

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ
ИМ. С.А. ХРИСТИАНОВИЧА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ВАНЬКОВА ОЛЬГА СЕРГЕЕВНА

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ
И СТАБИЛИЗАЦИИ ГОРЕНИЯ В ПРЕДВАРИТЕЛЬНО
НЕ ПЕРЕМЕШАННЫХ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ
ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ**

1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание научной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
профессор, д.ф.-м.н.
Федорова Наталья Николаевна

Новосибирск – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДЫ РАСЧЁТА	19
1.1. Уравнения Навье-Стокса движения вязкого теплопроводного газа.....	19
1.2. Модель турбулентности	21
1.3. Описание многокомпонентных смесей.....	23
1.4. Модели взаимодействия турбулентности и химии	27
1.5. Методы расчета и их реализация в Ansys Fluent	28
ГЛАВА 2. ТЕСТИРОВАНИЕ РАСЧЕТНОЙ МЕТОДИКИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОДОРОДНЫХ СТРУЙ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ	41
2.1. Верификация водородосодержащих кинетических схем по времени задержки воспламенения.....	41
2.2. Валидация расчетной модели на экспериментальных данных [117]......	49
2.3. Валидация расчетной модели на экспериментальных данных [118]......	55
2.4. Валидация расчетной модели на экспериментальных данных [119]......	67
Выводы по Главе 2.....	75
ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ДВУМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ.....	76
3.1. Исследование влияния параметров в затопленном пространстве на процессы смешения, воспламенения и горения водородной струи	82
3.2. Исследование влияния массовой концентрации паров воды в струе воздуха на процессы воспламенения и горения водородной струи	89
3.3. Исследование воспламенения водородно-воздушной смеси в каналах при воздействии электронного пучка.....	113
Выводы по главе 3	120
ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ В 3D КАНАЛАХ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ	122

4.1. Численное исследование нереагирующих сверхзвуковых течений в 2D/3D канале с уступом и расширением.....	124
4.2. Численное исследование реагирующих течений со стабилизацией пламени на уступе в 3D канале при $M=4$, $\alpha_{H2} = 45^\circ$	147
4.3. Численное исследование реагирующих течений с тепловым запиранием в 3D канале при $M=4$, $\alpha_{H2} = 90^\circ$	153
Выводы по главе 4	162
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	163
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	165

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. Проблема инициирования воспламенения и устойчивого горения водорода в сверхзвуковых потоках является одной из ключевых задач внутренней аэродинамики. При высоких числах Маха полета воздух, попадающий в камеру сгорания двигательной установки ЛА, имеет высокую сверхзвуковую скорость. Большие скорости потока и малое время пребывания смеси в камере сгорания (~ 1 мс) осложняют процессы смешения и воспламенения.

Исследования процессов горения водорода с помощью различных методов активно ведутся в научно-исследовательских организациях различных стран. Среди российских организаций необходимо отметить ИТПМ СО РАН, ИТ СО РАН, ИГ СО РАН, ИХКиГ СО РАН, ОИВТ РАН, ИХФ РАН, ЦАГИ, ЦНИИмаш, ЦИАМ, НИИ механики МГУ, МАИ, МВТУ им. Баумана. Большой вклад в изучение проблемы внесли научные коллективы, которые возглавляют Баев В.К., Третьяков П.К., Козлов В.В., Гольдфельд М.А., Звегинцев В.И., Терехов В.И., Голуб В.В., Левин В.А., Власенко В.В., Полежаев Ю.В., Суржиков С.Т., Колесников О.М., Фролов С.М., Копченков В.И., Баженова Т.В., Сабельников В.А и другие ученые. Среди иностранных авторов отметим J.P. Drummond, F. Ladeinde, J.-J. O.E. Hoste, T. DalBello, X. Xiao, H.A. Hassan, R.A. Baurle, C. Fureby, S.-C. Kong, Z.G. Wang, Y.X. Zhang и другие.

Турбулентное горение встречается в большинстве практических систем сгорания, таких как ракеты, двигатели внутреннего сгорания, авиационные двигатели, промышленные горелки и печи [1-3]. Сверхзвуковые турбулентные течения в каналах характеризуются сложной волновой структурой, наличием областей отрыва пограничного слоя, которые оказывают существенное влияние на процессы горения. Изучение и моделирование процессов турбулентного горения является фундаментальной задачей, имеющее также важное прикладное значение с точки зрения разработки и совершенствования практических систем

для повышения их эффективности, снижения расхода топлив, образования загрязняющих веществ. Исследованию реагирующих сверхзвуковых турбулентных течений посвящены экспериментальные и численные работы [4-12].

Следует отметить, что сложность процессов не позволяет использовать теоретические методы для решения задач для реальных пространственных конфигураций и многовариантных комбинаций условий потока и состава реагирующей смеси. В наземных экспериментальных установках трудно реализовать параметры, соответствующие условиям реального полёта, что в совокупности с точностью доступных методов измерения и ограниченным временем эксперимента затрудняет исследования с помощью экспериментальных методов. Поэтому наряду с экспериментальными и теоретическими методами для исследования процессов горения в сверхзвуковых потоках широко используют математическое моделирование, которое после верификации на проверенных экспериментальных данных позволяет предсказать параметры воспламенения при различных условиях, проанализировать устойчивость процесса горения и минимизировать образование загрязняющих выбросов.

На характеристики пламени оказывают влияние многочисленные факторы, такие как волновая структура сверхзвукового течения, турбулентность, акустика, смешение, химическая кинетика, радиационный теплообмен, а также их взаимное влияние. Каждый из перечисленных факторов требует разработки специальных математических моделей, а успех численного моделирования процесса турбулентного горения в целом зависит от умелого сочетания различных моделей и методов, позволяющих в условиях ограниченных ресурсов решить поставленные задачи с достаточной точностью.

Водород (H_2) является одним из наиболее перспективных видов топлив как для использования в современных типах двигателей внутреннего сгорания

(ДВС), так и для энергетики будущего. Это топливо эффективно удовлетворяет комплексу требований по энергетическим показателям двигателя и экономическим требованиям обеспечения безотходной технологии [13].

В смеси с воздухом и кислородом водород пожаро- и взрывоопасен, что обусловлено низким значением минимальной энергии зажигания водородно-воздушной смеси (0,017 мДж), высоким значением минимальной теплоты сгорания (121000 кДж/кг) и широкой областью воспламенения и детонации. Химическая активность водорода увеличивается при повышении температуры, под действием ультрафиолетового и радиоактивного излучений. Концентрационные пределы распространения пламени для водородно-воздушной смеси - 4,12% - 75% объема, для водородно-кислородной смеси - 4,1% - 96% объема. Температура самовоспламенения водородно-воздушной смеси – 510° С (783° К) [14].

Основная специфика горения в сверхзвуковом потоке заключается в существенной неравновесности течения по многим параметрам, т.к. характерные изменения их диапазонов зависят от условий самовоспламенения топлива при смешении с окислителем. Поэтому рассматриваются совмещение процессов смешения и горения, т.е. диффузионное горение. Кроме того, из-за высоких скоростей потока, характерные времена химических реакций, конвекции и смешения близки к друг другу. При этом скорость горения не может быть охарактеризована одним характерным временем [15].

Из-за того, что поток в канале в основном является сверхзвуковым, особо остро стоит проблема организации эффективного смешения топлива и окислителя, воспламенения и стабилизации горения. Для улучшения смешения, воспламенения топлива и стабилизации горения используют различные геометрии канала [16-21]. Распространенными конфигурациями, используемыми для стабилизации пламени, являются каверна, обратный уступ, углы сжатия и расширения потока. С их помощью можно создавать

низкоскоростные рециркуляционные зоны, в которых происходит смешение топлива и окислителя. Такие стабилизаторы пламени используются в воздушно-реактивных двигателях для формирования большой зоны рециркуляции.

Каверна характеризуется отношением длины к глубине (L/D) и углом раскрытия задней стенки (θ) относительно стенки канала. Обратный уступ, расположенный на одной или симметрично на двух стенках канала, характеризуется высотой «ступеньки» (h). В работах [18, 22-27] представлены экспериментальные и численные исследования влияния геометрии стабилизатора пламени на смешение, массообмен, термодинамические условия и стабилизацию пламени. Сдвиговой слой отделяет зону рециркуляции от сверхзвукового свободного потока и приходит на стенку, ограничивая нестационарную рециркуляционную зону. Волны, исходящие от передней и задней кромок стабилизатора и сдвигового слоя, неустойчивы по своей природе и могут быть как волнами сжатия, так и волнами разрежения [28]. Внутри рециркуляционной зоны присутствуют вихри, влияющие на сдвиговой слой, относительные размеры и интенсивность которого связаны с геометрией стабилизатора. В [29] проведены экспериментальные и численные исследования характеристик поля течения двухрежимной сверхзвуковой камеры сгорания (КС) с уступом и с каверной. Анализ структуры течений показал существование трех режимов горения: сверхзвукового, сильного и слабого дозвукового режимов. В [30] изучено влияние условий потока на процессы смешения и воспламенения в модельной камере сгорания с расширением в виде уступа при поперечной подаче струй водорода. Установлено, что скорость смешения повышается с ростом относительного давления в струе. Позже эти авторы выполнили обзор исследовательских работ по распространению и стабилизации пламени в КС двухрежимного реактивного двигателя [31]. В [32] представлен обзор экспериментальных и численных исследований реагирующих и нереагирующих течений в камере сгорания с каверной. В [33] для численного

исследования нереагирующего высокоскоростного течения в камере сгорания с каверной использован метод крупных вихрей. Способ подачи топлива в канал тоже является немаловажным фактором стабилизации пламени в канале. В [34] численно изучены характеристики реагирующего потока в камере сгорания с каверной для двух конфигураций подачи топлива. Показано, что массообмен основного потока с течением в каверне выше при поперечной подачи топлива перед каверной, чем в случае параллельной инжекции.

Сильная связь между процессом инжекции топлива и локальным полем потока существует как для случая «пассивного» впрыска, когда топливные инжекторы расположены до стабилизатора пламени, так и для «прямого» впрыска, когда топливо инжектируется за уступами или в каверне. В литературе можно найти подробное описание схем подачи топлива при параллельной [35 - 41] и поперечной [42-54] инжекции. Инжекция топлива со стоек, расположенных до расширения канала, увеличивает проникновение топлива в ядро потока, но стойка действует как пламегаситель [35-38].

Коэффициент избытка топлива [40] оказывает большое влияние на смешение и эффективность сгорания. Горение происходит при высоком массовом расходе топлива и при увеличении давления [42-46]. В [42] исследовалось влияние геометрической конфигурации инжектора (квадратное, ромбовидное, треугольное и круглое отверстие) на поле потока. Квадратная форсунка является оптимальной, поскольку обеспечивает самую высокую эффективность смешения по сравнению с другими конструкциями форсунок. В [43, 44] исследованы нереагирующие и реагирующие течения в каналах с двухрежимной системой поперечного впрыска. Оценки влияния отверстий инжекции и коэффициента относительного динамического напора показали, что поперечная инжекция топлива из двух последовательно расположенных отверстий существенно улучшает смешение топлива и окислителя. Кроме этого, образуется дополнительная зона возможного воспламенения между струями. Из

всех способов подачи топлива наиболее привлекательным остается способ подачи до стабилизаторов, поскольку так можно подавать топливо как в рециркуляционную зону за уступами, так и в центральное сечение потока. В целом, зависимость от впрыска выше по потоку приводит к распределению топлива в зону рециркуляции, пламя в которой в значительной степени зависит от степени проникновения струи топлива и взаимодействия со слоем сдвига.

Смещение топлива и окислителя в каналах является серьезной проблемой для горения в сверхзвуковых потоках из-за малого времени пребывания смеси в канале. Без хорошего смешения горючего и окислителя, независимо от температуры, давления или коэффициента избытка топлива, реакции могут не начаться [55]. При рассмотрении турбулентных реагирующих течений выделяют случаи предварительно перемешанных (подготовленных) или не перемешанных (неподготовленных) смесей. В первом случае на скорости химических реакций влияют пульсации температуры и концентраций реагентов. Во втором случае турбулизация потоков влияет на процессы химического превращения через изменение скорости процесса смешения. Пульсации температуры и других параметров и переменных сами порождаются в процессе смешения [56, 57].

Численные исследования горения неподготовленных смесей в сверхзвуковых пространственно развивающихся слоях смешения показали преобладание вертикальных вихревых структур [58]. Структура потока влияет на химические реакции, например, наблюдается значительное выгорание в вихрях на границе слоя смешения, что расширяет зону реакций. Установлено также, что вертикальные структуры приводят к свертыванию несгоревших реагентов внутри слоя частично или полностью сгоревших продуктов. Это явление, которое часто называют «несмешиваемость» (unmixedness) в дозвуковых потоках, препятствует реакции «захваченных» реагентов и снижает общую эффективность процесса горения [59-61].

Наиболее распространенным в промышленной практике случаем является раздельная подача топлива и окислителя, когда турбулентное горение происходит одновременно со смешением газообразных струй. Кинетическое горение (т.е. горение готовой горючей смеси) становится крайне неустойчивым при переходе в турбулентный режим, особенно при размещении в потоке тел, создающих местные зоны торможения. Для диффузионного горения (горения вновь образующейся горючей смеси) такие условия оказываются вполне достаточными для стабилизации в турбулентном потоке. Длина диффузионного факела (пламени) практически перестает зависеть от скорости турбулентного потока. Это говорит о том, что скорость сгорания становится практически пропорциональной скорости потока (пульсационной скорости) [62].

Важной характеристикой воспламенения топлива в окислителе является время задержки воспламенения t_{ign} (время индукции). Измеренные времена задержки воспламенения топлива показывают сильную зависимость t_{ign} от концентрации водяных паров и температуры [63-68]. Полученные в экспериментах времена задержки воспламенения согласуются с теоретическими значениями только в областях высоких температур. В областях низких температур, как правило, времена задержки меньше, чем те, что определены теоретически. Увеличение давления, вызванное воспламенением, зависит от температуры за отраженной ударной волной. При повышении температуры пиковое давление сначала увеличивается, а затем уменьшается [63]. Поэтому область воспламенения может быть разделена на три области: сильные, переходные и мягкие области воспламенения. В переходной области вторичный взрыв генерирует высокое избыточное давление между отраженной ударной волной и торцевой стенкой.

При относительной простоте системы горения водорода в кислороде процесс воспламенения происходит с участием большого числа различных молекул, радикалов и атомов. Кинетический механизм может включать большое

количество химических реакций, причем константы скорости, входящие в закон Аррениуса, могут быть недостаточно точны [69]. Поэтому при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных приходится варьировать величины «ненадежных» констант, что приводит к неточностям в расчетах. Теоретическим исследованиям механизмов самовоспламенения и горения посвящено много работ (см, например, [69-71]), однако они до сих пор детально не изучены. В литературе описано большое количество кинетических схем горения водорода в воздухе (см, например, [72-76]) различной степени точности, с разным количеством реакций и с различными константами скоростей для одних и тех же реакций. Выбор механизма горения влияет на результаты расчетов массового состава, теплофизические и термодинамические характеристики продуктов сгорания.

При турбулентном горение очень велико взаимное влияние турбулентности и химических реакций. При взаимодействии пламени и турбулентного потока, тепловыделение и связанные с ним градиенты температур изменяются за счет ускорения потока и изменения кинематической вязкости. Турбулизация течения за счет пламени может усилить пульсации в потоке, или, наоборот, ослабить их. Также турбулентность может изменить структуру пламени и скорости реакций. При интенсивной турбулентности потока скорость выноса из зоны реакции может увеличить производство продуктов сгорания, приводя к частичному или полному погасанию пламени. Взаимодействие турбулентности и химической кинетики (ВТХ) в потоке является одной из сложных задач при моделировании процессов воспламенения и горения и ключевым моментом в развитии численных методов [77, 78]. Выбор модели ВТХ основан на постановке рассматриваемой задачи (подготовленные и не подготовленные смеси, параметры подачи топлива, скорость течения в канале, приведенная или детальная кинетика смеси).

Один из наиболее распространенных подходов к моделированию турбулентного диффузионного горения предварительно не перемешанных реагентов – модель микроламинарных пламен (Flamelet) [79]. В этом подходе зона реакции турбулентного горения представляется совокупностью фрагментов ламинарного пламени, погруженных в турбулентное поле скорости. С учетом упрощающих предположений (в частности, о малости характерных времен смешения и горения по сравнению с временем конвекции) удастся отделить сложные вычисления, связанные с химической кинетикой, от расчета турбулентного течения. Перед началом расчетов течения создаётся библиотека Flamelet, включающая массовые доли реагирующих компонент и температуру как функции переменной смешения. Эти величины находятся из решения системы уравнений для ламинарных деформированных племён при всевозможных реализуемых в задаче значениях определяющих параметров: скорости скалярной диссипации на поверхности стехиометрического состава смеси и давления в зоне протекания реакций. Одним из ключевых параметров структуры Flamelet является скалярная скорость диссипации, которая управляет потоками реагента в реакционную зону и связана с градиентами скорости потока.

Функции плотности вероятности (PDF) или поверхностной плотности пламени используются для описания турбулентного пламени и связывает описание Flamelet с турбулентным фронтом пламени. Одной из важных особенностей методов Flamelet является то, что они дают доступ к полностью детализированной химической структуре пламени, включая все мелкие компоненты смеси. В литературе чаще всего встречается "классическая модель PDF–flamelet", в которой напрямую из библиотеки Flamelet определяются средние значения температуры и массовых долей реагирующих компонент газовой смеси. Это позволяет уменьшить количество решаемых уравнений. Но этот подход неприменим к смешанным режимам горения. Подходы, основанные на функции плотности вероятности (PDF), предлагают убедительные

преимущества для моделирования реагирующих турбулентных течений [80]. Они обеспечивают эффективное решение проблем замыкания, возникающих в результате осреднения или фильтрации сильнонелинейных членов химического источника энергии, моделирования эффектов конвекции, массовых сил. В последние годы использование предполагаемых PDF-методов для переменной степени сгорания и/или доли смеси становится все более популярным в качестве подхода к средним скоростям реакции в предварительно смешанных и не смешанных турбулентных пламенах. Основы турбулентности, предварительно смешанного и не смешанного пламени описаны в [81]. Обычно для этой цели используется β -PDF, параметры которого определяются значениями его первого и второго моментов. Эти моменты рассчитываются путем интегрирования соответствующих уравнений баланса. Недостатком предполагаемого PDF-метода является отсутствие универсальности PDF. Поэтому результаты моделирования следует подтверждать в каждом конкретном случае.

Для моделирования турбулентного горения методы Лагранжа Монте-Карло (LMC) [82] стали важным компонентом подхода PDF. Методы LMC основаны на стохастических частицах, которые развиваются из задаваемых стохастических обыкновенных дифференциальных уравнений (SODE). Многочисленные публикации документируют сходимость и точность методов LMC. Однако разработка новых Эйлера Монте-Карло (EMC) методов полезна, поскольку конкуренция между методами LMC и EMC может продвинуть оба подхода. Методы EMC основаны на стохастических эйлеровых полях, которые эволюционируют в соответствии со стохастическими уравнениями в частных производных (SPDE), статистически эквивалентными уравнению PDF. Методы EMC были предложены в [83-85], чтобы вычислить одноточечный PDF турбулентных реагирующих скаляров. Методы, обсуждаемые в этих работах, все еще численно дорогостоящими, поскольку условие критерия Куранта-Фридриха-Леви (CFL) аналогично критерию устойчивости при

адвекции / диффузии. O. Soulard и V. Sabelnikov [85, 86] предложили решать уравнения переноса SPDE осредненного по Фавру объединенного с PDF для полей скоростей и турбулентных реагирующих скаляров. Процесс Орнштейна-Уленбека (O-U) для скорости колебаний позволяет использовать шаг по времени, который пропорционален размеру сетки, деленному на общую стохастическую скорость. С этой точки зрения SPDE менее затратный и позволяет более точно определять статистические данные PDF.

Хорошим компромиссом между точностью и вычислительной эффективностью для моделирования ВТХ является модель диссипации вихря (EDM), представленная Magnussen и Hjertager [87]. EDM предполагает, что топливо и окислитель, переносимые отдельными турбулентными вихрями в диффузионном пламени, реагируют, как только они смешиваются в молекулярном масштабе (бесконечно быстрая химия). Следовательно, скорость, с которой происходят реакции, зависит от турбулентного времени перемешивания, которое сближает вихри топлива и окислителя. На основе измерений это время перемешивания оценивается по интегральным шкалам длин с использованием параметров модели турбулентности, которые описывают каскадный процесс энергии в турбулентных потоках. Следовательно, перемешивание на молекулярном уровне зависит от скорости диссипации вихрей. Подробное обсуждение EDM можно найти в [88, 89]. Использование EDM с использованием собственного решателя CFD REACTMB при моделировании воспламенения водородных струй в потоке воздуха было описано в [90], с коммерческим программным обеспечением других авторов [91, 92].

В связи с вышесказанным, представляет интерес дальнейшее исследование процессов смешения, воспламенения и стабилизации горения в турбулентных реагирующих потоках.

Целью исследования является разработка фундаментальных основ численного моделирования сверхзвуковых внутренних турбулентных реагирующих течений с учетом смешения и горения водородного топлива. Для достижения поставленной цели были сформулированы и решены следующие основные задачи:

- Тестирование численных моделей нестационарных сверхзвуковых турбулентных течений с учетом массообмена и химических реакций;
- Верификация кинетических механизмов горения водорода в воздухе и тестирование различных подходов моделирования взаимодействия турбулентности и химии;
- Исследование влияния параметров внешней среды и состава воздушной струи на воспламенение и стабилизацию горения водородных струй, истекающих в затопленное пространство;
- Исследование энергетического воздействия на процессы воспламенения стехиометрических водородно-воздушных смесей в канале при высоких числах Маха;
- Численное исследование процессов воспламенения неподготовленной водородно-воздушной смеси и стабилизации пламени в каналах переменного сечения для условий экспериментов, проведенных в импульсной установке ИТ-302М ИТПМ СО РАН.

Научная новизна исследования:

- Пакет ANSYS Fluent применен для решения нестационарных задач горения в предварительно не перемешанных высокоскоростных водородно-воздушных потоках. В широком диапазоне параметров потока и состава смесей показана эффективность выбранных моделей и численных алгоритмов. Проведена верификация кинетических схем на экспериментальных данных различных авторов, получено хорошее качественное и количественное согласование расчетных и

экспериментальных данных по широкому набору параметров. В частности, впервые выполнены детальные сравнения расчета и эксперимента Cohen&Guile, в условиях которого дополнительно исследовано влияние внешних параметров и состава воздушной струи на горение спутной струи водорода.

- Выполнены расчетные исследования и проведено сопоставление с экспериментальными данными, полученными в высокоэнтальпийной импульсной аэродинамической установке ИТ-302М ИТПМ СО РАН. Полученная в расчете подробная информация о параметрах потока позволила детально изучить процессы смешения, самовоспламенения смеси и стабилизации пламени при сверхзвуковых скоростях потока. Впервые в расчете получены все наблюдающиеся в эксперименте стадии нестационарного горения, а также режим с выходом волны горения в зону инъекции («тепловое запираание канала»).

Практическая ценность исследования заключается в том, что научные выводы работы могут использоваться в учебном процессе при чтении спецкурсов (газодинамика, течения с физико-химическими превращениями) для студентов старших курсов и аспирантов.

На публичную защиту выносятся результаты численного моделирования 2D и 3D турбулентных течений предварительно неподготовленных водородно-воздушных смесей при сверхзвуковых скоростях, включающие:

- данные о полях основных газодинамических и турбулентных параметров, а также концентраций химических компонентов;
- описание процессов смешения и самовоспламенения водородо-воздушной смеси, развития процесса горения во времени в широком диапазоне скоростей, температур и составе смесей;

- оценки полноты сгорания водорода и влияния на нее коэффициента избытка топлива и внешних условий;
- детальное описание процесса теплового запираания канала, приводящее к переходу к дозвуковому режиму горения.

Апробация результатов исследования. Результаты, полученные в рамках работы над исследованием, представлялись и обсуждались на:

- Научных семинарах под руководством академика РАН Фомина В.М., чл.-корр. Шиплюка А.Н., профессора Федорова А.В., к.ф.-м.н. Бедарева И.А. (ИТПМ СО РАН), профессора Черемисина А.А. (ИХКиГ СО РАН), проф. В.И. Терехова (ИТ СО РАН), объединенном семинаре по аэромеханике (ИТПМ СО РАН, ЦАГИ, НииМех МГУ, СПбГУ);
- XIV, XV, XVI и XVII Всероссийских семинарах «Динамика Многофазных Сред» (Новосибирск, 2015, 2017, 2019 и 2021 гг.);
- XVI Всероссийской научно-технической конференции «Наука. Промышленность. Оборона» (Новосибирск, 2015 г.);
- XI Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях, NPNJ - 2016 (Крым, Алушта, 2016 г.);
- IX, XII, XIII Всероссийских научно-технических конференциях «Актуальные вопросы строительства» (Новосибирск, 2016, 2019 и 2020 гг.);
- Всероссийских конференциях молодых ученых «Проблемы механики» (Новосибирск – Шерегеш, 2018, 2019, 2020 и 2022 гг.);
- XXXIII и XXXVIII Всероссийских конференциях с элементами научной школы для молодых ученых «Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, 2017 и 2021 гг.);
- 7 Европейском конгрессе по вычислительным методам в прикладной науках и инженерии ECOMMAS (2016 г.);
- XVIII, XIX и XX Международных конференциях по методам аэрофизических исследований ISMAR (2016, 2018 и 2020 гг.)

Публикации по теме диссертации. Основные результаты исследования получены автором лично. По теме исследования опубликовано 27 печатных работ, из которых 5 статей в изданиях, рекомендованных ВАК, и 9 статей в международных изданиях, индексируемых в базе данных Scopus и Web of Science.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, включающего 170 наименований. Материал изложен на 181 странице, включает 15 таблиц, 86 рисунков и схем.

Благодарности. Выражаю признательность и благодарность моему научному руководителю д.ф.-м.н., профессору Наталье Николаевне Федоровой за ценные советы и помощь на всех этапах выполнения диссертации; сотрудникам лаборатории №12 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН за поддержку и рекомендации при выполнении работы; М. А. Гольдфельду за экспериментальные данные и ценные советы и обсуждение результатов.

Исследования проведены при поддержке грантов:

- РФФИ: 13-08-00786, 16-58-00052, 15-07-06581, 17-08-01158, 19-38-90125, 20-08-00959;
- РФФИ: 16-19-00010.

ГЛАВА 1. Математическая модель и методы расчёта

В данной главе представлено описание математических моделей и методов расчёта, использованные при моделировании сверхзвуковых течений в каналах технических устройств.

1.1. Уравнения Навье-Стокса движения вязкого теплопроводного газа

Основной математической моделью, используемой в настоящей работе, является осреднённая по Фавру система полных нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого многокомпонентного теплопроводного газа (ниже по повторяющимся индексам предполагается суммирование $(i, j = 1, 2, 3)$). Произвольный параметр течения представляется в виде суммы средневзвешенного значения \tilde{f} и пульсационной составляющей f'' в виде $f = \tilde{f} + f''$, где $\tilde{f} \equiv \overline{\rho f} / \bar{\rho}$. Прямая черта сверху означает осреднение по времени.

Это осреднение применяется ко всем параметрам газа, кроме ρ и P .

Уравнение неразрывности для газовой смеси:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (1.1)$$

Уравнение сохранения импульса:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} = \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} + \bar{\tau}_{t,ij})}{\partial x_j}, \quad (1.2)$$

где $\bar{\tau}_{ij}$ – тензор вязких напряжений, $\bar{\tau}_{t,ij}$ – тензор турбулентных напряжений, вычисляемые как:

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij},$$
$$\bar{\tau}_{t,ij} = -\bar{\rho} u_i'' u_j'' = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{K} \delta_{ij},$$

где μ_t – турбулентная вязкость, определяемая из модели турбулентности.

Динамическая вязкость идеального газа в зависимости от температуры вычисляется с помощью закона Сазерленда.

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S},$$

где T_0 , μ_0 – температура и динамическая вязкость в невозмущенном потоке.

S – постоянная Сазерленда для газа, вязкость которого требуется определить.

Уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\bar{\rho} \tilde{E}] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_j \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_j}{2} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{q}_j + \bar{q}_{t,j}] + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} + \bar{\tau}_{t,ij})], \quad (1.3)$$

где \bar{q}_j – осредненные тепловые потоки, $\bar{q}_{t,j}$ – турбулентный тепловой поток, вычисляемые как

$$\bar{q}_j = -\frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j}, \quad \bar{q}_{t,j} = -\rho \tilde{u}_j \tilde{h} = -\frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j}.$$

Здесь $\text{Pr}_t = 0.9$ — турбулентное число Прандтля, связывающее коэффициенты теплопроводности и вязкости. μ_t – турбулентная вязкость, для определения которой нужна полуэмпирическая модель турбулентности.

Осредненная полная энергия равна:

$$\tilde{E} = \tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_j}{2} + \frac{\tilde{u}_i'' \tilde{u}_j''}{2} = \tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_j}{2} + \kappa,$$

где κ – турбулентная кинетическая энергия.

Система уравнений (1.1-1.3) замыкается уравнением Менделеева – Клапейрона для смеси идеальных газов:

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{P} M_w}{R \tilde{T}}, \quad (1.4)$$

где M_w – молярная масса газа [кг/моль], $R = 8.314$ – универсальная газовая постоянная [Дж/моль·К].

1.2. Модель турбулентности

Основной моделью турбулентности, используемой в расчетах пристенных сжимаемых течений, является двухпараметрическая $\kappa - \omega$ модель турбулентности Уилкокса [94-96], в рамках которой турбулентная вязкость находится из зависимости:

$$\mu_t = \rho \frac{\kappa}{\omega},$$

где κ – турбулентная кинетическая энергия, (ТКЭ), $\omega = \varepsilon / \kappa$ — удельная скорость диссипации ТКЭ, ε – скорость диссипации ТКЭ. Параметры модели турбулентности κ и ω определяются из решения дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\kappa) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\kappa 1}} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \beta_0^* \rho \kappa \omega,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{\kappa} P_\kappa - \beta_0 \rho \kappa \omega^2,$$

здесь $P_\kappa = \overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ – генерация турбулентной энергии.

Числовые константы модели равны:

$$\beta_0^* = 0.09, \quad \alpha = \frac{5}{9}, \quad \beta_0 = 0.075, \quad \sigma_{\kappa 1} = \sigma_{\omega 1} = 2.$$

Связь между ω и ε имеет вид:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{\beta_0^* \kappa}. \quad (1.5)$$

Эта модель хорошо описывает пристеночные течения, но имеет низкую точность решения в областях свободного течения.

В работе были проведены расчёты на основе предложенной Ментером [97, 98] модели переноса сдвиговых напряжений (SST) - $\kappa - \omega$ SST. Эта модель является комбинированной моделью турбулентности, в которой в пристеночных областях используется модель $\kappa - \omega$, в областях, находящихся на достаточном

удалении от стенки – $\kappa-\varepsilon$. SST модель показала хорошие результаты при расчете течений в зонах отрыва и при сильном продольном градиенте давления. Из уравнения (1.5) получаем:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{\kappa\beta_0^*} \left(\frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\varepsilon}{\kappa} \frac{d\kappa}{dt} \right).$$

Основная идея SST модели турбулентности состоит в том, что с помощью стыковочной функции F_1 получается линейная комбинация уравнений κ и ω :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\kappa) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\kappa 3}} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \beta_0^* \rho \kappa \omega,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha_3 \frac{\omega}{\kappa} P_\kappa - \beta_3 \rho \omega^2 + (1-F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

где коэффициенты модели – это линейная комбинация соответствующих коэффициентов моделей $\kappa-\omega$ и $\kappa-\varepsilon$ моделей:

$$\begin{aligned} \alpha_3 &= F_1 \alpha + \alpha_2 (1-F_1), & \beta_3 &= F_1 \beta_0 + \beta_2 (1-F_1), \\ \frac{1}{\sigma_{\kappa 3}} &= F_1 \frac{1}{\sigma_{\kappa 1}} + (1-F_1) \frac{1}{\sigma_\kappa}, & \frac{1}{\sigma_{\omega 3}} &= F_1 \frac{1}{\sigma_{\omega 1}} + (1-F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega 2}}. \end{aligned}$$

Числовые константы равны: $\alpha = 5/9$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_0^* = 0.09$, $\beta_0 = 0.075$, $\beta_2 = 0.0828$, $\sigma_{\kappa 1} = 2$, $\sigma_{\omega 1} = 2$.

Стыковочная функция в модели Ментера строится таким образом, чтобы адекватно учитывать перенос напряжения трения в пограничном слое.

Турбулентная вязкость μ_t в модели Ментера определяется по формуле:

$$\mu_t = \frac{\rho\kappa}{\omega} \cdot \frac{1}{\max\left(\frac{1}{\alpha}, \frac{SF_2}{\alpha_1\omega}\right)}.$$

Стыковочные функции определяются по следующим формулам:

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4), \quad \Phi_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{\kappa}}{0.09\omega y} \cdot \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right), \frac{4\rho\kappa}{\sigma_{\omega 2} D_\omega^+ y^2}\right],$$

$$D_{\omega}^{+} = \max \left(2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right),$$

$$F2 = \tanh(\Phi_2^4), \quad \Phi_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{\kappa}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right).$$

1.3. Описание многокомпонентных смесей

При расчете многокомпонентных смесей в систему уравнений (1.1–1.4) добавляются уравнения переноса химических компонент

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_i}{\partial x_i} = - \frac{\partial (\overline{\rho V_{k,i} Y_k} + \bar{\rho} u_i Y_k)}{\partial x_i} + \bar{R}_k, \quad (1.6)$$

где Y – вектор массовых долей, $k = 1, \dots, N_{sp}$; N_{sp} – количество компонент смеси; \bar{R}_k – скорость образования/вырождения компоненты k за счет химических реакций; $V_{k,i}$ – i -составляющая скорости диффузии компонент k , которая вычисляется по закону Фика [99]:

$$\overline{\rho V_{k,i} Y_k} = -\rho D \frac{\partial Y_k}{\partial x_i},$$

где $\rho D = \frac{\mu_t}{Sc_t}$, $Sc_t = 0.7$ – эффективное турбулентное число Шмидта, D – эффективный турбулентный коэффициент диффузии массы. Уравнение состояния (1.4) для смеси газов можно записать в виде

$$P = R_{mix} \rho T,$$

где

$$R_{mix} = \sum_{k=1}^{N_{sp}} Y_k R_k = R \sum_{k=1}^{N_{sp}} Y_k / M_k,$$

$R_k = R / M_k$ – приведенная газовая постоянная, M_k – молярная масса компонента k .

В процессах горения, а также в случае высокоскоростных химически реагирующих течений источник член описывает химические реакции, которые могут быть намного быстрее, чем течение газа, что приводит к

проблемам численной жесткости. Недостаточное пространственное или временное разрешение может привести к неправильной скорости распространения разрывов и появлению нефизических эффектов в случае использования численных методов, созданных для не реагирующих потоков. Схемы с корректным расчетом скорости распространения разрывов для жестких моделей реагирующих течений до сих пор остаются предметом разработок.

Химические реакции в газах являются очень сложными. Горение водорода формально выражается глобальной реакцией:



где K_{ff} , K_{bj} – константы скоростей прямой (f) и обратной (b) реакций, которые зависят от температуры и подчиняются закону Аррениуса

$$K_{ff} = A_{ff} T^{\beta_j} \exp\left(-\frac{E_{ff}}{RT}\right), \quad K_{bj} = A_{bj} T^{\beta_j} \exp\left(-\frac{E_{bj}}{RT}\right), \quad (1.8)$$

где A – предэкспоненциальный множитель, β_j – показатель степени температуры, E – энергия активации реакции (Дж/моль).

Если константа скорости обратной реакции K_{bj} не задана явно, то она определяется по константе равновесия, которая фактически является отношением равновесных концентраций $K_j = K_{ff} / K_{bj}$, j – номер реакции. Ее можно вычислить, приравняв нулю производную энергии Гиббса. Тогда для константы равновесия получается выражение

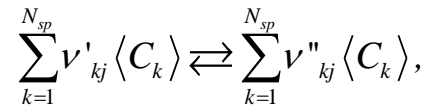
$$K_j = \exp\left(\frac{\Delta S_j}{R} - \frac{\Delta h_j}{RT}\right) \left(\frac{P_a}{RT}\right)^{\sum_{k=1}^{N_{sp}} (v''_{kj} - v'_{kj})}, \quad \text{здесь } P_a = 1 \text{ бар},$$

$$\Delta S_j = \sum_{k=1}^{N_{sp}} (v''_{kj} - v'_{kj}) S_k, \quad \Delta h_j = \sum_{k=1}^{N_{sp}} (v''_{kj} - v'_{kj}) h_k$$

– изменение энтропии и энтальпии соответственно при протекании j -ой реакции.

Однако глобальная реакция (1.7) не позволяет описать разветвленные цепные реакции, протекающие в смесях водорода с кислородом и воздухом.

В общем случае имеем N_r реакций, стехиометрическая формула которых имеет вид



где j – номер реакции, $j = 1, \dots, N_r$, ν'_{kj} , ν''_{kj} – молярные стехиометрические коэффициенты, $\langle C_k \rangle$ – химический символ реагента и продукта химических реакций. Из закона сохранения массы следует

$$\sum_{k=1}^{N_{sp}} \nu'_{kj} M_k \rightleftharpoons \sum_{k=1}^{N_{sp}} \nu''_{kj} M_k$$

для каждой реакции j . Скорость реакции для k -го компонента в реакции j определяется из уравнения

$$R_k = M_k \sum_{j=1}^{N_r} R_{kj} = M_k \sum_{j=1}^{N_r} (\nu''_{kj} - \nu'_{kj}) \left(K_{fj} \prod_{k=1}^{N_{sp}} \left(\frac{\rho Y_k}{M_k} \right)^{\nu'_{kj}} - K_{bj} \prod_{k=1}^{N_{sp}} \left(\frac{\rho Y_k}{M_k} \right)^{\nu''_{kj}} \right).$$

В работе использовано шесть различных схем горения водорода. Константы скоростей реакций, входящих в закон Аррениуса (1.8), взяты из работ, описывающих эти кинетические схемы.

Физические свойства смеси и компонент смеси

Для многокомпонентной смеси плотность определяется:

$$\rho = \frac{P}{T} \frac{R}{M_k}.$$

Удельная теплоемкость рассчитывается как средняя массовая доля теплоемкости компонент k

$$c_p = \sum_{k=1}^{N_{sp}} Y_k c_{p,k}.$$

Вязкость и теплопроводность как функции от состава смеси

$$\mu = \frac{\sum_{k=1}^{N_{sp}} X_k \mu_k}{\sum_{j=1}^{N_r} X_j \phi_{kj}}, \quad \lambda = \frac{\sum_{k=1}^{N_{sp}} X_k \mu_k}{\sum_{j=1}^{N_r} X_j \phi_{kj}},$$

здесь X_k , X_j – мольная доля компонента k ,

$$\phi_{kj} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_k}{\mu_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_j}{M_k} \right)^{1/2} \right]}{\left[8 \left(1 + \frac{M_j}{M_k} \right) \right]^{1/2}} - \text{коэффициент взаимности.}$$

Здесь μ_k , μ_j – вязкость компоненты смеси, M_k , M_j – молярная масса компонента k и реакции, соответственно.

Коэффициенты диффузии многокомпонентной смеси определяются с использованием молекулярно-кинетической теории на основе потенциала Ленарда-Джонсона, представляющего собой простую модель парного взаимодействия неполярных молекул [100].

Для вычисления удельных теплоемкостей и коэффициентов теплопроводности основных компонент смеси (H_2 , O_2 , H_2O , N_2 , OH) используются полиномиальные представления:

$$c_p(T) = A_1 + A_2T + A_3T^2 + \dots, \quad \lambda(T) = A_1 + A_2T + A_3T^2 + \dots$$

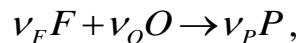
Вязкость компонент смеси вычисляется по закону Сазерленда:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S},$$

где $\mu_0 = 1.716 \times 10^{-5}$ кг/мс, $T_0 = 273.11$ К, $S = 110.56$ К – константа Сазерленда, или эффективная температура. Данные приведены для воздуха, для других компонент смеси константы Сазерленда брались из базы данных Fluent.

1.4. Модели взаимодействия турбулентности и химии

Для моделирования взаимодействия турбулентности и химии (ВТХ) в работе использован метод диссипации вихрей (EDM) [87], основанный на предположении, что скорости реакции управляются турбулентным смешением, поэтому затратная кинетика аррениусовского типа не используется. Предполагается, что топливо и окислитель реагируют после того, как смешиваются на молекулярном уровне, что справедливо, если временной масштаб химических реакций существенно меньше временных масштабов основного течения. Скорость смешения определяется скоростью диссипации вихрей, которая вычисляется из уравнений модели турбулентности. Модель может быть дополнена одностадийным кинетическим механизмом



где ν - стехиометрические коэффициенты топлива (F), окислителя (O) и продуктов реакции (P). Такая одностадийная кинетика хорошо описывает быстропотекающие реакции. Массовая скорость образования / вырождения компонент k , вычисляется как

$$R_k = \sum_{j=1}^M R_k = W_k \sum_{j=1}^M (\nu''_{kj} - \nu'_{kj}) R_m,$$

где W_k – молекулярный вес компоненты k , R_m – скорость элементарной реакции.

Скорость элементарной реакции равна наименьшему значению, вычисляемому из ограничителей по количеству исходных веществ

$$R_m = A\rho \frac{\varepsilon}{K} \min \left(\frac{Y_r}{\nu'_{kr} W_{kr}} \right)$$

или по продуктам реакции

$$R_m = AB\rho \frac{\varepsilon}{K} \left(\frac{\sum_{pr} Y_{pr}}{\sum_{pr} \nu''_{kr} W_k} \right)$$

где Y_r и Y_{pr} – массовая доля топлива и окислителя и продуктов в элементарной реакции r , соответственно. $A=4$, $B=0.5$ – эмпирические константы модели [87]. Модель EDM обычно используется для расчета неподготовленных смесей, реакции происходят везде, где присутствуют топливо и окислитель и есть турбулентность ($\omega = \kappa/\varepsilon > 0$).

1.5. Методы расчета и их реализация в Ansys Fluent

В настоящей работе основные расчеты проведены в программном комплексе Ansys Fluent. Решатели Fluent CFD основаны на методе конечных объемов (МКО), в котором расчетная область разбивается на множество локальных элементов (расчетных ячеек).

Процесс решения состоит из следующих шагов:

- разбиение расчетной области на элементарные контрольные объемы;
- интегрирование уравнений, описывающих поведение среды, по элементарным контрольным объемам для построения алгебраических уравнений для дискретных зависимых переменных (скорости, давления, температуры и других скаляров);
- линеаризация дискретных уравнений и решение системы линейных алгебраических уравнений для получения новых значений зависимых переменных.

Для каждого локального элемента записывается система законов сохранения массы, импульса и энергии в интегральной форме, которая затем преобразуется к системе алгебраических уравнений относительно искомых величин – плотности, скорости, температуры и др. в центрах расчетных ячеек.

Рассмотрим уравнение баланса скалярной величины ϕ в контрольном объеме V , в левой части которого стоят члены, описывающие нестационарность и конвективный перенос, в правой – диффузию, источники и массовые силы:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV + \oint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV, \quad (1.9)$$

где ρ – плотность, \vec{v} – вектор скорости, \vec{A} – вектор площади поверхности, Γ_f – коэффициент диффузии, $\nabla \phi$ – градиент, S_ϕ – массовые силы / источники. В уравнении неразрывности (1.1) $\phi = 1$, $\phi = v_i$ в уравнениях импульсов (1.2) по направлению i и $\phi = h$ (энтальпия) в уравнении энергии (1.3).

Дискретизация уравнения (1.9) для конкретной ячейки:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_f \nabla \phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V, \quad (1.10)$$

где N_{faces} – количество граней, окружающих ячейку; ϕ_f – значение конвекции в ячейке f , $\rho_f \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f$ – массовый поток через ячейку, \vec{A}_f – площадь ячейки f , $\nabla \phi_f$ – градиент в ячейке f .

Основные уравнения должны быть дискретизированы как в пространстве, так и во времени. ANSYS Fluent хранит дискретные значения скаляра ϕ в центрах ячеек, однако для аппроксимации конвективных членов в уравнении (1.10) значения ϕ должны быть интерполированы из центра ячейки на ее границу. Это достигается с помощью схемы, в которой значение ϕ_f получено из величин в ячейке вверх по течению («против потока») относительно направления нормали скорости v_f в уравнении (1.10).

В работе используется противопоточная схема второго порядка точности, полученная с помощью многомерной линейной реконструкции [101]. Точность более высокого порядка достигается за счет разложения решения в ряд Тейлора относительно центра ячейки. Таким образом, ϕ_f вычисляется с использованием следующего выражения:

$$\phi_f = \phi + \nabla \phi \cdot \vec{r},$$

где ϕ и $\nabla \phi$ — значение искомой величины в центре ячейки и ее градиент в ячейке, расположенной вверх по потоку, \vec{r} — вектор, соединяющий центр

следующей ячейки и центр грани текущей ячейки. Градиент $\nabla\phi$ ограничен таким образом, чтобы не появлялись новые максимумы или минимумы.

Диффузионные члены аппроксимируются с помощью центральных разностей и всегда имеют точность второго порядка.

Временная дискретизация включает в себя интегрирование каждого члена в дифференциальных уравнениях по временному шагу Δt . Общее выражение для временной эволюции переменной ϕ дается выражением

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = F(\phi),$$

где функция F включает все пространственные дискретизации. Если производная по времени аппроксимируется с использованием обратных разностей, временная дискретизация первого порядка точности определяется выражением

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi),$$

а дискретизация второго порядка определяется выражением

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n - \phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\phi),$$

где ϕ – скалярная величина, n , $n+1$ и $n-1$ – значение на текущем и следующем временном шаге, t , $t + \Delta t$ и $t - \Delta t$, соответственно.

После дискретизации по времени выбирается метод для оценки $F(\phi)$. В неявной (*Implicit*) схеме правая часть берется на следующем временном шаге:

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi^{n+1}),$$

поэтому

$$F(\phi^{n+1}): \phi^{n+1} = \phi^n + \Delta t F(\phi^{n+1}).$$

Это неявное уравнение может быть решено итерационно на каждом временном уровне перед переходом к следующему временному шагу. Преимущество полностью неявной схемы в том, что она безусловно устойчива по отношению к

шагу по времени. В явной (*Explicit*) схеме правая часть определяется на текущем временном шаге

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi^n),$$

следовательно

$$F(\phi^n): \phi^{n+1} = \phi^n + \Delta t F(\phi^n).$$

Здесь временной шаг Δt ограничен условием устойчивости Куранта-Фридриха-Леви [102].

В ANSYS Fluent доступны два различных решателя: основанный на решении уравнения для давления (*Pressure-Based*) и основанный на решении уравнения для плотности (*Density-Based*). Оба решателя используют один и тот же способ дискретизации (МКО), но методы линеаризации и методы решения линеаризованных уравнений разные. В обоих решателях поле скоростей получается из уравнений количества движения. Для решателя, основанного на плотности, уравнение неразрывности используется для получения поля плотности, а поле давления определяется из уравнения состояния. Для решателя, основанного на давлении, поле давления извлекается путем решения уравнения давления или поправки на давление, которое получается путем манипулирования уравнениями неразрывности и импульса. В обоих подходах решаются интегральные уравнения, представляющие собой законы сохранения массы, моментов, энергии, а также других скалярных величин, таких как турбулентные параметры и концентрации химических компонентов.

Решатель Pressure-Based

Для *Pressure-Based* решателя есть два алгоритма: отдельный (*Segregated*) и связанный (*Coupled*). В отдельном алгоритме уравнения, входящие в математическую модель, решаются последовательно, независимо друг от друга, в то время как в связанном алгоритме уравнения моментов и уравнение для давления, полученное из уравнения неразрывности, решаются совместно.

Связанный алгоритм имеет более высокую скорость сходимости по сравнению с отдельным алгоритмом, но занимает больше оперативной памяти.

Рассмотрим стационарные уравнения неразрывности и импульсов в интегральной форме, полученные из (1.10) при $\phi = 1$ и $\phi = \vec{v}$:

$$\oint \rho_f \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f = 0, \quad (1.11)$$

$$\oint \rho \vec{v} \vec{v} \cdot d\vec{A} = -\oint P I \cdot d\vec{A} + \oint \bar{\tau} \cdot d\vec{A} + \int_V \vec{F} dV, \quad (1.12)$$

где $\bar{\tau}$ – тензор напряжений, P – давление, I – единичная матрица, \vec{F} – вектор силы.

Дискретизация уравнения импульсов (1.12) в направлении x дает систему линейных алгебраических уравнений

$$a_p u = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + \sum P_f A \cdot i + S, \quad (1.13)$$

где u – скорость в направлении x , индекс « nb » означает соседние ячейки, a_p и a_{nb} – линеаризованные коэффициенты, S содержит все остальные слагаемые. Если поле давления и массовые потоки через границы ячейки известны, уравнение (1.13) можно решить и получить поле скоростей. Однако поле давления и массовые потоки через границы заранее неизвестны, и должны быть получены как часть решения. ANSYS Fluent использует колокационную схему, при которой давление и скорость хранятся в центрах ячеек. Однако для уравнения (1.13) требуется значение давления на границе между ячейками c_0 и c_1 (см. рис. 1.1). Следовательно, требуется схема интерполяции для вычисления значений давления величин на границах по значениям в центрах ячеек.

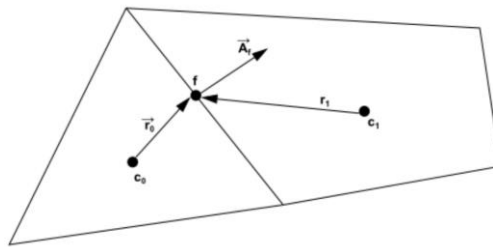


Рисунок 1.1. Контрольные объемы, используемые для вычисления значений на границе между ячейками.

ANSYS Fluent предлагает следующие варианты интерполяции значений давления в ячейках.

- Линейная схема вычисляет давление в ячейке как среднее значение давлений в соседних ячейках.
- Стандартная схема интерполирует значения давления в ячейках с использованием коэффициентов уравнения импульсов [103]:

$$P_f = \frac{\frac{P_{c_0}}{a_{p,c_0}} + \frac{P_{c_1}}{a_{p,c_1}}}{\frac{1}{a_{p,c_0}} + \frac{1}{a_{p,c_1}}}.$$

Эта процедура хорошо работает до тех пор, пока изменение давления между центрами ячеек является плавным. При наличии скачков или больших градиентов импульса между контрольными ячейками давление сильно изменяется при переходе через границу, поэтому данная схема не может быть использована.

- Схема второго порядка восстанавливает давление в ячейках с использованием схемы центральной разности. Может обеспечить более высокую точность по сравнению со стандартной и линейной схемами. Значения давления в ячейках определяются по формуле:

$$P_f = \frac{1}{2}(P_{c_0} + P_{c_1}) + \frac{1}{2}(\nabla P_{c_0} \cdot \vec{r}_{c_0} + P_{c_1} \cdot \vec{r}_{c_1}).$$

- Схема Body Force Weighted рассчитывает давление в ячейке, предполагая, что нормальный градиент разницы между давлением и массовыми силами постоянен. Это хорошо работает, если силы тела известны априори в уравнениях импульса (например, расчеты плавучести и осесимметричного завихрения).
- **PRESTO!** (опция PREssure STaggering Option) использует дискретный баланс уравнения неразрывности для вычисления давления на границе между ячейками. Эта процедура аналогична

схемам на сетках с двойной системой узлов [104]. Для треугольных, тетраэдральных, гибридных и многогранных сеток сопоставимая точность достигается с использованием аналогичного алгоритма.

PRESTO! схема доступна для всех сеток.

После интегрирования уравнения неразрывности (1.11) по контрольному объему получим следующее дискретное уравнение:

$$\sum_f^{N_{faces}} J_f A_f = 0,$$

$$\sum_f^{N_{faces}} J_f A_f = 0,$$

где $J_f = \rho \bar{v}_n$ - поток массы через грань f . Далее необходимо вычислить значения нормальной скорости \bar{v}_n по значениям компонент скорости, сохраненных в центрах ячеек. Линейная интерполяция скоростей из центров ячеек на ее границу приводит к нефизическому распределению давления. Для того, чтобы предотвратить этот эффект, ANSYS Fluent использует интерполяцию высокого порядка и метод коррекции давления [103].

Для вычисления скоростей на границе ячейки используется один из двух методов: линейная интерполяция в зависимости от расстояния и взвешенное по импульсу осреднение. Значение скорости на границе между ячейками получено с использованием весовых коэффициентов из (1.13). Тогда поток массы J_f может быть записан как

$$J_f = \rho_f \frac{a_{p,c_0} v_{n,c_0} + a_{p,c_1} v_{n,c_1}}{a_{p,c_0} + a_{p,c_1}} + d_f \left[\left(P_{c_0} + (\nabla P)_{c_0} \cdot \vec{r}_0 \right) - \left(P_{c_1} + (\nabla P)_{c_1} \cdot \vec{r}_1 \right) \right] = \hat{J}_f + d_f (P_{c_0} + P_{c_1})$$
(1.14)

где P_{c_0} , P_{c_1} и v_{n,c_0} , v_{n,c_1} - давление и скорость в двух соседних ячейках по обоям сторонам грани соответственно. \hat{J}_f - содержит влияние скоростей в этих ячейках. d_f является функцией \bar{a}_p , среднего значения коэффициентов уравнения импульса a_p (1.13) для соседних ячеек по обе стороны от грани f .

Связь давления со скоростью достигается с помощью уравнения (1.14) для получения дополнительного условия для давления путем переформатирования уравнения неразрывности. ANSYS FLUENT предоставляет возможность выбора способов связывания давления и скорости (Pressure-Velocity Coupling). Для отдельного (Segregated) решателя доступны алгоритмы: SIMPLE, его модификация SIMPLER, PISO, основанные на подходе «предиктор-корректор». Схемы SIMPLE и SIMPLER рекомендуется использовать для стационарных течений, а PISO – для нестационарных течений и при решении на сетках с сильно скошенными элементами. Алгоритм SIMPLE использует взаимосвязь между поправками на скорость и давление, чтобы обеспечить сохранение массы и получить поле давления.

Схема **Coupled** обеспечивает надежную и эффективную реализацию в случае стационарных течений лучшей по сравнению перечисленными выше сегрегатными схемами производительностью. Для нестационарных течений этот алгоритм необходимо использовать в случае плохого качества расчетной сетки и при использовании больших временных шагов. Алгоритм основан на совместном решении уравнения для давления и уравнений импульсов. Полная неявная связь достигается за счет неявной дискретизации членов градиента давления в уравнениях импульса и неявной дискретизации массового потока на границе с использованием диссипативного члена давления [103].

В уравнениях количества движения (1.13) градиент давления для компонента l имеет вид

$$\sum_f P_f A_l = -\sum_j a^{u_l P} P_j,$$

где $a^{u_l P}$ – коэффициент, полученный из теоремы Гаусса о дивергенции. Для любой i -ой ячейки дискретизированная форма уравнения импульсов для компонента u_l определяется как:

$$\sum_j a_j^{u_l} u_{ij} + \sum_j a_{ij}^{u_l P} P_j = b_i^{u_l}. \quad (1.15)$$

Дискретная форма уравнения неразрывности:

$$\sum_j a_j^{uu} u_j + \sum_j a_{ij}^{pp} P_j = b_i^p. \quad (1.16)$$

После преобразований (1.15 – 1.16) сводится к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$\sum_j [A]_{ij} \vec{X}_j = \vec{B}_i,$$

где матрица и вектора неизвестных и правой части имеют вид:

$$A_{ij} = \begin{bmatrix} a_{ij}^{pp} & a_{ij}^{pu} & a_{ij}^{pv} & a_{ij}^{pw} \\ a_{ij}^{up} & a_{ij}^{uu} & a_{ij}^{uv} & a_{ij}^{uw} \\ a_{ij}^{vp} & a_{ij}^{vu} & a_{ij}^{vv} & a_{ij}^{vw} \\ a_{ij}^{wp} & a_{ij}^{wu} & a_{ij}^{wv} & a_{ij}^{ww} \end{bmatrix}, \quad \vec{X}_j = \begin{bmatrix} P'_i \\ u'_i \\ v'_i \\ w'_i \end{bmatrix}, \quad \vec{B}_i = \begin{bmatrix} -r_i^p \\ -r_i^u \\ -r_i^v \\ -r_i^w \end{bmatrix}.$$

СЛАУ решается с помощью итерационной схемы Гаусса -Зейделя или схемы неполного L-U разложения.

Решатель Density-Based

Решатель на основе плотности (*Density-Based*) использует связанный способ решения уравнений неразрывности и моментов, а уравнения для энергии и дополнительных скалярных величин, например, турбулентных параметров или концентраций химических компонентов, решаются последовательно. Система уравнений для однокомпонентной жидкости представлена в интегральной форме для произвольного контрольного объема V с дифференциальной площадью поверхности dA :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V W dV + \oint [F - G] \cdot dA = \int_V H dV,$$

где векторы W , F и G определяются как

$$W = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{Bmatrix}, \quad F = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho v u + P \hat{i} \\ \rho v v + P \hat{j} \\ \rho v w + P \hat{l} \\ \rho v E + P v \end{Bmatrix}, \quad G = \begin{Bmatrix} 0 \\ \tau_{xi} \\ \tau_{yi} \\ \tau_{zi} \\ \tau_{ij} v_j + q \end{Bmatrix},$$

здесь ρ , v , E и P – плотность, скорость, полная энергия на единицу массы и давление жидкости соответственно. τ – тензор вязких напряжений, q – тепловой поток. Полная энергия E связана с полной энтальпией H соотношением

$$E = H - \frac{P}{\rho},$$

где

$$H = h + \frac{|v|^2}{2}.$$

Уравнения Навье-Стокса становятся очень жесткими при низких числах Маха и в случае несжимаемой жидкости, что связано с тем, что в несжимаемой жидкости акустические волны распространяются с бесконечно большой скоростью. Жесткость уравнений приводит к проблемам со сходимостью, которая в *Density-Based* решателе преодолевается с помощью специальной техники предобуславливания (*preconditioning*) путем умножения члена, отвечающего за нестационарность, на специально построенную матрицу.

Большое значение на точность решения высокоскоростных сжимаемых течений оказывает способ аппроксимации конвективных потоков, для которых в Ansys Fluent используют следующие методы.

Схема расщепления разности потоков Roe-FDS. Вектор невязких потоков F оценивается с помощью расщепления вектора F на 2 части, каждая из которых отвечает за перенос в определенном направлении. Разность расщепленных потоков аппроксимируется «против потока», при этом направление потока определяется соответствующими собственными значениями матрицы. Для дискретного потока на каждой грани получим выражение:

$$F = \frac{1}{2}(F_R + F_L) - \frac{1}{2}\Gamma|\hat{A}|\delta Q, \quad (1.17)$$

где $\delta Q = Q_R - Q_L$, $F_R = F(Q_R)$ и $F_L = F(Q_L)$. Матрица $|\hat{A}|$ определяется как

$$|\hat{A}| = M|\Lambda|M^{-1},$$

где Λ – диагональная матрица собственных значений, M – модальная матрица, диагонализирующая $\Gamma^{-1}A$, A – якобиан невязкого потока $\partial F / \partial Q$. Для системы идеального газа уравнение (1.17) сводится к расщеплению разности потоков Q_{ou} [105], когда для оценки используются усредненные значения $Q_{ou} - \Gamma|\hat{A}|$. В настоящее время используется арифметическое усреднение состояний Q_R и Q_L .

Схема AUSM – схема расщепления вектора потока [106], является альтернативным способом вычисления вектора потока и была впервые представлена в [107]. Схема AUSM сначала вычисляет число Маха на границах ячеек на основе характеристических скоростей от соседних ячеек. Затем число Маха на границах ячеек используется для определения экстраполяции «против потока» для конвекционной части невязких потоков. Отдельное разбиение числа Маха используется для условий давления. Обобщенные функции конвекции и разделения давления, основанные на числе Маха, были предложены Liou [108]. Новая схема получила название **AUSM+**, у которой есть несколько желательных свойств:

- Обеспечивает точное разрешение контактных и ударных разрывов;
- Сохраняет положительность скалярных величин;
- Отсутствие колебаний при стационарных и движущихся ударах;
- Схема AUSM+ избегает использования явной искусственной диссипации, предлагая числовой поток в форме:

$$F = m_f \varphi + P_i,$$

где m_f – поток массы через границу ячеек, который вычисляется с помощью полиномиальных функций четвертого порядка от левой и правой частей границы ячеек числа Маха.

Для *Density-Based* решателя есть две формулировки: неявная (Implicit) и явная (Explicit). Явный и неявный решатели различаются способом линеаризации связанных уравнений. Для стационарного решения предпочтительнее использовать неявный алгоритм, поскольку он более устойчив по сравнению с явным. В то же время неявный алгоритм требует гораздо большего объема оперативной памяти компьютера.

Для вычисления диффузионных членов и производных скоростей, а также для реконструкции значений скаляров на гранях расчетных ячеек необходимо вычислить градиенты. В Ansys Fluent градиенты вычисляются на основе теоремы Грина-Гауса:

$$(\nabla \phi)_{c_0} = \frac{1}{V} \sum_f \bar{\phi}_f \bar{A}_f,$$

где ϕ_f – значение ϕ на границе ячейки, для расчета которого используется один из трех методов:

- Как среднее между значениями в центрах ячеек, прилегающих к этой грани (**Green-Gauss Cell-Based**);
- Как среднее арифметическое между значениями в узлах, лежащих на этой грани (**Green-Gauss Node-Based**);
- По методу наименьших квадратов с учетом всех граней ячейки (**Least Squares Cell-Based**).

В данной работе расчеты проводились на обоих решателях. Для решателя *Density-Based* проводились расчеты в стационарной постановке с использованием *неявного* метода *AUSM*, вычисление диффузионных членов использовался метод *Green-Gauss Node-Based*. Для решателя *Pressure-Based* в

стационарной постановке расчеты проводились с использованием схемы *Coupled*, для расчетов в нестационарной постановке подход *PISO* в безитерационной постановке.

ГЛАВА 2. Тестирование расчетной методики моделирования воспламенения водородных струй в сверхзвуковом потоке

Вторая глава посвящена верификации расчетного метода и тестовым расчетам моделирования турбулентного горения сверхзвуковой струи в потоке сверхзвукового воздуха.

2.1. Верификация водородосодержащих кинетических схем по времени задержки воспламенения

В этом разделе представлены результаты кинетических схем по времени задержки воспламенения. Расчетная программа, разработанная в лаборатории №12 ИТПМ СО РАН [109], моделирует воспламенение перемешенной водородо-воздушной смеси за отраженной ударной волной. По времени задержки воспламенения верифицируются три кинетических механизма горения водорода в воздухе:

1. Кинетическая схема [74] включает в себя 8 прямых и 8 обратных реакций, и 7 химических компонент: H_2 , O_2 , H_2O , OH , H , O и Ar/N_2 .
2. Кинетическая схема [72] включает в себя 19 прямых и 19 обратных реакций, и 9 химических компонент: H_2 , O_2 , H_2O , OH , H , O , HO_2 , H_2O_2 и Ar/N_2 .
3. Кинетическая схема [74] включает в себя 25 прямых и 25 обратных реакций, и 12 химических компонент: H_2 , O_2 , H_2O , OH , H , O , N , NO , NO_2 , HO_2 и Ar/N_2 .

Представленные кинетические схемы были верифицированы по экспериментальным данным [65-68, 112-116]. Важным является выбор критерия, по которому определяется момент воспламенения [73, 109]. Для определения времени задержки воспламенения существует несколько критериев воспламенения. Наиболее часто используются [64, 110-111]:

1. максимум концентрации радикала OH ,
2. максимум скорости изменения концентрации радикала OH ,

3. максимум скорости роста температуры.

Для определения времени задержки воспламенения будем использовать критерии, предложенные в экспериментах. Для экспериментов, в которых критерий воспламенения не указан, использован критерий 2.

На рис. 2.1 представлены графики времени задержки воспламенения для трех кинетических схем, определенные по различным критериям воспламенения. Результаты для выбранных критериев воспламенения дают близкие значения для двух видов смесей. Для смеси водород-воздух-аргон (рис. 2.1, а, б, в) кривые зависимостей времени задержки от температуры, определенные по критериям 1 и 3, проходят близко друг к другу. На рис. 2.1, а расчетные кривые для разных критериев воспламенения проходят по верхней границе экспериментальных данных. Так же видим, что кривая, полученная по критерию 1, захватывает большее количество экспериментальных точек. На рис. 2.1, б расчетные кривые проходят по нижней границе экспериментальных данных, так же, как и на рис. 2.1, в.

На рис. 2.2, а, б, в представлены результаты для смеси водород-воздух-азот, полученные для трех кинетических схем с использованием различных критериев воспламенения. Видно, что кривые, полученные по критериям 2 и 3 совпадают, а кривая, полученная по критерию 1, лежит ниже. Рис. 2.2, а показывает, что расчетные кривые проходят выше экспериментальных точек, пересекая их при $T \approx 1000-1100$ К. Рис. 2.2, б демонстрирует, что при $T > 1100$ К расчетные кривые для критериев 1 и 3 удовлетворительно коррелируют с экспериментальными данными. На рис. 2.2, в расчетные кривые проходят ниже экспериментальных точек.

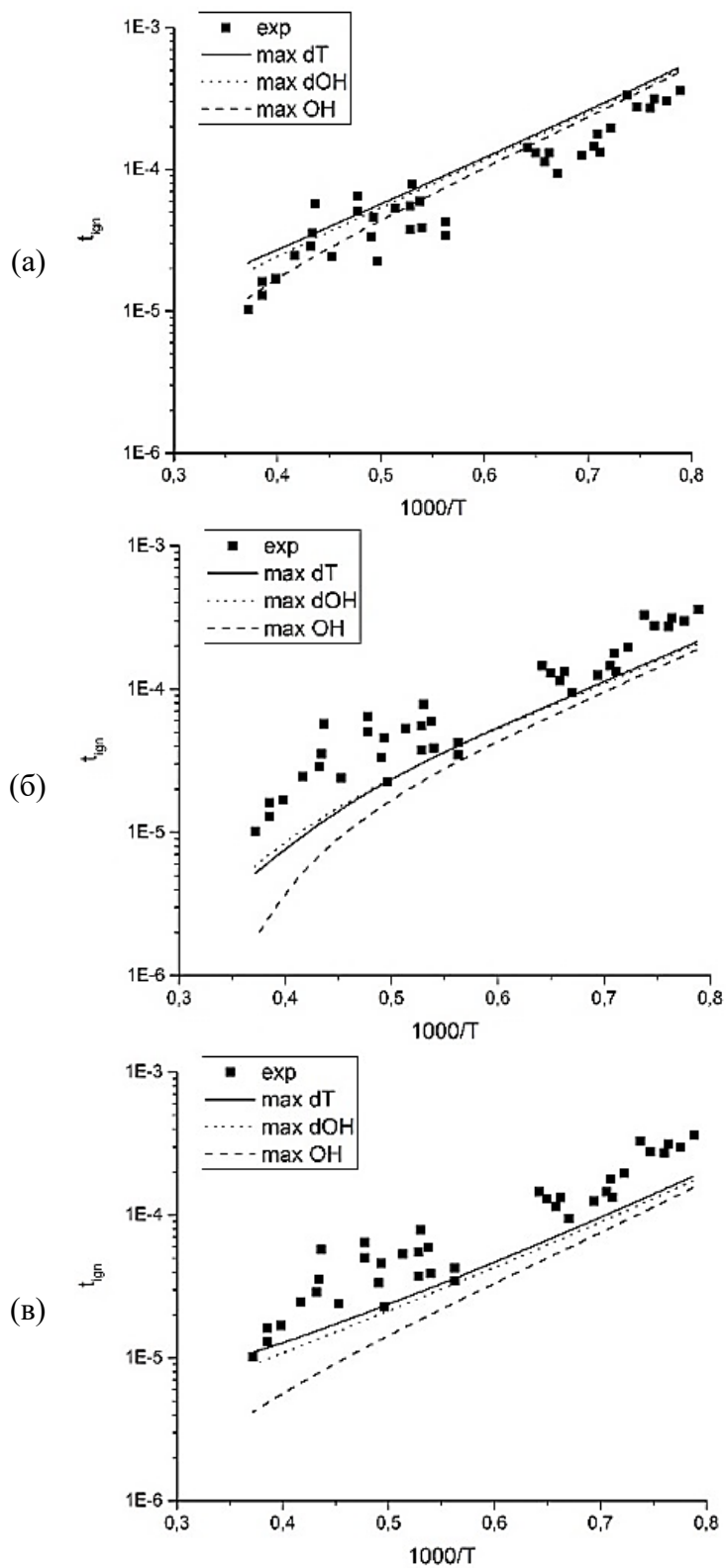


Рисунок 2.1. Сравнение критериев воспламенения для кинетических схем (а) 16 реакций, (б) 38 реакций, (в) 50 реакций.

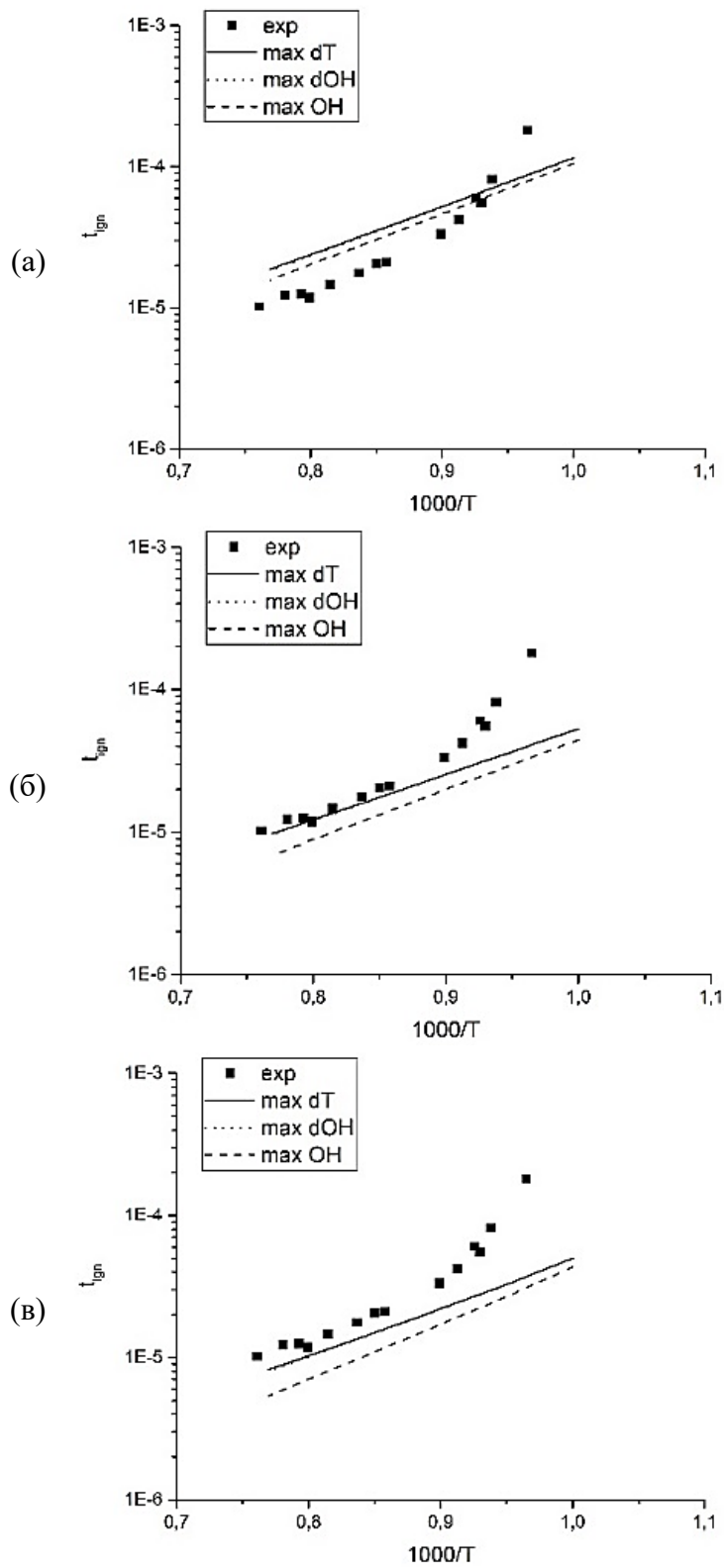


Рисунок 2.2. Сравнение критериев воспламенения для кинетических схем (а) 16 реакций, (б) 38 реакций, (в) 50 реакций.

2.1.1. Результаты для смеси водород - кислород - аргон

На рис. 2.3 представлены данные верификации кинетических схем [72, 74] на экспериментальных данных [65-68, 112] по зависимости времени задержки воспламенения смеси, разбавленной аргоном, от безразмерной температуры ($1000/T$).

В эксперименте [65], данные которого приведены на рис. 2.3, а смесь содержала 1% H_2 , 1% O_2 и 98% Ar при начальном давлении $P = 1.6 \text{ atm}$. Видно, что расчетные кривые для кинетических схем из 50 реакций проходят по экспериментальным точкам, а кривые, полученные по двум другим кинетическим схемам, лежат выше.

На рис. 2.3, б представлены результаты для смеси 4% H_2 , 2% O_2 и 94% Ar при давлении $P = 1 \text{ atm}$. Кривая расчета с 16 реакциями проходит по верхней, а кривая расчетов с 38 и 50 реакциями - по нижней границе экспериментальных данных [66].

На рис. 2.3, в показаны результаты для смеси 1% H_2 , 2% O_2 и 97% Ar при давлении $p = 1 \text{ atm}$. Результаты, полученные по кинетическим схемам с 38 и 50 реакциями, хорошо согласуются с экспериментальными данными [66], а кривая, соответствующая расчетам со схемой из 16 реакций, проходит выше экспериментальных точек.

В эксперименте [67], данные которого приведены на рис. 2.3, г исследована смесь 8% H_2 , 2% O_2 и 90% Ar при начальном давлении $P = 5 \text{ atm}$. Время задержки воспламенения определено по критерию 1. На графике видно, ни одна из расчетных кривых не попадает в разброс экспериментальных точек, следовательно, схемы не описывают данный эксперимент. При этом углы наклона расчетных и экспериментальных кривых различаются, что свидетельствует о разной энергии активации реакций в расчетах и экспериментах.

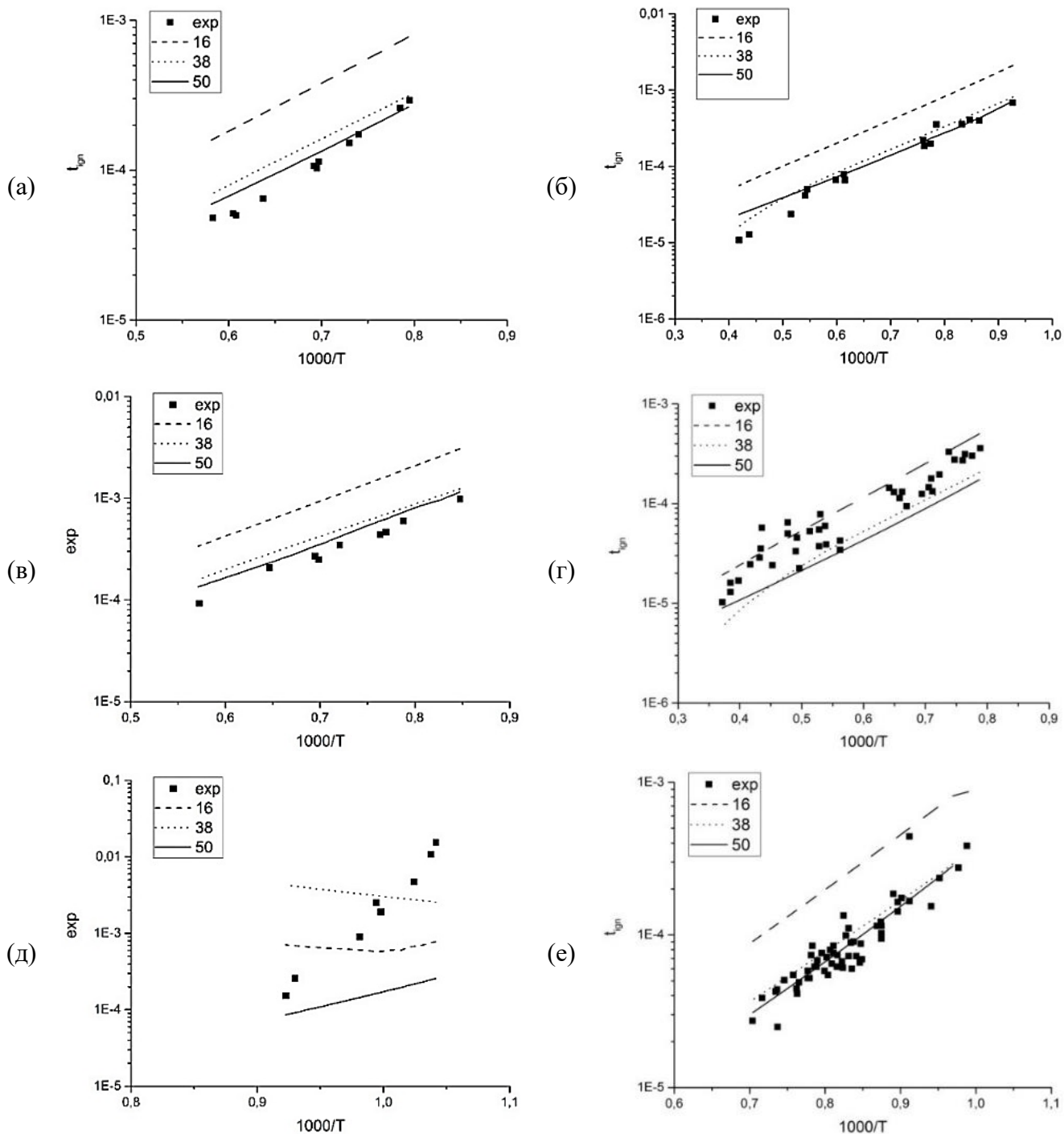


Рисунок 2.3. Верификация кинетических схем 1-3 по экспериментальным данным [65-68, 112] для водородно-кислородной смеси, разбавленной аргоном.

На рис. 2.3, д представлены данные экспериментов [68] для смеси 1.03% H_2 , 0.5% O_2 и 98.47% Ar при давлении $P = 1 \text{ atm}$. Графики показывают, что результаты, полученные с кинетической схемой с 50 реакциями, согласуются с экспериментальными точками. Схема с 38 реакциями дает верхнюю оценку

экспериментальных данных. Схема с 16 реакциями завышает времена задержки воспламенения смеси во всем диапазоне температур смеси.

На рис. 2.3, е представлены данные экспериментов [112] для смеси $6,67 \text{ H}_2 + 3,33 \text{ O}_2 + 90 \text{ Ar}$ при $P = 1.9 \text{ atm}$. Расчетные кривые, полученные по кинетическим схемам с 38 и 50 реакциями, лежат внутри разброса экспериментальных точек, а кривая для кинетической схемы с 16 реакциями проходит выше экспериментальных точек.

Анализ рис. 2.3 позволяет заключить, что результаты расчетов с кинетическими схемами, содержащими 38 и 50 реакций, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

2.1.2. Результаты для смесей водород - кислород - азот

На рис. 2.4 приведены данные верификации по зависимости времени задержки воспламенения для кинетических схем с 16, 38 и 50 реакциями на экспериментальных данных [113-116] для смесей, разбавленной азотом.

В эксперименте [113], данные которого приведены на рис. 2.4, а смесь состояла из 15% $\text{H}_2 + \text{air}$ при давлении $P = 4 \text{ atm}$. Рисунок показывает различия в углах наклона расчетных и экспериментальных данных при изменении температуры.

На рис. 2.4, б представлено сравнение данных расчета и эксперимента [114] для смеси $2 \text{ H}_2 + \text{O}_2 + 3,76 \text{ N}_2$ при $P = 2 \text{ atm}$. Рисунок показывает, что расчетные кривые проходят выше экспериментальных точек. В области температур около 1000 К расчетные кривые для кинетических схем с 38 и 50 реакциями пересекают экспериментальные точки.

В эксперименте [115] смесь состояла из 29,59% $\text{H}_2 + 14,79\% \text{ O}_2 + 55,62\% \text{ N}_2$ при начальном давлении $P = 3 \text{ atm}$. Рис. 2.4, в показывает, что кривая расчетов с 16 реакциями проходит по верхней, а расчетные кривые для 38 и 50 реакций - по нижней границе экспериментальных данных.

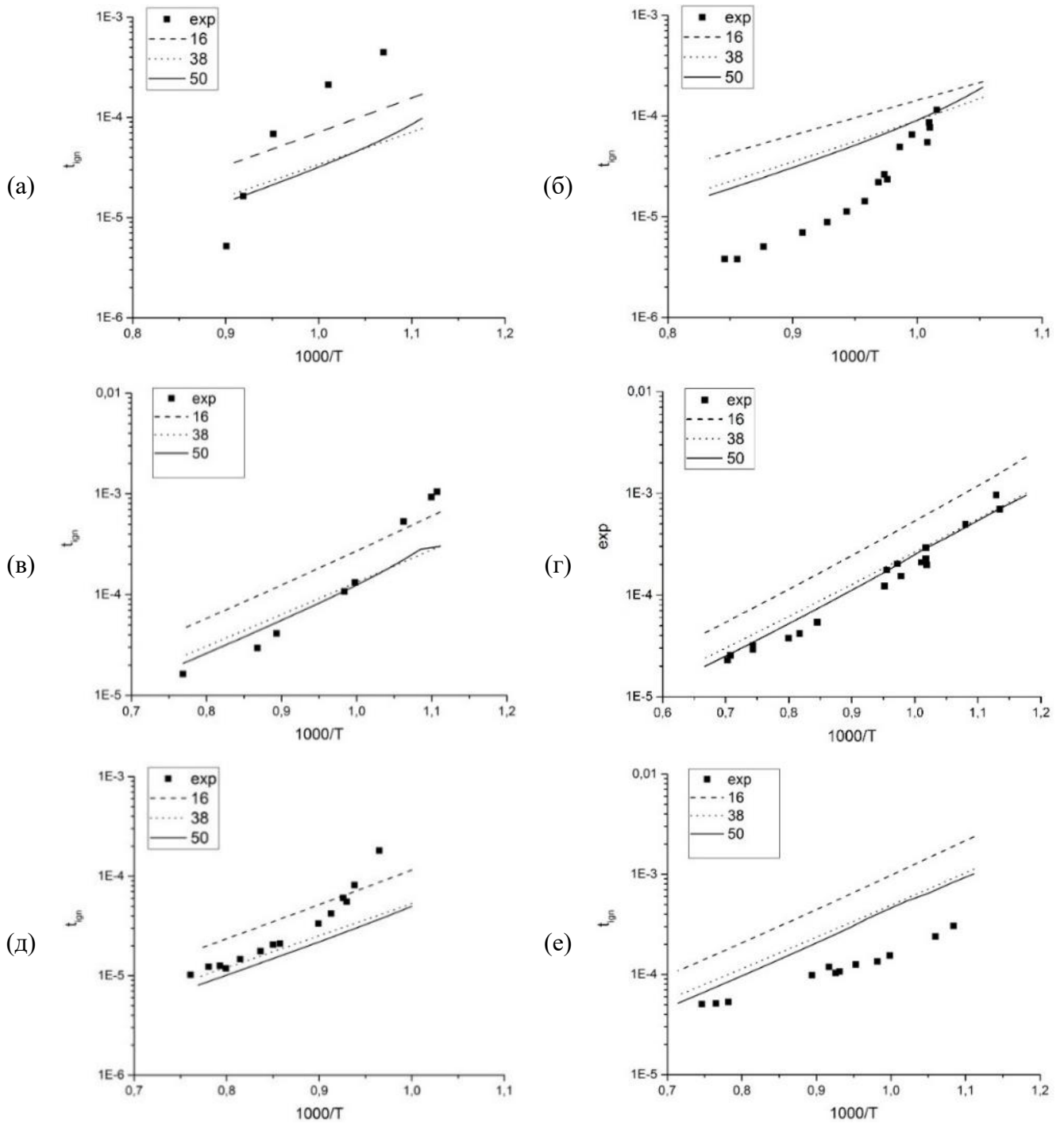


Рисунок 2.4. Верификация кинетических схем 1-3 по экспериментальным данным [113-116] для водородо-кислородной смеси, разбавленной азотом.

На рис. 2.4, г, д, е представлены экспериментальные данные [116], в которой изучена стехиометрической смесь $\text{H}_2 + \text{air}$ при давлениях $P = 0.5, 1, 0.27 \text{ atm}$, соответственно. Рис.2.4, г показывает, что расчетные кривые для кинетических схем с 38 и 50 реакциями хорошо согласуются с

экспериментальными данными, а расчет с 16 реакциями завышает времена задержки воспламенения. Рис. 2.4, д показывает, что для $1000/T < 1.0$ результаты расчетов с кинетическими схемами с 38 и 50 реакциями хорошо согласуются с экспериментом. При $1000/T > 1.0$ расчетная кривая для схемы с 16 реакциями проходит вблизи экспериментальных точек. На рис. 2.4, е расчетные кривые располагаются выше экспериментальных точек.

Приведенные на рис. 2.4 расчетные кривые для кинетических схем с 16, 38 и 50 реакциями дают разные результаты при изменении температуры. Кинетические схемы плохо работают в диапазоне температур $1000/T > 1.0$. Лучшие результаты для условий экспериментов [113-116] получены для кинетических схем с 38 и 50 реакциями.

Проведенные исследования по времени задержки воспламенения показали, что выбранные кинетические механизмы корректно описывают воспламенение и подходят для исследований воспламенения и горения в каналах технических устройств.

2.2. Валидация расчетной модели на экспериментальных данных [117].

В этом параграфе представлены результаты тестирования расчетного алгоритма на экспериментальных данных [117]. В эксперименте сверхзвуковая струя водорода ($M_{jet}=1.9$) подается соосно сверхзвуковому ($M_{\infty}=2$) потоку влажного воздуха. Начальные данные для струй водорода и влажного воздуха представлены в таблице 2.1.

Расчет проводился с помощью коммерческого пакета ANSYS Fluent на основе полных осредненных по Фавру уравнений Навье-Стокса, дополненных $k - \omega$ SST моделью турбулентности и кинетическими механизмами, содержащими 16 [74], 37 [76], 38 [72] и 50 [74] реакций.

Таблица 2.1. Начальные данные для расчетов в условиях эксперимента [118]

	Водородная струя	Воздушная струя
Число Маха, M	2.00	1.90
Температура, T_{st} , К	251	1495
Скорость, u , м/с	2432	1510
Давление, P_{st} , МПа	0.1	0.1
Массовая концентрация:		
H_2	1	0
O_2	0	0.241
N_2	0	0.478
H_2O	0	0.281

Расчеты проведены в двумерной осесимметричной постановке. Схема расчетной области представлена на рис. 2.5. Входные сечения струй водорода и воздуха показаны стрелками, срезы стенок сопла заштрихованы. Нижняя граница является осью. Все остальные границы являются выходными и выбраны достаточно далеко от области интереса, чтобы исключить их влияние на картину течения. Внутренний радиус кольцевой струи $r_j = 0,47625$ см, внешний $R = 3,1265$ см, толщина внутренней трубки $h_{lip} = 0.15$ см, размер вертикального среза сопла $h = 5$ см. Длина расчетной области $L = 100$ см, высота $H = 60$ см.

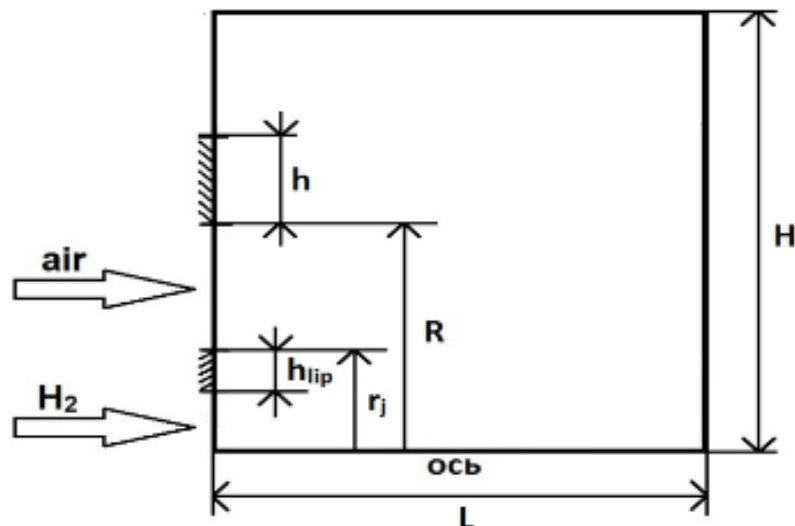


Рисунок 2.5. Схема расчетной области для условий эксперимента [118].

На входных границах заданы соответствующие экспериментальным профили статического давления, числа Маха, статической температуры и

турбулентных параметром с учетом пограничных слоев, сформировавшихся на внутренних стенках сопла и трубки для подачи водорода. На выходных границах заданы условия покоящейся воздушной среды с параметрами для давления $P_\infty = 1$ атм. и температуры $T_\infty = 288$ К, массовая концентрация $O_2 \sim 21\%$. Стенки предполагаются адиабатическими. В расчетах использовалась структурированная сетка, содержащая около 10^5 ячеек.

Расчет «холодного» течения без учета химических реакций выполнен в стационарной постановке. На следующем этапе в расчетную модель подключены кинетические схемы. Расчеты с кинетическими механизмами включающими 16, 38 и 50 реакций, проводились в стационарной постановке, с кинетической схемой из 37 реакций - в нестационарной постановке.

На рис. 2.6 представлены расчетные поля массовой концентрации паров воды, полученные с использованием схемы с 16 реакциями (рис. 2.6, а) и с 37 реакциями (рис. 2.6, б, в). Цифрами указаны номера сечений $x/d_j = 8.76$ (1), 15.5 (2), 21.7 (3) и 27.9 (4), в которых ниже будет проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных. В расчете с учетом нестационарности течения на картине мгновенных концентраций водяных паров (рис. 2.6, б) видны вихревые структуры, которые способствуют лучшему перемешиванию топлива и окислителя. Сравнение среднего по времени поля концентраций H_2O (рис. 2.6, в) с полем, полученным в стационарных расчетах (рис. 2.6, а), показывает, что в полученный в нестационарных расчетах слой горения расположен ближе к оси струи, и максимальные значения концентраций H_2O ниже, чем в стационарном случае.

На рис. 2.7 показаны профили массовых долей различных химических компонентов в четырех характерных сечениях поперек потока в сравнении с экспериментальными данными. Кривые, полученные в стационарных расчетах, близки к друг другу. Нестационарные расчеты с использованием схемы с 37 реакциями дают лучшее согласование с экспериментом. Графики показывают,

что учет нестационарности реагирующего течения и использование кинетической схемы с 37 реакциями (зеленая кривая на рис. 2.7) приводит к лучшему смешению струи водорода и струи влажного воздуха. Вследствие этого повышается интенсивность горения, о чем свидетельствует рост концентрации H_2O вблизи оси струи и расширение слоя горения (рис. 2.7, а), и снижение концентрации водорода (рис. 2.7, в).

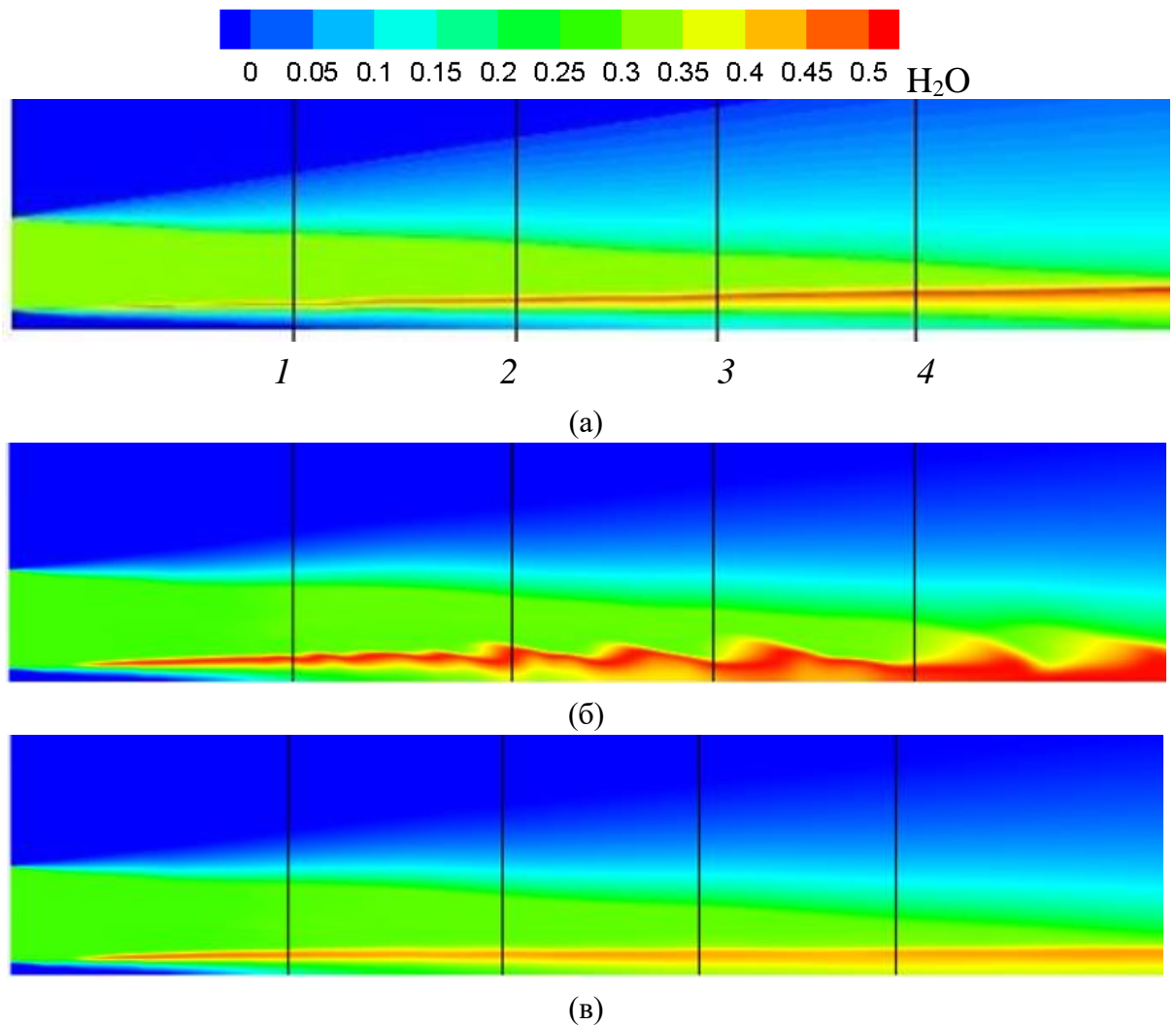
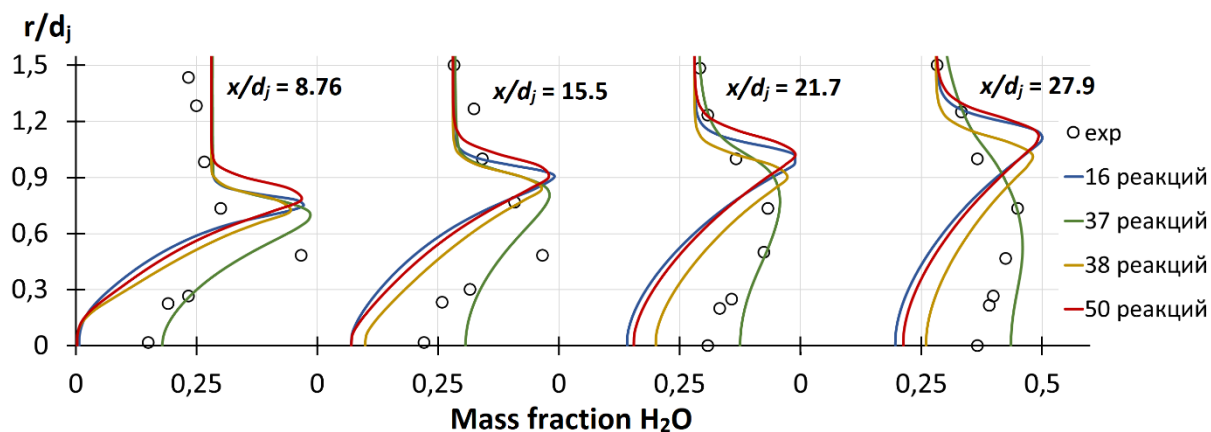
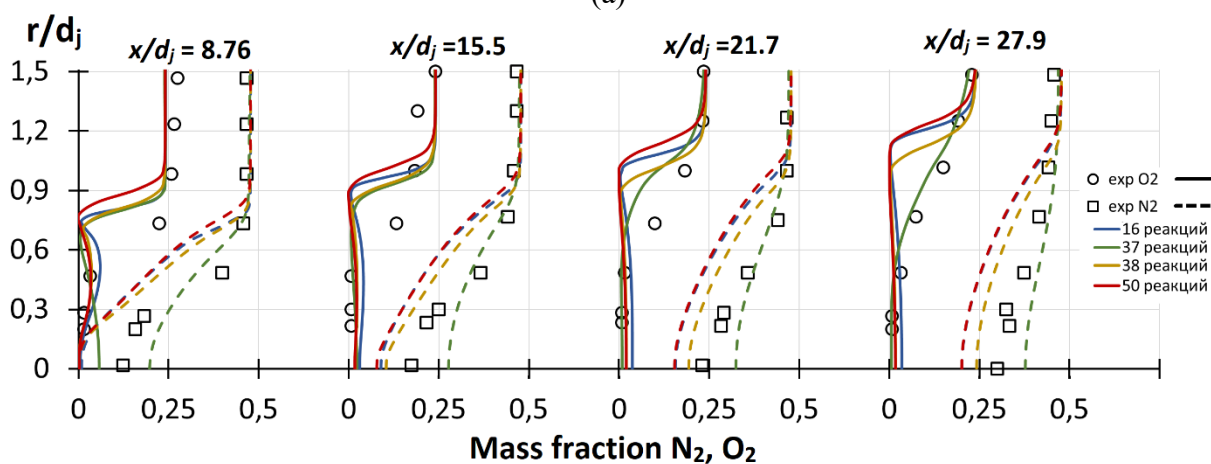


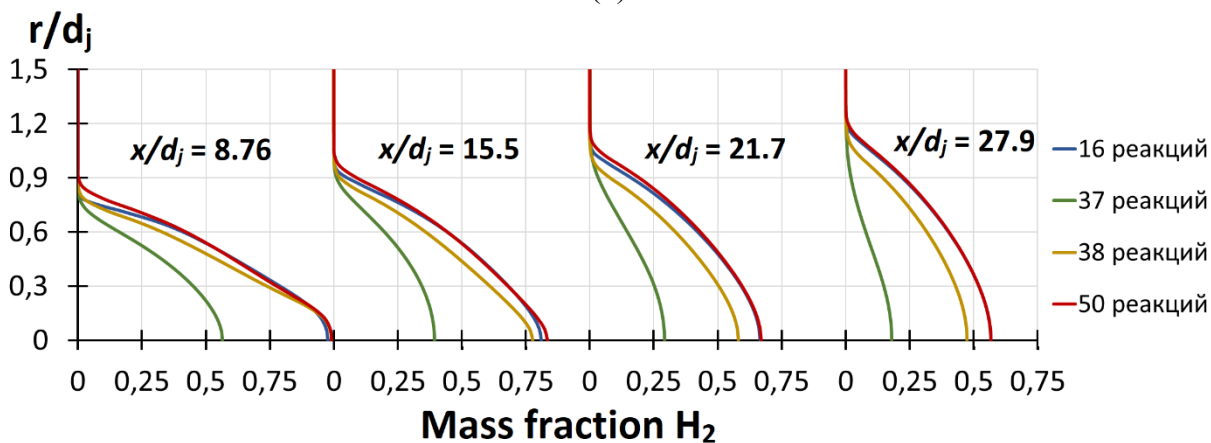
Рисунок 2.6. Стационарное (а), мгновенное (б) и осредненное по времени (в) расчетные распределения массовой концентрации H_2O для кинетических схем 16 (а), 37(б, в) реакций.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 2.7. Экспериментальные и расчетные профили массовых концентраций H_2O (а), O_2 и N_2 (б) и H_2 (в) в сечениях поперек потока.

На рис. 2.8 представлены расчетные профили статических давления и температуры на оси струи. Максимумы и минимумы давления на оси струи свидетельствуют о том, что в течении реализуется волновая структура в виде чередующихся волн сжатия и разрежения, характерная для недорасширенных

струй. В расчетах, выполненных в предположении стационарности течения с (кривые 16, 38 и 50 реакций), самая интенсивная волна сжатия с ростом амплитуды в 6 раз по сравнению с минимальным значением, получена при использовании схемы с 50 реакциями. Наиболее интенсивные волны наблюдаются в области в ближнего следа ($x/d_j < 5$), далее интенсивность волн снижается.

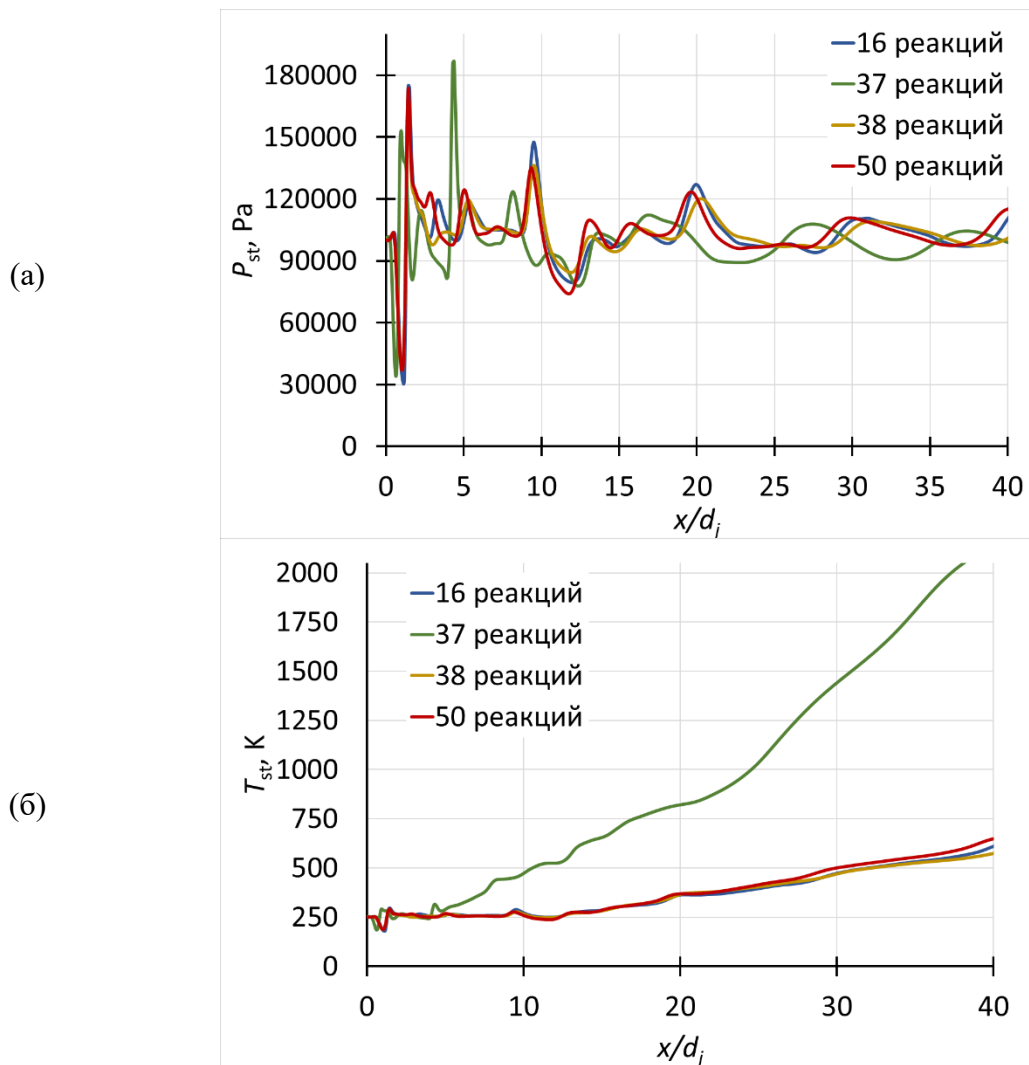


Рисунок 2.8. Расчетные профили статических давления (а) и температуры (б) на оси.

Нестационарный расчет с 37 реакциями предсказывает значения температуры на оси, которые существенно превышают те, что получены в других расчетах (рис. 2.8, б). Это также связано интенсивностью горения, которая

существенно недопредсказывается в расчетах, выполненных в стационарной постановке. В стационарных расчетах интенсивное горение вблизи оси получено в дальней зоне струи $x/d_j > 30$.

Таким образом, анализ данных показал, что стационарный расчет занижает степень смешения водородной и воздушной струй, что приводит к более позднему воспламенению и неполному выгоранию водорода. Лучшие результаты, полученные при использовании кинетического механизма, состоящего из 37 реакций [76], можно связать с тем, что этот расчет проведен в нестационарной постановке. Причиной рассогласований расчетных и экспериментальных данных может быть то, что в расчетах не учтена неравномерность и коничность течения, а также неверно заданный уровень турбулентности в пограничном слое на выходе из сопла.

2.3. Валидация расчетной модели на экспериментальных данных [118]

В данном разделе представлены результаты численных исследований в рамках эксперимента M. Burrows, A. Kurkov (1971) [118] о воспламенении плоской пристенной струи холодного водорода в потоке инертного газа / горячего влажного воздуха.

Схема экспериментального канала представлена на рис. 2.9. Высота канала на входе составляет $H_{inlet} = 8.9$ см, на выходе $H_{outlet} = 10.48$ см. Высота щели для выдува водорода равна $h = 0.476$ см, толщина обечайки $h_j = 0.076$ см. Длина канала $L = 40.6$ м, длина от входа в камеру сгорания до сечения, где подаётся струя водорода составляет $l = 5$ см. Начало локальной системы координат $x = 0$ совпадает с выходным сечением струи.

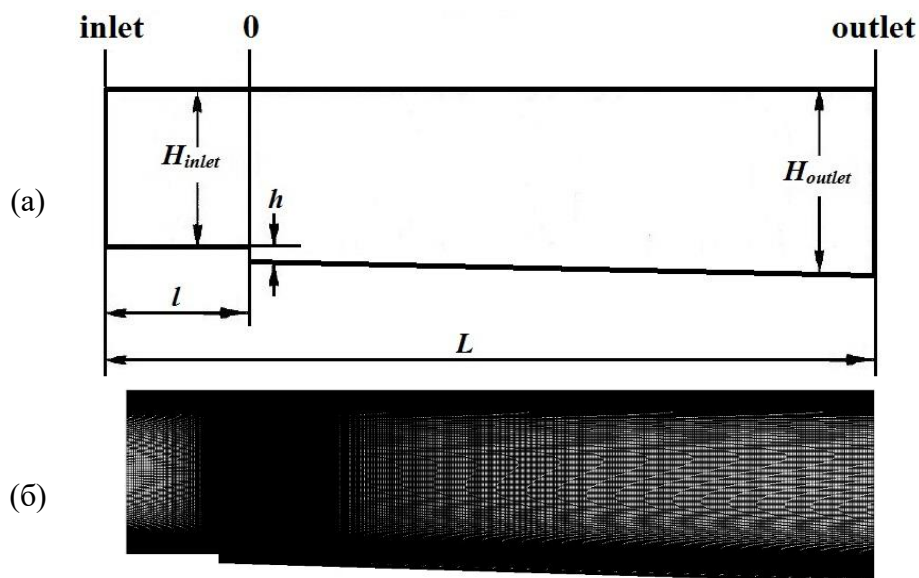


Рисунок 2.9. Схема расчетной области для условий эксперимента [118] (а) и расчетная сетка (б).

Входные данные для внешнего потока и водородной струи приведены в таблице 2.2. Выполнены две серии расчетов для разных составов основного потока. В первой внешний поток имел низкое содержание кислорода (см. столбец «инертный газ» в Табл. 2.2). Во второй серии поток воздуха содержал пары воды (столбец «влажный воздух») и высокое содержание кислорода, которое обеспечивало воспламенение водородной струи. Коэффициент избытка топлива в задаче был равен $\beta = 0.371$. На твердых стенках ставились условия прилипания для скорости и адиабатические условия для температуры.

Таблица 2.2. Начальные данные для расчетов в условиях эксперимента [118]

	H ₂ - струя	Влажный воздух	Инертный газ
Число Маха	1	2.44	
Температура, К	254	1270	
Скорость, м/с	1216	1764	
Статическое давление, Па	100000	100000	
Массовая концентрация:			
H ₂	1	0	0.0005
O ₂	0	0.258	0.0209
N ₂	0	0.486	0.7324
H ₂ O	0	0.256	0.2162

Структурированные расчетные сетки строились в ANSYS Meshing с использованием встроенных калибровочных инструментов. Грубая, средняя и мелкая сетки состоят примерно из $5 \cdot 10^5$, 10^6 и $1.5 \cdot 10^6$ ячеек, соответственно. Параметры сеток представлены в таблице 2.3. Значения y^+ вблизи нижней стенки для средней и мелкой сеток лежит в диапазоне $1 \div 5$, что позволяет разрешить ламинарный подслой турбулентного пограничного слоя. Для случая «холодного» течения проведено исследование сходимости сеточной сходимости, результаты которого представлены ниже.

Таблица 2.3. Параметры расчетных сеток

Сетка	Количество ячеек	Максимальное y^+
Грубая	$5 \cdot 10^5$	20
Средняя	10^6	5
Мелкая	$1.5 \cdot 10^6$	1

В работе рассмотрены несколько одностадийных и детальных кинетических механизмов. Первая кинетическая схема взята из стандартной базы данных Ansys Fluent для водородно-воздушной смеси. Во второй одностадийной схеме константы скорости реакции подобраны в [75] по времени задержки воспламенения. Кроме этого, использованы три детальные кинетики, включающие в себя 16, 38 и 37 прямых и обратных реакций, которые описаны в работах [74, 72, 76]. В качестве модели взаимодействия турбулентности и химии использовалась модель диссипации вихря – EDM [87].

Таблица 2.4. Кинетические схемы для расчетов

Схема	Количество реакций
C1	1 реакция из базы данных Fluent
C2	1 брутто-реакция
C3	16 реакций
C4	38 реакций
C5	37 реакций

На первом этапе был проведен расчет в прямом плоском канале для получения профилей газодинамических и турбулентных величин. На втором этапе выполнен расчет смешения водородной струи и инертного газа и проведено исследование сеточной сходимости результатов расчетов. Расчет смешения проведен в стационарной постановке для решателя Pressure-Based с помощью метода Coupled. На третьем этапе проведен расчет реагирующего течения, для чего в расчетную модель подключался блок химических реакций и модель взаимодействия турбулентности и химии. Расчет реагирующего течения проведен в нестационарной постановке с использованием решателя, основанного на давлении, с использованием метода PISO.

2.3.1. Подготовка профилей газодинамических и турбулентных параметров

Целью первого этапа является получение профилей газодинамических и турбулентных параметров на входе в камеру сгорания с учётом пограничного слоя на стенках канала. На входе в расчётную область, представляющую собой прямой канал высотой $H = 0.089$ м и длиной $L = 0.8$ м, заданы условия для сверхзвукового потока (табл. 2.2). По мере удаления от входного сечения на стенках нарастал пограничный слой. Полученные профили газодинамических и турбулентных параметров записаны в файл и использованы как входные данные на втором этапе.

На рис. 2.10 представлены расчётные профили безразмерной полной температуры T_0/T_{ref} , $T_{\text{ref}} = 2380$ К, в сечении $x = 0$ см, полученные на грубой (линия 1) и средней (линия 2) сетках в сравнении с экспериментальными точками. Рисунок показывает хорошее качественное и количественное согласование данных. Расчётные кривые, полученные на средней и мелкой сетках, совпадают с точностью 3%. График показывает, что толщина пограничного слоя на стенках канала составляет $\delta \approx 1$ см, и что расчётная кривая, полученная на средней и мелкой сетках, хорошо совпадает с экспериментальными точками.

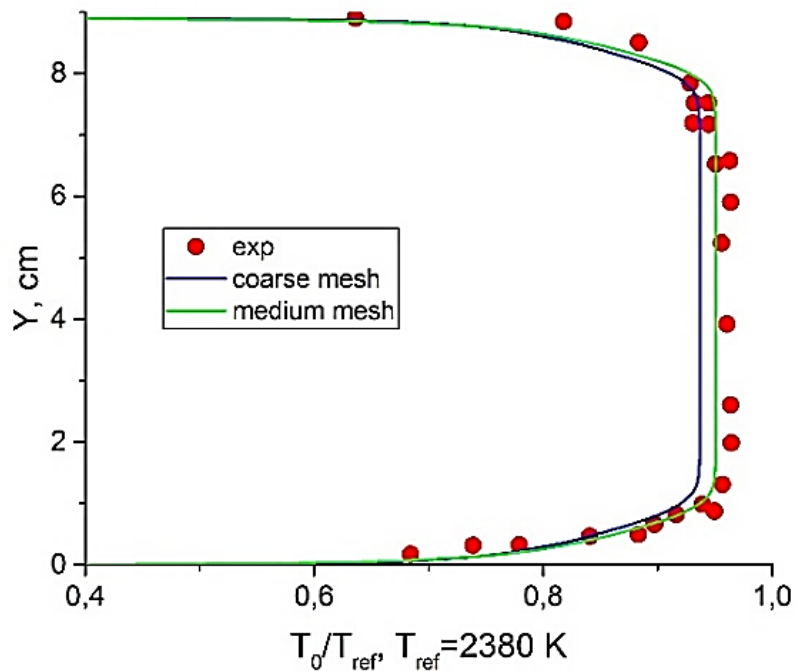


Рисунок 2.10. Экспериментальный и расчётные профили безразмерной температуры в сечении $x = 0$.

2.3.2. Моделирование не реагирующего течения

Целью второго этапа является решение задачи о смешении инертного газа и холодной водородной струи. На входе в канал заданы профили для газодинамических и турбулентных параметров, полученные на первом этапе. Для этой задачи проведено исследование сходимости численного решения при адаптации сетки по параметру y^+ .

На рис. 2.11 представлен график распределения статического давления на верхней (а) и нижней (б) стенках канала, полученные для грубой (1), средней (2) и мелкой сеток. Кривая для мелкой сетки не показана, так как она полностью совпадает с кривой для средней сетки. Рисунок показывает, что на нижней стенке канала в сечении $x=0$ см происходит резкий рост давления, вызванный инжекцией струи. За зоной расширения канала давление падает на 50%, а затем восстанавливается до $p_{st} \approx 85000$ Па, и дальше остаётся практически неизменным до конца канала. На верхней стенке давление постоянно до области $x \approx 15$ см.

Далее происходит падение давления до $p_{st} \approx 71000$ Па и небольшое восстановление, что связано с действием волн разрежения и сжатия, пришедших с нижней стенки. Небольшое снижение давления в конце расчетной области связано с расширением канала.

На рис. 2.12 показано расчётное поле статического давления для случая со смешением холодной водородной струи и инертного газа. Рисунок показывает, что на обечайке образуется серия волн разрежения (1), расходящихся вверх и вниз вдоль канала. Волна, уходящая вверх, отражается от верхней стенки волной (2). Наблюдается снижение давления в канале за исходной и отраженной волнами разрежения. Вторая волна разрежения, распространяющаяся вниз, отражается от нижней стенки волной (3), которая преломляется в слое смешения и соединяется с волной (1).

На рис. 2.13. представлены профили мольной доли компонент смеси (H_2 , N_2 и H_2O) на выходе из расчётной области для случая смешения струи водорода и инертного газа. В результате расчётов на средней и мелкой сетках получены совпадающие результаты. Наибольшие различия расчётных кривых, полученных для грубой и средней сеток, наблюдается в пограничном слое, при этом кривые, соответствующие средней сетке, точнее описывают экспериментальные данные.

Совпадение расчетных данных, полученных для мелкой и средней сеток, свидетельствует о получении сеточно-независимого решения. В дальнейших расчетах будет использована средняя расчетная сетка.

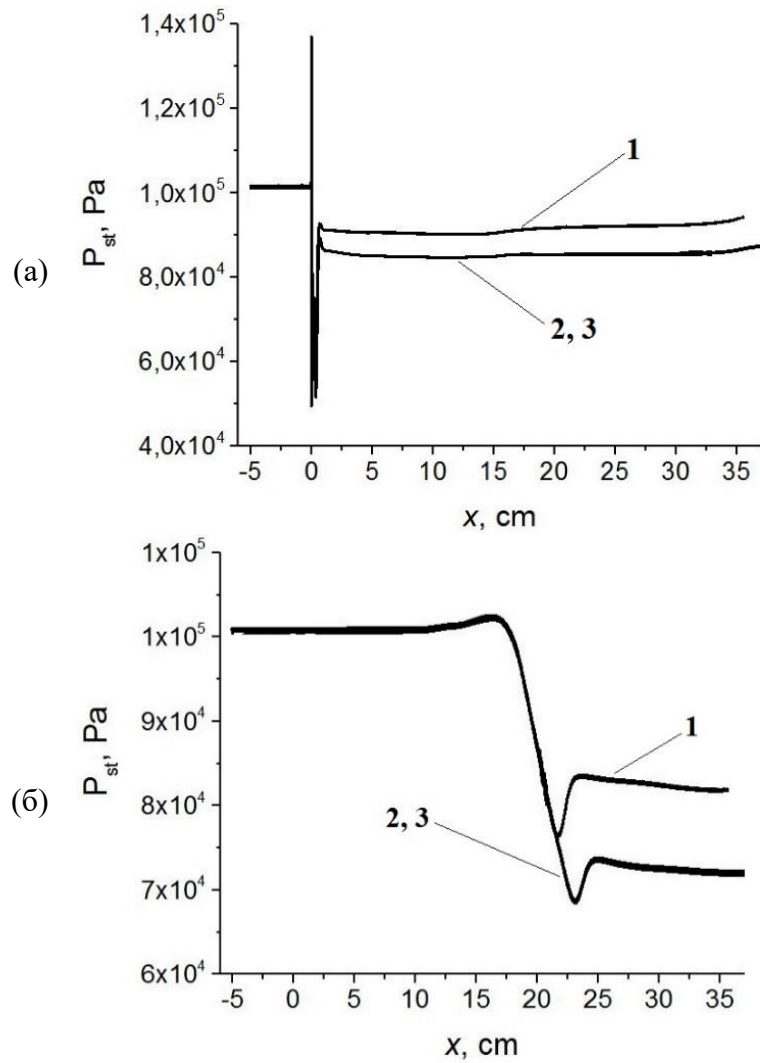


Рисунок 2.11. Распределения статического давления на нижней (а) и верхней (б) стенках, полученные на грубой (1), средней (2) и мелкой (3) сетках.

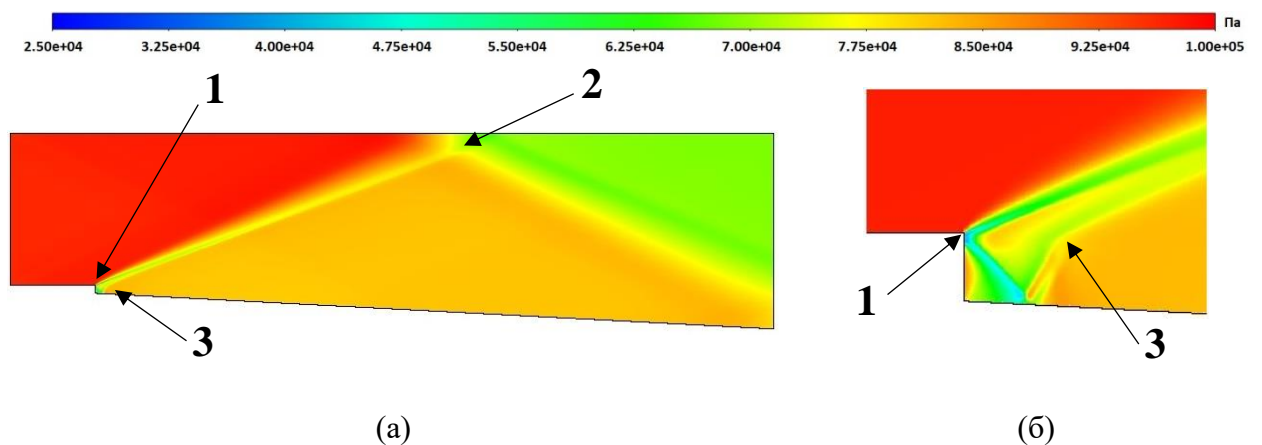


Рисунок 2.12. Расчётное поле статического давления во всей расчетной области (а) и вблизи инжекции (б).

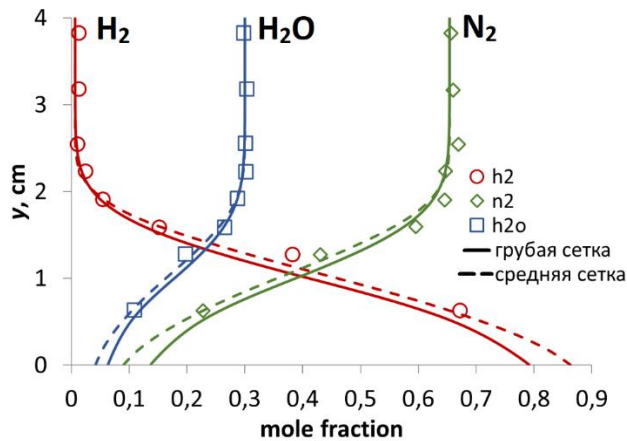


Рисунок 2.13. Расчётные профили мольной концентрации компонент смеси на выходе из канала, на грубой (1), средней (2) сетках.

2.3.3. Моделирование течения с горением

Целью третьего этапа является валидация кинетических схем. На рис. 2.14 представлены профили безразмерной температуры (а), давления Пито (б) и числа Маха (в) на выходе из расчетной области, полученные в расчетах реагирующего течения. Давление Пито вычисляет следующим образом:

$$\frac{P_{t_1}}{P_{t_0}} = \left[\frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \left[\frac{\gamma + 1}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}},$$

где M – число Маха, γ – показатель адиабаты.

Рис. 2.14, а показывает, что расчётная кривая, соответствующая С4 (см. Табл. 2.4), в области $y = 2$ см не описывает повышение температуры, предсказываемое другими схемами. Для расчетной кривой С1 слой повышенной температуры в расчётах получился шире, чем в эксперименте. Для схем С2 и С3 расчётные кривые близки друг к другу и имеют отличия лишь в температурном пике. Расчётная кривая для схемы С5 хорошо описывает экспериментальные точки до пика температуры ($y \approx 2$ см), затем расчётная кривая проходит немного выше экспериментальных точек.

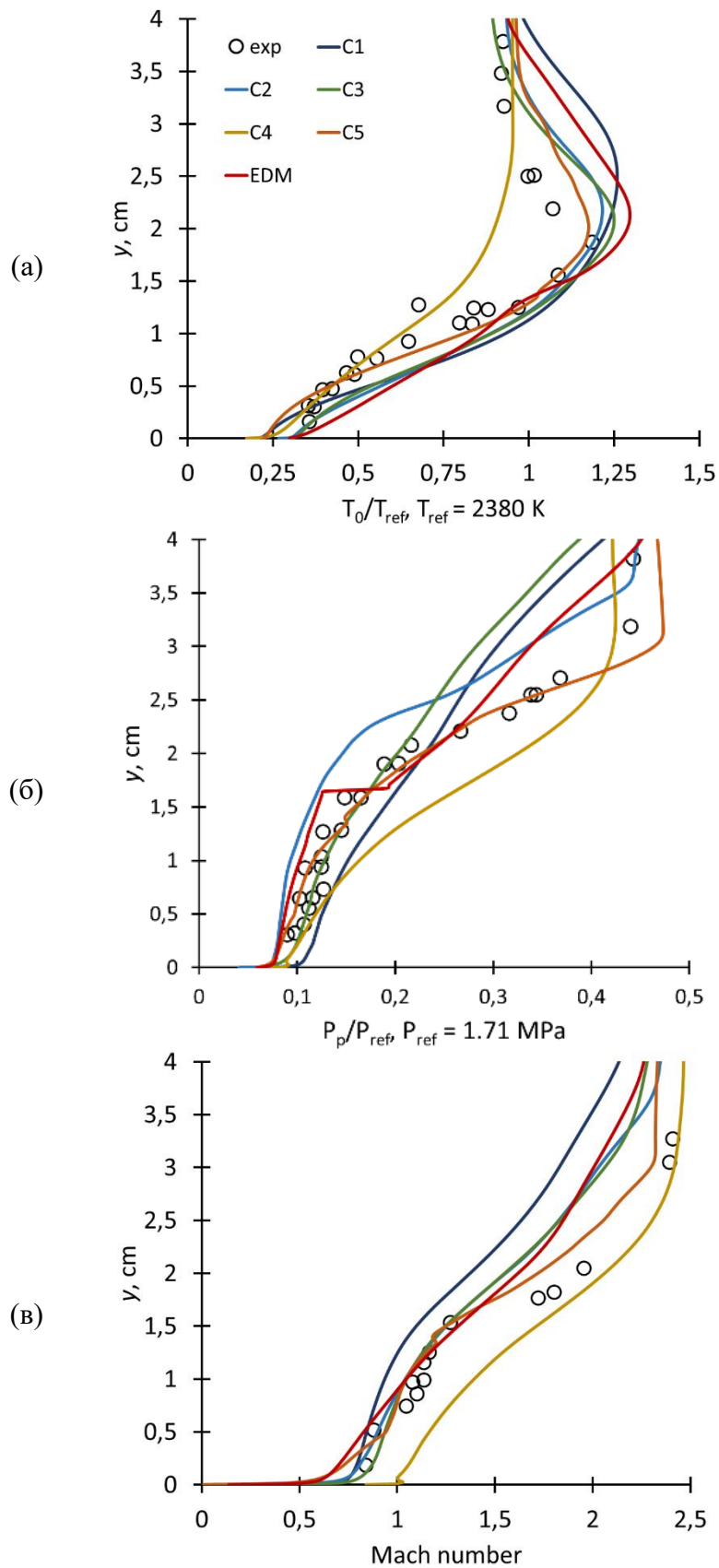


Рисунок 2.14. Расчётные профили безразмерной температуры (а), давления Пито (б) и числа Маха (в) на выходе из расчетной области.

Полученный в расчете с моделью EDM пик температуры выше, чем в других расчетах и в эксперименте. Во всех расчётах слой повышенной температуры получился шире, чем в эксперименте.

Рис. 2.14, б показывает, что расчётные кривые качественно верно описывают экспериментальные точки вблизи нижней стенки. Расчётная кривая для схемы С4 проходит выше экспериментальных точек, кривые для схем С1 и С3 – ниже. Кривая расчёта для схемы С5 хорошо описывает экспериментальные точки, небольшое завышение давления наблюдается лишь в основном потоке.

Рис. 2.14, в показывает, что вблизи нижней стенки расчетные кривые качественно и количественно верно описывают экспериментальные точки, кроме кривой С4, которая завышает значения числа Маха. Расчетные кривые С1, С2, С3 и модели EDM занижают значения числа Маха в ядре потока. Расчетная кривая С5 проходит немного ниже экспериментальных данных, а кривая для С4 – выше.

На рис. 2.15 представлены средние по времени и мгновенные поля массовой концентрации H_2O . На мгновенных полях течений видны крупные вихревые структуры, образующиеся вследствие существенной разницы плотностей основного потока и водородной струи. На рисунках для средних по времени полей видно, что место воспламенения в расчетах различается. В эксперименте воспламенение происходит в сечении $x = 18$ см. В таблице 2.5 представлены данные по месту воспламенения $x_{\text{воспл}}$ для всех проведенных расчетов.

Таблица 2.5. Положение воспламенения в расчете и эксперименте

схема	С1	С2	С3	С4	С5	EDM	exp
$x_{\text{воспл}}$, см	2	6	12	8	4	0	18

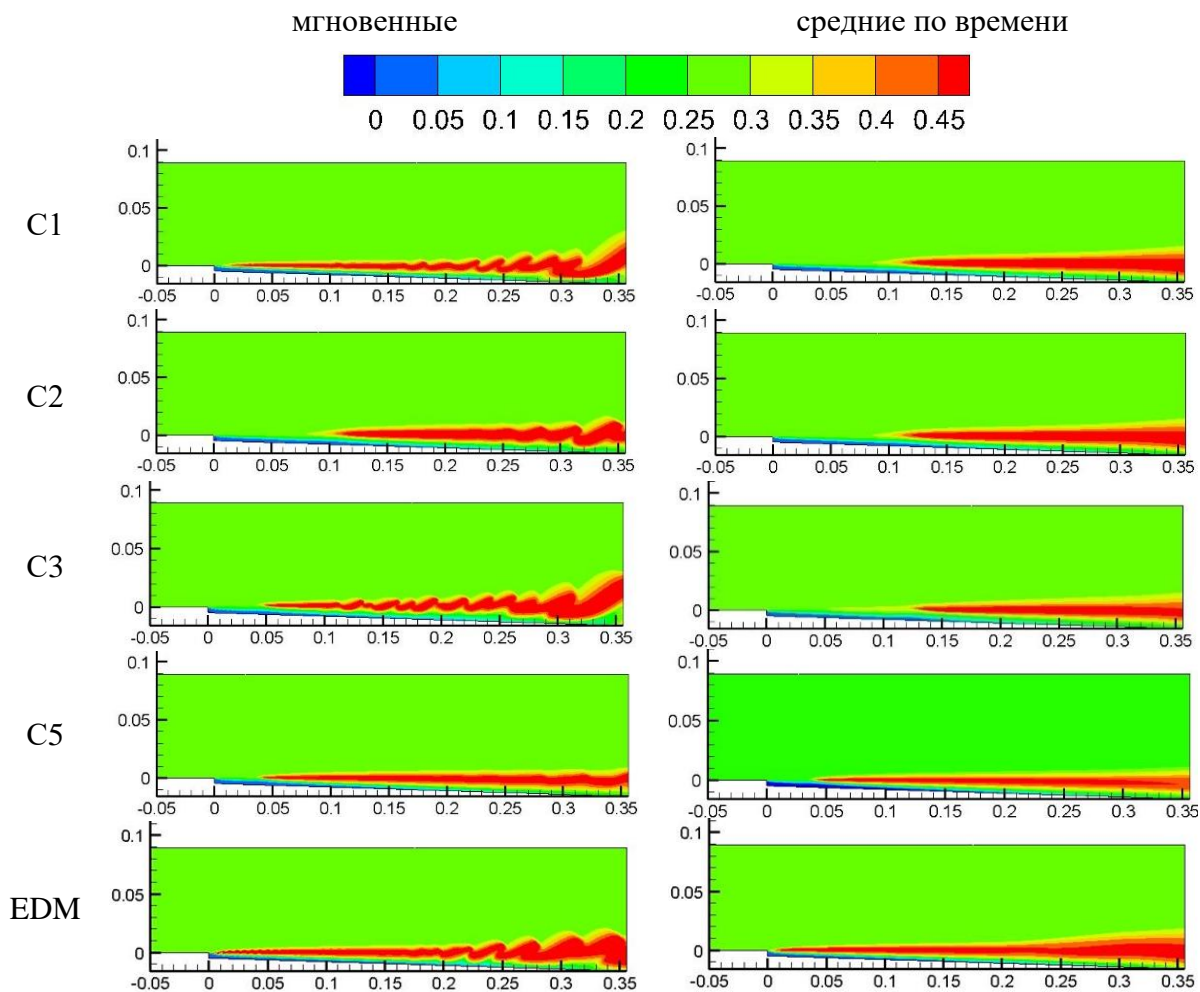


Рисунок 2.15. Поля течений массовой концентрации паров воды для мгновенных и средних величин.

На рис. 2.16 представлены графики расчетных средних профилей статического давления на нижней (а) и верхней (б) стенках. Положение первого максимума давления связано с точкой воспламенения (табл. 2.5).

На рис. 2.17 представлены экспериментальные и расчетные профили компонент смеси на выходе из канала. Видно, что расчётная кривая для C5 точнее всего описывает экспериментальные точки. График профилей мольной концентрации N_2 показывает, что результаты, полученные по схемам C4 и C5, совпадают.

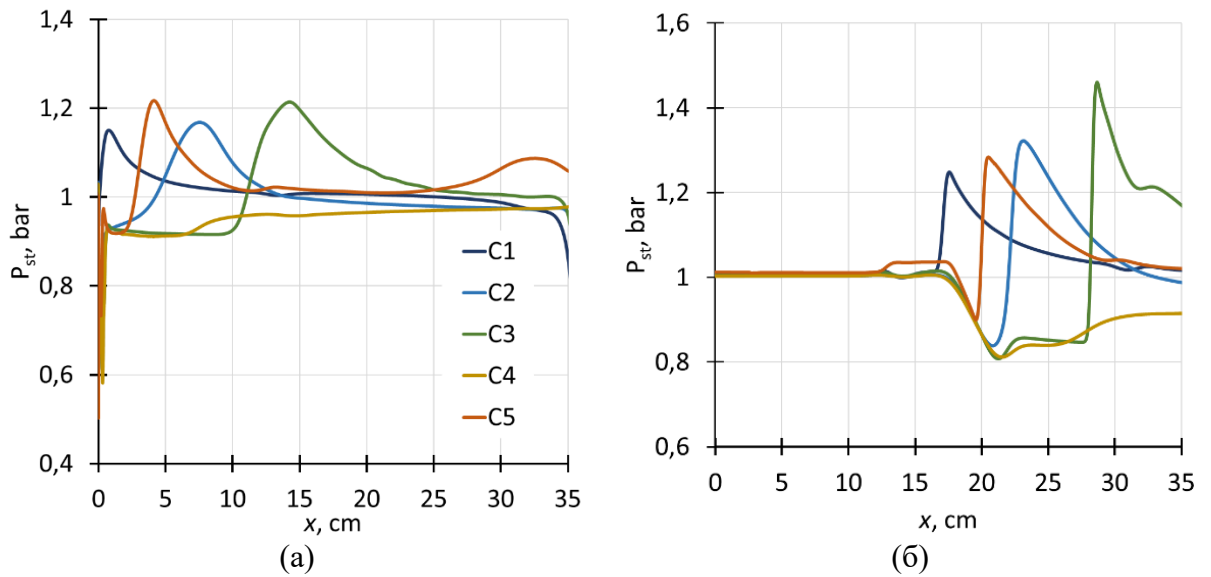


Рисунок 2.16. Средние по времени профили статического давления на нижней (а) и верхней (б) стенках.

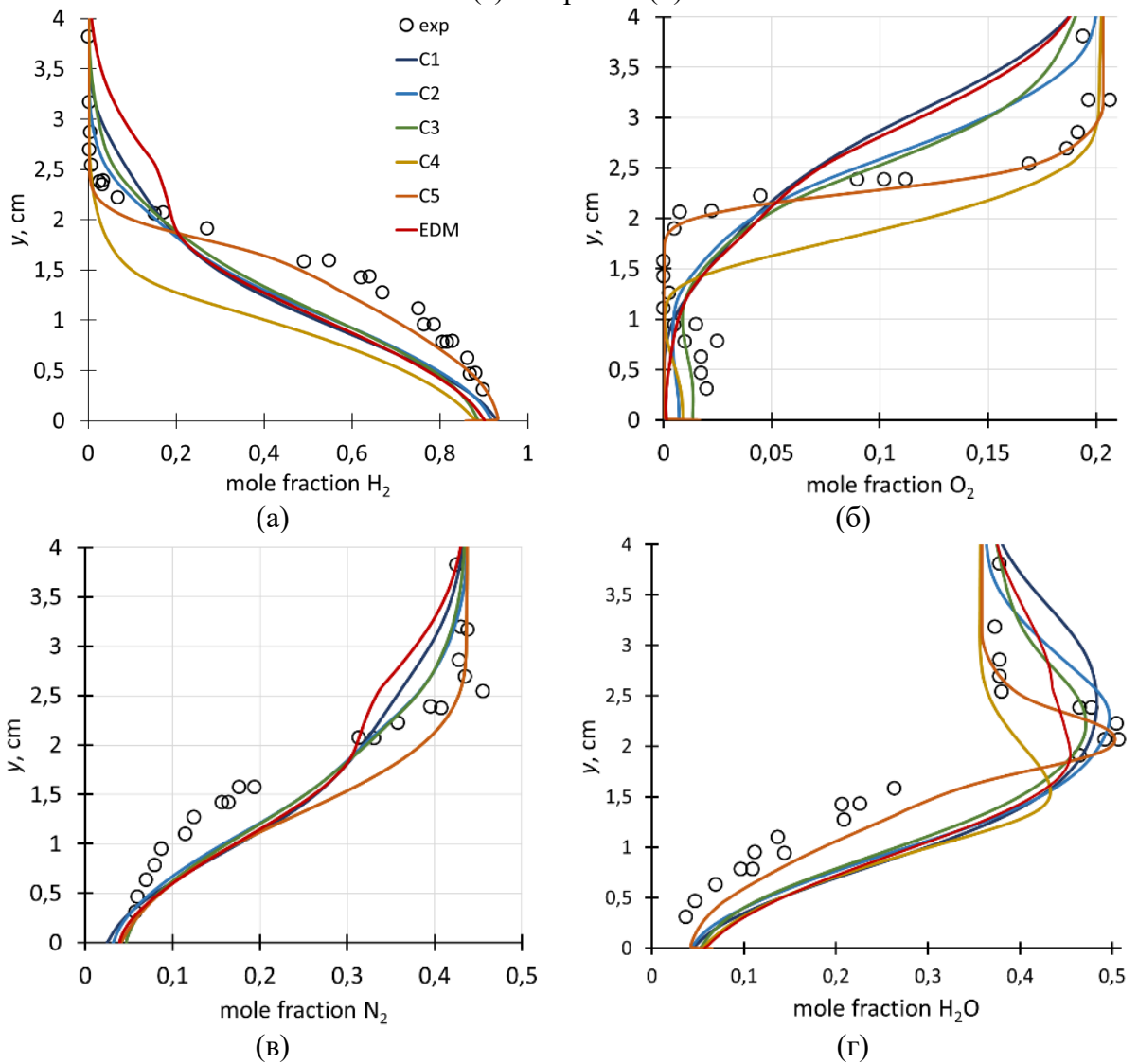


Рисунок 2.17. Расчётные профили мольной доли компонент смеси H_2 (а), O_2 (б), N_2 (в) и H_2O (г) на выходе из канала.

Рис. 2.17, г показывает, что расчеты для С1 дают более широкий слой горения. Для С2 и С3 толщина слоя горения приблизительно одинаковая, но различается пиковая концентрация паров воды. В расчете со схемой С4 слой горения располагается ближе к нижней стенке, пик мольной концентрации H_2O в слое горения намного ниже, чем в эксперименте.

Для схемы С5 (37 реакций) получено хорошее качественное и количественно согласование расчётных и экспериментальных данных, как по ширине слоя горения, так и по пику мольной концентрации. Отметим небольшое различие в концентрации N_2 . Использование модели взаимодействия турбулентности и химии EDM не приводит к улучшению результатов.

2.4. Валидация расчетной модели на экспериментальных данных [119].

В разделе представлены результаты численного исследования воспламенения круглой холодной сверхзвуковой водородной струи, окруженной кольцевой сверхзвуковой струей горячего влажного воздуха, в условиях истечения в затопленное пространство. Моделирование проведено в условиях эксперимента Cohen&Guile (1969) [119]. Экспериментальная база содержит данные для двух серий экспериментов, различающихся концентрацией химических компонентов во внешней (кольцевой) струе (Таблица 2.6).

Таблица 2.6. Начальные данные для расчетов в условиях эксперимента [119]

	Струя H_2	Влажный воздух	Влажный N_2
Число Маха	1.46	1.86	
Статическая температура, К	276	1140	
Скорость, м/с	1877	1265	
Давление, Па	90000	90000	
Массовая концентрация:			
H_2	1	0	0
O_2	0	0.260	0.06
N_2	0	0.590	0.82
H_2O	0	0.150	0.12

В первой серии внешняя струя имеет низкую концентрацию кислорода, поэтому воспламенение происходит в конце измерительной секции. Данная

серия использована для тестирования процесса смешения струй с окружающим пространством. Во второй серии во внешнюю струю добавлен кислород, и тем самым обеспечены условия для самовоспламенения водородной струи. Этот эксперимент использовался для тестирования моделей горения. Коэффициент избытка топлива был равен $\beta = 0.556$.

Все расчеты проведены в двумерной осесимметричной постановке. Схема расчетной области представлена на рис. 2.18, а (масштаб неправильный). Входные сечения струй водорода и воздуха показаны стрелками, срезы стенок сопла заштрихованы. Нижняя граница является осью. Все остальные границы являются выходными и выбраны достаточно далеко от области интереса, чтобы исключить их влияние на картину течения. Внутренний радиус кольцевой струи $r_j = 1$ см, внешний $R = 5$ см, толщина внутренней трубки $h_{\text{ип}} = 0.054$ см, размер вертикального среза сопла $h = 5$ см. В данной работе использовано обезразмеривание на внутренний диаметр воздушной струи $d_j = 2 r_j = 2$ см. Длина расчетной области $L = 150$ см $= 75 d_j$, высота $H = 80$ см $= 40 d_j$.

В расчетной области построена структурированная расчетная сетка, которая сгущалась к оси и стенкам сопла (Сетка 1). В процессе расчета задачи о смешении струй без учета химических реакций сетка была адаптирована средствами Fluent по градиентам плотности (Сетка 2), температуры (Сетка 3). В результате получена последовательность трех сеток различной плотности (см. Таблица 2.7). Адаптированная расчетная сетка показана на рис. 2.18, б. Дополнительные ячейки сосредоточены в слое смешения струй воздуха и водорода, а также в области внешней границы воздушной струи с затопленным пространством.

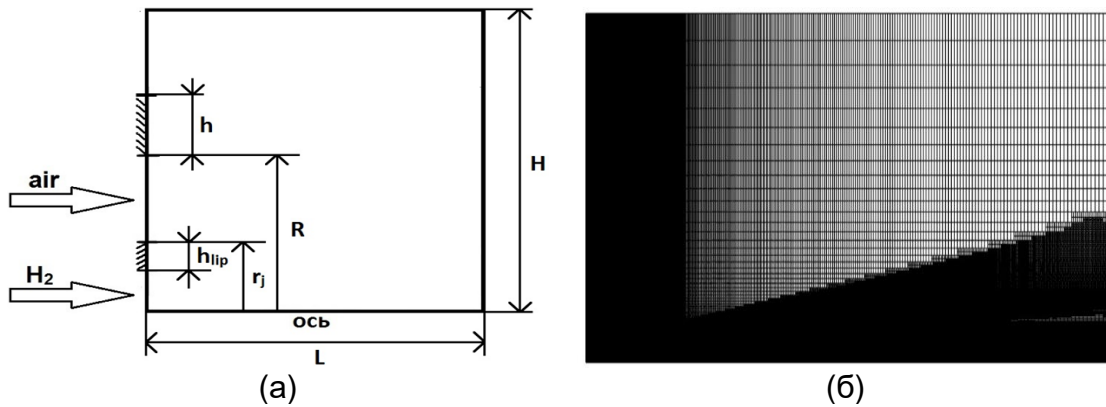


Рисунок 2.18. Схема расчетной области (а) и фрагмент расчетной сетки (б).

На входных границах заданы соответствующие экспериментальным профили статического давления, числа Маха, статической температуры и турбулентным параметром с учетом пограничных слоев, сформировавшихся на внутренних стенках сопла и трубки для подачи водорода. На выходных границах заданы условия покоящейся воздушной среды с нормальными параметрами. Стенки предполагаются адиабатическими.

Таблица 2.7. Параметры расчетных сеток

Сетка	Адаптация	Число ячеек	Минимальный объем ячейки, м ³
Сетка 1	нет	80 100	3.288E-10
Сетка 2	по градиенту плотности	123 573	5.081e-11
Сетка 3	по градиенту статической температуры	204 867	4.070e-11
Сетка 4	по градиенту турбулентной вязкости	382 860	6.351e-12

Расчеты выполнены в два этапа. Сначала для условий, соответствующих первой серии экспериментов, проведен расчет «холодного» течения без учета химических реакций. На втором этапе в расчетную модель подключалась модель горения и проведены расчеты реагирующего течения. В данном параграфе для моделирования реагирующего течения использована модель ламинарных пламен, дополненная кинетической схемой [76], а также модель взаимодействия турбулентности и химии EDM [87].

Расчеты для случая со смешением были проведены в стационарной постановке с помощью решателя, основанного на давлении, с использованием сопряженной (Coupled) схемы связывания давления и скорости. Для пространственной аппроксимации применялась противопотоковая схема второго порядка. Расчеты для случая с горением были проведены в нестационарной постановке с использованием безытерационного варианта схемы PISO. В ходе нестационарного расчета с помощью подключенных мониторов отслеживались такие параметры как, средняя по объему температура и масса водяных паров. Так же проводилось накопление статических данных для давления, скорости, числа Маха, температуры и химических компонентов, на основе которой получены мгновенные, средние по времени и среднеквадратичные отклонения от средних этих параметров. Для определения характерного времени расчета был создан монитор интеграла массовой доли паров воды во всей расчетной области. После установления значений этого монитора расчет останавливался и анализировались средние по времени и пульсационные профили на оси на разные моменты времени для числа Маха, статического давления и температуры, массовой концентрации H_2O . Сравнение этих профилей показало, что с течением времени они перестают изменяться, т.е. горение стабилизируется.

2.4.1. Моделирование нереагирующего течения

На первом этапе было исследовано влияние сетки на результаты расчета без учета химических реакций. На рис. 2.19 представлены распределения на оси числа Маха (а), плотности (б), статического давления (в) и температуры (г), полученные в расчетах на различных сетках.

Рисунок 2.19 показывает совпадение результатов, полученных на сетках 3 и 4. В табл. 2.8 представлены полученные на различных сетках максимальные значения числа Маха, статического давления и температуры на оси струи, которые показывают, что при адаптации сетки максимальные значения

основных параметров изменяются незначительно. Таким образом, можно утверждать, что получено сеточно-независимое решение. В дальнейших расчетах использована сетка 3.

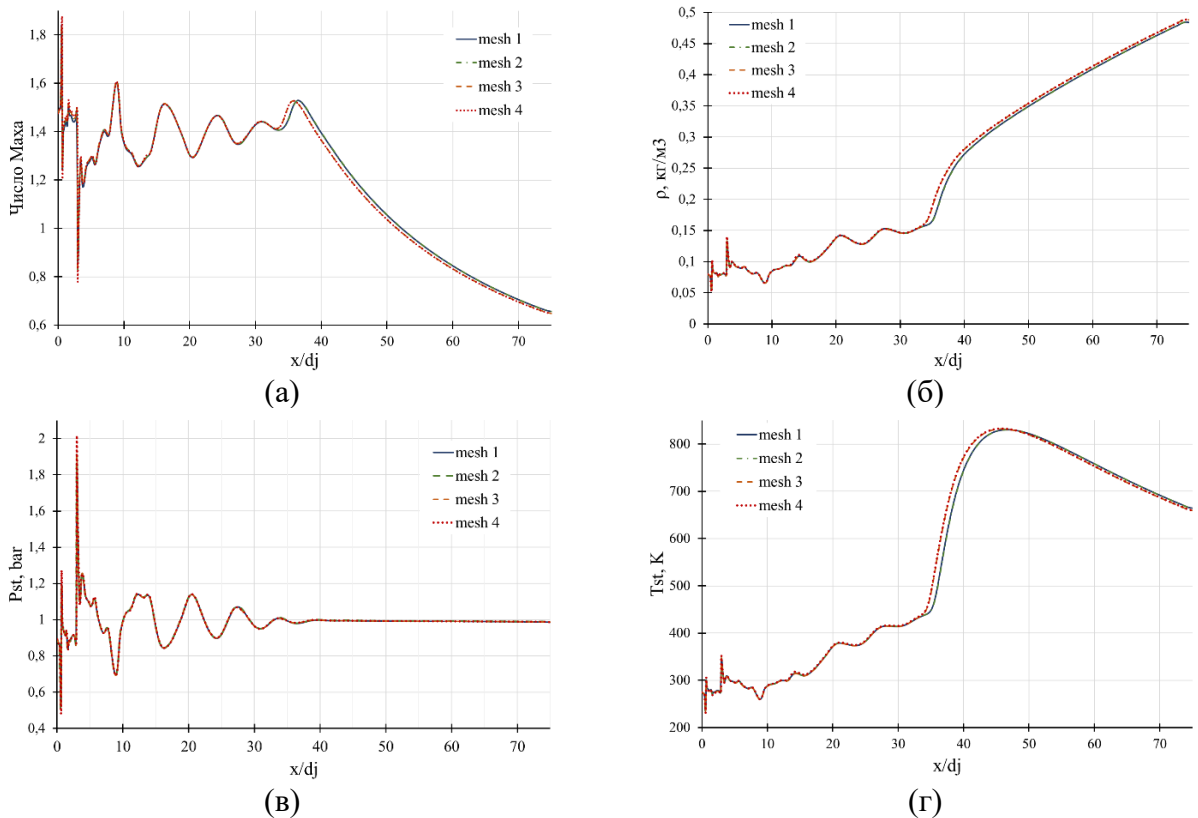
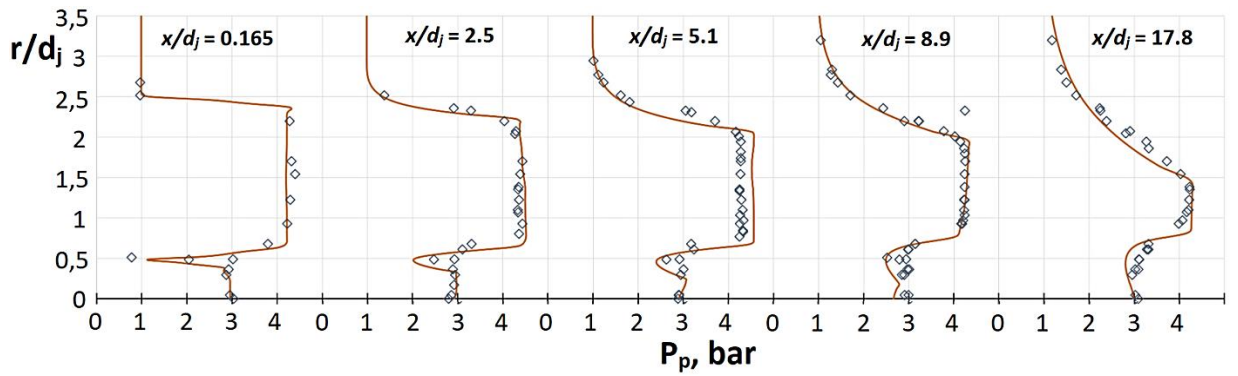


Рисунок 2.19. Распределения числа Маха (а), плотности (б), статического давления (в) и температуры (г) на оси, полученные в расчетах на различных сетках.

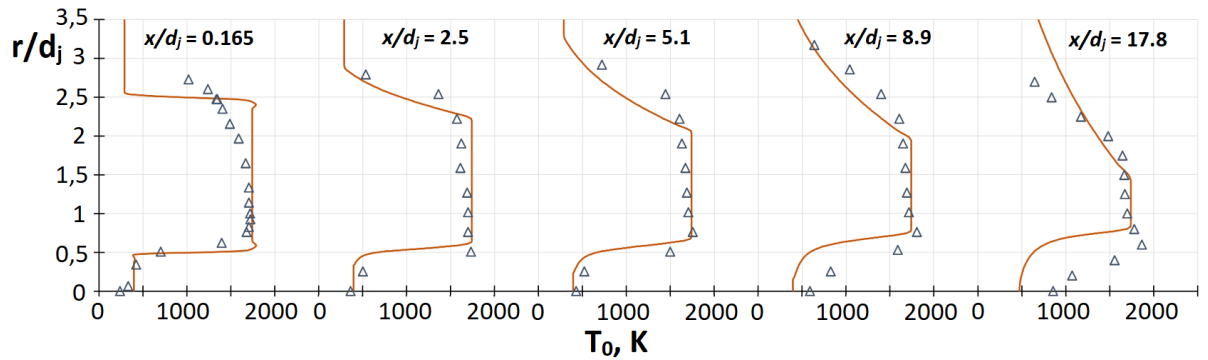
Таблица 2.8. Сравнение результатов расчета на разных сетках

Сетка	max P_{st} , bar	max M	max T_{st} , K
1	1.8932	1.8401	830.45
2	1.93408	1.8417	830.63
3	1.9341	1.842	832.45

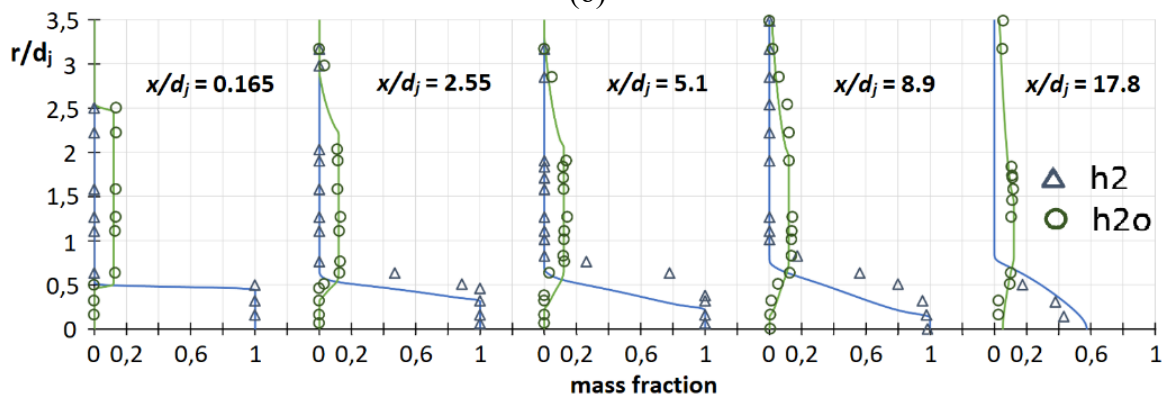
Далее расчетный алгоритм был верифицирован на экспериментальных данных для случаев смешением. На рис. 2.20 представлены экспериментальные и расчетные профили для случая со смешением струй водорода и «влажного азота» в нескольких сечениях поперек потока, которые показывают, что расчетные профили удовлетворительно согласуются с экспериментальными точками.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 2.20. Расчетные и экспериментальные профили давления Пито (а), полной температуры (б) и массовой доли H_2O и H_2 (в) в сечениях поперек потока для случая смешения струй.

Экспериментальные и расчетные профили давления Пито и массовой концентрации компонент смеси находятся в хорошем качественном и количественном согласовании. Различия в профилях полной температуры в области смешения струи «влажного» воздуха и потока свободного воздуха можно объяснить тем, что в расчетах не была учтена коничность течения, а

профили пограничного слоя во входном сечении были получены в результате предварительных расчетов в канале с параллельными стенками.

2.4.2. Моделирование реагирующего течения

Сравнения расчетных и экспериментальных данных для давления Пито, полной температуры и массовой концентрации компонент смеси (H_2 , O_2 , H_2O) для случая с горением, представленные на рис. 2.21, демонстрирует хорошее качественное согласование. Количественные различия в профилях температуры свидетельствуют о том, что в расчетах горение начинается раньше, а расчетная температура в слое смешения окислителя и топлива выше, чем в эксперименте.

Рис. 2.21, в показывает, что слой горения шире в расчетах по сравнению с экспериментом, а расчетная концентрация водорода на оси превышает экспериментальные значения. Причиной различия может быть то, что расчеты выполнены в двумерном приближении с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Тем не менее полученные результаты свидетельствуют об удовлетворительном совпадении расчетных и экспериментальных данных. Использование модели взаимодействия турбулентности и химии EDM не приводит к улучшению результатов расчетов.

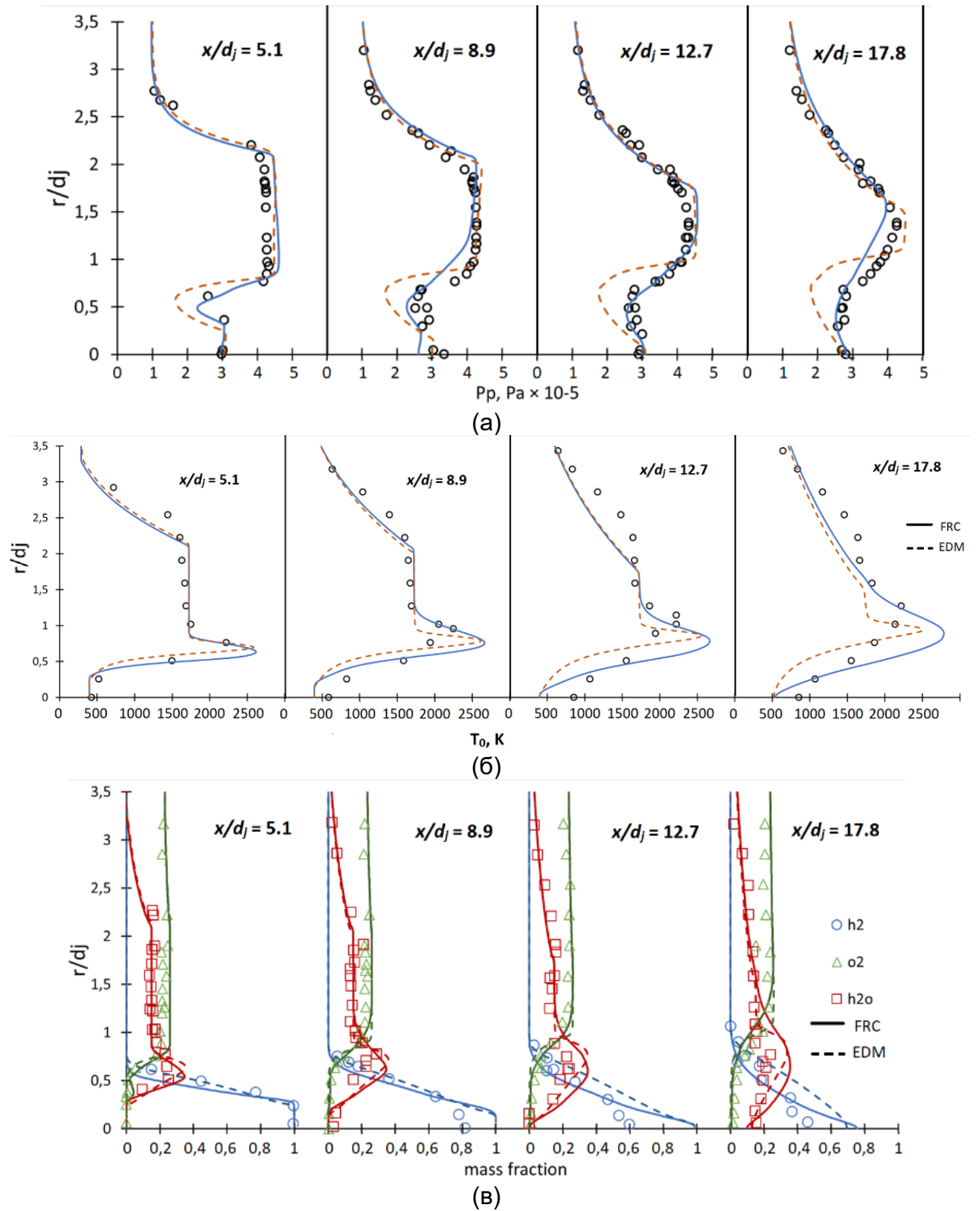


Рисунок 2.21. Расчетные и экспериментальные профили давления Пито (а), полной температуры (б) и массовых концентраций компонентов смеси (в) в сечениях поперек потока для первого случая с учетом химических реакций.

Выводы по Главе 2.

На нескольких классических тестовых конфигурациях проведена валидация различных подходов к моделированию горения водородно-воздушных смесей, включая взаимодействие турбулентности и химии (конечная скорость реакции + различные кинетические механизмы, модель диссипации вихря). Показано, что лучшее совпадение с экспериментами дает подход, основанный на конечной скорости реакции, дополненный кинетическим механизмом горения водорода в воздухе из 37 реакций [76].

Учет нестационарности течения при моделировании реагирующих потоков позволяет получить нестационарные вихревые структуры, формирующиеся на границе слоя горения, которые оказывают существенное влияние на процессы смешения топлива и окислителя, воспламенение и стабилизацию горения, толщину слоя горения.

Поскольку во всех рассмотренных задачах, горение осуществляется по смешанному диффузионно-кинетическому механизму, учет влияния взаимодействия турбулентности и химии с использованием модели EDM [87] не приводит к улучшению предсказания параметров течений и концентраций компонент смеси.

ГЛАВА 3. Моделирование воспламенения и стабилизации горения водородно-воздушной смеси в двумерной постановке

В данной главе представлены параметрические исследования влияния внешних параметров на горение водородно-воздушных смесей при сверхзвуковых скоростях. Все расчеты, результаты которых приведены в данной главе, выполнены в двумерной постановке.

В первом параграфе исследуется влияние параметров затопленного пространства на смешение, воспламенения и стабилизации горения холодной водородной струи, подаваемой соосно горячему воздушному потоку. Изменение давления внешней среды изменяет степень нерасчетности коаксиальной струи, что оказывает большое влияние на волновую структуру реагирующего течения.

Во втором параграфе для той же конфигурации течения исследуется влияние содержания паров воды в воздушной струе.

В третьем параграфе представлены результаты расчетных исследований воспламенения подготовленной водородно-воздушной в каналах разной конфигурации под действием электронного пучка.

Актуальность исследования ударно-волновой структуры и характеристик слоя смешения сверхзвуковых неизобарических струй определяется широким использованием струй в различных технических устройствах [121]. Основными проблемами, решение которых требует дальнейших исследований, являются поиски путей интенсификации смешения при сверхзвуковых скоростях потока и уменьшение уровня шума, генерируемого высокоскоростным потоком. Важную роль в механизме турбулентного смешения играют вихревые структуры, которые образуются самопроизвольно из малых возмущений за счет газодинамических неустойчивостей течения [122].

В [123] представлен обзор большого массива экспериментальных данных по проблеме струйно-факельного истечения горючих газов в затопленное

пространство, заполненное воздухом. Показано, что определяющими критериями подобия являются число Рейнольдса и масштабный фактор, которые рассчитаны по начальным параметрам истекающей топливной струи. В [124] представлен обзор основных концепций смешения топлива с воздухом и зависящего от смешения сверхзвукового горения. Организации смешения проводится с помощью каверн, пилонов, стоек и других устройств [125]. При высоких скоростях потока часто используется параллельная инжекция водородного топлива, поскольку она позволяет снизить сопротивление и увеличить количество движения за счет сложения импульсов основного течения и струи [126, 127].

Истечение струй в затопленное пространство исследовано в [128-132]. При истечении нерасчетных недорасширенных струй, для которых $P_a/P_\infty > 1$ (P_a — давление на срезе сопла, P_∞ — давление во внешнем невозмущенном пространстве) формируется характерная «бочкообразная» структура, состоящая из осесимметричного висячего скачка уплотнения и замыкающего центрального скачка — диска Маха [131]. Важной особенностью течения является то, что большая масса газа сосредоточена в сжатом слое за висячим скачком уплотнения, вследствие чего вязкие эффекты в слое смешения у границы существенно влияют на местоположение скачков и поля распределения параметров [133].

В работе авторов [134, 135] экспериментально показано, что наличие слоя смешения приводит к отеснению висячего скачка к оси симметрии, и тем не менее для случая турбулентного режима течения автомодельность формы струи действительно имеет место. Результаты проведенных экспериментов позволили заключить, что при увеличении степени нерасчетности $n_p = P_a/P_\infty > 1$ взаимодействие струй приводит к их слиянию на некотором расстоянии от срезов сопел и образованию так называемой суммарной струи. Суммарная струя, несмотря на сложную пространственную структуру скачков уплотнения и

существенно неравномерное распределение параметров вблизи срезов сопел, имеет в начальном участке бочкообразную структуру, сходную со структурой струи, истекающей из одиночного сильно недорасширенного сопла. Анализ полученных данных показал, что как при истечении в затопленное пространство, так и в спутный сверхзвуковой поток определение характерных размеров начального участка суммарной струи при $n_p > 1$ может быть сведено к односопловому случаю введением понятия эквивалентного сопла, имеющего те же значения импульса на срезе и расхода, что и все сопла системы [132].

Горению сверхзвуковых водородных струй посвящены экспериментальные [92, 136-138] и численные [139-144] исследования.

Наличие в составе газа потока паров воды и активных радикалов имеет существенное влияние на стабилизацию пламени и переход к дозвуковому горению при исследовании камер сгорания, работающих в смешанном режиме. Однако диффузионный режим горения лимитируется смещением водородной струи с коаксиальным потоком [145].

Большое количество экспериментов проведено в наземных установках с огневой подогретой окислителем. Путем предварительного сжигания водорода в воздухе температура потока повышается, при этом образуются пары воды и другие продукты сгорания. Затем горячую смесь обогащают кислородом и подают в рабочую камеру, где происходит основное исследование процессов смешения и горения. Для того, чтобы переносить данные экспериментов на натурные условия и также использовать экспериментальные данные, полученные в разных установках, для валидации численных моделей, необходимо исследовать влияние загрязнений на процессы воспламенения и горения.

В работах [146-149], посвященным исследованию добавок в воздухе на процессы смешения, воспламенения и стабильного горения, показано существенное влияние добавок (H_2O и CO_2) на термодинамические свойства

смеси и характеристики камеры сгорания, при которых происходит переход к дозвуковому горению.

В национальной аэрокосмической лаборатории Японии выполнена серия экспериментов с работающей на водороде камере сгорания для условий полета при высоких скоростях с использованием огневого подогрева воздуха [150, 151]. Подогретый воздух содержал 17,7% паров H_2O , а также радикалы OH , H , O и др. Показано, что присутствие радикалов способствует воспламенению. При использовании влажного воздуха двигатель мог работать при $\varphi = 0.65$, в то время как на чистом воздуха помпаж двигателя происходил при $\varphi = 0.4$. Кроме этого, добавка паров воды имела существенное влияние на стабилизацию пламени и переход к дозвуковому горению при исследовании камер сгорания, работающих в смешанном режиме. Для изучения чувствительности горения к составу газа, в [150] выполнены эксперименты работающей на водороде камере сгорания с подачей подогретого воздуха. Лучшее воспламенение получено при использовании электрического подогревателя, который поставляет в смесь радикалы. На режимы горения также влияет состав воздуха, что свидетельствует о том, что горение в этом случае не полностью контролируется смешением. При увеличении коэффициента избытка топлива режим горения изменялся со слабого до интенсивного с соответствующим повышением тяги. Исследование состава газа показало, что в режиме слабого горения воспламенение происходило в пограничном слое у стенок камеры сгорания. В режиме интенсивного горения пламя стабилизировалось на боковых стенках вблизи уступа. На верхней стенке камеры сгорания пламя отрывалось от уступа. Отсоединенное пламя делает режим горения кинетическим, что объясняет чувствительность к составу воздуха. Для оценки влияния добавок на производительность двигателя в [151] был проведен квази-одномерный анализ с химическим равновесием или конечными скоростями реакций. Высокая полная энтальпия входного потока получена помощью огневого и накопительного нагревателей. При этом разница

в составе воздуха из-за способа нагрева приводила к снижению тяги. В расчетах с конечными скоростями реакций была обнаружено более сильное снижение тяги, что объяснено добавкой паров воды.

В [152] исследовано влияние радикалов, полученных при огневом подогреве воздушного потока, на процессы в модельной камере сгорания, работающей на водороде. Влияние подогревателя анализировали путем изменения режима пламени с высоким образованием радикалов и режима пламени, в котором концентрация радикалов ОН снижалась ниже предела обнаружения оптической системы. Для оценки влияния радикалов и водяных паров на стабилизацию пламени сопоставлены характеристики зажигания двух инжекторов. Показано, что инжектор с высокой коэффициентом потерь полного давления нечувствителен к полноте сгорания в подогревателе, тогда как инжектор, имеющий низкий коэффициент потерь полного давления, в значительной степени зависит от качества подогрева воздуха.

В работах [146-154], посвященных экспериментальному и численному исследованию влияния содержания H_2O и CO_2 в подогретой воздушной струе на процессы смешения, воспламенения и горения, показано существенное влияние этого фактора. Обобщение результатов исследований необходимо для последующего переноса результатов на натуральные условия.

Проблема инициирования воспламенения и эффективного сгорания топлива в сверхзвуковом потоке важна как с практической, так и с теоретической точки зрения. Для инициирования воспламенения используются различные подходы, включающие газодинамическое воздействие (дросселирование канала, газовый факел, ударные и детонационные волны) или плазмохимическое воздействие (разряды, плазменный факел, электронный пучок). Так же важным фактором эффективного горения является стабилизация пламени и его распространение по всему объему камеры сгорания.

При условии подачи водородно-воздушной смеси при низкой температуре $T_{st} < 500^\circ \text{K}$ необходимо значительное увеличение температуры в зоне реакции, так как самовоспламенения не происходит. За последние 30-40 лет в России и за рубежом выполнено много исследований [155-164], посвященных применению низкотемпературной плазмы для проведения газофазных химических процессов. Воспламенение электронным пучком формируются условия, благоприятные для протекания цепных процессов. Основным источником энергии в этом случае – тепловая энергия исходного газа или энергия экзотермических химических реакций цепного процесса (например, реакции окисления или полимеризации).

В работе [155] экспериментально показано, что сильноточным пучком низкой энергии можно инициировать реакцию горения водорода в кислороде при различных концентрациях смеси и температуры.

В [157] было проведено численное исследование горения в водород-кислородных смесях с низкотемпературной неравновесной плазмой, когда концентрация активных частиц в смеси (атомов, радикалов, ионов и возбужденных частиц) значительно выше, чем их равновесные концентрации. Было показано, что наличие даже небольшого числа возбужденных молекул кислорода в топливной смеси (порядка нескольких процентов от концентрации O_2) позволяет значительно сократить время задержки воспламенения. Возбужденные атомы кислорода также вносят значительный вклад в инициирование воспламенения. Как показали расчеты, добавление $Y_{\text{O}} = 0,01\%$ эквивалентно добавлению $Y_{\text{O}_2} = 6\%$. В реальных условиях воздействие электронным пучком на топливные смеси порождает все виды активных частиц (атомы, радикалы, ионы и возбужденные частицы).

3.1. Исследование влияния параметров в затопленном пространстве на процессы смешения, воспламенения и горения водородной струи

В этом разделе приведены результаты численного исследования воспламенения холодной сверхзвуковой ($M_{jet} = 1.46$) водородной струи, окруженной кольцевой сверхзвуковой ($M_{air} = 1.86$) струей горячего влажного воздуха, в условиях истечения в затопленное пространство. Численное исследование проведено в рамках эксперимента Cohen & Guile [119], валидация которого представлена в разделе 2.3. Начальные данные для струи водорода и струи влажного воздуха представлены в табл. 2.5. В таблице 3.1 представлены параметры затопленного пространства. Параметры первого расчетного случая соответствуют экспериментальным.

Таблица 3.1. Параметры в затопленном пространстве

Расчетный случай	Высота над уровнем Земли, км	P_{∞} , Па	T_{∞} , К	n_p
1	0	101325	288.15	0.9
2	5	54048	255.65	1.67
3	10	26500	223.15	3.4

Моделирование проведено на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, дополненных $k-\omega$ SST моделью турбулентности, детальным кинетическим механизмом горения водорода в воздухе [76]. Расчеты выполнены в нестационарной двумерной осесимметричной постановке с использованием безитерационного варианта схемы PISO. В ходе нестационарного расчета отслеживались мониторы (средняя по объему температура и масса водяных паров) и проводилось накопление статистики для давления, скорости, числа Маха, температуры и химических компонентов, на которой получены мгновенные, средние по времени и среднеквадратичные профили этих параметров.

На рис. 3.1 представлены поля средних по времени чисел Маха и статической температуры для случаев 1 - 3 в ближнем поле струи ($x/d_j < 20$). На

рисунках видно, что воспламенение во всех трех случаях происходит в сечении $x/d_j \sim 2$.

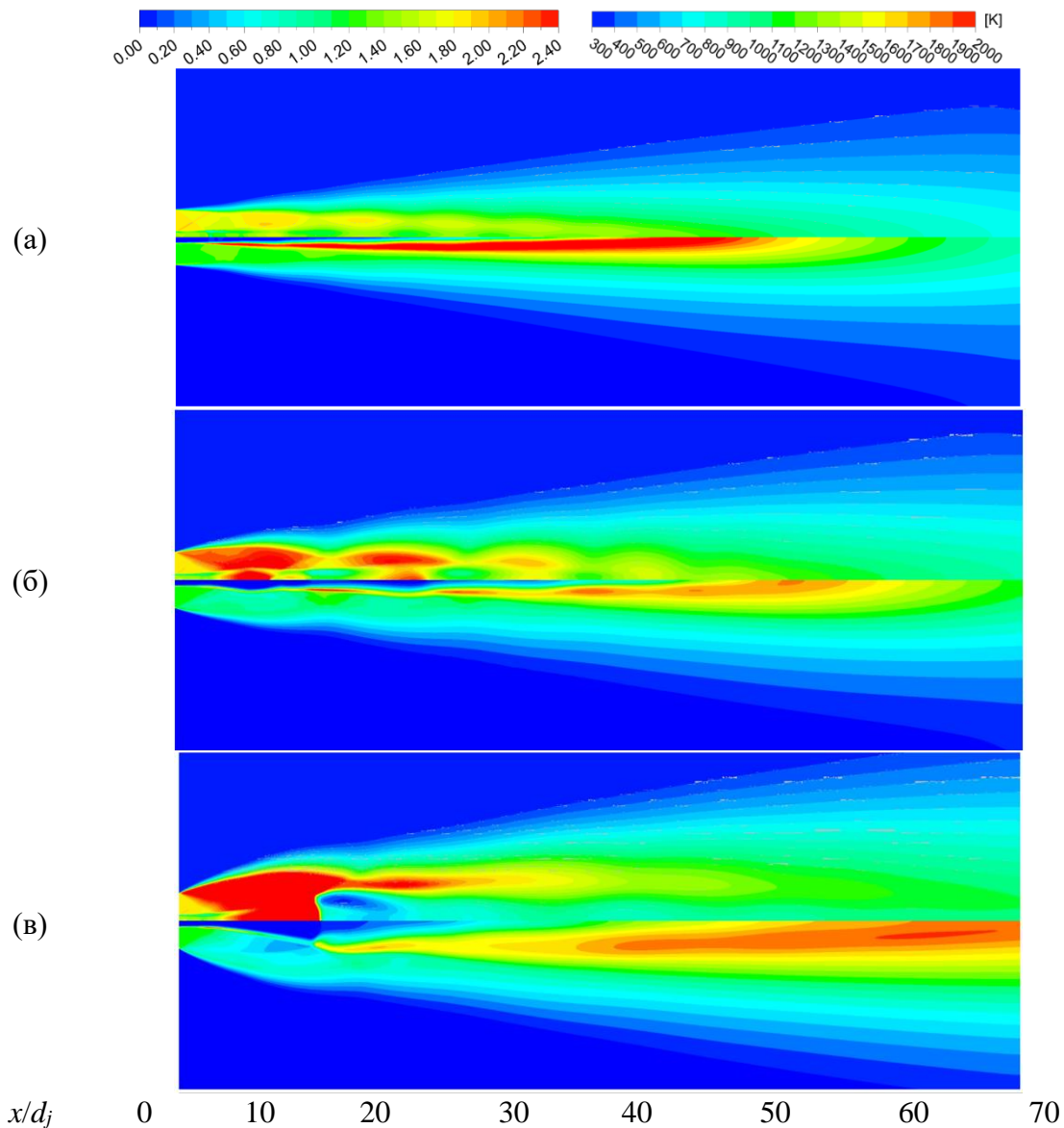


Рисунок 3.1. Поля средних числа Маха (сверху) и статической температуры (снизу) для расчетных случаев 1 (а), 2 (б) и 3 (в) из табл. 3.1.

Для случая 1 давление на срезе сопла для струи и затопленного пространства близки, поэтому поле числа Маха струи достаточно равномерное. Однако при снижении давления в затопленном пространстве степень нерасчетности струи повышается. Характерная для сверхзвуковой недорасширенной струи «бочкообразная» структура становится более развитой, что оказывает влияние на смешение топлива и окислителя. В случае 2

(рис. 3.1, б) как во внутренней, так и внешней струе появляются «бочки». Для случая 3 (рис. 3.1, в) с самым низким давлением видно образование прямого скачка (диска Маха), за которым формируется дозвуковая область. С увеличением степени нерасчетности ширина струи увеличивается, при этом самый быстрый рост ширины струи наблюдается в третьем случае в районе первой «бочки».

На рис. 3.2 представлены расчетные профили средних параметров течения: числа Маха (а), плотности (б), статического давления (в) и статической температуры (г) на оси струи для расчетных случаев 1-3 из табл. 3.1. Как показывают графики, с уменьшением давления в затопленном пространстве растет степень нерасчетности струй, и приходящие на ось скачки становятся более интенсивными. Для случая 1 интенсивность волн небольшая. Для случая 2 на графике для числа Маха (рис. 3.2, а) видна постепенно затухающая структура «бочек». Для случая 3 в области $x/d_j=30\div 40$ в расчете образуется прямой скачок, за которым формируется дозвуковая область с низкими значениями числа Маха.

На рис. 3.3 представлены полученные в расчетах мгновенные (вверху) и средние по времени (снизу) поля массовой концентрации H_2O . В первом случае при увеличении расстояния от среза сопла горячий слой расширяется равномерно и почти линейно. При снижении давления в затопленном пространстве (случаи 2, 3) слой горения смещается от оси под действием периодической структуры «бочек». В случае 3 слой горения сильно расширяется, что связано с формированием прямого скачка и дозвуковой области за ним. Воспламенение во всех трех случаях происходит в сечении $x/d_j \sim 2$. На мгновенных полях параметров видны вихревые структуры, развивающиеся в слое горения, причем масштаб вихрей увеличивается с ростом степени нерасчетности.

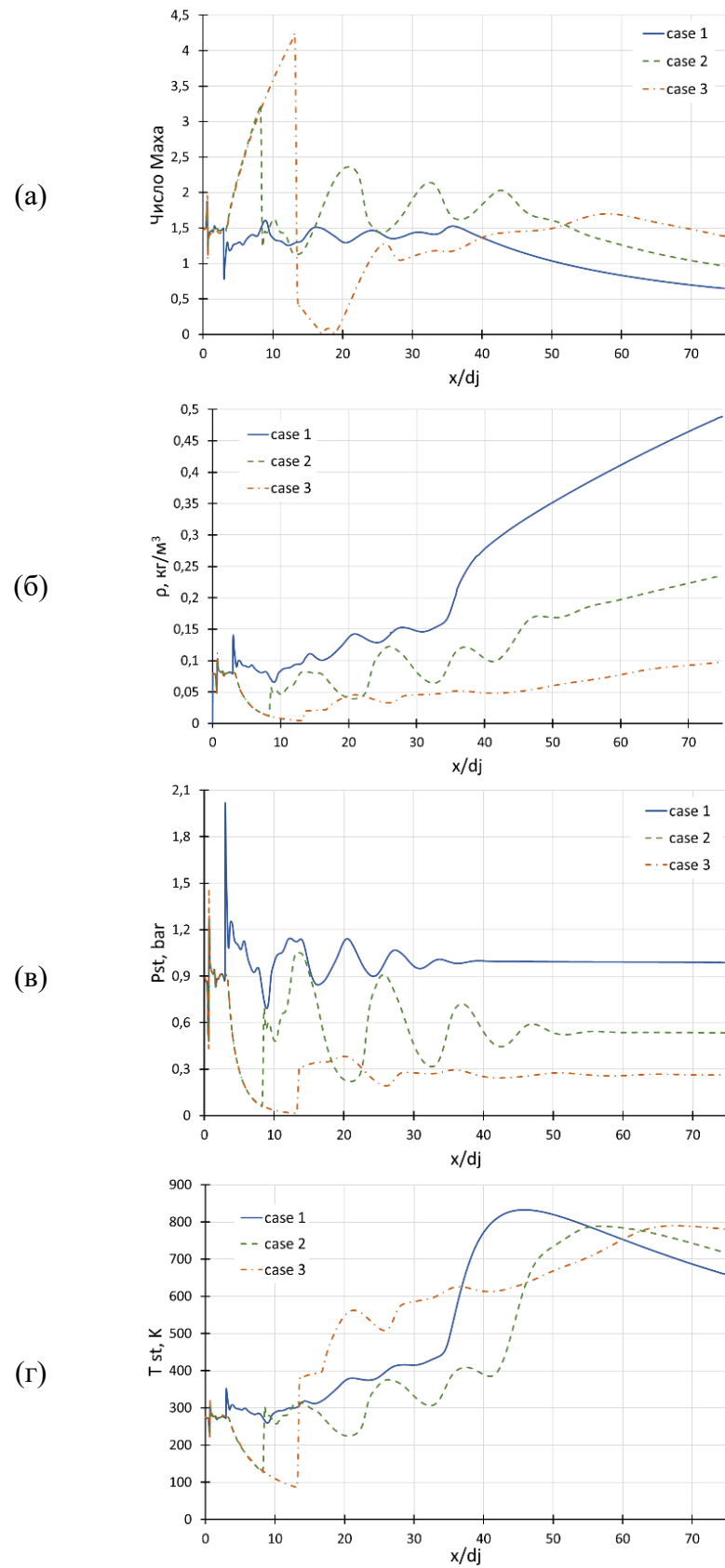


Рисунок 3.2. Средние по времени профили параметров на оси для расчетных случаев из табл. 3.1.

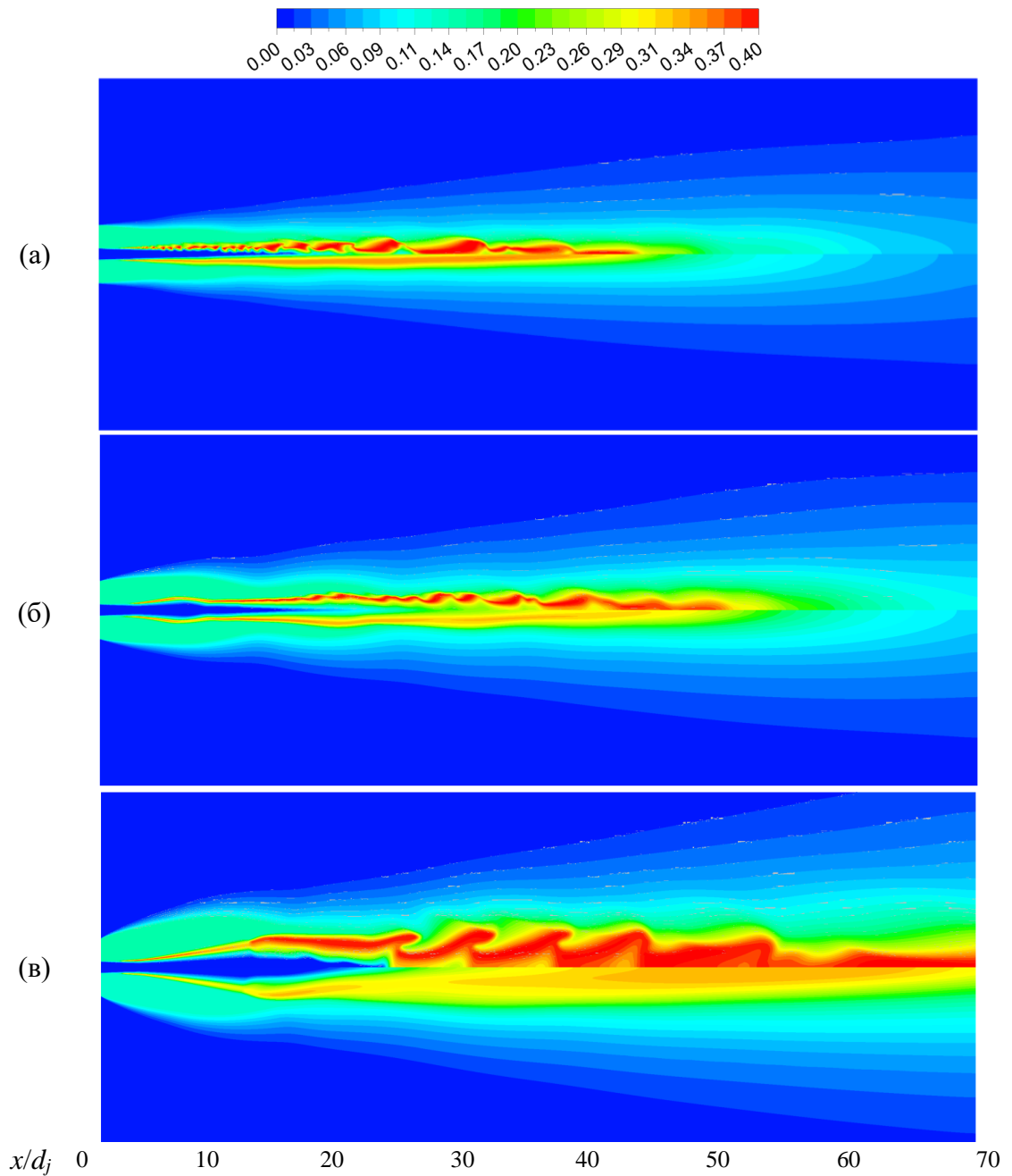


Рисунок 3.3. Поле массовой концентрации H_2O мгновенных (сверху) и средних (низ) для расчетных случаев 1 (а), 2 (б) и 3 (в) из табл. 3.1.

На рис. 3.4 представлены профили средней по времени массовой концентрации паров воды. На графике видно, что слой горения с максимальной концентрацией H_2O смещается от оси при уменьшении давления в затопленном пространстве. В сечении $x/d_j = 17.8$ слой горения для случая 3 почти в 3 раза шире, чем в случае 1.

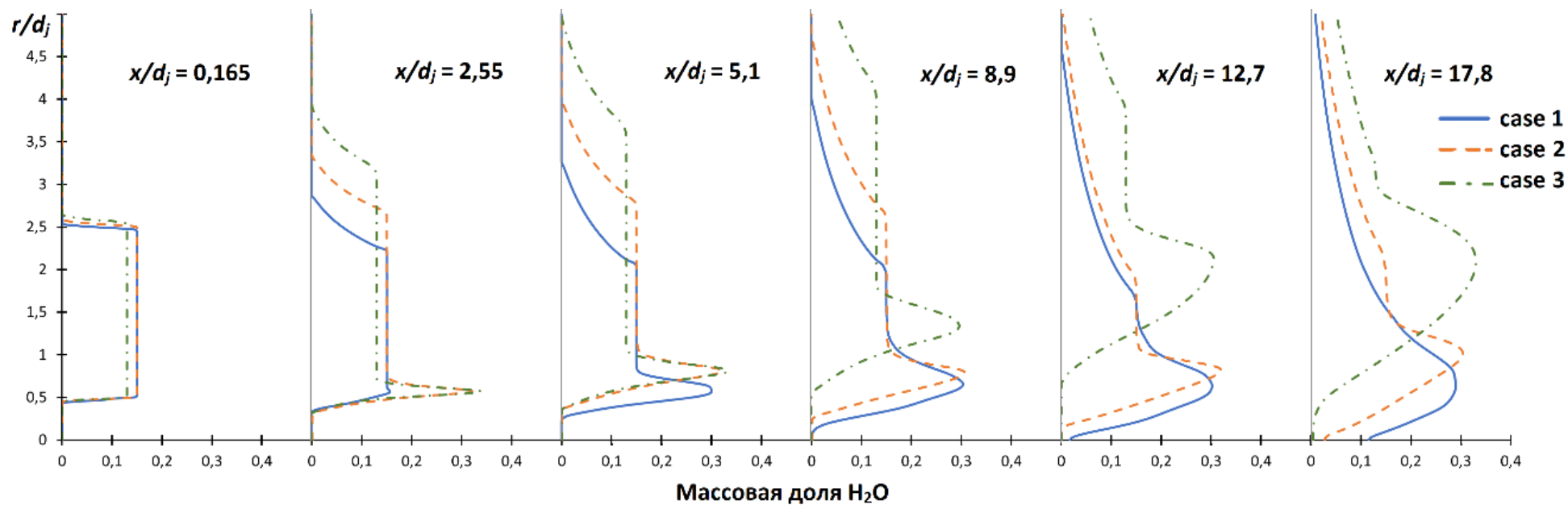


Рисунок 3.4. Расчетные профили массовой концентрации паров воды в сечениях поперек потока для расчетных случаев из табл. 3.1.

Важным параметром эффективности горения является полнота сгорания водорода в воздухе. Для сравнения случаев использован интегральный показатель η_c – эффективность горения по длине струи

$$\eta_c(x) = 1 - \frac{\dot{m}_{H_2}(x)}{\dot{m}_{H_2}|_{inlet}},$$

где \dot{m}_{H_2} – суммарный по поперечному сечению массовый расход водорода.

График эффективности горения для случаев 1-3 (рис. 3.5) показывает, что при $x/d_j < 40$ эффективность горения во всех исследованных случаях растет. Самая высокая полнота сгорания в ближнем следе получена в случае 1. Кроме этого, кривые для случаев 2 и 3 демонстрируют существенную немонотонность, обусловленную воздействием волновой структуры недорасширенной струи. Снижение эффективности горения при повышении степени нерасчетности струи согласуется с данными работы [144], в которой данный эффект объясняется повышением плотности струи относительно затопленного пространства.

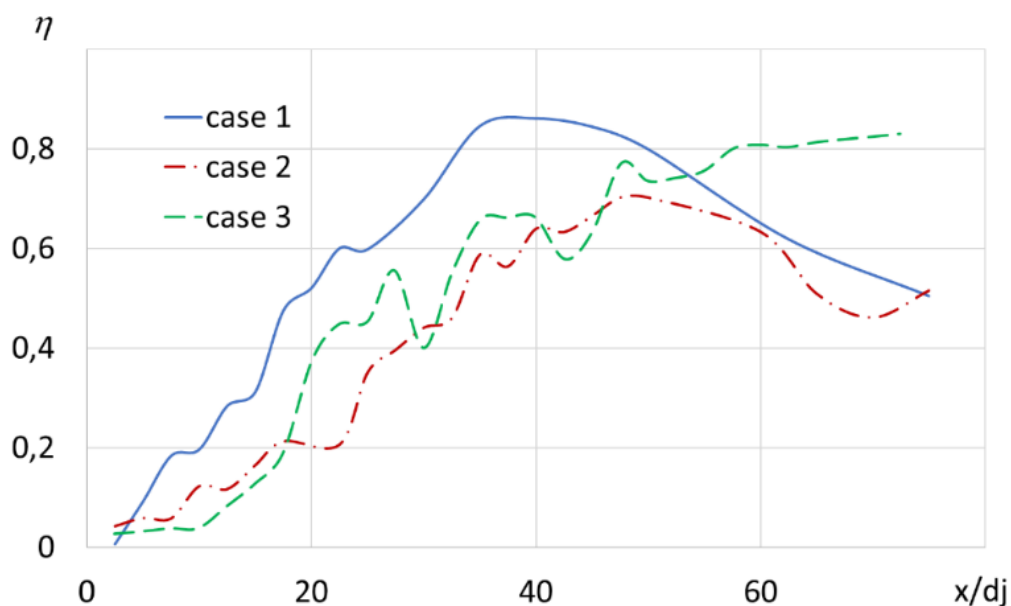


Рисунок 3.5. Эффективность горения для случаев 1-3 из табл. 3.1.

Однако в дальнем следе струи картина существенно изменяется. Исследования показали, что с уменьшением давления в затопленном пространстве повышается степень нерасчетности струи η_c , что приводит к

формированию бочкообразной структуры с областями низкого числа Маха, способствующей смешению самовоспламенению и интенсивному горению. При $P_{out} = 0.28$ бар ($\eta_c = 3.4$) образуется прямой скачок, за которым реализуется обширная дозвуковая зона.

Использование нестационарного подхода позволяет воспроизвести в расчете вихревые структуры, развивающиеся на границе слоя горения, которые вносят существенный вклад в смешение водородной и воздушной струй, и таким образом ускоряют химические реакции.

3.2. Исследование влияния массовой концентрации паров воды в струе воздуха на процессы воспламенения и горения водородной струи

В этом параграфе представлены результаты численного исследования изменения массовой концентрации паров воды в кольцевой воздушной струе в диапазоне $Y_{H_2O} \sim 0 \div 0.2$ в рамках эксперимента Cohen & Guile [119], валидация которого представлена разделе 2.3. Начальные данные для струи водорода и струи влажного воздуха представлены в табл. 2.5. Параметры затопленного пространства $P_\infty = 1$ атм., $T_\infty = 288.15$ К, $Y_{O_2} = 23\%$. В таблице 3.2 представлены массовые концентрации компонент смеси в струе влажного воздуха. Третий расчетный случай ($Y_{H_2O}=0.15$) соответствует эксперименту [119] и подробно исследован в Главе 2.

Таблица 3.2. Массовые концентрации компонентов в струе воздуха

Расчетный случай	O ₂	H ₂ O	N ₂
Case 1	0.26	0	0.74
Case 2	0.26	0.10	0.64
Case 3	0.26	0.15	0.59
Case 4	0.26	0.20	0.54

Моделирование проведено на основе осредненных по Фавру уравнений Навье-Стокса, дополненных к- ω SST моделью турбулентности, детальным кинетическим механизмом горения водорода в воздухе [76]. Расчеты выполнены

в двумерной осесимметричной нестационарной постановке с использованием безитерационного варианта схемы PISO. В ходе нестационарного расчета отслеживались мониторы (средняя по объему температура и масса водяных паров) и проводилось накопление статистики для давления, скорости, числа Маха, температуры и химических компонентов, на которой получены мгновенные, средние по времени и среднеквадратичные профили этих параметров.

На рис. 3.6 представлен монитор массы водяных паров по объему расчетной области. На рисунке видно, что с течением времени масса паров воды в расчетной области увеличивается. Это связано с непрерывной подачей топлива и окислителя, которые, смешиваясь, воспламеняются.

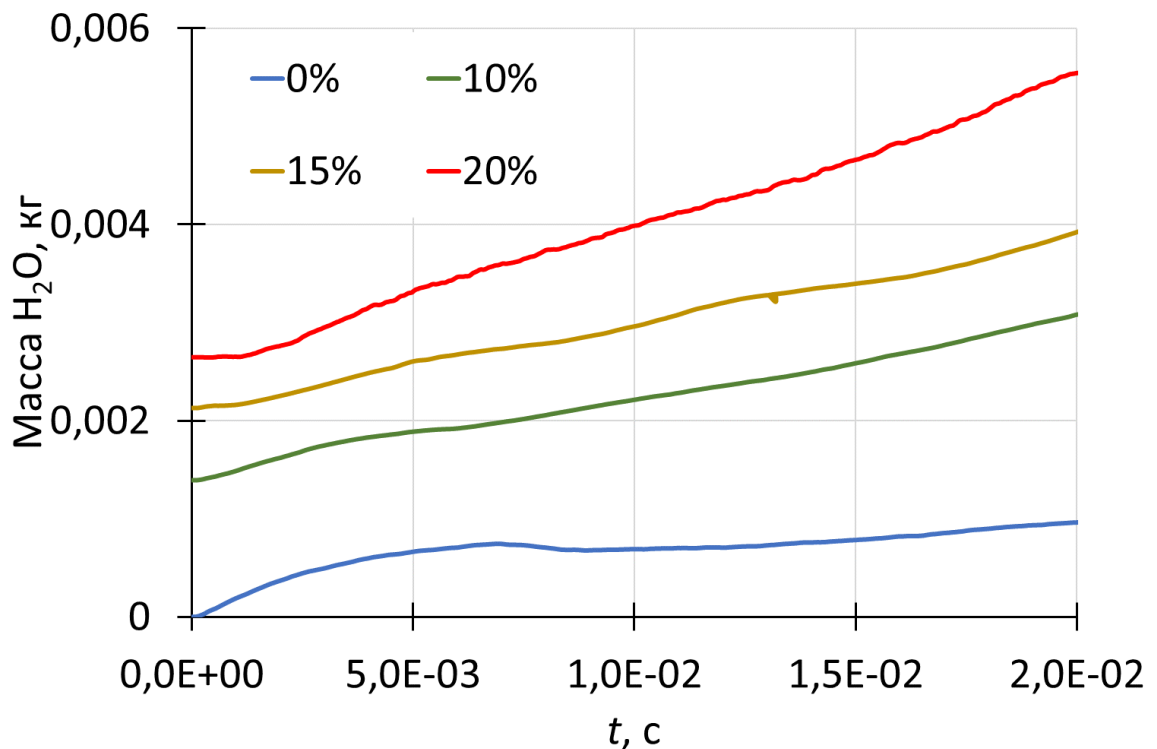


Рисунок 3.6. Максимальная массовая концентрация H_2O (а) и масса водяных паров (б) в зависимости от времени.

На рис. 3.7 представлены расчетные средние по времени (а) и пульсационные (б) профили массовой концентрации H_2O на оси струи для Case 3

на разные моменты времени. В сечении $x/d_j = 14$ пламя с периферии струи распространяется на ось (рис. 3.7, а). С течением времени концентрация H_2O в струе пламени увеличивается до значений 0,4. В моменты времени $t = 16$ и 24 мс расчетные профили практически совпадают, что означает стабилизацию пламени. На графиках пульсаций концентраций H_2O (рис. 3.7, б) ненулевые значения появляются в момент времени $t = 0.2$ мс в сечении $x/d_j = 14$, и до момента $t = 1$ мс наблюдается рост пульсаций. С течением времени образуются два пика пульсаций в областях $14 < x/d_j < 21$ и $35 < x/d_j < 50$, между которыми пульсации снижаются. В момент времени $t = 4$ мс на участке $14 < x/d_j < 50$ пульсации концентрации H_2O сохраняются на уровне ~ 0.08 . Затем максимальные значения пиков пульсаций уменьшаются и смещаются в зоны $10 < x/d_j < 20$ и $40 < x/d_j < 50$ с проседанием концентрации между ними. Кривые, соответствующие $t = 16$ и 24 мс, мало отличаются друг от друга. Анализ картин течения показывает, что первый максимум пульсаций лежит в области прихода волны горения на ось струи, второй – в конце области интенсивного горения.

На рис. 3.8. представлены расчетные средние (а) и пульсационные (б) профили статической температуры для Case 3 на оси на разные моменты времени. Во все моменты времени средняя температура в ближнем следе струи ($x/d_j < 15$) сохраняется на уровне $T_{st} = 280$ К, соответствующей температуре водородной струи (см. Табл. 2.6). Повышение температуры до ~ 700 К происходит в момент времени $t = 0.2$ мс при $x/d_j > 35$, что обусловлено приходом на ось горячего воздуха из внешней кольцевой струи.

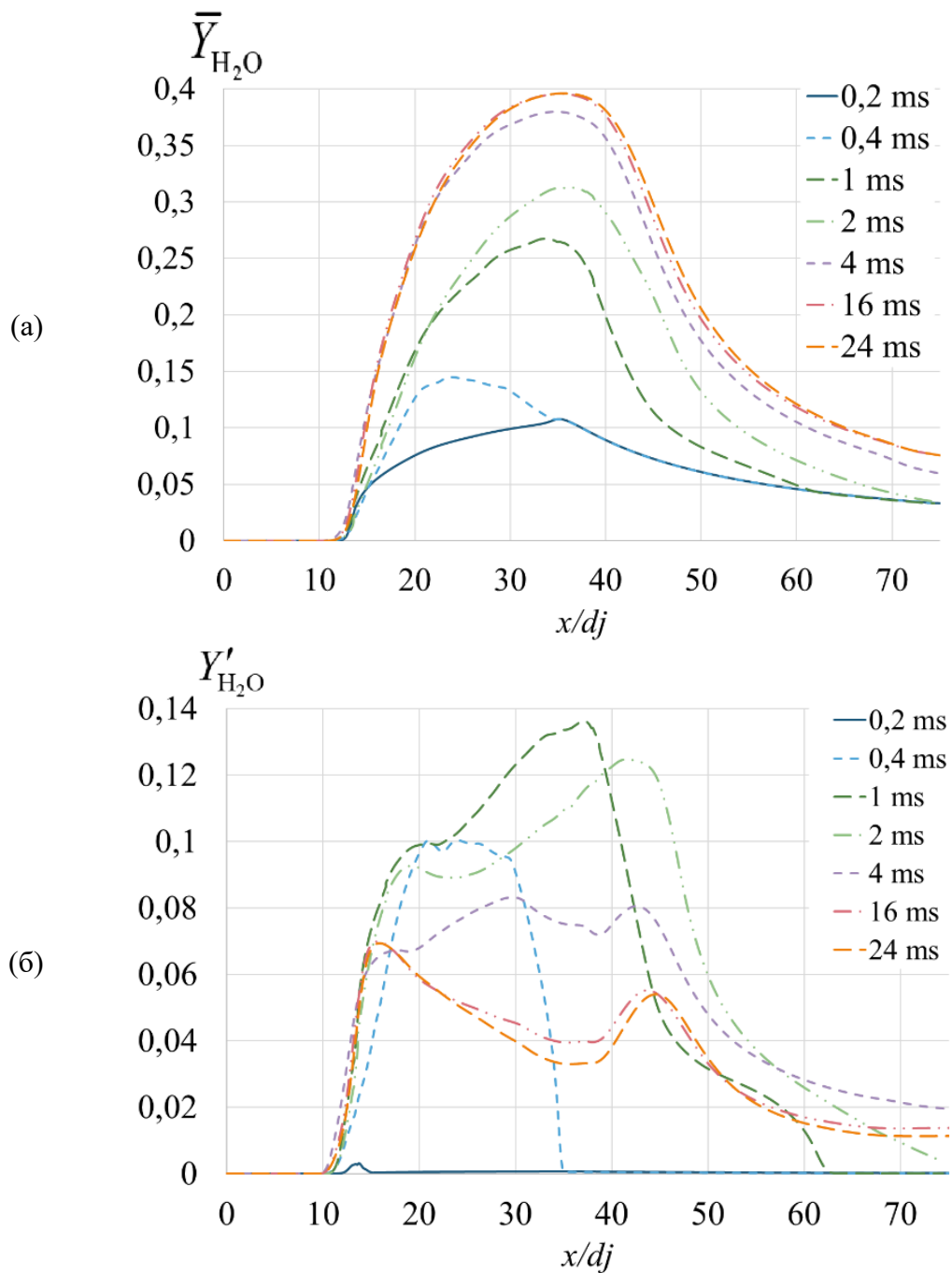


Рисунок 3.7. Средние по времени (а) и пульсационные (б) профили массовой концентрации H_2O для случая Case 3 на оси струи в разные моменты времени.

В момент времени $t = 0,4$ мс на отрезке $14 < x/d_j < 35$ происходит повышение средней температуры и резкий рост пульсаций, что связано с приходом на ось зоны горения. В следующие моменты времени происходит рост средних значений температуры, обусловленный развитием процесса горения. При $t > 4$ мс максимум средней температуры стабилизируется при $x/d_j \approx 45$.

Поведение пульсаций температуры аналогично тому, что описано выше для пульсаций концентрации продуктов реакции.

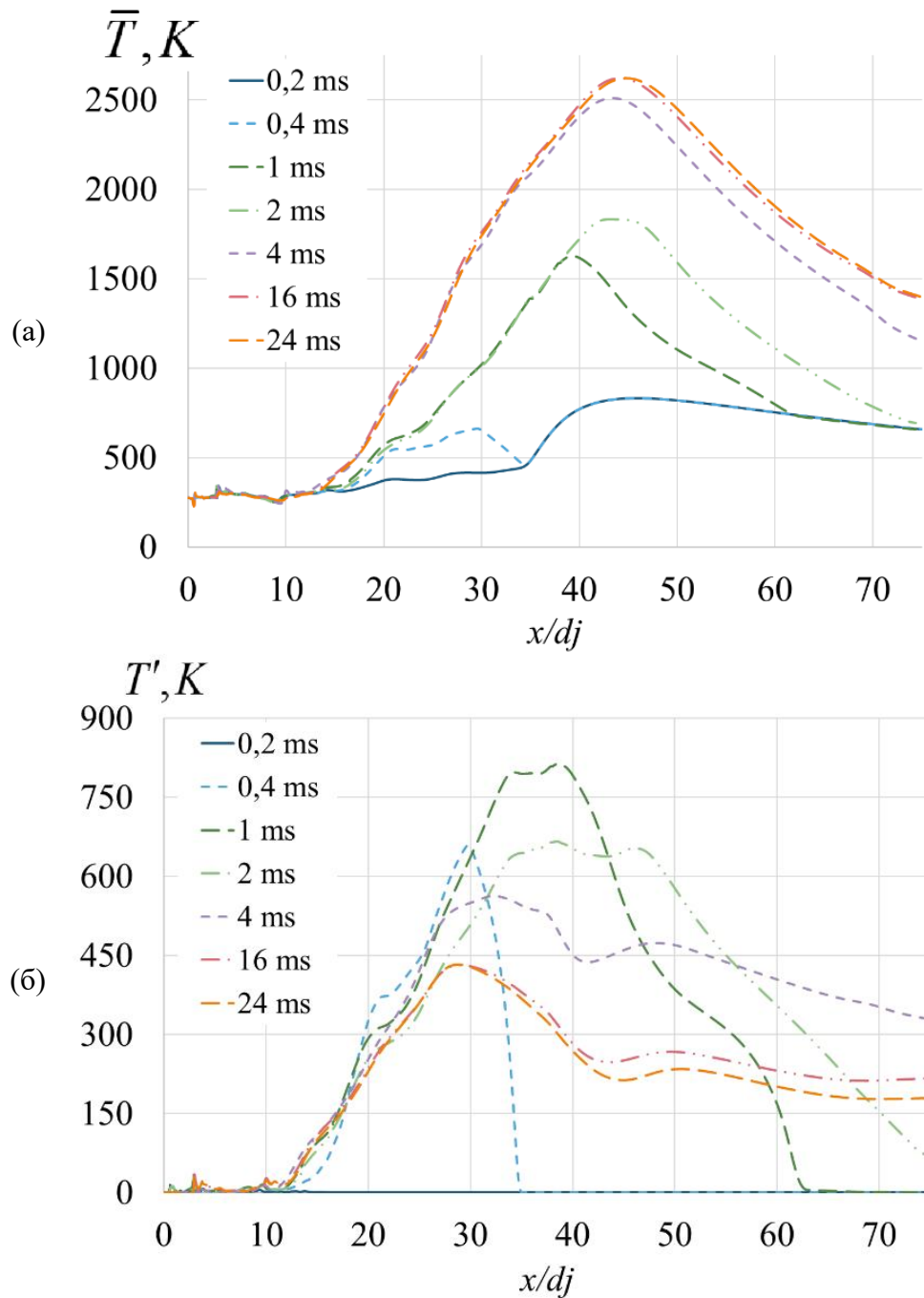


Рисунок 3.8. Средние (а) и пульсационные (б) профили статической температуры для случая Case 3 на оси на разные моменты времени.

На рисунках 3.9 – 3.16 представлены мгновенные поля массовых концентраций H_2O и OH для всех расчетных случаев из табл. 3.2 в разные

моменты времени, которые позволяют описать различные стадии горения, включающие воспламенение, разгорание, соединение пламени на оси струи, стабилизацию фронта горения в дальнем поле струи.

Во всех случаях воспламенение, которое можно идентифицировать по появлению ненулевых концентраций радикала ОН, происходит на периферии струи. Для Case 1 на периферии водородной струи возникают три зоны реакций, во всех остальных случаях – по одной зоне. Для Case 4 положение зоны реакций существенно сдвинуто вниз по потоку и наблюдается позднее, чем в остальных рассмотренных случаях.

На следующем этапе наблюдается быстрое продвижение фронта горения с по границе водородной струи. Для Case 1-3 зона реакций распространяется вниз по потоку, а для Case 4 – в обе стороны. Передний фронт пламени идентифицируется по высоким значениям радикала ОН. Этот этап, как показывают рис. 3.7 и 3.8, характеризуется высокими пульсациями массовой доли продукта реакции и температуры. Горение происходит в вихревых структурах, которые захватывают топливо из приосевой зоны, что повышает интенсивность горения. На этом этапе можно также выделить характерный момент, в который происходит смыкание пламени на оси струи.

В определенный период времени, происходит стабилизация пламени в ближней и дальней областях струи, однако и в начале, и в конце области горения наблюдаются сильные пульсации всех компонентов. Для Case 1- Case 3 начало зоны реакций находится на расстоянии 4-5 калибров от среза сопла, конец – на расстоянии 40-50 калибров. Для Case 4 начало зоны горения смещено от среза сопла более, чем на 20 калибров, и широкая зона реакций наблюдается до конца расчетной области.

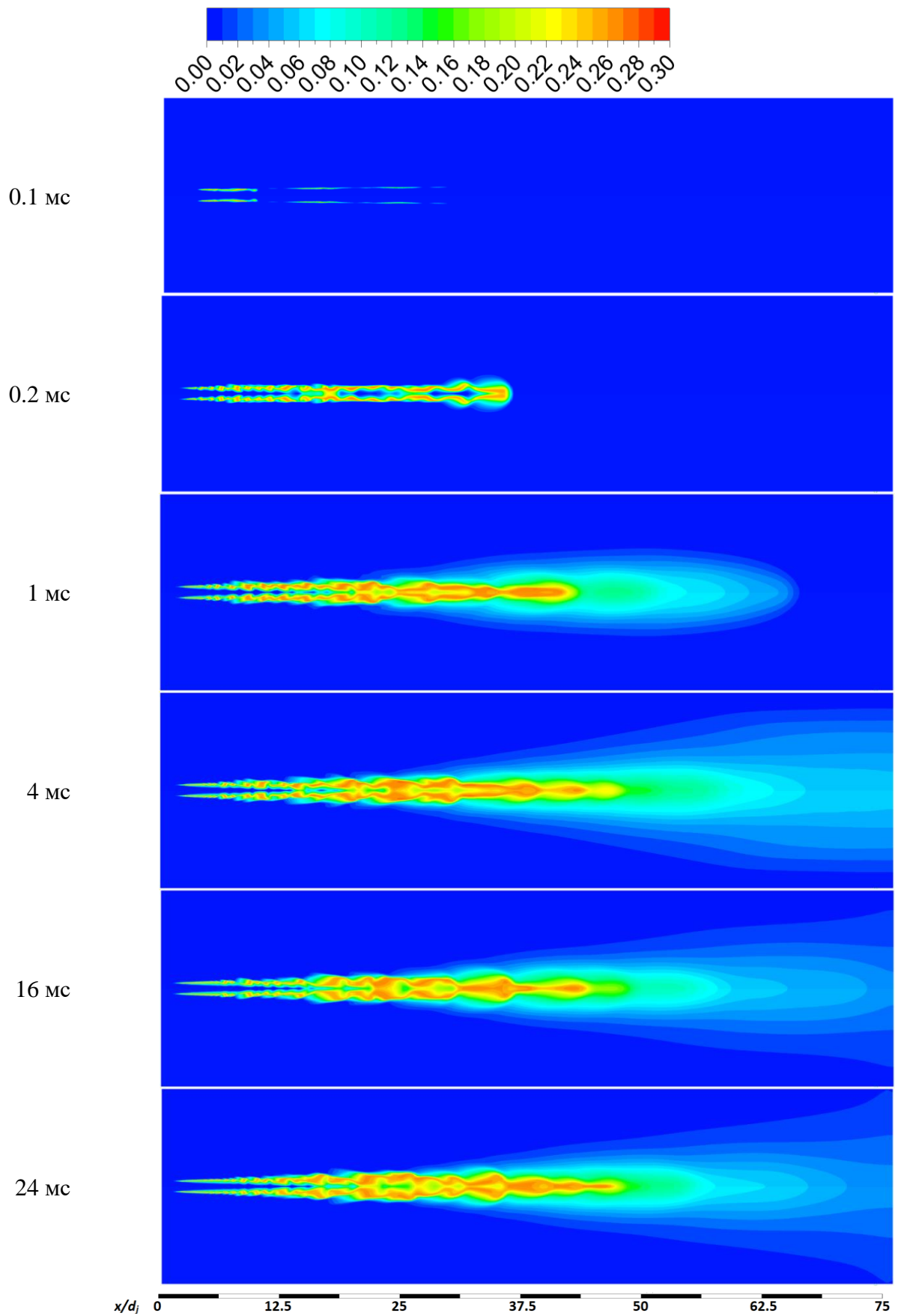


Рисунок 3.9. Мгновенные массовые концентрации H_2O для Case 1.

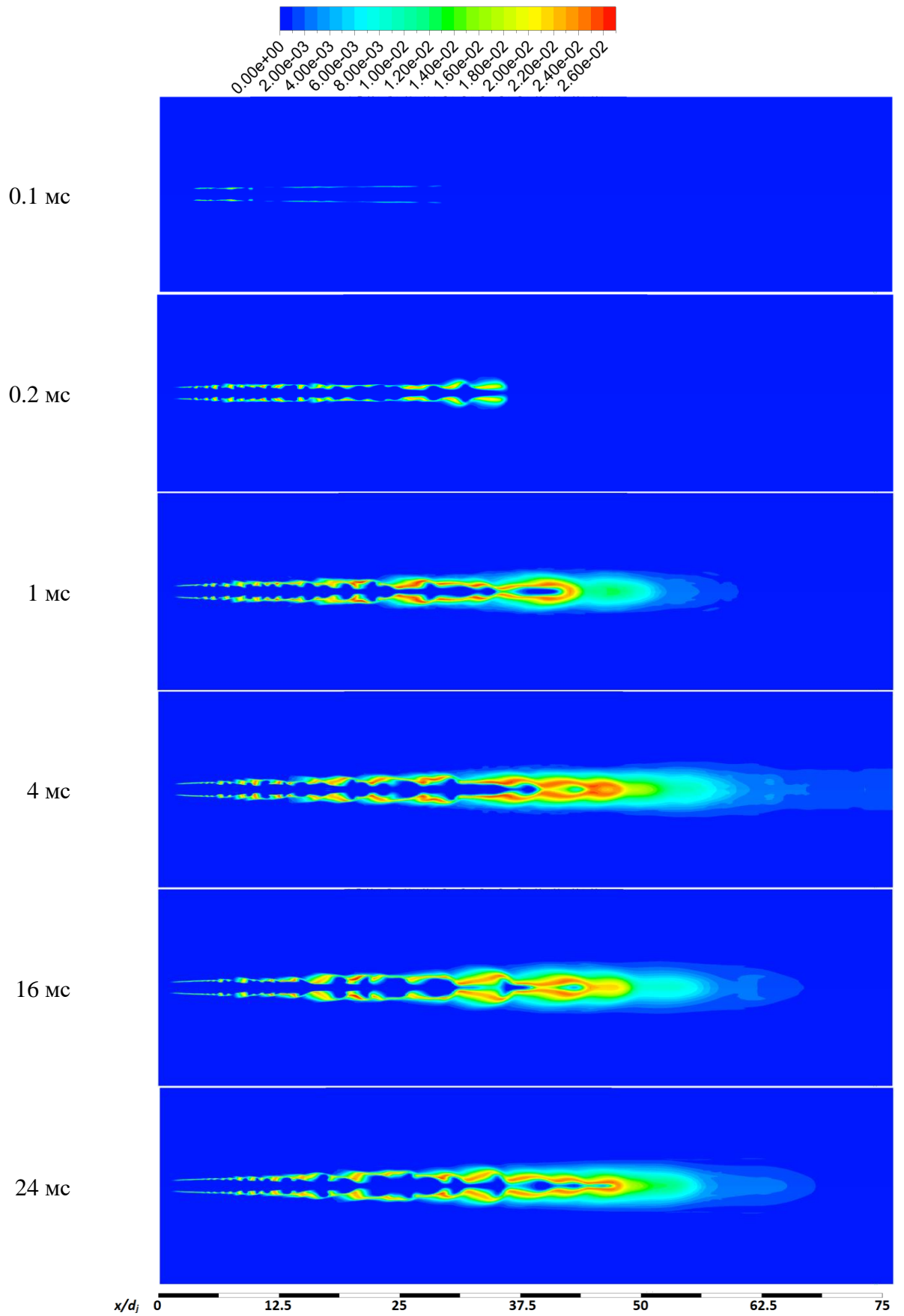


Рисунок 3.10. Мгновенные массовые концентрации ОН для Case 1.

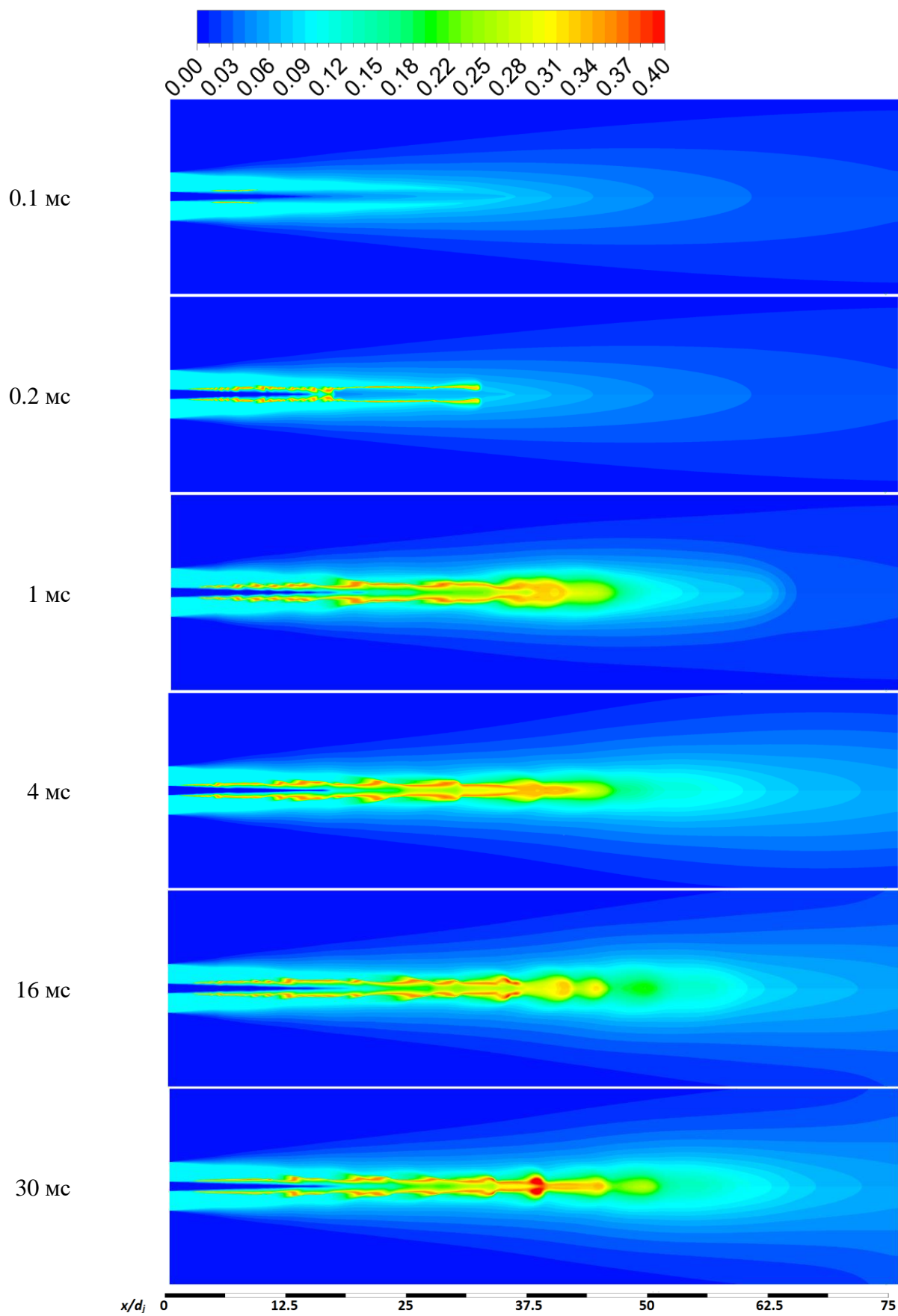


Рисунок 3.11. Мгновенные массовые концентрации H_2O для Case 2.

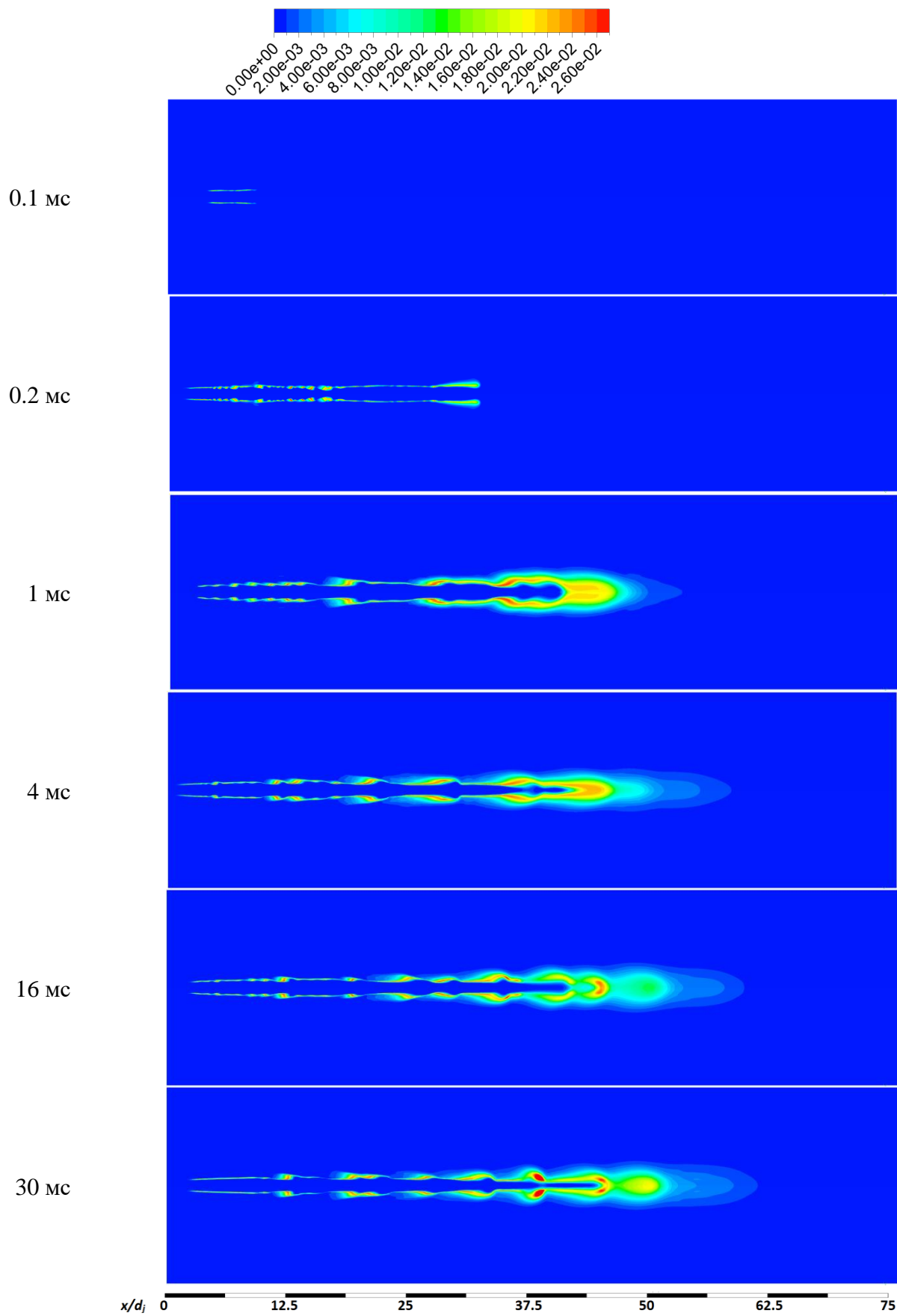


Рисунок 3.12. Мгновенные массовые концентрации OH для Case 2

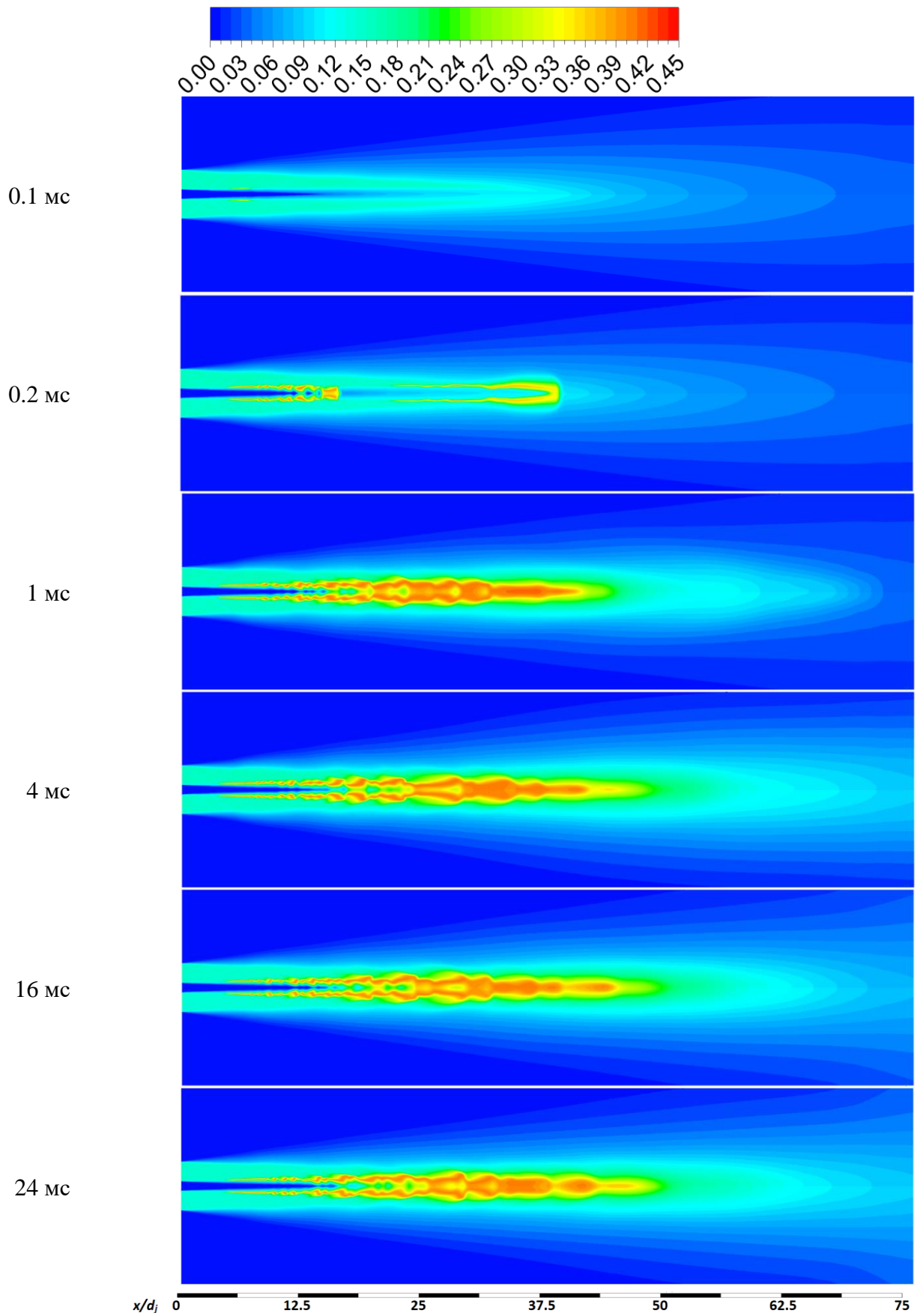


Рисунок 3.13. Мгновенные массовые концентрации H_2O для Case 3.

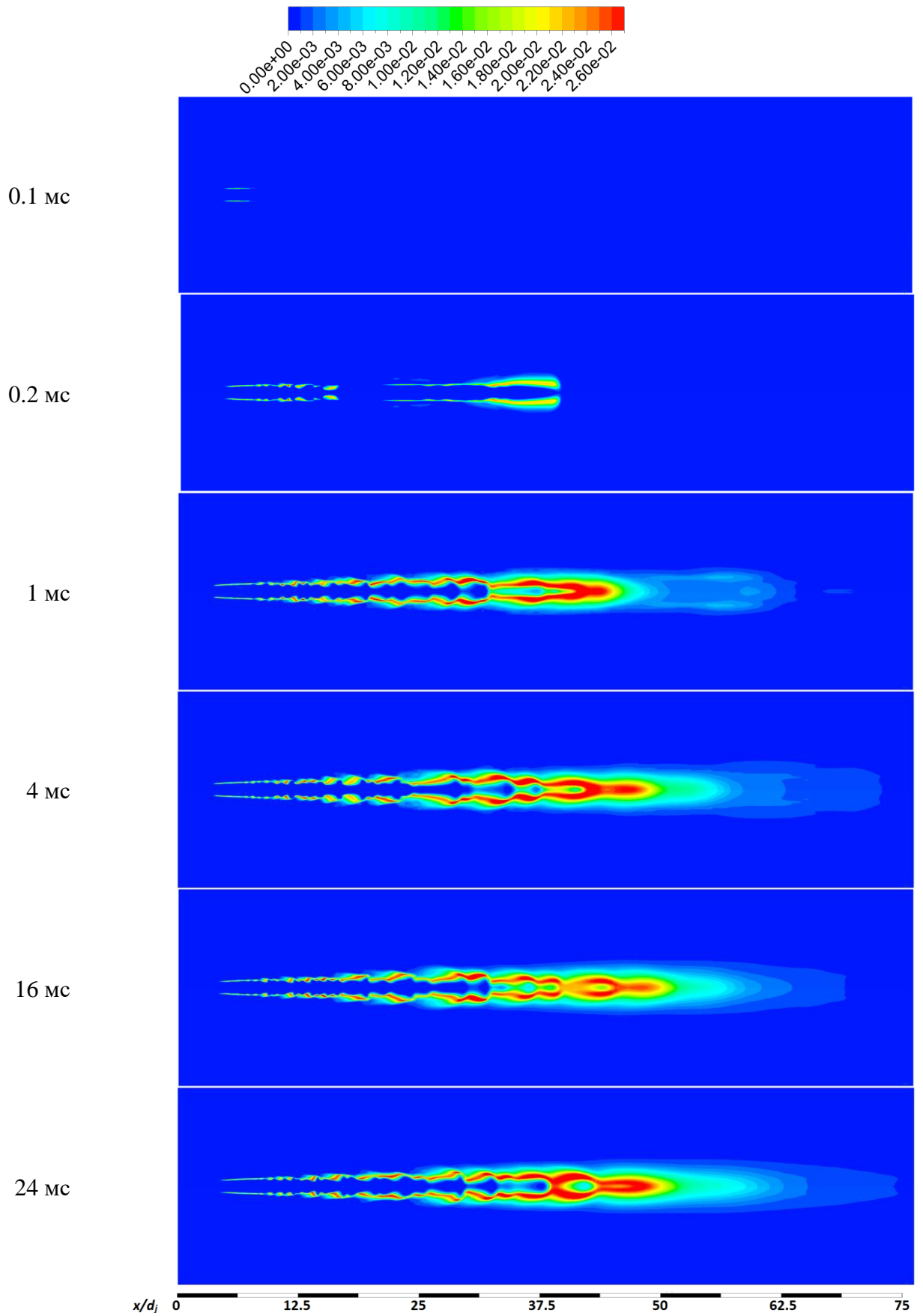


Рисунок 3.14. Мгновенные массовые концентрации ОН для Case 3.

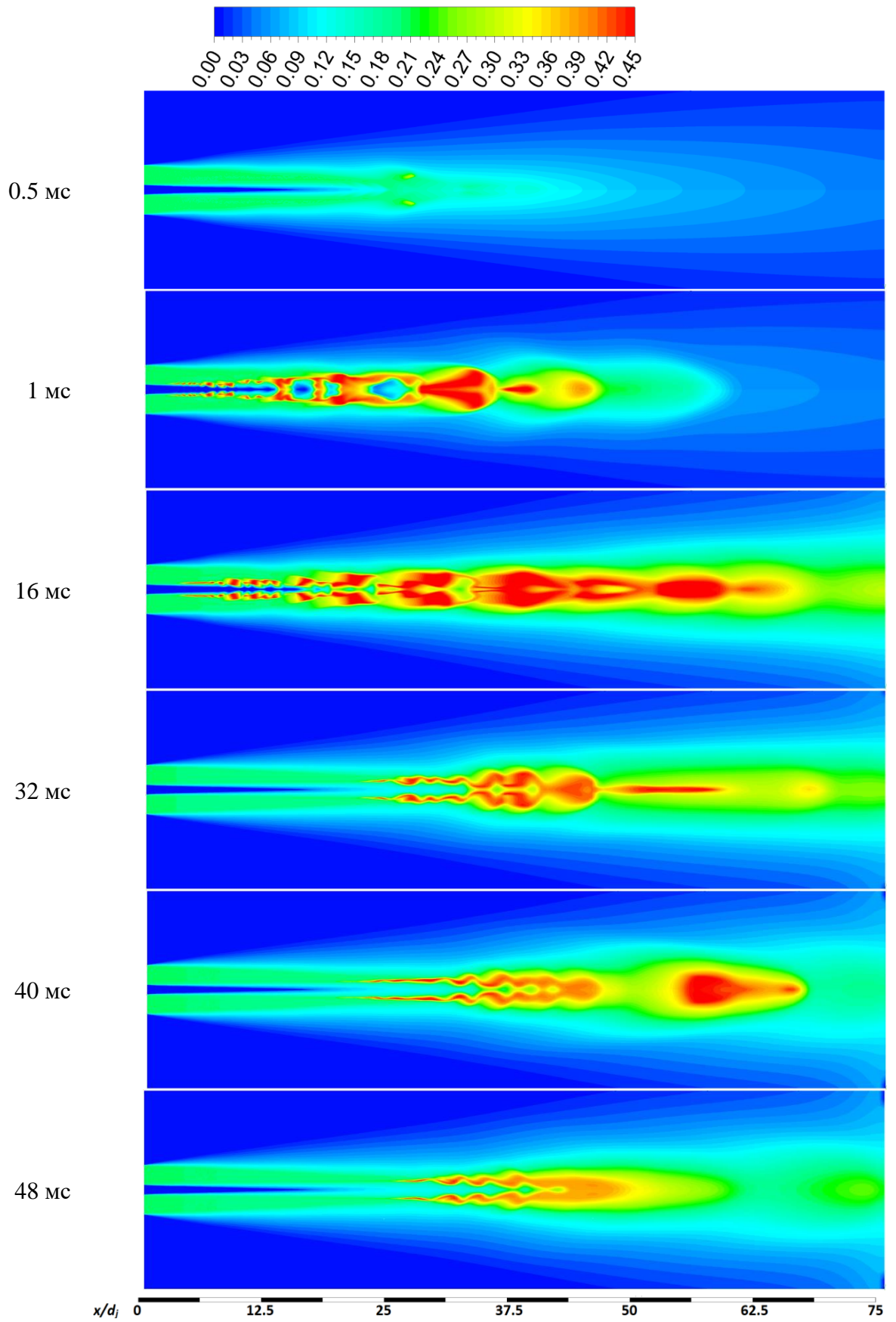


Рисунок 3.15. Мгновенные массовые концентрации H_2O для Case 4.

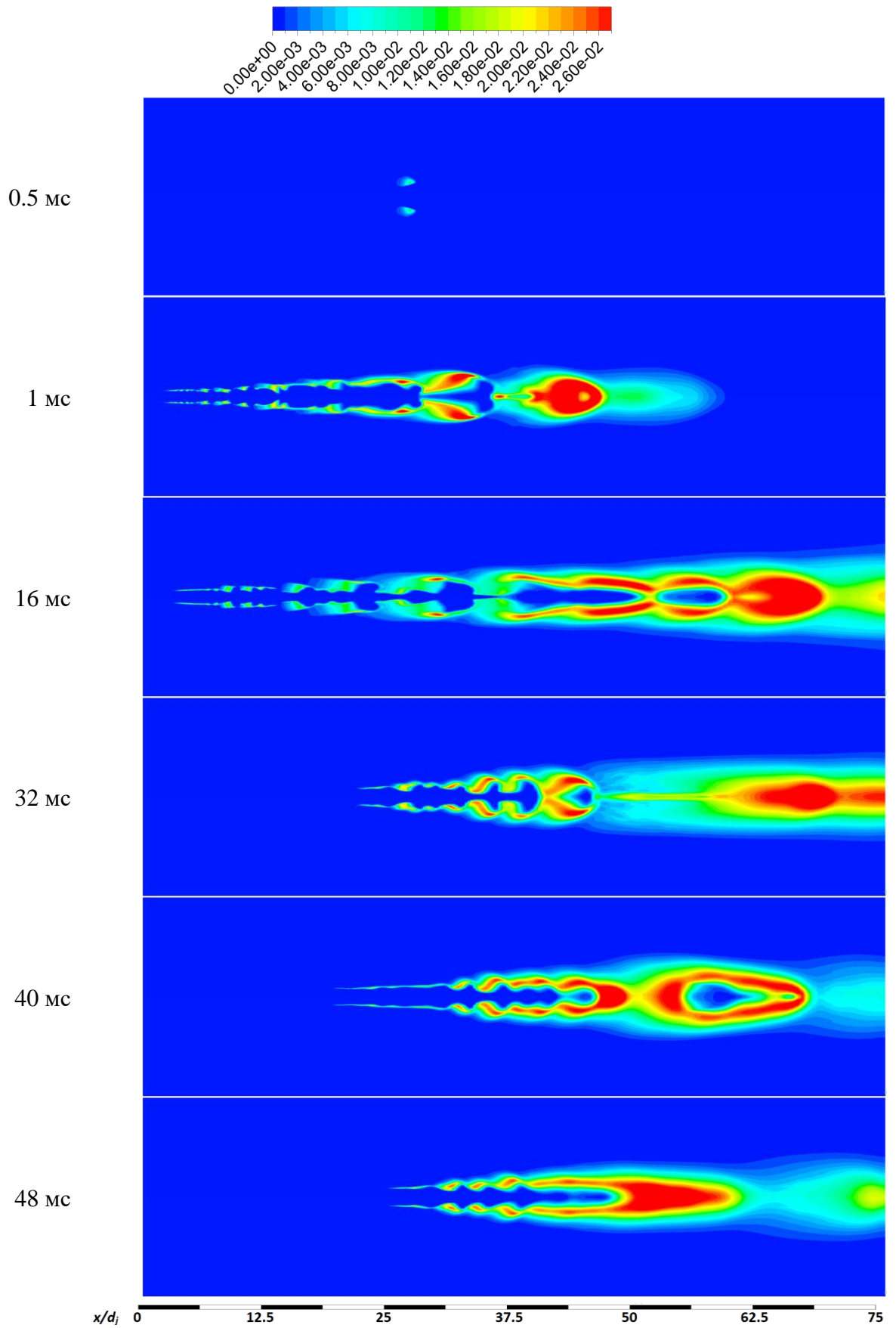


Рисунок 3.16. Мгновенные массовые концентрации ОН для Case 4.

Количественные данные, отражающие характерные времена процесса горения представлены в Таблице 3.3.

Таблица 3.3. Характерные времена временные и пространственные масштабы процесса горения

Расчетный случай	Время воспламенения	Время стабилизация пламени	Начало зоны реакции	Конец зоны реакции
Case 1	0,04 мс	1-4 мс	$x/d_j \approx 2$	$x/d_j \approx 60$
Case 2	0,07 мс	4-8 мс	$x/d_j \approx 6$	$x/d_j \approx 57$
Case 3	0,07 мс	4-8 мс	$x/d_j \approx 5$	$x/d_j \approx 63$
Case 4	0,44 мс	40-44 мс	$x/d_j \approx 26$	$x/d_j > 75$

На рис 3.17 представлены средние по времени расчетные профили статического давления на оси для расчетных случаев из табл. 3.2. Волновая структура нерасчетной струи в виде последовательности волн сжатия и разрежения сохраняется до $x/d_j < 40$, после чего в дальнем следе струи устанавливается уровень давления, который зависит от массовой концентрации H_2O в струе воздуха. Концентрация паров воды также влияет на максимумы в скачках, приходящих на ось. С увеличением Y_{H_2O} максимальные значения статического давления и уровень давления на оси в дальнем поле струи снижаются.

На рис. 3.18 представлены профили массовой концентрации паров воды для расчетных случаев из табл. 3.2 в сечениях поперек потока, которые показывают, что зависимость расчетных профилей от содержания паров воды в составе струи воздуха немонотонна. Для Case 1 концентрация H_2O резко повышается на расстоянии 2,5 калибра от среза сопла, что свидетельствует о начале горения. В остальных случаях горение начинается на расстоянии примерно 5 калибров от среза сопла. Самая низкая массовая концентрация H_2O в слое горения наблюдается для Case 2.

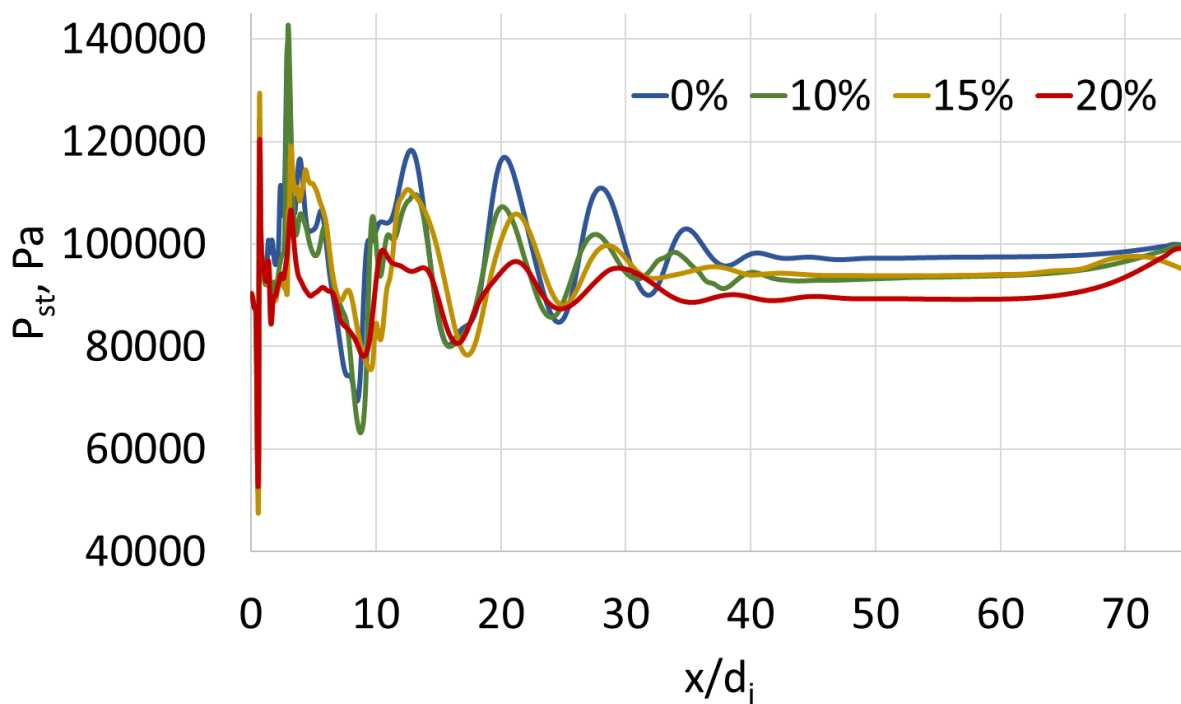


Рисунок 3.17. Распределение среднего статического давления на оси для расчетных случаев из табл. 3.2.

На рис. 3.19 представлены расчетные профили средней массовой концентрации H_2O (а) и OH (б) на оси. С увеличением массовой концентрации H_2O в составе струи воздуха средняя массовая доля паров воды на оси монотонно растет (рис. 3.19, а). Для Case 1 – Case 3 максимальная концентрация H_2O на оси достигается на расстоянии 35 калибров от среза сопла, в случае Case 4 положение максимуму сдвинуто вниз по течению в сечение 50 калибров.

Важным критерием, характеризующим процесс горения, является образование радикалов OH . Рис. 3.19, б демонстрирует немонотонную зависимость максимальной концентрации OH на оси струи, минимальное значение получено для Case 2, а максимальное – для Case 3. Для Case радикалы OH появляются в приосевой зоне при $x/d_j > 30$, а их максимум смещен от среза сопла на расстояние 70 калибров.

На рис. 3.20 представлены профили средней статической температуры (а) и массовой концентрации H_2 (б) на оси. Для первых трех случаев температура на оси растет до $x/d_j = 45$, при этом максимальные значения около 2600 К

достигаются для Case 3, а минимальные около 2050 К – для Case 2. Для Case 4 рост температуры продолжается до расстояния 60 калибров от среза сопла, и максимальные значения составляют 2500 К. Рис. 3.20, б показывает, что для быстрее всего на оси водород выгорает для Case 2, а медленнее всего – для Case 4.

На рис. 3.21 представлены профили средней статической температуры в сечениях поперек потока. В сечении $x/d_j = 2.5$ для Case 1 и Case 2 в зоне воспламенения на границе водородной и воздушной струй появляется температура порядка 2000К. Самые высокие значения температуры около 2200 К для первых трех случаев достигаются на расстоянии 20-40 калибров, затем для указанных случаев температура снижается. В выходном сечении температура для Case 1 и Case 3 составляет 1500 К, а для Case 2 – 1000 К. Для Case 4 рост температуры начинается при $x/d_j > 30$, и в дальнейшем следе струи горячая область с температурой около 2000 К захватывает широкую область вблизи оси струи.

На рис. 3.22 представлены профили средней массовой концентрации ОН для расчетных случаев из табл. 3.2 в сечениях поперек потока. Рисунок демонстрирует, что в зоне воспламенения самые высокие концентрации ОН получены для Case 2, однако ниже по потоку наибольшие значения ОН получены для Case 3. Для первых трех случаев вплоть до 25 калибров от среза сопла зона горения расширяется на область воздушной струи, в ниже по потоку – на приосевую область, занятую водородной струей. Для Case 4 расчет показывает низкие концентрации на расстоянии до 30 калибров от среза сопла. Затем для этого случая наблюдается быстрый рост концентраций ОН и смещение максимума в радиальном направлении от оси, в то время как в остальных случаях концентрации снижаются и смещаются в сторону оси.

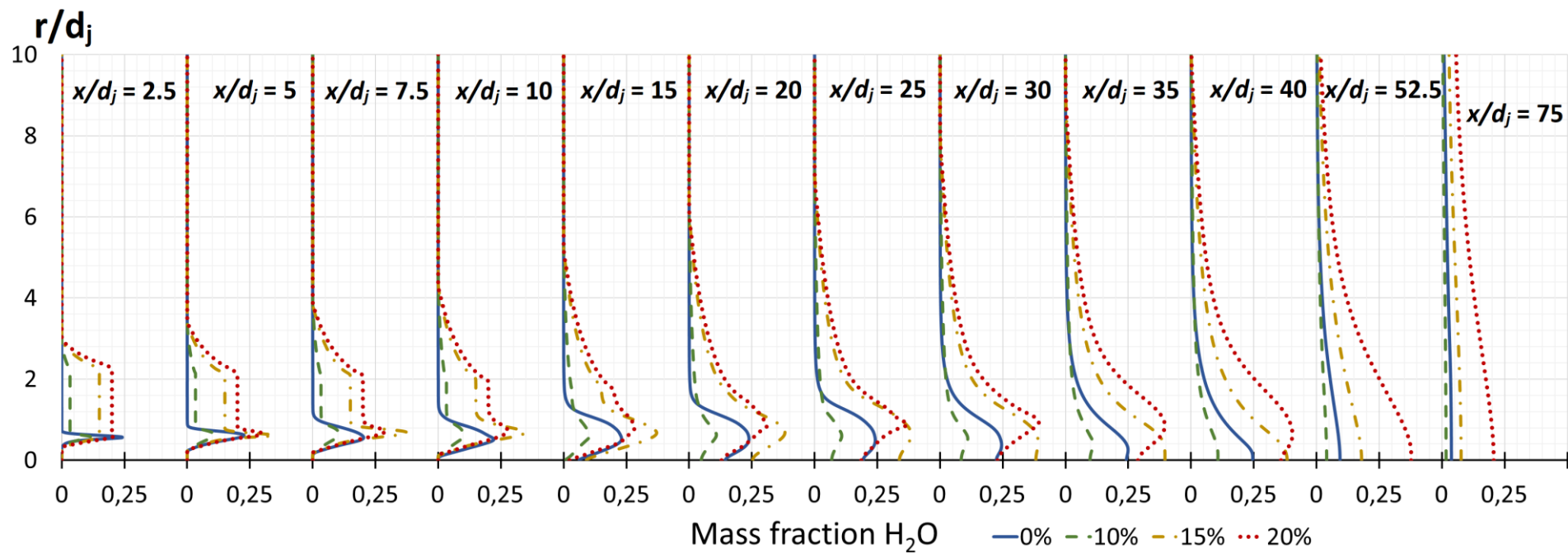


Рисунок 3.18. Расчетные профили средней массовой концентрации H_2O в сечениях поперек потока.

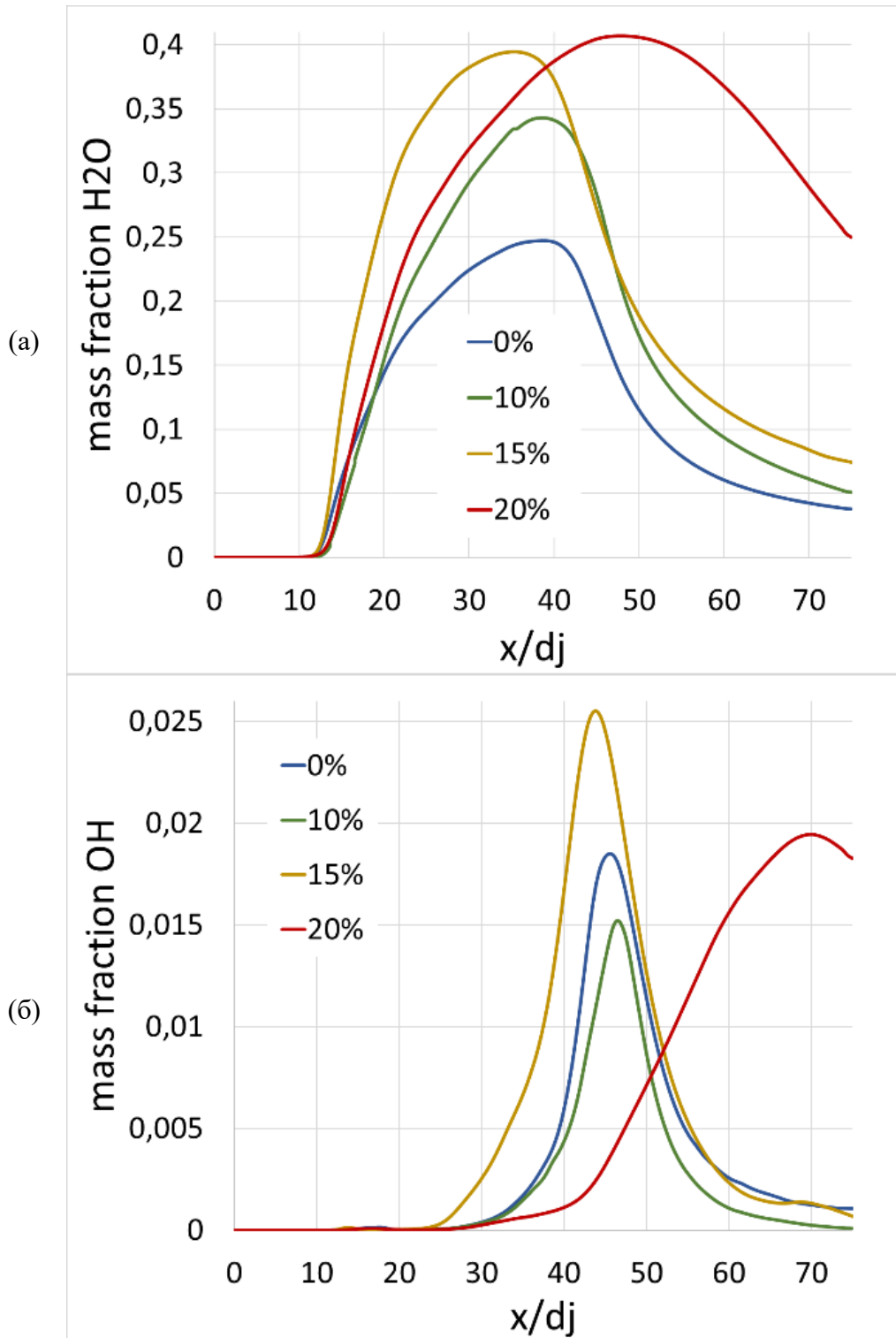


Рисунок 3.19. Расчетные профили средней массовой концентрации H₂O (а) и OH (б) на оси.

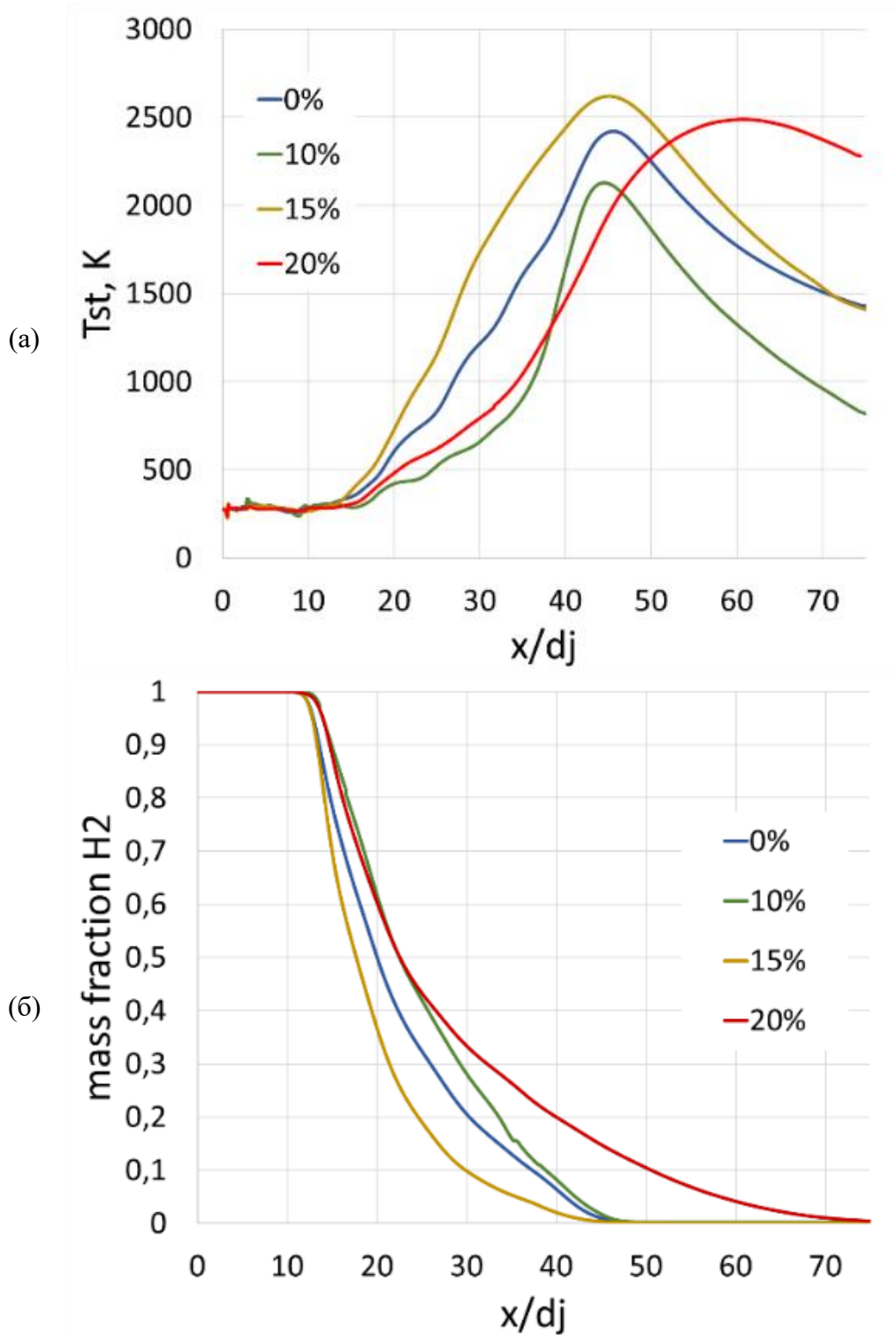


Рисунок 3.20. Расчетные профили средних статической температуры (а) и массовой концентрации H₂ (б) на оси.

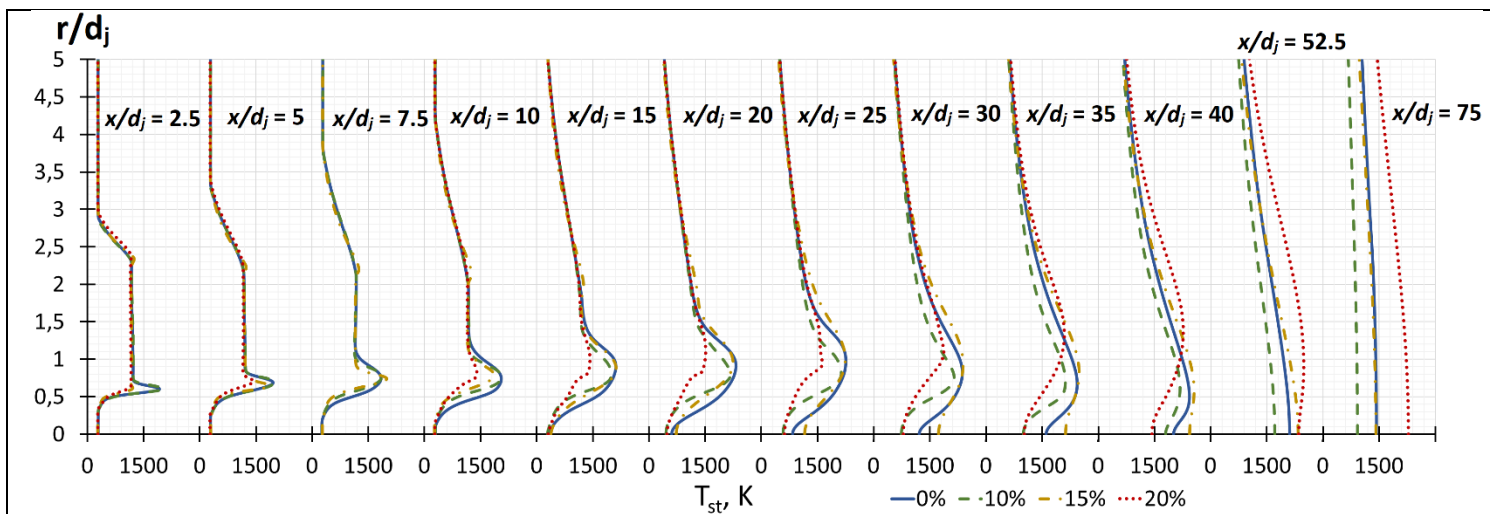


Рисунок 3.21. Расчетные профили средней статической температуры в сечениях поперек потока.

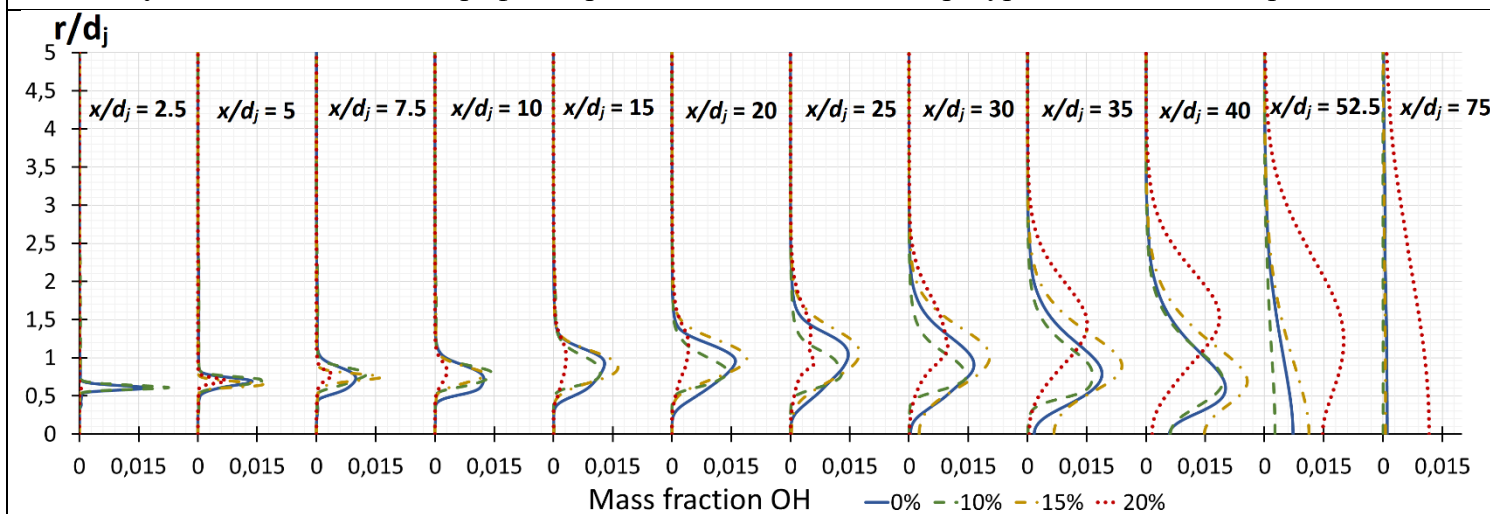


Рисунок 3.22. Расчетные профили средней массовой концентрации ОН в сечениях поперек потока.

На рис. 3.23 представлены графики суммарных массовых расходов различных компонентов смеси в сечениях поперек потока. Для анализа были выбраны радикалы H_2O_2 (а) и OH (б). Сравнивая рис. 3.23 и предыдущие графики, можно выделить несколько фаз, характеризующих процессы воспламенения и горения.

Смешение и начало реакции характеризуется быстрым ростом радикалов H_2O_2 в ближнем следе струи ($x/d_j < 10$) (рис. 3.23, а), причем самый быстрый рост этих радикалов наблюдается для Case 1 - Case 3. Затем для этих случаев наблюдается снижение радикалов H_2O_2 , которые расходуются на производство продукта реакции. Case 4 отличается от остальных более медленным ростом радикалов в ближнем зоне струи и отсутствием «падающего» участка.

Фаза формирования пламени и активного горения характеризуется ростом радикалов H_2O_2 и OH . Для первых трех случаев максимумы производства OH находятся на расстоянии порядка 40 калибров от сопла, а для четвертого он сдвинут ниже по потоку примерно на 15 калибров. Для Case 2 – Case 4 характер изменения радикалов H_2O_2 в этой фазе одинаковый. Рост H_2O_2 наблюдается до 40 калибров, и максимальные значения пропорциональны содержанию водяных паров в воздушной струе. Для «сухого» воздуха (Case 1) максимум производства H_2O_2 смещен вниз по потоку в положение 65 калибров.

О наступлении фазы *гашения пламени* свидетельствует убывание радикалов OH . Для Case 1 – Case 3 эта фаза начинается при $x/d_j \approx 40$, и в конце расчетной области значения стабилизируются, что можно объяснить тем, что определенное количество радикалов «выносятся» высокоскоростным потоком. Для Case 4 максимум кривой производства радикалов при $x/d_j \approx 55$.

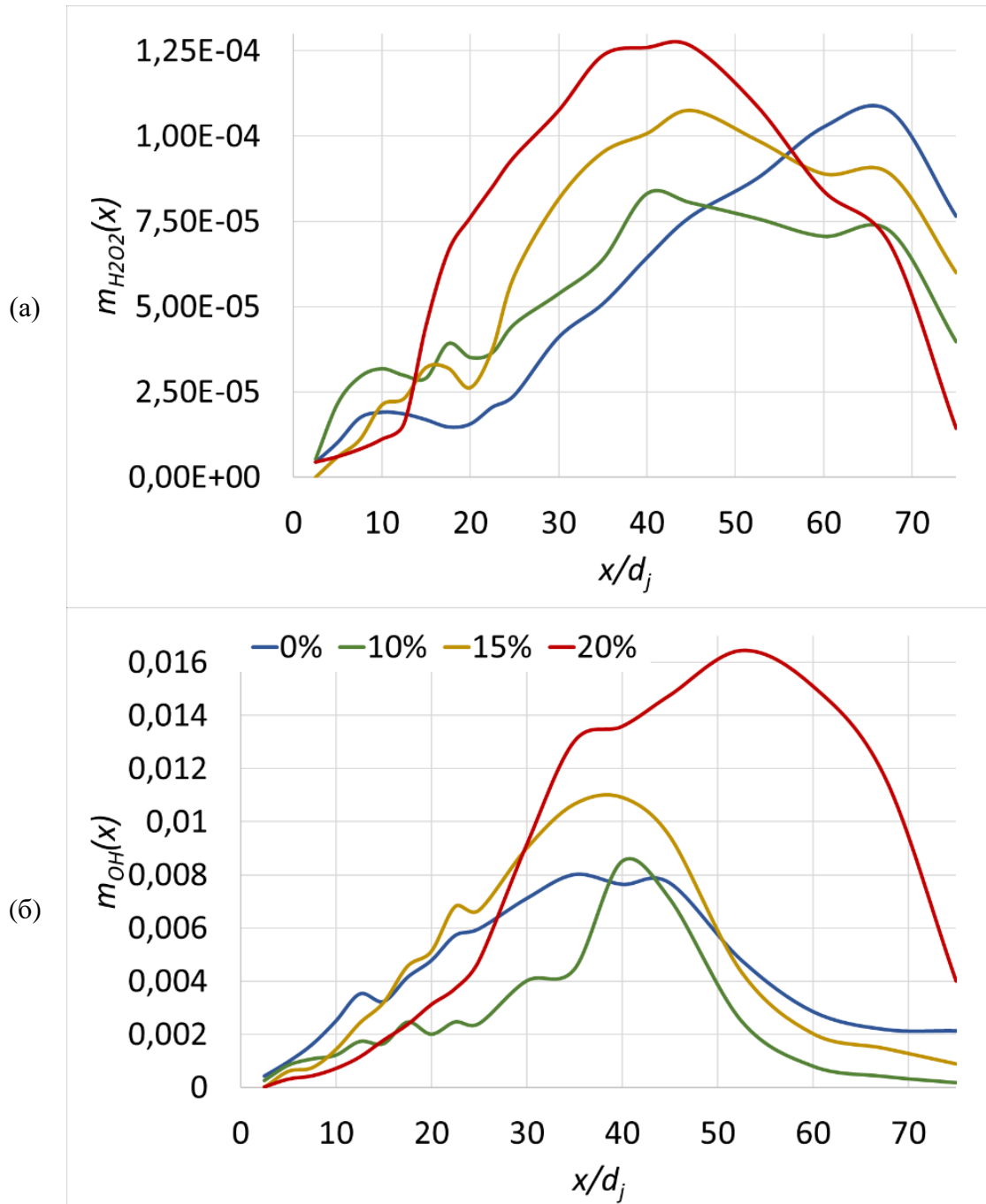


Рисунок 3.23. Массовые расходы компонент смеси H_2O_2 (а) и OH (б) в сечениях поперек потока.

На рис. 3.24 представлен график эффективности горения водорода для расчетных случаев из табл. 3.2. До $x/d_j < 40$ Case 1 – Case 3 дают близкие результаты. Здесь наблюдается немонотонный рост значений, и после достижения максимума кривые, соответствующие Case 1 и Case 3 выходят на

постоянные значения в диапазоне 0.8 – 0.9, а эффективность горения для Case 2 снижается. Для Case 4 до $x/d_j < 30$ полнота сгорания имеет отрицательные значения, что связано с накоплением водорода в этой области (см. рис. 3.20, б), затем происходит резкий рост эффективности, которая при $x/d_j = 70 \div 75$ для этого случае превышает значения, полученные для других концентраций H_2O .

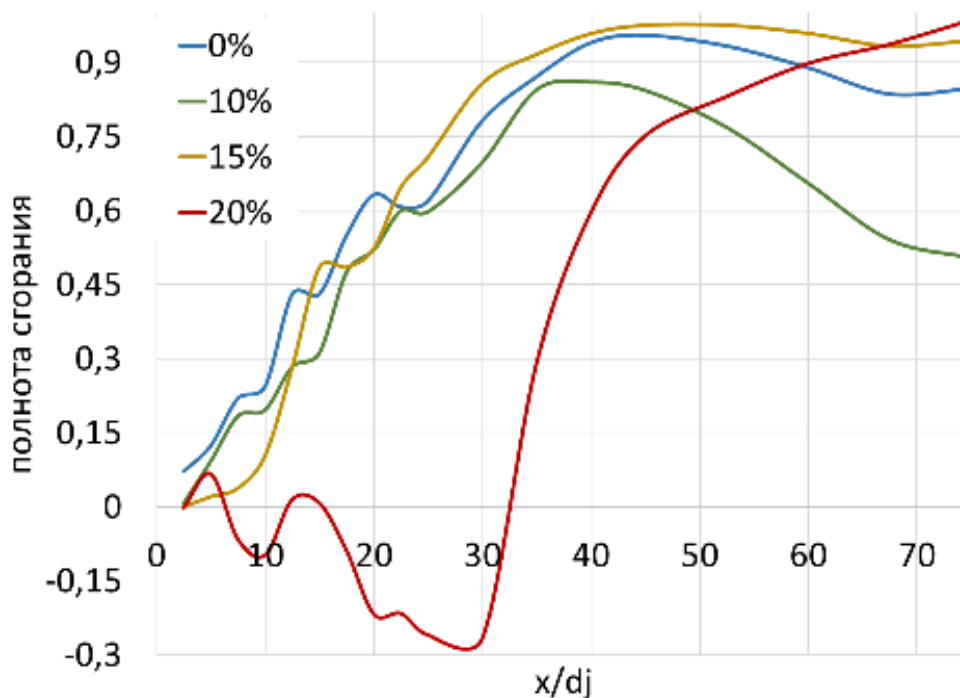


Рисунок 3.24. Эффективность горения для случаев из табл. 3.2.

Таким образом, в результате исследования выявлено, что концентрация водяных паров в струе воздуха существенно изменяет процесс горения. С увеличением концентрации H_2O происходит рост задержки воспламенения, и зона стабилизации пламени сдвигается вниз по потоку. Существенные изменения происходят при увеличении массовой доли H_2O до 20% от состава смеси, когда зона стабилизации передвигается на 30 калибров от оси струи. Эффект может быть объяснен тем, что пары воды активно участвуют в эндотермических реакциях с образованием радикалов H_2O_2 и HO_2 .

3.3. Исследование воспламенения водородно-воздушной смеси в каналах при воздействии электронного пучка

В этом разделе представлены результаты параметрических расчетных исследований сверхзвукового 2D течения в каналах разной конфигурации на основе модели воспламенения с учетом применения электронного пучка. Расчет сгорания заранее перемешанного водородно-воздушного сверхзвукового потока был выполнен при условиях искусственного воспламенения смеси с помощью электронного пучка. Состав смеси предполагался стехиометрическим. Для моделирования процесса горения водородно-воздушной смеси использовалась детальная кинетическая схема с 38 реакциями [72].

Математическая модель воздействия электронного пучка основана на полуэмпирической концепции [155], которая позволила определить возможные кинетические механизмы инициации сгорания в присутствии электронов высокой энергии в газовой среде. Анализ динамики рассмотренного развития реакций показал, что процесс формирования положительных и отрицательных ионов заканчивается быстрым снижением электронной температуры. Одновременно проходят процессы рекомбинации [165]. Они завершаются существенным выделением энергии, которая ведет к интенсивному росту температуры газа и быстрому повышению колебательной температуры в начальный момент времени процесса. Это приводит к значительному росту соответствующих констант реакции, и эта стадия, вероятно, является спусковым механизмом иницирования главной реакции окисления.

3.3.1. Комбинированная конфигурация канала с прямым уступом на верхней стенке и уступом с поджатием на нижней стенке

На рис. 3.25, а представлена схема канала и основные его размеры в миллиметрах. Во входном сечении в канал подается предварительно

перемешанная стехиометрическая водородно-воздушная смесь, массовые концентрации компонент которой равны $Y_{O_2} = 0,227$, $Y_{H_2} = 0,028$. Параметры смеси: давление торможения $P_0 = 0.81$ МПа, статическая температура $T_{st} = 220$ К и число Маха $M = 4$. Толщина пограничного слоя на стенках канала составляла $\sigma \approx 10$ мм, на стенках заданы адиабатические температурные условия. На рис. 3.25, б цветом выделена область, на которую воздействовал в электронный пучок. В расчете воздействие моделировалось путем перевода всех молекул смеси в атомарное состояние ($Y_H = 0,045126$, $Y_O = 0,3610$).

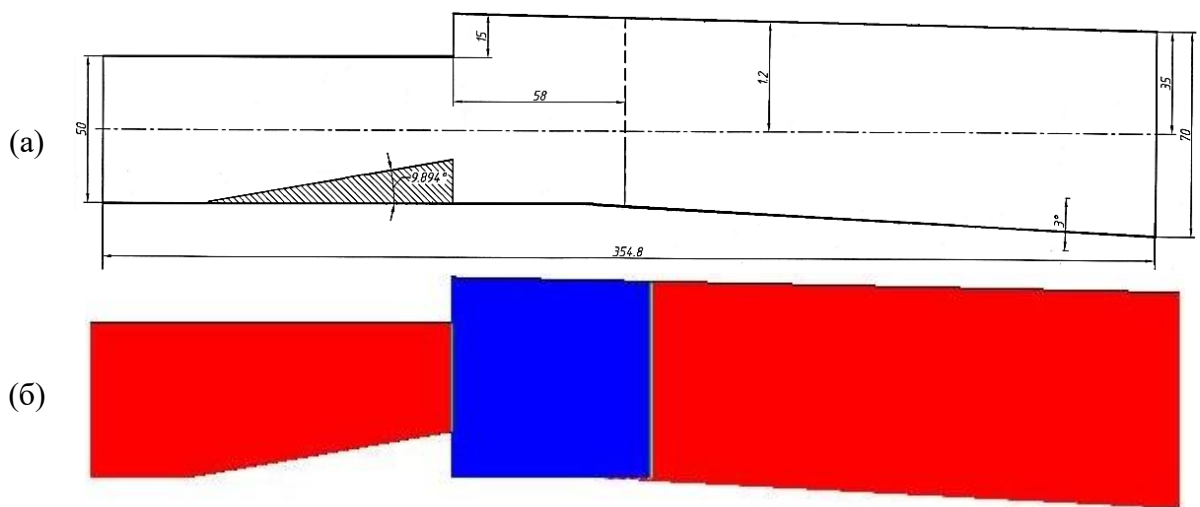


Рисунок 3.25. Схема канала (а) и область воздействия электронного пучка (б).

На первом этапе был проведен расчет течения без воздействия электронного пучка. Структура течения показана на рис. 3.26, на котором представлены изолинии числа Маха (а) и поле статической температуры (б).

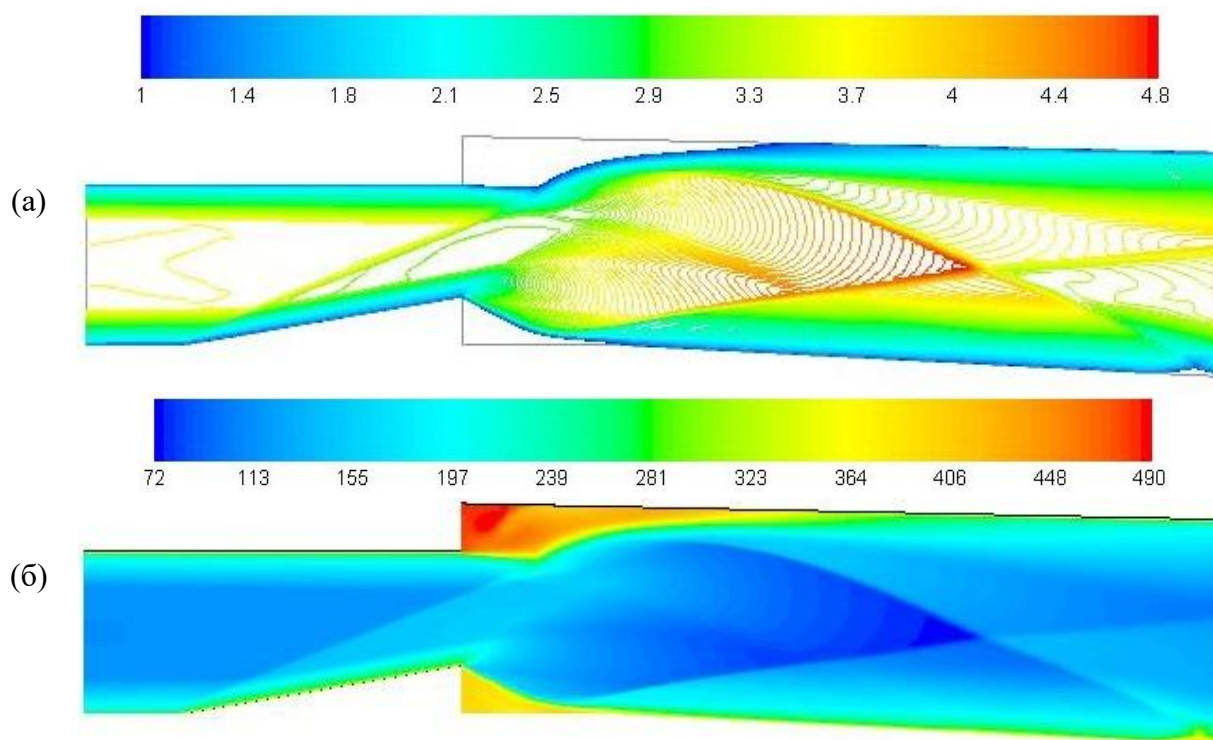


Рисунок 3.26. Изолинии числа Маха (а) и поле статической температуры (б) для случая без воздействия электронного пучка.

В расчетах с воздействием электронного пучка зоны горения идентифицировались по отличной от нуля величине массовой концентрации воды и по увеличению статического давления и температуры по сравнению со случаем без горения. На рис. 3.27 представлены поля массовой концентрации H_2O на разные моменты времени.

Рисунок показывает, что под воздействием электронного пучка смесь воспламеняется по всей высоте канала. Но из-за высокой скорости пламя «выносит» из канала. Высокая концентрация H_2O сохраняется за уступами и вдоль стенок.

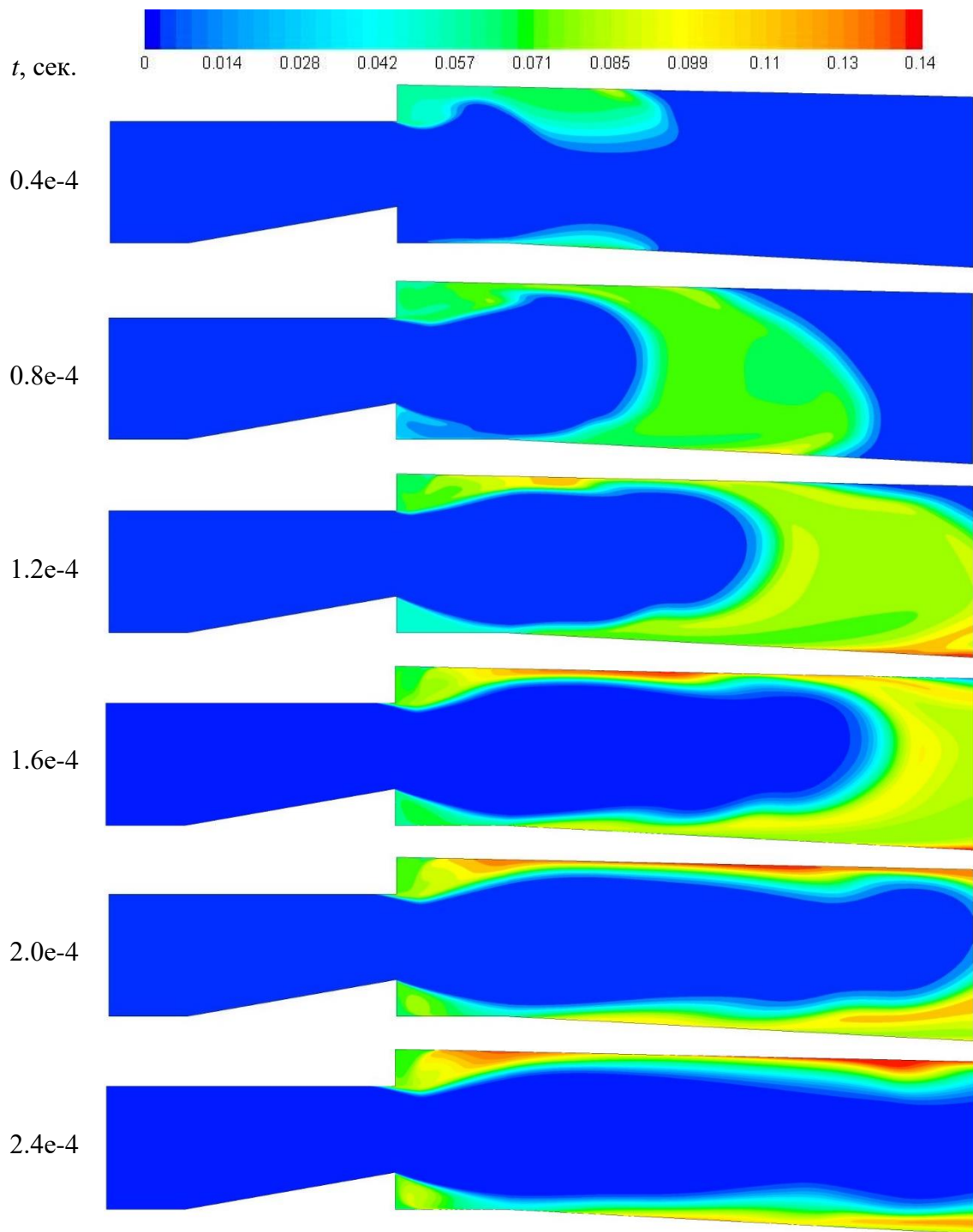


Рисунок 3.27. Поля массовой концентрации H_2O на разные моменты времени .

3.3.2. Три классических конфигурации камеры сгорания с геометрическими стабилизаторами пламени

Далее исследованы процессы воспламенения смеси в каналах различной формы. На рис. 3.28 представлены три классических конфигурации камеры сгорания со стабилизаторами пламени в виде уступа на нижней стенке (а), двух симметричных уступов (б) и каверны (в). Основные размеры даны на рисунках в миллиметрах.

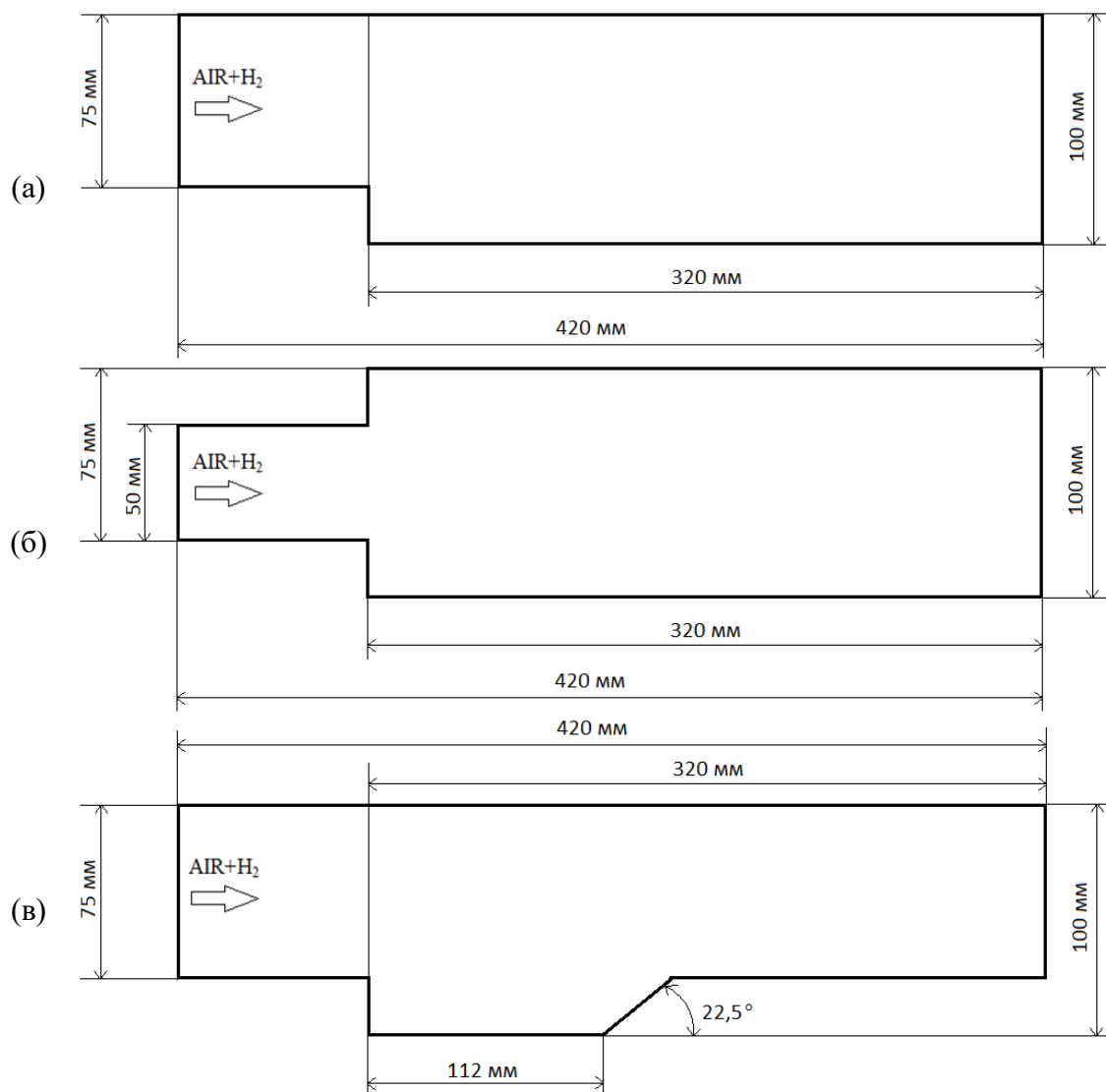


Рисунок 3.28. Схема каналов со стабилизаторами различной конфигурации.

Во входном сечении в канал подается предварительно перемешанная водородно-воздушная стехиометрическая смесь. Моделирование было выполнено при числе Маха на входе в канал $M = 4$, статическом давлении $P_0 = 50$ кПа и полной температуре $T_{st} = 450$ К. Толщина пограничного слоя на стенках канала составляла $\sigma \approx 10$ мм, на стенках заданы условия холодной стенки $T_w = 300$ К. Воздействие электронного пучка моделировалось путем объемной ионизации, т.е. перевода в атомарное состояние смеси ($Y_H = 0,045126$, $Y_O = 0,3610$) в зоне расширения за уступом на длине 100 мм, что соответствует условиям эксперимента [166].

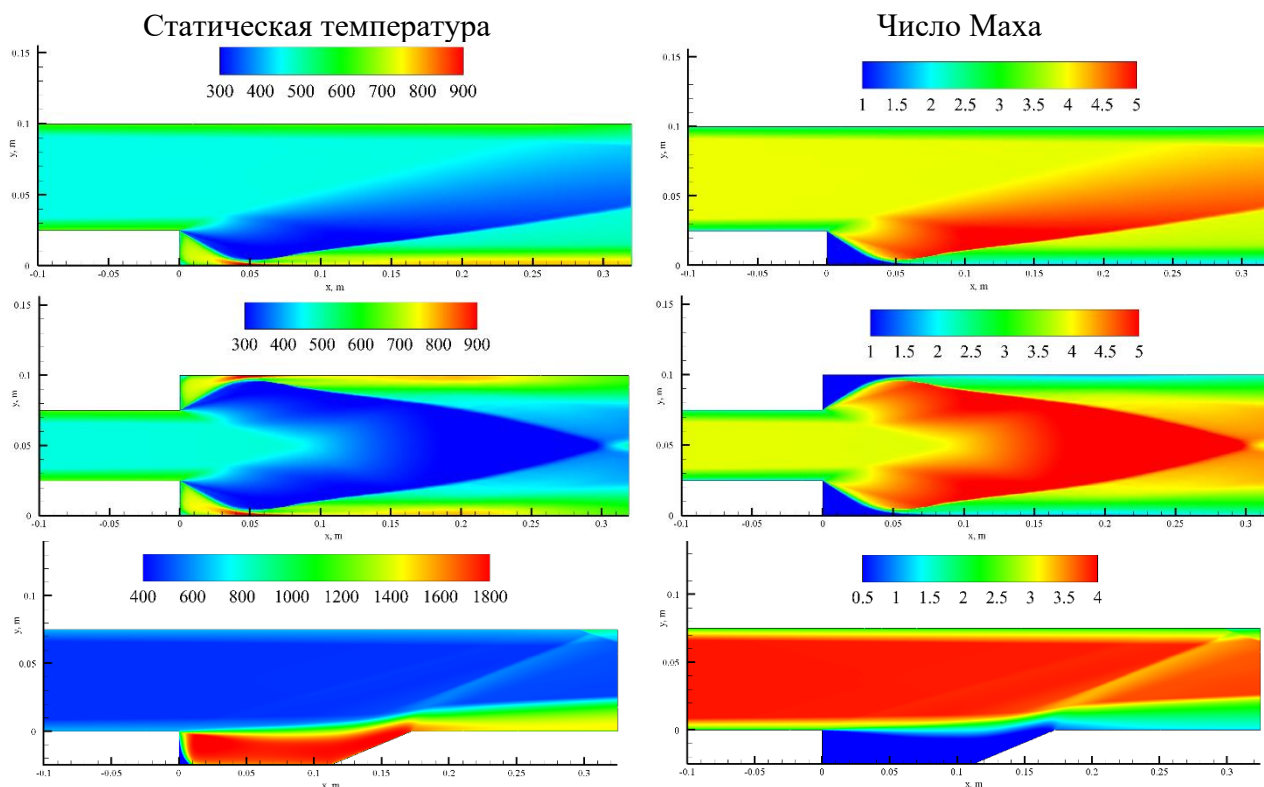


Рисунок 3.29. Поля течения без воздействия электронного пучка.

Предварительные расчеты без воздействия электронного пучка показали, что при этих температурах самовоспламенения смеси не происходило, что подтверждает рис. 3.29, на котором представлены поля статической

температуры и числа Маха для трех конфигураций. Для первой конфигурации достаточная для воспламенения температура наблюдается вдоль стенок канала и в рециркуляционной зоне за уступом. Так же за уступами и вдоль стенок повышение температуры наблюдается для симметричного канала с уступами. Картины течения для расчета канала с каверной показывают, что в каверне резко повышается температура. Эти результаты подтверждены экспериментально.

Самовоспламенение смеси при данных условиях в каналах не происходит, поэтому для обеспечения воспламенения использовалось искусственное инициирование горения. На рис. 3.30 представлены поля статической температуры для трех конфигураций каналов на разные моменты времени.

На рисунках видно, что воздействием электронного пучка удается добиться воспламенения смеси по всей высоте канала. С течением времени пламя выносит из канала. Стабилизации пламени удается достичь в рециркуляционных зонах за уступами. Результаты расчетов для канала с каверной показывают, что устойчивое горение продолжается в каверне и вдоль нижней стенке с расширением, а также на верхней стенке в зоне отрыва пограничного слоя вследствие прихода скачка.

В результате проведенных исследований было установлено, что с помощью воздействия электронного пучка можно обеспечить воспламенение предварительно перемешанной смеси при низких температурах. Вместе с этим показано, что в симметричном и несимметричном канале со стабилизатором в виде уступа при воздействии электронного пучка стабилизация пламени не происходит. Этот результат подтвержден экспериментальными данными.

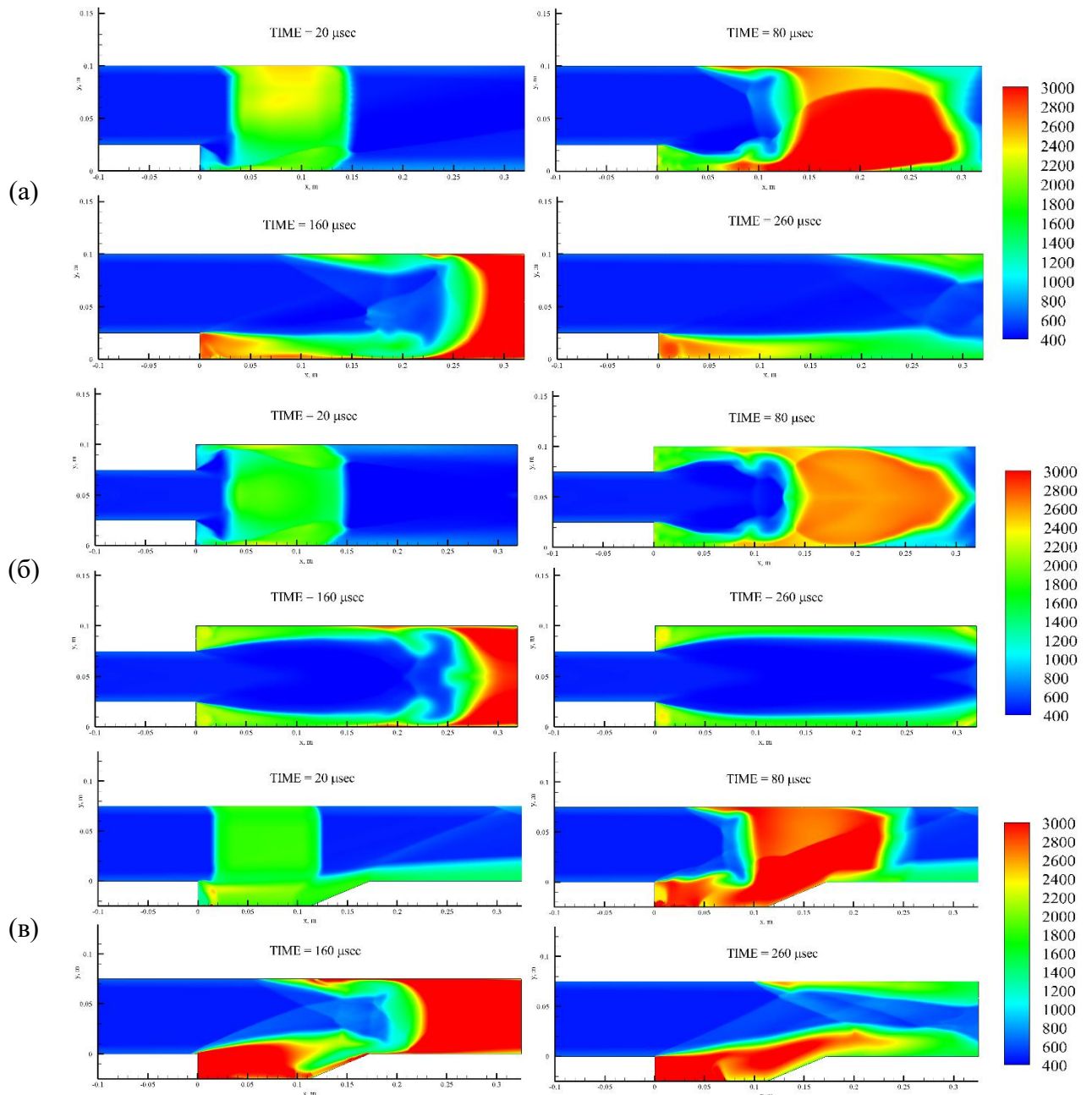


Рисунок 3.30. Поля статической температуры для трех конфигураций канала.

Выводы по главе 3

Проведенные в 3 главе параметрические исследования влияние внешних параметров на смещение, воспламенения и горения неперемешанных водородно-воздушных смесей.

Изменение параметров затопленного пространства показало, что при повышении n_p «бочкообразная» структура реагирующего течения становится более четкой, размер «бочек» увеличивается, перепад давления и числа Маха на оси струи растет. Параметры реагирующего течения на оси немонотонно зависят от n_p . Самый широкий слой смешения и горения получен для $n_p=3.4$

Увеличение доли паров воды в струе воздуха приводит к росту времени задержки воспламенения. Место прихода пламени на ось смещается от среза сопла, а также повышается максимальная концентрация паров воды в струе пламени. При $Y_{H_2O}=20\%$ место стабилизации пламени находится в дальней струе.

Используя воздействие электронного пучка при низких температурах смеси ($T_{st} < 800$ К) и высоких числах Маха, можно добиться воспламенения смеси по всей высоте канала и устойчивости горения. Пламя стабилизируется в областях с низкими скоростями: за уступами, в каверне и вблизи стенок канала. Стабилизации пламени по всей высоте канала не происходит из-за высоких скоростей. Выявлено, что для рассмотренных условий каверна является предпочтительным средством для стабилизации пламени при искусственном воспламенении.

ГЛАВА 4. Моделирование воспламенения и стабилизация горения в 3D каналах камеры сгорания

В четвертой главе представлены результаты численного исследования процессов воспламенения и стабилизации горения для условий экспериментов, проведенных в высокоэнтальпийной импульсной трубе ИТ-302М ИТПМ СО РАН [167] в режиме присоединённого трубопровода. Импульсная труба позволяет получить параметры потока, близкие к параметрам полета, обеспечивает требуемые давление и температуру на входе в камеру сгорания в широком диапазоне скоростей. Особенностью экспериментов в импульсных установках является то, что в ходе эксперимента, длительность которого не превышает 0.2 с, давление и температура основного потока снижаются. Калибровочные испытания подтвердили, что число Маха было постоянным в течение всего периода испытаний, а поток на входе в камеру сгорания был однородным [168].

Экспериментальная модель представляет собой прямоугольный канал шириной 100 мм, состоящий из сопловой части, изолятора и камеры сгорания. На входе в камеру сгорания установлена инжекционная секция со стабилизатором пламени в виде двух симметрично расположенных уступов высотой 25 мм (рис. 4.1). За инжектором расположена секция постоянного сечения высотой 100 мм и длиной 314 мм, а также расширяющаяся секция длиной 380 мм с углом раскрытия 12 градусов (на рис. 4.1, б, в не показана). Водород подаётся через 8 отверстий диаметром 2.8 мм, расположенных на верхней и нижней стенках канала перед уступом на расстоянии 8.5 мм, для угла подачи 45 градусов, и 13.5 мм, для угла подачи 90 градусов, от его кромки.

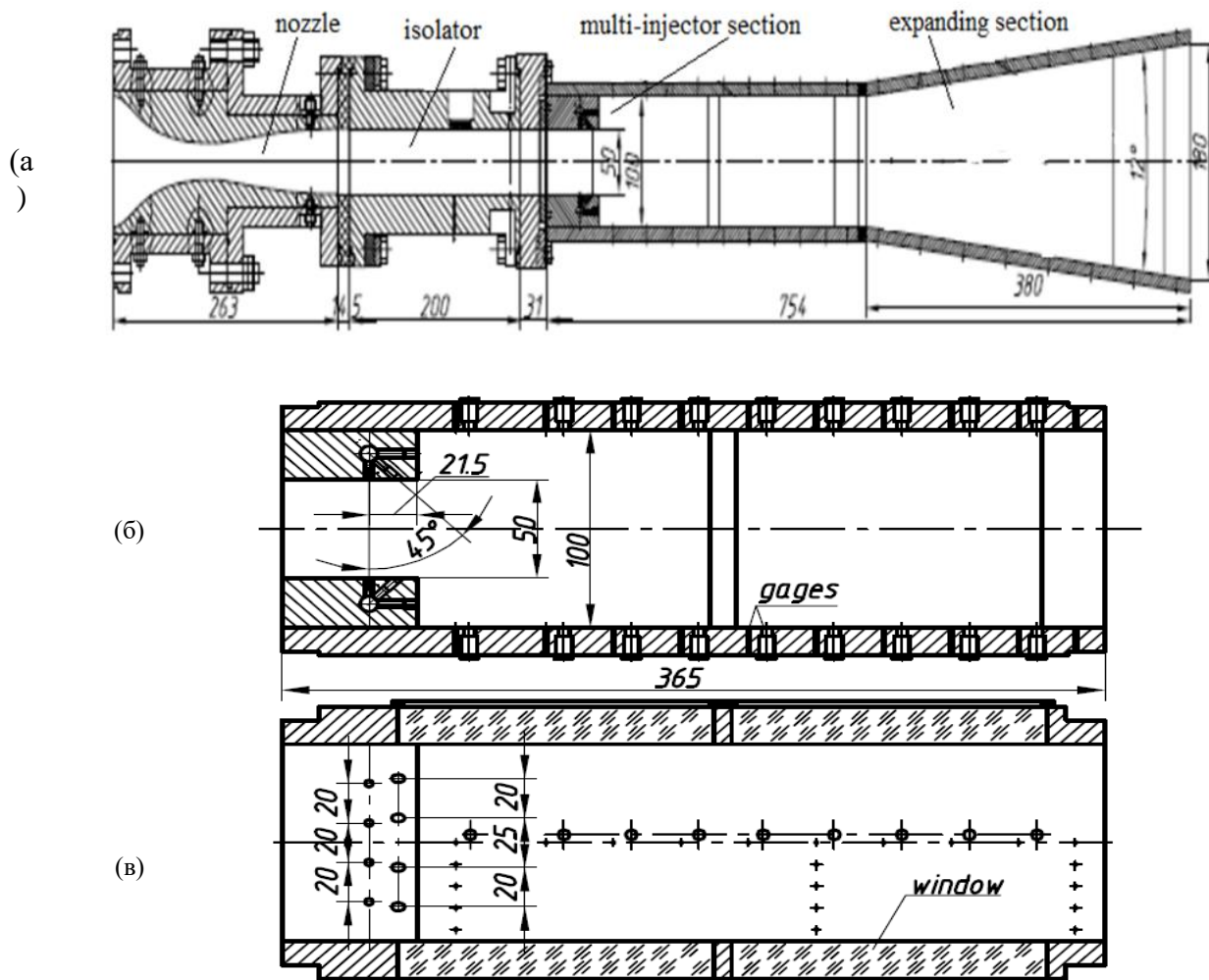


Рисунок 4.1. Схема всего канала (а), секции постоянного сечения в продольной (б) и поперечной (в) плоскостях симметрии.

На верхней и нижней стенках канала расположены датчики статического давления и тепловых потоков. Во время испытаний измеряется давление и температура торможения в форкамере установки. Для оценки коэффициента избытка топлива измерялись статическое давление, температура и массовые расходы воздуха и водорода. На боковой стенке камеры сгорания установлены стекла. Визуализация пламени в видимом диапазоне получена с помощью теневых фотографий. Большое количество точек измерения позволило получить детальные распределения статического давления и тепловых потоков на стенках канала, включая донное давление и давление в поперечных направлениях.

4.1. Численное исследование не реагирующих сверхзвуковых течений в 2D/3D канале с уступом и расширением

На рис. 4.2 представлены полученные в эксперименте распределения давления (а) и температуры (б) торможения в форкамере и статического давления на стенках канала в датчиках на входе в канал с уступами и расширением (в) [169].

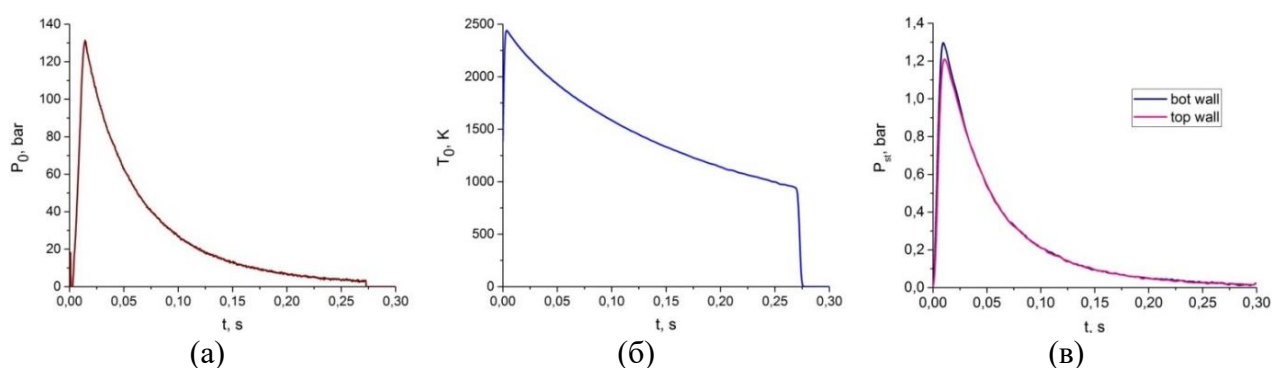


Рисунок 4.2. Экспериментальные данные для «холодного» течения [169].

На рис. 4.3 представлена схема канала, состоящий из форкамеры (1), плоского профилированного сопла (2) $l_1 = 300$ мм, секции изолятора (3) $l_2 = 200$ мм, секции постоянного сечения (4) $l_3 = 300$ мм и расширяющейся секции (5) $l_4 = 300$ мм. На верхней и нижней стенках секции постоянного сечения располагался обратный уступ высотой $h = 25$ мм. Экспериментальные данные для статического давления на стенках для места (6) на рис. 4.3 представлены на рис. 4.2, в.

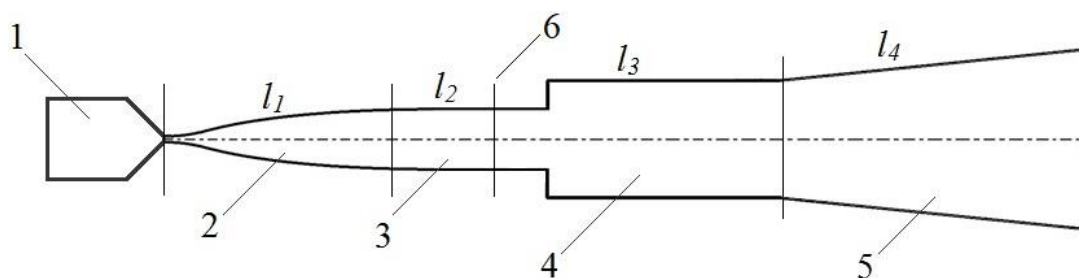


Рисунок 4.3. Схема экспериментальной установки (режим присоединенного трубопровода).

Целью данного параграфа является разработка методики расчета течений в экспериментальном канале в условиях импульсной установки с «падающими» параметрами на входе. Нестационарные условия получены путем аппроксимации экспериментальных данных для «холодного» течения в канале. Расчет проводился в двух- и трехмерных постановках с учетом вертикальной и горизонтальной симметрии канала.

4.1.1. 2D расчет с нестационарными условиями на входе

Расчетная область для двухмерной постановки задачи, схема которой представлена на рис. 4.4, включала профилированное сопло (2) для числа Маха $M = 4$, изолятор (3) и канал, состоящий из секции постоянного сечения (4) и расширяющейся секции (5). На верхней и нижней стенках секции постоянного сечения был расположен обратный уступ. Расчет выполнялся в 2D постановке с учетом симметрии канала.

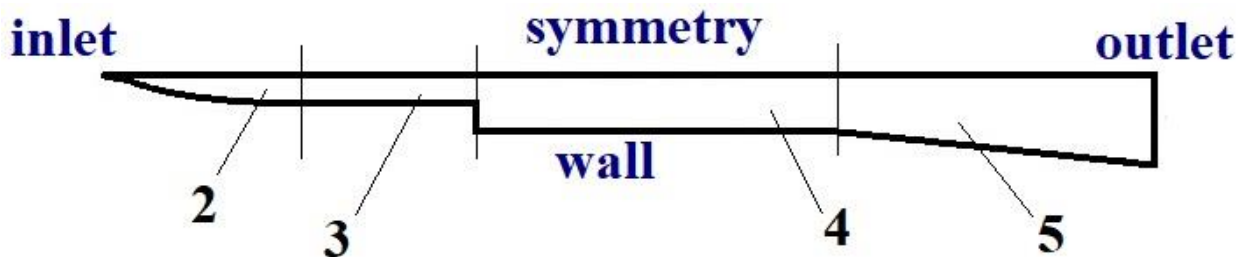


Рисунок 4.4. Расчетная область для двухмерной постановки задачи.

Решение задачи проводилось в два этапа. На первом этапе выполнен стационарный расчет с постоянными параметрами на входе, $P_0 = 131.3 \text{ bar}$, $T_0 = 2357.5^\circ \text{ K}$, $M = 1$, соответствующими данным эксперимента для момента времени $t = 10 \text{ мс}$ (момент максимума нестационарных условий в эксперименте, рис. 4.2). На втором этапе выполнен нестационарный расчет с «падающими» параметрами на входе, которые моделировались с помощью пользовательских функций и выражений, аппроксимирующих экспериментальные профили статического давления $P_{st}(t)$ и полной температуры $T_0(t)$. Используя данные о

профиле числа Маха, который предполагается не зависимым от времени, вычисляется значения для профиля статической температуры. Условия прилипания для скорости на стенке и условие «холодной» стенки $T_w = 300$ К использовались для всех расчетов.

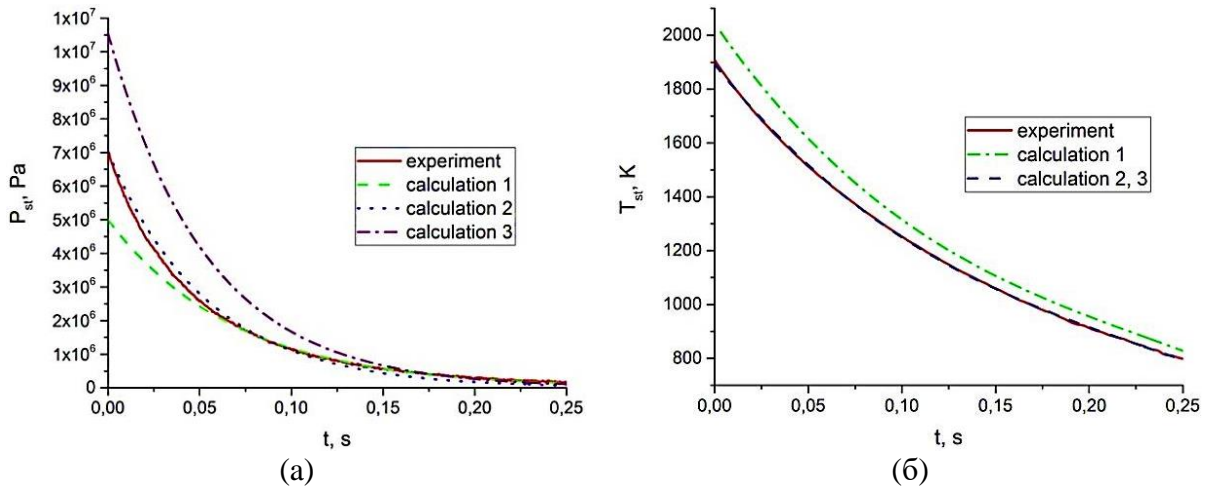


Рисунок 4.5. Графики аппроксимации экспериментальных данных.

На рис. 4.5 представлены графики аппроксимационных функций, построенных по экспериментальным данным. В таблице 4.1 приведены аппроксимирующие формулы, которые использованы в расчетах.

Таблица 4.1. Уравнения аппроксимации давления и температуры

Случай	Температура	Давление
1	$f(t) = -45568.0 \cdot t^3 + 32106.0 \cdot t^2 - 0041.0 \cdot t + 2044.1$	$h(t) = 5e+6 \cdot \exp(-14.42 \cdot t)$
2	$f(t) = -38257.0 \cdot t^3 + 26955.0 \cdot t^2 - 8744.8 \cdot t + 1892.8$	$h(t) = 7029123.0 \cdot \exp(-18.42 \cdot t)$
3		$h(t) = 10543685.0 \cdot \exp(-18.42 \cdot t)$

В расчетах использовалась структурированная сетка с четырехугольными ячейками, сгущающаяся к стенкам канала. В ходе расчета проводилась адаптация расчетной сетки по градиенту плотности и параметру $y^+ \approx 1$.

Результаты стационарного двухмерного течения

На рис. 4.6 представлены поля распределения статического давления (а), статической температуры (б) и числа Маха (в), полученные в расчете с постоянными условиями на входе. Рис. 4.6, а показывает, что в канале реализуется структура потока, характерная для сверхзвукового течения в окрестности обратного уступа. На рисунке видна волна разрежения (EF), сформированная на кромке уступа. За уступом образуется рециркуляционная зона (RZ), замыкающаяся хвостовым скачком (TS). Волна разрежения и скачок уплотнения распространяются вниз по течению, отражаясь от стенок канала. В результате в канале образуется система ударных волн и волн разрежения с типичным «пилообразным» распределением давления на стенках канала (см. рис. 4.7, а).

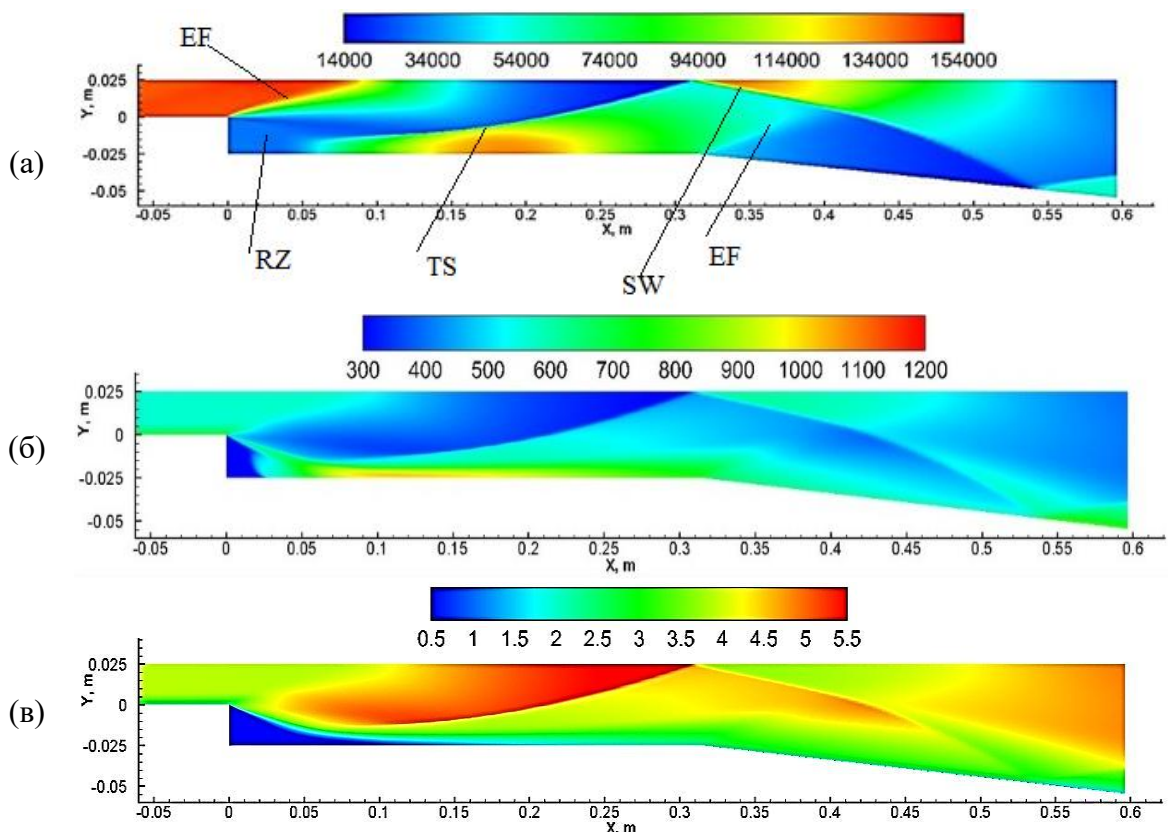


Рисунок 4.6. Поля распределения статического давления (а), температуры (б) и числа Маха (в) для стационарного расчета.

Максимальная температура наблюдается за хвостовым скачком (TS) у стенки канала (рис. 4.6, б). В центре потока за уступом уровень статической температуры остается низким из-за резкого расширения потока. Рис. 4.6, в показывает, что перед уступом происходит нарастание пограничного слоя. Детализация поля течения непосредственно за уступом демонстрирует область ускорения сверхзвукового потока в веере волн разрежения и дозвуковую рециркуляционную зону. Так же видна система косых волн сжатия, замыкающая рециркуляционную область за уступом.

На рис. 4.7 представлены графики статического давления (а) и числа Маха (б) на оси симметрии. Перед уступом давление почти постоянно, но за уступом ($x = 0$) оно резко понижается. В области $x = 300$ мм давление повышается под действием хвостового скачка, пришедшего со стенки. В ядре потока число Маха близко к $M = 4$, а затем резко увеличивается из-за воздействия волн разрежения. Максимум числа Маха $M = 5,75$ достигается перед хвостовым скачком ($x = 300$ мм). Далее вниз по течению число Маха резко падает, но затем структура повторяется из-за отражения волн.

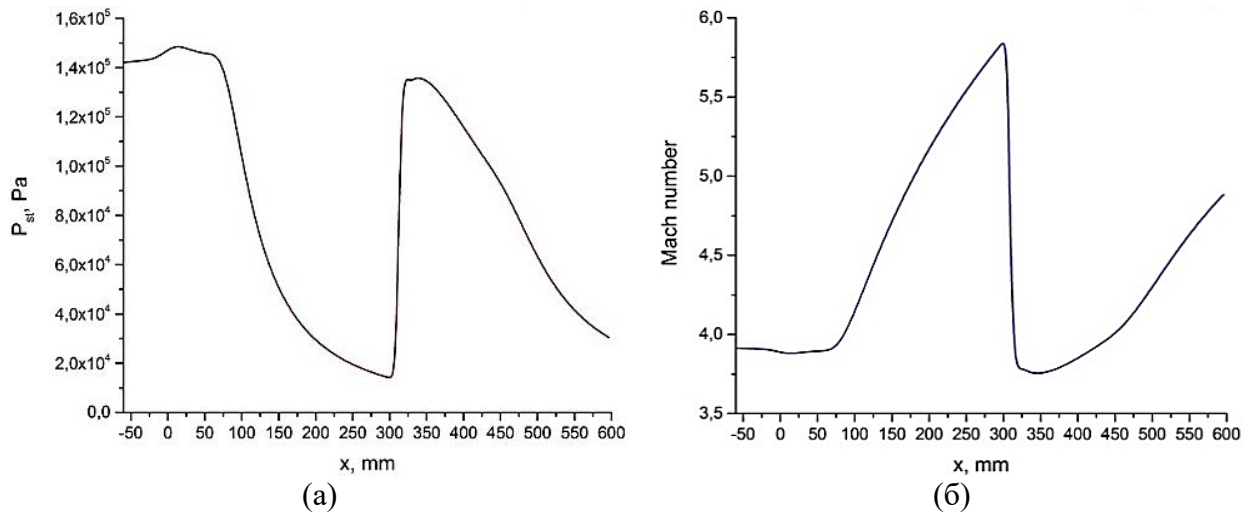


Рисунок 4.7. Распределение статического давления (а) и числа Маха (б) на оси симметрии.

Результаты нестационарного двухмерного течения

На рис. 4.8, а приведено сравнение осредненных профилей скорости для экспериментальных и численных исследований на разные моменты времени на входе в камеру сгорания (сечение б на рис. 4.3). Видно, что расчетные кривые хорошо согласуются с экспериментальными точками. На рис. 4.8, б представлен график сравнения расчётного и экспериментального статического давления на верхней и нижней стенках на входе в камеру сгорания. На графике видно, что расчетная кривая качественно и количественно верно описывает экспериментальные точки.

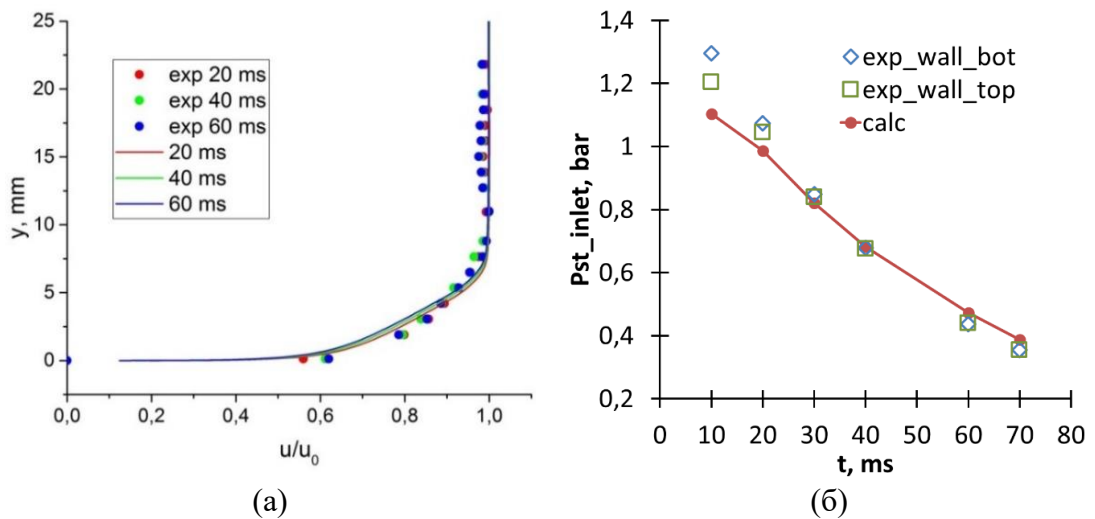


Рисунок 4.8. Средние профили скорости (а) и статическое давление (б) на входе в камеру сгорания в сечении б (рис. 4.3).

На рис. 4.9 показано сравнение экспериментальной шпирен-фотографии и расчетного поля плотности для момента времени $t = 10$ мс. Рисунок показывает, что расчет верно воспроизводит экспериментальную структуру потока. На рисунке видны зона рециркуляции за уступом (1), волна разрежения, сформированная на кромке уступа (2), слой смешения (3) и хвостовой скачок (4). распространяются вниз по течению.

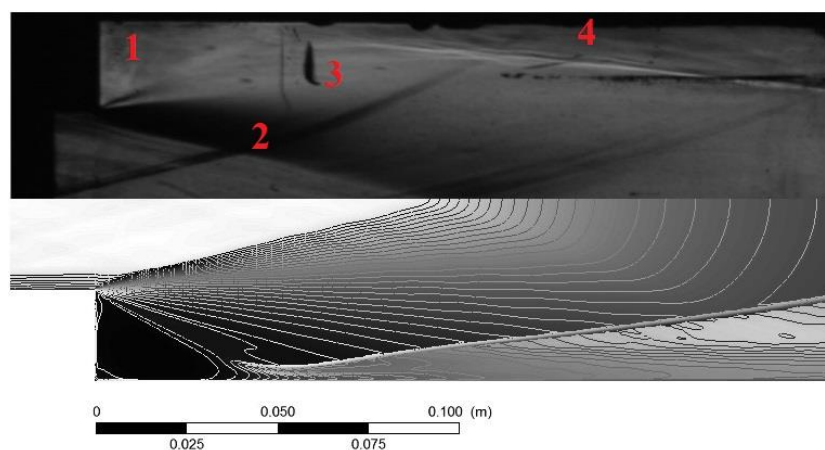


Рисунок 4.9. Экспериментальная теневая картина и расчетное поле плотности для момента времени $t = 10$ мс.

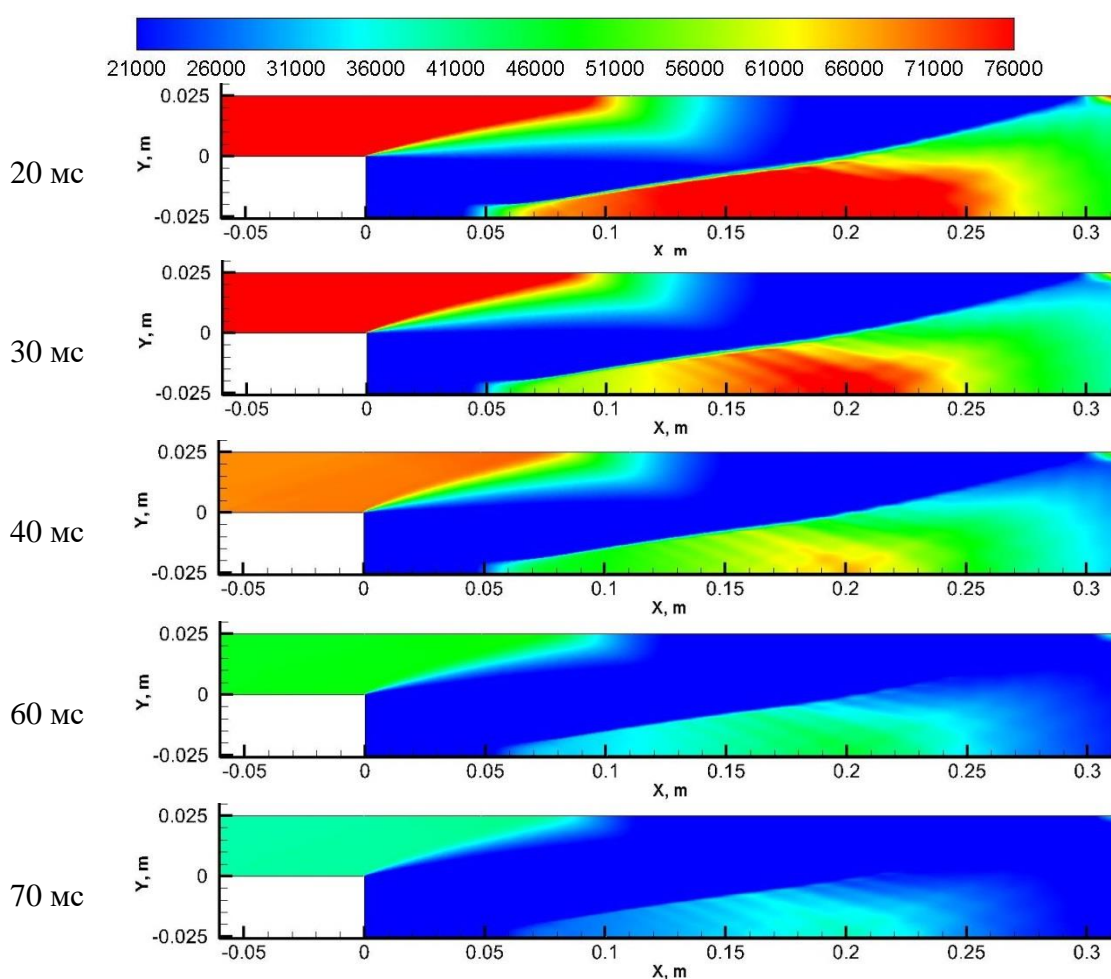


Рисунок 4.10. Расчетное поле статического давления на разные моменты времени.

На рис. 4.10 показаны поля статического давления на разные моменты времени. Видно, что с течением времени структура потока меняется несильно,

но изменяются параметры течения, что может оказать влияние на процессы смешения, самовоспламенения и горения.

На рис. 4.11 представлено сравнение расчетных и экспериментальных статических давлений на стенках канала камеры сгорания для разных моментов времени. Видно, что для 20 мс и 30 мс расчет недопредсказывает распределение статического давления в донной области ($50 < x < 200$ мм), где формируется хвостовая ударная волна. Для 40 мс расчетные кривые проходят чуть ниже экспериментальных точек в донной области, что может быть связано с трудностями измерений в нестационарном течении. За ударной волной расчетные кривые и экспериментальные точки совпадают. Для моментов времени 60 мс и 70 мс наблюдается хорошее качественное и количественное согласование расчетных и экспериментальных данных.

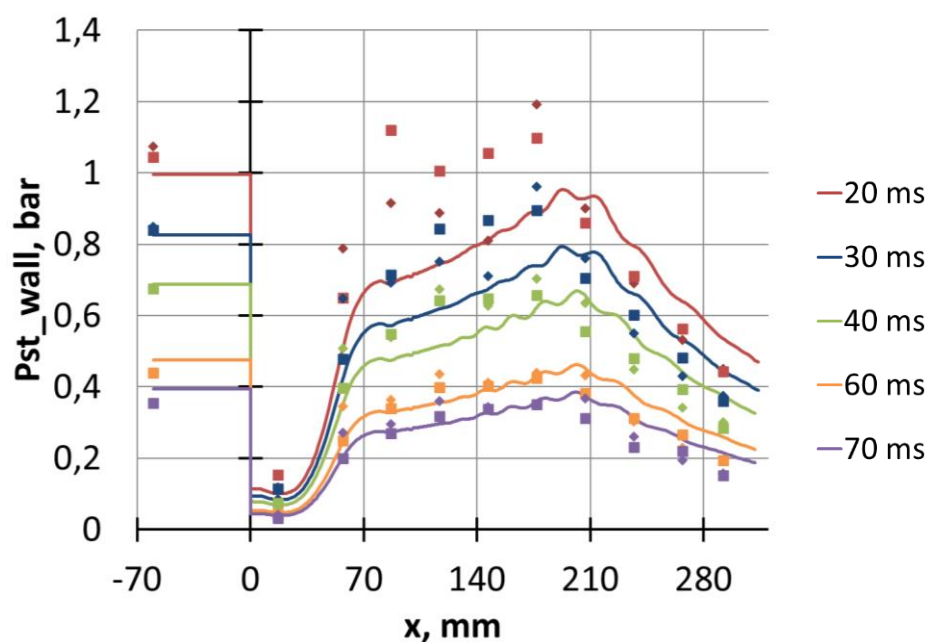


Рисунок 4.11. Сравнение экспериментальных и расчетных распределений статического давления на стенках канала.

4.1.2. Расчет в трехмерной постановке с нестационарными условиями на входе

На рис. 4.12 представлена расчетная область камеры сгорания в трехмерной постановке. Для экономии компьютерного времени расчетов расчетная область была сокращена до четверти камеры сгорания с учетом вертикальной и горизонтальной симметрии канала.

Для получения пограничного слоя был проведен расчет стационарного течения в прямом канале 25x25x1000 мм. В экспериментальных исследованиях толщина пограничного слоя составляла 10 мм. Максимальные значения давления и температуры в форкамере $P_0=131.3$ bar, $T_0=2357.5$ К соответствуют данным эксперимента в момент времени $t = 9.5$ мс. Профили газодинамических и турбулентных параметров были записаны на выходе из прямого канала и подключены в качестве граничных условий на входе в камеру сгорания при проведении стационарного расчета.

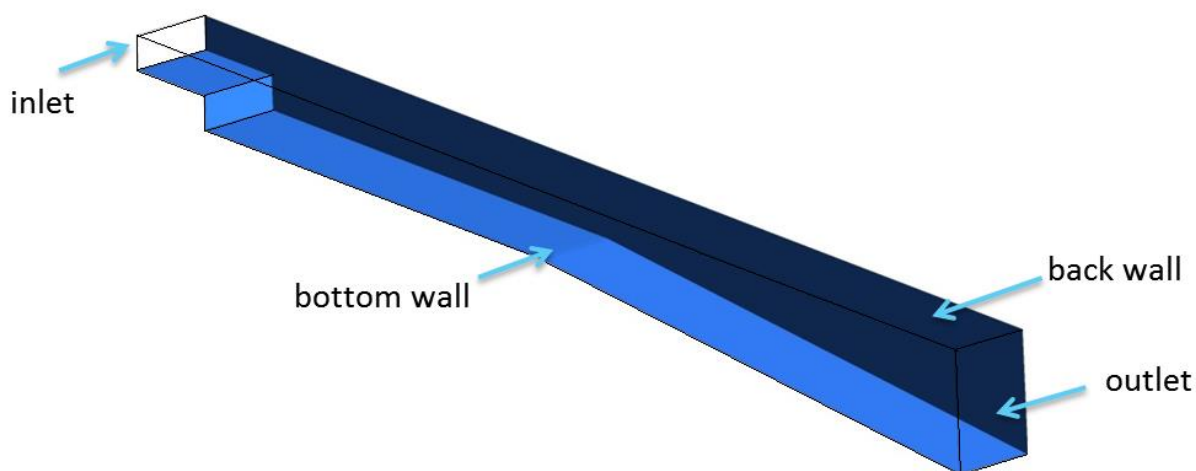


Рисунок 4.12. Расчетная 3D область.

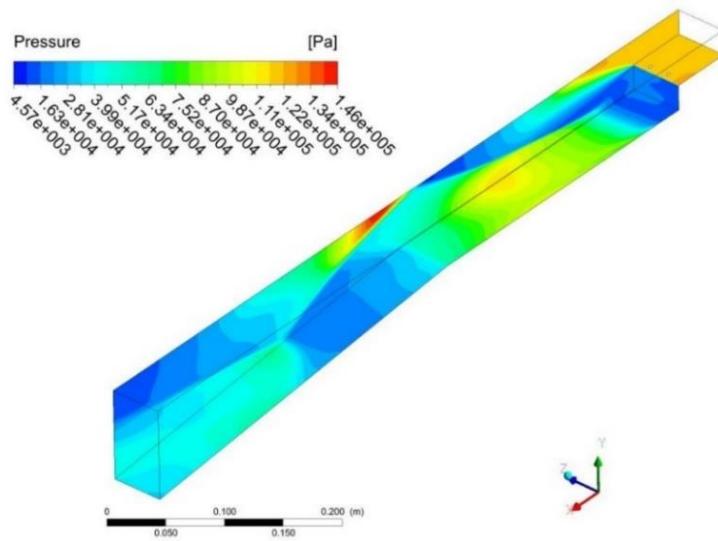
Для нестационарного расчета были написаны пользовательские (UDF) функции, аппроксимирующие экспериментальное статическое давление на входе в камеру сгорания. UDF функция для статической температуры использовали аппроксимацию экспериментальной полной температуры и профиль числа Маха, который полагался независимым от времени. Во всех расчетах на стенке использовались условия прилипания для скорости и условие $T_w=300$ К.

На рис. 4.13 представлено поле распределения в плоскости симметрии и на стенке канала статического давления (а), статической температуры (б) и числа Маха (в), полученные в стационарном расчете. Структура течения в плоскости симметрии согласуется с той, что получена в двумерном расчете и подробно описана выше.

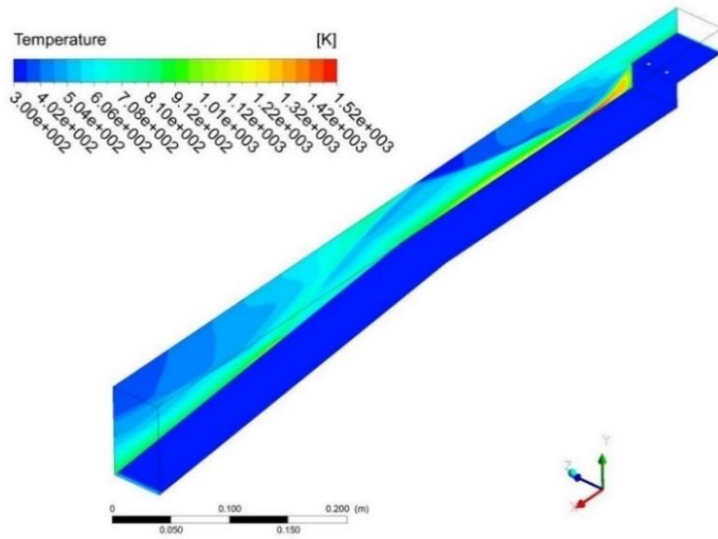
На рис. 4.14 представлены поля статического давления (а), статической температуры (б) и числа Маха (в) на нижней стенке и в нескольких поперечных сечениях.

На рис. 4.15 представлено сравнение экспериментальных и расчетных распределений статического давления на входе в камеру сгорания (а) и на стенке канала. Расчетные кривые на рис. 4.15, а хорошо соответствуют экспериментальным точкам.

(a)



(б)



(в)

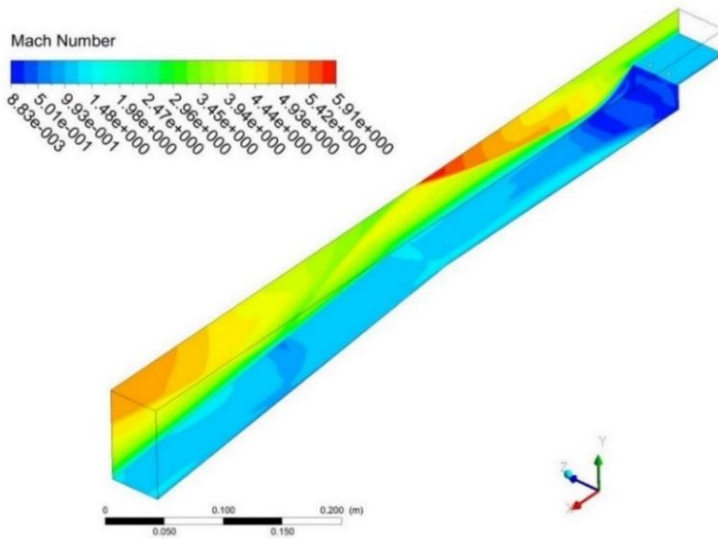
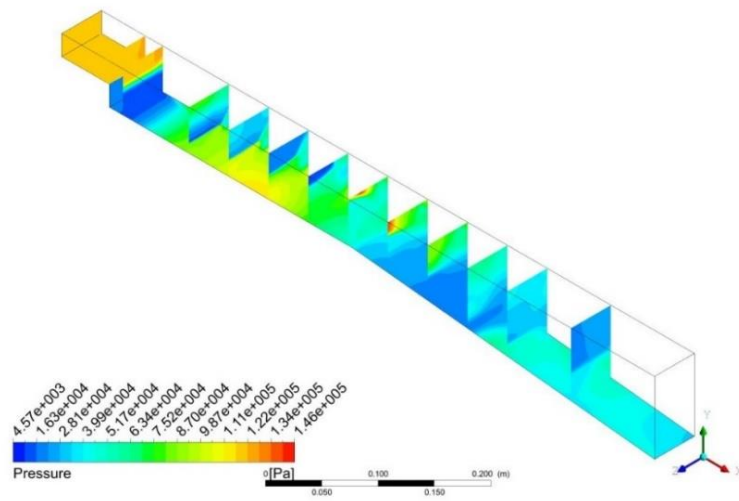
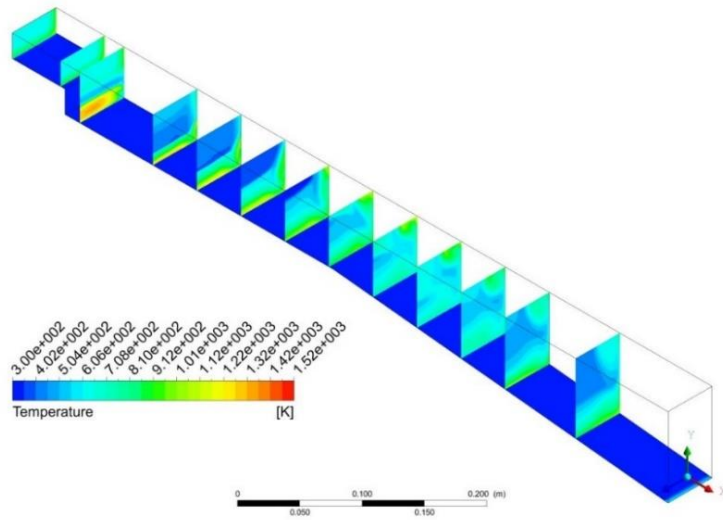


Рисунок 4.13. Расчетные поля статического давления (а), температуры (б) и числа Маха (в) в центральном продольном сечении и на нижней стенке.

(a)



(б)



(в)

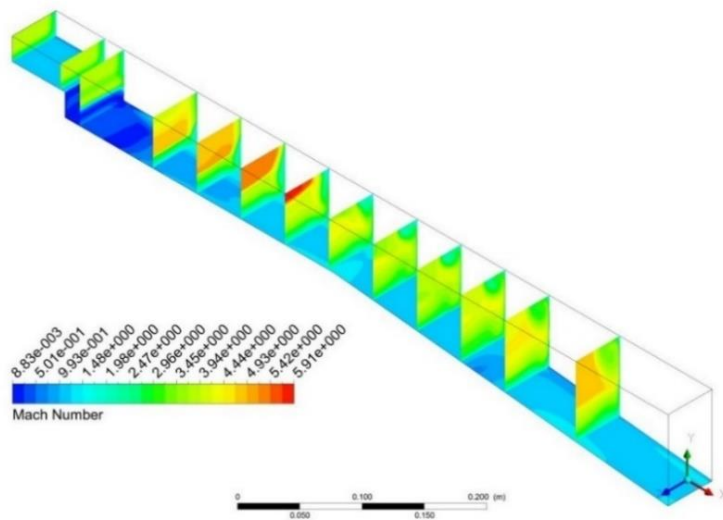


Рисунок 4.14. Расчетные поля статического давления (а), температуры (б) и числа Маха (в), в поперечных сечениях канала и на нижней стенке.

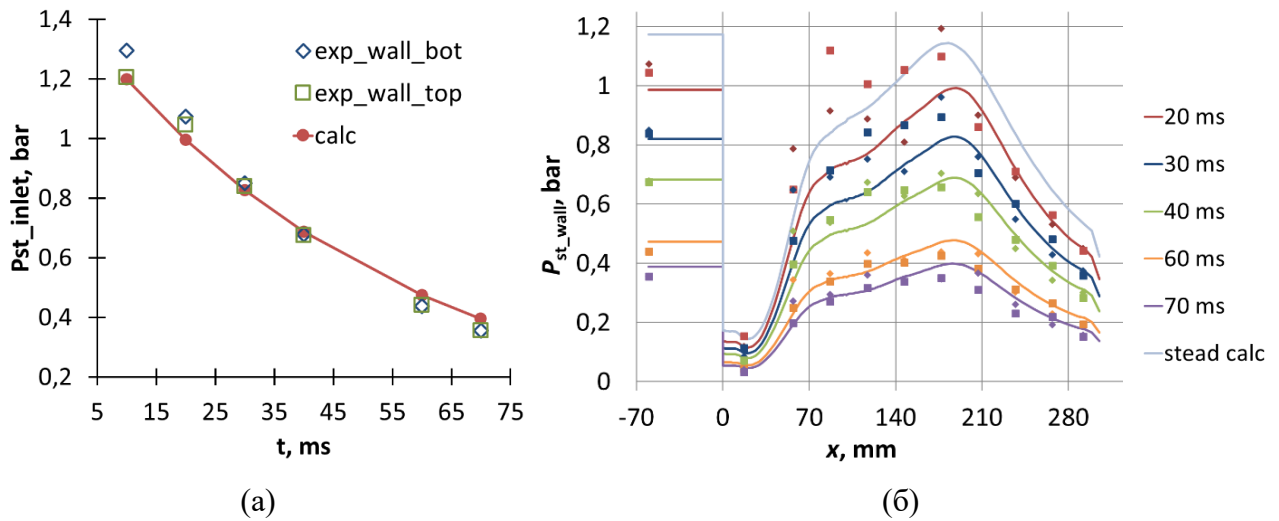


Рисунок 4.15. Распределение статического давления на входе в канал (а) и на стенках канала (б) на разные моменты времени.

Сравнение распределений статического давления на разные моменты времени показывает, что расчет качественно верно описывает экспериментальные данные. Количественные расхождения наблюдаются в донной области канала ($50 < x < 200$ mm) для времен 20-30 мс. Для времен 40-70 мс экспериментальные и расчетные данные согласуются качественно и количественно. Так же можно заметить, что расчетная кривая для стационарного расчета (светло голубая, «stead calc») проходит по экспериментальным точкам в донной области, после этой области расчетная кривая проходит выше экспериментальных точек. Для расчетных кривых нестационарного расчета (20-30 мс) наблюдается такая же картина для донной области. Кривая для 20 мс проходит по расчетным точкам для 30 мс, расчетная кривая для 30 мс проходит чуть выше экспериментальных точек соответствующих 40 мс.

На основе выполненных расчетов проведена оценка временных ресурсов, необходимых для расчетов 3D задачи с нестационарными условиями, которое показало, что даже для нереагирующего течения время расчетов очень велико. При этом структура течения и безразмерные параметры, полученные в расчете с использованием нестационарных условий на входе, не изменяются. На

основании этого принято решение в дальнейшем реализовать нестационарные расчеты реагирующих течений как последовательность задач со стационарными условиями. В качестве начальных данных для следующего момента времени выбирается решение, полученное на предыдущем шаге

4.1.3. 3D нестационарный расчет нереагирующего течения

Целью данного параграфа является разработка и тестирование алгоритма расчета нереагирующих течений воздуха с инъекцией струй водорода. Для получения начального распределения газодинамических параметров сначала проводится расчет стационарного течения без инъекции струй. Далее моделируется процесс смешения без подключения блока химической кинетики, соответствующий случаю инъекции водорода в азот. В последующих расчетах в модель подключался блок уравнений химической кинетики горения водорода в воздухе и проводился расчет реагирующих течений.

Расчеты выполнены в нестационарном приближении при постоянных входных условиях. Каждый последующий расчет в качестве начальных условий использует данные, полученные в предыдущем случае. В процессе расчета каждого случая накапливается статистика, включающая пульсационные, средние и среднеквадратичные отклонения.

Трехмерная расчетная область (рис. 4.16) включает в себя инжекторную и расширяющуюся секции канала с учетом его симметрии в вертикальном и поперечном направлениях. Слева расчетная область ограничена входным (inlet), справа – выходным (outlet) сечениями, снизу и сзади - стенками канала (bottom wall / side wall). Верхняя и фронтальная границы расчетной области являются плоскостями симметрии. Начало системы координат лежит в плоскости симметрии на верхнем внешнем ребре уступа.

На твердых стенках заданы условия прилипания для скорости и температура $T_w = 300$ К. На фронтальной и верхней границах расчетной области

используются условия симметрии (равенство нулю производных по нормали от всех переменных).

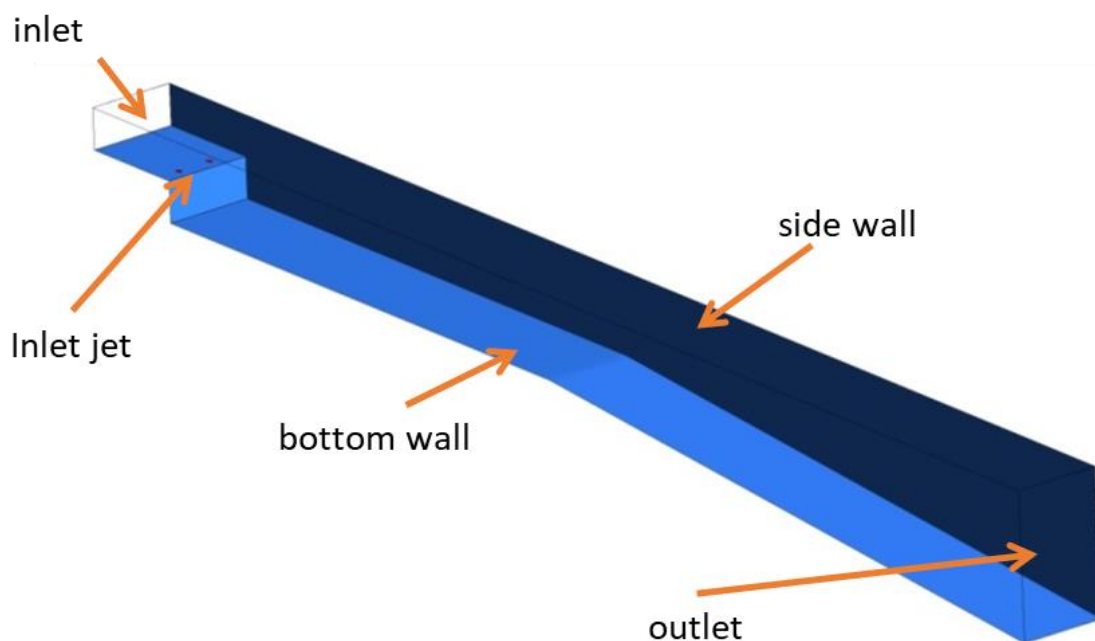


Рисунок 4.16. Расчетная область для течения с инжекцией струй.

На твердых стенках заданы условия прилипания для скорости и температура $T_w = 300$ К. На фронтальной и верхней границах расчетной области используются условия симметрии (равенство нулю производных по нормали от всех переменных). На входе в канал, через которое в расчетную область поступает воздух, заданы профили газодинамических и турбулентных параметров, учитывающие пограничный слой толщиной 11 мм, который развивается на стенках канала длиной 800 мм с начальным уровнем турбулентных пульсаций 5%. На отверстиях инжекции водорода заданы число Маха, статические температура и давление, уровень турбулентных пульсаций составлял 10%.

Были проведены расчеты со стационарными условиями для случаев без инжекции, с «холодным» течением и инжекцией струи водорода под углами 45° и 90° (табл. 4.2). Здесь P - давление, T_0 – температура торможения, M – число

Маха, индекс “∞” относится к параметрам на входе в канале, “jet” – на отверстиях

инжекции, $J = \frac{(\rho V^2)_{jet}}{(\rho V^2)_{\infty}}$ – динамический напор струи, ρ , V – плотность и

амплитуда скорости. Числа Маха основного потока и струи во всех расчетах были постоянными $M_{\infty} = 3.85$; $M_{jet} = 1$.

Таблица 4.2. Начальные данные для расчетов нереагирующего течения

case	$T_{0\infty}$, К	P_{∞} , МПа	α_{jet}	T_{0jet} , К	P_{0jet} , МПа	J
no jet	2100	0.11	-	-	0	-
Mix 1	2100	0.11	45°	300	2.8	1.73
Mix 2	1725	0.062	90°	300	5.39	2.46
Mix 3	1576	0.056	90°	300	4.22	2.66

Расчет без подачи струй водорода

На рис. 4.17 представлено поле статического давления (а) и числа Маха (б) для случая «no jet» из табл. 4.2. Структура нереагирующего течения включает два симметричных веера волн разрежения, формирующихся на кромках уступов. Донная область за уступом с низким давлением замыкается хвостовым скачком уплотнения, в котором давление восстанавливается до уровня набегающего потока. Волны сжатия и разрежения распространяются вниз по течению, отражаясь от стенок канала, при этом в расширяющейся части канала средний уровень давления снижается.

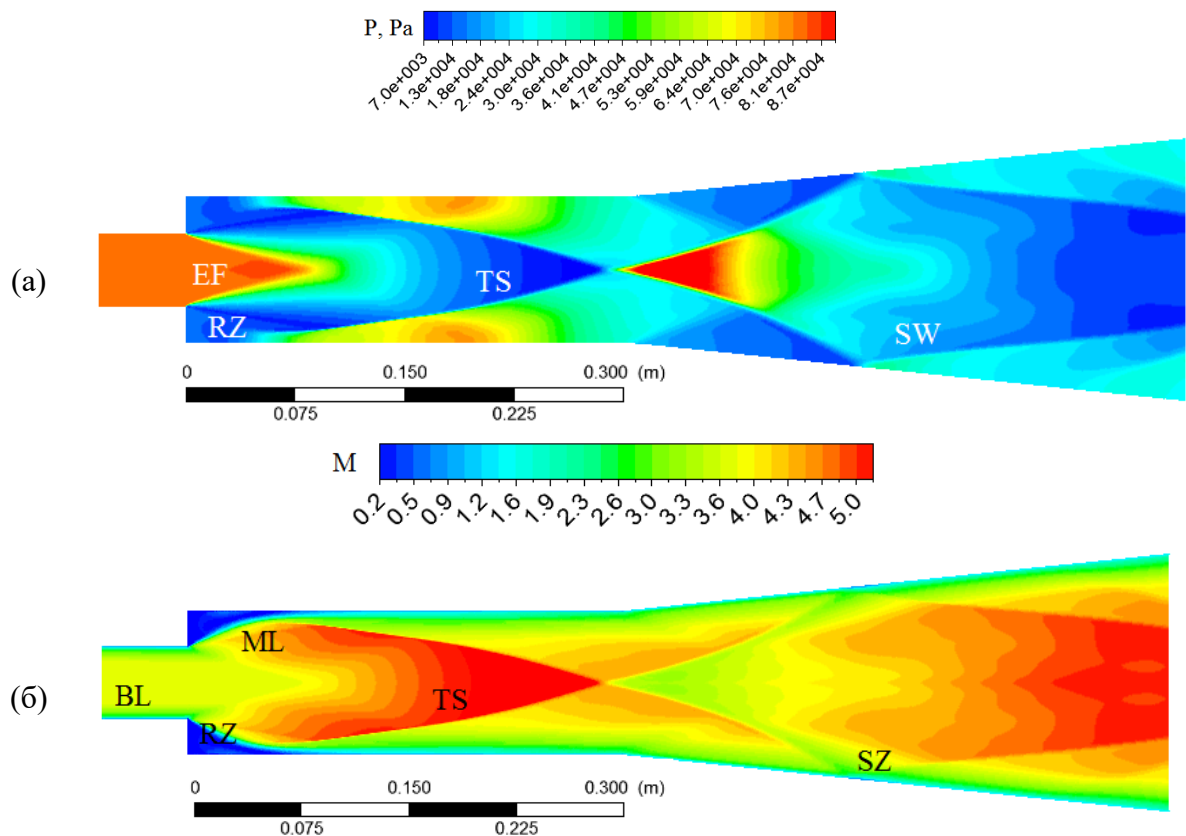


Рисунок 4.17. Поле статического давления (а) и числа Маха (б) для случая «no jet» из табл. 4.2.

На рис. 4.18 представлен график распределения статического давления на стенке в плоскости симметрии. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются. Кривая имеет минимум давления в донной области, обусловленный воздействием веера волн разрежения, после чего давление восстанавливается в замыкающем скачке уплотнения. Далее опять следует снижение давления, вызванное воздействием волны разрежения с противоположной стенки. Вторым локальный максимум давления возникает в зоне прихода хвостового скачка с противоположной стенки канала.

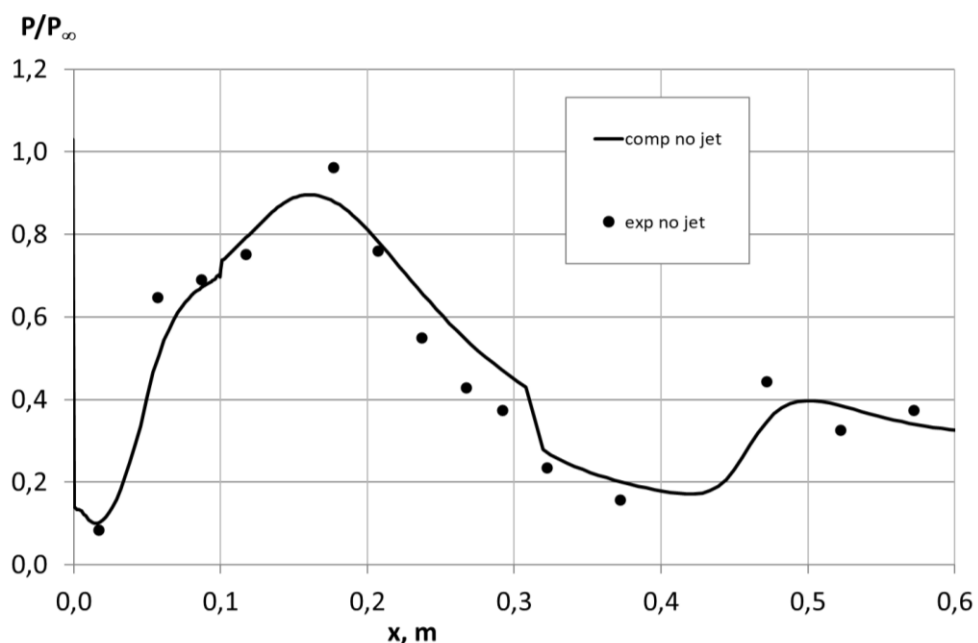


Рисунок 4.18. Распределение статического давления на стенке в плоскости симметрии для случая «no jet» из табл. 4.2.

Расчёт с подачей струй под углом $\alpha_{H_2} = 45^\circ$

На рис. 4.19 представлены поля среднего безразмерного статического давления в плоскости симметрии (а) и вид сверху (б). Структура не реагирующего течения включает веера волн разрежения, формирующихся на кромках уступов. Донная область за уступом с низким давлением замыкается хвостовым скачком уплотнения. Наличие струй водорода приводит к образованию дополнительных волн сжатия, которые повышают давление за хвостовым скачком и способствуют сдвигу волновой конфигурации вверх по потоку. Волны сжатия и разрежения распространяются вниз по течению, отражаясь от стенок канала, при этом в расширяющейся части канала средний уровень давления снижается.

На рис. 4.20 представлены поля массовой концентрации H_2 в плоскости центра струи (а), в плоскости симметрии (б) и изолиния $Y_{H_2} = 0.03$ для поля $T_{st} > 800$ К (в). Рис. 4.20, а показывает, что водород распространяется в канал по слою смешения. На рис. 4.20, в показана область, в которой статическая температура не превышает минимальные для воспламенения водорода значения

800 К, а сплошной линией показана изоповерхность массовой концентрации водорода $Y_{H_2} = 0.03$, близкой к стехиометрическому значению водородно-воздушной смеси. Этот рисунок позволяет предсказать зоны, в которых в реагирующем течении наиболее вероятно воспламенение. В данной конфигурации плоскость симметрии находится между отверстиями инжекциями, и водород в близкой к стехиометрии концентрации присутствует в отрывной зоне и ниже по потоку от сечения $x > 0.15$.

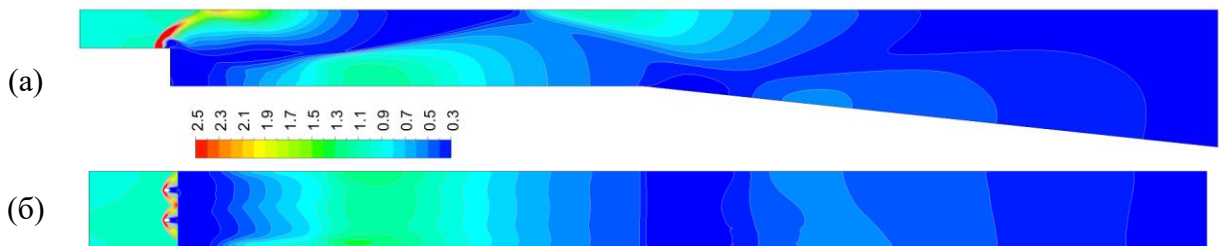


Рисунок 4.19. Поле среднего безразмерного статического давления в плоскости центра струи (а) и на стенке канала (б) для $\alpha_{H_2} = 45^\circ$

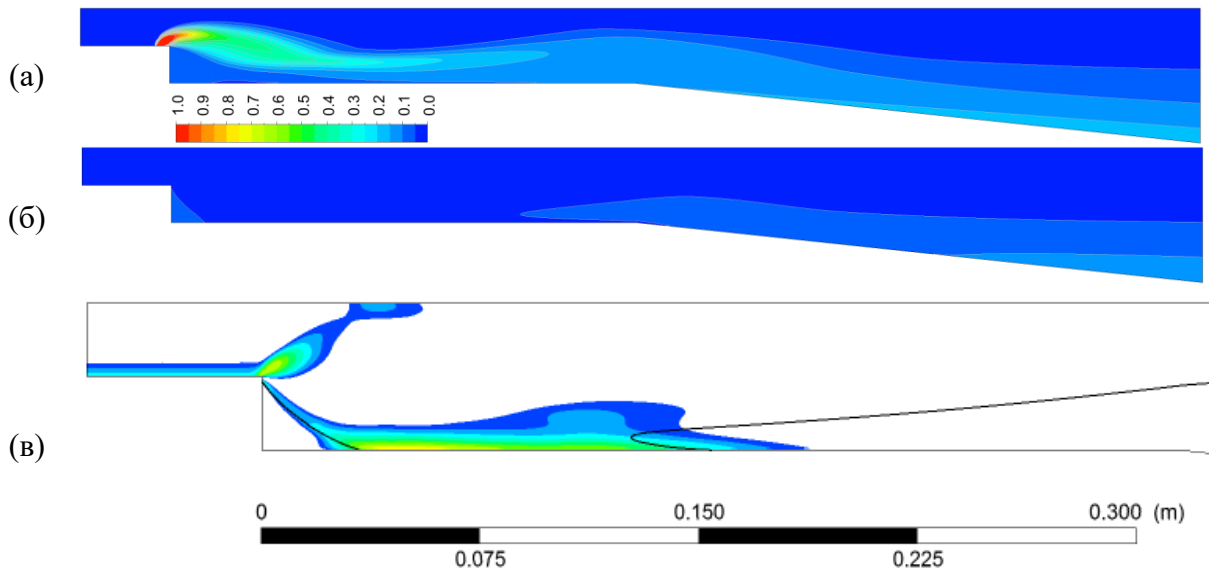


Рисунок 4.20. Поле массовой концентрации H_2 в плоскости центра струи (а), в плоскости симметрии (б) и изолиния $Y_{H_2} = 0.03$ для поля $T_{st} > 800$ К (в) для $\alpha_{H_2} = 45^\circ$.

На рис. 4.21 представлено поле статической температуры в плоскости, проходящей через центр струи. Максимальная температура наблюдается в зоне рециркуляции и пристенной зоны за замыкающим скачком, которые захватывает стехиометрическая изоповерхность.

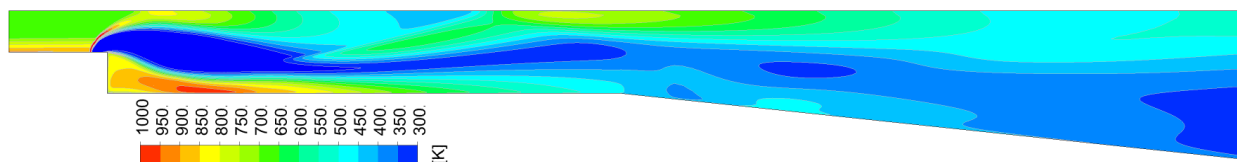


Рисунок 4.21. Поле статической температуры в плоскости центра струи для $\alpha_{H_2} = 45^\circ$.

Совместный анализ температурных полей и полей концентрации водорода в продольных сечениях, проходящих через отверстия инъекции, показал, что вследствие высокой концентрации водорода и его низкой температуры зоны благоприятные для воспламенения в этих сечениях отсутствуют. Таким образом, наиболее вероятно, что воспламенение произойдет в пристенных зонах между струями за повышающим статическую температуру замыкающим скачком.

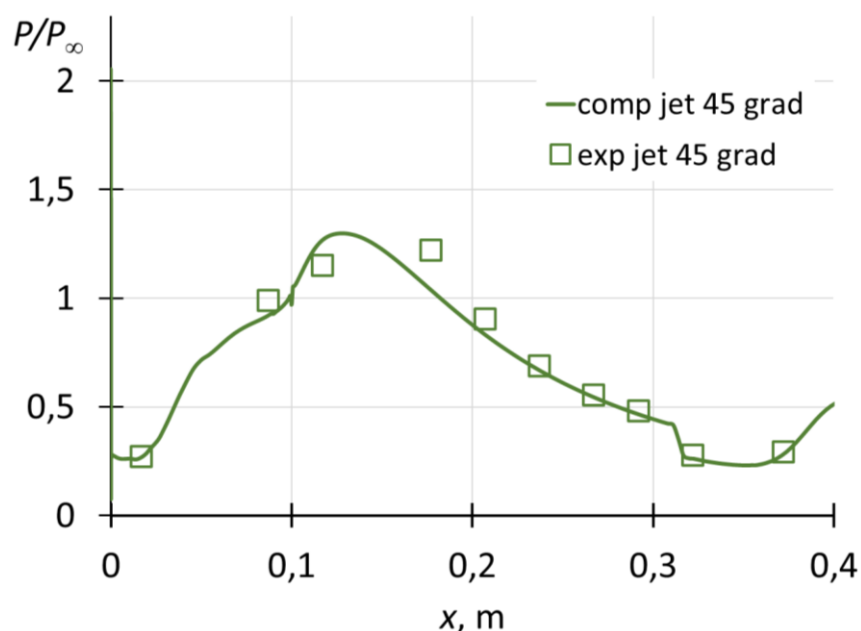


Рисунок 4.22. Распределение безразмерного статического давления на стенке канала в плоскости симметрии для $M_{iH} = 1$ (табл. 4.2).

На рис. 4.22 представлены результаты расчетов и экспериментальные данные о распределении статического давления на стенке канала в плоскости симметрии. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются. При инжекции струй первый локальный максимум вырастает на 25% по сравнению со случаем без инжекции, и все волновая конфигурация сдвигается вверх по потоку.

Расчёт с подачей струй под углом $\alpha_{H_2} = 90^\circ$

На рис. 4.23 представлены поля числа Маха (а) и статической температуры (б) в плоскости симметрии для $\alpha_{H_2} = 90^\circ$. Перед струей формируется λ -конфигурация ударных волн (1). Головной скачок приходит на верхнюю границу расчетной области (плоскость симметрии) и отражается от нее (3). На кромках уступа образуются волны разрежения (2). В области взаимодействия волн разрежения с противоположных стенок образуется зона (5) с высокими числами Маха ($M = 4.5 \div 5$). Отрывная область за уступом, на которую падает скачок, сформировавшийся перед струей, замыкается хвостовым скачком (4). В донной области за уступом формируется продолжительная дозвуковая область с температурой $T_{st} > 750$ К. Волны сжатия и разрежения распространяются вниз по течению, отражаясь от стенок канала, при этом в расширяющейся части канала средний уровень температуры снижается.

При температуре $T_{st} = 730 \div 800$ К нижним концентрационным пределом воспламенения водорода в воздухе являются значение массовой концентрации водорода $Y_{H_2} = 4\%$. На рис. 4.24 представлено поле статической температуры на изоповерхности массовой концентрации водорода $Y_{H_2} = 4\%$. Анализ показывает, что воспламенение возможно между струями вблизи стенок канала, за отрывной зоной.

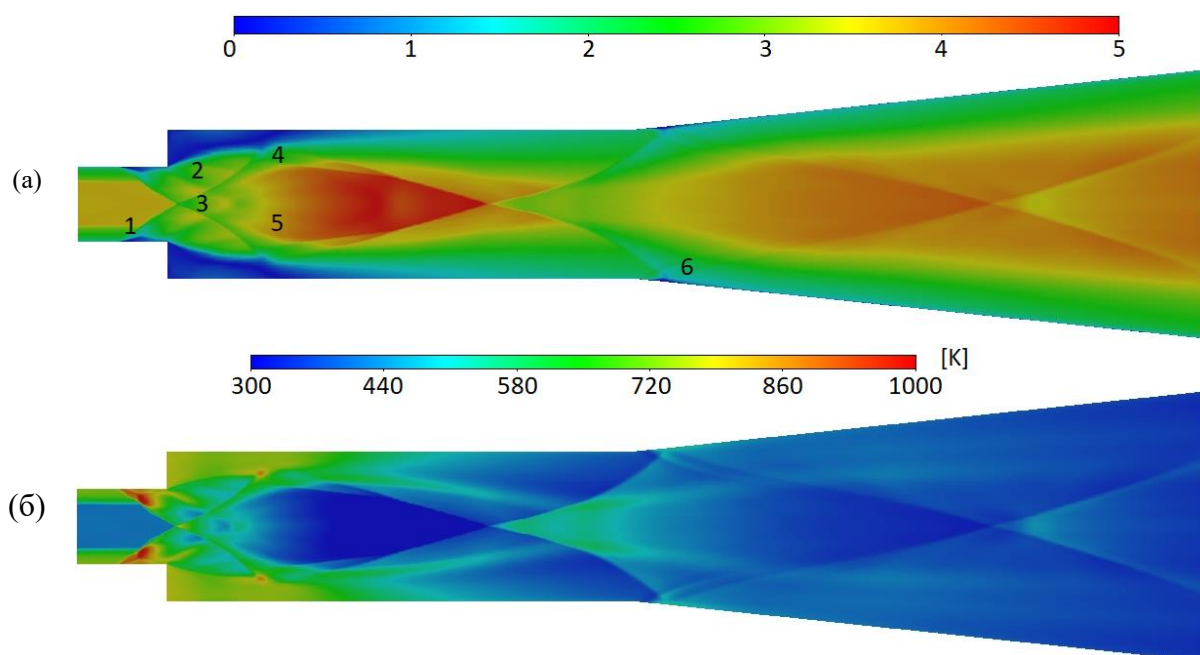


Рисунок 4.23. Поля числа Маха (а) и статической температуры (б) в плоскости симметрии для $\alpha_{H_2} = 90^\circ$.

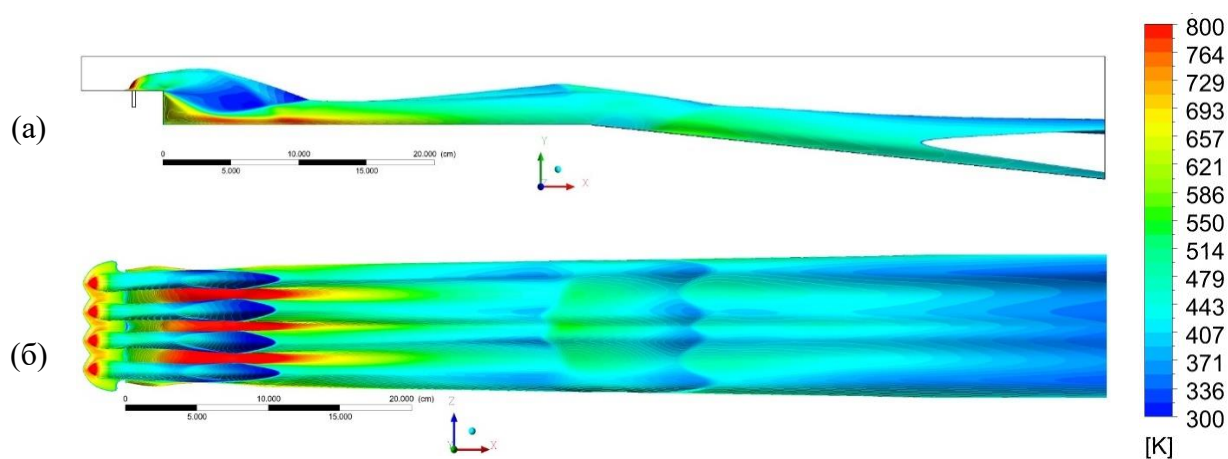


Рисунок 4.24. Поле статической температуры на изоповерхности $Y_{H_2} = 4\%$ для $\alpha_{H_2} = 90^\circ$.

На рис. 4.25 представлен график распределения безразмерного статического давления на стенке канала в плоскости симметрии. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются. Кривые имеют минимум давления в донной области, обусловленный воздействием веера волн разрежения, после чего давление восстанавливается в замыкающем скачке уплотнения. Далее опять следует снижение давления, вызванное воздействием волны разрежения с противоположной стенки. Второй локальный максимум давления возникает в зоне прихода хвостового скачка с противоположной стенки канала.

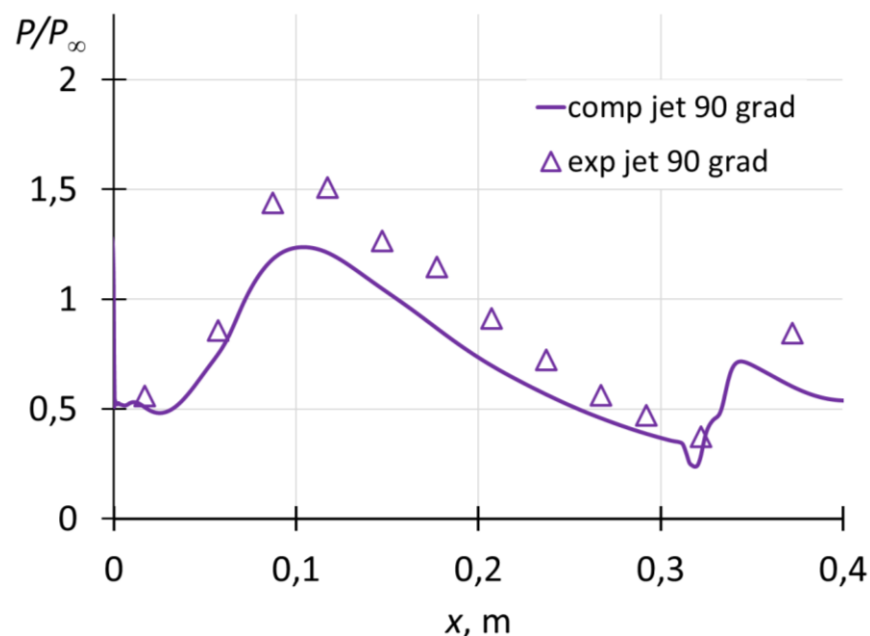


Рисунок 4.25. Распределение безразмерного статического давления на стенке канала для Mix 3 (табл. 4.2).

Результаты проведенных численных исследований не реагирующего течения с числом Маха на входе Маха $M = 4$ хорошо согласуются с экспериментом, как по качественной картине течения, так и по количественным данным о распределении давления на стенках канала. Полученная в расчете подробная информация о параметрах потока позволила описать особенности структуры потока для разных условий смешения и оценить зоны, в которых в реагирующем течении наиболее вероятно воспламенение.

4.2. Численное исследование реагирующих течений со стабилизацией пламени на уступе в 3D канале при $M=4$, $\alpha_{H_2} = 45^\circ$

В данном параграфе представлены результаты расчетов со стабилизацией пламени на уступах канала, соответствующий углу инъекции водорода 45 градусов. Целью данного исследования являлось получение подробной информации о воспламенении водородно-воздушной смеси, развитии и стабилизации пламени в канале, а также тестирование математической модели и усовершенствование методики расчета на основании сравнения их с экспериментальными данными о структуре пламени и распределении давления на стенках канала. Было проведено три расчета, каждый из которых соответствует стадии горения водорода реализовавшихся в эксперименте [169]. Начальные данные, представленные в табл. 4.3, выбраны в соответствии с экспериментальными данными в характерные моменты времени, соответствующих различным стадиям горения. Обозначения совпадают с теми, что использованы в Таблице 4.2.

Таблица 4.3. Начальные данные для расчетов реагирующего течения

Стадия горения	$T_{0\infty}$, К	P_∞ , МПа	T_{0jet} , К	P_{0jet} , МПа	J	φ
1 – локальное воспламенение	2100	0.11	300	2.8	1.73	1.2
2 – интенсификация горения	1900	0.08	300	1.8	1.52	0.82
3 – интенсивное горение	1700	0.045	300	1	1.5	0.8

Расчеты выполнены в нестационарном приближении при постоянных входных условиях. Каждый последующий расчет в качестве начальных условий использует данные, полученные в предыдущем случае. В процессе расчета накапливается статистика, включающая средние и среднеквадратичные отклонения.

На рис. 4.26 и 4.27 представлены поля безразмерного давления и массовой концентрации H_2O . Рис. 4.26, а соответствующий первой стадии горения,

показывает, что давление повышается вблизи стенок за замыкающим скачком, где сформированы условия, благоприятные для воспламенения, а также в конце секции постоянного течения, что свидетельствует от том, что там произошло воспламенение.

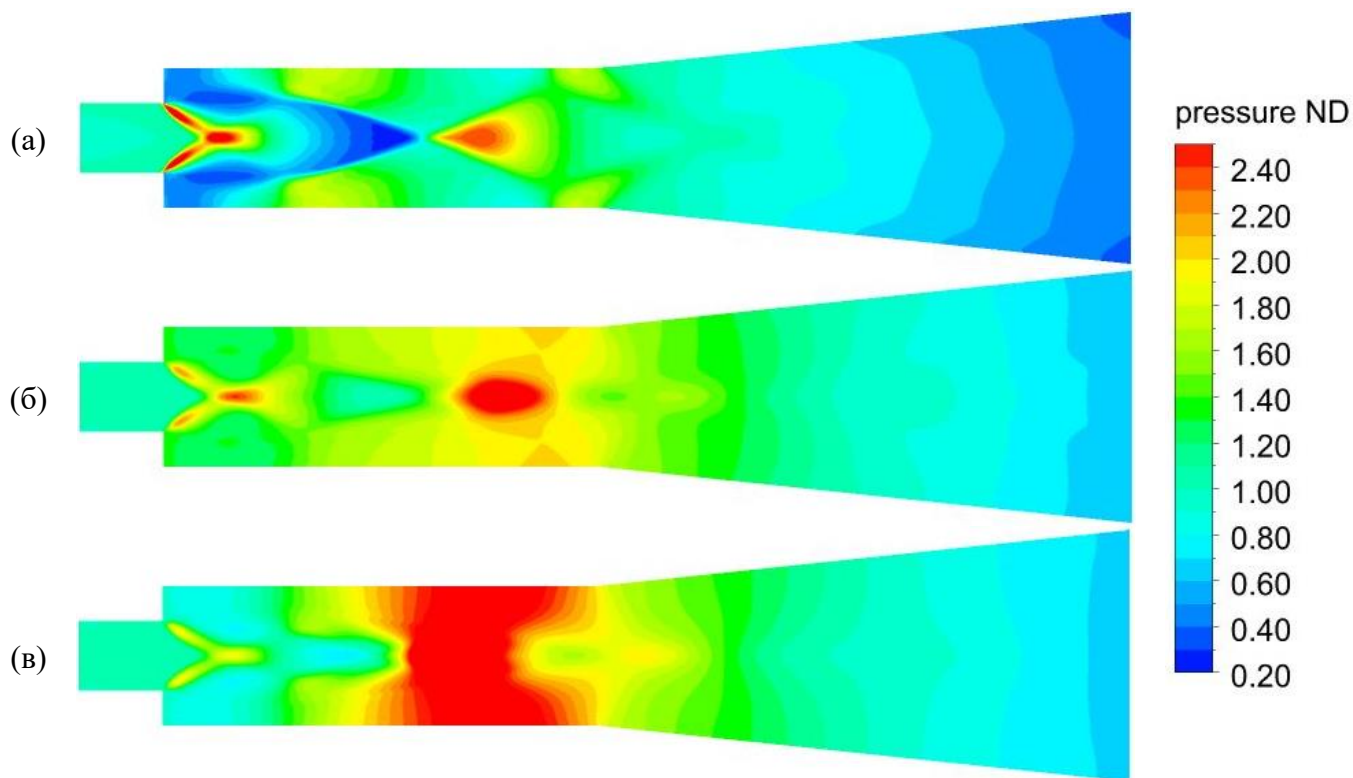


Рисунок 4.26. Поля безразмерного давления для стадий горения из табл. 4.3.
(а) локальное воспламенение, (б) интенсификация горения, (в) интенсивное горение.

Анализ поля H_2O (рис. 4.27, а) показывает наличие продуктов реакции в отрывной зоне. Слой H_2O имеет утолщение в конце секции постоянного сечения, а в конце канала отрывается от стенки. За уступом между двумя зонами с повышенными значениями относительного давления и концентрации H_2O находится область с пониженными значениями, образованная под действием центрированной волны разрежения, сформировавшейся на кромке противоположного уступа. Эта волна разрежения пропадает на второй стадии (рис. 4.26, б) вследствие того, что слой горения становится толще (рис. 4.27, б). В центре канала в конце секции постоянного сечения формируется зона с

уровнем давления, более, чем в 2,5 раза превышающим входное значение. На третьей стадии горения зона высокого давления занимает всю высоту канала (рис. 4.26, в), а слой массовой концентрации H_2O на рис. 4.27, в занимает большую часть канала, что свидетельствует об интенсивном горении.

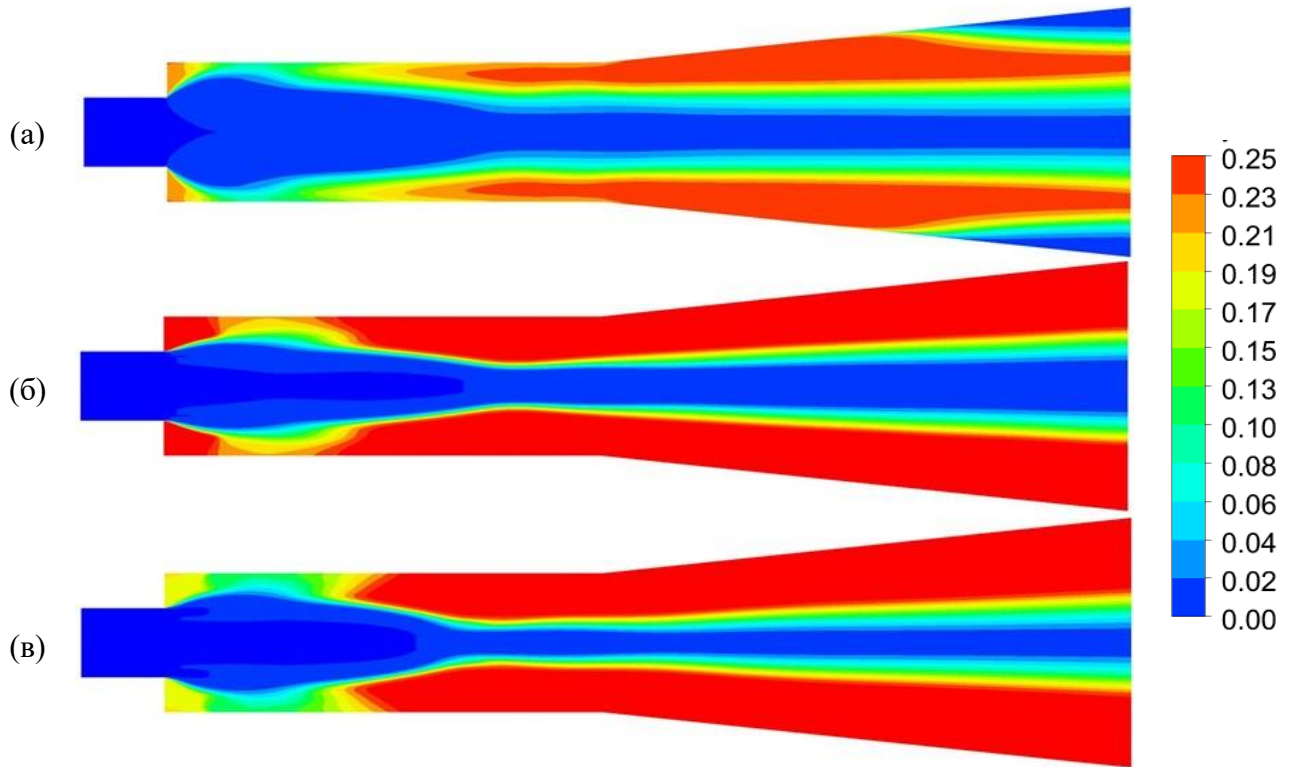


Рисунок 4.27. Поля массовой концентрации H_2O для стадий горения из табл. 4.3. (а) локальное воспламенение, (б) интенсификация горения, (в) интенсивное горение.

Полноту сгорания водорода можно оценить по интегральным показателям [170]: суммарному массовому расходу воды в поперечных сечениях по длине канала, отнесенному к расходу воды при полном сгорании водорода α , (рис. 4.28, а) и эффективности горения η_c по длине канала (рис. 4.28, б):

$$\alpha(x) = \frac{\dot{m}_{H_2O}(x)}{\dot{m}_{H_2O}|_{stech}}, \quad \eta_c(x) = 1 - \frac{\dot{m}_{H_2}(x)}{\dot{m}_{H_2}|_{inlet}},$$

где \dot{m}_{H_2O} , \dot{m}_{H_2} - суммарный по поперечному сечению массовый расход водных паров и водорода, соответственно.

Полученные данные показывают, что повышение скорости образования H_2O , т.е. интенсификации процесса горения, достигается в той части канала, в которой происходит инициирование горения, и возрастает по мере распространения пламени вверх и вниз по потоку. Этому переходному процессу соответствует линия 2 на рис. 4.28, а. Приведенные на рис. 4.28, б результаты вычисления полноты сгорания топлива коррелируют с количественным определением образования воды. Можно отметить, что кривая 1 на рис. 4.28, б имеет отрицательные значения, что можно объяснить тем, что отрывная зона накапливает водород, который не может вступить в реакцию из-за низкой температуры. Несмотря на то, что коэффициент избытка топлива во всех трех рассмотренных случаях меньше 1, водород полностью не сгорает. Анализ численных данных о массовой концентрации кислорода показал, что для случаев 2 и 3 вблизи стенок кислород выгорает полностью, но сохраняются его высокие концентрации в ядре потока. Это свидетельствует о том, что в рассмотренном случае скорость реакций ограничивается недостаточным перемешиванием воздуха и водорода. Тем не менее, что при достижении стационарного режима горения величина коэффициента полноты сгорания составляет 0.72 – 0.76. Такой уровень является достаточно хорошим для высокоскоростного потока с числом Маха на входе в канал $M = 3.85$.

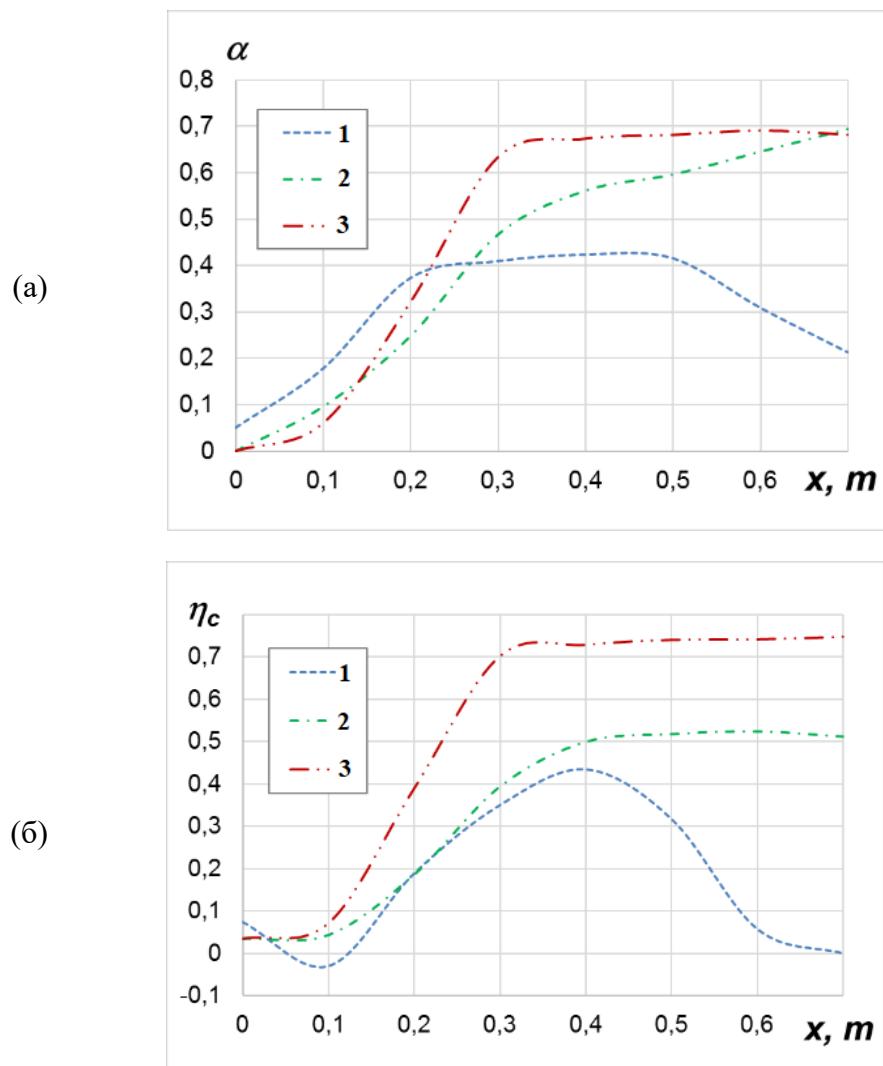


Рисунок 4.28. Относительная скорость образования воды по длине канала (а), полнота сгорания (б) для стадий горения из табл. 4.3.

Результаты расчетов и экспериментальные данные о распределении статического давления на стенке канала в плоскости симметрии для случаев 1 – 3 из табл. 4.3 представлены на рис. 4.29. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются, поэтому данные численного моделирования могут быть использованы для более детального анализа структуры течений, соответствующих различным стадиям воспламенения.

Поведение кривой 1, соответствующей первой стадии горения из табл. 4.3, подтверждает то, что первая зона воспламенения расположена за скачком, замыкающим отрывную зону за уступом (локальный максимум при $x \approx 0.1$ м).

Вторая зона воспламенения возникает в конце секции постоянного сечения ($x \approx 0.3$ м) под действием замыкающего скачка уплотнения с противоположной стенки, место падения которого в этом случае смещается в секцию постоянного сечения.

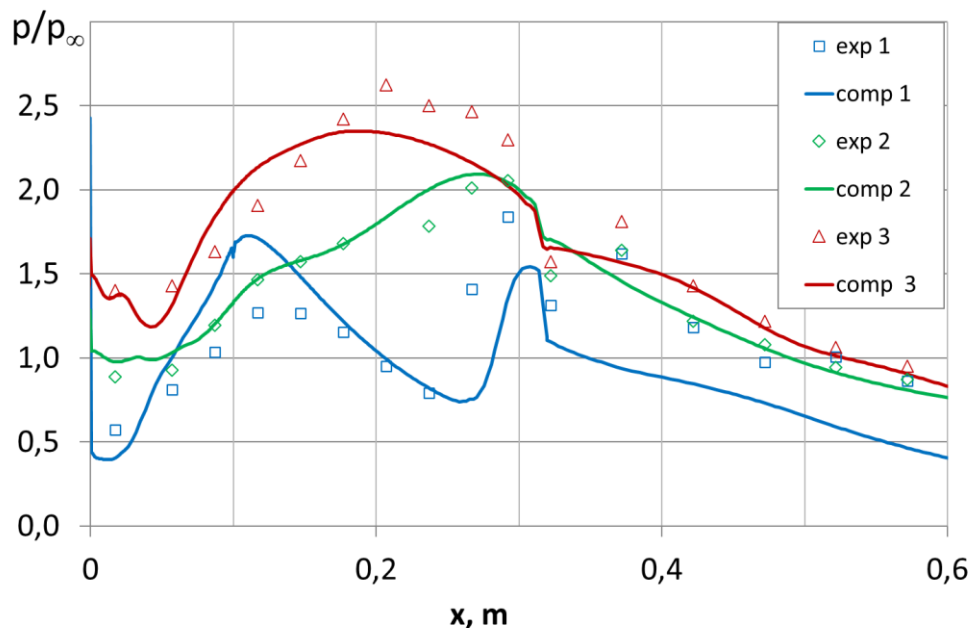


Рисунок 4.29. Распределение безразмерного статического давления на стенке канала в плоскости симметрии для $\alpha_{H_2} = 45^\circ$, из табл. 4.3.

Особенностью данных исследований является высокое число Маха $M = 3.85$ на входе в канал и параметры торможения, соответствующие условиям самовоспламенения водорода в полете при высоких числах Маха. Показано, что при достижении подходящего уровня смешения происходит самовоспламенение смеси с распространением фронта пламени вверх по потоку, подробно описаны этапы процесса воспламенения и распространения пламени. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментом, как по качественной картине развития нестационарного процесса горения, так и по количественным данным о распределении давления на стенках канала. Полученная в расчете подробная информация о параметрах потока позволила описать особенности структуры потока на различных стадиях процесса нестационарного горения.

4.3. Численное исследование реагирующих течений с тепловым запираанием в 3D канале при $M=4$, $\alpha_{H_2} = 90^\circ$

В данном параграфе представлены результаты расчетов с тепловым запираанием канала соответствующий углу инъекции водорода 90 градусов. Целью данного исследования являлось получение подробной информации о воспламенении водородно-воздушной смеси, развитии пламени в канале и последующем тепловом запираании канала. Расчеты проведены для двух наборов данных, соответствующим экспериментальным [169] представленным в табл. 4.4. Обозначения совпадают с теми, что использованы в Таблице 4.2.

Таблица 4.4. Начальные данные для реагирующего течения

случай	P_∞ , МПа	$T_{0\infty}$, К	P_{jet} , МПа	T_{0jet} , К	J	β
1	1725	0.062	411	5.39	2.46	0,82
2	1576	0.056	375	4.22	2.66	0,905

На рис. 4.30 и 4.31 представлены поля статического давления и числа Маха на разные моменты времени. На рис. 4.26 в момент времени $t = 1$ мс можно видеть формирующийся перед струей головную ударную волну и отрывной скачок. Головной скачок приходит на верхнюю границу расчетной области (плоскость симметрии) и отражается от нее. Ударные волны падают на стенку и, отражаясь, приходят на противоположную стенку, вызывая отрыв пограничного слоя. Первое взаимодействие ударной волны с пограничным слоем происходит в области присоединения пограничного слоя за уступом. Увеличение давления наблюдается за рециркуляционной областью после присоединения пограничного слоя.

Вторая область повышенного давления, обусловленная воздействием ударной волны с противоположной стенки, расположена в конце секции постоянного сечения. Положение этой области зависит от числа Маха потока и коэффициента динамического напора струй J . При снижении M или при высоких

значениях J эта область смещается из расширяющейся секции канала в секцию постоянного сечения. Угол падения скачка увеличивается, и при определенных условиях здесь возникает локальный отрыв. Как было показано в предыдущем параграфе, горение начинается в локальных отрывных областях и затем быстро распространяется по пристенному слою вверх и вниз по течению (см. рис. 4.31). Повышенное тепловыделение в зонах интенсивного горения приводит к тому, что статическое давление повышается в несколько раз, и область высокого давления постепенно распространяется вверх и вниз по течению и занимает большую часть канала. В последний изображенный на рис. 4.30 и 4.31 момент времени 1.8 мс область высокого давления захватывает инжекторную секцию. После того, как ограничивающий область высокого давления скачок подошел к входному сечению, расчет останавливался.

Увеличение дозвуковых областей вблизи стенок с течением времени приводит к сужению сверхзвукового ядра потока и образованию прямых скачков, за которыми реализуются локальные дозвуковые области, что вызывает продвижение волны сжатия навстречу сверхзвуковому потоку. В расчетах происходит выход ударной волны в инжекционную секцию вплоть до входного сечения в канал. В эксперименте при таких условиях может произойти выход ударной волны в воздухозаборник, что приводит к формированию «выбитого» из воздухозаборника прямого скачка, который перекрывает вход в канал. Поэтому полученный в расчетах эффект движения ударной волны вверх по сверхзвуковому потоку часто называют «запирание» канала

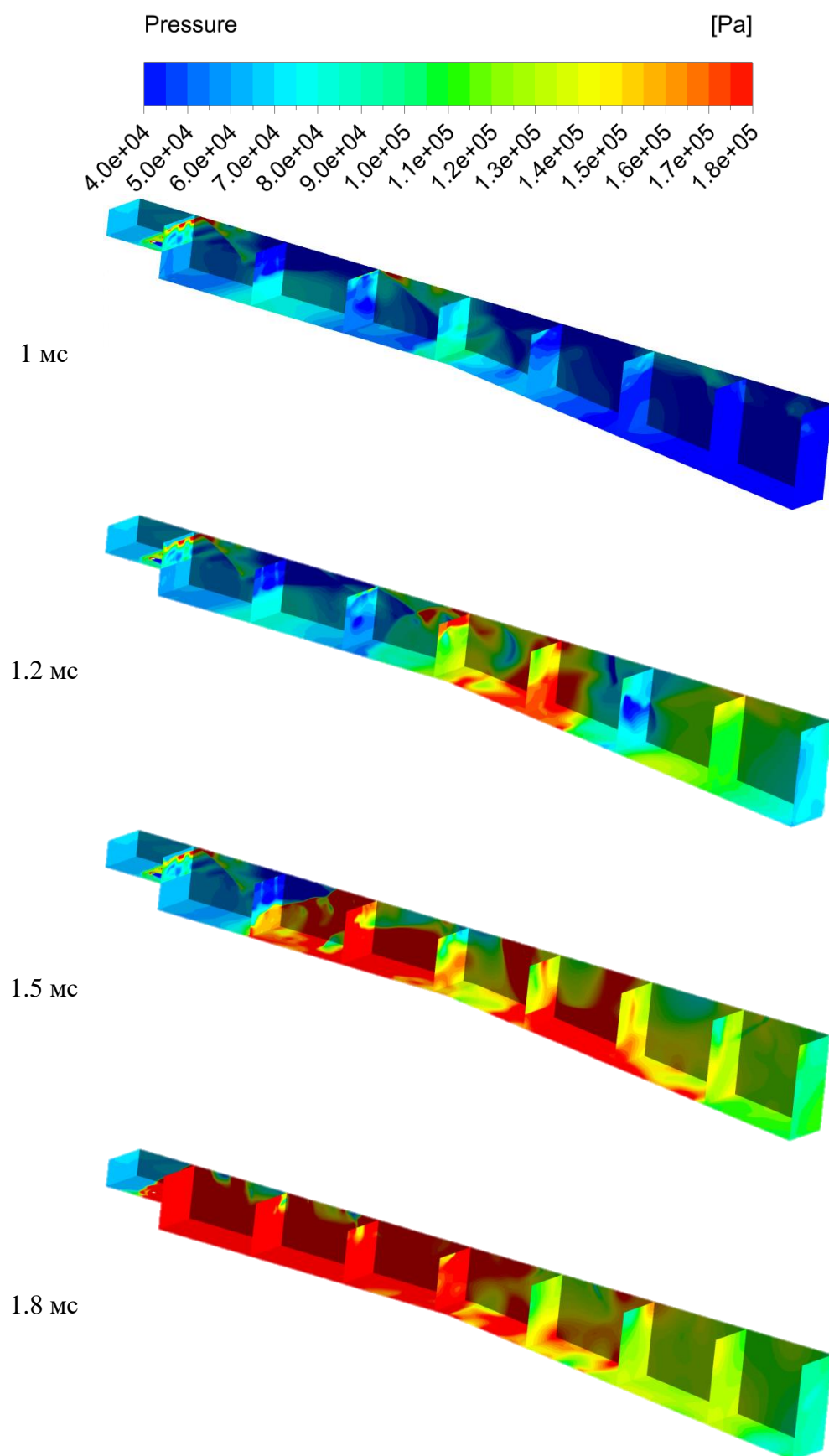


Рисунок 4.30. Расчетные поля статического давления на разные моменты времени для случая 1 из табл. 4.4.

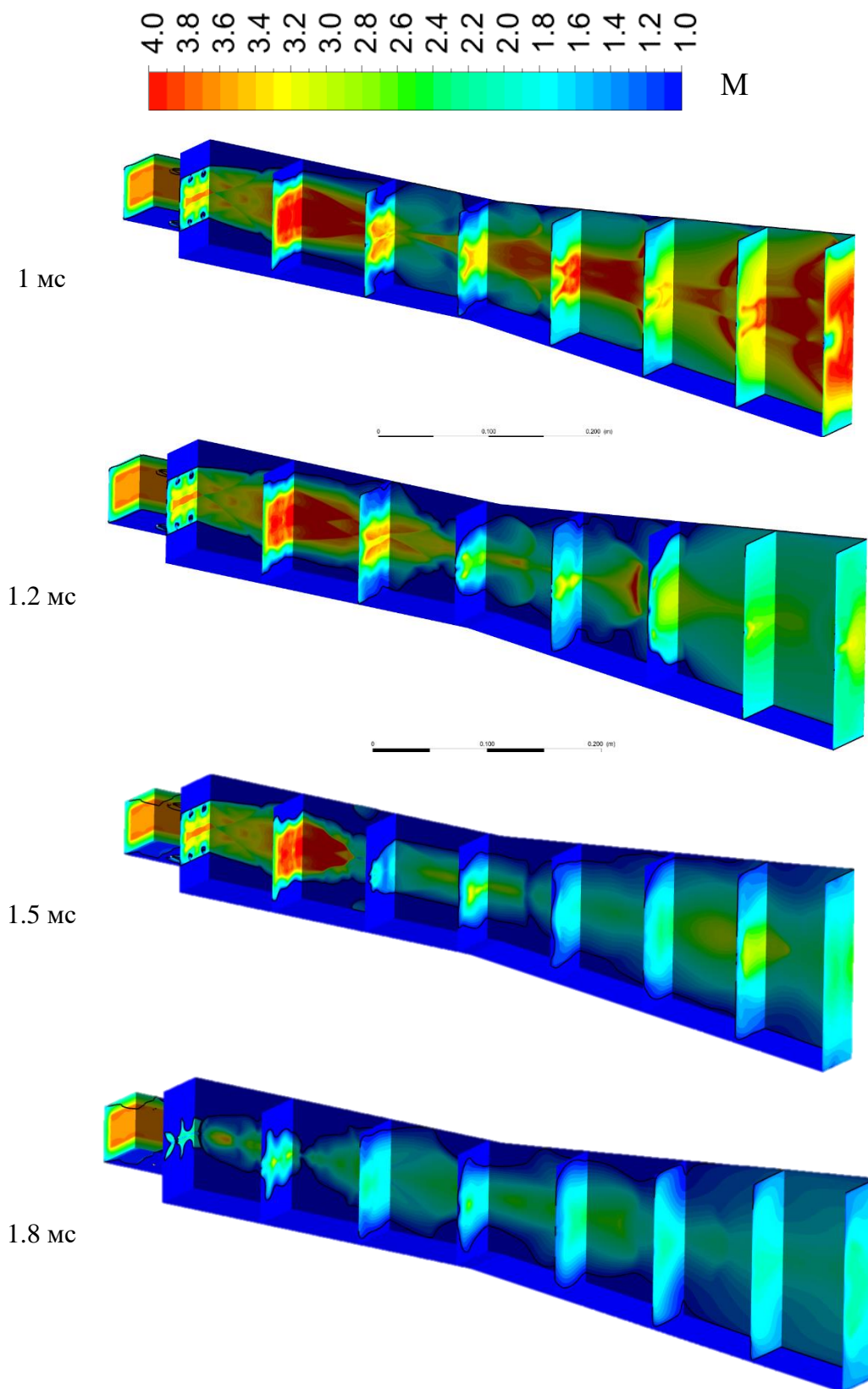


Рисунок 4.31. Расчетные поля числа Маха на разные моменты времени для случая 1 из табл. 4.4.

На рис. 4.32 представлены графики осредненных по поперечным сечениям канала массовой концентрации H_2O (а), статической температуры (б) и безразмерного давления (в) на разные моменты времени. Точка $x = 0$ на графиках соответствует положению уступа, инжекторная часть канала на графиках не показана. На графиках давления и температуры для сравнения приведены данные для нереагирующих течений без выдува струй (no jet) и с учетом инжекции водородных струй (mix).

В момент $t = 1$ мс максимумы концентрации H_2O находятся в отрывной зоне за уступом и в начале расширяющейся секции ($x = 0.4$ м) (см. рис. 4.32, а). Повышение давления и температуры (рис. 4.32, б, в) в конце секции постоянного сечения ($x = 0.3$ м) свидетельствует о начале процесса горения.

Далее интенсивность горения повышается, и волна горения распространяется в сторону секции инжекции по дозвуковым областям вдоль стенок, о чем свидетельствует изменение положений максимумов массовой концентрации воды и температуры. В момент времени $t = 1.8$ мс наблюдается интенсивное горение по всему каналу с небольшим снижением в зоне расширения канала. История профилей давления показывает, что давление повышается в несколько раз и максимум движется против сверхзвукового потока к секции инжекции. В момент времени $t = 1.8$ мс самое высокое давление, в 5.5 раз превышающее входное давление и в 10 раз референсное значение для нереагирующего случая, наблюдается при $x = 0$ м. Средняя температура около 2000 К по длине канала изменяется незначительно, что является весьма высоким значением с учетом условий «холодной» стенки и сверхзвукового течения, которое поддерживается в ядре потока в течение всего режима. Массовая доля водяных паров близка к максимально возможной в данных условиях концентрации 0,2. Все эти факты свидетельствуют об интенсивном процессе горения в канале.

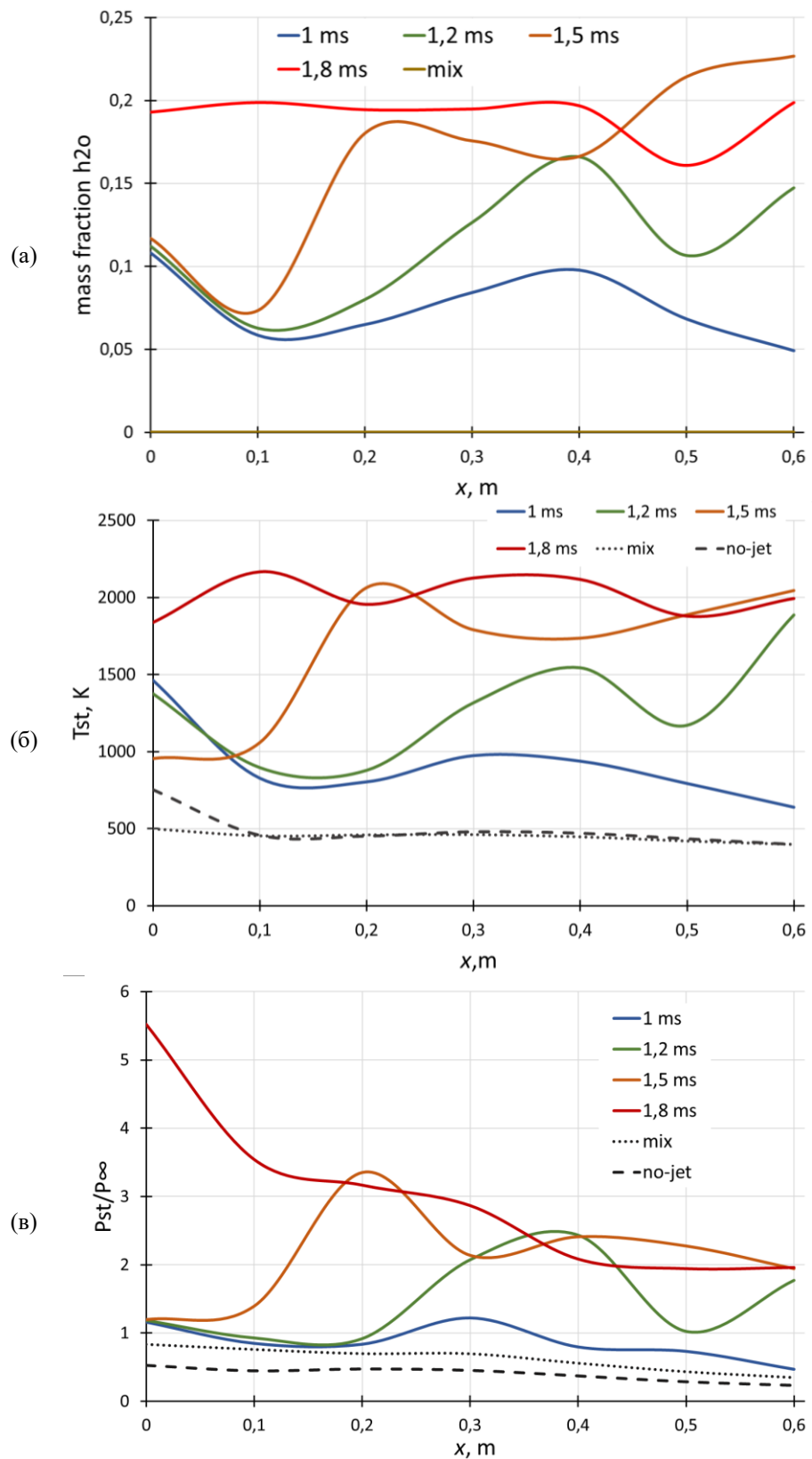


Рисунок 4.32. Средняя по поперечным сечениям канала массовой концентрации H_2O , (а)статической температуры (б) и статического давления (в) в различные моменты времени.

На рис. 4.33 представлены графики распределения мгновенного относительного статического давления на стенке канала для расчетных случаев 1 (а) и 2 (б) из табл. 4.4. Связанные с фронтом горения скачки уплотнения в момент $t = 1$ мс находятся в донной области $x = 0.1$ м и в конце секции постоянного сечения $x = 0.3$ м. В следующие моменты времени интенсивность обусловленной зоной горения ударной волны быстро растет, и фронт волны движется вверх по потоку вплоть до зоны инжекции. Максимальные значения давления превышают входные значения в 4-6 раз, что согласуется с полученными в эксперименте данными.

На рис. 4.34 представлены поля статического давления (а), статической температуры (б) и массовой концентрации H_2O (в) в момент теплового запираания канала. Белым цветом показана линия $M = 1$, ограничивающая дозвуковые области. Активное горение с максимальной статической температурой 3000 К наблюдается в секции постоянного сечения канала.

Перед зоной горения в центре канала видны дозвуковые зоны, которые в этом продольном сечении практически объединяются с толстыми дозвуковыми зонами у стенок. Наличие широкой дозвуковой зоны, занимающей почти все сечение канала, интенсифицирует горение. Далее происходит внезапное сужение дозвуковой зоны, и формируется виртуальное сопло, в котором поток ускоряется. Ниже по течению горение в канале происходит в сверхзвуковом режиме.

Аналогичная волновая структура в виде сужающегося «горла» образуется в секции инжекции. Толстые дозвуковые зоны, которые смыкаются в центре, перекрывают сечение канала, что может приводит к снижению массового расхода воздуха через входное сечение. При этих условиях расчет, в котором на входе фиксируется статическое давление или массовый расход, должен быть остановлен. В экспериментах аналогичная ситуация приводит к выходу ударной

волны из изолятора или даже за пределы воздухозаборника, что означает прекращение штатного режима работы двигательной установки.

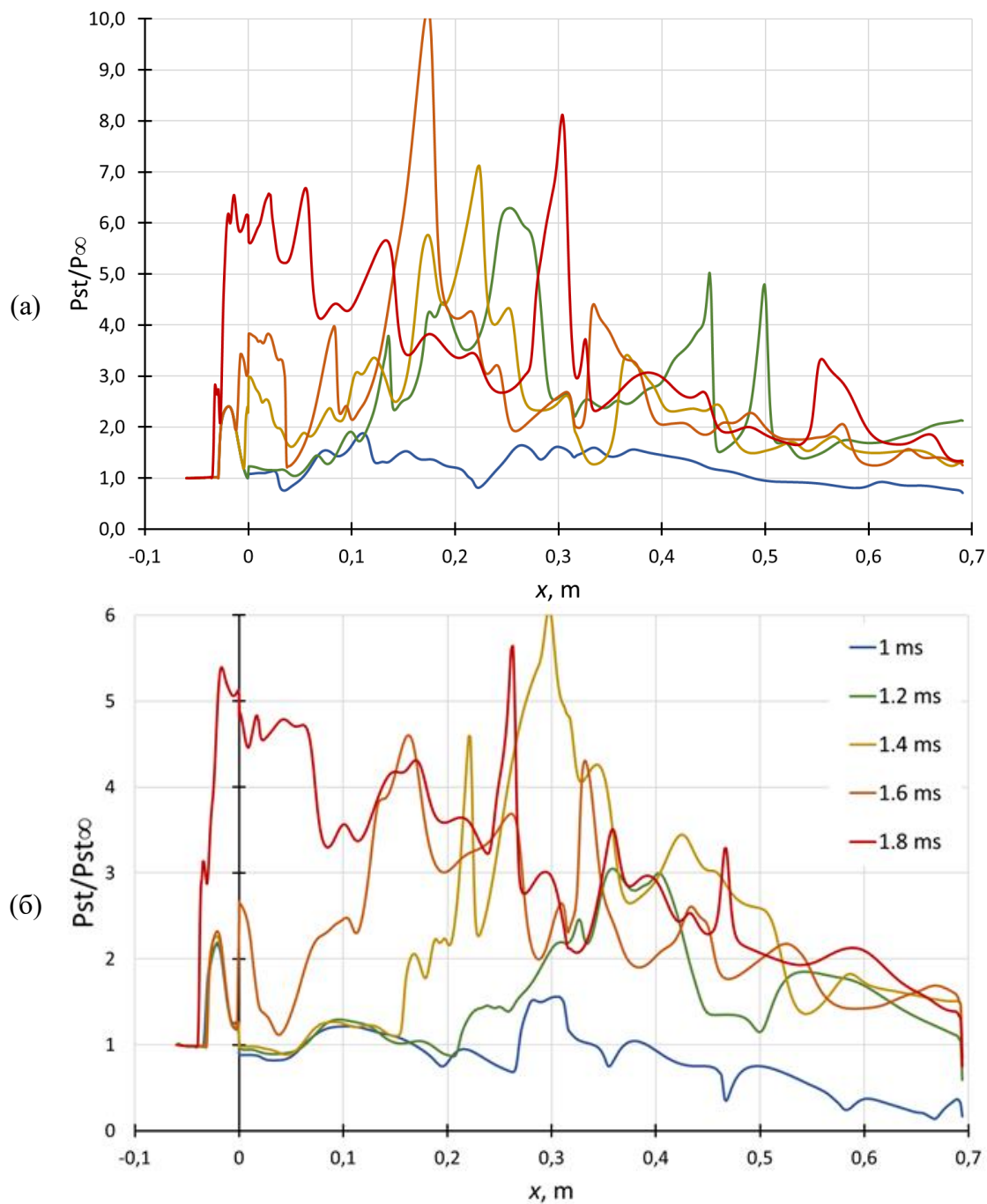


Рисунок 4.33. Мгновенные расчетные распределения статического давления на стенке канала для расчетных случаев из табл. 4.4.

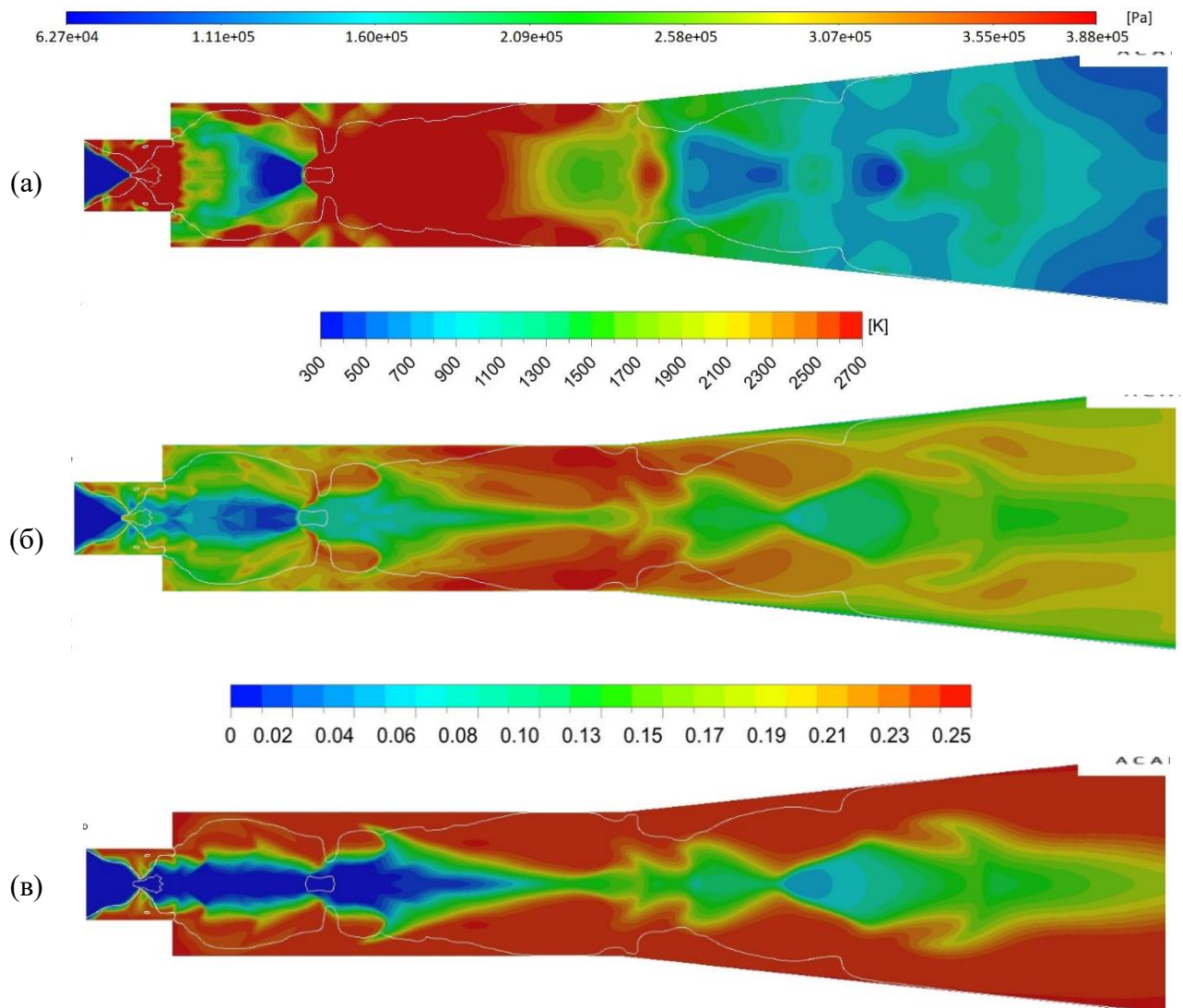


Рисунок 4.34. Поля статического давления (а), статической температуры (б) и массовой концентрации паров воды в момент теплового запираания канала.

Выводы по главе 4

Разработана методика задания нестационарных условий на входе в канал, типичных для импульсной установки ИТ-302М ИТПМ СО РАН. Методика реализована в 2D и 3D расчетах и верифицирована на экспериментальных данных М.А. Гольдфельда [169]. На основе полученных результатов детально проанализировано поведение основных параметров течения и его волновой структуры в разные моменты времени. Показано, что с течением времени структура нереагирующего течения и безразмерные параметры не изменяются. Предложена методика моделирования нестационарных течений как последовательность решения задач со стационарными условиями на входе, соответствующим различным моментам времени.

Приведенные в главе 4 расчетные исследования, выполненные впервые для данных экспериментальных условий при $M = 4$ на входе в канал, позволили проанализировать стадии горения для случая стабилизации пламени в канале. Получено движение пламени от зоны воспламенения против сверхзвукового потока и реализующееся при определенных условиях последующие тепловое заклинивание канала, что подтверждено экспериментальными данными.

Результаты моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментом, как по качественной картине развития нестационарного процесса горения, так и по количественным данным о распределении давления на стенках канала.

Впервые получено движение пламени от зоны воспламенения по дозвуковым областям в сторону секции инжекции и реализующееся при определенных условиях последующие тепловое заклинивание канала, что подтверждено экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено тестирование различных кинетических схем и подходов к моделированию взаимодействия турбулентности и горения. В расчетах показано, что лучшее совпадение с экспериментом дает кинетическая схема горения водорода в воздухе, включающая 37 реакций [76]. На процесс воспламенения и интенсификации горения существенно влияет волновая структура течения в канале. Использование нестационарного подхода позволяет воспроизвести в расчете вихревые структуры, развивающиеся на границе слоя горения, которые вносят существенный вклад в смешение водородной и воздушной струй, и таким образом ускоряют химические реакции. Поскольку во всех рассмотренных задачах горение осуществляется по смешанному диффузионно-кинетическому механизму, учет влияния взаимодействия турбулентности и химии с использованием модели EDM не приводит к улучшению предсказания параметров течений и концентраций компонент.

Численное исследование влияния параметров внешней среды и состава воздушной струи показало их существенное влияние на процессы смешения, самовоспламенения и стабилизации горения водородных струй, истекающих в затопленное пространство.

Численное исследование энергетического воздействия на течение водородно-воздушной смеси в канале при высоких числах Маха показало, что подаваемую в канал смесь можно воспламенить при статической температуре ниже 800 К. Выбор оптимальной геометрии стабилизатора позволяет обеспечить распространение пламени по всему каналу и стабилизацию горения в областях с низкими скоростями (вблизи стенок канала и в рециркуляционных зонах) даже при высоких числах Маха.

Использование нестационарных условий на входе в канал, соответствующих условиям эксперимента в импульсной аэродинамической установке, позволило воспроизвести в расчетах структуру «холодного» течения

воздуха, параметры которых хорошо согласуются с экспериментом. Показано, что структура и безразмерные параметры не изменяются со временем. На основании оценки временных затрат принято решение о реализации расчетов нестационарных реагирующих течений в виде последовательности задач со стационарными условиями, в которых в качестве начальных данных выбирается решение, полученное на предыдущем шаге.

В результате численных исследований процессов воспламенения водородно-воздушной смеси в каналах с уступом для условий экспериментов, проведенных в импульсной установке, получено хорошее согласование результатов расчетов с экспериментальными данными по распределению статического давления на стенках канала. Численно изучены этапы нестационарного процесса горения в канале, установлено их качественное соответствие с экспериментальными картинками. Получены количественные данные о давлении, температуре, концентрациях химических компонентов, выполнена оценка полноты сгорания водорода на различных этапах. Показано, что в зависимости от входных условий наблюдается стабилизация горения в секции постоянного сечения или развивается режим теплового запираания канала с выходом волны горения и предшествующей ей ударной волны в секцию инъекции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yaom H.-W., So B.-G., Sung H.-G. Numerical analysis of a scramjet engine with intake side walls and cavity flame holder // *AIAA J.* 2013. Vol. 51(7). P. 1566-1575.
2. Ferri A. Mixing-controlled Combustion // *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1973. Vol. 5. P. 301-338.
3. Curran E. T., Heiser W. H., Pratt D. T. Fluid phenomena in scramjet combustion system // *Annual Review of Fluid Mech.* 1996. Vol. 28. P. 323-360.
4. Dunn M. J., Masri A. R., Bilger R. W., Barlow R. S., Wang G. H. The compositional structure of highly turbulent piloted premixed flames issuing into a hot co-flow // *Proc Combust Inst.* 2009. Vol. 32(2). P. 1779–1786.
5. Dunn M., Masri A., Bilger R. A new piloted premixed jet burner to study strong finite-rate chemistry effects // *Combust Flame.* 2007. Vol. 151(1). P. 46–60.
6. Zhou B., Brackmann C., Li Q., Wang Z., Petersson P., Li Z., Aldén M., Bai X.S. Distributed reactions in highly turbulent premixed methane/air flames—Part I: Flame structure characterization // *Combust. Flame.* 2015. Vol. 162. P. 2937–2953.
7. Poinot T., Veynante D. *Theoretical and Numerical Combustion*. Second Edition. Edwards 2005. 540 pp. (ISBN: 1930217102)
8. Temme J. E., Wabel T. M., Skiba A. W., Driscoll J. F. Experimental investigation of premixed turbulent combustion in high Reynolds number regimes using PLIF. *AIAA Paper 2014-0314*. (<https://doi.org/10.2514/6.2014-0314>)
9. Skiba A., Wabel T., Temme J., Driscoll J. Measurements to Determine the Regimes of Turbulent Premixed Flames. *AIAA Paper 2015-4089*, 24 pp.
10. Aspden A. J., Day M. S., Bell J. B. Turbulence-flame interactions in lean premixed hydrogen: Transition to the distributed burning regime // *Journal of Fluid Mechanics* 2011. Vol. 680. P. 287 – 320.
11. Carlsson H., Yu R., Bai X. Flame structure analysis for categorization of lean premixed CH₄/air and H₂/air flames at high Karlovitz numbers: Direct numerical simulation studies // *Proc. Comb. Inst.* 2015. Vol. 35. P. 1425-1432.

12. Poludnenko A., Oran E., The interaction of high-speed turbulence with flames: global properties and internal flame structure // *Combust. Flame*. 2010. Vol. 157(5). P. 995–1011.
13. Жарков В. В., Назаров С. К. К вопросу применения водорода на двигателях внутреннего сгорания // *Молодой ученый*. 2012. № 5 (40). С. 47-50.
14. ГОСТ Р 51673-2000 Водород газообразный чистый. Технические условия. - М.: ИПК Издательство стандартов, 2001.
15. Баев В.К., Головичев В.И., Третьяков П.К. Горение в сверхзвуковом потоке // *ФГВ*. 1987, №5. С. 5-15.
16. Wang Z, Cai Z, Sun M, Wang H, Zhang Y. Large Eddy Simulation of the flame stabilization process in a scramjet combustor with rear wall-expansion cavity // *Int. J. Hydrogen Energy*. 2016. Vol. 41. P. 19278-19288.
17. Cai Z, Zhu X, Sun M, Wang Z. Experiments on flame stabilization in a scramjet combustor with a rear-wall expansion cavity // *Int J Hydrogen Energy*. 2017. Vol. 42. P. 26752-26761.
18. Gruber M.R., Baurle R.A., Mathur T., Hsu K.Y. Fundamental studies of cavity-based flame holder concepts for supersonic combustors // *J. Propuls. Power*. 2001. Vol. 17. P. 146-153.
19. Xie W.A., Xi G.N. Geometry effect on flow fluctuation and heat transfer in unsteady forced convection over backward and forward-facing steps // *Energy* 2017. Vol. 132. P. 49-56.
20. Huang W., Yan L. Numerical investigation on the rame-scram transition mechanism in a strut-based dual-mode scramjet combustor // *Int. J. Hydrogen Energy*. 2016. Vol. 41. P. 4799-4807.
21. Gerlinger P., Bruggemann D. Numerical investigation of hydrogen strut injections into supersonic airflows // *J. Propuls. Power*. 2000. Vol. 16. P. 22–28. (doi:10.2514/2.5559)

22. Baurle R.A., Tam C.-J., Dasgupta S. Analysis of unsteady cavity flows for scramjet applications. AIAA Paper 2000-3617.
23. Dolling D.S., Perng S.W., Leu Y.L. An Experimental Study of Passive Control of Hypersonic Cavity Flow Oscillations, Center for Aeromechanics Research, Department of Aerospace Engineering and Engineering Mechanics, The University of Texas at Austin, ARFL-SR-BL-TR-98, 1998.
24. Maull D.J., East L.F., Three-dimensional flow in cavities // *J. Fluid Mech.* 1963. Vol. 16(4). P. 620–632.
25. Winterfeld G. On processes of turbulent exchange behind flame holders, in: *Proceedings of the Tenth International Symposium on Combustion*, Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1965, pp.1265–1275
26. Yeom H.-W., Seo B.-G., Sung H.-G. Numerical analysis of a scramjet engine with intake sidewalls and cavity flameholder // *AIAA Jour.* 2013. Vol. 51(7). P. 1566–1575.
27. Zhang X., Edwards J. A. An investigation of supersonic oscillatory cavity flows driven by thick shear layers // *The Aeronautical Journal* 1968. Vol. 94(940). P. 355-364. (doi:10.1017/S0001924000023319)
28. Heller H.H., Delfs J. Cavity pressure oscillations: the generation mechanism visualized // *J. Sound Vib.* 1996. Vol. 196(2). P. 248–252.
29. Zhang C., Chang J., Zhang Y., Wang Y., Bao W. Flow field characteristics analysis and combustion modes classification for a strut/cavity dual-mode combustor // *Acta Astronaut.* 2017. Vol. 137. P. 44-51.
30. Huang W., Jin L., Yan L., Tan J. G. Influence of jet-to-cross flow pressure ratio on non-reacting and reacting processes in a scramjet combustor with backward-facing steps // *Int. J. Hydrogen Energy.* 2014. V. 39. P. 21242–21250.
31. Huang W., Du Z. B., Yan L., Moradi R. Flame propagation and stabilization in dual-mode scramjet combustors: A survey // *Prog. Aero Sci.* 2018. V. 101. P. 13–30.

32. Barnes F.W., Segal C. Cavity-based flame holding for chemically-reacting supersonic flows // *Prog. Aero Sci.* 2015. V. 76. P. 24–41.
33. Zhao S., Lardjane N., Fedioun I. Comparison of improved finite-difference WENO schemes for the implicit large eddy simulation of turbulent non-reacting and reacting highspeed shear flows // *Comput. Fluids.* 2014. V. 95. P. 74–87.
34. Zhao Y., Liang J., Zhao Y. Non-reacting flow visualization of supersonic combustor based on cavity and cavity-strut flameholder // *Acta Astronaut.* 2016. Vol. 121. P. 282–291.
35. Zhang J., Chang J., Ma J., Wang Y., Bao W. Investigations on flame liftoff characteristics in liquid-kerosene fueled supersonic combustor equipped with thin strut // *Aero. Sci. Technol.* 2019. Vol. 84. P. 686-697.
36. Zhang J., Chang J., Ma J., Zhang C., Bao W. Investigation of flame establishment and stabilization mechanism in a kerosene fueled supersonic combustor equipped with a thin strut // *Aero. Sci. Technol.* 2017. Vol. 70. P. 152-60.
37. Zhang J., Chang J., Ma J., Zhang Y., Bao W. Local and global flame characteristics in a liquid kerosene fueled supersonic combustor equipped with a thin strut // *Aero. Sci. Technol.* 2018. Vol. 76. P. 49-57.
38. Zhang J., Chang J., Shi W., Hou W., Bao W. Combustion stabilizations in a liquid kerosene fueled supersonic combustor equipped with an integrated pilot strut // *Aero. Sci. Technol.* 2018. Vol. 77. P. 83-91.
39. Hu J., Chang J., Bao W., Yang Q., Wen J. Experimental study of a flush wall scramjet combustor equipped with strut/wall fuel injection // *Acta Astronaut.* 2014. Vol. 104. P. 84-90.
40. Zong Y., Bao W., Chang J., Hu J., Yang Q., Song J., Wu M. Effect of fuel injection allocation on the combustion characteristics of a cavity-strut model scramjet // *J. Aerosp. Eng.* 2015. Vol. 28. P. 04014050.

41. Zhang C., Chang J., Zhang Y., Wang Y., Bao W. Flow field characteristics analysis and combustion modes classification for a strut/cavity dual-mode combustor // *Acta Astronaut.* 2017. Vol. 137. P. 44-51.
42. Huang W., Li L.Q., Chen X.Q., Yan L. Parametric effect on the flow and mixing properties of transverse gaseous injection flow fields with stream wise slot: a numerical study // *Int. J. Hydrogen Energy.* 2017. Vol. 42. P. 1252-1263.
43. Lee S.H. Characteristics of dual transverse injection in scramjet combustor, Part 1: Mixing // *J. Propuls. Power.* 2006. Vol. 22. P. 1012-1019.
44. Lee S.H. Characteristics of dual transverse injection in scramjet combustor, Part 2: Combustion // *J. Propuls. Power.* 2006. Vol. 22. P. 1020-1026.
45. Huang W., Li M.H., Yan L. Mixing augmentation mechanism induced by the pseudo shock wave in transverse gaseous injection flow fields // *Aerosp. Sci. Technol.* 2017. Vol. 68. P. 77-89.
46. Huang W. Design exploration of three-dimensional transverse jet in a supersonic crossflow based on data mining and multi-objective design optimization approaches // *Int. J. Hydrogen Energy.* 2014. Vol. 39. P. 3914-3925.
47. Baurle R.A., Tam C.-J., Edwards J.R., Hassan H.A. Hybrid simulation approach for cavity flows: Blending, algorithm, and boundary treatment issues // *AIAA J.* 2003. Vol. 41. P. 1463. (<https://doi.org/10.2514/2.2129>)
48. Ebrahimi H.B., Malo-Molina F.J., Gaitonde D.V. Numerical Simulation of Injection Strategies in a Cavity-Based Supersonic Combustor // *J. Propuls. Power* 2012. Vol. 28(5). P. 991–999.
49. Gruber M.R., Donbar J.M., Carter C.D., Hsu K.-Y. Mixing and combustion studies using cavity-based flameholders in a supersonic flow // *J. Propuls. Power* 2004. Vol. 20(5). P. 769–778.
50. Kim K.M., Baek S.W., Han C.Y. Numerical study on supersonic combustion with cavity-based fuel injection // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2004. Vol. 47. P. 271–286.

51. Lin K.-C., Tam C.-J., Boxx I., Carter C., Jackson K., Lindsey M. Flame characteristics and fuel entrainments in a cavity flame holder in a scramjet combustor. AIAA Paper 2007-5382, 2007.
52. Lin K.-C., Tam C.-J., Jackson K. Study on the operability of cavity flameholders inside a scramjet combustor // Proceedings of the 45th AIAA/ASME/SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Denver, CO, 2009.
53. Liu J., Tam C.-J., Lu T., Law C. K. Simulations of Cavity-stabilized Flames in Supersonic Flows Using Reduced Chemical Kinetic Mechanisms. AIAA Paper 2006-4862. 15 pp.
54. Rasmussen C. C., Driscoll J. F., Hsu K.-Y., Donbar J. M., Gruber M. R., Campbell C. D. Stability limits of cavity-stabilized flames in supersonic flow // Proc. Combust. Inst. 2005. Vol. 30(2). P. 2825–2833.
55. Попов Б.Г., Веревкин В.Н., Бондарь В.А., Горшков В.И. Статическое электричество в химической промышленности, 2-е издание, переработанное и дополненное. Ленинград: Химия, 1977. 240 с., с.94.
56. Полак Л.С., Гольденберг М.Я., Левицкий А.А. Вычислительные методы в химической кинетике. М.: Наука, 1984. 280 с.
57. Drummond J.P., Spalding D.B. Mathematical Models of Turbulent Flames; A Review // Comb. Scien. and Techn. 1976, Vol. 13. P. 3-25.
58. Drummond J.P. A Two-dimensional Numerical Simulation of Supersonic Chemically Reacting Mixing Layer. NASA Technical Memorandum 4055, 1988.
59. Фролов Ю.В. Теория горения и взрыва. Том 1. М.: Наука, 1981. 412 с.
60. Wang B.L., Olivier H., Groenig H. Ignition of Shock-Heated H₂-Air-Stream Mixtures // Comb. Flame. 2003. Vol. 133. P. 93-106.
61. Evans J.S., Schexnayder C.J. Influence of Chemical Kinetics and Unmixedness on Burning in Supersonic Hydrogen Flames // AIAA Jour. 1980. Vol. 18(2). P. 188-193.

62. Кнорре Г.Ф. Топочные процессы. Москва, Ленинград: Государственное энергетическое издательство, 1951. 328 с.
63. Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1974.
64. Fedorov A.V., Fomin P.A., Fomin V.M., Tropin D., Chen J.-R. Mathematical Analysis of Detonation Suppression by Inert Particles. Kao Tech Publishing, Kaohsiung, Taiwan, 2012, 143 p. (ISBN 978-986-88423-0-4)
65. Hidaka Y., K. Sato, Henmi Y., Tanaka H., Inami K. Shock-tube and modeling study of methane pyrolysis and oxidation // Comb. Flame. 1999. Vol. 118. P. 340–358.
66. Skinner G.B., Ringrose G.H. Ignition delays of a hydrogen-oxygen-argon mixture at relatively low temperatures // J. Chem Phys. 1965. Vol. 42. P. 2190–2204.
67. Petersen E.L., Kalitan D.M., Rickard M.J. A. Chemical kinetics of OH* chemiluminescence in high-temperature reacting flows // Proc. of the Third Joint Meeting of the U. S. Sections of the Combustion Institute Chicago, Illinois, USA. Papers C25/PL05. 2003
68. Slack M.W. Rate coefficient for $H + O_2 + M = HO_2 + M$ valuated from shock tube measurements of induction times // Combust. Flame. 1977. V. 28. P. 241–249.
69. Павлов В.А., Шаталов О.П. Измерение времени индукции воспламенения водородо-кислородных смесей за фронтом падающей ударной волны // Кинетика и катализ. 2011. Т. 52. №2. С. 163-172.
70. Curran E.T. Heiser W.H., Pratt D.T. Fluid phenomena in scramjet combustion system // Annual Review of Fluid Mech. 1996. Vol. 28. P. 323-360.
71. Семенов Н.Н. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 686 с.
72. Tien J.H., Stalker R.J. Release of Chemical Energy by Combustion in a Supersonic Mixing Layer of Hydrogen and Air// Comb. Flame. 2002. Vol. 130. P. 329–348.

73. Димитров В.И. Простая кинетика. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982. 381 с.
74. Ladeinde F. A Critical Review of Scramjet Combustion Simulation (Invited). AIAA Paper 2009-127, 13 pp.
75. Бедарев И.А., Рылова К.В., Федоров А.В., Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородовоздушных смесей с разбавителем // ФГВ. 2015. т. 51. №5. С. 22-33.
76. Maas U., Warnatz J. Ignition Processes in Hydrogen-Oxygen Mixtures // Comb. and Flame. 1988. Vol. 74. P. 53-69.
77. Kong D., Eckhoff R.K., Alfert F. Auto-ignition of CH₄/air, C₃H₈/air, CH₄/C₃H₈/air and CH₄/CO₂/air using a 1 l ignition bomb // Journal of Hazardous Materials 1995. Vol. 40. P. 69-84.
78. Kong S.-C., Reitz R.D. Use of Detailed Chemical Kinetics to Study HCCI Engine Combustion with Consideration of Turbulent Mixing Effects // Transactions of the American Soc. of Mech. Engin. 2002. Vol. 124. P. 702-707.
79. Smith P.J., Smoot D.L. Turbulent gaseous combustion part II: Theory and evaluation for local properties // Comb. and Flame 1981. Vol. 42. P. 277-285. ([https://doi.org/10.1016/0010-2180\(81\)90162-0](https://doi.org/10.1016/0010-2180(81)90162-0))
80. Pope S. B. Turbulent flows. Cambridge university press, 2000.
81. Sivathanu Y.R., Faeth G.M. Generalized State Relationships for Scalar Properties in Non-Premixed Hydrocarbon/Air Flames // Comb. and Flame 1990. Vol. 82. 211–230.
82. Pope S. PDF methods for turbulent reactive flows // Progr. in Energy and Comb. Scien. 1985. Vol. 11(2). P. 119–192.
83. Valiño L. A field Monte Carlo formulation for calculating the probability density function of a single scalar in a turbulent flow // Flow, Turb. and Comb. 1998. Vol. 60(2). P. 157–172.

84. Sabelnikov V., Souldard O. Rapidly decorrelating velocity-field model as a tool for solving one-point Fokker-Planck equations for probability density functions of turbulent reactive scalars // *Physical Review E*. 2005. Vol. 72(1). P. 016301.
85. Sabelnikov V., Souldard O. White in time scalar advection model as a tool for solving joint composition PDF equations // *Flow, Turb. and Comb.* 2006. Vol. 77(1-4). P. 333–357.
86. Sabelnikov V.A., Souldard O. Eulerian (Field) Monte Carlo Methods for Solving PDF Transport Equations in Turbulent Reacting Flows // *Handbook of Comb.* Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010. (doi:10.1002/9783527628148.hoc043)
87. Magnussen B.F., Hjertager B.H. On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. // *Symposium (international) on Comb.* 1977. Vol. 16. P. 719-729.
88. Hoste J.-J.O.E., Fossati M., Taylor I.J., Gollan R.J. Modeling scramjet supersonic combustion via Eddy Dissipation Model // *Proc. 68th International Astronautical Congress (IAC)*, Adelaide, Australia, 2017.
89. Edwards J.R., Fulton J.A. Development of a RANS and LES/RANS flow solver for high-speed engine flowpath simulations// *Proc. 20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Techn. Conference*, 2015. P. 3570.
90. Mohieldin T.O., Tiwari S.N., Reubush D.E. Numerical investigation of dual mode scramjet combustor with large upstream interaction. 2004. (<https://ntrs.nasa.gov/citations/20050041724>)
91. Chandra Murty M.S.R., Chakraborty D. Numerical simulation of angular injection of hydrogen fuel in scramjet combustor // *J. of Aerospace Engin.* 2012. Vol. 226(7). P. 861-872.
92. Dharavath M., Manna P., and Chakraborty D. Thermochemical exploration of hydrogen combustion in generic scramjet combustor // *Aerospace Science and Techn.* 2013. Vol. 24(1). P. 264-274.

93. Kummitha O.R., Pandey K.M., Gupta R. CFD analysis of a scramjet combustor with cavity-based flame holders // *Acta Astronautica* 2018. Vol. 144. P. 244-253.
94. Wilcox D.C. *Turbulence modelling for CFD*. La Canada, California: DCW Industries Inc., 1993. 460 pp.
95. Wilcox D.C. Reassessment of the Scale Determining Equation for Advanced Turbulence Models // *AIAA Journal* 1998. Vol. 26. P. 1299-1310.
96. Wilcox D.C. A half century historical review of the k-omega model. *AIAA Paper* 91-0615, 1991, 10 pp.
97. Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Application // *AIAA Jour.* 1994. Vol. 32(8). P. 1598-1605.
98. Menter F.R. Influence of Freestream Values on k-Predictions // *AIAA Jour.* 1992. Vol. 30(6). P. 1657-1659.
99. Fick A. On liquid diffusion // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. Vol. 10 (1855). P. 30-39.
100. Цветков О.Б., Лаптев Ю.А., Волков Д.Г. Методы расчета свойств переноса рабочих веществ холодильной техники. СПб.: Университет ИТМО. 2016. с. 10
101. Barth T.J., Jespersen D. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. Technical Report AIAA-89-0366. AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada. 1989.
102. Курант Р., Фридрихс К., Леви Г. О разностных уравнениях математической физики // *УМН* 1941. № 8. С. 125–16.
103. Rhie C. M., Chow W. L. Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation // *AIAA J.* 1983. Vol. 21(11). P. 1525–1532.
104. Patankar S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, Washington, DC. 1980.
105. Roe P.L. Characteristic based schemes for the Euler equations // *Annual Review of Fluid Mech.* 1986. Vol. 18. P. 337–365.

106. Chima R.V., Liou M. S. Comparison of the AUSM+ and H-CUSP Schemes for Turbomachinery Applications. NASA TM-2003-212457. 2003.
107. Liou M.S., Steffen C.J.Jr. A new flux splitting scheme // J. of Comp. Physics. 1993. Vol. 107(1). P. 23–39.
108. Liou M.S. A sequel to AUSM: AUSM+ // J. of Comp. Physics. 1996. Vol. 129. P. 364–382.
109. Бедарев И.А., Федоров А.В. Сравнительный анализ трех математических моделей воспламенения водорода // ФГВ 2006, №1, С. 26-33.
110. Тропин Д.А., Федоров А.В. Расчет пределов воспламенения смесей силан-кислород и силан - воздух // ФГВ 2016. Т. 52. № 1. С. 46-51.
111. Федоров А.В., Фомин П.А., Фомин В.М., Тропин Д.А., Чен Дж.-Р. Физико - математическое моделирование подавления детонации облаками мелких частиц: монография / Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН; НГАСУ (Сибстрин). - Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2011. 156 с.
112. Schott G.L., Kinsey J.L. Kinetic Studies of Hydroxyl Radicals in Shock Waves. II. Induction Times in the Hydrogen-Oxygen Reactions. // J. Chem Phys. 1958. Vol. 29. P. 1177–1188.
113. Cheng R.K., Oppenheim A.K. Autoignition in methane-hydrogen mixtures // Combust. Flame. 1984. V. 58, N 2. P. 125–139.
114. Blumenthal R. Experimentelle Untersuchung und numerische Simulation der Selbstzündung von Kraftstoff/Luft-Gemischen im Stoßwellenrohr unter Berücksichtigung strömungsmechanischer // Einflüsse: Doctoral thesis / Inst. für Allgemeine Mechanik. RWTH Aachen, 1996. P. 44.
115. Bhaskaran K.A.; Gupta M.C. Just Th. Shock tube study of the effect of unsymmetric dimethyl hydrazine on the ignition characteristics of hydrogen-air mixtures// Comb. Flame. 1973. Vol. 21. P.45–48.
116. Slack M., Grillo A. Investigation of Hydrogen-Air Ignition Sensitized by Nitric Oxide and by Nitrogen Dioxide. NASA CR-2896, 1977.

117. Evans J.S., Shexnayder C.J., Beach H.L. Application of a two-dimensional parabolic computer program to prediction of turbulent reacting flows. NASA Technical Paper 1169, 1978. 60 pp.
118. Burrows M.C., Kurkov A.P. Analytical and experimental study of supersonic combustion of hydrogen in a vitiated airstream. NASA TM X-2828, 1973.
119. Cohen L.S., Guile R.N. Investigation of the mixing and combustion of turbulent compressible free jets. CR-1473, NASA 1969.
120. Зимонт В.Л., Левин В.М., Мещерякова Е.А. Сабельников В.А., Особенности сверхзвукового горения неперемешанных газов в каналах // ФГВ 1983. т. 19 №4. С. 75-78
121. Бойко В.М., Достовалов А.В., Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Киселев Н.П., Пивоваров А.А. Исследование структуры сверхзвуковых неизобарических струй // Ученые записки ЦАГИ. 2010. том XLI, №2. С. 44-58.
122. Sayed N., Mikkelsen K., Bridges J. Acoustics and thrust of quiet separate-flow high-bypass-ratio nozzles // AIAA Jour. 2003. Vol. 41. P. 372—378.
123. Полежаев Ю.В., Мостинский И.Л., Стоник О.Г. Физические основы турбулентного горения газов // Теплофизика высоких температур 2010. т. 48(6). С. 981-990.
124. Heiser W., Pratt D. Hypersonic Airbreathing Propulsion. Education Series. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Washington, DC, 1994. 587 pp.
125. Seiner J.M., Dash S.M., Kenzakowski D.C. Historical survey on enhanced mixing in scramjet engines // Jour. Propul. Power 2001. Vol. 17(6). P. 1273–1286.
126. Tomioka S., Kobayashi K., Kudo K., Murakami A., Mitani T. Effects of injection configuration on performance of a stage supersonic combustor // Jour. Propul. Power 2003. Vol. 19 (5). P. 876–884.
127. Tomioka S., Murakami A., Kudo K., Mitani T. Combustion tests of a staged supersonic combustor with a strut // Jour. Propul. Power 2001. Vol. 17 (2). P. 293–300.

128. Кагенов А.М., Еремин И.В., Глазунов А.А., Тырышкин И.М. Применение пакета openfoam для расчета течений газа в соплах и струях // Известия высших учебных заведений. Физика 2013. Т. 56, № 9-3. С. 66-68.
129. Анискин В.М., Коротаева Т.А., Ободовская Е.А., Турчинович А.О. Численное моделирование недорасширенных осесимметричных микроструй, истекающих в затопленное пространство // Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации 2018. № 1 (38). С. 22-35.
130. Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. Исследование сверхзвуковых недорасширенных струй, истекающих в затопленное щелевое пространство // Прикладная механика и техническая физика. 2020 Т. 61, № 2 (360) С. 81-91.
131. Волков К.Н. Моделирование крупных вихрей в турбулентной струе, истекающей в затопленное пространство или спутный поток // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52, № 1 (305). С. 60-70.
132. Авдеевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М., Трасковский В.Д., Юделович М.Я. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи // Докл. АН СССР. 1971. т. 197(1). С. 46–49.
133. Воронцов С.С., Забайкин В.А., Смоголев А.А. Сравнительные исследования факела водорода в спутном сверхзвуковом потоке воздуха при регистрации излучения в различных спектральных диапазонах // Теплофизика высоких температур. 2003. т. 41. № 2. С. 310-313.
134. Crist S., Sherman P. M., Glass D. R. Study of the highly underexpanded sonic jet // AIAA J. 1966. Vol. 4, N 1. 68 pp.
135. Авдеевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М. и др. Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. №3. С. 63-70.
136. Забайкин В.А., Смоголев А.А. Особенности взаимного влияния струй водорода при организации горения в сверхзвуковом высокотемпературном потоке // Химическая физика. 2007. т. 26, № 6. С. 68-72.

137. Сафронов А.В., Хотулев В.А. Результаты экспериментальных исследований сверхзвуковых холодных и горячих струйных течений, истекающих в затопленное пространство // Космонавтика и ракетостроение. 2009. т.3, №56. С. 15-23.
138. Забайкин В.А. Горение водорода в условиях высокотемпературного сверхзвукового потока // Теплофизика высоких температур. 2017. т. 55, № 4. С. 582-588.
139. Waidmann W., Alff F., Bohm M., Brummund U., Clauss W., Oswald M. Supersonic combustion of hydrogen/air in a scramjet combustion chamber // Space Technology. 1995. Vol. 15(6). P. 421–429.
140. Метелёв Д.А., Тохтуев А.Н. Исследование влияния числа Маха и температуры вязкой сверхзвуковой струи на срезе сопла летательного аппарата на структуру течения в спутном сверхзвуковом потоке // Международный научный журнал «Молодой учёный» 2018. № 21(207). С. 1-6.
141. Мышенков В. И. Расчет течения вязкой ламинарной сверхзвуковой струи в спутном потоке // Вычислительная математика и математическая физика. 1979. № 2. С. 474–485.
142. Ковалев Б.Д., Мышенков В.И. Расчет вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство // Ученые записки ЦАГИ. 1978. т. 9, № 2. С. 9-18.
143. Кудимов Н.Ф., Сафронов А.В. Результаты численного исследования турбулентного горения в струйных течениях // Математическое моделирование. 2015. т. 27, № 10. С. 117-124.
144. Жапбасбаев У.К., Макашев Е.П. Газодинамические структуры при сверхзвуковом горении водорода в системе плоских струй в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 2001. т. 42, № 1(245). С. 25-32.

145. Жапбасбаев У.К., Макашев Е.П. Некоторые данные сверхзвукового горения неперемешанных газов в расширяющихся каналах // Горение и плазмохимия. 2015. Т. 13(31). С. 3-10
146. Goyne C.P., McDaniel Jr. J.C., Krauss R.H., Whitehurst W.B. Test gas vitiation effects in a dual-mode scramjet combustor // J. Propul. Power. 2007. Vol. 23. P. 559–565.
147. Rockwell R.D., Goyne C.P., Haw W., Krauss R.H., McDaniel J.C. Experimental study of test-medium vitiation effects on dual-mode scramjet performance // J. Propul. Power. 2011. Vol. 27. P. 1135–1142.
148. Haw W., Goyne C.P., Rockwell R.D., Krauss R.H., McDaniel J.C. Experimental study of vitiation effects on scramjet mode transition // J. Propul. Power. 2011. Vol. 27. P. 506–509.
149. Tatman B.J., Rockwell R.D., Goyne C.P., McDaniel J.C. Experimental study of vitiation effects on flameholding in a cavity flameholder // J. Propul. Power. 2013. Vol. 29. P. 417–423.
150. Mitani T., Hiraiwa T., Sato S., et al. Comparison of scramjet engine performance in Mach 6 vitiated and storage-heated air // J. Propul. Power. 1997. Vol. 13. P. 635-642. (DOI:10.2514/2.5228)
151. Tomioka S., Hiraiwa T., Kobayashi K., et al. Vitiation effects on scramjet engine performance in Mach 6 flight conditions // J. Propul. Power. 2007. Vol. 23. P. 789-796.
152. Sander T.W., Lyubar A., Sattelmayer T., Shafranovsky E. A. Influence of the burnout in vitiators on ignition limits in scramjet combustors // AIAA J. 2004. Vol. 42. P. 319-325.
153. Luo F., Song W., Zhang Z., Li W., Li J. Experimental and Numerical Studies of Vitiated Air Effects on Hydrogen-fueled Supersonic Combustor Performance // Chinese Journal of Aeronautics. 2012. Vol. 25. P. 164-172.

154. Wu P., Song W., Wang Y., Luo Y. Estimation of vitiation effects on flameholding and mode transition in a dual-mode supersonic combustor // *Acta Astronautica*. 2021. Vol. 185. P. 117–123.
155. Кацнельсон С.С., Поздняков Г.А. Иницирование процессов горения водородно-кислородной смеси под воздействием сильнофокусированного электронного пучка низкой энергии // *ФГВ*. 2007. №2. С. 10-17.
156. Odam J., Paull A. Radical farming in scramjets // *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VI*, Tropea, C., Jakirlic, S., Heinemann, H. J., Henke, R. and Hönlinger, H. (eds), Springer, Berlin, Germany, 2007
157. Gerasimov G.Ya., Shatalov O.P. Heat and mass transfer in combustion processes. Numerical modeling of the ignition of hydrogen-oxygen mixtures under nonequilibrium conditions // *J. Engin. Physics Thermophysics*. 2014. Vol. 87(5). P. 15.
158. Konstantinovskii R.S., Shibkov V.M., Shibkova L.V. Effect of a Gas Discharge on the Ignition in the Hydrogen-Oxygen System // *Kinetics and Catalysis*. 2005. Vol. 46(6). P. 775-788.
159. Jacobsen L.S., Carter C.D., Jackson T.A., Williams S., Barnett J. Plasma-Assisted Ignition in Scramjet // *J. of Propul. and Power*. 2008. Vol. 24(4). P. 641–654.
160. McGuire J.R., Boyce R.R., Mudford N.R. Radical - Farm Ignition Processes in Two-Dimensional Supersonic combustion // *J. Propul. Power*. 2004. Vol. 24(6). P. 1248-1257.
161. Гольдфельд М.А., Кацнельсон С.С., Поздняков Г.А., Применение сильнофокусированного широкоапертурного электронного пучка для иницирования горения в сверхзвуковом потоке // IX Всероссийская конференция с международным участием "Горение топлива: теория, эксперимент, приложения", Новосибирск, 16-18 ноября 2015.

162. DeVon A. Washington and Howard N. Shapiro, A Phenomenological Analysis of Exergy Destruction During Hydrogen Combustion with Electronically Excited Oxygen // ASME 2013 Power Conference Volume 1: Fuels and Combustion, Material Handling, Emissions; Steam Generators; Heat Exchangers and Cooling Systems; Turbines, Generators and Auxiliaries; Plant Operations and Maintenance Boston, Massachusetts, USA, July 29–August 1, 2013 Conference Sponsors: Power Division ISBN: 978-0-7918-5605-5
163. Schimek S., Stathopoulos P., Tanneberger T., Paschereit C. O. Blue Combustion: Stoichiometric Hydrogen-Oxygen Combustion Under Humidified Conditions // ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition Volume 4B: Combustion, Fuels and Emissions Montreal, Quebec, Canada, 2015. (ISBN: 978-0-7918-5669-7)
164. Capra B., Boyce R., Brieschenk S. Numerical Modelling of Porous Injection in a Radical Farming Scramjet // J. Science & Engin. Faculty. 2012. Vol. 3. P. 1-11.
165. Shibkov V.M. et al. Combined MW-DC Discharge in a High-Speed Propane-Butane-Air Stream. AIAA Paper 2006-1216, 2006. 6 pp.
166. Goldfeld M.A., Pozdnyakov G.A. Ignition of hydrocarbon-air supersonic flow by volumetric ionization // J. of Thermal Science. 2015. Vol.24, No.6. P. 583-590.
167. Pusyrev L.N., Yaroslavtsev M.I. Stabilization of Gas Parameters in Prechamber of Hypersonic Hot-Shot Wind Tunnel // Izvestia Akademii Nauk. 1990. No.5, P. 86-93 (In Russian)
168. Goldfeld M A, Maslov A A, Starov A V, Shumskii V V, Yaroslavtsev M.I. IT-302M hot-shot wind tunnel as a tool for the development of hypersonic technologies // AIP Conf Proc. 2016. Vol. 1770, paper. 030020. (<https://doi.org/10.1063/1.4963962>)

169. Гольдфельд М.А. Процесс самовоспламенения и стабилизации пламени в водородной сверхзвуковой камере сгорания при поперечной подаче топлива // Теплофизика и аэромеханика. 2020. т. 27. № 4. С. 601-613
170. Gerlinger P., Stoll P., Kindler M., Schneider F., Aigner M. Numerical investigation of mixing and combustion enhancement in supersonic combustors by strut induced streamwise vorticity // Aerospace Science and Technology. 2008. Vol. 12(2). P. 159-168. (<https://doi.org/10.1016/j.ast.2007.04.003>).