

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ ОКОЛО ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

УДК 534.2:532

А. А. Аганин¹, В. Б. Кузнецов¹, Е. В. Мартынов²,
Э. Т. Смирнова¹

¹ Институт механики и машиностроения КНЦ РАН, 420111 Казань

² Казанский государственный технический университет им. А. Н. Туполева,
420111 Казань

При возбуждении объемного резонатора (акустического резонатора, резонатора Гельмгольца) в окрестности его отверстия возникает акустическое течение (акустический ветер, звуковой ветер) [1–5]. Число работ, посвященных исследованию этого явления, пока невелико [6–9]. Вместе с тем акустическое течение имеет целый ряд полезных в практическом отношении приложений. В частности, в непроточных камерах оно может использоваться для возбуждения потоков газообразных сред, обеспечивающих перемешивание среды или увеличение теплообмена элементов конструкций внутри камер без введения в рабочее пространство дополнительных масс газа, мешалок и т. п. [6], для уменьшения сопротивления находящихся в потоке тел [8]. На основе эффекта акустического течения разрабатывается новый класс электропневматических преобразователей [10, 11], отличающихся отсутствием элементов, работающих с трением.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального и численного исследования акустического течения около возбужденных объемных резонаторов, имеющих малые размеры (объем $< 1 \text{ см}^3$) и короткую длину канала отверстия ($\delta < 0,1 \text{ мм}$). Рассмотрены резонаторы цилиндрической формы с диаметром цилиндра от 15 до 50 мм и диаметром канала от 1,2 до 5 мм. Возбуждение гармоническое. Источник возбуждения выполняет функции стенки резонатора. Цель исследования — определение зависимости характеристик акустического течения от параметров возбуждения и геометрии резонаторов, изучение численной модели процесса возбуждения акустического течения применительно к исследуемому типу резонаторов и определение области ее использования. Значительное внимание уделено выявлению и анализу резонансного режима, на котором как скорость акустического течения (скорость среднего течения вдоль оси симметрии) во внешней области резонатора, так и амплитуда колебаний скорости в отверстии достигают своих максимальных значений. В экспериментах заключение об установлении резонанса сделано по показаниям термоанемометра, а в расчетах — по амплитуде колебаний скорости газа в центре отверстия.

1. Экспериментальные исследования. *Описание экспериментальной установки.* Экспериментальные данные в настоящей работе были получены при помощи макета резонатора, схематично изображенного на рис. 1. Макет включает корпус 1, пьезокерамический изгибный преобразователь 2, камеру резонатора 3, сменную пластину 4 с отверстием 5.

В состав установки входил высокочастотный термоанемометр ТПС-3 (Т7-М) для измерения мгновенного значения скорости течения газа. Постоянная составляющая скорости (или средняя за период колебания поршня, называемая ниже также средней) измеряется низкочастотным термоанемометром, разработанным и изготовленным в НИЛ «Измерительные преобразователи» КГТУ им. А. Н. Туполева. Показания термоанемометров в процессе экспериментов измерялись цифровым вольтметром Ф30 (Ф386) с классом точности 0,2.

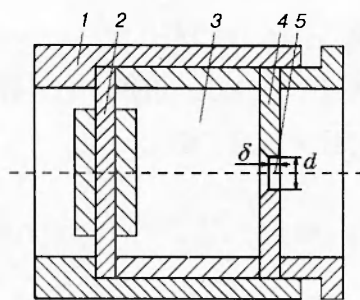


Рис. 1

Чувствительный элемент высокочастотных термоанемометров, предназначенный для измерения переменной составляющей скорости, представляет собой вольфрамовый микропровод диаметром 2 мкм, длиной 500 мкм. Полоса пропускания термоанемометров с таким чувствительным элементом достигает 1500 Гц при глубине модуляции потока 100 % и нулевой постоянной скорости. Микропровод требуемой толщины получен с использованием технологии электрохимической полировки. Чувствительный элемент низкочастотного термоанемометра — полупроводниковый терморезистор типа СТ1-18 с диаметром рабочей части 0,2 мм.

Чувствительные элементы термоанемометров перемещаются в потоке относительно исследуемого макета в трех взаимно перпендикулярных направлениях с помощью микрометрических винтов с точностью 0,01 мм.

Для измерения скоростного напора использовались наклонные спиртовые манометры ММИ-240 и электронные датчики абсолютного давления типа ДДГ. Миниатюрный приемник полного давления имел диаметр приемного канала 0,2 мм, а рабочей части 0,5 мм. Питание пьезокерамического изгибного преобразователя макета осуществлялось синусоидальным напряжением от звукового генератора ГЗ-56/1.

Перед началом каждого цикла измерений проводилась тарировка чувствительных элементов термоанемометров. Тарировка на скорости до 10 м/с производилась на поворотной тарировочной установке. Для тарировки на скорости выше 10 м/с использовался специальный задатчик эталонного потока. В задатчике воздуходувка создает расход воздуха через профилированное сопло. В ламинарном ядре течения на выходе сопла устанавливаются тарируемый чувствительный элемент и миниатюрный приемник полного давления, подключенный к манометрам, по показаниям которых производится расчет эталонной скорости. Объемная амплитуда колебаний пьезокерамического изгибного преобразователя определяется пересчетом результатов измерений амплитуды колебаний в нескольких точках поверхности электроакустического излучателя, расположенных вдоль его диаметра. Измерение проводилось оптическим методом с использованием катетометра.

Результаты экспериментов. Ниже представлены результаты, соответствующие случаю возбуждения резонатора на собственной частоте Ω , которая определяется из выражения

$$\Omega = c_0 \sqrt{\frac{S}{\delta + \delta^*} \left(\frac{1}{V} + \frac{1}{V_B} \right)},$$

если положить $V_B \rightarrow \infty$. Здесь c_0 — скорость звука в невозмущенном газе; S — площадь отверстия; δ — длина канала; δ^* — концевая поправка (для рассматриваемой геометрии резонатора может быть принято $\delta^* = 0,85d$); V — объем камеры резонатора; V_B — объем внешней камеры, с которой соединен резонатор через отверстие. Это выражение для Ω можно получить, если рассмотреть колебательную систему с сосредоточенными пара-

метрами, приняв, что масса сосредоточена в отверстии, а упругость — в камерах. Для геометрии резонатора $\delta^* = 0,85d$. Данное значение получено в соответствии с работой [12] и подтверждается экспериментально.

Исследования позволили установить, что акустическое течение в окрестности мало-размерных резонаторов с малой длиной канала отверстия имеет вид вихревого течения с пульсирующей струей, направленной вдоль оси симметрии от резонатора во внешнюю область. В зависимости от параметров возбуждения и геометрии резонатора наблюдаются ламинарный, переходный и турбулентный режимы.

При достаточно больших диаметрах ($> 10d$) и длинах камеры резонатора ($> 2d$) по отношению к диаметру отверстия и при малых амплитудах возбуждения устанавливается ламинарный режим. Ламинарный режим характеризуется отсутствием высокочастотных беспорядочных пульсаций во всей области течения и малой скоростью струи. С увеличением амплитуды возбуждения скорость струи растет. Затем наступает переход к другому режиму: при $\delta/d < 0,02$ к турбулентному, при $\delta/d > 0,02$ к переходному. В первом случае переход происходит при числе Рейнольдса $Re \approx 600 \div 800$ ($Re = \langle v \rangle_{\max} d / \nu$, $\langle v \rangle_{\max}$ — наибольшая средняя скорость на оси струи, ν — коэффициент кинематической вязкости). Во втором случае переходный режим возникает раньше. Конкретное значение Re зависит от отношения δ/d .

Переходный режим характеризуется наличием высокочастотных хаотических пульсаций во всей области течения. При преобразовании из ламинарного режима в переходный ширина струи существенно увеличивается, а постоянная составляющая скорости вдоль оси симметрии резко уменьшается. С увеличением амплитуды возбуждения при переходном режиме течения скорость струи возрастает. При $Re \approx 600 \div 800$ наступает переход к турбулентному режиму.

Турбулентный режим характеризуется наличием ламинарного ядра вдоль оси симметрии длиной до $5d$, вокруг которого имеется шлейф с беспорядочными высокочастотными пульсациями, характерными для турбулентных течений. Профиль постоянной составляющей скорости в ламинарном ядре при $Re \approx 600 \div 800$ близок к параболическому.

При дальнейшем росте амплитуды возбуждения скорость струи увеличивается, а профиль ее в ламинарном ядре все более выравнивается. При $Re \approx 1800 \div 2000$ во всем ламинарном ядре струи скорость становится постоянной. Еще большее увеличение амплитуды возбуждения приводит лишь к росту скорости струи. Структура течения остается прежней.

На рис. 2 даны осциллограммы колебаний скорости на оси симметрии, типичные для ламинарного *a*, переходного *б* и турбулентного *в* режимов (1 — в центре отверстия, 2 — между отверстием и максимумом средней скорости, 3 — на удалении $5d$). Рис. 2 иллюстрирует существенное различие характера движения газа в ближней от отверстия зоне возле оси симметрии в переходном режиме в сравнении с другими режимами. На основную гармонику здесь наложен сложный спектр возмущений. Рис. 2, *a* свидетельствует о том, что по мере удаления от отверстия движение газа становится все более однонаправленным (на осциллограммах сигнал детектирован). Если в центре отверстия в ходе одного периода колебаний газ с равными скоростями половину периода движется внутрь резонатора, а затем половину наружу, то между отверстием и максимумом средней скорости амплитуда скорости движения газа в направлении резонатора в 2 раза меньше, чем в направлении от резонатора. По колебаниям на удалении $5d$ видно, что здесь движение газа уже полностью однонаправленное.

Зависимость акустического течения от параметров возбуждения и геометрических характеристик резонатора. Приведенные выше результаты относятся к возбуждению на собственной частоте Ω и к достаточно большим по отношению к диаметру отверстия размерам камеры резонатора. При отклонении частоты возбуждения ω от Ω во всем

исследованном диапазоне частот ($300 \div 5000$ Гц) не отмечается изменения чисел Рейнольдса, при которых на турбулентном режиме профиль постоянной составляющей скорости в ламинарном ядре струи становится постоянным. Возникновение переходного режима зависит от частоты возбуждения. При $\omega < 0,8\Omega$ переходный режим может полностью отсутствовать, т. е. с увеличением амплитуды возбуждения ламинарный режим сразу переходит в турбулентный. При $\omega > 1,5\Omega$ может быть обратная ситуация. Даже при малых амплитудах возбуждения здесь может сразу возникать переходный режим.

Установлено, что с уменьшением размеров рабочей камеры граничные числа Рейнольдса Re_* , соответствующие переходу от ламинарного режима к переходному, изменяются. На рис. 3 представлена обобщенная зависимость Re_* от относительных длины L/d (рис. 3,а) и диаметра D/d (рис. 3,б) рабочей камеры. Как видно, значение Re_* при $L/d > 1,6$ и $D/d > 5$ остается постоянным, а с уменьшением этих параметров уменьшается.

Для фиксированной геометрии резонатора в рамках определенного режима акустического течения увеличение амплитуды возбуждения приводит к росту колебательной скорости в отверстии и средней скорости струи. Вместе с тем средняя скорость струи может резко изменяться при переходе от одного режима к другому.

На рис. 4 приведена зависимость безразмерного скоростного напора $\Delta p_{\max}/\Delta p_{*\max}$ в точке максимального значения средней скорости в струе от безразмерной амплитуды колебаний скорости $v_{\max}/v_{*\max}$ в центре отверстия. Кривая 1 соответствует случаю, когда течение начинается в ламинарном режиме, который, минуя переходный, преобразуется в турбулентный (при этом размеры чувствительного элемента были таковы, что он не реагировал на возмущенное течение за границами ламинарного ядра), 2 — течение начинается в переходном режиме, который преобразуется в турбулентный, 3 — течение начинается в ламинарном режиме, преобразуясь в переходный, а затем в турбулентный. Обезразмеривание параметров Δp_{\max} и v_{\max} проведено относительно их значений $\Delta p_{*\max}$ и $v_{*\max}$, отвечающих переходу от ламинарного режима к турбулентному на кривой 1. Как видно, возникновение переходного режима между ламинарным и турбулентным приводит

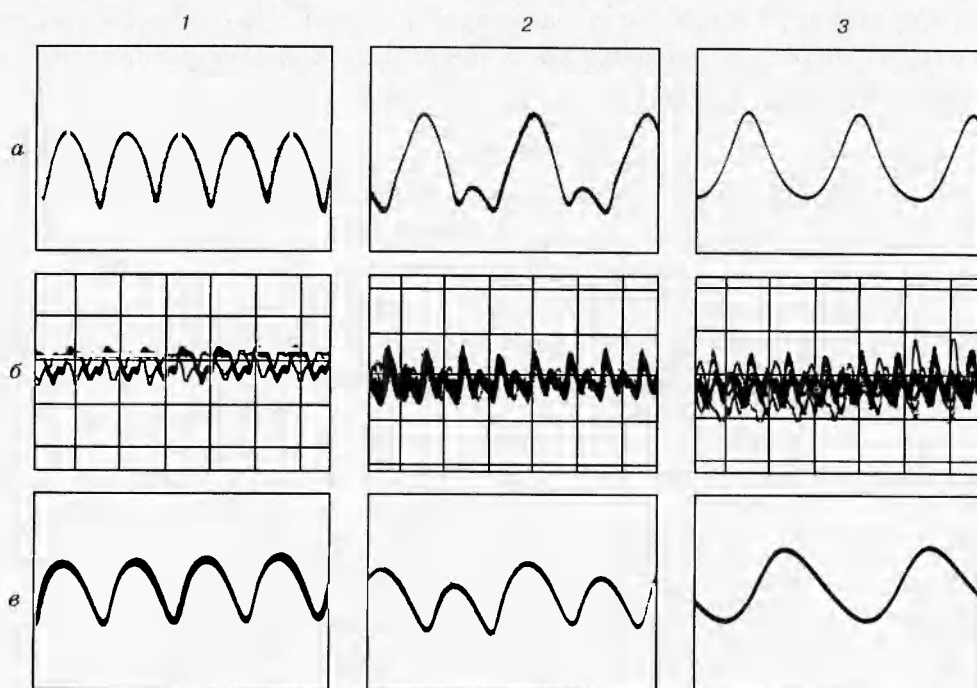


Рис. 2

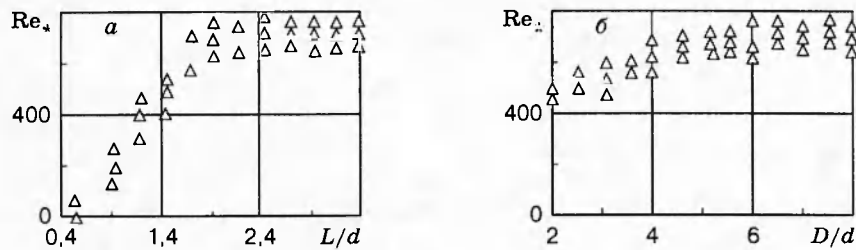


Рис. 3

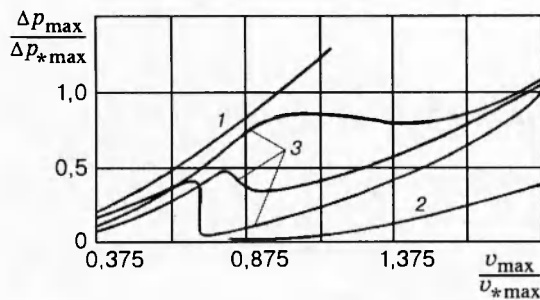


Рис. 4

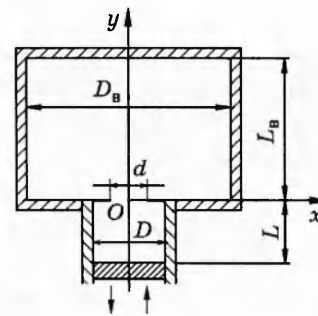


Рис. 5

к неоднозначной зависимости $\Delta p_{\max}/\Delta p_{*\max}$ от $v_{\max}/v_{*\max}$ (кривые 3). Интересно также отметить, что кривая 1 соответствует минимальным затратам энергии возбуждения резонатора, необходимой для достижения заданной скорости акустического течения.

2. Численное моделирование. Постановка задачи. Численное моделирование проводилось на основе интегрирования двумерных уравнений невязкого нетеплопроводного газа в смешанных эйлерово-лагранжевых переменных [13]. Конечно-разностный метод относится к классу TVD-схем высокого разрешения второго порядка точности по времени и пространству [14]. В расчетах объемный резонатор представлял собой цилиндрическую камеру, на одном конце которой находится круговая пластина с отверстием в центре, а на другом — плоский поршень, колеблющийся в осевом направлении. Пластина и поршень ортогональны оси симметрии. Внешняя область ограничена неподвижными стенками, которые совместно с поверхностью резонатора образуют внешнюю цилиндрическую камеру, расположенную соосно с камерой резонатора.

Диаметральное сечение объемного резонатора и внешней камеры приведено на рис. 5 ($L_b/L = 3$, $D/d = 10$, $D_b/D = 2,5$, $D/L = 3,75$). Все стенки и пластина считаются абсолютно жесткими. Пластина принимается бесконечно тонкой. До начального момента времени газовая среда внутри резонатора и во внешней камере находится в состоянии покоя. В начальный момент поршень начинает движение, возбуждая резонатор. В течение некоторого времени внутри резонатора и во внешней камере происходят переходные процессы, которые завершаются выходом на периодически повторяющийся режим.

Закон перемещений поршня задается в виде

$$y_p = y_0 + l \sin \omega t, \quad (2.1)$$

где l , ω — амплитуда и круговая частота колебаний; y_p — положение поршня в момент времени t ; y_0 — осевая координата поршня при $t = 0$, соответствующая его среднему положению ($y_0 = -L$).

Численное моделирование ведется на основе интегрирования двумерных уравнений

невязкого нетеплопроводного газа, которые в декартовых координатах в форме законов сохранения могут быть записаны следующим образом:

$$\mathbf{u}_t + \mathbf{f}_x + \mathbf{g}_y = \mathbf{s}, \quad \mathbf{u} = (\rho x, \rho x u, \rho x v, x E)^T, \quad \mathbf{f} = (\rho x u, x(p + \rho u^2), \rho x u v, x(p + E)u)^T, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{g} = (\rho x v, \rho x u v, x(p + \rho v^2), x(p + E)v)^T, \quad \mathbf{s} = (0, p, 0, 0)^T,$$

где p — давление; E — удельная полная энергия на единицу объема; u, v — компоненты скорости частицы газа в радиальном Ox и осевом Oy направлениях; α_z — частная производная $\partial\alpha/\partial z$; τ — транспонирование.

Система (2.2) замыкается уравнением состояния

$$p = (\gamma - 1)(E - \rho(u^2 + v^2)/2), \quad (2.3)$$

где γ — показатель адиабаты ($\gamma = 1,4$).

В задачах с подвижными границами вместо уравнений (2.2) удобнее использовать уравнения в смешанных эйлерово-лагранжевых переменных. В настоящей работе они принимаются в виде

$$\mathbf{U}_\tau + \mathbf{F}_\xi + \mathbf{G}_\eta = \mathbf{S}, \quad \mathbf{U} = \frac{\mathbf{u}}{\Delta}, \quad \mathbf{F} = \frac{\xi_t}{\Delta} \mathbf{u} + \frac{\psi_x}{\Delta} \mathbf{f} + \frac{\xi_y}{\Delta} \mathbf{g}, \quad (2.4)$$

$$\mathbf{G} = \frac{\eta_t}{\Delta} \mathbf{u} + \frac{\eta_x}{\Delta} \mathbf{f} + \frac{\eta_y}{\Delta} \mathbf{g}, \quad \mathbf{S} = \frac{\mathbf{s}}{\Delta},$$

где $\Delta = \partial(\xi, \eta)/\partial(x, y)$; τ, ξ, η — смешанные эйлерово-лагранжевы переменные. Основные положения разностной схемы решения системы (2.2)–(2.4) приведены в [13].

Граничными условиями на поверхности контакта газа со стенками камер и подвижным поршнем являются условия непротекания. При $t \leq 0$ газ имеет невозмущенные значения плотности ρ_0 , давления p_0 , скорости звука c_0 , радиальной $u_0 = 0$ и осевой $v_0 = 0$ составляющих вектора скорости и т. д. В момент $t = 0$ поршень начинает движение внутрь камеры резонатора с максимальной скоростью, соответствующей закону (2.1).

Нетрудно заметить, что расчетная схема (рис. 5) имеет ряд отличий от макета, используемого в экспериментах (см. рис. 1).

Во-первых, источником возбуждения колебаний в расчетном резонаторе является плоский поршень, а не мембрана, как в экспериментах. Поэтому при сравнениях мембрана рассматривается как «эффективный» плоский поршень, амплитуда перемещений которого определяется через равенство вытесняемых объемов.

Во-вторых, вместо пластины конечной толщины, используемой в экспериментах, в расчетах принимается бесконечно тонкая абсолютно жесткая мембрана с отверстием в центре. При сравнительно малых толщинах пластины и малой длине канала отверстия такая замена кажется вполне допустимой, хотя используемая в экспериментах конфигурация пластины является лишь приближением к той идеализации, которую представляет расчетная схема. В экспериментах применение тонкой пластины приводило к тому, что в ней возбуждались изгибные колебания, которые вносили неконтролируемые искажения в результаты экспериментов. С другой стороны, применение толстой пластины увеличивало длину канала отверстия, в результате чего в отверстии возникали большие потери энергии на трение.

В-третьих, внешняя область в расчетной схеме ограничена, а в экспериментах таких ограничений нет. Однако эксперименты показали, что по мере увеличения размеров внешней камеры резонатора (по отношению к размерам отверстия) ее влиянием на процессы возле отверстия можно пренебречь.

Таким образом, представляется, что, несмотря на указанные различия, проведение качественного сравнения газодинамических процессов в расчетах и экспериментах вполне допустимо.

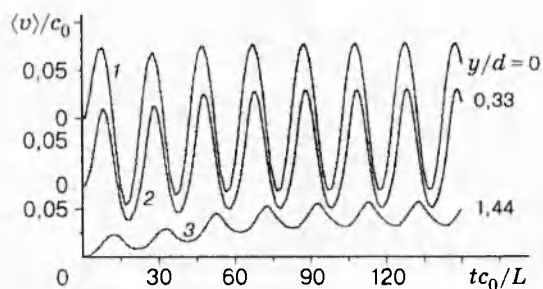


Рис. 6

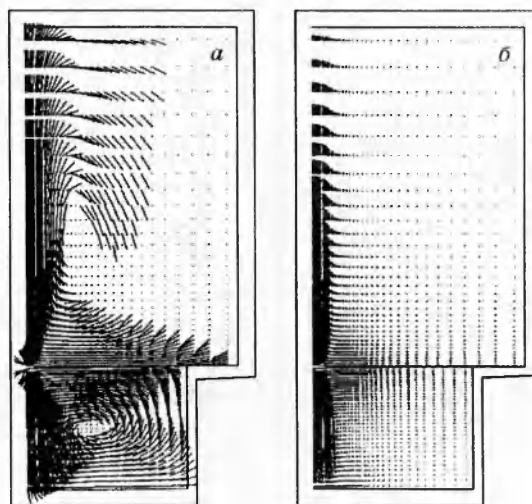


Рис. 7

Результаты расчетов. В расчетах вычислительная область разбивается на четыре зоны прямыми $y = 0$ и $x = r = d/2$ с числом ячеек I_k вдоль радиального и J_k вдоль осевого направлений, где $k = 1, 4$ — номер зоны. Принимается, что зоны 1-4 находятся в областях $\{x \leq r, y \leq 0\}$, $\{x \geq r, y \leq 0\}$, $\{x \leq r, y \geq 0\}$, $\{x \geq r, y \geq 0\}$ соответственно. Кроме того, $I_1 = I_3$, $J_1 = J_2$, $J_3 = J_4$. Конечно-разностная сетка состоит из прямоугольных ячеек. При этом вдоль радиуса в зонах 1, 3 она равномерна с шагом r/I_1 , а в зонах 2, 4 расширяется от отверстия по геометрической прогрессии с первым элементом, равным r/I_1 . Вдоль осевого направления во всех зонах сетка расширяется от $y = 0$ по геометрической прогрессии с первым элементом, равным r/I_1 . Перестройка сетки в зонах 1, 2, где она подвижна из-за перемещений поршня, осуществляется таким образом, что знаменатель прогрессии остается неизменным.

Рассмотрим случай $l/L = 0,01$, $\omega L/(2\pi c_0) = 0,05$. Для оценки численной сходимости использовались сетки: $I_1 = 10/13/16/20/25/31$, $I_2 = 35/40/44/48/52/56$, $I_4 = 40/45/49/54/58/62$, $J_1 = 27/31/34/38/42/46$, $J_3 = 45/50/54/59/63/67$. Их выбор определялся тем, что количество ячеек в отверстии в каждой последующей более мелкой сетке $I_1 = I_3$ принималось в $\approx 1,25$ раза больше, чем в предыдущей. Кроме того, все используемые коэффициенты расширения полагались равными $\approx 1,05$.

Из анализа полученных на разных сетках временных зависимостей мгновенной скорости в центре отверстия и распределения осевой составляющей вектора средней скорости вдоль оси симметрии следует, что кривые средней скорости различаются больше. Это свидетельствует о важной роли размеров ячеек для количественного описания преобразования колебаний газа в отверстии в однонаправленное движение (струю) возле него. Вместе с тем сравнение структур течения на разных сетках показывает, что качественные особенности (о которых пойдет речь ниже) численного решения на самой мелкой сетке имеют место и в решении на более грубых сетках.

Формирование струйного течения во времени характеризует рис. 6, где приведены временные зависимости мгновенной скорости в отдельных точках оси симметрии. Здесь также хорошо прослеживается зависимость, характерная для экспериментальных данных (см. рис. 2): через отверстие газ половину периода втекает в резонатор, а половину вытекает из него (кривая 1), по мере удаления от перегородки во внешнюю область перемещение в сторону резонатора все более убывает (кривая 2), а с некоторого расстояния течение становится полностью однонаправленным (кривая 3).

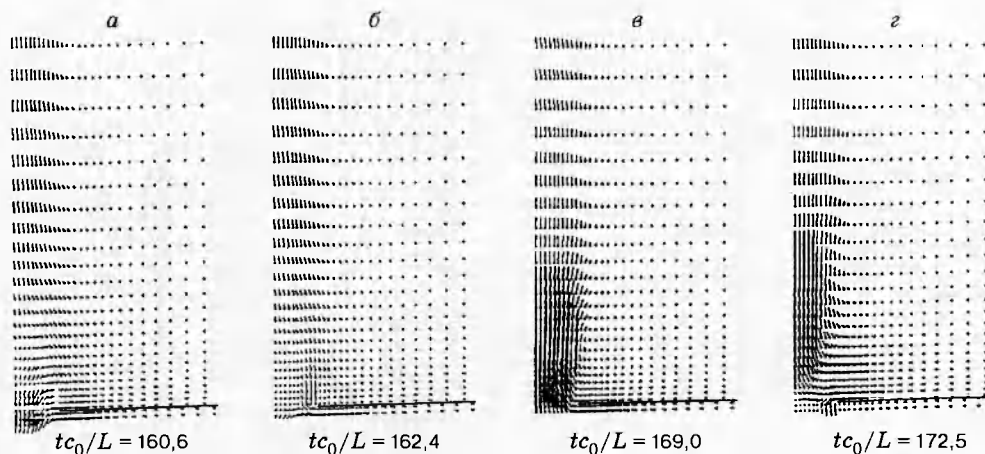


Рис. 8

Как видно из рис. 6, переходные процессы возле отверстия в рамках принятой постановки задачи завершаются в течение 3–4 колебаний. Больше время требуется для установления периодического режима возле дальней от отверстия стенки внешней камеры (около 10 колебаний).

Структура среднего течения, которое устанавливается в расчетах после завершения переходных процессов внутри резонатора и во внешней камере, полностью согласуется с экспериментальными данными. На рис. 7,а векторами одинаковой длины показаны линии тока среднего течения. Направление векторов определяется тем, что в резонаторе (во внешней камере) газ вращается против хода (по ходу) движения часовой стрелки, а точка вместо вектора означает, что значение модуля скорости в этом месте мало. На рис. 7,б представлено поле векторов средней скорости. Из рис. 7 видно, что в обеих камерах газ вовлечен в вихревое движение с направлением скорости возле пластины к отверстию. Течение возле оси симметрии имеет струйный характер. Внутри резонатора струя направлена к поршню, а снаружи — в противоположную сторону.

Сравнение полученного в расчетах распределения осевой составляющей средней скорости струи в различных ее сечениях по мере удаления от отверстия с аналогичными экспериментальными данными показывает, что расчетные кривые согласуются со случаем ламинарного режима (струя по мере удаления от отверстия расширяется) и не отражают особенностей течения, связанных с изменением его режима. В расчетной модели не заложены какие-либо механизмы учета турбулентности.

Газодинамические процессы, происходящие во внешней камере около отверстия в ходе одного периода колебаний поршня, иллюстрирует рис. 8, где приведены поля векторов скорости в нескольких характерных моментах времени во фрагменте расчетной области, ограниченном слева осью симметрии. Фрагмент охватывает часть перегородки (сплошная горизонтальная прямая) и два слоя ячеек, прилегающих к ней с внутренней стороны резонатора. Точками указано начало векторов.

Течение через отверстие объемного резонатора можно разбить на две фазы: всасывание газа в резонатор и выброс во внешнюю камеру. Первая фаза соответствует полупериоду, когда скорость в отверстии отрицательна, а вторая — полупериоду с направлением скорости из камеры резонатора во внешнюю камеру.

На рис. 8,а представлен момент времени, соответствующий развитой фазе всасывания. Газ втекает в резонатор как из области над отверстием, так и из зоны, примыкающей к пластине возле ее кромки. В остальной части внешней камеры скорость мала всюду, за исключением зоны возле оси симметрии, где газ движется вверх.

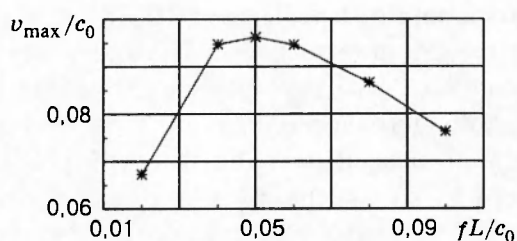


Рис. 9

С течением времени фаза всасывания ослабевает, и наступает переход к фазе выброса (рис. 8,б). Смена фазы всасывания на фазу выброса характеризуется тем, что в разных местах отверстия движение газа направлено в разные стороны. Если возле оси частицы газа все еще перемещаются в камеру резонатора, то возле кромки отверстия уже начинается переток наружу во внешнюю камеру. Основные изменения произошли в зоне, находящейся возле отверстия на расстоянии $< 1d$. Значение и распределение векторов скорости в струе на большом удалении от отверстия изменились довольно слабо.

Через небольшой промежуток времени переход к фазе выброса завершается. Ее развитое состояние представлено на рис. 8,в. Из сравнения с рис. 8,б видно, что основные изменения произошли вновь в зоне возле отверстия. Скорости здесь существенно возросли и являются наибольшими среди всей представленной на рисунке области течения. Вместе с тем верхняя часть фрагмента слабо «реагирует» на процессы возле отверстия. Значение и распределение векторов скорости здесь заметно не изменяются.

В дальнейшем выброс ослабевает. Наступает переход от выброса к всасыванию (рис. 8,г). И вновь переток (теперь уже в камеру резонатора) начинается возле кромки отверстия. Наибольшие скорости располагаются на оси симметрии $\approx 1,5d$ от отверстия, что является следствием выброса.

Через некоторое время устанавливается картина, аналогичная той, что представлена на рис. 8,а, и в дальнейшем процесс повторяется.

Влияние геометрических характеристик и параметров возбуждения. Как показывают расчеты, небольшое отклонение геометрических размеров резонатора и внешней камеры (по отношению к диаметру отверстия), частоты и амплитуды от тех численных значений, к которым относятся приведенные выше результаты, не приводит к качественным изменениям характеристик акустического течения.

Для оценки влияния размеров внешней камеры был проведен расчет при $L_B/L = 2$. Сравнение распределения осевой составляющей вектора средней скорости вдоль оси симметрии для $L_B/L = 2$ и $L_B/L = 3$ показывает, что внутри резонатора и во внешней камере до $y/L = 1,0$ кривые расходятся незначительно. Поэтому можно заключить, что представленные результаты, относящиеся к ближней области возле отверстия, справедливы при $L_B/L \geq 3$.

Влияние амплитуды возбуждения на распределение средней скорости вдоль оси симметрии оценивалось по результатам расчетов для $l/L = 0,005$ и $0,01$. Установлено, что с уменьшением амплитуды возбуждения максимум скорости становится более четко выраженным, а его положение сдвигается ближе к отверстию, что согласуется с результатами эксперимента.

Анализ экспериментальных измерений показывает, что при варьировании частоты возбуждения при постоянной амплитуде колебательная скорость в отверстии имеет выраженный максимум в области частоты Ω . На рис. 9 представлена аналогичная зависимость, полученная расчетным путем. Максимум имеет место при частоте $\omega L/(2\pi c_0) = 0,05$. Расчеты с использованием выражения для Ω дают значение резонансной частоты $\omega L/(2\pi c_0) =$

0,061. Таким образом, расхождение не превышает 19 %.

В заключение сделаем следующие выводы. Проведенные экспериментальные и численные исследования показывают, что акустическое течение возле отверстия объемного резонатора представляет собой вихревое движение газа с образованием двух пульсирующих затопленных струй вдоль оси симметрии. Внутри резонатора струя направлена к поршню, а во внешней камере — от отверстия к ее дальней стенке.

Экспериментально установлено, что в зависимости от параметров возбуждения и геометрии резонатора возможны три режима течения: ламинарный, переходный и турбулентный. Выявлены особенности течения на различных режимах. Установлены границы перехода из одного режима в другой и их зависимости от геометрических характеристик резонатора и параметров его возбуждения.

Сравнение расчетных результатов с экспериментальными показывает, что численная модель, построенная на основе интегрирования уравнений невязкого нетеплопроводного газа, качественно верно передает структуру акустического течения в областях ламинарного движения газа. В частности, качественное сравнение расчетных и экспериментальных данных, относящихся к ламинарному режиму, показывает удовлетворительное согласование закономерностей распределения: постоянной составляющей (средней за период) скорости вдоль оси симметрии камеры и вдоль ее радиуса, временных зависимостей колебаний мгновенной скорости вдоль оси симметрии, амплитуды колебаний скорости в отверстии в области резонансной частоты Ω .

Численно показано изменение структуры течения в области отверстия резонатора в ходе одного периода колебаний на установившемся режиме. Установлено, что переход от всасывания газа в камеру резонатора к его выбросу во внешнюю область (и наоборот) начинается возле кромки отверстия. Затем направление движения газа изменяется на противоположное и в зоне, прилегающей к оси симметрии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00484).

ЛИТЕРАТУРА

1. Nyborg W. L. Acoustical streaming // Physical Acoustics / B. Mason (Ed.). N. Y., 1965. V. 2, pt B.
2. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
3. Ingard U., Ising H. Acoustic nonlinearity of an orifice // J. Acoust. Soc. America. 1967. V. 42, N 1. P. 6-17.
4. Зарембо Л. К. Акустические течения // Мощные ультразвуковые поля. Сер. Физика и техника ультразвука. М.: Наука, 1968. С. 87-128.
5. Гольдберг З. А. Акустический ветер // Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. энциклопедия, 1960. Т. 1. С. 38.
6. Медников Е. П., Новицкий Б. Г. Экспериментальное исследование мощного звукового ветра // Акуст. журн. 1975. Т. 21, № 2. С. 245-249.
7. Лебедева И. В. Экспериментальные исследования акустического течения в окрестности отверстия // Акуст. журн. 1980. Т. 26, вып. 4. С. 599-602.
8. Ming X., Dai C. H. A new phenomenon of acoustic streaming // Proc. Int. Conf. on Dynamic Measurement and its Applications. Beijing, 1989. P. 469-476.
9. Драган С. П., Лебедева И. В. Анализ структуры поля вблизи отверстия при прохождении интенсивной звуковой волны // Докл. 10-й Юбилейной науч.-техн. конф. по аэроакустике, Суздаль, сентябрь 1992. М., 1992. Ч. 1. С. 136-139.

10. **Мартынов Е. В.** Исследование характеристик электропневматического измерительного преобразователя на эффекте акустического течения // *Динамические измерения: Тез. докл. 5-го Всесоюз. симп.* Л.: ВНИИМ, 1988. С. 52–55.
11. **Мартынов Е. В., Краснов Ю. Н.** Пьезоэлектронный электропневматический преобразователь на эффекте акустического течения // *Новые электронные приборы и устройства: Матер. конф.* М.: МДНТП, 1988.
12. **Ingard U.** On the theory and design of acoustic resonators // *J. Acoust. Soc. America.* 1953. V. 25, N 6. P. 1037–1061.
13. **Aganin A. A., Ilgamov M. A.** Numerical simulation of gas oscillations and flows generated by wave resonators // *Proc. Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research.* Pt 1. Novosibirsk, 1994. P. 3–8.
14. **Harten A., Engquist B., Osher S., Chakravathy S.** Uniformly high order accurate essentially nonoscillatory schemes. III // *J. Comp. Phys.* 1987. V. 71. P. 231–303.

Поступила в редакцию 22/IV 1996 г.
