

сужение главного лепестка амплитудного распределения, рост уровня и расширение боковых лепестков.

Таким образом, в работе приведены соотношения, позволяющие определить форму плоскокриволинейной линзы на поверхности с произвольным характером анизотропии, а также рассчитать распределение поля ПАВ в фокальной «плоскости» линзы. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ван Дюзер Т. Линзы и пленки переменной толщины для фокусировки и направленного распространения поверхностных акустических волн.— ТИИЭР, 1970, т. 58, № 8, с. 60–68.
2. Mason I. M. Anisotropy, diffraction scaling, surface wave lenses, and focusing.— J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 53, № 4, p. 1123–1128.
3. Бородий Ю. Н., Гранкин И. М., Гончаров А. Д., Коба С. И. Исследование пленочных линз для поверхностных акустических волн.— Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 11, с. 673–676.
4. Brooks R. E. Acoustic wave diffraction for array processing.— Appl. Optics, 1983, v. 22, № 18, p. 2810–2816.
5. Дьелесан Э., Руйе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
6. Каневский И. Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. М.: Наука, 1977. 336 с.
7. Green J. B., Kino G. S. SAW convolvers using focused interdigital transducers.— IEEE Trans. on SU, 1983, v. SU-30, № 1, p. 43–50.
8. Гриц В. Г., Запунный А. П., Хаустов В. К. Измерение скорости поверхностных акустических волн оптическим фазочувствительным методом.— Вестн. КПИ. Радиотехника, 1980, вып. 17, с. 51–53.
9. Гранкин И. М., Кулаева Ч. Г. Голографическая установка для визуализации поверхностных акустических волн.— Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1983, т. 26, № 7, с. 73–74.

Киевский политехнический институт  
им. 50-летия Великой Октябрьской  
социалистической революции

Поступило в редакцию  
25.IV.1985

УДК 534.833.532

### ОСОБЕННОСТИ ИНЕРЦИОННОГО ИМПЕДАНСА МНОГОСЛОЙНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО РЕЗОНАТОРА

Воронина Н. Н.

Для снижения уровня производственного шума в диапазоне низких частот целесообразно использовать резонансные звукопоглотители.

Резонатор представляет собой жесткий перфорированный экран, расположенный на некотором расстоянии  $L$  от ограждения, как показано на фиг. 1, а.

Согласно теории резонаторов [1–3], экстремальное поглощение звука такой системой на резонансной частоте обусловлено равенством противоположных по знаку импедансов экрана  $Y_э$  и воздушного промежутка  $Y_L = -\text{ctg } kL$ , где  $k = 2\pi f/c$  — волновое число,  $f$  — частота звука,  $c$  — скорость звука в воздухе.

Для расчета величины  $Y_э$  используют известное выражение

$$Y_э = k(l_э + 2\delta)/\eta_э, \quad (1)$$

где  $\eta_э$  — коэффициент перфорации,  $l_э$  — толщина экрана,  $\delta$  — концевая поправка к толщине экрана.

В работе [1] дано следующее выражение для расчета концевой поправки:

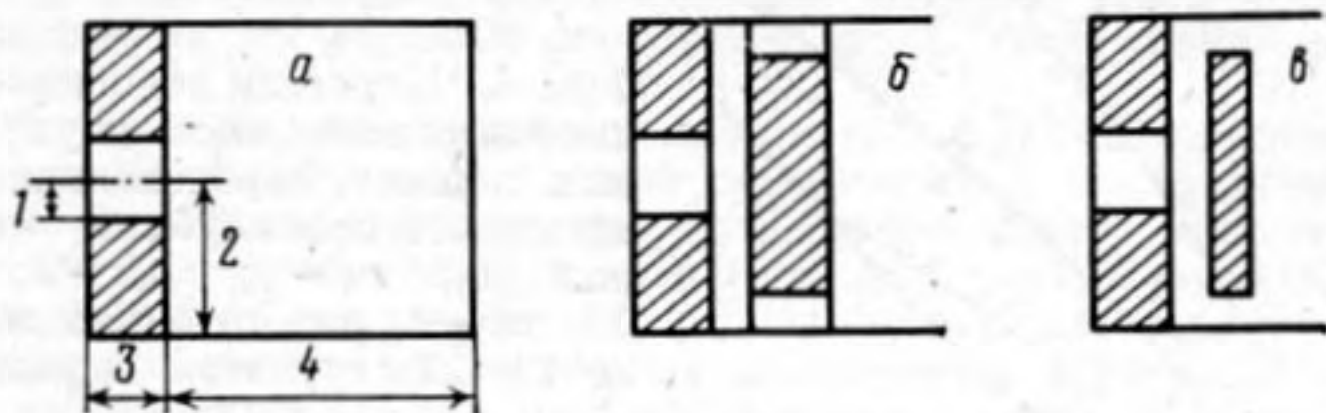
$$\delta = 4R \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1^2(x_n R_0/R)}{J_0^2(x_n) x_n^3}, \quad (2)$$

где  $R_0$ ,  $R$  см — радиусы отверстия и единичной ячейки резонатора соответственно,  $J_0$ ,  $J_1$  — цилиндрические функции Бесселя нулевого и первого порядков,  $x_n$  — корни уравнения  $J_1(x_n) = 0$ .

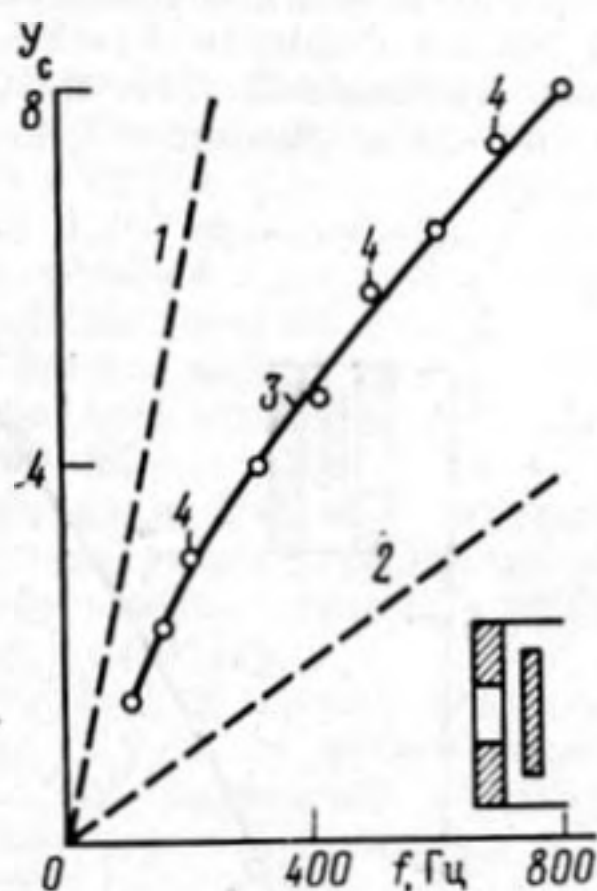
При фиксированном значении глубины полости резонатора снижение резонансной частоты системы может быть достигнуто применением не одного, а нескольких перфорированных экранов (фиг. 1, б), установленных параллельно друг другу с некоторым зазором  $l$ , малым по сравнению с величиной  $L$ . Если оси отверстий соседних экранов сдвинуты относительно друг друга, то общий инерционный импеданс систе-

мы  $Y_c$  равен сумме импедансов  $Y_{oi}$  отдельных экранов. При соосном же расположении отверстий в системе экранов величина  $Y_c$  меньше суммы импедансов экранов.

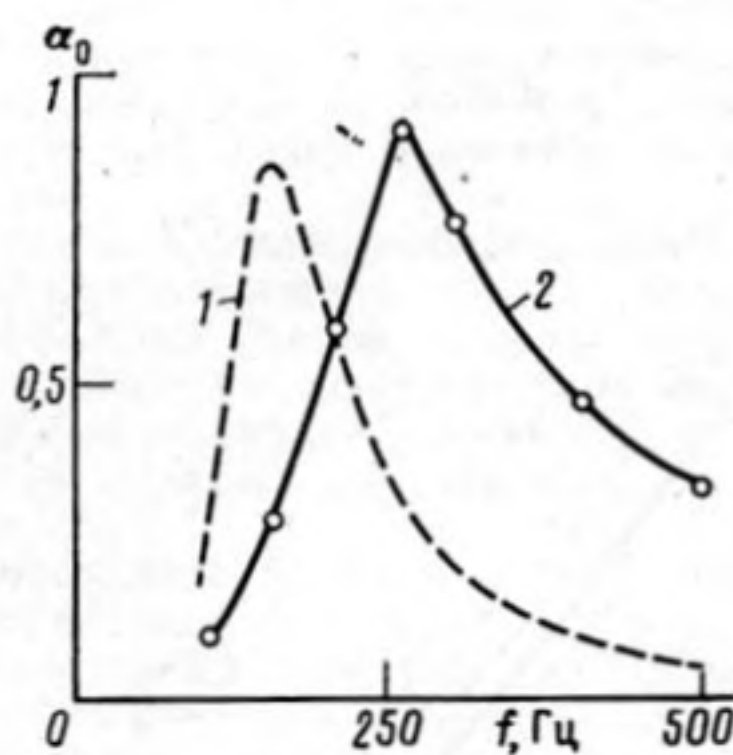
Величина  $Y_{oi}$  в значительной степени зависит от глубины зазора между экранами. Если экраны находятся на расстоянии  $l \geq \delta$ , когда ближние поля отверстий не



Фиг. 1. Схемы резонатора: однослойного — а; 1 — радиус отверстия  $R_0$ , 2 — радиус ячейки резонатора  $R$ , 3 — толщина экрана  $l_0$ , 4 — глубина воздушной полости  $L$ ; многослойного — б, с диском — в



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Частотная зависимость инерционного импеданса двухслойной системы экран-диск с глубиной зазора  $l=0,125 \delta=0,1$  см, рассчитанная по формуле (4) с учетом (3) — 1, то же по формуле  $Y_c=Y_0+Y_d$  с учетом выражений (1) и (2) — 2, то же по номограмме — 3, определенная экспериментально — 4

Фиг. 3. Частотная зависимость коэффициента звукопоглощения двухслойного резонатора (экран-диск) с глубиной полости 6 см, рассчитанная с учетом формулы (3) — 1, определенная экспериментально — 2

испытывают взаимного влияния, то для расчета импеданса  $Y_{oi}$  остается справедливой формула (1) с учетом (2).

Совсем другая картина получается при уменьшении расстояния  $l$  по сравнению с величиной  $\delta$ . В этом случае при  $l < 0,5\delta$  следует ожидать дополнительное возрастание инерционности системы, обусловленное искривлением потока в узком канале между экранами. Таким образом, в многослойной резонансной системе можно обеспечить дополнительное снижение частоты резонанса простым сближением перфорированных экранов на определенное расстояние друг от друга.

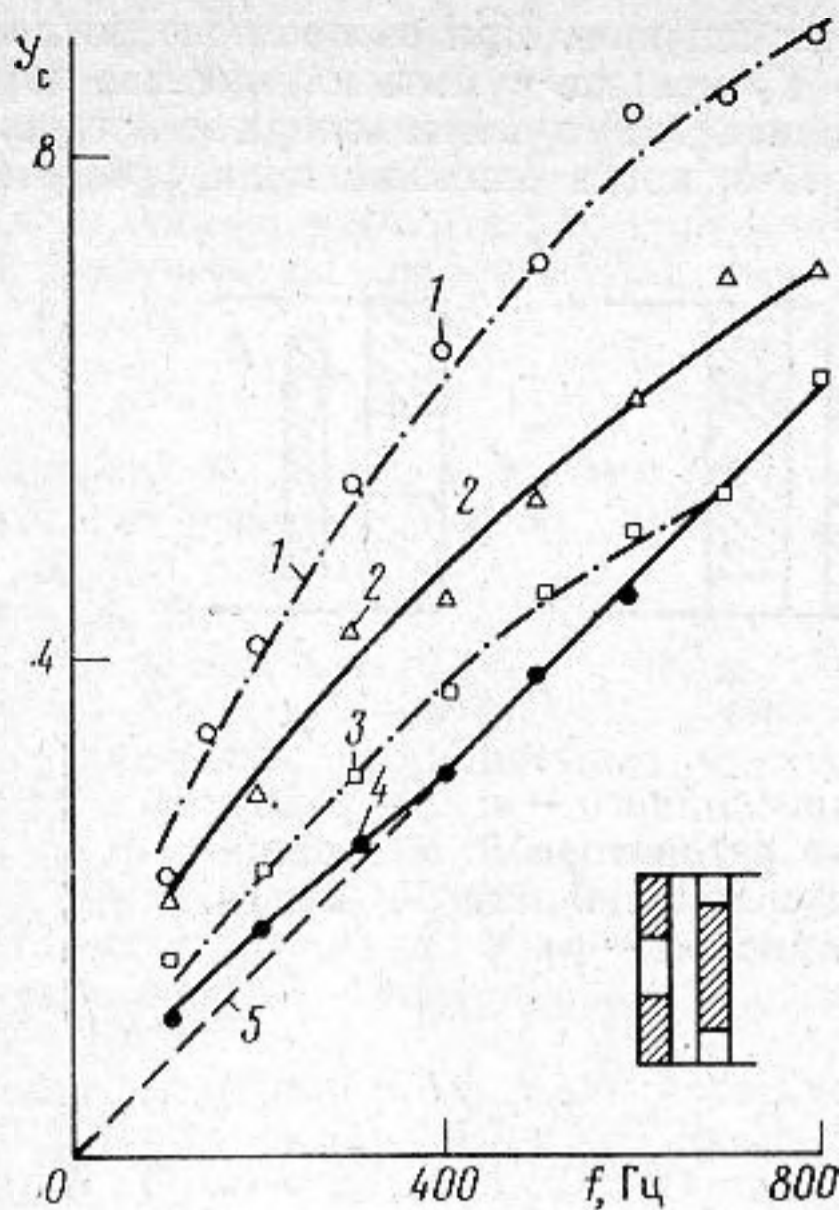
Теоретически этот эффект был рассмотрен в работе [2] для резонатора с достаточно малой глубиной  $l$  воздушной полости. Показано, что инерционные потери в такой системе с внутренней стороны отверстия можно характеризовать концевой поправкой  $\delta_l$ , зависящей от параметра  $l$  согласно следующему выражению:

$$\delta_l = 4R \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1^2(x_n R_0/R)}{J_0^2(x_n) x_n^3} \operatorname{cth}(x_n l/R), \quad (3)$$

а импеданс перфорированного экрана может быть рассчитан по формуле:

$$Y_0 = k(l_0 + \delta + \delta_l) / \eta_0. \quad (4)$$

Выражение (3) было использовано в работе [4] для расчета величины  $Y_c$  резонато-

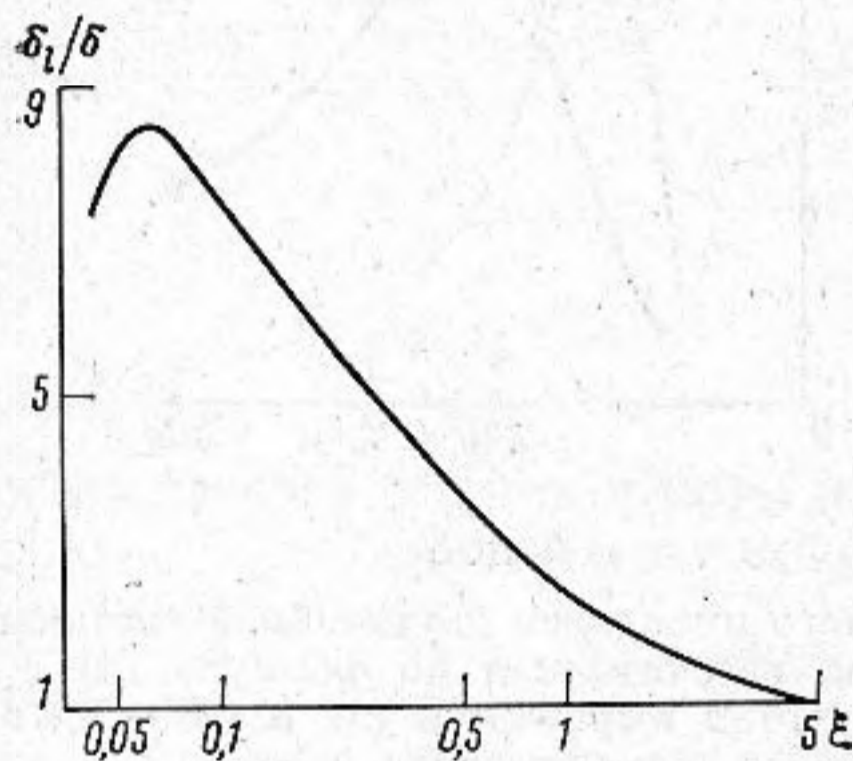


Фиг. 4

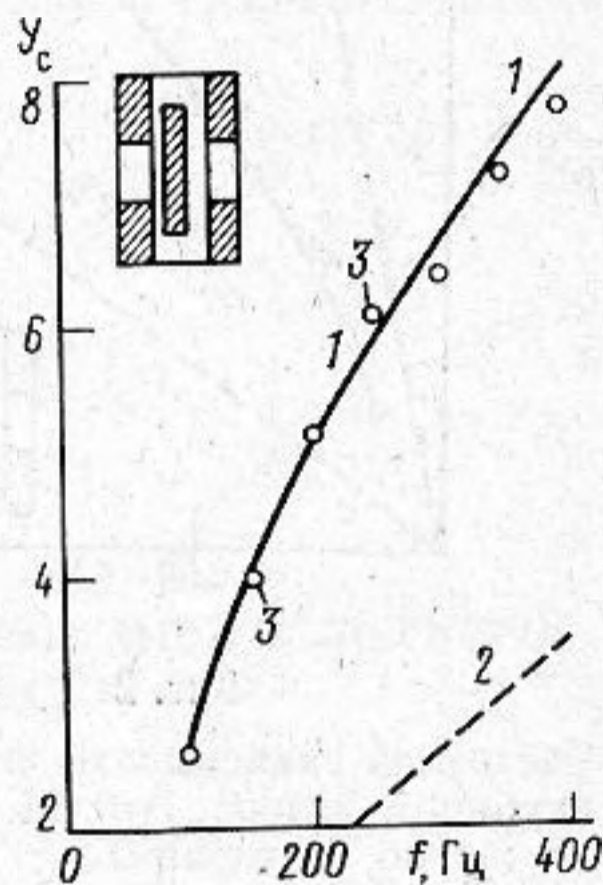
Фиг. 4. Частотная зависимость инерционного импеданса двух идентичных экранов, определенная экспериментально при глубине зазора, равном 0,1 см — 1; 0,2 — 2; 0,4 — 3; 0,8 см — 4, рассчитанная по формуле  $Y_c = 2Y_0$  с учетом выражений (1) и (2) — 5

Фиг. 5. Зависимость величины  $\delta_l/\delta$  от переменной  $\xi$

Фиг. 6. Частотная зависимость инерционного импеданса трехслойной системы экран — диск — экран с глубиной зазора 0,1 и 0,2 см, рассчитанная с использованием номограммы — 1, то же по формуле  $Y_c = 2Y_0 + Y_d$  с учетом выражений (1) и (2) — 2, эксперимент — 3



Фиг. 5



Фиг. 6

ра, внутри которого вблизи отверстия расположен круглый диск радиусом  $R_d$  и толщиной  $l_d$  (фиг. 1, в). Однако экспериментальная проверка, проведенная в настоящей работе, не подтвердила справедливость формулы (3).

Для исследования была выбрана конструкция, описание которой дано в работе [4], со следующими параметрами:  $R_0 = 1,5$  см,  $R = 4,9$ ,  $l_0 = 0,5$ ,  $R_d = 4$ ,  $l_d = 0,22$  см. Глубина зазора между экраном и диском принималась равной 0,1; 0,2; 0,4 и 0,8 см. Последнее значение расстояния  $l$  соответствует концевой поправке  $\delta = 0,8$  см для отверстия экрана. Экран и диск были изготовлены из древесно-волокнистой плиты и жесткого картона соответственно.

Инерционный импеданс системы экран-диск определялся экспериментально как разность двух импедансов, измеренных последовательно для слоя волокнистого материала с покрытием в виде системы экран-диск и без такового. Акустические испытания проводились в интерферометре в частотном диапазоне 100–800 Гц.

На фиг. 2 представлена экспериментальная частотная зависимость реактивного импеданса исследуемой системы экран-диск.

Сравнение теоретических и опытных данных позволило сделать вывод о том, что при небольшой глубине зазора  $l \leq 0,25\delta$  между экраном и диском наблюдается дополнительное увеличение инерционности системы, при котором ее импеданс превышает в 2–3 раза суммарный импеданс той же системы, полученный при обычном сложении импедансов экрана и диска, но при этом значительно ниже величины  $Y_c$ , рассчитанной с учетом выражения (3).

Кроме того, расположение экспериментальных точек вдоль дугообразной линии, а не по прямой косвенно подтверждает зависимость концевой поправки  $\delta_l$  от частоты, что также противоречит теоретическому равенству (3).

Использование формулы (3) в расчетах инерционного импеданса экрана с диском приводит к значительным ошибкам в определении резонансной частоты конструкции.

Как следует из анализа частотной зависимости коэффициента звукопоглощения  $\alpha_0$  (см. фиг. 3) рассмотренной выше системы экран-диск, отнесенной на расстояние 6 см от жесткого основания, рассчитанной с учетом равенства (3) при  $l=0,1$  см и определенной экспериментально, действительное значение резонансной частоты получается примерно на 100 Гц выше теоретического. С такой грубой ошибкой нельзя не считаться.

Таким образом, экспериментально показано, что эффект возникновения дополнительной инерционности экрана вследствие размещения в его ближнем поле некоторой преграды в виде диска действительно существует, однако равенства, предложенные в работах [2, 4] не пригодны для количественной оценки этого эффекта.

В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования акустических характеристик многослойных резонансных звукопоглотителей.

Создание инженерного метода расчета импеданса таких конструкций предполагает в первую очередь установление опытным путем некоторых количественных соотношений между концевой поправкой  $\delta_l$  отдельного компонента системы (экрана) и его параметрами, частотой звука, глубиной зазора.

С этой целью была исследована система, состоящая из двух одинаковых экранов с параметрами  $R_0=1,5$  см;  $\eta_0=0,093$ ;  $l_0=0,5$  см, оси отверстий которых сдвинуты относительно друг друга (фиг. 1, б). Ближайший к слою материала экран располагался на расстоянии 2–4 мм от поверхности поглотителя. В этом случае влиянием контакта между покрытием и материалом на величину  $\delta$  допустимо пренебречь [5, 6].

Выбор идентичных экранов позволил определить концевую поправку  $\delta_l$  по экспериментальному значению импеданса  $Y_c$  согласно выражению  $\delta_l=0,5Y_c\eta_0k^{-1}-l_0-\delta$ .

Для того чтобы выяснить, каким образом зависит концевая поправка  $\delta_l$  от частоты звука и глубины зазора, импеданс двух экранов был определен экспериментально для четырех значений  $l$ , перечисленных выше. Частотные зависимости величины  $Y_c$  представлены на фиг. 4.

Из сравнения видно, что с увеличением частоты импеданс системы возрастает тем заметнее, чем меньше величина  $l$  и при некотором значении частоты достигает своего максимального значения. С дальнейшим ростом частоты или зазора между экранами импеданс системы стремится к величине, равной сумме импедансов экранов без учета дополнительного инерционного эффекта. Тем самым экспериментально подтверждается аддитивность импедансов экранов, расположенных на малых расстояниях друг от друга.

Количественную оценку влияния параметров  $R_0$ ,  $\eta_0$  и  $l_0$  двух соседних экранов на величину  $\delta_l$  удалось провести на основе анализа результатов, полученных экспериментально для различных вариантов сочетаний перфорированных экранов, характеристики которых изменялись в достаточно широких пределах: от 0,4 до 1,5 см для радиуса отверстия; от 0,06 до 0,15 — для коэффициента перфорации; от 0,1 до 2 см для толщины экрана.

Эксперимент показал, что дополнительная инерционность перфорированного экрана, обусловленная влиянием ближнего поля соседнего экрана и выраженная величиной  $\delta_l$ , будет проявляться тем сильнее, чем больше радиус отверстия и концевая поправка  $\delta$  данного отверстия, а также чем меньше коэффициент перфорации и толщина экрана.

На основе опытных данных была построена номограмма (фиг. 5) для определения отношения  $\delta_l/\delta$  в зависимости от некоторой переменной  $\xi$ , для которой было получено следующее эмпирическое выражение:

$$\xi = 10^3 kl(l_{01} + \delta_1)^2 \eta_{02} / 2R_{02}\delta_1, \quad (5)$$

где индексы 1 и 2 указывают на принадлежность параметров к первому и второму экрану соответственно. При расчете величины  $\xi$  для второго экрана в формуле (5) следует поменять местами индексы 1 и 2.

С помощью номограммы величина  $\delta_l$  может быть определена для каждого отдельного экрана в многослойной конструкции с учетом параметров как самого экрана, так и соседнего.

Удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента для двухслойной и трехслойной (фиг. 6) конструкций дает основание предполагать, что предложенный инженерный метод определения инерционного импеданса резонансных систем является вполне надежным и дает погрешность, не превышающую допустимую ошибку акустических измерений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ingard U. On the theory and design of acoustic resonators.— J. Acoust. Soc. Amer., 1953, v. 25, № 6, p. 1037–1061.
2. Ingard U. An Radiation of sound into a circular tube, with an Application to Resonators.— J. Acoust. Soc. Amer., 1948, v. 20, № 5, p. 665–682.
3. Ржевкин С. Н. К вопросу о присоединенной массе в неоднородных акустических волноводах.— Акуст. журн., 1965, т. 11, № 3, с. 371–379.
4. Велижанина К. А., Оборотов В. А. Новый низкочастотный и инфразвуковой резонансный звукопоглотитель.— Акуст. журн., 1983, т. 29, № 1, с. 5–10.

5. *Ingard U.* Perforated Facing and Sound Absorption.— *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1954, v. 26, № 2, p. 151–154.  
 6. *Davern W.* Perforated Facing backed with porous materials as sound absorption — an experimental study.— *Applied Acoust.*, 1977, v. 10, № 2, p. 85–112.

Научно-исследовательский институт  
 строительной физики

Поступило в редакцию  
 4.II.1985  
 после исправления  
 2.IX.1985

УДК 534.231

## СРЕДНЯЯ СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ ВДОЛЬ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

*Грачев Г. А., Кузнецов Г. Н.*

Естественная или искусственно создаваемая модуляция колебаний имеет место в различных физических явлениях. Формально задача об одномерном распространении модулированных колебаний решается с помощью интеграла Фурье. Применяя метод стационарной фазы, как правило, находят первое приближение этого интеграла и определяют групповую скорость, характеризующую скорость перемещения волновых групп (волновых пакетов, биений) в пространстве [1–4]. В настоящее время наиболее полно изучено распространение волновых пакетов в однородных безграничных пространствах (подробный обзор этих исследований и обобщение результатов см. в [2, 3]). В акустических волноводах исследованы в основном закономерности одномодового распространения импульсов [4]. Цель данной работы — анализ особенностей многомодового распространения модулированных колебаний в плоских акустических волноводах.

Пусть точечный ненаправленный источник создает в волноводе волну звукового давления с временной зависимостью  $f(t)$ . Тогда звуковое давление на расстоянии  $R$  от источника можно представить с помощью интеграла Фурье в виде

$$\Psi(R, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \psi(R, \omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

где

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt,$$

$\omega$  — круговая частота,  $\psi$  — звуковое поле точечного источника в волноводе на частоте  $\omega$ . Считая спектр сигнала сосредоточенным в некоторой окрестности  $\Omega$  средней частоты  $\omega_0$ , введем комплексную огибающую (КО)  $A(R, t)$  соотношением [3]  $\Psi(R, t) = A(R, t) \exp\{-i[\omega_0 t - \varphi(R, \omega_0)]\}$ , где  $A(R, t) = \int_{(\Omega)} F(\omega) a(R, \omega) \exp\{-i[(\omega - \omega_0)t + \varphi(R, \omega_0) - \varphi(R, \omega)]\} d\omega$ ,  $a(R, \omega) = |\Psi(R, \omega)|$ ,  $\varphi(R, \omega)$  — фаза звукового поля точечного источника на частоте  $\omega$  ( $x = \omega, \omega_0$ ). Предположим, что в множестве возможных значений  $R$  существуют интервалы  $I_R$ , на которых функции  $a(R, \omega)$  и  $\varphi(R, \omega)$  могут быть разложены в ряд Тейлора в окрестности  $\Omega$  точки  $\omega_0$ . Разлагая на этих интервалах  $a(R, \omega)$  и  $\varphi(R, \omega)$  в ряд Тейлора и ограничиваясь для  $a(R, \omega)$  нулевым,  $\varphi(R, \omega)$  — первым приближениями, получаем

$$A(R, t) = a(R, \omega_0) A(0, t - \varphi'(R, \omega_0)), \quad (1)$$

где

$$\varphi'(R, \omega_0) = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega = \omega_0 \\ R \in I_R}}, \quad A(0, t) — \text{КО сигнала в источнике.}$$

Смысл выражения (1) состоит в том, что при выполнении условий

$$\max_{\substack{\omega \in I_\omega \\ R \in I_R}} \left| \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial \omega} \right|_{\omega \in I_\omega} |\Omega| \ll 1, \quad \max_{\substack{\omega \in I_\omega \\ R \in I_R}} \left| \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega \in I_\omega} |\Omega^2| \ll 1, \quad (2)$$

где  $I_\omega = [\omega_0 - \Omega/2, \omega_0 + \Omega/2]$  — сигналы в источнике и на расстоянии  $R$  от источника полностью коррелированы. При нарушении (2) возникают искажения огибающей, которые приводят к раскорреляции сигналов в источнике и приемнике. Характерной особенностью многомодового распространения сигналов в волноводах являются осцилляции уровня. Поскольку первое из неравенств в (2) является условием медленного изменения модуля звукового давления в частотной области и согласно [5] эквивалентно условию медленного изменения  $a$  в пространственной области, то в акустиче-