

УДК: 537.52:533.697

Моделирование влияния импульсно-периодического нагрева на формирование возмущений на границе поперечной струи в сверхзвуковом потоке

Л. С. Волков^{1,2,a}, А. А. Фирсов¹

¹ОИВТ РАН,

Россия, 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Россия, 141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

E-mail: ^a volkov.ls@phystech.edu

Получено 02.05.2023, после доработки — 10.07.2023.

Принято к публикации 14.08.2023.

При взаимодействии сверхзвукового потока воздуха с поперечной вторичной струей, инжектируемой в этот поток через отверстие на плоской стенке, формируется особая структура течения. Это течение имеет место при инъекции топлива в прямоточные камеры сгорания сверхзвуковых авиационных двигателей, поэтому в последние годы в России и за рубежом предлагаются и исследуются разнообразные подходы к интенсификации смешения газов в этом течении. Предлагаемый в данной работе подход состоит в использовании искровых разрядов для импульсного нагрева газа и генерации неустойчивостей в сдвиговом слое на границе вторичной струи. С помощью моделирования в российском программном комплексе FlowVision 3.13 были получены характеристики этого течения при отсутствии и наличии импульсно-периодического локального тепловыделения на стенке с наветренной стороны от отверстия инжектора. Проведено сравнение локальных характеристик при различной периодичности импульсного нагрева (соответствующей значениям числа Струхала 0,25 и 0,31). Показано, что импульсный нагрев может приводить к стимуляции формирования возмущений в сдвиговом слое на границе струи. Для случая отсутствия нагрева и для двух режимов импульсного нагрева было рассчитано значение интегрального критерия эффективности смешения. Показано, что импульсный нагрев может приводить как к уменьшению среднего значения эффективности смешения, так и к его увеличению (до 9% в рассмотренном режиме нагрева). Также проведена валидация использованного метода расчета (нестационарные уравнения Навье – Стокса, осредненные по Рейнольдсу, с модифицированной моделью турбулентности $k-\varepsilon$) на примере типового случая взаимодействия сверхзвукового потока с вторичной поперечной струей, изученного несколькими независимыми группами исследователей и хорошо документированного в литературе. Была показана сеточная сходимость расчета этого типового случая во FlowVision. Было проведено количественное сравнение результатов расчетов FlowVision с экспериментальными данными и другими расчетами. Результаты данного исследования могут быть полезны для специалистов, занимающихся проблемами смешения газов и горения в сверхзвуковом потоке, а также разработкой двигателей для сверхзвуковой авиации.

Ключевые слова: CFD, вычислительная гидродинамика, искровой разряд, сверхзвуковой поток, поперечная инъекция, струя, FlowVision, URANS

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-79-10408.

UDC: 537.52:533.697

Modeling the influence of repetitively pulsed heating on the formation of perturbations at the boundary of a transverse jet in a supersonic crossflow

L. S. Volkov^{1,2,a}, A. A. Firsov¹

¹JIHT RAS,

13/2 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia

²Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
9 Institutsky alley, Dolgoprudny, 141701, Russia

E-mail: ^a volkov.ls@phystech.edu

Received 02.05.2023, after completion — 10.07.2023.

Accepted for publication 14.08.2023.

When a supersonic air flow interacts with a transverse secondary jet injected into this flow through an orifice on a flat wall, a special flow structure is formed. This flow takes place during fuel injection into combustion chambers of supersonic aircraft engines; therefore, in recent years, various approaches to intensifying gas mixing in this type of flow have been proposed and studied in several countries. The approach proposed in this work implies using spark discharges for pulsed heating of the gas and generating the instabilities in the shear layer at the boundary of the secondary jet. Using simulation in the software package FlowVision 3.13, the characteristics of this flow were obtained in the absence and presence of pulsed-periodic local heat release on the wall on the windward side of the injector opening. A comparison was made of local characteristics at different periodicities of pulsed heating (corresponding to the values of the Strouhal number 0.25 and 0.31). It is shown that pulsed heating can stimulate the formation of perturbations in the shear layer at the jet boundary. For the case of the absence of heating and for two modes of pulsed heating, the values of an integral criterion for mixing efficiency were calculated. It is shown that pulsed heating can lead both to a decrease in the average mixing efficiency and to its increase (up to 9% in the considered heating mode). The calculation method used (unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes equations with a modified k - ε turbulence model) was validated by considering a typical case of the secondary transverse jet interaction with a supersonic flow, which was studied by several independent research groups and well documented in the literature. The grid convergence was shown for the simulation of this typical case in FlowVision. A quantitative comparison was made of the results obtained from FlowVision calculations with experimental data and calculations in other programs. The results of this study can be useful for specialists dealing with the problems of gas mixing and combustion in a supersonic flow, as well as the development of engines for supersonic aviation.

Keywords: CFD, spark discharge, supersonic flow, transverse injection, jet, FlowVision, URANS

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2023, vol. 15, no. 4, pp. 845–860 (Russian).

The work was supported by RSF grant No. 21-79-10408.

1. Введение

В последние десятилетия в России [Firsov, 2023; Leonov, Yarantsev, Carter, 2009; Shibkov et al., 2019] и за рубежом [Liu, Vaccarella, Lee, 2020; Choubey et al., 2020] проводятся исследования, направленные на разработку новых подходов к решению ряда научных и инженерных задач, связанных с повышением эффективности прямооточных камер сгорания со сверхзвуковым потоком на входе. Решаются задачи ускорения смешения струи топлива с потоком воздуха, объемного зажигания и контролируемого удержания пламени. Эти исследования могут найти применение при разработке прямооточных двигателей для сверхзвуковой авиации.

Данная работа посвящена задаче интенсификации смешения топлива со сверхзвуковым потоком воздуха. Необходимость интенсификации смешения обусловлена следующим: из-за высокой скорости потока и ограниченной длины камеры сгорания характерные времена смешения и горения не должны превышать время пролета порции газа через камеру сгорания [Liu, Vaccarella, Lee, 2020]. Поэтому для эффективной работы прямооточных камер сгорания требуется максимально ускорить процессы смешения и горения.

В работе рассмотрено смешение газов в конфигурации течения, которое формируется при взаимодействии сверхзвукового потока и вторичной поперечной струи, инжектируемой в этот поток через отверстие на плоской стенке. Такое течение часто встречается в исследованиях, посвященных проблемам смешения газов в сверхзвуковом потоке, и кратко обозначается как JISC (jet interacting with supersonic crossflow) [Choubey et al., 2020]. Оно характеризуется набором известных структурных элементов: вихрей и скачков уплотнения (рис. 1).

Один из основных подходов к интенсификации смешения состоит в увеличении площади границы вторичной струи, так как воздействие на скорость смешения на молекулярном уровне представляется затруднительным. За последние десятилетия были предложены разнообразные стратегии интенсификации смешения и поддержания горения в сверхзвуковом потоке. В так называемых пассивных стратегиях требуемый эффект достигается путем подбора специальной геометрии камеры сгорания: например, добавлением пилонов [Vishwakarma, Vaidyanathan, 2016], каверн [Roos et al., 2019] или более сложных элементов конструкции [Jian, Qiuru, Chao, 2021]. В активных стратегиях осуществляется дополнительный ввод энергии в область течения, например, путем механической модуляции расхода газа [Cutler, Harding, Diskin, 2013], локального нагрева с помощью лазерного излучения [Lazar, Elliott, Glumac, 2009] или электрических разрядов [Firsov et al., 2015; Hongyu et al., 2023].

В данной работе рассматривается активное воздействие на течение JISC с помощью импульсно-периодического локального нагрева газа на передней кромке отверстия инжектора вторичной струи (рис. 1). Выбор этого места для ввода энергии обусловлен следующим.

Во-первых, в течении JISC могут самопроизвольно возникать возмущения из-за неустойчивостей сдвигового слоя на границе струи [Narayanan, Varooh, Cohen, 2003]. А искусственная генерация этих возмущений может привести к увеличению площади границы струи. Так, известно, что импульсно-периодический энерговыклад в сдвиговом слое на границе струи и спутного потока способен привести к увеличению поверхности границы раздела за счет искусственного возбуждения неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [Zheltovodov, Pimonov, 2013]. Можно ожидать, что подобный эффект будет иметь место в течении JISC, поскольку в этом течении возле передней кромки отверстия инжектора находится область со сдвиговым слоем между струей и вихрем отрывной зоны (рис. 1).

Во-вторых, в [Dolgov et al., 2019] было показано, что импульсный нагрев порции газа на стенке с подветренной стороны от отверстия инжектора способен приводить к увеличению площади раздела газа, что положительно сказывается на интенсивности смешения. Однако в некоторых случаях локальное воздействие на JISC с наветренной стороны от отверстия инжектора

может оказаться гораздо эффективнее, чем воздействие того же рода, локализованное с подветренной стороны от инжектора. Это было показано на примере инъекции с пилоном [Zhang et al., 2016] и импульсным энерговыделением [Cai et al., 2022]. Поэтому представляет интерес исследование воздействия импульсного локального нагрева газа с наветренной стороны от инжектора.

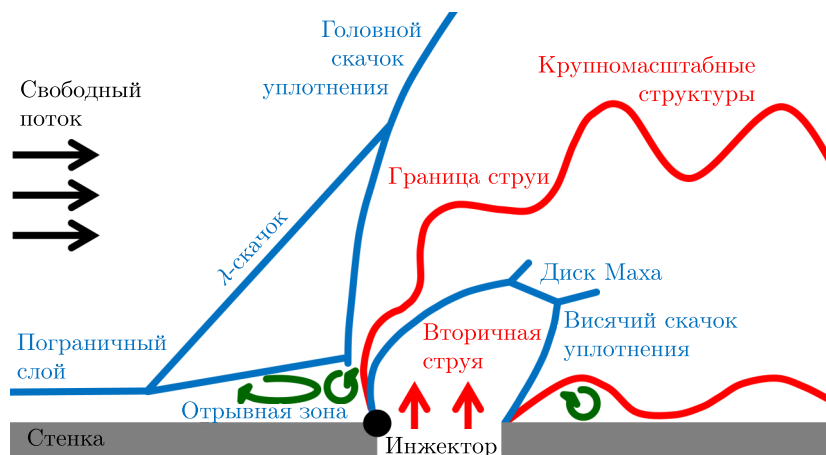


Рис. 1. Некоторые структурные элементы JISC. Черным кругом обозначено место для импульсного нагрева

В данной работе путем CFD-моделирования в отечественном программном комплексе FlowVision были получены локальные характеристики течения JISC при отсутствии и наличии импульсно-периодического локального нагрева газа на передней кромке отверстия инжектора. На основании полученных данных был рассчитан параметр, характеризующий эффективность смещения. Также, на примере частного случая JISC, хорошо документированного в литературе, была проведена валидация использованного метода расчета. Было продемонстрировано, что результаты расчета этого частного случая, полученные с помощью FlowVision, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными и результатами, полученными при использовании других вычислительных методов.

2. Метод расчета

Расчет производился в российском многодисциплинарном программном комплексе FlowVision 3.13 [Аксенов, 2017]. Известно множество примеров успешного применения этого ПО для гидродинамических расчетов в области плазменной аэродинамики и стимулированного горения [Shurupov et al., 2014; Firsov et al., 2016; Фирсов и др., 2014].

Для получения характеристик течения на каждом временном шаге программа решала систему нестационарных уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу (URANS), методом конечных объемов. Система была замкнута модифицированной моделью турбулентности $k-\varepsilon$ — KEFV [Жлуктов, Аксенов, 2015]. Эта модель турбулентности применима как в высокорейнольдсовых, так и в низкорейнольдсовых расчетах (при значениях безразмерного расстояния от стенки до центра пристенной ячейки вплоть до $y^+ \sim 4$) и включает предустановленные пристеночные функции. Эта модель показала хорошие результаты при расчете течений с отрывом и присоединением потока.

Искровой разряд моделировался объемным источником тепла. В работах [Falempin et al., 2015; Dolgov, Firsov, 2018] было продемонстрировано, что этот подход приводит к хорошему согласию расчета и экспериментальных данных. Необходимые для расчета свойства сред воздуха и углекислого газа (плотность, удельная теплоемкость, теплопроводность, вязкость) при высоких температурах (до 30 000 К) были взяты из [Capitelli et al., 2000; Catalfamo et al., 2009]. В этих

работах в первопринципных расчетах указанные свойства были получены соответственно для сред атмосферы Земли (то есть газообразного воздуха и равновесной плазмы в воздушной среде) и атмосферы Марса (которая практически полностью состоит из CO₂ с незначительными примесями аргона и азота).

Во FlowVision используется прямоугольная декартова сетка с возможностью адаптации ячеек. Ячейки внутри расчетной области имеют форму прямоугольного параллелепипеда. Однако на границе расчетной области ячейки имеют форму произвольных многогранников, образованных булевым вычитанием нерасчетных областей из прямоугольных ячеек (так называемая сетка с подсеточным разрешением геометрии). При адаптации на один уровень ячейка делится пополам по каждому из трех измерений, в результате чего образуются 8 меньших ячеек.

3. Валидация метода расчета

В литературе, посвященной течению JISC, встречаются расчеты, выполненные как в приближении LES, так и в приближении RANS. Однако URANS-модель FlowVision с моделью турбулентности KEFV имеет ряд принципиальных отличий от методов, использовавшихся в этой области ранее. Поэтому нами была проведена валидация примененной компьютерной модели. В качестве типовой задачи для валидации был выбран конкретный частный случай течения JISC с известным набором входных параметров. Этот случай был исследован несколькими группами ученых: экспериментально и с помощью различных расчетных кодов. Данные о характеристиках течения, полученные в перечисленных работах, находятся в хорошем согласии друг с другом. В табл. 1 приведен список некоторых известных работ, в которых этот типовой случай был исследован экспериментальными и расчетно-теоретическими методами.

Таблица 1. Список некоторых работ, в которых был исследован рассмотренный нами типовой случай JISC

Источник	Страна	Год	Эксперимент/ расчет	Метод
[Santiago, Dutton, 1997]	США	1997	эксперимент	теневая фотография, LDV
[Everett et al., 1998]	США	1998	эксперимент	теневая фотография, SOFV, PSP
[VanLerberghe et al., 2000]	США	2000	эксперимент	теневая фотография, PDLF
[Kawai, Lele, 2010]	США	2010	расчет	LES
[Wang et al., 2013]	Китай, Великобритания	2013	расчет	гибрид RANS/LES (DES)
[Gorlé, Iaccarino, 2013]	США	2013	расчет	RANS с моделью турбулентности SST
[Rasheed, Mishra, 2020]	Индия	2020	расчет	RANS с моделью турбулентности SST (коммерческий код ANSYS)
Данная работа	Россия	2023	расчет	URANS с моделью турбулентности KEFV (коммерческий код FlowVision)

В табл. 2 приведены параметры типового случая JISC, которые были заданы в нашем расчете. Отношение импульсов вторичной струи и свободного потока (также известное как коэффициент динамического напора), приведенное в таблице, есть известный критерий подобия JISC, который рассчитывается по формуле

$$J = \frac{(\gamma PM^2)_{jet}}{(\gamma PM^2)_{fs}} = \frac{(\rho U^2)_{jet}}{(\rho U^2)_{fs}}$$

Таблица 2. Параметры типового случая JISC

Параметр	Значение	Пояснение
M	1,6	Число Маха в свободном потоке
U_{∞}	450 м/с	Скорость свободного сверхзвукового потока
$P_{t\infty}$	241 кПа	Полное давление в свободном потоке
$T_{t\infty}$	300 К	Полная температура в свободном потоке
$\delta_{99} (\frac{x}{D}=5)$	3,1 мм	Толщина пограничного слоя в точке $\frac{x}{D} = -5$
D	4 мм	Диаметр отверстия инжектора
P_{tj}	476 кПа	Полное давление во вторичной струе
T_{tj}	300 К	Полная температура во вторичной струе
$\frac{\rho_{0j}}{\rho_{\infty}}$	5,55	Отношение плотностей в полости инжектора (в дозвуковой зоне на удалении от отверстия) и в свободном потоке
$\frac{P_{0j}}{P_{\infty}}$	8,4	Отношение давлений в полости инжектора (в дозвуковой зоне на удалении от отверстия) и в свободном потоке
J	1,7	Коэффициент динамического напора

где γ — показатель адиабаты, P — статическое давление, M — число Маха, U — скорость, ρ — плотность, индекс jet относится к характеристикам газа в струе, а индекс fs — к характеристикам газа в основном сверхзвуковом свободном потоке. Для свободного потока и вторичной струи был задан один и тот же газ (воздух). Как и в предшествующих работах, для лучшей визуализации вторичной струи был использован пассивный скаляр — локальная характеристика, показывающая долю воздуха из вторичной струи (как если бы атомы во вторичной струе были помечены, а характеристика показывала долю помеченных атомов).

Расчет был разделен на два этапа, как в [Kawai, Lele, 2010] (рис. 2). На первом этапе в двумерной симуляции были рассчитаны профили характеристик пограничного слоя в пристенной области. На втором этапе в трехмерной симуляции было воспроизведено непосредственно течение JISC, при этом распределение локальных характеристик входящего потока воздуха было задано с учетом профилей, рассчитанных на первом этапе.

Расчетная область для первого этапа (рис. 2) представляла собой длинный прямоугольник высотой 36 мм и длиной 320 мм. На нижней границе было задано граничное условие «стенка» с равновесными пристеночными функциями. На верхней границе — симметрия. На левой поверхности был задан свободный поток воздуха с параметрами из табл. 2. На правой — свободный выход. Во входном потоке были заданы степень турбулентности (пульсации) на уровне 0,03 и масштаб турбулентности 0,5 мм. Было найдено поперечное сечение расчетной области ($x = x_{99}$), в котором толщина пограничного слоя (определенная по критерию δ_{99}) равна 3,1 мм. Именно так определялась толщина пограничного слоя в большинстве статей из табл. 1. Затем в сечении $x = x_{99}$ были построены профили скорости, давления, температуры, турбулентной энергии и турбулентной диссипации.

Расчетная область для второго этапа (рис. 2) состояла из инжектора и участка сверхзвукового тракта прямоугольного сечения. Форма инжектора соответствовала описанию, приведенному в [Santiago, Dutton, 1997]. На боковой поверхности инжектора было задано граничное условие «стенка» с равновесными пристеночными функциями. На нижней поверхности инжектора был задан вход воздуха с параметрами из табл. 2 для вторичной струи. Габариты участка сверхзвукового тракта были следующими: длина — 40 мм (10D), полуширина — 37 мм, высота — 56 мм. Ввиду симметрии моделируемого объекта мы ограничились симуляцией только подобласти $z > 0$, как и в других работах, посвященных этому типовому случаю JISC. Расстояние от входа сверхзвукового тракта до центра отверстия инжектора составляло 5D. Начало координат

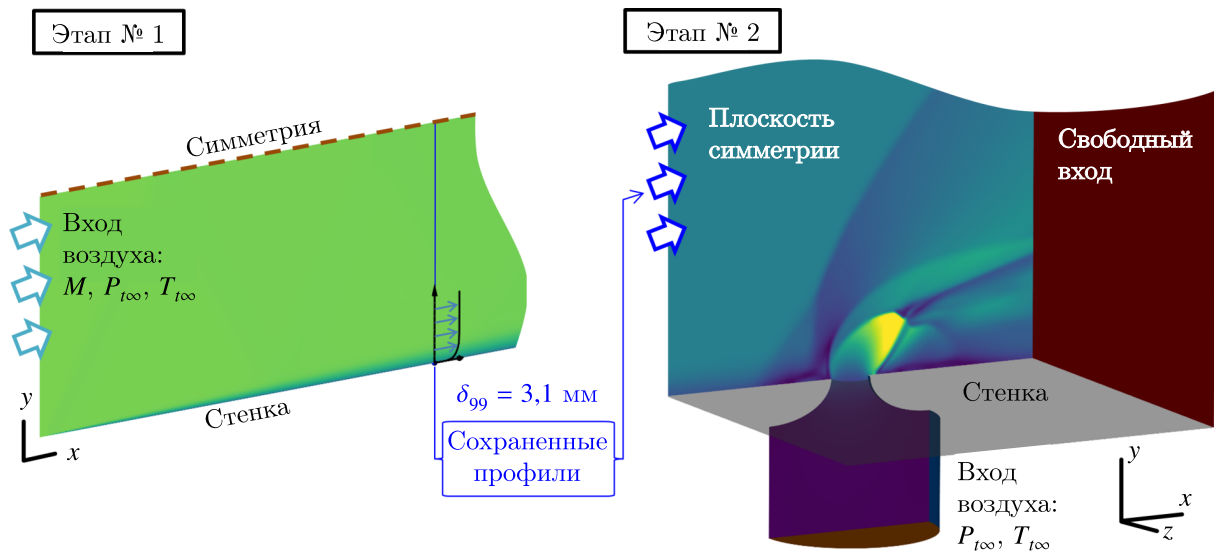


Рис. 2. Расчетные области и расстановка граничных условий: для двумерной симуляции на первом этапе (слева), для трехмерной симуляции на втором этапе (справа). Для наглядности отображены цветные контуры для числа Маха

было помещено в центр выходного отверстия инжектора. Граничное условие на входе сверхзвукового тракта содержало профили локальных характеристик, построенные на первом этапе симуляции. Граничное условие на выходе сверхзвукового тракта — свободный выход. На всех остальных поверхностях, в том числе на плоскости $z = 0$, было задано симметричное граничное условие.

Расчет был проведен на трех сетках. Их сечения приведены на рис. 3 на фоне распределения числа Маха. Была применена автоматическая адаптация сетки к скачкам уплотнения и к границе вторичной струи (определяемой по величине градиента пассивного скаляра струи). В общей сложности количество расчетных ячеек составляло около 100 тыс. для грубой сетки, 800 тыс. — для средней сетки, и 1400 тыс. — для тонкой сетки. Размер ячеек тонкой сетки в области около отверстия инжектора составлял ~ 80 мкм. Все приведенные далее результаты соответствуют расчету на тонкой сетке.

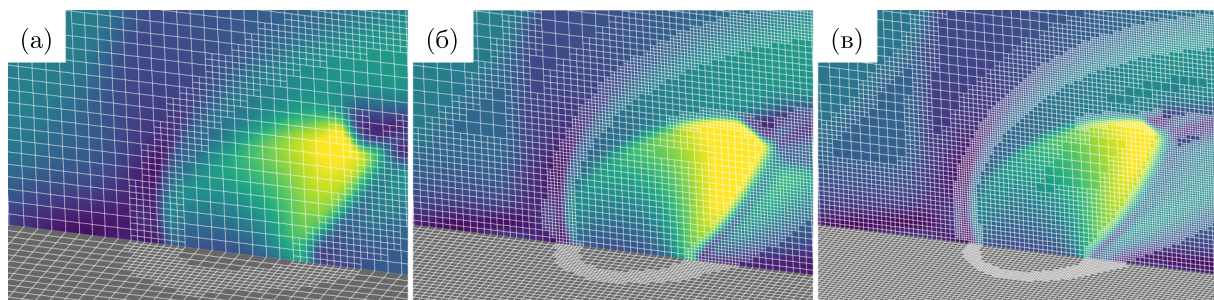


Рис. 3. Сечения расчетных сеток на фоне распределения числа Маха: а) грубая сетка (~ 100 тыс. ячеек); б) средняя сетка (~ 800 тыс. ячеек); в) тонкая сетка (~ 1400 тыс. ячеек)

На рис. 4 приведены полученные в расчете осредненные во времени распределения следующих характеристик в плоскости симметрии: число Маха и пассивный скаляр струи. Было проведено сравнение осредненной по времени скорости из нашего расчета и из некоторых работ других ученых: эксперимент [Santiago, Dutton, 1997], LES [Kawai, Lele, 2010] и RANS [Rasheed,

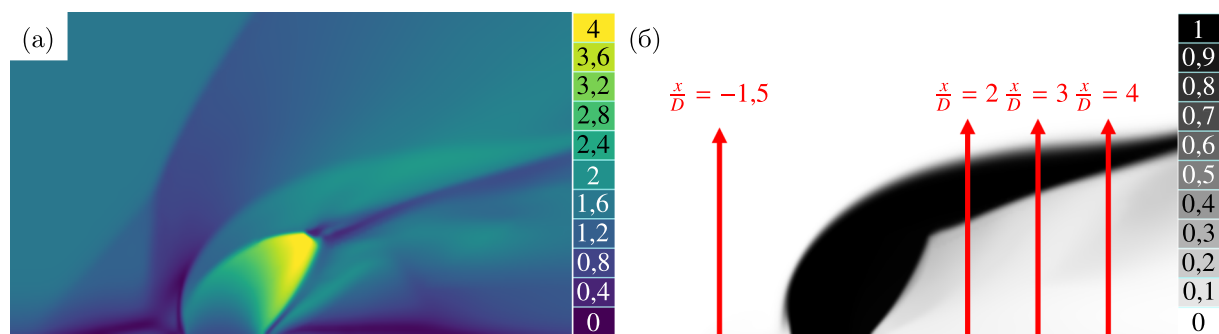


Рис. 4. Распределение осредненных величин в плоскости симметрии: а) число Маха; б) пассивный скаляр струи

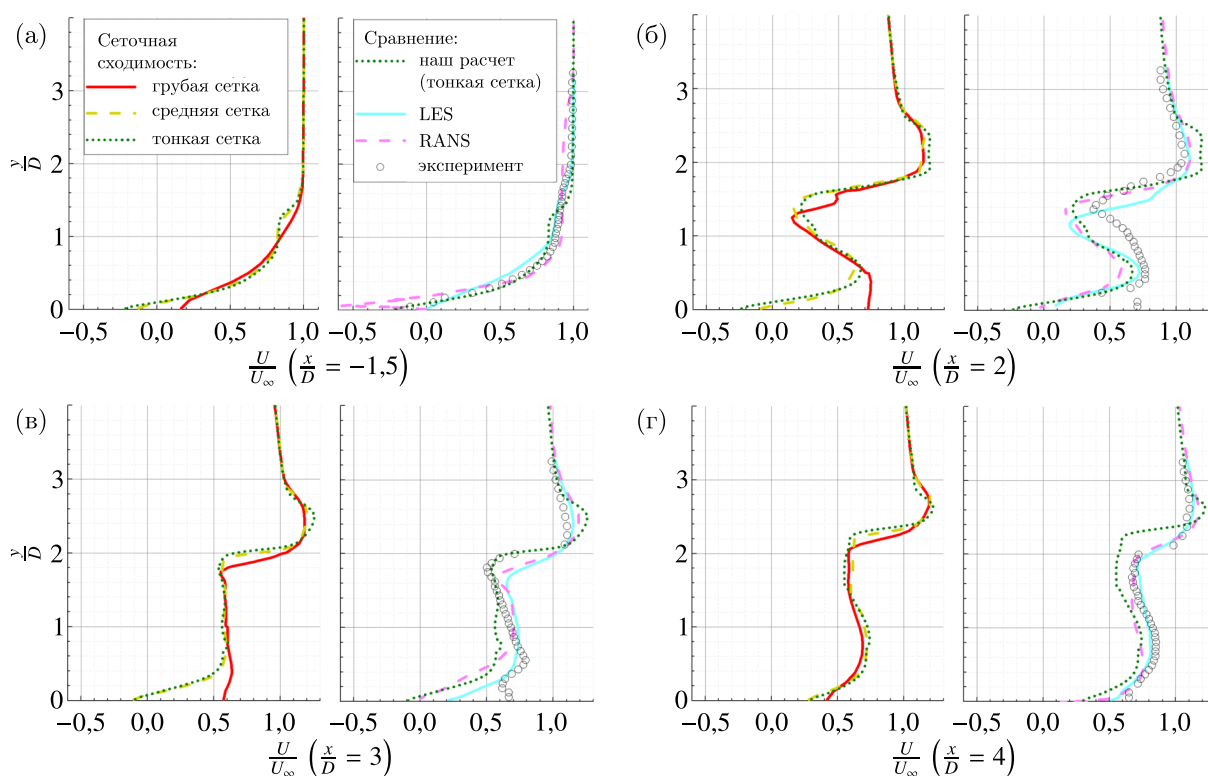


Рис. 5. Профили горизонтальной компоненты скорости на нескольких прямых: сеточная сходимость и сравнение с другими работами

Mishra, 2020]. Осредненная скорость сравнивалась на нескольких вертикальных прямых в центральной плоскости: $\frac{x}{D} = -1,5; 2; 3; 4$. Положение этих прямых отмечено на рис. 4, б. На рис. 5 и рис. 6 приведены соответственно горизонтальные и вертикальные составляющие скорости на этих прямых.

Стоит отметить, что распределение пассивного скаляра в нашем расчете имеет заметные отличия от такового в LES-расчете [Kawai, Lele, 2010], однако имеет сходство с распределением пассивного скаляра, полученным в RANS-расчете [Rasheed, Mishra, 2020]. Отличие обусловлено тем, что в нашей симуляции амплитуда возмущений с наветренной стороны от струи оказывается существенно меньше, чем в LES [Kawai, Lele, 2010]. Мы предполагаем, что причина этого отличия заключается в следующем. В статье [Génin, Menon, 2010] со ссылками на более ранние работы сообщается, что одним из источников неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (и, соот-

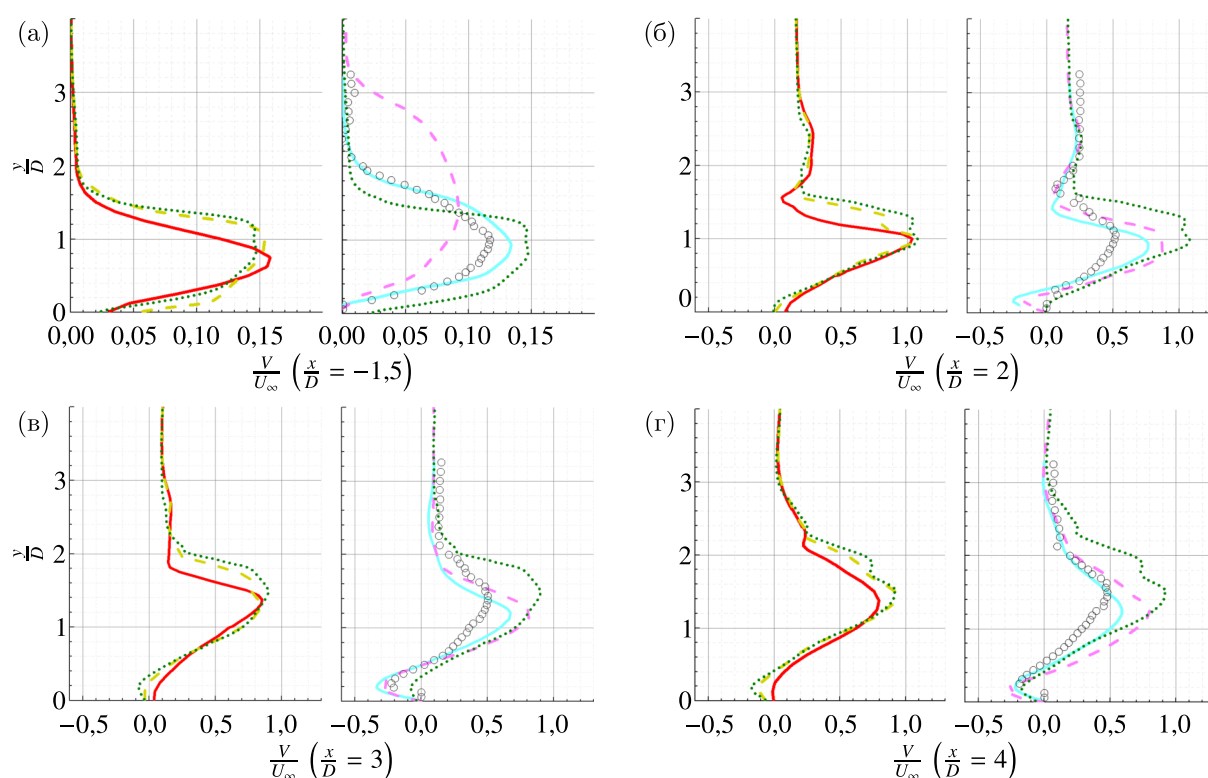


Рис. 6. Профили вертикальной компоненты скорости на нескольких прямых: сеточная сходимость и сравнение с другими работами

ветственно, возмущений) в сдвиговом слое с наветренной стороны вторичной струи являются осцилляции давления в пограничном слое набегающего сверхзвукового потока воздуха. А в нашем расчете (как и в [Rasheed, Mishra, 2020]), ввиду особенностей двухэтапной постановки расчетной задачи, заданный профиль характеристик набегающего потока был стационарным, то есть не изменялся во времени. Напротив, в [Kawai, Lele, 2010] осцилляции пограничного слоя были учтены.

Для распределения числа Маха и профилей скорости наблюдается удовлетворительное согласие результатов нашего расчета с данными других работ: экспериментальных и расчетно-теоретических. Это сходство свидетельствует в пользу применимости использованной нами модели для решения класса задач, связанных с течением JISC.

4. Постановка задачи

Для определения влияния импульсного энерговклада на смешение было выполнено трехмерное численное моделирование течения JISC с таким набором параметров, который позволил бы воспроизвести исследуемое течение в натурном эксперименте на стенде ИАДТ-50 в ОИВТ РАН [Firsov et al., 2015]. Набор параметров приведен в табл. 3.

Размеры расчетной области также были выбраны из соображений соответствия возможным условиям натурного эксперимента на ИАДТ-50. Ширина сверхзвукового тракта составляла 72 мм, высота — 35 мм, длина — 50 мм (рис. 7). Инжектор представлял собой цилиндр длиной 15 мм и диаметром 3 мм. Центр отверстия инжектора был принят за начало координат.

Расстановка граничных условий приведена на рис. 7. Граничное условие на дне расчетной области и на поверхности инжектора — стенка с равновесными пристеночными функциями.

Таблица 3. Параметры исследуемого случая JISC

Параметр	Значение	Пояснение
M	1,8	Число Маха в свободном потоке
U_∞	480 м/с	Скорость воздуха в свободном потоке
P_∞	28,4 кПа	Давление в свободном потоке
T_∞	183 К	Температура в свободном потоке
D	3 мм	Диаметр отверстия инжектора
Q_m	3 г/с	Массовый расход во вторичной струе
T_{tj}	270 К	Полная температура во вторичной струе
J	0,94	Коэффициент динамического напора

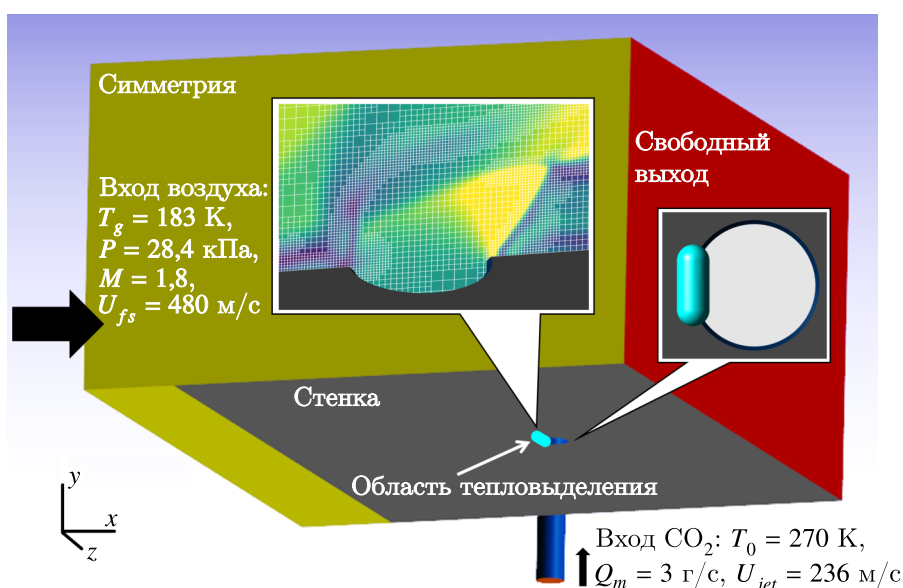


Рис. 7. Расчетная область и расстановка граничных условий. На левой выноске отображено сечение расчетной сетки на плоскости инжекции и в плоскости симметрии — на фоне распределения числа Маха. На правой выноске отображено взаимное расположение отверстия инжектора и области для импульсного тепловыделения

На верхней и боковых поверхностях, а также в тонкой полоске на дне было задано граничное условие симметрии. На входе в сверхзвуковой тракт был задан однородный свободный поток воздуха, на выходе — свободный выход.

Использовалась та же расчетная модель, что и в § 3. Общее количество расчетных ячеек составляло ~ 1600 тыс., размер ячеек в сдвиговом слое около отверстия вторичной струи составлял ~ 60 мкм.

Область тепловыделения представляла собой цилиндр со скругленными торцами (рис. 7). Длина области тепловыделения составляла 2 мм, а диаметр — 0,8 мм. Диаметр области тепловыделения был выбран с учетом экспериментально определенного в работе [Dolgov et al., 2019] диаметра послеразрядной каверны искрового разряда на стенке.

Было рассчитано несколько случаев течения (табл. 4): без импульсного нагрева и в двух режимах импульсного нагрева. Выбор частоты энерговклада 40 кГц связан с тем, что, согласно предварительным расчетам, в случае отсутствия нагрева крупные возмущения в сдвиговом слое с наветренной стороны струи формируются приблизительно с такой частотой (~ 40 кГц). Выбор частоты 50 кГц обусловлен намерением увеличить скорость формирования этих возмущений и узнать, как это отразится на процессе смешения.

Таблица 4. Режимы тепловыделения

Режим	0	I	II
Периодичность энерговклада (мкс)	—	25	20
Энергия, выделяемая в одном импульсе (мДж)	0 (нет нагрева)	10	10
Длительность импульса нагрева (мкс)	—	2	2
Число Струхала для импульсного нагрева	—	0,25	0,31
Частота энерговклада (кГц)	—	40	50

Пример расчетной сетки приведен на выноске на рис. 7. Была применена автоматическая адаптация сетки в областях скачков уплотнений и на границе вторичной струи.

5. Результаты

В режиме 0 (без нагрева) в сдвиговом слое с наветренной стороны вторичной струи периодически возникают возмущения, которые распространяются вниз по потоку. На рис. 8 отображены пример мгновенного распределения массовой доли CO_2 и усредненное во времени распределение. Частота возникновения возмущений приблизительно равна $f_0 = 40$ кГц (число Струхала $Sr = 0,25$). Здесь и далее под числом Струхала для частоты f мы будем понимать следующую величину:

$$Sr = \frac{fD}{U_\infty}.$$

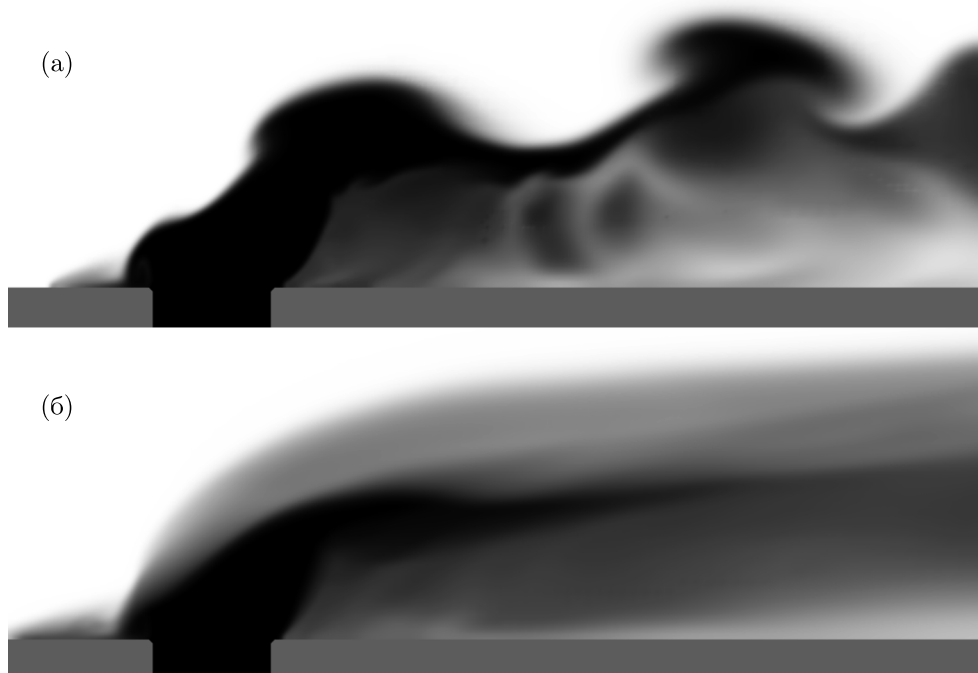


Рис. 8. Распределение массовой доли CO_2 в плоскости симметрии: мгновенное (а) и осредненное во времени (б) — в случае отсутствия нагрева (режим 0)

В режиме I (импульсный нагрев с частотой f_0) возникновение возмущений в сдвиговом слое синхронизируется с импульсами тепловыделения. А в режиме II (импульсный нагрев с частотой $f = 50$ кГц, $Sr = 0,31$) вышеописанные возмущения начинают формироваться с частотой f . На рис. 9 отображена эволюция возникновения возмущения в режимах I и II. Монохром-

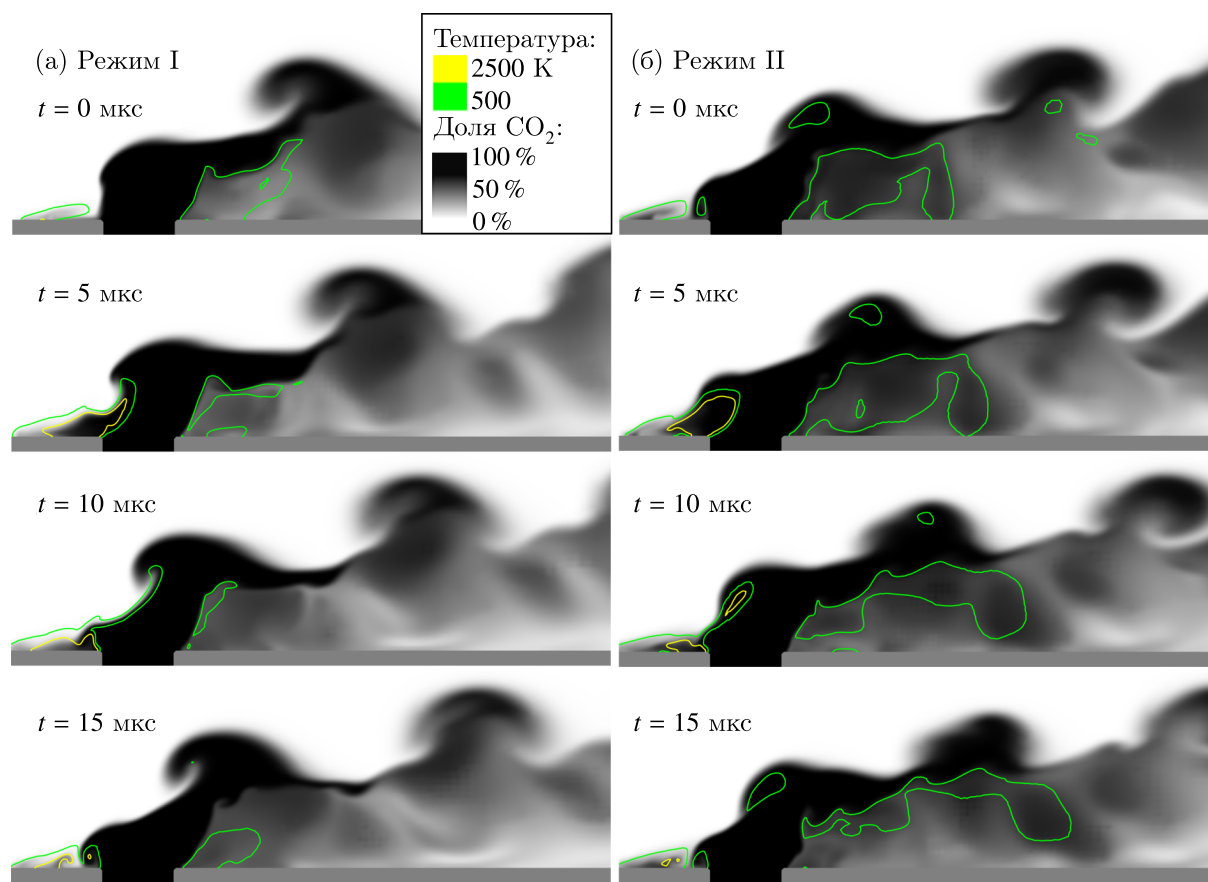


Рис. 9. Эволюция возмущения, возникающего при импульсном тепловыделении в сдвиговом слое на границе струи: режим I (а); режим II (б)

ной заливкой обозначена доля CO_2 , а цветными контурами — температура. Как можно видеть, крупномасштабные возмущения возникают вокруг нагретой порции газа синхронно с импульсами тепловыделения.

Для определения эффективности приложенного воздействия на течение JISC был применен следующий интегральный критерий эффективности смешения, использовавшийся в работах по смешению газов в сверхзвуковом потоке [Liu et al., 2017]:

$$\eta_m = \frac{\int Y_r \rho U dA}{\int Y \rho U dA}, \quad Y_r = \begin{cases} Y, & Y \leq Y_{st}, \\ Y_{st} \cdot \frac{1 - Y}{1 - Y_{st}}, & Y > Y_{st}, \end{cases} \quad (1)$$

где интегрирование проводится по поперечному сечению струи (плоскости вида $x = \text{const}$), ρ — плотность смеси, U — локальная скорость в направлении нормали сечения, Y — массовая доля газа вторичной струи в смеси, Y_{st} — массовая доля в стехиометрической смеси. Поскольку рассматривалась не реагирующая смесь CO_2 с воздухом, было произвольно принято $Y_{st} = 0,5$.

Следует отметить, что при использовании этого или аналогичных интегральных критериев имеет большое значение то, какие характеристики подставляются в формулу (1) — мгновенные или осредненные во времени. В работе [Watanabe et al., 2012] было показано, что при сравнении некоторых случаев JISC критерии с мгновенными и осредненными характеристиками могут давать противоположные оценки эффективности того или иного воздействия на течение. Это вызвано тем, что при осреднении по времени нивелируется роль крупных энергичных завихрений

в процессе смешения. Также, согласно [Watanabe et al., 2012], в исследованиях, направленных на развитие методов смешения топлива с окислителем, расчет мгновенных значений интегрального критерия является предпочтительным, поскольку процесс горения определяется именно мгновенными значениями массовой доли топлива. Учитывая это, мы остановились на варианте с вычислением формулы (1) по мгновенным характеристикам течения. Поэтому η_m является функцией времени.

Для трех режимов (0, I и II) были рассчитаны функции η_m от времени в сечении $x = 10$ мм. На рис. 10 отображена часть графика функции η_m , соответствующая переходному участку между режимами 0 и II, когда импульсный нагрев уже начался, но функция η_m еще не приобрела периодический характер. Именно в это время была отмечена максимальная мгновенная эффективность смешения ($\eta_m = 0,84$). Изображены распределения массовой доли CO_2 в три момента времени, отмеченные стрелками. Эти данные свидетельствуют о том, что наибольшая эффективность смешения в некоторой плоскости достигается в те моменты времени, когда крупное возмущение на границе струи проходит через эту плоскость. Следовательно, стимуляция ускоренного формирования этих возмущений может привести к интенсификации смешения.

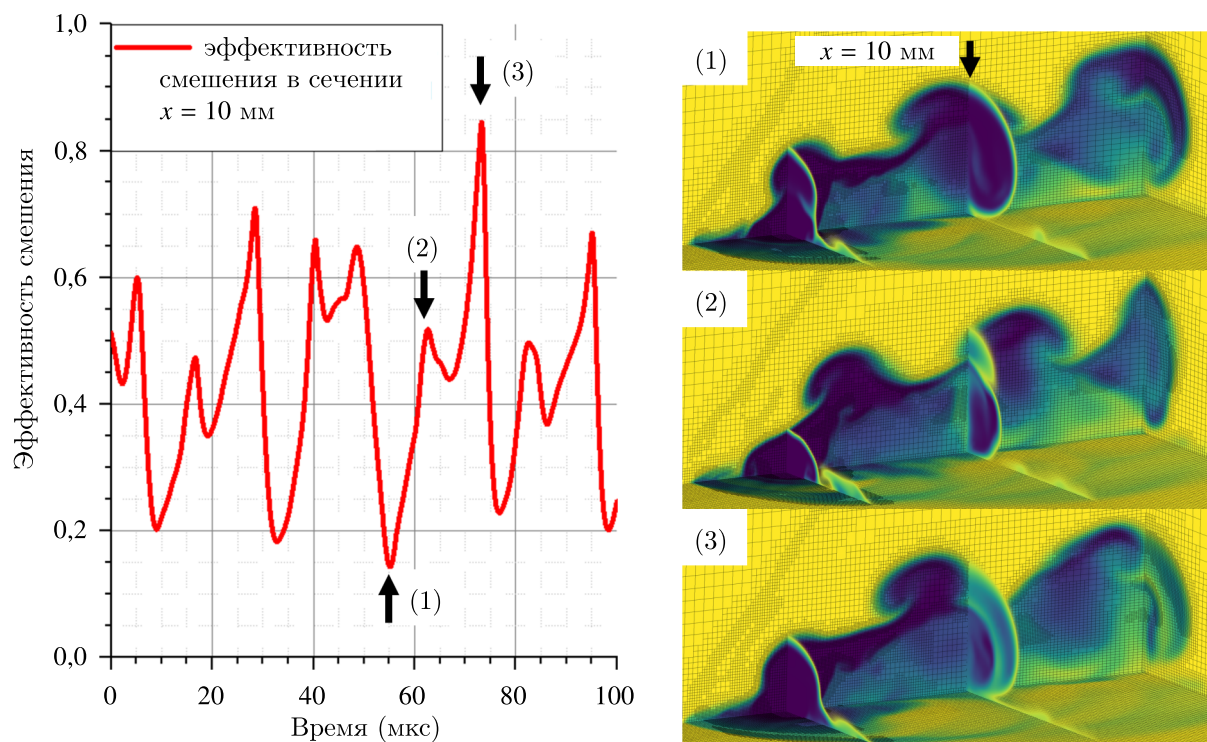


Рис. 10. График η_m от времени в плоскости $x = 10$ мм и распределение массовой доли CO_2 в три момента времени, соответствующие экстремумам η_m

На рис. 11 изображены участки графиков функций η_m в плоскости ($x = 10$ мм). Эти участки соответствуют временным промежуткам, на которых функции η_m имеют периодический характер. Пунктирными линиями показаны усредненные во времени значения. Эти данные свидетельствуют о том, что с помощью периодического нагрева в режиме I можно добиться увеличения среднего значения η_m на 9% по сравнению со случаем отсутствия нагрева (режим 0). А в режиме II, напротив, средняя эффективность смешения оказывается ниже, несмотря на ускоренное формирование возмущений в сдвиговом слое.

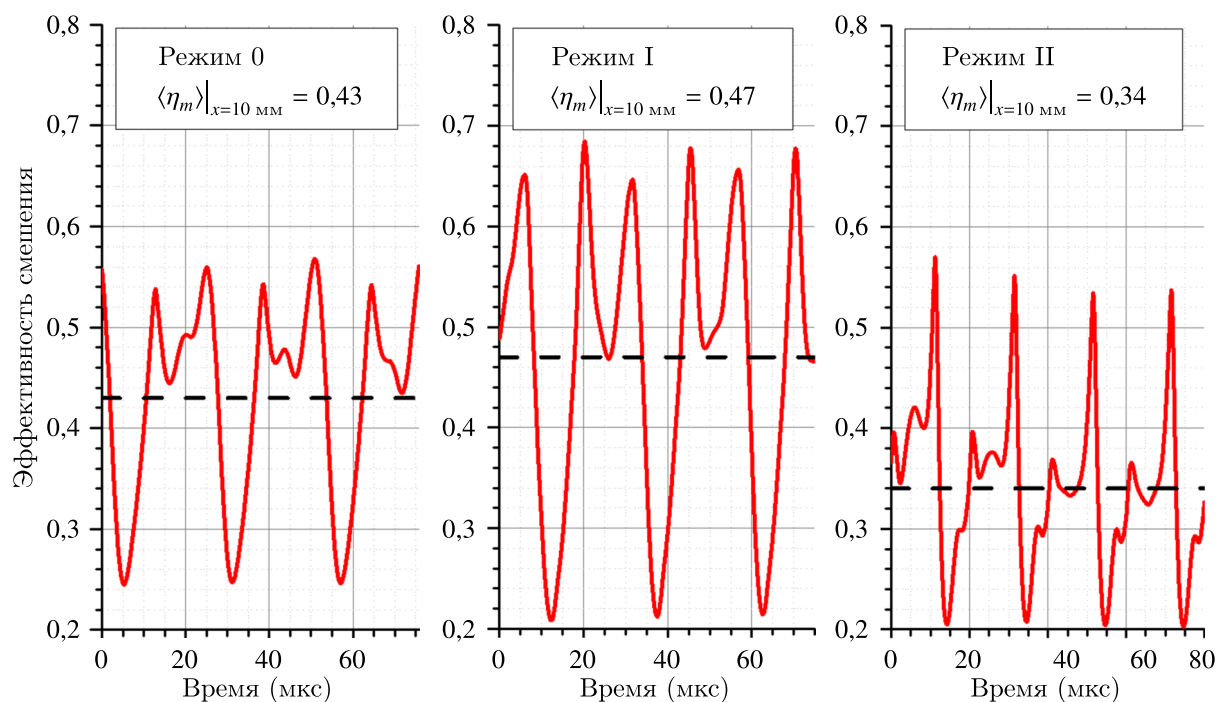


Рис. 11. Графики η_m от времени в плоскости $x = 10 \text{ мм}$: мгновенные и средние значения. Сравнение трех режимов

6. Заключение

В URANS-расчете в ПО FlowVision было продемонстрировано, что импульсный нагрев газа с наветренной стороны от инжектора в конфигурации течения JISC приводит к интенсификации формирования возмущений. Показано, что при импульсном тепловыделении формирование крупных возмущений в сдвиговом слое на границе струи синхронизируется с импульсами тепловыделения и что с помощью изменения частоты тепловыделения можно повлиять на частоту формирования возмущений.

При отсутствии импульсного нагрева было отмечено формирование в сдвиговом слое на границе вторичной струи возмущений с частотой $f_0 = 40 \text{ кГц}$. При импульсном нагреве с частотой f_0 было отмечено увеличение эффективности смешения в поперечном сечении расчетной области (с 0,43 до 0,47, то есть примерно на 9%). При импульсном нагреве с большей частотой $f = 50 \text{ кГц}$ было отмечено уменьшение средней эффективности смешения (до 0,34), однако именно при таком режиме нагрева наблюдалось наибольшее мгновенное значение эффективности смешения (0,84).

Необходимо продолжение параметрического исследования, которое позволило бы найти оптимальные режимы импульсного нагрева струи в сверхзвуковом потоке для обеспечения наибольшей эффективности смешения.

Результаты моделирования будут использованы при подготовке натурального эксперимента по возбуждению струи в сверхзвуковом потоке периодическими искровыми разрядами на плоской поверхности. Данное исследование может представлять интерес для специалистов, занимающихся проблемами смешения газов и горения в сверхзвуковом потоке, а также разработкой прямоточных камер сгорания со сверхзвуковым потоком воздуха для авиационных двигателей.

Список литературы (References)

- Аксенов А. А.* FlowVision: индустриальная вычислительная гидродинамика // Компьютерные исследования и моделирование. — 2017. — Т. 9, № 1. — С. 5–20.
- Aksenov A. A.* FlowVision: industrial'naya vychislitel'naya gidrodinamika [FlowVision: Industrial computational fluid dynamics] // Computer Research and Modeling. — 2017. — Vol. 9, No. 1. — P. 5–20 (in Russian).
- Долгов Е. В., Колосов Н. С., Фирсов А. А.* Исследование влияния искрового разряда на смешение струи газообразного топлива со сверхзвуковым воздушным потоком // Компьютерные исследования и моделирование. — 2019. — Т. 11, № 5. — С. 849–860.
- Dolgov E. V., Kolosov N. S., Firsov A. A.* Issledovanie vliyaniya iskrovogo razryada na smeshenie strui gazoobraznogo topliva so sverkhzvukovym vozdushnym potokom [The study of the discharge influence on mixing of gaseous fuel jet with the supersonic air flow] // Computer Research and Modeling. — 2019. — Vol. 11, No. 5. — P. 849–860 (in Russian).
- Жлуктов С. В., Аксенов А. А.* Пристеночные функции для высокорейнольдсовых расчетов в программном комплексе FlowVision // Компьютерные исследования и моделирование. — 2015. — Т. 7, № 6. — С. 1221–1239.
- Zhluktov S. V., Aksenov A. A.* Pristenochnye funktsii dlya vysokorejno'ldsovykh raschetov v programmnom komplekse FlowVision [Wall functions for high-Reynolds calculations in FlowVision software] // Computer Research and Modeling. — 2015. — Vol. 7, No. 6. — P. 1221–1239 (in Russian).
- Фирсов А. А., Исаенков Ю. И., Крупский М. Г., Рудаков В. Ю., Филимонова Е. А., Яранцев Д. А., Леонов С. Б.* Неравновесная инициация объемного горения в двигателе внутреннего сгорания: моделирование и постановка эксперимента // Компьютерные исследования и моделирование. — 2014. — Т. 6, № 6. — С. 911–922.
- Firsov A. A., Isaenkov Yu. I., Krupskiy M. G., Rudakov V. Yu., Filimonova E. A., Yarantsev D. A., Leonov S. B.* Neravnovesnaya iniciatsiya ob'emnogo goreniya v dvigatele vnutrennego sgoraniya: modelirovanie i postanovka eksperimenta [Nonequilibrium initiation of volumetric combustion in a combustion engine: modeling and experimental setup] // Computer Research and Modeling. — 2014. — Vol. 6, No. 6. — P. 911–922 (in Russian).
- Cai Z. et al.* Numerical study on transverse jet mixing enhanced by high frequency energy deposition // Energies (Basel). MDPI. — 2022. — Vol. 15, No. 21.
- Capitelli M. et al.* Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium // Eur. Phys. J. D. — 2000. — Vol. 11. — P. 279–289.
- Catalfamo C. et al.* High temperature Mars atmosphere. Part II: Transport properties // European Physical Journal D. — 2009. — Vol. 54, No. 3. — P. 613–621.
- Choubey G. et al.* Recent research progress on transverse injection technique for scramjet applications — a brief review // International Journal of Hydrogen Energy. Elsevier Ltd. — 2020. — Vol. 45, No. 51. — P. 27806–27827.
- Cutler A. D., Harding G. C., Diskin G. S.* High frequency pulsed injection into a supersonic duct flow // AIAA Journal. — 2013. — Vol. 51, No. 4. — P. 809–818.
- Dolgov E. V. et al.* Experimental study of gas dynamics caused by spark discharge near wall // J. Phys. Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1394, No. 1. — P. 012025.
- Dolgov E. V., Firsov A. A.* Numerical study of hydrodynamic perturbations caused by filiform spark discharge near wall // J. Phys. Conf. Ser. — 2018. — Vol. 1112, No. 1.
- Everett D. E. et al.* Wall pressure measurements for a sonic jet injected transversely into a supersonic crossflow // J. Propuls Power. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc. — 1998. — Vol. 14, No. 6. — P. 861–868.
- Falempin F. et al.* Plasma control of shock wave configuration in off-design mode of $M = 2$ inlet // Experiments in Fluids. — 2015. — Vol. 56, No. 3. — P. 54.
- Firsov A. et al.* Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. Royal Society of London. — 2015. — Vol. 373, No. 2048.
- Firsov A. A.* Experimental investigation of flameholding in scramjet combustor by pylon with plasma actuator based on Q-DC discharge // Aerospace. MDPI AG. — 2023. — Vol. 10, No. 3. — P. 204.
- Firsov A. A. et al.* Development of plasma actuator based on surface sparks for a buffet control // 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. — American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc, AIAA, 2016.

- Génin F., Menon S.* Dynamics of sonic jet injection into supersonic crossflow // *Journal of Turbulence*. — 2010. — Vol. 11. — P. 1–30.
- Gorlé C., Iaccarino G.* A framework for epistemic uncertainty quantification of turbulent scalar flux models for Reynolds-averaged Navier–Stokes simulations // *Physics of Fluids*. American Institute of Physics Inc. — 2013. — Vol. 25, No. 5.
- Hongyu W. et al.* Mechanism of a transverse jet mixing enhanced by high-frequency plasma energy // *Physics of Fluids*. — 2023. — Vol. 35, No. 9. — P. 096101.
- Jian D., Qiuru Z., Chao H.* Numerical investigation of cavity-induced enhanced supersonic mixing with inclined injection strategies // *Acta Astronaut.* Elsevier Ltd. — 2021. — Vol. 180. — P. 630–638.
- Kawai S., Lele S. K.* Large-eddy simulation of jet mixing in supersonic crossflows // *AIAA Journal*. — 2010. — Vol. 48, No. 9. — P. 2063–2083.
- Lazar E., Elliott G., Glumac N.* Energy deposition applied to a transverse jet in a supersonic crossflow. — 2009.
- Leonov S., Yarantsev D., Carter C.* Experiments on electrically controlled flameholding on a plane wall in supersonic airflow // *Journal of Propulsion and Power*. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc. — 2009. — Vol. 25, No. 2. — P. 289–294.
- Liu C. et al.* Dynamics and mixing mechanism of transverse jet injection into a supersonic combustor with cavity flameholder // *Acta Astronaut.* Elsevier Ltd. — 2017. — Vol. 136. — P. 90–100.
- Liu Q., Baccarella D., Lee T.* Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion // *Progress in Aerospace Sciences*. Elsevier Ltd. — 2020. — Vol. 119.
- Narayanan S., Barooah P., Cohen J. M.* Dynamics and control of an isolated jet in crossflow // *AIAA Journal*. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc. — 2003. — Vol. 41, No. 12. — P. 2316–2330.
- Rasheed I., Mishra D. P.* Numerical study of a sonic jet in a supersonic crossflow over a flat plate // *Physics of Fluids*. American Institute of Physics Inc. — 2020. — Vol. 32, No. 12.
- Roos T. et al.* Cavity enhanced jet interactions in a scramjet combustor // *Acta Astronaut.* Elsevier Ltd. — 2019. — Vol. 157. — P. 162–179.
- Santiago J. G., Dutton J. C.* Velocity measurements of a jet injected into a supersonic crossflow // *J. Propuls. Power*. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc. — 1997. — Vol. 13, No. 2. — P. 264–273.
- Shibkov V. M. et al.* Stabilization of supersonic combustion of propane in an expanding aerodynamic channel with the use of low-temperature plasma // *High Temperature*. Pleiades Publishing. — 2019. — Vol. 57, No. 2. — P. 164–176.
- Shurupov M. A. et al.* Gasdynamic instabilities during decay of the submicrosecond spark discharge channel // *High Temperature*. — 2014. — Vol. 52, No. 2. — P. 169–178.
- VanLerberghe W. M. et al.* Mixing of a sonic transverse jet injected into a supersonic flow // *AIAA journal*. — 2000. — Vol. 38, No. 3. — P. 470–479.
- Vishwakarma M., Vaidyanathan A.* Experimental study of mixing enhancement using pylon in supersonic flow // *Acta Astronaut.* Elsevier Ltd. — 2016. — Vol. 118. — P. 21–32.
- Wang H. et al.* Hybrid Reynolds-averaged Navier–Stokes / large-eddy simulation of jet mixing in a supersonic crossflow // *Sci. China Technol. Sci.* Springer Verlag. — 2013. — Vol. 56, No. 6. — P. 1435–1448.
- Watanabe J. et al.* Large-eddy simulation of jet in supersonic crossflow with different injectant species // *AIAA Journal*. — 2012. — Vol. 50, No. 12. — P. 2765–2778.
- Zhang Y. et al.* Effects of micro-ramp on transverse jet in supersonic crossflow // *Acta Astronaut.* Elsevier Ltd. — 2016. — Vol. 127. — P. 160–170.
- Zhel'tovodov A. A., Pimonov E. A.* Intensification of mixing of parallel compressible flows using a localized pulse-periodic energy supply // *Technical Physics Letters*. — 2013. — Vol. 39, No. 11. — P. 1016–1018.