



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. M. Shibkov, Effect of heat release on a gas flow in a channel with a variable cross section, *TVT*, 2019, Volume 57, Issue 3, 353–360

DOI: 10.1134/S004036441901023X

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 35.171.164.77

October 11, 2024, 11:48:25



УДК 533.9.03.537.5

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ НА ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

© 2019 г. В. М. Шибков*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия***E-mail: shibkov@phys.msu.ru*

Поступила в редакцию 15.05.2018 г.

После доработки 15.05.2018 г.

Принята к публикации 10.10.2018 г.

Исследовано влияние продольного распределения тепловыделения при сверхзвуковом горении пропана в условиях нестационарного пульсирующего разряда на режим течения газа в прямоугольном канале переменного сечения. Показано, что с ростом массового расхода пропана увеличиваются тяга, возникающая при сверхзвуковом горении бедного углеводородного топлива в расширяющемся аэродинамическом канале, скачок давления в области горения и температура воздуха в закрытой барокамере. Выявлено, что существует предельное количество углеводородного топлива, которое может быть без перехода в дозвуковое течение сожжено в режиме сверхзвукового горения в расширяющемся прямоугольном аэродинамическом канале с углами расширения боковых сторон $\alpha = \beta = 5^\circ$, при этом отношение площадей выходного сечения к входному $S_2/S_1 = 12.7$. Экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с данными математического моделирования, при котором учитывается дополнительный нагрев холодного сверхзвукового потока в области нестационарного пульсирующего разряда.

DOI: 10.1134/S004036441901023X

ВВЕДЕНИЕ

Все большую актуальность в последнее время приобретают исследования в области сверхзвуковой плазменной аэродинамики. Для создания современных высокоскоростных летательных аппаратов должны быть разработаны новые способы, обеспечивающие эффективное, устойчивое и управляемое горение топлива в прямоточном сверхзвуковом воздушно-реактивном двигателе, который является простейшим бескомпрессорным реактивным двигателем [1–7]. Воздух, поступающий со скоростью полета во входное устройство двигателя, затормаживается, его кинетическая энергия преобразуется во внутреннюю энергию, а температура и давление повышаются. С увеличением скорости полета растут температура и давление воздуха в двигателе, увеличивается его расход. При числе Маха $M = 5$ и $T_0 = 273$ К температура заторможенного рабочего тела в двигателе достигает 1600 К, при $M = 6$ – порядка 2200 К, а с учетом трения и скачков уплотнения в реальном процессе еще выше. В этом случае дальнейший нагрев рабочего тела за счет сжигания топлива становится проблематичным из-за ограничений, накладываемых термической стойкостью конструкционных материалов двигателя. Для устойчивости работы гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя сжатый поток газа должен сохранять сверхзвуковую скорость на всех участках своего пути в двигателе,

быть достаточно горячим для стабилизации горения топлива и иметь давление, достаточно высокое для завершения реакции до того, как воздушная смесь покинет сопло. Динамическая управляемость является неперенным свойством авиационных силовых установок вследствие необходимости быстро изменять мощность двигателя при маневре самолета, в условиях взлета, посадки и в ряде других случаев, встречающихся при эксплуатации летательных аппаратов. Для уменьшения продольного размера высокоскоростного прямоточного воздушно-реактивного двигателя необходимо обеспечить в нем быстрое объемное воспламенение сверхзвуковых потоков углеводородного топлива, а для этого максимально сократить период индукции, а также реализовать полное сгорание топлива внутри прямоточной части двигателя.

Новым подходом к управлению процессом горения в сверхзвуковом прямоточном воздушно-реактивном двигателе является использование различного рода газовых разрядов для направленного воздействия на поток с помощью локального выделения энергии. Применение комбинированных разрядов различного типа может обеспечить необходимую скорость и интенсивность горения. Во многих российских и зарубежных институтах проводятся интенсивные исследования в области сверхзвуковой аэродинамики, связанные с плазменно-стимулированным воспламенением и стабилизацией горения газообразных и

жидких углеводородных и углеродсодержащих топлив в сверхзвуковых потоках воздуха [8–18].

В лаборатории сверхзвуковой плазменной аэродинамики, созданной на физическом факультете МГУ имени М.В. Ломоносова, для этой цели применяются свободно локализованные и поверхностные СВЧ-разряды [19–32], магнито-плазменные компрессоры, а также поперечные, продольные и продольно-поперечные по отношению к потоку нестационарные пульсирующие разряды, создаваемые с использованием стационарного источника питания [33–39]. Были проведены экспериментальные исследования влияния низкотемпературной неравновесной газоразрядной плазмы на период индукции по отношению к воспламенению сверхзвукового пропан-воздушного потока с числом Маха $M = 2$. Поперечные по отношению к газовому потоку импульсные электродные разряды поддерживаются при малых значениях приведенного электрического поля $E/N = 10–30$ Тд и создаются в различных застойных зонах (каверны открытого и закрытого типа), формируемые на стенках аэродинамического канала. Самостоятельные объемные свободно локализованные разряды, создаваемые в заданном месте аэродинамического канала сфокусированным пучком мощного микроволнового излучения, могут существовать при значениях приведенного электрического поля $E/N = 50–150$ Тд. Поверхностные СВЧ-разряды, генерируемые на диэлектрической антенне, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха, существуют при больших значениях приведенного электрического поля $E/N = 50–500$ Тд. Как показали эксперименты, все типы разрядов приводят к воспламенению топливно-воздушных смесей в сверхзвуковых потоках. Однако периоды индукции по отношению к плазменно-стимулированному воспламенению газообразных и жидких углеводородных и углеродсодержащих топлив изменяются от миллисекунд для разряда постоянного тока до нескольких десятков микросекунд в условиях свободно локализованного и единиц микросекунд для поверхностного СВЧ-разрядов.

Для стационарного поддержания горения надо использовать либо плохообтекаемые сверхзвуковым потоком механические стабилизаторы, вносящие большое сопротивление, либо использовать стационарные мощные источники плазмы, что в реальных условиях полета невозможно реализовать. Возникла задача поиска оптимальных способов создания низкотемпературной плазмы в высокоскоростных потоках газа при минимальной затрате энергии. С одной стороны, вкладываемая в разряд энергия должна быть мала, но достаточна для поддержания стационарного горения, а с другой стороны, выделяющаяся при сгорании топлива тепловая энергия должна быть много больше затраченной на создание плазмы электрической энергии. Однако при увеличении

количества топлива, сжигаемого при фиксированной скорости потока воздушно-топливной смеси внутри аэродинамического канала постоянного сечения при превышении тепловыделения некоторого критического значения, происходит его тепловое заклинивание. Скорость потока становится дозвуковой, сила тяги уменьшается, и, соответственно, эффективность прямого двигателя падает. Для увеличения массы сжигаемого топлива необходимо применять каналы переменного сечения.

В настоящей работе экспериментально исследуются возможности применения нестационарного пульсирующего продольно-поперечного разряда для стабилизации горения высокоскоростных потоков воздушно-углеводородных смесей и проведения математического моделирования для оценки влияния распределенного вдоль канала по различным законам энергоподвода на тепловое заклинивание расширяющихся гладких аэродинамических каналов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка состоит из вакуумной цилиндрической барокамеры с внутренним диаметром 1 м и длиной 3 м, камер высокого давления воздуха и пропана, системы для создания сверхзвукового пропан-воздушного потока, расширяющихся аэродинамических каналов прямоугольного сечения с присоединенными гибкими воздухопроводами, высоковольтного источника питания для создания газоразрядной плазмы, системы синхронизации и диагностической аппаратуры. Подробное описание экспериментального стенда приведено в работах [12, 36–39]. Вакуумная система позволяет проводить исследования в широком диапазоне давлений $p = 10–760$ Тор. Сверхзвуковой поток создается при заполнении барокамеры пропан-воздушной смесью через профилированное сопло Лавала, к выходу которого прикреплен аэродинамический канал.

Эксперименты по исследованию влияния тепловыделения при сгорании пропан-воздушной смеси на течение газа в камере сгорания проводились с использованием гладкого без специальных застойных зон аэродинамического канала прямоугольного сечения, моделирующего камеру сгорания прямого воздушно-реактивного двигателя. Для предотвращения его теплового заклинивания использовался канал переменного сечения с продольной длиной 50 см. Площадь входного сечения $S_1 = 3$ см². Полный угол расширения створен прямоугольного канала $\alpha = \beta = 5^\circ$, так что отношение выходного сечения S_2 к входному сечению $S_2/S_1 = 12.7$. В стенки аэродинамического канала вмонтированы пять датчиков для измерения статического давления. Первый датчик располагался между входным сечением канала и электродным узлом на расстоянии $x = 5$ см от входа.

Расстояние между последовательно расположенными по длине канала датчиками составляло 10 см. Специальная система позволяла с помощью нестационарного пульсирующего разряда генерировать внутри канала низкотемпературную газоразрядную плазму в условиях сверхзвуковых потоков воздуха в широком диапазоне статических давлений $p = 100\text{--}760$ Тор. Скорость входящего в канал потока рассчитывалась по показаниям первого датчика, регистрирующего статическое давление перед электродным узлом.

Система хранения воздуха высокого давления состоит из газгольдера объемом 0.6 м^3 с компрессором, поднимающим давление воздуха в ресивере до $p = 1\text{--}5$ атм, и электромагнитного клапана с временем срабатывания $t \sim 10$ мс, обеспечивающего длительность пуска $\tau = 0.5\text{--}3.0$ с. Секундный массовый расход воздуха в эксперименте мог изменяться от 25 до 150 г/с. Система накопления и хранения газообразного горючего состоит из стандартного баллона объемом 0.04 м^3 , содержащего жидкий пропан. Через запорный клапан и редуктор уже газообразное топливо поступает в ресивер объемом 0.012 м^3 . Воздух и пропан первоначально подаются в смеситель, установленный в дозвуковой части канала. Смешение происходит в основном до критического сечения сверхзвукового сопла Лавалья. Массовый расход пропана в эксперименте изменялся от 3.5 до 5.5 г/с. Эквивалентное отношение α_2 доли пропана в топливе к его доле в стехиометрической смеси изменялось от 0.55 до 0.9. Исследовались бедные по отношению к пропану топливные смеси, т.е. богатые по отношению к окислителю.

Основные параметры плазмы пульсирующего разряда и пламени определялись с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации. Данная система позволила в масштабах реального времени проводить регистрацию сигналов от импульсных датчиков давления, тензодатчиков, термопар, фотоэлектронного умножителя, цифровых термометров, цифрового спектрографа, электрических зондов, безындукционного малого сопротивления, высоковольтного безындукционного делителя. Для создания разряда использовался стационарный источник питания с выходным напряжением от 1 до 4.5 кВ, обеспечивающий в течение 2 с существование пульсирующего разряда при токе от 2 до 20 А. Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксировался с помощью двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT фирмы "Avantes". Процесс плазменно-стимулированного воспламенения и горения углеводородов фиксировался с использованием цифрового фотоаппарата D50, цифровых видеокамер "Nokia" и "ВидеоСпринт" с электронно-оптическим наносекундным затвором.



Рис. 1. Фотография плазменно-стимулированного горения пропан-воздушной смеси в расширяющемся аэродинамическом канале длиной 50 см.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В статье представлены результаты по выявлению возможности применения разрабатываемого плазменного метода на основе нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания, для стабилизации сверхзвукового горения пропан-воздушной смеси, бедной по отношению к горючему, в аэродинамических каналах переменного сечения.

В качестве примера на рис. 1 приведена фотография плазменно-стимулированного сверхзвукового горения пропана в гладком расширяющемся аэродинамическом канале. Время экспозиции кадра $t_{\text{exp}} = 16$ мс. Скорость потока на входе в канал $v_1 = 480$ м/с, чему соответствует число Маха $M_1 = 1.8$. Аэродинамический канал помещен в открытую барокамеру, давление окружающего воздуха — 760 Тор. Длительность процесса горения $\tau = 2$ с, секундные массовые расходы воздуха и пропана 105 и 4.9 г/с соответственно. Средняя мощность нестационарного пульсирующего разряда — порядка 8 кВт. В процессе сверхзвукового сгорания пропана на выходе из аэродинамического канала возникает короткий факел голубого цвета, т.е. при горении не образуется сажа, поэтому в спектрах, снятых в различных областях вдоль аэродинамического канала и на выходе из него, полностью отсутствуют полосы Свана молекулярного углерода. Повышение давления при сверхзвуковом горении пропан-воздушной смеси внутри закрытой барокамеры, увеличение температуры воздуха, а также значение возникающей тяги указывают на то, что в условиях плазменно-стимулированного горения достигается высокая степень сгорания топлива внутри канала. Временной ход интенсивности излучения и температуры пламени, возникающей силы тяги, а также вид спектра остаются практически постоянными в течение пуска, что свидетельствует о стационарности плазменно-стимулированного горения.

На рис. 2 представлены данные о фиксируемой с помощью тензовесов зависимости тяги, возникающей при плазменно-стимулированном

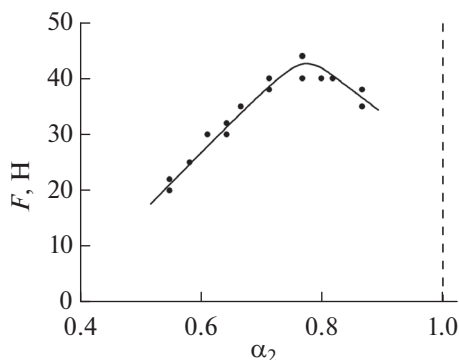


Рис. 2. Зависимость тяги от эквивалентного отношения пропана при секундном массовом расходе воздуха 100 г/с.

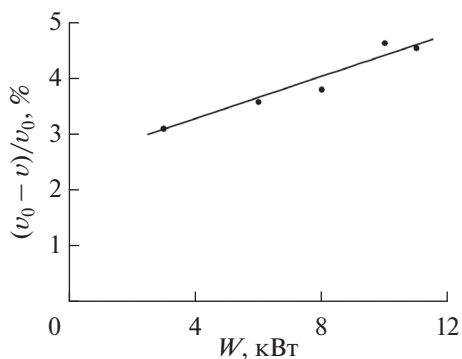


Рис. 3. Относительное уменьшение скорости сверхзвукового потока перед областью тепловыделения в зависимости от вкладываемой в пульсирующий разряд мощности.

горении пропан-воздушной смеси в расширяющемся аэродинамическом канале длиной 50 см, не снабженном выходным соплом, от эквивалентного отношения пропана при постоянном массовом расходе воздуха 100 г/с и различных массовых расходах пропана. Вертикальная штриховая прямая соответствует стехиометрической пропан-воздушной смеси. При сжигании бедных по отношению к топливу смесей тяга растет с увеличением расхода пропана. При $dm_2/dt = 4.9$ г/с, что соответствует эквивалентному отношению для пропана $\alpha_2 \sim 0.75$, тяга достигает максимальной величины, а при дальнейшем увеличении расхода пропана незначительно уменьшается. Линейный рост вначале при увеличении массы пропана, инжектируемого в сверхзвуковой воздушный поток, а также уменьшение в дальнейшем тяги показывают, что в аэродинамическом канале данной конфигурации при плазменно-стимулированном горении топлива можно реализовать сжигание 4.9 г/с пропана без перехода в дозвуковой режим течения газа, т.е. без теплового запираания расширяющегося канала.

Для выяснения степени влияния тепловыделения на течение воздуха в аэродинамическом канале переменного сечения были проведены измерения перед электродным узлом скорости v_1 сверхзвукового воздушного потока без инъекции в него топлива, а затем при плазменно-стимулированном горении пропана. Скорости измерялись с помощью регистрации статического давления датчиком, расположенным на расстоянии $z = 5$ см вниз по потоку от входа в аэродинамический канал. Электродная система располагалась на расстоянии 10 см от входа в канал. На рис. 3 представлена измеренная зависимость относительного уменьшения скорости сверхзвукового воздушного потока перед областью горения от вкладываемой средней электрической мощности в низкотемпературную плазму пульсирующего разряда. Массовые расходы воздуха и пропана равны соответственно 100 и 4.9 г/с. Скорость невозмущенного потока на входе в канал $v_1 = 470$ м/с, число Маха потока $M_1 = 1.7$. При увеличении вкладываемой в пульсирующий разряд средней мощности от 2 до 12 кВт относительное уменьшение скорости перед областью тепловыделения не превышает 3–5% от скорости невозмущенного потока. Уменьшение скорости связано с выделением тепла, распределенного по длине канала при горении в нем пропана. Отсюда следует, что в условиях расширяющегося аэродинамического канала сверхзвуковое плазменно-стимулированное горение бедных по отношению к углеводородному топливу смесей не оказывает существенного влияния на течение перед областью энерговыделения.

После включения разряда и инъекции пропана в сверхзвуковой воздушный поток происходит воспламенение топлива, при этом датчик давления, расположенный вниз по потоку на расстоянии $z = 15$ см от области существования пульсирующего разряда, фиксирует скачок статического давления, величина которого зависит от состава смеси. На рис. 4 представлена зависимость от эквивалентного отношения пропана скачка давления, измеренного датчиком на расстоянии $z = 27$ см от входного сечения расширяющегося аэродинамического канала при возникновении в нем плазменно-стимулированного горения пропан-воздушной смеси. Массовый расход воздуха $dm_1/dt = 100$ г/с, скорость потока на входе в аэродинамический канал $v_1 = 470$ м/с, число Маха потока $M_1 = 1.7$. Полученные данные показывают, что при сжигании бедных смесей возникающий скачок давления нарастает с увеличением расхода пропана и, так же как и сила тяги (см. рис. 2), достигает максимальной величины при эквивалентном отношении для пропана $\alpha_2 = 0.75$. При дальнейшем увеличении расхода пропана скачок давления при инициации горения уменьшается. Это указывает на то, что при достаточно больших эквивалентных отношениях $\alpha_2 > 0.75$ эффектив-

ность горения пропана в сверхзвуковом потоке воздуха резко уменьшается.

С помощью термопары, помещенной на расстоянии 20 см в радиальном направлении от высокоскоростного горячего потока пламени, и электронного термометра, расположенного внутри барокамеры вблизи ее боковой стенки, регистрировалась временная зависимость температуры среды в закрытой камере в процессе горения углеводородного топлива. На рис. 5 представлена зависимость температуры воздуха, измеренной с помощью электронного термометра 1 и термопары 2 сразу же после реализации сверхзвукового горения пропан-воздушной смеси в аэродинамическом канале длиной 50 см, помещенного внутри закрытой барокамеры, от эквивалентного отношения пропана при расходе воздуха $dm_1/dt = 100$ г/с, $v_1 = 470$ м/с, $M_1 = 1.7$. Температура воздуха, так же как сила тяги и скачок давления, линейно нарастает с увеличением эквивалентного отношения для пропана в топливной смеси. Однако при достижении значения $\alpha_2 = 0.75$ температура не проходит через максимум, а продолжает расти с увеличением расхода топлива, при этом скорость нарастания нагрева газа становится заметно меньше. Эти факты объясняются тем, что в условиях эксперимента (длина и конфигурация аэродинамического канала, скорость потока, разрядный ток, вкладываемая в плазму электрическая мощность) пропан сгорает и при больших расходах топлива, однако эффективность горения при дозвуковом течении топливной смеси заметно ниже, чем при сверхзвуковом плазменно-стимулированном горении. Тем не менее эксперименты показывают, что в условиях сверхзвукового потока существует возможность полного сжигания бедных по отношению к пропану воздушно-углеводородных смесей. Этот результат является важным с точки зрения практического применения плазменной технологии.

Были также проведены эксперименты по регистрации зависимости тока I и падения напряжения U на разрядном промежутке в условиях пульсирующего разряда, инициирующего плазменно-стимулированное горение в расширяющемся аэродинамическом канале длиной 50 см, от массового расхода воздуха при постоянном массовом расходе 4.9 г/с пропана. Полученные результаты представлены на рис. 6. При увеличении расхода воздуха от 60 до 135 г/с скорость воздушного потока на входе в канал изменяется от 340 до 510 м/с. Следует отметить, что максимальное значение тока I_{\max} в условиях пульсирующего разряда в высокоскоростных воздушных потоках без инъекции в них пропана не зависит от скорости потока и расхода воздуха [38]. Однако, как видно из рис. 6, при постоянном выходном напряжении на источнике питания максимальное значение пульсирующего тока разряда в условиях сверхзвуково-

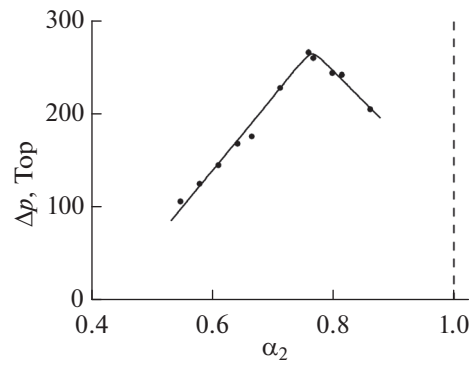


Рис. 4. Зависимость скачка давления от эквивалентного отношения пропана.

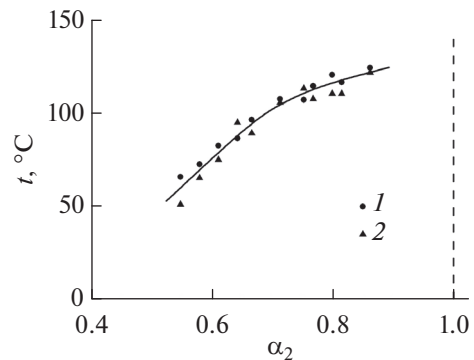


Рис. 5. Температура воздуха внутри закрытой барокамеры в зависимости от эквивалентного отношения пропана.

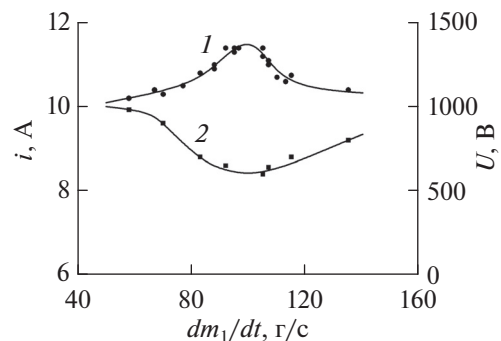


Рис. 6. Зависимость разрядного тока (I) и падения напряжения (U) на разрядном промежутке при горении пропана от массового расхода воздуха.

го плазменно-стимулированного горения зависит от расхода воздуха при постоянном расходе пропана, т.е. от состава горючей смеси. При этом максимальное значение пульсирующего тока регистрируется при расходе воздуха 100 г/с. Такой состав горючей смеси соответствует эквивалентному отношению для пропана $\alpha_2 = 0.75$. При этом эквивалентном отношении для пропана напря-

жение на разрядном промежутке достигает минимального значения.

Зависимости тока и падения напряжения на разряде от состава топливной смеси объясняются тем, что как при малых расходах воздуха, т.е. для богатых по отношению к пропану горючих смесей, так и при больших расходах воздуха, т.е. при бедных смесях, эффективность горения углеводородных топлив мала. В условиях данного эксперимента плазменно-стимулированное горение происходит наиболее эффективно при $\alpha_2 = 0.75$ (см. рис. 2, 4 и 5). При этом степень ионизации газа в пламени достигает максимального значения. При высокой концентрации электронов в пламени сопротивление плазмы минимально. При уменьшении полного сопротивления цепи, складывающегося из постоянного внутреннего сопротивления источника, постоянного балластного нагрузочного сопротивления и сопротивления плазмы, ток растет. В этом случае происходит перераспределение падения напряжения между разрядным промежутком, сопротивление которого уменьшается, и постоянным балластным сопротивлением. Поэтому падение напряжения на разрядном промежутке вначале уменьшается с увеличением расхода воздуха, достигает минимального значения при $\alpha_2 = 0.75$, а затем снова возрастает до значения, при котором горения пропана не происходит.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Математическое моделирование проводилось для расширяющегося канала прямоугольного сечения длиной $L = 0.5$ м. Зависимость площади сечения канала от продольной координаты представляется как $S(x) = (a_0 + x \operatorname{tg} \alpha)(b_0 + x \operatorname{tg} \beta)$, где углы α и β изменяются в пределах от 1 до 8 градусов и равны полным углам расширения сторон прямоугольного канала. При $x = 0$ площадь сечения канала составляет $S_0 = a_0 b_0 = 3 \times 10^{-4}$ м². Рассчитывались зависимости числа Маха потока $M(x)$, его температуры $T(x)$ и скорости $v(x)$, давления воздуха $p(x)$ и плотности газа в потоке $\rho(x)$. Предполагалось, что по поперечному сечению канала эти величины не меняются.

Система уравнений, используемых для моделирования влияния тепловыделения при сверхзвуковом сгорании воздушно-углеводородного топлива в расширяющемся аэродинамическом канале на его тепловое запыряние, приведена в [6, 7, 40] и может быть записана в следующем виде:

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dx} = -\frac{1}{1-M^2} \times \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{(1+\gamma M^2)}{2} \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right],$$

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dx} = \frac{1}{1-M^2} \left[(\gamma-1) \frac{M^2}{S} \frac{dS}{dx} + \frac{(1-\gamma M^2)}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right],$$

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dx} = -\frac{1}{1-M^2} \left[\frac{1}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right],$$

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{\gamma M^2}{1-M^2} \left[\frac{1}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right],$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} = -\frac{1}{1-M^2} \left[\frac{M^2}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right].$$

Граничные условия при $x = 0$: $M = 1.8$, $v = 485$ м/с, $T = 174$ К, $p/p_0 = 0.171$, $\rho/\rho_0 = 0.284$, $c_p = 1005$ Дж/(кг К), $\gamma = c_p/c_v = 1.4$.

Зависимость тепловыделения $Q(x)$ вдоль продольной оси аэродинамического канала задавалась аналитически. Рассматривались линейная, параболическая, логарифмическая, программированная по определенному закону зависимости и распределение Гаусса. При этом площадь под кривой $Q(x)$ нормировалась на тепловую энергию, выделенную при сгорании массы m_2 топлива на килограмм массы потока (масса топлива m_2 плюс масса воздуха m_1), где $m_2 = (1-8) \times 10^{-3}$ кг/с – расход горючего, $m_1 = (50-140) \times 10^{-3}$ кг – расход воздуха, $q_2 = 45$ МДж/кг – удельная теплота сгорания пропана.

Результаты расчета показали, что в режиме сверхзвукового течения в расширяющемся аэродинамическом канале для закона аксиального распределения тепловыделения, соответствующего $dQ(x)/dx = \text{const}$, можно сжигать максимальное количество пропана по сравнению со всеми другими законами продольного распределения тепла вдоль канала, кроме программированного режима, когда учитывается дополнительный нагрев воздушного потока от 100 до 400 К в области существования пульсирующего разряда, что хорошо соответствует условиям эксперимента [38].

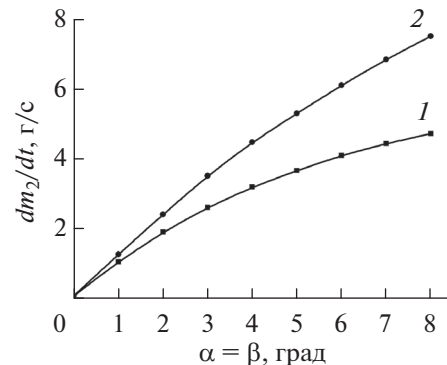


Рис. 7. Максимальное количество пропана, которое возможно сжигать при сверхзвуковом горении, в зависимости от угла расширения сторон канала.

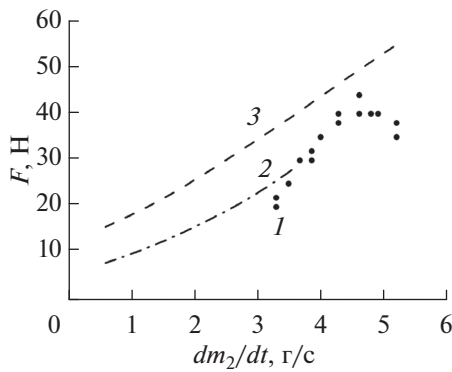


Рис. 8. Сравнение данных эксперимента с математическим моделированием зависимости силы тяги от массового расхода пропана.

Результаты численного моделирования без учета влияния дополнительных потерь, связанных с течением в пограничном слое вблизи стенок канала, противодавления и формы канала при различных законах пространственного тепловыделения хорошо согласуются с экспериментом. В качестве примера на рис. 7 представлены зависимости от углов $\alpha = \beta$ расширения канала массы сжигаемого пропана в режиме сверхзвукового горения без перехода в дозвуковое течение. Кривые 1 и 2 соответствуют постоянному и изменяющемуся по определенной программе закону dQ/dx вдоль аэродинамического канала.

На рис. 8 показано сравнение данных эксперимента (точки 1) с математическим моделированием зависимости силы тяги, возникающей при горении воздушно-углеводородного топлива, от секундного расхода пропана при постоянном расходе воздуха 100 г/с в расширяющемся аэродинамическом канале с углами расширения сторон канала $\alpha = \beta = 5^\circ$, при этом отношение площадей выходного сечения к входному $S_2/S_1 = 12.7$. Зависимости 2 и 3 соответствуют постоянному и изменяющемуся по определенной программе закону изменения dQ/dx вдоль аэродинамического канала. Результаты моделирования достаточно хорошо совпадают с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы режимы горения пропан-воздушной смеси в гладком прямоугольном аэродинамическом канале переменного сечения с полными углами расширения боковых сторон $\alpha = \beta = 5^\circ$. Экспериментально показано, что максимальное количество пропана, которое возможно сжигать в расширяющемся канале в условиях сверхзвукового плазменно-стимулированного горения, зависит от отношения площадей выходного и входного сечений. При этом в канале длиной 50 см с отношением площадей $S_2/S_1 = 12.7$ при секундном массовом расходе воздуха 100 г/с возможно

реализовать сверхзвуковое горение до 3.5 г/с пропана, если не учитывать дополнительный нагрев холодного пропан-воздушного потока перед областью горения за счет выделения тепла в зоне существования нестационарного пульсирующего разряда. В программированном режиме, учитывающем дополнительный нагрев воздушного потока, количество сжигаемого пропана возрастает до 5.3 г/с без перехода в дозвуковое течение. В условиях данного эксперимента плазменно-стимулированное горение происходит наиболее эффективно в бедной по отношению к пропану воздушно-углеводородной смеси при эквивалентном отношении $\alpha_2 = 0.75$. Результаты математического моделирования достаточно хорошо подтверждают экспериментальные данные.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00336).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей. Учеб. для вузов / Под ред. Шляхтенко С.М. М.: Машиностроение, 1987. 568 с.
2. Черный Г.Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматлит, 1959. 220 с.
3. Артёмов О.А. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели (расчет характеристик). М.: Спутник, 2006. 374 с.
4. Бондарюк М.М., Ильешенко С.М. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М.: Гос. изд-во оборон. пром., 1958. 392 с.
5. Зуев В.С., Макарон В.С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных (авиационных) двигателей. М.: Машиностроение, 1971. 368 с.
6. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 597 с.
7. Бартльме Ф. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981. 280 с.
8. Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Влияние газового разряда на воспламенение водородно-кислородной смеси // Кинетика и катализ. 2005. Т. 46. № 6. С. 821.
9. Starikovskaya S.M. Plasma Assisted Ignition and Combustion // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. R265.
10. Starikovskii A.Y., Anikin N.B., Kosarev I.N., Mintsousov E.I., Nudnova M.M., Rakitin A.E., Roupasov D.V., Starikovskaya S.M., Zhukov V.P. Nanosecond-pulsed Discharges for Plasma-assisted Combustion and Aerodynamics // J. Propuls. Power. 2008. V. 24. № 6. P. 1182.
11. Adamovich I.V., Lempert W.R., Rich J.W., Utkin Y.G. Repetitively Pulsed Nonequilibrium Plasmas for Magnetohydrodynamic Flow Control and Plasma-Assisted Combustion // J. Propuls. Power. 2008. V. 24. № 6. P. 1198.
12. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Shibkova L.V. Microwave and DC Discharges in High-Speed Flow: Fundamentals and Application to Ignition // J. Propuls. Power. 2009. V. 25. № 1. P. 123.

13. Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Степанов А.И., Черников В.А. Влияние внешнего магнитного поля на процесс горения высокоскоростной воздушно-углеводородной смеси // ТВТ. 2018. Т. 56. № 1. С. 24.
14. Битюрин В.А., Климов А.И., Коршунов О.В., Чиннов В.Ф. Кинетическая модель окисления Al парами воды в гетерогенной плазме. Гетерофазная кинетика // ТВТ. 2015. Т. 53. № 1. С. 23.
15. Битюрин В.А., Климов А.И., Коршунов О.В., Чиннов В.Ф. Кинетическая модель окисления Al парами воды в гетерогенной плазме. Газофазная кинетика // ТВТ. 2014. Т. 52. № 5. С. 657.
16. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Громов В.Г., Карачев А.А., Константиновский Р.С. Влияние поверхностного СВЧ-разряда на воспламенение высокоскоростных пропан-воздушных потоков // ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 163.
17. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М., Фирсов К.Н. Воспламенение горючей газовой смеси в замкнутом объеме, инициированное свободно локализованной лазерной искрой // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 3. С. 281.
18. Александров Н.Л., Киндышева С.В., Кукаев Е.Н., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. Моделирование динамики воспламенения метано-воздушной смеси высоковольтным наносекундным разрядом // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 10. С. 941.
19. Шибков В.М., Шибкова Л.В. Динамика воспламенения тонких пленок спирта в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда при атмосферном давлении воздуха // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 10. С. 65.
20. Шибков В.М., Шибкова Л.В. Параметры пламени, возникающего при воспламенении тонких пленок спирта с помощью поверхностного СВЧ-разряда // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 1. С. 59.
21. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Поверхностный СВЧ-разряд в высокоскоростных воздушно-углеводородных потоках // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2008. № 5. С. 68.
22. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Воспламенение углеводородных пленок в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2008. № 6. С. 63.
23. Шибков В.М., Александров А.Ф., Еришов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибкова Л.В. Свободно локализованный сверхвысокочастотный разряд в сверхзвуковом потоке газа // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 9. С. 857.
24. Шибков В.М., Еришов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 67.
25. Шибков В.М., Двинин С.А., Еришов А.П., Шибкова Л.В. Механизмы распространения поверхностного сверхвысокочастотного разряда // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 74.
26. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А. Поверхностный сверхвысокочастотный разряд при повышенных давлениях воздуха // ТВТ. 2009. Т. 47. № 5. С. 650.
27. Александров А.Ф., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в сфокусированном пучке // ИФЖ. 1992. Т. 62. № 5. С. 726.
28. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Газодинамические возмущения в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда в воздухе // ТВТ. 2010. Т. 48. № 5. С. 643.
29. Злобин В.В., Кузовников А.А., Шибков В.М. Концентрация электронов в канале стимулированного СВЧ-разряда в азоте // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1988. Т. 29. № 1. С. 89.
30. Шибков В.М. Нагрев газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Математическое моделирование // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 693.
31. Шибков В.М. Нагрев газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Эксперимент // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 871.
32. Деватов А.М., Кузовников А.А., Лодинев В.В., Шибков В.М. К вопросу о механизме нагрева молекулярного газа в импульсном свободно-локализованном СВЧ-разряде // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1991. Т. 32. № 2. С. 29.
33. Еришов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Шибков В.М., Черников В.А. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Механизмы распространения и неустойчивости разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 4. С. 516.
34. Еришов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Шибков В.М., Черников В.А. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Пространственно-временная структура и вольтамперные характеристики разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 5. С. 669.
35. Еришов А.П., Калинин А.В., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Шибков В.М., Черников В.А. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Микроскопические характеристики разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 6. С. 856.
36. Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 551.
37. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Параметры плазмы пульсирующего в сверхзвуковом потоке воздуха разряда постоянного тока // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 314.
38. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Влияние скорости воздушного потока на основные характеристики нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661.
39. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Температура электронов в плазме разряда постоянного тока, создаваемого в сверхзвуковом воздушном потоке // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2017. № 3. С. 75.
40. Youngbin Yoon, Jeffrey M. Donbar, Hwanil Huh, James F. Driscoll. Measured Supersonic Flame Properties: Heat-Release Patterns, Pressure Losses, Thermal Choking Limits // J. Propuls. Power. 1996. V. 12. № 4. P. 718.