

УДК 533.6.011

## Формирование околосвуковой области в канале переменного сечения при различных температурах торможения потока \*

В.П. Замураев, А.П. Калинина

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

E-mail: v.zamuraev@gmail.com, a\_p\_kalinina@mail.ru

Численно изучается инициирование работы прямооточного воздушно-реактивного двигателя с распределенной подачей топлива по длине камеры сгорания. Принципиальным является наличие струи сжатого воздуха, создающей эффект дросселя, и предварительное торможение потока до околосвуковых скоростей. Решаются осредненные уравнения Навье–Стокса, замыкаемые SST  $k-\omega$ -моделью турбулентности. В качестве газообразного топлива используется водород. Рассматривается боковая подача топлива. Получен пульсирующий околосвуковой режим. Показано, что с ростом температуры торможения потока примерно до 1700 К происходит рост характерного масштаба вихревых зон, и, как следствие, значительно возрастает уровень перемешивания водорода с воздухом.

**Ключевые слова:** горение водорода, сверхзвуковой поток, поперечные струи, околосвуковой режим.

Проблема повышения эффективности рабочего процесса в высокоскоростных двигателях прямооточных схем в последнее время пользуется все большим вниманием исследователей. Спектр предлагаемых способов решения задачи достаточно широкий [1–29]. Экспериментальные исследования характеризуются разнообразием, при этом изучаются как работа всей системы в целом [1–6], так и отдельные процессы [7–13], которые могут быть использованы для управления ею. Можно выделить следующие направления изучения данной проблемы: оценка эффективности воспламенения приготовленной топливной смеси с помощью плазменных актуаторов [4, 6, 10] или оптического лазерного разряда [9], исследование воздействия плазменных актуаторов или эквивалентных тепловых источников на газодинамику с целью их возможного применения для управления сверхзвуковым потоком [4, 6, 14], изучение возможности использования детонационных процессов [5, 15], а также улучшение качества смешения с помощью поперечных струй [7, 13, 16–18]. В работах [6, 19] были продемонстрированы преимущества пристеночного выделения тепла в секции постоянного сечения. Новый метод запуска камеры сгорания, предложенный в исследованиях [1, 2], интересен тем, что при его использовании одновременно решаются почти все задачи: минимизация потерь полного давления, смешение топливной смеси и ее воспламенение. Этот метод реализуется

---

\* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы (проект АААА-А17-117030610135-6) при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ 20-08-00245.

с помощью поперечной струи сжатого воздуха при распределенной подаче топлива по длине камеры. Благодаря дросселирующей струе происходит торможение потока до околосвуковых скоростей с последующим воспламенением топливной смеси при встрече с дросселирующей струей, затем в расширяющуюся часть канала подается основная масса топлива и там происходит основное тепловыделение. В указанных работах были опубликованы результаты экспериментов для водорода: показания датчиков давления на стенке канала как с подачей топлива в расширяющейся части, так и без нее, и визуальное наблюдение интенсивности свечения. На основе этих результатов и одномерной теории [20] авторы [1] делают вывод, что горение в секции происходит в околосвуковом режиме. Получение других характеристик затруднительно по причине высоких скоростей и температур. Кроме того, показания датчиков давления снимаются по сигналу прерывания, который не дает необходимого разрешения изучаемых быстропротекающих процессов. В связи с этим становится актуальным нестационарное численное моделирование процесса для выявления качественных закономерностей и количественных характеристик. В работе [26] для условий, близких к экспериментам [1, 2], на основе нестационарной двумерной постановки задачи был исследован процесс установления околосвукового режима в канале плоской геометрии при начальной температуре торможения потока  $T_0 = 1000$  К. В исследованиях [27, 28] пульсирующий режим был получен вследствие нестационарного горения, а не в результате импульсной подачи струй, как в работе [13] или [16, 25], где изучалось воздействие нескольких импульсов дросселирующей струи, втекающей с постоянной скоростью, при такой же температуре  $T_0$ . В предлагаемой работе исследуется влияние более высокой температуры торможения потока (1700 К) на процесс установления околосвукового режима и на перемешивание топливно-воздушной смеси для той же системы, которая рассматривалась в [26–28].

Исследование проводится для модели с параметрами, описанными в работе [1]. В экспериментах [1] использовалась плоская камера сгорания сечением 30×40 мм при следующих параметрах: число Маха на входе  $M = 2$ , температура торможения составляла 1700–1800 К, давление торможения — 7,1 атм. Водород подавался вблизи входа на участке постоянного сечения в количестве, позволяющем получить поток со средним числом Маха  $M = 1$ . В следе за первым отверстием на расстоянии приблизительно 2/3 длины участка постоянного сечения располагалось отверстие для импульсно-периодической подачи газа из импульсного генератора газов. На рис. 1 показана схема плоской камеры сгорания, подобной используемой в эксперименте [1]. Сопло на входе создает поток с  $M \approx 2$  в секции постоянного сечения с поперечным размером 30 мм. Давление и температура торможения потока составляют 7 атм и 1700 К. Водород ( $H_2$ ) подается через две щели, расположенные напротив друг друга, под давлением 2 атм. В газогенераторе дросселирующей струи (ГИ), размещенном ниже по потоку, давление равно 4 атм. Некоторые параметры выбраны близкими к аналогичным значениям исследований [16–18]. При численном моделировании, как и в работе [28], решаются двумерные нестационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса с моделью турбулентности SST  $k-\omega$  при упрощенной химической кинетике из одной реакции с помощью

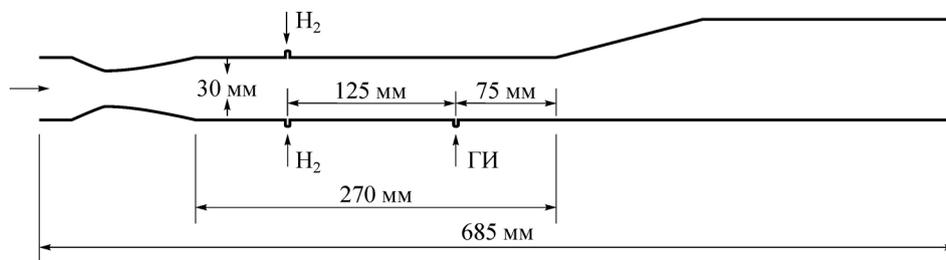


Рис. 1. Схема камеры сгорания.

базы данных Ansys Fluent (значения энергии активации и предэкспонента составляют  $3,1 \cdot 10^7$  Дж/кмоль и  $9,87 \cdot 10^8$  м<sup>3</sup>/(кмоль·с) соответственно). В ходе вычислений применялось искусственное ограничение производства кинетической энергии турбулентности — использовалось значение ограничителя Production Limiter Clip Factor, равное единице. Существует множество публикаций, посвященных выбору величины ограничителя. В конечном итоге принято, что его выбор определяется решаемой задачей. В исследовании [30], например, для обтекания затупленных тел было показано, что стандартное значение величины Production Limiter Clip Factor, равное 10, является неоправданно большим, и предлагался свой алгоритм расчета величины ограничителя. В работе [31] был предложен и протестирован на задаче обтекания плоской пластины оригинальный метод на основе RANS- и DES-подходов. Для настоящего численного исследования, описывающего как физические, так и химические процессы, значение указанного ограничителя выбиралось исходя из качественного совпадения с экспериментальной картиной истечения струи [11].

В работах [1, 32] были получены одномерные распределения давления вдоль стенки канала, как для пристеночной подачи топлива, так и для осесимметричной. В осесимметричном случае процесс горения локализуется не у стенки канала, а в ядре потока. При этом в обоих случаях зависимости давления от координаты демонстрировали похожее поведение и, кроме того, характеризовались близкими по величине максимальными значениями. Более того, авторы [1] в работе [32] при той же схеме экспериментального исследования горения этилена отмечали, что вид подачи не имеет принципиального значения. Все это указывает на то, что управляющим фактором являются не приповерхностные, а объемные процессы.

При численном моделировании в представленном исследовании использовался код Ansys Fluent, а также опция High Order Term Relaxation. Вычисления выполнялись на блочных сетках [33]. Применялась явная численная схема третьего порядка с ограничением на шаг по времени согласно числу Куранта, равному 0,9. В качестве решателя использовался AUSM, а для расчета потоков — MUSCL-реконструкция. На входе в канал задавались параметры торможения: давление 7 атм, температура  $T_0 = 1700$  К, а также статическое давление, равное 6,32 атм. Турбулентность в ядре потока полагалась 0,1 %. При этом толщиной пограничного слоя на входе в сопло предполагалось пренебречь, однако в процессе прохождения через сопло Лавала и далее по каналу его толщина постепенно увеличивается. Свойства пограничного слоя влияют на процесс формирования отрывных зон и характер горения вблизи стенок, поэтому его особенности должны быть учтены в секции постоянного сечения, где происходит горение. Стенки считались теплоизолированными. На границах патрубков для струй задавались давление и температура торможения, а также статическое давление. Описанные граничные условия использовались в работе [25] при втекании струи водорода. В случае более высокого давления в потоке, чем в резервуарах для струй, они позволяют получить блокировку струй.

На рис. 2 изображено поле температуры в последовательные моменты времени. Водород, втекающий из двух щелей, сносится вниз по потоку, горение практически отсутствует (область 1 на рис. 2а). Слабое горение имеет место в зоне контакта водорода и воздуха (белая волнистая линия, ограничивающая область 1). Перед струей сжатого воздуха возникает ударная волна, перекрывающая все сечение канала. Происходит отрыв пограничного слоя с воспламенением и горением топлива (рис. 2а). Далее наблюдается интенсивное перемешивание топлива с окислителем, область горения расширяется, оно распространяется вверх по потоку, блокируя выход водорода из отверстий. Возникают колебания, усиливающие процессы смешения. В отличие от результатов, полученных при начальной температуре торможения потока  $T_0 = 1000$  К [25, 26], где размер вихревых зон не превышает половины поперечного сечения канала, при температуре торможения  $T_0 = 1700$  К вихревые зоны перекрывают все сечение канала. Здесь также присутствуют

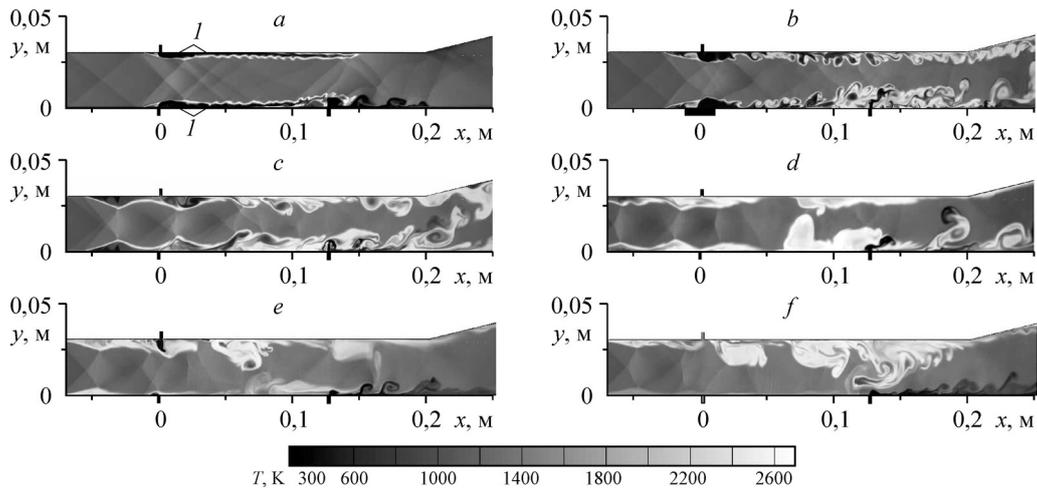


Рис. 2. Поле температуры в различные моменты времени.  
 $t = 1,99$  (a),  $2,10$  (b),  $2,32$  (c),  $2,69$  (d),  $3,49$  (e),  $4,45$  (f) мс;  $T_0 = 1700$  К.

высокотемпературные области с низким числом Маха и не участвовавший в реакции газ с числом Маха  $M > 1$ , сжатый расширяющимся продуктами реакции. Режим горения является промежуточным между обычным горением и детонацией (преддетонационный режим), скорость распространения горения в этом случае может составлять сотни метров в секунду (оценка сделана по скорости изменения размера высокотемпературных областей). В эксперименте [1] отсутствует четкое указание, к какому временному промежутку или выделенному моменту времени относятся полученные результаты. Поэтому авторы настоящей работы провели сравнение с экспериментом квазипериодического и еще неустановившегося решения, что показано на рис. 3a и 3b соответственно.

На рис. 3a приведены расчетные значения числа Маха (верхняя часть рисунка) и давления (нижняя часть рисунка) вдоль канала на расстоянии 10 мм от нижней стенки, а также экспериментальные значения (6 точек, изображенных символами  $I$ ); датчики давления в эксперименте располагались на стенке, противоположной стенке с дросселирующей струей. Горизонтальная линия соответствует числу Маха  $M = 1$ . Различные кривые Маха и давления на рис. 3a получены для разных моментов времени. Наблюдается удовлетворительное совпадение по давлению с экспериментом [1]. Кривая 5 для момента времени 2,42 мс соответствует температуре торможения потока  $T_0 = 1000$  К, кривые 2–4 — температуре  $T_0 = 1700$  К. Кривая давления для  $T_0 = 1000$  К лежит несколько ниже других и имеет меньшую амплитуду колебаний; она соответствует установлению средней скорости потока с числом Маха  $M \approx 1$  (кривая 5 распределения числа Маха на рис. 3a колеблется около линии  $M = 1$ ). В то же время кривые давления для температуры торможения  $T_0 = 1700$  К соответствуют более высоким значениям среднего числа Маха (кривые 2–4 распределения числа Маха на рис. 3a лежат выше линии  $M = 1$ , среднее значение числа Маха приблизительно равно 1,3). Следует отметить, что средний уровень давления в расчетах удовлетворительно совпадает с экспериментом справа при  $x > 0,08$  м.

На рис. 3b показано распределение давления вдоль канала на стенке, противоположной дросселирующей струе, для температуры торможения 1000 К (кривая 3, момент времени 0,26 мс) и 1700 К (кривая 2, момент времени 0,25 мс). Обе расчетные зависимости давления достаточно удовлетворительно совпадают с экспериментальной кривой не только справа от значения  $x = 0,1$  м, но и слева от него, что согласуется с законами аэродинамики.

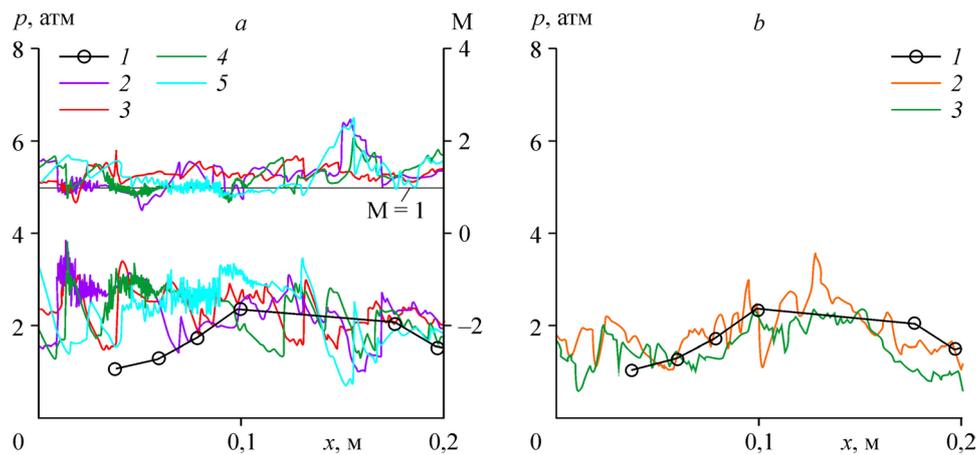


Рис. 3. Расчетные значения числа Маха (вверху) и давления (внизу) вдоль канала в различные моменты времени в квазипериодическом решении (а) и распределение давления при неустановившемся процессе (б).

1 — экспериментальные значения давления при  $T_0 = 1700$  К;  
 а:  $t = 3,5$  (2),  $3,56$  (3),  $3,63$  (4) при  $T_0 = 1700$  К,  $t = 2,42$  (5) мс при  $T_0 = 1000$  К,  
 б:  $t = 0,25$  мс (2) при  $T_0 = 1700$  К,  $t = 0,26$  мс (3) при  $T_0 = 1000$  К [26].

В работе [20] для описания горения в псевдоскачке использовалось квазиодномерное приближение. При сравнении расчетных и экспериментальных распределений давления вдоль канала было получено хорошее совпадение. В результате экспериментальных исследований [31] был достигнут преддетонационный режим и сделан вывод, что форма канала не имеет большого влияния на распределение параметров. Возможность применения двумерного и тем более квазиодномерного приближения как раз и определяется возникновением преддетонационного горения, когда скорость изменения параметров в поперечном направлении, особенно давления, становится очень высокой по сравнению со скоростью распространения водородного пламени в воздухе, что реализуется при недостатке воздуха по сравнению со стехиометрическим количеством в турбулентном потоке и составляет 890 м/с согласно [34].

В экспериментально-вычислительной работе [16] и посвященной численному моделированию работе [25] также рассматривалась плоская камера сгорания [1], при этом решались двумерные уравнения Навье–Стокса для ламинарного течения. Было выполнено тестирование методики расчетов [16, 25], а в [25] в рамках этой постановки задачи сделаны съемки процесса. Из результатов [16, 25], полученных на основе детальной химической кинетики, видно, что процесс воспламенения и горения водородно-воздушной смеси при встрече с дросселирующей струей происходит очень быстро, приблизительно в соответствии с рис. 2.

Таким образом установлено, что при изменении температуры торможения потока в плоском канале от 1000 К [26, 27] до 1700 К происходит существенное увеличение характерного масштаба вихревых зон, и, как следствие, значительно возрастает уровень перемешивания водорода с воздухом. При температуре торможения потока 1700 К также получен пульсирующий околосвуковой режим. При этом для обеих температур торможения показано, что имеет место удовлетворительное совпадение численных и экспериментальных результатов на качественном уровне, если экспериментальные данные относятся к установившемуся процессу, и хорошее количественное совпадение с экспериментальными данными, если они соответствуют мгновенному снимку неустановившегося процесса в начальной стадии.

### Список литературы

1. Третьяков П.К., Забайкин В.А., Прохоров А.Н. Высокоскоростной ПВРД с пульсирующим режимом запуска // XI Всеросс. съезд по фундаментальным проблемам теоретич. и прикл. механики: сб. докладов. Казань: Изд.-во Казанского университета, 2015. С. 3778–3780.
2. 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. Proceed. 2017. Vol. 1893, No. 1. P. 020005-1–020005-10.
3. Фролов С.М., Звездинцев В.И., Иванов В.С., Аксенов В.С., Шамшин И.О., Внучков Д.А., Наливайченко Д.Г., Берлин А.А., Фомин В.М. Макет-демонстратор непрерывно-детонационного прямооточного воздушно-реактивного двигателя. Результаты испытаний в аэродинамической трубе // Докл. РАН. 2017. Т. 474, № 1. С. 51–55.
4. Firsov A., Savelkin K.V., Yarrantsev D.A., Leonov S.B. Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow // Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engng Sci. (Series A). 2015. Vol. 373, No. 2048. P. 20140337-1–20140337-16.
5. Wolanski P. Detonative propulsion // Proceedings of the Combustion Institute. 2013. Vol. 34. P. 125–158.
6. Фирсов А.А., Яранцев Д.А., Леонов С.Б., Иванов В.В. Численное моделирование горения этилена в сверхзвуковом потоке воздуха // Компьютерные исследования и моделирование. 2017. Т. 9, № 1. С. 75–86.
7. Гурьева Н.В., Иванькин М.А., Лапинский Д.А., Тимошенко В.И. Исследование особенностей течений в каналах при взаимодействии возмущений с псевдоскачком // Учен. записки ЦАГИ. 2012. Т. XLIII, № 6. С. 40–54.
8. Seleznev R.K. Comparison of two-dimensional and quasi-one-dimensional scramjet models by the example of VAG experiment // J. Physics: Conference Series. 2017. Vol. 815, No. 1. P. 012007-1–012007-6.
9. O'Brianta S.A., Guptab S.B., Vasu S.S. Review: laser ignition for aerospace propulsion // Propulsion and Power Research. 2016. Vol. 5, No. 1. P. 1–21.
10. Firsov A.A., Shurupov M.A., Yarrantsev D.A., Leonov S.B. Plasma-assisted combustion in supersonic airflow: optimization of electrical discharge geometry // AIAA Paper. 2014. No. 2014-0988.
11. Umbrello T., Carter C., McCall J., Hsu K.-Yu. Enhanced mixing in supersonic flow using a pulse detonator // J. Propulsion and Power. 2015. Vol. 31, No. 2. P. 654–663.
12. Shi H., Wang G., Luo X., Yang J., Lu X.-Y. Large-eddy simulation of a pulsed jet into a supersonic crossflow // Computers and Fluids. 2016. 140. P. 320–333.
13. Randolph H., Chew L., Johari H. Pulsed jets in supersonic crossflow // AIAA J. Propul. Power. 1994. Vol. 10, No. 5. P. 746–748.
14. Zamuraev V.P., Kalinina A.P. Effect of surface energy pulses on supersonic flow in a channel of variable cross section // J. of Engng Physics and Thermophysics. 2016. Vol. 89, No. 3. P. 688–694.
15. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в камере сгорания с непрерывной детонацией // Химическая физика. 2012. Т. 31, № 3. С. 32–45.
16. Журавская Т.А., Левин В.А. Стабилизация детонационного горения высокоскоростного потока горючей газовой смеси в плоском канале // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2015. № 2. С. 117–128.
17. Anazadehsayeda A., Gerdroodbary M.B., Aminic Y., Moradid R. Mixing augmentation of transverse hydrogen jet by injection of micro air jets in supersonic crossflow // Acta Astronautica. 2017. Vol. 137. P. 403–414.
18. Gerdroodbarya M.B., Fallahb K., Pourmirzaaghac H. Characteristics of transverse hydrogen jet in presence of multi air jets within scramjet combustor // Acta Astronautica. 2017. Vol. 132. P. 25–32.
19. Zamuraev V.P., Kalinina A.P. Study of the geometry effect of the channel with variable cross section under forming transonic region in the supersonic flow with energy supply // J. of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 894, No. 1. P. 012118-1–012118-7.
20. Третьяков П.К. Определение теплоподвода к потоку в канале с псевдоскачком // Физика горения и взрыва. 1993. № 3. С. 71–77.
21. Брезгин Л.В., Копчёнов В.И., Старик А.М., Титова Н.С. Численный анализ горения водородно-воздушной смеси в модельной камере сгорания перспективных воздушно-реактивных двигателей при активации молекул  $O_2$  резонансным лазерным излучением // Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53, № 3. С. 3–17.
22. Miller W.A., Medwell P.R., Doolan C.J., Kim M. Numerical investigation of a pulsed reaction control jet in hypersonic crossflow // Phys. Fluids. 2018. Vol. 30. P. 106108-1–106108-16.
23. Замураев В.П., Калинина А.П. О возможности создания устойчивой околосзвуковой области в сверхзвуковом потоке в канале // Тепловые процессы в технике. 2016. Т. 8, № 7. С. 292–296.
24. Гудич И.Г., Жуков В.Т., Мацуковский К.В., Новикова Н.Д., Рыков Ю.Г., Феодоритова О.Б. Численное моделирование высокоскоростной камеры сгорания с использованием пакета OpenFOAM // Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша. 2016. № 10. 32 с.
25. Селезнев Р.К., Суржиков С.Т. Нестационарные газодинамические процессы в прямоугольном канале ГПВРД с периодическим вдувом холодного воздуха // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16, № 3. С. 1–6.
26. Zamuraev V.P., Kalinina A.P. Intensification process of air-hydrogen mixture burning in the variable cross section channel by means of the air jet // AIP Conf. Proceed. 2018. Vol. 1939. P. 020054-1–020054-6.

27. Замураев В.П., Калинина А.П. Процесс интенсификации горения воздушно-водородной смеси в канале с помощью струи воздуха // Инженерный журнал: наука и инновации. 2018. № 11. С. 1–16.
28. Замураев В.П., Калинина А.П. Формирование околосвуковой области при теплогазодинамическом воздействии на сверхзвуковой поток в канале // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 1. С. 155–158.
29. Sadreghighi I. Turbulence Modeling. A Review // Technical Report. 2019. 61 p.
30. Liu Y., Guan X., Xu Ch. A production limiter study of SST-SAS turbulence model for bluff body flows // J. Wind Engng & Industrial Aerodynamics. 2017. Vol. 170. P. 162–178.
31. Gritskevich M.S., Garbaruk A.V., Schutze J., Menter F.T. Development of DDES and IDDES formulations for the  $k-\omega$  shear stress transport model // Flow, Turbulence and Combustion. 2012. Vol. 88, No. 3. P. 431–449.
32. Третьяков П.К., Крайнев В.Л., Постнов А.В., Тупикин А.В. Способ перехода работы ПВРД на режим ГПВРД // Новые технологии, материалы и оборудование российской авиакосмической отрасли (АКТО-2018): материалы всеросс. научно практич. конф. с международным участием (Казань, 8–10 августа 2018 г.). Т. 1. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2018. С. 291–295.
33. Усачов А.Е. Разработка и верификация многоблочных вычислительных технологий в пакете VP2/3 с приложениями к фундаментальным и прикладным задачам аэромеханики и теплофизики // Автореферат дис... д-ра физ.-мат. наук, Москва. 2013. 35 с.
34. Справочник химика. Т. 3. Химическое равновесие и кинетика свойства растворов. Электродные процессы. Изд. 2. / Под ред. Никольского Б.П., Рабиновича В.А. // Химия. М.–Ленинград, 1965. 1005 с.

*Статья поступила в редакцию 1 июля 2019 г.,  
после доработки — 15 сентября 2019 г.,  
принята к публикации 6 ноября 2019 г.*