \right\}. \tag{7}$$

Для эмульсий, исследованных в работе [8], эта формула позволяет оценить порядок величины $\alpha_n\lambda/\varepsilon$. Как показывает оценка, $\alpha_2\lambda/\varepsilon$, а тем более затухание следующих номеров, мало по сравнению с затуханием, измеренным в работе [8]. Затухание при $n = n_{\text{рез}}$ для эмульсий, собранных в таблице, можно оценить из соотношения

$$\frac{\alpha_{n_{\text{рез}}} \lambda}{\varepsilon} = \frac{3\pi \left(\frac{\omega a}{c_1}\right)^{2n_{\text{рез}}}}{[(2n_{\text{рез}}-1)!!]^2} M,$$

где M — величина порядка меньше 10^4. Ввиду того, что $n_{\text{рез}}$ велико (для эмульсий, указанных в таблице, при частотах порядка единиц *мггц* $n_{\text{рез}} \sim 10$), а $\omega a/c_1$ — малая величина, затухание при $n = n_{\text{рез}}$ будет пренебрежимо мало (меньше 10^{-22}).

Таким образом, механизм избыточного затухания, предложенный в работе [8], не может объяснить результаты эксперимента.

3. Результаты эксперимента, приведенные в работе [8], удается объяснить если принять в расчет термические эффекты, неучтенные в этой работе. В самом деле, кроме рассмотренного механизма избыточного затухания, связанного с рассеянием и вязким поглощением, существует еще один механизм избыточного затухания, обусловленный теплообменом между содержащей жидкостью и капельками эмульсии, температура которых по разному изменяется при адиабатических сжатиях и разрежениях [10]*. При $a\sqrt{\omega\rho_2 C_{p_2}/2\,\varkappa_2} \gg 1$ (что выполняется для всех эмульсий, приведенных в таблице) и малых концентрациях термическое поглощение дается формулой:

$$\left(\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon}\right)_{\text{терм}} = \frac{3\pi\theta\rho_1 c_1^2}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{\omega}\cdot a} \left(\frac{\beta_2}{\rho_2 C_{p2}} - \frac{\beta_1}{\rho_1 C_{p1}}\right)^2 \times$$

$$\times \frac{(\varkappa_1\cdot\varkappa_2\cdot\rho_1\cdot\rho_2\cdot C_{p1}\cdot C_{p2})^{1/2}}{(\varkappa_1\rho_1 C_{p1})^{1/2} + (\varkappa_2\rho_2 C_{p2})^{1/2}}, \tag{8}$$

где C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\varkappa$ — температуропроводность, θ — абсолютная температура, β — коэффициент теплового расширения.

---

* Пользуясь случаем, заметим, что в работе [10] имеются неточности в некоторых формулах. Правильная формула для c при $nh \gg 1$ (стр. 911) имеет вид:

$$c = c_{\text{лл}}\,[1 - \theta\, c_{\text{лл}}{}^2\,(\alpha_1-\alpha_2)/16nh\, C_p]$$

и формула для δ для эмульсии со сферическими частицами при $nR \ll 1$ (стр. 912) будет

$$\delta = \frac{1}{6\varkappa_1}\,\varepsilon\cdot\theta\cdot c_{\text{лл}}\,\rho\cdot\rho_1^2\, C_{p_1}^{\ 2} R^2\ \ \omega^2\left(\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2}+\frac{1}{5}\right)\left(\frac{\alpha_1}{\rho_1 C_{p_1}} - \frac{\alpha_2}{\rho_2 C_{p_2}}\right)^2.$$

Кроме того, формула для $\omega_{\text{крит}}$ на стр. 908 должна быть записана в виде

$$\omega_{\text{крит}} = \frac{2\varkappa}{\rho C_p a^2}.$$

По формуле (8) был проведен расчет и соответственные данные вместе с остальными теоретически рассчитанными компонентами затухания, а также экспериментальными данными сведены в таблицу.

В таблице представлены экспериментальные данные, заимствованные из работ [7, 8] (9 столбец) и величины $\alpha_0\lambda/\varepsilon$, $\alpha_1\lambda/\varepsilon$, $\alpha_2\lambda/\varepsilon$, рассчитанные соответственно по формулам (3), (4), (7) (5—7 столбцы таблицы). В 4 столбце приводится затухание, рассчитанное по формуле (5). Ранее мы видели, что вклад резонансного колебания в затухание пренебрежимо мал. Вклад квадрупольного колебания $\alpha_2\lambda/\varepsilon$ также мал. Вклад колебаний более высоких номеров еще меньше, чем вклад квадрупольного колебания. Таким образом, затухание, связанное с колебаниями формы у эмульсий, исследованных в работе [8], составляет пренебрежимо малую часть общего затухания и, вопреки предположениям авторов этой работы, объяснить экспериментальные результаты не может. Значения $(\alpha\lambda/\varepsilon)_{\text{терм}}$, рассчитанные по формуле работы [10], приведены в 8 столбце таблицы. Наконец, в 10 столбце таблицы приведено полное теоретическое затухание

$$\left(\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon}\right)_{\text{теор}} = \frac{\alpha_0\lambda}{\varepsilon} + \frac{\alpha_1\lambda}{\varepsilon} + \frac{\alpha_2\lambda}{\varepsilon} + \left(\frac{\alpha\lambda}{\varepsilon}\right)_{\text{терм}}.$$

Данные 9 и 10 столбцов удовлетворительно совпадают между собой и поэтому можно считать, что наблюденное избыточное затухание действительно обусловлено термическим поглощением.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Рытов, В. В. Владимирский, М. Д. Галанин. Распространение звука в дисперсных системах. Ж. эксперим. и теор. физ., 1938, 8, 5, 614—621.
2. В. В. Владимирский. К теории распространения звука в дисперсных системах. Научн. сб. студентов МГУ, Физика, 1939, **10**, 5—30.
3. C. J. T. Sewell. 1910, Phil. Trans. Roy. Soc., A 210, 239.
4. P. S. Epstein, R. R. Carhart. The absorption of sound in suspensions and emulsions. I. Water fog in air. J. Acoust., Soc., America, 1953, **25**, 3, 553—565.
5. P. S. Epstein. On the absorption of sound waves in suspensions and emulsions. Theodore von Kármán Anniversary Volume, Pasadena, California, 1941, 162—188.
6. В. В. Владимирский, М. Д. Галанин. Поглощение ультразвука в водной эмульсии ртути. Ж. эксперим. и теор. физ., 1939, **9**, 233—236.
7. R. I. Urick, W. S. Ament. Propagation of sound in composite media. J. Acoust. Soc. America, 1949, **21**, 2, 115—119.
8. P. A. Allinson, E. G. Richardson. The propagation of ultrasonics in suspensions of liquid globules in another liquid. Proc. Phys. Soc., 1958, **72**, 5, № 467, 833—840.
9. Рэлей. Теория звука, т. II. М., 1955, стр. 276.
10. М. А. Исакович. О распространении звука в эмульсиях. Ж. Эксперим. и теор. физ., 1948, **18**, 10, 907—912.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
21 марта 1961 г.