

УДК 533.6, 534.8

Численное исследование влияния геометрии биканальной системы на область существования эффекта Гартмана*

А.А. Жилин^{1,2}, А.В. Примаков¹

¹*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

²*Сибирский государственный университет водного транспорта,
Новосибирск*

E-mail: lab20@itam.nsc.ru; primakow@itam.nsc.ru

Представленное численное исследование направлено на выявление влияния расстояния между срезом сопла и кромкой резонатора на газодинамические характеристики акусто-конвективного потока в тракте биканальной системы. Целью работы является создание вычислительной технологии для описания физических процессов в тракте многоканальных систем, генерирующих высокоинтенсивные акустические поля. Рассмотрено пять вариантов конфигураций биканальной системы, где величина зазора составляла 0,85, 1,10, 1,35, 1,60 и 1,85 диаметра резонатора. В результате проведенного исследования получена целостная картина течения формирующегося газодинамического потока в тракте биканальной системы, включающая резонирующую полость и область между соплом и резонатором. С помощью численного моделирования показано формирование потока с колебаниями высокой частоты и низкой амплитуды при малом зазоре между срезом сопла и кромкой резонатора, наблюдаемое в экспериментах. Колебания с чистым тоном и максимальной интенсивностью реализуются при помещении резонатора в область начала второй бочки, что хорошо согласуется с данными других авторов. Последующее увеличение расстояния между соплом и резонатором приводит к возникновению субгармоник и кратных гармоник. Выполнена верификация полученных численных результатов с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: генератор Гартмана, высокоинтенсивные акустические колебания, волновые процессы, газодинамический резонанс, нерасчетная струя.

Введение

В различных сферах жизнедеятельности человека активно применяются устройства, работа которых основана на газодинамических явлениях. В качестве рабочего тела в них используется поток воздуха. Изучение таких технических устройств началось с середины прошлого века. Наибольшее распространение в то время получили газодинамические сирены и свистки [1–4]. В результате работы указанных устройств формируются

* Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 121030500163-4) и частично поддержана грантом РФФИ № 20-31-90117.

акустические колебания, которые находят широкое применение в разных областях промышленности. Акустические воздействия способствуют улучшению качеств спрея [5, 6], слипанию микрочастиц [7], интенсификации горения пламен [8], управлению звуковыми волнами в потоке [9] и сушке пористых материалов [10–13]. Настоящая работа направлена на изучение особенностей генерации высокоинтенсивного акусто-конвективного потока в биканальных системах (БС).

Явление генерации высокоинтенсивных акустических волн с помощью газодинамической струи было открыто Гартманом [14], а исследуемое им техническое устройство, состоящее из сопла и соосно установленной резонансной полости, получило название генератора Гартмана. В последующих работах [15–17] он проводил параметрические исследования влияния геометрических параметров излучателя на формирующийся поток. Было показано, что давление в резонансной полости изменяется с определенной периодичностью, между соплом и резонатором формируется сверхзвуковая бочкообразная структура, а влияния профиля сопла (конического или Лаваля) на формирующий акустический поток не выявлено. В работе [18] было предложено поместить свисток Гартмана в расширяющийся колоколообразный канал. В результате удалось повысить интенсивность формирующего акустического потока путем подбора оптимального расстояния между срезом сопла и кромкой резонатора.

Важным параметром, отвечающим за формирование интенсивных акустических волн в свистке Гартмана, является расстояние между срезом сопла и кромкой резонатора, которое напрямую зависит от геометрических параметров бочкообразной структуры, сформировавшейся при истечении из сопла нерасчетной сверхзвуковой струи [3]. При перемещении кромки резонатора относительно среза сопла наблюдаются области с генерируемыми в них интенсивными акустическими колебаниями, так называемые области существования эффекта Гартмана. Они напрямую коррелируют с длиной сформировавшейся бочкообразной структуры. Результаты исследований [19] показали, что наибольшая амплитуда колебаний достигается при помещении кромки резонатора в конец бочки. В работе [20] изучалась биканальная система, отличительной особенностью которой являлось наличие дополнительного резонатора. Дополнительная резонансная полость в конфигурации устройства способствует формированию более мощных акустических тонов. В такой ограниченной системе оптимальным значением для размещения резонатора является интервал между концом одной бочки и серединой следующей [21–23]. При этом максимальная амплитуда акустических колебаний достигается за первой бочкой. В частном случае [24], когда диаметры сопла и резонатора равны, максимальное значение амплитуды колебаний было зафиксировано при зазоре между соплом и резонатором в 1,4 длины первой бочки. Отмечалось, что с увеличением диаметра сопла растет интенсивность генерируемых колебаний, кроме того, для выбранного диаметра сопла расход уменьшается при увеличении частоты колебаний. Исследование тепловых эффектов в резонансной полости [25] косвенно подтверждает выводы работы [20]. В работе [26] проводилось параметрическое исследование перемещения кромки резонатора в первой и второй бочках. Было показано, что оптимальным местом размещения резонатора является вторая бочка. Также был изучен вариант размещения резонатора близко к соплу и показано, что в этом случае затекание в полость не происходит.

В работе [27] выполнялось моделирование течений в газодинамических системах с резонирующими полостями с использованием уравнений Эйлера и без учета тепловых процессов, что позволило получить несколько циклов колебаний. Было показано присутствие в резонаторе сильных и слабых (затухающих) волн, а также наличие резонанса в резонаторе в случае нескольких мод. Результаты расчетов без учета вязкости,

полученные в работе [28], позволили авторам предложить механизм дополнительного усиления такта опорожнения резонатора путем внесения в классический свисток Гартмана осевой иглы, что дало возможность повысить интенсивность колебаний. Кроме того, был выявлен рост амплитуды колебаний с увеличением числа Маха струи. В работах [29, 30] численно исследовалось газодинамическое течение в тракте свистка Гартмана для плоской и осесимметричной постановок. Для описания использовалась математическая модель с учетом вязкости газодинамического потока. В результате авторы получили качественное соответствие спектрального состава пульсаций давления с амплитудно-частотными характеристиками, наблюдаемыми в натурных экспериментах [31]. В последующих исследованиях [32] использовалась уточненная математическая модель и рассматривалась полная геометрия исследуемой установки, что позволило получить количественное соответствие как по частоте, так и по амплитуде колебаний формирующегося акустического потока. В работах [33, 34] была разработана вычислительная технология, которая дала возможность описать полную картину течения газа в биканальной системе с учетом тепловых процессов. В настоящей работе использованная ранее методика применяется для изучения влияния зазора между срезом сопла и кромкой резонатора на спектральный состав пульсаций давления акусто-конвективного потока, формирующегося в тракте БС.

Физико-математическая постановка задачи

Исследуется БС (рис. 1), включающая в себя два перпендикулярно пересекающихся канала. Первый канал состоит из соосно расположенных форкамеры (1) с дозвуковым сужающимся соплом (2) и резонатора (3) цилиндрической формы. Диаметр резонансной полости d составляет 20 мм, а диаметр сопла — $0,5d$. Первый канал представляет собой свисток Гартмана, который генерирует акустические колебания. Второй канал, имеющий квадратное сечение, состоит из вторичного резонатора с закрытой торцевой частью (4) и рабочей части со свободным выходом (5). Для регистрации параметров формирующегося газодинамического потока в тракте БС было установлено три монитора: М-I — вблизи торца цилиндрического резонатора, М-II — между кромкой резонатора и срезом сопла (расстояние между срезом сопла и монитором М-II составляло $0,80d$), М-III — в рабочей части. Исследования проводились для пяти вариантов расположения кромки резонансной полости относительно среза сопла: $S_1 = 0,85d$, $S_2 = 1,10d$, $S_3 = 1,35d$, $S_4 = 1,60d$, $S_5 = 1,85d$, где S_i — зазор между соплом и резонатором.

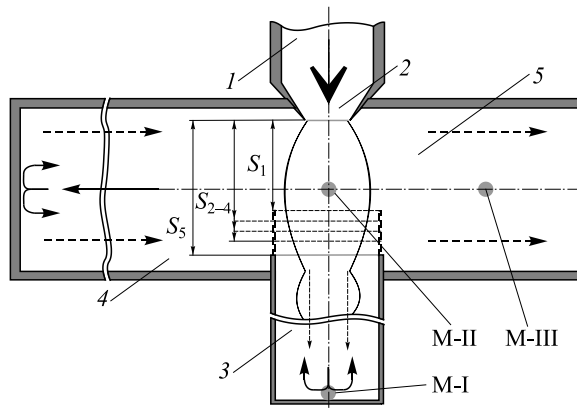


Рис. 1. Принципиальная схема исследуемой БС.

До начала эксперимента газодинамические параметры в тракте БС соответствовали нормальным условиям: $P = 1$ атм, $T = 20$ °С, $u = 0$ м/с, а газ в форкамере находится под давлением 6 атм. В начальный момент времени $t = 0$ «мембрана» в форкамере удалялась и начиналось истечение сжатого газа из форкамеры в тракт БС. Задача заключалась в определении картины течения в тракте и регистрации газодинамических параметров в точках мониторов.

Для математического описания исследуемого явления привлекаются нестационарные трехмерные уравнения Навье – Стокса, осредненные по Фавру:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial (\sigma_{ji} + \tau_{ji})}{\partial x_j} \quad (1)$$

и дополненные k - ω SST моделью турбулентности [35]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\rho E] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{u_i u_j}{2} \right) \right] &= \frac{\partial}{\partial x_j} [q_j + q_{\bar{ij}}] + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (\sigma_{ji} + \tau_{ji})], \\ \frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j k)}{\partial x_j} &= \rho \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma^* \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \sigma_d \frac{\rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right].$$

Для замыкания применяется уравнение состояния для идеального газа Менделеева – Клапейрона:

$$PV = \nu RT. \quad (3)$$

Вязкость газа рассчитывается с применением трехкомпонентного уравнения Сазерленда:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S}. \quad (4)$$

Удельная теплоемкость при постоянном давлении рассчитывается по кусочно-полиномиальной формуле:

$$\begin{aligned} T_{\min,1} \leq T < T_{\max,1} : C_p(T) &= A_1 + A_2 T + \dots + A_8 T^7, \\ T_{\min,2} \leq T < T_{\max,2} : C_p(T) &= B_1 + B_2 T + \dots + A_8 T^7. \end{aligned} \quad (5)$$

В уравнениях (1)–(5) ρ — средняя массовая плотность, u_i, u_j — усредненный по Фавру вектор скорости, i, j — индексы (принимают значения от 1 до 3), P — давление газа,

$\sigma_{ji} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ji}$ — тензор вязких напряжений, $\tau_{ji} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ji} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$ — тензор турбулентных напряжений, k — усредненная по Фавру

удельная кинетическая энергия турбулентности, μ, μ_t — молекулярные динамическая и турбулентная вязкости, ω — удельная скорость диссипации k в тепло, $\alpha, \beta, \sigma, \sigma_d$ —

коэффициенты замыкания в уравнении удельной скорости диссипации, β^* , σ^* — коэффициенты замыкания в уравнении турбулентности кинетической энергии, μ_0 — относительная вязкость, h — удельная энтальпия, $q_j = -(\mu/\text{Pr})(\partial h/\partial x_j)$ — осредненные тепловые потоки, $q_{tj} = -\rho u_j'' h = -(\mu_t/\text{Pr}_t)(\partial h/\partial x_j)$ — турбулентный тепловой поток, Pr_t — турбулентное число Прандтля, v — количество вещества в молях, V — объем газа, R — универсальная газовая постоянная, T — заданная температура, T_0 — статическая температура, S — постоянная Сазерленда, A , B — коэффициенты, полученные экспериментальным путем.

Далее проводится обезразмеривание параметров:

$$P' = (P - P_0)/P_a, \quad t' = (t - t_0)/t_0, \quad I' = I/I_0, \quad f' = f/f_0, \quad T' = T/T_w, \\ \rho' = (\rho - \rho_0)/\rho_0, \quad U' = U/a_0,$$

где P_a — атмосферное давление, $t_0 = 10^{-3}$ с, I — интенсивность звука, $I_0 = 20$ дБ — характерное значение интенсивности звука, $f_0 = 100$ Гц, $T_w = 20$ °C, ρ_0 — плотность воздуха, a_0 — скорость звука при нормальных условиях. Ниже штрих при обезразмеренных параметрах будем опускать для упрощения записи. Все геометрические размеры (в том числе l — расстояние от среза сопла до дна резонатора) отнесены к диаметру резонатора $d = 20$ мм.

Численное решение поставленной задачи проводилось с помощью программного пакета ANSYS Fluent. Для реализации расчета была построена расчетная область, соответствующая геометрии многоканальной системы. Расчетная область представляет собой многоблочную структурированную сетку, состоящую из гексаэдральных и полиэдральных элементов, сгущающихся к стенкам. С учетом особенности геометрии установки и возможностью проведения линии симметрии, расчетная область сокращается в два раза. На жестких поверхностях ставилось условие прилипания газа, а температура стенки принималась постоянной и равной 20 °C.

Картина газодинамического течения в тракте БС при изменении расстояния между соплом и резонатором

Исследование проводится для пяти вариантов расположения резонансной полости относительно среза сопла. Для оценки расстояния между соплом и резонатором принято вводить единицу отсчета, связанную с длиной первой бочки (Δ). В данных расчетах за единицу принимается длина бочки, определенная по формуле Гартмана [3], которая соответствует 1,2. На рис. 2 показано распределение давления для двух областей, разделенных пунктирной линией: к области I относится зазор между соплом и резонатором, к области II — внутренняя часть резонансной полости. Для каждого варианта (рис. 2а–2е) представлено два предельных случая относительно положения диска Маха: верхняя картина — диск Маха находится на минимальном удалении от среза сопла, нижняя — положение диска Маха находится на максимальном удалении от среза сопла. Эти два предельных случая соответствуют характерным моментам фазы заполнения (диск Маха максимально удален от сопла) и фазы опустошения (наименьшее расстояние между диском Маха и соплом) резонансной полости. Картины течения хорошо коррелируют с результатами, представленными в работе [34]. Остановимся на анализе картин течения более подробно.

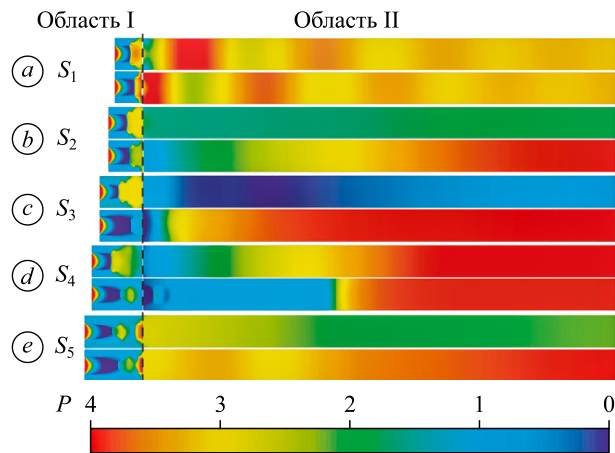


Рис. 2. Картина течения в центральной части БС.

Распределение давления: минимум — холодные цвета, максимум — теплые цвета;
область I — расстояние между соплом и резонатором (изменяется в соответствии с условием задачи S_1 – S_5);
область II — резонансная полость постоянной глубины.

На рис. 2а представлено течение, сформировавшееся при геометрии, соответствующей первому варианту (S_1) с наименьшим зазором. Видно, что реализуется периодическое заполнение резонатора газом небольшого объема и его опустошение. В первой области классическая бочкообразная структура не успевает сформироваться, поскольку резонатор размещен на расстоянии 0,7 от расчетной длины бочки. На верхнем графике реализуется истечение из резонатора, при этом сформировавшаяся структура имеет минимальную длину 0,677 (см. табл. 1), а диск Маха перемещается максимально близко к срезу сопла 0,468 (см. табл. 2). На нижнем графике представлен процесс заполнения резонатора и размер формирующейся структуры. В этом случае положение диска Маха (0,597)

Таблица 1
Безразмерные параметры потока на границе первой бочки при ее минимальной и максимальной длинах

Вариант	Δ		P		U		T		ρ		M	
	min	max	min	max	min	max	min	max	min	max	min	max
S_1	0,677	---	2,669	---	0,197	---	1,398	---	2,565	---	0,225	---
S_2	0,935	0,967	2,312	1,857	0,026	0,009	1,036	0,915	2,269	1,839	0,030	0,011
S_3	0,886	1,241	2,348	1,810	0,037	0,025	1,000	0,717	2,307	1,814	0,043	0,029
S_4	0,758	1,225	2,131	1,874	0,165	0,526	0,831	–0,036	2,115	1,981	0,192	0,630
S_5	1,080	1,290	1,997	1,802	0,835	0,624	–1,082	–0,325	1,876	1,948	1,042	0,755

Таблица 2
Безразмерные газодинамические параметры потока до и после диска Маха для случая минимального расстояния между срезом сопла и диском Маха

Вариант	$\delta_{\min}$	P		U		T		ρ		M	
S_1	0,468	0,350	2,492	1,694	0,462	–6,996	0,602	0,846	2,612	3,068	0,551
S_2	0,564	0,249	2,064	1,774	0,442	–7,783	0,474	0,614	2,105	3,239	0,520
S_3	0,564	0,263	2,161	1,762	0,400	–7,652	0,632	0,612	2,147	3,150	0,465
S_4	0,580	0,229	1,946	1,788	0,451	–7,897	0,464	0,579	1,986	3,305	0,531
S_5	0,774	0,124	1,235	1,846	0,417	–8,484	0,472	0,343	1,256	3,575	0,490

максимально удаляется от среза сопла. Во второй области можно выделить четыре полных периода колебания давления, при этом амплитуда максимума постепенно уменьшается, а амплитуда минимума увеличивается при продвижении вглубь резонатора (см. рис. 3а). Амплитуда колебания давления на торце резонатора является минимальной из всех рассмотренных вариантов и по данным монитора М-I составляет 0,06 (рис. 3а).

Конфигурация второго варианта (S_2) имеет большую величину зазора, которая составляет 0,9 от расчетной длины бочки. Распределение давления показано на рис. 2b. В первой области наблюдается смещение диска Маха дальше от среза сопла. При этом амплитуда колебаний диска Маха в режиме заполнения и опустошения резонатора является минимальной из всех рассмотренных конфигураций и составляет 0,097. Следует отметить, что изменение размеров бочкообразной структуры для этой конфигурации также является минимальным (0,032). Характерной особенностью в области II для данной конфигурации является практически постоянное (верхний график) или линейное (нижний график) изменение давления вдоль всего тракта резонатора. Амплитуда колебания давления, регистрируемая М-I на торце резонатора (рис. 3b), существенно увеличивается и достигает 2,5.

Увеличение расстояния между соплом и резонатором реализует ситуацию, когда на срезе резонатора находится начало второй бочкообразной структуры (1,125 от расчетной длины бочки). Случай S_3 считается оптимальным в большинстве рассмотренных в обзоре работ. На рис. 2c в области I представлено распределение давления для двух крайних положений диска Маха относительно среза сопла: сверху минимальное (0,564), внизу максимальное (0,967). Таким образом, для данной конфигурации амплитуда перемещения диска Маха является максимальной (0,403) из всех рассмотренных вариантов. Процесс движения газодинамического потока в области II подробно исследовался в работе [34]. Колебания давления на торце резонатора в точке М-I имеют наибольшую амплитуду (3,3) (рис. 3c), что является максимумом из рассмотренных вариантов.

В случае S_4 расстояние между соплом и резонатором составляет 1,33 от расчетной длины бочки. Из рис. 2d видно, что перемещение границы первой бочки является максимальным и согласно данным, приведенным в табл. 3, составляет 0,467. Это объясняется подавлением одного из периодов разгрузки резонирующей полости (монитор М-I на рис. 3d). Такое перемещение возникает в результате серии взаимодействий отраженной от торца резонатора волны с чередой бочкообразных структур при ее продвижении к открытой части резонатора и финального столкновения с областью высокого давления между диском Маха и концом первой бочки. Нестабильное положение диска Маха в первой бочке зарегистрировано монитором М-II и представлено на рис. 3d.

В последнем рассмотренном варианте S_5 зазор между резонатором и соплом составляет 1,54 от расчетной длины бочки. Из представленных на рис. 2e мгновенных картин течения видно, что в области I первая бочкообразная структура существует всегда, при этом ее длина колеблется в диапазоне от 1,080 до 1,290 (см. табл. 1). Данные датчика М-II, приведенные на рис. 3e, показывают, что колебания диска Маха в области I являются установившимися аналогично случаям S_2 и S_3 , но с меньшей амплитудой. В области II прослеживаются полноценные этапы заполнения и опустошения резонатора, при этом давление на торце резонатора, регистрируемое М-I, имеет более низкое значение (рис. 3e). Таким образом, представленные численные результаты подтверждают

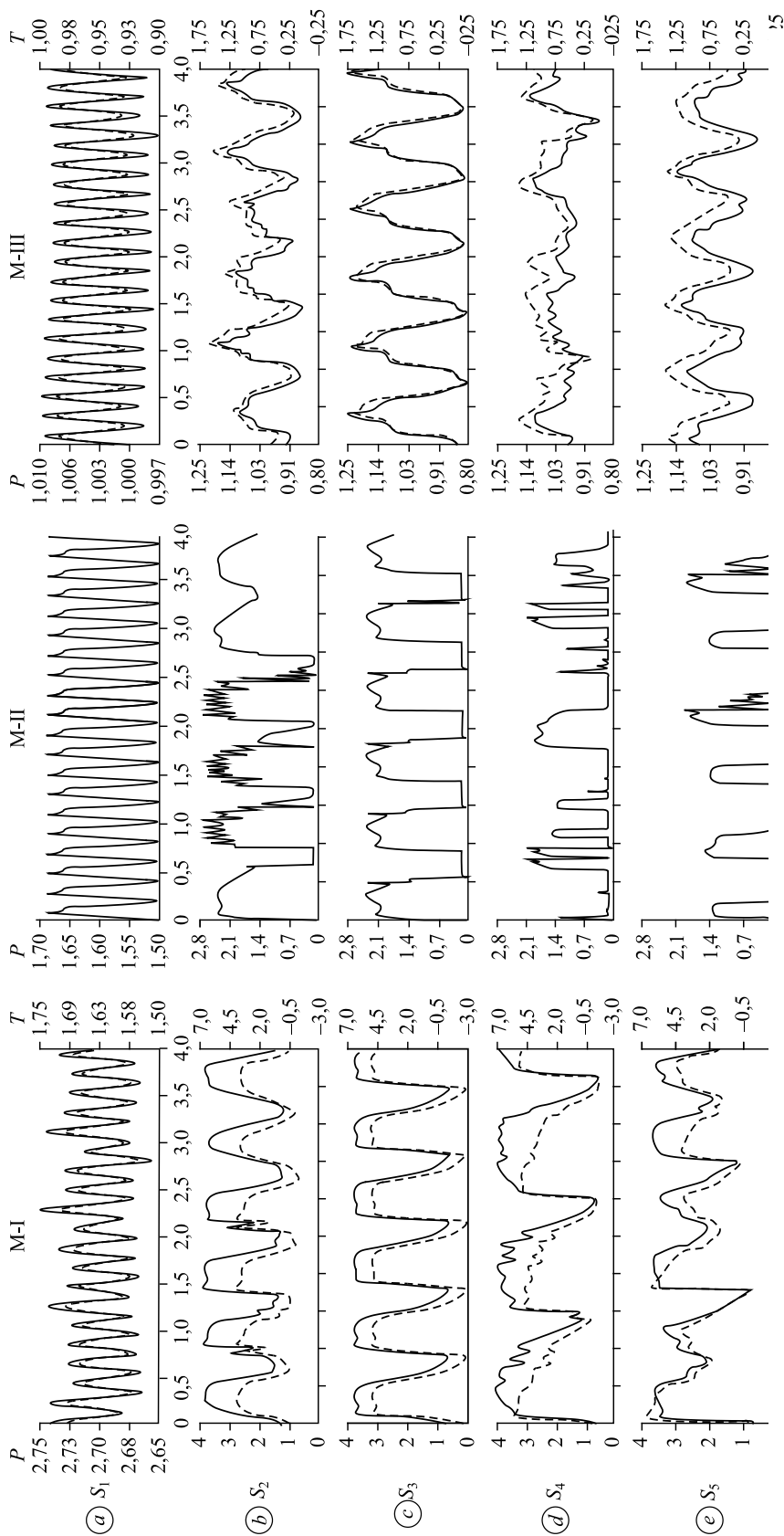


Рис. 3. Динамика давления (сплошная линия) и температуры (штриховая линия), регистрируемая в точках мониторов.

Таблица 3

**Безразмерные газодинамические параметры потока до и после диска Маха
для случая максимального отдаления диска Маха от среза сопла**

Вариант	$\delta_{\max}$	P		U		T		ρ		M	
S_1	0,597	0,220	2,190	1,793	0,232	-7,942	1,194	0,545	2,149	3,288	0,268
S_2	0,661	0,166	1,674	1,833	0,422	-8,354	0,512	0,450	1,703	3,518	0,496
S_3	0,967	0,110	0,901	1,822	0,404	-8,322	0,521	0,260	0,915	3,262	0,474
S_4	0,871	0,082	0,820	1,936	0,402	-9,422	0,507	0,261	0,849	4,163	0,477
S_5	0,919	0,066	0,913	1,953	0,381	-9,587	0,497	0,234	0,928	4,285	0,448

экспериментальные данные [20, 26] по восстановлению газодинамического колебательного механизма Гартмана при увеличении расстояния между срезом сопла и кромкой резонирующей полости. Отметим, что при переходе к взаимодействию второй бочки с резонирующей полостью происходит уменьшение интенсивности колебаний, вызванное диссипацией. Также отметим, что на рис. 3 масштаб осей абсцисс, указывающих на время колебательного процесса, показан только для конфигураций S_1 и S_5 , т.к. для случаев $S_2 - S_5$ он совпадает. Для удобства восприятия рисунка и сравнения диаграмм ось абсцисс указывается только для S_5 .

Отдельный интерес представляет степень турбулизации потока, которая оценивается безразмерным числом Рейнольдса для трех характерных конфигураций — S_1 , S_3 , S_5 — в центре струи и в рабочей части системы. Число Рейнольдса в работе вычисляется по формуле $Re = uD_r/\nu$, где u — скорость потока в точке, D_r — гидравлический диаметр в тракте, ν — кинематическая вязкость потока. Гидравлический диаметр в тракте второго канала биканальной системы составляет $2,6d$. Число Рейнольдса меняется в зависимости от цикла заполнения–опустошения резонансной полости и степени деформации струи. В случае S_1 в рабочей части $Re_{pc} = 31606 - 31803$, а в струе $Re_{стр} = 53000 - 74000$. Такой низкий разброс Re связан с тем, что струя постоянно находится в деформированном состоянии, а в тракте системы наблюдаются колебания высокой частоты. Для S_3 числа Рейнольдса варьируются в следующих диапазонах: $Re_{pc} = 20000 - 38000$, а в струе $Re_{стр} = 5000 - 20000$. Низкочастотные колебания с большой интенсивностью приводят к изменению турбулентности в тракте, что обеспечивает значительный разброс в значениях Re . Для конфигурации S_5 характерны колебания с большим количеством гармоник, что отражается в изменении чисел Рейнольдса в тракте в диапазоне $Re_{pc} = 23000 - 68000$, а в струе — $Re_{стр} = 58000 - 251000$.

Влияние расстояния сопло–резонатор на газодинамические параметры сформировавшегося потока

Перейдем от качественных картин течения, представленных на рис. 2, к анализу количественных данных газодинамических потоков, установившихся при изменении расстояния между срезом сопла и кромкой резонатора. На рис. 4 приведено распределение давления (шкала слева) и температур (шкала справа) для пяти изучаемых конфигураций в момент, когда отраженная волна сжатия от торца преодолела половину области II.

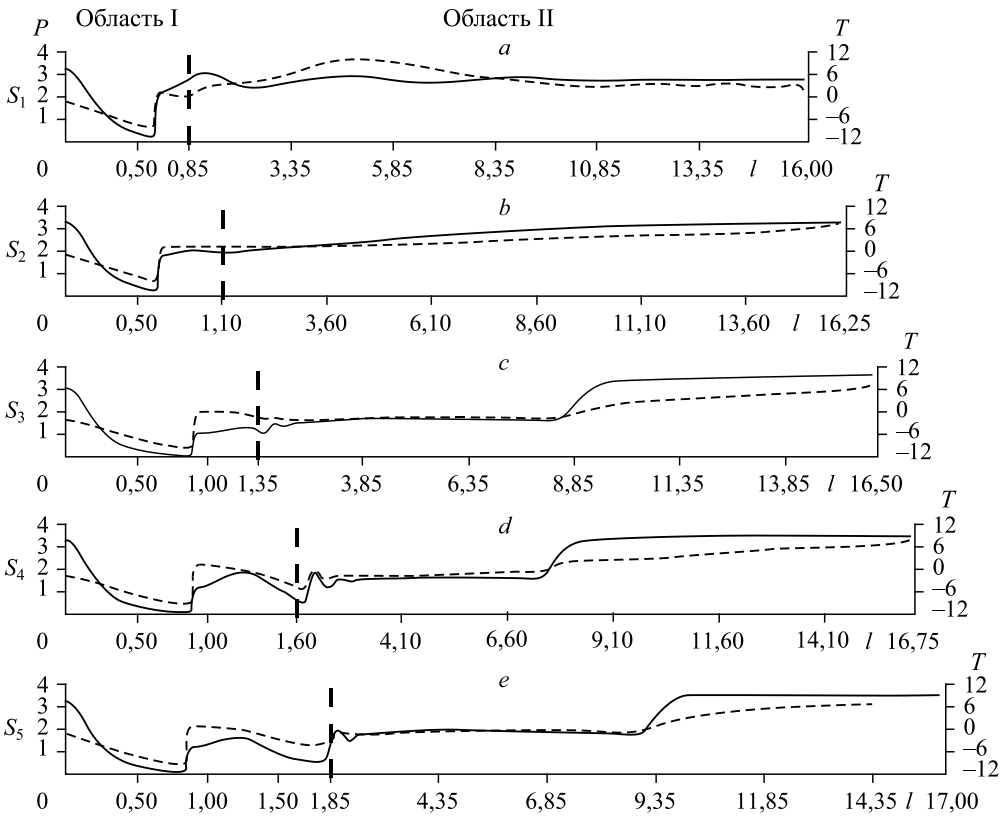


Рис. 4. Распределение давления (сплошная линия) и температуры (штриховая линия) вдоль центральной оси сопло – резонатор.

Область I — расстояние между соплом и резонатором (изменяется в соответствии с условием задачи S_1-S_5); область II — резонансная полость постоянной глубины.

Видно, что в случаях S_{1-2} (рис. 4а и 4б) бочкообразная структура не успевает сформироваться в зазоре между соплом и резонатором, а в случаях S_{3-5} (рис. 4с – 4е) резонатор размещается за границей первой бочки ($\Delta = 1,2$), при этом виден процесс формирования второй бочки внутри резонирующей полости. Длина первой бочки и газодинамические параметры, сформировавшиеся на ее границе, приведены в табл. 1. В ячейках таблицы представлено два значения, соответствующих минимальной и максимальной длине бочки. Для случая S_1 бочка постоянно находится в деформированном состоянии, что не позволяет определить ее максимальную длину. В табл. 2 и 3 приведены минимальное и максимальное положения диска Маха относительно среза сопла и газодинамические параметры до и за скачком давления. Из представленных данных видно, что длина бочки и положения диска Маха хорошо коррелируют. Максимальные размеры соответствуют моменту завершения этапа заполнения резонансной полости, а минимальные — моменту перед этапом опустошения полости, при этом с ростом зазора между соплом и резонатором происходит перемещение диска Маха вниз по потоку. Газодинамические параметры показывают, что за диском Маха поток резко тормозится и из сверхзвукового переходит в дозвуковой, а давление, плотность и температура скачкообразно возрастают. В зависимости от величины зазора между соплом и резонатором перемещение диска Маха из положения минимум (табл. 2) в положение максимум (табл. 3) происходит для S_1-S_5 за следующие интервалы времени: 0,09, 1,00, 1,35, 3,29 и 2,07 соответственно.

Влияние расстояния сопло-резонатор на спектральный состав пульсаций рабочего потока

С целью отслеживания изменений газодинамических параметров во времени в характерных точках системы каналов (рис. 1) было установлено три монитора: М-I, М-II, М-III. На рис. 3 отображена динамика давления (шкала слева) и температуры (шкала справа) в трех точках мониторов для пяти вариантов взаимного расположения сопла и резонатора. Первые два монитора регистрируют процесс формирования газодинамического потока, они были рассмотрены ранее. Третий монитор фиксирует параметры установившегося течения в рабочей части БС. Распределения температуры показаны в области расположения мониторов М-I и М-III, поскольку именно эти области представляют наибольший прикладной интерес в исследуемой задаче. Полученные данные показывают, что максимальные перепады давления и температур реализуются у торца резонатора (М-I), а минимальные — в рабочей части (М-II). При сравнении влияния величины зазора следует отметить конфигурацию S_3 для которой реализуется чистый сигнал.

На рис. 5 представлены результаты обработки сигналов с мониторов в виде амплитудно-частотного спектра для каждого из пяти вариантов зазора. Масштаб осей абсцисс приведен здесь только для конфигураций S_1 и S_5 , поскольку масштаб для S_{2-5} одинаков.

В изучаемой системе для случая S_1 (рис. 5а) формируется сигнал с частотой 48 и интенсивностью доминирующей гармоники 7,50 (М-I), 7,85 (М-II) и 6,55 (М-III). Вторые гармоники наблюдаются вблизи частоты 100, однако их интенсивности для каждого монитора меньше основной и составляют 5,30, 7,20 и 4,60 соответственно.

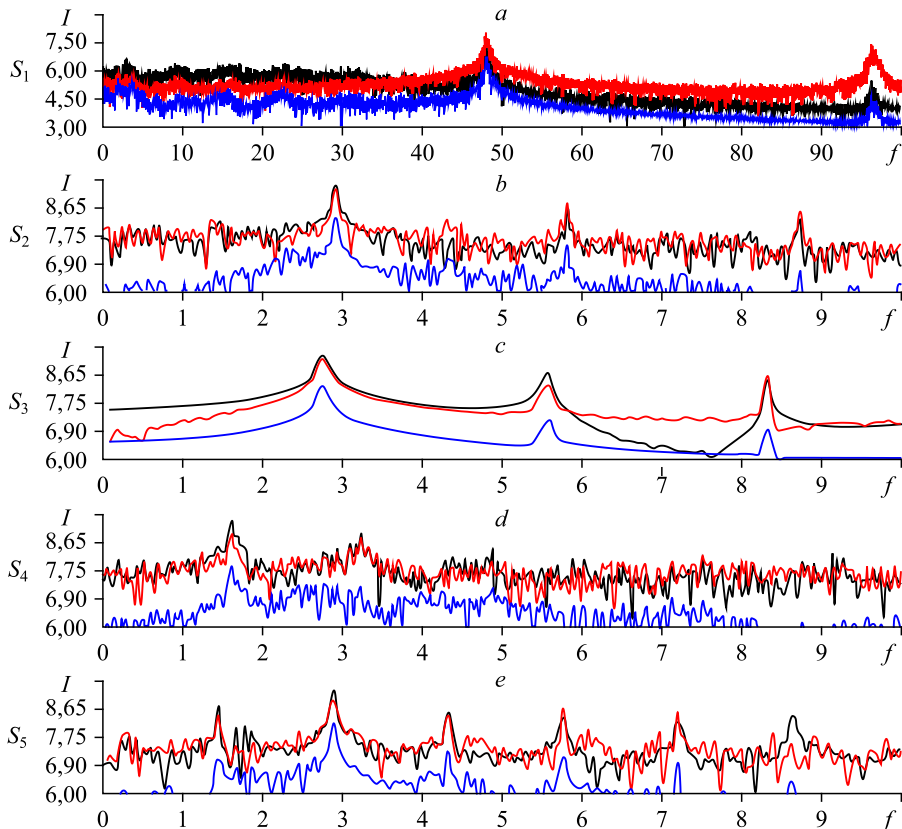


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика в точках расположения мониторов М-I (черный цвет), М-II (красный цвет) и М-III (синий цвет).

В конфигурации S_2 амплитуды сформировавшихся колебаний равны 9,25, 9,1 и 8,2 для соответствующего монитора, а основная частота находится при 2,92. Амплитуды второй и последующих гармоник составляют менее 8,75 для М-I, М-II и 7,4 для М-III (рис. 5b).

При установке резонатора в оптимальной области S_3 возникает амплитудно-частотный спектр колебаний, где наблюдается чистый тон с основной частотой 2,74 (рис. 5с) и интенсивностью 9,45, 9,05 и 8,3 для каждого монитора. Вторая гармоника при $f = 5,58$ на соответствующих мониторах показывает интенсивность 8,6, 8,25 и 7,15, а третья при частоте 8,32 — 8,45, 8,5 и 6,75. В данной конфигурации реализован чистый тон с обертонами в условиях согласования всех геометрических элементов биканальной системы. Несогласованное изменение одного из геометрических параметров, влияющих на генерацию акустических колебаний, приводит к рассогласованию волн в тракте системы. Такое рассогласование является причиной большого количества нежелательных шумов, наблюдаемых в случаях S_1, S_2, S_4, S_5 , что подтверждает необходимость комплексного исследования взаимовлияния геометрических параметров системы.

В случае S_4 (рис 5d) видно, что основная частота снижается почти в два раза и составляет 1,63 с амплитудами 9,1, 8,15 и 7,8. Амплитуда второй и последующих гармоник сопоставима с фоновым шумом.

Доминирующая частота в спектре для конфигурации S_5 соответствует $f = 2,88$ и имеет амплитуды 9,2 (М-I), 8,85 (М-II) и 8,15 (М-III), однако она не является основной (рис. 5е). Первой гармоникой в данном спектре пульсаций является тон при частоте 1,44 с амплитудами интенсивности 8,7, 8,4 и 7,0 соответственно, т.е. в данной конфигурации произошел переход от основной частоты к половинной. Количество гармоник, наблюдаемых в спектре, получилось также в два раза больше. Отметим, что в рабочей части системы разница в амплитудах между гармониками и основной частотой больше, чем в центральной части и у торца резонатора.

Верификация результатов

Полученные результаты численных расчетов по влиянию зазора между срезом сопла и кромкой резонатора на спектральный состав пульсаций давления формирующегося

газодинамического потока в рабочей части БС сопоставлялись как с экспериментальными данными [20], так и с полуэмпирической формулой Гельмгольца.

Вычисленные значения интенсивности формирующегося рабочего потока (М-III), представленные на рис. 5 для исследуемых величин зазора сопло – резонатор, хорошо коррелируют с экспериментальными результатами [20]. На рис. 6а приведены результаты численного расчета и физического эксперимента. Видно, что при величине зазора

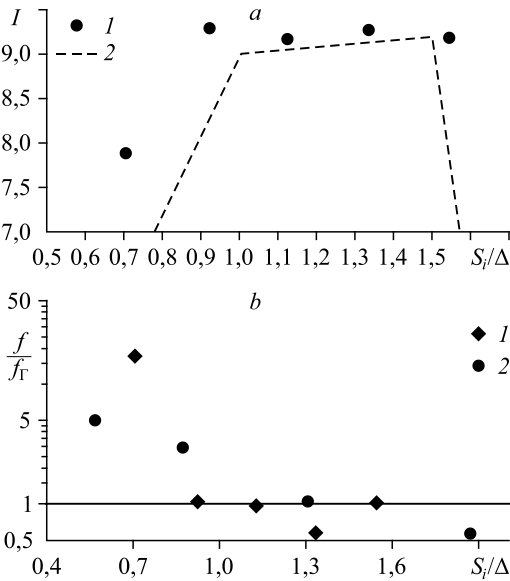


Рис. 6. Сравнение результатов настоящих численных расчетов (1) с данными по интенсивности [20] (а) и частоте колебаний [26] (b), полученными экспериментально (2).

меньше длины бочки интенсивность колебаний мала. При выборе значения зазора в оптимальном диапазоне (от конца первой бочки до середины второй) реализуется область практически с постоянной величиной интенсивности формирующегося потока, т.е. наблюдается область эффекта Гартмана.

Для оценки частоты возникающих колебаний в тракте БС естественным является привлечение формулы Гельмгольца для резонирующей цилиндрической полости с соответствующей глубиной резонатора. На рис. 6b представлено сравнение полученной в расчетах частоты колебаний, отнесенных к собственной частоте по Гельмгольцу (f_r), и экспериментальными данными [26]. Резонансные системы, в которых значения стремятся к $f/f_r = 1$ ($S_i/\Delta = 0,9 - 1,6$), работают в режиме собственной частоты колебаний резонатора. Проведенное сравнение позволило понять процессы, происходящие в БС при малом зазоре между срезом сопла и кромкой резонатора, в частности, полностью подтвердилось формирование высокочастотных колебаний.

Заключение

Проведенное численное моделирование газодинамических потоков в биканальной системе при изменении расстояния между срезом сопла и кромкой резонатора позволило получить целостную картину течения в тракте БС. Изучены формирующиеся волновые процессы внутри резонансной полости, в центральной и рабочей частях исследуемой системы. В численных расчетах определены геометрические параметры бочкообразной структуры, сопоставимые с аналитическим значением по Гартману. Показано, что при близком расположении сопла и резонатора происходит запираание резонансной полости и формирование высокочастотных низкоамплитудных колебаний в системе. Определена оптимальная величина зазора ($1,35d$), соответствующая третьей конфигурации ($1,125$ от расчетной длины бочки), что хорошо согласуется с данными других авторов. Последующее увеличение зазора приводит к возникновению дополнительных кратных гармоник, имеющих интенсивность, сопоставимую с основной частотой. Проведенное сравнение полученных численных результатов с экспериментальными данными показало удовлетворительное соответствие амплитудно-частотных характеристик рабочего потока, формирующегося в тракте БС.

Список литературы

1. Вяльцев В.В., Хоргуани В.Г. Мощная низкочастотная звуковая сирена // Акустический журнал. 1961. Т. 7, № 3. С. 377–378.
2. Allen C.H., Rudnick I. A powerful high frequency siren // J. Acoustical Society of America. 1947. Vol. 19, No. 5. P. 857–865.
3. Борисов Ю.Г. Газоструйные излучатели звука гартмановского типа // Физика и техника мощного ультразвука. Кн. 1. Источники мощного ультразвука / Под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука, 1967. С. 7–110.
4. Chanaud R.C. Experiments concerning the vortex whistle // J. Acoustical Society America. 1963. Vol. 35, No. 7. P. 953–960.
5. Narayanan S., Srinivasan K., Sundararajan T. Atomization in the acoustic field of a Hartmann whistle // Intern. J. of Spray and Combustion Dynamics. 2013. Vol. 5, No. 1. P. 1–24.
6. Danilov D., Mironov M.A. Breakup of a droplet in a high-intensity sound field // J. Acoustical Society America. 1992. Vol. 92, No. 5. P. 2747–2755.
7. Riera-Franco de Sarabia E., Elvira-Segura L., González-Gómez I., Rodríguez-Maroto J.J., Muñoz-Bueno R., Dorronsoro-Areal J.L. Investigation of the influence of humidity on the ultrasonic agglomeration of submicron particles in diesel exhausts // Ultrasonics. 2003. Vol. 41, Iss. 4. P. 277–281.
8. Козлов В.В., Грек Г.Р., Коробейничев О.П., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Особенности горения водорода в круглой и плоской микроструе в поперечном акустическом поле и их сравнение с результатами горения пропана в тех же условиях // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 1. С. 79–86.
9. Raman G., Kibens V. Active flow control using integrated powered resonance tube actuators // AIAA paper. 2001. No. 2001-3024. 19 p.

10. Федоров А.В., Жилин А.А., Коробейников Ю.Г. Исследование процессов пропитки и сушки зернистого силикагеля // Инж.-физ. журн. 2011. Т. 84, № 5. С. 897–906.
11. Жилин А.А., Федоров А.В. Исследование акусто-конвективной сушки мяса // Инж.-физ. журн. 2016. Т. 89, № 2. С. 916–325.
12. Zilin A.A., Fedorov A.V., Grebenshchikov D.M. Dynamics of acousto-convective drying of sunflower cake compared with drying by a traditional thermo-convective method // Foods and Raw Materials. 2018. Vol. 6, No. 2. P. 370–378.
13. Жилин А.А., Федоров А.В. Акусто-конвективная сушка ячеистого газобетона // Инж.-физ. журн. 2017. Т. 90, № 6. С. 1483–1498.
14. Hartmann J., Trolle B. On a new method for the generation of sound waves // Phys. Rev. 1922. Vol. 20, No. 11. P. 719–727.
15. Hartmann J., Trolle B. New investigation of the air-jet generator for acoustic waves // Dann. Mat. Fys. Medd. 1930. Vol. 7, No. 6. 38 p.
16. Hartmann J., Trolle B. Modus operandi of the air-jet pulsator // Dann. Mat. Fys. Medd. 1930. Vol. 10, No. 4. 70 p.
17. Hartmann J. On the production of acoustic waves by means of an air-jet of a velocity exceeding that of sound // Phil Mag. and J. Sci. 1931. Vol. 11. P. 926–948.
18. Brun E., Boucher R.M.G. Research on the acoustic air-jet generator: a new development // J. Acoustical Society America. 1957. Vol. 29, No. 5. P. 573–83.
19. Monson H.O., Binder R.C. Intensities produced by jet-type ultrasonic vibrators. // J. Acoustical Society America. 1953. Vol. 25, No. 5. P. 1007–1009.
20. Глазнев В.Н., Коробейников Ю.Г. Эффект Гартмана. Область существования и частоты колебаний // Прикл. механика и техн. физика. 2001. Т. 42, № 4. С. 62–67.
21. Антонов А.Н. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение, 1990. 272 с.
22. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 207 с.
23. Глазнев В.Н., Запрягаев В.И., Усков В.Н., Терехова Н.М., Ерофеев В.К., Григорьев В.В., Кожемякин А.О., Котенок В.А., Омельченко А.В. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 200 с.
24. Куркин В.П. К вопросу о генерации звука газоструйной сиреной // Акустический журнал. 1961. Т. 7, № 4. С. 442–445.
25. Narayanan S., Bholanath Behera, Sundararajan T., Srinivasan K. Acoustic heating effects in Hartmann whistle // Intern. J. of Aeroacoustics. 2013. Vol. 12, No. 5–6. P. 557–578.
26. Murugappan S., Gutmark E. Parametric study of the Hartmann-Sprenger tube // Exp. Fluids. 2005. Vol. 38, No. 6. P. 813–823.
27. Betchov R. Nonlinear oscillations of a column of gas // Phys Fluids. 1958. Vol. 1. P. 205–212.
28. Brocher E., Maresca C., Bournay M.H. Fluid dynamics of the resonance tube // J. Fluid. Mech. 1970. Vol. 43, No. 2. P. 369–384.
29. Федоров А.В., Федорченко И.А., Ан С.Б., Ли Дж. Х., Чу К.М. Физическое и математическое моделирование акусто-конвективной сушки риса // Инж.-физ. журнал. 2010. Т. 83, № 1. С. 64–73.
30. Федорченко И.А., Федоров А.В. Математическое моделирование акустических и газодинамических процессов в канале установки акусто-конвективной сушки // Инж.-физ. журн. 2013. Т. 86, № 4. С. 685–688.
31. Zhilin A.A., Golubev E.A. Experimental study of the amplitude-frequency characteristics in a two-channel system // AIP Conf. Proc. 2018. 1939. P. 020016-1–020016-6.
32. Kravchenko A.S., Zhilin A.A. Mathematical modeling of the generation of acoustic waves in a two-channel system // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. 1268. P. 012037-1–012037-5.
33. Primakov A.V., Zhilin A.A., Gas-dynamic studying of the two-channel system flow using numerical simulation methods // AIP Conf. Proc. 2020. 2288. P. 030060-1–030060-6.
34. Жилин А.А., Примаков А.В. Численное исследование тепловых эффектов в акусто-конвективном потоке биканальной системы // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29, № 1. С. 79–89.
35. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.

*Статья поступила в редакцию 3 октября 2022 г.,
после доработки — 21 февраля 2023 г.,
принята к публикации 2 марта 2023 г.*