

УДК 533.6.011

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ КЕРОСИНА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ДРОССЕЛИРУЮЩЕЙ СТРУИ

В. П. Замураев, А. П. Калинина

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
E-mails: zamuraev@itam.nsc.ru, kalinina@itam.nsc.ru

Проведено численное моделирование структурных изменений сверхзвукового течения в канале переменного сечения при осевой подаче керосина под воздействием струи, создающей эффект дросселя. Решались осредненные уравнения Навье — Стокса, замыкаемые $(k-\varepsilon)$ -моделью турбулентности. Горение керосина моделировалось с помощью уравнений упрощенной химической кинетики. Выполнен численный и аналитический анализ развития процессов в канале для различных видов топлива (водорода, этилена и керосина) и проведено сравнение с экспериментальными данными. Установлено, что в случае использования керосина для формирования околосвуковой области необходимо применять газодинамические импульсы большей интенсивности.

Ключевые слова: горение керосина, осевой инжектор, сверхзвуковой поток, дросселирующая струя, околосвуковой режим.

DOI: 10.15372/PMTF20200510

Введение. Проблема организации горения в сверхзвуковом потоке связана с разработкой летательных аппаратов, эксплуатируемых при больших значениях полетного числа Маха. Используя численное моделирование, можно сократить количество проводимых экспериментов, а также получить характеристики процесса, которые невозможно получить экспериментально. Однако при этом модели турбулентности и химической кинетики выбираются несколько произвольно. При выборе этих моделей необходимо задавать значения физических и химических параметров.

Настоящая работа посвящена численному моделированию первой стадии двухстадийного процесса запуска камеры сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя [1–3], в частности изучению влияния физических и химических параметров на развитие процессов в камере сгорания при использовании одной системы уравнений для различных видов газообразного топлива. Первая стадия этого двухстадийного процесса запуска заключается в предварительном торможении сверхзвукового потока в секции постоянного сечения до околосвуковых скоростей. В эту секцию подается газообразное топливо (водород, этилен или керосин) в количестве, необходимом (при его полном сгорании) для указанного торможения потока до околосвуковой скорости. Для того чтобы инициировать

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг. (код проекта АААА-А17-117030610135-6) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 20-08-00245).

© Замураев В. П., Калинина А. П., 2020

воспламенение и горение, в канал подается дросселирующая струя сжатого воздуха. Давление в газогенераторе этой струи в несколько раз превышает давление основного потока в канале, вследствие чего перед струей возникает ударная волна, которая инициирует процесс воспламенения и горения топлива. Способ запуска, предложенный в работах [1–3], отличается от других способов [4–10] тем, что одновременно позволяет решить проблему смешения, воспламенения и горения при малых потерях полного давления. Численно (для водорода и этилена) [11–14] и экспериментально (для водорода, этилена и керосина) [1–3] показано, что независимо от способа подачи и вида газообразного топлива процесс протекает качественно одинаково, однако имеются некоторые различия. В настоящей работе численно получено, что максимальные различия наблюдаются при использовании керосина и это обусловлено большим значением его эффективной молекулярной массы.

Постановка задачи. В случаях подачи водорода, этилена, керосина используется сверхзвуковое сопло для создания потока с числом Маха $M \approx 2$ при давлении торможения $P_0 = 7,1 \cdot 10^5$ Па и температуре торможения $T_0 = 1650$ К. Линейные размеры канала также приблизительно одинаковы: полная длина канала равна 750 мм, диаметр сечения постоянного сечения равен 50 мм, ее длина приблизительно равна восьми диаметрам критического сечения сопла. Численное исследование нестационарного горения в сверхзвуковом потоке проводилось для осесимметричного канала с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, замыкаемых $(k-\varepsilon)$ -моделью турбулентности, а также уравнений упрощенной химической кинетики. Постановка задачи для численного моделирования подробно изложена в [12]. Схема канала приведена на рис. 1, где также представлено распределение керосина и этилена при истечении из осевого инжектора в отсутствие дросселирующей струи. Для того чтобы показать границы струй, выбрано изображение одного уровня с массовой долей газообразного топлива, равной 0,01. При этом на границе отверстия инжектора массовая доля равна 1,0, а при истечении и расширении струи она уменьшается до десятых долей. Внешний диаметр осевого инжектора равен 10 мм, внутренний — 1,6 мм, отверстие инжектора соответствует координате $x = 0$. Давление в форкамере для этилена равно $15,2 \cdot 10^5$ Па, для керосина — $9,1 \cdot 10^5$ Па. Соответственно расход этилена составляет приблизительно 5 г/с, а керосина — 9 г/с.

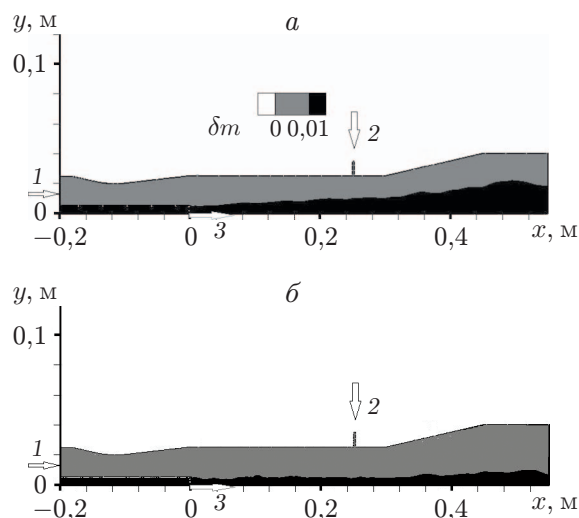


Рис. 1. Схема канала и квазистационарное распределение массовой доли этилена (а) и керосина (б):

1 — подача воздуха, 2 — дросселирующая струя, 3 — подача топлива

Таблица 1

Значения числа Маха и соответствующего отношения статического давления в потоке к давлению торможения в изоэнтропическом приближении

$P \cdot 10^{-5}$, Па	М	P/P_0
2,34	1,37	0,33
2,62	1,28	0,37
2,70	1,26	0,38
3,74	1,01	0,52

Результаты сравнения процессов истечения керосина и этилена показывают, что струя керосина значительно плотней и компактней, чем струя этилена.

Обзор экспериментальных результатов. Во всех рассматриваемых случаях (водород, этилен, керосин) в секции постоянного сечения модели создается поток с параметрами $M \approx 2$, $P_0 = 7,1 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 1650$ К.

Экспериментальные результаты для водорода представлены в работе [1] в виде зависимости статического давления на стенке канала, имеющего переменное сечение, от продольной координаты. Однако в [1] не указано, в какой момент времени снимаются показания датчика, каким образом проводится процедура осреднения экспериментальных мгновенных значений давления. Следует отметить, что представленные значения давления не превышают $0,33P_0$, данные о газодинамических импульсах в газогенераторе дроселирующей струи сжатого воздуха отсутствуют.

В работе [2], посвященной экспериментальному исследованию горения этилена, приведена циклограмма газодинамических импульсов, указаны моменты времени, для которых получены зависимости давления от координаты, однако не приведен интервал времени, в течение которого с помощью микроконтроллера осредняются данные. Очевидно, представленные в [2] значения являются осредненными, а не мгновенными. Максимальное значение давления в газогенераторе газодинамических импульсов равно $11,1 \cdot 10^5$ Па, минимальное — $9,1 \cdot 10^5$ Па. Максимальное статическое давление в секции постоянного сечения составляет $0,37$ значения давления торможения потока. Согласно [2] период газодинамических импульсов приблизительно равен $40 \div 50$ мс, скважность импульсов — 45 мс.

При экспериментальном исследовании для керосина также получены данные о циклограмме газодинамических импульсов, при этом максимальное статическое давление в камере сгорания составляло $0,38$ значения давления торможения потока, максимальная амплитуда газодинамических импульсов равна $30,4 \cdot 10^5$ Па, минимальная — $11,1 \cdot 10^5$ Па, осреднение проводится на интервале времени $0,1$ с, что составляет приблизительно $4,5$ периода газодинамических импульсов, приблизительно равного 18 мс. Значение скважности импульсов не указывалось. Во всех случаях реализовывался околосвуковой режим.

Результаты анализа экспериментальных данных не позволили ответить на вопросы, действительно ли реализуется околосвуковой режим и почему в случае подачи керосина возникает необходимость в три раза увеличить максимальное давление в газогенераторе газодинамических импульсов.

Аналитические оценки. Выясним, является ли поток сверхзвуковым и насколько его скорость превышает скорость звука. Оценку числа Маха по статическому давлению можно выполнить с использованием формул для квазиодномерного изоэнтропического течения идеального газа [15]. В табл. 1 для максимальных значений статического давления P , полученных в [1–3] для давления торможения $P_0 = 7,1 \cdot 10^5$ Па, приведены соответствующие минимальные значения числа Маха, а также значения статического давления для скорости звука (последняя строка). Из табл. 1 следует, что в изоэнтропическом при-

Таблица 2

Значения скорости V в спутном потоке за ударной волной в одномерной задаче о распаде произвольного разрыва при минимальном давлении за разрывом, равном 10^5 Па, и различных значениях максимального давления P_m за разрывом для этилена и керосина

Вид топлива	$P_m \cdot 10^{-5}$, Па	V , м/с
Этилен	4	327
Этилен	11	559
Керосин	4	134
Керосин	11	229
Керосин	30	325

ближении во всех рассматриваемых случаях [1–3] течение действительно является околосвуковым. Заметим, что вследствие вязкости и турбулентности реальные значения числа Маха должны быть меньше. В работе [11] численное моделирование горения водорода проводилось при $P = 2,7 \cdot 10^5$ Па, $M = 1$. Следовательно, можно утверждать, что течение является околосвуковым, скорость потока незначительно превышает скорость звука.

Используя аналитические оценки, выясним, почему в случае горения керосина значение максимального давления в газогенераторе для дросселирующей струи почти в три раза больше, чем в случаях горения водорода и этилена. Результаты численного моделирования истечения керосина и этилена, представленные на рис. 1, показывают, что струя керосина, истекающая из осевого инжектора, практически не расширяется. Известно, что для горения газообразное топливо необходимо сначала перемешать с воздухом, затем перемешанную смесь поджечь. Поскольку температуры самовоспламенения стехиометрической смеси с воздухом керосина и этилена достаточно близки, данный параметр не может влиять на выбор величины давления в газогенераторе для дросселирующей струи, но смесь нужно еще перемешать. С помощью первых газодинамических импульсов смесь перемешивается, и с каждым новым импульсом размер области горения в направлении поперек потока увеличивается. Эффективность перемешивания зависит от скорости потока за ударной волной. Поскольку ударная волна, распространяющаяся от дросселирующей струи, является криволинейной, скорость потока за этой ударной волной состоит из компонент, направленных вдоль и поперек канала. Согласно задаче о распаде произвольного разрыва, решаемой в одномерном приближении численно с помощью системы уравнений [15], скорость V спутного потока за ударной волной зависит от молекулярной массы газа. Молекулярная масса этилена C_2H_4 равна 28 а.е.м., молекулярная масса керосина с эффективной химической формулой $C_{12}H_{23}$ равна 167 а.е.м., т. е. в шесть раз больше. С использованием формул для распада произвольного разрыва вычислим скорость V в спутном потоке за ударной волной для экспериментальных значений давления в газогенераторе газодинамических импульсов и основном потоке, взятых из экспериментов [2, 3], для этилена и керосина. Результаты расчетов приведены в табл. 2. Для температуры по обе стороны разрыва использовались значение средней температуры в потоке при отсутствии горения $T = 1000$ К и давление $P = 10^5$ Па. Из табл. 2 следует, что для достижения одной и той же скорости движения газа при использовании керосина перепад давлений должен быть в три раза выше, чем при использовании этилена.

Результаты численного моделирования. Давление в газогенераторе дросселирующей струи в случае этилена равно $4,05 \cdot 10^5$ Па, в случае керосина — $5,07 \cdot 10^5$ Па. На рис. 2 представлены результаты численного моделирования развития процесса горения этилена и керосина во времени. Постановка задачи для этих видов топлива одинакова с точностью до значений физических и химических параметров (более подробное ее описание приве-

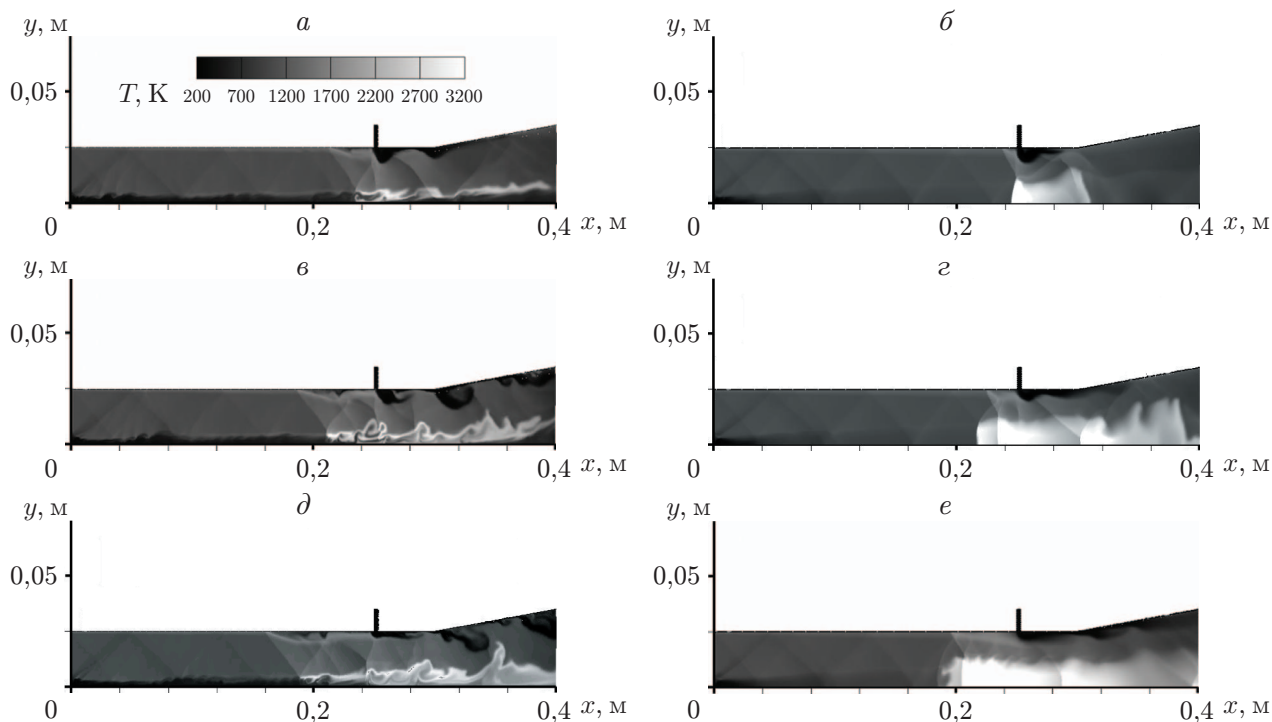


Рис. 2. Распределение температуры при развитии процесса горения керосина (а, в, д) и этилена (б, г, е) в различные моменты времени: а, б — $t = 0,18$ мс, в, г — $t = 0,24$ мс, д, е — $t = 0,33$ мс

дено в [11]). На рис. 2 видно, что при горении керосина процесс менее интенсивен, чем при горении этилена. В случае взаимодействия этилена с дросселирующей струей сгорает практически весь газ, поступающий из инжектора, а в случае керосина процесс горения развивается вблизи поверхности струи, перемешивание происходит слабо. В обоих случаях процесс распространяется вверх по потоку с одинаковой скоростью, несмотря на то что расход керосина почти в два раза превышает расход этилена, и в случае полного сгорания керосина температура и скорость распространения горения вверх по потоку должны быть больше.

Заключение. Аналитически и численно показано, что необходимость использования газодинамических импульсов большей интенсивности при горении керосина обусловлена процессами перемешивания, интенсивность которых существенно зависит от молекулярной массы газообразного топлива.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Abashev V. M., Korabelnikov A. V., Kuranov A. L., Tretyakov P. K.** Increase in the efficiency of a high-speed ramjet on hydrocarbon fuel at the flying vehicle acceleration up to $M = 6+$ // AIP Conf. Proc. 2017. V. 1893. 020005. DOI: 10.1063/1.5007443.
2. **Tretyakov P. K., Krainev V. L., Lazarev A. M., Postnov A. V.** Peculiarities of organization of effective hydrocarbon fuel combustion in supersonic flow // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2027. 030029. <https://doi.org/10.1063/1.5065123>.
3. **Третьяков П. К.** Иницирование горения керосина в сверхзвуковом потоке воздуха пакетом газодинамических импульсов // Докл. АН. 2019. Т. 489, № 3. С. 250–253.

4. **Фролов С. М., Звегинцев В. И., Иванов В. С. и др.** Макет-демонстратор непрерывно-детонационного прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Результаты испытаний в аэродинамической трубе // Докл. АН. 2017. Т. 474, № 1. С. 51–55.
5. **Firsov A., Savelkin K. V., Yarantsev D. A., Leonov S. B.** Plasma-enhanced mixing and flame holding in supersonic flow // Philos. Trans.: Math., Phys. Engng Sci. Ser. A. 2015. V. 373, N 2048. 20140337.
6. **Smirnova N. N., Nikitina V. F., Stamova L. I., et al.** Three-dimensional modeling of rotating detonation in a ramjet engine // Acta Astronaut. 2019. V. 163. P. 168–176. DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.02.016.
7. **Фирсов А. А., Яранцев Д. А., Леонов С. Б., Иванов В. В.** Численное моделирование горения этилена в сверхзвуковом потоке воздуха // Компьютер. исслед. и моделирование. 2017. Т. 9, № 1. С. 75–86.
8. **Firsov A. A., Shurupov M. A., Yarantsev D. A., Leonov S. B.** Plasma-assisted combustion in supersonic airflow: optimization of electrical discharge geometry // Proc. of the 52nd AIAA Aerospace sciences meeting, National Harbor (USA), 13–17 Jan. 2014. S. l.: AIAA, 2014. DOI: 10.2514/6.2014-0988.
9. **Randolph H., Chew L., Johari H.** Pulsed jets in supersonic crossflow // AIAA J. Propuls. Power. 1994. V. 10, N 5. P. 746–748.
10. **Barzegar Gerdroodbarya M., Keivan Fallahb, Pourmirzaaghac H.** Characteristics of transverse hydrogen jet in presence of multi air jets within scramjet combustor // Acta Astronaut. 2017. V. 132. P. 25–32.
11. **Замураев В. П., Калинина А. П.** Управление формированием околосзвуковой области в сверхзвуковом потоке с помощью дросселирующей струи и пристеночного выделения тепла // ПМТФ. 2019. Т. 60, № 4. С. 47–55.
12. **Zamuraev V. P., Kalinina A. P., Popova D. S., et al.** Choice of boundary conditions at the unsteady modeling of jets flowing into the supersonic flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1268, N 1. DOI: 10.1088/1742-6596/1268/1/012024.
13. **Surzhikov S. T., Seleznev R. K., Tretyakov P. K., Zabaykin V. A.** Unsteady thermodynamic processes in scramjet combustion chamber with periodical input of cold air // Proc. of the 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conf. and exhibit., Cleveland (USA), 28–30 July 2014. S. l.: AIAA, 2014. DOI: 10.2514/6.2014-3917.
14. **Zamuraev V. P., Kalinina A. P., Fedorova D. V., Popova D. S.** Calculations of shock-wave flow structure in axisymmetric channel with near-wall ethylene burning with throttle air jet // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1369. DOI: 10.1088/1742-6596/1369/1/012066.
15. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Физматлит, 1987.

*Поступила в редакцию 23/VI 2020 г.,
после доработки — 23/VI 2020 г.
Принята к публикации 27/VII 2020 г.*