

УДК 534.2.532

ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩИЕ КОНСТРУКЦИИ С РАСШИРЕННОЙ ПОЛОСОЙ ЗАТУХАНИЯ ДЛЯ КАНАЛОВ АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

© 2000 г. А. Ф. Соболев

*Государственный научно-исследовательский центр ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского
107005 Москва, ул. Радио, 17*

Поступила в редакцию 08.06.99 г.

С целью получения максимального затухания в канале с потоком в широкой полосе частот в данной работе исследуются одно- и двухслойные звукопоглощающие конструкции (ЗПК), в которых в качестве поглощающих слоев используются сеточные материалы. Создана полуэмпирическая теория расчета импедансных характеристик таких ЗПК, которая учитывает взаимовлияние сеточных слоев при достаточно широком диапазоне изменения их процента перфорации. Получено удовлетворительное совпадение теории и эксперимента. Показано, что двухслойные сеточные ЗПК обладают значительным преимуществом по сравнению с двухслойными ЗПК с перфорированными панелями по ширине полосы коэффициента звукопоглощения.

В последнее время в связи с ожидающимся ужесточением международных требований по шуму на местности для самолетов с двигателями с большой степенью двухконтурности проявляется повышенный интерес к различным мероприятиям, способствующим снижению шума вентилятора и турбины авиационного двигателя. Как показывает практика, наиболее эффективным средством снижения этого шума являются резонансные сотовые звукопоглощающие конструкции (ЗПК) с перфорированной панелью. Однако, используемые в настоящее время однослойные сотовые ЗПК, по-видимому, не смогут обеспечить необходимое дополнительное снижение шума, как по ширине спектра заглушаемых частот, так и по величине максимального затухания. В связи с этим можно выделить несколько направлений интенсивных исследований по разработке улучшенных ЗПК. Одно направление связано с детальным изучением течений внутри отверстия перфорированной панели и механизма поглощения звука в отверстии [1]–[4]. Эти исследования направлены на создание более совершенных методик определения импедансных характеристик ЗПК. Второе направление связано с исследованиями влияния увеличения числа степеней свободы резонансной конструкции на ее акустическую эффективность. Наиболее простым примером таких конструкций являются двухслойные [5] и комбинированные ЗПК [6]. Управляя степенями свободы должным образом, можно обеспечить расширение спектра частот эффективного снижения шума без увеличения площади ЗПК. В работах по третьему направлению в качестве поглощающих слоев исследуются микропористые продуваемые панели.

Экспериментально установлено, что импеданс конструкций с микропористым входным элементом практически не зависит от уровня звукового давления, а присоединенная масса мала, по крайней мере, для достаточно глубоких конструкций. Эти обстоятельства делают их привлекательными для использования в каналах авиационных двигателей, где требуются конструкции, эффективно работающие в широком диапазоне изменения режимов работы двигателей от посадочных до взлетных. Исследования проводятся как по созданию экспериментальных установок по определению импеданса и постоянной распространения пористых поглощающих материалов [7], так и разработке новых материалов [8]–[11].

При создании микропористых панелей используются различные технологии, в частности, это лазерный прожиг алюминиевых или титановых пластин или электролитическое осаждение никелевых пластин [8]. При этом получают панели с недостаточно однородными акустическими свойствами по поверхности образца. В данной работе в качестве микропористого поглощающего слоя используются сеточные панели так называемого саржевого плетения. Они серийно выпускаются отечественной промышленностью. Преимуществом их является однородность акустических свойств по поверхности и гладкость. В работе исследуются однослойные и двухслойные конструкции, включающие воздушные полости, разделенные перегородками, и сеточные панели в качестве поглощающих слоев. Несмотря на то, что сеточные конструкции известны давно [12], в настоящее время не существует удовлетворительной методики расчета их импедансных характе-

ристик. Несмотря на внешнюю простоту, для расчета импеданса оказалось необходимым привлечь достаточно сложный математический аппарат. На рис. 1 представлены фотографии густой металлической сетки саржевого плетения № 450, выпускаемой серийно в соответствии с ТУ14-4-432-94, при разном увеличении. Эта сетка имеет число нитей на 1 дм длины основы – 450, утка – 3640. Толщина проволоки составляет соответственно 0.09 мм и 0.055 мм. Масса 1 м² поверхности равна 0.97 кг. При большом увеличении видно, что поверхность сетки представляет собой чередование “гребней” и “впадин”. Высота “гребней” равна приблизительно толщине проволоки утка.

Потери в отверстиях сетки существенно зависят от формы и размеров отверстий, которые в свою очередь зависят от способа плетения сеток. При многих способах плетения, в частности, при саржевом плетении образуются плавные вход и выход в отверстия, что исключает образование струйных течений. Этим частично объясняется малая зависимость импеданса от уровня звукового давления. Реальную форму отверстий определить в настоящее время не представляется возможным, поэтому в расчетах они аппроксимируются круглыми отверстиями малого диаметра. При этом предполагается, что струйных течений при высоких уровнях звукового давления не образуется. В этом случае для расчета удельного сопротивления сетки можно воспользоваться формулой, полученной Крендаллом [13] при вычислении импеданса узкой трубки круглого сечения диаметром d и длины δ

$$Z_s = \frac{j\omega\delta}{cF} \left(1 - \frac{4 J_1(\chi d/2)}{\chi d J_0(\chi d/2)} \right), \quad (1)$$

где

$$\chi = \sqrt{-j\omega\rho/\mu} = \sqrt{-j\omega/\nu}, \quad (2)$$

ρ – плотность среды, μ – коэффициент вязкости, ν – кинематический коэффициент вязкости, равный для воздуха $\nu = 14.5 \text{ мм}^2/\text{с}$, F – процент перфорации сетки, ω – круговая частота, J_0 и J_1 символы функций Бесселя. В случае трубок с металлическими стенками, имеющими высокую теплопроводность, внутреннее трение увеличивается и следует взять по Кирхгоффу увеличенное значение коэффициента вязкости, согласно выражению [14]

$$\sqrt{\mu'} = \sqrt{\mu} [1 + (\gamma - 1) \sqrt{\kappa/\mu c_p}], \quad (3)$$

где $\gamma = c_p/c_v$, κ – коэффициент теплопроводности газа. Если вместо коэффициентов вязкости и теплопроводности ввести кинематический коэффициент вязкости ν и коэффициент температуро-

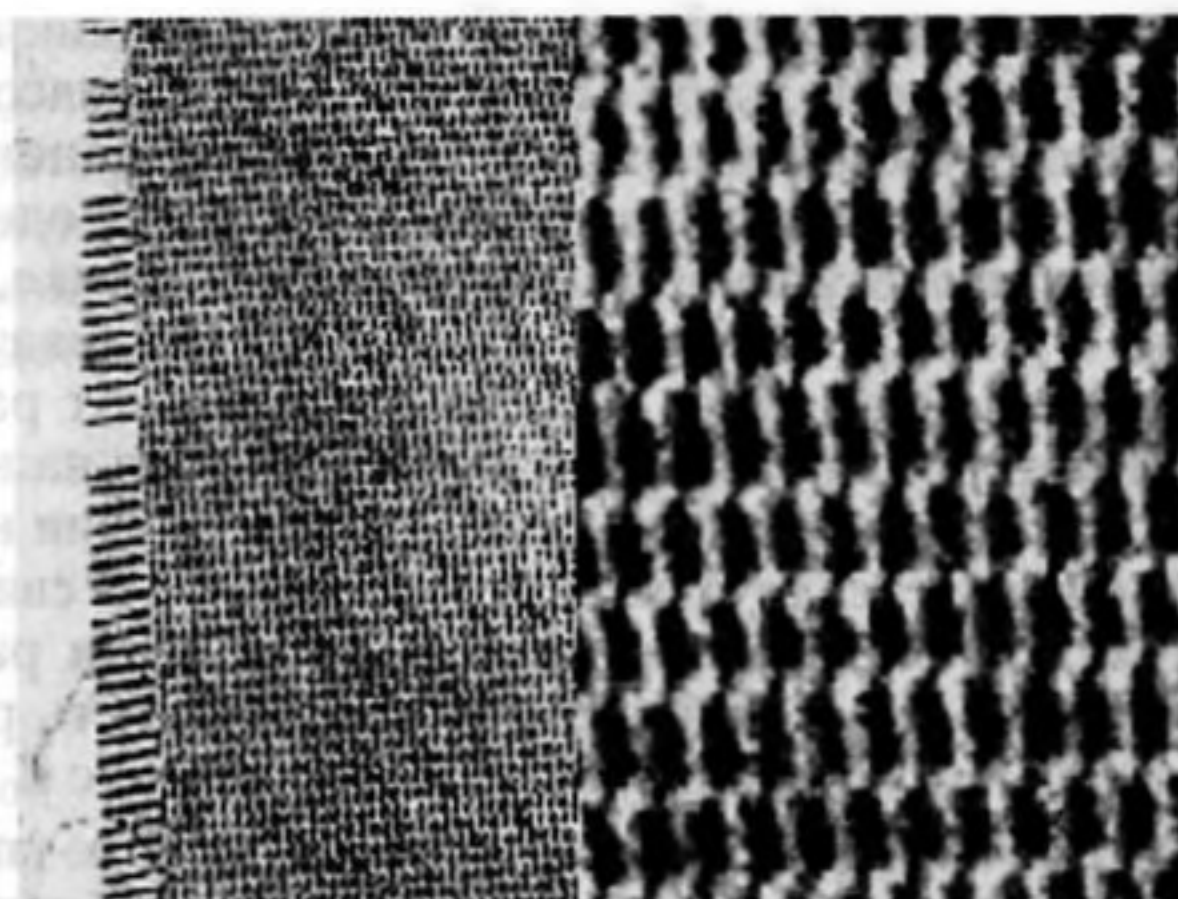


Рис. 1. Фотографии лицевого слоя (сетки) при разном увеличении.

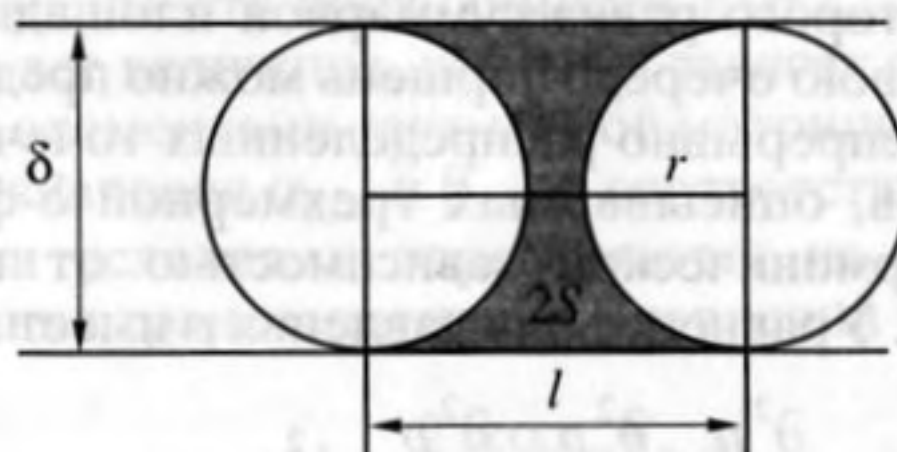


Рис. 2. К оценке процента перфорации сетки.

проводности при постоянном давлении $\tau_p = \kappa/\rho c_p = 18 \text{ мм}^2/\text{с}$, выражение (3) переписывается в виде

$$\sqrt{\nu'} = \sqrt{\nu} (1 + (\gamma - 1) \sqrt{\tau_p/\nu}). \quad (4)$$

Следует заметить, что в исследуемом частотном диапазоне параметр $\chi d/2$ изменяется в пределах $0 < \chi d/2 < 10$. В этих пределах не существует единого асимптотического представления функций Бесселя, следовательно, функции Бесселя должны вычисляться непосредственно. С целью определения процента перфорации сетки можно воспользоваться схемой (рис. 2), полученной на основании рис. 1. Диаметр отверстий принимался равным толщине нитей утка. Процент перфорации сетки определялся приближенно по следующим формулам

$$S = lr - \pi r^2/2, \quad V_s = 2SNL,$$

$$F = \left(1 - \frac{P_{sp}/\rho_{sp} + V_s}{V_{sp}} \right) \times 100\%,$$

где l – расстояние между центрами впадин, r – радиус вписанной окружности, N – число впадин, P_{sp} – вес образца, ρ_{sp} – плотность материала, V_{sp} – объем образца, L – ширина образца. Так для сетки № 450 процент перфорации равен 12%.

При вычислении импеданса воздушной полости конструкции следует учесть поглощение звука

на боковых и задней стенках, а также возникновение дополнительной присоединенной массы, связанной с излучением в полость. В большинстве случаев эффект поглощения незначителен, однако при близко расположенной задней стенке, а также в узких резонаторах его следует учитывать. Присоединенная масса зависит не только от размеров и формы резонатора, но от нагрузки на него. В частности, для двухслойной конструкции нагрузкой является второй внутренний слой. В связи с этим при определении импеданса полости рассмотрим более общий случай, когда полость резонатора нагружена на некоторый импеданс Z_0 .

Рассмотрим резонатор $a \times b \times h$, где a, b – поперечные размеры, h – глубина. Пренебрегая взаимодействием между отверстиями в лицевой панели, колебания воздуха в отверстиях можно заменить колебаниями некоторого поршня, площадь которого равна суммарной площади отверстий. В свою очередь поршень можно представить в виде непрерывно распределенных точечных источников, описываемых трехмерной δ -функцией с гармонической зависимостью от времени ($\exp(j\omega t)$). Уравнение для давления p имеет вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = -V_0 \rho c k \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z), \quad (5)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, ρ – плотность воздуха, c – скорость звука, V_0 – амплитуда скорости точечного источника, x_0, y_0 – координаты источника

$$p = j \sum_{n=1}^{\infty} V_0 \rho c k \frac{\exp(-j\xi_n(z - z_0)) \cos(\alpha_n x_0 - \varphi_n) \cos(\alpha_n x - \varphi_n) F_1(\alpha_n a) (1 + R_n^2)}{\alpha_n \frac{\partial F}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha = \alpha_n} \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \xi_n}}, \quad (11)$$

где ξ_n, α_n – корни системы уравнений

$$F(\xi_n) = \operatorname{tg}(\chi_n a) (1 - G_{1,n} G_{2,n} / \chi_n^2) + (G_{1,n} + G_{2,n}) / \chi_n = 0, \\ \alpha_n^2 = (k - M \xi_n)^2 - \xi_n^2,$$

$$G_{i,n} = ik Y_i \left(1 - M \frac{\xi_n}{k}\right)^2, \quad i = 1, 2,$$

$$F_1(\alpha_n a) = \frac{\alpha_n^2 + G_{1,n}^2}{\alpha_n^2 - G_{1,n} G_{2,n}}, \quad R_n = G_2 / \alpha_n, \quad M = V/c,$$

$\operatorname{tg}(\varphi_n) = -R_n$, a – высота канала.

При выводе выражения (11) не предполагалось локальное поведение проводимости Y_i , т.е. независимость ее от номера моды. Более того,

в плоскости $z = 0$. Влияние вязкости и теплопроводности стенок резонатора можно описать введением удельных комплексных проводимостей [15]

$$Y_R = \frac{\xi^2}{k^2} (1 + j) \sqrt{\frac{v\omega}{2c^2}}, \quad (6)$$

$$Y_T = (1 + j)(\gamma - 1) \sqrt{\frac{\tau\omega}{2c^2}}, \quad (7)$$

где ξ – волновое число в направлении оси z . Поле в полости резонатора должно удовлетворять граничным условиям на боковых стенках

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \pm jk Y_P p \Big|_{x=0,a}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \pm jk Y_P p \Big|_{y=0,b}, \quad (9)$$

где

$$Y = Y_R + Y_T$$

и условию на задней стенке

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -jk Y_0 p \Big|_{z=h}. \quad (10)$$

Для определения функции Грина воспользуемся результатами работы [16]. В этой работе было получено выражение для функции Грина в двумерном облицованном канале при наличии однородного потока со скоростью V

фактическая проводимость $G_{i,n}$ становится зависимой от номера моды из-за наличия конвективного члена, и эта зависимость учитывается при вычислении производной в знаменателе (11).

В рассматриваемом случае имеем: $Y_1(\xi) = Y_2(\xi) = Y(\xi)$, $M = 0$, $z_0 = 0$, $\frac{\partial F}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \xi_n} = \frac{\partial F}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha = \alpha_n} \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \xi_n} + \frac{\partial F \partial Y}{\partial Y \partial \xi} \Big|_{\xi = \xi_n}$. Проведя необходимые вычисления, получим

$$p = \sum_{n=1}^{\infty} C_n(x_0, x) \exp(-j\xi_n |z|), \quad (12)$$

где

$$C_n(x_0, x) = -V_0 \rho c k \times \frac{j \cos(\alpha_n x_0 - \varphi_n) \cos(\alpha_n x - \varphi_n)}{\xi_n U_n}, \quad (13)$$

$$U_n = \frac{\alpha_n^2 \left(1 + \frac{4(j-1)}{ka} \sqrt{\frac{v\omega}{2c^2}} \right) - (kY_n)^2 + 2jkY_n/a}{\alpha_n^2 - (kY_n)^2}, \quad (14)$$

Y_n – значение Y при $\xi = \xi_n$.

Выражение (12) определяет поле в бесконечном канале. Для определения поля точечного источника в канале ограниченной длины $0 \leq z \leq h$, в котором при $z = 0$ расположена жесткая стенка, а при $z = h$ – стенка с проводимостью Y_0 , сместим источник в глубь канала и представим решение внутри канала в виде суммы частного решения неоднородного уравнения и общего решения однородного уравнения

$$p = \sum_n C_n(x_0, x) \exp(-j\xi_n |z|) + A_n(x) \exp(-j\xi_n z) + B_n(x) \exp(j\xi_n z). \quad (15)$$

После удовлетворения граничным условиям источник перемещаем обратно на жесткую стенку. В результате коэффициенты A_n и B_n принимают следующий вид

$$A_n = C_n \frac{1 + Q_n}{1 - Q_n}, \quad B_n = \frac{2C_n Q_n}{1 - Q_n}, \quad (16)$$

где

$$Q_n = \frac{\xi_n - kY_0}{\xi_n + kY_0} \exp(-2j\xi_n h),$$

и поле в канале $0 \leq z \leq h$ записывается следующим образом

$$p = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2C_n(x_0, x)}{(1 - Q_n)} [\exp(-j\xi_n z) + Q_n \exp(j\xi_n z)]. \quad (17)$$

Это поле соответствует точечному источнику $-V_0 \rho c k \delta(x - x_0) \delta(z)$. Очевидно, что поле

$$p = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2C'_m(y_0, y)}{(1 - Q_m)} \times [\exp(-j\xi_m z) + Q_m \exp(j\xi_m z)], \quad (18)$$

где $C'_m(y_0, y) = \frac{j \cos(\beta_m y_0 - \varphi_m) \cos(\beta_m y - \varphi_m)}{\xi_m V_m}$, β_m ,

φ_m определяются из граничных условий (9), а V_m и Q_m из уравнений (14) и (16) соответственно, с соответствующей заменой a на b , соответствует то-

чечному источнику $\delta(y - y_0) \delta(z)$. В соответствии с работой [17] можно построить трехмерную функцию Грина путем соответствующего объединения решений (17) и (18) для двумерных функций Грина и представить в виде двойной суммы следующего вида

$$p = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4C_n(x_0, x) C'_m(y_0, y)}{(1 - Q_{n,m})} \times [\exp(-j\xi_{n,m} z) + Q_{n,m} \exp(j\xi_{n,m} z)]. \quad (19)$$

При этом постоянная разделения $\xi_n^2 = k^2 - \alpha_n^2$ заменяется с учетом увеличения размерности следующим образом: $\xi_{n,m}^2 = k^2 - \alpha_{n,m}^2 - \beta_{n,m}^2$. Второй индекс y собственных значений α и β появляется из-за зависимости проводимости Y от ξ . Соответственно все величины, которые зависят от ξ , становятся элементами двумерной матрицы. Собственные значения $\alpha_{n,m}$ и $\beta_{n,m}$ в соответствии с граничными условиями определяются из решения следующих трансцендентных уравнений

$$\operatorname{tg}(\alpha_{n,m} a) = \frac{2jk\alpha_{n,m} Y_{n,m}}{\alpha_{n,m}^2 + (kY_{n,m})^2}, \quad (20)$$

$$\operatorname{tg}(\beta_{n,m} b) = \frac{2jk\beta_{n,m} Y_{n,m}}{\beta_{n,m}^2 + (kY_{n,m})^2}, \quad (21)$$

$$\operatorname{tg}(\varphi_{n,m}) = \frac{jkY_{n,m}}{\alpha_{n,m}}, \quad \operatorname{tg}(\varphi_{n,m}) = \frac{jkY_{n,m}}{\beta_{n,m}}.$$

Суммарное поле, создаваемое всеми источниками в отверстии определяется интегрированием по площади отверстия $p_S = \iint_S p dx_0 dy_0$. Для осуществления интегрирования удобно ввести полярные координаты $x_0 = x_c + r \cos \psi$, $y_0 = y_c + r \sin \psi$, где (x_c, y_c) координаты центра отверстия. Можно показать, что

$$J = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{r_0} \cos[\alpha_{n,m}(x_0 + r \cos \psi) - \varphi_{n,m}] \times \cos[\beta_{n,m}(y_0 + r \sin \psi) - \varphi_{n,m}] r dr = \frac{2\pi r_0}{W_{n,m}} J_1(W_{n,m} r_0) \cos(\alpha_{n,m} x_c - \varphi_{n,m}) \times \cos(\beta_{n,m} y_c - \varphi_{n,m}),$$

где J_1 – функция Бесселя первого порядка, $W_{n,m} = \sqrt{\alpha_{n,m}^2 + \beta_{n,m}^2}$, r_0 – радиус отверстия. Таким образом, выражение для суммарного поля имеет вид

$$\frac{p_S}{\rho c} = \sum_{n,m} \frac{8V_0 k \pi r_0 J_1(W_{n,m} r_0) \cos \Phi_{n,m} \cos \Psi_{n,m} (\exp(-j\xi_{n,m} z) + Q_{n,m} \exp(j\xi_{n,m} z))}{ab \xi_{n,m} W_{n,m} (1 - Q_{n,m}) U_{n,m} V_{n,m}} \times \quad (22)$$

$$\times \cos(\alpha_{n,m} x - \varphi_{n,m}) \cos(\beta_{n,m} y - \phi_{n,m}),$$

где $\Phi_{n,m} = \alpha_{n,m} x_c - \varphi_{n,m}$, $\Psi_{n,m} = \beta_{n,m} y_c - \phi_{n,m}$. Проинтегрируем (22) по площади отверстия, тогда для

среднего давления $p = \frac{1}{\pi r_0^2} \iint_S p_S dx dy$ получим выражение

$$p = \sum_{n,m} \frac{16\rho c k V_0 \pi J_1^2(W_{n,m} r_0) \cos^2 \Phi_{n,m} \cos^2 \Psi_{n,m} (\exp(-j\xi_{n,m} z) + Q_{n,m} \exp(j\xi_{n,m} z))}{\xi_{n,m} W_{n,m}^2 (1 - Q_{n,m}) ab U_{n,m} V_{n,m}}. \quad (23)$$

Положим $z = 0$, тогда воспользовавшись явным выражением для $Q_{n,m}$ из (16), получим для удельного импеданса отверстия, излучающего в полость

яние ограничивающих стенок приводит к появлению поправочных коэффициентов R_1 и R_2 , которые в случае малой проводимости стенок мало отличаются от единицы. В еще более частном случае жесткой задней стенки, когда $Z_0 = \infty$, имеем

$$Z_V = \frac{P}{V_0 \rho c F} = \sum_{n,m} \frac{16k J_1^2(W_{n,m} r_0) \cos^2 \Phi_{n,m} \cos^2 \Psi_{n,m}}{\xi_{n,m} W_{n,m}^2 r_0^2 U_{n,m} V_{n,m}} \times \quad (24)$$

$$\times \frac{\xi_{n,m} Z_0 + j k \operatorname{tg}(\xi_{n,m} h)}{j \xi_{n,m} Z_0 \operatorname{tg}(\xi_{n,m} h) + k},$$

$$Z_V^{(0)} = -j \frac{k}{\xi_{0,0}} (R_1 R_2)^{-1} \operatorname{ctg}(\xi_{0,0} h). \quad (27)$$

где $F = \pi r_0^2 / ab$ – процент перфорации лицевой панели, $Z_0 = 1/Y_0$. Предположим далее, что точка (x_c, y_c) находится в центре ячейки, т.е. имеет координаты $(a/2, b/2)$, тогда $\cos^2 \Phi_{n,m} = \cos^2 \Psi_{n,m} = 1$ и выражение (24) упрощается

Выражение (25) с исключенным нулевым членом определяет присоединенную массу, образуемую при излучении в полость.

При определении импеданса однослойной сеточной конструкции следует учесть влияние двух концов отверстия лицевой панели на присоединенную массу [18]. Для определения присоединенной массы, соответствующей второму концу, следует в выражении (25) положить $Z_0 = 0$, $h = \infty$. Таким образом, выражение для импеданса однослойной конструкции имеет вид

$$Z_V = \sum_{n,m} \frac{16k J_1^2(W_{n,m} r_0)}{\xi_{n,m} W_{n,m}^2 r_0^2 U_{n,m} V_{n,m}} \times \quad (25)$$

$$\times \frac{\xi_{n,m} Z_0 + j k \operatorname{tg}(\xi_{n,m} h)}{j \xi_{n,m} Z_0 \operatorname{tg}(\xi_{n,m} h) + k}.$$

$$Z_1 = Z_S + Z_V(h) + Z_V(\infty) + Z_V^{(0)}(h), \quad (28)$$

В случае малой проводимости $Y \ll 1$ из уравнений (20), (21) имеем $(\alpha_{0,0} a)^2 \approx 2jkaY_{0,0}$, $(\beta_{0,0} b)^2 \approx 2jkbY_{0,0}$, тогда для нулевого члена разложения в (25) получается

где Z_S определяется выражением (1), $Z_V(h)$ и $Z_V(\infty)$ инерционные импедансы определяются выражением (25) с исключенным нулевым членом, $Z_V^{(0)}(h)$ – упругий импеданс определяется выражением (27).

Определим теперь импеданс двухслойной сеточной конструкции. Пусть глубина первого слоя равна h_1 , а второго слоя – h_2 . Для внутренней сетки нагрузками являются с одной стороны жесткая стенка, расположенная на расстоянии h_2 , с другой стороны лицевая сетка, расположенная на расстоянии h_1 . Импеданс второго слоя определяется по формуле, аналогичной (28)

$$Z_V^{(0)} = (R_1 R_2)^{-1} \frac{Z_0 + j k \operatorname{tg}(\xi_{0,0} h) / \xi_{0,0}}{j \xi_{0,0} Z_0 \operatorname{tg}(\xi_{0,0} h) / k + 1}, \quad (26)$$

$$Z_2 = Z_S + Z_V(h_2) + Z_V(h_1) + Z_V^{(0)}(h_2), \quad (29)$$

где

$$R_1 = 1 + (2(j-1)/ka) \sqrt{v\omega/2c^2},$$

$$R_2 = 1 + (2(j-1)/kb) \sqrt{v\omega/2c^2}.$$

Это не что иное, как импеданс слоя толщиной h , с нагрузкой Z_0 , с учетом поглощения на стенках полости за счет вязкости и теплопроводности. Вли-

в которой $Z_V(h_1)$ определяется по формуле (25) с исключенным нулевым членом и с нагрузкой $Z_0 = Z_S + 1$, $Z_V(h_2)$ определяется по формуле (25) с исключенным нулевым членом и с нагрузкой $Z_0 = \infty$,

$Z_V^{(0)}(h_2)$ определяется по формуле (27). Для наружной сетки нагрузкой являются с одной стороны, импеданс Z_2 , расположенный на расстоянии h_1 , с другой стороны столб воздуха бесконечной высоты. Импеданс двухслойной конструкции складывается из импеданса лицевой сетки, инерционного импеданса лицевой сетки с нагрузкой Z_2 , инерционного импеданса лицевой сетки с нагрузкой, соответствующей бесконечной толщине столба, импеданса слоя толщиной h_1 , нагруженного импедансом $Z_0 = Z_2$, определяемого по формуле (26)

$$Z = Z_S + Z_V(h_1) + Z_V(\infty) + Z_V^{(0)}(h_1). \quad (30)$$

При вычислении инерционного импеданса по формуле (25) необходимо знать корни дисперсионных уравнений (20) и (21). Из этих уравнений видно, что из-за нелокального поведения адмитанса Y собственные значения вдоль осей x и y связаны между собой через осевое (вдоль оси z) волновое число. Следовательно оба эти уравнения должны решаться совместно. В случае малой проводимости $Y \ll 1$ эти корни можно определить аналитически. Действительно, дисперсионное уравнение в направлении оси x можно записать в следующем виде

$$\alpha_{n,m} a \operatorname{tg}(\alpha_{n,m} a) = 2ka(j-1) \left[\frac{\xi_{n,m}^2}{k^2} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2c^2}} + (\gamma-1) \sqrt{\frac{\tau\omega}{2c^2}} \right], \quad (31)$$

где

$$\xi_{n,m}^2 = k^2 - \alpha_{n,m}^2 - \beta_{n,m}^2.$$

Дисперсионное уравнение в направлении оси y записывается аналогично путем замены α на β и a на b . Индекс n соответствует номеру моды в направлении оси x , а индекс m соответствует номеру моды в направлении оси y . В случае $m = n = 0$ для нулевой волны с хорошим приближением имеем

$$\xi_{0,0}^2 = \frac{k^2 \left[1 - 2 \frac{a+b}{kab} (j-1) (\gamma-1) \sqrt{\frac{\tau\omega}{2c^2}} \right]}{1 + 2 \frac{a+b}{kab} (j-1) \sqrt{\frac{\nu\omega}{2c^2}}}, \quad (32)$$

$$\alpha_{0,0}^2 = \frac{2k}{a} (j-1) \left[\frac{\xi_{0,0}^2}{k^2} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2c^2}} + (\gamma-1) \sqrt{\frac{\tau\omega}{2c^2}} \right]. \quad (33)$$

Выражение для $\beta_{0,0}^2$ получается из (33) заменой a на b . Если n не равно нулю, а m равно нулю, то

$$\alpha_{n,0} = \frac{n\pi}{a} + \frac{2(j-1)k}{n\pi} \left[S_{n,0} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2c^2}} + (\gamma-1) \sqrt{\frac{\tau\omega}{2c^2}} \right],$$

$$S_{n,0} = \begin{cases} 1 - (n\pi/ka)^2 - \beta_{0,0}^2/k^2, & \text{если } n\pi < ka, \\ 0, & \text{если } n\pi > ka, \end{cases} \quad (34)$$

$$\xi_{n,0}^2 = k^2 - \alpha_{n,0}^2 - \beta_{0,0}^2.$$

Выражения для $\beta_{0,m}$, $\xi_{0,m}^2$ получается из (34) соответствующей заменой a на b , n на m , $\beta_{0,0}^2$ на $\alpha_{0,0}^2$. Наконец, если $m \neq 0$ и $n \neq 0$, то выражения для $\alpha_{n,m}$ и $\xi_{n,m}$ принимают следующий вид

$$\alpha_{n,m} = \frac{n\pi}{a} + \frac{2(j-1)k}{n\pi} \left[S_{n,m} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2c^2}} + (\gamma-1) \sqrt{\frac{\tau\omega}{2c^2}} \right],$$

$$S_{n,m} = \begin{cases} 1 - (n\pi/ka)^2 - (m\pi/kb)^2, & \text{если } (n\pi/ka)^2 + (m\pi/kb)^2 < 1, \\ 0, & \text{если } (n\pi/ka)^2 + (m\pi/kb)^2 > 1, \end{cases}$$

$$\xi_{n,m}^2 = k^2 - \alpha_{n,m}^2 - \beta_{n,m}^2.$$

Выражения для $\beta_{n,m}$ получаются заменой a на b .

Полученные выше формулы были использованы для расчета импеданса однослойных и двухслойных звукопоглощающих конструкций с использованием сеток саржевого плетения в качестве поглощающих слоев. Глубина воздушной полости в образцах однослойных ЗПК изменялась от 4 мм до 35 мм. В образцах ЗПК с двумя слоями сетки определялось влияние как расстояния между сетками h_1 , так и глубины полости за внутренней сеткой h_2 . Общая глубина двухслойных ЗПК изменялась в пределах от 16 мм до 38 мм. Испытания образцов ЗПК выполнялись на интерферометре высоких уровней (ИВУ) стандартным методом стоячих волн. Частотный диапазон составлял 0.8–5 кГц. Обработка результатов испытаний позволила получать значения действительной X и мнимой Y частей импеданса Z и коэффициента звукопоглощения α .

На рис. 3 представлено сравнение расчета с экспериментом для импеданса однослойной конструкции с глубиной воздушной полости $h = 10$ мм. В исследуемом диапазоне частот действительная часть импеданса практически не зависит от частоты. Инерционный параметр M , определяемый из формулы (25) с исключенным нулевым членом, как некоторая величина, умноженная на волновое число, имеет весьма малую величину, что отражает пологий ход кривой $\operatorname{Im} Z$ в этом диапазоне частот. При меньших глубинах воздушной полости происходит увеличение сопротивления $\operatorname{Re} Z$ и инерционного параметра на низких частотах, что обусловлено влиянием задней стенки. Для всех исследованных однослойных конструкций в зоне резонанса действительная часть импеданса $\operatorname{Re} Z$ близка к ρc воздуха. По мере удаления от резонанса в об-

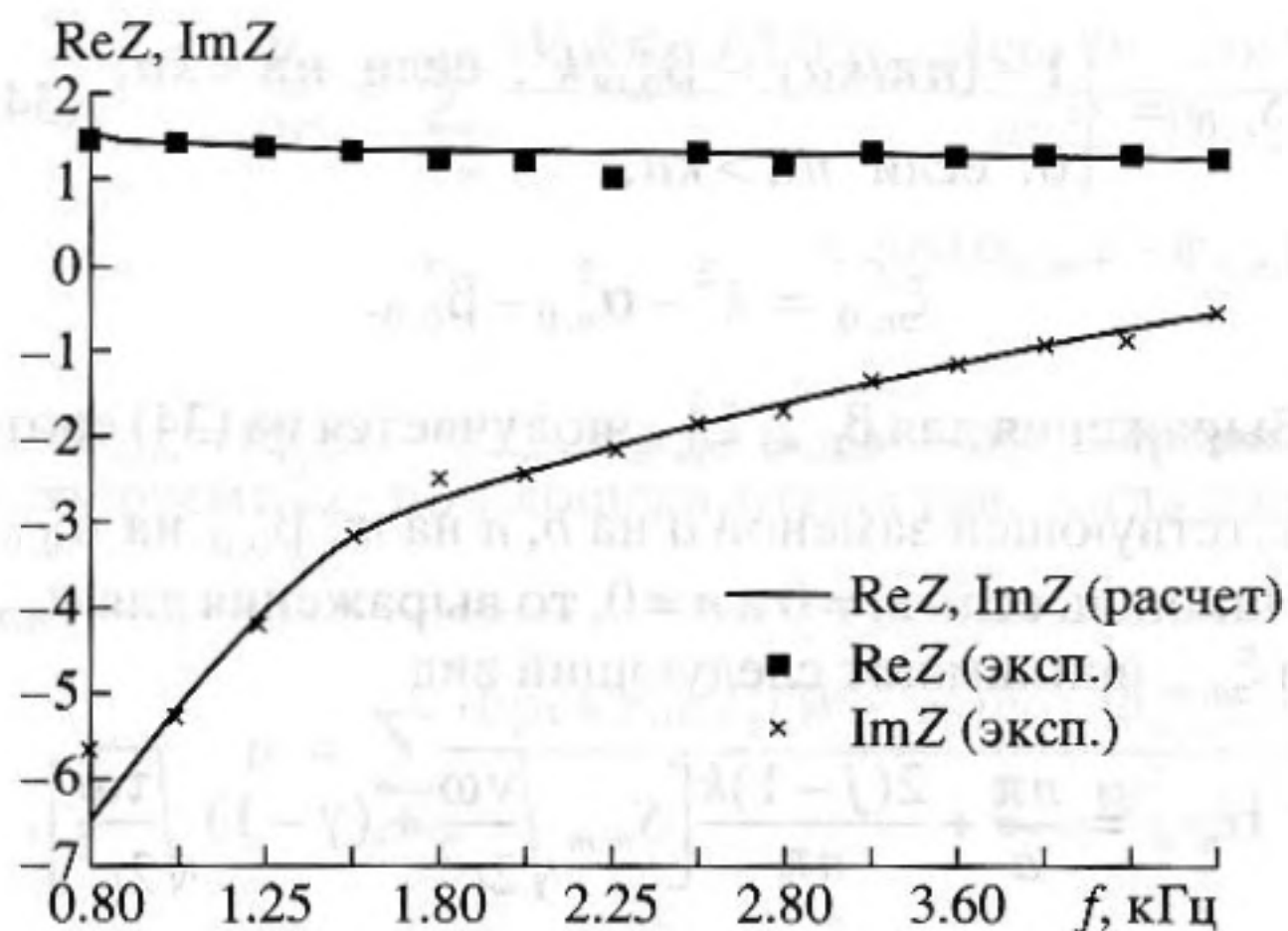


Рис. 3. Частотные зависимости действительной и мнимой части импеданса однослойной ЗПК с сеткой ($h = 10$ мм).

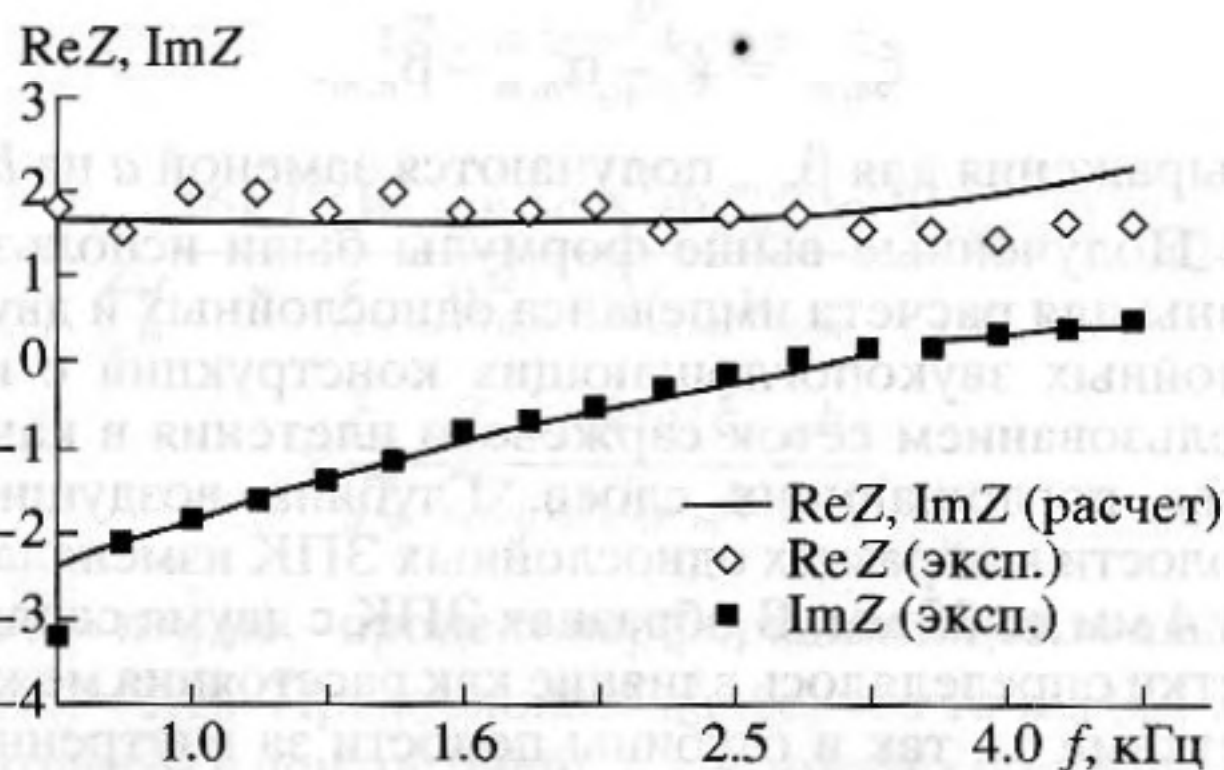


Рис. 4. Частотные зависимости действительной и мнимой части импеданса двухслойной ЗПК с сеткой ($h_1 = 10$ мм, $h_2 = 15$ мм).

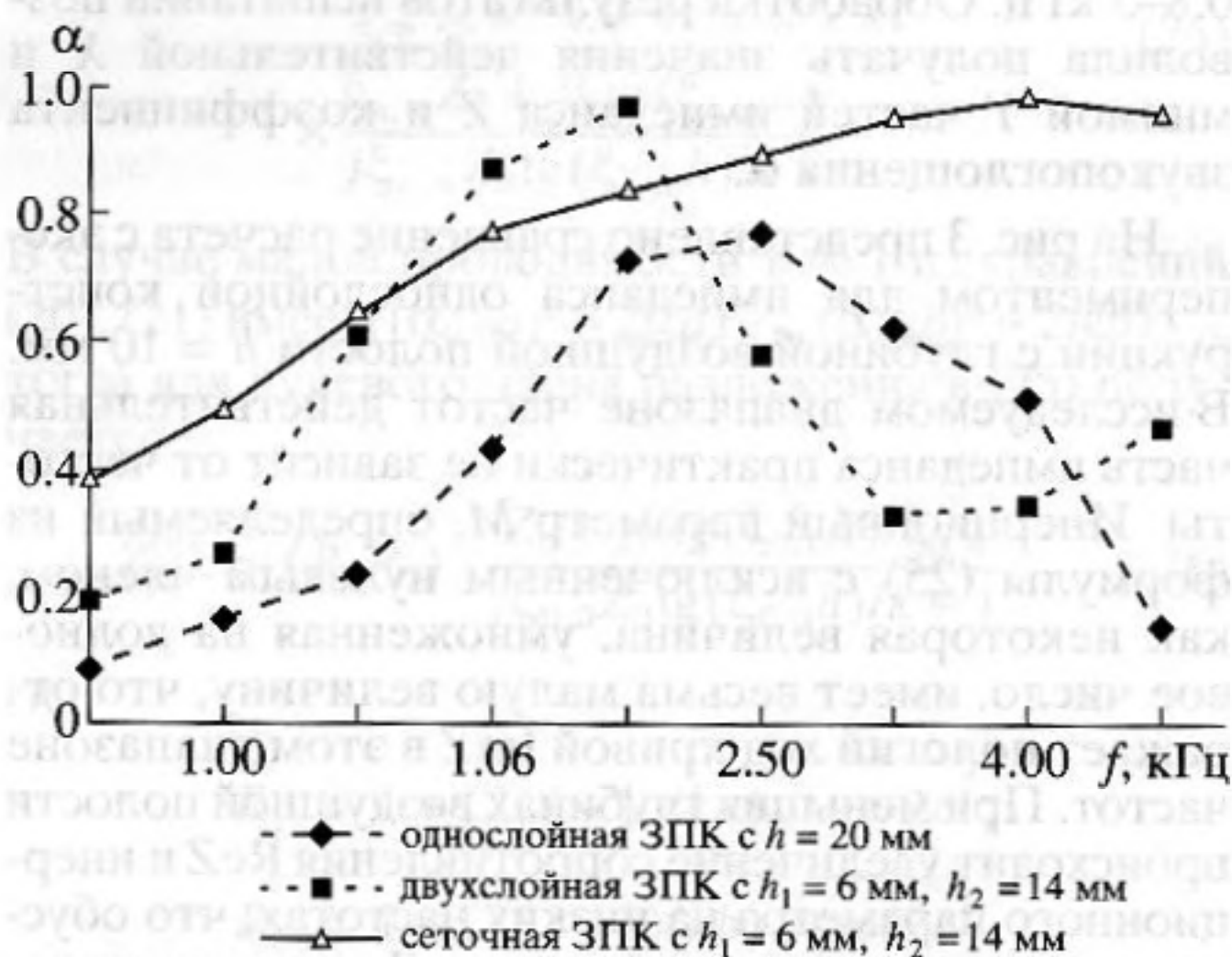


Рис. 5. Сравнение коэффициента звукопоглощения однослойной и двухслойной ЗПК с перфорированной панелью и двухслойной сеточной ЗПК.

ласть низких частот эти закономерности нарушаются: наблюдается некоторый рост ReZ и M . Из представленного рисунка видно хорошее совпадение теории и эксперимента.

На рис. 4 представлено сравнение расчета и эксперимента для двухслойной сеточной конструкции, у которой глубина второго слоя равна 15 мм, а глубина первого слоя 10 мм. Из рисунка видно удовлетворительное совпадение теории и эксперимента.

Расчеты и эксперимент показывают, что при малой глубине первого слоя двухслойная конструкция ведет себя как однослойная суммарной толщины с увеличенным сопротивлением и более низкой частотой резонанса. Более низкая частота резонанса обусловлена большим инерционным параметром, образованным из-за влияния второго слоя. По мере увеличения глубины первого слоя наблюдается второй резонанс на более высокой частоте. При этом первый резонанс сдвигается в область более низких частот. Рабочей зоной двухслойной конструкции является широкая область частот, включающая обе резонансные частоты.

В силу малой присоединенной массы сеточные конструкции, в особенности двухслойные, обладают преимуществом по ширине полосы коэффициента звукопоглощения по сравнению с конструкциями с перфорированными панелями. На рис. 5 представлено сравнение полученных экспериментально коэффициентов звукопоглощения для однослойных и двухслойных ЗПК с перфорированными панелями и двухслойной сеточной ЗПК. Общая глубина для всех конструкций составляла 20 мм. Процент перфорации панелей был 10%, толщина панелей 0.8 мм, диаметр отверстий 1.5 мм. Из рис. 5 видно, что двухслойная сеточная конструкция обладает существенно более широкой характеристикой α , чем двухслойная с перфорированными панелями.

В некоторых случаях, а именно, когда лицевой слой облицовки подвергается повышенному загрязнению и сеточная конструкция может потерять поглощающие свойства, целесообразно использовать комбинированные двухслойные ЗПК, у которых в качестве лицевого слоя используется перфорированная панель, а внутреннего слоя — сеточная панель.

На рис. 6 представлено сравнение рассчитанных характеристик коэффициента звукопоглощения трех вариантов двухслойных конструкций: с двумя перфорированными панелями, с лицевой перфорированной и внутренней сеточной и с двумя сеточными панелями. При расчетах принималось: $h_1 = h_2 = 10$, параметры перфорированных панелей равны соответственно $F_1 = F_2 = 10\%$, $d_1 = d_2 = 1.5$ мм. Из рис. 6 видно, что ЗПК, у которой лицевая панель перфорированная, а внутренняя

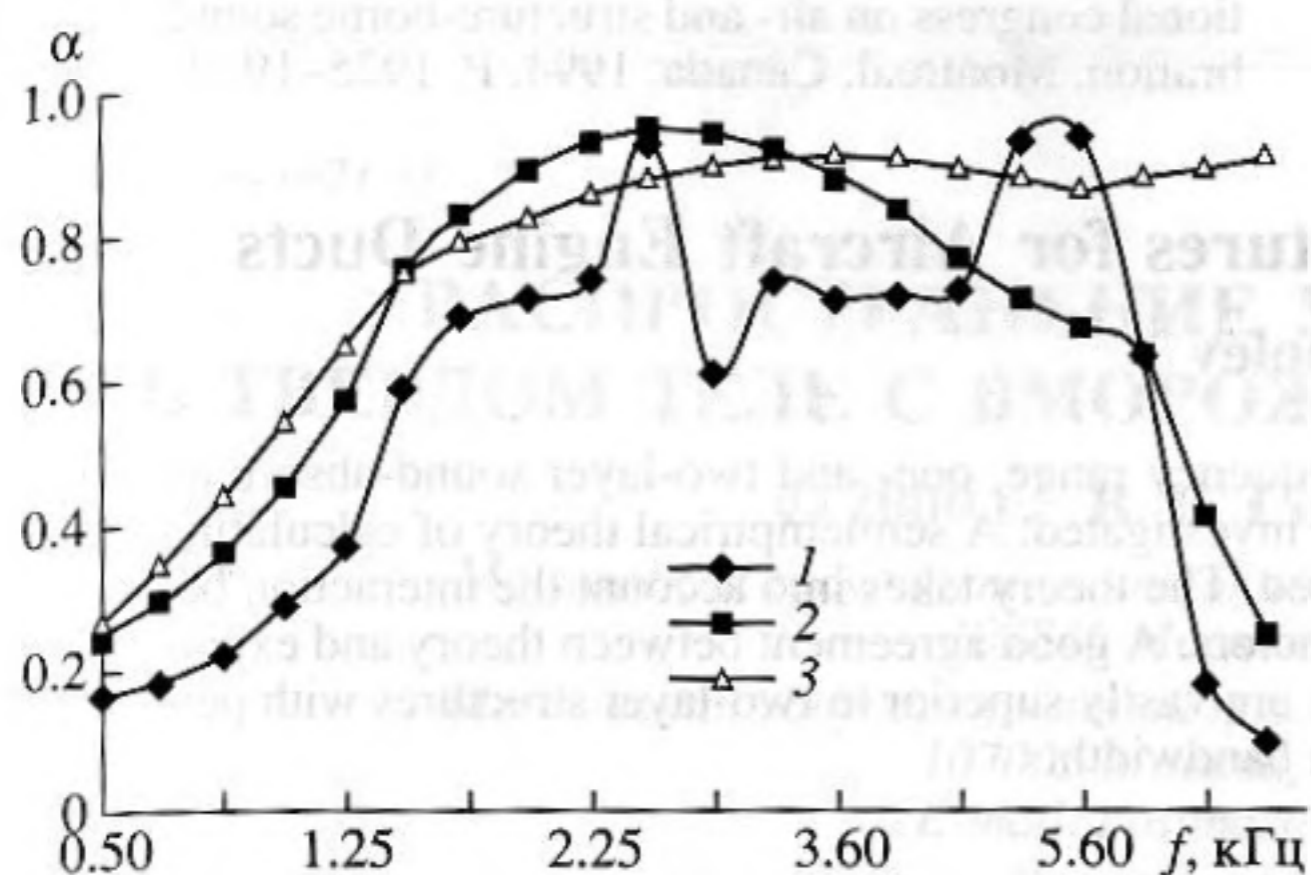


Рис. 6. Частотные зависимости коэффициента звукопоглощения для двухслойных конструкций: с перфорированными панелями (1), с наружной перфорированной и внутренней сеточной (2), с сеточными панелями (3).

сеточная, занимает промежуточное положение по коэффициенту звукопоглощения между двухслойными ЗПК с перфорированными панелями и стеками.

Следует заметить, что выбранные для расчета геометрические параметры ЗПК были взяты на основании опытных данных, чтобы обеспечить высокий коэффициент звукопоглощения в интересующей нас области частот, однако они не являются оптимальными в смысле работы [19]. Путем решения соответствующей обратной задачи можно так подобрать геометрические параметры, чтобы коэффициент звукопоглощения был равен 1 одновременно на двух частотах из заданного частотного диапазона. В этом случае преимущества использования сеток были бы более очевидны, поскольку провал в частотной характеристике α в области между частотами настройки с использованием сеток существенно меньше.

Таким образом, сопоставление теории и эксперимента показывает, что при всех соотношениях глубин первого и второго слоев, представляющих практический интерес с точки зрения их использования в каналах авиационных двигателей, расчет импеданса двухслойной сеточной конструкции дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Это означает, что разработанный метод расчета сеточных ЗПК может быть взят за основу при решении обратной задачи определения оптимальных геометрических параметров сеточных ЗПК для каналов авиационных двигателей с целью обеспечения максимально широкополосной частотной характеристики затухания.

Автор выражает благодарность Р.Д. Филипповой и Н.М. Соловьевой за предоставленные экспериментальные материалы и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wendoloski J.C. Sound absorption by an orifice plate in flow duct. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1998. V. 104. № 1. P. 122–132.
2. Tam C., Kurbatskii K. Micro-Fluid dynamics and acoustics of resonant liners. // 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA-99-1850. 1999. P. 311–325.
3. Choudhari M., Khorrami M., Edwards J. Computation study of micro fluid mechanics of duct acoustic treatment // 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA-00-1851. 1999. P. 1–14.
4. Kraft R.E., Yu J., Kwan H.W. Acoustic treatment impedance models for high frequencies // 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA-97-1653. 1997. P. 557–566.
5. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Московского университета, 1960.
6. Соболев А.Ф., Соловьева Н.М., Филиппова Р.Д. Расширение частотной полосы звукопоглощения облицовок силовых установок самолетов // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41. № 1. С. 146–152.
7. Amedin C.K., Champoux Y., Berry A. Acoustical characterization of absorbing porous materials through transmission measurements in a free field // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. Vol. 102. № 4. P. 1982–1994.
8. Yu J., Kwan H.W., Chiou S. Microperforate plate acoustic property evaluation // 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA-99-1880. 1999. P. 547–557.
9. Ahuja K.K., Gaeta R.J. A new wide-band acoustic liner with high temperature capability // 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA-97-1701. 1997. P. 847–857.
10. Nakamura Y., Beck J., Oishi T. Application of porous ceramics as engine ejector liner // 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA-97-1702. 1997. P. 858–864.
11. Yu J., Kwan H.W., Yasukawa R.D. Use of HTR ceramic foam for aeroacoustic application // 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. AIAA-97-1705. 1997. P. 887–897.
12. Ржевкин С.Н., Теросипянец С.Т. Исследование фрикционных слоев для звукопоглощающих систем // *Журн. техн. физики.* 1941. Т. XI. Вып. 1–2. С. 149–159.
13. Крендалл И.Б. Акустика. Военная электротехническая академия РККА им. т. Буденного. Издательство ВЭТА. С. 155–162. 1934.
14. Стретт Дж.В. (Лорд Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955.
15. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1973.
16. Соболев А.Ф. Повышение эффективности снижения шума в канале с потоком при наличии звукопоглощающих облицовок // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 3. С. 404–413.
17. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 1. М.: Мир, 1978.
18. Ingard U. On the theory and design of acoustic resonators // *The Journal of the Acoustical Society of America.* 1953. V. 25. № 6. P. 1037–1061.

19. Sobolev A.F. On widening of sound-absorbing band of locally reacting treatments. Proceedings of third interna-

tional congress on air- and structure-borne sound and vibration. Montreal, Canada. 1994. P. 1925-1932.

Wide-Band Sound-Absorbing Structures for Aircraft Engine Ducts

A. F. Sobolev

With a view to providing sound absorption in a wide frequency range, one- and two-layer sound-absorbing structures, in which nets are used as absorbing layers, are investigated. A semiempirical theory of calculating the impedance characteristics of these structures is proposed. The theory takes into account the interaction between the net layers for a wide range of their perforation factors. A good agreement between theory and experiment is observed. It is shown that two-layer net structures are vastly superior to two-layer structures with perforated panels from the viewpoint of the sound absorption bandwidth.

2. Ржевский С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Наука, 1968.

3. Ржевский С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Наука, 1968.

4. Ржевский С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Наука, 1968.

5. Ржевский С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Наука, 1968.

6. Ржевский С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Наука, 1968.

7. Rabinovich C.K., Champagne V. Beryllium Acoustic Properties of Absorbing Panels. Proceedings of the 1997 Acoustical Society of America Meeting, Vol. 102, No. 4, P. 1987-1991.

8. Yu A., Kwon W.W., Chiu S. Microperforated Plate Acoustic Properties. Proceedings of the 1997 Acoustical Society of America Meeting, Vol. 102, No. 4, P. 1987-1991.

9. Ajaaj K.A., Gault R.J. A New Wide-Band Acoustic Liner with High Temperature Capability. Proceedings of the 1997 Acoustical Society of America Meeting, Vol. 102, No. 4, P. 1987-1991.

10. Wilkerson K., Beck J., Gikbi T. Application of Porous Ceramics in Engine Exhaust Liners. Proceedings of the 1997 Acoustical Society of America Meeting, Vol. 102, No. 4, P. 1987-1991.

11. Rabinovich C.K., Champagne V. Beryllium Acoustic Properties of Absorbing Panels. Proceedings of the 1997 Acoustical Society of America Meeting, Vol. 102, No. 4, P. 1987-1991.

12. Ржевский С.Н. Теория звуков. М.: Наука, 1968.

13. Ржевский С.Н. Теория звуков. М.: Наука, 1968.

14. Ржевский С.Н. Теория звуков. М.: Наука, 1968.

15. Ржевский С.Н. Теория звуков. М.: Наука, 1968.

16. Ржевский С.Н. Теория звуков. М.: Наука, 1968.

17. Ржевский С.Н. Теория звуков. М.: Наука, 1968.

18. Rabinovich C.K., Champagne V. Beryllium Acoustic Properties of Absorbing Panels. Proceedings of the 1997 Acoustical Society of America Meeting, Vol. 102, No. 4, P. 1987-1991.

