Список литературы

1. *Осовский С.* Нейронные сети для обработки информации / пер. с пол. И. Д. Рудинского. – М. : Финансы и статистика, 2002. – 344 с.
2. *Тененев В. А., Ворончак В. И.* Решение задач классификации и аппроксимации с применением нечетких деревьев решений // Интеллектуал. системы в пр-ве. – 2005. – № 2. – С. 46–69.
3. *Тененев В. А.* Применение генетических алгоритмов с вещественным кроссовером для минимизации функций большой размерности // Интеллектуал. системы в пр-ве. – 2006. – № 1. – С. 93–107.

* * *

V. A. Tenenev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Izhevsk State Technical University
A. V. Teneneva, Student, Izhevsk State Technical University

Teaching Fuzzy Neural Networks the Genetic Algorithm

The application of fuzzy neural networks to data processing based on decision tree rules is considered. The hybrid genetic algorithm with real coding is used for optimization of the network parameters. The advantage of the optimized fuzzy networks over usual multi-layer neural networks for an approximation problem solution is established.

Keywords: data processing, fuzzy neural networks, genetic algorithm, approximation

Получено 05.04.10

УДК 699.844

А. П. Тюрин, кандидат технических наук, доцент
Ижевский государственный технический университет

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗВУКОПОГЛОЩЕНИЯ ВАКУУМИРОВАННЫХ СОТОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ*

Рассмотрен конечно-элементный подход оценки коэффициентов звукопоглощения вакуумированных и невакуумированных сотовых конструкций. Решение задачи осуществлялось в нахождении комплексных значений звукового давления в микрофонных позициях импедансной трубы с последующим вычислением коэффициентов звукопоглощения. Сравнение результатов численного и физического экспериментов показали удовлетворительное совпадение.

Ключевые слова: конечные элементы, звуковое давление, передаточная функция, коэффициент звукопоглощения

В работе рассматривается создаваемый аэродинамическим путем звук, который является продуктом воздушного потока и отделен от звука, производимого вибрациями твердых тел. Звуком будем называть малые колебания сжимаемого газа.

Уравнения распространения звука получаются из основных уравнений динамики сжимаемого газа, которые включают в себя:

– уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0\,; \tag{1}$$

* В написании работы участвовал аспирант К. Ю. Замотин (кафедра «Математическое и программное обеспечение высокопроизводительных вычислений», Санкт-Петербургский государственный политехнический университет).

– уравнения сохранения импульса (количества движения)

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(T_{ij} + \rho v_i v_j\right) = 0, \tag{2}$$

где T_{ij} – тензор напряжений

$$T_{ij} = p\delta_{ij} + \mu\left(\frac{2}{3}\frac{\partial v_i}{\partial x_i} - \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right)\right). \tag{3}$$

Исследования показали, что эффекты, вызванные вязкостью и теплопроводностью газа, сводятся в основном к поглощению газа средой, которое обычно невелико. Так, коэффициент затухания звуковой волны в воздухе $\alpha = 1{,}1 \cdot 10^{-15} \cdot f^2$, м$^{-1}$, где f – частота звука в Гц [1]. Поэтому при анализе процессов распространения звука (по крайней мере, в области частот интервала слышимости) пренебрегают вязкостью и теплопроводностью, рассматривая процесс как адиабатический. В связи с этим к уравнениям (1), (2) добавляется уравнение адиабаты:

$$\frac{p}{\rho^{\gamma}} = K. \tag{4}$$

За кадром осталось рассмотрение действия силы тяжести на распространение звуковых колебаний. Дж. Лайтхилл показал [2], что влияние силы тяжести на любую звуковую волну с длиной волны λ, много меньшей, чем $\frac{c^2}{g}$, оказывается пренебрежимо малым. Для воздуха отношение $\frac{c^2}{g}$ равно приближенно 12 км, так что влияние силы тяжести пренебрежимо мало для всех обычных звуковых волн, длина которых не превышает нескольких метров.

Пусть в среде с параметрами p_0, ρ_0, $v_0 = 0$ распространяется звук. Положим

$$p = p_0 + \tilde{p},\ \ \rho = \rho_0 + \tilde{\rho},\ \ v = \tilde{v}, \tag{5}$$

где значком «~» (тильда) обозначены малые величины, характеризующие звук. Таким образом, звуковые колебания определяются только «избыточными» давлением и плотностью. Подставляя равенства (5) в уравнения (1), (2) (при $\mu = 0$) и (4) и пренебрегая слагаемыми второго порядка малости, получим уравнения акустики:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_i} = 0; \tag{6}$$

$$\rho_0 \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial t} + \Delta \tilde{p} = 0; \tag{7}$$

$$\tilde{p} = c_0^2 \tilde{\rho}. \tag{8}$$

Здесь $c_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}$ – скорость звука в невозмущенной среде. Отсюда нетрудно получить уравнение для возмущений плотности:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \tilde{\rho} = 0. \tag{9}$$

В безвихревом поле вектор скорости ν может быть представлен градиентом скалярного потенциала φ (потенциала скорости), что, безусловно, выполняется для покоящейся среды:

$$\mathbf{V} = \nabla \varphi . \tag{10}$$

С учетом (10), уравнения неразрывности и сохранения момента приводят к

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\nabla \varphi \cdot \nabla \rho}{\rho} + \Delta \varphi = 0, \tag{11}$$

$$\frac{\partial (\nabla \varphi)}{\partial t} + \frac{\nabla \left(v^2\right)}{2} = -\frac{\nabla p}{\rho}, \tag{12}$$

где $v = \left|\mathbf{V}\right|$. Рассматривая изэнтропический процесс, можно положить, что плотность зависит только от давления. Тогда (12) может быть переписано:

$$\nabla\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho}\right) = 0, \tag{13}$$

где интегрирование проводится вдоль линий тока. Уравнение (13) показывает, что величина в круглых скобках не зависит от пространственных переменных, что формально может читаться

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\nu^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} = F(t). \tag{14}$$

Это есть закон Бернулли для баротропной среды. С учетом (14) получим

$$\int \frac{dp}{\rho} = \int \frac{dp}{d\rho}\frac{1}{\rho} d\rho = \int \frac{\gamma K \rho^{\gamma-1}}{\rho} d\rho = \frac{\gamma K}{\gamma - 1}\rho^{\gamma-1} = \frac{\frac{dp}{d\rho}}{\gamma-1} = \frac{c^2}{\gamma - 1}. \tag{15}$$

В уравнении (15) c есть локальная скорость звука для идеального газа для текущего термодинамического равновесия.

Подставляем (15) в (14):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma - 1} = F(t). \tag{16}$$

Введем обозначение c_∞, v_∞ для постоянных скорости звука и скорости среды в некоторой части невозмущенной среды, расположенной достаточно далеко от любых акустических источников. В соответствии с уравнением Бернулли (16)

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{v^2}{2}+\frac{c^2}{\gamma-1}=\frac{v^2{}_\infty}{2}+\frac{c^2{}_\infty}{\gamma-1}. \tag{17}$$

Производная по времени уравнения (14):

$$-\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{v^2}{2}\right)=\frac{\partial}{\partial t}\left(\int\frac{dp}{\rho}\right)=\frac{1}{\rho}\frac{dp}{d\rho}\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{c^2}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial t}. \tag{18}$$

Уравнение (18) позволяет переписать первый член уравнения сохранения массы в форме

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial t}=-\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{v^2}{2}\right)=-\frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{\nabla\varphi\cdot\nabla\varphi}{2}\right) \tag{19}$$

и уравнение сохранения момента:

$$\frac{\nabla p}{\rho}=-\frac{\partial\left(\nabla\varphi\right)}{\partial t}-\frac{\nabla\left(\nabla\varphi\cdot\nabla\varphi\right)}{2}, \tag{20}$$

которое связано с определением скорости звука:

$$\frac{c^2\nabla\rho}{\rho}=-\frac{\partial\left(\nabla\varphi\right)}{\partial t}-\frac{\nabla\left(\nabla\varphi\cdot\nabla\varphi\right)}{2}. \tag{21}$$

Второй член уравнения неразрывности может быть переписан в виде (21), умноженного на $\dfrac{\nabla\varphi}{c^2}$:

$$\frac{\nabla\varphi\cdot\nabla\rho}{\rho}=-\frac{1}{c^2}\nabla\varphi\left(\frac{\partial\left(\nabla\varphi\right)}{\partial t}-\frac{\nabla\left(\nabla\varphi\cdot\nabla\varphi\right)}{2}\right). \tag{22}$$

Объединяя (19), (22), (16), получаем окончательное уравнение:

$$\Delta\varphi-\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}+\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla\varphi\cdot\nabla\varphi\right)+\frac{1}{2}\nabla\varphi\cdot\nabla\left(\nabla\varphi\cdot\nabla\varphi\right)\right)=0. \tag{23}$$

После раскрытия скобок и компоновки слагаемых уравнение (23) (первый порядок) может быть переписано:

$$\Delta\varphi=\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}+2v\cdot\nabla\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)+\frac{1}{2}\nabla\varphi\cdot\nabla\left(v^2\right)+v\cdot\nabla\left(v\cdot\nabla\varphi\right)\right)+\frac{1}{c^2}\left(\gamma-1\right)\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}+v\cdot\nabla\varphi\right)\left(\nabla\cdot v\right).$$

Для гармонических возмущений акустический потенциал может быть записан:

$$\varphi\left(x,t\right)=\tilde{\varphi}\left(x\right)e^{iwt},$$

$$\Delta\varphi = \frac{1}{c^2}\left(-\omega^2\varphi + 2i\omega v\cdot\nabla\varphi + \frac{1}{2}\nabla\varphi\cdot\nabla\left(v^2\right) + v\cdot\nabla\left(v\cdot\nabla\varphi\right)\right) + \\ + \frac{1}{c^2}\left(\gamma-1\right)\left(i\omega\varphi + v\cdot\nabla\varphi\right)\left(\nabla\cdot v\right). \tag{23}$$

Данная форма мотивирована потребностью в легко получаемой слабой форме, с возможностью дискретизации конечными/бесконечными элементами.

Уравнение неразрывности может быть переписано согласно разложению плотности и скорости среднего потока на акустические компоненты:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\left(\rho_0 v_0 + \rho v_0 + \rho_0\nabla\varphi + \rho\nabla\varphi\right) = 0. \tag{24}$$

Группируем слагаемые нулевого и первого порядка в следующие два уравнения:

$$\nabla\left(\rho_0 v_0\right) = 0,$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\left(\rho v_0 + \rho_0\nabla\varphi\right) = 0 \tag{25}$$

или

$$\frac{D\rho}{Dt} + \nabla\left(\rho_0\nabla\varphi\right) + \rho\nabla\cdot v_0 = 0, \tag{26}$$

$$\rho = -\frac{\rho_0}{c^2}\frac{D\varphi}{Dt}.$$

Объединяя, получим

$$\nabla\left(\rho_0\nabla\varphi\right) - \frac{D}{Dt}\left(\frac{\rho_0}{c^2}\frac{D\varphi}{Dt}\right) + \rho\nabla\cdot v_0 = 0. \tag{27}$$

А подставляя в (25),

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(-\frac{\rho_0}{c^2}\frac{D\varphi}{Dt}\right) + \nabla\left(\rho\nabla\varphi - \frac{\rho_0}{c^2}\frac{D\varphi}{Dt}v_0\right) = 0. \tag{28}$$

При решении задачи в частотной области с использованием технологии конечных/бесконечных элементов для потенциала гармонической скорости $\tilde{\varphi}(x)$ используется основное равенство (28).

При воздействии звуковой волны на твердое тело, обладающее определенной упругостью, необходимо учитывать его отклик на это воздействие. Движение упругого твердого тела можно описать в терминах смещения $\xi(x,t)$ точки из положения x в недеформированном состоянии. Удобно также ввести $X(x,t) = x + \xi(x,t)$ – новое положение в момент времени t. Силы, действующие на поверхности деформированного тела, можно описать так же, как и в случае жидкости, посредством тензора напряжений p_{ji}. Если мы временно будем считать напряжение в деформированном состоянии функцией текущей переменной X, то напряжения вызовут результирующую силу на единицу объема, равную $\frac{\partial p_{ji}}{\partial X_j}$. Это следует из теоремы о дивергенции точно так же, как и в случае жидкости. Однако «лагранжевое» описание смещений обычно более удобно в упругости, связывает все величины с исходным недеформированным состоянием. При этом результирующая сила на единицу объема недеформированного состояния равна

$$J \frac{\partial x_k}{\partial X_j} \frac{\partial p_{ji}}{\partial x_k}, \tag{29}$$

где J – якобиан:

$$J = \frac{\partial(X_1, X_2, X_3)}{\partial(x_1, x_2, x_3)}. \tag{30}$$

Далее, производная $\frac{\partial x_k}{\partial X_j}$ равна $\frac{J_{jk}}{J}$, где J_{jk} – алгебраическое дополнение элемента $\frac{\partial X_j}{\partial x_k}$ в определителе (30). Результирующая сила на единицу объема недеформированного состояния (29) равна, таким образом:

$$J_{jk} \frac{\partial p_{ji}}{\partial x_k},$$

и уравнение движения примет вид

$$\rho_0 \frac{\partial^2 X_i}{\partial t^2} = J_{jk} \frac{\partial p_{ji}}{\partial x_k}. \tag{31}$$

Удлинение произвольного линейного элемента при переходе из недеформированного состояния в деформированное определяется равенством:

$$dX_i^2 - dx_j^2 = \frac{\partial X_i}{\partial x_j} \frac{\partial X_i}{\partial x_k} dx_j dx_k - \partial x_j^2 = 2\varepsilon_{jk} dx_j dx_k,$$

где

$$\varepsilon_{jk} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial X_i}{\partial x_j} \frac{\partial X_i}{\partial x_k} - \delta_{jk} \right) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_k} \right). \tag{32}$$

В общем случае напряжения p_{ji} зависят от деформаций ε_{jk} и от температуры.

В линейной теории упругости для малых смещений из недеформированного состояния уравнения линеаризуются следующим образом. Поскольку $J_{jk} = \delta_{jk} + o(\nabla \xi)$, при линеаризации уравнение (31) принимает вид:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} = \frac{\partial p_{ji}}{\partial x_j}, \tag{33}$$

а выражения для деформаций (32) записываются так:

$$\varepsilon_{jk} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j}{\partial x_k}\right). \tag{34}$$

Формула, связывающая напряжения с деформациями, имеет вид:

$$p_{ji} = 2\mu\varepsilon_{ji} + \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ji}, \tag{35}$$

где λ и μ – постоянные Ламе.

В силу равенств (33)–(35), три уравнения для смещений ξ_i имеют вид:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \xi_i + (\lambda + \mu)\frac{\partial}{\partial x_i}(\nabla \cdot \xi). \tag{36}$$

Взяв дивергенцию и ротор от (36), получим

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\nabla \cdot \xi) = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}\nabla^2 (\nabla \cdot \xi);$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\nabla \times \xi) = \frac{\mu}{\rho_0}\nabla^2 (\nabla \times \xi)$$

соответственно. Таким образом, существуют две моды, удовлетворяющие волновому уравнению. Первое описывает продольные волны (волны сжатия), распространяющиеся со скоростью $\sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}}$. Вторая же описывает поперечные волны (волны сдвига), имеющие скорость $\sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}$. Эти две моды связаны посредством граничных и начальных условий, накладываемых на ξ_i или на p_{ji}. Полное решение задачи требует гораздо больше ресурсов, чем просто решение волнового уравнения.

Для решения задачи использовались линейные восьмиузловые гексаэдральные элементы (рис. 1).

Элементы, моделирующие акустическую среду в каждом узле, имеют единственную степень свободы – акустическое давление.

Акустические среды характеризуются следующими параметрами: плотность ρ; скорость звука в среде c; теплоемкость при постоянном давлении c_p; теплоемкость при постоянном объеме c_v; температура T; статическое давление P.

Для неподвижного воздуха все параметры с высокой точностью могут быть пересчитаны из фундаментальных физических констант и для 25 °C и 101 325 Па перечисленные величины равны:

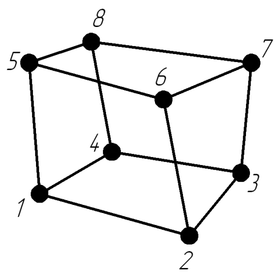


Рис. 1. Нумерация узлов

$$c = \sqrt{1{,}4 \cdot 287(25 + 273{,}15)} = 346 \text{ м/с}; \quad \rho_f = \frac{101325}{287(25 + 273{,}15)} = 1{,}186 \quad \text{кг/м}^3;$$

$$c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} = \frac{1{,}4 \cdot 287}{0{,}4} = 1004{,}5 \text{ Дж/}\left(\text{КЧм}^3\right); \quad c_V = \frac{R}{\gamma - 1} = \frac{287}{0{,}4} = 717{,}5 \text{ Дж/}\left(\text{КЧм}^3\right).$$

Эффекты вязкости среды – экспоненциальное затухание амплитуды волны в зависимости от расстояния от источника звука может быть смоделировано с использованием комплексного числа скорости звука. Для каждой исследуемой частоты может быть смоделировано следующим образом. Пусть комплексная часть скорости звука задана, что будет являться допущением, позволяющим учесть диссипацию волны с заранее заданной скоростью α:

$$\tilde{c} = c\left[1 + i\frac{\alpha \cdot c}{\varpi}\right] = c\left[1 + i\frac{\alpha}{k}\right].$$

Тогда для плоской волны

$$p = e^{-ikx} \cdot e^{-\alpha x} = e^{-ix\left(\frac{w - iac}{c}\right)} = e^{-ix\left(\frac{w}{c\left(1 + i\frac{ac}{w}\right)}\right)} = e^{-i\frac{w}{\tilde{c}}x} = e^{-i\tilde{k}x}.$$

Конечные элементы, моделирующие твердое тело, имеют три степени свободы, в случае декартовой системы координат – компоненты перемещений u_x, u_y, u_z вдоль осей x, y, z.

Твердотельные изотропные элементы характеризуются тремя параметрами: модуль Юнга E; коэффициент Пуассона ν; плотность ρ.

Дискретная модель базируется на методе разделения. Акустическая область Ω разделяется на внутреннюю область Ω_i и на внешнюю Ω_0.

$$\Omega = \Omega_i \cup \Omega_0. \tag{37}$$

На внутренней области используется обычный метод дискретизации Галеркина, для внешней области – бесконечные элементы [3].

Внутренняя часть Ω_i разбивается на N_e конечных элементов:

$$\Omega_i = \bigcup_{e=1}^{N_e} \Omega_e. \tag{38}$$

Расчетная область, которая может быть и многосвязной, разбивается на элементы. В зависимости от размерности задачи, элементы могут быть плоские (треугольники, четырехугольники) или объемные (тетраэдры, призмы, гексаэдры). Разбиение на элементы должно достаточно точно интерполировать границы области. При разбиении на конечные элементы тонкостенных областей каждый конечный элемент должен содержать как минимум один нумерованный узел, находящийся внутри расчетной области.

В соответствии с различными методами взвешенных невязок, наиболее эффективным из которых является метод Галеркина, невязки ортогонализируются с системой весовых функций (в методе Галеркина в качестве весовых функций принимаются базисные функции). Результатом такой ортогонализации является глобальная система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно узловых значений искомой функции. Число уравнений в этой системе совпадает с количеством нумерованных узлов расчетной области. Каждый элемент матрицы и вектора правых частей этой СЛАУ содержит в той или иной степени вклады элементов матриц и правых частей локальных СЛАУ, сформированных для каждого конечного элемента.

Решая полученную глобальную СЛАУ каким-либо из известных методов, получаем узловые значения искомой функции, с помощью которых из функций элементов определяются значения искомой функции в любых точках конечных элементов. Система уравнений в данном случае решалась прямым методом.

После вычисления комплексных давлений у микрофонных позиций по рис. 2 по уравнению (39) находилась комплексная передаточная функция между двумя микрофонами:

$$H_{12} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{e^{jk_0x_2} + re^{-jk_0x_2}}{e^{jk_0x_1} + re^{-jk_0x_1}}, \tag{39}$$

где r – коэффициент отражения, откуда коэффициент поглощения:

$$\alpha = 1 - |r|^2. \tag{40}$$

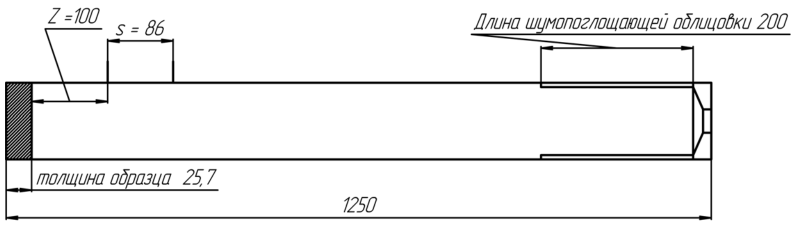


Рис. 2. Микрофонные позиции и расстояния: *s* – расстояние между микрофонами

Необходимо было рассчитать коэффициенты звукопоглощения для конструкции, изображенной на рис. 3. Задача решалась в диапазоне частот 700–1 900 Гц с шагом 50 Гц при гармоническом воздействии.

Исследование проводилось в цилиндрической области, диаметром 0,1 м, длиной 1,25 м (рис. 2). В левой части трубы находился образец. С правой части трубы подавалось гармоническое воздействие.

Для построения конечно-элементной модели использовалась структурированная сетка. На рис. 4 показана КЭ-модель конструкции и импедансной трубы.

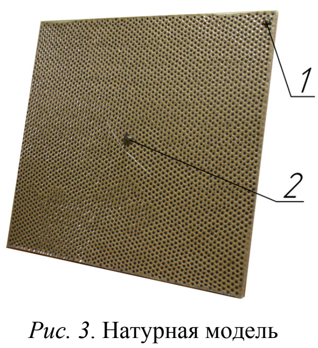
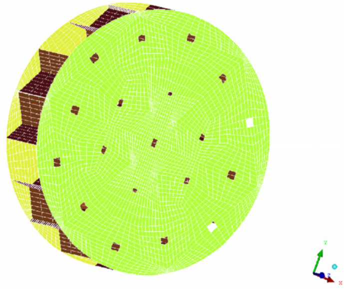
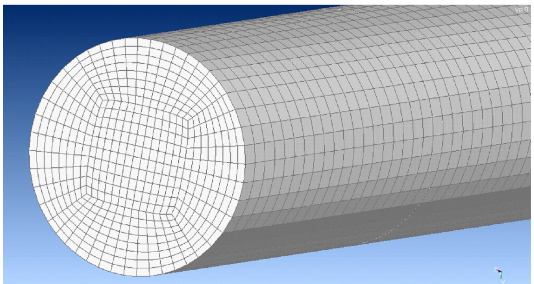


Рис. 3. Натурная модель сотовой конструкции

Уравнение передаточной функции, реализованное в MS Excel, позволило определить коэффициенты звукопоглощения, изображенные на рис. 5.



а



б

Рис. 4. КЭ-модель сотовой конструкции (*а*) и импедансной трубы (*б*)

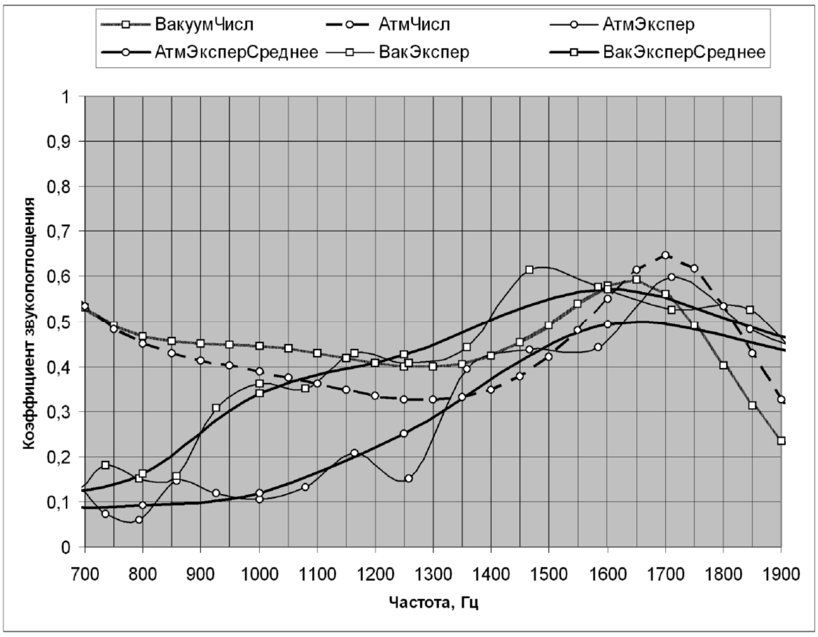


Рис. 5. Экспериментальные и численные исследования для сотовой конструкции с параметрами 140-25,7-7 (плотность картона – толщина экрана – диаметр перфорации)

При сравнении графиков по рис. 5 можно отметить следующее:

1) численно определенная резонансная частота по кривой «ВакуумЧисл» находится в диапазоне 1 600–1 700 Гц, в то время как по кривой «ВакЭксперСреднее» она находится в диапазоне 1 550–1 650 Гц;

2) численно определенная резонансная частота по кривой «АтмЧисл» находится в диапазоне 1 650–1 750 Гц, в то время как по кривой «АтмЭксперСреднее» она находится в диапазоне 1 600–1 700 Гц;

3) как для экспериментально, так и для численно полученных кривых можно отметить более высокий коэффициент звукопоглощения в случае вакуумирования сотовой конструкции (в более широком диапазоне частот).

На рис. 5 приведено сравнение так называемых нормальных коэффициентов звукопоглощения, полученных численно, с диффузными, полученных в малой реверберационной камере объемом 2 м^3. Существующие расхождения кривых звукопоглощения во всех случаях в левой части графика, т. е. с частот ниже 1 100 Гц, можно объяснить особенностью метода реверберационной камеры, с правой части графика – особенностью смоделированной трубы (в частности, ее размерами, позволяющими исследовать только частоты в диапазоне 200–1 800 Гц).

Список литературы

1. *Зарембо Л. К., Красильников В. А.* Введение в нелинейную акустику. – М. : Наука, 1966. – 520 с.

2. *Лайтхилл Дж.* Волны в жидкостях. – М. : Наука, 1981. – 208 с.

3. *Деклу Ж.* Метод конечных элементов. – М. : Мир, 1976.

* * *

A. P. Tyurin, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Izhevsk State Technical University

Numerical modelling of a sound absorption by deaerated cellular designs

The finite-element approach to sound absorption estimation by deaerated and not deaerated cellular designs is considered. The problem solution was carried out by finding the sound pressure complex values in microphone positions of an impedance pipe with the subsequent calculation of sound absorption factors. Comparison of numerical and physical results of experiments has shown satisfactory coincidence.

Keywords: finite element, sound pressure, transfer function, sound absorption coefficient

Получено 20.04.10

УДК 537.812

Б. И. Урусова, доктор физико-математических наук, профессор;
У. М. Лайпанов, старший преподаватель
Карачаево-Черкесский государственный университет им. У. Д. Алиева

ЗАКОН ПОДОБИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Показано, что подобие электромагнитных полей в геометрически подобных системах может иметь место, если, во-первых, в соответствующих срединах сопротивления изменены пропорционально и, во-вторых, при увеличении всех сопротивлений и линейных размеров частота будет увеличена.

Ключевые слова: электромагнитные поля, дифференциальные уравнения, граничные условия, метод интенсивности, операторы, вектор-потенциал, плотность тока, электропроводность

Целью данной работы является показать, что подобие электромагнитных полей в геометрически подобных системах может иметь место, если в соответствующих срединах сопротивления изменены пропорционально и при увеличении всех сопротивлений и линейных размеров частота тоже должна увеличиваться.

Необходимость решения данной проблемы диктуется тем, что она имеет немаловажное значение в модельных установках, которые применяются в электроразведке.