АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVI 1980 Вып. 5

УДК 534.833.532

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЕЙ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ЗВУКА

К. А. Велижанина, И. В. Лебедева

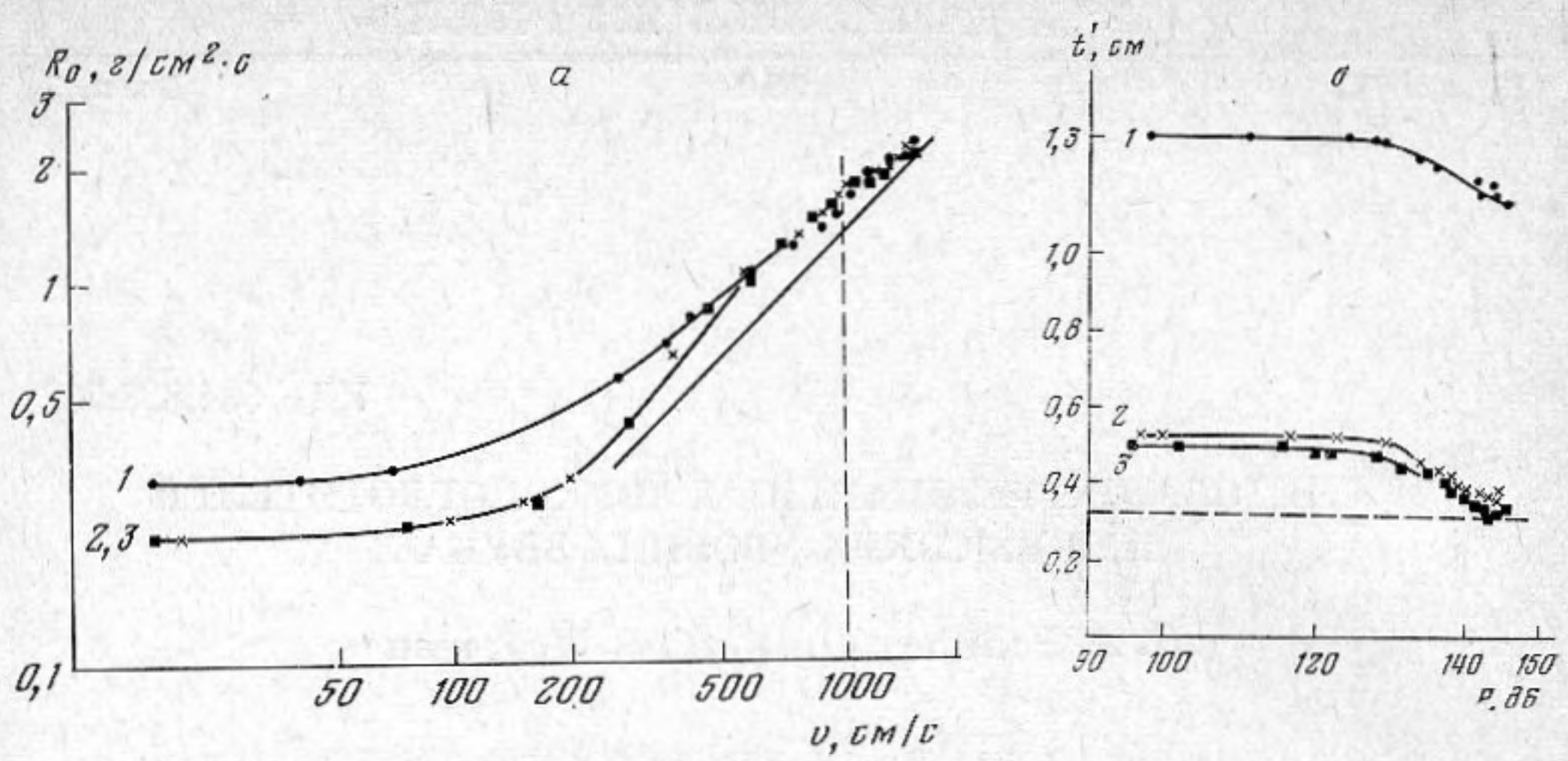
На основании анализа экспериментальных данных об амплитудной зависимости импеданца перфорированных панелей предложен метод расчета параметров резонансных звукопоглотителей (диаметр отверстий, коэффициент перфорации панели, глубина воздушной полости за ней), при которых обеспечивается желаемое поглощение звука высокой интенсивности на заданной частоте. Определен диапазон значений коэффициента перфорации панелей, которые следует использовать для резонансных звукопоглотителей высокого уровня. Экспериментальная проверка метода подтверждает его правомочность.

Резонансные звукопоглотители, состоящие из перфорированной панели, поставленной на некотором расстоянии от жесткой стенки с фрикционным материалом в отверстиях типа ткани или сетки либо без такового, когда диссипативные потери обеспечиваются лишь за счет вязкости воздуха в отверстиях, достаточно хорошо изучены. Для обоих случаев решена задача по определению параметров резонансных звукопоглотителей, необходимых для реализации определенного коэффициента звукопоглощения на заданной частоте [1, 2]. Расчет акустических характеристик таких поглотителей проводился в предположении их независимости от уровня звукового давления, т. е. для низких уровней звука. Однако существует амплитудная зависимость импеданца перфорированных панелей, обусловленная изменением характера прохождения звуковой волны через отверстие и вследствие этого — изменением механизма потерь [3, 4].

В настоящей работе выполнены экспериментальные исследования влияния уровня звука на акустические характеристики резонансных звукопоглотителей, дан метод расчета параметров этих поглотителей (диаметр отверстия, коэффициент перфорации, глубина воздушного промежутка), при которых обеспечивается желаемое звукопоглощение на заданной частоте.

Как показано, при исследовании перфорированных панелей в условиях, имитирующих свободное пространство, возрастание интенсивности звука наиболее заметно влияет на активную компоненту импеданца, величина которой может возрасти на порядок [5, 6]. Параметром, определяющим изменение активного сопротивления, становится амплитуда колебательной скорости в отверстии v, так что удельное значение активной компоненты импеданца отверстия R_0 при высоких уровнях звука становится пропорциональным v: $R_0 \approx \rho v$, ρ — плотность воздуха. Приводя величину импеданца к площади ячейки (т. е. к площади, на которой расположено одно отверстие), для удельного безразмерного активного сопротивления панели имеем

$$R_1 = R_0/\rho c\eta = v/c\eta = \mathrm{M}/\eta, \tag{1}$$



Фиг. 1. *а* – зависимость удельного активного сопротивления отверстия от амплитуды колебательной скорости для образца № 1; толщина панели $t=0{,}05$ см, диаметр отверстия $d=0{,}5$ см, коэффициент перфорации $\eta=0{,}045$, $f_{рез}=1000$ Гц. Кривая *1* – $l=1$ см (●), *2* – $l=4{,}3$ см (×), *3* – $l=6{,}5$ см (■), прямая – $R_0=\rho v$. *б* – зависимость эквивалентной толщины отверстия от уровня звукового давления для образца № 1; пунктир – расчетные значения для линейного режима

где c – скорость звука, M – акустическое число Маха. Следовательно, сопротивление перфорированной панели при высоких уровнях звука определяется только параметром M и коэффициентом перфорации η.

В предлагаемой работе измерения проводились вначале на образцах с одиночной ячейкой методом интерферометра высокого уровня [6]. На фиг. 1, *а* даны значения активной компоненты импеданца отверстия в образце панели № 1 при разных значениях глубины воздушного промежутка l на частоте $f=1000$ Гц в зависимости от амплитуды колебательной скорости. Как следует из фиг. 1, *а*, значения R_0, возрастая с ростом колебательной скорости, стремятся к предельному значению ρv.

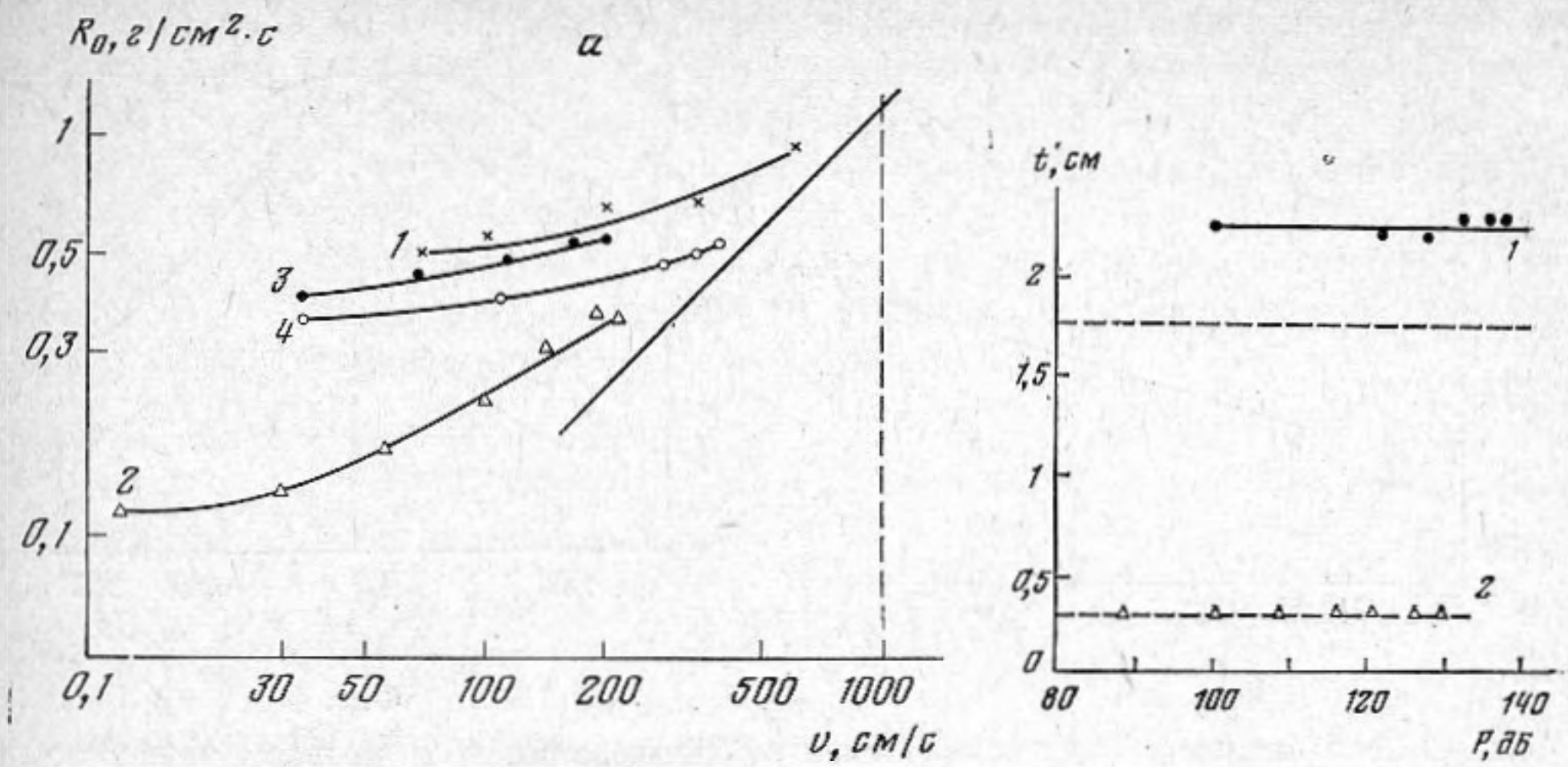
Колебательную скорость можно оценить расчетным путем, выразив ее через звуковое давление на поверхности образца и считая, что известные из линейной акустики соотношения между импеданцом, давлением и колебательной скоростью справедливы и в данном случае, а именно:

$$v=P_{обр}/|Z|\eta; \quad |Z|=\rho c\sqrt{R_1^2+Y_1^2}, \tag{2}$$

где $|Z|$ – модуль импеданца единицы площади исследуемого образца, $P_{обр}$ – давление на поверхности образца, R_1 и Y_1 – измеренные значения соответственно активной и реактивной компонент удельного безразмерного импеданца. На оси абсцисс фиг. 1, *а* отложены значения v, полученные таким расчетным путем. Сравнительные измерения показывают, что расчетные значения амплитуды колебательной скорости в большинстве случаев совпадают со значениями колебательной скорости, полученными из непосредственных измерений термоанемометром, что подтверждает правомочность сделанных допущений.

Подобные же закономерности были получены и при измерениях образцов № 2 и 3 с равномерным распределением отверстий по площади панели методом малой камеры [7] (фиг. 2, *а*).

Между линейным и нелинейным режимом поглощения имеется переходная область интенсивностей, верхняя и нижняя границы которой зависят от геометрических параметров панели резонатора и частоты. Тем не менее можно говорить о предельном значении колебательной скорости $v_{пред}=10$ м/с, выше которого во всех случаях становится справедливым равенство $R_0=\rho v$. Поскольку максимальная скорость в отверстии дости-



Фиг. 2. *а* – зависимость удельного активного сопротивления отверстия от амплитуды колебательной скорости для образцов № 2 и 3. № 2: $t=0{,}15$ см, $d=0{,}35$ см, $\eta=0{,}12$, $l=6$ см. Кривая *1* – $f=430$ Гц; *2* – $f=640$ Гц; № 3: $t=0{,}5$ см, $d=2$ см, $\eta=0{,}03$. Кривая *3* – $l=6$ см, $f=209$ Гц; *4* – $l=3$ см, $f=213$ Гц, прямая – $R_0=\rho v$. *б* – зависимость эквивалентной толщины отверстия от уровня звукового давления для образцов № 2 и 3. № 2: кривая *1* (параметры те же, что на фиг. 2, *а*, кривая *4*), № 3: кривая *2* (параметры те же, что на фиг. 2, *а*, кривая *2*). Пунктир – расчетные значения для линейного режима

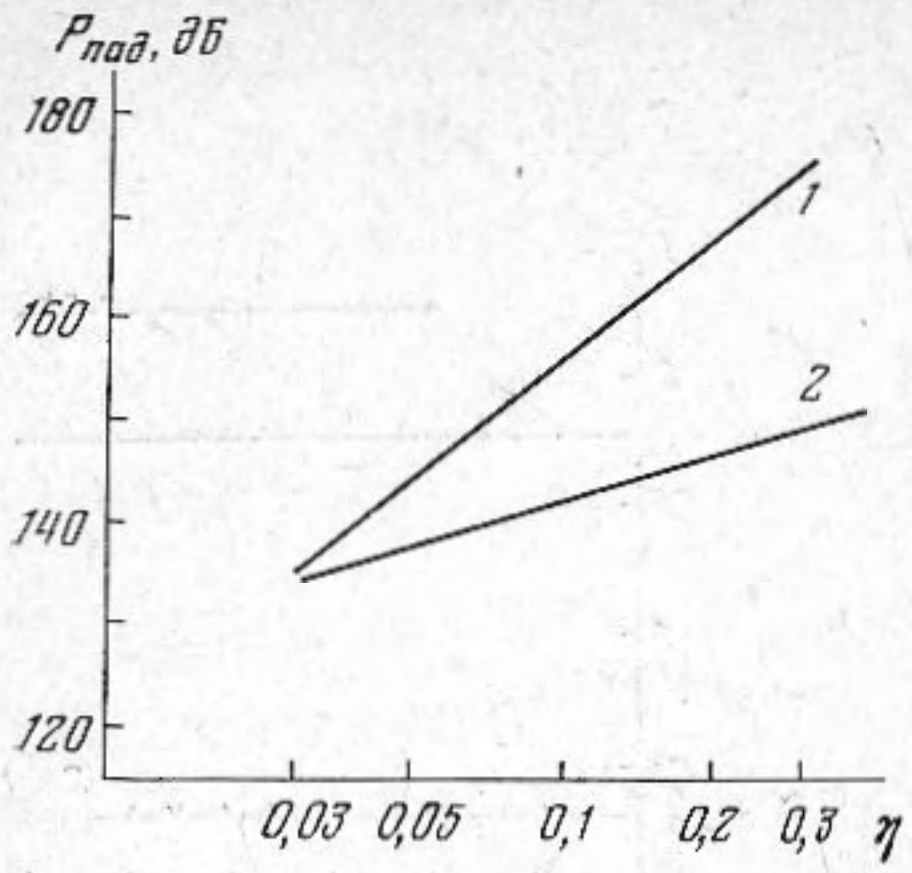
гается при резонансе, то именно на резонансной частоте нелинейность импеданца наиболее существенна.

Присоединенная масса исследованных образцов, представленная в виде эквивалентной толщины панели $t'=t+2\delta$, где t – толщина панели, а 2δ – дифракционная концевая поправка, дана на фиг. 1, *б* и 2, *б*. Из графиков следует, что с изменением уровня звука концевая поправка в случае равномерно перфорированных панелей № 2 и 3 изменяется мало и при большой глубине воздушного промежутка близка к своему значению при низком уровне звука, в то время как для одиночной ячейки панели № 1 она несколько уменьшается. Обращает на себя внимание и тот факт, что при малых глубинах воздушного промежутка (или полости) концевая поправка и соответствующая ей присоединенная масса отверстия M превышают величины, рассчитанные без учета влияния глубины полости. Это качественно согласуется с результатами теоретического исследования [8], из которого вытекает, в частности, что присоединенная масса возрастает с уменьшением отношения глубины полости к длине волны. Что касается количественного значения M (или 2δ), то значения, получаемые из опыта, превосходят рассчитанные по формуле или по графикам работы [8]. Возможно, что эти расхождения объясняются наличием потерь в полости, которые могут быть значительными при размерах полостей, сравнимых с длинами вязких и тепловых волн, и которые не учитывались в теории [8].

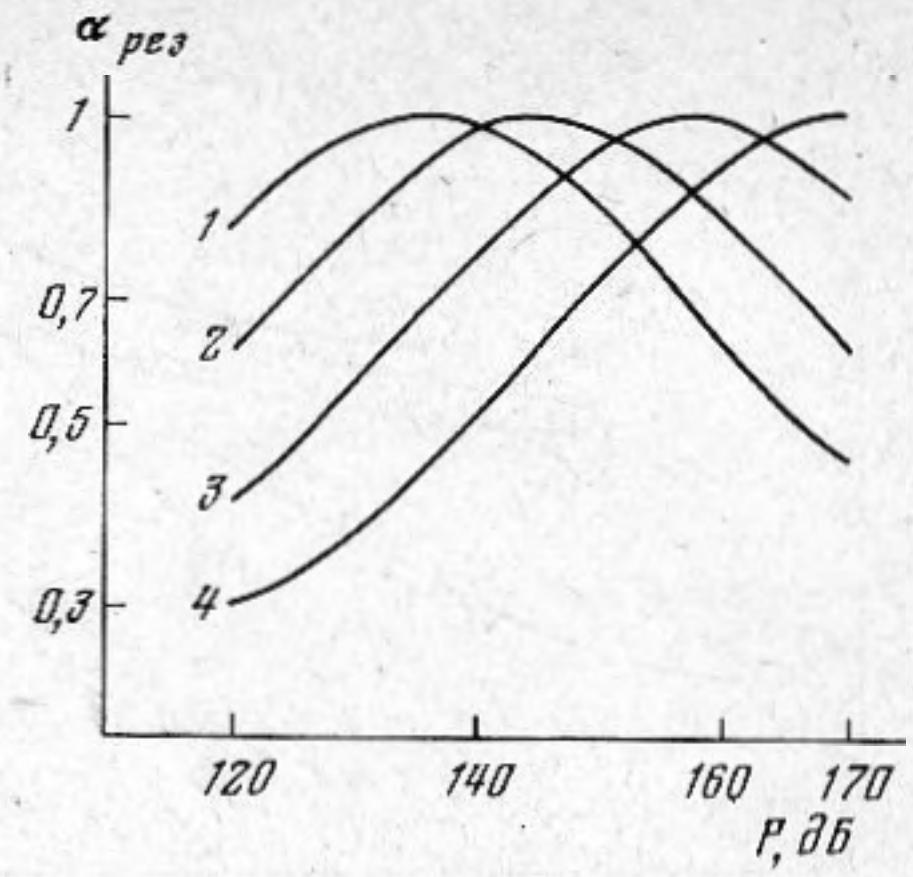
Ниже предлагается метод расчета параметров поглотителей, предназначенных для поглощения интенсивного звука.

Поскольку в большинстве практически важных случаев реактивную компоненту импеданца можно считать мало изменяющейся с уровнем звука (ее небольшое уменьшение приводит к незначительному сдвигу резонансной частоты в область более высоких частот), то глубина воздушного промежутка за панелью определяется так же, как и в линейной области. Для этого реактивную компоненту импеданца записываем в виде

$$Y_1=kl\frac{t'}{\eta}l-\operatorname{ctg} kl, \qquad k=\frac{2\pi f}{c}, \tag{3}$$



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Соотношение между коэффициентом перфорации η и уровнем звукового давления падающей волны $P_{пад}$. Прямая *1* дает значение η, обеспечивающее максимальное значение α при заданном $P_{пад}$. Прямая *2* дает предельное значение $P_{пад}$, разграничивающее линейную и нелинейную области давлений при заданном η

Фиг. 4. Расчетная зависимость коэффициента звукопоглощения на резонансной частоте от уровня падающего звука при η, взятом как параметр: кривая *1* – η=0,03; *2* – 0,05; *3* – 0,1; кривая *2* – 0,2

где f – частота. Положив $Y_1=0$, при заданных $t'/\eta l=A$ и частоте, можно решить уравнение графически и определить глубину воздушного промежутка l. Тогда величина $B=Al$ также становится известной.

Пусть требуется получить максимальный коэффициент звукопоглощения на резонансной частоте $\alpha_{рез}=1$, что осуществляется при $Y_1=0$, а $R_1=v/c\eta=1$, отсюда $\eta=v/c=M$. Но поскольку нелинейный режим начинается при $v\geqslant 10$ м/с, то, таким образом, определяется тот наименьший коэффициент перфорации η_1, при котором α будет максимальным, а именно $\eta_1=0{,}03$. В то же время самое большое значение M, которое можно ожидать в акустических полях, по-видимому, не будет превышать 0,3. Это дает значение наибольшего возможного коэффициента перфорации $\eta_2=0{,}3$.

Подставив (2) в (1) для заданного импеданца получим зависимость η от уровня звукового давления в падающей волне $P_{пад}$ в виде $\eta=\sqrt{P_{обр}/c|Z|}R_1$, где $P_{обр}=2P_{пад}$ при полном отражении и $P_{обр}=P_{пад}$ при полном поглощении падающего звука. В соответствии со сказанным выше, если на резонансной частоте $\alpha_{рез}=1$, то $\eta=\sqrt{P_{пад}/\rho c^2}$. График этой зависимости представлен прямой *1* на фиг. 3.

При практическом использовании резонансного звукопоглотителя целесообразно по предельному значению $v_{пред}=10$ м/с хотя бы приблизительно оценить предельный уровень звукового давления, свидетельствующий о переходе в нелинейную область. Из формулы (2) получается предельное значение давления $P_{пред}\approx 4\cdot 10^4\eta$ бар, если положить $|Z|=\rho c$. Эти приближенные рассуждения объясняют график зависимости предельного значения давления от коэффициента перфорации η (рис. 3, прямая *2*), построенный по эмпирической формуле [9]. По графику фиг. 3 можно определить тот коэффициент перфорации η, который обеспечивает на резонансной частоте максимальное значение коэффициента поглощения при заданном звуковом давлении $P_{пад}$ и одновременно определить для выбранного η тот минимальный уровень звука, при котором еще справедливы нелинейные соотношения. При других уровнях звука коэффициент поглощения выбранной конструкции на резонансной частоте будет иметь меньшее значение. Эту зависимость $\alpha_{рез}$ от уровня звукового давления при заданном коэффициенте перфорации можно рассчитать, положив для простоты $P_{обр}=P_{пад}$, что справедливо при полном поглощении и приводит к

ошибке порядка 20% при низких коэффициентах поглощения, менее интересных для практики. При этом изменение R_1 в зависимости от уровня звукового давления выражается формулой $R_1=\sqrt{P_{пад}/\rho c^2\eta^2}$, а $\alpha_{рез}=4R_1/(R+1)^2$. График этой зависимости, рассчитанный для значений η от 0,03 до 0,2, представлен на фиг. 4.

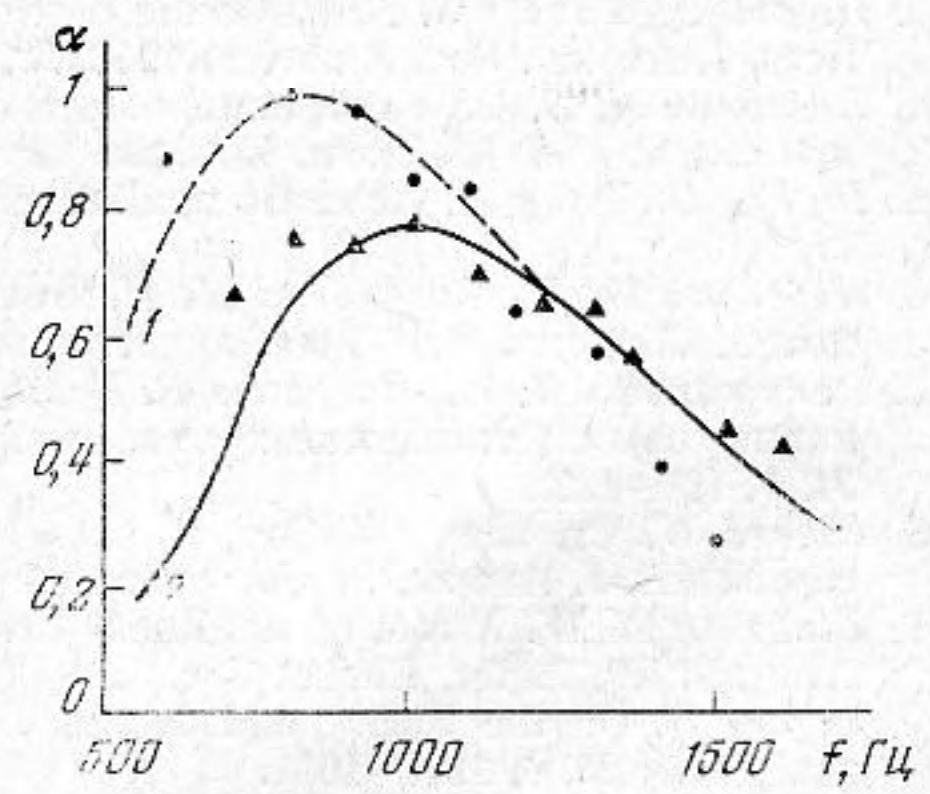
Зная B и η, определим $t'=B\eta$, но $2\delta=t'-t$, где t задано и $2\delta=0{,}85d(1-1{,}4\sqrt{\eta})$, что справедливо при $\eta\leqslant 0{,}16$, т. е. в обычно реализуемых случаях [10]. Отсюда определяется диаметр отверстия

$$d=\frac{Al\eta-t}{0{,}85(1-1{,}4\sqrt{\eta})} \tag{4}$$

и при $\eta=\pi d^2/4a^2$ шаг перфорации

$$a=\sqrt{\frac{\pi}{\eta}}\frac{d}{2}. \tag{5}$$

Таким образом, выбрав из конструктивных соображений толщину панели t и определив по известному уровню звукового давления коэффициент перфорации η, можно определить d и a. При этом нужно задать еще один параметр B (или A, так как $B=Al$), значение которого определяет селективность поглощения; при меньших значениях A резонансная кривая шире.



Фиг. 5. Частотная характеристика коэффициента звукопоглощения при уровне звукового давления 140 дБ. Кривая *1* для образца № 1, $l=4{,}3$ см (●), *2* – для образца № 4 ($t=0{,}05$ см, $d=0{,}75$ см, $\eta=0{,}1$, $l=4{,}3$ см) (▲)

Определив параметры поглотителя, обеспечивающие максимальное поглощение на резонансной частоте, далее следует рассчитать ожидаемую частотную характеристику компонент импеданца и коэффициент поглощения при заданном уровне звукового давления. Реактивная компонента удельного безразмерного импеданца рассчитывается по формуле (3), а активная компонента

$$R_1=v/c\eta=\frac{P_{обр}}{\rho c^2\eta^2\sqrt{R_1^2+Y_1^2}}=\frac{D}{\sqrt{R_1^2+Y_1^2}}, \tag{6}$$

где $D=P_{обр}/\rho c^2\eta^2$. Вблизи резонанса, когда $|Y_1|\leqslant 0{,}5$, можно положить $P_{обр}\approx P_{пад}$, а на всех других частотах $P_{обр}\approx 2P_{пад}$. Таким образом

$$R_1\approx-\frac{Y_1^2}{2}+\sqrt{\left(\frac{Y_1^2}{2}\right)^2+D^2}. \tag{7}$$

Далее по значениям R_1 и Y_1 подсчитывается коэффициент поглощения α.

Для проверки расчетов параметров образцов поглотителя были исследованы на интерферометре высокого уровня, имеющем внутренний диаметр 2,35 см, единичные ячейки образцов, содержащих по одному отверстию диаметром 0,5 и 0,75 см ($\eta=0{,}045$ и 0,1 соответственно) с толщинами от 0,2 см на краю ячейки к $t=0{,}05$ см у края отверстия. Глубина воздушного промежутка в обоих случаях $l=4{,}3$ см, что дает для образца с отверстием диаметром $d=0{,}5$ см $f_{рез}=1000$ Гц и для образца с $d=0{,}75$ см $f_{рез}=850$ Гц.

Согласно графику фиг. 4, ожидается, что при уровне звукового давления 140 дБ первый образец будет иметь $\alpha_{рез}\approx 1$, в то время как у второго

оптимальный режим будет достигнут только при 170 дБ, а при 140 дБ $\alpha_{рез}$ будет лишь ~0,8.

Измерения (фиг. 5) подтверждают эти предположения. Хорошо совпадает общий ход экспериментальных и расчетных значений. Что же касается резонансной частоты, то она оказывается несколько сдвинутой в область низких частот, поскольку концевая поправка у исследованных образцов по причинам, указанным выше, несколько превосходит теоретически рассчитанную.

Представленный материал дает основания рекомендовать предложенный метод для расчета конструкций резонансных звукопоглотителей, используемых для поглощения звука высокой интенсивности.

В измерениях принимали участие студенты-дипломники С. Григорьев и О. Семченко, которым авторы выражают благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ржевкин С. Н.* Теория и устройство простейших резонансных звукопоглощающих систем. Докл. АН СССР, 1939, *22*, 9, 568–573.
2. *Велижанина К. М.* Экспериментальные исследования резонансных звукопоглотителей. Ж. техн. физики, 1951, *21*, 9, 1087–1099.
3. *Ingard U., Labate S.* Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices. J. Acoust. Soc. America, 1950, *22*, 2, 211–218.
4. *Лебедева И. В.* Об измерении колебательной скорости в звуковых полях высокой интенсивности. Сб. докл. IX Всес. акуст. конф. OIVI, М., 1977.
5. *Ingard U., Ising H.* Acoustic nonlinearity of an orifice. J. Acoust. Soc. America, 1967, *42*, 1, 6–11.
6. *Лебедева И. В., Соловьева М. Н.* Нелинейность импеданса перфорированных панелей. Сб. докл. VIII Всес. акуст. конф. Т15, М., 1973.
7. *Велижанина К. А., Ястребов В. В* Метод малой камеры в применении к исследованию звукопоглощающих систем при высоких уровнях звука. Акуст. ж., 1978, *24*, 1, 130–132.
8. *Ingard U.* On the radiation of sound into a circular tube with an application to resonators. J. Acoust. Soc. America, 1948, *20*, 5, 665–682.
9. *Blakman A. W.* Effect of nonlinear losses on the design of absorbers for combustion instabilities. Amer. Rocket Soc. J., 1960, *30*, 1022–1028.
10. *Ingard U.* On the theory and design of the acoustic resonators. J. Acoust. Soc. America, 1953, *25*, 6, 1037–1061.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова,
физический факультет

Поступила
19 декабря 1979 г.