

УДК 536.46

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГОРЕНИЯ ГАЗООБРАЗНОГО МЕТАНА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

© 2021 г. К. Ю. Арефьев^{1, 2, 3}, В. Ю. Александров^{1, 2}, А. В. Рудинский^{1, 2, 3, *}, К. В. Федотова^{1, 3},
А. И. Крикунова², В. А. Панов²

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

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, Россия

³Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: alex_rudinskiy@mail.ru

Поступила в редакцию 12.07.2020 г.

После доработки 27.04.2021 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Создана экспериментальная установка на базе модельной камеры сгорания с системой генерации плазменного воздействия в виде поверхностного электрического разряда. Данная установка позволяет проводить исследования влияния плазменного воздействия на горение газообразного метана в высокоэнтальпийном квазिवоздушном потоке в цилиндрическом канале с параметрами на входе: число Маха $M = 2.8-3$, температура торможения $T^* = 1700-2500$ К. Приведены результаты численного моделирования особенностей структуры течения в модельной камере сгорания без горения и при горении газообразного метана. Получены экспериментальные данные по повышению коэффициента полноты сгорания метана в сверхзвуковом квазिवоздушном потоке после плазменного воздействия при варьировании коэффициента избытка воздуха в диапазоне $\alpha = 1.2-2.3$. Получены распределения статического давления по газодинамическому тракту и значения импульса потока в выходном сечении модельной камеры сгорания, реализуемые при плазменном воздействии на реагирующий поток, которые свидетельствуют о реализации эффективного рабочего процесса.

DOI: 10.31857/S0040364421040037

ВВЕДЕНИЕ

Среди методов повышения эффективности горения углеводородных горючих (УВГ) в сверхзвуковом воздушном потоке можно выделить переход к детонационному горению [1–3], воздействие лазерным излучением [4], организацию дополнительных местных препятствий и уступов в каналах [5], воздействие электрическим разрядом [6–8] и внешним магнитным полем [9], а также комплексное применение перечисленных методов в различном их сочетании. Каждый из способов интенсификации горения обладает как преимуществами, так и недостатками. Наибольшее распространение получили газодинамические способы стабилизации процесса горения, которые заключаются в использовании местных препятствий, уступов или гипермиксеров [10] в каналах энергетических установок. Наличие препятствий и уступов ведет к образованию сложных вихревых структур, посредством которых происходит стабилизация горения УВГ. Однако это приводит к значительным потерям полного давления, что негативно сказывается на интегральной эффективности рабочего процесса. Учитыва-

вая вышесказанное, важной научно-технической задачей является поиск методов стабилизации и повышения эффективности горения УВГ при минимизации потерь полного давления в каналах.

Практический интерес представляет электрофизическое воздействие на поток реагирующей смеси, что позволяет интенсифицировать горение, увеличить скорость распространения пламени и минимизировать вероятность “срыва” [11]. Это обуславливает возможность применения такого воздействия при высоких скоростях в каналах различных энергосиловых установок [12, 13]. Так, в результатах экспериментальной работы [14] получено устойчивое горение углеводородных горючих (пропан, метан) в сверхзвуковом воздушном потоке при воздействии электрическим зарядом. В [15] воспламенение метан-кислородной смеси интенсифицировалось электрическим зарядом (3×10^{-2} Дж/см³), что, по мнению авторов, эффективнее классического термического воздействия.

Интегральным параметром, характеризующим экономичность и эффективность камер сгорания перспективных энергосиловых установок,

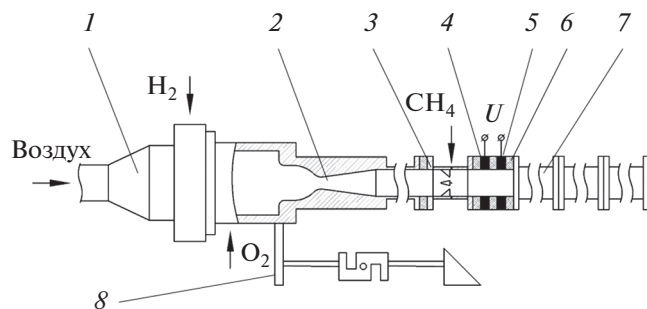


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

является коэффициент полноты сгорания УВГ в воздушном потоке.

Одним из перспективных направлений развития электрофизической интенсификации горения применительно к энергосиловым установкам является плазменное воздействие, реализуемое в виде поверхностного электрического разряда вблизи стенок цилиндрического проточного тракта камеры сгорания.

Способ воздействия электрическим разрядом заключался в следующем. Между двумя кольцевыми электродами, образующими цилиндрический канал, создается периодически изменяющаяся разность потенциалов. Визуальное наблюдение за структурой формирующегося электрического разряда на отдельно стоящей электродной секции, не смонтированной в общий тракт горения, говорит о его внешнем сходстве со скользящим разрядом.

Применяемый способ электрического воздействия в комплексе с акустическим воздействием был экспериментально апробирован при горении гомогенных и гетерогенных метан-воздушных смесей в затопленных дозвуковых струях [11, 16], где была продемонстрирована его эффективность. В частности, электрическое воздействие позволило более чем в два раза увеличить скорость срыва пламени горелки Бунзена.

На основе полученных результатов были сформированы предпосылки для создания способа стабилизации пламени и интенсификации горения метана посредством плазменного воздействия в потоке со сверхзвуковой скоростью на входе. Данное направление является актуальным при создании перспективных энергосиловых установок высокоскоростных летательных аппаратов [17]. Однако на данный момент отсутствует достаточное количество данных, подтверждающих эффективность применения плазменного воздействия и позволяющих получить количественные данные о закономерностях горения метана в высокоэнтальпийном воздушном потоке. Кроме того, практически отсутствуют математические и эмпирические модели для расчетно-аналитического исследования горения УВГ в высо-

коэнтальпийном потоке при плазменном воздействии.

Учитывая вышеизложенное, задачей настоящей работы является экспериментальное исследование влияния плазменного воздействия в виде поверхностного электрического разряда на процессы воспламенения и горения метана в высокоэнтальпийном воздушном потоке со сверхзвуковой скоростью на входе.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из генератора высокоэнтальпийного квазивоздушного потока (ГВКВП) 1, формирователя потока (ФП) 2, узла инжекции горючего 3, модельной камеры сгорания (МКС) 7. Диаметр ГВКВП составляет 120 мм; диаметр критического сечения ФП – 22 мм. МКС 7 имеет цилиндрический проточный тракт с внутренним диаметром 50 мм и длиной около 1500 мм. За узлом инжекции горючего расположена система генерации электрического заряда, состоящая из кольцевых электродов 4 (анод) и 5 (катод), разделенных электрическими изоляторами 6, изготовленными из термостойкого стеклопластика. МКС в сборе с ГВКВП, представляющая собой единый канал, устанавливается на динамометрическую платформу силовых измерительной системы 8, позволяющую измерять осевую составляющую реактивной тяги при истечении рабочего газа в процессе огневых испытаний.

Принцип действия экспериментальной установки заключается в следующем. После генерации в ГВКВП и ускорения до сверхзвуковых скоростей в ФП высокоэнтальпийный квазивоздушный поток поступает в МКС. Через струйные форсунки, расположенные на стенках узла инжекции горючего, в МКС подается метан. Высокая температура торможения квазивоздушного потока ($T^* = 1750\text{--}2500\text{ К}$) обеспечивает самовоспламенение метана. В результате самовоспламенения в высокоэнтальпийном квазивоздушном потоке реализуется процесс горения метана, характеристики которого диагностируются посредством прямых и косвенных измерений [18].

Работа ГВКВП основана на подогреве воздушного потока посредством прямого сжигания в нем водорода с последующей компенсацией кислородного баланса. Это позволяет получать газовую смесь с массовым содержанием кислорода около 23% и примесью продуктов сгорания водорода. Учитывая, что в получаемой смеси газов содержание кислорода близко к его содержанию в воздухе, эту смесь можно называть “квазивоздухом”. Более детальное описание работы используемого ГВКВП приведено в [19], а характеристики газовой смеси – в [20].

МКС присоединена к ФП через цилиндрический участок длиной 200 мм и секцию инъекции газообразного метана. Метан подается через четыре струйные форсунки, направленные перпендикулярно к потоку воздуха в донные области клиньев (рис. 2). Клинья необходимы для повышения “пробивной” способности струйных форсунок и реализации самовоспламенения метана в сверхзвуковом потоке.

Для создания и поддержания разряда использовался повышающий высоковольтный трансформатор на промышленной частоте 50 Гц со средней заземленной точкой. Максимальная разность потенциалов между электродами составила 30 кВ, максимальный ток 45 мА. Использование такого трансформатора со средней заземленной точкой в условиях, близких к натурным, дает ряд преимуществ по сравнению с применением импульсно-периодического напряжения повышенной частоты: 1) подключение средней точки к соседним по отношению к электродам металлическим участкам тракта через шину заземления создает условия для развития разрядных каналов от электродов в сторону соседних участков тракта в дополнение к каналам непосредственно между электродами; 2) использование промышленной частоты упрощает проблему электромагнитной совместимости с диагностическим оборудованием стенда; 3) схемное решение с использованием трансформатора является более надежным по сравнению с полупроводниковыми импульсно-периодическими источниками, что немаловажно в условиях промышленных и полупромышленных испытаний.

Система измерений экспериментальной установки включала в себя измерительные преобразователи давления (в ГВКВП, по тракту МКС), расходов всех газообразных компонентов, а также горизонтальной составляющей реактивной тяги. Предельная погрешность измерения давления составила $\pm 0.3\%$, расхода – 1.0% и силы – не более 5%.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Для определения особенностей структуры течения и качества смешения метана с квазивоздушным потоком проведено предварительное численное моделирование. Моделирование газовой динамики и теплообмена при течении и взаимодействии двух заранее не перемешанных газовых потоков основано на решении системы уравнений сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнений переноса компонентов потока в нестационарной трехмерной постановке. В дифференциальной тензорной форме данная система записывается в следующем виде:



Рис. 2. Фотография секции инъекции горючего.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-p \delta_{ij} + \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \right) + \\ + \rho \sum_{k=1}^N (Y_k f_k)_i, \quad \rho \frac{\partial e_i}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial e_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \\ + \frac{\partial \left(-p \delta_{ij} + \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \right) u_i}{\partial x_j} + \\ + \rho \sum_{k=1}^N Y_k f_{k,i} u_{ik}, \quad \rho \frac{\partial Y_k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) + \dot{m}_k, \end{aligned}$$

где i, j – тензоры, принимающие последовательно значения координат; k – тензор, принимающий значение компонента смеси от 1 до N ; ρ – плотность; p – давление; u – скорость; t – время; δ_{ij} – символ Кронекера ($i = j \rightarrow \delta_{ij} = 1, i \neq j \rightarrow \delta_{ij} = 0$); Y – массовая доля компонента смеси; μ – коэффициент динамической вязкости; $f_{k,i}$ – сила, действующая на единицу массы k -го компонента в направлении i ; e_i – полная энергия; \dot{m} – скорость изменения массы k -го компонента в результате химических реакций; D – коэффициент диффузии; q – плотность теплового потока.

При этом система уравнений после осреднения по Фавру произвольных параметров потока (температура, скорость и т.д.) оказывается незамкнутой. Для замыкания применяется уравнение состояния идеального газа и модель турбулентности $k-\epsilon$.

С целью оптимизации использования вычислительных ресурсов газодинамическое течение

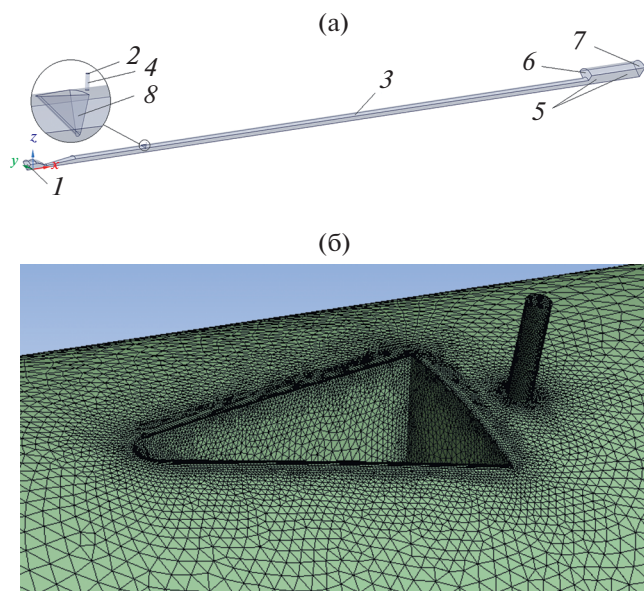


Рис. 3. Расчетная область (а) и расчетная сетка (б): 1 – вход продуктов сгорания ГВКВП; 2 – вход метана; 3, 4 – стенки канала и подводящего патрубка метана; 5 – плоскости симметрии; 6, 7 – границы с параметрами окружающей среды; 8 – стенки клина.



Рис. 4. Распределение чисел Маха.

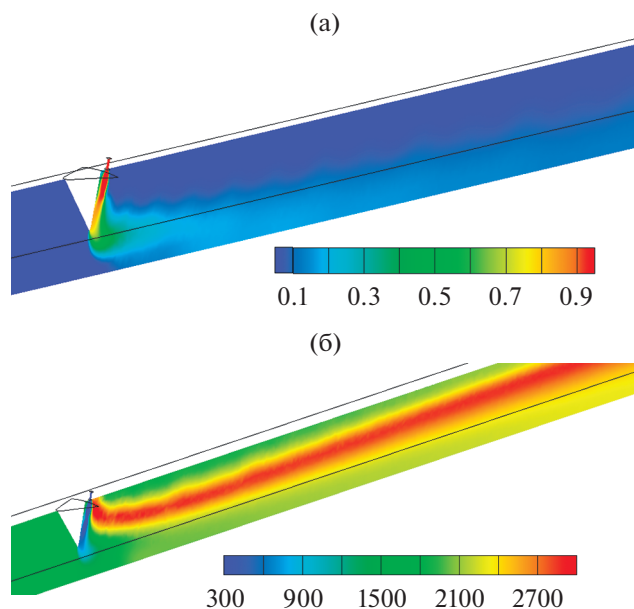


Рис. 5. Распределения концентрации газообразного метана (а) и температуры (б) при горении.

моделировалось в пределах 1/4 части МКС, поскольку исходная геометрия имеет две плоскости симметрии (рис. 1). Расчетная область представлена на рис. 3. Для численного моделирования использовалась неструктурированная тетраэдрическая сетка объемом ~4 млн ячеек. На рис. 4 представлена часть расчетной сетки в области вблизи клиньев и форсунки инъекции газообразного метана. Для предложенной конфигурации подтверждена сеточная сходимость.

В качестве компонентов рабочего тела ГВКВП в расчетах принимается воздух с теплофизическими параметрами, соответствующими квазिवоздушному потоку, и газообразный метан. Для моделирования горения используется редуцированный кинетический механизм, основанный на детальном механизме GRI Mech 3.0 [21].

На рис. 4 показано распределение числа Маха, полученное в результате численного моделирования истечения квазिवоздушного потока из ГВКВП с полной температурой $T^* = 1700$ К и расходом $G_2 = 0.693$ кг/с (без горения метана). Полученное распределение параметров по длине канала МКС показывает, что перед узлом инъекции горючего реализуется среднее число Маха $M = 2.8$. Далее поток несколько тормозится до скоростей, соответствующих $M = 1.8–2.2$.

Для оценки возможности воспламенения и стабилизации пламени проводится численное моделирование горения метана в сверхзвуковом воздушном потоке для режима с минимальной температурой квазिवоздушного потока, рассматриваемого в настоящем исследовании (1700 К). На рис. 5 представлено результирующее поле концентрации метана и температуры при коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1$.

Струя газообразного метана благодаря эффекту Коанда “прилипает” к стенке клина (рис. 5), который является местным препятствием и выполняет функцию стабилизатора. Данный эффект позволяет создать в области с пониженными скоростями и повышенными статическими температурами зону, насыщенную горючим. Это дает реализоваться эффекту самовоспламенения метана и возможность стабилизировать фронт пламени. Наличие клина также способствует увеличению “пробивной” способности форсунки, и метан более равномерно распределяется по сечению канала, нежели в отсутствии клина.

Согласно полученным расчетным оценкам и результатам предварительных экспериментальных исследований, для рассматриваемых конфигураций МКС и режимов ее работы коэффициент полноты сгорания метана оказывается сравнительно невысоким ($\eta = 0.3–0.5$). Это подтверждает необходимость использования способов интенсификации горения метана в потоке со сверхзвуковыми условиями на входе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОТЫ СГОРАНИЯ

Методика оценки полноты сгорания газообразного метана в квазивоздушном потоке, создаваемом посредством огневого подогрева, основана на модифицированном энергетическом подходе [18, 22].

Удельный импульс, создаваемый потоком квазивоздуха в результате течения из ГВКВП и МКС без горения метана (далее для краткости описания называется “холодным” потоком), определялся по выражению

$$(I_{y.п})_x = \frac{R_x + p_h F_k}{G_\Sigma}, \quad (1)$$

где R_x – реактивная сила, создаваемая “холодным потоком”, G_Σ – суммарный массовый расход компонентов через ГВКВП, p_h – давление окружающей среды, F_k – площадь канала МКС в выходном сечении.

Скорость “холодного” потока на выходе из МКС находилась из соотношения

$$(v_a)_x = (I_{y.п})_x - \frac{(p_a)_x F_k}{G_\Sigma}, \quad (2)$$

где $(p_a)_x$ – статическое давление “холодного потока” на выходе из МКС.

Суммарный расход компонентов газовой смеси через ГВКВП определялся по выражению

$$G_\Sigma = G_{air} + G_{H_2} + G_{O_2}, \quad (3)$$

где G_{air} – массовый расход воздуха в ГВКВП, G_{H_2} – массовый расход водорода в ГВКВП, G_{O_2} – массовый расход кислорода в ГВКВП.

Из уравнения сохранения массы “холодного” потока находилась плотность на выходе из МКС

$$(\rho_a)_x = \frac{G_\Sigma}{(v_a)_x F_k}. \quad (4)$$

Из уравнения состояния определялась статическая температура на выходе из МКС

$$(T_a)_x = \frac{(p_a)_x}{(\rho_a)_x (R_u)_x}, \quad (5)$$

где $(R_u)_x$ – газовая постоянная квазивоздуха.

Число Маха “холодного” потока на выходе из МКС:

$$(M_a)_x = \sqrt{k_x (R_u)_x (T_a)_x}, \quad (6)$$

где k_x – показатель адиабаты квазивоздуха.

Полная температура квазивоздуха на выходе из МКС:

$$(T_a)_x^* = \left[1 + \frac{k_x - 1}{2} (M_a)_x^2 \right] (T_a)_x. \quad (7)$$

В результате термодинамического расчета по полученному значению полной температуры определялась энтальпия квазивоздуха на выходе из МКС $(H_x^*)_w$ с учетом тепловых потерь в стенку.

Количество тепла, отданного “холодным” потоком в стенку МКС, определялось в соответствии с выражением

$$(\Delta Q_x)_w = (H_x^*)_w - H_x^*, \quad (8)$$

где H_x^* – полная энтальпия “холодного” потока квазивоздуха в ГВКВП, которая находилась из термодинамического расчета в программе Тетга в соответствии с массовыми расходами компонентов в ГВКВП, полученными экспериментально.

При определении коэффициента полноты сгорания метана в квазивоздухе потери тепла, обусловленные тепловыми потоками в стенку МКС от продуктов сгорания смеси метан + квазивоздух (далее – “горячий” поток), принимались равными $(\Delta Q_x)_w$, вычисленным по уравнению (8).

Полная температура и энтальпия “горячего” потока на выходе из МКС определялись по аналогичному алгоритму (1)–(7), изложенному выше, с учетом абсолютного значения реактивной силы “горячего” потока, полученной экспериментально:

$$R_r = (I_{y.п})_r (G_\Sigma + G_{CH_4}) - p_h F_k,$$

где $(I_{y.п})_r$ – удельный пустотный импульс, создаваемый “горячим” потоком, G_{CH_4} – массовый расход метана в МКС.

Полная температура “горячего” потока на выходе из МКС:

$$(T_a)_r^* = \left[1 + \frac{k_r - 1}{2} (M_a)_r^2 \right] (T_a)_r.$$

Энтальпия H_r^* “горячего” потока определялась термодинамическим расчетом в соответствии с полной температурой $(T_a)_r^*$.

Полнота сгорания метана в квазивоздухе находилась из зависимости

$$\eta = 1 - \frac{\Delta Q_\eta}{H_u},$$

где H_u – низшая теплотворная способность метана, ΔQ_η – потери теплоты на физико-химическое недогорание.

Заметим, что потери тепла ΔQ_η определяются качеством смешения горючего (метана) с высокоэнтальпийным квазивоздушным потоком и хи-

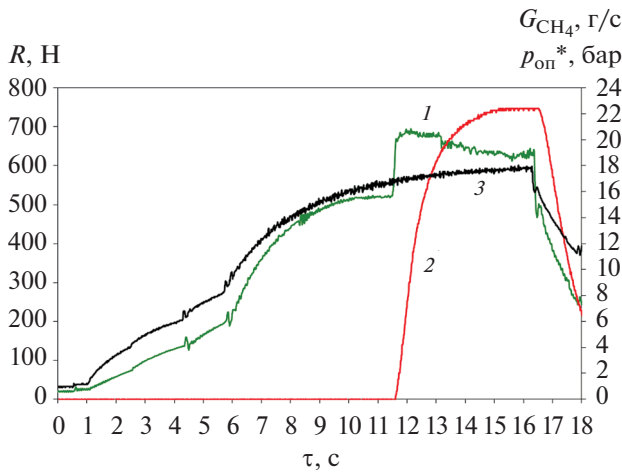


Рис. 6. Изменение реактивной силы (1), расхода метана (2) и давления (3) в ГВКВП в процессе испытания без воздействия.

мической неравновесностью при горении и могут быть вычислены с использованием уравнения сохранения энтальпии потока:

$$\Delta Q_{\eta} = \frac{G_{\Sigma} H_x^* + G_{CH_4} H_{CH_4}^* - (G_{\Sigma} + G_{CH_4}) H_r^*}{G_{CH_4}}$$

где $H_{CH_4}^*$ — энтальпия метана.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ОГНЕВЫХ ИСПЫТАНИЙ

Цикл огневых испытаний состоял из двух этапов: проведение экспериментальных исследований по оценке эффективности сгорания газообразного метана в высокоэнтальпийном потоке квазивоздуха в отсутствие плазменного воздействия и при его наличии. Циклограмма огневого испытания без воздействия электрическим разрядом состояла в следующем: включение системы измерения и регистрации параметров, подача компо-

нентов в ГВКВП и выход на режим по давлению и температуре примерно за 11 с, затем следовала подача метана в МКС продолжительностью ~3 с, отключение подачи метана и практически одновременный останов ГВКВП.

На рис. 6 приведены реализации по времени давления в ГВКВП экспериментальной установки, массового расхода метана в МКС и реактивной тяги, регистрируемой силоизмерительной системой. Полная температура квазивоздуха в ГВКВП в данном испытании составляла $T^* = 1800$ К при коэффициенте избытка окислителя в МКС $\alpha \approx 1.7$. По характеру изменения продольной составляющей силы видно, что в момент подачи метана в МКС тяга возрастает на величину $\Delta R \approx 170$ Н (до подачи метана $R_x \approx 500$ Н; во время подачи $R_r \approx 670$ Н).

Режимы течения в МКС наглядно характеризуются распределениями статического давления по длине канала. Примеры распределений давления для характерных времен до подачи метана и в процессе его подачи в МКС представлены на рис. 7.

При течении через МКС только квазивоздуха (“холодный” режим) давление на входе в МКС составляет ~0.4 бар, что соответствует числу Маха “холодного потока” $M_x \approx 2.8$. Вниз по потоку статическое давление возрастает до ~1.1 бар в результате торможения потока вследствие трения и теплообмена со стенкой. Данные значения давления отличаются не более чем на 8% от результатов предварительного численного моделирования. Число Маха в выходном сечении МКС, оцененное в соответствии с приведенной выше методикой в “холодном” режиме составляет $M_{ax} \approx 1.5$.

Картина течения меняется при подаче метана. Посредством теплового дросселирования поток становится дозвуковым и давление на входе в МКС возрастает до ~1.1 бар. Подвод тепла к рабочему газу в “горячем” режиме осуществляется практически на всей длине МКС, о чем свидетельствует плавное уменьшение статического давления по длине канала (рис. 4). В выходном сечении скорость газа достигает околосвуковых значений $M_{ar} \approx 1$. Оцененное расчетно-экспериментальным способом значение сгорания составило $\eta = 0.502$, что соответствует полной температуре продуктов сгорания $T_{kc}^* \approx 2170$ К.

Данные (рис. 8), полученные при плазменном воздействии, представлены для режима $T^* \approx 1800$ К, $\alpha \approx 1.9$. Особенностью циклограммы испытания с электрическим воздействием являлось включение разряда после подачи метана в МКС продолжительностью ~1 с.

Из рис. 8 видно, что абсолютное значение реактивной тяги при истечении “холодного” потока составило $R_x \approx 500$ Н (12–13 с). При подаче метана в МКС сила тяги скачкообразно возрастает до

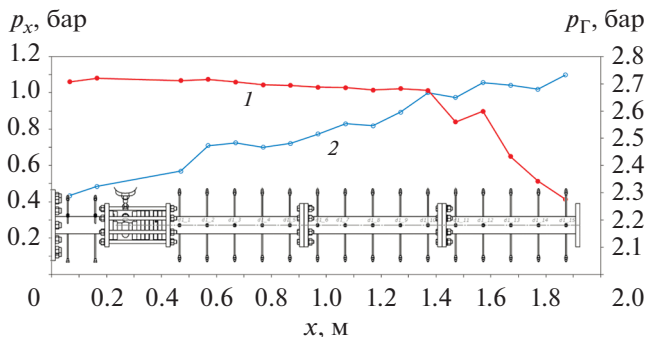


Рис. 7. Распределение статического давления по длине МКС: 1 — квазивоздух, 2 — горение; испытание без электрического воздействия.

максимального значения $R_{г\text{ max}} \approx 750$ Н (13–14 с). После подачи горючего с задержкой на ~ 1 с в соответствии с циклограммой подавалось напряжение на электроды и инициировался электрический заряд. На рис. 8 видны характерные осцилляции тяги в момент включения электрического разряда (~ 15 с), что предположительно связано с переходом к более контрагированным и локальным формам разрядного канала. Далее в течение 0.5–0.7 с следует затухание, что, по-видимому, свидетельствует о переходе к протеканию тока разряда вдоль сажевых каналов, образованных продуктами сгорания метана и квазивоздуха. Уровень тяги, регистрируемый в “горячем” режиме при испытании с воздействием, составил $R_{г} \approx 740$ Н ($\Delta R \approx 240$ Н).

Распределение давлений “холодного” и “горячего” потоков на рис. 9 по характеру совпадает с эпюрой давлений без воздействия. Отличие заключается в давлении “холодного потока” на выходе из МКС, которое составило ~ 1.6 бар, что соответствует числу Маха на выходе $M_{ax} \approx 1.2$ (на входе $M_x \approx 2.8$). В выходном сечении скорость газа так же, как и в испытании без воздействия, достигает околосвуковых значений $M_{ax} \approx 1$. Полнота сгорания при плазменном воздействии составила $\eta = 0.767$, что соответствует полной температуре продуктов сгорания $T_{кс}^* \approx 2347$ К.

Практический интерес представляет сравнение теплового состояния стенки МКС в процессе проведения двух огневых испытаний, описанных выше. Так, на рис. 10 представлены фотографии экспериментальной установки в момент подачи метана.

При подаче горючего с электрическим воздействием интенсифицируется процесс подвода тепла к рабочему газу, что в свою очередь обуславливает увеличение тепловых потоков в стенку МКС и, как следствие, более яркое свечение стенок. При идентичных температурах квазивоздуха в ГВКВП ($T^* \approx 1800$ К) и практически одинаковых коэффициентах избытка воздуха в МКС температура продуктов сгорания и коэффициент полноты сгорания в испытании при плазменном воздействии выше, что подтверждается более высокими значениями температуры стенки (рис. 10б) по сравнению с испытанием без воздействия (рис. 10а).

На рис. 11 представлены обобщенные результаты коэффициента полноты сгорания в зависимости от коэффициента избытка окислителя (квазивоздуха). Данные о полноте сгорания получены при обработке серии огневых испытаний, проведенных на описанной экспериментальной установке при различных значениях полной температуры квазивоздуха в ГВКВП (таблица).

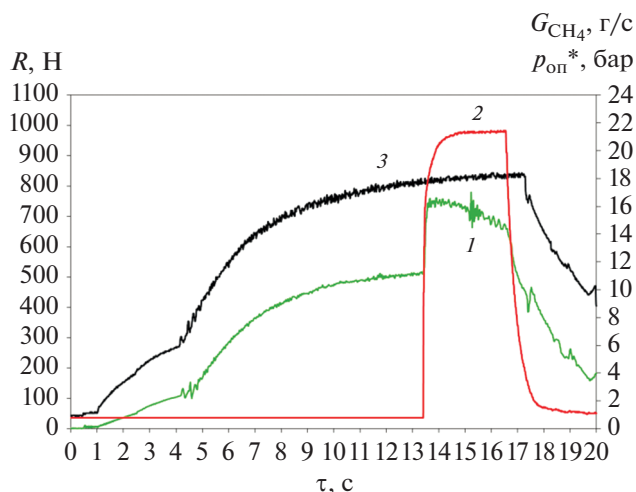


Рис. 8. Изменение реактивной силы (1), расхода метана (2) и давления (3) в ГВКВП в процессе испытания с плазменным воздействием.

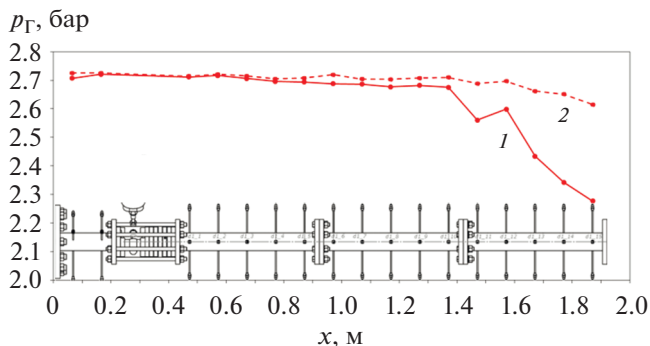


Рис. 9. Распределение статического давления по длине МКС: 1 – без плазменного воздействия, 2 – с воздействием.

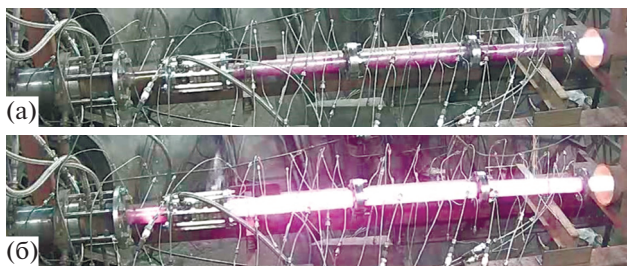


Рис. 10. Фотографии теплового состояния стенки МКС в момент подачи горючего: (а) – горение без воздействия, $\alpha \approx 1.7$; (б) – с воздействием, $\alpha \approx 1.9$.

Из полученных экспериментальных данных следует, что эффективность сгорания метана в квазивоздушном потоке возрастает на 10–15% при плазменном воздействии, что может объяс-

Обобщенные результаты огневых испытаний

T^* , К	α	R_x , Н	R_r , Н	ΔR , Н	M_{ax}	P_{ax} , бар	P_{ar} , бар	T_{ax}^* , К	T_{ar}^* , К	η_u	ЭР
2524	1.22	529	673	144	1.45	1.10	2.28	1068	1558	0.433	—
1775	1.27	586	843	257	1.23	1.35	2.61	1134	1791	0.450	—
2175	1.28	589	723	134	1.23	1.36	2.45	1373	1681	0.361	—
2386	1.59	634	774	140	1.11	1.67	2.43	1806	2185	0.525	—
1810	1.62	590	774	184	1.25	1.48	2.69	1237	1822	0.502	—
2174	1.67	576	802	226	0.96	1.80	2.53	1327	1972	0.743	+
1756	1.75	688	915	227	1.25	1.48	2.69	1237	1822	0.638	+
1838	1.92	691	909	218	1.17	1.65	2.62	1440	2049	0.767	+
1983	2.14	527	718	192	0.98	1.65	2.39	1417	2009	0.787	+
1853	4.70	596	709	113	1.08	1.61	2.07	1238	1594	0.931	+

Примечание: ЭР – электрический разряд.

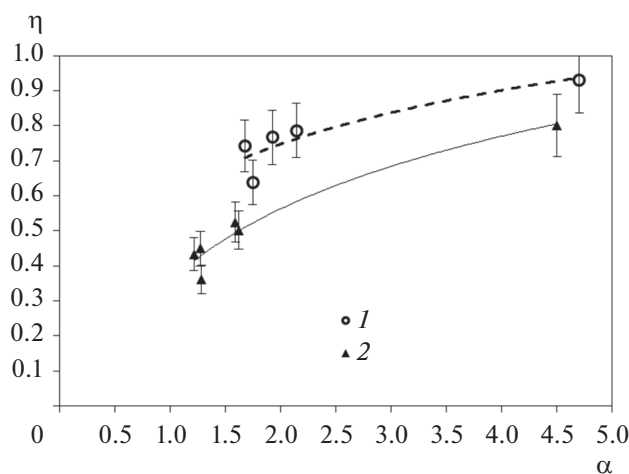


Рис. 11. Полнота сгорания метана в зависимости от коэффициента избытка воздуха: 1 – с воздействием, 2 – без воздействия.

няться как дополнительной генерацией химически активных радикалов во фронте горения в режиме коронного разряда, так и дополнительным локальным тепловыделением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная экспериментальная установка и разработанная методика позволяют проводить исследования горения метана в высокоэнтальпийном квазिवоздушном потоке с температурами торможения $T^* = 1750–2500$ К при плазменном воздействии и без него.

Предварительные расчеты показали, что перед узлом инъекции горючего реализуется среднее число Маха $M = 2.8$. Далее поток несколько тормозится до скоростей, соответствующих $M = 1.8–2.2$ в

случае отсутствия горения метана и $M \approx 1$ при горении метана.

Проведена серия огневых испытаний по исследованию горения газообразного метана в квазिवоздушном потоке со сверхзвуковой скоростью на входе в диапазоне коэффициента избытка окислителя $\alpha = 1.2–4.5$. Анализ экспериментальных данных показал, что при горении метана без плазменного воздействия коэффициент полноты сгорания составляет 0.361–0.525. В случае плазменного воздействия на реагирующий поток происходит повышение коэффициента полноты сгорания до значений 0.638–0.931. Повышение коэффициента полноты сгорания приводит к увеличению реактивной тяги ΔR на 15–20%.

Численное исследование и анализ результатов огневых испытаний выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-79-10328).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быковский Ф.А., Клопотов И.Д., Митрофанов В.В. Спиновая детонация газов в цилиндрической камере // Докл. АН СССР. 1975. Т. 224. № 5. С. 1038.
2. Александров В.Ю., Арефьев К.Ю., Баскаков А.А., Ильченко М.А. Детонация воздушно-метановых смесей в сверхзвуковом сносном потоке // Известия вузов. Машиностроение. 2017. № 2. С. 98.
3. Полежаев Ю.В., Стоник О.Г. От дефлаграции до детонации – три режима горения // ТВТ. 2010. Т. 48. № 4. С. 561.
4. Зудов В.Н., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Смирнов А.Л., Третьяков П.К., Тупикин А.В. Иницирование горения оптическим разрядом в сверхзвуковой метановоздушной струе // ФГВ. 2013. Т. 49. № 2. С. 144.
5. Орлик Е.В., Старов А.В., Шумский В.В. Определение газодинамическим способом полноты выгорания в модели с горением // ФГВ. 2004. Т. 40. № 4. С. 23.

6. Александров А.Ф., Бауров А.Ю., Ершов А.П., Логунов А.А., Черников В.А. Горение сверхзвуковой пропан-воздушной смеси в продольно-поперечном разряде постоянного тока // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. № 4. С. 65.
7. Старик А.М., Луховицкий Б.И., Титова Н.С. Об инициировании горения смеси $\text{CH}_4\text{--O}_2$ в сверхзвуковом потоке при возбуждении молекул электрическим разрядом // ФГВ. 2008. Т. 44. № 3. С. 3.
8. Моралев И.А., Климов А.И., Преображенский Д.С., Толкунов Б.Н., Кутлалиев В.А. Взаимодействие емкостного ВЧ-разряда с закрученным течением в трубе // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1 (доп. выпуск). С. 136.
9. Клементьева И.Б., Битюрин В.А., Толкунов Б.Н., Моралев И.А. Экспериментальное исследование электрических разрядов в газовых потоках во внешнем магнитном поле // ТВТ. 2011. Т. 49. № 6. С. 816.
10. Arai T., Sugano S., Tsukazaki Y., Sakaue S. Interaction between Supersonic Cavity flow and Streamwise vortices for Mixing Enhancement // 20th AIAA Int. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. 6–9 July 2015, Glasgow, Scotland. AIAA 2015-3613.
11. Arfyev K.Yu., Krikunova A.I., Panov V.A. Complex Effect of Electric and Acoustic Fields on Air-methane Flame Blow-off Characteristics // High Temp. 2019. № 57. P. 909.
12. Щетинков Е.С. Проблемы сверхзвукового горения. В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
13. Segal C. Supersonic Combustion Processes. In the Scramjet Engine: Processes and Characteristics // Cambridge Aerospace Series. 2009. P. 127.
14. Амиров Р.Х., Баренгольц С.А., Коростелев Е.В., Петровский Н.В., Петров А.А., Савинов С.Ю., Самойлов И.С. Влияние потока воздуха на отрицательный коронный разряд // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. Вып. 17. С. 64.
15. Безгин Л.В., Старик А.М., Титова Н.С. Повышение эффективности сверхзвукового горения водорода в проточном тракте при воздействии на поток лазерного излучения // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 4(5). С. 2002.
16. Арефьев К.Ю., Федотова К.В., Крикунова А.И., Панов В.А. Математическое и физическое моделирование влияния пульсаций скорости сносящего потока воздуха на структуру пламени при диффузионном режиме горения метана // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия Естественные науки. 2020. № 2. <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-2-65-84>
17. Дегтярь В.Г., Сон Э.Е. Гиперзвуковые, летательные аппараты. Т. 1. М.: Янус-К, 2018. 984 с.
18. Арефьев К.Ю., Кукишинов Н.В., Серпинский О.С. Методика экспериментального определения полноты сгорания потоков топливной смеси в каналах переменного сечения // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2017. № 5. С. 90.
19. Александров В.Ю., Арефьев К.Ю., Ильченко М.А., Ананян М.В. Исследование эффективности рабочего процесса в малогабаритных генераторах высокоэнтальпийного воздушного потока // Электронное научное издание “Наука и образование” (<http://technomag.edu.ru>). 2015. № 8. С. 75. <https://doi.org/10.7463/0815.0798965>
20. Александров В.Ю., Мосеев Д.С. Сравнение способов имитации условий полета на стендах с огневым подогревом // ФГВ. 2014. № 2. С. 24.
21. Smith G.P., Golden D.M., Frenklach M. et al. GRI-MECH 3.0. <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html>
22. Аверьков И.С., Александров В.Ю., Арефьев К.Ю., Воронецкий А.В., Гуськов О.В., Прохоров А.Н., Яновский Л.С. Влияние полноты сгорания топлива на характеристики прямоточных воздушно-реактивных двигателей // ТВТ. 2016. Т. 54. № 6. С. 939.