ЛИТЕРАТУРА

1. *R. P. Feynman.* Atomic theory of two – fluid model of liquid He. Phys. Rev., 1954, *94*, 1, 262–279.
2. *Л. П. Питаевский.* К выводу формулы для энергетического спектра жидкого He^4. ЖЭТФ, 1956, *31*, 3(9), 536–537.
3. *В. Е. Захаров.* Гамильтонниановский формализм для гидродинамических моделей плазмы. ЖЭТФ, 1971, *60*, 5, 1714–1727.
4. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Статистическая физика, М., «Наука», 1971.
5. Физика простых жидкостей, статистическая теория. Под ред. Г. Темперли, Дж. Роулинсона, Дж. Рашбрука, М., «Мир», 1971.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедра акустики

Поступила
29 марта 1974 г.

УДК 534.833

О РЕЗОНАНСНЫХ ОТРАЖАТЕЛЯХ ЗВУКА В ВОЛНОВОДЕ

А. Д. Лапин

Для уменьшения передачи звука низкой частоты по волноводу часто применяют резонансные отражатели [1–3], представляющие собой резонансную систему, акустически присоединенную к волноводу. Эффективными резонансными отражателями являются объемный резонатор, участок стенки волновода, характеризуемый импедансом упругого типа, упругая пластина, закрывающая вырез в стенке, и т. п.

В литературе по звукоизоляции часто встречается утверждение, что резонансная система является эффективным отражателем звука лишь в узком (по сравнению с длиной волны звука) волноводе. В настоящей работе показано, что при определенной структуре падающего поля резонансная система является эффективным отражателем звука и в широком волноводе.

Рассмотрим волновод с круговым сечением; направим ось z цилиндрической системы координат r, φ, z по его оси. Будем считать, что стенка $r=R$ волновода характеризуется реактивным импедансом Z_0 при $|z|<l$ и является абсолютно жесткой при $|z|>l$. Пусть из полуволновода $z<-l$ на полуволновод $z>-l$ падает гармоническая звуковая волна с потенциалом $\Phi^{(0)}$. Найдем рассеянное поле Φ в волноводе обусловленное импедансным участком. Мы будем предполагать, что длина этого участка мала по сравнению с длиной волны звука.

Выберем в качестве падающего поля нормальную волну с индексами (g, s), имеющую единичную амплитуду. Для волновода с жесткими стенками эта волна имеет вид

$$\Phi^{(0)}(r, \varphi, z)=J_g(\varkappa_{gs}r)\cos(g\varphi)\exp\left(i\sqrt{k^2-\varkappa_{gs}^2}\,z\right), \tag{1}$$

где J_g – функция Бесселя g-го порядка, k – волновое число, $\varkappa_{00}=0$, $\varkappa_{gs}=\mu_{gs}/R$, μ_{gs} – s-й положительный корень уравнения

$$J_g'(\mu)=0 \quad (g=0, 1, 2, 3, \ldots;\ s=1, 2, 3, \ldots).$$

В рассматриваемой задаче рассеяние звука происходит на осесимметричном препятствии, поэтому рассеянное поле Φ будет иметь ту же зависимость от угла, что и падающее поле $\Phi^{(0)}$.

Звуковое поле в волноводе при $|z|<l$ удовлетворяет граничному условию

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_{r=R}=ik\frac{\rho c}{Z_0}\left[\Phi^{(0)}(R, 0, z)+\Phi(R, 0, z)\right]\cos(g\varphi), \tag{2}$$

где ρ и c – соответственно плотность среды и скорость звука в ней. При малой (по сравнению с длиной волны звука) длине импедансного участка соотношение (2) можно приближенно представить в виде

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_{r=R}=ik\frac{\rho c}{Z_0}\left[\Phi^{(0)}(R, 0, 0)+\Phi(R, 0, 0)\right]\cos(g\varphi) \quad \text{при} \quad |z|<l. \tag{3}$$

Рассеянное поле в волноводе можно вычислить следующим способом. Найдем решение уравнения Гельмгольца, удовлетворяющее граничному условию

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_{r=R}=\begin{cases} v\cos(g\varphi) & |z|<l \\ 0 & |z|>l \end{cases} \tag{4}$$

и условию излучения; величину v выберем таким образом, чтобы это решение удовлетворяло и граничному условию (3). Тогда мы получим (в первом приближении по kl) рассеянное поле.

Звуковое поле в волноводе, создаваемое сторонними источниками объемной скорости (4), можно найти методом, аналогичным изложенному в работе [4]. Выполнив соответственные вычисления, получим

(5) $$\Phi(r,\varphi,z)=\sum_n \frac{2vJ_g(\varkappa_{gn}r)\cos(g\varphi)}{R\theta_n\xi_{gn}^2J_g''(\varkappa_{gn}R)}\{1-\exp(i\xi_{gn}l)\cos(\xi_{gn}z)\} \quad \text{при} \quad |z|<l,$$

(6) $$\Phi(r,\varphi,z)=\sum_n A_{gn}J_g(\varkappa_{gn}r)\cos(g\varphi)\exp(\pm i\xi_{gn}z) \qquad \text{при} \qquad |z|>l,$$

где

(7) $$A_{gn}=-\frac{i2v\sin(\xi_{gn}l)}{R\theta_n\xi_{gn}^2J_g''(\varkappa_{gn}R)},$$

$$\xi_{gn}=\sqrt{k^2-\varkappa_{gn}^2},\quad \theta_0=2,\quad \theta_n=1 \quad \text{при } n\neq 0.$$

В формулах (5), (6) и далее суммирование по n производится от 0 до ∞ при $g=0$ и от 1 до ∞ при $g\neq 0$; в формуле (6) верхний знак выбирается при $z>l$, а нижний знак – при $z<-l$.

Удовлетворим граничному условию (3). Для этого подставим в него формулы (1), (4) и (5); тогда мы получим для v выражение

$$v=\frac{ik\rho cJ_g(\varkappa_{gs}R)}{(Z_0+Z)},$$

где

$$Z=-i\omega\rho\frac{\Phi(R,0,0)}{v}=-\sum_n\frac{i2k\rho cJ_g(\varkappa_{gn}R)}{R\theta_n\xi_{gn}^2J_g''(\varkappa_{gn}R)}[1-\exp(i\xi_{gn}l)].$$

Подставив величину v в формулу (7), найдем амплитуды рассеянных нормальных волн; они определяются по формуле

$$A_{gn}=\frac{2k\rho c\sin(\xi_{gn}l)J_g(\varkappa_{gs}R)}{R\theta_n\xi_{gn}^2J_g''(\varkappa_{gn}R)[Z_0+Z]}.$$

Собственная частота ω_g исследуемой резонансной системы является решением уравнения

$$\operatorname{Im}[Z_0(\omega)+Z(\omega)]=0.$$

Поскольку при $kl\ll 1$ мнимая часть величины Z отрицательна, то резонанс в системе возможен лишь при реактивном импедансе упругого типа ($\operatorname{Im}Z_0>0$). При $\omega=\omega_g$ амплитуды нормальных рассеянных волн можно рассчитать по формуле

(8) $$A_{gn}=-\frac{\dfrac{\sin(\xi_{gn}l)J_g(\varkappa_{gs}R)}{\theta_n\xi_{gn}^2J_g''(\varkappa_{gn}R)}}{\sum_m{}'\dfrac{\sin(\xi_{gm}l)J_g(\varkappa_{gm}R)}{\theta_m\xi_{gm}^2J_g''(\varkappa_{gm}R)}}$$

где символ $\sum_m{}'$ означает суммирование по всем m, при которых $\operatorname{Re}\xi_{gm}\geqslant 0$, $\operatorname{Im}\xi_{gm}=0$.

Пусть при $\omega=\omega_g$ в волноводе может распространяться только одна нормальная волна симметрии g-го порядка (мода (0, 0) при $g=0$ или мода (g, 1) при $g\neq 0$). Тогда рассеянное поле Φ состоит из одной однородной нормальной волны и бесконечного числа неоднородных нормальных волн. Согласно формуле (8), амплитуда рассеянной однородной нормальной волны в одномодовом (для волн симметрии g-го порядка) волноводе равна -1. Это означает, что при $x>l$ полое поле $\Phi^{(0)}+\Phi$ будет состоять только из неоднородных нормальных волн. Таким образом, резонансная система является эффективным отражателем звуковых волн симметрии g-го порядка в одномодовом (для волн этой симметрии) волноводе.

Подчеркнем, что ширина одномодового волновода может быть не малой величиной по сравнению с длиной волны звука; волновод является одномодовым для волн симметрии g-го порядка при выполнении соотношений

$$kR<3{,}83 \quad \text{при } g=0 \quad \text{и } kR<\mu_{g2} \quad \text{при } g\neq 0.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. D. Davis, G. M. Stokes, D. Moore, G. L. Stevens.* Theoretical and experimental investigation of mufflers with comments on engine-exhaust muffler design. NACA Rep., 1954, 1192.
2. *С. Н. Ржевкин.* Курс лекций по теории звука. Изд-во Московск. гос. ун-та, 1960.
3. Борьба с шумом. Под ред. Е. Я. Юдина, М., Стройиздат, 1964.
4. *М. А. Исакович.* Рассеяние звуковых волн на малых неоднородностях в волноводе. Акуст. ж., 1957, *3*, 1, 37–45.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
15 марта 1974 г.

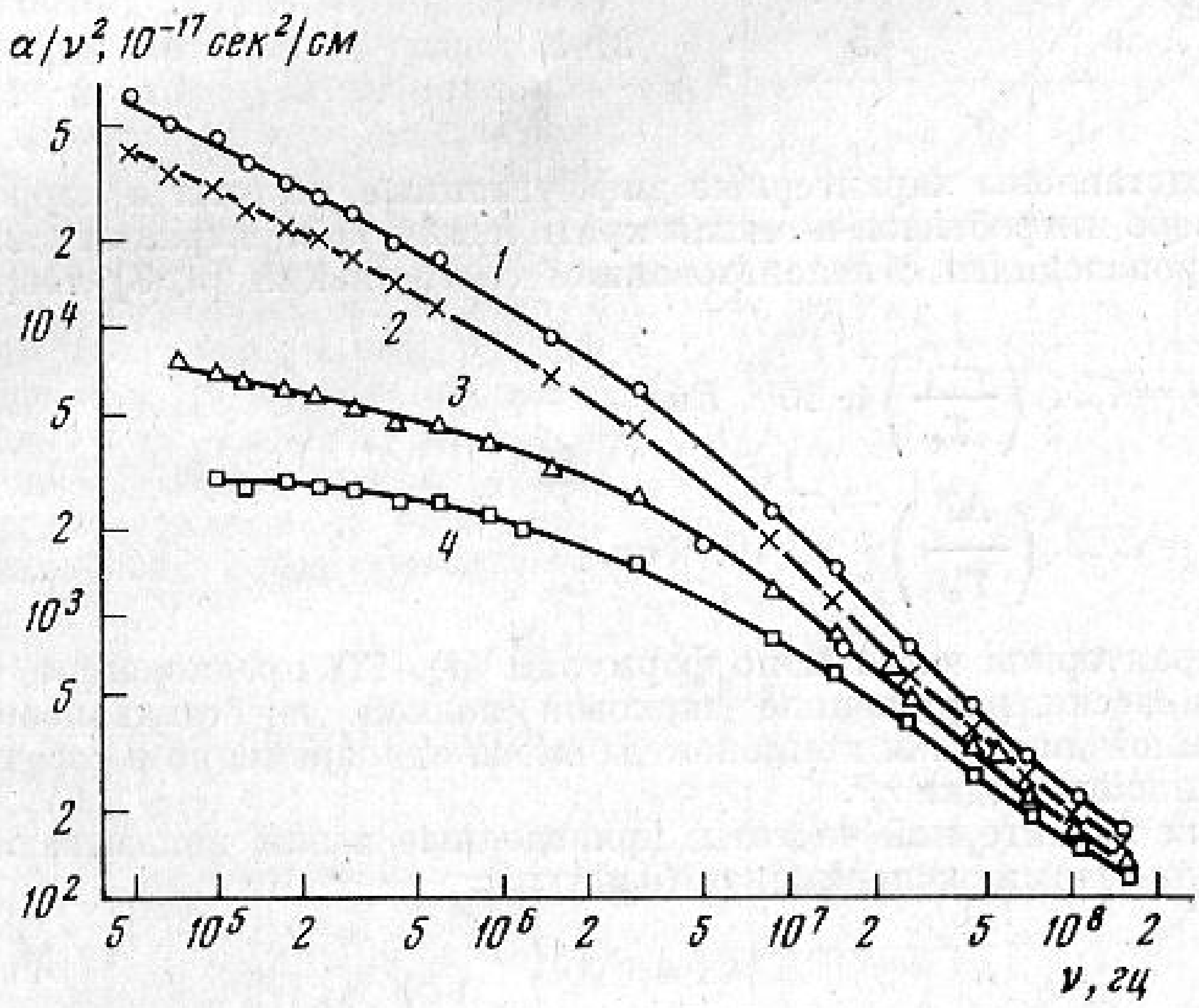
УДК 534.53 : 541.8

РЕЛАКСАЦИЯ ФЛУКТУАЦИЙ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В РАСТВОРЕ НИТРОБЕНЗОЛ-н-ГЕКСАН КРИТИЧЕСКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Л. И. Лиснянский, Ю. С. Манучаров, И. Г. Михайлов

В растворах, имеющих критическую точку расслаивания, наблюдается добавочное поглощение звука, обусловленное взаимодействием звуковой волны с диффузионно рассасывающимися флуктуациями концентрации. Роль этого механизма обсуждалась в ряде работ (см., например, работы [1–3]).

Полученные для этого случая коэффициенты затухания и дисперсии представляют сумму вкладов, вносимых каждой фурье-гармоникой пространственного спектра Фурье флуктуаций концентрации. Время релаксации фурье-гармоник обратно пропорционально коэффициенту взаимной диффузии смеси и квадрату волнового числа.



Экспериментально изученная концентрационная зависимость добавочного поглощения звука в расслаивающихся растворах имеет максимум при критических составах. Величина этого максимума уменьшается при удалении от критической температуры расслаивания смеси T_c, но даже при температурах, удаленных от критической на 10–15° С, концентрационный максимум поглощения остается весьма заметным. Величина максимума уменьшается и при увеличении частоты.

Представляет интерес изучение поглощения звука вблизи критической точки на низких частотах, когда процессы диффузионного затухания флуктуаций концентрации особенно эффективно влияют на поглощение звука. Характерную частоту диффузионной релаксации можно определить [3] по формуле

$$f_D = \frac{D}{\pi r_c^2}, \tag{1}$$