

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи



Бахнэ Сергей

УДК 662.215.121

**Моделирование горения струй водорода в высокоскоростном
ограниченном поперечном потоке горячего воздуха методом IDDES**

Специальность 1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2025

Работа выполнена на кафедре аэрофизики и летательных аппаратов федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»

Научный Руководитель:

Власенко Владимир Викторович, д.ф.-м.н., доцент, федеральное автономное учреждение «Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского», НИО-1, Лаборатория №14, заместитель начальника лаборатории.

Официальные оппоненты:

Жуков Виктор Тимофеевич, д.ф.-м.н. (ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва),

Гарбарук Андрей Викторович, д.ф.-м.н. (СПбПУ им. Петра Великого, Санкт-Петербург)

Ведущая организация: ЦИАМ им. П.И. Баранова, г. Москва

Защита состоится _____ в _____ часов _____ минут на заседании диссертационного совета 31.1.006.01 при Центральном Аэрогидродинамическом Институте по адресу 140180, Московская обл., г. Жуковский, ул. Жуковского, д.1, ЦАГИ, конференц-зал инженерного корпуса.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Центрального аэрогидродинамического института и на сайте www.tsagi.ru.

Автореферат разослан _____ 2025 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета 31.1.006.01,
доктор физико-математических наук



М.А. Брутян

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Исследование горения в турбулентном потоке – сложная проблема, решение которой необходимо для организации рабочего процесса в энергетических устройствах (в силовых установках различных типов, а также в газотурбинных установках, которые используются в тепловых электростанциях, в компрессорных станциях магистральных газопроводов, в морском и железнодорожном транспорте и пр.). Возможности аналитического описания турбулентных течений с горением крайне ограничены, поэтому теория может лишь формулировать обоснованные физико-математические модели для описания подобных течений. Экспериментальные исследования крайне дороги, а интерпретация результатов эксперимента неоднозначна из-за взаимодействия многих физических эффектов. Поэтому изучение подобных течений невозможно без привлечения численного моделирования. В настоящее время широко распространены подходы к численному моделированию турбулентных течений, основанные на осреднении по времени (уравнения Рейнольдса – RANS, замкнутые различными полуэмпирическими моделями турбулентности), и методы моделирования крупных вихрей (LES), в которых крупномасштабная турбулентность воспроизводится в расчете напрямую. Методы LES достигли в последнее время больших успехов, позволив описать многие классы течений без специальной настройки модели течения (что не удастся сделать в рамках подхода RANS). Однако горение в турбулентном потоке определяется процессами, которые протекают на уровне мельчайших вихрей и не воспроизводятся даже в LES-расчетах. Впрочем, по сравнению с подходом RANS метод LES имеет важное преимущество – возможность более точного определения локальных условий для горения. Поэтому развитие вихреразрешающих методов, позволяющих описывать высокоскоростные течения с горением, является **актуальным**.

Несмотря на все свои преимущества, метод LES не гарантирует необходимую точность описания горения. В особенности это относится к гибридным RANS-LES подходам, когда в пристенной области течения происходит переход от LES к RANS. Поэтому требуется настройка параметров вихреразрешающих расчетов с использованием данных, полученных из эксперимента. К сожалению, пригодных для данной цели экспериментов немного. В настоящей работе используется новая база экспериментальных данных, полученная во Французской Аэрокосмической Лаборатории — ONERA (Vincent-Randonnier, et al., 2014). В этих экспериментах с поперечной инжекцией струй водорода продемонстрирована возможность стабилизации горения в высокоскоростном потоке без использования специальных механических устройств.

В диссертации выбран и откалиброван вихреразрешающий метод. Продемонстрирована адекватность его применения к рассматриваемому классу задач. Проведено исследование влияния различных физических факторов на

структуру течения в эксперименте ONERA. В рамках выбранной физико-математической модели течения установлен механизм стабилизации горения.

Степень разработанности темы. К настоящему времени выполнен ряд экспериментов с детальным изучением структуры течения с высокоскоростным горением струй топлива – как спутных, так и поперечных. Имеется много работ, в которых эти эксперименты моделируются как на базе уравнений Рейнольдса, так и с помощью вихреразрезающих методов. Более сложной проблемой как для экспериментального, так и для расчетного исследования является высокоскоростное горение в ограниченном потоке, что характерно для камер сгорания различных энергетических устройств. Такого рода эксперименты являются крайне трудоёмкими, и количество опубликованных в открытой печати экспериментальных работ по данному классу течений является весьма ограниченным. Помимо рассматриваемого в данной работе эксперимента ONERA, есть еще порядка десятка неплохих экспериментов, среди которых следует отметить эксперименты (Fotia, 2015), (Fotia, et al., 2012) и (Micka, 2010). Непосредственно по моделированию течения в исследуемом режиме установки ONERA существует две работы, а именно работа (Pelletier, et al., 2021), в которой применяется RANS-подход, и работа (Fureby, 2020), в которой применяется метод крупных вихрей. Однако результаты, представленные в данных работах, носят ограниченный характер и не претендуют на описание структуры течения. Также остаётся открытым вопрос о взаимодействии газодинамических структур и горения.

Цели данной работы:

- выбрать и откалибровать вихреразрезающий метод, применимый к описанию горения струй водорода в высокоскоростном ограниченном поперечном потоке горячего воздуха;
- установить влияние различных физических факторов на структуру таких течений;
- в рамках выбранной физико-математической модели течения предложить механизм стабилизации горения в рассмотренном эксперименте.

В рамках данной работы решены следующие задачи:

1. Выполнен обзор экспериментальных и расчетных данных по высокоскоростным турбулентным течениям с горением, направленный на выявление данных для сопоставления с собственными расчетами и на выработку предварительных предположений о физике течения.

2. Выполнен выбор и модификация численного метода для IDDES-расчетов, модифицировано граничное условие шероховатых стенок с прилипанием, откалиброваны константы подсеточной модели турбулентности. Все это реализовано в научном расчётном модуле zFlare, используемом в ЦАГИ.

3. Выполнено численное моделирование течений из базы данных ONERA, проведено сопоставление с экспериментом и расчётами других авторов, осуществлён физический анализ полученных расчетных данных.

Научная новизна:

– предложена оригинальная процедура согласования начальных полей параметров подсеточной модели турбулентности с начальным полем скорости;

– впервые применительно к выбранному в диссертации вихреразрешающему численному методу выполнена калибровка констант метода LES;

– предложена оригинальная модификация граничного условия, моделирующего шероховатость стенок;

– впервые проведен анализ определяющих физических факторов и механизма стабилизации высокоскоростного горения в экспериментальной модели ONERA.

Теоретическая значимость:

Предложен способ согласования начальных полей параметров турбулентности с полями скорости для вихреразрешающих расчётов.

Разработана модификация граничного условия прилипания для шероховатых стенок с теплообменом.

Выявлены ключевые факторы, влияющие на структуру течения с высокоскоростным горением в расширяющемся канале при поперечной подаче топлива.

На основе вихреразрешающих расчетов установлен возможный механизм стабилизации высокоскоростного горения в расширяющемся канале с поперечной подачей топлива.

Практическая значимость:

Разработанные численные методы реализованы в программных модулях и применяются для численного моделирования течений в каналах с горением.

Методология и метод исследования заключается в использовании подходов, основанных на решении уравнений гибридного метода RANS-LES с учётом протекающих в газе неравновесных химических реакций. Для численного решения осреднённых или отфильтрованных уравнений используется низкодиссипативный конечно-объёмный метод второго порядка аппроксимации по всем переменным. В некоторых разделах работы также используются одномерные модели для выявления особенностей численного метода. Исследование основано на численном моделировании современного эксперимента с использованием различных упрощающих предположений, сопоставлении и анализе полученных результатов.

На защиту выносятся:

- методика выбора численной технологии, применимой для вихреразрешающих расчётов;
- результаты исследования влияния различных факторов на газодинамическую структуру высокоскоростного горения в канале с поперечной инъекцией;
- механизм стабилизации высокоскоростного горения в расширяющемся канале с поперечной подачей топлива, полученный в вихреразрешающих расчетах.

Достоверность результатов обосновывается сопоставлением полученных расчётных результатов с экспериментальными данными, опубликованными независимыми авторами, а также с данными расчётов других авторов; использованием компьютерной программы, ориентированной на корректное моделирование нестационарных процессов, и протестированной на большом наборе задач.

Апробация работы. Результаты работы прошли апробацию на международных, всероссийских и отраслевых конференциях:

- 1) СЕАА 2018, Россия, Светлогорск, 17-22 сентября 2018
- 2) ПМ XIV, Россия, Новосибирск-Шерегеш, 2-4 марта 2020 (два доклада)
- 3) ICPCD 2020, Россия, Санкт-Петербург, 19 – 22 октября 2020
- 4) XXXI Научная конференция по аэродинамике ЦАГИ, Россия, Ногинск, 29-30 октября 2020
- 5) COMBEX 2021, Россия, Москва, 10-12 февраля 2021
- 6) ПМ XV, Россия, Новосибирск-Шерегеш, 3 марта 2021
- 7) iTi 2021, Virtual Event, 25-26 февраля 2021
- 8) СЕАА 2020, Россия, Геленджик, 20-25 сентября 2021
- 9) COMBEX 2022, Россия, Москва,
- 10) СПАСУЛА 2021, Россия, Жуковский, декабрь 2021
- 11) СЕАА 2022, Россия, Светлогорск, сентябрь-октябрь 2022
- 12) ISMAR 2022, Россия, Новосибирск, август 2022
- 13) ICPCD 2022, Россия, Санкт-Петербург
- 14) Военмех XXVI, Россия, Санкт-Петербург, июнь 2022
- 15) XIII всерос. съезд по механике, Санкт-Петербург, август 2023
- 16) СЕАА 2024, Россия, Светлогорск, сентябрь-октябрь 2024
- 17) NEPCAR 2024, Россия, Сочи, октябрь 2024

Основное содержание

В **Главе 1** сделан обзор источников литературы по теме диссертации.

В **разделе 1.1** приведены основные физические и математические модели для описания течения с горением в канале в условиях высокоскоростного потока. Демонстрируется, что в рамках предложенных допущений рассматриваемое течение можно смоделировать с помощью сжимаемых уравнений Навье — Стокса для высокоскоростных течений с горением (включающая уравнения для концентраций компонент смеси и уравнение состояния), которая достаточно широко представлена в литературе, например (Poinsot, et al., 2005). Рассмотрены основные подходы к решению поставленной задачи (и связанные с ними проблемы), а именно прямое численное моделирование (DNS), использование осреднённых по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS), а также метод крупных вихрей (LES), который вместо осреднения по времени использует фильтрацию по пространству. В результате делается вывод о необходимости применения метода крупных вихрей, как компромиссного варианта, для моделирования поставленной задачи.

В **разделе 1.2** представлен обзор по различным способам стабилизации горения в высокоскоростном потоке. Работы по стабилизации горения направлены на достижение как можно более высокой полноты сгорания при локализации горения в определенной области пространства. В обзоре (Liu, et al., 2020) предложен критерий стабилизации горения, который можно переписать в терминах числа Дамкелера:

$$Da \equiv \frac{\tau_{res}}{\tau_{mix} + \tau_{chem}} \geq 1,$$

где τ_{mix} - характерное время смешения топлива с окислителем, τ_{chem} - характерное время протекания реакций горения и τ_{res} - время пребывания потока в зоне стабилизации (в практических приложениях – в камере сгорания энергетического устройства). Из этого делается вывод, что комплекс мероприятий, направленных на стабилизацию горения, как правило, направлен на ускорение смешения и интенсификацию химических реакций, а также на повышение времени пребывания потока в зоне стабилизации. Рассмотрены различные способы стабилизации горения: с помощью создания продольной закрутки потока; путем вдува топлива со стенок в поперечной струе; подача топлива через пилоны специальной формы, создающие рециркуляционные зоны; введение геометрических особенностей канала (каверны, ступенчатое расширение); импульсный теплоподвод; нестационарное взаимодействие горения с ударно-волновыми структурами и отрывами пограничных слоев. Последний способ рассмотрен более подробно, т.к. именно этот подход был реализован в эксперименте ONERA. Однако ни в новейшем обзоре [Liu, Baccarella, Lee 2020], ни в известных автору работах других авторов не высказываются идеи относительно возможного механизма стабилизации горения в этих

экспериментах. В настоящей диссертации при помощи вихреразрешающих расчетов делается попытка установить такой механизм.

В разделе 1.3 представлен обзор экспериментальных данных по высокоскоростным течениям с горением в каналах, по которым присутствуют примеры моделирования в рамках RANS- и LES-подходов. Сначала рассматриваются классические эксперименты со струями с горением. Основной акцент сделан на поперечных струях, представляющих непосредственный интерес в рамках диссертации. Отдельное внимание уделено эксперименту (Ben-Yakar, 2000), моделируемому в разделе 3.2.3 диссертации. Значительно больше экспериментальных работ посвящено исследованиям течений в модельных энергетических устройствах, что предполагает наличие канала со смешением топлива и окислителя по всему поперечному сечению, а также более сложную геометрию. Рассмотрены эксперименты, проводившиеся в России (ИТПМ СО РАН, ЦАГИ, ЦИАМ, МАИ и др.) и за рубежом. К сожалению, недостатком большинства экспериментов по высокоскоростным течениям с горением в каналах является то, что приведенные в опубликованных работах данные недостаточны для воспроизведения этих экспериментов в расчете и, следовательно, не годятся для настройки физико-математических моделей течения и основанных на них компьютерных программ. Далее рассмотрены эксперименты, которые изначально позиционировались как тестовые случаи для настройки программных кодов. К наиболее удачным экспериментам этого типа можно отнести работы, выполненные в Мичиганском университете (Fotia, et al., 2012), (Fotia, 2015), (Micka, 2010), (Fotia, 2012), в которых рассматривается сверхзвуковое (число Маха на входе в канал ~ 2.2) течение в канале прямоугольного сечения. Установка также содержит каверну, расположенную ниже по потоку от места подачи топлива, что позволяет относительно просто рассматривать режимы как сверхзвукового, так и дозвукового горения, меняя интенсивность подачи топлива. Моделирование течения в данной установке методом крупных вихрей представлено в (Fureby, 2020). Получены устойчивые переходы от сверхзвукового к дозвуковому режиму горения и обратно. Также был получен неустойчивый режим, что соответствует наблюдаемым режимам в эксперименте.

Еще один хороший эксперимент по высокоскоростному течению с горением в расширяющемся канале был выполнен в ONERA (Vincent-Randonnier, et al., 2014). У автора имелись ограниченные возможности по консультациям с авторами этого эксперимента и с вычислителями из ONERA, которые пытались выполнить численное моделирование этого эксперимента. Поэтому именно этот эксперимент выбран в данной диссертации как основа для проведения исследования. Следует отметить, в 2018-2021 гг. в ЦАГИ был организован подобный эксперимент (Волощенко, Зосимов, Николаев, Сабельников и др., 2022). Полученный набор экспериментальных данных не рассматривается в настоящей диссертации, поскольку к началу экспериментов ЦАГИ автор уже начал работать с базой экспериментальных данных ONERA.

В разделе 1.4 рассмотрены основные проблемы применения метода крупных вихрей и его модификации — метода отсоединённых вихрей (DES) для моделирования высокоскоростных течений в каналах. В частности, применение метода крупных вихрей с разрешением вплоть до стенок (так называемый Wall-Resolved LES, или WRLES) для моделирования течений в канале оказывается избыточно ресурсозатратным. В тоже время, метод отсоединённых вихрей подразумевает в большей части пограничного слоя использование RANS-подхода с применением той или иной модели турбулентности. Однако при моделировании течения в канале пограничные слои составляют существенную часть течения. Таким образом, существенными оказываются области, в которых применяется RANS-подход. Как правило, в RANS-части метода DES используется линейная модель для турбулентных напряжений, что, как показано в (Sabnis, 2020), может приводить к существенным ошибкам в описании отрывных областей, образующихся в углах прямоугольного канала. В (Sabnis, 2020) и (Boychev, 2021) показано, что причиной этого является неразрешимость в рамках линейной модели вторичных течений, которые образуются в углах. Представлен анализ влияния вторичных токов на структуру течения. Возможный путь решения этой проблемы — применение замыкающих выражений с квадратичными членами.

Глава 2 посвящена рассматриваемым уравнениям в рамках метода крупных вихрей и их численной аппроксимации. Глава содержит обширный набор разностных схем (пространственных и временных) для аппроксимации конвективных членов уравнений. Проводится методический анализ построения численной технологии и калибровки констант подсеточной модели для корректного применения вихреразрешающего подхода.

В разделе 2.1 приведена исходная система дифференциальных уравнений движения сжимаемого вязкого совершенного газа (без горения), которая может

быть представлена в дивергентном виде: $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_i(\mathbf{u})}{\partial x_i} = 0$, где $\mathbf{u} = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \cdot \tilde{u}_k \\ \bar{\rho} \cdot \tilde{E} \end{bmatrix}$ — вектор

консервативных переменных, ρ — плотность, u_k — k -ая компонента вектора скорости, $E = u_i u_i / 2 + h - p / \rho$ — полная энергия, p — давление, $h = C_p T$ — энтальпия, T — температура, C_p — теплоёмкость при постоянном давлении. Знак осреднения « $\bar{a}$ » подразумевает осреднение по Рейнольдсу (Reynolds, 1894), если рассматривается RANS-область решения, или фильтрацию¹ по пространству, если рассматривается LES-область. В обоих случаях применяется осреднение по Фавру: $\tilde{a} = \overline{\rho a} / \bar{\rho}$, $a = \tilde{a} + a''$. Вектор потоков имеет следующий вид:

¹ $\overline{a(x_i, t)} = \int_{\mathbb{R}^3} G[x_i - \xi_i, \Delta(x_i, t)] a(\xi_i, t) d\xi_i$, где G — пространственный фильтр, Δ — размер ячейки сетки.

$$\mathbf{F}_i = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \tilde{u}_i \\ \bar{\rho} \tilde{u}_k \tilde{u}_i + \bar{p} \delta_{ik} + \bar{\rho} u_i'' u_k'' + \tilde{\tau}_{ik} \\ \bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_i + \bar{p} \tilde{u}_i + (\bar{\rho} u_i'' u_k'' + \tilde{\tau}_{ik}) \tilde{u}_k + (\bar{\rho} C_p T'' u_k'' + \tilde{q}_i) \end{bmatrix},$$

где δ_{ik} — символ Кронекера, молекулярная диффузия описывается линейной моделью, а коэффициент вязкости определяется с помощью формулы Сазерленда:

$$\tau_{ik} = -\mu \cdot \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ik} \right], \mu = 1.72 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2} \frac{273+122}{T+122}.$$

Для определения теплового потока используется закон Фурье и гипотеза о пропорциональности коэффициентов диффузии импульса и тепла: $q_i = -\frac{\mu}{Pr} C_p \frac{\partial T}{\partial x_i}$,

$Pr = 0.72$. Для замыкания системы используется уравнение состояния $p = \rho R_0 T / m$ где R_0 — универсальная газовая постоянная, m — молярная масса газа. Таким образом, в системе остаются незамкнутыми турбулентные потоки $\bar{\rho} u_i'' u_k''$, $\bar{\rho} C_p T'' u_k''$ и кинетическая энергия турбулентности $k = u_i'' u_i'' / 2$ (в случае RANS это кинетическая энергия всей турбулентности, а в случае LES — подсеточной турбулентности). Далее знаки осреднения/фильтрации опущены в предположении, что везде применяются правила Фавра.

В данной работе для определения турбулентных потоков и кинетической энергии турбулентности в качестве пристенной модели и подсеточной одновременно используется модель SST-IDDES (Gritskevich, et al., 2012), которая включает два дополнительных уравнения для k и ω :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{U} k) = \nabla[(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] + P_k - \rho \frac{\sqrt{k}^3}{l_{DDES}},$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{U} \omega) = \nabla[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{\nabla k \nabla \omega}{\omega} + \alpha \frac{\rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2,$$

$$l_{DDES} = l_{RANS} - f_d \max(0, l_{RANS} - l_{LES}), l_{LES} = C_{DES} h_{\max}, C_{DES} = C_{DES1} \cdot F_1 + C_{DES2} \cdot (1 - F_1).$$

Используемая базовая модель замыкания основана на гипотезе Буссинеска о линейной связи пульсаций с градиентами скорости:

$$\rho u_i'' u_k'' = \frac{2}{3} \rho k \delta_{ik} - 2 \mu_t \cdot \left[S_{ik} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ik} \right], \rho C_p T'' u_i'' = -\frac{\mu_t}{Pr_{turb}} C_p \frac{\partial T}{\partial x_i},$$

где $Pr_{turb} = 0.9$ — турбулентное число Прандтля, μ_t — турбулентная вязкость, выражение для которой (как и значения констант и функций модели) представлено в (Gritskevich, et al., 2012).

В разделе 2.2 рассматривается набор пространственных схем для конвективного оператора: CD2, CD4, CD6, Upwind5 (Fornberg, 1988), WENO5 (Zhang, et al.,

2011), WENO-SYMB006 (Mullenix, et al., 2011), WENO-ZM5 (Zhao, et al., 2014) и многие другие. В качестве аппроксимации по времени рассматривались метод Эйлера с центральной точкой 2-го порядка, метод Хойна 3-го порядка и пятишаговый метод SSP5 4-го порядка (van Leer, et al., 1992), далее обозначаемые как euler2, heun3, ssp5 соответственно. На первом этапе проводится обзор схем семейства WENO, аналитически исследуется применимость данных схем к вихреразрешающим расчётам: анализ устойчивости, определение дисперсионных и диссипативных ошибок. На втором этапе перспективные схемы применяются для решения ряда модельных одномерных уравнений переноса, Хопфа, Бюргерса. Исследуется численный порядок сходимости схем, поведение в окрестности разрыва, переход от непрерывного решения к разрывному, сохранение свойств монотонности решения.

В разделе 2.3 предлагается методика выбора численного метода для вихреразрешающих расчетов, опубликованная в (Бахнэ, 2021), (Bakhne, et al., 2022).

Рассматривается задача о распаде изотропной турбулентности. Это широко используемый тест для изучения свойств схем и подсеточных моделей (Chumakov, et al., 2005), (Zhou, et al., 2019). Расчётная область для этой задачи представляет собой куб с периодическими граничными условиями. Каждая сторона куба имеет длину $2\pi L$.

Основная характеристика турбулентности, по которой производится сравнение численных методов, - это форма энергетического спектра $E(k)$, показывающего распределение кинетической энергии по движениям разных масштабов $\lambda = 2\pi / k$, где k — волновое число. При высоких числах Рейнольдса спектр должен содержать инерционный интервал, подчиняющийся закону Колмогорова: $E(k) = C_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$, где $\varepsilon = -dE_k / dt$ (E_k — кинетическая энергия разрешённой турбулентности), за которым следует интервал диссипации с резким падением $E(k)$.

Начальное поле скорости, удовлетворяющее этим условиям, создаётся с помощью генератора синтетической турбулентности. Для выбора численного метода выполняются следующие действия:

1. Согласование начальных полей подсеточных параметров турбулентности при помощи расчётов с замороженными полями основных параметров. (Продemonстрировано, что без этой процедуры поле подсеточных параметров не успевает подстроиться под поле течения, что приводит к некорректному виду спектров E_k .)
2. Оптимизация протяжённости инерционного интервала на основе расчетов с тремя значениями константы подсеточной модели (рис. 1, слева).
3. Проведение контрольного расчёта с найденным оптимальным значением константы (рис. 1, справа).

Эти действия проводятся для каждого из рассмотренных численных методов. Потом сравниваются полученные спектры $E(k)$ и на основании этого сравнения производится выбор численного метода для вихреразрешающих расчетов.

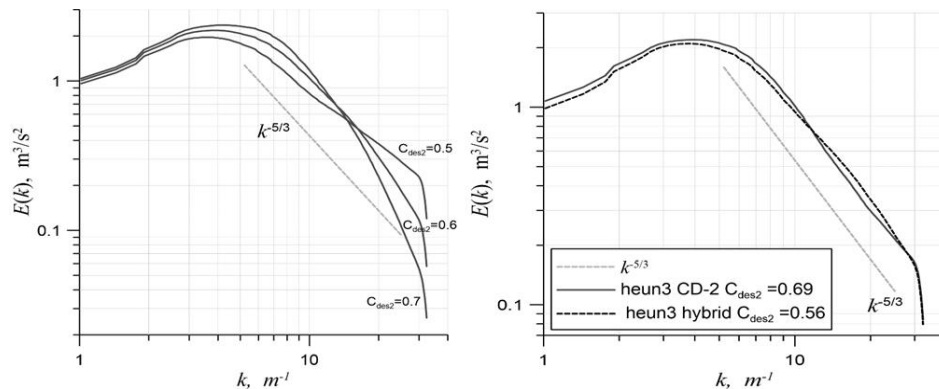


Рисунок 1 — Энергетические спектры для трёх различных значений констант (слева) и для найденного оптимального значения константы (справа) в случае гибридной схемы (WENO5+CD2), а справа - и центрально-разностной (CD2)

Отобранные в разделе 2.2 пространственные схемы (WENO5, WENO-SYMB006, WENO-ZM5) применяются для решения задачи о распаде однородной изотропной турбулентности. В качестве аппроксимации по времени рассматривались метод Эйлера с центральной точкой 2-го порядка, метод Хойна 3-го порядка и пяти-шаговый метод SSP5 4-го порядка (van Leer, et al., 1992), далее обозначаемые как euler2, heun3, ssp5 соответственно. Также для решения использовались все три временные аппроксимации. Продемонстрировано, что euler2 создаёт заброс энергии в коротковолновой области спектра, тогда как решения, полученные с помощью heun3 и ssp5, почти совпадают. Таким образом, можно сделать однозначный выбор в пользу heun3, поскольку данная схема содержит 3 внутренние итерации, что позволяет существенно сократить время счёта по сравнению с ssp5. Аналогично среди трёх центрально-разностных схем была выбрана CD2, поскольку продемонстрировано, что она обладает наибольшим запасом устойчивости и, в отличие от двух других схем, не порождает забросов в коротковолновую область спектра даже при использовании euler2 в качестве временной аппроксимации.

Продемонстрировано, что базовая схема WENO5 оказывается избыточно диссипативной и не выдерживает инерционный интервал спектра (наклон спектра отличается от наклона $k^{-5/3}$). Поэтому данная схема используется для построения гибридной аппроксимации, которая работает как взвешенное среднее между WENO5 (с монотонизатором (Suresh, et al., 1997)) и CD2 с весовой функцией σ : $F_{\text{conv}} = \sigma \cdot F_{\text{upwind}} + (1 - \sigma) \cdot F_{\text{CD}}$. Переходная функция σ берётся из работы (Guseva, et al., 2017). Однако функция смешения является достаточно сложной и включает в себя зависящую от течения константу; кроме того, гибридная схема не полностью отключает противоточную составляющую, что затрудняет оценку уровня ее диссипативности. В связи с этим интересен и актуален вопрос изучения

схем WENO-SYMBOO6, WENO-ZM5, которые не являются гибридными и не используют эмпирические константы, но успешно использовались в ILES-расчетах (с отключенной подсеточной моделью турбулентности, см. (Zhao, et al., 2014), (Li, et al., 2021)). Возникает вопрос: могут ли эти схемы составить конкуренцию гибридной схеме, и можно ли их использовать с подсеточной моделью турбулентности? Была проведена калибровка констант подсеточной модели (по оригинальной процедуре, описанной в (Бахнэ, 2021), (Bakhne, et al., 2022)). Установлено, что для центрально-разностной и гибридной схемы оптимальные значения константы подсеточной модели C_{DES2} равны 0.69 и 0.56 соответственно, в то время как схемы WENO-SYMBOO6 и WENO-ZM5 не выдерживают инерционный интервал даже при $C_{DES2} = 0.1$. Таким образом, их численная диссипация оказывается избыточной, а, значит, в расчетах с подсеточной моделью турбулентности предпочтение следует отдать гибридной схеме WENO5+CD2.

В разделе 2.4 схемы CD2, гибридная, WENO5, WENO-SYMBOO6 и WENO-ZM5 применяются для LES-расчёта временного слоя смешения, разделяющего два неограниченных противоположно направленных потока. В отличие от предыдущей задачи, в этом течении есть механизм производства кинетической энергии турбулентности на градиентах среднего поля скорости. На автомодельном режиме ширина слоя смешения растет линейно по времени, а максимальные значения напряжений Рейнольдса выходят на постоянные значения, пропорциональные ΔU^2 , где ΔU — разность скоростей между потоками. Закон нарастания ширины и профили напряжений Рейнольдса можно сравнить с экспериментальными данными, а в продольном энергетическом спектре в центре слоя смешения должен наблюдаться протяженный инерционный интервал, если число Рейнольдса течения велико. Рассматривается расчётная область в форме прямоугольного параллелепипеда. Установлены периодические граничные условия по всем направлениям. Предварительное начальное поле скорости $\tilde{\mathbf{V}} = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$ задается формулами из (Sharan, et al., 2019). Результаты сравниваются с экспериментом (Bell, et al., 1990). На основе предварительного начального поля строится соленоидальное поле скорости $\bar{u}_i = \tilde{u}_i - \partial p' / \partial x_i$ (Sharan, et al., 2019). Для нахождения поля $p'(x, y, z)$ решается трёхмерное уравнение Пуассона. Для CD2 и гибридной схемы значения подсеточной константы выбираются по результатам предыдущего раздела: 0.69 и 0.56 соответственно. Для остальных схем $C_{DES2} = 10^{-3}$, что соответствует переходу системы уравнений в режим ILES. Расчёты проводятся до момента времени равного $5L / \Delta U$, за который при заданных начальных условиях успевает развиваться турбулентный слой смешения. Основной характеристикой течения является одномерный энергетический спектр, вычисленный в центральной плоскости слоя смешения:

$$E_{uu}(k_x) = \frac{1}{L_y} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \bar{u}(x, y, 0) e^{-ik_x x} dx \right|^2 dy.$$

Он должен содержать протяженный инерционный интервал: $E_{uu}(k_x) \sim k_x^{-5/3}$. Было установлено, что избыточно высокий уровень диссипации схем WENO-ZM5 и WENO-SYMB006 и в этой задаче не позволяет выдерживать протяжённый инерционный интервал (рис. 2). Установлено, что данный недостаток не мешает схеме WENO-SYMB006 демонстрировать корректные статистические характеристики течения: скорость роста ширины и профили средней скорости и напряжений Рейнольдса. Тем не менее, отсутствие возможности влиять на подсеточные напряжения делает схемы, работающие в режиме ILES, менее предпочтительными, чем гибридная схема (WENO5+CD2), основная часть диссипации в которой создается именно явной моделью подсеточных напряжений. Таким образом, на данный момент при реализации на базе метода конечных объемов с 1 гауссовой точкой на грани ячейки предпочтительной остаётся гибридная схема. Схемы WENO-ZM5 и WENO-SYMB006, по крайней мере, в рассмотренных дозвуковых задачах, конкурировать с ней не могут.

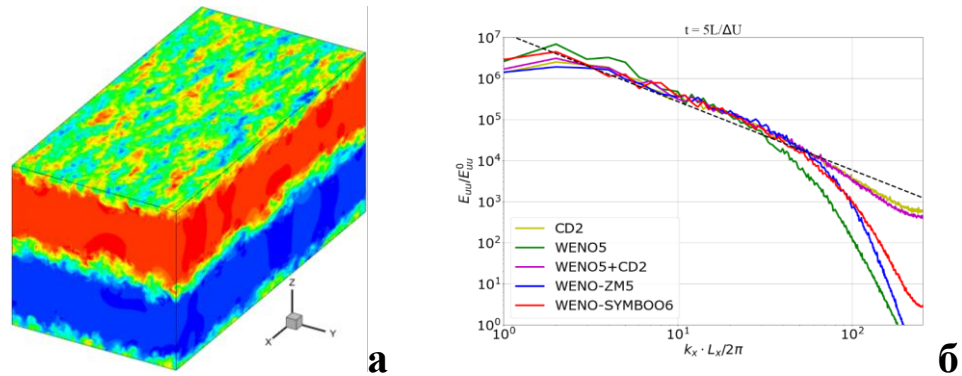


Рисунок 2 — Поле продольной компоненты скорости при использовании гибридной схемы (а) и одномерные спектры $E_{uu}(k_x)$ в финальный момент времени (б)

В разделе 2.5 изучение схем продолжается на примере вихреразрешающего расчета задачи с отрывом турбулентного пограничного слоя под действием скачка уплотнения. Цель раздела — выяснить, имеют ли какие-либо преимущества схемы WENO-SYMB006 и WENO-Z5 перед гибридной схемой (WENO5+CD2) при наличии в расчетной области достаточно сильных разрывов, взаимодействующих с другими элементами течения, такими, как турбулентный пограничный слой. В качестве тестового случая выбрана задача об отрыве турбулентного пограничного слоя скачком уплотнения (Pasquariello, et al., 2017). В этой постановке рассматривается поток с числом Маха $M=3$, в котором на турбулентный пограничный слой на пластине падает скачок уплотнения, отклоняющий поток на 19.6° . Выбранные параметры задачи соответствуют сильному отрыву со средним продольным размером порядка 15-ти толщин пограничного слоя. В (Pasquariello, et al., 2017) описан эталонный LES-расчет этого течения, который воспроизводит эксперимент (Daub, et al., 2015) и хорошо с ним согласуется. Начальная толщина пограничного слоя δ_0^{exp} , определяемая как высота точки, в которой скорость составляет 0.99 от скорости в ядре потока, равна 4.0 мм. На рис. 3 показан общий вид расчетной области в плоскости $x-y$ и

граничные условия. На входной границе задавался предварительно рассчитанный профиль пограничного слоя. В вихреразрешающих расчетах на полученный входной профиль пограничного слоя накладывались нестационарные возмущения скорости с помощью генератора синтетической турбулентности. На нижней границе ставилось условие прилипания к теплоизолированной стенке, на правой границе — экстраполяция решения. На верхней границе в точке $x_0 = 1.5\delta_0^{\text{exp}}$ задавался скачок уплотнения, за которым начиная с $x_1 = 3.75\delta_0^{\text{exp}}$ следовала волна разрежения, центрированная в точке $(-12.75\delta_0^{\text{exp}}, 39.25\delta_0^{\text{exp}})$. Такая конфигурация течения соответствует треугольному генератору скачка уплотнения, установленному над пластиной в эксперименте (Daub, et al., 2015). На боковых плоскостях $z = \text{const}$ были поставлены периодические граничные условия. Использовался численный метод из предыдущих разделов. Расчёты проводились на двух сетках: 9 и 36 миллионов ячеек. Расчёт по схеме WENO-Z5 не удалось довести до конца: он сопровождался интенсивными пульсациями плотности. При этом происходили многократные снижения шага по времени. Существенных различий по устойчивости остальных схем между собой выявлено не было. По осреднённым по оси z и времени полям сравнивались координаты точек отрыва и присоединения, оценивались размеры отрывной области. Все рассмотренные схемы дали заниженную длину отрыва. Измельчение сетки вдвое в продольном и боковом направлениях не улучшило ситуацию. Сравнивая численные схемы, следует отметить, что отличия в решениях, полученных в разных постановках, оказались относительно малыми. При этом расчёты по схемам WENO-Z5 и WENO-SYMB006 порождали дополнительные колебания решения и требовали большего времени счёта.

Таким образом (по итогам главы), для дальнейших вихреразрешающих расчётов была выбрана гибридная схема, сочетающая WENO5 (с MP (Suresh, et al., 1997) коррекцией) и CD2.

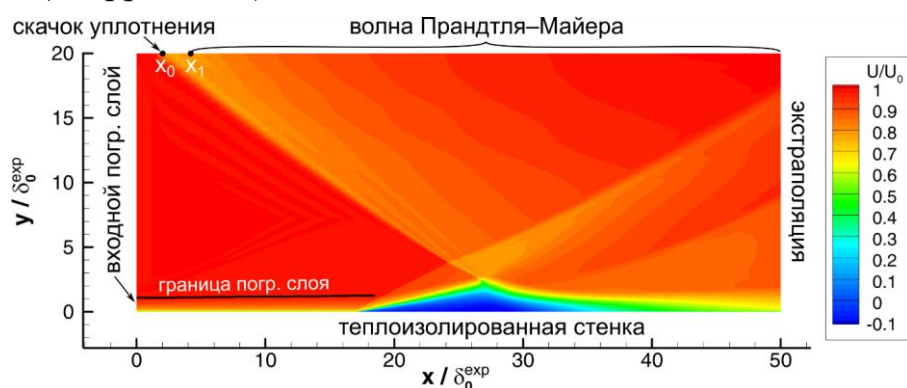


Рисунок 3 — Общий вид расчетной области в плоскости $x - y$ и граничные условия. Для иллюстрации приведено поле скорости из предварительного RANS-расчета

В главе 3 выбранный вихреразрешающий метод применен к моделированию одного из режимов течения в экспериментах ONERA (Vincent-Randonnier, et al., 2014), (Vincent-Randonnier, et al., 2019). В этих экспериментах

был рассмотрен модельный расширяющийся по высоте канал постоянной боковой ширины без специальных механических устройств для стабилизации горения (рис. 4). Топливо (водород) вдувалось со стенок перпендикулярно потоку. Модель была снабжена оптическими окнами, расположенными по всей длине канала, что позволило визуализировать структуру течения методами высокоскоростной шпирен-видеосъемки и зарегистрировать хемилюминесценцию возбужденных радикалов OH^* . Были измерены распределения среднего по времени статического давления и температура стенок канала, а также профили температуры торможения в потоке, входящем в канал. Для достижения высокой температуры торможения потока ($T_0 \sim 1700 \text{ K}$) воздух предварительно нагревался огневым подогревателем с горением водорода и обогащением продуктов сгорания кислородом (чтобы восстановить его мольную долю до исходного значения в воздухе). В подогревателе формировался “воздух”, содержащий продукты сгорания водорода — пары воды и радикалы. Этот “воздух” подавался под давлением в сопло Лавала, разгоняющее поток до числа Маха $M \approx 2$. Модельный канал длиной 1.192 м с боковой шириной 0.04 м, показанный на рис. 4, был установлен на выходе из сопла Лавала. Высота входного сечения была равна 0.0177 м. В эксперименте на стенки было нанесено теплозащитное покрытие. Это привело к тому, что внутренняя поверхность канала была шероховатой.

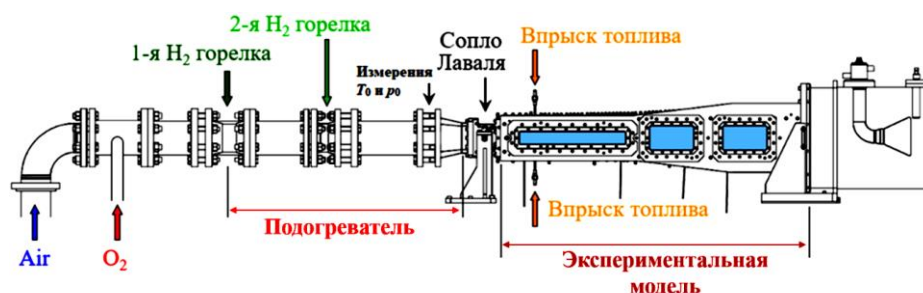


Рисунок 4 — Схема эксперимента ONERA

В эксперименте были получены различные режимы течения, включая режим горения, индуцированный ударно-волновыми структурами. Стоит также отметить, что при определённых начальных условиях течение становится существенно нестационарным и может содержать зоны горения, расположенные асимметрично на верхней и нижней стенках. Для исследований в диссертации выбран режим, обладающий статистической симметрией.

В последние годы было проведено несколько RANS-расчётов отдельных режимов исходного эксперимента (Vincent-Randonnier, et al., 2014), (Pelletier, et al., 2021), (Balland, et al., 2015), (Власенко, и др., 2020), (Сабельников, Бахнэ и др., 2021), а также LES-расчёты (Vincent-Randonnier, et al., 2019), (Pelletier, et al., 2020) и (Fureby, 2020). Общие выводы из всех расчётов таковы: эффекты шероховатости существенны в присутствии горения, газодинамическая структура играет серьёзную роль в стабилизации горения, ни в одном из расчётов кроме (Fureby, 2020) не удалось получить «полочку» давления в расширяющейся части канала, и даже в (Fureby, 2020) нет объяснения этого эффекта.

Необходимо подчеркнуть, что выполненные в эксперименте измерения не позволяют однозначно сформулировать граничные условия для расчетов. Из-за прогоревшего покрытия экспериментаторам не удалось промерить температуру стенок в выбранных отдельных точках. А для надежного моделирования необходимо знать зависимости от времени температуры стенок или тепловых потоков. Ни в одном сечении канала не были выполнены измерения трения. Это не позволяет однозначно задать параметр шероховатости в граничном условии. Отсутствуют данные о пограничном слое на входе в канал. Нет информации о процессе инициирования горения в эксперименте, что может влиять на режим стабилизации горения. Учитывая неопределенность в постановке задачи, ко всем расчетам, представленным в диссертации, следует относиться как к исследованию выбранного режима эксперимента в рамках используемой физико-математической модели течения.

В разделе 3.1 представлена математическая постановка: уравнения для реагирующей смеси газов, особенности их численной дискретизации, геометрия расчётной области, граничные условия (рис. 5).

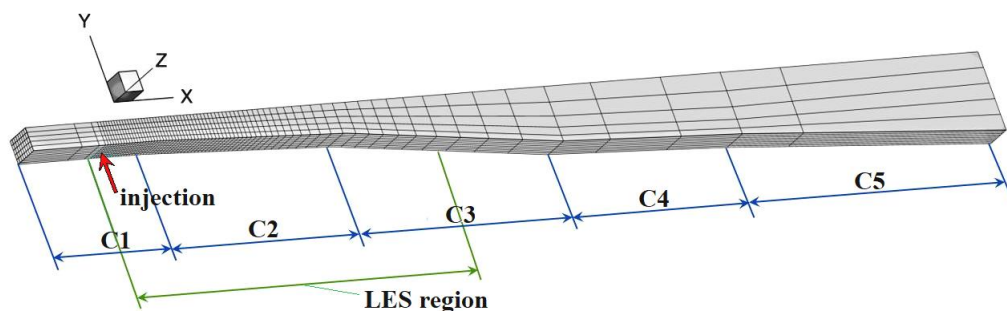


Рисунок 5 — Геометрия канала и структура блоков сетки. Стрелка — подача топлива. C1 — участок постоянного сечения; C2, C4 — участки с расширением 2°; C3 — участок с расширением 6°; C5 — расширяющийся буферный участок со скольжением

В разделе 3.2 представлен анализ граничных условий шероховатости и «инжектора». Для описания шероховатости (речь идёт не о явном воспроизведении неровностей, а об учёте их вклада в изменения параметров потока на стенке) использовалась идея Никурадзе (Schlichting, 1937) о сдвиге профиля скорости в переменных закона стенки. Вторая идея заключается в том, чтобы на границе не вносить изменений в физический набор переменных (T, u, v, w, p), а изменять лишь параметры модели турбулентности. Соотношения, позволяющие это осуществить для модели турбулентности SST, были взяты из (Aupoix, 2015a). В другой работе (Aupoix, 2015b) показано, что такое граничное условие приводит к завышению тепловых потоков, поэтому предложена коррекция турбулентного числа Прандтля в пределах пристеночного слоя. Однако данная коррекция является слишком сложной и требует знания параметров, которые не измерялись в эксперименте ONERA. Поэтому была предложена оригинальная модификация этого условия: вместо коррекции турбулентного числа Прандтля из (Aupoix, 2015b) использовались формулы, взятые из работы (Suga, et al., 2006). Полученная модель шероховатости была протестирована при

моделировании эксперимента (Latin, et al., 2000), в котором рассматривается сверхзвуковое течение в прямоугольном канале (число Маха на входе в канал ~ 2.9), верхняя и боковые стенки которого были гладкими. На нижней стенке устанавливались различные типы и уровни шероховатости. Были проведены RANS-расчёты двумерного турбулентного пограничного слоя над пластиной, в которых в качестве характерной высоты шероховатости задавался эквивалентный размер песчинки (Schlichting, 1937). Расчёты продемонстрировали хорошую согласованность (с экспериментом) профилей скорости в контрольном сечении для всех видов шероховатостей. Далее были установлены параметры течения из эксперимента ONERA. Была проведена серия расчётов на наборе сеток с различным размером пристенной ячейки. На основании полученных результатов было решено для IDDES расчёта на кластере выбрать размер пристенной ячейки равный $2 \cdot 10^{-5}$ м.

Граничное условие «инжектор» было разработано для того, чтобы не выделять отверстия инъекции расчетной сеткой, что приводит к существенно неравномерной и криволинейной сетке в окрестности инъекции и понижает качество расчета. В случае условия «инжектор» структура сетки не меняется в окрестности инжектора, а в частях граней ячеек, попадающих в отверстие инъекции, задаются потоки инжектируемого вещества. Для исследования влияния граничного условия «инжектор», а также численного метода был использован эксперимент (Ben-Yakar, 2000). Плоская пластина с круглым отверстием диаметра $d_j = 2$ мм установлена в потоке воздуха с числом Маха 3.38. Из отверстия вертикально инжектируется звуковой поток водорода. Отношение величины потока импульса струи к потоку импульса набегающего потока $J = 1.4$. Отверстие истечения располагается на расстоянии $25d_j$ вниз по потоку от передней кромки, а толщина ламинарного пограничного слоя δ перед отверстием составляет примерно $0.38d_j$. Для расчётов этой задачи применялась модель SST-IDDES. Расчётная область, содержащая 22 миллиона ячеек, показана на рис. 6.

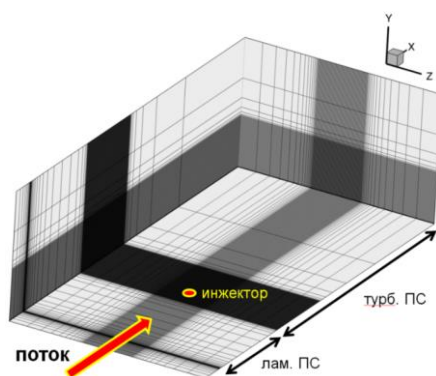


Рисунок 6 — Схема расчетной области в задаче об инъекции водорода

Одним из ключевых параметров в данном тесте является глубина проникновения струи, которая оценивается высотой изолинии, соответствующей 1% концентрации водорода. Данная величина была посчитана в сечении $x = 7.5d_j$,

и её значение оказалось равным $3.82d_j$ для расчёта с явным выделением инжектора сеткой и равным $3.96d_j$ в случае использования ГУ «инжектор».

Далее было проведено два расчёта: с использованием гибридной схемы и без. Расчёты показали, что в случае применения гибридной схемы (WENO5+CD4) длина отрывной зоны перед инжектором согласуется с экспериментальной с точностью 10%, в то время как с применением чистой WENO5 наблюдалось 2.8-кратное её завышение; глубина проникновения водорода по обеим схемам имеет ошибку менее 10%, при этом расчёт по гибридной схеме позволяет воспроизвести более мелкомасштабные элементы в структуре пламени.

В разделе 3.3 представлен краткий обзор всех расчётов экспериментальной установки ONERA. Объяснена логика исследований, которая потребовала провести три серии RANS- и LES-расчетов.

В разделе 3.4 описана первая серия расчётов течения в экспериментальной модели ONERA на базе подхода RANS, в которой было исследовано влияние различных параметров физико-математической модели течения. Эта серия расчётов описана в (Сабельников, Бахнэ и др., 2021). Было проверено влияние химической кинетики, переменного числа Прандтля, высоты шероховатости и условий теплообмена на стенках канала. Оказалось, что наиболее сильно на распределение давления по длине канала влияют высота шероховатости и температура стенок канала. Следует упомянуть, что в ранее проведённых расчетах ЦАГИ 2019 года (Власенко, и др., 2020), так же, как и в аналогичных расчетах ONERA (Pelletier, et al., 2021), стенки канала считались гладкими. Это привело к существенному расхождению распределения давления вдоль стенки канала с экспериментальными данными. Учёт шероховатости в расчетах ONERA, также представленных в (Pelletier, et al., 2021), позволил получить распределение давления, существенно более близкое к эксперименту.

В разделе 3.5 представлена вторая серия расчётов течения в экспериментальной модели ONERA. Поскольку в расчетах ONERA (Pelletier, et al., 2021) было рекомендовано использовать значение характерной высоты шероховатости 65 мкм, в этой серии расчетов было решено зафиксировать эту высоту шероховатости и, меняя значение температуры стенок, добиться совпадения пиков давления в RANS-расчёте и эксперименте. Полученные результаты опубликованы в (Bakhne, et al., 2023). Наиболее подходящим значением температуры стенки оказалось 1413 K (рис. 7, а). Это значение температуры стенок канала и было выбрано для IDDES-расчёта. В соответствии с выводами, сделанными в работах (Власенко, и др., 2020), (Сабельников, Бахнэ и др., 2021), для расчётов течения в экспериментальной модели использовалась кинетика Яхимовского без пероксидов с 7 реакциями. Разрешённая турбулентность генерировалась в IDDES-расчёте естественным образом в результате развития неустойчивости по механизму Кельвина-Гельмгольца в слое смешения, образованного выдуваемой струёй. Таким образом, течение вверх по потоку от сечения инжекции моделировалось в RANS-режиме.

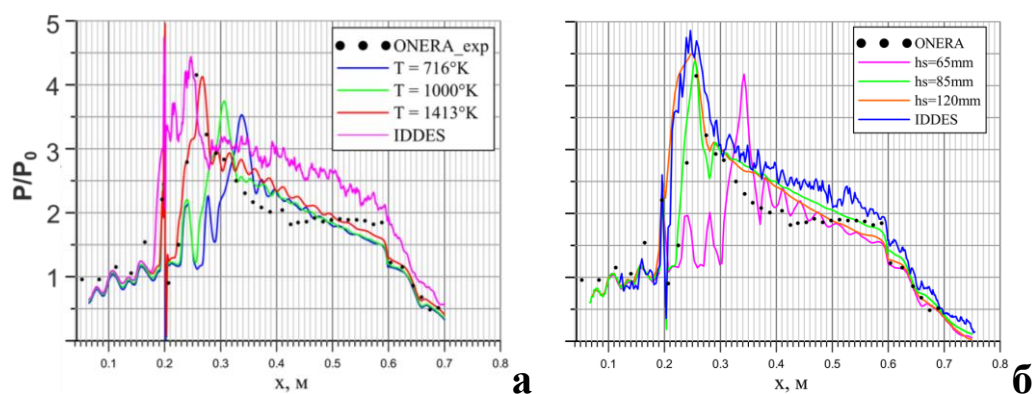


Рисунок 7 — Влияние температуры стенок, полученное во 2-й серии расчетов (а) и влияние высоты шероховатости по данным 3-й серии расчетов (б)

IDDES-расчёт проводился на суперкомпьютере РФЯЦ ВНИИЭФ (использовалось 3000 проц. ядер, объём памяти — 830 Гбайт, время счёта — 2.2 миллиона ядро-часов). Было воспроизведено 11 мс физического времени. Начиная примерно с момента 6.5 мс, была достигнута стабилизация горения в окрестности сечения $x = 0.24$ м (4 см ниже по потоку от инжекторов топлива). На рис. 8,а представлено типичное мгновенное поле числа Маха на оси симметрии канала. Поверх поля стрелочками изображены линии тока, которые выходят из рециркуляционных зон и попадают в середину канала вниз по потоку. Слева внизу на рис. 8,а видна выдуваемая струя водорода, которая формирует перед и за собой рециркуляционные зоны (непосредственно у стенки), а также ударную волну (в невязкой области течения), которая в свою очередь взаимодействует с пограничным слоем (чуть ниже по потоку). Именно в этой области взаимодействия ударной волны и пограничного слоя инициируется химическая реакция. Толстыми чёрными линиями выделены области повышенной концентрации ОН, показывающие области тепловыделения. В результате горения у стенки пограничный слой утолщается, а невязкое ядро потока сужается вплоть до образования локального запираания (на рис. 8,а — при $x = 0.238$ м). Образуется ударная волна. Газ, прошедший через зону тепловыделения в следе за струей, смещается от стенки к центру канала, смешивается со свежей горючей смесью в ядре потока, нагревает ее и добавляет к ней радикалы из зоны горения. Взаимодействие этой смеси с возникшей ударной волной приводит к возникновению всяческого очага самовоспламенения. Возникающая при запираании дозвуковая область является нестационарной. Ударно-волновая структура, содержащая прямой скачок уплотнения, совершает продольные колебания вместе с зоной горения. Как показывает рис.8,б, в эксперименте была получена похожая картина течения, но запираание происходило на 3 см ниже по потоку. Распределение давления, полученное в IDDES-расчете (рис.7,а) содержит больший, чем в эксперименте, пик давления, смещенный вверх по потоку. Кроме того, распределение давления оказывается завышенным в диапазоне от 0.3 м до 0.7 м. В эксперименте в этой области тепловыделение уже прекращается, а в расчете оно еще продолжается. Было сделано предположение, что в эксперименте выше отвод тепла в стенку; следовательно, выбранное значение температуры

стенки являются завышенными. Поэтому автор выполнил оценки, основанные на решении одномерного уравнения теплопроводности поперек стенок. Расчеты показали, что температура стенок в эксперименте никак не могла превосходить 900 К. Рекомендованное в работе (Pelletier, et al., 2021) значение 716 К выглядит правдоподобным.

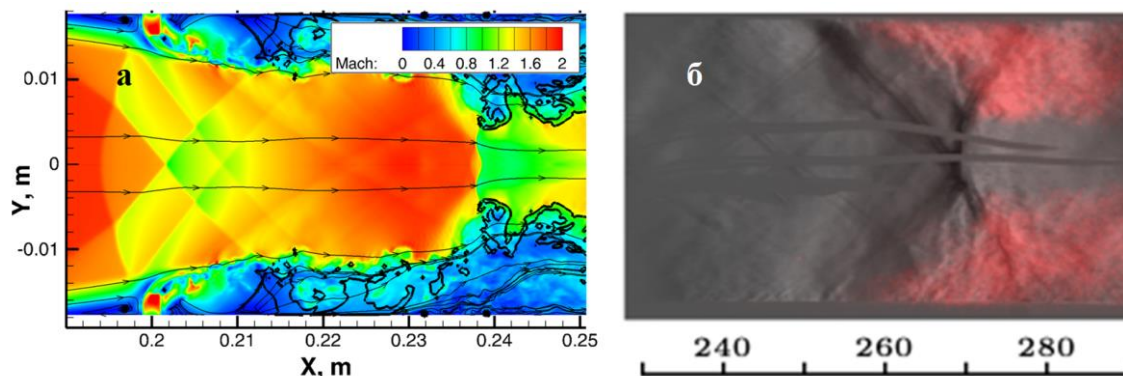


Рисунок 8 . (а) - поле числа Маха и линии тока в плоскости симметрии из IDDES-расчёта: жирные чёрные кривые — изолинии концентрации $\text{OH}=0.01$; (б) – теневое изображение течения из эксперимента ONERA, на которое наложено изображение области хемилюминесценции радикалов OH

Поэтому была проведена третья серия расчётов, представленная в разделе 3.6. На этот раз была зафиксирована температура стенок, рекомендованная в работе (Pelletier, et al., 2021) - 716 К. Было решено исследовать другие возможные физические факторы, которые не были учтены в математической модели: вторичное течение в углах канала, наличие оптических стёкол в установке, недостаточный уровень турбулизации пограничного слоя, модель шероховатости. Для этого была проведена серия RANS-расчётов. В (Лю, 2023) было показано, что применение более детальной химической кинетики, учитывающей реакции пероксидов, приводит к другой структуре отрывов, хотя и слабо влияет на продольное распределение давления. Поэтому в третьей серии все расчёты проводились с помощью детальной кинетики Яхимовского с 19-ю реакциями (Jachimowski, 1992).

Сначала была реализована возможность моделирования оптических окон, как теплоизолированных гладких поверхностей. В расчёте с оптическими окнами интегральное трение уменьшилось, что привело к сдвигу вниз по потоку отрывных зон. При этом объём отрыва в углу уменьшился, а объём отрыва, расположенного на нижней стенке в плоскости симметрии, увеличился. Такое поведение характерно для течений в прямоугольных каналах и согласуется с описанным в (Boychev, 2021), (Sabnis, 2020).

Существенных изменений удалось достичь при применении модели SST-NL (Matyushenko, et al., 2017), которая позволяет описать вторичные токи. В этой модели реализована нелинейная связь между турбулентными напряжениями и градиентами среднего поля скорости. Вторичные токи в углах существенно уменьшили угловой отрыв, что привело к существенному увеличению отрыва в

плоскости симметрии и возникновению локального частичного запираания (рис. 9), которое наблюдается в эксперименте (Vincent-Randonnier, et al., 2019) и в

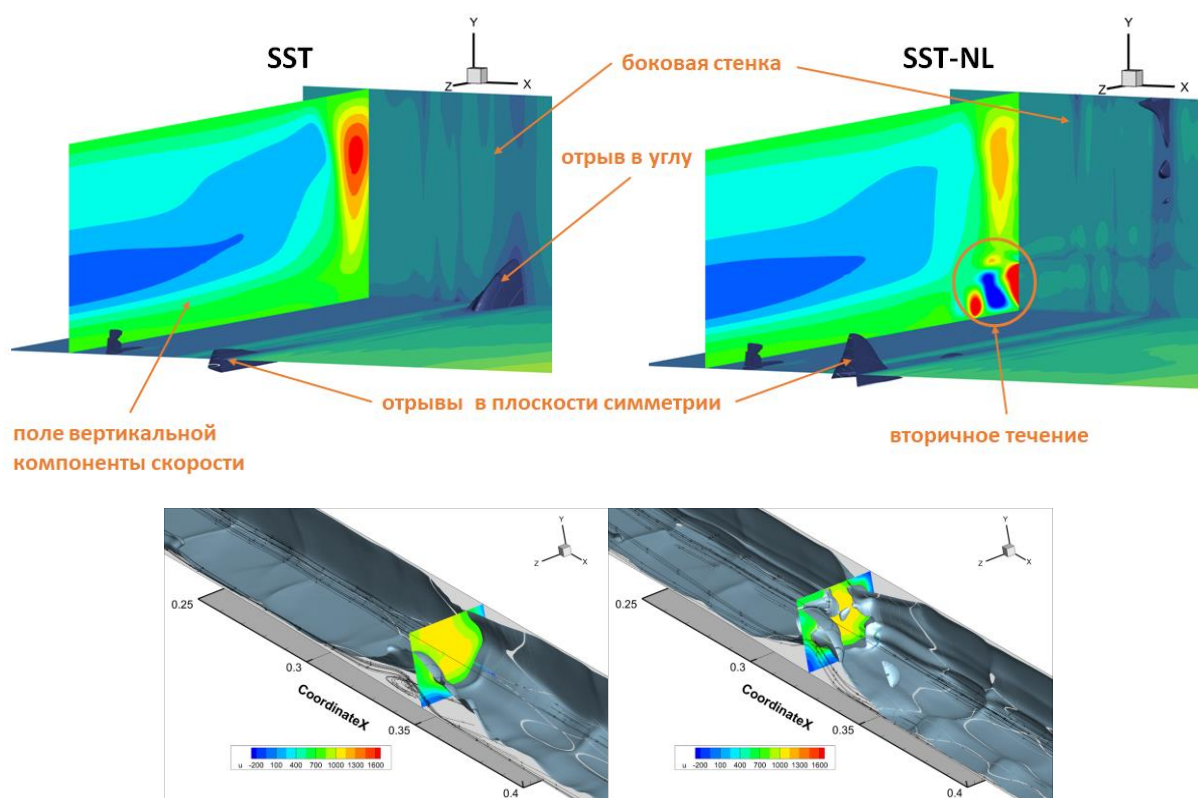


Рисунок 9 — Влияние вторичных токов. RANS-расчёты по модели SST (слева) и SST-NL (справа). Снизу изображены изоповерхности $M = 1$, линии тока и поле продольной компоненты скорости. Изображена четверть канала

расчетах (Pelletier, et al., 2021), (Fureby, 2020), и которого ранее в RANS-расчётах не наблюдалось. Таким образом, можно сделать вывод, что принципиальным физическим фактором (среди неучтённых в предыдущих расчётах) является корректное описание угловых отрывов.

Наконец, были проведены расчёты, в которых варьировалась высота шероховатости (рис. 7,б) так, чтобы обеспечить соответствие между пиками давления в эксперименте и расчёте. Хотя экспериментаторы рекомендуют $h_s=65$ мкм, необходимо принять во внимание, что модель шероховатости не воспроизводит реальную неоднородность поверхности, а лишь определяет сдвиг профиля скорости в логарифмическом участке пограничного слоя. Согласно (Volino, et al., 2022), модели шероховатости этого типа должны правильно воспроизводить увеличение трения и тепловых потоков за счет шероховатости. В этом смысле в (Volino, et al., 2022) предлагается относиться к h_s как свободному параметру, значение которого нужно подобрать так, чтобы обеспечить правильное распределение трения на поверхности. Поэтому выбор h_s был использован как способ окончательной доводки распределения давления. Наилучшие результаты были получены при $h_s=85$ мкм (рис.7, справа).

После этого в рамках третьей серии был выполнен IDDES-расчёт (описан в (Bakhne, et al., 2023) и (Бахнэ, и др., 2024)), в котором были учтены все

вышеописанные факторы. В качестве начального поля использовались результаты RANS-расчета с моделью турбулентности SST-NL, доведенного до стационарного состояния. Также выше по потоку от сечения инъекции топлива был установлен генератор синтетической турбулентности. Пограничные слои на стенках канала турбулизовались, и это перевело расчёт поля течения в вихреразрешающий режим и изменило углы наклона скачков в окрестности инъекции. Хотя начальное поле было взято из установившегося RANS-расчёта, в случае IDDES размер прямого скачка над центральным отрывом увеличился, и газодинамическая структура вместе с отрывом начала смещаться вверх по потоку. Примерно через 4 мс физического времени центральный отрыв объединился с рециркуляционной зоной за инжектируемой струёй, и течение стало квазистационарным, что не согласуется с экспериментальными данными. Распределение давления, соответствующее концу расчёта, представлено на рис.7,б.

В разделе 3.7 на основании проведённых расчётов представлены выводы о влиянии физических факторов на течение в прямоугольном канале с поперечной инъекцией и горением. Влияние различных физических факторов на распределение давления количественно оценивалось по формуле:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N p_i^{\text{расч}} - p_i^{\text{эксп}}^2}{N \cdot \max_i p_i^{\text{эксп}}^2}}, \text{ где } N \text{ — количество экспериментальных точек, } p_i^{\text{эксп}} \text{ —}$$

экспериментальное значение давления в i -й точке, $p_i^{\text{расч}}$ — результат интерполяции данных расчётов в i -ю точку. При этом интерес представляют не сами значения ошибки ε , а разница $\Delta\varepsilon$ между расчётом, в котором учитывался рассматриваемый физический фактор, и расчётом, в котором не учитывался. Кроме распределения давления по стенкам канала, важное значение имеет *структура центрального отрыва*. Это понятие включает форму и размер отрывной зоны и не может быть определено строго количественным образом. Данные по этим двум критериям сведены в табл. 1.

Таблица 1 — Влияние физических факторов

Физический фактор	$\Delta\varepsilon$ по распределению давления	Отрывная область с горением
Учёт стёкол	0.4%	Умеренно влияет
Шероховатость	7.3%	Слабо влияет
Температура стенок	6.3%	Слабо влияет
Вторичные токи в углах	1.4%	Сильно влияет
Турбулентность на входе в канал	1.7%	Сильно влияет

Возможные пути приближения к эксперименту, которые просматриваются для будущих исследований: переход к небуссиновской подсеточной модели; применение существенно более детальных сеток для повышения точности описания отрыва перед инжектируемой струёй; понижение кинетической энергии

турбулентности на входе в канал; воспроизведение в IDDES-расчете полного канала, а не его половинки; решение сопряженной задачи теплообмена в стенках канала (одновременно с расчетом течения в канале); учет технологической ниши толщиной 1 мм в нижней стенке канала.

Наконец, в **разделе 3.8** обсуждается механизм стабилизации горения в данном течении. Т.к. IDDES-расчет из третьей серии дал квазистационарную картину течения, сильно отличающуюся от экспериментальных данных, для анализа механизма стабилизации был выбран IDDES-расчет из второй серии, в котором была получена нестационарная картина течения с локальными частичными запираниями, похожая на экспериментальную (рис.8), хотя температура стенок была завышенной и не были учтены факторы, рассмотренные в третьей серии расчетов. Данный эксперимент относится к задачам, в которых близкие распределения давления можно получить при существенно разных структурах течения (Лю, 2023). К тому же, как отмечалось выше, измеренных в эксперименте данных недостаточно для постановки краевой задачи. Поэтому можно лишь утверждать, что выявленный ниже механизм стабилизации горения действует в рамках используемой физико-математической модели течения.

Механизм стабилизации горения может быть описан следующим образом. В момент времени 0.01 мс (рис. 10, а) в окрестности плоскости симметрии течение всюду сверхзвуковое. Но из-за повышения T_w у стенки канала начинается рост зон дозвукового течения. В зоне смещения струи топлива за одним из отраженных скачков уплотнения начинается горение, что приводит к росту температуры, падению плотности (т.е. увеличению удельного объема газа) и, как следствие, к утолщению пограничного слоя. На следующем кадре (рис. 10, б – 0.5 мс) пограничный слой практически полностью вытесняет ядро потока. Возмущения распространяются вверх по каналу. Затем (рис. 10, в – 1 мс) формируется прямой скачок уплотнения, распространяющийся вверх по потоку и вызывающий отрыв пограничного слоя. Движение скачка поддерживается горением в слое смещения, который образуется за тройной точкой под прямым скачком. По мере приближения к инжектору прямой скачок вместе с этим слоем смещения входят в область всё более низких температур, обусловленных низкой температурой инжектируемого водорода. В определенный момент температура за скачком становится недостаточной для самовоспламенения, и горение отделяется от скачка уплотнения. Это приводит к вырождению прямого скачка уплотнения (рис. 10, г – 2.5 мс). Однако срыва горения не происходит: к этому моменту отрывная зона фиксируется в области следа за инжектируемой струей и взаимодействует с газодинамической структурой, порождённой струей водорода. В результате этого взаимодействия локально возникают благоприятные условия для горения. Крупномасштабные движения границы пограничного слоя приводят к тому, что в ядре потока периодически возникают сильные ударные волны, образующие локальные дозвуковые области течения в окрестности сечения $x=0.24$ м. Начиная примерно с 6.5 мс (рис. 10, д), горение слабо колеблется в этой области, и мы видим его на этом же месте в момент 9.5 мс (рис. 10, е).

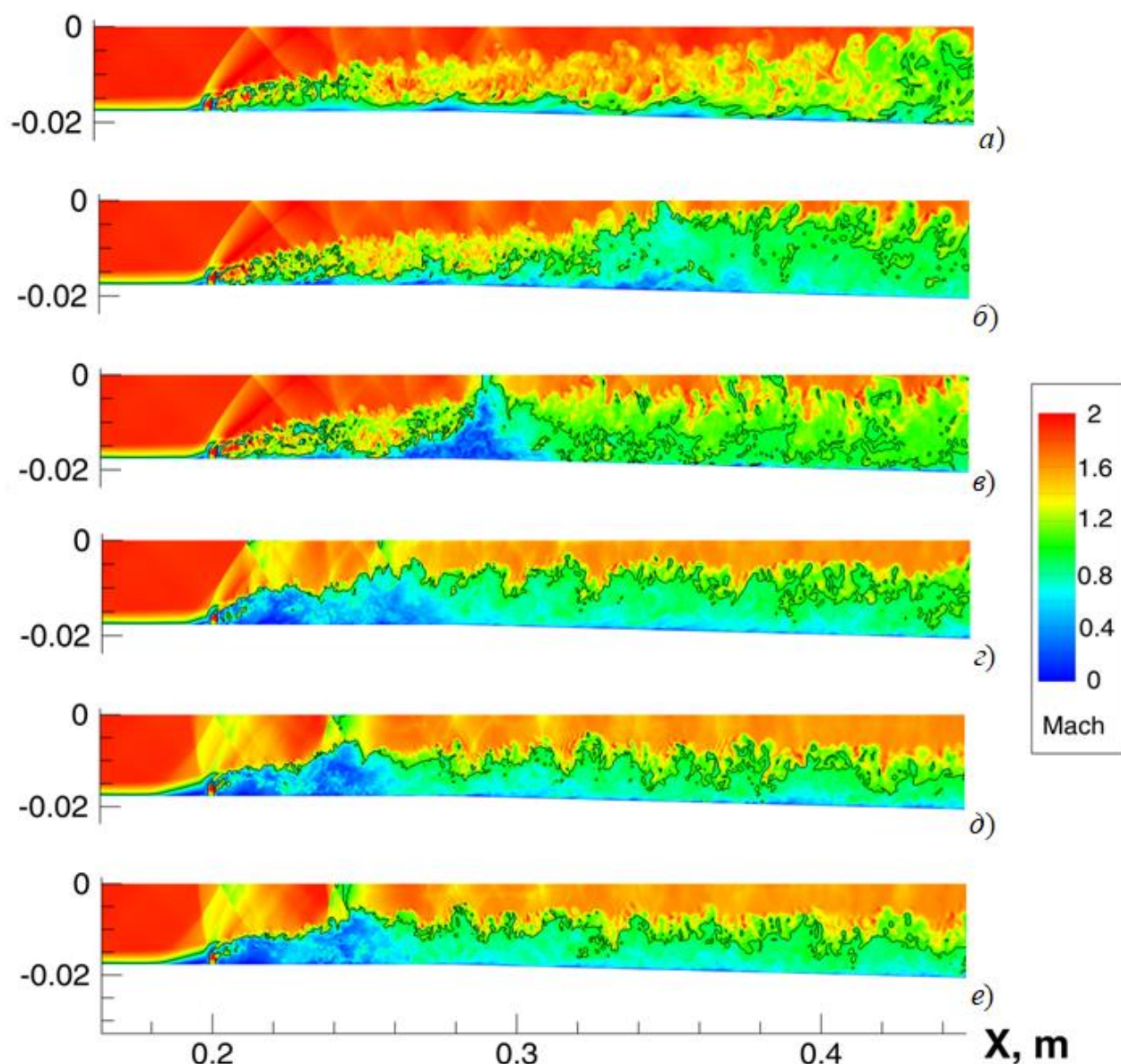


Рисунок 10 — Поле числа Маха в последовательные моменты времени в IDDES-расчёте 2-й серии: а) 0.01 мс, б) 0.5 мс, в) 1 мс, г) 2.5 мс, д) 6.5 мс, е) 9.5 мс. Чёрная линия — $M = 1$

В эксперименте основной очаг воспламенения также возникает в результате взаимодействия ударных волн и пограничного слоя. При этом само горение оказывает влияние вверх по потоку за счёт возникновения локального частичного запираания. Структура скачков в эксперименте также колеблется вместе с отрывной областью и зоной горения. При этом и в эксперименте, и в IDDES-расчёте запираание оказывается локальным и существенно нестационарным.

В случае же RANS-расчётов 2-й серии (в рамках той же физико-математической модели течения) локального запираания течения не происходит, горение стабилизируется ниже по потоку за счет выбранной температуры стенки и является полностью стационарным. Таким образом, в случае RANS-расчетов в рамках данной физико-математической модели течения воспроизвести описанный выше механизм стабилизации горения не удастся.

Заключение

В диссертационной работе с использованием численных методов получено решение задачи о горении при поперечной инжекции топлива в сверхзвуковой поток в канале прямоугольного сечения. Полученные результаты имеют важное значение для развития газовой динамики турбулентных течений с горением и для практических приложений.

По итогам проделанной работы можно сделать следующие выводы:

1. Предложена методика выбора пространственно-временных аппроксимаций и настройки констант подсеточной модели для гибридного вихреразрешающего метода. На основе данной методики выбрана гибридная схема, основанная на центральной разности 2-го порядка и явном трёхшаговом методе Хойна. Эта схема дает максимальную вычислительную эффективность на квазиравномерной сетке. Рекомендовано находить оптимальные значения констант подсеточной модели после согласования начальных полей параметров модели турбулентности с начальным полем скорости. Тогда значения констант почти не зависят от шага сетки — по крайней мере, если масштаб отсечки попадает в инерционный интервал.
2. Установлено влияние различных физических факторов на структуру турбулентного течения с горением в канале. Было показано, что учёт стёкол слабо влияет на распределение давления вдоль канала ($\Delta\epsilon=0.4\%$) и немного изменяет форму центрального отрыва. Шероховатость и температура стенок сильно изменяют распределение давления ($\Delta\epsilon>6\%$), но почти не влияют на структуру отрыва. Нелинейная модель для турбулентных напряжений в случае RANS-подхода и генерация синтетической турбулентности в случае IDDES-подхода умеренно изменяют распределение давления ($\Delta\epsilon<2\%$), но существенно меняют структуру и положение отрывных зон и ударно-волновую структуру ядра потока.
3. В рамках выбранной физико-математической модели течения выявлен механизм стабилизации режима горения в рассматриваемом канале. Стабилизация обусловлена взаимодействием турбулентности, пограничных слоёв и газодинамической структуры. Самовоспламенение возникает в пограничном слое за одним из отражённых скачков уплотнения, вызывая утолщение пограничного слоя и временное запираание канала. Это приводит к смещению ударно-волновой структуры в сторону инжектора, где температура в слое смещения оказывается все более низкой. В некоторый момент она становится недостаточной для самовоспламенения. Горение прекращается. Но в дальнейшем оно возникает снова за одним из отражённых скачков уплотнения. Таким образом, горение удерживается в ограниченной области пространства. Выполненные RANS-расчеты на той же сетке породили стационарное решение со стабилизацией горения за счет самовоспламенения в слое смещения струи или в развитой отрывной зоне под сильным скачком уплотнения.

Список статей автора, входящих в WoS, Scopus, BAK

1. С. Бахнэ, С.М. Босняков, С.В. Михайлов, А.И. Трошин. Сравнение методов аппроксимации градиентов в схемах, ориентированных на вихреразрешающие расчеты // Матем. моделирование, Т. 3, № 10, 2019, С. 7–21. (BAK, Scopus Q3)
2. В.А. Сабельников, В.В. Власенко, С.С. Молев, А.И. Трошин, С. Бахнэ. Объяснение роста скорости самоподдерживающейся детонации при ее распространении вверх по потоку в канале с пограничными слоями // Горение и взрыв, т.13, № 4, 2020. (BAK)
3. С. Бахнэ. Сравнение аппроксимаций конвективных членов в методах семейства DES // Матем. моделирование, Т. 33, № 7, 2021, С. 47-62 (BAK, Scopus Q3)
4. Troshin, A., Bakhne, S., Sabelnikov, V. (2021). Numerical and Physical Aspects of Large-Eddy Simulation of Turbulent Mixing in a Helium-Air Supersonic Co-flowing Jet. In: Örlü, R., Talamelli, A., Peinke, J., Oberlack, M. (eds) Progress in Turbulence IX. iTi 2021. Springer Proceedings in Physics, vol 267. Springer, Cham. (Scopus)
5. В.А. Сабельников, А.И. Трошин, С. Бахнэ, С.С. Молев, В.В. Власенко. Поиск определяющих физических факторов в валидационных расчетах экспериментальной модели ONERA LAPCAT II с учетом шероховатости стенок канала // Горение и взрыв, Т. 14, № 4, 2021, С. 55-67. (BAK, Scopus)
6. С. Бахнэ, В.В. Власенко, Д.С. Матяш, С.В. Матяш. О взаимодействии двух симметричных стационарных плоских волн конечной интенсивности в идеальном газе // Ученые записки ЦАГИ, Т. 53, № 4, 2022, С. 12-25. (BAK)
7. Bakhne, S.; Sabelnikov, V. A Method for Choosing the Spatial and Temporal Approximations for the LES Approach. Fluids 2022, 7, 376. (Scopus Q2)
8. Bakhne, S.; Troshin, A.; Sabelnikov, V.; Vlasenko, V. Improved Delayed Detached Eddy Simulation of Combustion of Hydrogen Jets in a High-Speed Confined Hot Air Cross Flow. Energies 2023, 16, 1736. (Scopus Q1)
9. С. Бахнэ, А.И. Трошин. Сравнение противопоточных и симметричных WENO-схем при моделировании базовых турбулентных течений методом крупных вихрей // ЖВМ и МФ, Т. 63, № 6, 2023, С. 1024-1039. (BAK, Scopus Q2)
10. А.И. Трошин, С.С. Молев, В.В. Власенко, С.В. Михайлов, С. Бахнэ, С.В. Матяш. Моделирование турбулентных течений на основе подхода IDDES с помощью программы ZFLARE // Выч. мех. сплош. сред, Т. 16, № 2, 2023, С. 203-218. (BAK, Scopus)
11. А.И. Трошин, С.В. Бахнэ, “Применение гибридных RANS/LES-методов для расчета отрыва турбулентного пограничного слоя из-под скачка уплотнения”, Матем. моделирование, 35:10 (2023), 36–52 (BAK, Scopus Q3)
12. Bakhne, S.; Vlasenko, V.; Troshin, A.; Sabelnikov, V.; Savelyev, A. Improved Delayed Detached Eddy Simulation of Combustion of Hydrogen Jets in a High-Speed Confined Hot Air Cross Flow II: New Results. Energies 2023, 16, 7262. (Scopus Q1)
13. С. Бахнэ, В.В. Власенко. Моделирование горения поперечных струй водорода в высокоскоростном течении в прямоугольном канале методом IDDES // Горение и взрыв, т.17, № 4, 2024, 29–39. (BAK, Scopus)
14. Bakhne, S., Korunov, A.O., Usov, L.A. Modeling of Sonic Boom N-Wave Propagation through Atmospheric Turbulence Using Evolutionary Models. Math Models Comput Simul, 16 (suppl 1), s76-s95 (2024). (Scopus Q3)