АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XI 1965 Вып. 3

К ВОПРОСУ О ПРИСОЕДИНЕННОЙ МАССЕ В НЕОДНОРОДНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

С. Н. Ржевкин

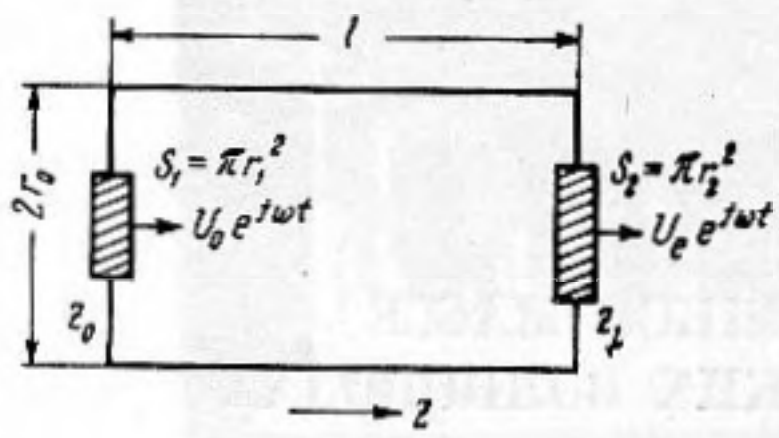
В работе дано уточненное решение задачи о присоединенной массе круглых отверстий в перегородках, стоящих поперек круглого прямолинейного волновода, пригодное для весьма малых размеров полостей, лежащих между перегородками. Приведены результаты сравнения теоретических формул с данными, полученными из опыта. Проведен критический обзор вопроса о присоединенной массе круглых отверстий в перегородках в функции от отношения радиуса отверстия к радиусу волновода при различных предположениях о распределении колебательных скоростей по площади отверстия; приведены результаты сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Основные идеи теории резонансных звукопоглотителей (РЗП) и методы их конструирования были развиты в ряде работ в период с 1936 по 1941 гг. в основном в связи с задачами акустического проектирования Дворца Советов. В последующие годы теория и экспериментальные исследования РЗП получили существенное развитие. В работе автора [1] проведено рассмотрение влияния соколебаний перегородок, разделяющих отдельные ячейки РЗП. Это теоретическое исследование было экспериментально проверено и выводы его подтверждены в работе Велижаниной [2]. В другой работе Велижаниной [3] был рассмотрен также интересный вариант РЗП «без фрикционного материала», в котором диссипативные потери достигались за счет трения в узких (≈ 1 *мм*) входных отверстиях резонаторов. В последние годы появились дополнительные работы по теории и экспериментальному исследованию РЗП [4, 5]. Обзор работ по РЗП дан в статьях [6, 7]. В настоящей работе дано уточнение некоторых вопросов, существенных в теории волноводов и РЗП.

1. Волновой процесс в ограниченном отрезке прямолинейного круглого волновода

Решение задач о распространении звука в прямолинейном круглом цилиндрическом волноводе с твердыми стенками в пренебрежении поглощением звука в среде проводится путем разложения потенциала скоростей $\Phi(r, z, t)$ (где r — радиус, а z — координата вдоль оси волновода) в бесконечный ряд по собственным функциям сечения волновода. Для бесконечного волновода при периодическом режиме коэффициенты ряда вполне определяются граничными условиями в начале волновода ($z = 0$), где происходит возбуждение звука и решение получается в форме бесконечного ряда волновых мод (нормальных волн), бегущих по положительному направлению оси z. Для отрезка волновода конечной длины или при наличии какой-либо неоднородности сечения в решении появляются волны обратного направления, отраженные от конца волновода или от отдельных неоднородностей.

Часть волновых мод представляет бегущие волны прямого или обратного направления (действительные волновые числа), часть же представляет затухающие в пространстве колебания (мнимые волновые числа). Эти затухающие в пространстве колебания возникают вблизи любых неоднородностей, создающих нарушение плоского волнового поля, как в начальном сечении, так и в области любых неоднородностей в волноводе или на его конце.



Фиг. 1

Мы ограничимся рассмотрением неоднородностей, представляющих скачкообразное изменение сечения или установление в некотором сечении волновода вынужденного распределения скоростей, отличного от равномерного, как, например, внесение в волновод колеблющегося поршня или перегородки, в отверстии которой возбуждается поршневое движение, и т. п. Данное предположение значительно упрощает решение задач и вносит сравнительно незначительную ошибку в окончательный результат, что будет видно из дальнейшего рассмотрения.

Вместе с тем при таком методе решения задачи удается выяснить ряд важных особенностей волновых процессов, связанных с ближними полями, и весьма отчетливо выявить особенности «присоединенной массы» в отношении ее зависимости от частоты, длины соединительных отрезков и других параметров системы.

В случае возбуждения звука в начальном сечении ($z = 0$) круглого волновода фиг. 1 (сечение $S_0 = \pi r_0^2$) посредством круглого поршня (площади $S_1 = \pi r_1^2$), расположенного в центре сечения волновода и колеблющегося со скоростью $u = u_0 \exp(j\omega t)$ и при наличии в сечении $z = l$ некоторого импеданса Z_2, сосредоточенного на площади $S_2 = \pi r_2^2$, и неподвижного кольца площади $(S_0 - S_1)$ вокруг него, потенциал скоростей в функции от расстояния (z) от начала и радиуса (r) может быть задан в следующей форме:

$$\Phi(r, z) = \sum_{m=0}^{\infty} [A_m \exp(-jp_m z) + B_m \exp(jp_m z)] J_0(\varkappa_m r), \tag{1}$$

где $p_m = \sqrt{k^2 - \varkappa_m^2} = -j\varkappa_m \gamma_m$; $\gamma_m = \sqrt{1 - k^2 / \varkappa_m^2}$; $\varkappa_m$ — m-й корень уравнения $J_0'(\varkappa_m r)|_{r=r_0} = -J_1(\varkappa_m r_0) = 0$, где J_0 и J_1 — символы бесселевых функций; временной множитель $\exp(j\omega t)$ опускается. Первый член ряда ($m = 0$) представляет плоскую волну, для которой $p_0 = k = \omega / c$.

Найдем импеданц Z, вызываемый реакцией звукового поля на круглый поршень S_1, колеблющийся в начальном сечении отрезка трубы длины l. Импеданц Z_l может быть приписан реакции звукового поля некоторой акустической системы, расположенной за отверстием S_2, в котором движение будем считать поршневым. Под действием звуковой волны, возбуждаемой колебаниями поршня S_1, поршень S_2 придет в колебание с некоторой амплитудой скорости u_l. Граничные условия при $z = 0$ и $z = l$ будут иметь вид

$$u(0, r) = -\left.\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right|_{z=0} = \sum_{m=0}^{\infty} jp_m [A_m - B_m] J_0(\varkappa_m r) = \begin{cases} u_0; & 0 < r < r_1 \\ 0; & r_1 < r < r_0, \end{cases} \tag{2}$$

$$u(l, r) = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}\Big|_{z=l} =$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} jp_m [A_m \exp(-jp_m l) - B_m \exp(jp_m l)] J_0(\varkappa_m r) = \begin{cases} u_l; & 0 < r < r_2 \\ 0; & r_2 < r < r_0. \end{cases} \tag{3}$$

Умножая обе части формул (2) и (3) на $J_0(\varkappa_n r)\, r dr$ и интегрируя обе части по площади волновода (S_0), получим следующие выражения для коэффициентов A_m и B_m:

$$A_m = \frac{D_0 \exp(jp_m l) - D_l u_l}{2j \sin(p_m l)}; \qquad B_m = \frac{D_0 \exp(-jp_m l) - D_l u_l}{2j \sin(p_m l)}, \tag{4}$$

где

$$D_0 = \frac{2r_1 J_1(\varkappa_m r_1)}{\varkappa_m^2 \gamma_m J_0^2(\varkappa_m r_0)}; \qquad D_l = \frac{2r_2 J_1(\varkappa_m r_2)}{\varkappa_m \gamma_m J_0^2(\varkappa_m r_0)}.$$

При выводе этих выражений использованы известные интегральные соотношения:

$$\int_0^{r_i} J_0(\varkappa_m r)\, r\, dr = \frac{r_i}{\varkappa_m} J_1(\varkappa_m r_i), \text{ где } i = 1, 2$$

и

$$\int_0^{r_0} J_0(\varkappa_m r) J_0(\varkappa_n r)\, r\, dr = \begin{cases} \frac{r_0^2}{2} J_0^2(\varkappa_m r_0) \text{ при } m = n \\ 0 \text{ при } m \neq n \end{cases}$$

В выражение (4) входит неизвестная величина u_l. Сила давления на поршень S_2 будет равна: $2\pi \int_0^{r_2} p(l, r) r\, dr = j2\pi\rho\omega \int_0^{r_2} \Phi(l, r) r\, dr$. Учитывая, что эта же сила равна $Z_l u_l$ и произведя вычисление интеграла, получим уравнение для определения неизвестной скорости u_l:

$$u_l = \frac{2\pi\omega\rho r_2 \sum_{m=0}^{\infty} [D_0 J_1(\varkappa_m r_2)/\varkappa_m \sin(p_m l)]}{Z_l + 2\pi\omega\rho r_2 \sum_{m=0} [D_l \operatorname{ctg}(p_m l) J_1(\varkappa_m r_2)/\varkappa_m]}. \tag{5}$$

Подставляя (5) в (4), получим окончательные выражения для A_m и B_m в функции от u_0, Z_l и параметров системы. Для определения импеданца Z поршня S_1 следует проинтегрировать $p(0, r)$ по поверхности S_0 и разделить полученную суммарную силу на u_0. Опуская промежуточные вычисления, приходим к выражению:

$$Z = j\left[(\omega M_1^l - Y_1^l) + \frac{(\omega M_{12}^l - Y_{12}^l)^2}{(\omega M_2^l - Y_2^l) - jZ_l} \right], \tag{6}$$

где обозначено:

$$\begin{array}{l|c} Y_i^l = S_0 \rho c \xi_i^4 \operatorname{ctg}(kl) & \xi_i = r_i/r_0 = \sqrt{S_i/S_0}, \\ Y_{12}^l = S_0 \rho c \xi_1^2 (1 - \xi_2^2) \sin^{-1}(kl) & i = 1, 2 \end{array} \tag{7}$$

$$M_i^l = 4\pi r_i^2 r_0 \rho \sum_{m=1} [J_1^2(\varkappa_m r_i) \operatorname{cth}(\varkappa_m \gamma_m l) / \gamma_m (\varkappa_m r_0)^3 J_0^2(\varkappa_m r_0)], \quad (8)$$

$$M_{12}^l = 4\pi r_1 r_2 r_0 \rho \sum_{m=1}^{\infty} [J_1(\varkappa_m r_1) J_1(\varkappa_m r_2) / \gamma_m (\varkappa_m r_0)^3 J_0^2(\varkappa_m r_0) \operatorname{sh}(\varkappa_m \gamma_m l)]. \quad (9)$$

При $Z_l \to \infty$ (жесткая стенка) второй член в (6) стремится к нулю, и для Z получается выражение $Z = j(\omega M_1^l - Y_1^l)$, совпадающее с выражением, найденным Ингардом (8), который произвел экспериментальную проверку своих выводов, показавшую хорошее согласие с теорией. Величина M_1^l выражает присоединенную массу поршня радиуса r_1 в трубе радиуса r_0 и длины l; величина $-jY_1^l$ выражает при $kl < \pi/2$ упругую компоненту импеданца поршня. Если $\pi/2 < kl < \pi$, то величина jY_1^l становится положительной мнимой величиной; в интервале $\pi < kl < 3\pi/2$ величина $-jY_1^l$ снова приобретает характер упругого импеданца, и т. д. Из (8) следует, что при $\varkappa_m l \to 0$ величина присоединенной массы M_1^l быстро растет с уменьшением l, стремясь к бесконечности при $l \to 0$. В случае низких частот ($k < \varkappa_1$) при $\varkappa_1 l < 1$ или $l < r_0/4$, т. е. когда труба длины l уже превращается в узкую круговую полость, обычные фромулы * для присоединенной массы круглого поршня или отверстия в перегородке становятся неприменимыми; присоединенная масса становится намного больше, чем они дают.

При $k \to \varkappa_1$ первый член в сумме (8) возрастает и при $k = \varkappa_1$ ($k = 3{,}83/r_0$) становится равным бесконечности. Это соответствует первому радиальному резонансу трубы. При $k > \varkappa_1$ величины M_1^l, как нетрудно убедиться, меняют знак на обратный и соответственный импеданц $j\omega M_1^l$ приобретает не инерционный, а упругий характер; в выражении присоединененной массы (8) суммирование будет теперь распространяться уже по индексам от $m = 2$ до $m = \infty$. При приближении k к каждому следующему корню $\varkappa_m$ происходит рост M_1^l до бесконечности (m-й радиальный резонанс), и при $k > \varkappa_m$ каждый раз из выражения M_1^l выпадает один член; упругая же компонента импеданца соответственно увеличивается при этом на один член m-го порядка. Величина M_2^l представляет инерционный импеданц поршня S_2, обусловленный реакцией отрезка трубы длины l при наличии жесткой перегородки при $z = 0$. Свойства M_2^l и Y_2^l аналогичны свойствам M_1^l и Y_1^l. Нетрудно показать путем выкладок, аналогичных (3)—(6), что при $l \to \infty$ (безграничная труба) для импеданца поршня S_1 получится выражение:

$$Z = S_0 \rho c \xi_1^4 + j\omega M_1^l, \quad (10)$$

где величина M_1^l вычисляется по формуле (8) с исключением из нее множителя $\operatorname{cth}(\varkappa_m \gamma_m l)$, который становится в этом случае равным единице. Величина $S_0 \rho c \xi_1^4$ представляет сопротивление излучения; таким образом, в выражении импеданца при $l \to \infty$ появляется активный член.

Второй член в формуле (6) выражает некоторый добавочный импеданц, возникающий благодаря взаимодействию поршней S_1 и S_2 через отрезок трубы длины l. Величина $-jY_{12}^l$ может быть названа (в области $k < \varkappa_1$) «взаимным упругим импеданцем» поршней S_1 и S_2, а величина M_{12}^l — соответственно их «взаимной присоединенной массой». M_{12}^l при $l \to 0$ стремятся к бесконечности аналогично M_1^l и M_2^l, ее зависимость от частоты также аналогична зависимости, описанной выше, т. е. при всех $k = \varkappa_m$ (радиальные резонансы) эта величина становится равной бесконечности и при переходе k через значение $\varkappa_m$ соответствующий член в сумме (9) меняет знак и из «инерционной области» переходит в «упругую», присоединяясь к Y_{12}. M_{12}^l при $l \to \infty$ стремится к нулю, а не к конечной величине, как M_1^l.

* См., например, данные, приводимые в работе [9], стр. 150—156.

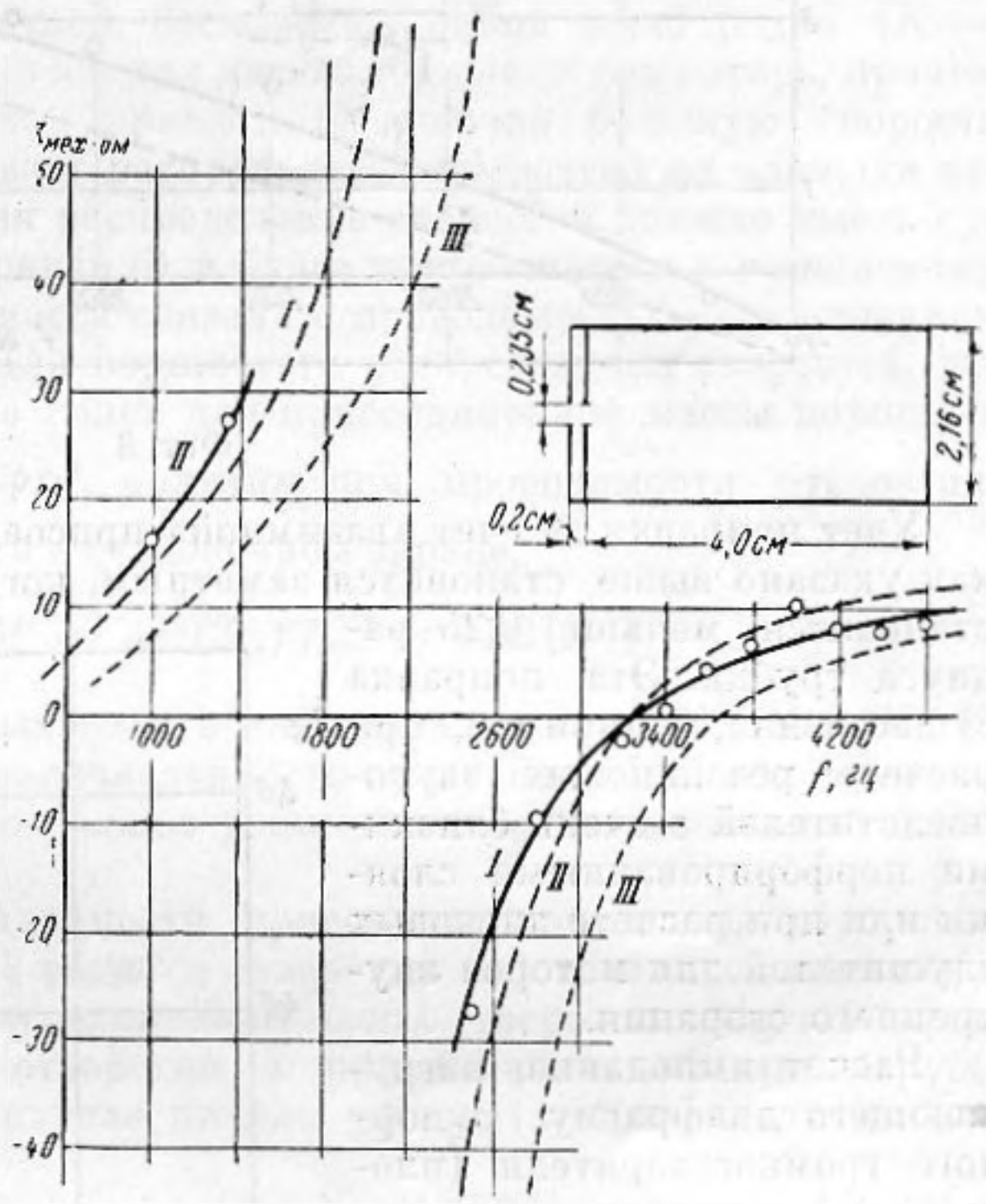
При низких частотах ($k \ll \varkappa_1$) формулу (6) можно привести к виду:

$$Z = j\omega M_1{}^l + S_0\rho c\,\frac{jS_0\rho c\sin(kl) + Z_l\xi_1{}^{-4}\cos(kl)}{jZ_l\xi_1{}^{-4}\sin(kl) + S_0\rho c\cos(kl)} + \Delta Z, \qquad (11)$$

где

$$\Delta Z = j\,\frac{\xi_1{}^{-2}\xi_2{}^{-2}\omega M_{12}{}^l\,[\omega M_{12}{}^l\sin(kl) - 2S_0\rho c\xi_1{}^2\xi_2{}^2]}{jZ_l\xi_1{}^{-4}\sin(kl) + S_0\rho c\cos(kl)}.$$

Первый член в выражении (11) представляет собственный инпеданц в сечении S_1, а второй — известное из теории линий и труб выражение перенесенного импеданца в точке приложения силы; третий член дает добавочную величину, возникающую за счет взаимодействия поршней S_1 и S_2, связанных вследствие наложения их ближних полей. Добавочный член ΔZ может играть роль только при очень малых длинах трубы l. В существующих теориях акустических волноводов поправка, вызванная «взаимной присоединенной массой» ($M_{12}{}^l$), до сего времени не учитывалась.

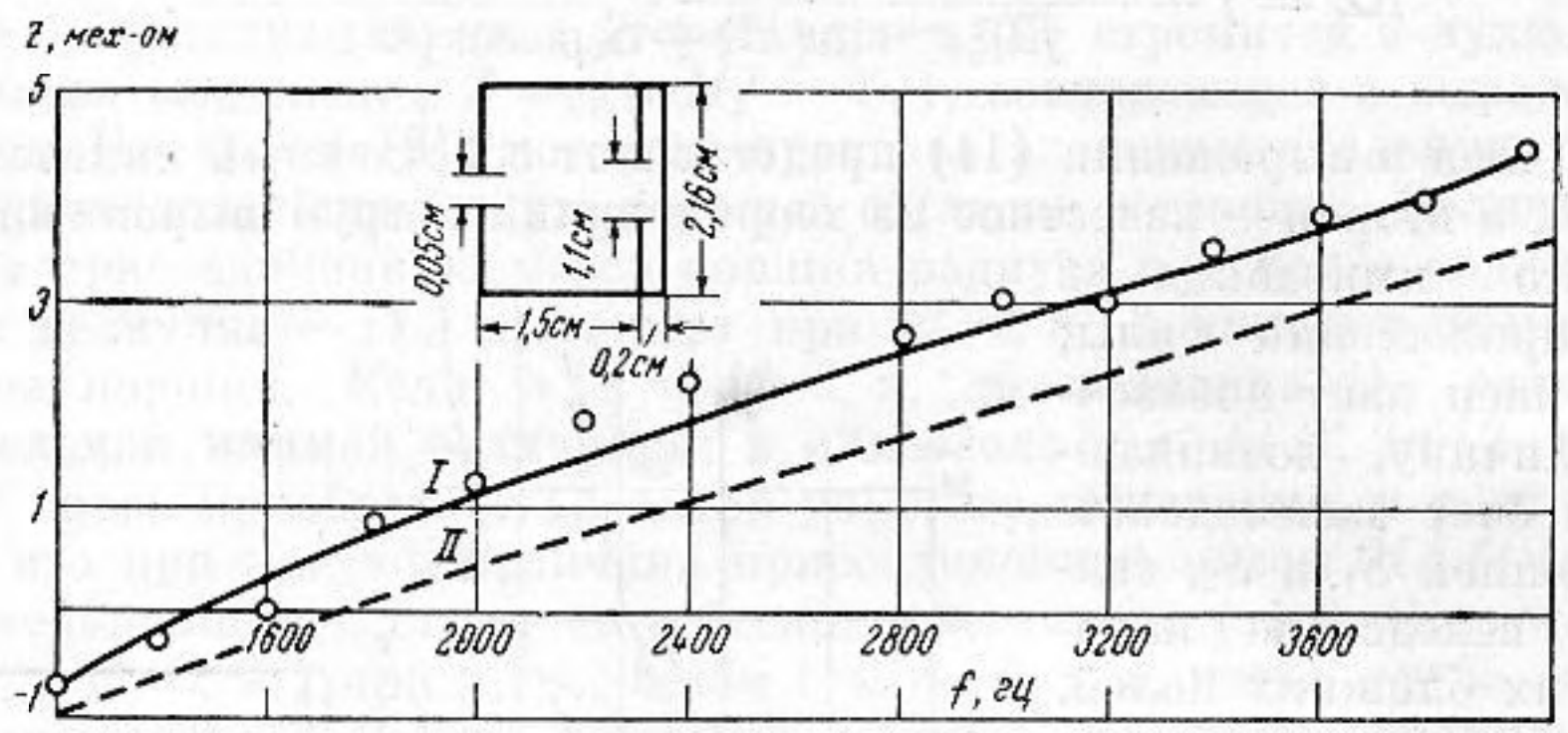


Фиг. 2

Формула (6) была проверена экспериментально*. На опыте исследовался входной импеданц двойного резонатора фиг. 2. Измерения производились при помощи акустического интерферометра методом стоячих волн. Размеры отверстий и длины трубок резонатора показаны на чертеже. Исследованный резонатор представляет систему с двумя степенями свободы и должен иметь две резонансные частоты f_1 и f_2. Измерения импеданца Z резонатора, изображенного на фиг. 2, удавалось произвести достаточно точно лишь в области высоких частот. Кривая II рассчитана по формуле (6), где положено $Z_L = (\omega M_2{}^L - Y_2{}^L)$, где Z_L — импеданц отверстия радиуса r_2 на входе в глубокую полость длины L, причем $M_2{}^L$ и $Y_2{}^L$ вычисляются по формулам (7) и (8) с заменой l на L, где L — лина трубки за отверстием S_2; выражение для Z получается чисто мнимым, поскольку при расчете диссипация энергии не учитывается. Кривая I проведена по точкам, полученным из опыта; кривые I и II в области высоких частот близки друг другу по характеру; вычисленная теоретически резонансная частота $f_2 = 3\,200$ *гц* хорошо совпадает с опытом. Кривая III построена по формуле (6), в которой положено $M_{12}{}^l = Y_{12}{}^l = 0$; эта кривая показывает существенное расхождение с опытом; резонансная частота $f_2' = 3\,600$ *гц*, т. е. на 12% выше. Второй исследованный резонатор (фиг. 3) имел более длинную первую трубку и короткую вторую. С этим резонатором удавалось хорошо произвести из-

* Нижеприводимые данные получены в дипломной работе студентки А. Купер в 1960 г.

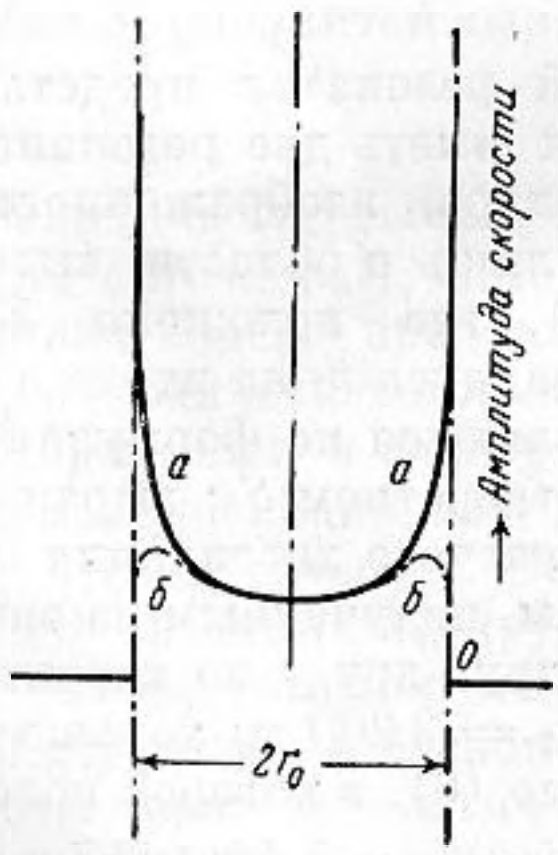
мерения в области более низких частот вблизи от первого резонанса системы f_1. Экспериментальные точки легли близко к кривой I, рассчитанной по форм. (6); первая резонансная частота $f_1 = 1\,450$ *гц*. Кривая II, рассчитанная без учета M_{12}^l и Y_{12}^l, имеет существенное расхождение с опытными точками, и резонансная частота $f_1' = 1740$ *гц* получается, как и в первом случае, на 12% выше.



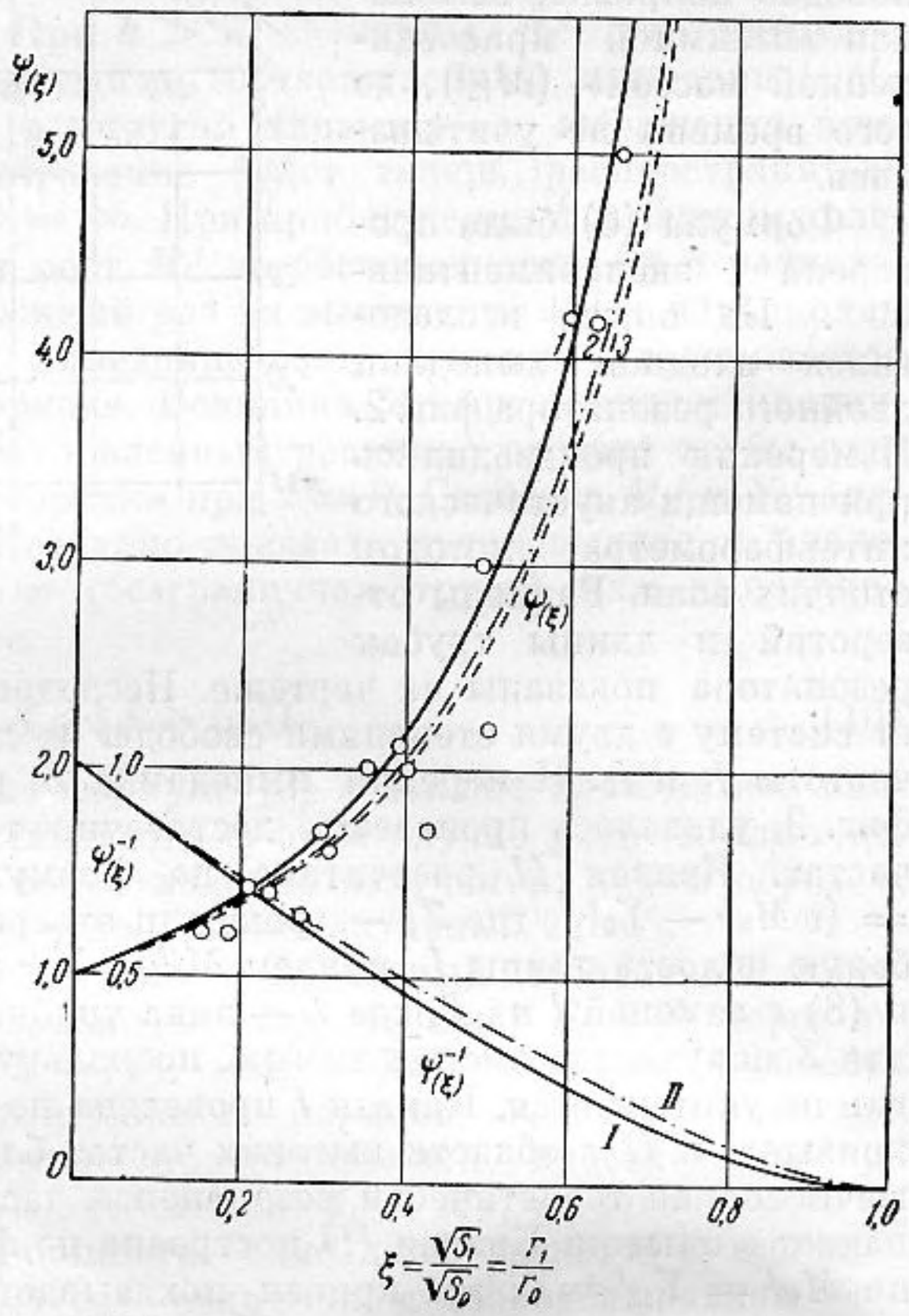
Фиг. 3

Учет поправки за счет «взаимной» присоединенной массы и упругости, как указано выше, становится заметным, когда длина (глубина) полости становится меньше 0,25 радиуса трубки. Эта поправка существенна, например, при расчете резонансных звукопоглотителей с очень близкими перфорированными слоями или при расчете дисковых глушителей для моторов внутреннего сгорания.

Расчет импеданца, нагружающего диафрагму рупорного громкоговорителя (площадь S_0) с предрупорной полостью, следует также производить с учетом ее глубины (l). При частотах ниже первой критической частоты трубки (сечение $S_2 = \pi r_2^2$), составляющей первый участок рупора ($f < 2 \cdot 10^4 / r_0$), этот импеданц будет равен



Фиг. 4



Фиг. 5

$Z_l = (S_2\rho c + j\omega M_2^l)(S_0 / S_2)^2$, где M_2^l вычисляется по формуле (8) и учет величины M_2^l может иметь существенное значение; так, например, при $r_2 / r_0 = 0{,}1$, Z_l возрастает за счет инерционного члена в 2,5 раза. Величина M_{12}^l в данном случае равна нулю, т. к. $J_1(\varkappa_m r_0) = 0$ и поправка $\Delta Z = 0$.

2. Зависимость присоединенной массы круглого поршня в перегородке от радиуса волновода

При расчете акустических волноводных систем, в которых включаются перегородки с круглыми отверстиями, присоединенную массу учитывают большею частью исходя из формулы Рэлея для проводимости (K) отверстия (радиуса r_1) в безграничной, бесконечно-тонкой перегородке ($K = 2r_1$). Выражение это выводится для идеальной среды без потерь, причем на краях отверстия приходится принять бесконечно большую скорость (кривая *а* на фиг. 4 показывает распределение скоростей по площади отверстия). При наличии трения распределение скоростей должно иметь существенно иной характер (кривая *б*) и будет приближаться к поршневому движению. Присоединенная масса связана с проводимостью соотношением $M = \rho S_1^2 / K$, где $S_1 = \pi r_1^2$. Для поршневого распределения скоростей, используя известное выражение Рэлея для присоединенной массы поршня в бесконечном экране, $M' = \frac{8}{3}\rho r_1^3$, получим для проводимости отверстия, равной половине проводимости в бесконечном экране,

$$K' = \rho S_1^2 / 2M' = 3\pi^2 (2r_1) / 32 = 0{,}92 (2r_1).$$

Отношение присоединенных масс в этих двух случаях $M' / M = K / K' = 32 / 3\pi^2 = 1{,}085$. Точность и малочисленность проведенных до сего времени экспериментов ($\approx 5\%$) не позволяют решить, какое из выражений больше отражает существо дела.

Рассмотрим вопрос о зависимости присоединенной массы отверстия в перегородке от отношения ξ радиуса отверстия (r_1) и радиуса волновода (r_0). Из формулы (8) для присоединенной массы отверстия в случае поршневого движения среды в отверстии и при бесконечной длине трубы ($l \to \infty$; $\operatorname{cth}(\varkappa_m \gamma_m l) \to 1$) в случае низких частот ($k \ll \varkappa_1$) получим выражение:

$$M(\xi) = 2(4\pi r_1^3 \rho)\xi^{-1} \sum_{m=1}^{\infty} [J_1^2(\varkappa_m r_0 \xi) / (\varkappa_m r_0)^3 J_0^2(\varkappa_m r_0), \qquad (12)$$

где $\xi = r_1 / r_0$. Формула (12) учитывает присоединенную массу с двух сторон отверстия. При $\xi \to 0$ получается удвоенная величина присоединенной массы поршневой диафрагмы в бесконечном экране (M'); введем вспомогательную функцию:

$$\Psi(\xi) = M'/M(\xi) = 2\xi/3\pi \sum_{m=1} \frac{J_1^2(\varkappa_m r_0 \xi)}{(\varkappa_m r_0)^3 J_0^2(\varkappa_m r_0)}. \qquad (13)$$

График величины $\Psi(\xi)$ и обратных величин $\Psi^{-1}(\xi)$ представлен на фиг. 5, кривые *2* и *II*; вычисление проведено с точностью 2%. При $r_1 \to r_0$ и $\xi \to 1$, когда отверстие занимает все сечение трубы, получаем $\Psi(\xi) \to \infty$ и $M(\xi) \to 0$.

Аналогичная задача для случая идеальной несжимаемой жидкости ($k = 0$), когда распределение скоростей изображается кривой *а* на фиг. 4, решена Фоком [10]. Функция $\Psi(\xi)$ выражена им в форме ряда $\Psi(\xi) = 1 + \sum_n a_n \xi^n$; автором вычислены коэффициенты 12 первых членов

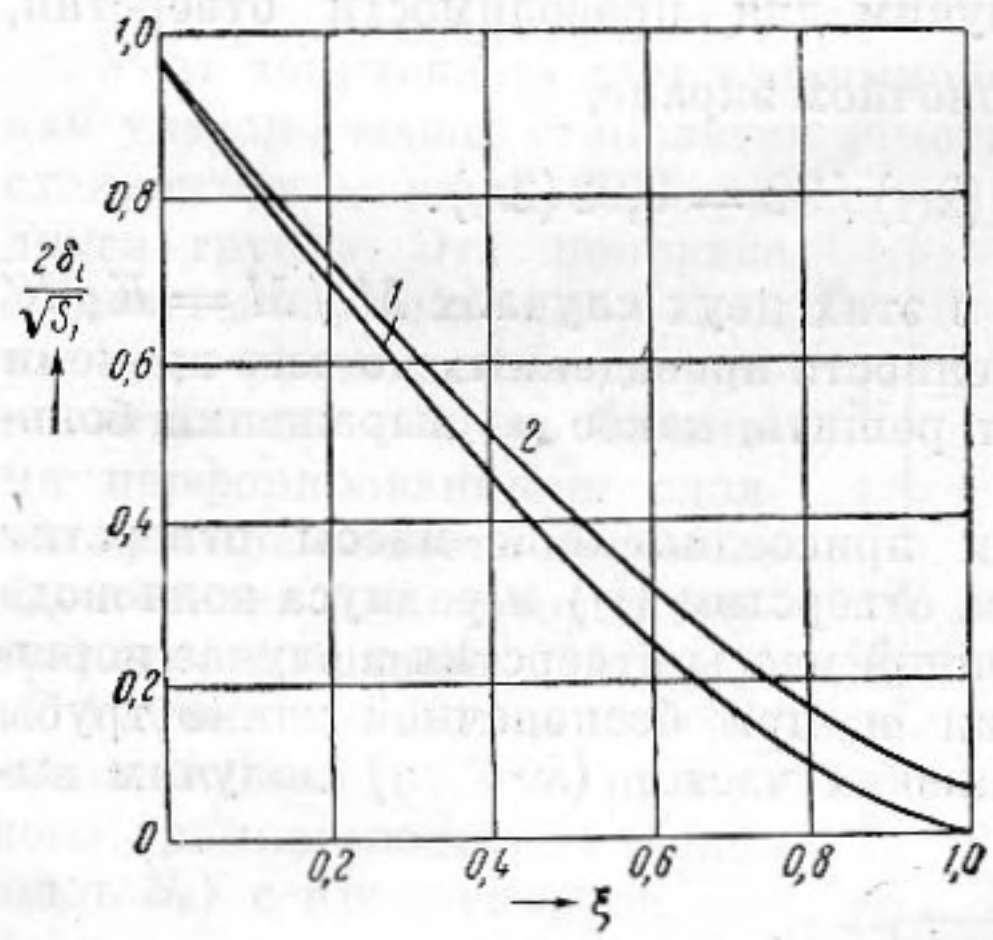
ряда; при $\xi \to 0$, $\Psi(\xi) \to 1$; при $\xi \to 1$, $\Psi(\xi) \to \infty$. Результаты вычисления с учетом 12 членов ряда изображены кривыми *1* и *I*, фиг. 5; они дают значения на 12—15% выше, чем по формуле (8).

Экспериментальная проверка данного вопроса проводилась Нестеровым [11]; точки, полученные на опыте, изображены на фиг. 5 кружками. Учитывая ограниченную точностью измерения величины проводимости (5%), можно считать, что обе теоретические кривые не дают заметного расхождения с опытом. Нестеровым, строго говоря, был проверен случай круглого отверстия не в круглой трубе, а в трубе квадратного сечения, поскольку на опыте определялся импеданц резонатора, в передней стенке которого имелась группа от 19 до 20 отверстий, расположенных по квадратной решетке. В работе Ингарда [12] сделан расчет концевой поправки для круглого поршня радиуса r_1 в квадратной трубе (со стороной $2a$). Концевая поправка выражается формулой:

$$\delta_l = \sqrt{S_1}\,\frac{4}{3\pi^{3/2}\eta}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty}\nu_{mn}\,\frac{J_1^2(\pi\eta\sqrt{m^2+n^2})}{\sqrt{(m^2+n^2)^3}}, \qquad (16)$$

где $\nu_{0m} = \nu_{n0} = 0{,}5$; $\nu_{mn} = 1$; $\eta = r_1 / a$; $S_1 = \pi r_1^2$.

Присоединенная масса отверстия выражается через концевую поправку формулой $M = S_1\rho\delta_l$. На кривой из статьи Ингарда даны значения величин $2\delta_l / S_1$ в функции от η; эта кривая *2* воспроизводится на фиг. 6. Там же кривая *1* относится к круглому отверстию в круглой трубе. Чтобы пересчитать эти величины к масштабу абсцисс, принятому в опытах Нестерова и соответствующему отношению $\xi = (S_1 / S_0)^{1/2} = r_1 / a$ (где $S_0 = \pi r_0^2$ — площадь круга равновеликого с площадью квадрата со стороной, равной $2a$), следует величины, отсчитанные по кривой Ингарда, отнести к абсциссам в $0{,}5\sqrt{\pi} = 0{,}885$ раз меньшим. Вычисленная таким образом поправочная функция $\Psi(\xi)$ для круглого отверстия в квадратной трубе соответствует кривой *3* на фиг. 5; величины $\Psi(\xi)$ в этом случае близки к вычисленным по формуле (13) (кривая *2*) для круглого отверстия в круглой трубе. Таким образом, можно считать, что данные опытов Нестерова достаточно хорошо совпадают с теоретическими данными для круглых отверстий в квадратных трубах в предположении поршневого движения в отверстиях.



Фиг. 6

Автор выражает благодарность Н. А. Арефьевой за помощь в проведении вычислений и оформлении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Ржевкин. Резонансный звукопоглотитель с податливой передней стенкой. Ж. техн. физ., 1946, **16**, 381—394.
2. К. А. Велижанина. Экспериментальное исследование звукопоглотителей. Ж. техн. физ., 1951, **21**, 1087—1099.
3. К. А. Велижанина. Исследование нового вида резонансных звукопоглотителей (канд. дис.). Физ. фак. МГУ, 1951.
4. K. M. Iwanov-Schitz, S. N. Rschevkin, K. A. Welischanina. Über die Wirkung des Schullabsorbers, der eine schwingende Oberfläche bedeckt, auf die Schallabstrahlung. Acustica, 1963, **13**, 403—406.

5. И. В. Лебедева. Акустические параметры легкого подвижного экрана с отверстиями. Акуст. ж., 1964, **10**, 318—326.
6. S. N. Rschevkin. Gestaltung von Resonanzschallschluckern und deren Verwendung. Z. S. für Hochfr. u. Elektroakust. 1959, **67**, 128—135.
7. S. N. Rschevkin. Les absorbants de son resonants. Чехословацкий физ. ж., 1959, **9**, 16—28.
8. U. Ingard. On the radiation of sound into a circular tube. J. Acoust. Soc. America, 1948, **20**, 665—682.
9. С. Н. Ржевкин. Лекции по теории звука. Изд-во МГУ, 1960.
10. В. А. Фок. Теоретическое исследование проводимости круглого отверстия в перегородке, поставленной поперек трубы. Докл. АН СССР, 1941, **31**, вып. 9.
11. В. С. Нестеров. Экспериментальное исследование проводимости круглого отверстия, поставленного поперек трубы. Докл. АН СССР, 1941, 31, 879—882.
12. U. Ingard. On the theory and design of acoustic resonators. J. Acoust. Soc. America, 1953, **25**, 1037—1061.

Кафедра акустики Московского
государственного университета
имени М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
25 сентября 1964 г.