

УДК 533.6.011

Формирование околосвуковой области при горении углеводородных топлив в сверхзвуковом потоке при $M < 2$ *

В.П. Замураев, А.П. Калинина

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

E-mail: zamuraev@itam.nsc.ru, kalinina@itam.nsc.ru

Численно изучено горение углеводородного топлива при числе Маха потока $M = 1,7$. Для воспламенения подаваемого через осевой инжектор топлива применяется боковая струя воздуха. Решаются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса, замыкаемые k - ε моделью турбулентности. Горение топлива моделируется с помощью одной реакции. Исследуется возможность формирования околосвукового течения, а также газодинамическая структура горения керосина при числе Маха $M = 1,7$ и температуре торможения 1500 К.

Ключевые слова: горение углеводородного топлива, сверхзвуковой поток, поперечные струи, околосвуковой режим.

Исследование фундаментальной проблемы горения в сверхзвуковых потоках вызывает неослабевающий интерес [1–15]. При этом рассматривается широкий диапазон чисел Маха. Наибольшее внимание, как правило, уделяется горению топлива при $M \geq 2$, в то время как горение при околосвуковых скоростях потока ($1 < M < 2$) практически не исследовано. В работе [1] численно изучалось управляющее воздействие одновременно боковой струи и пристеночных источников энергии на ударно-волновую структуру в осесимметричном и плоском канале ($M = 2$) с целью создания околосвуковой области. В работе [2] экспериментально исследовалось самовоспламенение водорода при боковой подаче и распространение пламени в сверхзвуковой камере сгорания (прямоугольный канал со стабилизатором) при числе Маха на входе $M = 4$. В работе [3] изучалось влияние увеличения температуры в форкамере на уровень перемешивания с воздухом водорода при его боковой подаче в сверхзвуковом канале ($M = 2$) с дросселирующей струей. При более высокой температуре торможения возникают крупные вихревые структуры. Авторами [4] было численно установлено, что на сверхзвуковое течение влажного горячего воздуха в плоском канале ($M = 2$) существенно влияют крупные вихревые структуры, возникающие при распространении спутной струи холодного водорода параллельно стенкам.

* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 г. (проект № 121030500157-3) и при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 20-08-00245).

В работе [5] рассматривался режим со стабилизацией горения этилена в сверхзвуковом потоке ($P_0 \approx 1,4 \cdot 10^6$ Па, $T_0 = 2150$ К, коэффициент избытка окислителя $\alpha \approx 2,7$) в плоском расширяющемся канале ($M \approx 2,5$). Этилен подавался с верхней и нижней стенок канала перпендикулярно потоку. Полученные численно распределения давления неплохо согласуются с экспериментальными данными. Цель работы заключалась в демонстрации возможностей используемого программного обеспечения с помощью полученных результатов. Авторами [6] изучалось влияние нестационарных процессов на аэродинамические потери с использованием одномерной газодинамической модели. Для решения проблемы воспламенения и горения углеводородного топлива при температуре торможения потока $T_0 > 1400$ К в работе [7] было предложено тормозить поток до дозвуковых скоростей через создание в канале псевдоскачка путем поджатия выходного сечения. Для создания течения с псевдоскачком в исследовании [8] осуществлялось дросселирование канала с помощью выходного сужающегося сопла. В работе [9] была предложена модификация модели псевдоскачка Крокко [10], позволяющая оценить распределение параметров потока при переходе от сверхзвукового режима течения к дозвуковому.

Для воспламенения топлива ($M \approx 2$) в работах [11–13] использовались ударные волны, возникающие в результате применения пакета импульсов переменной энергии. В работе [14] была исследована эволюция сверхзвукового течения в канале при осевой подаче этилена и воздействии боковой струи воздуха при параметрах, аналогичных [11], и получены структуры потока типа «псевдоскачок». Численные результаты подтвердили результаты эксперимента [11] и позволили найти объяснение физическим механизмам реализации исследуемого способа инициирования горения в сверхзвуковом потоке.

В работе [15] было показано, что для воспламенения керосина необходимо использовать газодинамические импульсы большей мощности, чем для этилена, также исследовалось влияние на горение длины каналов. Таким образом, в предыдущих исследованиях в основном изучалось горение в модельной камере сгорания при параметрах торможения $T_0 = 1700$ К, $P_0 = 7$ атм, $M = 2$, соответствующих полетным числам Маха $M = 6$.

Сверхзвуковые течения с числом Маха $M < 2$ имеют место как при разгоне летательного аппарата до полетного режима ($M = 6$), так и в предкамерном диффузоре (изоляторе). В настоящее время появились расчетные работы с анализом газодинамических процессов в канале предкамерного диффузора воздушно-реактивного двигателя [9, 16]. В работе [9] рассматривались течения с числом Маха $M > 1,6$ при отсутствии горения, в работе [16] — с числами Маха $M = 1,79$ и $2,23$. Как отмечалось авторами [16], нерасчетный режим работы сопла, расположенного на входе в изолятор, создает в нем систему скачков уплотнения. В этой системе скачков загорается подаваемая гомогенная смесь керосина с воздухом. Однако такую смесь нелегко создать, так как керосин содержит достаточно высокий процент углеводов с большой молекулярной массой. В предлагаемой работе, в отличие от [16], в канал со сверхзвуковым потоком ($M = 1,7$) подается смесь керосина и воздуха без предварительного перемешивания. Система скачков уплотнения в канале, связанная с нерасчетным режимом работы сопла, не ведет в этом случае к воспламенению керосина. Поджиг осуществляется с помощью дросселирующей струи. Рассматриваемый способ поджига топлива [11–13] может найти применение как в конструкции изолятора, так и на переходном режиме в основном тракте камеры сгорания, реализующийся при разгоне летательного аппарата. Его реализация позволит упростить конструкцию двигателя. Особый интерес представляют режимы с торможением сверхзвукового потока до околозвуковых скоростей. Однако соответствующие теоретические исследования для таких режимов отсутствуют. Режим с числом Маха $M = 1,7$ вызывает интерес еще по одной причине: он находится близко от нижней границы области существования псевдоскачка [9].

Целью настоящей работы является численное моделирование воспламенения и последующего горения без предварительного перемешивания смеси керосина и воздуха в условиях, соответствующих течению в изоляторе или переходному режиму разгона летательного аппарата (температура торможения ниже 1650 К и числа Маха $M < 2$). Для организации указанных процессов используется способ, предложенный в работах [11–13]. При этом рассматривается более высокий уровень турбулентной энергии потока, чем в исследованиях [1, 3, 14, 15], что связано с попаданием в изолятор значительной доли пристеночных слоев (для режима разгона также возможен более высокий уровень турбулизации потока).

Постановка задачи

В представленной работе выполняется численное моделирование горения без предварительного перемешивания смеси керосина и воздуха в сверхзвуковом потоке с числом Маха $M = 1,7$. Параметры торможения выбраны равными $P_0 = 5$ атм и $T_0 = 1500$ К. Задача решается в осесимметричной постановке для канала, состоящего из двух секций. Диаметр первой — 50 мм, второй — 80 мм. Моделируемая система показана на рис. 1, где буквы «ГИ» со стрелкой указывают место и направление подачи газодинамических импульсов (ГИ — генератор газодинамических импульсов), буква «к» со стрелкой — место и направление подачи керосина.

С помощью сверхзвукового сопла в первой секции создается поток с числом Маха $M = 1,7$. Топливо подается с помощью осевого инжектора, имеющего внешний диаметр 10 мм, через отверстие диаметром 1 мм в сечении канала, где сверхзвуковое сопло соединяется с первой секцией (диаметром 50 мм). Расход керосина составляет 2,7 г/с. Ниже по потоку в секции постоянного сечения через щель вытекает дросселирующая струя (газодинамические импульсы ГИ). Подача импульсов прекращается при установлении квазистационарного или квазипериодического режима. Решаются нестационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса, замыкаемые $k-\varepsilon$ -моделью турбулентности. Для производства турбулентной кинетической энергии используется ограничитель [17] с константой, равной 2 (в работах [14, 15] использовалось значение константы, равное 1). Для моделирования горения используется упрощенная химическая кинетика с одной брутто-реакцией из базы данных Ansys Fluent. Для смеси газов используется модель идеального газа. На входе в инжектор и патрубок для дросселирующей струи задаются давление и температура торможения, а также статическое давление.

Подробнее с постановкой задачи можно ознакомиться в работе [14], эта же постановка использовалась при моделировании горения керосина и сравнении результатов расчета с экспериментальными данными в исследовании [15]. В [15] было достигнуто хорошее совпадение с экспериментальными данными [12], что позволяет надеяться на успешный результат при использовании методики [14] и при $M = 1,7$. Схема эксперимента, описанного в работе [12], практически идентична рис. 1. Однако в [12] геометрические параметры щели, через которую подавалась дросселирующая струя, не приводились, поэтому оценить расход воздуха в газодинамических импульсах не представляется возможным. В этой работе указывалось только, что «интегральная мощность пакета импульсов

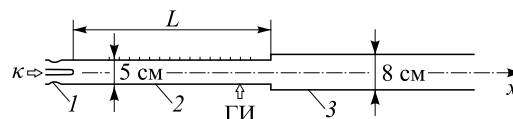


Рис. 1. Схема камеры сгорания.

1 — сопловый блок с осевым инжектором, 2 — первая секция постоянного сечения, 3 — секция с внезапным расширением.

не превышала 1 % мощности потока на входе в камеру сгорания». Расход керосина в [12] был определен через коэффициент избытка воздуха, который приблизительно составлял $\alpha \approx 6$. Про сопоставление течений с разными значениями периода следования газодинамических импульсов и их интенсивности подробно было изложено в работе [14]. Сравнение течений возможно, если работа по торможению потока до определенного значения скорости зависит от общего энергетического вклада в реагирующую смесь, а не от периода следования газодинамических импульсов при условии, что ударная волна от газодинамического импульса все же инициирует горение, а уровень диссипации кинетической энергии потока сравнительно мал. Следует отметить, что значение константы ограничителя производства турбулентной кинетической энергии было выбрано достаточно малым.

Сопоставление моделируемого режима течения при числе Маха $M = 1,7$ с экспериментальным в настоящее время невозможно из-за отсутствия публикаций с соответствующими экспериментальными результатами.

Необходимо выделить проблему, возникающую с образованием околосвукового режима. Для инициирования горения газодинамический импульс должен создавать ударную волну определенной интенсивности. Это связано с тем, что для протекания химических реакций молекулы должны обладать некоторой минимальной энергией (энергией активации). В работе [3] отмечалось, что горение в рассматриваемых условиях имеет преддетонационный характер. В рассматриваемом случае более низкой температуры торможения потока меньше его полная энтальпии и, соответственно, энергия. Если давление в ГИ точно такое же, как в более высокоэнергетичном потоке, то возрастает относительная доля энергии газодинамического импульса по отношению к полной энергии потока, растет относительный энергетический вклад газодинамического импульса. В конечном счете, из-за уменьшения энергии потока может получиться так, что сам импульс, даже без горения, приведет к заперению канала, а горение так и не произойдет. Энергия импульса зависит от трех множителей: давления в ГИ, площади отверстия, через которое вытекает дросселирующая струя, и длительности импульса. Для уменьшения относительной доли вклада импульса остаются только два управляющих параметра — его длительность и размер щели, так как уменьшение давления в ГИ может привести к тому, что ударной волны, способной вызвать химическую реакцию, не будет. Поэтому длительность импульса была сокращена примерно в два раза по сравнению с его значением, приведенным в работе [15].

Результаты

Основные расчеты проводились при числе Маха потока $M = 1,7$ и параметрах торможения $P_0 = 5$ атм, $T_0 = 1500$ К (длина первой секции постоянного сечения $L = 50$ см). Керосин, текущий вдоль оси канала, поджигается с помощью боковой струи воздуха, поступающей в конце первой секции (приблизительно за 10 см до её конца) через патрубков из емкости под давлением 4 атм. Длительность импульса составляла 0,09 мс, после чего поступление воздуха из емкости прекращается. В дальнейшем формируется квазипериодический процесс горения керосина. Процесс представлен на рис. 2, где приведено распределение числа Маха и поле температуры в различные моменты времени. Время отсчитывается от момента запуска дросселирующей струи. К моменту $t = 0,34$ мс формируется газодинамическая структура горения керосина (рис. 2а), повторяющаяся через период, приблизительно равный $\Delta t = 0,07$ мс. На рис. 2b и 2c показаны соответственно распределения числа Маха M и поле температуры T в два последовательных периода (через $20\Delta t$ и $21\Delta t$). На всех трех частях рисунка повторяется форма ударной волны и распределения M и T в области непосредственно за ударной волной. Данное обстоятельство

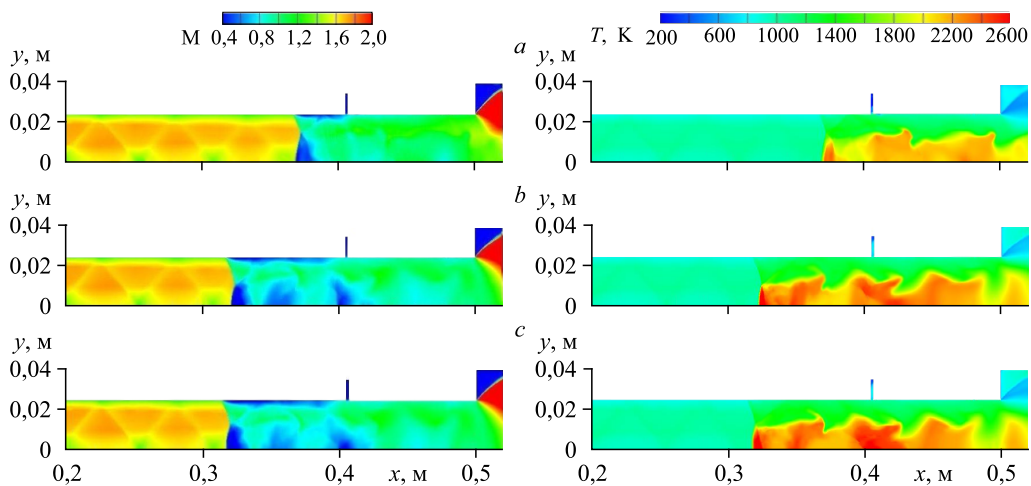


Рис. 2. Распределение числа Маха M и поле температуры T в различные моменты времени: a — $t = 0,34$ мс, b — $t = 1,727$ мс, c — $t = 1,8$ мс.

свидетельствует о том, что движение ее фронта вверх по потоку является квазипериодическим процессом. Однако ниже по потоку от ударной волны распределения M и T , показанные на рис. 2*a–2c*, отличаются. Так, если распределение числа Маха M на рис. 2*a* в этой области вплоть до расширения канала является практически однородным и с околозвуковыми скоростями, то на рис. 2*b* и 2*c* ниже ударной волны появляются неоднородности с дозвуковыми скоростями. В них содержатся высокотемпературные продукты горения. Таким образом, процесс горения не является непрерывным, а представляет собой последовательность вспышек. Это связано, главным образом, с конечной величиной времени химической индукции при рассматриваемых значениях температуры. Некоторое влияние на температурную неоднородность потока оказывает нерасчетность входного сопла.

Для анализа процессов в пределах одного периода рассмотрим одномерные распределения вдоль оси канала температуры T , числа Маха M , массовых долей m керосина $C_{12}H_{23}$ и углекислого газа CO_2 (рис. 3). На рис. 3*a* показан момент тепловой вспышки, при этом фронт температуры совпадает с фронтом ударной волны. В следующий момент времени (рис. 3*b*) высокотемпературная область, содержащая продукты сгорания, уже снесена ниже по потоку, однако ударная волна практически остается на том же месте. Далее (рис. 3*c*) высокотемпературная область и в меньшей степени ударная волна еще сместились вниз по потоку на малое расстояние. При этом температура в высокотемпературной области повысилась. Затем оба фронта — и температуры, и давления — совместились (см. рис. 3*d*), причем оба они продвинулись вверх по потоку выше, чем в момент времени, отображенный на рис. 3*a*. Этот процесс продолжает повторяться. Из рис. 3*b*, 3*c* видно, что между скачком давления и фронтом горения присутствует только $C_{12}H_{23}$, но продукты сгорания отсутствуют. Данный факт может быть объяснен конечной величиной времени химической индукции для реакции окисления $C_{12}H_{23}$. Следует отметить, что при более высокой температуре торможения потока T_0 , равной 1700 К, этих закономерностей не наблюдается.

Полученный периодический характер распространения горения керосина в осесимметричном канале при $M = 1,7$ демонстрирует рис. 4, на котором приведена зависимость от времени t смещения Δx ударной волны вверх по потоку вдоль оси. Практически

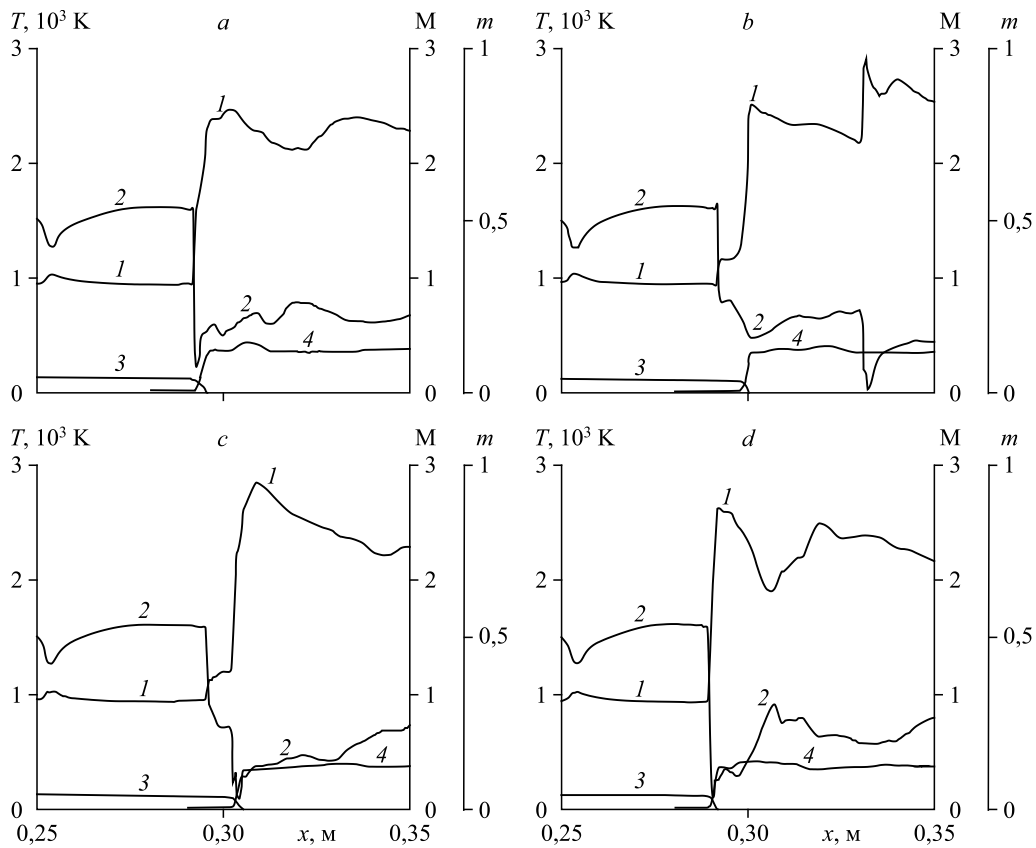


Рис. 3. Распределения вдоль оси канала температуры T (1), числа Маха M (2), массовых долей керосина $C_{12}H_{23}$ (3) и углекислого газа CO_2 (4) в моменты времени: $t = 2,23$ мс (а), $2,26$ мс (б), $2,29$ мс (с), $2,30$ мс (д).

постоянные период и амплитуда колебаний, а также близкая к линейной полоса колебаний свидетельствуют о независимости процесса от длины L секции постоянного сечения канала при значениях L до величины порядка 1 м.

Рис. 5 дает представление о возникающей внутренней структуре потока. Здесь приведена система изолиний числа Маха. За криволинейной ударной волной течение большей частью является дозвуковым ($M < 0,6$). Оно поджимается потоками газа, проходящими через косые скачки уплотнения, и ускоряется, становясь околосзвуковым ($M \approx 1$). Вытянутая область околосзвукового течения располагается между имеющим большую толщину пограничным слоем на стенке канала ($M < 1$) и достаточно широкой областью дозвукового течения вдоль оси канала. При этом перепады давления вдоль и поперек канала являются сравнительно небольшими. Изменение числа Маха и увеличение давления происходят постепенно (с небольшими осцилляциями). При этом среднее значение числа Маха оказывается меньше, чем при инициировании горения в сверхзвуковом потоке с числом Маха $M = 2$. Одной из причин этого является уменьшение давления торможения потока (с 7 до 5 атм), из-за чего при одном и том же давлении торможения дросселирующей струи ее влияние

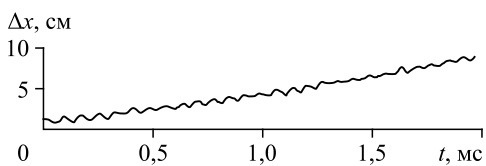


Рис. 4. Зависимость смещения ударной волны вдоль оси канала от времени.

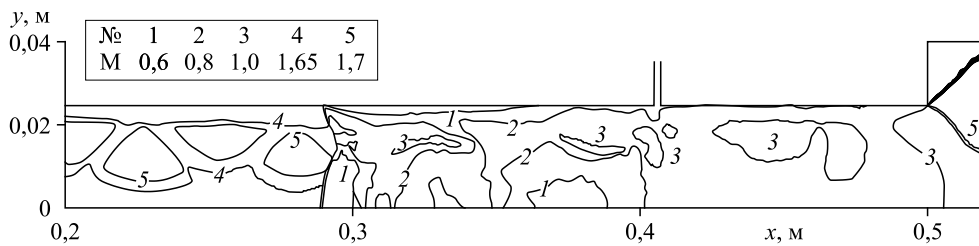


Рис. 5. Изолинии числа Маха при $t = 2,30$ мс.

на поток в канале возрастает, а отношение статического давления к полному в потоке увеличивается. Это соответствует более низким значениям числа Маха в околосзвуковой области.

Дополнительные расчеты проводились при $M = 1,7$, $P_0 = 5$ атм, $T_0 = 1200$ К. В этом варианте при достижении оси канала ударной волной, возникающей при запуске дросселирующей струи, происходит вспышка керосина. Однако выделяемой при этом энергии недостаточно для его последующего горения, и небольшая область высокотемпературных продуктов сгорания керосина выносится из канала. Несмотря на использование более узкой дросселирующей струи и слабое диффузионное горение, поток в области горения становится дозвуковым и происходит запираение канала. Эти результаты представлены в работе [18].

Заключение

Таким образом, показано, что с помощью дросселирующей струи можно осуществить воспламенение и последующее горение смеси керосина и воздуха без предварительного перемешивания в условиях, соответствующих течению при переходном режиме разгона летательного аппарата или для течения в изоляторе (температура и давление торможения — 1500 К и 5 атм, число Маха — $M = 1,7$). При горении керосина достигнуто торможение сверхзвукового потока до околосзвуковых скоростей. Благодаря использованию более высокого уровня турбулентной энергии потока оказалось достаточно одного импульса дросселирующей струи для воспламенения керосина. Затем его горение распространялось вверх по потоку с практически постоянной скоростью. Процесс имел явно автоколебательный характер, что объяснено задержкой времени воспламенения.

Список литературы

1. Замураев В.П., Калинина А.П. Формирование околосзвуковой области при теплогазодинамическом воздействии на сверхзвуковой поток в канале // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 1. С. 155–158.
2. Гольдфельд М.А. Процесс самовоспламенения и стабилизации пламени в водородной сверхзвуковой камере сгорания при поперечной подаче топлива // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 4. С. 601–613.
3. Замураев В.П., Калинина А.П. Формирование околосзвуковой области в канале переменного сечения при различных температурах торможения потока // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 3. С. 357–363.
4. Ванькова О.С., Фёдорова Н.Н. Моделирование воспламенения и горения спутной водородной струи в сверхзвуковом потоке воздуха // Физика горения и взрыва. 2021. Т. 57, № 4. С. 18–28.
5. Власенко В.В., Молев С.С., Сабельников В.А., Трошин А.И. Первые результаты численного моделирования экспериментов с высокоскоростным горением этилена в канале // Матер. XXXI научно-техн. конф. по аэродинамике. ЦАГИ. 2020. С. 65.
6. Егорян А.Д., Крайко А.Н. Сравнение воздушно-реактивных двигателей с медленным и детонационным горением // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2020. № 2. С. 123–137.
7. Николаев А.А., Колесников О.М., Волощенко О.В., Дмитриев Е.В. Влияние способа дросселирования канала на воспламенение углеводородного горючего в сверхзвуковом потоке // Всеросс. научно-техн. конф. «Авиадвигатели XXI века», 24–27 ноября 2015. Сб. тез. докл. М.: ЦИАМ, 2015. 1133 с.
8. Мажуль И.И., Гунько Ю.П. Численное моделирование течения с псевдоскачком в осесимметричном расширяющемся канале с лобовым воздухозаборником // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 1. С. 33–48.

9. Карговицкий Л.Л., Левин В.М., Яновский Л.С. Анализ газодинамического сжатия на основе модифицированной модели псевдоскачка Крокко // Тр. МАИ. 2020. Вып. № 113. 27 с.
10. Крокко Л. Одномерное рассмотрение газовой динамики установившихся течений // Основы газовой динамики / ред. Г. Эммонс. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1963. С. 64–324.
11. Tretyakov P.K., Kraïnev V.L., Lazarev A.M., Postnov A.V. Peculiarities of organization of effective hydrocarbon fuel combustion in supersonic flow // XIX Intern. Conf. Methods of Aerophys. Research, Novosibirsk, Russia, 13–19 Aug., 2018: AIP Conf. Proceed. 2018. Vol. 2027, No. 1, S. 1. P. 030029-1–030029-6.
12. Третьяков П.К. Организация эффективного горения керосина в канале при больших скоростях потока // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56, № 1. С. 42–47.
13. Третьяков П.К. Иницирование горения керосина в сверхзвуковом потоке воздуха пакетом газодинамических импульсов // Докл. АН. 2019. Т. 489, № 3. С. 250–253.
14. Замураев В.П., Калинина А.П. Управление структурой сверхзвукового потока при горении этилена с помощью газодинамических импульсов // Прикл. механика и технич. физика. 2021. Т. 62, № 1. С. 3–13.
15. Zamuraev V.P., Kalinina A.P. Deceleration of a supersonic flow down to transonic speeds using gas-dynamic pulses during combustion of hydrocarbon fuels // XX Intern. Conf. Methods of Aerophysical Research, Novosibirsk, Russia, 1–7 Nov. 2020. AIP Conf. Proc. 2021. Vol. 2351, No. 1, S. 1. P. 030050-1–030050-6.
16. Rao M.R., Rao G.A.P., Charyulu B.V.N., Singh H. Numerical studies and validation of combustor and annular isolator interactions of hydrocarbon based axisymmetric dual combustion ramjet // Aerospace Sci. and Technology. 2020. Vol. 106, No. 6. P. 106185-1–106185-15.
17. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering application // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.
18. Замураев В.П., Калинина А.П. Особенности сверхзвукового горения в канале при изменении параметров торможения потока // Матер. XXII Междунар. конф. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2021), 4–13 сентября 2021 г., Алушта. М.: Изд-во МАИ, 2021. 696 с. (С. 373–375).

*Статья поступила в редакцию 21 сентября 2021 г.,
после доработки — 9 ноября 2021 г.,
принята к публикации 14 декабря 2021 г.*