

УДК 641.454.2

Расчетно-экспериментальное исследование двухфазного смесеобразования в газодинамической системе воспламенения*

К.Ю. Арефьев^{1,2}, А.В. Воронцовский², С.А. Сучков², М.А. Ильченко¹

¹Центральный институт авиационного моторостроения
им. П.И. Баранова, Москва

²Московский государственный технический университет
им. Н.Э. Баумана

E-mail: arefyev@ciam.ru, voron@bmstu.ru

Работа посвящена определению основных закономерностей двухфазного смесеобразования в проточном тракте газодинамической системы воспламенения. В статье представлены математическая модель и результаты расчетно-экспериментального исследования особенностей нестационарного газодинамического течения, а также процессов дробления и испарения капель в резонансной полости газодинамической системы воспламенения. Рассмотрены различные конфигурации форсунок для подачи жидкости и установлено влияние наиболее значимых факторов на тепловыделение и концентрацию испарившейся жидкости в резонансной полости. Полученные данные могут быть использованы для выбора форсунок и режимов подачи жидкого горючего, позволяющих обеспечить стабильные условия воспламенения двухфазных топливных смесей в газодинамической системе воспламенения.

Ключевые слова: двухфазное течение, газодинамическое воспламенение, математическое моделирование, экспериментальное исследование, дробление капель, испарение капель.

Введение

В энергетической, авиационно-космической, сельскохозяйственной, сырьевой и металлургической отраслях промышленности широкое применение нашли генераторы высокоэнтальпийных потоков (ГВП). Как отмечалось в работе [1], к ГВП можно отнести ракетные и воздушно-реактивные двигатели, энергоустановки, высокопроизводительные эжекторы, огневые подогреватели воздушного потока, технологические устройства для напыления покрытий и резки металлов, а также другие энергетические и технологические системы. Согласно результатам работ [1–3], при решении проблемы повышения эффективности ГВП актуальной задачей становится создание резонансной газодинамической системы воспламенения (ГСВ), которая будет способна обеспечить многократный запуск ГВП с повышенной надежностью и с малым временным интервалом выхода на номинальный режим. Однако в большинстве известных работ рассматривались ГСВ, работающие на газообразных топливных смесях [2, 4, 5]. В настоящий момент несомненный

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках гранта № 14-08-01118.

практический интерес представляет задача создания ГСВ другого типа, где горючее подается в жидком фазовом состоянии, а окислитель — в газообразном. Разработка подобных систем связана с определенными трудностями, которые возникают при попытке воспламенения двухфазных топливных композиций. Существующие методы воспламенения жидкого горючего на внешней поверхности резонатора [6] малоэффективны, для них характерны длительные времена задержки воспламенения, что существенно ограничивает их применение. Учитывая это, значительно более перспективным представляется создание ГСВ с объемным воспламенением двухфазной топливной композиции внутри резонансной полости.

Схема рассматриваемой ГСВ на двухфазных компонентах топлива представлена на рис. 1. Конструкция ГСВ включает в себя сверхзвуковое сопло 1 с расположенной по его оси струйной форсункой 2, резонатор 3, форсуночную головку ГВП 4, камеру сгорания (КС) ГВП 5. Струйная форсунка 2 расположена на оси сопла 1, причем точка впрыска горючего может меняться за счет продольного перемещения форсунки или изменения ее длины. Для управления работой системы воспламенения используются электромагнитные клапаны горючего 6, 8 (ЭК1, ЭК3) и окислителя 7 (ЭК2).

Из результатов проведенных расчетно-экспериментальных исследований [1, 2] следует, что при надлежащем профилировании газодинамического тракта ГСВ подаваемый через сопло 1 окислитель может быть нагрет в застойной зоне резонатора 3 до высоких температур (более 2000 К). При подаче жидкого горючего через струйную форсунку 2 в периодической ударно-волновой структуре между соплом и резонатором ГСВ происходит интенсивное дробление струи жидкости, в результате чего образуются капли различной дисперсности. Образовавшиеся капли попадают в застойную зону резонансной полости, где, вследствие высоких температур, реализуется их испарение и последующее воспламенение с окислителем. Образовавшиеся высокотемпературные продукты сгорания попадают в КС ГВП 5, где инициируют основной рабочий процесс. Далее в КС поступает горючее через форсуночную головку 4, а подача горючего через форсунку 2 прекращается. В качестве горючего могут быть использованы различные жидкие углеводородные соединения (этанол, керосин и т.д.), а в качестве окислителя — газообразные кислород, воздух, закись азота и др.

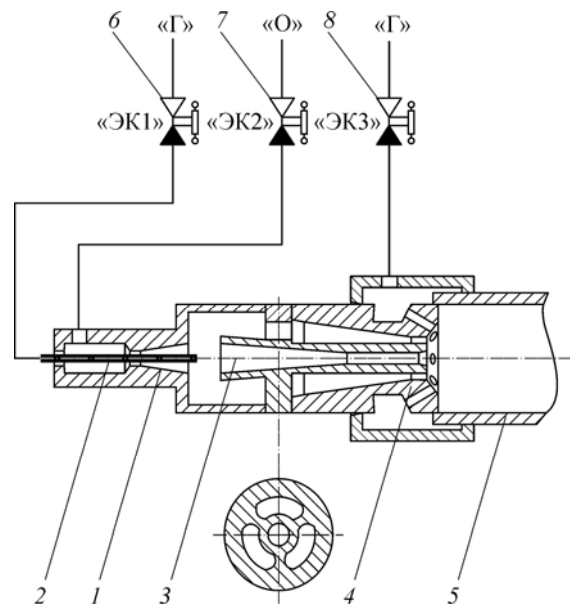


Рис. 1. Конструктивная схема ГСВ.

1 — сопло ГСВ, 2 — струйная форсунка подачи горючего, 3 — резонатор, 4 — форсуночная головка ГВП, 5 — КС ГВП, 6, 8 — электроклапаны горючего, 7 — электроклапан окислителя.

Предварительные данные показывают, что значительное влияние на эффективность ГСВ оказывает как конфигурация самой форсунки, так и положение точки ввода жидкого горючего в проточный тракт. В статье представлены результаты расчетно-экспериментального исследования влияния расположения форсунки подачи жидкости на особенности нестационарного газодинамического течения и закономерности двухфазного смесеобразования в сопле и резонансной полости ГСВ.

Учитывая особое место процессов двухфазного смесеобразования при анализе эффективности функционирования ГСВ, на данном этапе работы расчеты и эксперименты проводились с использованием воды в качестве модельной жидкости. Это позволило исключить из рассмотрения сам процесс воспламенения и наиболее детально исследовать закономерности двухфазного смесеобразования в сопле и резонансной полости ГСВ с учетом дробления и испарения жидкости.

Математическая модель

Математическая модель, используемая для решения задач нестационарного течения со сложной ударно-волновой структурой, интенсивными высокочастотными пульсациями давления в застойной зоне резонатора ГСВ и наличием капель жидкости, основана на системе нестационарных уравнений Навье–Стокса, записанной в осесимметричной постановке. Векторная форма системы уравнений в случае отсутствия химических реакций имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial(A-R)}{\partial x} + \frac{\partial(B-X)}{\partial r} + \frac{F}{r} = S,$$

$$\sigma = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho Y_1 \end{bmatrix}, \quad A = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e+p)u \\ \rho Y_1 u \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e+p)v \\ \rho Y_1 v \end{bmatrix}, \quad R = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xr} + q_x \\ \rho D \frac{\partial Y_1}{\partial x} \end{bmatrix},$$

$$X = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xr} \\ \tau_{xx} \\ u\tau_{xr} + v\tau_{xx} + q_r \\ \rho D \frac{\partial Y_1}{\partial x} \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xr} \\ \rho v^2 - \tau_{rr} + \tau_{\theta\theta} \\ (e+p)v - u\tau_{xr} - v\tau_{xx} - q_r \\ \rho Y_1 v - \rho D \frac{\partial Y_1}{\partial r} \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} S_\rho \\ S_U \\ S_V \\ S_E \\ S_Y \end{bmatrix},$$

здесь x, r — осевая и радиальная координаты, u, v — осевая и радиальная составляющие скорости газа, T, p, ρ — температура, давление и плотность газа, e — удельная энергия газа, D — коэффициент диффузии, $\tau_{xx}, \tau_{rr}, \tau_{\theta\theta}, \tau_{xr} = \tau_{rx}$ — вязкие напряжения для газового потока, q_x, q_r — тепловые потоки в осевом и радиальном направлениях, Y_1 — массовая концентрация воздуха, $S_\rho, S_U, S_V, S_E, S_Y$ — источниковые члены, описывающие влияние движения, дробления и испарения капель жидкости на газовый поток. В рассматриваемом случае массовая концентрация паров жидкости вычисляется как $Y_2 = 1 - Y_1$.

Для определения источниковых членов в каждой ячейке расчетной сетки использовался комбинированный метод Эйлера–Лагранжа:

$$S_\rho = -\frac{1}{V \cdot \Delta t} \cdot \sum_{i=0}^N \Delta m_{pi}, \quad S_U = -\frac{1}{V \cdot \Delta t} \cdot \sum_{i=0}^N m_{pi} \cdot \Delta u_{pi}, \quad S_V = -\frac{1}{V \cdot \Delta t} \cdot \sum_{i=0}^N m_{pi} \cdot \Delta v_{pi},$$

$$S_E = -\frac{1}{V \cdot \Delta t} \cdot \sum_{i=0}^N (m_{pi} \cdot C_{pж} - \Delta m_{pi} \cdot Q_{исп}), \quad S_Y = \frac{Y_1}{V \cdot \Delta t} \cdot \sum_{i=0}^N \Delta m_{pi},$$

здесь V — элементарный объем расчетной сетки, Δt — шаг интегрирования по времени, N — количество капель, находящихся в элементарном объеме, m_{pi} — масса i -й капли, Δm_{pi} — изменение массы i -й капли за интервал времени Δt ; Δu_{pi} , Δv_{pi} — изменение осевой и радиальной составляющих вектора скорости i -й капли за интервал времени Δt ; $C_{pж}$, $Q_{исп}$ — удельная теплоемкость и теплота испарения жидкости. Вычисление осевой и радиальной составляющих вектора скорости капель в газовом потоке проводится путем интегрирования следующих дифференциальных уравнений:

$$m_{pi} \cdot \frac{du_{pi}}{dt} = C_{xi} \cdot \rho \cdot \pi \cdot \frac{d_{pi}^2}{4} \cdot \frac{(u - u_{pi}) \cdot |u - u_{pi}|}{2},$$

$$m_{pi} \cdot \frac{dv_{pi}}{dt} = C_{xi} \cdot \rho \cdot \pi \cdot \frac{d_{pi}^2}{4} \cdot \frac{(v - v_{pi}) \cdot |v - v_{pi}|}{2},$$

здесь d_{pi} — диаметр i -й капли в недеформированном состоянии (эквивалентный), C_{xi} — коэффициент сопротивления i -й капли, u_{pi} , v_{pi} — осевая и радиальная составляющая скорости i -й капли. Принимая во внимание, что при расчете C_{xi} необходимо учитывать отклонение формы капли от сферической, в работе использовано уравнение [7]

$$C_{xi} = \left(\frac{24}{Re_i} \right) \cdot \left(1 + \frac{3}{16} Re_i \right)^{0,5} \cdot \left(1 + 0,25 \cdot \frac{We_i^{0,1}}{Lp_i^{0,04}} \right),$$

где Re_i , We_i , Lp_i — критерии Рейнольдса, Вебера и Лапласа для i -й капли.

С целью упрощения толкования полученных результатов введем следующие термины: основная капля — капля, образовавшаяся вблизи сопла форсунки в результате распыла жидкости; вторичная капля — капля, отделившаяся от основной в процессе газодинамического дробления. Для описания процесса потери капель массы m_{pi} при газодинамическом дроблении использовано полуэмпирическое уравнение [7] следующего вида:

$$\frac{dm_{pi}}{dt} = -\frac{\pi \cdot \rho_{ж} \cdot d_1^3}{6} \cdot \frac{K_1 \cdot (We_i)^\psi \cdot (Re_i)^\omega}{t_i} \cdot \left[1 - \exp\left(-K_2 \cdot \frac{t}{t_{ind}}\right) \right],$$

где t — время, d_1 — диаметр вторичной капли [8, 9], t_{ind} — период индукции отрыва вторичных капель, K_1 , K_2 , ψ , ω — эмпирически полученные коэффициенты.

В рассматриваемой модели использованы два механизма дробления капель [8, 9], основанных на срыве пограничного слоя или отделении микрочастиц с гребней волновых возмущений, образующихся в результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Предполагается, что вторичные капли впоследствии не коагулируют. Учитывая их малые диаметры, сделано допущение, что скорость и температура этих капель совпадает со скоростью газа. В случае нагрева вторичных капель до температуры $T_{исп}$ происходит их полное испарение.

Процесс нагрева и последующего испарения основных капель осуществляется посредством конвективного теплопереноса и определяется коэффициентом теплоотдачи $\alpha_{pi} = Nu_i \cdot \lambda / d$, здесь λ — коэффициент теплопроводности газа. Используемый в расчетах критерий Нуссельта Nu_i для i -й капли может быть получен из эмпирического соотношения [7]

$$Nu = k_{исп} \cdot \left(2,0 + 0,459 \cdot Re_i^{0,55} \cdot Pr^{0,33} \right) / \left(1 + 3,42 \frac{M_{отн} \left(2,0 + 0,459 \cdot Re_i^{0,55} \cdot Pr^{0,33} \right)}{Re_i \cdot Pr} \right),$$

где $M_{отнi} = \sqrt{(u - u_{pi})^2 + (v - v_{pi})^2} / a$ — относительное число Маха для i -й капли, a — скорость звука в газе, Pr — критерий Прандтля, $k_{исп}$ — коэффициент, учитывающий влияние испарения капли на конвективный тепловой поток; для неиспаряющейся капли $k_{исп} = 1$, с увеличением интенсивности испарения значение коэффициента снижается до $k_{исп} = 0,5 \div 0,7$ [10].

Уравнение для изменения средней температуры T_{pi} i -й капли при ее движении в потоке с полной температурой газа T и числом Маха $M = \sqrt{u^2 + v^2} / a$ имеет вид:

$$\frac{dT_{pi}}{dt} = \frac{6 \cdot \alpha_{pi}}{d_{pi} \cdot C_{pж} \cdot \rho_{ж}} \left[T \cdot \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{отнi}^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right) - T_{pi} \right].$$

Принимая во внимание высокие значения температуры газа T и значительные скорости нагрева капли, сделано допущение, что интенсивное испарение жидкости с поверхности капли начинается только после достижения каплей равновесной температуры испарения, близкой к $T_{исп}$. При этом возможные режимы объемного парообразования, приводящие к интенсивной массопотере капли, не рассматриваются. В этом случае изменение массы капли определяется по уравнению

$$\frac{dm_{pi}}{dt} = \frac{\pi \cdot d_{pi}^2 \cdot \alpha_{pi}}{Q_{исп}} \left[T \cdot \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{отнi}^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right) - T_{исп} \right].$$

Для решения рассматриваемой системы уравнений использовался программный комплекс «HyperFLOW 2D/3D». Типичная расчетная сетка, применяемая при моделировании, приведена на рис. 2. Для более наглядного визуального представления структуры расчетной сетки показана только каждая 50-я линия. Следует отметить, что общее количество ячеек при моделировании течения в ГСВ достигает 1,5 млн.

В качестве граничных условий задавались давление p_v и температура T_0 воздуха на входе в сопло ГСВ, а также давление p_h окружающей среды. При задании граничных условий принято, что начальная скорость основных капель u_p (образующихся в результате распада струи из форсунки) приблизительно равна скорости жидкости в выходном сечении форсунки и рассчитывается из уравнения $u_p = 4 \cdot m_{ж} / (\pi \cdot \mu_{ф} \cdot \rho_{ж} \cdot d_{ф}^2)$, где $m_{ж}$ — массовый расход жидкости, $\mu_{ф}$ — коэффициент расхода форсунки, $d_{ф}$ — диаметр внутреннего канала форсунки.

Согласно методике [11], базирующейся на полученных экспериментальных данных, средний диаметр капель d_p , образующихся в результате распыла жидкости из струйной форсунки, может быть оценен согласно зависимости $d_p = 31500 \cdot \mu_{ж}^{0,2} / (\rho_{ж}^{0,2} \cdot u_p)$.

Представленная математическая модель позволяет рассчитывать нестационарное течение в проточном тракте ГСВ, а также оценивать параметры капель при их впрыске через струйную форсунку с последующем их дроблением и испарением в потоке с циклическими ударными волнами.

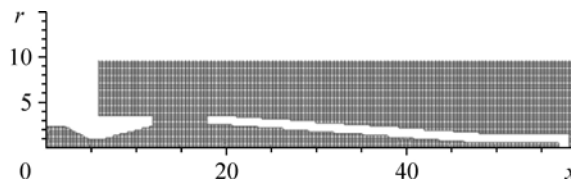


Рис. 2. Расчетная сетка газовой области при моделировании рабочего процесса в ГСВ.

Экспериментальная установка

Для получения эмпирических закономерностей двухфазного смесеобразования в сопле и резонансной полости ГСВ создана установка, схема которой приведена на рис. 3. Принцип работы установки заключается в следующем. Сжатый воздух поступает из рампы высокого давления 1. В соответствии с программой эксперимента с помощью газовых редукторов 2 и 16 устанавливаются требуемые давление воздуха в системе наддува модельной жидкости (воды) и давление воздуха перед соплом ГСВ соответственно. В процессе эксперимента осуществляется открытие клапанов 13 и 15, после чего воздух и модельная жидкость поступают в ГСВ 7. Измерение параметров осуществляется с помощью датчиков давления 5, 10 и термопары 11. Для измерения спектральной характеристики пульсаций давления в ГСВ используются микрофон 6 и анализатор быстропеременных процессов 3. Общее тепловое состояние внешней поверхности резонатора определяется тепловизором 12. Визуализация нестационарной структуры течения осуществляется теньвым прибором, состоящим из осветительной части 14 и приемной части 8 с высокоскоростной камерой.

ГСВ, входящая в состав экспериментальной установки (рис. 4), состоит из корпуса 1, струйной форсунки 2 для подачи жидкости, сверхзвукового сопла 3, резонатора 4. В ГСВ подача жидкости осуществляется через форсунку 2, положение которой относительно сопла ГСВ может изменяться. На рис. 4а и 4б показаны крайние положения форсунки: перед соплом и на срезе сопла ГСВ соответственно.

На основе расчетно-экспериментальных исследований, результаты которых представлены в работах [1, 2] были выбраны основные геометрические соотношения проточного тракта ГСВ: относительная глубина резонансной полости $S/D_1 = 13$, относительное расстояние между срезом сопла и входной кромкой резонатора $L/D_1 = 2$, относительные диаметры $D_2/D_1 = 2$, $D_3/D_1 = 2$, $D_4/D_1 = 0,7$. Такая конфигурация проточного тракта ГСВ соответствует геометрии, для которой получены максимальные значения тепловыделения в застойной зоне резонансной полости. Диаметр канала форсунки при этом составлял $d_f/D_1 = 0,15$, что определяется требованиями минимизации загромождения проточ-

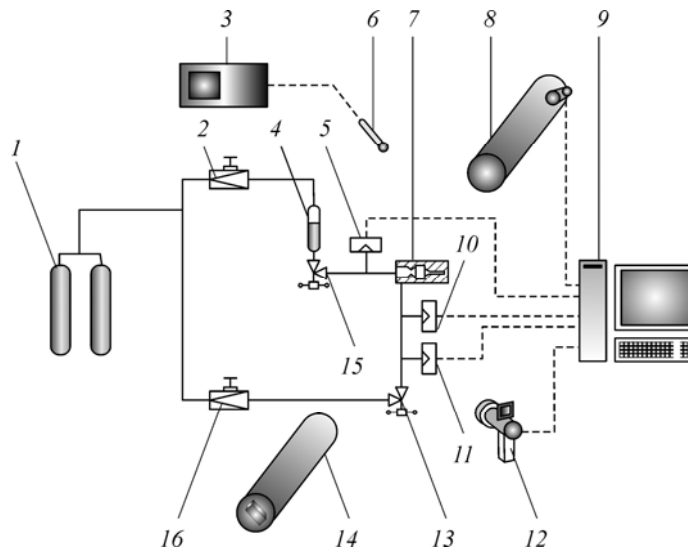


Рис. 3. Схема экспериментальной установки и система измерений для исследования процессов в ГСВ.

1 — рампа высокого давления, 2, 16 — газовые редукторы, 3 — анализатор быстропеременных процессов, 4 — емкость с модельной жидкостью, 5, 10 — датчики давления, 6 — микрофон, 7 — ГСВ, 8 — приемная часть теневого прибора, 9 — модуль сбора и обработки информации, 11 — термопара, 12 — тепловизор, 13, 15 — клапаны, 14 — осветительная часть теневого прибора.

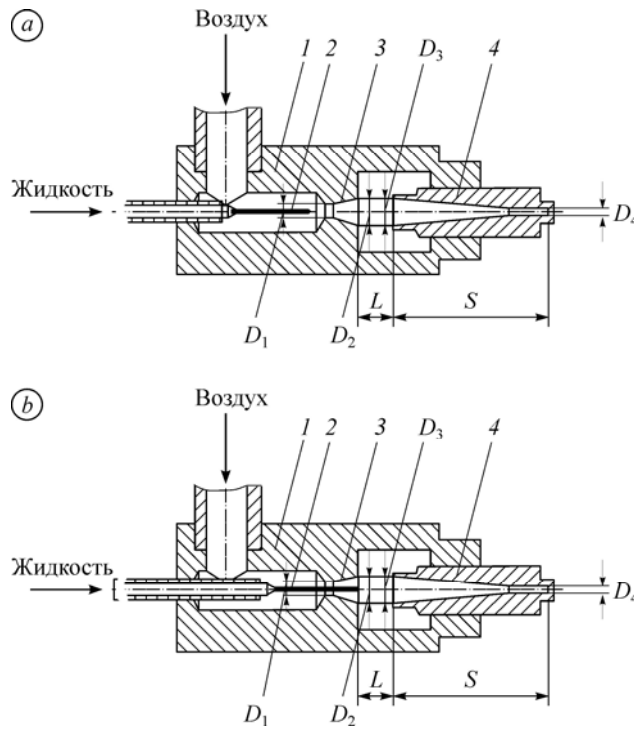


Рис. 4. Конструктивная схема ГСВ для экспериментальной установки с форсункой, расположенной перед соплом (а) и на срезе сопла (б).

1 — корпус, 2 — форсунка, 3 — сверхзвуковое сопло, 4 — резонатор.

ного тракта ГСВ.

Результаты исследований

В работе проведены параметрические исследования, целью которых был выбор условий, обеспечивающих максимальную эффективность двухфазного смесеобразования в резонансной полости. При этом изменяемыми параметрами являлись положение форсунки в проточном тракте ГСВ и режим подачи модельной жидкости. Рассмотренные варианты расположения форсунки в проточном тракте ГСВ представлены на рис. 5.

Расчеты и эксперименты соответствовали режимам с относительным перепадом давления в сопле $p_0/p_h = 22$. Массовый расход воздуха при этом составлял $m_b \approx 37$ г/с. Массовый расход модельной жидкости изменялся в диапазоне $m_{ж}/m_b = 0,06 \dots 0,15$. При этом в канале форсунки были реализованы турбулентные режимы течения, соответствующие

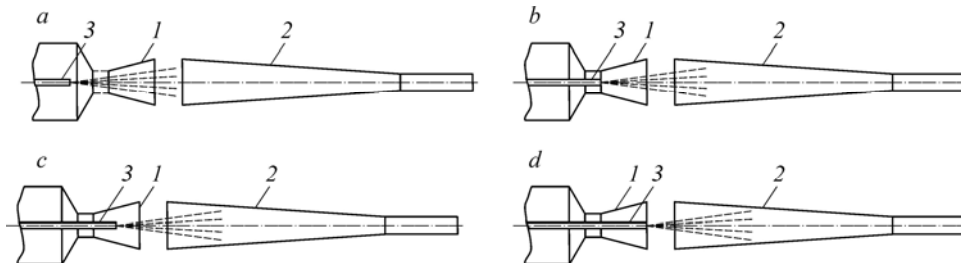


Рис. 5. Варианты расположения форсунки в проточном тракте ГСВ.

Форсунка перед соплом ГСВ (а), в критическом сечении сопла ГСВ (б), в сверхзвуковой части сопла (с), на срезе сопла ГСВ (д).

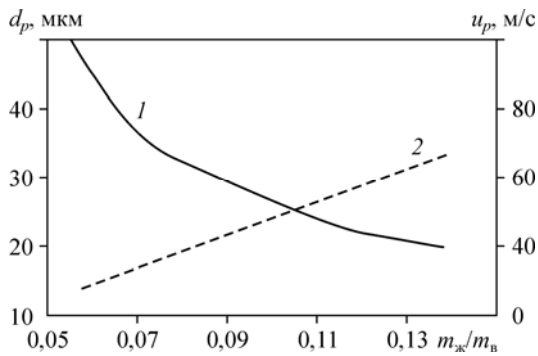


Рис. 6. Зависимости параметров капель от относительного расхода жидкости.

1 — d_p , 2 — u_p

числам Рейнольдса $Re = 12000 \dots 28000$. Расчеты показали, что средние диаметры и скорости капель жидкости в факеле распыла форсунки составляют $d_p = 20 \dots 50$ мкм и $u_p = 25 \dots 65$ м/с (рис. 6).

Особенности газодинамической картины течения в ГСВ без подачи жидкости

Показано, что в рассматриваемых условиях в резонаторе возникает режим течения с пульсациями давления высокой интенсивности [2], сопровождаемый нагревом газа в застойной зоне резонансной полости и корпуса резонатора. Полученные значения относительного давления p_A/p_0 и относительной температуры T_A/T_0 в застойной зоне резонансной полости приведены на рис. 7. Здесь T_0 — начальная температура подаваемой газовой смеси, p_A , T_A — давление и температура в застойной зоне резонансной полости.

Следует отметить, что в процессе эксперимента наблюдалось некоторое снижение температуры входной кромки резонатора (до 250–270 К) и повышение температуры его торцевой части до 1320 К. Частота пульсаций f в ГСВ зависит от глубины резонансной полости S [12, 13] и может быть оценена с использованием формулы для расчета автоколебаний в полузамкнутой трубе $Sf/a = S/(a\tau) = 1/2$, где a — скорость звука, τ — период колебаний.

Установлено, что наличие форсунки перед соплом (рис. 8а) практически не изменяет структуру течения в проточном тракте ГСВ относительно данных, полученных в работе [2]. При этом реализуется такой же уровень температуры в застойной зоне резонансной полости, как и в случае отсутствия форсунки. Из рис. 8а видно, что перед входной кромкой резонатора расположен прямой скачок уплотнения, который генерирует интенсивную ударную волну. При размещении форсунки в критическом сечении сопла (рис. 8б) в потоке возникают дополнительные косые скачки уплотнения, источником

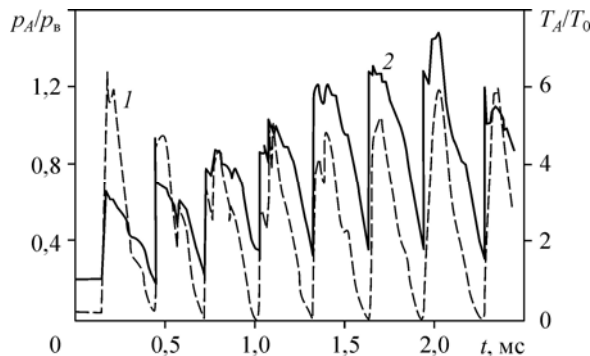


Рис. 7. Относительные температура и давление в застойной зоне резонатора.

1 — $p_A/p_в$, 2 — T_A/T_0 .

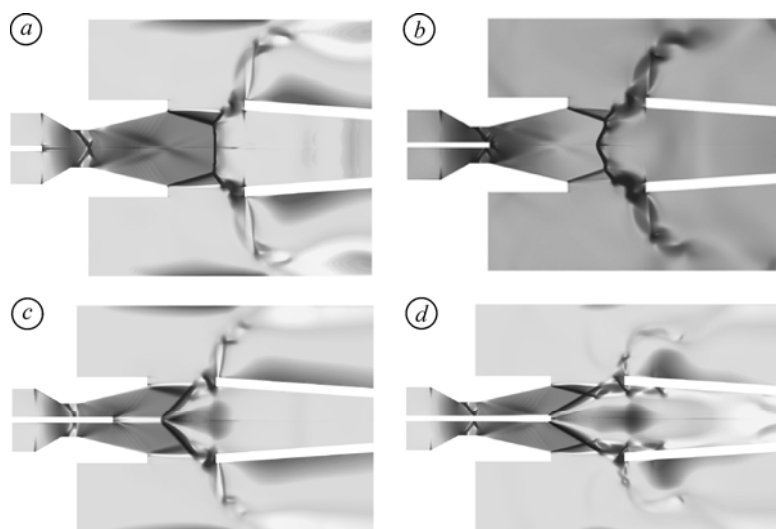


Рис. 8. Структура течения в сопле ГСВ с установленной форсункой.
Форсунка перед соплом (а), в критическом сечении (b), в сверхзвуковой части сопла (с), на срезе сопла (d).

которых является внешняя поверхность форсунки. В этом случае замыкающий скачок уплотнения перед входной кромкой резонатора изменяет форму, вследствие чего интенсивность ударной волны снижается, и температура в застойной зоне резонансной полости несколько уменьшается. Если форсунка расположена в сверхзвуковой части сопла (рис. 8с), интенсивность косых скачков увеличивается, а замыкающего скачка — уменьшается. При этом замыкающий скачок преобразуется из прямого в косой, что приводит к существенному снижению скорости ударной волны в резонаторе, а соответственно и к уменьшению температуры газа в его застойной зоне. Следует отметить, что при установке форсунки на срезе сопла (рис. 8d) перед входным сечением резонатора образуется протяженная зона обратновихревого течения. Изменения в структуре течения приводят к стабилизации потока, снижению амплитуды пульсаций давления и деинтенсификации ударных волн внутри резонансной полости. Помимо этого, наличие форсунки в сопле ГСВ приводит к турбулизации течения и более интенсивному снижению энтропии потока. Указанные явления являются причиной существенного снижения температуры внутри резонатора.

Сопоставление качественных картин течения, полученных расчетным и экспериментальными методами, говорит об удовлетворительном совпадении результатов. В частности, для сравнения с расчетами на рис. 9 приведены экспериментально полученные структуры течения для случаев установки форсунки перед соплом и на его срезе. Следует отметить, что на рис. 8 и 9 показаны структуры течения для одинаковых фаз нестационарного процесса в ГСВ.

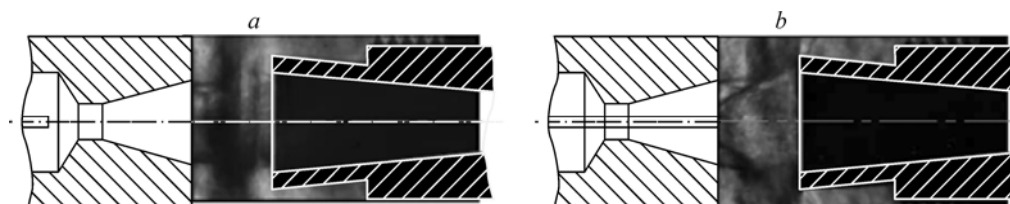


Рис. 9. Экспериментально полученные структуры течения с установленной форсункой.
Форсунка расположена перед соплом (а), на срезе сопла (b).

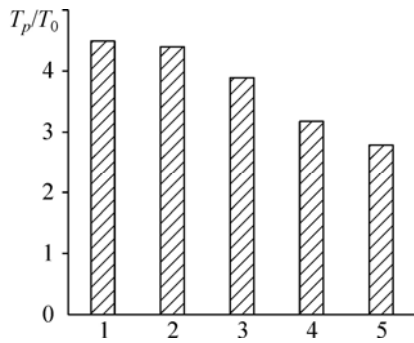


Рис. 10. Средняя температура в застойной зоне резонансной полости при различных вариантах установки форсунки.

1 — без форсунки (вариант 1), 2 — перед соплом (вариант 2), 3 — в критическом сечении сопла (вариант 3), 4 — в сверхзвуковой части сопла (вариант 4), 5 — на срезе сопла (вариант 5).

Из расчетно-экспериментальных данных (рис. 10) следует, что в случае отсутствия форсунки в проточном тракте ГСВ максимальное значение осредненной по времени температуры в застойной зоне резонатора может составлять $T_p/T_0 = 4,5$. При установке форсунки перед соплом ГСВ (вариант 1) значение T_p/T_0 практически не изменяется. Перемещение форсунки в сторону среза сопла приводит к снижению температуры в резонансной полости и в случае расположения форсунки непосредственно на срезе сопла ГСВ (вариант 4) значение T_p/T_0 уменьшается до 2,8.

Закономерности двухфазного смесеобразования в ГСВ

Расчеты показали, что при подаче через форсунку модельной жидкости в зависимости от реализуемых в различных зонах проточного тракта ГСВ условий могут иметь место несколько режимов испарения капель. В области низких скоростей течения внутри застойной зоны резонатора ГСВ происходит классическое испарение — форма капли остается близкой к сферической до полного ее испарения. При высоких скоростях, а также в области периодической ударно-волновой структуры между соплом и резонатором ГСВ имеет место испарение с предварительным дроблением, т.е. капля дробится на мелкие фрагменты, которые затем испаряются. В переходных зонах возможен также и промежуточный вариант с одновременным дроблением и испарением капель.

Из полученных данных следует, что при подаче модельной жидкости через форсунку, расположенную перед соплом ГСВ, капли интенсивно дробятся в ударно-волновой структуре между соплом и резонатором ГСВ до диаметров менее 2 мкм. Для вариантов подачи модельной жидкости через форсунки, расположенные в критическом сечении (вариант 2) и в сверхзвуковой части сопла ГСВ (вариант 3), капли дробятся как между соплом и резонатором, так и внутри резонатора. В случае расположения форсунки на срезе сопла (вариант 4) часть капель проникает вглубь резонатора, где дробится в циклических ударных волнах. Образовавшаяся мелкодисперсная аэрозоль достаточно интенсивно испаряется в виду высоких температур газа в резонансной полости.

Анализ результатов всех экспериментов показывает, что наиболее интенсивное смешение модельной жидкости с воздухом внутри резонатора (где реализуется наиболее высокая температура) наблюдается для варианта 5 (рис. 11), это может положительно сказаться на снижении задержки воспламенения в ГСВ. Однако особенности газодинамического течения, приводящие к снижению температуры в застойной зоне резонансной полости для такого положения форсунки, являются негативным фактором, который, скорее всего, может привести к увеличению задержки воспламенения топливной смеси в ГСВ.

Проведенные параллельно с расчетами эксперименты показывают, что после подачи модельной жидкости в ГСВ часть капель из потока попадает в резонатор, а часть — выносится в атмосферу. Ввиду высоких температур газа в застойной зоне резонансной полости капли, которые попадают туда, начинают испаряться. Вследствие того, что часть выделяемой в резонансной полости тепловой энергии идет на испарение капель,

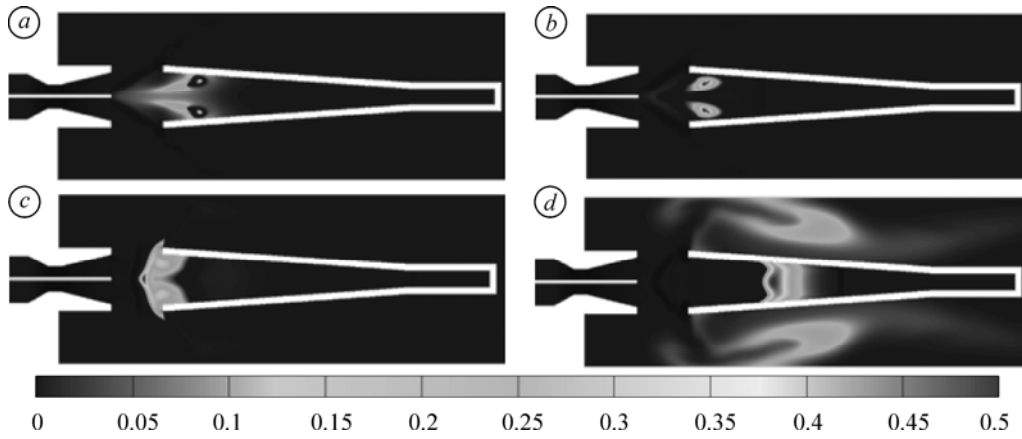


Рис. 11. Массовая концентрация испаренной жидкости в проточном тракте ГСВ в различные моменты времени.

$t = 1$ (a), 2 (b), 5 (c), 10 (d) мс.

происходит снижение температуры в резонаторе. Следует отметить, что через $7 \div 10$ с после подачи модельной жидкости температура торцевой стенки резонатора выходит на новый квазистационарный уровень.

Результаты математического моделирования и экспериментов по определению температуры торцевой стенки резонатора при различных соотношениях расходов $m_{ж}/m_{в}$ представлены на рис. 12. Здесь же приведены диаграммы усредненной по объему резонансной полости массовой концентрации паров модельной жидкости $g_{исп}$, полученных расчетным способом. Анализ полученных данных показывает, что с увеличением массового расхода жидкости температура в резонансной полости падает, а концентрация паров растет. Таким образом, для различных типов жидких горючих могут быть определены конфигурация форсунки и соотношение расходов $m_{ж}/m_{в}$, удовлетворяющие условиям воспламенения топливной смеси в ГСВ. Для этого требуется провести дополнительное расчетно-экспериментальное исследование процесса воспламенения двухфазной смеси в ГСВ.

Анализ полученных результатов исследования структуры течения теньвыми методами весьма затруднен ввиду заполнения пространства между срезом сопла и резонатором ГСВ каплями модельной жидкости и их высокой пространственной концентрацией.

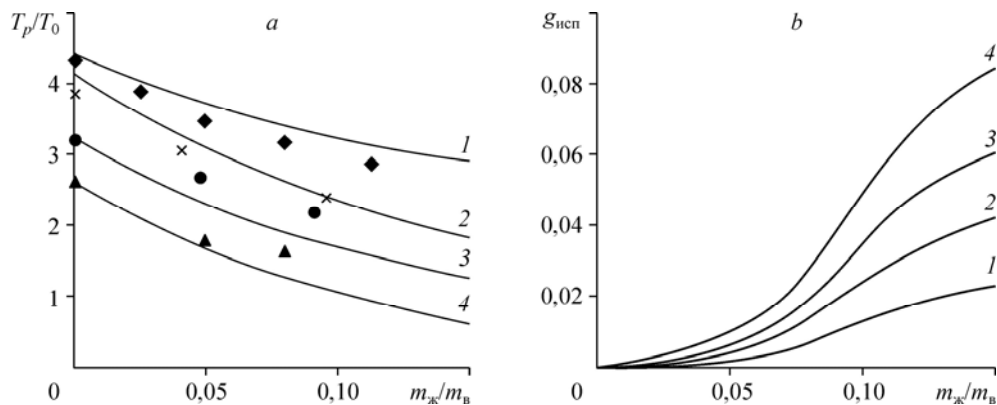


Рис. 12. Зависимости средней температуры газа в застойной зоне резонансной полости (a) и концентрации паров жидкости (b) от $m_{ж}/m_{в}$ при различных вариантах установки форсунки.

Сплошные линии — расчет; символы — эксперимент: форсунка расположена перед соплом (1), в критическом сечении (2), в сверхзвуковой части сопла (3), на срезе сопла (4).

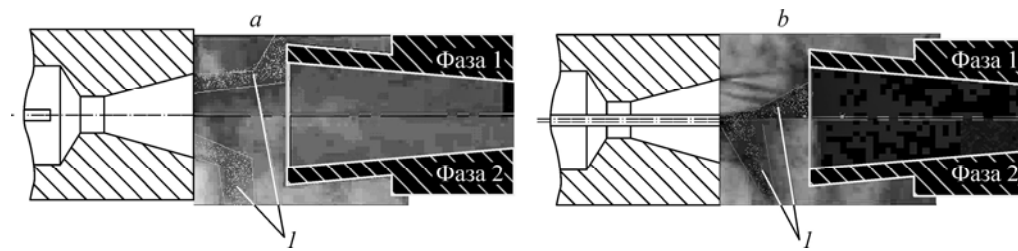


Рис. 13. Теневые фотографии течения в различных фазах колебания при подаче жидкости через форсунку, расположенную перед соплом (а) и на срезе сопла (b).
I — зоны максимальной концентрации капель.

Однако на рис. 13 видно, что при подаче воды через форсунку, расположенную перед соплом ГСВ, в зазоре между срезом сопла и входной кромкой резонатора образуется двухфазный поток с наибольшей концентрацией капель на некотором удалении от оси потока. Наблюдаемый эффект связан с радиальной неравномерностью течения в сопле, а также с осаждением и последующем «срывом» капель с поверхности сопла. В случае подачи жидкости через форсунку, расположенную на срезе сопла, капли сконцентрированы в ядре потока.

Расчеты показывают, что как в случае варианта 2, так и в случае варианта 4 установки форсунки в процессе прохождения прямой ударной волны (фаза 1) практически все капли попадают внутрь резонансной полости. После отражения ударной волны от торцевой стенки резонатора, движение капель жидкости некоторым образом меняется. В частности, в момент достижения отраженной ударной волной прямого скачка уплотнения, возникающего между соплом и входной кромкой резонатора, происходит интенсивное дробление капель и разворот траекторий их движения (фаза 2). В данной фазе колебания практически все капли выносятся в окружающее пространство. Полученные результаты подтверждаются экспериментально (см. рис. 13).

Для подтверждения полученных на основе расчетов выводов были проведены эксперименты с регистрацией спектральных характеристик пульсаций давления. Из экспериментальных данных (рис. 14) следует, что в момент подачи воды (интервал времени с 20 с по 30 с) происходит существенное снижение амплитуды акустического воздействия A . При этом амплитуда первой моды колебаний уменьшается более чем в четыре раза, а более высокие моды практически пропадают. Это указывает на значительную роль конденсированной фазы при формировании структуры потока и существенное влияние испарения жидкости на интенсивность ударных волн в резонансной полости для

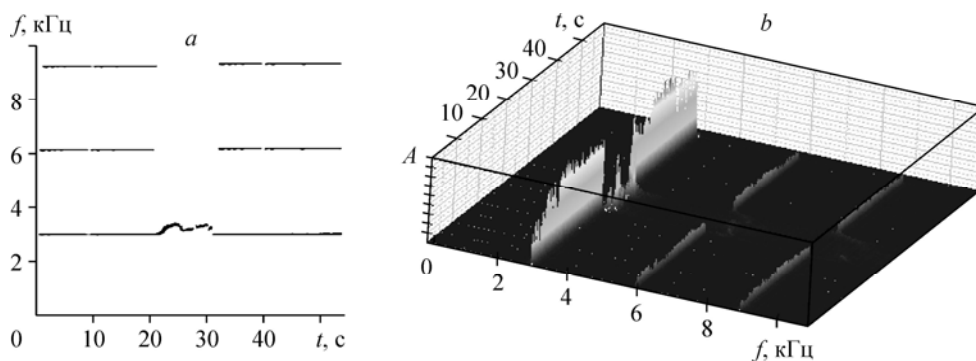


Рис. 14. Зависимость частоты пульсаций давления от времени (а) и их спектрограмма (b).

рассмотренного соотношения расходов $m_{ж}/m_{в}$. Частота f первой моды колебаний увеличивается, что может быть следствием заполнения резонансной полости парами воды, которые имеют более высокую скорость звука относительно воздуха.

На основе полученных данных выявлены основные закономерности двухфазного смесеобразования в сопле и резонаторе ГСВ, что может быть полезным при последующих расчетно-экспериментальных исследованиях и выборе системы подачи жидкого горючего.

Выводы

Проведенные расчеты и эксперименты показывают, что наиболее интенсивный нагрев резонатора происходит в случае отсутствия форсунки в проточном тракте ГСВ. При этом максимальная зарегистрированная температура торцевой части резонатора составляет 1320 К, что более чем в 4,2 раза превышает полную температуру T_0 воздуха на входе. При установке форсунки перед соплом интенсивность нагрева практически не снижается. В случае расположения форсунки на срезе сопла ГСВ максимальная температура торцевой стенки резонатора уменьшается до $2,8 \cdot T_0$. Из анализа полученных данных следует, что в случае установки форсунки перед соплом ГСВ средняя концентрация испарившейся жидкости в резонансной полости не превышает 0,03 (для соотношения массовых расходов $m_{ж}/m_{в} = 0,15$), в то время как установка форсунки на срезе сопла более чем в три раза повышает концентрацию испарившейся жидкости в резонансной полости при том же соотношении $m_{ж}/m_{в}$.

Если подача жидкости осуществляется через форсунку, расположенную перед соплом ГСВ, радиальная неравномерность течения в сопле, а также осаждение капель на поверхности сопла приводят к повышению концентрации капель в периферийной области (отдаленной от оси потока). В случае подачи жидкости через форсунку, расположенную на срезе сопла, капли концентрируются в ядре потока. Следует отметить, что в процессе прохождения прямой ударной волны практически все капли попадают внутрь резонансной полости. В частности, в момент достижения отраженной ударной волной прямого скачка уплотнения, возникающего между соплом и входной кромкой резонатора, происходит интенсивное дробление капель и разворот траекторий их движения, приводящие к «выносу» капель в окружающее пространство.

Полученные данные могут быть использованы для определения конфигурации форсунки и выбора режимов, удовлетворяющие условиям воспламенения двухфазных топливных смесей в ГСВ для перспективных ГВП.

Список литературы

1. Воронцов А.В., Полянский А.Р., Арефьев К.Ю. Численный анализ неконсервативных акустических систем применительно к устройствам инициации рабочего процесса в генераторах высокоэнтальпийных потоков // Электронное научное издание «Наука и образование». <http://www.technomag.edu.ru/doc/339499.html>. 77-30569/339499. (Дата обращения 29.01.2016).
2. Воронцов А.В., Арефьев К.Ю., Захаров В.С. Расчетно-теоретическое исследование резонансной системы газодинамического воспламенения ЖРД малой тяги // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Машиностроение». 2012. № 1. С. 31–41.
3. Sprenger H.S. Uber thermische effektebei rezonanz problem // Mitteilungen aus dem Institut fur Aerodynamik. 1954. Bd.6. S. 18–35.
4. Thompson P.A. Resonance tubes: PhD Thesis. Massachusetts (USA): Inst. of Technology, 1960. 121 p.
5. Купцов В.М., Семенов В.В. Газодинамический нагреватель с диффузором // Изв. вузов. Авиационная техника. 1989. № 4. С. 44–47.
6. Антонов А.Н., Купцов В.М., Комаров В.В. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение, 1990. 272 с.

7. **Арефьев К.Ю., Воронецкий А.В.** Моделирование процесса дробления и испарения капель нереагирующей жидкости в высокоэнтальпийных газодинамических потоках // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 609–620.
8. **Бойко В.М., Папырин А.Н., Поплавский С.В.** О динамике дробления капель в ударных волнах // Прикл. механика и техн. физика. 1987. № 2. С. 108–115.
9. **Бойко В.М., Поплавский С.В.** Экспериментальное исследование двух типов срывного разрушения капли в потоке за ударной волной // Физика горения и взрыва. 2012. № 4. С. 76–82.
10. **Abramzo B., Sirignano W.A.** Droplet vaporization model for spray combustion calculations // Int. J. of Heat Mass Trans. 1989. Vol. 32. P. 1605–1618.
11. **Лефевр А.** Процессы в камерах сгорания ГТД. М.: Мир, 1986. 566 с.
12. **Дулов В.Г., Максимов В.П.** Термоакустика полужамкнутых объемов. Новосибирск, 1986. № 2886. 19 с. (Препринт / ИТПМ СО РАН).
13. **Устинов В.М.** Экспериментальное исследование колебаний давления в резонансной трубе // Прикладные задачи гидрогазодинамики: Меж-вуз. сб. науч. тр. М., 1986. С. 52–60.

Статья поступила в редакцию 24 февраля 2016 г.