

УДК 534.2.532

## О ПОВЫШЕНИИ ЗАТУХАНИЯ ЗВУКА В КАНАЛЕ С ОБЛИЦОВКОЙ ЛОКАЛЬНО РЕАГИРУЮЩЕГО ТИПА ПРИ НАЛИЧИИ ПОТОКА

© 1994 г. А. Ф. Соболев

Государственный научно-исследовательский ЦЕНТР ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского

107005 Москва, ул. Радио, 17

Поступила в редакцию 20.10.93 г.

Получены выражения для поля точечного источника и затухания потока энергии в плоском облицованном канале с дозвуковым сжимаемым потоком. Разработан алгоритм и создана соответствующая программа, позволяющие определять оптимальные значения импеданса, обеспечивающие максимально возможное затухание на заданных частотах при любом расстоянии от источника. Проведено исследование зависимостей оптимального импеданса и величины максимального затухания от частоты и расстояния от источника. Проведено сравнение затухания, обеспечиваемого однослойными сотовыми конструкциями, с максимально возможным.

При создании звукопоглощающих систем в каналах, возбуждаемых источниками звука, весьма актуальной является задача получения максимально возможного затухания на заданной частоте или в некоторой области частот при ограниченной длине облицовки. В полной мере это относится к каналам ТРДЦ с большой степенью двухконтурности, имеющих ограниченные возможности для размещения звукопоглощающих конструкций (ЗПК) и где необходимо значительное снижение шума на основной частоте следования лопаток рабочего колеса (РК) и ее гармониках. Одним из способов определения предпочтительного импеданса облицовки является построение замкнутых вложенных кривых равного затухания на комплексной плоскости импеданса, стягивающихся в точку оптимального импеданса [1]. Однако, при относительно простом алгоритме численного расчета, этот метод требует больших затрат по времени и неудобен. В работе [2] на модели плоского бесконечного канала с точечным источником разработан метод определения оптимального импеданса из условия слияния двух соседних мод. Этот метод получил практическое развитие в работах [3, 4], где для определения оптимального импеданса предложены модели "длинного" и "короткого" каналов. В частности, на основной частоте следования лопаток РК канал наружного контура и воздухозаборник достаточно хорошо соответствуют моделям "длинного" и "короткого" каналов. Вместе с тем всегда существует область частот и длин каналов, где эти модели не применимы. В настоящее время эта область представляет наибольший интерес с точки зрения дальнейшего снижения авиационного шума. В связи с этим нами разрабатывается новый подход к определению оптимального импеданса стенок канала из условия обеспечения

максимума отношения потоков акустической энергии на входе и выходе из глушителя. В основе этого метода лежит симплексный метод минимизации функции многих переменных [5]. Для реализации этого метода написан алгоритм и разработана программа на языке "Фортран". В данной работе получены основные расчетные формулы, которые были заложены в основу алгоритма и представлены основные результаты, численных расчетов.

Рассмотрим задачу о возбуждении поля гармоническим точечным источником в бесконечном плоском канале, ориентированном вдоль оси  $x$ , со сжимаемым дозвуковым потоком

$$\frac{1}{c^2} \frac{D^2 p}{Dt^2} - \nabla^2 p = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

$$i\omega \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\beta_1 D^2 p}{c Dt^2} \Big|_{y=H/2}, \quad (2)$$

$$i\omega \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{\beta_2 D^2 p}{c Dt^2} \Big|_{y=-H/2}, \quad (3)$$

где

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x}, \quad c^2 = c_0^2 - \frac{\gamma - 1}{2} v^2,$$

$(x_0, y_0)$  – координаты источника,  $c$  – скорость звука,  $c_0$  – скорость звука в отсутствие потока,  $\beta_1$  ( $\beta_2$ ) – удельная проводимость (адмитанс) верхней (нижней) стенки,  $v$  – скорость потока, направленного в положительном направлении к оси  $x$ ,  $\gamma = 1.4$ ;  $H$  – высота канала.



Применим преобразование Фурье одновременно к уравнению (1) и граничным условиям (2) и (3)

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial y^2} + \kappa^2 \tilde{p} = -\delta(y - y_0) e^{-i\xi x_0}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} = ik\beta_1 \left(1 - M \frac{\xi}{k}\right)^2 \tilde{p} \Big|_{y=H/2}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} = ik\beta_2 \left(1 - M \frac{\xi}{k}\right)^2 \tilde{p} \Big|_{y=-H/2}, \quad (6)$$

где  $\tilde{p} = \int_{-\infty}^{\infty} p e^{-i\xi x} dx$ ,  $\kappa^2 = (k - M\xi)^2 - \xi^2$ ,  $k = \omega/c$ ,  $M = V/c$ .

Решение уравнения (4) ищем в виде

$$\tilde{p} = \begin{cases} A \cos(\kappa y) + B \sin(\kappa y), & y_0 < y < H/2, \\ C \cos(\kappa y) + D \sin(\kappa y), & -H/2 < y < y_0, \end{cases} \quad (7)$$

Для определения особенности в источнике проинтегрируем уравнение (4) в окрестности точки  $y_0$ ,  $y_0 - \varepsilon \leq y \leq y_0 + \varepsilon$  и устремим  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Учитывая непрерывность  $\tilde{p}(y)$  при  $y = y_0$ , получим

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} \Big|_{y_0+0} - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} \Big|_{y_0-0} = -e^{-i\xi x_0}. \quad (9)$$

После подстановки уравнений (7), (8) соответственно в граничные условия (5) и (6) получим

$$B = A Q(\beta_1), \quad D = -C Q(\beta_2),$$

где

$$Q(\beta) = \frac{\kappa \sin(\kappa H/2) + ik\beta S \cos(\kappa H/2)}{\kappa \cos(\kappa H/2) - ik\beta S \sin(\kappa H/2)};$$

$$S = \left(1 - M \frac{\xi}{k}\right)^2.$$

Для определения неизвестных коэффициентов воспользуемся непрерывностью  $\tilde{p}$  и условием (9) для скачка производной в точке  $y_0$

$$A = -\frac{e^{-i\xi x_0} \{\cos(\kappa y_0) - Q(\beta_2) \sin(\kappa y_0)\}}{\kappa [Q(\beta_1) + Q(\beta_2)]},$$

$$C = -\frac{e^{-i\xi x_0} \{\cos(\kappa y_0) + Q(\beta_1) \sin(\kappa y_0)\}}{\kappa [Q(\beta_1) + Q(\beta_2)]}.$$

Применяя обратное преобразование Фурье, получим

$$p = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Phi(\kappa y_0) \Psi(\kappa y)}{\kappa [Q_1 + Q_2]} e^{i\xi(x-x_0)} d\xi; & y_0 < y < \frac{H}{2}, \\ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi(\kappa y_0) \Phi(\kappa y)}{\kappa [Q_1 + Q_2]} e^{i\xi(x-x_0)} d\xi; & -\frac{H}{2} < y < y_0, \end{cases} \quad (10)$$

где

$$\Phi(\kappa y) = \cos(\kappa y) - Q_2 \sin(\kappa y),$$

$$\Psi(\kappa y) = \cos(\kappa y) + Q_1 \sin(\kappa y),$$

$$Q_1 = Q(\beta_1), \quad Q_2 = Q(\beta_2).$$

Интегральное представление (10) для акустического поля можно преобразовать в сумму мод сведением контурного интеграла к сумме вычетов в полюсах подынтегрального выражения, соответствующих нулям функций  $Q_1 + Q_2 = 0$ . Частный случай с одной жесткой стенкой, т.е. когда  $\beta_2 = 0$ , теоретически достаточно хорошо исследован в работе [2]. Он легко получается из выражения (10), путем соответствующего преобразования контурного интеграла. Для нас в настоящее время наибольший интерес представляет случай, когда  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ , т.е.  $Q_1 = Q_2 = Q$ . Рассмотрим для определенности верхний интеграл в (10), который для удобства разделим на три интеграла

$$p = p_1 + p_2 + p_3.$$

Выражение для  $p_1$  имеет вид:

$$p_1 = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(\kappa y_0) \cos(\kappa y) e^{i\xi(x-x_0)}}{2\kappa Q} d\xi.$$

Представив  $Q$  в виде  $Q = F(\kappa)/F_1(\kappa)$ , где

$$F(\kappa) = \kappa \sin \frac{\kappa H}{2} + ik\beta S \cos \frac{\kappa H}{2},$$

$$F_1(\kappa) = \kappa \cos \frac{\kappa H}{2} - ik\beta S \sin \frac{\kappa H}{2},$$

это выражение, в предположении, что полюсы простые, можно преобразовать следующим образом

$$p_1 = -i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(\kappa_n y_0) \cos(\kappa_n y) F_1(\kappa_n) e^{i\xi_n(x-x_0)}}{2\kappa_n \partial F / \partial \kappa|_{\kappa=\kappa_n} \partial \kappa / \partial \xi|_{\xi=\xi_n}}, \quad (11)$$

где

$$F(\kappa_n) = 0,$$

$$\xi_n = k(\sqrt{q_n} \operatorname{sign}(x-x_0) - M) / (1 - M^2),$$

$$q_n = 1 - \kappa_n^2 (1 - M^2) / k^2.$$



Выпишем явные выражения для

$$F_1(\kappa_n), \quad \partial \kappa / \partial \xi |_{\xi = \xi_n}, \quad \partial F / \partial \kappa |_{\kappa = \kappa_n},$$

$$F_1(\kappa_n) = \kappa_n / \cos \frac{\kappa_n H}{2},$$

$$\frac{\partial \kappa}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \xi_n} = -k \sqrt{q_n} \operatorname{sign}(x - x_0) / \kappa_n,$$

$$\frac{\partial F}{\partial \kappa} \Big|_{\kappa = \kappa_n} = \frac{\kappa_n H}{2 \cos \frac{\kappa_n H}{2}} R(\kappa_n),$$

где

$$R(\kappa_n) = 1 + \frac{\sin \kappa_n H}{\kappa_n H} \left[ 1 - \frac{2M \kappa_n^2 \operatorname{sign}(x - x_0)}{k^2 (1 - M \xi_n / k) \sqrt{q_n}} \right].$$

После подстановки этих выражений в (11) получим

$$p_1 = \frac{i}{kH} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(\kappa_n y_0) \cos(\kappa_n y) e^{i \xi_n (x - x_0)}}{\sqrt{q_n} R(\kappa_n)}. \quad (12)$$

Легко показать, что интеграл

$$p_2 = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin[\kappa(y - y_0)]}{2\kappa} e^{i \xi (x - x_0)} d\xi$$

равен нулю. Интеграл

$$p_3 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q \sin(\kappa y_0) \sin(\kappa y)}{2\kappa} e^{i \xi (x - x_0)} d\xi$$

вычисляется аналогично  $p_1$  с тем исключением, что полюсами подынтегрального выражения являются точки, определяемые из условия  $F_1(v_n) = 0$ . Простым вычислением получаем

$$F(v_n) = v_n / \sin \frac{v_n H}{2},$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial \kappa} \Big|_{\kappa = v_n} = -\frac{v_n H}{2 \sin \frac{v_n H}{2}} R_1(v_n),$$

$$\frac{\partial \kappa}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \mu_n} = -k \sqrt{\tilde{q}_n} \operatorname{sign}(x - x_0) / v_n,$$

где

$$\tilde{q}_n = 1 - v_n^2 (1 - M^2) / k^2,$$

$$R_1(v_n) = 1 - \frac{\sin v_n H}{v_n H} \left[ 1 - \frac{2M^2 v_n^2 \operatorname{sign}(x - x_0)}{k^2 (1 - M \mu_n / k) \sqrt{\tilde{q}_n}} \right].$$

В результате выражение для  $p_3$  принимает следующий вид

$$p_3 = \frac{i}{kH} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(v_n y_0) \sin(v_n y) e^{i \mu_n (x - x_0)}}{\sqrt{\tilde{q}_n} R_1(v_n)}, \quad (13)$$

где

$$\mu_n = k (\sqrt{\tilde{q}_n} \operatorname{sign}(x - x_0) - M) / (1 - M^2).$$

Таким образом, окончательно получаем представление поля простого источника в плоском канале с потоком в виде  $p = p_1 + p_3$  – разложения по симметричным и антисимметричным модам. В частности, если источник располагается симметрично относительно стенок канала, т.е. при  $y = 0$ , разложение поля по антисимметричным модам пропадает.

Для вычисления потока энергии от точечного источника воспользуемся выражением для среднего потока энергии в канале, полученным в работе [6]

$$N = \int_{-H/2}^{H/2} W_x dy + V \int_{S_{cr}} (\rho_0 \overline{v_x v_n} + \overline{p \eta'_x}) dx, \quad (14)$$

где  $W_x = \overline{p v_x} + \rho V \overline{v_x^2} + \frac{V \overline{p^2}}{\rho c^2} + V^2 \frac{\overline{p v_x}}{c^2}$ ,  $v_x$  – осевая колебательная скорость;  $v_n$  – колебательная скорость вдоль оси  $y$ ;  $\eta'_x$  – производная по  $x$  от смещения границы.

Первое слагаемое в (14) соответствует потоку энергии по каналу, а второе – потоку, “ползущему” по бесконечно тонкому пограничному слою. При отсутствии потока или в случае жестких стенок второе слагаемое пропадает.

В соответствии с выражениями (12) и (13) полное поле в канале можно представить в виде

$$p = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\kappa_n y) e^{i \xi_n x} + B_n \sin(v_n y) e^{i \mu_n x}.$$

Воспользовавшись уравнениями движения, получим

$$v_x = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{A_n \xi_n}{k \rho c S_n} \cos(\kappa_n y) e^{i \xi_n x} + \frac{B_n \mu_n}{k \rho S_n} \sin(v_n y) e^{i \mu_n x} \right],$$

$$v_n = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{i A_n \kappa_n}{k \rho c S_n} \sin(\kappa_n y) e^{i \xi_n x} - \frac{i B_n v_n}{k \rho S_n} \cos(v_n y) e^{i \mu_n x} \right],$$



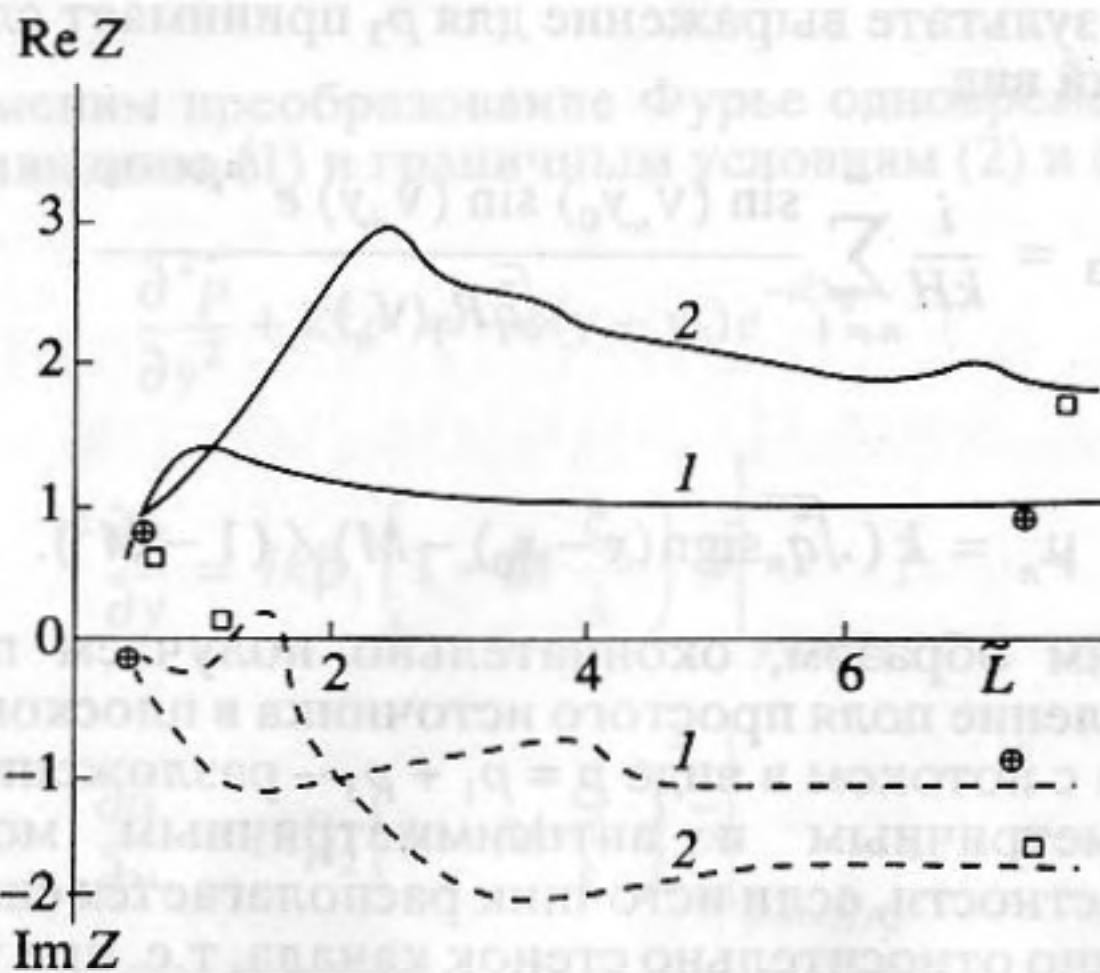


Рис. 1. Зависимость оптимального импеданса от расстояния до источника на различных частотах возбуждения при  $M = 0.325$ . 1 —  $\bar{f} = 1.6$ ; 2 —  $\bar{f} = 3.2$ ;  $\oplus, \square$  — точки оптимального импеданса, вычисленные по моделям “длинного” и “короткого” каналов на частотах соответственно  $\bar{f} = 1.6$  и  $\bar{f} = 3.2$ ; ———— действительная часть импеданса, - - - - - мнимая часть импеданса.

$$\eta_x = \sum_{n=1}^{\infty} \left[ -\frac{iA_n \xi_n \kappa_n}{\rho(kc)^2 S_n^2} \sin(\kappa_n y) e^{i\xi_n x} + \frac{iB_n \mu_n \nu_n}{\rho(kc)^2 \bar{S}_n^2} \times \right. \\ \left. \times \cos(\nu_n y) e^{i\mu_n x} \right],$$

где  $S_n = 1 - M\xi_n/k$ ,  $\bar{S}_n = 1 - M\mu_n/k$ .

Для гармонических колебаний справедливы равенства

$$\overline{p v_x} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p v_x^*); \quad \overline{v_x^2} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(v_x v_x^*),$$

$$\overline{p^2} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p p^*); \quad \overline{v_x v_n} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(v_x v_n^*),$$

$$\overline{\eta_x p} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p \eta_x^*).$$

После подстановки в (14) и соответствующих алгебраических преобразований было получено

$$\frac{2N\rho c}{H} = N_1 + N_2 + N_3, \quad (15)$$

где

$$N_1 = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n,m} \frac{A_n A_m^* E_{nm} e^{ix(\xi_n - \xi_m^*)}}{S_n S_m^*} \left( M + \frac{\xi_m^*}{k} - M^2 \frac{\xi_n}{k} \right) \right\},$$

$$N_2 = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n,m} \frac{B_n B_m^* \bar{E}_{nm} e^{ix(\mu_n - \mu_m^*)}}{\bar{S}_n \bar{S}_m^*} \left( M + \frac{\mu_m^*}{k} - M^2 \frac{\mu_n}{k} \right) \right\},$$

$$N_3 = \operatorname{Re} \left\{ -\frac{2iM\beta^*}{kH} \sum_{n,m} \frac{A_n B_m^*}{S_n} \cos \frac{\kappa_n H}{2} \sin \frac{\nu_m^* H}{2} \times \right. \\ \left. \times e^{ix(\xi_n - \mu_m^*)} + \frac{A_n^* B_m}{S_m} \cos \frac{\kappa_n^* H}{2} \sin \frac{\nu_m H}{2} e^{ix(\xi_n^* - \mu_m)} \right\}.$$

$$\bar{E}_{nm} = \frac{1}{H} \int_{-H/2}^{H/2} \sin(\nu_n y) \sin(\nu_m^* y) dy,$$

$$E_{nm} = \frac{1}{H} \int_{-H/2}^{H/2} \cos(\kappa_n y) \cos(\kappa_m^* y) dy.$$

Первое слагаемое в (15) описывает поток энергии симметричных мод, причем члены в сумме с индексами  $m = n$  соответствуют потоку энергии отдельных мод, остальные члены — интерференции мод между собой. Аналогично второе слагаемое в (15) описывает поток энергии антисимметричных мод. Видно, что симметричные и антисимметричные моды существуют независимо. Третье слагаемое в (15) описывает поток энергии вдоль импедансной стенки. Важно подчеркнуть, что этот поток уменьшается с ростом  $kH$  и играет сколь-нибудь заметную роль только для неоднородных мод, т.е. вблизи источника, где влияние неоднородных мод весьма существенно. При расположении источника в центре канала этот поток равен нулю.

Затухание в канале на длине облицовки, равной  $L$ , можно определить по формуле

$$\Delta SPL = 10 \lg \frac{N(0)}{N(L)}, \quad (16)$$

где  $N(0)$  поток энергии вблизи источника,  $N(L)$  поток энергии на расстоянии  $L$  от него. Целью дальнейшей работы была разработка эффективного алгоритма определения максимума выражения (16) в зависимости от комплексной величины  $\beta$  при фиксированных остальных параметрах канала. За основу был взят метод Нелдера–Мида [5]. Идея метода состоит в сравнении значений функции в  $(n+1)$  вершинах симплекса и перемещении симплекса в направлении оптимальной точки с помощью итерационной процедуры. В результате была разработана весьма эффективная процедура прямого поиска экстремума функции. Несмотря на то, что, как показано в работе [7], затухание в канале зависит от положения источника, мы в данной работе при численных расчетах ограничились симметричным расположением источника относительно стенок канала, имея в виду в дальнейшем охватить случай несимметричного расположения источника относительно стенок канала.



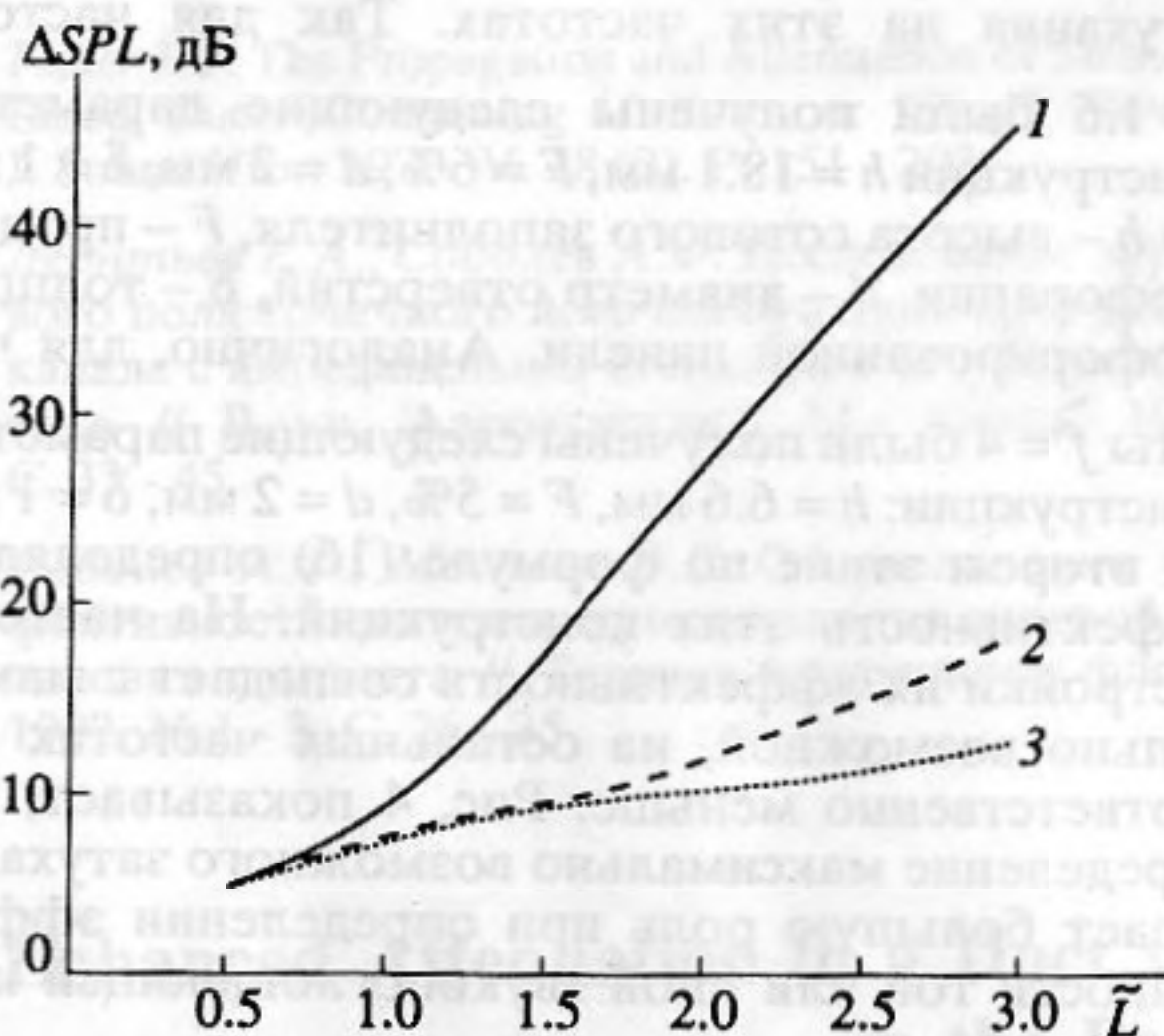


Рис. 2. Зависимость максимального затухания от расстояния до источника на различных частотах возбуждения при  $M = 0.325$ : 1 -  $\tilde{f} = 1.6$ ; 2 -  $\tilde{f} = 3.2$ ; 3 -  $\tilde{f} = 5$ .

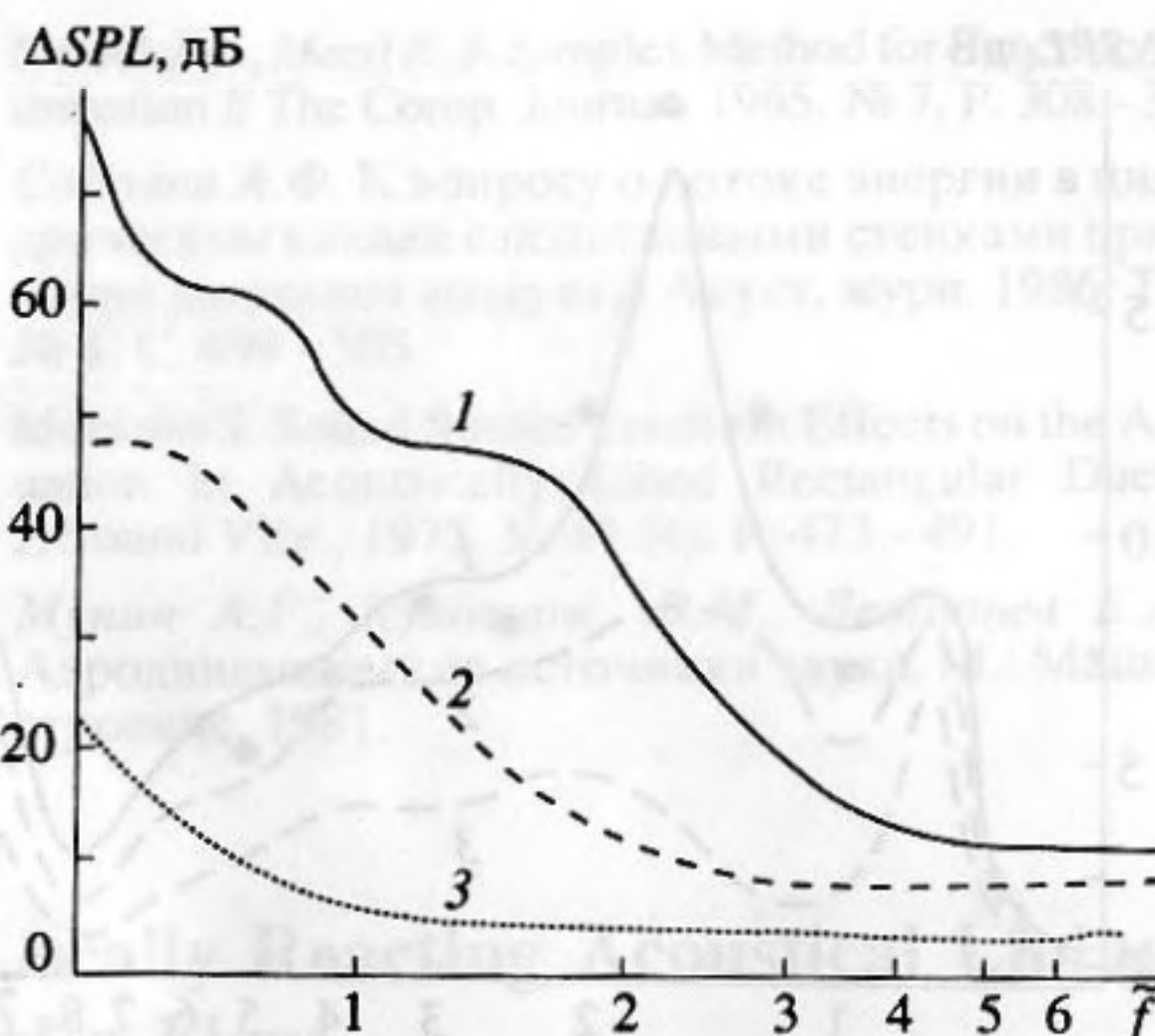


Рис. 3. Зависимость максимального затухания от частоты при разных расстояниях от источника в случае  $M = 0.325$ : 1 -  $\tilde{L} = 3$ ; 2 -  $\tilde{L} = 1.5$ ; 3 -  $\tilde{L} = 0.5$ .

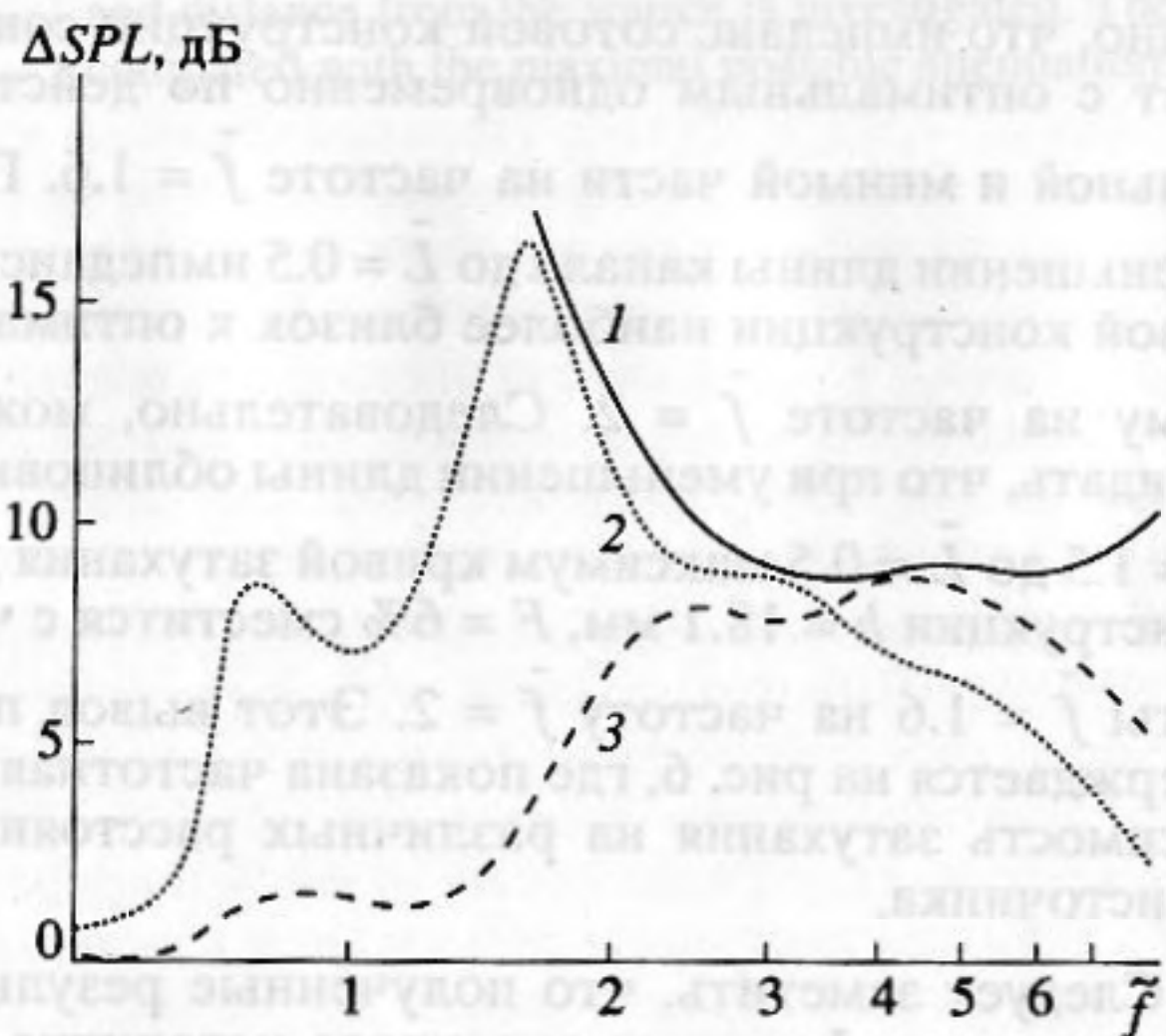


Рис. 4. Сравнение частотных зависимостей затухания для однослойных сотовых конструкций с максимально возможным. 1 - Максимально возможное затухание; 2 - затухание для конструкции с параметрами  $h = 18.1$  мм,  $F = 6\%$ , настроенной на частоту  $\tilde{f} = 1.6$ ; 3 - затухание для конструкции с параметрами  $h = 6.6$  мм,  $F = 5\%$ , настроенной на частоту  $\tilde{f} = 4$ .

На рис. 1 показаны зависимости оптимального импеданса от безразмерной длины канала  $\tilde{L} = L/2H$  для двух значений безразмерной частоты  $\tilde{f} = 1.6$  и  $3.2$ , где  $\tilde{f} = fH/c$  при скорости потока  $M = 0.325$ . На большом расстоянии от источника импеданс не зависит от длины канала и практически совпадает с величиной, определяемой по модели "длинного" канала, а на малом расстоянии

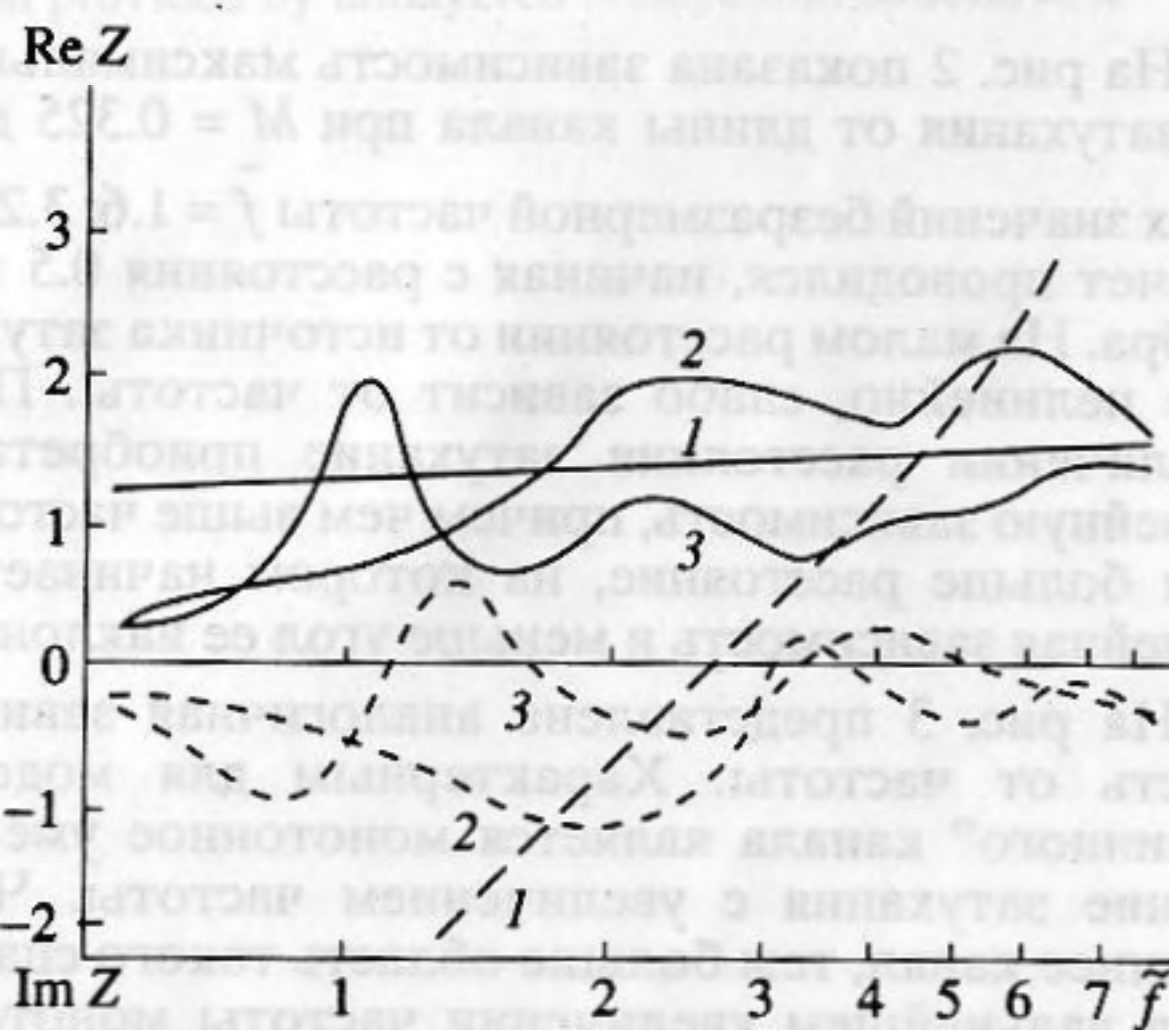


Рис. 5. Сравнение частотных зависимостей импедансов однослойной сотовой конструкции и оптимальных для двух расстояний от источника. 1 - Импеданс однослойной конструкции,  $h = 18.1$  мм,  $F = 6\%$ ,  $\tilde{f}_n = 1.6$ ; 2 - оптимальный импеданс,  $\tilde{L} = 1.5$ ; 3 - оптимальный импеданс,  $\tilde{L} = 0.5$ ; — — действительная часть импеданса; - - - - мнимая часть импеданса.

от источника оптимальный импеданс совпадает с величиной, определяемой по модели "короткого" канала [4]. На рис. 1 соответствующие значения помечены значками. Чем выше частота, тем шире область промежуточных значений длины канала, где несправедливы модели "длинного" и "короткого" каналов и вычисление оптимального импеданса следует проводить из условия максимума выражения (16).



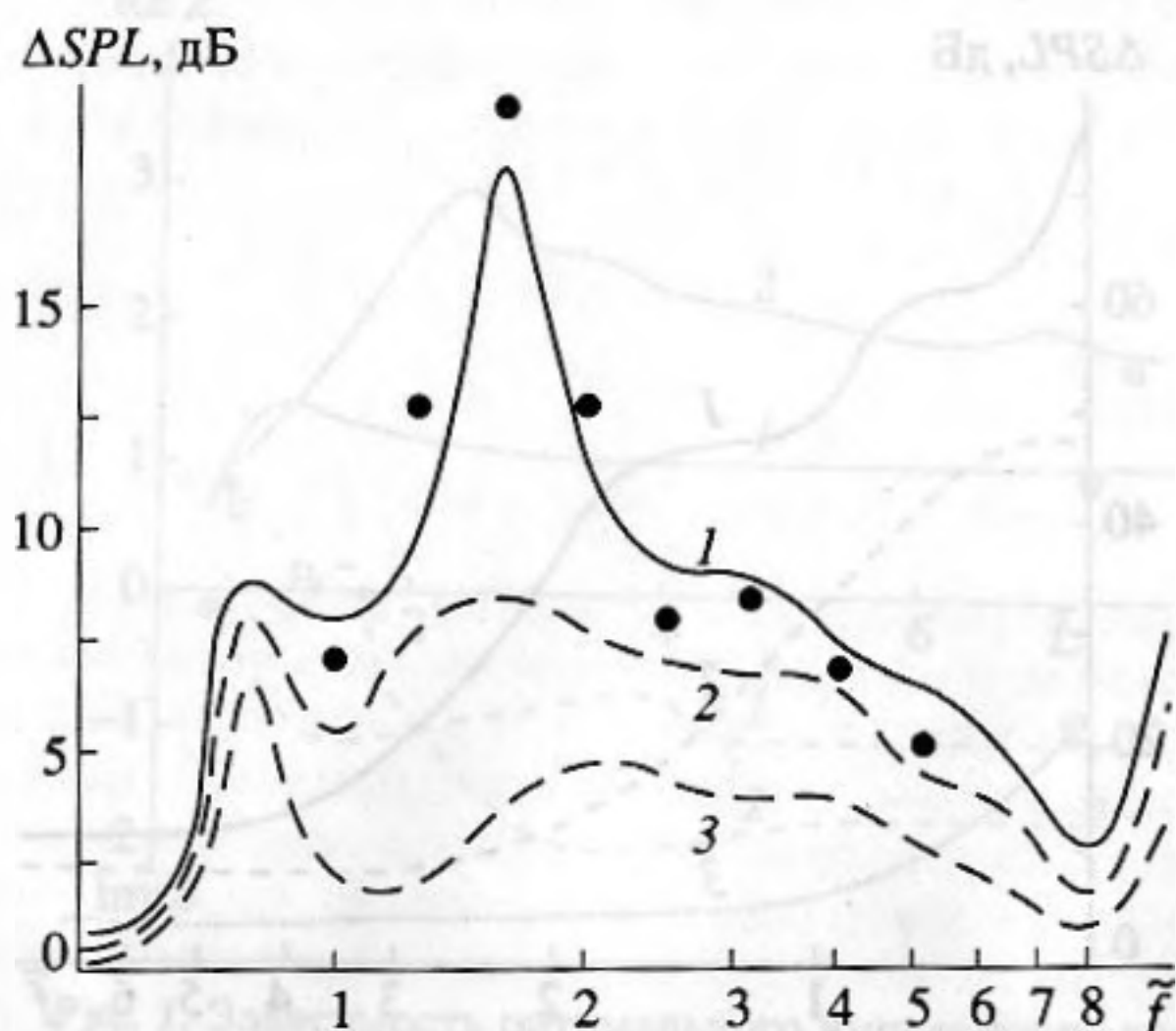


Рис. 6. Частотная зависимость затухания однослойной конструкции:  $h = 18.1$  мм,  $F = 6\%$  при различных расстояниях до источника: 1 —  $\bar{L} = 1.5$ , 2 —  $\bar{L} = 1.0$ , 3 —  $\bar{L} = 0.5$ , ● — данные эксперимента.

На рис. 2 показана зависимость максимально возможного затухания от длины канала при  $M = 0.325$  для трех значений безразмерной частоты  $\bar{f} = 1.6$ ; 3.2; 5. Расчет проводился, начиная с расстояния 0.5 калибра. На малом расстоянии от источника затухание нелинейно, слабо зависит от частоты. При увеличении расстояния затухание приобретает линейную зависимость, причем чем выше частота, тем больше расстояние, на котором начинается линейная зависимость и меньше угол ее наклона.

На рис. 3 представлена аналогичная зависимость от частоты. Характерным для модели "длинного" канала является монотонное уменьшение затухания с увеличением частоты. Чем длиннее канал, тем больше область такого спада. При дальнейшем увеличении частоты монотонный спад прекращается и затухание практически перестает зависеть от частоты, хотя нелинейная зависимость от длины канала остается, что полностью соответствует рис. 2.

На рис. 4 представлено сравнение максимально возможного затухания на длине канала  $\bar{L} = 1.5$  при скорости потока  $M = 0.325$  и уровне звука на стенке  $SPL = 140$  дБ с эффективностью однослойных сотовых конструкций, настроенных на частоты соответственно  $\bar{f} = 1.6$  и  $\bar{f} = 4$ . Импедансные характеристики в зависимости от геометрических и аэродинамических параметров определялись по формулам из книги [8]. При этом вначале была решена обратная задача, а именно, определение геометрических параметров конструкций так, чтобы на интересующих нас частотах, в частности  $\bar{f} = 1.6$  и 4 их импеданс был равен оптимальному, определяемому из условия максимального

затухания на этих частотах. Так для частоты  $\bar{f} = 1.6$  были получены следующие параметры конструкции:  $h = 18.1$  мм,  $F = 6\%$ ,  $d = 2$  мм,  $\delta = 1$  мм, где  $h$  — высота сотового заполнителя,  $F$  — процент перфорации,  $d$  — диаметр отверстий,  $\delta$  — толщина перфорированной панели. Аналогично, для частоты  $\bar{f} = 4$  были получены следующие параметры конструкции:  $h = 6.6$  мм,  $F = 5\%$ ,  $d = 2$  мм,  $\delta = 1$  мм. На втором этапе по формуле (16) определялась эффективность этих конструкций. На частотах настройки их эффективность совпадает с максимально возможной, на остальных частотах она соответственно меньше. Рис. 4 показывает, что определение максимально возможного затухания играет большую роль при определении эффективности той или иной звукопоглощающей конструкции.

На рис. 5 показано сравнение оптимального импеданса для рассматриваемого случая  $\bar{L} = 1.5$ ,  $M = 0.325$  с импедансом однослойной конструкции  $h = 18$  мм,  $F = 6\%$ . На этом же рисунке приведен оптимальный импеданс при  $\bar{L} = 0.5$ . Из рисунка видно, что импеданс сотовой конструкции совпадает с оптимальным одновременно по действительной и мнимой части на частоте  $\bar{f} = 1.6$ . При уменьшении длины канала до  $\bar{L} = 0.5$  импеданс сотовой конструкции наиболее близок к оптимальному на частоте  $\bar{f} = 2$ . Следовательно, можно ожидать, что при уменьшении длины облицовки с  $\bar{L} = 1.5$  до  $\bar{L} = 0.5$  максимум кривой затухания для конструкции  $h = 18.1$  мм,  $F = 6\%$  сместится с частоты  $\bar{f} = 1.6$  на частоту  $\bar{f} = 2$ . Этот вывод подтверждается на рис. 6, где показана частотная зависимость затухания на различных расстояниях от источника.

Следует заметить, что полученные результаты для простой модели точечного источника нашли качественное и в большой степени количественное подтверждение в экспериментальных исследованиях в канале с потоком, с двумя реверберационными камерами. Источником звука служили мощные газоструйные излучатели, создающие дискретные тона на фоне широкополосного шума. На рис. 6 значками отмечены: результаты эксперимента для канала высотой  $H = 360$  мм и длиной  $\bar{L} = 1.5$ . В области частот вблизи основного максимума затухания результаты расчета вполне удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rice E.J. Optimum Wall Impedance for Spinning Modes — a Correlation with Mode Cutoff Ratio // J. of Aircraft. 1979. V. 16. № 5. P. 336 - 343.



2. *Tester B.J.* The Propagation and Attenuation of Sound in Lined Ducts Containing Uniform or "Plug" Flow // *J. Sound Vibr.* 1973. V. 28 (2). P. 151 - 203.
3. *Леонтьев Е.А., Соболев А.Ф.* Исследование звукового поля точечного источника в цилиндрическом канале с импедансными стенками в отсутствие потока // В кн. *Аэроакустика*. М.: Наука, 1980. С. 33 - 45.
4. *Соболев А.Ф., Маслова Э.Г.* Об увеличении эффективности системы шумоглушения силовой установки самолета // *Техника воздушного флота*. 1992. № 1 - 3. С. 26 - 35.
5. *Nelder J.A., Meed R.* A Simplex Method for Function Minimisation // *The Comp. Journal*. 1965. № 7. P. 308 - 313.
6. *Соболев А.Ф.* К вопросу о потоке энергии в цилиндрическом канале с податливыми стенками при наличии движения воздуха // *Акуст. журн.* 1986. Т. 32. № 4. С. 499 - 505.
7. *Mariano S.* Sound Source Location Effects on the Attenuation in Acoustically Lined Rectangular Ducts // *J. Sound Vibr.*, 1975. V. 41 (4). P. 473 - 491.
8. *Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* // *Аэродинамические источники звука*. М.: Машиностроение, 1981.

## Enhanced Attenuation in a Duct with a Locally Reacting Acoustical Lining in the Presence of a Flow

A. F. Sobolev

Expressions are derived for a point source field and energy flux attenuation in a lined, plane duct with a subsonic compressible flow. An algorithm and corresponding computer program are developed to determine the optimal values of impedance, which provide the highest attenuation at any given frequency and distance from the source. The dependence of the optimal impedance and the maximal possible attenuation upon the frequency and distance from the source is investigated. The attenuation provided by unilayered honeycomb structures is compared with the maximal possible attenuation.