

УДК 641.454.2

Расчетное исследование особенностей дробления и испарения капель в газодинамических течениях с циклическими ударными волнами*

К.Ю. Арефьев, А.В. Воронетский, С.А. Сучков

МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, Российская Федерация, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

Numerical Analysis of Specific Features of Droplet Breaking and Evaporation in Gas Dynamic Flow with Cyclic Shock Waves

K.Y. Arefyev, A.V. Voronetsky, S.A. SuchkovBMSTU, 105005, Moscow, Russian Federation, 2nd Baumanskaya St., Bldg. 5, Block 1

e-mail: arefyev@rambler.ru, voron@mx.bmstu.ru



Представлены математическая модель и результаты расчетного исследования особенностей нестационарного газодинамического течения, а также процессов дробления и испарения капель в проточном тракте газодинамической системы воспламенения (ГСВ) для генераторов высокоэнтальпийных потоков (ГВП). Полученные данные могут быть использованы при решении актуальной задачи создания неэлектрической высоконадежной экологически чистой системы инициирования рабочего процесса в ГВП на основе ГСВ с объемным воспламенением аэрозоли капель жидкого горючего в газообразном окислителе внутри резонансной полости.

Ключевые слова: двухфазное течение, математическое моделирование, дробление капель, испарение капель, ударная волна.



A High-enthalpy flow generators (HEFG) have a wide range of applications in modern power systems, aircraft engines and technological installations. In a number of HEFGs the fuel mixture consists of liquid fuel and gaseous oxidizer. The study of the existing literature shows that the problem of developing a non-electric, reliable and environmentally friendly system of initiating working process in a HEFG is considered a key challenge. To solve the problem, a gas dynamic ignition system (GIS) is proposed, where the fuel is supplied in the liquid phase state, and the oxidizer in the gaseous state. The existing methods of the liquid phase ignition in the oxidizing environment on the resonator outer surface are not effective; they have long ignition time delays and limited applications. It warrants the development of a GIS with volume ignition of droplet aerosol of liquid fuel in the gaseous oxidizer inside the resonant cavity. To solve the specified problem, a series of investigations involving the study of fuel mixing and macro kinetic processes in GIS are required. The article presents a mathematical model and results of the numerical simulation of specific features of non-stationary gas dynamic flow as well as droplet breaking and evaporation processes in the GIS passage. The results obtained can be used when designing gas dynamic ignition systems for HEFGs.

Keywords: two-phase flow, mathematical simulation, droplet breaking, droplet evaporation, shock wave.

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

В современных энергосиловых и технологических установках широко применяют генераторы высокоэнтальпийного потока (ГВП), к которым можно отнести ракетные и воздушно-реактивные двигатели, энергоустановки, высокопроизводительные эжекторы, огневые подогреватели воздушного потока, технологические устройства для напыления покрытий и обработки материалов, а также другое оборудование.

В качестве компонентов топлива ГВП могут применяться жидкое горючее (керосин, этанол, биотопливо и др.) в паре с газообразным окислителем (кислород, воздух, закись азота). Известно, что для таких ГВП актуально создание неэлектрической системы воспламенения, которая обеспечит многократный запуск ГВП с приемлемым временным интервалом выхода на номинальный режим и повышенной надежностью [1].

Анализ предварительно полученных расчетно-экспериментальных данных [2, 3] показывает, что указанным требованиям может соответствовать резонансная газодинамическая система воспламенения (ГСВ). Основными ее преимуществами являются отсутствие необходимости в первичном подогреве элементов конструкции и компонентов топлива, использование кинетической энергии сжатого потока для его нагрева и инициирования горения, отсутствие дополнительных внешних источников энергии, существенное упрощение конструкции и повышение показателей надежности системы запуска.

До настоящего времени рассматривалось применение ГСВ в первую очередь для газообразных топливных смесей (работы В.М. Купцова, В.В. Семенова и других), которые в большинстве случаев использовались только в процессе запуска ГВП. В современных ГВП необходимо обеспечить работу системы воспламенения на базовых компонентах топлива. Таким образом, важной научно-технической задачей является создание ГСВ, где горючее подается в жидком фазовом состоянии, а окислитель — в газообразном. Разработка подобных систем связана с определенными трудностями, возникающими при попытке воспламенения двухфазных топливных композиций. Известные из работ А.Н. Антонова, В.М. Купцова, В.В. Комарова методы воспламенения жидкой фазы в окислительной среде на внешней поверхности резонатора в ряде случаев имеют длительное время задержки воспламенения и ограниченное при-

менение. В связи с этим требуется создание ГСВ с объемным воспламенением двухфазной топливной композиции (аэрозоль капель жидкого горючего в газообразном окислителе) в резонансной полости. Одной из основных задач при создании ГСВ с объемным воспламенением двухфазной топливной композиции является изучение особенностей образования аэрозоли (дробления и испарения капель) жидкого горючего в нестационарном потоке газообразного окислителя с циклическими ударными волнами (УВ).

Востребованным типом горючего для ГВП является этанол [4–6], поскольку он обладает высокими энергетическими показателями, широким диапазоном стабильного горения и экологичностью, поэтому в качестве базовой топливной композиции в настоящем исследовании принята смесь воздух + этанол. В статье предложена математическая модель и проанализированы результаты расчетного исследования особенностей нестационарного газодинамического течения, а также процессов дробления и испарения капель этанола в проточном тракте ГСВ.

Описание физических принципов действия ГСВ. Схема возможного применения ГСВ в составе ГВП на двухфазных компонентах топлива представлена на рис. 1.

По результатам предварительных расчетно-экспериментальных исследований [2, 3] полу-

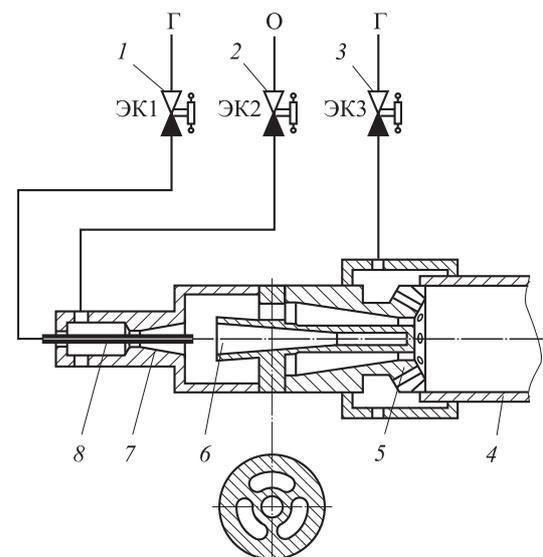


Рис. 1. Конструктивная схема ГСВ в составе ГВП: 1, 3 — электроклапаны горючего; 2 — электроклапан окислителя; 4 — камера сгорания ГВП; 5 — форсуночная головка ГВП; 6 — резонатор; 7 — сопло ГСВ; 8 — струйная форсунка подачи горючего (Г — горючее; О — окислитель; ЭК1, ЭК3 — электромагнитные клапаны горючего; ЭК2 — электромагнитный клапан окислителя)

чено, что при надлежащем профилировании газодинамического тракта ГСВ истекающий из сопла 7 окислитель может быть нагрет в застойной зоне резонатора 6 до высокой температуры (более 2 000 К). Нагрев газа в застойной зоне резонатора осуществляется в результате возникновения в резонаторе циклических УВ конечной амплитуды, генерируемых на входе в конфузур. Распространение УВ в резонансной полости сопровождается увеличением энтропии [2] и выделением тепла. Это тепло аккумулируется в газе, находящемся в области закрытого торца резонансной полости, и приводит к его разогреву. Нагрев газа продолжается и при обратном движении УВ после ее отражения от торцевой стенки резонатора.

При организации подачи жидкого горючего через струйную форсунку 8 в периодической ударно-волновой структуре между соплом и резонатором ГСВ струя жидкости дробится, в результате чего образуются капли различной дисперсности. Образовавшиеся капли попадают в застойную зону резонансной полости, где, вследствие высокой температуры, происходят их испарение и воспламенение топливной смеси.

После воспламенения высокотемпературные продукты сгорания попадают в камеру сгорания ГВП 4, где инициируют основной рабочий процесс. Для обеспечения допустимого температурного режима запуска коэффициент избытка окислителя топливной смеси в области резонатора должен составлять $\alpha_{ГСВ} = 2...4$.

Для организации рабочего процесса в камере сгорания ГВП предусмотрена дополнительная подача горючего через форсуночную головку 5. Давление в камере сгорания непосредственно после воспламенения возрастает, поэтому газодинамические пульсации затухают

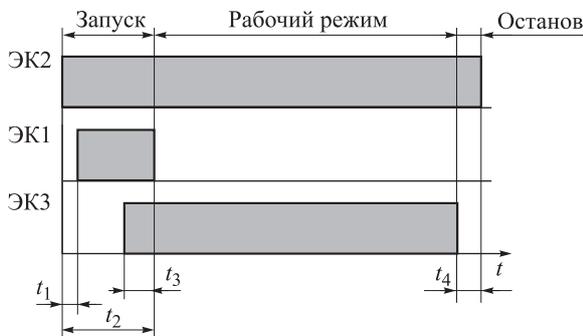


Рис. 2. Пример циклограммы работы ГВП с ГСВ: t_1 — задержка подачи горючего в ГСВ; t_2 — период запуска двигателя; t_3 — интервал одновременной подачи горючего в ГСВ и камеру сгорания; t_4 — период останова двигателя

и нагрев газа в резонаторе прекращается. После запуска ГВП подача горючего через струйную форсунку 8 прекращается (рис. 2).

Математическая модель. Используемая для решения задач нестационарного газодинамического течения (для идеального вязкого теплопроводного газа) со сложной ударно-волновой структурой и интенсивными высокочастотными пульсациями давления в застойной зоне резонатора математическая модель основана на системе нестационарных уравнений Навье — Стокса, записанной в двумерной постановке. Векторная форма системы уравнений имеет следующий вид:

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

$$\sigma = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho Y_{гор} \\ \rho Y_B \\ \rho Y_{п.с} \end{bmatrix}; A = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e+p)u \\ \rho Y_{гор}u \\ \rho Y_B u \\ \rho Y_{п.с}u \end{bmatrix}; B = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e+p)v \\ \rho Y_{гор}v \\ \rho Y_B v \\ \rho Y_{п.с}v \end{bmatrix};$$

$$R = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xr} + q_x \\ \rho D_{гор} \frac{\partial Y_{гор}}{\partial x} \\ \rho D_B \frac{\partial Y_B}{\partial x} \\ \rho D_{п.с} \frac{\partial Y_{п.с}}{\partial x} \end{bmatrix}; X = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xr} \\ \tau_{rr} \\ u\tau_{xr} + v\tau_{xx} + q_r \\ \rho D_{гор} \frac{\partial Y_{гор}}{\partial x} \\ \rho D_B \frac{\partial Y_B}{\partial x} \\ \rho D_{п.с} \frac{\partial Y_{п.с}}{\partial x} \end{bmatrix};$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xr} \\ \rho v^2 - \tau_{rr} + \tau_{\theta\theta} \\ (e+p)v - u\tau_{xr} - v\tau_{xx} - q_r \\ \rho Y_{гор}v - \rho D_{гор} \frac{\partial Y_{гор}}{\partial r} \\ \rho Y_B v - \rho D_B \frac{\partial Y_B}{\partial r} \\ \rho Y_{п.с}v - \rho D_{п.с} \frac{\partial Y_{п.с}}{\partial r} \end{bmatrix}; S = \begin{bmatrix} S_p \\ S_U \\ S_V \\ S_E \\ S_{гор} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Здесь x, r — осевая и радиальная координаты; u, v — осевая и радиальная составляющие скорости газа; T, p, ρ — температура, давление и плотность газа; C_p, D, μ, λ — теплоемкость и коэффициенты диффузии, эффективной вязкости, теплопроводности газа; $\tau_{xx}, \tau_{rr}, \tau_{\theta\theta}, \tau_{xr} = \tau_{rx}$ — вязкие напряжения для газового потока; q_x, q_r — тепловые потоки в осевом и радиальном направлениях; $S_U, S_V, S_{гор}$ — источниковые члены.

Для описания движения капель жидкости использован комбинированный метод Эйлера — Лагранжа. Воздействие конденсированной жидкой фазы (капель горючего) на газ учтено через источниковые члены, которые определяют по формулам

$$S_U = \frac{3\rho}{4\rho_p d_p} \sum_{j=0}^n \left(\frac{\sum_{i=0}^k C_x (u - u_p) |u - u_p| \Delta\tau_i}{\sum_{i=0}^k \Delta\tau_i} \rho_{pj} \right);$$

$$S_V = \frac{3\rho}{4\rho_{ж} d_p} \sum_{j=0}^n \left(\frac{\sum_{i=0}^k C_x (v - v_p) |v - v_p| \Delta\tau_i}{\sum_{i=0}^k \Delta\tau_i} \rho_{pj} \right).$$

Здесь u_p, v_p — осевая и радиальная составляющие скорости капель; d_p — диаметр капель; $\rho_{ж}$ — плотность жидкости капель; $Q_{исп}$ — теплота испарения жидкости; $\Delta\tau$ — шаг интегрирования по времени; C_x — коэффициент сопротивления.

Величину S_E , являющуюся источниковым членом в уравнении сохранения энергии, вычисляют по формуле

$$S_E = \frac{6\lambda}{\rho_{ж} d_p^2} \sum_{j=0}^n \left(\frac{\sum_{i=0}^k Nu (T - T_p) \Delta\tau_i}{\sum_{i=0}^k \Delta\tau_i} \rho_{pj} \right).$$

Здесь T_p — температура капель; Nu — число Нуссельта.

Величина $S_{гор}$ — источниковый член в уравнении концентрации газообразного горючего — характеризует скорость его перехода из жидкого состояния в газообразное при испарении капель горючего с учетом предварительного дробления.

В качестве граничных условий задавали давление p_b и температуру T_0 рабочего тела, а также давление p_k в камере сгорания ГВП.

В зависимости от реализуемых в различных зонах проточного тракта ГСВ условий имеется

несколько режимов испарения капель. В области низких скоростей течения внутри застойной зоны резонатора ГСВ происходит классическое испарение, при котором форма капли остается близкой к сферической. При высоких скоростях, а также в области периодической ударно-волновой структуры между соплом и резонатором ГСВ капля дробится на мелкие фрагменты, которые затем испаряются (испарение с предварительным дроблением). В переходных зонах возможен промежуточный вариант, когда на начальном этапе испарения капля теряет значительную часть массы в результате дробления, а затем переходит в режим классического испарения, поскольку по мере ускорения капли ее относительная скорость уменьшается и условия для дальнейшего дробления исчезают. Предложенная в работе математическая модель описывает режимы газодинамического дробления и испарения капель жидкости в широком диапазоне параметров.

Интенсивность процессов испарения и предварительного дробления капель зависит от многих факторов, однако в общем случае может быть описана критериями Вебера $We = \rho (\mathbf{u}_{отн})^2 d / \sigma$, Рейнольдса $Re = \rho |\mathbf{u}_{отн}| d / \mu$, Лапласа $Lp = \rho_{ж} \sigma d / \mu_{ж}^2$ и Нуссельта $Nu = \alpha_p d / \lambda$. Здесь $\mathbf{u}_{отн} = \mathbf{u} - \mathbf{u}_p$ — относительная скорость капли (\mathbf{u} — вектор скорости газа; \mathbf{u}_p — вектор скорости капли); d — диаметр капли в недеформированном состоянии (эквивалентный); σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости капли; $\mu_{ж}$ — динамический коэффициент вязкости жидкости; α_p — коэффициент теплоотдачи от газа в каплю. При этом начальный диаметр и масса капли равны соответственно d_0 и m_0 . При проведении настоящего исследования наибольшее внимание уделено корректности описания испарения капель с предварительным газодинамическим дроблением в диапазоне чисел $We < 1\ 000$, $Re < 4\ 000$, который характерен для движения конденсированной фазы горючего в ГСВ. В работе сделано допущение, что химические реакции продуктов испарения капли с потоком газа отсутствуют.

Скорости капли \mathbf{u}_p в газовом потоке вычисляют интегрированием следующего дифференциального уравнения:

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = C_x \rho F_m \frac{\mathbf{u}_{отн} |\mathbf{u}_{отн}|}{2},$$

где $F_m = \pi d^2 / 4$ — площадь поперечного сечения капли.

Принимая во внимание, что при расчете C_x капли необходимо учитывать отклонение ее формы от сферической, в работе предложено использовать уравнение

$$C_x = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re \right)^{0,5} \left(1 + 0,25 \frac{We^{0,1}}{Lp^{0,04}} \right).$$

Это уравнение основано на эмпирической зависимости [7], справедливой для широкого диапазона относительных чисел Рейнольдса при движении частиц дискретной фазы в высокоэнтальпийном потоке. Первые два множителя в уравнении определяют коэффициент аэродинамического сопротивления сферической капли при различных условиях обтекания, правый множитель позволяет ввести поправку для учета влияния отклонения формы капель от сферической [8].

Анализ работ [9–12], посвященных изучению дробления капель жидкости в широком диапазоне числа We , Re и Lp , показывает, что в зависимости от значений указанных параметров могут наблюдаться различные виды газодинамического дробления, отличающиеся интенсивностью и траекториями движения оторвавшихся частиц.

Выполненное в работе [13] обобщение имеющихся расчетно-экспериментальных данных позволило сделать вывод, что в газодинамическом дроблении капель принимают участие два основных механизма: срыв пограничного слоя (при $We_{кр} \leq We < 1,7 \cdot 10^4 Lp^{-0,5}$) и отделение микрочастиц с гребней волновых возмущений на боковой поверхности капли, образующихся в результате развития неустойчивости Кельвина — Гельмгольца ($We \geq 1,7 \cdot 10^4 Lp^{-0,5}$). Следует отметить, что при значениях числа $We < We_{кр}$ дробления капель не происходит. Критическое значение числа Вебера для различных жидкостей и режимов обтекания газом капель составляет $We_{кр} = 1 \dots 100$ [9].

Характерные среднемассовые размеры отрывающихся от капли частиц d_1 и период индукции отрыва t_i можно вычислить по следующим зависимостям:

$$d_1 = \begin{cases} 2,4 \frac{d}{Re^{0,5}} \left(\frac{\mu_{ж}}{\mu} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho}{\rho_{ж}} \right)^{0,25} & \text{при } We_{кр} \leq We < 1,7 \cdot 10^4 Lp^{-0,5}; \\ 5,6 \left(\frac{\sigma}{\rho_{ж}} \right)^{0,33} \left[\frac{\mu_{ж}}{0,8\rho(\mathbf{u}_{отн})^2} \right]^{0,66} & \text{при } We \geq 1,7 \cdot 10^4 Lp^{-0,5}. \end{cases}$$

$$t_i = \begin{cases} 0,37 \frac{d}{|\mathbf{u}_{отн}|} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho} \right)^{0,5} & \text{при } We_{кр} \leq We < 1,7 \cdot 10^4 Lp^{-0,5}; \\ \left(\frac{500}{\sigma} \right)^{0,5} \frac{(\rho_{ж}\mu_{ж})^{0,33} \sigma^{0,66}}{[0,8\rho(\mathbf{u}_{отн})^2]^{1,33}} & \text{при } We \geq 1,7 \cdot 10^4 Lp^{-0,5}. \end{cases}$$

В процессе газодинамического дробления капли диаметр образовавшихся ультрадисперсных частиц составляет преимущественно 1...4 мкм. В некоторых случаях образуются субмикронные и наночастицы диаметром менее 1 мкм. Вследствие малого диаметра образовавшихся частиц практически полностью отсутствует температурная и скоростная неравномерность по отношению к газовому потоку. Учитывая этот факт, а также малую вероятность коагуляции ультрадисперсных частиц в более крупные капли в высокоскоростных потоках, в работе сделано допущение, что оторвавшиеся от капли частицы испаряются практически сразу.

Для описания процесса потери капель массы m при газодинамическом дроблении предложено использовать полуэмпирическое уравнение вида

$$\frac{dm}{dt} = -m_1 \frac{K_1 We^\psi Re^\omega}{t_i} [1 - \exp(-K_2 t/t_i)],$$

где t — время; $m_1 = \pi \rho_{ж} d_1^3 / 6$ — масса единичной частицы, отделившейся от капли; K_1, K_2, ψ, ω — коэффициенты, полученные эмпирически.

В рассматриваемой модели комплекс параметров $K_1 (We)^\psi (Re)^\omega / t_i$ определяет количество отделившихся от капли частиц массой m_1 в единицу времени. Множитель $[1 - \exp(-K_2 t/t_i)]$ описывает временную задержку начала газодинамического дробления капли. Проведенные расчеты показали, что удовлетворительное количественное совпадение с известными экспериментальными данными [9–12] может быть получено при $K_1 = 2,4 \dots 7,5$; $K_2 = 1,1$; $\psi = 0,8 \dots 1,3$; $\omega = -0,15 \dots 0,20$. В застойной зоне резонансной полости, где температура газа высокая, существенное влияние на процесс изменения массы капли помимо газодинамического дробления оказывает испарение.

Прогрев капли осуществляется посредством конвективного теплопереноса и определяется коэффициентом теплоотдачи α_p . Используемый в расчетах критерий Нуссельта может

быть получен по эмпирическому соотношению [7]

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

где $M_{отн} = |\mathbf{u}_{отн}|/a$ — относительное число Маха (a — скорость звука в газе); $Pr = \mu C_p / \lambda$ — 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 уменьшается до $k_{исп} = 0,5 \dots 0,7$ [14]).

Предварительные расчеты показали, что число Био для ультрадисперсных капель составляет $Bi < 0,1$. При этом разность температур ядра капли и ее поверхности не превышает 10 К. В связи с этим принято допущение, что температура капли по ее объему постоянна. Таким образом, дифференциальное уравнение изменения температуры T_p капли при ее движении в потоке с полной температурой газа T и числом $M = |\mathbf{u}|/a$ имеет вид

$$\frac{dT_p}{dt} = 6 \frac{\alpha_p \left[T \frac{1 + (k-1)/(2M_{отн}^2)}{1 + (k-1)/(2M^2)} - T_p \right]}{d_p C_{pж} \rho_{ж}}$$

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

$$\frac{dm}{dt} = - \frac{\pi d^2 \alpha_p \left[T \frac{1 + (k-1)/(2M_{отн}^2)}{1 + (k-1)/(2M^2)} - T_{кип} \right]}{Q_{исп}}$$

Представленная математическая модель позволяет выполнять комплексную оценку параметров нестационарного течения газа в ГСВ с учетом движения в потоке капель горючего, их газодинамического дробления и испарения.

Для решения предложенной системы уравнений использован программный комплекс FluentFLOW 2D/3D. Расчетная сетка показана на рис. 3. Для более наглядного визуального представления структуры расчетной сетки на

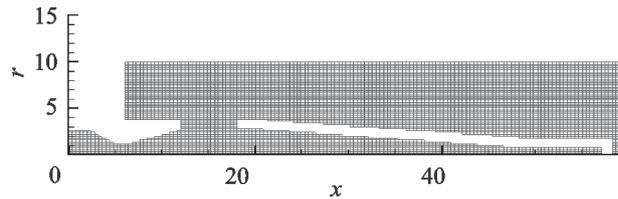


Рис. 3. Типичная расчетная сетка, используемая при моделировании газовой области

рисунке показана только каждая 50-я линия. Общее число ячеек при моделировании течения в ГСВ достигает 1,5 млн.

Результаты моделирования. Геометрическая конфигурация ГСВ, выбранная на основе предварительных исследований [2, 3], обеспечивает максимальный уровень тепловыделения в застойной зоне резонансной полости. Численное решение уравнений газовой динамики показало, что при определенных условиях в резонаторе возникает автоколебательный режим течения с пульсациями давления высокой интенсивности, сопровождаемый нагревом газа.

На рис. 4 представлены полученные расчетом распределения числа Маха и статической температуры в проточном тракте ГСВ для различных фаз автоколебательного процесса. При этом учитывается, что период пульсаций в ГСВ $\tau = 1/f$ (f — частота пульсаций) зависит от глубины резонансной полости S [15, 16] и может быть оценен с помощью формулы для расчета автоколебаний в полузамкнутой трубе большого удлинения: $S/(a\tau) = 1/2$ (a — скорость звука).

Анализ результатов позволяет выделить некоторые особенности автоколебательного процесса, протекание которого можно условно разделить на две фазы. В момент времени t_0 (условное начало первой фазы типичного цикла пульсаций) вследствие высокого градиента давления в области прямого скачка уплотнения происходит генерация УВ, движение которой направлено вдоль оси резонансной полости к торцевой стенке. Отметим, что для момента времени t_0 наблюдается повышенный уровень температуры в застойной зоне резонансной полости. Этот эффект объясняется нагревом газа в предыдущих циклах пульсационного процесса. В последующие моменты времени УВ формирует область повышенного давления за фронтом. При этом количество газа, находящегося в резонаторе, увеличивается. По мере движения скорость УВ уменьшается, что можно

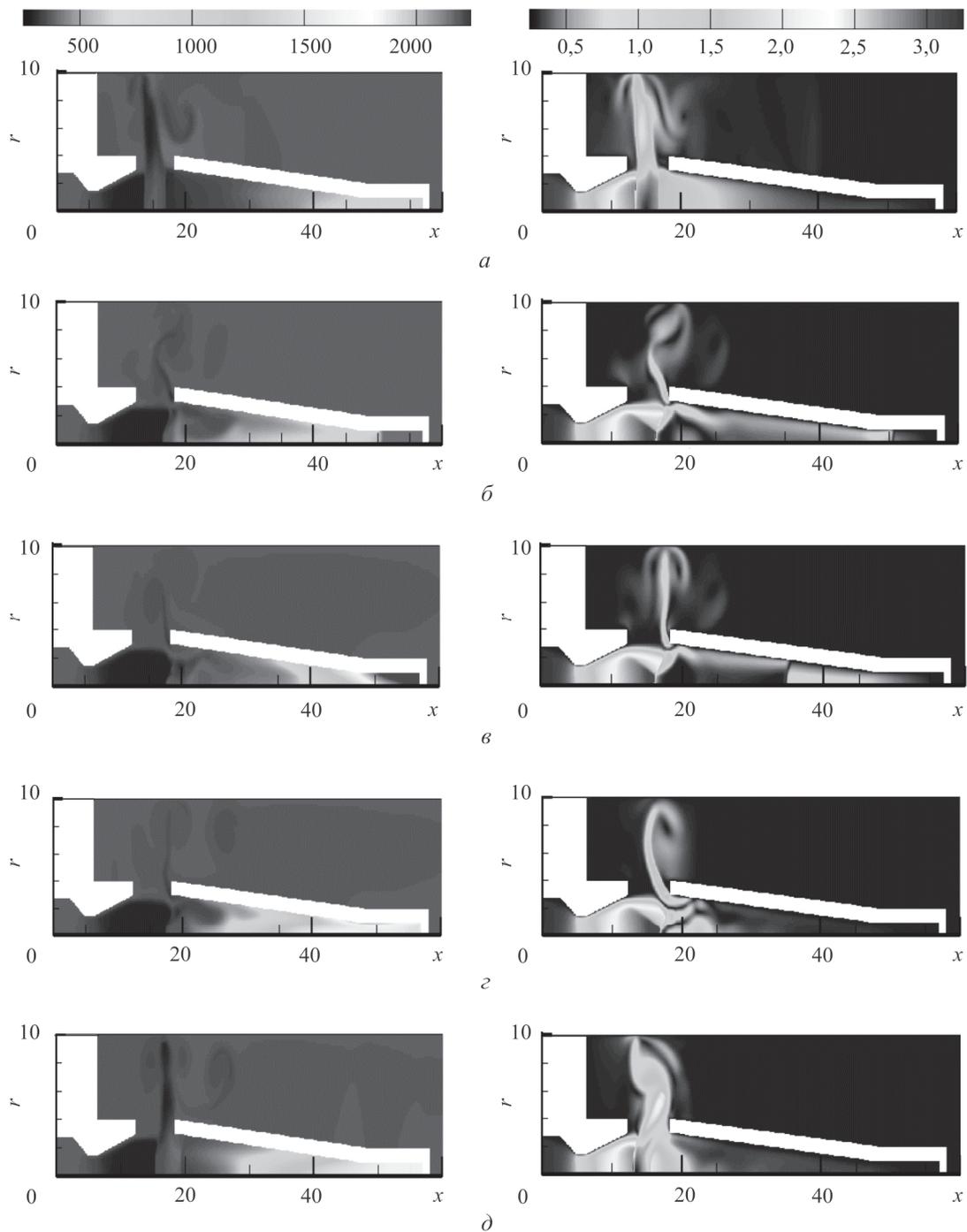


Рис. 4. Распределение статической температуры, К (слева) и числа Маха (справа) в ГСВ для различных моментов времени: t_0 (а); $t_0 + 0,25\tau$ (б); $t_0 + 0,5\tau$ (в); $t_0 + 0,75\tau$ (г); $t_0 + \tau$ (д)

объяснить диссипацией ее кинетической энергии. Прямой скачок сдвигается в область входной кромки резонатора.

Вторая фаза процесса начинается после отражения УВ от торцевой стенки резонатора, когда направление движения УВ изменяется на противоположное — в сторону прямого скачка уплотнения. За фронтом отраженной УВ ско-

рость газа уменьшается, давление и температура существенно возрастают. При достижении УВ прямого скачка уплотнения происходит их взаимодействие. В силу повышения давления за прямым скачком он смещается в сторону сопла ГСВ. При этом УВ отражается от прямого скачка и получает дополнительную энергию, о чем можно судить, анализируя скорость ее движе-

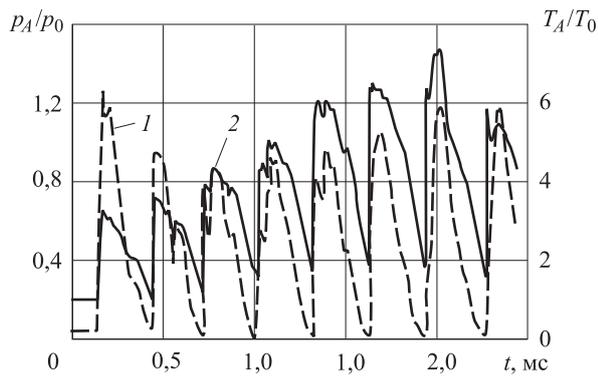


Рис. 5. Относительное давление p_A/p_0 (1) и относительная температура T_A/T_0 (2) в застойной зоне резонатора (p_0 — полное давление газа на входе в ГСВ; T_0 — начальная температура подаваемой газовой смеси; p_A , T_A — давление и температура в застойной зоне резонансной полости)

ния. Затем цикл автоколебательного процесса повторяется.

Полученные значения относительного давления p_A/p_0 и относительной температуры T_A/T_0 в застойной зоне резонатора для варианта с наиболее интенсивным прогревом (при $L/D_1 = 2$, $S/D_1 = 14$, где L — зазор между срезом сопла ГСВ и входной кромкой резонатора; S — глубина резонансной полости; D_1 — диаметр критического сечения сопла ГСВ) приведены на рис. 5.

Согласно выполненным расчетам, статическое давление в застойной зоне резонатора $p_A/p_0 = 0,05...1,20$, причем амплитуда колебаний практически не изменяется. После четырех-шести периодов максимальные значения статической температуры в резонаторе ГСВ могут достигать $(7...8) T_0$.

Основными показателями, отражающими эффективность нагрева газа, являются осред-

ненная по времени температура газа T_p и тепловыделение Q в застойной зоне резонатора. Значение T_p определяют как осредненную температуру T_A за период времени τ :

$$T_p = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} T_A dt.$$

Следует отметить, что для обобщения результатов температура газа в резонаторе представлена в виде, отнесенном к температуре торможения на входе в сопло ГСВ: T_p/T_0 .

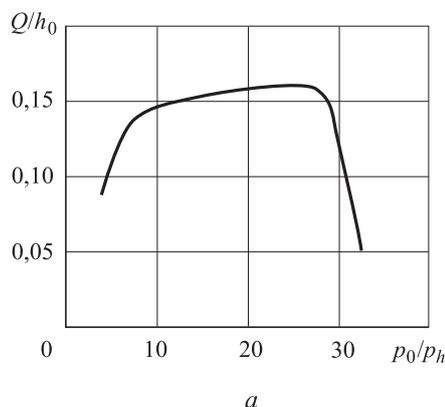
Тепловыделение Q рассчитывают по формуле

$$Q = \frac{H_{t+\tau} - H_t}{\tau},$$

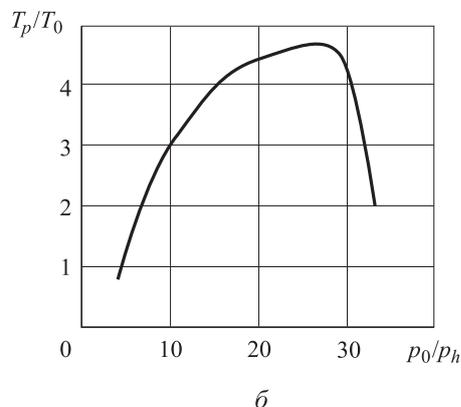
где H_t , $H_{t+\tau}$ — полная энтальпия газа, находящегося внутри резонатора, в моменты времени t и $t+\tau$ соответственно.

Для анализа эффективности работы системы целесообразно использовать значение относительного тепловыделения Q/h_0 (h_0 — поток полной энтальпии через сопло ГСВ). На данном этапе проведено исследование влияния относительного перепада давления p_0/p_h (p_h — давление в камере ГВП) на параметры T_p/T_0 и Q/h_0 (рис. 6) для базового варианта резонатора.

На рисунке видно, что тепловыделение и температура в резонаторе ГСВ увеличиваются с повышением относительного перепада при значении $p_0/p_h < 28$. Дальнейшее увеличение относительного перепада давления приводит к резкому снижению температуры в резонаторе ГСВ. Этот эффект можно объяснить следующим образом. При повышении значения p_0/p_h увеличиваются интенсивность ударно-волновой структуры и соответственно нагрев газа в



а



б

Рис. 6. Зависимость относительного тепловыделения (а) и относительной средней температуры газа в застойной зоне резонансной полости (б) от относительного перепада давления в сопле ГСВ (p_0 — давление перед соплом ГСВ)

резонаторе. При этом увеличивается расстояние от среза сопла до прямого скачка уплотнения и его положение (осредненное по времени) смещается к входной кромке резонатора. При достижении определенного значения p_0/p_h прямой скачок проникает внутрь резонансной полости и пульсации практически прекращаются. Течение переходит в квазистационарный режим — нагрев газа отсутствует. Значение p_0/p_h , при котором тепловыделение снижается, в первую очередь определяется относительным расстоянием между срезом сопла и входной кромкой резонатора L/D_1 . Таким образом, максимум температуры и тепловыделения в резонаторе может быть получен при расположении

прямого скачка уплотнения вблизи входной кромки резонатора.

Максимальное тепловыделение в резонаторе рассматриваемой конфигурации может составлять до 17 % от потока полной энтальпии через сопло ГСВ при перепаде давления в сопле ГСВ $p_0/p_h \approx 28$. Средняя температура газа в застойной зоне резонансной полости при этом достигает значений более $4,5T_0$ ($\sim 1\ 325\ \text{K}$), что превышает точку воспламенения топливной пары этанол + воздух.

Важным показателем эффективности работы ГСВ является интенсивность смесеобразования, определяющая попадание капель горячего в застойную зону резонатора с высокой

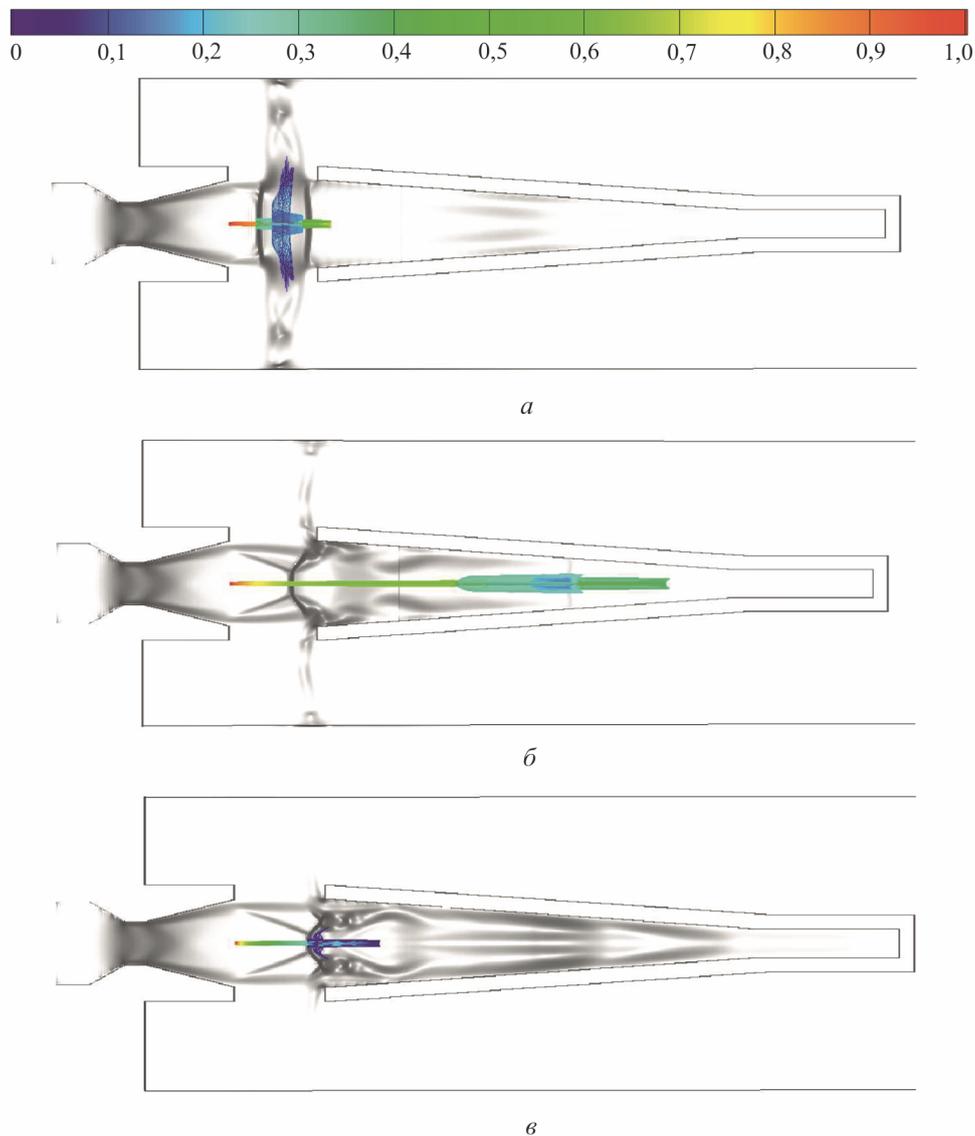


Рис. 7. Изменение относительного диаметра капель этанола ($d_0 = 50\ \mu\text{м}$) вдоль траекторий их движения в различных фазах автоколебательного процесса:
 а — формирование УВ; б — движение прямой УВ; в — движение отраженной УВ

температурой газа и период задержки воспламенения. Для исследования процесса смесеобразования двухфазной топливной композиции этанол + воздух в ГСВ проведена серия расчетов в квазистационарной постановке, которая заключается в моделировании движения, дробления и испарения капель горючего в различных фазах автоколебательного процесса. Рассматривались капли горючего, имеющие дисперсность $d_0 = 50 \dots 100$ мкм. Принято, что форсунка подачи горючего расположена по оси ГСВ в выходном сечении сопла (рис. 7–9).

Из полученных данных следует, что капли, начальный диаметр которых $d_0 = 50$ мкм, разрушаются в ударно-волновой структуре достаточ-

но быстро (время разрушения менее 0,5 мс). Образовавшиеся в результате дробления фрагменты капель попадают в резонатор, что повышает тонкость распыла и способствует воспламенению. Показано (см. рис. 7 а, в), что в процессе формирования УВ и при движении отраженной УВ капли преимущественно колеблются в области входной кромки резонатора, что является следствием обратного (преимущественно с отрицательной скоростью) течения в резонансной полости. В момент формирования УВ (см. рис. 7, а; 8, а; 9, а) капли распределяются в радиальном направлении между срезом сопла и входной кромкой резонатора. При движении прямой УВ (см. рис. 7, б) часть капель проникает

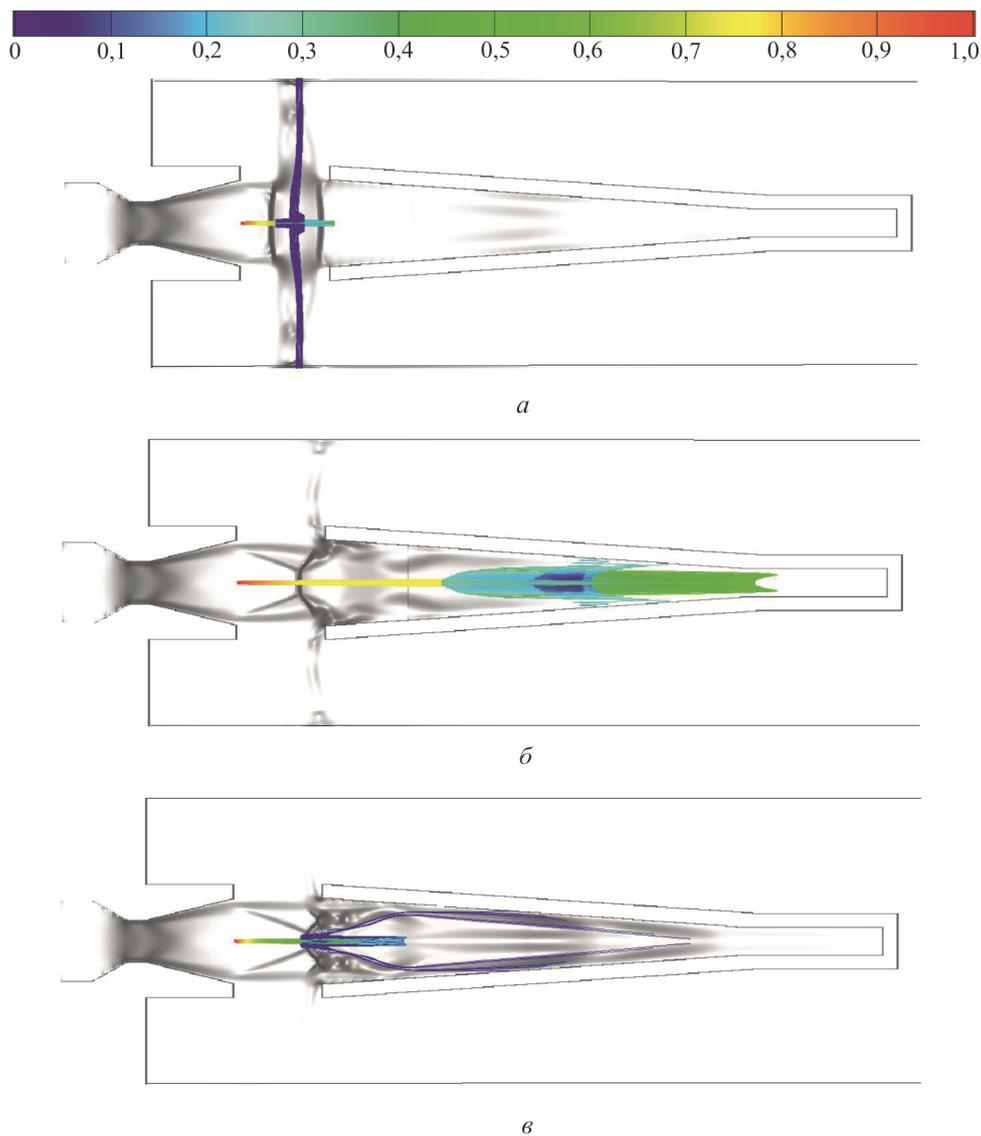


Рис. 8. Изменение относительного диаметра капель этанола ($d_0 = 75$ мкм) вдоль траекторий их движения в различных фазах автоколебательного процесса:

а — формирование УВ; б — движение прямой УВ; в — движение отраженной УВ

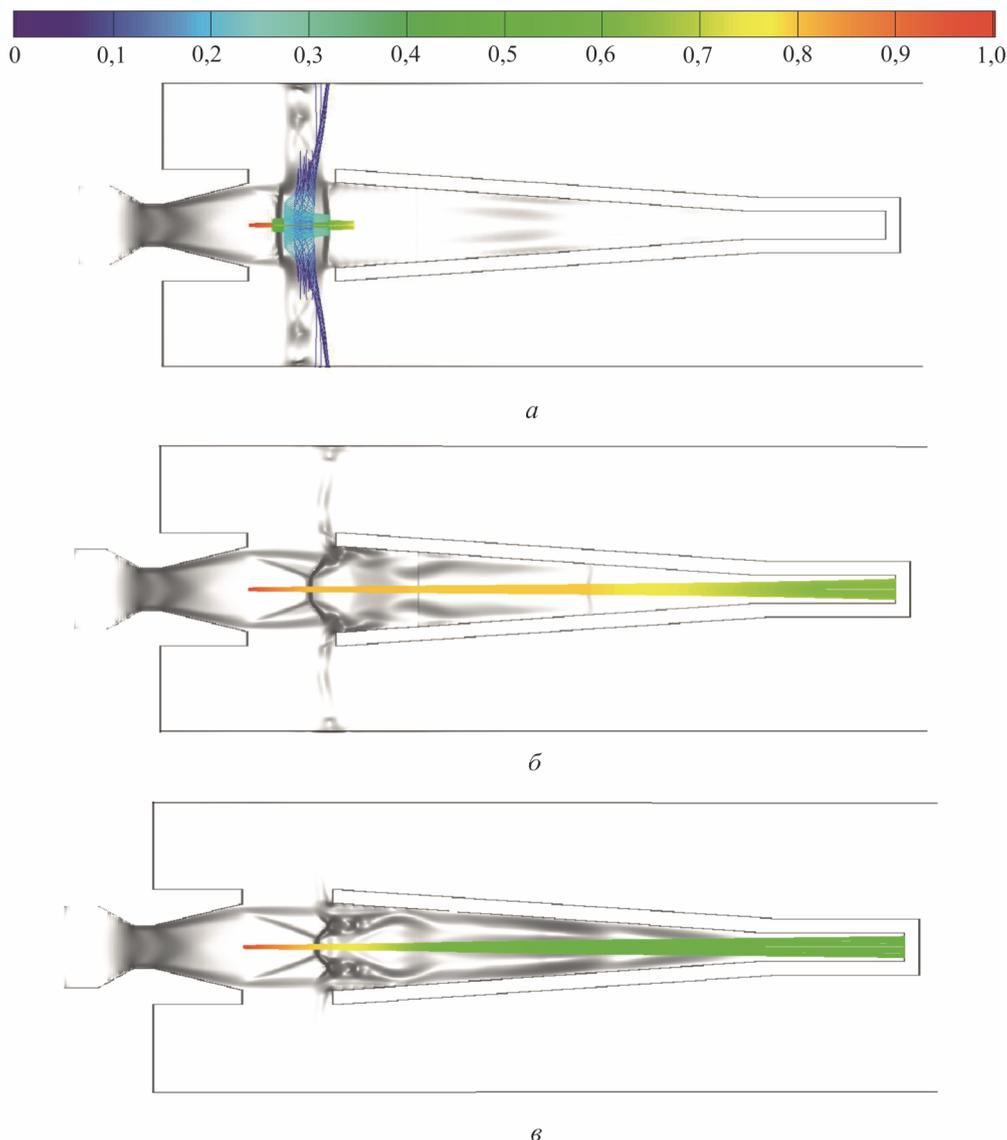


Рис. 9. Изменение относительного диаметра каплей этанола ($d_0=100$ мкм) вдоль траекторий их движения в различных фазах автоколебательного процесса:
 а — формирование УВ; б — движение прямой УВ; в — движение отраженной УВ

в глубь резонансной полости, однако они не попадают в застойную зону вблизи торцевой поверхности резонатора, где реализуется наиболее высокая температура. Такой характер смесеобразования обусловлен малым запаздыванием каплей указанного размера и их фрагментов относительно газа.

Увеличение начального диаметра каплей до $d_0 = 75$ мкм приводит к более глубокому их проникновению в резонансную полость при движении прямой УВ. Однако и в этом случае капли не достигают застойной зоны резонансной полости.

Время разрушения каплей с начальным диаметром $d_0 = 100$ мкм около 1 мс. При этом в

фазах автоколебательного процесса, соответствующих движению прямой и отраженной УВ, капли достигают торцевой поверхности резонатора. В этот момент диаметр каплей составляет 40...60 мкм, т. е. в застойной зоне резонансной полости 30...40 % горючего находится в жидкой фазе, что может приводить к задержке процесса воспламенения. Возможный эффект заполнения резонансной полости жидким горючим также негативно скажется на воспламенении топливной смеси в ГСВ. Таким образом, на основании полученных данных можно предположить, что при $d_0 = 75...100$ мкм некоторый диаметр каплей подаваемого горючего соответствует минимальному

времени задержки воспламенения топливной смеси в ГСВ.

Выводы

1. С помощью разработанной математической модели, детально описывающей газодинамические процессы, а также смесеобразование и испарение капель жидкого горючего в нестационарном транс- и сверхзвуковом потоке окислителя внутри проточного тракта ГСВ, проведена серия расчетов, которая показала следующее:

- максимальное тепловыделение в резонаторе рассматриваемой геометрической конфигурации может составлять до 17 % потока полной энтальпии через сопло ГСВ при перепаде давления в сопле $p_0/p_h \approx 28$;

- средняя температура газа в застойной зоне резонансной полости на режиме возбуждения

интенсивного автоколебательного процесса достигает значений более $4,5T_0$ (около 1 325 K), что превышает точку воспламенения базовой топливной композиции этанол + воздух. При этом максимальная температура, реализуемая в резонаторе, превышает $7T_0$ (около 2 100 K);

- при подаче этанола по оси ГСВ в плоскости среза сопла диаметр каплей существенным образом влияет на смесеобразование (проникновение и испарение капель) в резонаторе;

- при $d_0 = 75 \dots 100$ мкм может быть обеспечено минимальное время задержки воспламенения.

2. Полученные данные могут быть использованы при разработке ГСВ для ракетных и воздушно-реактивных двигателей и энергоустановок, высокопроизводительных эжекторов, огневых подогревателей воздушного потока, технологических устройств для напыления покрытий и обработки материалов.

Литература

- [1] Скибин В.А., ред. *Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова. 75 лет творческой научно-практической деятельности ЦИАМ в авиадвигателестроении*, Москва, Издательский дом «Авиамир», 2005. 656 с.
- [2] Воронецкий 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] Воронецкий А.В., Полянский А.Р., Арефьев К.Ю. Численный анализ неконсервативных акустических систем применительно к устройствам инициации рабочего процесса в генераторах высокоэнтальпийных потоков. *Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана*, URL: <http://www.technomag.edu.ru/doc/339499.html>. 77-30569/339499 (дата обращения 15 марта 2012).
- [4] Васильев Р.Г. Перспективы развития производства биотоплива в России. *Вестник биотехнологии и физико-химической биологии им. Ю.А. Овчинникова*, 2007, т. 3, № 1, с. 47–54.
- [5] Шпак В.С., Шаповалов О.И., Карташов Ю.И., Румянцев В.Н., Сердюк В.В., Ашеинази Л.А. Топливный этанол и экология. *Химическая промышленность*, 2006, т. 83, № 2, с. 89–96.
- [6] Kim S., Dale B.E. Environmental aspects of ethanol derived from no-tilled corn grain: nonrenewable energy consumption and greenhouse gas emissions. *Biomass and Bioenergy*, 2005, vol. 28, pp. 475–489.
- [7] Воронецкий А.В., Сучков С.А., Филимонов Л.А. Особенности течения сверхзвуковых двухфазных потоков продуктов сгорания в каналах со специально формируемой системой скачков уплотнения. *Теплофизика и аэромеханика*, 2007, т. 14, № 2, с. 209–218.
- [8] Ortiz C., Joseph D.D., Beavers G.S. Acceleration of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 2004, v. 30, pp. 217–224.
- [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] Kucharik M., Shashkov M. Conservative multi-material remap for staggered multi-material Arbitrary Lagrangian-Eulerian methods. *Journal of Computational Physics*, 2014, vol. 258, pp. 268–304.

- [11] Gel'fand V.E., Vieilli B., Gekalp I., Chauveau C. Shock-Free Breakup of Droplets. Temporal Characteristics. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2001, vol. 42, no. 1, pp. 63–66.
- [12] Theofanous T.G., Li G.J. On the Physics of Aerobreakup. *Physics of Fluids*, 2008, v. 20, 14 p. Article no. 052103
- [13] Арефьев К.Ю., Воронецкий А.В. Моделирование процесса дробления и испарения капель нереагирующей жидкости в высокоэнтальпийных газодинамических потоках. *Теплофизика и аэромеханика*, 2015, т. 22, № 4, с. 613–624.
- [14] Долгоматов Д.А. Горение одиночных и парных капель жидкого топлива при быстром испарении. *Вестник двигателестроения*, 2013, № 2, с. 158–162.
- [15] Глазнев В.Н., Коробейников Ю.Г. Эффект Гартмана. Область существования и частоты колебаний. *Прикладная механика и техническая физика*, 2001, т. 42, № 4, с. 62–67.
- [16] Александров В.Ю., Арефьев К.Ю., Ильченко М.А. Расчетно-экспериментальные исследования пульсационных процессов в малогабаритных генераторах высокоэнтальпийного потока с газодинамической системой воспламенения. *Известия РАН. Энергетика*, 2014, № 6, с. 96–107.

References

- [1] *Tsentral'nyi institut aviatsionnogo motorostroeniia im. P.I. Baranova. 75 let tvorcheskoi nauchno-prakticheskoi deiatel'nosti v aviadvigatelistroenii* [Central Institute of Aviation Motors n.a. P.I. Baranov. 75 years of creative scientific activity in aircraft engine design]. Ed. Skibin V.A. Moscow, Aviamir publ., 2005. 656 p.
- [2] Voronetskii A.V., Arefev K.Iu., Zakharov V.S. Raschetno-teoreticheskoe issledovanie rezonansnoi sistemy gazodinamicheskogo vosplamneniia ZhRD maloi tiagi [Computational-Theoretical Study of Resonant System of Gasdynamical Ignition for Low-Thrust Liquid-Propellant Rocket Engines]. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Mashinostroenie* [Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Mechanical Engineering]. 2012, no. 1, pp. 31–41.
- [3] Voronetskii A.V., Polianskii A.R., Arefev K.Iu. Chislennyi analiz nekonservativnykh akusticheskikh sistem primenitel'no k ustroistvam initsiatsii rabocheho protsessa v generatorakh vysokoental'piinykh potokov [Numerical analysis of non-conservative acoustic systems for working process initialization devices in high-enthalpy flow generators]. *Nauka i obrazovanie. MGTU im. N.E. Baumana* [Science & Education. BMSTU]. Available at: <http://www.technomag.edu.ru/doc/339499.html>. 77-30569/339499 (accessed 15 Mach 2012).
- [4] Vasilov R.G. Perspektivy razvitiia proizvodstva biotopliva v Rossii [Prospects for the development of biofuel production in Russia]. *Vestnik biotekhnologii i fiziko-khimicheskoi biologii im. Iu.A. Ovchinnikova* [Bulletin of biotechnology and physical and chemical biology named after Y.A. Ovchinnikov]. 2007, vol. 3, no. 1, pp. 47–54.
- [5] Shpak B.C., Shapovalov O.I., Kartashov Iu.I., Rumiantsev V.N., Serdiuk V.V., Asheinazi L.A. Toplivnyi etanol i ekologiya [Fuel Ethanol and ecology]. *Khimicheskaiia promyshlennost'* [Russian Chemical Industry]. 2006, vol. 83, no. 2, pp. 89–96.
- [6] Kim S., Dale B.E. Environmental aspects of ethanol derived from no-tilled corn grain: nonrenewable energy consumption and greenhouse gas emissions. *Biomass and Bioenergy*, 2005, vol. 28, pp. 475–489.
- [7] Voronetskii A.V., Suchkov S.A., Filimonov L.A. Osobennosti techeniia sverkhzvukovykh dvukhfaznykh potokov produktov sgoraniia v kanalakh so spetsial'no formiruemoi sistemoi skachkov uplotneniia [Peculiarities of high-temperature two-phase flow of combustion products in channels with an intentionally structured system of shock-waves]. *Teplofizika i aeromekhanika* [Thermophysics and Aeromechanics]. 2007, vol. 14, no. 2, pp. 209–218.
- [8] Ortiz C., Joseph D.D., Beavers G.S. Acceleration of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 2004, v. 30, pp. 217–224.
- [9] Boiko V.M., Poplavski S.V. Experimental study of two types of stripping breakup of the drop in the flow behind the shock wave. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2012, vol. 48, no. 4, pp. 440–445.

- [10] Kucharika M., Shashkov M. Conservative multi-material remap for staggered multi-material Arbitrary Lagrangian-Eulerian methods. *Journal of Computational Physics*, 2014, v. 258, pp.268–304.
- [11] Gel'fand B.E., Vieilli B., Gekalp I., Chauveau C. Shock-Free Breakup of Droplets. Temporal Characteristics. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2001, vol. 42, no. 1, pp. 63–66.
- [12] Theofanous T.G., Li G.J. On the Physics of Aerobreakup. *Physics of Fluids*, 2008, v. 20, 14 p.
- [13] Aref'ev K.Iu., Voronetskii A.V. Modelirovanie protsessa drobleniia i ispareniia kapel' neregiruiushchei zhidkosti v vysokoental'piinykh gazodinamicheskikh potokakh [Simulation of the process of splitting and evaporation of liquid droplets unresponsive in high-enthalpy gas-dynamic flows]. *Teplofizika i aeromekhanika* [Thermophysics and Aeromechanics]. 2015, vol. 22, no. 4, pp. 613–624.
- [14] Dolgomatov D.A. Gorenje odinonychkh i parnykh kapel' zhidkogo topliva pri bystrom isparenii [Combustion single and paired liquid fuel droplets in rapid evaporation]. *Vestnik dvigatelestroeniia* [Bulletin engine]. 2013, no. 2, pp. 158–162.
- [15] Glaznev V.N., Korobeinikov Yu.G. Hartmann Effect. Region of Existence and Oscillation Frequencies. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2001, vol. 42, no. 4, pp. 616–620.
- [16] Aleksandrov V.Iu., Aref'ev K.Iu., Il'chenko M.A. Raschetno-eksperimental'nye issledovaniia pul'satsionnykh protsessov v malogabaritnykh generatorakh vysokoental'piinogo potoka s gazodinamicheskoi sistemoi vosplamneniia [Numerical And Experimental Investigation Non-Stationary Processes In The Compact High Enthalpy Flows Generators With Gasdynamically Ignition System]. *Izvestiia RAN. Energetika* [Russian Academy of Sciences. Power]. 2014, no. 6, pp. 96–107.

Статья поступила в редакцию 31.08.2015

Информация об авторах

АРЕФЬЕВ Константин Юрьевич (Москва) — кандидат технических наук, научный сотрудник НИИЭМ, доцент кафедры «Ракетные двигатели». МГТУ им. Н.Э. Баумана (105005, Москва, Российская Федерация, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, e-mail: arefyev@rambler.ru).

ВОРОНЕЦКИЙ Андрей Владимирович (Москва) — доктор технических наук, профессор, зав. отделом НИИЭМ. МГТУ им. Н.Э. Баумана (105005, Москва, Российская Федерация, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, e-mail: voron@mx.bmstu.ru).

СУЧКОВ Сергей Алимович (Москва) — научный сотрудник НИИЭМ. МГТУ им. Н.Э. Баумана (105005, Москва, Российская Федерация, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Information about the authors

AREFYEV Konstantin Yurievich (Moscow) — Candidate of Science (Eng.), Research Scientist, Scientific and Research Institute of Power Engineering, Associate Professor, Department of Rocket Engines. Bauman Moscow State Technical University (105005, Moscow, Russian Federation, 2nd Baumanskaya St., Bldg. 5, Block 1, e-mail: arefyev@rambler.ru).

VORONETSKY Andrey Vladimirovich (Moscow) — Doctor of Science (Eng.), Professor, Head of Department, Scientific and Research Institute of Power Engineering. Bauman Moscow State Technical University (105005, Moscow, Russian Federation, 2nd Baumanskaya St., Bldg. 5, Block 1, e-mail: voron@mx.bmstu.ru).

SUCHKOV Sergey Alimovich (Moscow) — Research Scientist, Scientific and Research Institute of Power Engineering. Bauman Moscow State Technical University (105005, Moscow, Russian Federation, 2nd Baumanskaya St., Bldg. 5, Block 1).