

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ ИМ. А.Ю. ИШЛИНСКОГО
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Брызгалов Андрей Иванович

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ
НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ
ПЛАЗМОТРОНЕ**

Специальность 01.02.05 —
«Механика жидкости, газа и плазмы»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Якуш Сергей Евгеньевич

Москва — 2022

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Современное состояние исследований с применением высокочастотных плазмотронов	13
1.1 Применение плазмотронов в науке и технике	13
1.2 Обзор индукционных плазмотронов	14
1.3 Развитие плазмотронных установок и сопровождающих численных моделей	16
1.4 Выводы по главе 1	28
Глава 2. Вычислительная модель течения неравновесной плазмы	30
2.1 Математическая модель течения химически неравновесной плазмы	31
2.1.1 Определяющие уравнения	31
2.1.2 Коэффициенты переноса	35
2.1.3 Кинетическая схема	36
2.1.4 Граничные условия	38
2.2 Численная реализация в программе IPG2D	42
2.2.1 Разностные сетки	42
2.2.2 Газодинамические потоки	42
2.2.3 Диссипативные члены	44
2.2.4 Аппроксимация по времени	45
2.2.5 Тестовые расчеты	46
Глава 3. Течение химически и термически неравновесной воздушной плазмы за сильной ударной волной	50
3.1 Модель течения в лагранжевых координатах	50
3.2 Результаты расчетов релаксационной зоны за ударной волной	56
3.3 Выводы по главе 3	61
Глава 4. Моделирование разрядного канала плазмотрона на основе двумерной модели электрического поля	64
4.1 Программа Alpha для моделирования течения равновесной плазмы в разрядном канале	65

4.2	Реализация двумерной модели электрического поля в программе Alpha	68
4.3	Сравнительные расчеты на основе одномерной и двумерной моделей электрического поля	70
4.3.1	Расчеты разрядного канала плазмотрона ВГУ-4	70
4.3.2	Расчеты разрядного канала плазмотрона ВГУ-3	73
4.4	Выводы по главе 4	84
Глава 5.	Обтекание образцов дозвуковым потоком воздушной плазмы .	85
5.1	Геометрия и параметры расчетов	85
5.2	Структура течения около цилиндрической модели	91
5.3	Структура пограничного слоя при различной каталитичности поверхности	96
5.4	Сравнение с расчетами по равновесной модели плазмы	96
5.5	Тепловые потоки к поверхности модели	100
5.6	Сравнение с экспериментом	104
5.7	Выводы по главе 5	106
Глава 6.	Теплообмен на каталитической поверхности в дозвуковой струе плазмы азота	108
6.1	Геометрия и параметры расчетов	108
6.2	Структура течения около цилиндрической модели	111
6.3	Тепловые потоки к поверхности модели	114
6.4	Сравнение с равновесной моделью плазмы	116
6.5	Сравнение с экспериментом	119
6.6	Выводы по главе 6	122
	Заключение	123
	Список литературы	125
	Список рисунков	138
	Список таблиц	143

Введение

Актуальность темы. Со времен запуска первого искусственного спутника Земли прошло более 60 лет. С момента своего появления космонавтика всегда была флагманом научного и технического развития. Многие современные передовые технологии изначально разрабатывались для нужд космической промышленности, после чего они были внедрены в другие отрасли.

Одним из ключевых вопросов создания космической техники для полетов с возвращением на Землю является разработка теплозащитных покрытий спускаемых аппаратов. Вследствие большой скорости при входе спускаемого аппарата в атмосферу Земли максимальная температура на его поверхности может достигать 6000 градусов Кельвина. Для предотвращения разрушения корпуса аппарата разрабатываются специальные системы тепловой защиты. Перед конструкторами стоят сложные задачи обеспечения требуемых эксплуатационных характеристик тепловой защиты, снижения веса теплозащитного покрытия, уменьшения его стоимости, повышения надежности.

Несмотря на то, что космонавтика развивается с 60-х годов прошлого века, в настоящее время по-прежнему актуальной остается задача создания термостойких материалов, позволяющих увеличить максимальные воспринимаемые тепловые потоки, выдерживающих высокие температуры на поверхности. При создании новых и перспективных материалов экспериментальным путем определяются термостойкость и каталитические свойства материалов. Наиболее близкие к реальным условиям испытания на термостойкость проводятся в высокоэнтальпийных установках – плазмотронах. Испытываемый образец нагревается в струе высокотемпературной плазмы в течение заданного времени, которое может достигать десятков минут. По окончании испытания делается вывод об эффективности материала при использовании его как теплозащитного покрытия. Соответствие таких испытаний реальным условиям при входе в атмосферу обеспечивается выбором устанавливаемых тепловых потоков к поверхности, давления, температуры, химического состава в набегающей струе плазмы.

В настоящее время используется два основных типа плазмотронов: электродуговые и индукционные. В электродуговых плазмотронах струя плазмы создается в электрической дуге, возникающей вследствие отрыва и уноса горячих ионов от

катода к аноду. Недостаток таких установок заключается в том, что струя воздушной плазмы оказывается загрязнена ионами катода.

В индукционном плазмотроне воздух в индукционном канале нагревается до состояния плазмы за счет джоулева тепла, выделяемого в высокочастотном электромагнитном поле, создаваемом катушкой-индуктором. На выходе из индукционного канала поток имеет температуру от 6000 до 10000 градусов. Попадая в барокамеру плазмотрона (напрямую, либо через профилированное сопло), поток плазмы набегает на испытываемый образец, моделируя обтекание космического аппарата при входе в атмосферу. Важной особенностью индукционных плазмотронов является отсутствие посторонних примесей в потоке плазмы.

В ИПМех РАН для научных исследований и испытания теплозащитных материалов на термостойкость и определения их каталитической активности используется уникальная научная установка (УНУ), включающая ВЧ-плазмотроны ВГУ-3 (мощностью 1 МВт) и ВГУ-4 (мощностью 100 кВт). Эти плазмотроны способны по энтальпии и давлению воспроизводить условия входа в атмосферу Земли на высотах порядка 60 км, что соответствует самому теплонапряженному участку траектории спускаемого аппарата.

Экспериментальные исследования позволяют сделать заключение о возможности материала выдерживать заданные температурные нагрузки в течение определенного времени, а также измерить температуру поверхности образца, а при помощи специальных датчиков — и тепловые потоки от плазмы к поверхности обтекаемого тела. Однако многие важные характеристики теплообмена не могут быть измерены непосредственно, а должны вычисляться на основе сопутствующего математического моделирования. Так, для переноса экспериментальных результатов на натурные условия полета необходимо знать каталитические свойства поверхности. В рамках инженерного подхода к определению каталитических свойств материала вводится эффективный коэффициент рекомбинации, изменяющийся от 0 до 1 и показывающий степень каталитической активности материала.

В областях сильных градиентов у поверхности тела существенную роль играет химическая неравновесность течения, процессы диффузии компонент смеси, что в особенности проявляется вблизи холодных стенок и при низком давлении, с заметной мерой определяя характер течения и нагрев поверхности. В настоящее время применяются различные подходы, включая как схемы сквозного счета, так и разбиение области на основное течение и погранслойный участок. В последнем случае основное течение моделируется химически равновесной смесью газов, а

пограничный слой рассчитывается вдоль линии торможения с учетом диффузии компонент и конечной скорости химических реакций.

Главным преимуществом схем сквозного счета, единым образом моделирующих как основное течение, так и пограничный слой, является возможность расчета распределения теплового потока по всей поверхности испытываемого образца. В первую очередь это позволяет точнее рассчитывать эффективный коэффициент рекомбинации и правильно интерпретировать измеряемый в экспериментах тепловой поток как интегральную, а не локальную, величину. Во-вторых, при использовании таких схем возможен расчет покрытий с переменными каталитическими свойствами вдоль поверхности, в том числе учет эффекта сверхравновесного нагрева, приводящий к повышению тепловых потоков при переходе от низкокatalитических материалов к высококatalитическим.

В силу указанных причин **актуальным** является развитие, валидация и практическое применение вычислительных моделей неравновесной плазмы для условий, характерных для экспериментальных исследований в высокочастотных индукционных плазмотронах.

Целью диссертационной работы является численное моделирование течений химически неравновесной плазмы в барокамере мощного индукционного плазмотрона и определение тепловых потоков к поверхности испытываемого образца с учетом ее каталитических свойств.

Для достижения поставленной цели решены следующие **задачи**:

1. Разработка математической модели течения химически неравновесной плазмы в индукционном плазмотроне с учетом влияния амбиполярного электрического поля на диффузию компонент и каталитических свойств поверхности.
2. Программная реализация модели в двумерном осесимметричном коде IPG2D с применением численных схем для расчета дозвуковых и сверхзвуковых течений в широком диапазоне чисел Маха.
3. Валидация на одномерной задаче о течении за сильной ударной волной блока решения уравнений химической кинетики с учетом неравновесности по колебательным степеням свободы.
4. Модификация расчетной программы Alpha (ИПМех РАН) путем реализации двумерной модели для амплитуды высокочастотного электрического поля, проведение сравнительных расчетов разрядного канала плазмотронов ВГУ-4 и ВГУ-3.

5. Проведение систематических расчетов обтекания воздушной плазмой цилиндрических образцов при различной каталитической активности поверхности для условий экспериментов в плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН.
6. Валидация программы IPG2D на экспериментальных данных по тепловым потокам к материалам с различной каталитической активностью при обтекании воздушной плазмой.
7. Моделирование обтекания образцов в плазмотроне ВГУ-4 плазмой азота, сравнение с экспериментом рассчитанных тепловых потоков к различным материалам.

Научная новизна:

1. Разработана и реализована программно вычислительная модель течения плазмы и ее взаимодействия с каталитическими поверхностями, позволяющая проводить расчеты в широком диапазоне параметров плазмы, чисел Маха и каталитической активности поверхности.
2. Впервые проведены расчеты дозвукового течения воздушной плазмы в барокамере плазмотрона ВГУ-4 ИПМех РАН для четырех режимов работы установки и семи типов материала поверхности образца с различной каталитической активностью, а также течений плазмы азота для трех типов материалов поверхности.
3. Впервые получены распределения тепловых потоков по поверхности цилиндрического образца при обтекании потоком дозвуковой плазмы воздуха и азота для условий испытаний материалов в плазмотроне ВГУ-4, включая кондуктивную и рекомбинационную составляющие теплового потока.
4. Показано, что неравномерность распределения теплового потока по поверхности водоохлаждаемого датчика едва превышает 5%, что подтверждает правомерность используемой в ИПМех РАН методики испытаний материалов и определения их каталитической активности.
5. Показано, что созданное программное обеспечение позволяет воспроизводить в расчетах тепловые потоки к каталитическим поверхностям с точностью не хуже 12% для плазмы воздуха и 29% — для азота. Среднеквадратичные отклонения составляют 6.8% и 16.5% соответственно.

Практическая значимость Созданное в диссертационной работе программное обеспечение и полученные на его основе результаты имеют важное прикладное значение, поскольку позволяют осуществлять расчетное сопровож-

дение экспериментов по аэродинамическому нагреву тел в потоках плазмы различных газов. Одним из наиболее существенных аспектов является возможность расчетным путем определять эффективный коэффициент рекомбинации, необходимый при выборе материалов для теплозащитного покрытия космических аппаратов. Разработанная программа позволяет рассчитывать химический состав на поверхности, что важно при анализе эрозионного разрушения материала. Получаемые в расчетах распределения тепловых потоков вдоль поверхности тела позволяют определить характеристики сверхравновесного нагрева при переходе между участками с разной каталитичностью. Созданное программное обеспечение существенным образом дополнит и обогатит используемые в ИПМех РАН программные средства, сопровождающие эксперименты на плазмотронах ВГУ-3 и ВГУ-4.

Методология и методы исследования. Методом исследований являлось вычислительное моделирование течений плазмы на основе механики сплошных сред с учетом неравновесности и кинетики физико-химических превращений. Математическая модель основана на системе уравнений Навье-Стокса для смеси газов, многокомпонентная диффузия описывалась системой уравнений Стефана-Максвелла с учетом амбиполярности, коэффициенты переноса рассчитывались по молекулярно-кинетической теории, термодинамические свойства компонент задавались по табличным данным. Численное моделирование течения в барокамере плазмотрона проводилось разработанной автором программой IPG2D, реализованной на языке FORTRAN-95. Использовались структурированные декартовы сетки, газодинамические потоки рассчитывались по схеме, применимой в широком диапазоне чисел Маха. Для неравновесной плазмы использовались детальные кинетические схемы с учетом однократной ионизации. Валидация модуля решения кинетических уравнений осуществлена в авторской программе ShockWaveAir на одномерной задаче о релаксационной зоне за сильной ударной волной. Методические исследования влияния степени подробности сетки на точность расчета тепловых потоков позволили определить размеры пристеночных ячеек, необходимые для достижения сходимости по сетке. Результаты расчетов тепловых потоков на поверхности тел с различной каталитической активностью валидированы на экспериментальных данных, полученных в ИПМех РАН на плазмотроне ВГУ-4.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана вычислительная модель течений неравновесной плазмы в индукционном плазмотроне, реализованная в авторской программе IPG2D,

позволяющая рассчитывать осесимметричные обтекания тел и определять тепловые потоки на поверхностях с различной каталитической активностью.

2. Проведена валидация расчетного модуля химической кинетики с учетом колебательной неравновесности, путем решения одномерной задачи о структуре сильной ударной волны (программа ShockWaveAir), показано хорошее соответствие химического состава, поступательной и колебательной температур экспериментальным данным.
3. Показано, что использование одномерной модели для амплитуды электрического поля в разрядном канале дает приемлемую (с точностью 5%) точность расчета характеристик плазмы для условий плазмотрона ВГУ-4, однако приводит к существенным (до 27%) ошибкам для плазмотрона ВГУ-3.
4. Исследовано обтекание охлаждаемых цилиндрических образцов потоком воздушной плазмы в широком диапазоне каталитической активности тепловоспринимающей поверхности, показано соответствие рассчитанных тепловых потоков данным измерений в плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН с точностью не хуже 12%.
5. Исследовано обтекание охлаждаемых моделей плазмой азота, получено согласие с экспериментальными данными тепловых потоков к поверхностям с различной каталитической активностью с точностью не хуже 29%.
6. Показано, что при использовании проточных водоохлаждаемых калориметров для экспериментального изучения каталитической активности материалов неравномерность распределения теплового потока по поверхности датчика едва превышает 5%.
7. Расчетным путем подтверждено проявление эффекта сверхравновесного нагрева вблизи разрыва каталитической активности поверхности, выражающееся в резком возрастании теплового потока со стороны высококatalитического участка поверхности.

Достоверность результатов диссертации подтверждается физической обоснованностью постановок задач на основе законов сохранения, современных теорий физической и химической механики, химической кинетики, физики плазмы. Созданное программное обеспечение тестировалось путем сравнения численных результатов с аналитическими решениями, результатами расчетов других

авторов, экспериментальными данными, а в областях достижения химического равновесия — с термодинамическими расчетами. Достоверность полученных результатов подтверждается совпадением тепловых потоков с экспериментом в пределах 12% для воздуха и удовлетворительным совпадением (в пределах 29%) — для азота .

Апробация работы. Результаты настоящей работы докладывались и обсуждались на профильных всероссийских и международных конференциях:

1. 12-я Всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» АФМ-2018 (Москва, 27–29 ноября 2018 г.),
2. 13-я Всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» АФМ-2019 (Москва, 26–27 ноября 2019 г.),
3. 10-я Международная конференция – школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 3–5 декабря 2019 г.),
4. XX Международная конференция по методам аэрофизических исследований ISMAR 2020 (Новосибирск, 1–7 ноября 2020 г.),
5. Международная конференция «Математическое моделирование» МАКС 2021 (Москва, 21–22 июля 2021 г.),
6. IX международный симпозиум по неравновесным процессам, плазме, горению и атмосферным явлениям NEPCAR 2020 (Сочи, 5–9 октября 2021 г.),
7. XVI Минский международный форум по тепломассообмену (Минск, 16–19 мая 2022 г.),
8. 50-я Международная летняя школа-конференция «Актуальные проблемы механики» (Санкт-Петербург, 20–24 июня 2022 г.).

Личный вклад. Автор принимал непосредственное участие в постановке научных задач, вошедших в диссертационную работу, их решении, анализе результатов и подготовке публикаций. Им лично была осуществлена разработка, программная реализация, валидация и верификация расчетных программ ShockWaveAir и IPG2D, включая кинетику с учетом колебательной неравновесности, многокомпонентную диффузию в области течения и у каталитических поверхностей, реализацию неявной численной схемы для произвольных чисел Маха. Кроме того, автором был создан алгоритм расчета электрического поля в разрядном канале на основе двумерной модели, реализованный в виде программ-

ного модуля в программе Alpha, используемой в ИПМех РАН. С применением этого модуля автором и соавторами публикаций производились расчеты течений в разрядном канале плазматрона, необходимые для задания граничных условий на входе в барокамеру. Все расчеты течений неравновесной плазмы в барокамере плазматрона, ее взаимодействия с обтекаемыми телами, распределений тепловых потоков на поверхности тела, вошедшие в диссертацию, были проведены лично автором с использованием созданного им программного обеспечения IPG2D. Выбор параметров расчетов, сопоставление с экспериментом, сравнение с результатами расчетов по равновесным моделям осуществлялись совместно с научным руководителем и соавторами публикаций.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 11 печатных изданиях, 2 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 4 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 4 — в тезисах докладов. Зарегистрирована 1 программа для ЭВМ.

Публикации из списка ВАК:

1. *Vasilevskii S.A., Kolesnikov A.F., Bryzgalov A.I., Yakush S.E.* Computation of inductively coupled air plasma flow in the torches // *Journal of Physics: Conference Series*. 2018 V. 1009, 012027, P. 1–15. (WoS, Scopus).
2. *Vasilevskii S.A., Kolesnikov A.F., Bryzgalov A.I., Yakush S.E.* Numerical testing of the similarity conditions for the induction plasmatrons // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019 V. 1250, 012043, P. 1–13. (WoS, Scopus).
3. *Yakush S.E., Rashkovskiy S.A., Bryzgalov A.I.* Combustion in a solid fuel scramjet with channel geometry variation due to burnout // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. V. 1250, 012042, P. 1–8. (WoS, Scopus).
4. *Брызгалов А.И.* Численное моделирование течения термически и химически неравновесного воздуха за фронтом ударной волны // *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Серия «Естественные науки»*. 2021. №3(96) С. 94–111. (Scopus).
5. *Брызгалов А.И., Якуш С.Е., Васильевский С.А., Колесников А.Ф.* Численное моделирование неравновесных дозвуковых течений диссоциированного воздуха около цилиндрического тела // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2021, Т. 22, №5, С. 1–14. (ВАК).
6. *Брызгалов А.И., Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якуш С.Е.* Теплообмен цилиндрического тела с каталитической поверхностью при обтекании

потоком дозвуковой неравновесной воздушной плазмы // Известия РАН. МЖГ. 2022, №5, С. 1–19. (WoS, Scopus).

7. *Брызгалов А.И.* Теплообмен цилиндрического тела с каталитической поверхностью при обтекании потоком дозвуковой неравновесной воздушной плазмы // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2022. Т. 23, №4, С. 1–14. (ВАК).

Прочие публикации:

1. *Брызгалов А.И., Якуш С.Е., Колесников А.Ф., Васильевский С.А.* Численное моделирование обтекания высокоэнтальпийным дозвуковым потоком воздуха цилиндрического образца в мощном плазмотроне // Труды XVI Минского международного форума. 16–19 мая 2022.
2. *Брызгалов А.И., Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якуш С.Е.* Численное исследование вихревых течений в мегаваттном индукционном ВЧ-плазмотроне ВГУ-3 ИПМех РАН // Сборник материалов конференции «Волны и вихри в сложных средах: 10-ая международная конференция – школа молодых ученых». 2019. С. 78–81
3. *Брызгалов А.И., Якуш С.Е.* Программа для моделирования течения за ударной волной смеси двухатомных газов в условиях температурной и химической неравновесности ShockWaveAir // Свидетельство о регистрации прав на ПО, базу данных №2020661486 от 24 сентября 2020 г.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 6 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 143 страницы, включая 49 рисунков и 11 таблиц. Список литературы содержит 135 наименований.

Глава 1. Современное состояние исследований с применением высокочастотных плазмотронов

1.1 Применение плазмотронов в науке и технике

Физика плазмы является обширной и активно развивающейся областью знания, неизменно привлекающей внимание исследователей благодаря богатству физических эффектов, тесной взаимосвязью явлений, протекающих как на масштабах отдельных молекул, атомов и ионов, так и коллективных явлений – газового разряда, магнитной гидродинамики, взаимодействия с излучением и поверхностями различных материалов [1—5].

Одним из механизмов образования плазмы, представляющим наибольший интерес в аэрокосмической отрасли, является аэродинамический нагрев тел и искусственных аппаратов, движущихся в атмосфере Земли с высокими скоростями. Примером может служить образование плазменной оболочки около спускаемого аппарата, который подвергается при входе в плотные слои атмосферы чрезвычайно высоким тепловым и аэродинамическим нагрузкам [6]. Не случайно задача создания тепловой защиты, способной противостоять экстремальному воздействию при входе в атмосферу, является одной из ключевых проблем, решение которой во многом определяет дальнейший прогресс в области гиперзвукового полета [7; 8].

Одной из важных характеристик теплозащитных покрытий является их каталитическая активность по отношению к рекомбинации атомов, кардинально влияющая на тепловые потоки к поверхности. Существует несколько механизмов протекания реакций на поверхности с выделением энергии образования, однако моделирование в данном направлении развито только для некоторых материалов, и его точность недостаточна для используемых на практике материалов теплозащитных покрытий. В рамках инженерного подхода к определению каталитических свойств материала вводится эффективный коэффициент рекомбинации γ_w , изменяющийся в пределах от 0 до 1 и характеризующий вероятность гетерогенной рекомбинации атомов на поверхности. Данный подход широко используется и в отечественной практике, и за рубежом [9; 10].

В земных условиях термохимическая стойкость, каталитические свойства материалов и покрытий в условиях аэродинамического нагрева могут определять-

ся в потоках плазмы, создаваемых при помощи высокочастотных индукционных плазмотронов [8; 11—13], в разрядном канале которых плазма создается за счет высокочастотного разряда мощностью от нескольких киловатт до сотен киловатт [14—18]. Использование плазмотронов для испытаний материалов основано на теории подобия, позволяющей соотносить параметры испытаний и участок траектории движения космического аппарата при входе в атмосферу Земли [19].

Преимущества индукционных плазмотронов по сравнению с дуговыми включают возможность получения плазмы высокой чистоты в широком диапазоне расходов газа, при этом вкладываемая в плазму мощность может достигать сотен киловатт. В последнее время, наряду с традиционной схемой организации газового разряда с коаксиальным индуктором, реализованы также тандемные схемы, применяются схемы с модуляцией индукционных токов, а область применения индукционных плазмотронов, наряду с испытаниями теплозащитных материалов, включает синтез наночастиц, алмазов, модификацию поверхностей и другие технологические приложения [14].

Неотъемлемой частью изучения взаимодействия плазмы с веществами и материалами на современном этапе служит численное моделирование, позволяющее восстановить детальную картину процесса и получить многие характеристики, недоступные для прямого экспериментального измерения. Примерами численного моделирования течений плазмы в разрядных каналах ВЧ-плазмотронов и струйного обтекания моделей служат работы [17; 20—30]. В зависимости от режима работы плазмотрона, применяются как равновесные [29], так и неравновесные [21; 28] модели плазмы, учитывающие конечную скорость реакций и термическую неравновесность.

1.2 Обзор индукционных плазмотронов

Существующие мощные индукционные плазмотроны в России – в ЦНИИмаш (установка У-13) [8; 12; 13; 31], в ЦАГИ (установка ВАТ-104) [32], в ИПМех РАН (плазмотрон ВГУ-3) [33], а также в западной Европе – в институте фон Кармана VKI (Бельгия) [34; 35], в институте космических систем IRS (в университете в Штутгарте, Германия, установка РВКЗ) – характеризуются следующими основными конструктивными и рабочими параметрами: мощность

– до 1.2 МВт, диаметр разрядного канала – до 200 мм, частота генератора 400-2000 кГц, энтальпия – до 50 МДж/кг, давление торможения 0.001–1 атм. Обзор существующих плазмотронов приведен в [36—38], в табл. 1 приведены наиболее значимые установки.

Таблица 1 — Индукционные плазмотроны

Название	Расположение	Мощность	Частота	Диаметр разрядного канала
PWK3 [39]	IRS, Stuttgart	375 кВт	500 кГц – 1.4 МГц	83-85 мм
PLASMATRON [35]	VKI, Rhode-St-Genese	1.2 МВт	400 кГц	80/160 мм
Minitorch [35]	VKI, Rhode-St-Genese	15 кВт	27 МГц	30 мм
COMETE [36]	EADS/LV, St. Medard	100 кВт	2.7 МГц	80 мм
IPWT[36]	CORIA, Rouen	90 кВт	1.7 МГц	80 мм
ВАТ-104 [40]	ЦАГИ, Москва	240 кВт	1.76 МГц	50 мм
ВТС [40]	ЦАГИ, Москва	840 кВт	440 кГц	300 мм
У-13ВЧП [41]	ЦНИИмаш, Москва	1 МВт	440 кГц	200 мм
ВГУ-4 [33]	ИПМех РАН, Москва	100 кВт	1.76 МГц	80 мм
ВГУ-3 [33]	ИПМех РАН, Москва	1 МВт	440 кГц	150/200 мм
PWT [42]	JAHA, Токио	110 кВт	1.7 МГц	78 мм
ICP-UVM [43]	Vermont University, США	30 кВт	2.7 МГц	30 мм
ICP-UT [44]	UT-Austin, США	50 кВт	6 МГц	30 мм

1.3 Развитие плазмотронных установок и сопровождающих численных моделей

Рассмотрим более подробно созданные в разных странах наиболее значимые плазмотроны индукционного типа, как имеющие прямое отношение к данной диссертационной работе. Наряду с описанием экспериментальных установок, ниже приведено описание достижений соответствующих научных групп в части численного моделирования процессов как при генерации плазмы, так и при ее взаимодействии с поверхностями из различных материалов.

ИПМех РАН, Россия. Первые в мире индукционные ВЧ-плазмотроны начали использоваться в Институте проблем механики АН СССР, и на сегодняшний день ИПМех РАН обладает одной из самых высококачественных экспериментальных баз по исследованию высокотемпературных газодинамических явлений и экспериментальному моделированию условий спуска в атмосфере [33].

Первым введенным в строй плазмотроном была установка ВГУ-1 (1963–1977). С ее помощью исследовались абляционные защитные материалы для аппаратов Восход, Союз, Зонд-4 и Луна-16. Также были проведены первые эксперименты по моделированию спуска в атмосфере Венеры и Марса. Затем была построена установка ВГУ-2 (1977–1989), в которой изучались конвективный теплообмен в диссоциированном потоке воздуха, N_2 и CO_2 на водоохлаждаемых поверхностях металлов и кварца и материалах многоразовой тепловой защиты планера Буран. В 1980 г. впервые в мире были выполнены 100-цикловые испытания теплозащитных материалов многоразового использования.

На сегодняшний день в ИПМех РАН функционируют высокочастотные индукционные плазмотроны ВГУ-3 и ВГУ-4, включенные в каталог уникальных научных установок Российской Федерации [45]. Эти установки применяются для широкого спектра аэрофизических исследований фундаментального и прикладного характера, включая аэротермодинамику плазмы и высокоэнтальпийных течений молекулярных газов, теплообмен в равновесных и неравновесных химически реагирующих потоках газов, испытания высокотемпературных материалов на термохимическую стойкость и ресурс.

Установки ВГУ-3 и ВГУ-4 изначально предназначались для исследования тепловой защиты многоразового орбитального корабля Буран. В 1984 г. был разработан и построен плазмотрон ВГУ-3, предназначенный для проведения испытаний образцов ТЗМ больших размеров и натуральных фрагментов тепловой защиты, включая процессы окисления, абляции и катализа. Основными достигнутыми результатами являются многоцикловые испытания штатной плитки ВКЛА Буран и исследование поведения плитки при нештатных ситуациях: насыщение теплозащиты водой, спуск по самой теплонапряженной траектории, потеря плиткой части ее лицевой поверхности. Сейчас ВГУ-3 используется для задач инженерного характера.

Реализацией накопленного опыта в эксплуатации плазмотронов явилось создание ВГУ-4 (1989–н.в.). ВЧ-плазмотрон ВГУ-4 по своим возможностям и потенциалу соответствует современным требованиям и позволяет экспериментально моделировать условия спуска ЛА в атмосферах планет, термохимическое взаимодействие потоков плазмы с поверхностью материалов. Геометрия используемых моделей представлена цилиндрическими (диаметр 20, 30, 50, 75, 90, 125 мм), сферическими (диаметр 20, 30 мм) водоохлаждаемыми моделями, а также моделью диаметром 50 мм с плоским носком и скругленной кромкой (радиус скругления 11 мм). Исследуемый материал имеет форму круглой каталитической вставки диаметром порядка 11–14 мм в корпус модели. Использование предложенной в институте методики проведения испытаний внутри разрядного канала и использование удлиненных разрядных каналов позволило расширить диапазон реализуемых энтальпий на внешней границе погранслоя до 5–55 МДж/кг и расширить область моделируемых условий полета. В большей степени ВГУ-4 используется для исследовательских задач. Плазмотроны ВГУ-3 и ВГУ-4 позволяют решать следующие задачи:

- исследование термохимической стойкости ТЗМ при экспериментальном моделировании условий входа в атмосферу Земли (≈ 65 км) и Марса,
- исследование абляционных ТЗМ, включая режимы с высокоинтенсивным радиационно-конвективным нагревом при давлениях вплоть до атмосферного,
- в связке с численным моделированием определение каталитических свойств поверхности,
- исследования в области синтеза алмазоподобных пленок методом CVD.

Уже более 10 лет развитие плазмотронов серии ВГУ идет по пути расширения рабочего диапазона параметров посредством применения новых подходов к проведению экспериментов

- проведение испытаний ТЗМ внутри разрядного канала. Максимум теплового потока достигается на глубине ввода модели в разряд на 20 мм ниже крайнего витка индуктора. При этом осевое распределение энтальпии внутри разрядного канала при введении модели изменяется незначительно.
- использование секционированного удлиненного разрядного канала для получения высокоэнтальпийных потоков воздуха с температурами порядка 3000 К. При помощи секционированного разрядного канала можно получить низкую энтальпию на оси струи порядка 5 МДж/кг, что ранее можно было получить только на дуговом плазмотроне.
- использование щелевого сопла для проведения испытаний в ВГУ-3 и ВГУ-4 с обтеканием плоской пластины под углом атаки. Таким образом моделируется теплообмен на боковых поверхностях спускаемых и гиперзвуковых летательных аппаратов. Размеры щелевых сопел варьируются от 40×8 до 200×30 мм, углы атаки изменяются до 30° .

Численное моделирование как получение дополнительной информации из результатов эксперимента также впервые было проведено в Институте проблем механики. Изначально рассчитывалось течение вдоль линии торможения в ламинарном пограничном слое у поверхности модели [9]. Затем были созданы программы расчета течения в разрядном канале и барокамере [22; 25; 47; 48] в предположении температурного и химического равновесия. Структурно расчет течения в плазмотроне производится в трех областях, причем для каждой области используется своя вычислительная программа:

1. разрядный канал, где за счет индукционного нагрева входящий поток газа комнатной температуры нагревается до температуры порядка 6000–10000 К (программа Alpha).
2. барокамера плазмотрона, где установлена исследуемая модель, обтекаемая высокоэнтальпийной струей газа из разрядного канала (программа Beta).
3. относительно тонкий химически неравновесный пограничный слой вблизи передней критической точки модели, толщина которого $\delta = 5 \div 10$ мм (программа Gamma).

Таблица 2 — Основные параметры плазмотронов ВГУ-3 и ВГУ-4 [33; 46]

Параметр	ВГУ-3 (1984 – н.в.)	ВГУ-4 (1989 – н.в.)
Электрическая мощность, подведенная к плазмотрону, кВт	1000	100
Мощность по анодному питанию	100 – 750	12 – 76
Частота, МГц	1.76	0.44
Диаметр разрядного канала, мм	150/200	80
Давление в барокамере, атм	0.01 – 1.0	0.006 – 1.0
Мощность вакуумных насосов, м ³ /с	0.3 – 1.3	0.3 – 1.3
Расход рабочего газа, г/с	4 – 14	1.8 – 6
Рабочие газы	Воздух, N ₂	воздух N ₂ , CO ₂ , O ₂ , Ar и их смеси, Ar и смеси органических газов
Размер модели, мм	20 – 550	20 – 160
Режим течения	M<1, также M>1, но M не измерялся	M<3
Энтальпия, МДж/кг	5 – 55	5 – 55
Длительность испытаний, мин	<30	≈ 60

Методика моделирования сводится к поэтапному расчету

- сначала рассчитывается течение в первой области;
- затем полученные в результате значения параметров плазмы на срезе разрядного канала используются в качестве граничных условий для расчета во второй области;
- в результате расчета обтекания модели определяется набор безразмерных параметров, характеризующих толщину и завихренность течения в струе у внешней границы пограничного слоя на оси симметрии;
- с использованием этих параметров в качестве граничных условий проводится расчет одномерных уравнений, описывающих химически неравновесный пограничный слой вблизи критической точки модели.

Программа Alpha моделирует течение с закруткой в канале индуктора. Поток предполагается дозвуковым, химически и термически равновесным с учетом однократной ионизации. Электрическое поле рассчитывается по локально-одномерной теории, что для ВГУ-4 является оправданным, так как учет двумерности электрического поля вносит погрешность порядка нескольких процентов в температуру и скорость на выходе из канала.

Программа Beta моделирует течение в барокамере плазмотрона. Течение предполагается равновесным, ламинарным, дозвуковым, закрутка потока и влияние электромагнитного поля не учитываются. Расчет как для Alpha, так и для Beta производится на «шахматной» сетке по методу Патанкара. Основными результатами расчета во второй области являются параметры высокоэнтальпийного газа в ядре дозвуковой струи от среза канала до переднего торца модели и набор безразмерных параметров, характеризующих толщину пограничного слоя и завихренность потока на внешней границе пограничного слоя у модели на оси струи.

Программой Gamma производится расчет ламинарного химически неравновесного пограничного слоя вдоль линии тока от критической точки модели до внешней границы пограничного слоя по методу Петухова [49] 4-го порядка точности. Одномерные уравнения учитывают конечную толщину пограничного слоя и завихренность потока на его внешней границе. Поверхность модели предполагается каталитически активной с известными массовыми потоками, зависящими от эффективного коэффициента рекомбинации. Для определения коэффициентов каталитической рекомбинации требуется проведение численных расчетов для условий экспериментов на ВЧ-плазмотронах и подбор значений этих коэффициентов, обеспечивающих наилучшее согласие рассчитанных и измеренных тепловых

потоков [9; 10; 50; 51]. Для определения каталитических свойств поверхности необходимо знать каталитичность эталонного образца с заранее известным эффективным коэффициентом рекомбинации. Для воздуха в дозвуковом режиме это, как правило, медь с $\gamma_w = 1$.

Подход [22; 24; 25], при котором течение в индукционном канале и обтекание тела рассчитываются на основе моделей равновесной плазмы, а эффекты неравновесности учитываются в пограничном слое вблизи передней критической точки тела путем решения соответствующей одномерной задачи, достаточно эффективен в вычислительном плане, однако правомерность используемых предположений требует сравнения с более детальными моделями, учитывающими эффекты неравновесности.

Моделирование сверхзвуковых режимов течения в плазмотроне ВГУ-4 с учетом физико-химической неравновесности выполнено в работах [21; 23; 26; 52—54] на основе вычислительной программы, разрабатываемой в течение довольно длительного времени в Институте механики МГУ. Исследована ударно-волновая структура потока при обтекании моделей диссоциированным воздухом [21; 23; 26], а также азотом [53]. Рассматривались как водоохлаждаемые металлические модели, цилиндрической формы и со сферическим затуплением [26], так и модели, выполненные из керамики [26; 54]. Расчеты показали хорошее соответствие экспериментальным данным по структуре недорасширенной струи, давлению торможения и тепловым потокам в передней критической точке модели. При этом было показано, что учет термической неравновесности плазмы для условий плазмотрона ВГУ-4 не приводит как сколько-нибудь существенным отличиям в структуре недорасширенной струи в первой сверхзвуковой зоне, а также не вызывает заметные изменения давления торможения и тепловых потоков [21]. Такие отличия, однако, могут играть более заметную роль при более низких давлениях, а также на режимах высокой мощности, характерных для плазмотрона ВГУ-3, что требует проведения соответствующих численных расчетов и сравнения с экспериментальными данными.

ЦАГИ. Россия. В ЦАГИ в испытательном центре Аэротермодинамика имеется гиперзвуковая аэродинамическая установка периодического действия ВАТ-104 [32; 40; 55—57]. Установка ВАТ-104 позволяет проводить промышленные и исследовательские испытания. В первую очередь это исследования неравновесного теплообмена и испытания ТЗМ и определение их термической

устойчивости. каталитических свойств. Установка имеет частоту 1.76 МГц и мощность 240 кВт, из которых в плазму передается ≈ 50 кВт. Энтальпия потока составляет 25 – 40 МДж/кг, диаметр разрядного канала составляет 50 мм. В качестве рабочих газов выступают азот, воздух, аргон, смесь аргона с кислородом и т.п. Температура в разрядном канале может достигать 8000 К. Температура поверхности испытываемых образцов регулируется 600–2400 К. Продолжительность непрерывной работы установки может достигать 1 часа. Условия моделирования воздействия гиперзвукового высокоэнтальпийного воздушного потока на теплозащитные материалы соответствуют высотам 60–100 км. Числа Маха при сверхзвуковом режиме испытаний достигают 5–6. При обтекании наклонных пластин потоком диссоциированного воздуха с температурой торможения 6000–8700 К при числах Маха 4–5 и давлении на поверхности 1–7 гПа в экспериментах были получены тепловые потоки в диапазоне 6.5–20 Вт/см² [56]. При сверхзвуковом обтекании затупленного по сфере конуса вблизи передней критической точки модели на отдельных режимах достигнуты тепловые потоки, превышающие 800 Вт/см² [58].

Установка ВТС конструктивно подобна ВАТ-104 [56; 57], однако она имеет мощность 860 кВт, частоту 440 кГц и самый большой из всех существующих плазмотронов диаметр разрядного канала, равный 300 мм. Давление торможения в ней может достигать 1 бар, температура торможения $T_0 = 6000 - 9000$ К. Температура исследуемых на ВТС теплоизолированных образцов может достигать 3000 К. В большинстве испытаний на ВАТ-104 и ВТС использовались конические сопла, рассчитанные на число Маха $M = 4$. Исследования образцов в основном проводились на расстоянии 100 мм от среза сопла в недорасширенной плазменной струе диаметром 0.1 м при числах $M = 5-6$. Расстояние от среза сопла до ударной волны, замыкающей струю (диска Маха), составляет 0.25–0.5 м.

Численное моделирование моделирование проводится на ортогональной криволинейной сетке для вязкого теплопроводного газа в предположении химической неравновесности [32; 56], но без учета процессов ионизации и температурной неравновесности. Каталитическая активность материалов определяется по полуэмпирической теории с опорой на известные каталитические свойства эталонного материала [59]. При содействии Института механики МГУ проводилось полное математическое моделирование сверхзвукового неравновесного потока диссоциированного воздуха и азота [58] при известных эффективных коэффициентах рекомбинации.

ЦНИИмаш. Россия. В ЦНИИмаш установлен плазмотрон У-13ВЧП мощностью 1 МВт [41], эквивалентный ВГУ-3 ИПМех РАН по этой характеристике, но имеющий больший радиус разрядного канала: при мощности 1 МВт и частоте 440 кГц, установка У-13ВЧП имеет диаметр разрядного канала 300 мм, против 200 мм для ВГУ-3 [38]. Расход газа может достигать 30 г/с, при этом рабочими газами являются воздух, N_2 , CO_2 , Ar [27].

В ЦНИИмаш созданы весьма всеобъемлющие и детальные вычислительные программы для моделирования потоков плазмы. Как и в Институте механики МГУ [21; 58], проводится полное моделирование разрядного канала, барокамеры и тепловых потоков вдоль поверхности [27]. Расчеты выполняются в наиболее общей постановке для случая неравновесного протекания физико-химических процессов. Сотрудниками института издаются фундаментальные труды по расчету течения высокоэнтальпийных потоков [8] и тепловых потоков на каталитической поверхности [60].

VKI. Бельгия. В середине 1998 года в Бельгии в Институте фон Кармана (VKI) был введен в эксплуатацию плазмотрон [61—63], предназначенный для тестирования теплозащитных материалов для спускаемых аппаратов типа Space Shuttle и Hermes. При мощности 1.2 МВт, частоте генератора 400 кГц и напряжении 2 киловольта, на сегодняшний день он является самым мощным индукционным плазмотроном в мире. Типичный расход газа в разрядном канале составляет 6 г/с. Плазмотрон оснащен двумя взаимозаменяемыми разрядными каналами диаметром 80 и 160 мм. Система откачки воздуха состоит из 3 вакуумных насосов, каждый из которых имеет эксплуатационное давление от 100 Па до атмосферного с максимальным расходом откачки по 3000 м³/ч. Для снижения давления до 4 Па без ухудшения объемного расхода используется вакуумный насос Рутса. Система охлаждения мощностью 1050 кВт, использующая замкнутый контур дистиллированной воды (2090 литров/мин) и вентиляторные воздухоохладители, обеспечивает охлаждение всех компонентов объекта. Температура в разрядном канале достигает 12000 К. Установка имеет горизонтальное расположение. В качестве рабочих газов могут быть использованы аргон, воздух, азот, углекислый газ и их смеси. В барокамере может реализовываться как дозвуковой, так и сверхзвуковой режимы. Установка укомплектована звуковым, двумя сверхзвуковыми соплями (2.6 и 3.2 Маха) и полуэллиптическим соплом для сверхзвуковых испытаний. Установка может непрерывно работать до одного часа и позволяет снимать

с поверхности тепловые потоки до 1500 Вт/см^2 . В плазмотроне воспроизводятся условия, соответствующие высотам 53–78 км и скоростям 4.3–9.1 км/с [62], типичные для траекторий Space Shuttle и Hermes. Численное моделирование течений в плазмотроне описано в [63—66].

Небольшой плазмотрон Minitorch [62] был спроектирован в 1996 году как испытательный стенд, ориентированный на исследования новых конфигураций разрядных каналов, новой аппаратуры и новых газовых смесей. Он имеет мощность 15 кВт, частоту 27.12 МГц, напряжение 6 киловольт и диаметр разрядного канала 30 мм. Давление изменяется от атмосферного до 30 мбар со скоростью откачки $190 \text{ м}^3/\text{с}$ и типичным расходом газа 1 г/с. Установка работает в дозвуковом режиме, но при добавлении охлаждаемого сопла Лавалья можно получить сверхзвуковую струю плазмы с числом Маха 2.2. Рабочими газами являются Ar, N₂, CO₂, воздух и их смеси. При локальном моделировании условий спуска космического аппарата соответствует высотам 55–60 км траекторий полета Space Shuttle и Hermes. Установка служит относительно безопасным и недорогим испытательным стендом для новых экспериментальных методик. Это различные виды плазменных зондов, спектрометрические измерения, более точное CFD-моделирование топологии в зоне нагрева, измерения лазерной доплеровской velocиметрии (LDV) для прямого получения скорости в струе. Было проведено сравнение измерений скорости с использованием трубки Пито и LDV, которое в целом показало хорошее совпадение [67]. На плазмотроне реализована возможность экспериментального моделирования входа в атмосферу путем оснащения установкой, имитирующей столкновения транспортного средства с частицами пыли при входе в марсианскую атмосферу [68]. В проведенных экспериментах были зафиксированы заметные изменения теплового потока. Кроме того, Minitorch используется для обучения, оптимизации индукционного плазменного разряда и сравнения с численным моделированием плазменных течений. Кроме того, в Minitorch производятся испытания теплозащитных материалов, включая определение каталитичности, при более низких уровнях теплового потока, чем в Plasmatron.

IRS Германия. В 1990-х годах в IRS (Institut für Raumfahrtsysteme) была разработана первая в Западной Европе плазменная аэродинамическая труба с приводом от индуктивного плазменного генератора, за которой последовали системы в Институте фон Кармана (VKI) и в CORIA. IRS имеет опыт использования и численного

моделирования как электродуговых так и индукционных плазмотронов [69]. Испытательный стенд РWК3 является гибкой в техническом плане установкой. Он состоит из сменных плазмогенераторов IPG3, IPG4, IPG5 и IPG7, вакуумной камеры, системы охлаждения, системы подачи газа, блока управления установкой и системой регистрации измерений. Мощность составляет 375 кВт при регулируемом напряжении на аноде до 10 киловольт, полная энтальпия достигает 50 МДж/кг. Рабочая частота меняется в пределах от 500 кГц до 1.4 МГц. Активная система охлаждения, с одной стороны, позволяет получить высокоэнтальпийные течения при низком давлении, с другой стороны, при заданных условиях работы, позволяет охватить почти весь спектр мощности без выхода из строя генератора плазмы. В отличие от IPG3, IPG4 имеет сопло, IPG5 имеет систему крепления, позволяющую устанавливать тонкостенные разрядные каналы. Продолжительность непрерывного испытания может составлять несколько часов.

IPG3. Плазмогенератор IPG3 является самым компактным, длиной всего 350 мм. В торцевой части имеется осевое оптическое окно, позволяющее исследовать плазму в области индуктора. Разрядный канал изготовлен из оптического кварца с толщиной стенок 2.3 мм. Система охлаждения канала прозрачная, поэтому положение области разряда можно видеть при различных режимах работы.

IPG4. IPG4 отличается от IPG3 наличием сменной насадки-сопла. Основной задачей создания IPG4 было достижение более высокого давления торможения в потоке плазмы. Это требование возникло из необходимости моделирования условий входа в атмосферу Марса, которые предполагают маневры атмосферного торможения и, как следствие, изменение траектории. Как правило, такие маневры сопровождаются высокими полными давлениями. Другой причиной является риск взрыва, поскольку плазма содержит относительно высокую долю реагента-восстановителя СО. Установка сопла позволяет достичь более высоких энтальпий при низком массовом расходе СО₂, в результате чего требуется меньшее количество инертного газа – азота. Это не только выгодно экономически, но и позволяет реализовать более низкое давление. Кроме того, проводились исследования с добавлением пыли оксида железа для имитации запыленной атмосферы Марса.

IPG5. Данный плазмогенератор имеет очень тонкие стенки разрядного канала (расстояние от катушки до плазмы может быть <2 мм), что увеличивает геометрический КПД, что может значительно увеличить энтальпию потока плазмы [38]. Особенно важно это при моделировании входа в атмосферу Земли таких КА как ASTRA, а также при исследовании пассивно-активного перехода. Однако,

вопреки ожиданиям, с этим плазмогенератором оказалось невозможно работать в широком диапазоне мощностей. Причинами этому служат дорогая и сложная в изготовлении разрядная камера из Si_3N_4 , зажигание осуществляется аргоном, частично расположенная между катушкой и керамической трубкой система охлаждения вызывает дополнительные потери поля, вода в системе охлаждения должна быть дистиллированная.

IPG7. Работает с 2013 года и является самым современным плазмогенератором в IRS [15]. Улучшения конструкции по сравнению с более ранними версиями отражены в существующих экспериментальных данных, которые показывают преимущества уменьшения толщины трубы для лучшей передачи мощности. Более эффективная геометрия и, особенно, уменьшение толщины трубы перемещают зону воспламенения плазмы ближе к индукционной катушке, где градиенты магнитного поля выше. Таким образом, повышается производительность установки. Ожидаемое повышение энтальпии составляет 20%. Более того, при новой геометрии можно достичь максимальной объемной мощности для плазмы N_2 и CO_2 . Кроме того, были улучшены сборка и модульность генератора, что приводит к сокращению временных затрат на техническое обслуживание: от трех дней ремонта для предыдущих версий до полдня для *IPG7*.

Численные исследования в IRS основаны на 20-летнем опыте использования методов моделирования электродуговых плазмотронов, которые используются более 20 лет, и электрических аэрокосмических двигателей, разработанных в IRS. С 1990 года разрабатывается программный комплекс на основе метода конечных разностей/конечных объемов для моделирования течений высокоэнтальпийной плазмы в магнитоплазодинамических (MPD) двигателях и генераторах для плазменных аэродинамических труб [70; 71]. Численное моделирование течения в плазмотроне описывается в [72]. Кроме того, в рамках исследовательского проекта DFG по моделированию двигателей MPD была разработана новая программа для расчета потоков плазмы. Она позволяет моделировать течения при произвольной геометрии в осесимметричной системе координат с высоким разрешением локальных градиентов. Используется комбинированный метод конечных элементов и конечных объемов для неструктурированных треугольных сеток в сочетании с адаптивным измельчением [73; 74]. При этом имеется возможность моделирования высокоэнтальпийных течений аргона в двухтемпературном приближении ($T \neq T_e$). Диссоциация и ионизация рассчитывались как для химически равновесных, так и для неравновесных течений. Вместе с тем, был накоплен опыт

моделирования воздушной плазмы [75]. В рамках диссертации [30] был реализован вычислительный модуль расчета электродинамики в ВЧ-генераторах. После модификации существующих программ моделирования MPD-двигателей были получены первые численные результаты для индукционного плазменного генератора IPG3 для воздушной и аргонной плазмы [76; 77]. Конечнообъемный программный код, использующий схемы высокого порядка точности, позволяет моделировать как дозвуковые, так и сверхзвуковые течения.

JAHA, Япония. В Токио находится 110 кВт индукционный плазмотрон [42]. Он прост в обслуживании и позволяет производить большее количество испытаний, чем имеющийся дуговой плазмотрон. Установка позволяет создавать на поверхности тепловые потоки порядка 100 Вт/см^2 . Полная энтальпия принимает значения 10–20 МДж/кг, максимальная температура в разрядном канале достигает 10000 К, а температура на поверхности – 1800 К. Рабочими газами являются воздух, N_2 , Ar, O_2 , CO_2 [28]. Разрядный канал состоит из двух коаксиальных кварцевых труб диаметром 75 и 80 мм, между этими двумя трубами подается вода из системы охлаждения. Массовый расход газа составляет 1.5–6 г/с. Частота генератора может варьироваться от 1.5 до 3 МГц, при этом оптимальной для создания воздушной плазмы является частота 1.7 МГц. Давление в барокамере составляет 1–50 кПа. Кроме проведения тепловых испытаний для ТЗМ [78; 79], в плазмотронах JAHA есть возможность использовать модулированную индукционную термическую плазму (MITP). Модуляция тока в индукторе может возмущать температуры и поля течения термической плазмы, а также управлять ими. К числу областей применения MITP относятся модификация поверхности, осаждение и синтез наночастиц [14], производятся также спектроскопические измерения [80].

Численное моделирование течений в барокамере плазмотрона [28; 81; 82] проводится с учетом термической и химической неравновесности. Среди опубликованных численных работ отметим расчеты плазмотрона с катушкой тандемного типа и амплитудной модуляцией тока [29].

1.4 Выводы по главе 1

Проведенный обзор основных экспериментальных установок, построенных на базе индукционных плазмотронов, показал, что данный подход в создании высокоэнтальпийных потоков плазмы обладает высокой эффективностью, возможностью достижения в земных условиях тепловых нагрузок, адекватных условиям полета с гиперзвуковыми скоростями. Индукционные плазмотроны и в обозримом будущем останутся одним из основных методов испытания существующих и перспективных теплозащитных материалов на термическую стойкость и ресурс. В то же время, при достаточном оснащении измерительными средствами, плазмотроны дают возможность проводить фундаментальные исследования в области взаимодействия плазмы с материалами и веществами.

Обзор современной литературы показывает, что практически каждая экспериментальная установка становится центром не только развития методик тестирования, но и разработки вычислительных программ, позволяющих осуществлять моделирование течений плазмы и получать расчетным путем характеристики, недоступные прямому измерению в экспериментах. Сильная неравновесность плазмы у поверхности обтекаемого тела требует применения в численных расчетах соответствующих моделей, учитывающих как конечность скорости протекания реакций в плазме (химическую неравновесность), так и конечную скорость релаксации поступательных и колебательной температур (температурную неравновесность). Полноценный учет неравновесных эффектов в плазме особенно важен при проведении численного моделирования экспериментов с высокой мощностью, вкладываемую в плазму в разрядном канале, что характерно для мегаваттного плазмотрона ВГУ-3 ИПМех РАН.

Несмотря на достаточно длительную историю развития экспериментальных методов и вычислительных моделей в области взаимодействия плазмы с материалами, многие аспекты до сих пор остаются недостаточно изученными. Примером может служить эффект сверхравновесного нагрева вблизи скачка каталитической активности, приводящий к значительному возрастанию тепловых потоков на высококatalитических участках поверхности тела [34; 83—85].

Таким образом, весьма актуальной задачей является создание вычислительных моделей течений плазмы в разрядном канале и барокамере плазмотрона, их верификация и валидация на существующих экспериментальных и расчетных

данных, а также применение для изучения фундаментальных аспектов взаимодействия плазмы с материалами и решения прикладных вопросов. Построение такой вычислительной модели и составляет содержание данной диссертационной работы.

Глава 2. Вычислительная модель течения неравновесной плазмы

В зависимости от физико-химических условий, в первую очередь – от давления и температуры, в плазме могут проявляться различные типы неравновесности. Химическая неравновесность плазмы связана с конечной скоростью протекания реакций диссоциации-рекомбинации, образования соединений (например, NO в воздушной плазме), а также реакций ионизации, ионных и ионно-молекулярных реакций. Данный тип неравновесности проявляется, например, при резком изменении температуры вблизи холодных стенок, а также вблизи каталитических поверхностей, на которых протекают реакции рекомбинации, вызывающие противоположно направленные потоки атомов и соответствующих молекул.

Температурная неравновесность плазмы, в свою очередь, связана с конечной скоростью релаксации энергии молекул по поступательными и колебательным степеням свободы. Отличия между поступательной и колебательной температурами могут возникать, например, на фронте сильной ударной волны, где быстрое сжатие газа (на расстояниях порядка нескольких длин свободного пробега молекул) вызывает соответствующее увеличение поступательной энергии и температуры, тогда как выравнивание колебательной и поступательной температур происходит за конечное время в релаксационной зоне за фронтом волны.

В литературе имеются примеры расчетов сверхзвуковых течений в плазмотронах на основе модели, учитывающей как химическую, так и температурную неравновесность [21], при этом показано, что отличия в тепловых потоках, порождаемые учетом температурной неравновесности, не превышают 5%.

В данной диссертационной работе основное внимание уделяется расчетам дозвуковых обтеканий моделей и сравнению с экспериментом по тепловым потокам на поверхностях с различной каталитической активностью, когда эффекты температурной неравновесности ожидаются малыми. Поэтому в большинстве представленных в диссертационной работе расчетов использовалась модель химически неравновесной плазмы в однотемпературном приближении. Именно эта модель будет рассмотрена в данной главе.

Вместе с тем, в разработанном программном обеспечении реализована возможность проведения расчетов и в двухтемпературном приближении, с учетом неравновесности плазмы по колебательным степеням свободы. В данную диссертационную работу вошли результаты верификационных расчетов модуля

физико-химической кинетики, представленные в главе 3, где сформулированы соответствующее уравнение для колебательной энергии и релаксационные источники члены, а также проведены расчеты течений за сильной ударной волной, подтверждающие правильность работы соответствующей модели и реализующего ее программного обеспечения.

2.1 Математическая модель течения химически неравновесной плазмы

2.1.1 Определяющие уравнения

Рассмотрим течение термически равновесной (однотемпературной) воздушной плазмы, содержащей N_p компонент (включая атомы, молекулы, ионы и электроны). Система нестационарных уравнений Навье-Стокса записывается в консервативном виде в двумерной цилиндрической системе координат (r, z) следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} + \frac{\mathbf{S}}{r} = \frac{\partial \mathbf{F}^D}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{G}^D}{\partial z} + \frac{\mathbf{S}^D}{r} + \mathbf{R} \quad (2.1)$$

где

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho y_i \\ \rho v_r \\ \rho v_z \\ E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v_r y_i \\ \rho v_r^2 + P \\ \rho v_r v_z \\ H v_r \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v_z y_i \\ \rho v_r v_z \\ \rho v_z^2 + P \\ H v_z \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \rho v_r y_i \\ \rho v_r^2 \\ \rho v_r v_z \\ H v_r \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R} = \begin{pmatrix} \dot{\omega}_i \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{F}^D = \begin{pmatrix} -\rho_i V_{r,i} \\ \tau_{rr} \\ \tau_{zr} \\ v_r \tau_{rr} + v_z \tau_{rz} - q_r \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}^D = \begin{pmatrix} -\rho_i V_{z,i} \\ \tau_{zr} \\ \tau_{zz} \\ v_r \tau_{zr} + v_z \tau_{zz} - q_z \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

$$S^D = \begin{pmatrix} -\rho_i V_{r,i} \\ \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ \tau_{zr} \\ v_r \tau_{rr} + v_z \tau_{rz} - q_r \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Здесь \mathbf{Q} – вектор консервативных переменных, \mathbf{F} и \mathbf{G} – газодинамические («невязкие») потоки в радиальном и осевом направлениях, \mathbf{F}^D и \mathbf{G}^D – диссипативные («вязкие») потоки по тем же направлениям, учитывающие эффекты вязкости, теплопроводности и диффузии в многокомпонентной газовой смеси. Источниковый член \mathbf{R} учитывает изменение состава смеси вследствие химических реакций и ионизации, источниковые члены \mathbf{S} и \mathbf{S}^D возникают в цилиндрической системе координат при записи оператора дивергенции в законах сохранения.

В уравнении (2.1) и выражениях для потоков и источниковых членов (2.2) и (2.4) использованы следующие обозначения: t – время, ρ – плотность, y_i – массовые доли компонент, $\sum_{i=1}^{N_p} y_i = 1$, $\mathbf{v} = (v_r, v_z)$ – вектор скорости, P – давление, $\mathbf{V}_i = (V_{r,i}, V_{z,i})$ – диффузионная скорость i -й компоненты, $\dot{\omega}_i$ – массовая скорость ее производства в единице объема, E – плотность полной энергии, $H = E + P$ – плотность полной энтальпии, $\mathbf{q} = (q_r, q_z)$ – тепловой поток.

Для каждой компоненты заданы зависимости ее удельной энтальпии (включающей теплоту образования компоненты) $h_i(T)$ и теплоемкости при постоянном давлении $c_{p,i}(T)$ от температуры T , связанные между собой соотношением

$$h(T) = \Delta h_f^0 + \int_0^T c_p dT \quad (2.5)$$

где Δh_f^0 – удельная теплота образования компонента при $T = 0^\circ$ К. Зависимости (2.5) могут задаваться полиномами по температуре, однако в настоящей работе использовались табличные данные [86], задающие термодинамические свойства компонент до температур 20000 К.

Соответствующие термодинамические характеристики газовой смеси находятся как

$$h(T) = \sum_{i=1}^{N_p} y_i h_i(T), \quad c_p(T) = \sum_{i=1}^{N_p} y_i c_{p,i}(T), \quad e^{int} = h - \frac{P}{\rho} \quad (2.6)$$

где e^{int} – удельная внутренняя энергия смеси. Плотность полной энергии смеси, входящая в уравнение энергии из системы (2.1), определяется как

$$E = \rho \left(e^{int} + \frac{|\mathbf{v}|^2}{2} \right) \quad (2.7)$$

Замыкание системы уравнений (2.1) осуществляется на основе уравнения состояния идеального газа

$$P = \rho R^0 T \sum_{i=1}^{N_p} \frac{y_i}{\mu_i} \quad (2.8)$$

где T – температура, $R^0 = 8.314$ Дж/моль·К – универсальная газовая постоянная, μ_i – молярная масса i -й компоненты.

Компоненты тензора вязких напряжений, входящие в потоки (2.3), (2.4), имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \tau_{rr} &= 2\eta \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{1}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) \\ \tau_{rz} &= \tau_{zr} = \eta \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \\ \tau_{zz} &= 2\eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{1}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) \\ \tau_{\theta\theta} &= \eta \frac{v_r}{r} \end{aligned} \quad (2.9)$$

где дивергенция скорости в цилиндрических координатах имеет вид

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_r r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (2.10)$$

Тепловой поток \mathbf{q} в уравнении энергии, входящем в систему определяющих уравнений (2.1), включает в себя кондуктивную и диффузионную составляющие

$$\mathbf{q} = \mathbf{q}_C + \mathbf{q}_D = -\lambda \nabla T + \rho \sum_{i=1}^{N_p} y_i h_i \mathbf{V}_i \quad (2.11)$$

Диффузионные потоки компонент в уравнениях (2.1) выражены через диффузионные скорости \mathbf{V}_i . Для их нахождения используются соотношения Стефана-Максвелла с учетом амбиполярного поля в ионизованном газе. Используется

однотемпературное приближение (считается, что температуры электронов и тяжелых частиц равны между собой); эффектами бародиффузии и термодиффузии пренебрегается.

Система уравнений для определения диффузионных скоростей имеет вид [87]

$$\sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} \frac{x_i x_j}{D_{ij}} (V_j - V_i) + \frac{x_i x_e}{D_{ie}} V_e = d_i \quad (2.12)$$

$$- \sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} \frac{x_e x_j}{D_{ej}} V_e = d_e \quad (2.13)$$

где x_i – мольные доли компонент, D_{ij} – бинарные коэффициенты диффузии, здесь и ниже индекс e относится к электрону. В правой части (2.12) и (2.13) стоят диффузионные термодинамические силы, имеющие вид

$$d_i = \nabla x_i + (x_i - y_i) \nabla \ln P - e x_i \frac{E_{amb}}{k_B T} \quad (2.14)$$

$$d_e = \nabla x_e + x_e \nabla \ln P + e x_e \frac{E_{amb}}{k_B T} \quad (2.15)$$

Здесь E_{amb} — амбиполярное электрическое поле, k_B — постоянная Больцмана, e – заряд электрона. Система уравнений (2.12)–(2.15) дополняется условиями электрической нейтральности плазмы, амбиполярности (отсутствия электрического тока) и равенства нулю суммы диффузионных потоков всех компонент

$$\sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} e_j x_j - e x_e = 0$$

$$\sum_{j=1, j \neq e}^{N_p} e_j x_j V_j - e x_e V_e = 0$$

$$\rho \sum_{i=1}^{N_p} y_i V_i = 0$$

(e_j – заряд тяжелых компонент, отличный от нуля только для ионов).

В настоящей работе расчеты проводятся для плазмы с температурой не выше 9100 К, что позволяет не учитывать перенос тепла излучением [3; 88; 89].

2.1.2 Коэффициенты переноса

Расчет коэффициентов вязкости η и теплопроводности λ многокомпонентной смеси осуществляется по полуэмпирическим формулам, полученным на основе минимизации функционала квадратов отклонений приближенных значений от коэффициентов переноса, вычисляемых по формулам молекулярно-кинетической теории Чепмена-Энскога во втором приближении для вязкости и в третьем – для теплопроводности [90]

$$\eta = C_1(T) \sum_{i=1}^{N_p} \frac{x_i \sqrt{\mu_i}}{x_i \bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)} F_{ii}^{(1)} + \sum_{k=1, k \neq i}^{N_p} x_k \bar{\Omega}_{ik}^{(2,2)} F_{ik}^{(1)} \sqrt{\frac{2\mu_k}{\mu_i + \mu_k}}} \quad (2.16)$$

$$\lambda^{tr} = C_2(T) \sum_{i=1}^{N_p} \frac{x_i / \sqrt{\mu_i}}{x_i \bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)} F_{ii}^{(2)} + \sum_{k=1, k \neq i}^{N_p} x_k \bar{\Omega}_{ik}^{(2,2)} F_{ik}^{(2)} \sqrt{\frac{2\mu_k}{\mu_i + \mu_k}} C_{ik}} \quad (2.17)$$

где

$$C_1(T) = 8.387 \cdot 10^{-6} \sqrt{T}, \quad C_2(T) = 0.2615 \sqrt{T}, \quad C_{ik} = \frac{3.75\mu_i^2 + 5\mu_i\mu_k + 1.25\mu_k^2}{(\mu_i + \mu_k)^2}$$

Здесь λ^{tr} – теплопроводность, обусловленная поступательными степенями свободы, $F_{ij}^{(1)}$, $F_{ij}^{(2)}$ – матрицы размером $N_p \times N_p$ постоянных коэффициентов порядка единицы [24]. При наличии в газе молекул вклад внутренних степеней свободы в коэффициент теплопроводности λ учитывается введением поправки Эйнена

$$\lambda = \lambda^{tr} + \lambda^{int}, \quad \lambda_i^{int} = \rho \frac{\mu_i}{\bar{\mu}} c_v^{int} D_{ii}$$

$$\lambda^{int} = \sum_{m=1}^{N_p} \lambda_m^{int} \left(1 + \sum_{k=1, k \neq m}^{N_p} \frac{x_k D_{mm}}{x_m D_{mk}} \right)^{-1}$$

Здесь c_v^{int} – теплоемкость, обусловленная внутренней энергией молекул, $\bar{\mu} = \sum_{i=1}^{N_p} x_i \mu_i$ – средняя молярная масса смеси, D_{ij} – бинарные коэффициенты диффузии, которые вычисляются согласно молекулярно-кинетической теории [87].

$$D_{ij} = \frac{3}{16} \frac{\sqrt{2\pi k_B^3 T^3 / \mu_{ij}}}{P \pi \sigma_{ij}^2 \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \quad (2.18)$$

где $\mu_{ij} = \mu_i \mu_j / (\mu_i + \mu_j)$ – приведенная молярная масса, σ_{ij} – эффективный диаметр столкновения.

Интегралы столкновений $\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ и $\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$, входящие в формулы (2.16)–(2.18) вычислялись по аппроксимирующим формулам из работы [91].

2.1.3 Кинетическая схема

В общем виде протекающие между N_p компонентами смеси химические реакции записываются как

$$\sum_{i \in \text{reag}} \nu_i A_i^f = \sum_{j \in \text{prod}} \nu_j^r A_j$$

где A_i означает химические компоненты, а ν_i^f и ν_j^r – стехиометрические коэффициенты для реагентов и продуктов в прямых и обратных реакциях, соответственно.

Массовые скорости обратимых химических реакций для компонент газовой смеси, входящие в правые части \mathbf{R} уравнений сохранения для компонент смеси (2.1), вычисляются как

$$\dot{\omega}_i = \mu_i \sum_{r=1}^{N_r} \nu_i^r \left(k_r^f \prod_{j \in \text{rea}} c_j^{\nu_j^r} - k_r^r \prod_{j \in \text{prod}} c_j^{\nu_j^r} \right) \quad (2.19)$$

где $c_i = \rho y_i / \mu_i$ – мольные концентрации компонент, ν_i^r – стехиометрический коэффициент i -й компоненты в r -й реакции, N_r – общее число реакций, k_r^f и k_r^r – константы скорости прямой и обратной реакций, соответственно, произведения концентраций в (2.19) берутся по исходным реагентам (*rea*) и по продуктам (*prod*) в r -й обратимой реакции, соответственно.

Константа скорости прямой реакции записывается в аррениусовском виде:

$$k_f = AT^b \exp(-E_a/R^0T) \quad (2.20)$$

где A – предэкспоненциальный множитель, b – показатель степени в температурном факторе, E_a – энергия активации. Константа скорости обратной реакции находится через константу равновесия, включающую термодимические данные компонент.

Константа скорости обратной реакции k_r^b

$$k_r^b = k_r^f / K_c \quad (2.21)$$

определяется через константу равновесия, где s – номер компонента в текущей реакции

$$K_p = \exp \left\{ \sum_s \left(\nu_s \left[\frac{S_s T - h_s}{R^0 T} \right] \right) \right\} \quad (2.22)$$

$$K_c = \left(\frac{p_{\text{атм}}}{R^0 T} \right)^{\sum \nu_s} K_p$$

Здесь S_s и h_s – удельная мольная энтропия и энтальпия, $p_{\text{атм}} = 1$ атм – стандартное давление, R^0 – универсальная газовая постоянная.

Для диссоциированного и однократно ионизованного воздуха использовалась кинетическая схема [92], предложенная для моделирования кинетики плазмы у поверхности космических аппаратов. В этой схеме рассматриваются следующие $N_p = 11$ компонент: O_2 , N_2 , O , N , NO , O_2^+ , N_2^+ , O^+ , N^+ , NO^+ , e^- . Протекающие между ними 32 реакции представлены в табл. 3, где предэкспоненциальный множитель A приведен для мольных концентраций c_i , выраженных в моль/см³, энергия активации E_a измеряется в Дж/моль (в таблице приведены значения E_a/R^0 в градусах Кельвина). Другие кинетические схемы, также применимые в данной задаче, можно найти в [7; 93; 94].

Таблица 3 — Кинетическая схема (Dunn & Kang, 1973) [92]

№	Реакция	A	b	E_a/R^0
Реакции диссоциации				
1	$O_2+N=2O+N$	$3.600 \cdot 10^{18}$	-1	59500
2	$O_2+NO=2O+NO$	$3.600 \cdot 10^{18}$	-1	59500
3	$O_2+O=2O+O$	$9.000 \cdot 10^{19}$	-1	59500
4	$O_2+O_2=2O+O_2$	$3.240 \cdot 10^{19}$	-1	59500
5	$O_2+N_2=2O+N_2$	$7.200 \cdot 10^{18}$	-1	59500
6	$N_2+N=2N+N$	$4.085 \cdot 10^{22}$	-1.5	113000
7	$N_2+NO=2N+NO$	$1.900 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
8	$N_2+O=2N+O$	$1.900 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
9	$N_2+O_2=2N+O_2$	$1.900 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
10	$N_2+N_2=2N+N_2$	$4.700 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
11	$NO+N=2N+O$	$7.800 \cdot 10^{21}$	-1.5	75500
12	$NO+NO=N+O+NO$	$7.800 \cdot 10^{21}$	-1.5	75500
13	$NO+O=N+2O$	$7.800 \cdot 10^{21}$	-1.5	75500
14	$NO+O_2=N+O+O_2$	$3.900 \cdot 10^{20}$	-1.5	75500
15	$NO+N_2=N+O+N_2$	$3.900 \cdot 10^{20}$	-1.5	75500
Реакции Зельдовича				
16	$NO+O=O_2+N$	$3.200 \cdot 10^9$	1	19700
17	$N_2+O=NO+N$	$7.000 \cdot 10^{13}$	0.0	38000
Ионные реакции				

18	$O+O_2^+=O_2+O^+$	$2.920 \cdot 10^{18}$	-1.1	28000
19	$N_2+N^+=N_2^++N$	$2.020 \cdot 10^{11}$	0.81	13000
20	$O+NO^+=NO+O^+$	$3.630 \cdot 10^{15}$	-0.6	50800
21	$N_2+O^+=N_2^++O$	$3.400 \cdot 10^{19}$	-2.0	23000
22	$O_2+NO^+=NO+O_2^+$	$1.800 \cdot 10^{15}$	0.17	33000
23	$N+NO^+=NO+N^+$	$1.000 \cdot 10^{19}$	-0.93	61000
Реакции ассоциативной ионизации				
24	$N+O=NO^++e^-$	$1.400 \cdot 10^6$	1.5	31900
25	$O+O=O_2^++e^-$	$1.600 \cdot 10^{17}$	-0.98	80800
26	$N+N=N_2^++e^-$	$1.400 \cdot 10^{13}$	0.0	67800
Реакции ионизации электронным ударом				
27	$O+e^-=O^++e^-+e^-$	$3.600 \cdot 10^{31}$	-2.91	158000
28	$N+e^-=N^++e^-+e^-$	$1.100 \cdot 10^{32}$	-3.14	169000
Реакции ионизации ударом тяжёлых частиц				
29	$O_2+N_2=NO+NO^++e^-$	$1.380 \cdot 10^{20}$	-1.84	141000
30	$NO+N_2=N_2+NO^++e^-$	$2.200 \cdot 10^{15}$	-0.35	108000
Ионно-молекулярные реакции				
31	$O+NO^+=O_2+N^+$	$1.340 \cdot 10^{13}$	0.31	77270
32	$O_2+NO=NO^++O_2+e^-$	$8.800 \cdot 10^{16}$	-0.35	108000

2.1.4 Граничные условия

Постановка граничных условий соответствует конкретной решаемой задаче, ниже рассмотрены основные типы возникающих при расчете барокамеры плазмотрона граничных условий. Исчерпывающее описание обработки границ в газодинамической постановке дано в [95], в более общем виде и для реагирующей смеси дано описание в [96].

В данной работе для решения уравнений Навье-Стокса реализовано 4 типа граничных условий:

1. Входная граница
2. Выходная границы
3. Линия симметрии

4. Твердая стенка

Условия на входной границе ставятся методом характеристик. Для случая сверхзвукового потока на входе все параметры (скорость, состав, давление и температура) на границе задаются непосредственно из граничных условий. Для дозвуковых участков входной границы давление экстраполируется из области на границу, что соответствует одной приходящей из области характеристике.

Аналогично, для сверхзвуковых участков выходной границы все параметры течения сносятся из области на границу заданием условий Неймана, тогда как для дозвуковых участков границ давление соответствует заданному статическому давлению, а остальные параметры потока сносятся на границу из области.

На линиях симметрии (к которым относится и ось симметрии) нормальная компонента скорости задается нулевой, а для всех остальных переменных задаются нулевые производные по нормали (граничные условия Неймана).

Наибольшее внимания требует корректная постановка граничных условий на твердых границах, включая границы барокамеры плазмотрона и поверхность модели, помещенной в поток плазмы. Для скорости газа на всех твердых поверхностях ставятся условия прилипания $v_r = v_z = 0$. В данной работе производились расчеты обтекания водоохлаждаемых моделей, для которых температура поверхности поддерживается постоянной за счет теплосъема проточной водой. Для таких моделей хорошим приближением является предположение об изотермичности поверхности, т.е. на поверхности водоохлаждаемой модели температура считается заданной и равной T_w . Для неохлаждаемых моделей температура поверхности должна рассчитываться путем решения сопряженной задачи теплообмена в газе и твердой фазе. Такие задачи в настоящей работе не рассматривались, хотя они могут быть решены в дальнейшем.

Стенки барокамеры расположены достаточно далеко от области течения плазмы, и они не оказывают существенного влияния на тепловой режим взаимодействия струи плазмы с моделью, поэтому для таких стенок использовалось изотермическое граничное условие.

Важнейшим элементом математической модели является постановка граничных условий для концентраций компонент на твердых границах, в особенности – на поверхности модели, поскольку возникающие тепловые потоки зависят от протекания на поверхности реакций каталитической рекомбинации. Можно выделить три основных типа границ, с точки зрения их каталитической активности. Наиболее простым случаем является некаталитическая поверхность, которая хи-

мически нейтральна, поэтому на ней для мольных долей всех компонент ставятся граничные условия Неймана. Этому соответствуют нулевые диффузионные скорости на стенке в уравнениях Стефана-Максвелла (2.12), (2.13).

Противоположным предельным случаем является предположение суперкаталитической стенки, на поверхности которой задаётся равновесный для данной температуры химический состав плазмообразующего газа (например, для воздуха при $T_w = 300$ К $x_{O_2} = 0.21$, $x_{N_2} = 0.79$). В этом случае диффузионные скорости находятся обычным путем через соотношения Стефана-Максвелла (2.12) [97].

В общем же случае постановка граничных условий на каталитических поверхностях осуществляется следующим образом. Считается, что каталитические свойства поверхности характеризуются эффективным коэффициентом каталитической рекомбинации γ_w который находится в пределах от 0 до 1 и представляет собой вероятность рекомбинации атомов при столкновении с поверхностью. При задании диффузионной скорости на каталитической поверхности используются гипотезы:

1. Гетерогенные реакции протекают с бесконечной скоростью
2. На поверхности не происходит скольжения частиц
3. Распределение скоростей частиц с поверхности соответствует распределению Максвелла-Больцмана первого порядка
4. Для воздуха используется приближение квазибинарной смеси, отсутствуют диффузионные скорости NO и заряженных частиц
5. Коэффициент аккомодации $\beta = 1$, вся энергия, выделенная в процессе рекомбинации, передаётся поверхности

Диффузионная скорость атомов i -го типа (кислород, азот), участвующих в каталитических реакциях $O + O \rightarrow O_2$ и $N + N \rightarrow N_2$ на стенке, определяются как [60]

$$V_i^w = \frac{2\gamma_w}{2 - \gamma_w} \sqrt{\frac{R^0 T_w}{2\pi\mu_i}} \quad (2.23)$$

Диффузионные скорости молекулярных компонент, направленные от стенки, находятся из равенства нулю суммарного мольного потока каждого элемента: $x_{O_2}^w V_{O_2}^w = -\frac{1}{2}x_O^w V_O^w$, $x_{N_2}^w V_{N_2}^w = -\frac{1}{2}x_N^w V_N^w$ (знак плюс означает направление диффузионного потока к стенке, минус – от стенки). Для остальных компонент, не участвующих в гетерогенных реакциях, диффузионная скорость на стенке равна нулю.

Химический состав газа на стенке можно найти, подставляя выражения для диффузионных скоростей V_i^w в уравнения Стефана-Максвелла, при этом считается, что газ на стенке не ионизованный (отсутствуют ионы и электроны). Тогда задача сводится к решению системы уравнений (2.12) в следующем виде

$$-\frac{\partial x_i}{\partial \xi} \Big|_w = \sum_{j=1}^{N_p} \frac{x_i^w x_j^w (V_j^w - V_i^w)}{D_{ij}} \quad (2.24)$$

где ξ – координата, отсчитываемая вдоль нормали к поверхности, направленной от границы в газовый поток.

В отличие от решения системы Стефана-Максвелла (2.12) здесь диффузионные скорости считаются известными из (2.23), а мольные доли на поверхности находятся как решение системы нелинейных уравнений (2.24), квадратичной по искомым переменным.

После вычисления x_i^w можно определить массовые доли y_i^w на стенке, из (2.8) найти плотность ρ_w , затем вычислить теплопроводность λ_w и найти по (2.11) полный тепловой поток на стенке q_w , включая его кондуктивную q_w^C и рекомбинационную q_w^R (отвечающую диффузионному потоку q_D в (2.11)) составляющие. В скалярной записи тепловой поток имеет вид

$$q_w = q_w^C + q_w^R = \lambda_w \frac{\partial T}{\partial \xi} \Big|_w + \rho_w \sum_{i=1}^{N_p} y_i^w h_i(T_w) V_i^w \quad (2.25)$$

Здесь положительный знак теплового потока означает передачу тепла от газа к поверхности (напомним, что координата ξ отсчитывается вдоль нормали от поверхности тела в область газового потока).

2.2 Численная реализация в программе IPG2D

2.2.1 Разностные сетки

Аппроксимация системы уравнений (2.1) осуществляется на структурированной декартовой сетке с переменным шагом по каждому направлению, задаваемым по определенному закону (чаще всего в расчетах использовался закон геометрической прогрессии). Сетка строится так, чтобы твердые границы, границы участков входа и выхода, точки изменения свойств поверхности и т.п. точно совпадали с одной из сеточных линий. Это позволяет осуществить постановку граничных условий, не рассматривая пересечения границ разного типа.

2.2.2 Газодинамические потоки

Для конвективных потоков использована схема HR-SLAU2 [98; 99], принадлежащая семейству AUSM+ [100; 101], в котором используется масштабирование стабилизирующих членов в потоках импульса по локальному числу Маха. Это позволяет избежать внесения чрезмерной схемной вязкости при переходе от сверхзвуковых течений к существенно дозвуковым, что делает схему, пригодной для расчета течений с произвольными числами Маха. Достоинство схемы HR-SLAU2 [98; 99] состоит в отсутствии необходимости задавать некоторое характерное число Маха, выбор которого может влиять на результаты и быть неочевидным для многих течений.

$$\mathbf{F}_{SLAU} = \frac{\dot{m} + |\dot{m}|}{2} \Psi^+ + \frac{\dot{m} - |\dot{m}|}{2} \Psi^- + \tilde{p} \mathbf{N} \quad (2.26a)$$

$$\Psi = \{y_i, u, v, H\}^T, \quad \mathbf{N} = \{0, n_x, n_y, 0\}^T \quad (2.26b)$$

массовый поток задаётся как

$$\dot{m}_{SLAU} = \frac{1}{2} \left[\rho_L (\mathbf{V}_L^n + |\bar{\mathbf{V}}^n|^+) + \rho_R (\mathbf{V}_R^n - |\bar{\mathbf{V}}^n|^-) - \frac{\chi}{\bar{c}} \Delta p \right] \quad (2.26\text{в})$$

$$|\bar{\mathbf{V}}^n|^+ = (1 - g)|\bar{\mathbf{V}}^n| + g|\bar{\mathbf{V}}_L^n|, \quad |\bar{\mathbf{V}}^n|^- = (1 - g)|\bar{\mathbf{V}}^n| + g|\bar{\mathbf{V}}_R^n| \quad (2.26\text{г})$$

$$|\bar{\mathbf{V}}^n| = \frac{\rho_L |\bar{\mathbf{V}}_L^n| + \rho_R |\bar{\mathbf{V}}_R^n|}{\rho_L + \rho_R} \quad (2.26\text{д})$$

$$g = -\max[\min(M_L, 0), -1] \cdot \min[\max(M_R, 0), 1] \in [0, 1] \quad (2.26\text{е})$$

где

$$\chi = (1 - \hat{M})^2 \quad (2.26\text{ж})$$

$$\hat{M} = \min \left(1, \frac{1}{\bar{c}} \sqrt{\frac{\vec{u}_L \cdot \vec{u}_L + \vec{u}_R \cdot \vec{u}_R}{2}} \right) \quad (2.26\text{и})$$

$$M = \frac{\vec{u} \cdot \vec{n}}{\bar{c}} \quad (2.26\text{к})$$

$$\bar{c} = \frac{c_L + c_R}{2} \quad (2.26\text{л})$$

где $\vec{u} = \{u, v\}$ – вектор скорости в данной ячейке. Поток от давления

$$\begin{aligned} \tilde{p}_{SLAU} = & \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2} (p_L - p_R) + \\ & + (1 - \chi) (P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0} - 1) \frac{p_L + p_R}{2} \end{aligned} \quad (2.26\text{м})$$

$$P^\pm|_\alpha = \begin{cases} \frac{1}{2} (1 \pm \text{sign}(M)) & |M| \geq 1 \\ \frac{1}{4} (M \pm 1)^2 (2 \mp M) \pm \alpha M (M^2 - 1)^2 & |M| < 1 \end{cases} \quad (2.26\text{н})$$

где первый член в (2.26м) является центральной разностью, а второй и третий члены диссипативные. При низких скоростях второй член пропорционален $O(M^2)$, третий член пропорционален $O(M)$. В модификации HR-SLAU (High Resolution SLAU) третий член умножается на γ_{HR} [99]

$$\begin{aligned} \tilde{p}_{HR-SLAU} = & \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2} (p_L - p_R) + \\ & + \gamma_{HR} (1 - \chi) (P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0} - 1) \frac{p_L + p_R}{2} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Давление включено только в уравнение сохранения импульса. Поэтому диссипация может быть отрегулирована ещё и в уравнении импульсов

$$\tilde{p}_{SLAU2} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2}(p_L - p_R) + \sqrt{\frac{\vec{u}_L \cdot \vec{u}_L + \vec{u}_R \cdot \vec{u}_R}{2}} (P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0} - 1) \bar{\rho} \bar{c} \quad (2.28a)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_L + \rho_R}{2} \quad (2.28b)$$

Подобный подход применим и к HR-SLAU, приводящий к HR-SLAU2

$$\tilde{p}_{HR-SLAU2} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2}(p_L - p_R) + \gamma_{HR} \sqrt{\frac{\vec{u}_L \cdot \vec{u}_L + \vec{u}_R \cdot \vec{u}_R}{2}} (P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0} - 1) \bar{\rho} \bar{c} \quad (2.28b)$$

2.2.3 Диссипативные члены

Аппроксимация тензора вязких напряжений (2.9) осуществлялась по стандартной центрально-разностной схеме второго порядка точности, градиенты температуры и концентраций на границах ячеек аппроксимировались по двухточечной схеме. В пристеночных ячейках градиенты температуры и скорости на стенке аппроксимировались без использования фиктивных ячеек, как разность граничного значения и значения в центре ячейки, деленная на половину размера ячейки.

Численное решение системы уравнений Стефана-Максвелла (2.12), (2.13) относительно компонент диффузионных скоростей осуществлялось прямым (безитерационным) методом.

При численной реализации расчета состава на каталитической стенке, производная по нормали от мольной концентрации, стоящая в левой части (2.24), находилась путем аппроксимации по схеме заданного порядка точности (например, схема первого порядка точности имеет вид $\partial x_i / \partial \xi|_w \approx (x_i^f - x_i^w) / \delta$, где x_i^f – мольная доля i -й компоненты в потоке на расстоянии δ от стенки). Далее возникающая система нелинейных уравнений решалась итерационным методом.

2.2.4 Аппроксимация по времени

Для получения стационарного решения уравнений (2.1) использовался метод установления, состоящий в интегрировании уравнений по псевдовремени до достижения сходимости с заданной точностью. Для повышения эффективности расчета реализована неявная схема интегрирования, состоящая в линеаризации уравнений и решении возникающей системы линейных алгебраических уравнений методом Гаусса-Зейделя с приближенной факторизацией матрицы коэффициентов на нижнюю и верхнюю треугольные матрицы для ее эффективного обращения (LU-SGS). Для обеспечения высокой эффективности метода вычисление якобианов потоков производится приближенно, путем замены их диагональными матрицами, элементы которых представляют собой сумму максимальных собственных чисел «невязких» и «вязких» потоков [102]. В результате удается полностью исключить матричные операции, обеспечив абсолютную устойчивость линейного этапа решения уравнений и возможность проведения расчетов с числом Куранта порядка 10^2 – 10^4 [103].

Важную роль для обеспечения устойчивости схемы играет неявная аппроксимация источниковых членов $\dot{\omega}$ в уравнениях неразрывности компонент (2.1). Как показано в [104], для устойчивой аппроксимации скоростей реакции $\dot{\omega}_i$ достаточно использовать лишь диагональные элементы якобиана, представив источниковый член в линеаризованном виде как $\dot{\omega}_i^{(n+1)} = \dot{\omega}_i^{(n)} + (\partial \dot{\omega}_i / \partial q_i)^{(n)} \Delta q_i$. Здесь верхний индекс означает номер итерации, $q_i = \rho y_i$, $\Delta q_i = q_i^{(n+1)} - q_i^{(n)}$, причем частные производные скорости i -й реакции по q_i практически всегда неотрицательны (за исключением автокаталитических реакций, отсутствующих в используемой здесь кинетической схеме). Таким образом, неявная аппроксимация скоростей реакций сводится к добавлению неотрицательной величины $-(\partial \dot{\omega}_i / \partial q_i)^{(n)}$ к диагональному элементу матрицы коэффициентов при Δq_i , что обеспечивает устойчивость решения даже с большим шагом по времени.

Отметим, что описанная процедура численного решения стационарных уравнений может быть также использована в качестве метода получения решения на одном шаге по физическому времени при решении истинно нестационарных задач методом двойных шагов по времени [95]. В этом случае более точное решение может быть получено методом расщепления по времени с выделением в отдельный подшаг решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений химиче-

ской кинетики, для которых применяется метод интегрирования жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Эта возможность реализована в разработанной программе с применением известного метода VODE [105].

Вычислительная модель реализована в программе IPG2D на языке программирования FORTRAN-95. Верификация кода осуществлялась решением ряда тестовых задач газовой динамики и вязких течений (распад газодинамического разрыва, сверхзвуковое обтекание прямоугольного выступа в канале), подтвердивших возможность проведения расчетов в широком диапазоне чисел Маха единой расчетной программой.

2.2.5 Тестовые расчеты

Для тестирования способности газодинамических потоков сохранять форму ударной волны широко используется задача Римана о распаде произвольного разрыва. Она имеет известное аналитическое решение, что позволяет сравнить с ним рассчитанные профили ρ , u , p . В решении представляет интерес поведение численного решения на ударных волнах и контактных разрывах.

Для тестирования численных схем широкую популярность приобрело решение задачи Римана при наборе начальных параметров на разрыве, получившего в литературе название «задача Сода» [106—108]. Аналитическое решение представлено в виде элементарных волн: ударной волны, волны разрежения и контактного разрыва. Условно течение можно разделить на 5 участков:

I Невозмущённое состояние

1. Волна разрежения
2. Область между фронтом волны разрежения и контактным разрывом
3. Область между контактным разрывом и фронтом ударной волны
4. Невозмущённое состояние

Для частного случая покоящегося идеального газа с постоянным показателем адиабаты γ в произвольный момент времени решение имеет вид, представленный в табл. 4.

Таблица 4 — Аналитическое решение задачи Римана о распаде произвольного разрыва для случая покоящегося газа

	$x < c_L t$	$-c_L t < x < (v_2 - c_2)t$	$(v_2 - c_2)t < x < v_2 t$	$v_2 t < x < Dt$	$x > Dt$
	I	II	III	IV	V
$v(x)$	0	$v_2 \frac{x + c_L t}{(v_2 - c_2 + c_L)t}$	v_2	v_2	0
$\rho(x)$	ρ_L	$\rho_L \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v(x)}{c_L}\right)^{2/(\gamma-1)}$	ρ_2	ρ_1	ρ_R
$p(x)$	p_L	$p_L \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v(x)}{c_L}\right)^{2\gamma/(\gamma-1)}$	p_2	p_2	p_R

Здесь c_L – скорость звука в невозмущённой среде на левой границе, v_2 , p_2 , ρ_2 , $c_2 = \sqrt{\gamma p_2 / \rho_2}$ – параметры газа и скорость звука между фронтом ударной волны и контактном разрывом, v_2 , p_2 , ρ_1 – параметры газа между контактном разрывом и ударной волной, D – скорость ударной волны. Данные параметры определяются из системы нелинейных уравнений, соответствующих законам сохранения массы, импульса и энергии

$$\rho_1 = \rho_R \frac{D}{D - v_2}, \quad D = \frac{p_2 - p_R}{\rho_R v_2}$$

$$p_2 = p_R \frac{(\gamma + 1)\rho_1 - (\gamma - 1)\rho_R}{(\gamma + 1)\rho_R - (\gamma - 1)\rho_1}$$

$$\frac{p_L}{\rho_L^\gamma} = \frac{p_2}{\rho_2^\gamma}$$

$$v_2 = \frac{2c_L}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{\rho_2}{\rho_L}\right)^{(\gamma-1)/2}\right)$$

В начальный момент $t = 0$ задавались значения на разрыве (давление в атмосферах)

$$(\rho, u, p, \gamma)|_{x=0.5} = \begin{cases} 3.5, 0, 3, 1.4 & 0 < x < 0.5 \\ 1.0, 0, 1, 1.4 & 0.5 < x < 1 \end{cases}$$

В качестве контрольного времени использовалась величина $t = 5 \cdot 10^{-4}$, [с]. Тестировались 3 способа расчёта невязких потоков на способность сохранять форму скачков и контактных разрывов. Используемые для диссертационных расчётов схемы SLAU и SLAU2 [99] показали лучшую аппроксимацию контактных разрывов, ударных волн и волн сжатия. Распространённая при расчёте сверхзвуковых течений схема Курганова-Тадмора [109] обладает слишком большой диссипацией и «размазывает» фронты разрывов при дозвуковых скоростях. Численный расчёт проводился на равномерных сетках с количеством узлов $N_p = 100$ и $N_p = 400$ на промежутке $x \in [0, 1]$

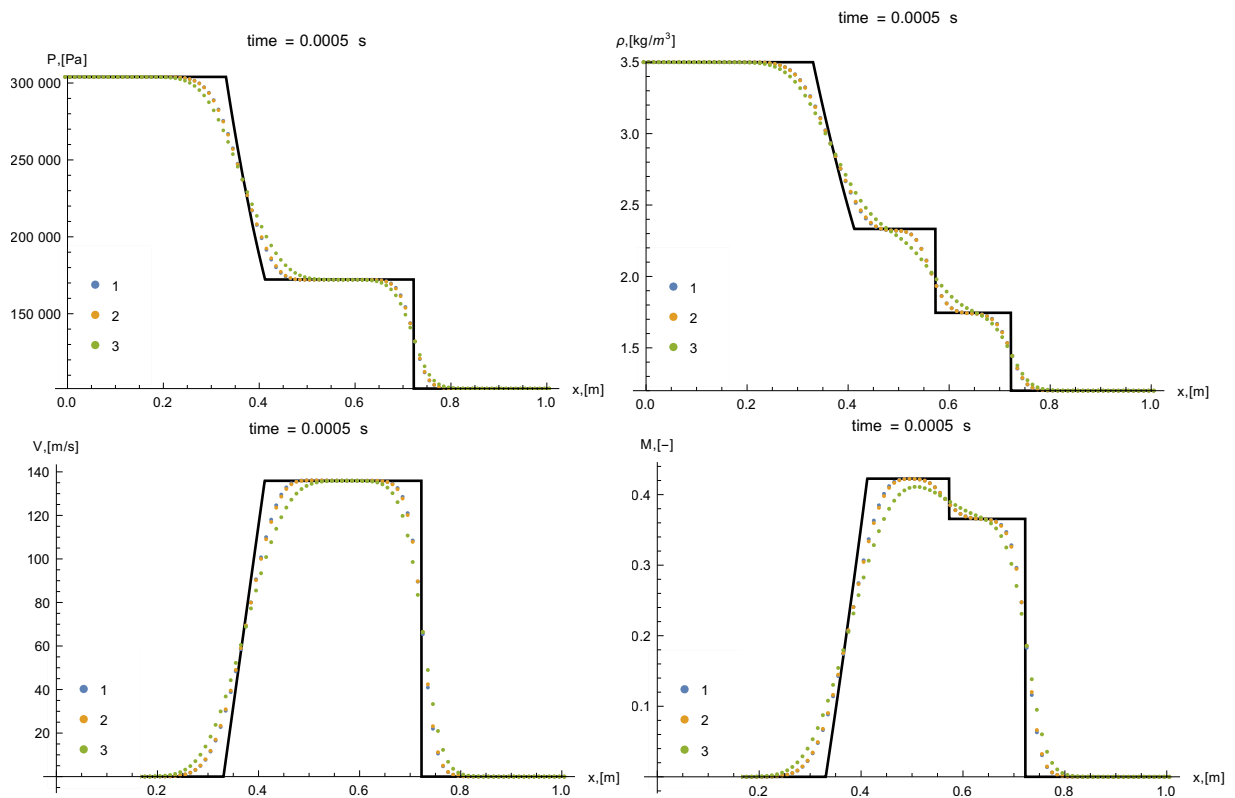


Рисунок 2.1 — Решение задачи Сода с количеством ячеек $N_p = 100$. 1 – схема SLAU2, 2 – схема SLAU, 3 – схема Курганова-Тадмора. Сплошная кривая – аналитическое решение.

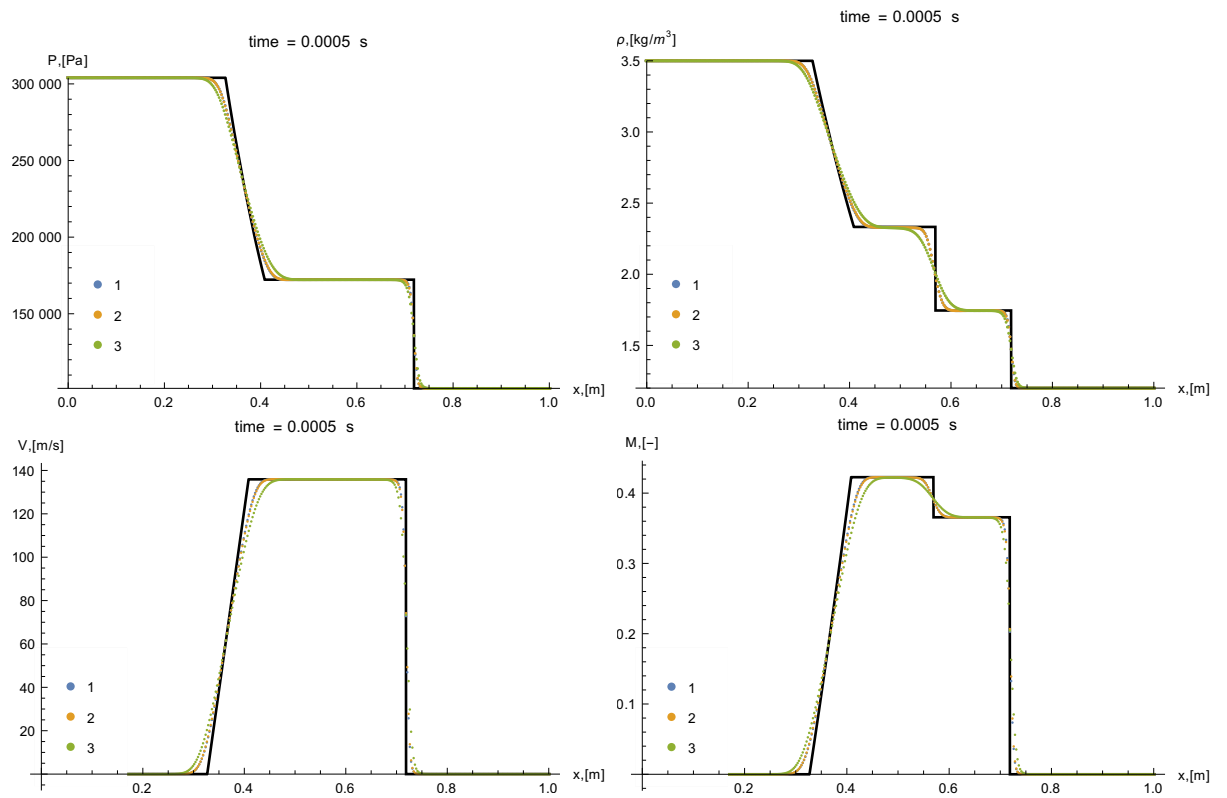


Рисунок 2.2 — Решение задачи Сода с количеством ячеек $N_p = 400$. 1 – схема SLAU2, 2 – схема SLAU, 3 – схема Курганова-Тадмора

Глава 3. Течение химически и термически неравновесной воздушной плазмы за сильной ударной волной

Для подтверждения адекватности работы программы IPG2D, реализующей описанную в главе 2 математическую модель, требуются соответствующие валидационные расчеты, направленные как на оценку точности описания как отдельных явлений, так и течений в целом.

В данной главе приведены результаты валидационных расчетов, демонстрирующие адекватность работы вычислительного модуля, осуществляющего расчет кинетики реакций в химически и термически неравновесной плазме. В качестве задачи выбран расчет структуры одномерного течения в релаксационной зоне за фронтом сильной ударной волны. Для того, чтобы провести тестирование именно кинетического модуля и исключить влияние возможных численных эффектов от расчета газодинамических потоков, эффектов схемной вязкости и т. д., задача рассматривается в газодинамическом приближении, в пренебрежении эффектами вязкости, диффузии и теплопроводности. Именно, рассмотрено одномерное течение, характеристики которого находятся из законов сохранения, представленных в эволюционной форме для лагранжевой частицы за фронтом сильной ударной волны, что позволяет проводить расчеты, не прибегая к численному решению уравнений Эйлера.

Расчеты проведены для пятикомпонентной воздушной смеси N_2 , O_2 , NO , N , O , с учетом как химической, так и температурной неравновесности в релаксационной зоне. В экспериментах такая задача возникает при исследовании обтеканий тел со сверхзвуковыми скоростями с наличием скачков уплотнения, либо при использовании ударных труб. При температуре на фронте ударной волны до 7000 К (что соответствует условиям полета с гиперзвуковой скоростью в верхних слоях атмосферы на высотах выше 20 км) расчеты можно проводить без учета ионизации.

3.1 Модель течения в лагранжевых координатах

Рассматривается нестационарное течение лагранжевой частицы смеси газов за ударной волной с температурой на скачке до 7000 К. Задача решается в системе

координат, связанной с фронтом ударной волны. Неизвестными, подлежащими определению, являются 5 основных величин: p , ρ , u , T , T^v , а также массовые доли Y_i для всех N компонент.

Рассматривается стационарное одномерное течение за ударной волной в системе координат, связанной с фронтом волны. Параметры газа за скачком удовлетворяют законам сохранения [110]

$$\rho u = \dot{M} \quad (3.1)$$

$$p + \rho u^2 = P_0 \quad (3.2)$$

$$h + \frac{u^2}{2} = i^* \quad (3.3)$$

где \dot{M} – поток массы, P_0 – поток импульса, i^* – полная энтальпия газа. Уравнение состояния для смеси имеет вид

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{\mu_i} \quad (3.4)$$

В соответствии с (3.1), скорость u определяется локальной плотностью:

$$u = \frac{\dot{M}}{\rho} \quad (3.5)$$

Для определения давления, температуры и состава газа в релаксационной зоне представим уравнения (3.1)–(3.3) в эволюционной форме, применив их к газовой (лагранжевой) частице, движущейся вниз по потоку от фронта ударной волны. Координата лагранжевой частицы описывается кинематическим уравнением

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\dot{M}}{\rho} \quad (3.6)$$

Продифференцируем закон сохранения импульса (3.2) и уравнение состояния (3.4) по времени, а также учтем, что изменение массовых долей компонент определяется протеканием химических реакций:

$$\frac{dY_i}{dt} = \frac{\dot{W}_i}{\rho} \quad (3.7)$$

где \dot{W}_i – скорость химической реакции. Исключая $d\rho/dt$, получим закон изменения давления

$$\frac{dp}{dt} = \left[1 - \frac{p\rho}{\dot{M}^2} \right]^{-1} \left(\frac{p}{T} \frac{dT}{dt} + RT \sum_{i=1}^N \frac{\dot{W}_i}{\mu_i} \right) \quad (3.8)$$

Введем в рассмотрение колебательную составляющую внутренней энергии e_v , обусловленную наличием внутренних степеней свободы молекул:

$$e_{vi}(T^v) = \frac{R\theta_i}{\mu_i} \frac{1}{e^{\theta_i/T^v} - 1} \quad (3.9)$$

Здесь T^v – колебательная температура, θ_i – характеристическая температура ($\theta_{N_2} = 3354$ К, $\theta_{O_2} = 2240$ К).

Скорость изменения колебательной составляющей внутренней энергии представлена скоростью обмена между колебательной и поступательной модами для молекул N_2 и O_2 с окружающим газом [1] (формула Ландау-Теллера). Влиянием диссоциации на скорость колебательной релаксации пренебрегаем, поскольку при таких температурах ее вклад составляет менее одного процента [111].

$$\frac{de_v}{dt} = \sum_i Y_i \frac{e_{vi}^0(T) - e_{vi}(T^v)}{\tau_i}, \quad i = N_2, O_2 \quad (3.10)$$

где $e_{vi}^0(T)$ – равновесная колебательная энергия, вычисленная при поступательной температуре T .

Время релаксации τ_i определяется как

$$\frac{1}{\tau_i} = \sum_j \frac{X_j}{\tau_{ij}} \quad (3.11)$$

где τ_{ij} – время релаксации при столкновении между партнерами i и j , рассчитываемое полуэмпирически по экспериментальным данным [112; 113], j пробегает все атомы и молекулы-партнеры при столкновении с i -й молекулой, $i = N_2, O_2$. Дифференцируя уравнение энергии (3.3) и закон сохранения импульса (3.2) и исключая скорость, получим уравнение для энтальпии:

$$\rho \frac{dh}{dt} - \frac{dp}{dt} = 0 \quad (3.12)$$

Удельная энтальпия в неравновесном случае имеет вид

$$h = \sum_{i=1}^{N_{el}} Y_i h_i(T) - \sum_{i=N_2, O_2} Y_i \cdot (e_{vi}^0 - e_{vi}) \quad (3.13)$$

Здесь равновесные значения удельной энтальпии $h_i(T)$ и теплоемкости $c_{pi}(T)$ для компонент взяты из [114]. Колебательная неравновесность учитывается

вычитанием равновесной колебательной энергии e_{vi}^0 , полученной из (3.9) при поступательной температуре T , и прибавлением неравновесной e_{vi} , рассчитанной из (3.9) по колебательной температуре T^v .

Вводя обозначения

$$c_v = \frac{de_v}{dT}, \quad c_v^{mix} = \sum_{i \in N_2, O_2} Y_i \frac{de_{vi}}{dT}, \quad c_p^{mix} = \sum_{i=1}^{N_{el}} Y_i c_{pi}$$

получим уравнение, описывающее изменение поступательной температуры

$$\frac{dT}{dt} = \frac{-\sum_{i=1}^N h_i \dot{W}_i - \sum_{i=N_2, O_2} (e_{vi}^0 - e_{vi}) \dot{W}_i + \left[1 - \frac{p\rho}{M^2}\right]^{-1} RT \sum_{i=1}^N \frac{\dot{W}_i}{\mu_i} - \sum_{i=N_2, O_2} \frac{de_{vi}}{dt}}{c_p^{mix} - c_v^{mix} - \frac{p}{\rho T} \left[1 - \frac{p\rho}{M^2}\right]^{-1}} \quad (3.14)$$

Скорость химической реакции для i -го вещества имеет вид

$$\dot{W}_i = \sum_{i=1}^{N_r} \nu_i^r \left(k_r^{forw} \prod_{j \in reag} c_j^{\nu_j^r} - k_r^{rear} \prod_{j \in prod} c_j^{\nu_j^r} \right) \quad (3.15)$$

где ν_i – стехиометрический коэффициент, c_i – мольная концентрация, k_r – константа скорости реакции. В данной работе использовалось кинетическая схема с 17 реакциями [115], кинетические константы для скорости прямой $k_r^{forw} = AT^n e^{-E_a/RT}$ и обратной $k_r^{rear} = k_r^{forw} / K_c^{eq}$ реакций принимались в соответствии с данными [115], см. табл. 5.

Константа равновесия K_c^{eq} , выраженная через концентрации, вычисляется с использованием термодинамических таблиц для удельной энтальпии и энтропии [86] ($p_0 = 1$ атмосфера):

$$K_c^{eq} = \frac{p_0}{(RT)^{\sum \nu_i}} e^{-\sum \nu_i \frac{H_i - TS_i}{R^0 T}} \quad (3.16)$$

Термодинамические данные для удельной энтальпии H_i и удельной энтропии S_i брались из таблиц [86].

Таблица 5 — Кинетическая схема для воздуха (Gnoffo и др., 1989) [115]

№	Реакция	A	n	E_a/R^0
1	$O_2+N=2O+N$	$3.6 \cdot 10^{18}$	-1	59500
2	$O_2+NO=2O+NO$	$3.6 \cdot 10^{18}$	-1	59500
3	$O_2+O=2O+O$	$9 \cdot 10^{19}$	-1	59500
4	$O_2+O_2=2O+O_2$	$3.24 \cdot 10^{19}$	-1	59500
5	$O_2+N_2=2O+N_2$	$7.2 \cdot 10^{18}$	-1	59500
6	$N_2+O=2N+O$	$1.9 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
7	$N_2+NO=2N+NO$	$1.9 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
8	$N_2+O_2=2N+O_2$	$1.9 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
9	$N_2+N=2N+N$	$4.085 \cdot 10^{22}$	-0.5	113000
10	$N_2+N_2=2N+N_2$	$4.7 \cdot 10^{17}$	-0.5	113000
11	$NO+O_2=N+O+O_2$	$3.9 \cdot 10^{20}$	-1.5	75500
12	$NO+N_2=N+O+N_2$	$3.9 \cdot 10^{20}$	-1.5	75500
13	$NO+O=N+O+O$	$7.8 \cdot 10^{21}$	-1.5	75500
14	$NO+N=N+O+N$	$7.8 \cdot 10^{21}$	-1.5	75500
15	$NO+NO=N+O+NO$	$7.8 \cdot 10^{21}$	-1.5	75500
16	$NO+O=O_2+N$	$3.2 \cdot 10^9$	1	19700
17	$N_2+O=NO+N$	$7 \cdot 10^{13}$	0	38000

Поскольку диссоциация молекул происходит с колебательных уровней, при их недостаточной заселенности константы скорости для реакций распада колеблющейся молекулы оказываются меньше равновесных. При температурах ударной волны за фронтом, превышающих в 2–3 раза характеристическую колебательную температуру $\theta(N_2) = 3354$ К, $\theta(O_2) = 2238$ К, время колебательной релаксации становится сравнимым со временем диссоциации. Это делает необходимым рассмотрение процесса диссоциации в рамках двухтемпературной химической модели, в которой константа скорости прямой реакции в (3.15) зависит от T и T^v :

$$k_r^{forw} = Z(T, T^v) A T^n e^{-E_a/R^0 T} \quad (3.17)$$

Фактор неравновесности $Z(T, T^v)$ зависит от T , T^v и содержит в качестве параметров характеристическую температуру θ и два параметра $\alpha \approx 0.9$, $U \approx$

$E_a/3$. Согласно [111; 114],

$$Z(T, T^v) = \frac{Q^D(T)}{Q^D(T^v)} \frac{Q^{\alpha D}(F) \exp\left(-\frac{\alpha D}{T}\right) + Q^D(T^0) - Q^{\alpha D}(T^0)}{Q^{\alpha D}(-U) \exp\left(-\frac{\alpha D}{T}\right) + Q^D(T^*) - Q^{\alpha D}(T^*)} \quad (3.18)$$

$$Q^A(T_m) = \frac{1 - \exp\left(-\frac{A}{T_m}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\theta}{T_m}\right)}, \quad T_m = T, T^v, F, T^0, T^*, -U, \quad A = D, \alpha D \quad (3.19)$$

$$F = \left(\frac{1}{T^v} - \frac{1}{T} - \frac{1}{U}\right)^{-1}, \quad T^0 = \left(\frac{1}{T^v} - \frac{1}{U}\right)^{-1}, \quad T^* = \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{U}\right)^{-1} \quad (3.20)$$

Таким образом, для нахождения характеристик лагранжевой частицы, движущейся за скачком, задача сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений следующего вида:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{dY_1}{dt} = \dot{W}_1 \\ \dots \\ \rho \frac{dY_N}{dt} = \dot{W}_N \\ - \sum_{i=1}^N h_i \dot{W}_i + \sum_{j=1}^{N_m} (e_j^v(T) - e_j^v(T^v)) \dot{W}_j + \frac{RT}{\left[1 - \frac{p\rho}{\dot{M}^2}\right]} \sum_{i=1}^N \frac{\dot{W}_i}{\mu_i} - \rho \frac{de^v}{dt} \\ \frac{dT}{dt} = \frac{\rho c_p^{\text{mix}} - \frac{p/T}{\left[1 - \frac{p\rho}{\dot{M}^2}\right]}}{\rho c_p^{\text{mix}} - \frac{p/T}{\left[1 - \frac{p\rho}{\dot{M}^2}\right]}} \\ \frac{de^v}{dt} = \sum_{j=1}^{N_m} Y_j \frac{e_j^v(T) - e_j^v}{\tau_j} \\ \frac{dp}{dt} = \left[1 - \frac{p\rho}{\dot{M}^2}\right]^{-1} \left(\frac{p}{T} \frac{dT}{dt} + RT \sum_{i=1}^N \frac{\dot{W}_i}{\mu_i}\right) \\ \frac{dx}{dt} = \frac{\dot{M}}{\rho} \end{array} \right. \quad (3.21)$$

Уравнения для колебательной энергии, поступательной температуры и уравнение для давления решаются совместно с уравнениями химической кинетики как жёсткая система дифференциальных уравнений. Используется известный численный метод VODE [105], основанный на методах Адамса-Мултона с переменными

коэффициентами и BDF-методе с возможностью численного вычисления Якобиана.

Начальные значения массовых концентраций принимаются равными своим значениям перед скачком $Y_i' = Y_{i0}$, колебательная энергия вычисляется из (3.9) при поступательной температуре перед скачком. Начальными условиями для (3.21) служат параметры на скачке p' , u' и T' . Их можно получить в явной форме, зная число Маха набегающего потока [110]. Так как сразу за фронтом ударной волны колебательные степени свободы еще не возбуждены [1], теплоемкость постоянна $c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1}R \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{\mu_i}$, для двухатомных газов $\gamma = 1.4$ и энтальпия $h = c_p T$

$$\frac{\rho'}{\rho_0} = \left[\frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2}{\gamma+1} \frac{1}{M^2} \right]^{-1} \quad (3.22)$$

$$\frac{p'}{p_0} = -\frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 \quad (3.23)$$

$$\frac{T'}{T_0} = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \left(1 - \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right)^2 \right) \right]^{-1} \quad (3.24)$$

$$u'^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p'}{\rho'} \right) + u_0^2 \quad (3.25)$$

Получение параметров на скачке из условий на бесконечности производится путем численного решения системы уравнений (3.22)–(3.25) методом Ньютона.

3.2 Результаты расчетов релаксационной зоны за ударной волной

Для верификации вычислительного модуля были произведены расчеты ударной волны в молекулярном кислороде O_2 и проведено сравнение колебательной температуры с экспериментальными данными [116] при температурах на скачке 5300 К и 6470 К. Кинетическая схема включает в себя всего две реакции №3 и №4 из табл. 5 с рекомендованными в [116] постоянными. Константа скорости термически равновесной диссоциации кислорода в столкновениях O_2-O_2 для двух температурных интервалов описывается соотношениями

$$k_r^{forw} (O_2 - O_2) = 2 \times 10^{15} \frac{T^{0.3}}{1 - e^{-\frac{2238}{T}}} e^{-\frac{59380}{T}}, \quad 2000 \leq T \leq 6000 \quad (3.26)$$

$$k_r^{forw} (O_2 - O_2) = 3.87 \times 10^{27} \frac{T^{-3.1}}{1 - e^{-\frac{2238}{T}}} e^{-\frac{59380}{T}}, \quad T \geq 6000 \quad (3.27)$$

Константа скорости диссоциации кислорода при взаимодействии с атомом кислорода $k_r^{forw} (O_2 - O) = 3.5k_r^{forw} (O_2 - O_2)$

Фактор неравновесности $Z(T, T^v)$ рассчитывался по модели Кузнецова [114; 116], применимой для низкотемпературной диссоциации.

Важным моментом является выбор модели для времени колебательной релаксации, входящего в соотношение Ландау-Теллера (3.10). Для этого времени используется полуэмпирическое соотношение [1]

$$\tau = \frac{C_1 T^{C_2} \exp(C_3 T^{-1/3})}{p} \quad (3.28)$$

в котором давление p выражено в атмосферах, а константы C_1, C_2, C_3 подбираются из условия наилучшей аппроксимации экспериментальных данных в заданном интервале температур.

Расчет времени колебательной релаксации в (3.10) включает только два типа столкновений: $\tau_{O_2-O_2}$ и τ_{O_2-O} . Было проведено сравнение нескольких известных моделей с экспериментальными данными, результаты которого представлены на рис. 3.1 и 3.1. Данные по столкновениям O_2-O_2 были заимствованы из [112; 116—119], для O_2-O – из [120; 121]. Видно, что для условий задачи, рассматриваемой в данной работе, наилучшим образом подходят зависимости, предложенные в [116]. Сильнее всего отклоняется от экспериментальных данных кривая, построенная по модели [122], сформулированной для высоких температур и при наличии ионизации.

Обеспечивающие наилучшее совпадение с экспериментом по временам температурной релаксации зависимости [113; 116] (см. сплошные кривые на рис. 3.1 и 3.2), описываются следующими формулами:

$$p\tau_{O_2-O_2} = 8.8 \times 10^{-14} \frac{T^{0.5}}{1 - e^{-\frac{2238}{T}}} e^{172.7T^{-1/3}} \quad (3.29)$$

$$p\tau_{O_2-O} = 1.5 \times 10^{-12} \frac{T^{0.5}}{1 - e^{-\frac{2238}{T}}} e^{86.4T^{-1/3}} \quad (3.30)$$

На рис. 3.3 и 3.4 приведено сравнение колебательной температуры с экспериментом и расчетами из публикаций [113; 116] при двух режимах ударной волны: 1) температура на скачке $T_0 = 5300$ К, скорость перед скачком $u_0 = 3070$ м/с, давление перед скачком $p_0 = 2$ торр; 2) $T_0 = 6470$ К, $u_0 = 3400$ м/с и $p_0 = 1$ торр.

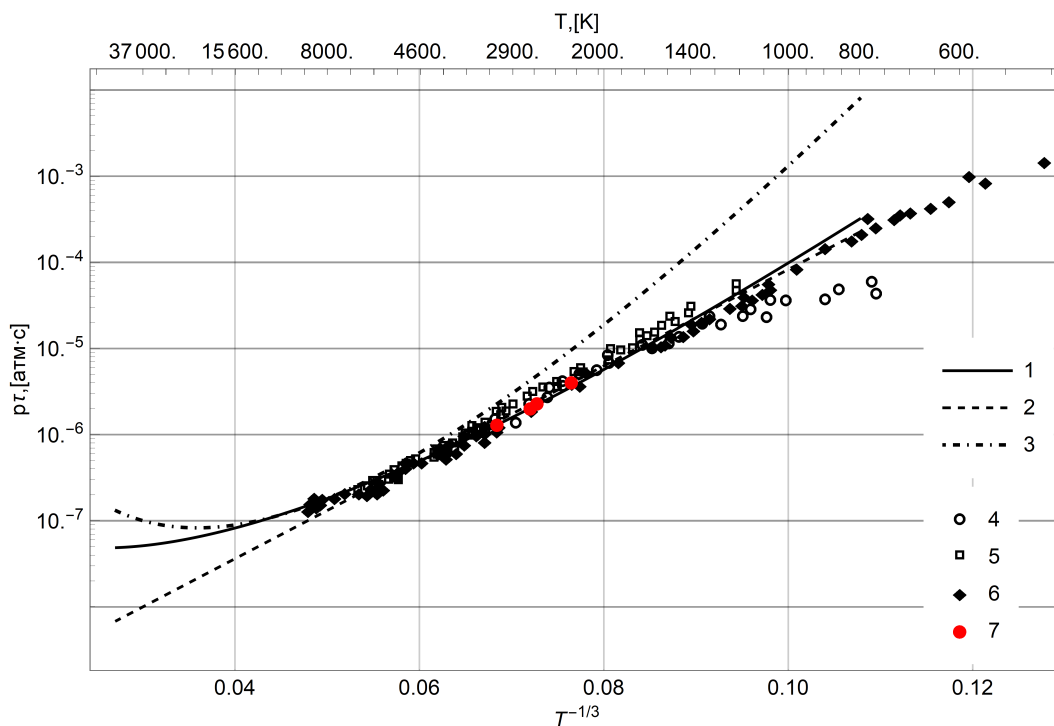


Рисунок 3.1 — Время релаксации $p\tau_{O_2-O_2}$. Кривые соответствуют аппроксимационным формулам: 1 — Ибрагимова и др. [116], 2 – Millikan and White [112], 3 – Лосев и др. [122]. Экспериментальные точки: 4 – Blackman [117], 5 – Генералов и Лосев [118], 6 – Millikan and White [112], 7 – Owen [119].

Время берется в лабораторной системе координат $t = x/u_0$, где x определяется из уравнения (3.6).

Из рис. 3.3 и 3.4 видно, что результаты расчетов (жирная сплошная кривая) хорошо совпадают с экспериментальными данными [113]. На участке от начальной температуры до максимальной, когда существенно различие между поступательной и колебательной температурами, наблюдается практически полное совпадение почти полное. По характеру изменения поступательной температуры в однотемпературном и двухтемпературном приближениях можно судить о влиянии термической неравновесности на протекание химических реакций.

Кривая поступательной температуры при наличии термической неравновесности до момента установления равновесия с колебательной температурой ведет себя более полого относительно равновесной поступательной температуры. Это объясняется замедлением протекания реакций вследствие неполной заселенности при температурной неравновесности верхних колебательных уровней при температурной неравновесности, с которых и происходит диссоциация. В модели это уменьшение скорости прямой реакции учитывается домножением константы скорости прямой реакции на фактор неравновесности (3.17), существенно меньший

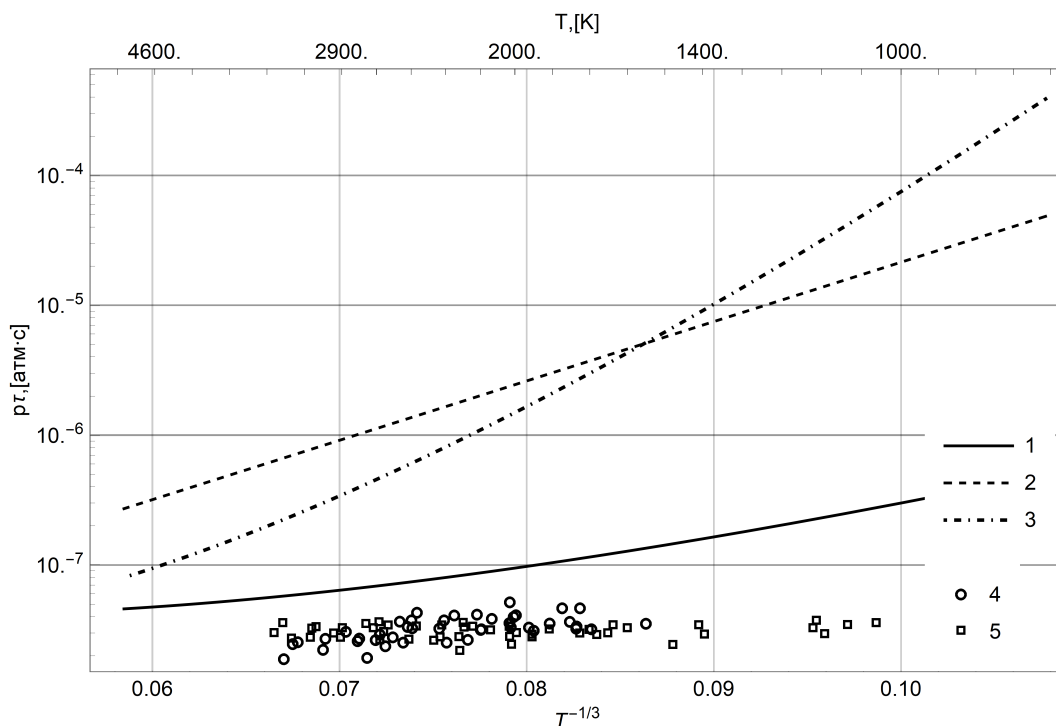


Рисунок 3.2 — Время релаксации $p\tau_{O_2-O}$. Кривые соответствуют аппроксимационным формулам: 1 — Ибрагимова и др. [116], 2 – Millikan and White [112], 3 – Лосев и др. [122]. Экспериментальные точки: 4 – Kiefer [120], 5 – Breen [121].

единицы. Исходя из данных, представленных на рис. 3.1 и 3.2, следует, что с увеличением интенсивности ударной волны уменьшается время колебательной релаксации и, как следует из результатов рис. 3.3 и 3.4, уменьшается зона релаксации за скачком.

Выше рассматривался случай, когда изначально газ содержит единственный компонент – молекулярный кислород. Проведем теперь верификацию расчетов, выполненных для газовой смеси (воздуха) путем сравнения с работой [123], где было получено распределение мольных концентраций за ударной волной при разных числах Маха в предположении температурного и химического неравновесия. Воздух рассматривается как смесь идеальных газов ($x_{O_2} = 0.21153$, $x_{N_2} = 0.78847$). Начальные условия перед ударной волной ($T_0 = 300$ К, $p_0 = 133$ Па, скорость $u_0 = 3420$ м/с), соответствуют числу Маха $M = 9.84$. На рис. 3.5 приведены рассчитанные мольные концентрации c_i , моль/см³, в однотемпературном (кривая 3) и двухтемпературном (T, T^v , кривая 1) приближениях в сравнении с результатами [123] (кривая 2).

Видно, что в момент времени $t = 10^{-6}$ с, соответствующий левой границе оси абсцисс, концентрации промежуточных веществ N, O, NO значительно отличаются от приведенных в [123]. Вероятная причина этого расхождения со-

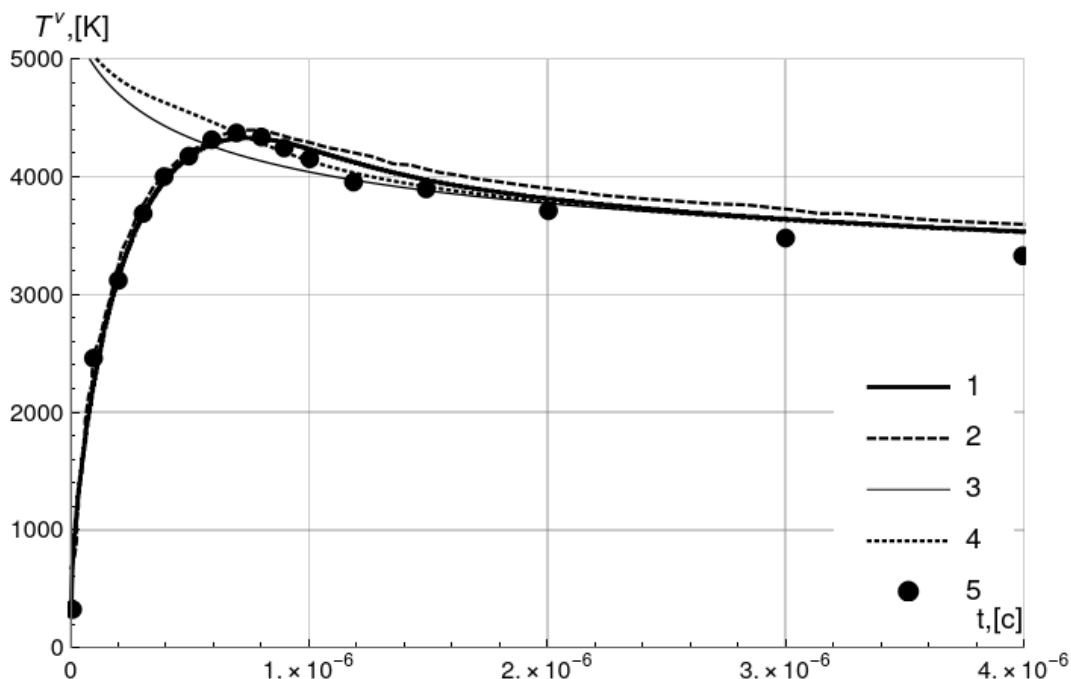


Рисунок 3.3 — Экспериментальные и рассчитанные профили колебательной температуры. $T_0 = 5300$ К, $u_0 = 3070$ м/с, $p_0 = 2$ торр, $M = 9.3$: 1 – наст. расчет, 2 – расчет [116], 3 – поступательная температура в однотемпературном приближении, 4 – поступательная температура, 5 – эксперимент.

стоит в устаревшем различном подходе к расчету термически и химически неравновесных течений. В оригинальной статье [123] возбуждение колебаний описывается реакциями возбуждения, заселенность возбужденных колебательных уровней соответствует распределению Больцмана при поступательной температуре. В принятой же в данной работе модели заселенность колебательных уровней описывается распределением Больцмана с промежуточной колебательной температурой.

Ниже по потоку кривые сближаются и при установлении равновесия практически совпадают. Это говорит о влиянии температурной неравновесности, модель которой не была описана в [24], на скорость протекания реакций, которая при установлении дает одинаковые результаты с кинетической схемой из [14].

Видно, что в момент времени $t = 10^{-6}$ с, соответствующий левой границе оси абсцисс, концентрации промежуточных веществ N, O, NO значительно отличаются от приведенных в [123]. Вероятная причина этого расхождения состоит в различном подходе к расчету термически и химически неравновесных течений. В оригинальной статье [123] возбуждение колебаний описывается реакциями возбуждения, заселенность возбужденных колебательных уровней соответствует распределению Больцмана при поступательной температуре. В принятой же в

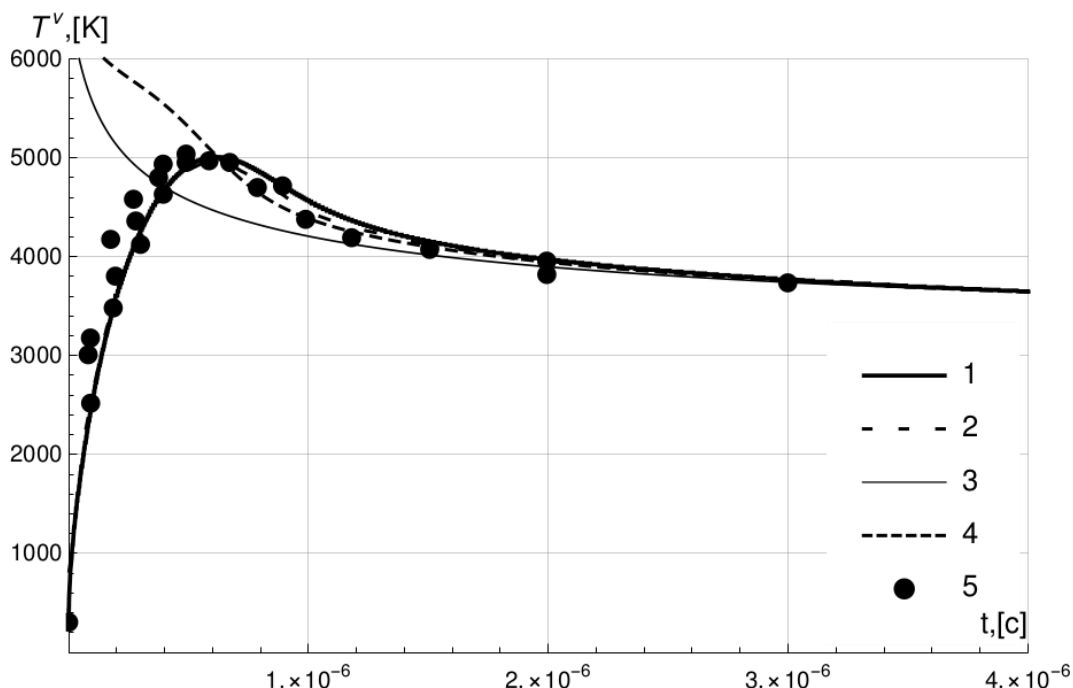


Рисунок 3.4 — Экспериментальные и рассчитанные профили колебательной температуры. $T_0 = 6470$ К, $u_0 = 3400$ м/с, $p_0 = 1$ торр, $M = 10.3$: 1 – наст. расчет, 2 – расчет [116], 3 – поступательная температура в однотемпературном приближении, 4 – поступательная температура, 5 – эксперимент.

данной работе модели заселенность колебательных уровней описывается распределением Больцмана с промежуточной колебательной температурой.

Ниже по потоку кривые сближаются и при установлении равновесия практически совпадают. Это говорит о влиянии температурной неравновесности, модель которой не была описана в [123], на скорость протекания реакций, которая при установлении дает одинаковые результаты с кинетической схемой из [115].

3.3 Выводы по главе 3

В данной главе на основе модели течения пятикомпонентной воздушной смеси за фронтом одномерной ударной волны, сформулированной в лагранжевых переменных, проведены расчет потока с температурами на скачке до 7000 К. Полученные временные зависимости для давления, скорости, состава газа, поступательной и колебательной температур использованы для построения пространственных распределений соответствующих параметров релаксационной зоне.

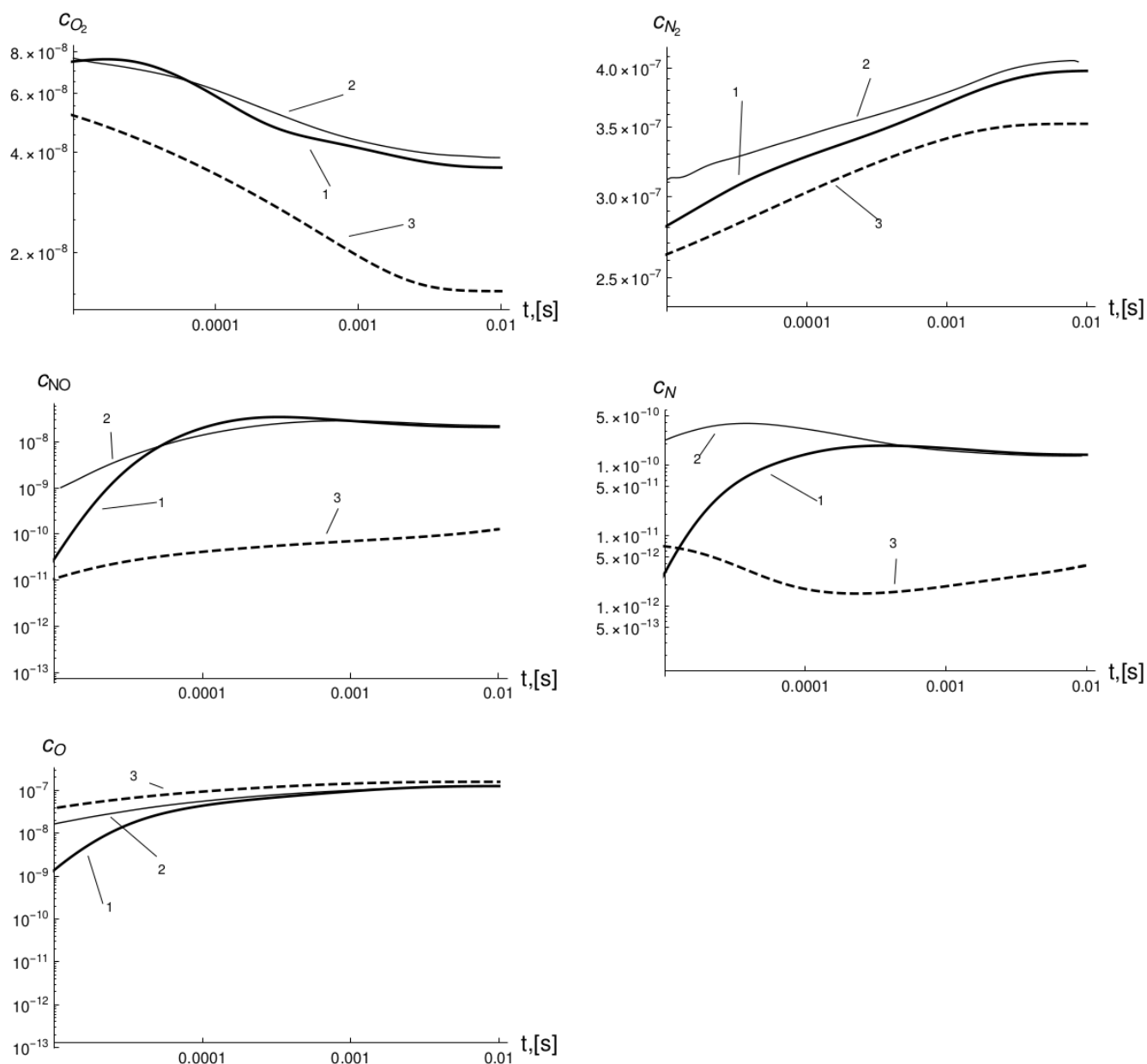


Рисунок 3.5 — Распределение мольных концентраций за ударной волной при $M = 9.84$. 1 – расчет по текущей модели с кинетической схемой [115], 2 – результаты [123], 3 – расчет при температурном равновесии.

При проведении расчетов использовался вычислительный модуль программы IPG2D для решения системы жестких уравнений химической кинетики и температурной релаксации, реализованный в виде самостоятельной программы ShockWaveAir.

Верификация работы модуля и валидация используемых моделей выполнена путем сравнения с литературными экспериментальными и расчетными данными для ударной волны в чистом кислороде. Сравнительный расчет течения за воздушной ударной волной также показал удовлетворительное совпадение с расчетами других авторов, с учетом различия в используемых моделях.

Проведенные в работе численные расчеты одномерного термодинамически неравновесного течения за ударной волной подтвердили адекватность работы вычислительного модуля, осуществляющего решение уравнений химической кинетики с учетом температурной и химической неравновесности. Это позволяет использовать созданное программное обеспечение для расчета сильных ударных волн, а также для моделирования режимов большой мощности в индукционном плазматроне ВГУ-3 при наличии ионизации и сильной неравновесности плазмы.

Глава 4. Моделирование разрядного канала плазмотрона на основе двумерной модели электрического поля

В индукционных плазмотронах плазма создается в проточном разрядном канале за счет высокочастотного разряда. На рис. 4.1 схематически показан разрядный канал плазмотронов ВГУ-3 и ВГУ-4. Газ комнатной температуры втекает в канал через узкую (2–3 мм) входную щель с углом закрутки $\beta \approx 45^\circ$, где $\operatorname{tg} \beta = w/v$, v и w – осевая и тангенциальная составляющие скорости. Радиальная скорость газа при этом может считаться нулевой. Коаксиальная катушка индуктора, через которую протекает ток высокой частоты (ВЧ), создает мощное электромагнитное поле в разрядном канале. Джоулево тепловыделение и сила Лоренца приводят к сильному нагреву плазмы и так называемому «магнитному давлению», что приводит к возникновению сложной структуры течения с первичными и вторичными вихрями.

Расчеты течений индукционной плазмы (воздух, азот, углекислый газ) в разрядном канале плазмотрона составляют важную часть методики определения каталитической активности высокотемпературных теплозащитных покрытий, разработанной в ИПМех РАН [10; 124]. Для моделирования процессов в разрядном канале в ИПМех РАН используется вычислительная программа Alpha [22], основанная на решении уравнений для дозвуковых течений равновесной плазмы и хорошо зарекомендовавшая себя при решении многочисленных задач для плазмотрона ВГУ-4 [24; 47; 53].

Данная глава посвящена описанию модификации программы Alpha [22], состоящей в переходе от квазиодномерного к двумерному описанию электрического поля. На основе модифицированной программы выполнен анализ влияния модели электромагнитного поля на характеристики плазмы и получены оценки применимости одномерной и двумерной моделей электромагнитного поля к расчетам течений в разрядном канале плазмотронов ВГУ-3 и ВГУ-4.

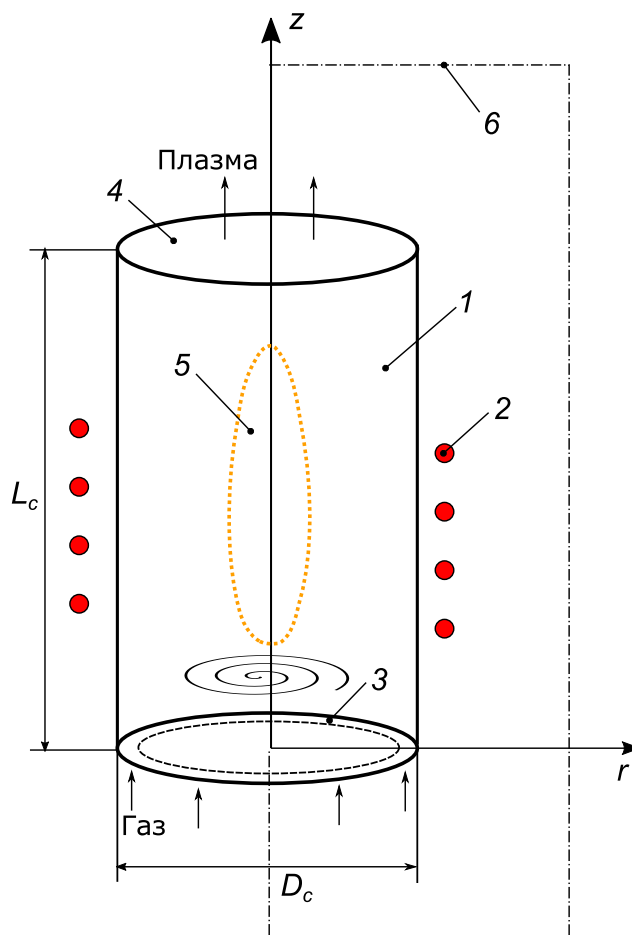


Рисунок 4.1 — Эскиз разрядного канала плазмотрона: 1 – индуктор, 2 – кольцевой вход плазмообразующего газа, 3 – поток плазмы на выходе, 4 – зона разряда, 5 – стабилизирующее вихревое течение. Моделирование течения выполняется в разрядном канале, электрическое поле рассчитывается в более широкой области, показанной штрихпунктирной линией.

4.1 Программа Alpha для моделирования течения равновесной плазмы в разрядном канале

Численное моделирование течения в разрядном канале плазмотрона представляет собой сложную задачу даже для случая равновесного течения плазмы из-за больших вихрей потока, образующихся после входного сечения. Сложность численного моделирования неравновесного ВЧ-разряда в потоке молекулярного газа обусловлена сильной взаимосвязью газодинамических и электродинамических процессов, многоканальным характером передачи энергии от электрического поля к движущейся плазме с учетом кинетических процессов в многотемпературной многокомпонентной плазме. При давлениях выше 0.05 атм, однако,

существенное упрощение решаемой задачи возможно за счет использования предположения о термодинамическом равновесии плазмы.

В вычислительной программе Alpha [22; 47] течение равновесной многокомпонентной воздушной плазмы в цилиндрическом разрядном канале считается стационарным, ламинарным и осесимметричным с возможной закруткой потока в азимутальном направлении, излучение плазмы не учитывается. Для описания течения равновесной плазмы в канале используется двумерная система уравнений Навье-Стокса с учетом трех компонент скорости – аксиальной, радиальной и азимутальной, и уравнение сохранения энергии, записанное для полной энтальпии газа. Применительно к расчету течений в плазмотронах используется стационарная постановка задачи.

Система определяющих уравнений в операторном виде она записывается как

$$\nabla (\rho v) = 0 \quad (4.1)$$

$$\nabla (\rho v \otimes v) = -\nabla P + \nabla \Pi + F \quad (4.2)$$

$$\nabla (\rho h v) = \nabla \left(\frac{\eta}{Pr_{\text{eff}}} \nabla h \right) + Q_J \quad (4.3)$$

Здесь P , ρ , h , η – давление, плотность, энтальпия и вязкость равновесной газовой смеси, Pr_{eff} – эффективное число Прандтля, F – сила Лоренца, Q_J – объемная мощность тепловыделения за счет джоулева тепла. Подробная координатная запись системы (4.1)–(4.3) в цилиндрической системе координат приведена в работе [22; 47].

Граничные условия отражают геометрию и организацию течения в разрядном канале, изображенном на рис. 4.1. Все необходимые параметры течения, включая тангенциальную компоненту скорости, определяющую закрутку потока, задаются во входном сечении канала; нулевые значения для компонент скорости и значения температуры (или условие адиабатичности) задаются на твердых поверхностях (стенка канала, торец входного интерфейса); так называемые «мягкие» граничные условия используются в выходном сечении канала, обеспечивая свободный выход потока; условия симметрии используются на оси канала.

Взаимодействие плазмы с электромагнитным полем описывается введением соответствующих источников членов в уравнения импульса и энергии — аксиальной и радиальной компонент силы Лоренца $F = (F_z, F_r)$ и объемной мощности

джоулева тепла Q_J . Эти величины определяются вихревым электромагнитным полем и выражаются через тангенциальную компоненту комплексной амплитуды вихревого электрического поля E_θ :

$$F_z = -\frac{\sigma}{2\omega} \Re \left\{ E_\theta \left(i \frac{\partial E_\theta}{\partial z} \right)^* \right\}, \quad F_r = -\frac{\sigma}{2\omega} \frac{1}{r} \Re \left\{ E_\theta \left(i \frac{\partial r E_\theta}{\partial r} \right)^* \right\}, \quad Q_J = \frac{\sigma}{2} E_\theta E_\theta^* \quad (4.4)$$

где \Re обозначает действительную часть комплексной величины, звездочка – знак комплексного сопряжения, ω – круговая частота монохроматического электрического поля, σ – электропроводность плазмы, вычисляемая в ходе расчета наряду с вязкостью и теплопроводностью с помощью интерполяции по температуре и давлению по насчитанным заранее таблицам для равновесного воздуха.

Расчет электромагнитного поля E_θ внутри канала является важной частью общей задачи численного моделирования плазмотрона. В программе Alpha использовано квазиодномерное приближение для уравнения, описывающего усредненную по времени комплексную амплитуду электрического поля в азимутальном направлении. Такая упрощенная одномерная модель была предложена в [125], она широко использовалась для численного моделирования 100-киловаттного ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 (см., например, [22; 24; 47; 126]).

При моделировании электрического поля в разрядном канале используются следующие основные предположения: плазма квазинейтральна, магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$, а ее диэлектрическая проницаемость ε не зависит от электромагнитного поля и, следовательно, не зависит от z и r . Витки индуктора представляются отдельными бесконечно тонкими круговыми токами, что обеспечивает осевую симметрию задачи. Электрическое и магнитное поля, порождаемые переменным внешним током в индукторе, считаются монохроматическими: $E(t, z, r) = E(z, r) \exp(-i\omega t)$, $H(t, z, r) = H(z, r) \exp(-i\omega t)$, где ω – круговая частота тока в индукторе, $E(z, r)$, $H(z, r)$ – комплексные амплитуды. В диапазоне радиочастот можно пренебречь током смещения в силу условий [5]: $\omega \ll \nu_e$ и $\varepsilon \ll 4\pi\sigma/\omega$ ($P = 0.01 - 1$ атм, $T \leq 15000$ К), где ν_e – частота столкновений электронов.

В одномерном приближении считается, что $\partial E_\theta/\partial z \ll \partial E_\theta/\partial r$, тогда электрическое поле описывается уравнением

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r E_\theta \right) = -i\omega \mu_0 \sigma E_\theta \quad (4.5)$$

Граничные условия для этого уравнения на оси симметрии имеют вид $E_\theta(z, r = 0) = 0$, тогда как на стенке канала используется следующее приближенное соотношение:

$$r = R_c : \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_\theta) = i\omega\mu_0 H_{zc0}(z) \quad (4.6)$$

где $H_{zc0}(z)$ – аксиальная компонента амплитуды магнитного поля у стенки канала, порожденная высокочастотным током индуктора вне потока плазмы. Величина этого тока не задавалась, а определялась в итерационной процедуре так, чтобы обеспечить заданную мощность $N_{pl} = \int Q_J dV$, вкладываемую в плазму. В свою очередь, мощность N_{pl} задавалась как измеренная в эксперименте мощность генератора N_{ap} по анодному питанию, умноженная на к.п.д. плазмотрона, равный 0.6.

В программе Alpha используется численный метод решения газодинамических уравнений Навье-Стокса, основанный на методе конечных объемов и алгоритме SIMPLE Патанкара-Сполдинга [127] с применением прямоугольной разностной сетки. Конвективные члены аппроксимируются конечными разностями против потока, используется сетка, неравномерная как в аксиальном, так и в радиальном направлении. Для повышения устойчивости метода искомые функции определяются с использованием процедуры нижней релаксации.

4.2 Реализация двумерной модели электрического поля в программе Alpha

В ходе диссертационной работы была осуществлена модификация программы Alpha с целью реализации более точной двумерной модели электромагнитного поля, которая использовалась в [20]. Модификация не затронула газодинамический блок программы, расчет свойств плазмы и т.п.

В рамках указанных предположений, уравнения Максвелла с использованием закона Ома (в обычной форме) и условий осевой симметрии сводятся к уравнению эллиптического типа для комплексной тангенциальной амплитуды электрического поля E_θ (аксиальная E_z и радиальная E_r компоненты равны нулю):

$$\frac{\partial^2 E_\theta}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_\theta \right) = -i\omega\mu_0 \sigma E_\theta \quad (4.7)$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Граничными условиями для этого уравнения служат условие симметрии на оси $E(z, 0) = 0$ и равенство E нулю на бесконечности, практически – на достаточно большом удалении от индуктора по z и r .

Решение уравнения (4.7) необходимо проводить на дополнительной разностной сетке, выходящей за пределы области течения плазмы. Для упрощения этой задачи, следуя [20], удобно разделить E_θ на две части: $E_\theta = E_V + E_P$, где E_V соответствует полю, порожденному в вакууме током в индукторе, а E_P соответствует полю, индуцированному вихревыми токами в плазме. Амплитуда E_V выражается известной аналитической формулой для поля в вакууме, порожденного высокочастотным током в бесконечно тонком кольце [128], а амплитуда E_P определяется численным решением уравнения (4.8):

$$\frac{\partial^2 E_P}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_P \right) = -i\omega\mu_0\sigma (E_V + E_P) \quad (4.8)$$

Граничными условиями для (4.8) являются условие симметрии на оси $E_P=0$ и равенство нулю амплитуды E_P на достаточно большом удалении от индуктора по z и r :

$$E_P(z, r = \pm\infty) = 0, \quad E_P(z = \pm\infty, r) = 0 \quad (4.9)$$

Условия (4.9) значительно удобнее, чем аналогичные условия для E_θ , т.к. амплитуда E_P , порожденная токами в плазме, при удалении от области плазмы уменьшается значительно быстрее, чем E_V и E_θ . Фактически, в расчетах электрического поля использовалась расчетная область размерами $3R_c$ и $1.5L_c$, где R_c и L_c – радиус и длина разрядного канала.

Решение уравнения для электромагнитного поля (4.8) осуществляется на расширенной вычислительной сетке, чтобы применить граничные условия дальнего поля (электромагнитное поле обращается в нуль на дальних границах). Для аппроксимации уравнения (4.8) использовалась стандартная разностная схема 2-го порядка точности, полученная система алгебраических уравнений с разреженной матрицей решалась итерационным путем отдельно для действительной и мнимой частей амплитуды электрического поля с помощью эффективного метода GMRES с предобуславливателем ILUT [129].

4.3 Сравнительные расчеты на основе одномерной и двумерной моделей электрического поля

Для того, чтобы установить степень влияния модели электрического поля на характеристики плазмы в разрядном канале для разных геометрий и режимов работы, были проведены сравнительные расчеты для экспериментальных режимов двух установок ИПМех РАН – индукционных плазмотронов ВГУ-4 и ВГУ-3. Расчеты проводились при фиксированном значении давления $P = 100$ мбар. В каждом случае использовалась геометрия и рабочие параметры реальных экспериментальных установок:

ВГУ-4: частота тока индуктора $f = 1.76$ МГц, массовый расход воздуха $G = 2.4$ г/с, число витков индуктора $n = 5$, длина разрядного канала $L_c = 400$ мм, диаметр канала $D_c = 80$ мм, длина и диаметр витков индуктора $L_i = 120$ мм, $D_i = 120$ мм.

ВГУ-3: $f = 0.44$ МГц, $G = 11$ г/с, $n = 4$, $L_c = 870$ мм, $D_c = 192$ мм, $L_i = 255$ мм, $D_i = 215$ мм.

Видно, что разрядный канал плазмотрона ВГУ-3 имеет степень удлинения $L_c/D_c = 4.53$, меньшую, чем ВГУ-4 ($L_c/D_c = 5.0$), кроме того, индукционная катушка для ВГУ-3 имеет меньшее число витков n (4 против 5), а ее относительный диаметр D_i/D_c для ВГУ-3 составляет 1.12, тогда как для ВГУ-4 – 1.5.

Для каждого плазмотрона расчеты проводились для трех значений мощности. Каждый расчет проводился дважды – с использованием 1D и 2D моделей расчета электрического поля, во всех случаях при этом использовалась одна и та же расчетная программа Alpha. Ниже рассмотрены основные результаты сравнения 1D и 2D расчетов для плазмотронов ВГУ-4 и ВГУ-3.

4.3.1 Расчеты разрядного канала плазмотрона ВГУ-4

Результаты сравнительных расчетов для плазмотрона ВГУ-4 представлены в табл. 6. Используются следующие обозначения: N_{ap} и N_{pl} – мощность плазмотрона по анодному питанию и мощность, вкладываемая в плазму, V_c , h_c и T_c – скорость, энтальпия и температура плазмы на оси симметрии в выходном сече-

нии канала, I_0 – амплитуда тока индуктора. Подстолбцы 1D и 2D соответствуют параметрам, рассчитанным с использованием одномерной и двумерной моделей для амплитуды электрического поля. Подстолбец % соответствует относительной разнице (в процентах) параметров, рассчитанных с использованием 1D- и 2D-моделей электрического поля.

Таблица 6 — Результаты расчетов для ВГУ-4

N_{ap} , кВт	N_{pl} , кВт	V_c , m/s			h_c , МДж/кг			T_c , К			I_0 , А		
		1D	2D	%	1D	2D	%	1D	2D	%	1D	2D	%
70	44	220	200	10	49.7	51.7	4	9539	9783	2	373	370	1
45	29	155	144	8	36.5	37.7	3	7032	7210	2	317	322	2
20	12	69.0	68.8	0.3	17.6	17.9	2	5672	5695	0.4	312	308	1

Подробное сравнение результатов по газодинамическим параметрам плазмы и характеристикам электрического поля в разрядном канале плазматрона ВГУ-4, полученных с использованием 1D и 2D моделей, представлено ниже на рисунках 4.2–4.5. Показаны изолинии безразмерной функции тока, изотермы, изолинии амплитуд электрического и магнитного полей, рассчитанные с использованием 1D и 2D моделей, для $P = 100$ мбар, $N_{ap} = 45$ кВт, $N_{pl} = 29$ кВт.

Из сравнения рисунков 4.2 и 4.3 видно, что структуры течения, рассчитанные с использованием 1D и 2D моделей, в целом похожи, однако наблюдаются некоторые отличия. Так, длина основного вихря потока в 1D расчете получена большей, чем в 2D-случае, максимумы температуры почти одинаковы для 1D и 2D случаев, но форма изотерм несколько отличается.

Сравнение рисунков 4.4 и 4.5 показывает, что максимальные значения амплитуд электрического и магнитного полей в области индуктора практически одинаковы для 1D и 2D случаев, но геометрия изолиний при этом различна.

Для более детального количественного сравнения результатов, полученных с использованием 1D и 2D-моделей применительно к параметрам плазмы на выходе из разрядного канала, на рис. 4.6 и 4.7 построены рассчитанные радиальные

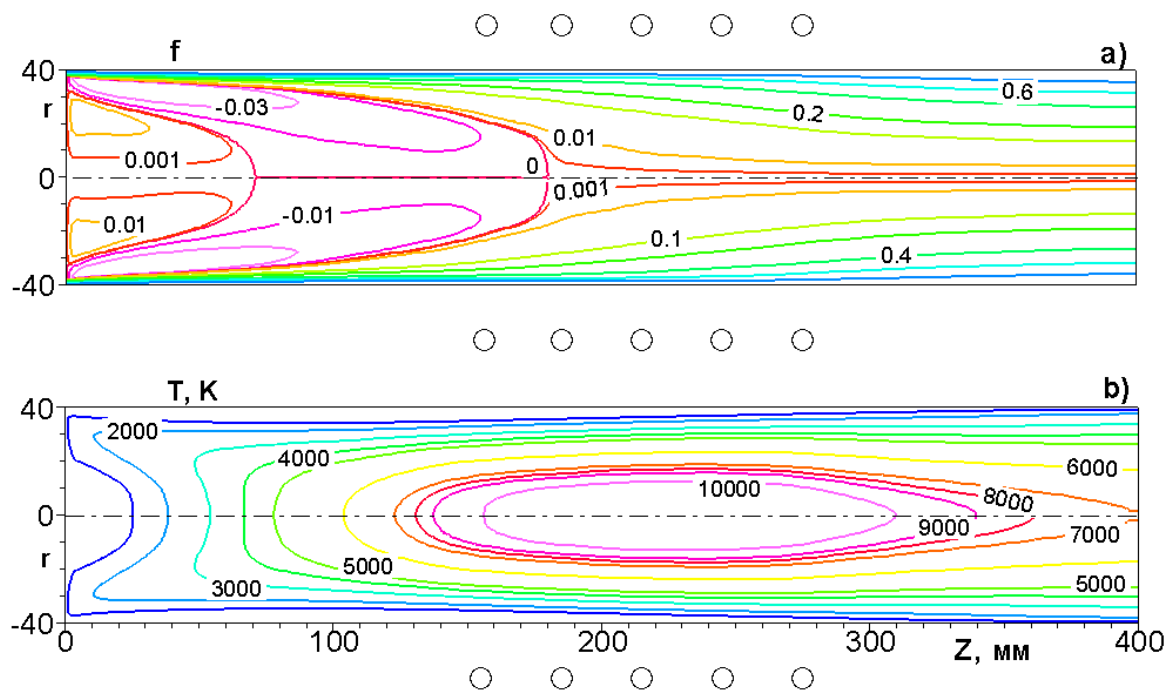


Рисунок 4.2 — Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля ($P = 100$ мбар, $N_{ap} = 45$ кВт, $N_{pl} = 29$ кВт).

профили скорости и температуры воздушной плазмы в выходном сечении канала. Результаты, полученные с использованием 1D (синие кружки) и 2D (черные квадраты) модели, представлены для трех значений мощности плазмотрона.

Дополнительная информацию о влиянии модели электрического поля на течение плазмы в разрядном канале представлена на рис. 4.8 и 4.9, где проведено сравнение осевых распределений скорости и температуры плазмы вдоль оси симметрии, полученных по 1D и 2D моделям, также для трех значений мощности плазмотрона.

На рис. 4.10 показано сравнение радиальных профилей амплитуды электрического поля в срединном сечении разрядного канала плазмотрона ВГУ-4 (сечение $z = 209$ мм), полученных с использованием 1D и 2D модели для трех значений мощности плазмотрона.

В целом по представленным на рис. 4.3–4.7 и в таблице 6 результатам расчетов можно заключить, что для геометрии разрядного канала и индуктора плазмотрона ВГУ-4 переход от одномерной модели электромагнитного поля к двумерной не приводит к существенному изменению результатов. Это подтверждает предыдущие выводы работы [130], где аналогичные расчеты проводились

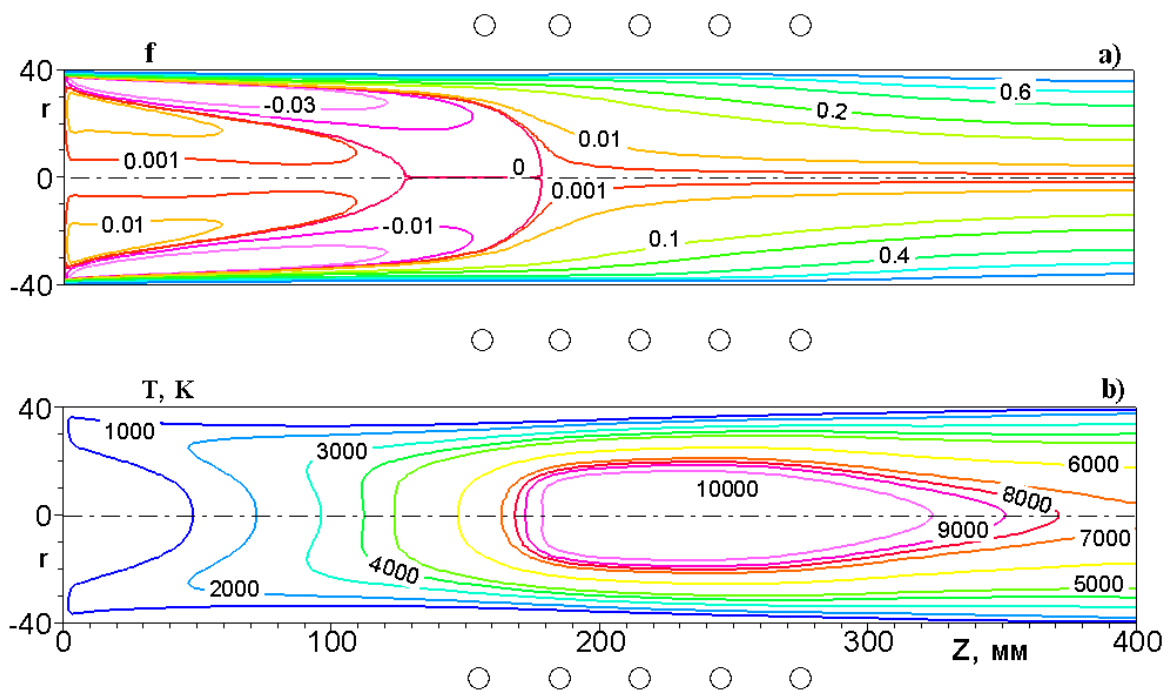


Рисунок 4.3 — Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля.

для аргоновой плазмы в разрядном канале ВГУ-4, причем одномерная модель поля использовалась в расчетах программой Alpha, а двумерная – разработанным в Институте гидродинамики фон Кармана. Данный вывод важен с той точки зрения, что он подтверждает обоснованность использования одномерной модели электромагнитного поля в методике ИПМех РАН, используемой для вычислительного сопровождения экспериментов на плазмотроне ВГУ-4.

4.3.2 Расчеты разрядного канала плазмотрона ВГУ-3

Результаты сравнительных расчетов для плазмотрона ВГУ-3 представлены в табл. 7, где использованы следующие обозначения: N_{ap} и N_{pl} – мощность плазмотрона по анодному питанию и мощность, вкладываемая в плазму, V_c , h_c и T_c – скорость, энтальпия и температура плазмы на оси симметрии в выходном сечении канала, I_0 – амплитуда тока индуктора. Подстолбцы 1D и 2D соответствуют параметрам, рассчитанным с использованием одномерной и двумерной моделей

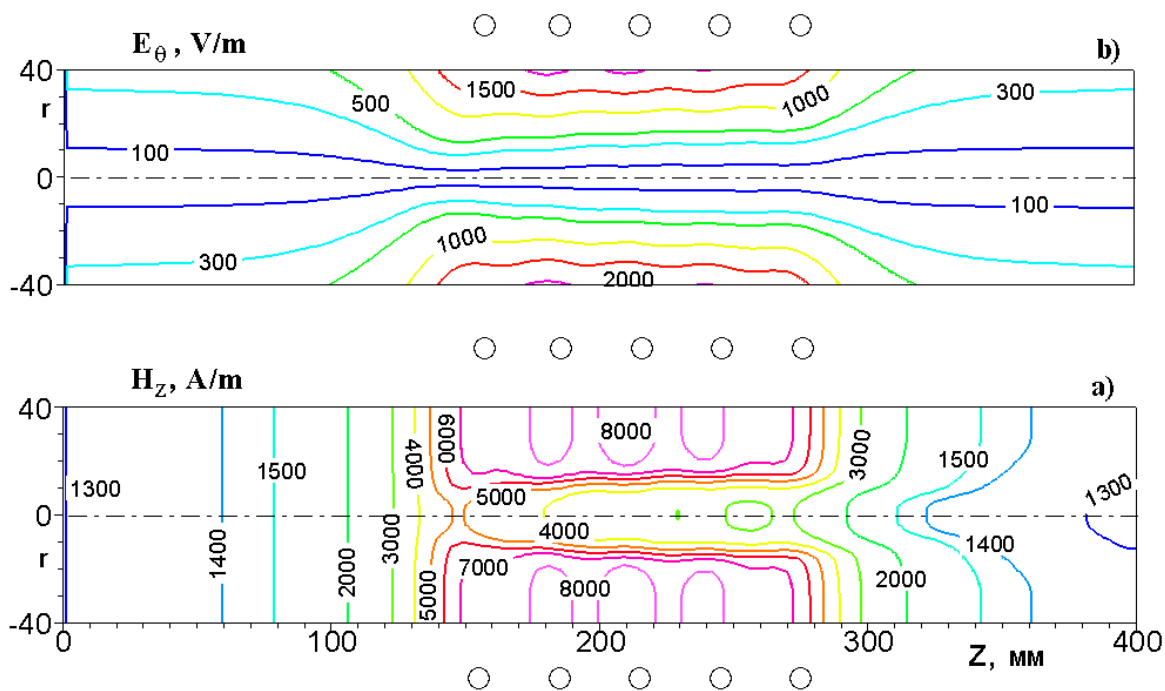


Рисунок 4.4 — Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля.

для амплитуды электрического поля. Подстолбец % соответствует относительной разнице (в процентах) параметров, рассчитанных с использованием 1D- и 2D-моделей электрического поля.

Таблица 7 — Результаты расчетов для ВГУ-3

N_{ap} , кВт	N_{pl} , кВт	V_c , м/с			h_c , МДж/кг			T_c , К			I_0 , А		
		1D	2D	%	1D	2D	%	1D	2D	%	1D	2D	%
400	240	219	187	17	55.3	75.9	27	10148	11468	12	899	1140	21
300	180	170	153	11	51.4	68.0	24	9745	11057	12	775	1000	22
200	120	107	122	12	44.0	54.3	19	8531	10066	15	637	830	23

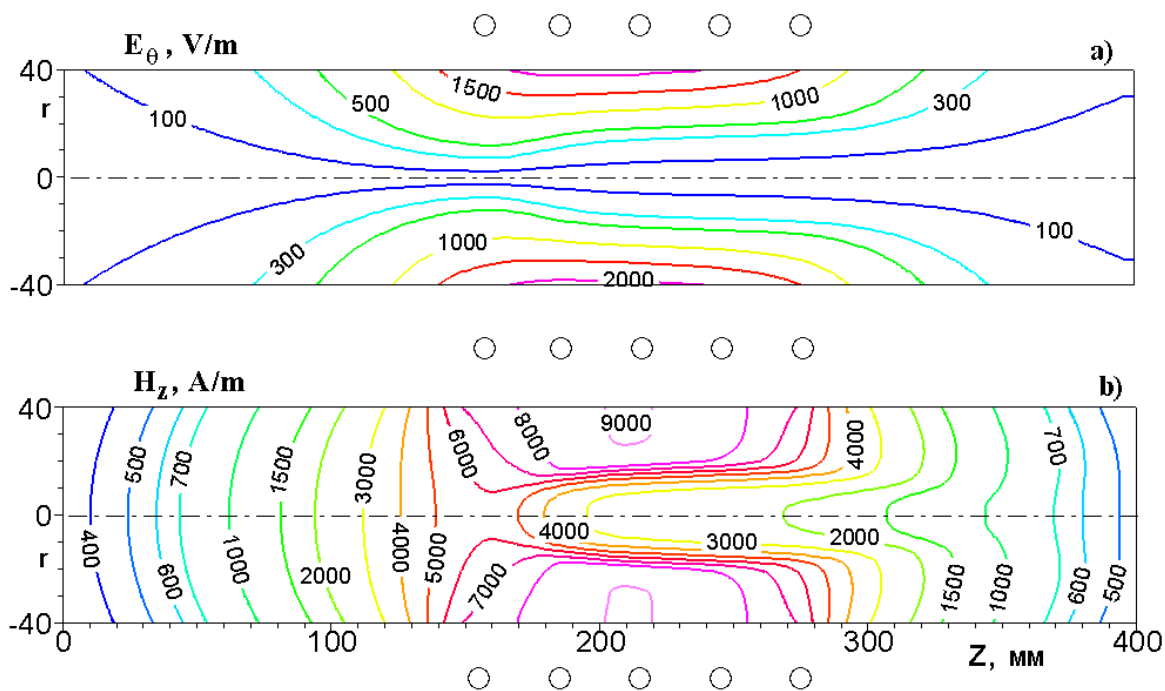


Рисунок 4.5 — Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля.

Сопоставление результатов по газодинамическим параметрам плазмы и характеристикам электрического поля в разрядном канале плазмотрона ВГУ-3, полученных с использованием 1D и 2D моделей, представлено ниже на рисунках 4.11–4.14. Показаны изолинии безразмерной функции тока, изотермы, изолинии амплитуд электрического и магнитного полей, рассчитанные с использованием 1D и 2D моделей, для $P = 100$ мбар, $N_{ap} = 300$ кВт, $N_{pl} = 180$ кВт.

Из сравнения соответствующих рис. 4.11 и 4.12, а также рис. 4.13 и 4.14, хорошо видно, что для плазмотрона ВГУ-3 разница между 1D и 2D результатами значительно больше, чем для плазмотрона ВГУ-4 (см. рис. 4.2–4.5). При этом максимумы температуры, максимумы амплитуд электрического и магнитного полей, полученные с помощью 1D и 2D моделей, отличаются не очень сильно, однако форма изолиний отличается существенно. Именно, модель одномерного электромагнитного поля, в которой пренебрегается осевыми процессами, дает значительные неоднородности электрического поля (а, следовательно, и мощности джоулева тепловыделения Q_J) в ядре плазмы, тогда как двумерная модель предсказывает более равномерный нагрев.

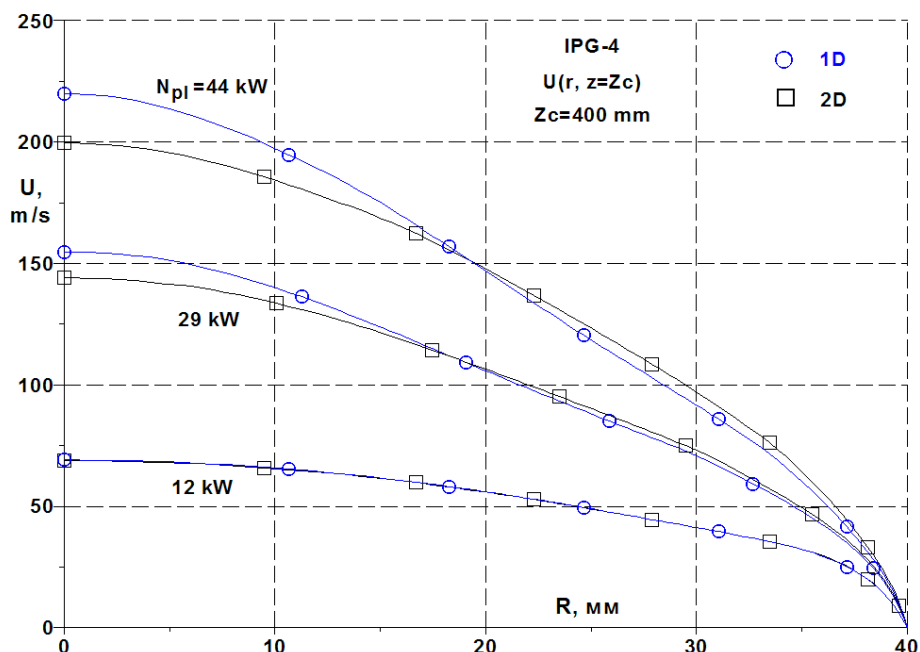


Рисунок 4.6 — Радиальные профили скорости плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-4.

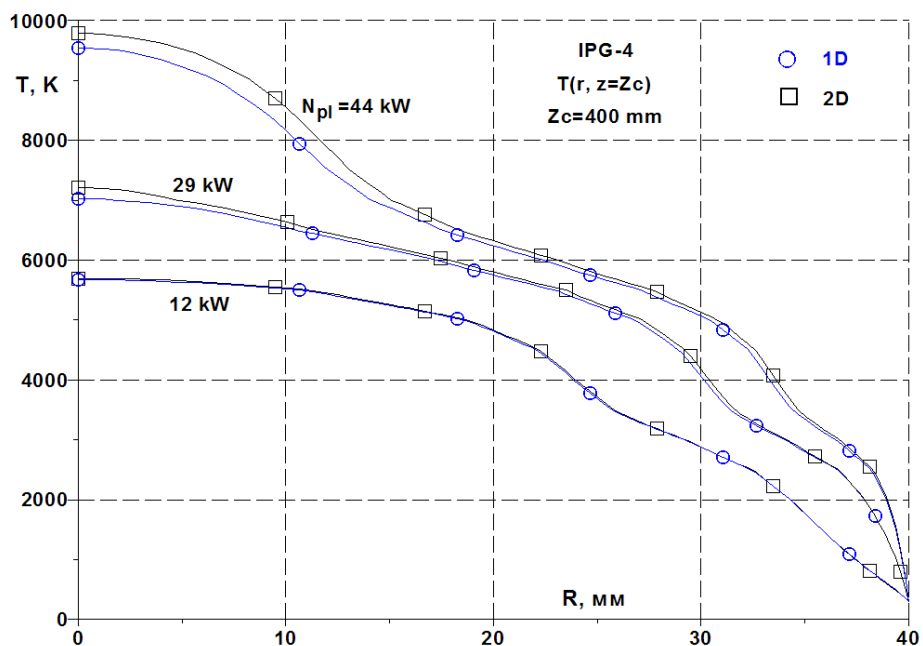


Рисунок 4.7 — Радиальные профили температуры плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-4.

Эти различия в результатах, полученных по 1D и 2D моделям, ярко проявляются на радиальных профилях амплитуды электрического поля, построенных в среднем сечении разрядного канала ($z = 460$ мм) — см. рис. 4.15, а также на осевых распределениях продольной скорости и температуры плазмы, представленных на рис. 4.16 и 4.17. Видно, что вследствие указанной выше локализации нагрева, одномерная модель дает не только количественно, но и качественно неправильную

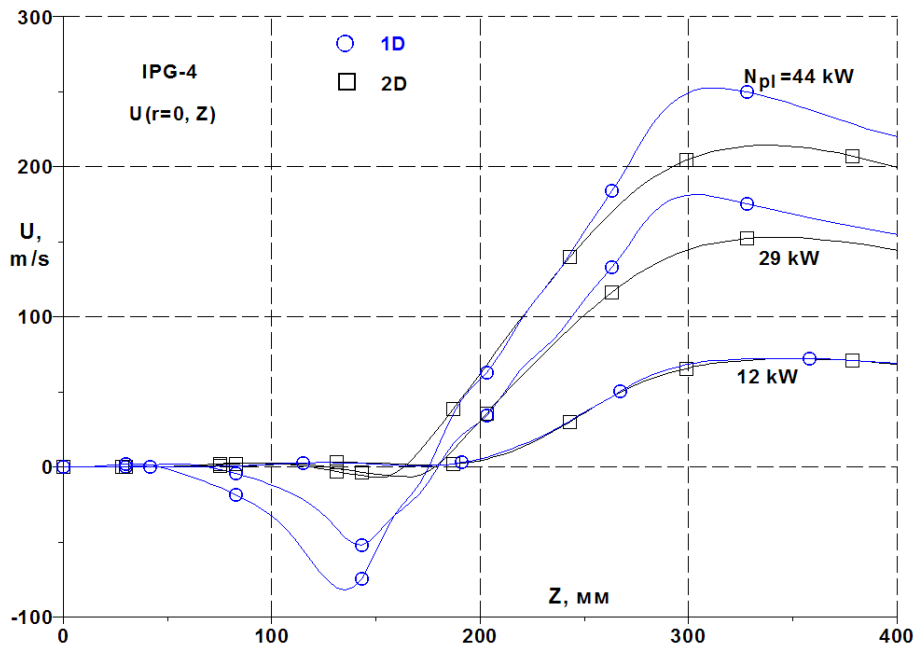


Рисунок 4.8 — Осевые профили продольной скорости плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4.

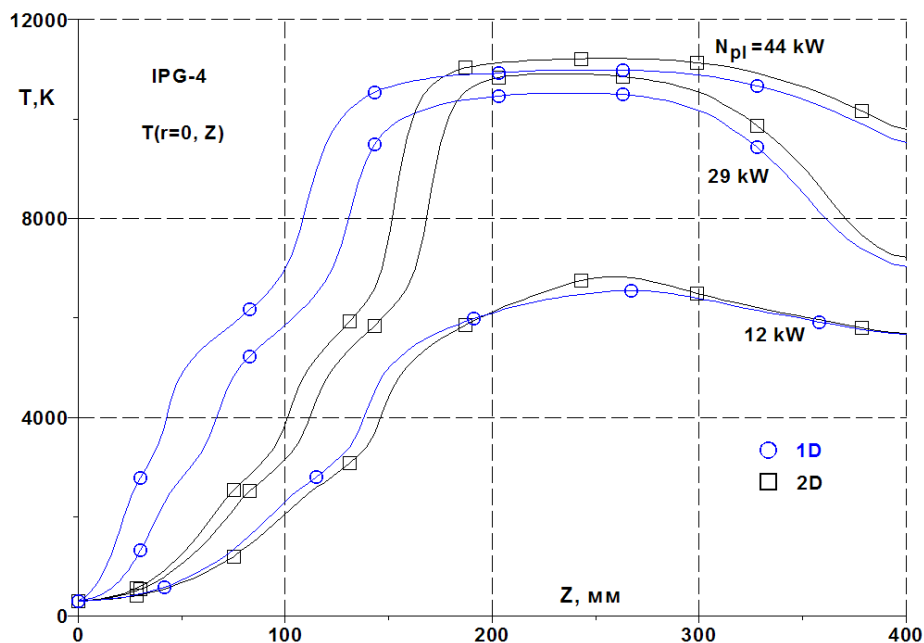


Рисунок 4.9 — Осевые профили температуры плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4.

структуру течения, в которой присутствуют нефизичные вихревые образования и зоны обратных токов в ядре плазмы.

С точки зрения использования результатов расчетов разрядного канала для дальнейшего моделирования течений плазмы в барокамере плазмотрона, наибольший интерес представляют параметры плазмы в выходном сечении разрядного

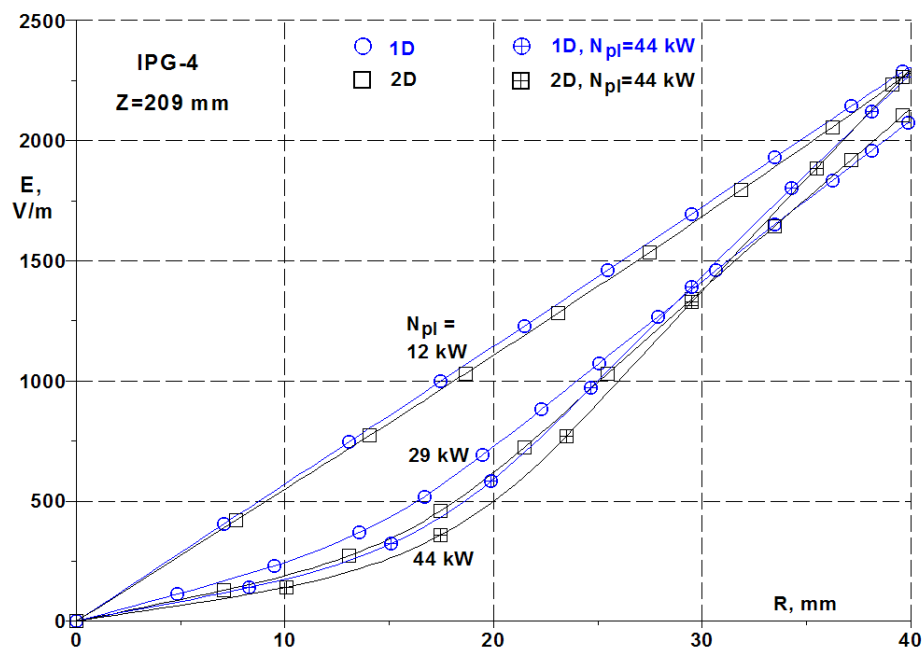


Рисунок 4.10 — Радиальные профили амплитуды электрического поля E в сечении $z = 209$ мм разрядного канала ВГУ-4, полученные с использованием 1D и 2D моделей для трех значений мощности плазмотрона.

канала, которые могут использоваться в качестве условий на входной границе барокамеры.

На рис 4.18 и 4.19 представлены соответствующие распределения для сечения $z = 870$ мм, рассчитанные на основе 1D и 2D моделей для трех значений мощности, вкладываемой в плазму. Сравнение показывает, что для условий плазмотрона ВГУ-3 различия в параметрах плазмы, рассчитанных по различным моделям электромагнитного поля, оказываются существенно большими, чем в случае плазмотрона ВГУ-4 (см. рис. 4.10). Именно, одномерная модель поля дает завышенную скорость и заниженную температуру плазмы на оси, отличия наблюдаются и в характере распределений: так, двумерная модель предсказывает более равномерный профиль скорости по выходному сечению, тогда как вид распределений температуры в целом выглядит качественно подобным.

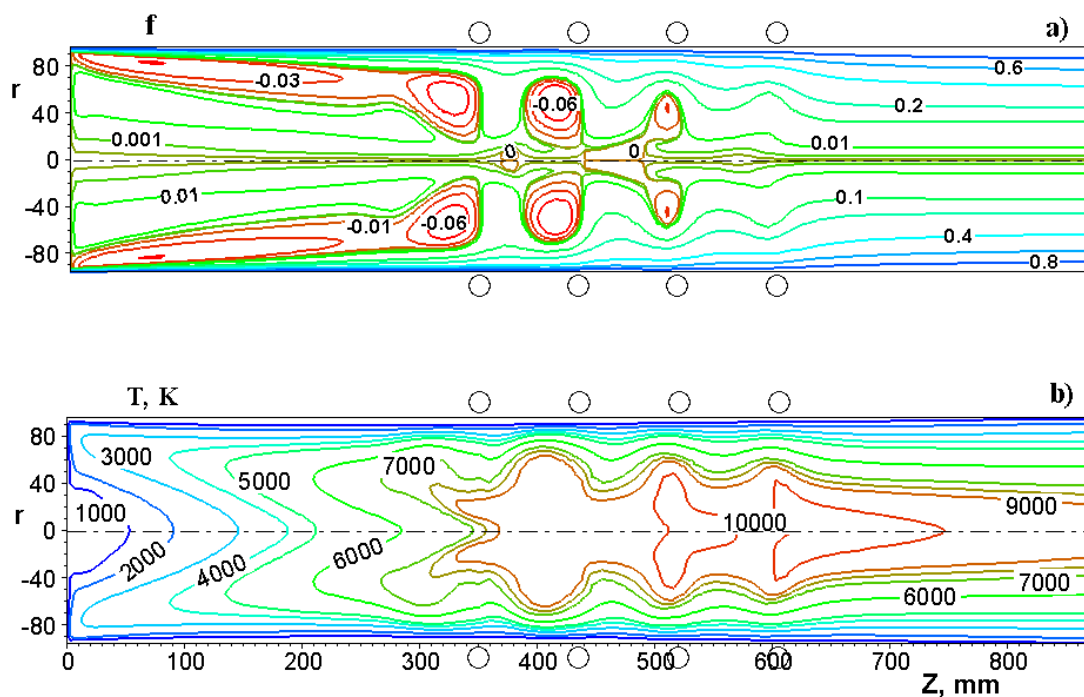


Рисунок 4.11 — Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля ($P = 100$ мбар, $N_{ap} = 300$ кВт, $N_{pl} = 180$ кВт).

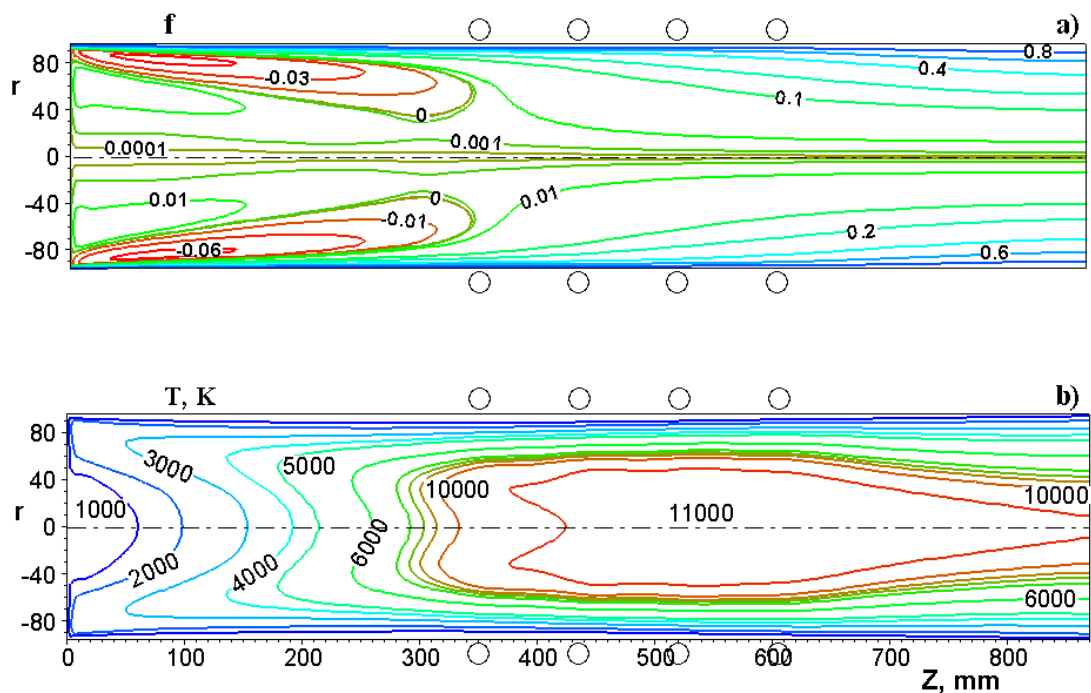


Рисунок 4.12 — Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля.

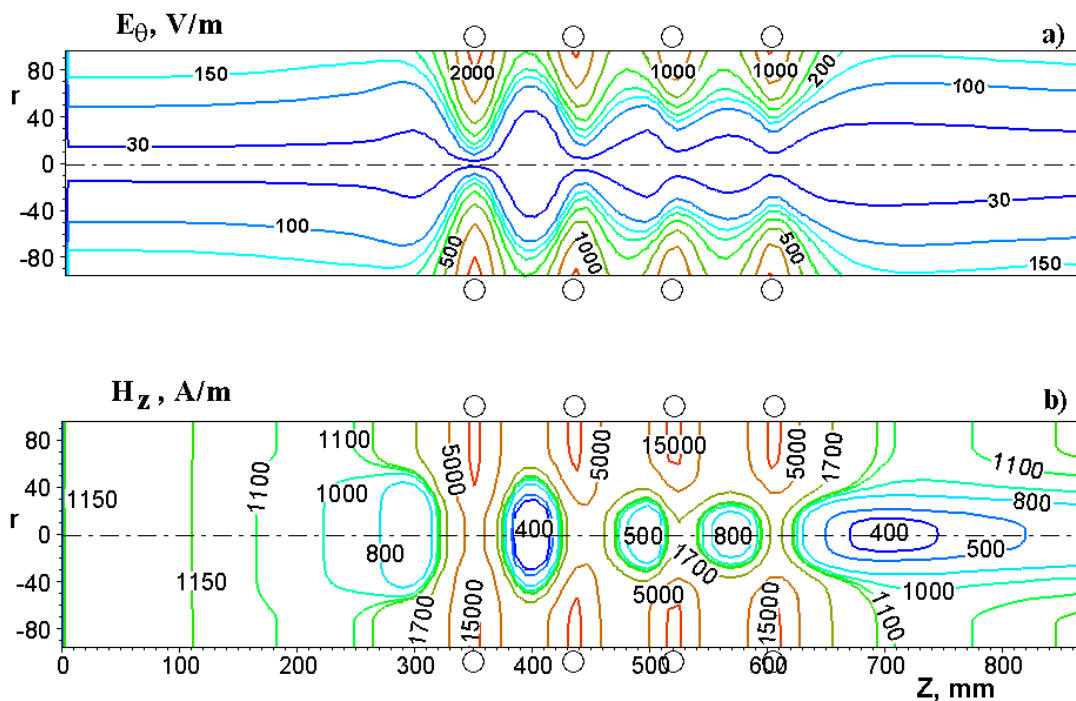


Рисунок 4.13 — Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля.

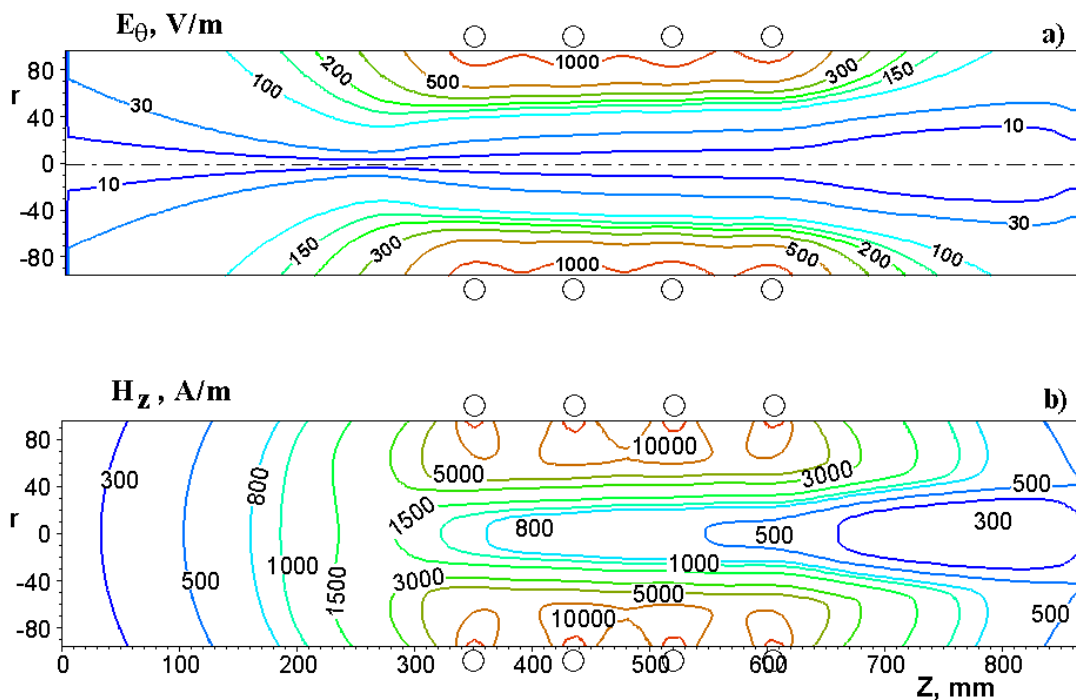


Рисунок 4.14 — Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля.

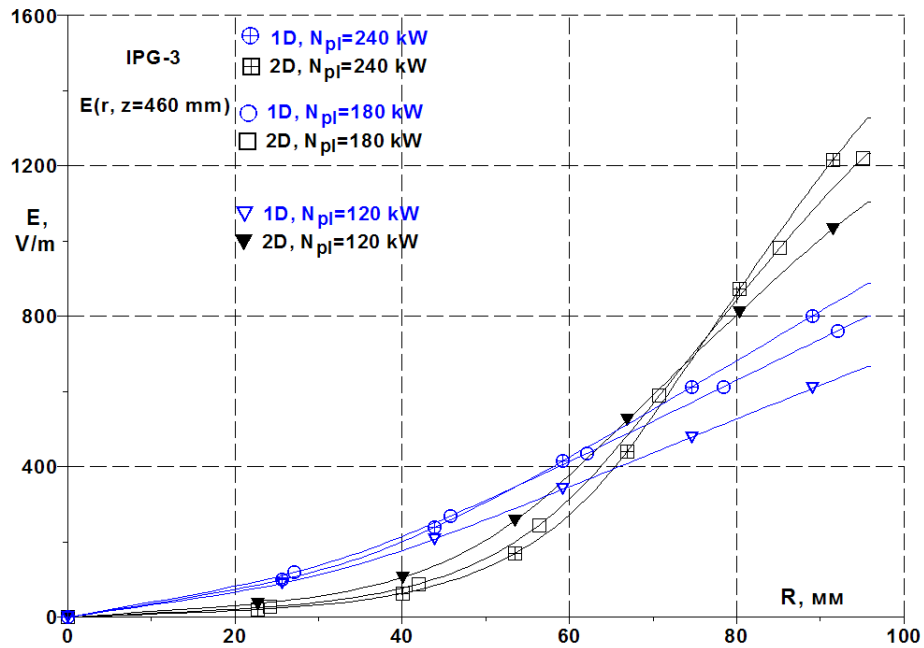


Рисунок 4.15 — Радиальные профили амплитуды электрического поля E в сечении $z = 460 \text{ мм}$ для ВГУ-3, полученные с использованием 1D и 2D моделей для трех значений мощности плазмотрона.

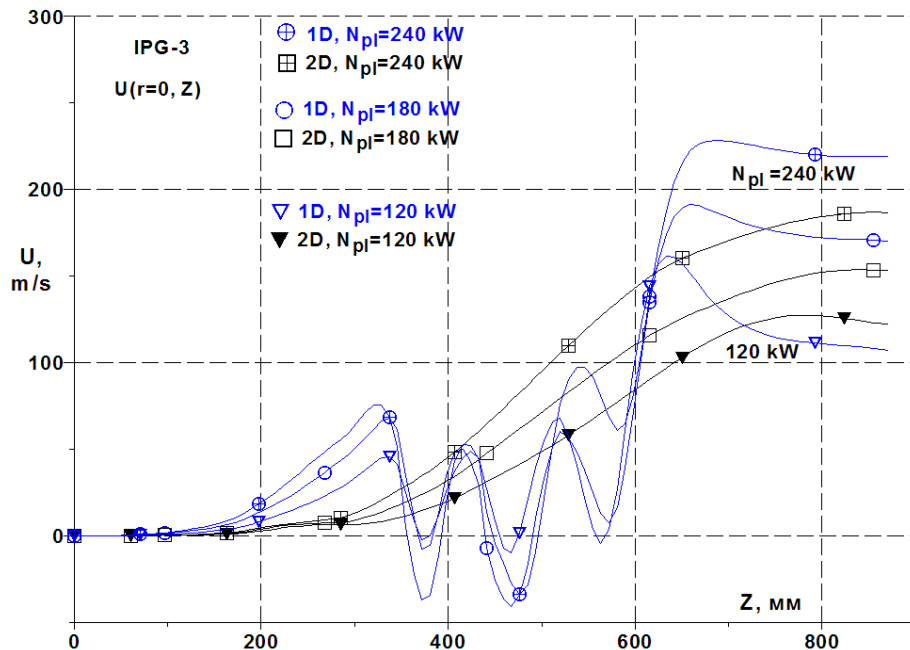


Рисунок 4.16 — Осевые профили продольной скорости плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-3.

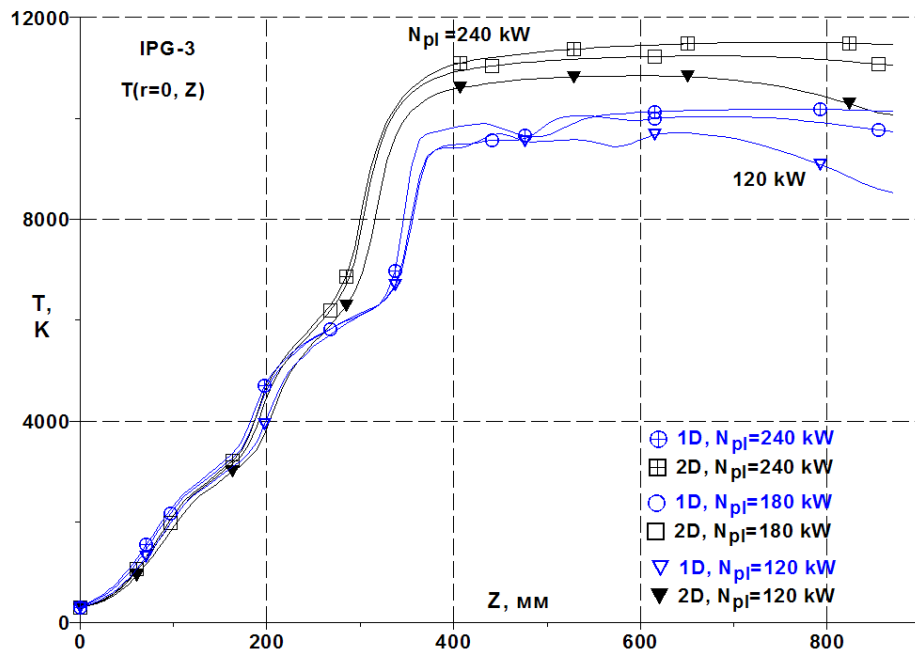


Рисунок 4.17 — Осевые профили температуры плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-3.

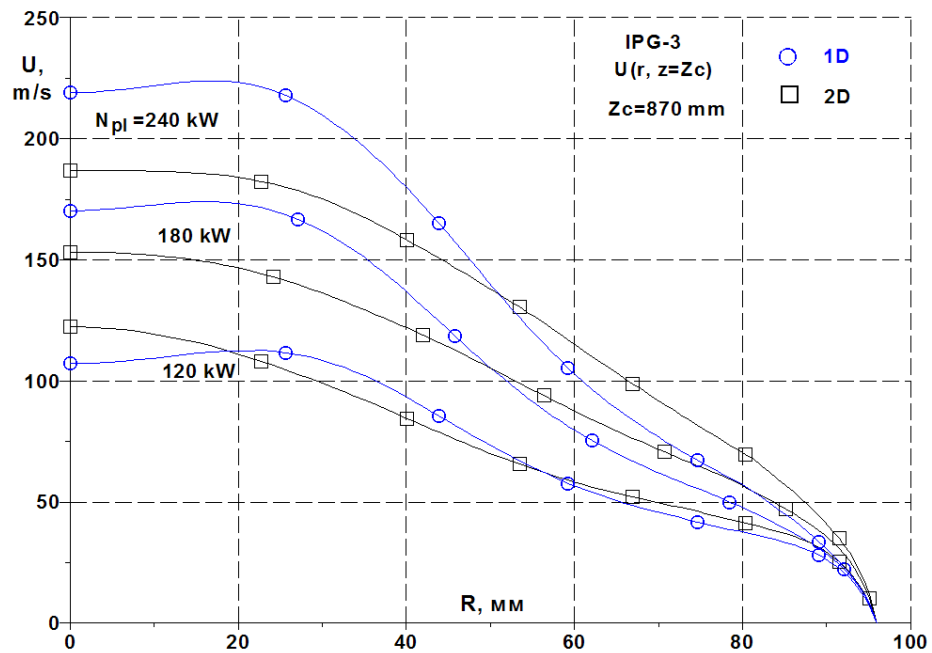


Рисунок 4.18 — Радиальные профили скорости плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-3.

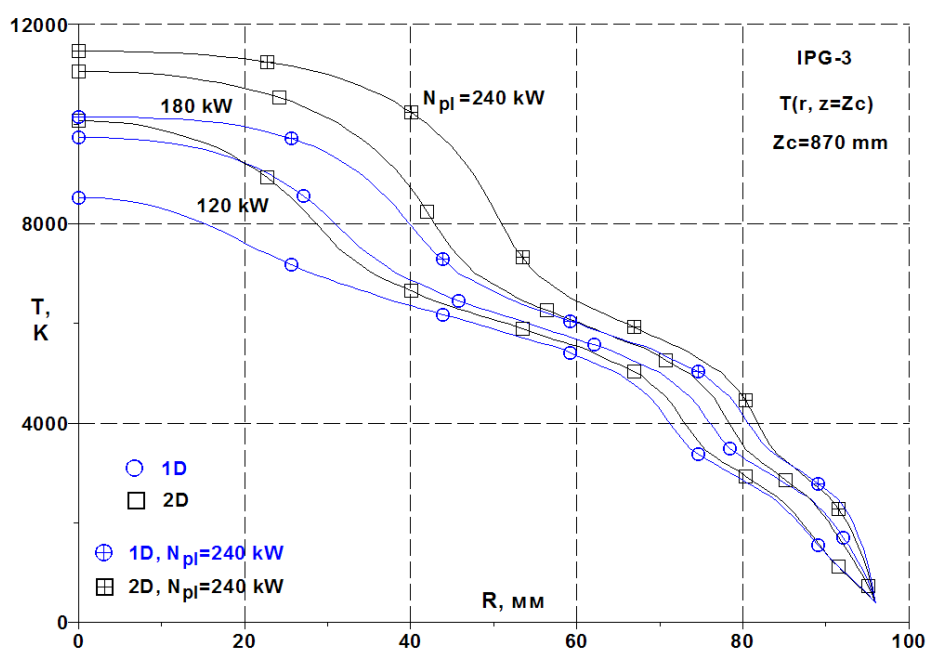


Рисунок 4.19 — Радиальные профили температуры плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-3.

4.4 Выводы по главе 4

Таким образом, проведенные в данной главе расчеты показали, что одномерная модель электромагнитного поля применима только для условий относительно тонких разрядных каналов и невысокой мощности, вкладываемой в плазму (т.е. для условий плазмотрона ВГУ-4).

Приведенные в таблицах 6 и 7 результаты свидетельствуют о том, что для плазмотрона ВГУ-4 использование одномерной модели для расчета амплитуды электрического поля дает хорошие (для малой мощности) или удовлетворительные (для большой мощности) результаты в части газодинамических параметров на выходе из канала. Так, при возрастании вкладываемой в плазму мощности N_{pl} от 20 до 70 кВт, относительная разница в осевых скоростях на выходе из разрядного канала, полученных по 1D и 2D-моделям, увеличивается от 0.3% до 10%, относительная разница в энтальпиях плазмы составляет 2–4%, в температурах – 0.4–2% (см. таблицу 6).

Однако для установки ВГУ-3 использование 1D модели приводит к существенным погрешностям в газодинамических параметрах на выходном сечении канала. Так, в диапазоне мощностей N_{pl} от 120 до 240 кВт, относительная разница в осевых скоростях на выходе из разрядного канала, полученных по 1D и 2D-моделям, составляет 11–17%, относительная разница в энтальпиях плазмы составляет 19–27%, в температурах – 12–15% (см. таблицу 7). При использовании расчетов разрядного канала для дальнейших исследований процессов в барокамере (в том числе – для определения каталитической активности материалов и покрытий) такие погрешности могут существенным образом влиять на точность конечных результатов. Поэтому расчеты плазмотрона ВГУ-3 должны проводиться с использованием двумерной модели электрического поля.

Глава 5. Обтекание образцов дозвуковым потоком воздушной плазмы

5.1 Геометрия и параметры расчетов

В работе [51] на плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН в потоках диссоциированного воздуха получены экспериментальные данные по тепловым потокам на водоохлаждаемых датчиках с тепловоспринимающими поверхностями из семи металлов (меди, серебра, ниобия, золота, тантала, бериллия, молибдена). В этой же работе на основе известной методики ИПМех РАН [22; 25] были определены эффективные коэффициенты каталитической рекомбинации γ_w .

В настоящей работе проведено численное моделирование осесимметричного обтекания цилиндрической модели с плоским носком неравновесной воздушной плазмой для четырех режимов работы плазмотрона ВГУ-4, представленных в табл. 8. При этом расчеты проведены для перечисленных выше семи металлических поверхностей датчиков, используя полученные в [51] значения γ_w . В табл. 8 также приведены экспериментальные значения теплового потока q_w^{exp} [51], остальные колонки табл. 8 содержат рассчитанные значения тепловых потоков, которые анализируются ниже.

Таблица 8 — Параметры расчетов обтекания модели воздушной плазмой

P_s , гПа	N_{ap} , кВт	Мат.	γ_w	q_w^{exp} , Вт/см ²	q_w^{max} , Вт/см ²	q_w^{av} , Вт/см ²	$\chi\%$	$\varepsilon^{\text{max}}\%$	$\varepsilon^{\text{av}}\%$
50	45	Ag	1.0	158.96	153.72	152.34	0.9	-3.3	-4.2
		Cu	0.52	158.54	153.20	151.58	1.1	-3.4	-4.4
		Nb	$8.0 \cdot 10^{-3}$	109.95	106.85	103.14	3.6	-2.8	-6.2
		Au	$7.6 \cdot 10^{-3}$	108.74	105.82	102.14	3.6	-2.7	-6.1
<i>см. далее</i>									

(продолжение)									
$P_{сгПа}$	N_{ap} кВт	Мат.	γ_w	q_w^{exp}	q_w^{max}	q_w^{av}	$\chi\%$	$\varepsilon^{max}\%$	$\varepsilon^{av}\%$
		Ta	$4.5 \cdot 10^{-3}$	94.76	96.82	93.22	3.9	2.2	-1.6
		Be	$4.4 \cdot 10^{-3}$	94.46	96.49	92.89	3.9	2.1	-1.7
		Mo	$2.2 \cdot 10^{-3}$	80.72	88.37	84.97	4.0	9.5	5.3
	64	Ag	1.0	221.00	203.84	203.22	0.3	-7.8	-8.0
		Cu	0.47	220.05	202.76	201.79	0.5	-7.9	-8.3
		Nb	$1.0 \cdot 10^{-2}$	153.94	142.27	137.81	3.2	-7.6	-10.5
		Au	$9.4 \cdot 10^{-3}$	149.75	140.46	136.02	3.3	-6.2	-9.2
		Ta	$6.1 \cdot 10^{-3}$	131.83	128.91	124.75	3.3	-2.2	-5.4
		Be	$5.0 \cdot 10^{-3}$	125.40	124.36	120.34	3.3	-0.8	-4.0
		Mo	$2.6 \cdot 10^{-3}$	104.68	112.85	109.27	3.3	7.8	4.4
	100	45	Ag	0.11	145.74	154.13	150.98	2.1	5.8
Cu			1.0	147.37	156.60	154.16	1.6	6.3	4.6
Nb			$4.1 \cdot 10^{-3}$	121.40	117.36	112.28	4.5	-3.3	-7.5
Au			$3.0 \cdot 10^{-3}$	118.63	113.32	108.28	4.6	-4.5	-8.7
<i>см. далее</i>									

(продолжение)									
P_s ГПа	N_{ap} кВт	Мат.	γ_w	q_w^{exp}	q_w^{max}	q_w^{av}	$\chi\%$	$\varepsilon^{\text{max}}\%$	$\varepsilon^{\text{av}}\%$
		Ta	0	106.65	98.42	93.67	5.1	-7.7	-12.2
		Be	0	105.45	98.39	93.67	5.0	-6.7	-11.2
		Mo	0	99.70	98.38	93.67	5.0	-1.3	-6.0
	64	Ag	0.17	217.15	209.78	206.47	1.6	-3.4	-4.9
	Cu	1.0	218.95	212.16	209.54	1.3	-3.1	-4.3	
	Nb	$6.8 \cdot 10^{-3}$	179.01	162.42	155.715	4.3	-9.3	-13.0	
	Au	$4.8 \cdot 10^{-3}$	171.35	154.63	147.86	4.6	-9.8	-13.7	
	Ta	$1.9 \cdot 10^{-4}$	143.19	126.18	120.19	5.0	-11.9	-16.1	
	Be	$5.1 \cdot 10^{-5}$	142.06	124.96	119.03	5.0	-12.0	-16.2	
	Mo	0	133.61	124.49	118.58	5.0	-6.8	-11.2	

На рис. 5.1 приведена расчетная область для моделирования эксперимента с воздухом [51], а также приведены типы задаваемых в расчетах граничных условий.

Расчеты проведены для геометрических характеристик, соответствующих экспериментам [51]. Диаметр барокамеры составлял $D_b = 800$ мм, в продольном направлении расчетная область занимала длину $H_b = 200$ мм. Воздушная плазма вытекала из разрядного канала диаметром $D_{in} = 80$ мм, скорость истечения определялась заданным расходом плазмообразующего газа.

Цилиндрическая модель имела диаметр $D_m = 50$ мм (в экспериментах использовалась модель, имеющая радиус скругления кромки 11.5 мм, однако в расчетах это скругление не учитывалось). Модель была снабжена проточным

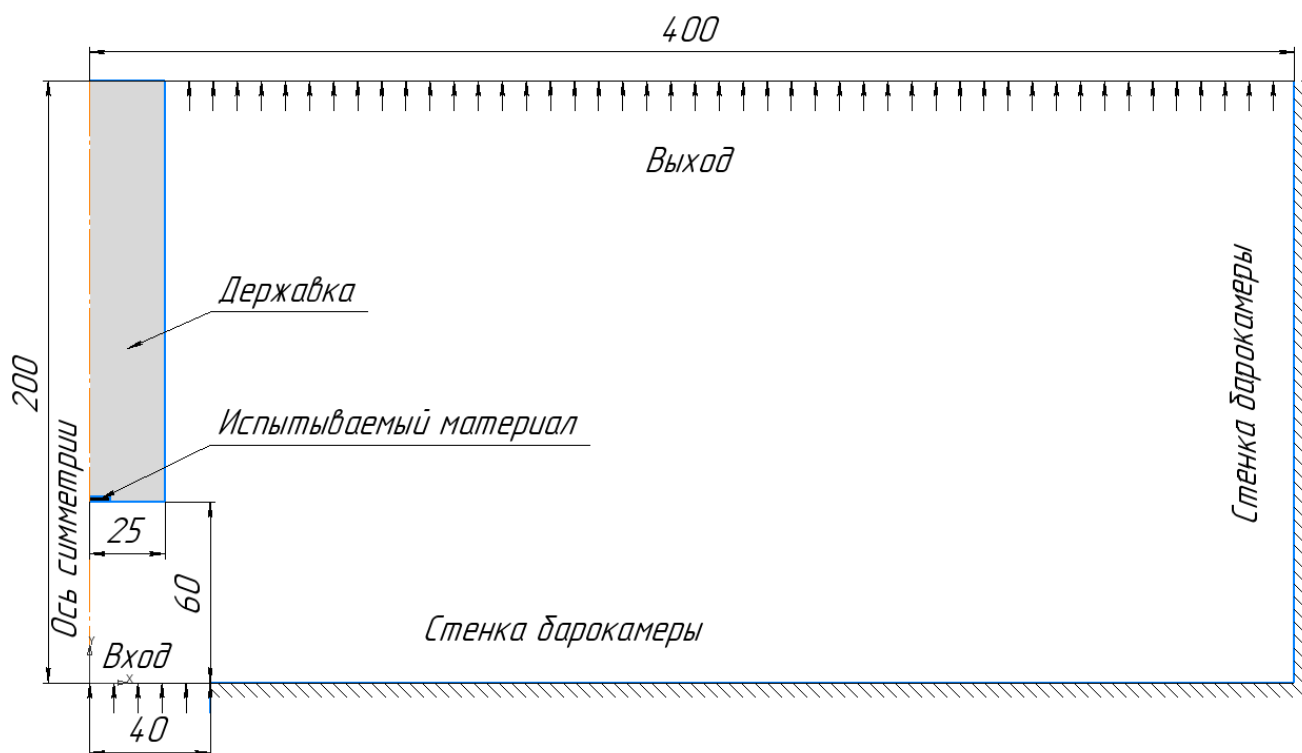


Рисунок 5.1 — Расчетная область барокамеры плазмотрона с типами граничных условий.

калориметром – датчиком теплового потока, схематически изображенном на рис. Расстояние от источника плазмы до модели составляло $H_m = 60$ мм, датчик теплового потока имел диаметр $D_s = 13.8$ мм.

Параметры плазмы во входном сечении рассчитывались по равновесной модели на основе программы Alpha [51], при этом массовый расход воздуха соответствовал экспериментальному значению $Q = 2.4$ г/с. На рис. 5.3 (а) и (б) показаны радиальные распределения температуры, скорости на выходе из разрядного канала при четырех режимах работы плазмотрона, представленных в табл. 8. На рис. 5.3 (в) и (г) представлены мольные доли нейтральных и заряженных компонент компонент для одного из режимов $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт. Эти распределения температуры, скорости и химического состава использовались в качестве граничных условий на входной границе при расчете программой IPG2D. Из данных табл. 9 видно, что на оси воздух сильно диссоциирован со степенью диссоциации порядка 95% и частично ионизован со степенью ионизации до 4%.

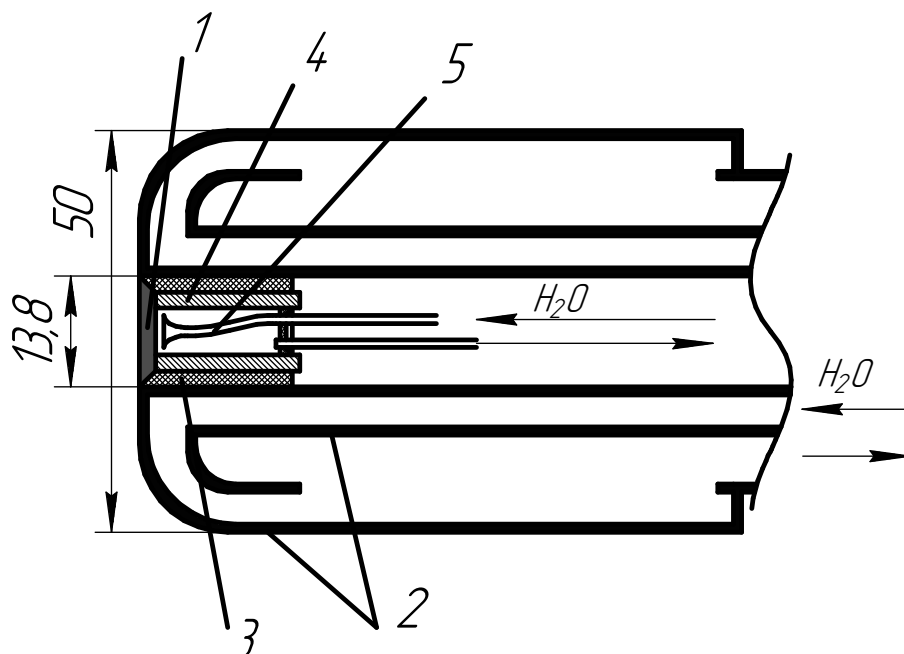


Рисунок 5.2 — Схема державки и проточного калориметра с испытуемым материалом на тепловоспринимающей поверхности. 1 – каталитическая вставка с испытуемым материалом, 2 – державка, 3 – теплоизоляция, 4 – калориметр, 5 – медные трубки

Таблица 9 — Степень диссоциации и ионизации воздушной плазмы на входе в центре струи

	$P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 45$ кВт	$P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт	$P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 45$ кВт	$P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт
x_e	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$4.1 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$
x_N	0.76	0.72	0.73	0.75
x_O	0.21	0.19	0.22	0.20

Температура поверхности водоохлаждаемой модели и датчика теплового потока составляла $T_w = 300$ К, температура стенок барокамеры считалась равной $T_b = 300$ К. Эффективный коэффициент каталитической рекомбинации γ_w на тепловоспринимающей поверхности датчика в каждом расчете задавался в соответствии с табл. 8, на остальной поверхности медной водоохлаждаемой модели он был постоянным и равным $\gamma_{w0} = 1$.

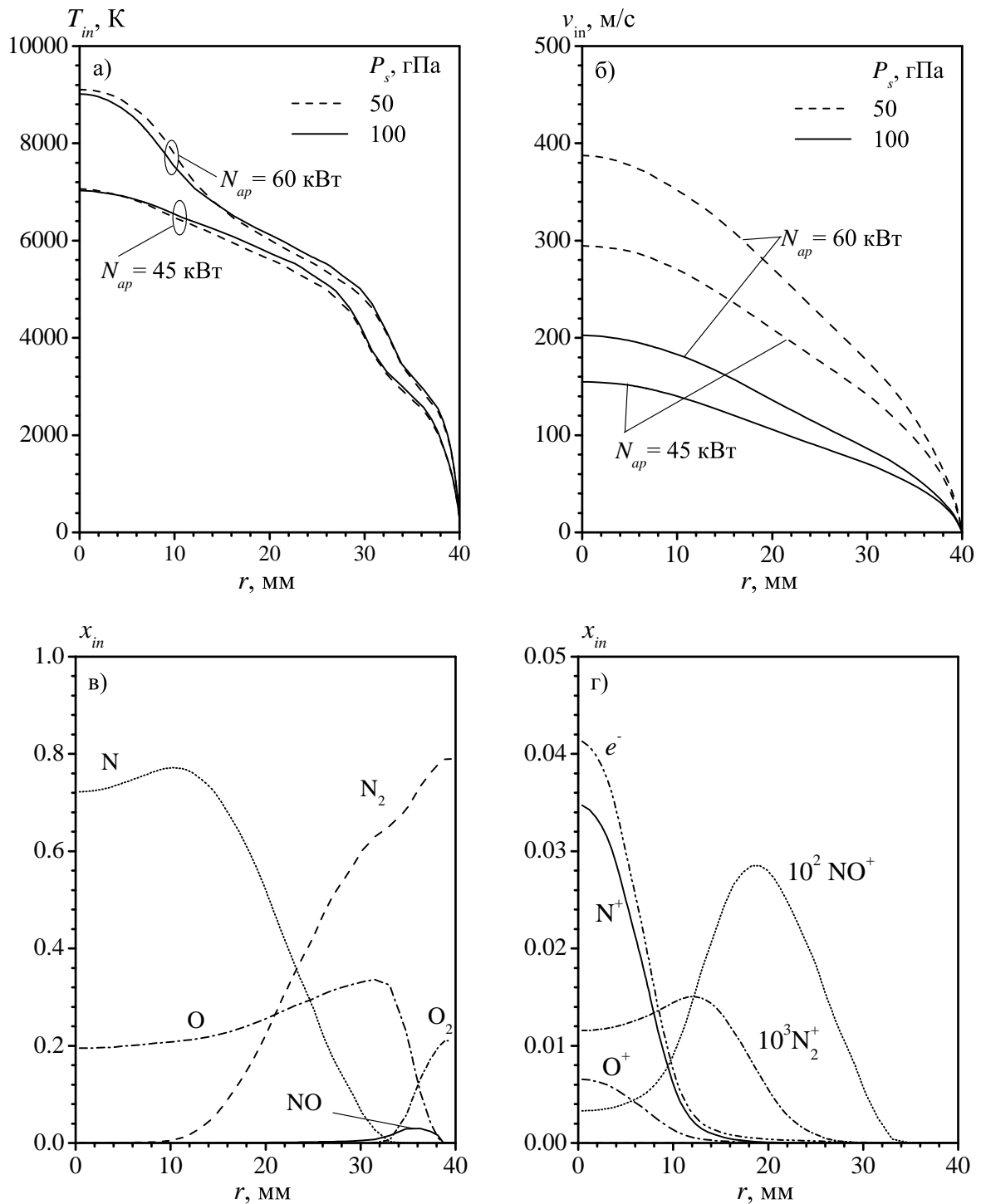


Рисунок 5.3 — Радиальные распределения во входном сечении источника, расчет программой Alpha [51]: (а) температура T_{in} ; (б) входная осевая скорость V_{in} ; (в) мольные доли нейтральных компонент $x_{i,in}$ для $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт. (г) мольные доли заряженных компонент $x_{i,in}$ для $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт.

Расчеты проводились в прямоугольной области размером 400×200 мм на неравномерных расчетных сетках, содержащих 136×156 ячеек. Сетка сгущалась в радиальном направлении к границе датчика теплового потока (минимальный

радиальный размер ячейки у границы $r = R_s$ составлял 10^{-4} м), к границе входного отверстия $r = R_{in}$ ($1.6 \cdot 10^{-4}$ м) и к боковой поверхности образца $r = R_m$ ($2.5 \cdot 10^{-4}$ м). В осевом направлении сетка сгущалась к переднему торцу образца, минимальный размер ячейки у поверхности составлял $5 \cdot 10^{-5}$ м. Сгущение сетки по обоим направлениям производилось по правилу геометрической прогрессии, характер сгущения сетки показан на рис. 5.4.

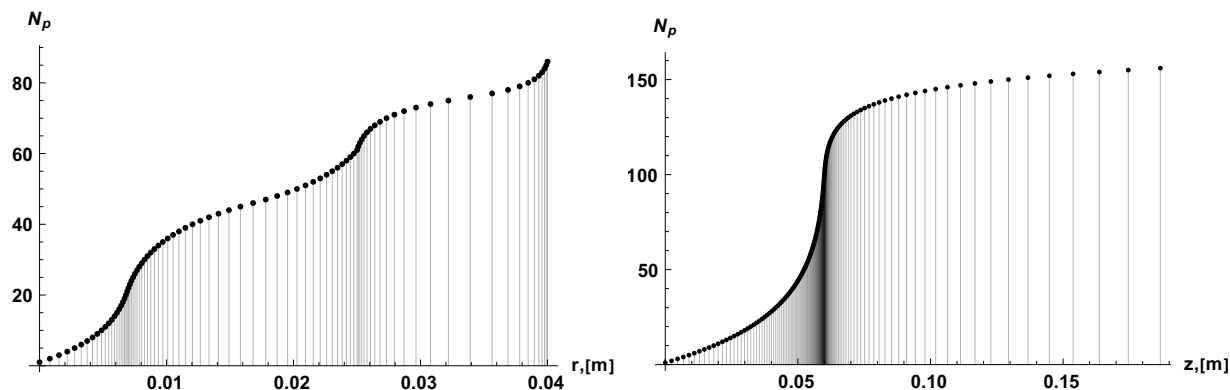


Рисунок 5.4 — Координаты сеточных линий в радиальном (слева) и осевом (справа) направлениях. В радиальном направлении показан участок только до границы входного канала, N_p — номер сеточной линии по соответствующему направлению.

Решение стационарной задачи об обтекании осуществлялось по неявной численной схеме, типичное число Куранта в расчетах составляло 2000.

5.2 Структура течения около цилиндрической модели

Рассмотрим сначала общую картину обтекания образца, используя в качестве примера вариант из табл. 8, соответствующий датчику теплового потока, выполненному из ниобия, давление в барокамере 100 гПа, мощность ВЧ-генератора $N_{ap} = 64$ кВт.

На рис. 5.5 а)–г) приведены поля температуры T и линии тока, мольные доли атомарного кислорода x_O , атомарного азота x_N и окиси азота x_{NO} , демонстрирующие набегание струи плазмы на модель, растекание вдоль лобовой поверхности, дальнейшее течение вдоль цилиндрической образующей модели. Хорошо видна более быстрая рекомбинация атомов азота по сравнению с атомами кислорода. Окись азота образуется в основном на внешней границе струи плазмы, а также в погранслое вблизи холодной поверхности тела.

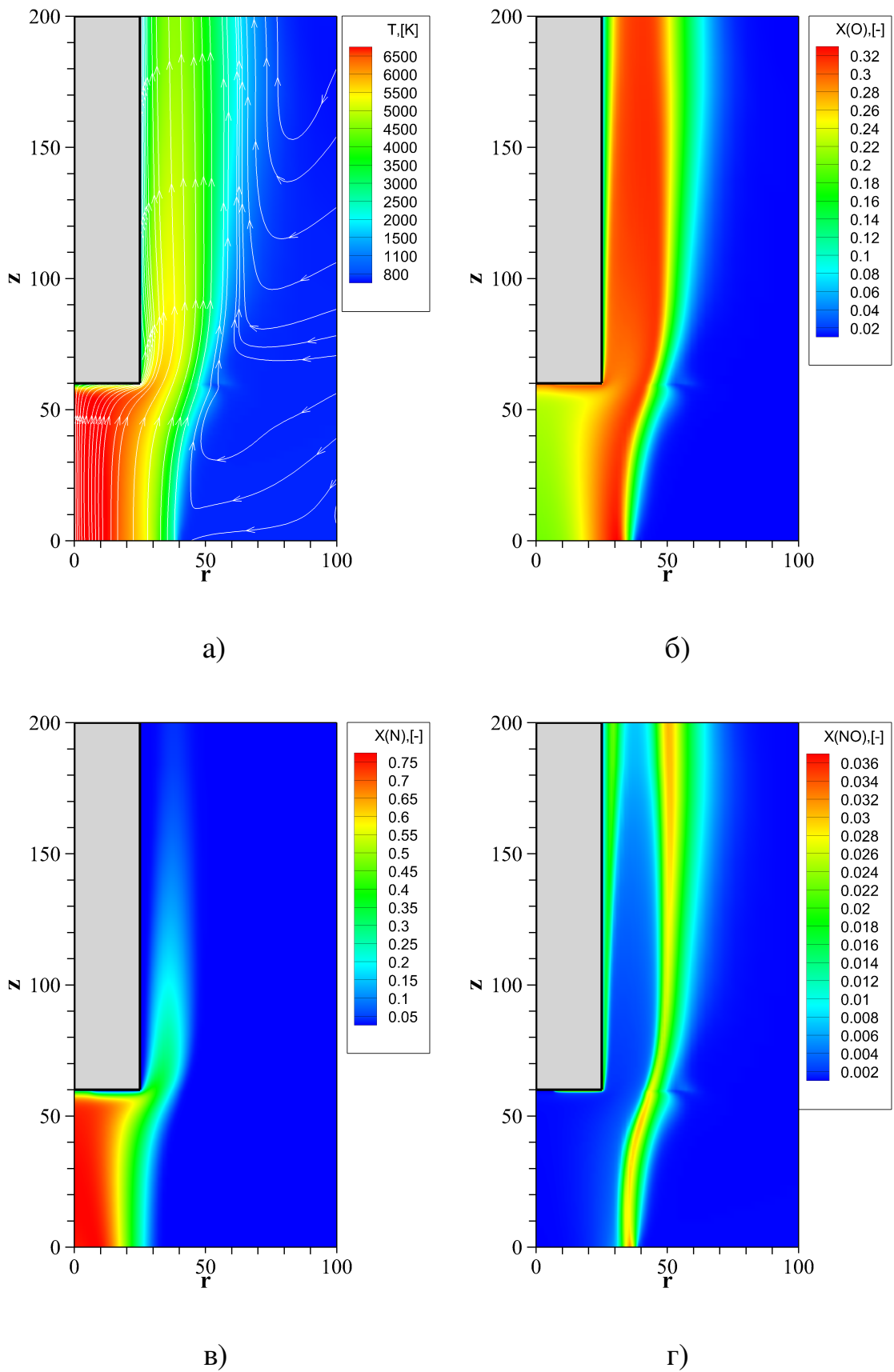


Рисунок 5.5 — Обтекание образца потоком плазмы: (а) температура и линии тока; (б) мольная доля O; (в) мольная доля N; (г) мольная доля NO.

Чтобы продемонстрировать процессы ионизации в плазме, на рис. 5.6 а)–г) представлены мольные доли электронов x_e , а также ионов x_{O^+} , x_{N^+} и x_{NO^+} . Видно, что по мере остывания плазмы степень ее ионизации значительно снижается, так что вблизи поверхности водоохлаждаемой модели газ оказывается практически не ионизованным.

Наиболее значительные проявления неравновесных физико-химических процессов в плазме происходят вблизи поверхности модели и датчика теплового потока, как вследствие резкого охлаждения газа, так и вследствие влияния гетерогенных каталитических реакций. Эти процессы протекают в тонком погранслое на поверхности модели, причем наибольший интерес представляют распределения концентраций и температуры вдоль переднего торца.

На рис. 5.7 а)–г) укрупненно показаны распределения температуры и мольных долей O , O_2 и NO вблизи передней поверхности модели, при этом для ясности масштаб по осевой координате выбран значительно большим, чем по радиальной. Видна сильная неравномерность концентраций, обусловленная большой разницей в каталитических свойствах материала датчика (в пределах до радиуса $R_s = 6.9$ мм) и медной поверхности модели.

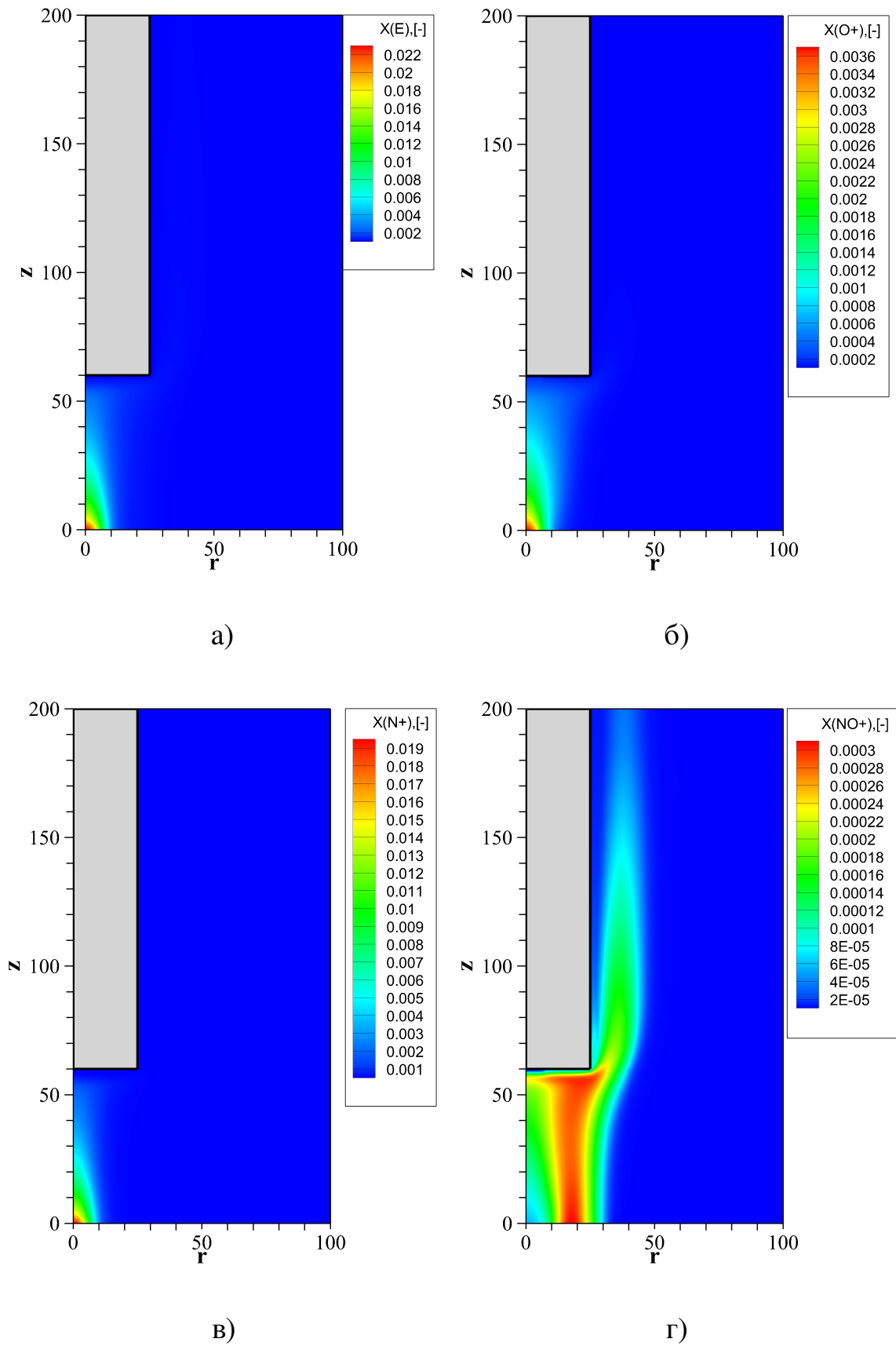


Рисунок 5.6 — Распределения ионизованных компонент при обтекании образца потоком плазмы: (а) мольная доля электронов; (б) мольная доля иона O^+ ; (в) мольная доля иона N^+ ; (г) мольная доля иона NO^+ .

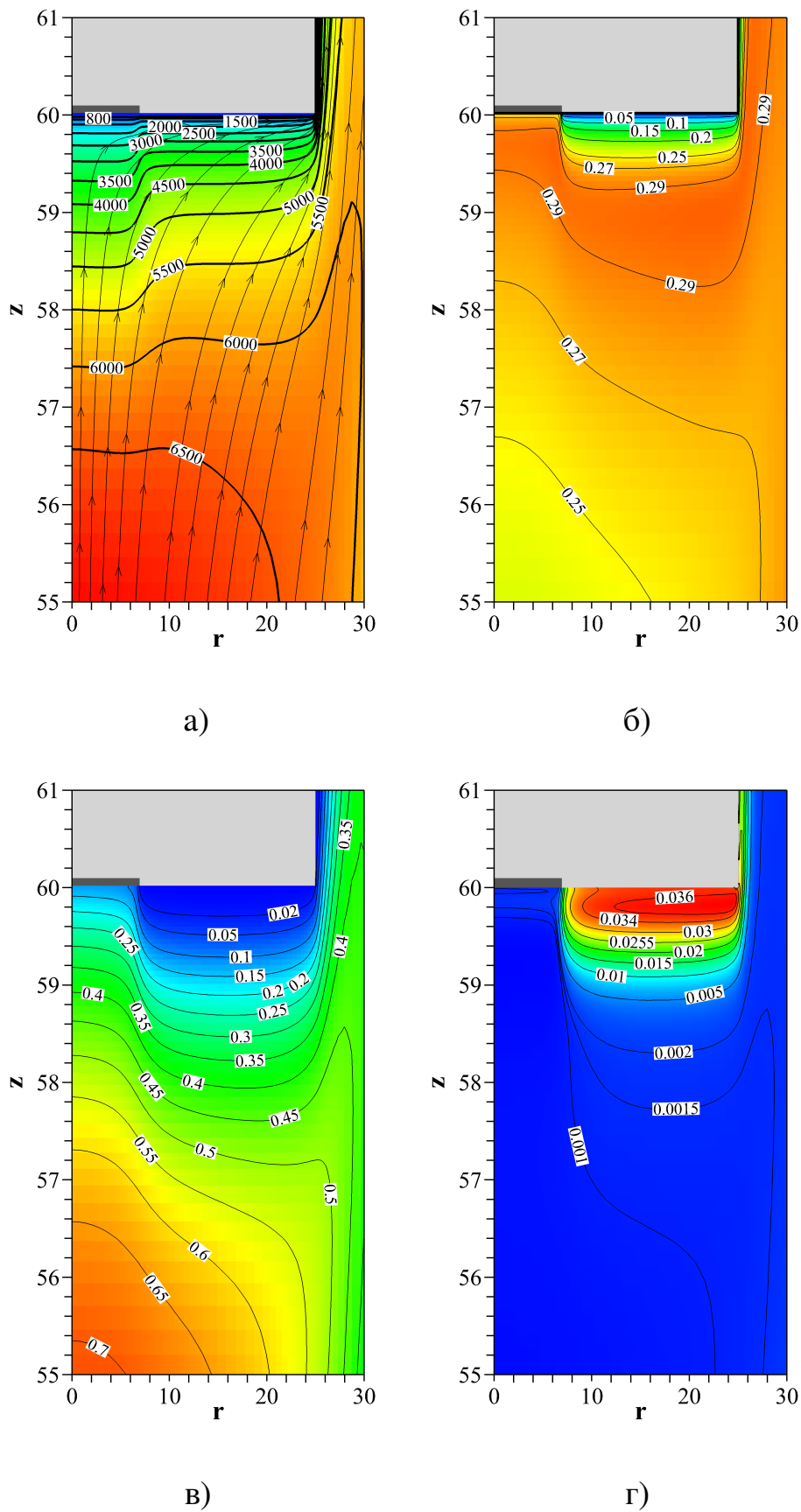
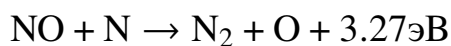
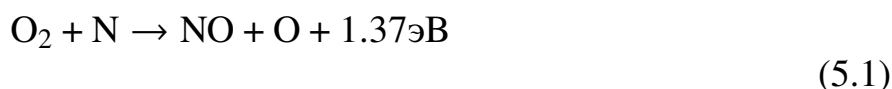


Рисунок 5.7 — Характеристики плазмы вблизи переднего торца модели (укрупненный масштаб по оси z): (а) температура и линии тока; (б) мольная доля O; (в) мольная доля N; (г) мольная доля NO. На поверхности модели обозначено положение датчика теплового потока.

5.3 Структура пограничного слоя при различной каталитичности поверхности

На рис. 5.8 показаны осевые профили мольных долей компонент, участвующих в рекомбинации, вблизи передней критической точки модели. Сплошными линиями показано изменение химического состава для полностью каталитической стенки. Видно, что для некаталитической стенки изменение концентрации атомарного кислорода незначительно, поэтому пограничный слой можно считать замороженным. Однако при увеличении γ_w такое предположение может приводить к заниженным на десятки процентов тепловым потокам.

На рис. 5.9 а) для условий $P_s = 100$ гПа представлены профили температур в пограничном слое на каталитической (сплошные линии) и некаталитической стенке. Видно, что вблизи каталитической поверхности происходит разогрев газа в пограничном слое вследствие протекания обменных реакций и интенсивной газофазной рекомбинации азота [131].



Суммарный эффект этих двух реакций заключается в рекомбинации двух атомов азота в молекулу азота и в диссоциации молекулы кислорода, образовавшейся в результате каталитической рекомбинации на стенке. На рис. 5.9 б) количественно показана разность температур. Максимальный разогрев пограничного слоя вследствие протекания реакций (5.1) наблюдается на расстояниях до 1 мм от поверхности и достигает 1000 К.

5.4 Сравнение с расчетами по равновесной модели плазмы

С точки зрения верификации разработанной вычислительной модели, представляет интерес сопоставить результаты расчетов программой IPG2D для течений химически неравновесной плазмы (результаты обозначены ниже как CNEQ –

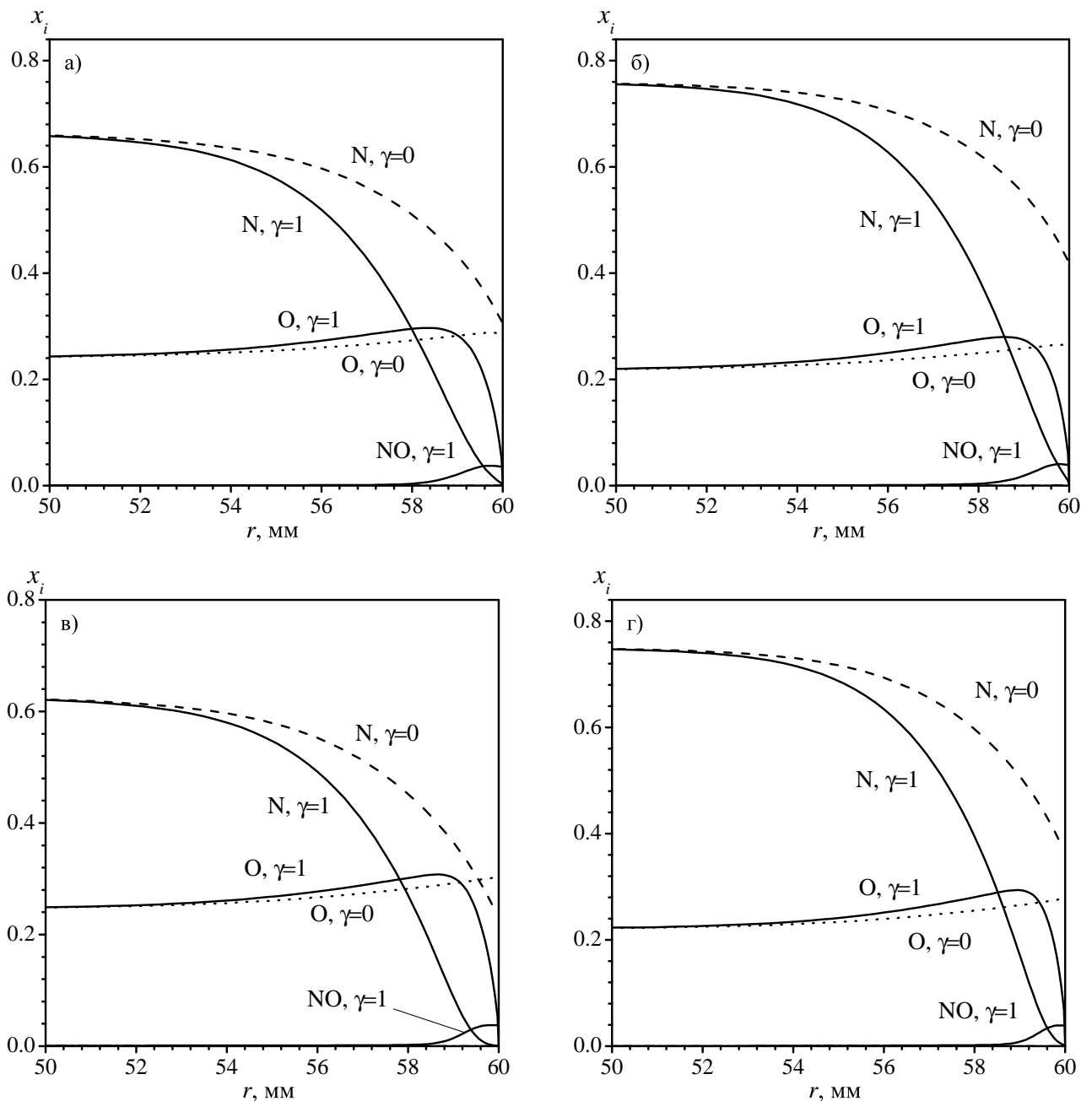


Рисунок 5.8 — Осевые профили концентрации в пограничном слое у передней критической точки: (а) давление $P_s = 50$ гПа, мощность $N_{ap} = 45$ кВт; (б) $P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт; (в) $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 45$ кВт; (г) $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт.

Chemical NonEquilibrium) с результатами численного моделирования тех же экспериментов на основе программы Beta, предназначенной для расчета дозвуковых течений равновесной плазмы [51] (CEQ – Chemical Equilibrium).

На рис. 5.10 показаны профили температуры (а) и продольной скорости (б) вдоль оси симметрии при $P_s = 50$ гПа, начиная от входа в барокамеры и заканчивая передней критической точкой тела. При увеличении мощности по анодному питанию N_{ap} кВт различия между профилями становятся все более заметными.

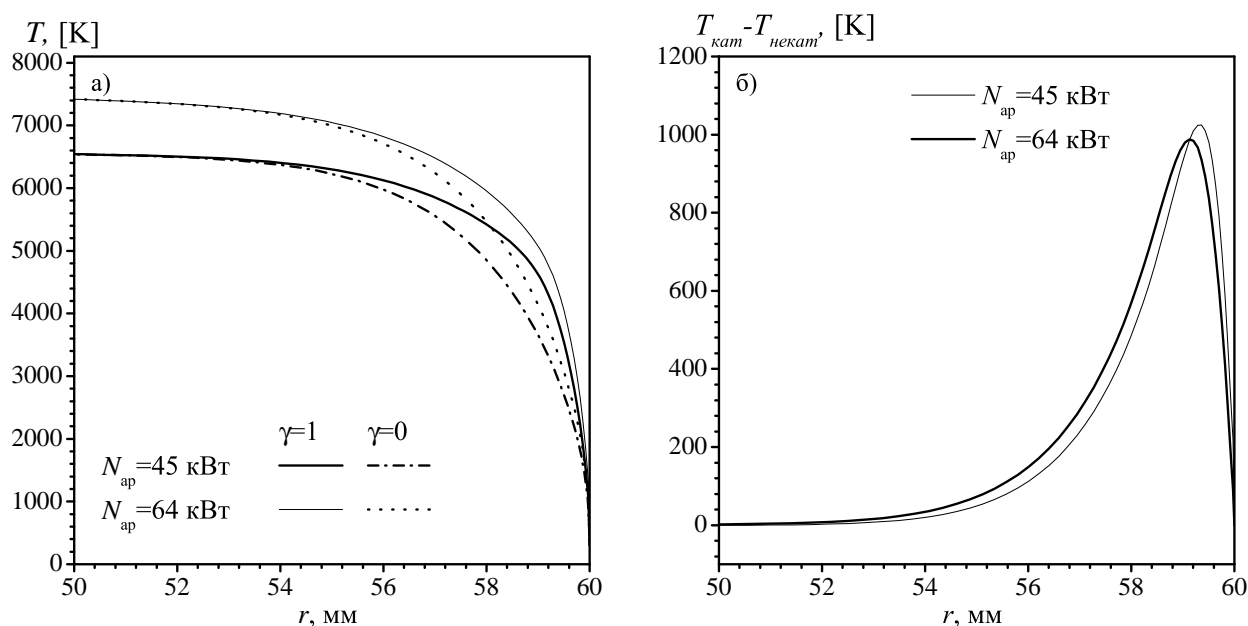


Рисунок 5.9 — Температура в пограничном слое для $P_s = 100$ гПа : (а) сравнение осевых профилей температуры в пограничном слое при мощности $N_{ap} = 45$ кВт и $N_{ap} = 64$ кВт при $\gamma_w = 1$ и $\gamma_w = 0$; (б) разность между температурами для каталитической и некаталитической поверхностей

Градиенты температур в пристеночной области становятся больше, и газ не успевает прореагировать полностью прежде чем достигнет холодной стенки. Профили температур при наличии химической неравновесности (CNEQ) построены для каталитической стенки $\gamma_w = 1$. Химическая неравновесность проявляется также и в осевых профилях скорости.

На рис. 5.10 в) показано сравнение радиальных профилей SEQ и CNEQ для температуры при $P_s = 50$ гПа и $N_{ap} = 45$ кВт на расстояниях от входа $z = 20$ мм и $z = 50$ мм при расстоянии до модели $z = 60$ мм. На рис. 5.10 г) отчетливо наблюдается максимум различий температур, который находится в слое смешения при $r = r_{in}$.

Отметим, что при давлении $P_s = 38$ гПа наблюдалось расхождение в энтальпиях между химически равновесным и неравновесным режимами не только в ламинарном пограничном слое, но и в ядре струи [132]. При давлении $P_s = 78$ гПа отличия пренебрежимо малы. Минимальное достигаемое давление в плазмотроне ВГУ-4 составляет $P_s = 6$ гПа [33], и, хотя эксперименты на режимах $P_s < 50$ гПа проводятся редко, учет химической неравновесности во всей расчетной области расширяет возможности численной обработки экспериментов на плазмотронах ВГУ-4 и ВГУ-3.

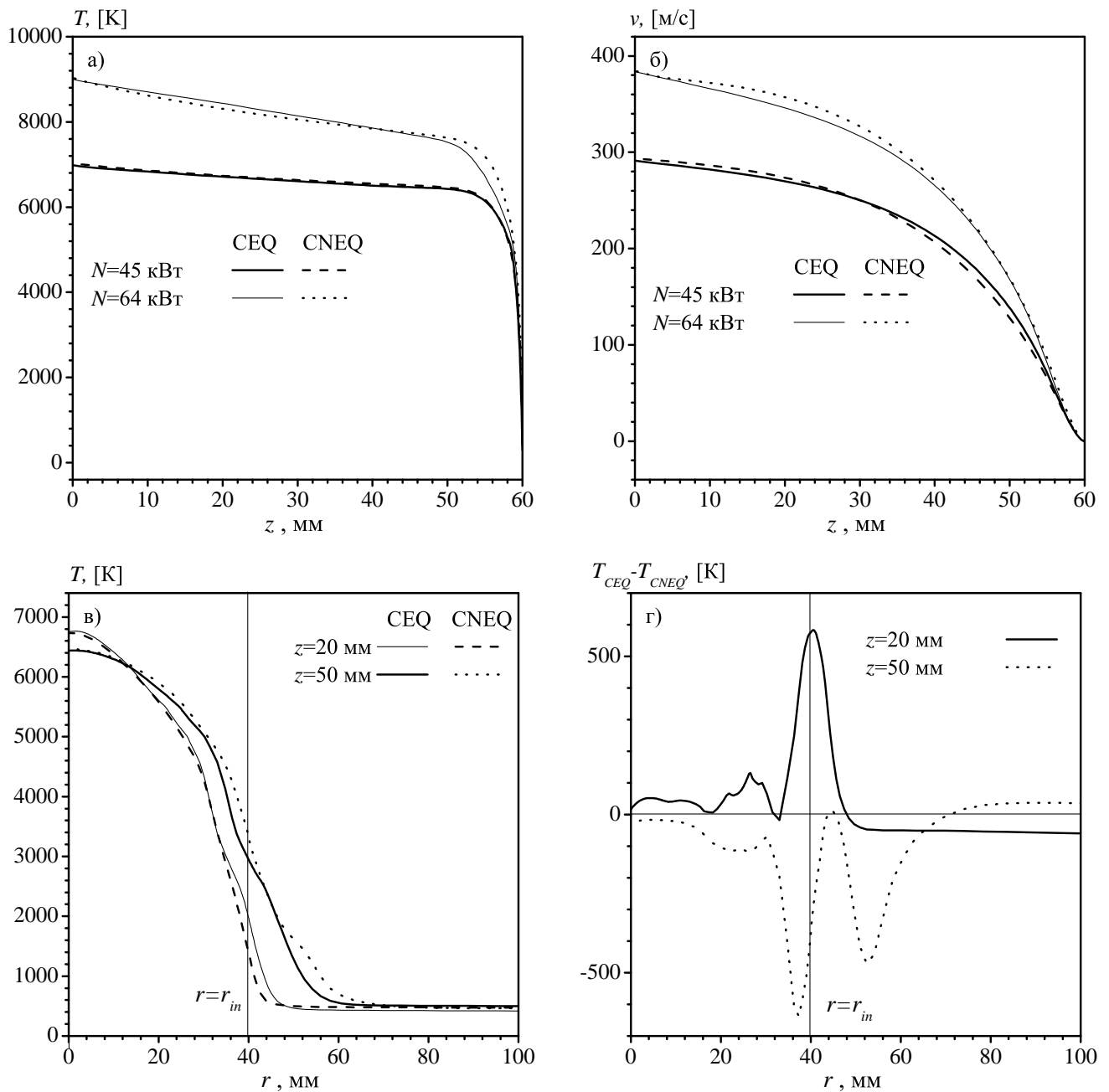


Рисунок 5.10 — Осевые профили температуры (а) и скорости (б) на участке от входа барокамеры до передней критической точки тела для $P_s = 50$ гПа. Радиальные профили температур (в) на расстояниях от входа $z = 20$ мм и $z = 50$ мм для $P_s = 50$ гПа и $N_{ap} = 45$ кВт, разность между температурами (г) для химически равновесной (CEQ) и неравновесной (CNEQ) моделей.

5.5 Тепловые потоки к поверхности модели

Рассмотрим теперь рассчитанные тепловые потоки на поверхности медной модели и датчиков, использованных в экспериментах. На рис. 5.11 а), б) построены радиальные распределения теплового потока $q_w(r)$ для двух режимов работы плазмотрона, соответствующих мощности $N_{ap} = 64$ кВт и давлениям в барокамере $P_s = 50$ гПа и 100 гПа. Область радиусом R_s соответствует тепловоспринимающей поверхности датчика теплового потока из соответствующего металла, граница с поверхностью медной модели обозначена вертикальной штриховой линией. На обоих графиках выделяются гладкие кривые (Ag для 50 гПа и Cu для 100 гПа), соответствующие постоянному значению $\gamma_w = 1$ вдоль всей поверхности, они соответствуют обтекаемому телу с однородной высококаталитической поверхностью (референсный случай).

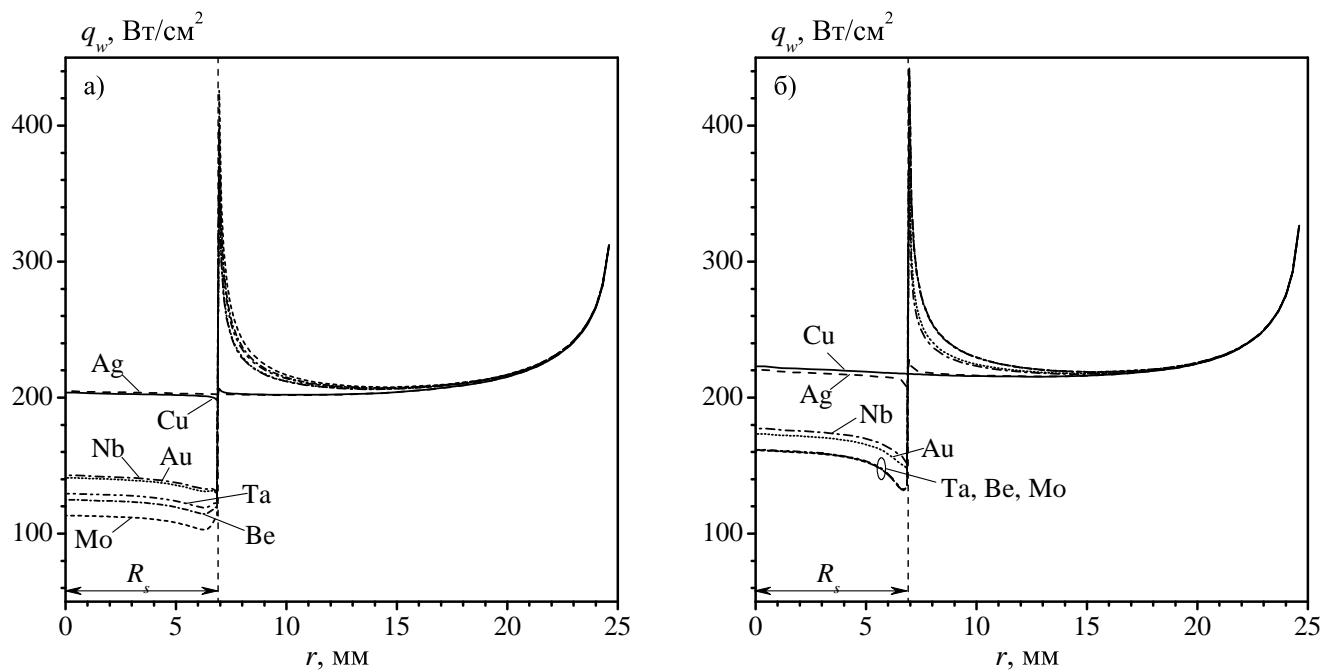


Рисунок 5.11 — Распределения теплового потока по переднему торцу модели при $N_{ap} = 64$ кВт: (а) давление 50 гПа; (б) давление 100 гПа.

Распределения тепловых потоков, представленные на рис. 5.11, показывают, что для низкокatalитических образцов тепловой поток q_w терпит разрыв в точке R_s (на границе раздела материалов поверхности), при этом со стороны испытываемого материала тепловой поток уменьшается к границе, а при переходе к высококаталитической поверхности – резко возрастает, при этом значительно

превышая референсный поток для однородной высококаталитической поверхности. Данный эффект, известный как сверхравновесный нагрев [34; 83—85], требует внимания при создании теплозащитных покрытий, поскольку его результатом является интенсивный локальный разогрев высококаталитических участков поверхности на границе с низкокatalитическими. Причиной резкого локального увеличения теплового потока является вынос атомарного кислорода и азота из пограничного слоя, примыкающего к низкокatalитической поверхности, как за счет течения газа, так и за счет продольных диффузионных потоков.

Более детальный анализ сверхравновесного нагрева у границы раздела поверхностей приведен на рис. 5.12, где для режима $N_{ap} = 64$ кВт, $P_s = 100$ гПа построены радиальные распределения кондуктивной (а) и рекомбинационной (б) составляющих теплового потока, см. (2.25). Можно выделить следующие особенности поведения тепловых потоков.

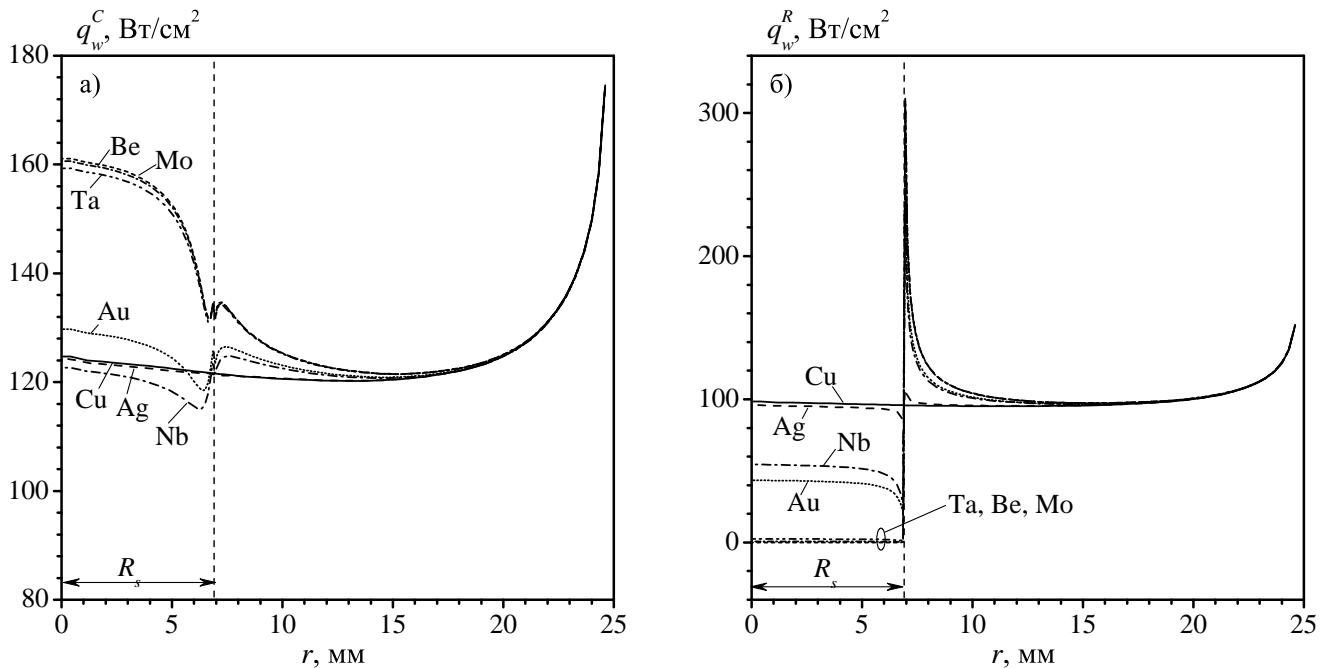


Рисунок 5.12 — Кондуктивная (а) и рекомбинационная (б) составляющие теплового потока на переднем торце модели при различной каталитичности образца,

$$N_{ap} = 64 \text{ кВт}, P_s = 100 \text{ гПа}.$$

Для случая равномерной высококаталитической поверхности $\gamma_w = 1$ (Cu) кондуктивная и рекомбинационная составляющие дают сравнимый вклад в суммарный тепловой поток (порядка 120 и 100 W/cm^2 , соответственно). Понижение каталитичности образца до значения $\gamma_w = 0.17$ (Ag) практически не сказывается на q_w^C : в передней критической точке кондуктивный тепловой поток снижается со

124.7 до 124.2 Вт/см². Рекомбинационный тепловой поток q_w^R в передней критической точке снижается с 98.4 до 96.0 Вт/см², при этом вблизи границы раздела он падает до 84.9 Вт/см² со стороны образца, вырастая до 107.3 Вт/см² со стороны медной модели (референсный поток q_w^R на границе раздела поверхностей равен 95.8 Вт/см²).

При более сильном уменьшении каталитичности поверхности датчика обе компоненты теплового потока меняются более существенно. Так, в случае ниобиевого покрытия ($\gamma_w = 6.8 \cdot 10^{-3}$) q_w^C в передней критической точке уменьшается до 122.7 Вт/см², затем он падает по направлению к границе раздела до 115.0 Вт/см², возрастая по другую сторону границы до 124.8 Вт/см². Для золота ($\gamma_w = 4.8 \cdot 10^{-3}$) наблюдается рост кондуктивного теплового потока в передней критической точке по сравнению с референсным случаем до 129.8 Вт/см², минимальное и максимальное значения q_w^C вблизи границы раздела составляют 118.5 и 126.5 Вт/см², соответственно. Более существенное возрастание q_w^C отмечается для трех покрытий с наименьшей каталитичностью (тантал, бериллий, молибден): кондуктивные потоки для этих покрытий практически совпадают, достигая в передней критической точке 159.3–161.0 Вт/см², вблизи границы раздела имеется слабая немонотонность, однако по всей поверхности кондуктивный тепловой поток превышает поток для референсного случая.

Значительно большее влияние каталитичность поверхности датчика оказывает на рекомбинационный тепловой поток q_w^R , см. рис. 5.12 б). Этот поток, ожидаемо, уменьшается на поверхности материала с уменьшением γ_w : так, в передней критической точке рекомбинационная составляющая теплового потока составляет 54.5 (Nb), 43.5 (Au), 23.9 (Ta), 6.5 (Be) и 0 (Mo) Вт/см². Вблизи границы раздела поверхностей тепловой поток q_w^R достигает минимума со стороны низкокatalитичного покрытия, составляя 27.3 (Nb), 21.4 (Au), 11.1 (Ta), 3.9 (Be) и 0 (Mo) Вт/см². Однако по другую сторону границы раздела наблюдается обратная зависимость: рекомбинационный тепловой поток q_w^R резко возрастает за счет выделения тепла при рекомбинации атомов, поступающих со стороны низкокatalитичного участка поверхности, достигая в максимуме 233.3 (Nb), 250.4 (Au), 307.6 (Ta), 310.0 (Be) и 310.7 (Mo) Вт/см².

Таким образом, расчеты демонстрируют существенные различия в поведении тепловых потоков к поверхностям использованных датчиков из различных металлов. Следует отметить, что высокие значения тепловых потоков вследствие сверхравновесного нагрева реализуются локализованно (в расчетах острый мак-

симум наблюдается в пределах одной сеточной ячейки с радиальным размером 0.1 мм), далее тепловой поток спадает на характерных размерах порядка 1–2 мм (см. рис. 5.11).

Следует иметь в виду, что приведенные результаты получены для граничного условия постоянной температуры поверхности, которая принималась одинаковой для каталитической вставки, так и державки. Такое граничное условие справедливо только для водоохлаждаемых моделей, в которых нагрев модели потоком плазмы компенсируется теплосъемом протекающей внутри модели воды, см. рис. 5.2.

Для неохлаждаемых моделей температура поверхности определяется балансом между падающим со стороны газа тепловым потоком, радиационными теплопотерями поверхности и процессами теплопроводности в объеме самой модели. В этом случае перенос тепла вдоль поверхности приведет к снижению тепловых потоков и их более равномерному распределению вдоль поверхности. Для адекватного расчета тепловых полей на поверхности и в объеме модели требуется решение сопряженных задач. Примером решения таких задач при аэродинамическом нагреве тел в высокоскоростных потоках служат работы [133; 134].

При определении каталитической активности материалов по результатам испытаний в ВЧ-плазмотронах важную роль играет вопрос о равномерности распределения теплового потока по поверхности датчика. Экспериментальная процедура, основанная на измерении теплоотвода от водоохлаждаемого датчика по нагреву протекающей через него воды, по сути, является методом определения среднего теплового потока q_w^{av} , связанного с локальным потоком q_w соотношением

$$q_w^{\text{av}} = \frac{1}{\pi R_s^2} 2\pi \int_0^{R_s} q_w(r) r dr \quad (5.2)$$

С другой стороны, применяемый в [51] метод нахождения эффективного коэффициента каталитической рекомбинации γ_w путем решения одномерных уравнений для неравновесного пограничного слоя конечной толщины вдоль оси симметрии (программа Gamma) обеспечивает соответствие экспериментальному значению (5.2) теплового потока в передней критической точке при заданных параметрах на внешней границе пограничного слоя. Точность такого подхода можно оценить по результатам проведенных в настоящей работе двумерных расчетов.

Неравномерность потока по площади датчика можно охарактеризовать количественно, сравнивая средний поток q_w^{av} с максимальным тепловым потоком q_w^{max} , достигаемым в передней критической точке $r = 0$. Количественной мерой

степени неравномерности теплового потока служит величина

$$\chi = (q_w^{\max} - q_w^{\text{av}}) / q_w^{\text{av}} \quad (5.3)$$

Рассчитанные значения максимального и среднего теплового потока приведены для каждого варианта в табл. 8, здесь же представлена степень неравномерности потока χ (в процентах), определенная по (5.3). Видно, неравномерность теплового потока возрастает с уменьшением каталитической активности поверхности, т.е. с ростом скачка в каталитических свойствах между испытываемым образцом материала и медной моделью. Однако даже в предельном случае некаталитического материала степень неравномерности едва превышает 5%. Это свидетельствует в пользу правомерности использования интегрального теплового потока, измеряемого в экспериментах, для характеристики локального аэродинамического нагрева тела. Приведенные в табл. 8 оценки степени неравномерности теплового потока могут быть учтены в дальнейшем для более точной интерпретации экспериментальных результатов и определения эффективного коэффициента каталитической рекомбинации γ_w .

5.6 Сравнение с экспериментом

Для валидации разработанной вычислительной модели сравним полученные в расчетах для разных материалов и режимов работы плазмотрона тепловые потоки с экспериментальными данными (табл. 8). Следует отметить, что использованные в расчетах эффективные коэффициенты каталитической рекомбинации γ_w взяты из [51], где они находились при помощи одномерной вычислительной программы Gamma, осуществляющей расчет течения неравновесного диссоциированного воздуха вдоль оси симметрии от внешней границы пограничного слоя до передней критической точки. В настоящей работе аналогом соответствующего значения теплового потока является максимальный тепловой поток q_w^{\max} , который и используется ниже для сравнения с экспериментом. Количественной мерой согласования рассчитанных и измеренных значений является относительное отклонение расчета от эксперимента $\varepsilon^{\max} = (q_w^{\max} - q_w^{\text{exp}}) / q_w^{\text{exp}}$. В то же время, более адекватным по физическому смыслу является сопоставление с q_w^{exp} рассчитан-

ного среднего теплового потока q_w^{av} , соответствующее относительное отклонение имеет вид $\varepsilon^{\text{av}} = (q_w^{\text{av}} - q_w^{\text{exp}}) / q_w^{\text{exp}}$.

В табл. 8 для каждого варианта приведены значения относительных отклонений ε^{max} и ε^{av} . Среднеквадратичное значение для этих ε^{max} составляет $\langle \varepsilon^{\text{max}} \rangle = \left(N^{-1} \sum_{i=1}^N (\varepsilon_i^{\text{max}})^2 \right)^{1/2} = 6.5\%$ (здесь $N = 28$ – число вариантов в табл. 8). Аналогично вычисленное среднеквадратичное значение для ε^{av} составляет $\langle \varepsilon^{\text{av}} \rangle = 8.6\%$.

Для более наглядного представления полученных результатов на рис. 5.13 показано сопоставление данных на графике, где каждая точка отвечает одному из вариантов табл. 8. По оси абсцисс отложено экспериментальное значение теплового потока, по оси ординат – рассчитанное значение q_w^{max} . При таком представлении идеальное совпадение с экспериментом достигается на диагонали (штриховая прямая), тогда как разброс точек характеризует их случайное и систематическое отклонение.

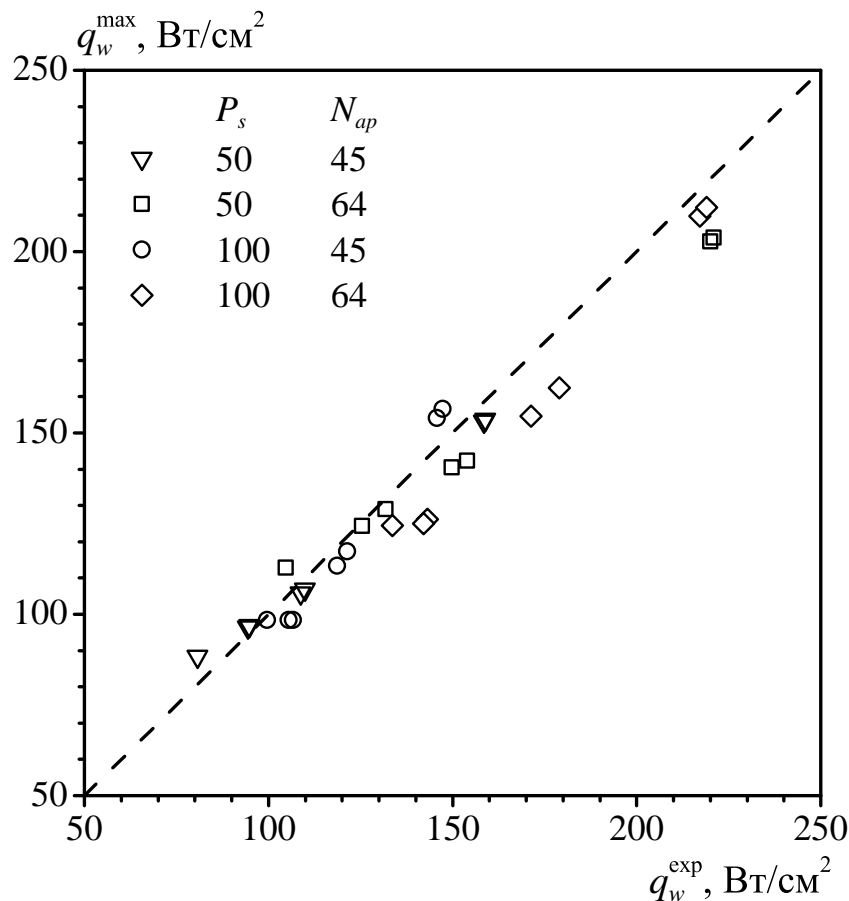


Рисунок 5.13 — Сравнение рассчитанных тепловых потоков с экспериментальными данными [51].

Из рис. 5.13 следует, что в целом достигнуто хорошее согласие результатов расчетов с данными экспериментальных измерений. Точки сконцентрированы вдоль штриховой прямой без видимого систематического отклонения. Для более высоких тепловых потоков (свыше 150 Вт/см^2) точки идут ниже диагонали, что означает превышение измеренных тепловых потоков над рассчитанными. Эти отличия могут быть обусловлены влиянием обсуждавшейся выше неравномерности распределения теплового потока по поверхности датчика и вкладом излучения плазмы в теплообмен [3; 88; 89]. Также методика определения γ_w в [51] подразумевает использование эталонного материала с заранее известным эффективным коэффициентом рекомбинации. В качестве таких материалов берутся самые высококаталитичные материалы для выбранного режима (серебро для $P_s = 50 \text{ гПа}$ и медь для $P_s = 100 \text{ гПа}$) и для них полагается $\gamma_w = 1$, хотя их коэффициент рекомбинации не обязательно равен единице.

5.7 Выводы по главе 5

В данной главе представлены результаты расчетов обтеканий цилиндрических водоохлаждаемых моделей дозвуковыми потоками воздушной плазмы и определения тепловых потоков к каталитическим поверхностям.

Проведена серия валидационных расчетов для 28 экспериментов в плазмотроне ВГУ-4, проведенных для металлических поверхностях с широким диапазоном каталитических свойств, с вариацией условий испытаний по давлению и мощности. В расчетах использовались эффективные коэффициенты рекомбинации, приведенные в публикации с описанием экспериментов. Расчеты проведены в предположении о химически неравновесной и термически равновесной плазме.

В результате моделирования программой IPG2D получены пространственные распределения температуры, концентраций и скоростей при обтекании модели, проанализирована структура пограничного слоя и распределения по поверхности тела суммарного теплового потока и его кондуктивной и рекомбинационной составляющих. Кроме того, проведено сопоставление с расчетами течения равновесной плазмы, продемонстрировавшее различия как в химическом составе газа у поверхности, так и в профилях температуры и скорости в пограничном слое на переднем торце модели.

Во всем диапазоне изменения каталитической активности материала получено хорошее совпадение рассчитанных тепловых потоков с экспериментальными данными. Среднеквадратичное отклонение рассчитанных тепловых потоков от экспериментальных данных составляет 6.5–8.6%.

В расчетах получены оценки неравномерности распределения теплового потока по тепловоспринимающей поверхности датчика теплового потока. Показано, что отличие между средним и максимальным тепловым потоком едва превышает 5%, что сравнимо с погрешностью экспериментальных измерений.

Глава 6. Теплообмен на каталитической поверхности в дозвуковой струе плазмы азота

Дальнейшая валидация разработанной в диссертационной работе вычислительной модели, реализованной в программе IPG2D, осуществлялась на экспериментальных данных по тепловым потокам, полученным при обдуве цилиндрического образца, снабженного проточным датчиком теплового потока, плазмой азота в экспериментах на плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН [50]. Основными преимуществами валидации расчетов на экспериментах ВГУ-4 с азотом является бинарность смеси на поверхности модели при определении потоков и полное соответствие цилиндрической формы державки расчетной геометрии. При использовании азота в качестве плазмообразующего газа химический состав на поверхности представлен компонентами N_2 и N , наличием заряженных компонент пренебрегается, поскольку стенка является холодной. Температура стенки варьировалась от 299 до 349 К.

В ходе валидационных расчетов рассмотрено 12 испытаний для 4 режимов работы плазмотрона, осуществленных при $P_s = 50$ гПа и отличающихся мощностью по анодному питанию. Для расчета тепловых потоков использовались эффективные коэффициенты рекомбинации из работы [50].

6.1 Геометрия и параметры расчетов

Общая схема проведения валидационных расчетов с азотом была аналогична схеме расчетов, используемой в главе 5 для экспериментов с воздухом, поскольку эксперименты [51] и [50] проводились на одной и той же установке – плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН. При этом, однако, размеры модели и датчика теплового потока были различными, как и условия проведения экспериментов.

На рис. 6.1 приведена расчетная область для моделирования эксперимента с азотом [50], а также приведены типы задаваемых в расчетах граничных условий.

Типовая державка и проточный калориметр, используемые для испытания материалов в ИПМех РАН [23], показаны на рис. 6.2, такая же схема измерения теплового потока применялась и в экспериментах [50]. Испытываемая модель

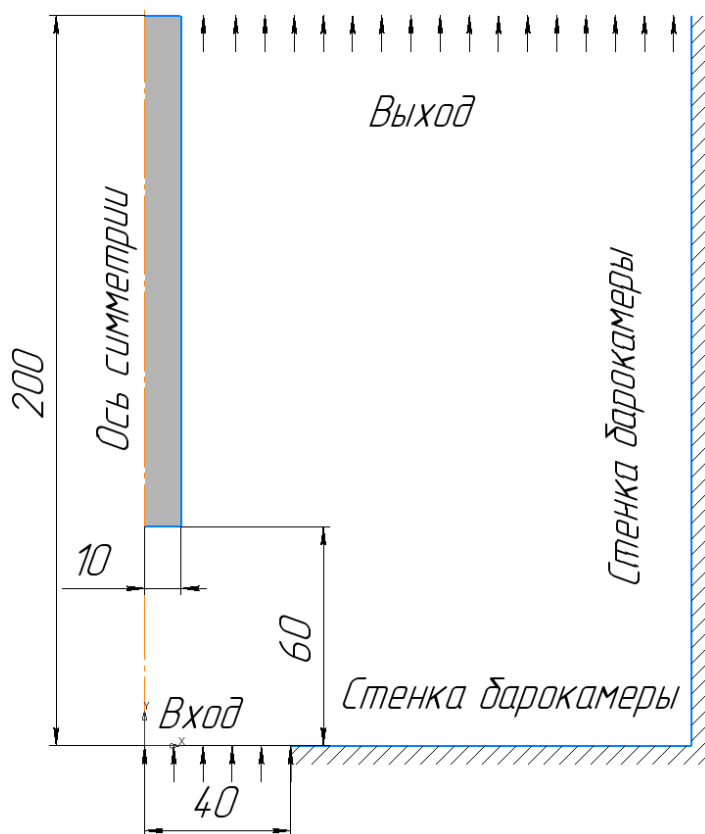


Рисунок 6.1 — Расчетная область барокамеры плазмотрона с типами граничных условий.

представляла собой цилиндр диаметром 20 мм с плоским торцом, закрепленный соосно с барокамерой на расстоянии 60 мм от входного отверстия. В центральной части державки располагается круглый датчик теплового потока диаметром 11 мм, на плоскую тепловоспринимающую поверхность которого нанесен испытываемый материал. Корпус державки выполнен из высококаталитичного материала (медь), целью эксперимента было измерение теплового потока к поверхности датчика и определение каталитических свойств материала на его поверхности. Поскольку модель была водоохлаждаемой, в расчетах на ее поверхности задавалось граничное условие для температуры вида $T_w = \text{const}$.

В расчетах на боковой поверхности державки и на стенках барокамеры ставится условие суперкаталитичности, что дает тепловые потоки, близкие к случаю $\gamma_w = 1$. Основной целью расчетов было определение кондуктивной (обусловленной теплопроводностью) q_C и рекомбинационной (возникающей за счет высвобождения энергии связи при рекомбинации на каталитической поверхности) q_R составляющих теплового потока q_w , сравнение теплового потока с экспериментальными данными. Как и в главе 5, в численных расчетах использовались значения эффективного коэффициента каталитической рекомбинации, приведен-

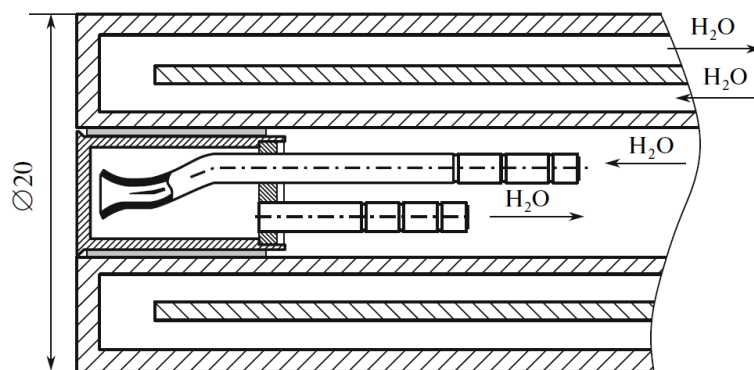


Рисунок 6.2 — Схема державки и проточного калориметра с испытываемым материалом на тепловоспринимающей поверхности.

ные в экспериментальной статье [50], где они были определены путем расчетов неравновесной плазмы в пограничном слое в критической точке линии торможения.

Расчеты проводились в области размером 400×200 мм на неравномерной декартовой сетке, содержащей 145×100 ячеек в радиальном и осевом направлениях. На рис. 6.3 показан характер неравномерности сетки, выполненных по закону геометрической прогрессии и сгущаемых к границе образца материала на расстоянии 5.5×10^{-3} м, к границе державки на расстоянии 0.01 м и к границе входного канала, 0.04 м. Вдоль оси сгущение проводилось к границе поверхности державки. Минимальный шаг сетки у стенки составлял $h = 5 \times 10^{-5}$ м.

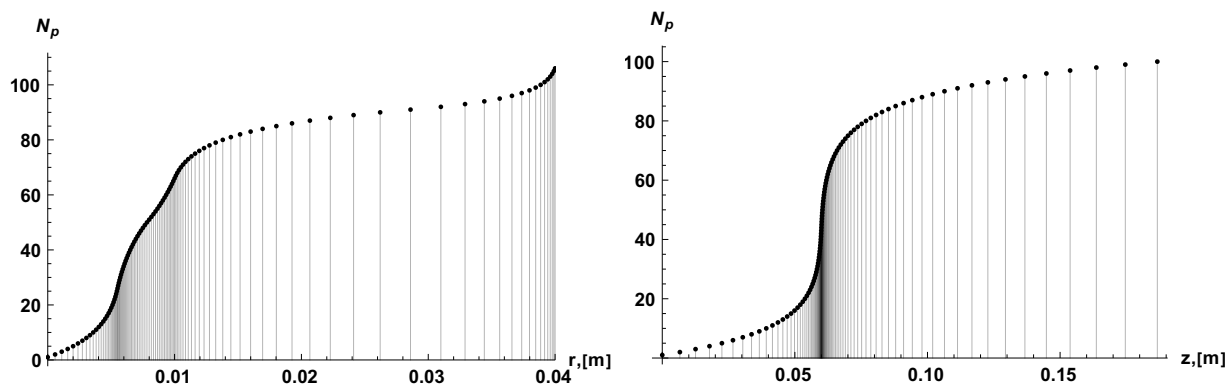


Рисунок 6.3 — Координаты сеточных линий в радиальном (слева) и осевом (справа) направлениях. В радиальном направлении показан участок только до границы входного канала, N_p — номер сеточной линии по соответствующему направлению.

Численное моделирование осуществлялось для вариантов, представленных в таблице 11, в соответствии с экспериментами [50], при этом статическое давление в барокамере было постоянным и равным $P_s = 50$ гПа. Параметры плазмы азота во входном сечении (температура T_{in} и продольная скорость v_{in}) рассчитывались

по равновесной модели на основе программы Alpha [33; 50; 51], при этом массовый расход воздуха соответствовал экспериментальному значению $Q = 2.4$ г/с. На рис. 6.4 показаны радиальные распределения температуры, скорости и мольной доли нейтральных компонент на выходе из разрядного канала при четырех режимах работы плазмотрона, соответствующих вкладываемой мощности по анодному питанию $N_{ap} = 35, 45, 55$ и 65 кВт. На рис. 6.5 показаны соответствующие распределения мольной доли электронов и ионизованных компонент. Эти распределения использовались в качестве граничных условий на входной границе при расчете программой IPG2D.

В табл. 10 в виде x_N и x_{e^-} приведены степени диссоциации и ионизации плазмы азота на входе на оси.

Таблица 10 — Степень диссоциации и ионизации плазмы азота на входе в центре струи

	$N_{ap} = 35$ кВт	$N_{ap} = 45$ кВт	$N_{ap} = 55$ кВт	$N_{ap} = 65$ кВт
x_N	0.850	0.955	0.956	0.855
x_{e^-}	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$7.2 \cdot 10^{-2}$

6.2 Структура течения около цилиндрической модели

На рис. 6.6 показаны сравнение рассчитанных полей химического состава, продольной скорости v и температуры для полностью каталитической меди с $\gamma_w = 1$ и низкокatalитического графита МПГ-7 $\gamma_w = 0.012$. Режим соответствует мощности, вкладываемой в плазму $N_{pl} = 35$ кВт.

Из рис. 6.6 а) и б) видно, что при переходе с низкокatalитического участка на высококatalитичный происходит сильное изменение химический состава вблизи поверхности модели. Для графита МПГ-7 с $\gamma_w = 0.012$ атомы из ядра потока распространяются практически до самой стенки. На высококatalитичной меди с $\gamma_w = 1$ атомы азота в значительной мере рекомбинируют с образованием N_2 . Изменения химического состава начинаются с расстояния ≈ 5 мм от поверхности, что

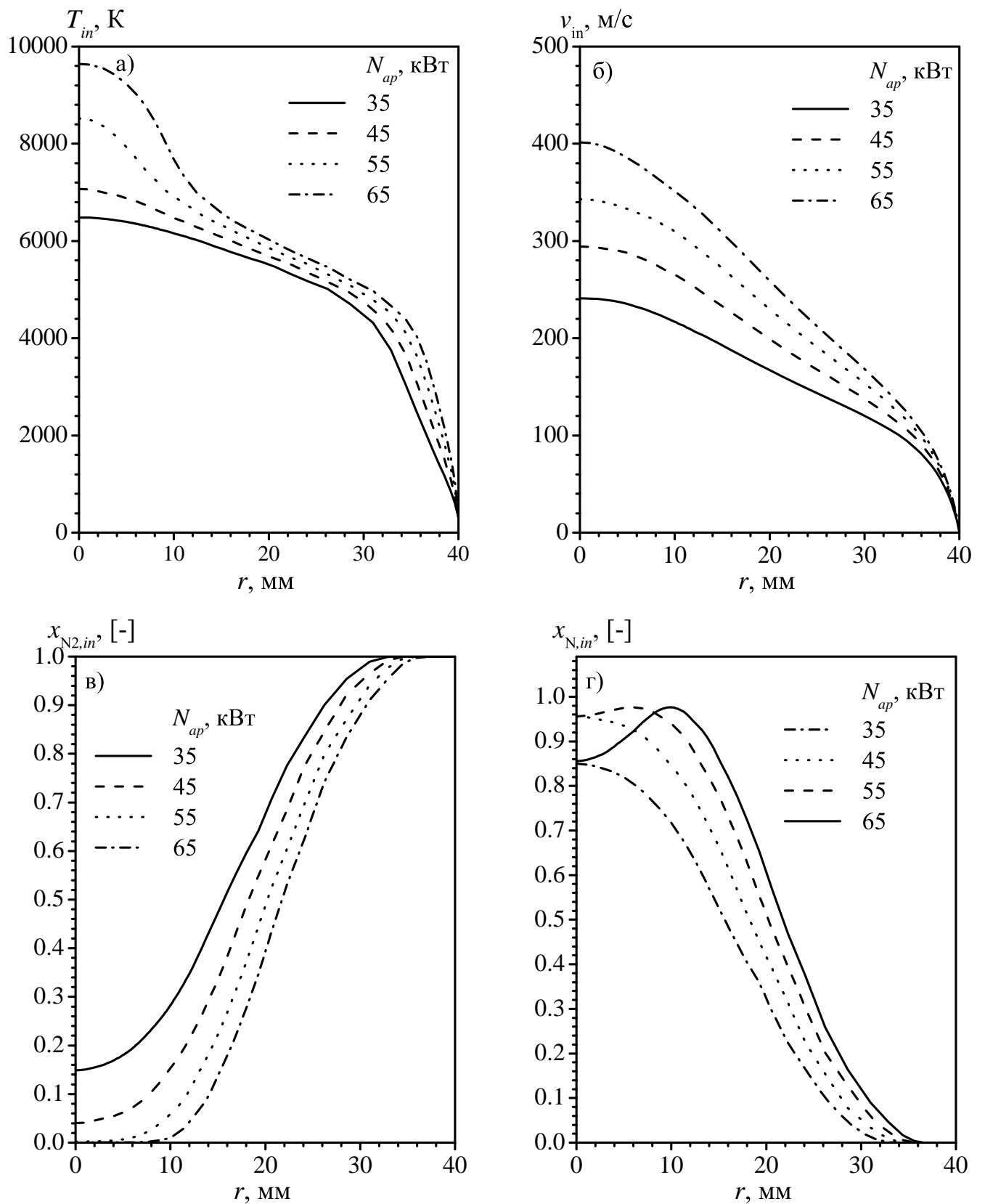


Рисунок 6.4 — Радиальные распределения во входном сечении, расчет программой Alpha [50]: (а) температура T_{in} ; (б) входная осевая скорость V_{in} ; (в) мольная доля N_2 ; (г) мольная доля N.

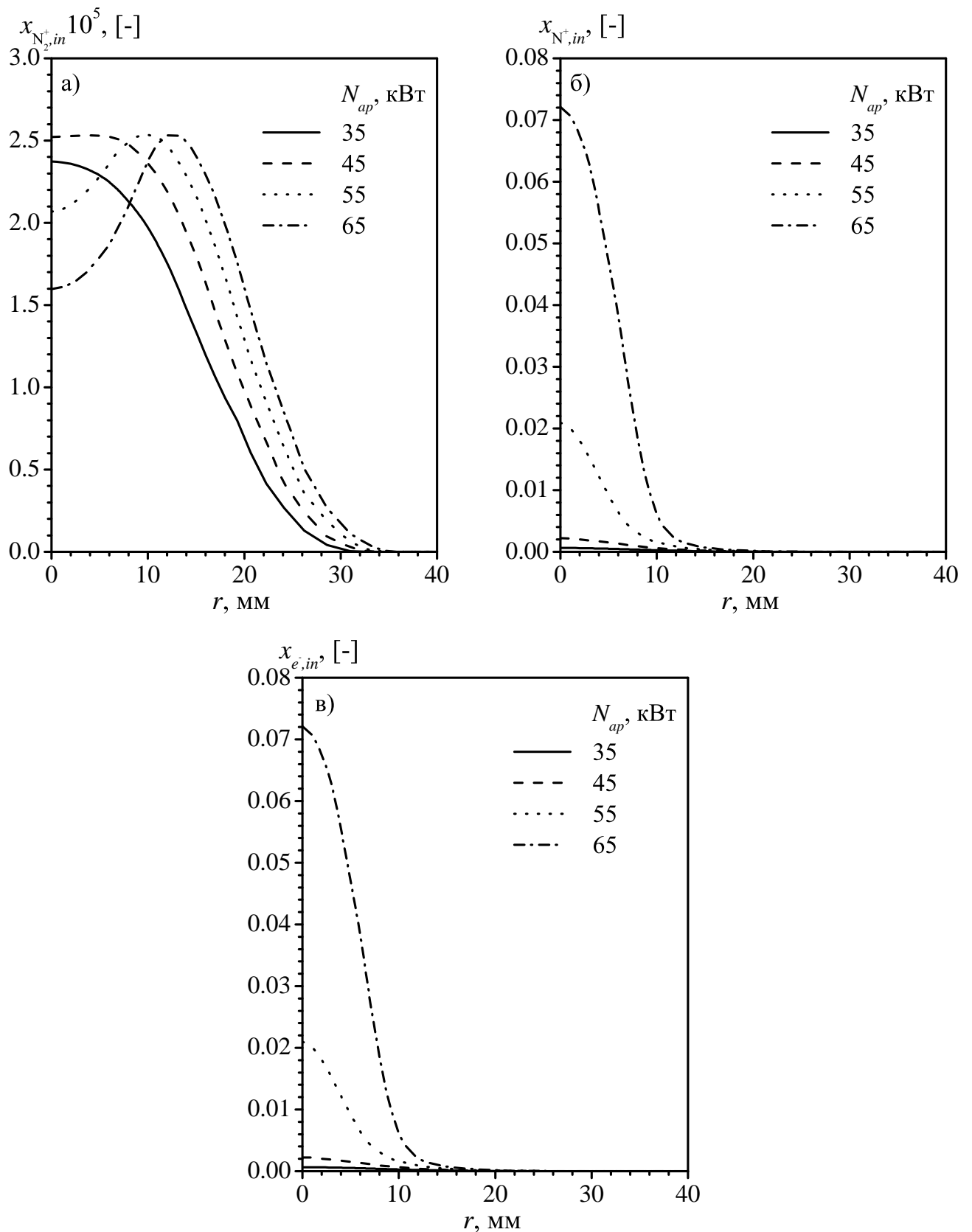


Рисунок 6.5 — Радиальные распределения мольных долей компонент плазмы азота во входном сечении: (а) ион N_2^+ ; (б) ион N^+ ; (в) электронов x_e .

соответствует границе ламинарного пограничного слоя. Однако на распределениях температуры и скорости, представленных на рис. 6.6 в) и г) соответственно,

Таблица 11 — Расчетные варианты для плазмы азота (тепловые потоки приведены в Вт/см², N_{ap} – в кВт)

N_{ap} , [кВт]	Медь				Никель				Графит МПГ-7			
	q_w^{exp}	q_w^{av}	$\varepsilon, \%$	γ_w	q_w^{exp}	q_w^{av}	$\varepsilon, \%$	γ_w	q_w^{exp}	q_w^{av}	$\varepsilon, \%$	γ_w
65	268	302	13	0.089	278	319	15	0.20	194	213	10	0.014
55	230	249	8	0.08	240	265	10	0.20	159	170	7	0.011
45	190	215	13	0.10	196	226	15	0.28	133	147	11	0.011
35	140	181	29	1.0	137	175	28	0.20	103	124	20	0.012

различия практически не наблюдаются. Отсюда можно сделать вывод о том, что химический состав в ламинарном пограничном слое является химически неравновесным и слабо зависит от температуры. Основное влияние на распределение концентраций вблизи обтекаемой стенки оказывают сильные диффузионные потоки к поверхности, обусловленные ее каталитическими свойствами.

6.3 Тепловые потоки к поверхности модели

На рис. 6.7 а)–в) представлены тепловые потоки вдоль поверхности для случая $N_{ap} = 35$ кВт для всех испытываемых материалов. Для теплового потока (2.25) построены кондуктивная q_w^C (а) и рекомбинационная q_w^R (б) составляющие, а также их суммарное значение q_w (в). Из графиков можно сделать вывод, что увеличение тепловых потоков обусловлено преимущественно q_w^R . Количественно подтверждается предположение о незначительности изменения поля температуры при приближении к стенке малым изменением q_w^C , пропорциональным градиенту температуры. В данном случае при переходе от высококаталитичной меди к низкокatalитичному графиту q_w^C меняется на 15%, для всех режимов изменения

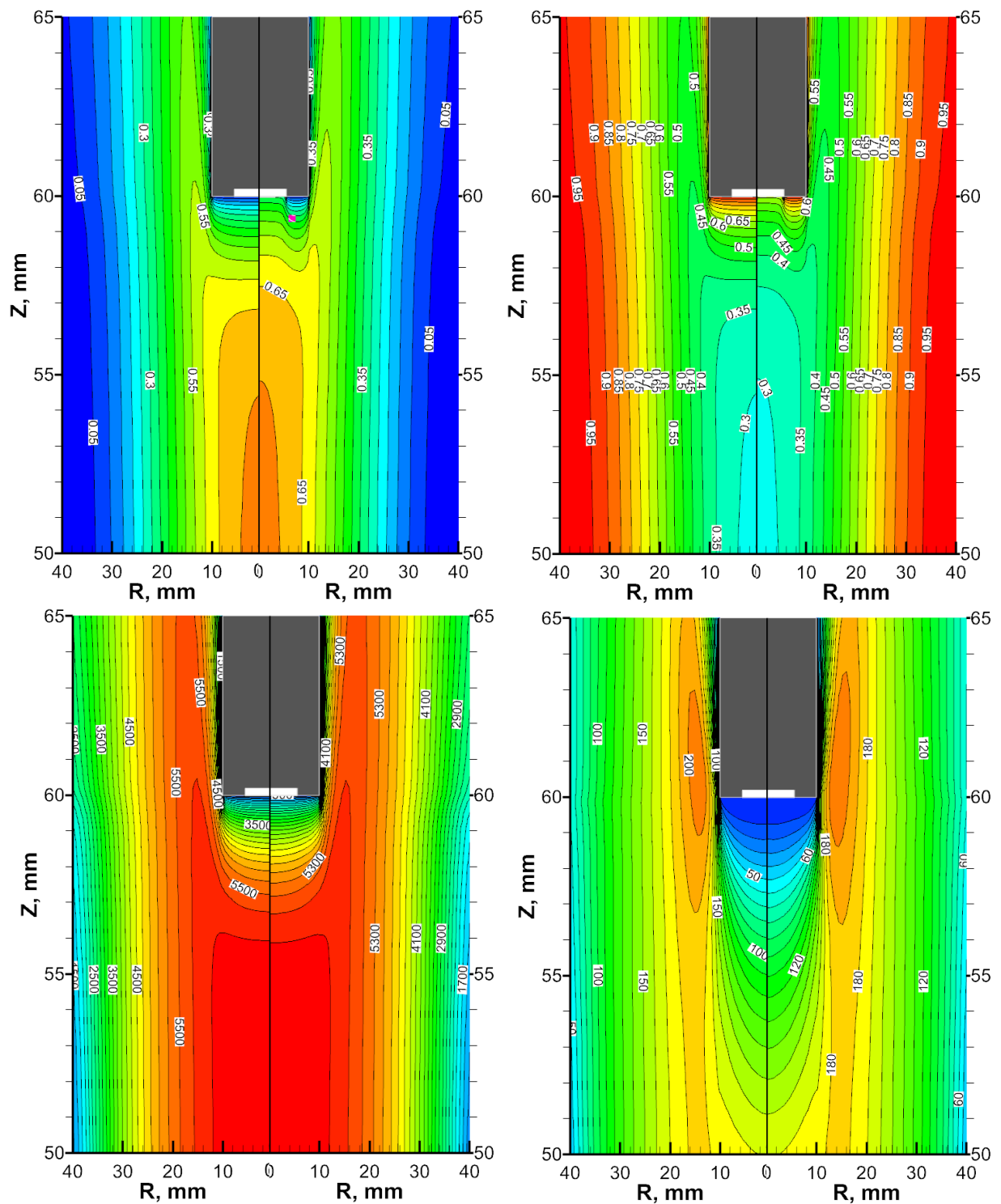


Рисунок 6.6 — Распределения параметров плазмы вблизи поверхности тела при мощности $N_{ap} = 35$ кВт: а) мольная доля N , б) мольная доля N_2 , в) температура T , г) осевая скорость v . Левый рисунок соответствует меди, $\gamma_w = 1$, правый – графиту МПГ-7, $\gamma_w = 0.012$. Белым прямоугольником отмечено положение теплового датчика с заданным материалом на поверхности.

q_w^C лежат в пределах 9–18%. В то же время, рекомбинационная составляющая q_w^R больше q_w^C на 3–130%, а максимальное отношение q_w^R/q_w^C составляет 2.7.

Также стоит подчеркнуть качественную особенность распределений, выражающуюся в том, что при уменьшении каталитичности с падением теплового потока температура у поверхности несколько возрастает. Исходя из рис. 6.7 в) можно заключить, что снижение эффективного коэффициента рекомбинации приводит к уменьшению теплового потока приблизительно в 1.5 раза. Однако при переходе на более каталитически активный участок в окрестности границы тепловые потоки возрастают в 2 раза относительно полностью каталитической стенки. Данный эффект (именуемый эффектом сверхравновесного нагрева [83]) вызван сносом атомов из низкокаталитической области в высококаталитическую и образованием в последней переизбытка атомов, участвующих в рекомбинации. На рис. 6.7 г) показано распределение атомов N вдоль лобовой поверхности и гладкое изменение химического состава при переходе через границу разрыва каталитичности. Приведенные зависимости тепловых потоков и концентраций при переходе от низкокаталитического участка к высококаталитическому имеют тот же качественный характер и для остальных режимов при мощности $N_{ap} = 65, 55, 45$ кВт.

6.4 Сравнение с равновесной моделью плазмы

Как и в случае с воздухом в азоте в основном течении при отсутствии сильных градиентов скорости и температуры химические реакции успевают дойти до конца и расчеты с предположением о химической равновесности (CEQ) и химической неравновесности (CNEQ) должны совпадать. На рис. 6.8 показано сравнение профилей вдоль оси и вдоль радиуса в сравнении с равновесными расчетами программы Beta при численном моделировании [50]. На рис. 6.8 а) показаны профили температуры вдоль оси симметрии и при $N_{ap} = 45$ и 65 кВт от входной границы до поверхности. Наблюдаются незначительные отклонения, которые увеличиваются при приближении к поверхности. Профили скорости на рис. 6.8 б) также имеют отклонения, но они равномерны. На рис. 6.8 в) представлено сравнение температур вдоль радиуса на расстояниях $z = 20$ и $z = 50$ мм от входа. Как и следовало ожидать, при увеличении мощности по анодному N_{ap} кВт различия между профилями становятся все более заметны. Градиенты температур в пристеночной области становятся больше и газ не успевает прореагировать полностью прежде чем достигнет холодной стенки. Профили температур при химической нерав-

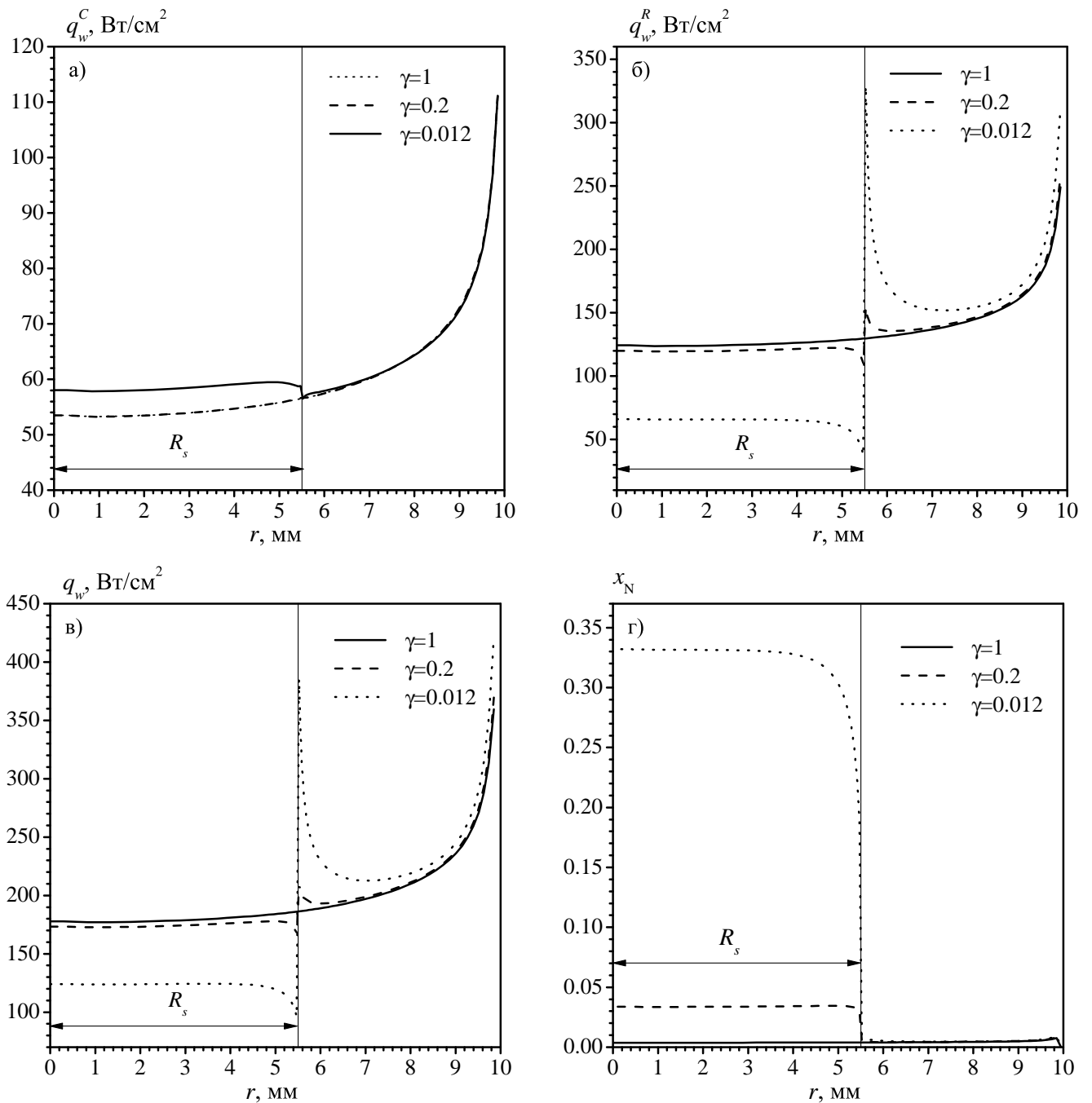


Рисунок 6.7 — Распределение компонент теплового потока и концентраций вдоль поверхности при мощности $N_{ap} = 35$ кВт а) кондуктивный тепловой поток q_w^C , б) рекомбинационный тепловой поток q_w^R , в) полный тепловой поток q_w , г) мольная доля N.

новесности (CNEQ) построены для каталитической стенки $\gamma_w = 1$. Химическая неравновесность проявляется также и в градиентах скорости. На рис. 6.8 в) показано сравнение профилей SEQ и CNEQ температур вдоль радиуса при $P_s = 50$ гПа и $N_{ap} = 45$ кВт на расстояниях от входа $z = 20$ мм $z = 50$ мм при расстоянии

до модели $z = 60$ мм. На рис. 6.8 г) отчетливо наблюдается максимум различий температур, он находится в слое смешения при $r = r_{in}$.

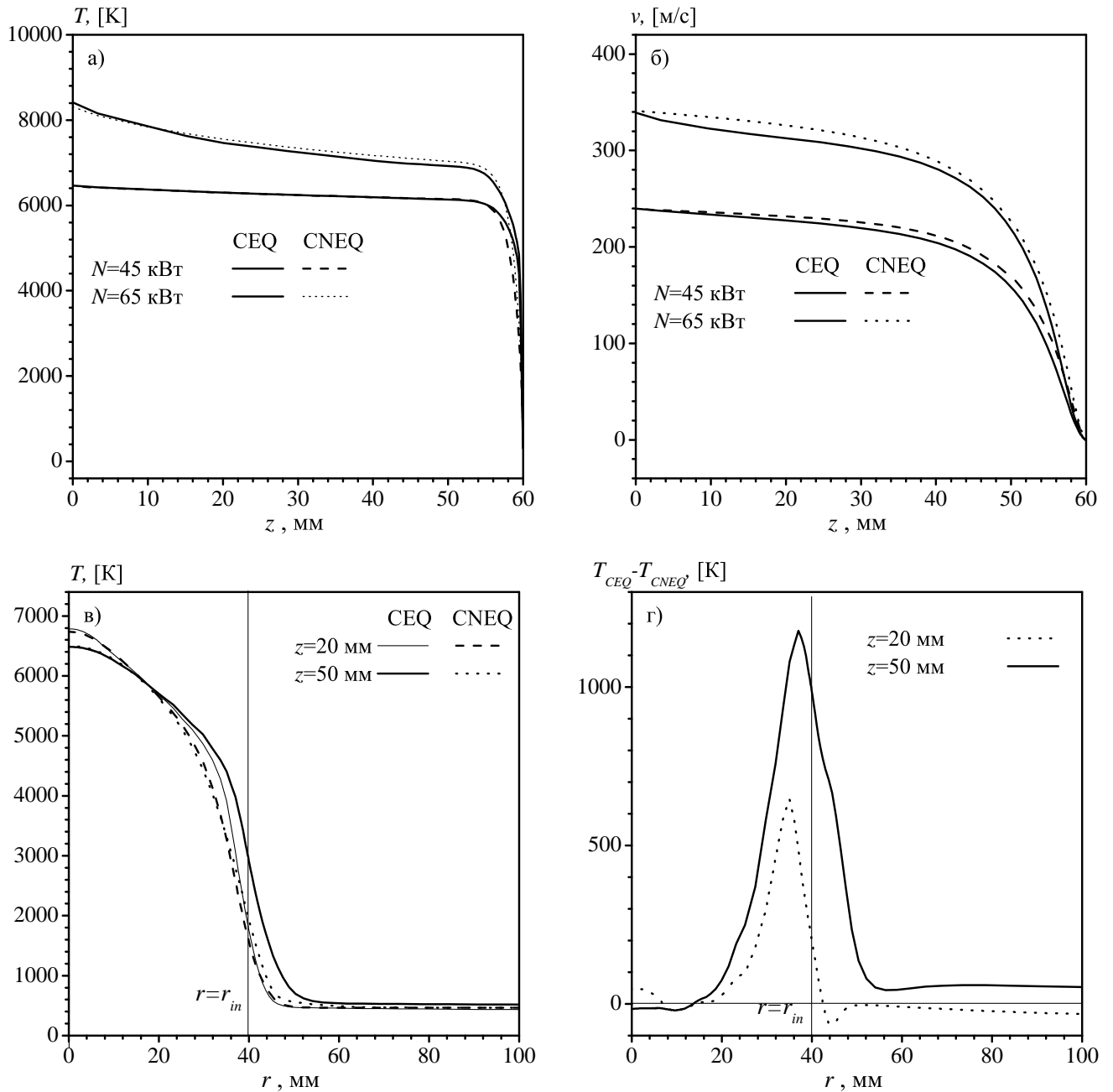


Рисунок 6.8 — Осевые профили температуры (а) и скорости (б) на участке от входа барокамеры до передней критической точки тела для $P_s = 50$ гПа. Профили температур (в) вдоль радиуса на расстояниях от входа $z = 20$ мм $z = 50$ мм для $P_s = 50$ гПа и $N_{ap} = 45$ кВт и разность между температурами (г) для химически равновесной (CEQ) и неравновесной (CNEQ) моделей.

6.5 Сравнение с экспериментом

Сравнительный анализ рассчитанных осредненных вдоль участка испытываемого образца ($r = 0.0055$ м при радиусе державки $r = 0.01$ м) тепловых потоков q_w^{av} , рассчитанных в соответствии с формулой (5.2), представлен в табл. 11. В колонке ε представлена относительная погрешность рассчитанных по соотношению (5.2) потоков q_w^{av} по сравнению с экспериментально измеренными значениями q_w^{exp} . Видно, что отклонения достигают 29%, однако среднеквадратичное отклонение составляет 16.4%.

На рис. 6.9 представлена сравнительная диаграмма, где по оси абсцисс отложено экспериментальное значение теплового потока q_w^{exp} , по оси ординат – рассчитанный осредненный тепловой поток q_w^{av} (см. табл. 11).

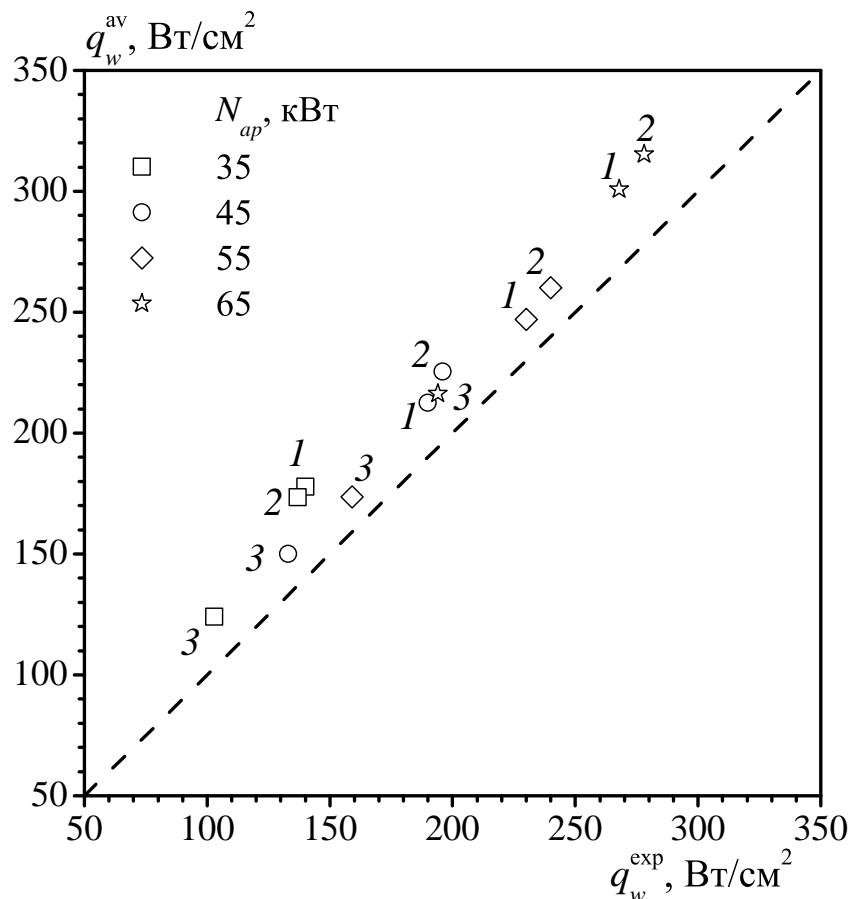


Рисунок 6.9 — Сравнительная диаграмма рассчитанных и экспериментальных тепловых потоков. Материалы: 1 – медь, 2 – никель, 3 – графит. Символы соответствуют указанным мощностям плазмотрона N_{ap} .

Из рис. 6.9 видно, что все точки сконцентрированы вокруг прямой, эквидистантной диагональной штриховой линии, отвечающей точному совпадению

рассчитанных и экспериментальных значений. Можно предположить несколько возможных источников расхождений.

Во-первых, различия могут быть связаны с методикой нахождения эффективного коэффициента рекомбинации γ_w в [50]. В этой работе для нахождения энтальпии потока использовался эталонный материал с достаточно высокой каталитичностью, для которого полагалось $\gamma_w = 1$, тогда как для остальных материалов эффективные коэффициенты рекомбинации γ_w вычислялись относительно данного значения. В работе [50] таким материалом выступала сталь с приведенными там же для нее тепловыми потоками. Однако можно предположить, что реальное значение γ_w отлично от единицы (по предварительным расчетам γ_w для стали в условиях рассматриваемых испытаний лежит в пределах 0.026–0.09). Данный вопрос требует дальнейшего изучения, как с экспериментальной, так и с расчетной точек зрения.

Во-вторых, в [50] предполагалось, что тепловой поток в пределах датчика теплового потока (радиусом $r = 5.5$ мм) распределен равномерно и равен тепловому потоку в передней критической точке. Однако проведенные в данной работе расчеты показывают, что имеется определенная неравномерность теплового потока в радиальном направлении, хорошо видная, например, на рис. 6.7 в) для $N_{ap} = 35$ кВт.

Далее, отличия могут быть обусловлены различиями в кинетических схемах для газофазных реакций, использованных в данной работе и в [50]. Значения тепловых потоков при стремлении γ_w к нулю становятся все более зависимыми от кинетической схемы, поскольку в окрестности холодной поверхности влияние неравновесности состава усиливается.

Наконец, еще одним источником расхождений может являться неточность в определении к.п.д. плазмотрона для азота, который используется для пересчета вкладываемой мощности по анодному питанию N_{ap} в мощность, поступающую в плазму. Эта величина для плазмотрона ВГУ-4 известна с более низкой точностью, чем для случая генерации воздушной плазмы (в обоих случаях в расчетах программой Alpha к.п.д. принимался равным 0.6).

Для проверки зависимости результатов расчетов от используемой кинетической схемы была проведена дополнительная серия расчетов с кинетической схемой из работы [92], полученные результаты представлены на рис. 6.10. В целом расположение точек аналогично рис. 6.9, хотя наблюдаются определенные качественные и количественные отличия. В среднем отклонение от экспериментальных резуль-

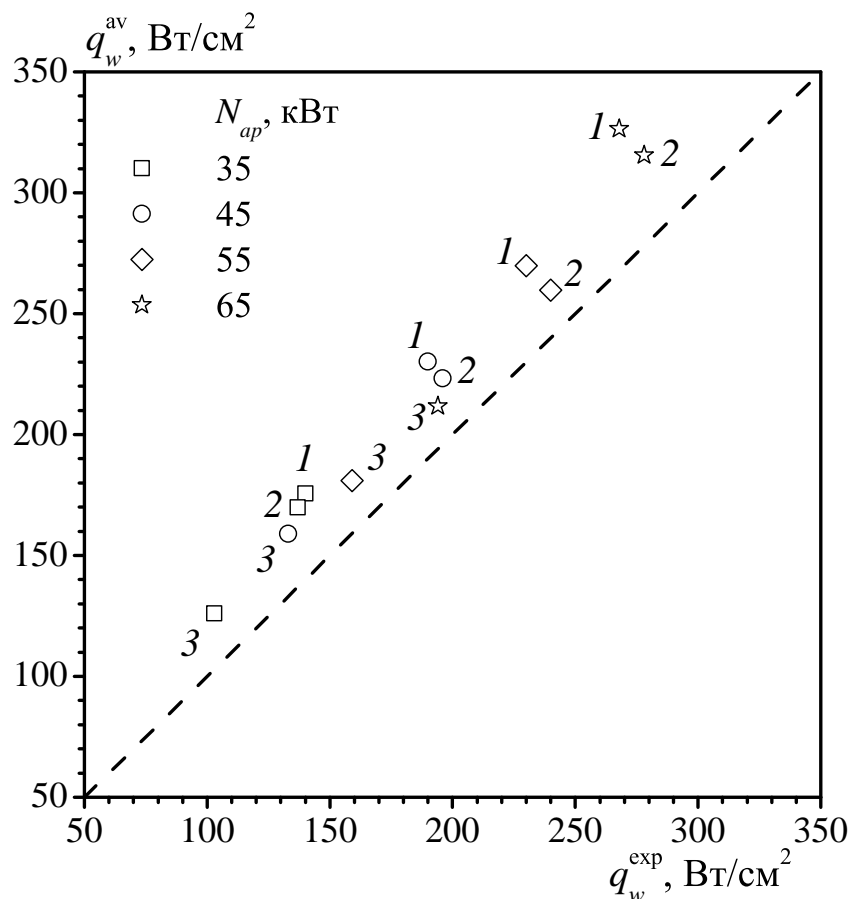


Рисунок 6.10 — Сравнительная диаграмма рассчитанных и экспериментальных тепловых потоков для кинетической схемы [92]. Обозначения — см. рис. 6.9.

татов ϵ составляет порядка 20%, а для варианта $N_{ap} = 35$ кВт оно колеблется в пределах от 24 до 26%, что меньше, чем 29% при использовании кинетики [135].

Более точного определения эффективного коэффициента рекомбинации можно добиться, обобщив математическую модель на случай термодинамической неравновесности и учитывая потери излучением. Данные поправки будут способствовать снижению теплового потока, что улучшит согласие расчетов с экспериментом. Кроме того, стоит иметь в виду, что погрешности измерения тепловых потоков в эксперименте составляют 5-10%.

6.6 Выводы по главе 6

Таким образом, в данной главе проведены валидационные расчеты по определению тепловых потоков при известном эффективном коэффициенте рекомбинации атомов на поверхности.

Выполнено сравнение с серией из 12 испытаний на индукционном ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 ИПМех РАН. Показано удовлетворительное согласование расчетных данных и эксперимента. Среднеквадратичное отклонение рассчитанных и измеренных тепловых потоков составило около 16.4%, максимальное – 29%. Указаны возможные источники различий.

Построены распределения тепловых потоков вдоль поверхности и посчитан интегральный тепловой поток, что необходимо при валидации на измеряемых в эксперименте тепловых потоках. Продемонстрирован эффект сверхравновесного нагрева при переходе от низкокatalитического материала к высококatalитическому, учет которого важен при наличии неравномерности кatalитических свойств материала на теплозащитных покрытиях летательных аппаратов.

Проведены сравнительные расчеты для оценки влияния кинетической схемы в газовой фазе на возникающие тепловые потоки к кatalитическим поверхностям. Показано увеличение степени химической неравновесности с уменьшением кatalитичности материала, влекущее за собой более сильную зависимость рассчитываемых тепловых потоков от кинетической схемы.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Создана вычислительная модель и расчетная программа IPG2D для химически и термически неравновесной плазмы, позволяющая осуществлять математическое моделирование течений диссоциированного газа в индукционном плазмотроне, рассчитывать поля дозвукового и сверхзвукового течения около помещенных в поток плазмы тел, определять тепловые потоки на поверхности с различной каталитической активностью.
2. В лагранжевых переменных решена задача о структуре релаксационной зоны за фронтом сильной ударной волны с учетом химической и температурной неравновесности. Подтверждена правильность работы модуля неравновесной химической кинетики в расчетах ударных волн в кислороде и воздухе.
3. Проведена модификация используемой в ИПМех РАН программы Alpha для расчета течения в разрядном канале плазмотрона. Реализована двумерная модель для амплитуды высокочастотного электрического поля. В сравнительных расчетах подтверждена правомерность применения модели одномерного поля для плазмотрона ВГУ-4 при мощностях до 70 кВт. Показано, что для плазмотрона ВГУ-3 (мощность до 270 кВт) модель одномерного поля непригодна, так как приводит к занижению энтальпии потока до 27%, а температуры – до 15%, поэтому расчеты должны проводиться с использованием двумерной модели.
4. Проведены систематические расчеты 28 экспериментов на плазмотроне ВГУ-4 по режимам теплообмена высокоэнтальпийного диссоциированного воздуха с металлическими покрытиями. Показано, что созданная вычислительная программа IPG2D позволяет воспроизводить тепловые потоки в широком диапазоне каталитической активности материала, при этом среднеквадратичное отклонение рассчитанных тепловых потоков от экспериментальных данных составило 6.5% для максимальной и 8.6% для средней по поверхности калориметра величин.
5. Проведены систематические расчеты 12 экспериментов на плазмотроне ВГУ-4 по режимам теплообмена высокоэнтальпийного диссоциирован-

ного азота с металлами и графитом. Показано, что среднеквадратичное отклонение рассчитанного теплового потока от экспериментальной величины составляет 16.5%, максимальное – 29%.

6. В расчетах получено резкое локальное увеличение теплового потока при переходе с низкокatalитической поверхности на высококatalитическую (эффект сверхравновесного нагрева), наблюдающееся экспериментально. Показано, что увеличение теплового потока обусловлено поведением его рекомбинационной составляющей и происходит за счет диффузионного и конвективного переноса атомов через границу раздела материалов вдоль поверхности тела.
7. Проведенные численные расчеты подтвердили правомерность используемой в ИПМех РАН методики расчетного определения эффективных коэффициентов кatalитической рекомбинации материалов по данным экспериментов на плазмотроне ВГУ-4, в части расчета электрического поля в разрядном канале по одномерной модели и предположения о равномерности теплового потока по площади калориметра. В то же время показано, что при переходе к геометрии и уровням мощности, характерным для мегаваттного плазмотрона ВГУ-3, требуется корректировка методики.
8. Разработанная вычислительная модель и программа IPG2D в дальнейшем позволит осуществлять сопровождение экспериментов на плазмотроне ВГУ-3 и исследование течений плазмы в широком диапазоне чисел Маха.

Автор выражает благодарность С.Е. Якушу за постановку задачи, руководство работой и постоянное внимание. Автор глубоко признателен А.Ф. Колесникову и С.А. Васильевскому за ценные обсуждения и возможность использования разработанных в лаборатории взаимодействия плазмы и излучения с веществом ИПМех РАН программ для проведения сравнительных расчетов и моделирования разрядного канала плазмотрона.

Работа выполнена в рамках Госзадания № АААА-А20-120011690135-5 при поддержке гранта РФФИ №19-31-90114.

Список литературы

1. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — Москва : Наука, 1966. — 688 с.
2. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. — 3-е изд. — Москва:Интеллект, 2009. — 736 с.
3. *Суржиков С. Т.* Тепловое излучение газов и плазмы. — Москва : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. — 544 с.
4. *Куликовский А. Г., Любимов Г. А.* Магнитная гидродинамика. — Москва : Логос, 2005. — 328 с.
5. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. — Москва : Наука, 1967.
6. *Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.* Тепловая защита / под ред. А. В. Лыкова. — Москва : Энергия, 1976. — 392 с.
7. *Суржиков С. Т.* Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели. — Москва : Физматлит, 2018. — 543 с.
8. *Землянский Б. А.* Конвективный теплообмен летательных аппаратов. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2014. — 380 с.
9. *Колесников А. Ф., Якушин М. И.* Об определении эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов по тепловым потокам к поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом // Математическое моделирование. — 1989. — Т. 1, № 3. — С. 44—60.
10. *Васильевский С. А., Колесников А. Ф., Якушин М. И.* Определение эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов в условиях влияния газофазных реакций на тепловой поток // Теплофизика высоких температур. — 1991. — Т. 29, № 3. — С. 521—529.
11. *Gordeev A. N., Kolesnikov A. F., Yakushin M. I.* An induction plasma application to Buran's heat protection tiles ground tests // SAMPE Journal. — 1992. — Vol. 28, no. 3. — P. 27—31.
12. *Высокочастотный плазмотрон - установка для исследований аэрофизических проблем с использованием высокоэнтальпийных газовых потоков / Г. Н. Залогин [и др.] // Космонавтика и ракетостроение. — 1994. — № 2. — С. 22—32.*

13. Методика и результаты экспериментального определения каталитической активности материалов при высоких температурах / В. И. Власов [и др.] // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2003. — № 5. — С. 178—189.
14. *Tanaka Y.* Recent development of new inductively coupled thermal plasmas for materials processing // *Advances in Physics: X.* — 2021. — Vol. 6, no. 1.
15. *Massuti-Ballester B., Marynowski T., Herdrich G.* New Inductively Heated Plasma Source IPG7 // *Frontier of Applied Plasma Technology.* — 2013. — Vol. 6, no. 2. — P. 2—6.
16. Recent catalysis measurements at IRS / B. Massuti-Ballester [et al.] // *Advances in Space Researchy.* — 2015. — Vol. 56, no. 4. — P. 742.
17. *Fertig M., Herdrich G.* The Advanced URANUS Navier-Stokes Code for the Simulation of Nonequilibrium Re-entry Flows // *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan.* — 2009. — Vol. 7, ISTS26. — $Pe_{15}^-Pe_{24}$.
18. Experimental and numerical techniques to assess catalysis / G. Herdrich [et al.] // *Progress in Aerospace Sciences.* — 2012. — Vol. 48/49. — P. 27—41.
19. *Колесников А. Ф., Щелоков С. Л.* Анализ условий моделирования аэродинамического нагрева в дозвуковых струях высокоэнтальпийного воздуха ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа.* — 2021. — № 2. — С. 91—96.
20. *Vanden Abeele D., Degrez G.* Efficient computational model for inductive plasma flows // *AIAA Journal.* — 2000. — Vol. 38, no. 2. — P. 234—242.
21. *Сахаров В. И.* Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазмотрона // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа.* — 2007. — № 6. — С. 157—168.
22. *Васильевский С. А., Колесников А. Ф.* Численное исследование течений и теплообмена в индукционной плазме высокочастотного плазмотрона // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том VII-1. Математическое моделирование в низкотемпературной плазме. Т. 2.* — Москва : ЯНУС-К, 2008. — С. 220—234.

23. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Сахаров В. И. Течение и теплообмен в недорасширенных неравновесных струях индукционного плазмотрона // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2011. — № 4. — С. 130—142.
24. Васильевский С. А., Гордеев А. Н., Колесников А. Ф. Теплообмен и теплофизика дозвуковых струй диссоциированного воздуха, обтекающих цилиндрические модели в индукционном ВЧ-плазмотроне // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2019. — № 3. — С. 98—112.
25. Васильевский С. А., Гордеев А. Н., Колесников А. Ф. Локальное моделирование аэродинамического нагрева поверхности затупленного тела в дозвуковых высокоэнтальпийных потоках воздуха: теория и эксперимент на ВЧ-плазмотроне // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2017. — № 1. — С. 160—167.
26. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Сахаров В. И. Экспериментальное и численное исследование теплообмена высокоэнтальпийных недорасширенных струй воздуха с цилиндрическими моделями // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2018. — № 5. — С. 125—133.
27. Власов В. И., Залогин Г. Н., Ковалев Р. В. Численное моделирование течения различных плазмообразующих газов в тракте ВЧ плазмотрона // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2018. — Т. 19, № 4. — С. 2—23.
28. Numerical investigation of flow fields in inductively coupled plasma wind tunnels / M. Yu [et al.] // Plasma Science and Technology. — 2014. — Vol. 16, no. 10. — P. 930—940.
29. Numerical thermofluid simulation on tandem type of induction thermal plasmas with and without current modulation in a lower coil / K. Onda [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2020. — Vol. 53, no. 16. — P. 165201.
30. Energy Partitions in Inductively Heated Plasma Sources for Reentry Simulations / S. Lenzner [et al.] // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 2000. — Vol. 14, no. 3. — P. 388—395.
31. Extended possibilities for simulating re-entry conditions of space vehicle in HF-plasmatron / V. Knotko [et al.] // Fourth Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles (Capua, Italy). — Chicago, Illinois : European Space Agency, 2001. — P. 513—520.

32. Численное исследование поля течения и теплообмена в тракте высокотемпературной аэродинамической установки / В. А. Башкин [и др.] // Теплофизика высоких температур. — 2008. — Т. 46, № 5. — С. 771—783.
33. *Гордеев А. Н., Колесников А. Ф.* Высокочастотные индукционные плазмотроны серии ВГУ // Актуальные проблемы механики. Физико-химическая механика жидкостей и газов. — Москва : Наука, 2010. — С. 151—177.
34. Catalysis phenomena determination in plasmatron facility for flight experiment design / O. Chazot [et al.] // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. — Orlando, Florida : AIAA Paper 2010-1248, 2010.
35. The VKI Plasmatron characteristics and performance / B. Bottin [et al.] // In J. M. Charbonnier and G. S. R. Sarma, editors, Measurement Techniques for High Temperature and Plasma Flows. NATO-RTO-EN 8. — 1999. — P. 440—449.
36. *Muylaert J., al. et.* European plasma working group: status of activities and future plans // Hot Structures and Thermal Protection Systems for Space Vehicles. — 2003. — Vol. 521. — P. 321—331.
37. *Chazot O., Panerai F.* High-Enthalpy Facilities and Plasma Wind Tunnels for Aerothermodynamics Ground Testing // In book Hypersonic Nonequilibrium Flows: Fundamentals and Recent Advances. — 2015. — P. 329—342.
38. *Herdrich G.* Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanoever // Dissertation. — 2004. — S. 1—162.
39. Operational behavior of inductively heated plasma source IPG3 for entry simulations / G. Herdrich [et al.] // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — Reston, Virginia, 2002. — Vol. 16, no. 3. — P. 440—449.
40. *Жестков Б. Е., Липин А. В., Никифоров А. П.* Экспериментальная база НИО-8 для решения задач газодинамики и теплообмена на больших высотах, а также других задач // Труды Всероссийской научно-технической конференции «Фундаментальные исследования для гиперзвуковых технологий». — 1998. — С. 563—571.

41. *Anfimov N.* Capabilities of TSNIIMASH test facilities for experimental investigations of aerospace plane aerothermodynamic // 5th International Aerospace Planes and Hypersonic Technologies Conference, AIAA-93-5000. — 1993. — P. 1—15.
42. *Ito T., Ishida K., Sumi T.* 110 kW New High Enthalpy Wind Tunnel heated by Inductively-Coupled-Plasma // 12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies. — 2003. — P. 1—9.
43. Development of a 30 kW Inductively Coupled Plasma Torch Facility for Aerospace Material Testing / V. P. Owens [et al.] // 10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. — 2010. — P. 1—15.
44. *Green B. R., Clemens N. T., Varghese P. L.* Characterization of a 50kW Inductively Coupled Plasma Torch for Testing of Ablative Thermal Protection Materials // 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting. — 2017. — P. 1—14.
45. Научно-технологическая инфраструктура российской федерации. Центры коллективного пользования научным оборудованием и уникальные научные установки. Высокочастотные индукционные плазмотроны ВГУ-3 и ВГУ-4 [Электронный ресурс]. — URL: <http://www.ckp-rf.ru/usu/441568>.
46. *Колесников А. Ф., Гордеев А. Н., Васильевский С. А.* Локальное термохимическое моделирование аэродинамического нагрева и испытания материалов на ВЧ-плазмотронах ИПМех РАН // Актуальные проблемы механики. 50 лет Институту проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН. — Москва : Наука, 2015. — С. 236—249.
47. *Васильевский С. А., Колесников А. Ф.* Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазмотрона // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2020. — № 5. — С. 164—173.
48. *Соколова И. А., Васильевский С. А., Андриатис А. В.* Описание пакета программ SoVA, предназначенного для расчета равновесного состава и коэффициентов переноса низкотемпературной плазмы в высших приближениях метода Чепмена-Энскога // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2005. — Т. 3. — С. 1—38.
49. *Петухов И. В.* Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. — Москва : Наука, 1964. — С. 304—325.

50. Колесников А. Ф., Гордеев А. Н., Васильевский С. А. Теплообмен в дозвуковых струях диссоциированного азота: эксперимент на ВЧ-плазмотроне и численное моделирование // Теплофизика высоких температур. — 2018. — Т. 56, № 3. — С. 417—423.
51. Тепловой эффект поверхностного катализа в дозвуковых струях диссоциированного воздуха: эксперимент на ВЧ-плазмотроне и численное моделирование / С. А. Васильевский [и др.] // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2020. — № 5. — С. 137—150.
52. Сахаров В. И. Численное моделирование течений в индукционном плазмотроне и теплообмена в недорасширенных струях воздуха для условий экспериментов на установке ВГУ-4 (ИПМех РАН) // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2007. — Т. 5. — С. 1—23.
53. Теплообмен в неравновесных струях диссоциированного азота: эксперимент на ВЧ - плазмотроне и численное моделирование / А. Ф. Колесников [и др.] // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2016. — Т. 17, № 2. — С. 1—22.
54. Экспериментальное и численное исследование теплообмена высокоэнthalпийных потоков воздуха с цилиндрическими моделями из меди и с образцами из керамики на ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 / С. А. Васильевский [и др.]. — 2018.
55. Comparative oxidation tests on reference material in two induction heated facilities / A. Gülhan [и др.] // Acta Astronautica. — 1996. — Т. 38, № 4—8. — С. 501—509.
56. Calculated and experimental flat and wavy surface temperature distributions / V. Shvedchenko [и др.] // 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. — American Institute of Aeronautics, Astronautics, 1999.
57. Жестков Б. Е. Исследование термохимической устойчивости теплозащитных материалов // Ученые записки ЦАГИ. — 2014. — Т. 45, № 5. — С. 62—77.
58. Васильевский Э. Б., Жестков Б. Е., Сахаров В. И. Численное моделирование и эксперимент на индукционном плазмотроне АДТ ВАТ-104 // Ученые записки ЦАГИ. — 2016. — Т. 47. — С. 3—13.

59. *Егоров И. В., Жестков Б. Е., Шведченко В. В.* Определение каталитической активности материалов при высоких температурах в гиперзвуковой трубе ВАТ-104 // Ученые записки ЦАГИ. — 2014. — Т. 45. — С. 3—13.
60. *Ковалев В. Л.* Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 224 с.
61. The VKI Plasmatron characteristics and performance / B. Bottin [et al.]. — 1999.
62. A decade of aerothermal plasma research at the von Karman institute / B. Bottin [et al.] // Contribution to plasma physic. — 2004. — P. 472—477.
63. *Chazot O., Krassilchikoff H. W., Thoemel J.* TPS Ground Testing in Plasma wind tunnel for Catalytic Properties Determination // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. — 2008. — P. 1—10.
64. *Vanden Abeele D., Degrez G.* Numerical of high-pressure air inductive plasmas under thermal and chemical non-equilibrium // AIAA Paper. — 2000. — P. 1—10.
65. Numerical simulation of inductively coupled plasma flows under chemical non-equilibrium / G. Degrez [et al.] // International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow. — 2004. — Vol. 14, no. 4. — P. 538—558.
66. *Vanden Abeele D., Degrez G.* An Efficient Computational Model for Inductive Plasma Flows // 29 th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference. — 1998.
67. *Chazot O., Carbonaro M.* Combined Pitot Probe and LDV measurements for characterization of plasma jet // 31st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. — 2000. — P. 1—8.
68. *Chazot O., Boschek E.* Plasmatron Facility for Combined Particle-Impact and Aero-Heating Tests // 36th AIAA Thermophysics Conference. — 2003. — P. 1—8.
69. IRS GroundTesting Facilities: Thermal Protection System Development, Code Validation and Flight Experiment Development / G. Herdrich [et al.] // 24 th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference. — 2004.
70. *Sleziona P. C., Auweter-Kurtz M., Schrade H.* Computation of MPD flows and comparison with experimental results // Int. Journal for Numerical Methods in Engineering. — 1992. — Vol. 34.

71. *Sleziona P. C.* Non-equilibrium flow in arc heated wind tunnel // Vol. 2. Hypersonic Flows for Reentry Problems. — 1991.
72. Energy Distribution in an Inductively Heated Plasma Wind Tunnel for Re-Entry Simulations / S. Lenzner [et al.] // 7th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. — 1998.
73. Numerical simulation of MPD thrusters on adaptive unstructured mesh / C. Boie [et al.] // Computational Fluid Dynamics, John Wiley Sons, Ltd, — 1994.
74. Numerische Simulation von MPD-Triebwerken und Vergleich mit durchzuführenden experimentellen Untersuchungen / M. Auweter-Kurtz [u. a.] // Au85/5-2, Abschlußbericht an die DFG, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart. — 1997.
75. *Heiermann J., Auweter-Kurtz M., Sleziona P. C.* Air and Argon RF-Plasma Flow Simulation on Structured and Unstructured Meshes // 33rd Thermophysics Conference. — 1999.
76. Numerical Evaluation of an Inductive Plasma Wind Tunnel Source on Structured and Unstructured Meshes / J. Heiermann [et al.] // 3rd Eur. Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, Niederlande. — 2000.
77. Energy Partitions in Inductively Heated Plasma Sources for Re-Entry Simulations / S. Lenzner [et al.] // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 2000. — Vol. 14, no. 3. — P. 388—395.
78. Evaluation of Surface Catalytic Effect on TPS in 110-kW ICP-heated Wind Tunnel. — American Institute of Aeronautics, Astronautics, 2005.
79. Heating Tests of TPS samples in 110-kW ICP-heated Wind Tunnel. — 2005.
80. Comprehensive Characterization of Test Flows in 110-kW Inductively-Coupled-Plasma Heater. — American Institute of Aeronautics, Astronautics, 2008.
81. Numerical Simulation of Inductively Coupled Air Plasmas / K. Sumi [et al.] // Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences. — 2005. — Vol. 48, no. 159. — P. 40—45.
82. Thermochemical Nonequilibrium 2D Modeling of Nitrogen Inductively Coupled Plasma Flow / М. У. [и др.] // Plasma Science and Technology. — 2015. — Т. 17, № 9. — С. 749—760.

83. Сверхравновесный нагрев поверхности теплозащитной плитки в дозвуковой струе диссоциированного воздуха / П. Н. Баронец [и др.] // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 1991. — № 3. — С. 144—150.
84. Development of a catalytic coating for a Shuttle flight experiment / D. Stewart [et al.] // 10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. — Chicago, Illinois : AIAA Paper 2010-4321, 2010.
85. *Чаплыгин А. В.* Экспериментальное исследование эффекта сверхравновесного нагрева поверхности в дозвуковой струе диссоциированного воздуха // Физико-химическая кинетика в газовой динамик. — 2021. — Т. 22, № 2. — С. 1—15.
86. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание в 4-х томах / под ред. В. П. Глушко. — Москва : Наука, 1978. — 328 с.
87. *Гирифельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р.* Молекулярная теория газов и жидкостей. Пер. с англ. — Москва : Изд-во Ин. лит., 1961. — 929 с.
88. *Суржиков С. Т.* Пространственная задача радиационной газовой динамики командного модуля Аполлон-4 при сверхорбитальном входе в атмосферу // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2018. — № 2. — С. 149—160.
89. *Суржиков С. Т., Шувалов М. П.* Анализ радиационно-конвективного нагрева четырех типов спускаемых космических аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2014. — Т. 15, № 4. — С. 1—18.
90. *Колесников А. Ф., Турский Г. А.* Уравнения гидродинамики для частично ионизованных многокомпонентных смесей газов с коэффициентами переноса в высших приближениях // Молекулярная газодинамика. — Москва : Наука, 1982. — С. 20—44.
91. High temperature Mars atmosphere. Part I: Transport cross sections / A. Laricchiuta [и др.] // European Physical Journal D. — 2009. — Т. 54, № 3. — С. 607—612.
92. *Dunn M. G., Kang S. W.* Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas : tech. rep. — 1973.
93. *Park C.* Assessment of a two-temperature kinetic model for dissociating and weakly ionizing nitrogen // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 1988. — Vol. 2, no. 1. — P. 8—16.

94. *Park C.* Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air // *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. — Reston, Virginia, 1989. — Vol. 3, no. 3. — P. 233—244.
95. *Blazek J.* *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. — 3rd. — Amsterdam, London, New York, Oxford, Paris, Shannon, Tokyo : Elsevier, 2015. — С. 1—447.
96. *Poinsot T., Veynante D.* *Theoretical and numerical combustion*. — Philadelphia, PA : R.T. Edwards, 2005. — 522 p.
97. *Колесников А. Ф.* Соотношения Стефана-Максвелла для амбиполярной диффузии в двухтемпературной плазме с приложением к задаче об ионно-звуковой волне // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. — 2015. — № 1. — С. 170—181.
98. *Kitamura K.* Assessment of SLAU2 and other flux functions with slope limiters in hypersonic shock-interaction heating // *Computers and Fluids*. — 2016. — Т. 129. — С. 134—145.
99. *Kitamura K., Hashimoto A.* Reduced dissipation AUSM-family fluxes: HR-SLAU2 and HR-AUSM+-up for high resolution unsteady flow simulations // *Computers and Fluids*. — 2016. — Т. 126. — С. 41—57.
100. *Liou M. S.* A sequel to AUSM, Part II: AUSM+-up for all speeds // *Journal of Computational Physics*. — 2006. — Т. 214, № 1. — С. 137—170.
101. *Liou M. S.* The evolution of AUSM schemes // *Defence Science Journal*. — 2010. — Т. 60, № 6. — С. 606—613.
102. *Jameson A., Turkel E.* Implicit Schemes and LU Decompositions // *Mathematics of Computation*. — 1981. — Vol. 37, no. 156. — P. 385—397.
103. Параллельная реализация неявной схемы на основе метода LU-SGS для моделирования трехмерных турбулентных течений / В. Е. Борисов [и др.] // *Математическое моделирование*. — 2014. — Т. 26, № 10. — С. 64—78.
104. *Peles O., Turkel E.* Acceleration methods for multi-physics compressible flow // *Journal of Computational Physics*. — 2018. — Vol. 358. — P. 201—234.
105. *Brown P. N., Byrne G. D., Hindmarsh A. C.* VODE: A Variable-Coefficient ODE Solver // *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*. — 1989. — Vol. 10, no. 5. — P. 1038—1051.

106. *Sod G. A.* A survey of several finite difference methods for systems of nonlinear hyperbolic conservation laws // *Journal of Computational Physics*. — 1978. — Vol. 27, no. 1. — P. 1—31.
107. *Борисов В. Е., Рыков Ю. Г.* Точный римановский солвер в алгоритмах решения задач многокомпонентной газовой динамики // *Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша*. — 2018. — № 96. — С. 1—28.
108. *Marzouk O. A.* The Sod gasdynamics problem as a tool for benchmarking face flux construction in the finite volume method // *Scientific African*. — 2020. — Т. 10. — e00573.
109. *Kurganov A., Tadmor E.* New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection–diffusion equations // *Journal of Computational Physics*. — 2000. — Т. 160, № 1. — С. 241—282.
110. *Черный Г. Г.* Газовая динамика. — Москва : Наука, 1988. — 424 с.
111. *Knab O., Frühauf H.-H., Messerschmid E. W.* Theory and validation of the physically consistent coupled vibration-chemistry-vibration model // *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. — 1995. — Vol. 9, no. 2. — P. 219—226.
112. *Millikan R. C., White D. R.* Systematics of Vibrational Relaxation // *The Journal of Chemical Physics*. — 1963. — Vol. 39, no. 12. — P. 3209—3213.
113. Shock tube investigation of molecular oxygen dissociation at temperatures 4000–10800K / L. B. Ibraguimova [et al.] // *28th International Symposium on Shock Waves (Manchester, UK) / ed. by K. Kontis*. — Berlin, Heidelberg : Springer, 2011. — P. 125—130.
114. *Ковач Э. А., Лосев С. А., Сергеевская А. Л.* Модели двухтемпературной химической кинетики для описания диссоциации молекул в сильных ударных волнах // *Химическая физика*. — 1995. — Т. 14, № 9. — С. 44—76.
115. *Gnoffo P. A., Gupta R. N., Shinn J. L.* Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Flows in Thermal Air and Chemical Nonequilibrium : tech. rep. — 1989. — P. 1—59.
116. Моделирование колебательно-диссоционной кинетики кислорода при температурах 4000-11000 К / Л. Б. Ибрагимова [и др.] // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. — 2014. — № 1. — С. 131—140.
117. *Blackman V.* Vibrational relaxation in oxygen and nitrogen // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1956. — Т. 1, № 01. — С. 61—85.

118. *Генералов Н. А., Лосев С. А.* Возбуждение колебаний и распад молекул кислорода и углекислого газа за фронтом ударной волны // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. — 1966. — Т. 6, № 1. — С. 101—125.
119. *Owen K. G., Davidson D. F., Hanson R. K.* Oxygen vibrational relaxation times: Shock tube/laser absorption measurements // *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. — 2016. — Т. 30, № 4. — С. 791—798.
120. *Kiefer J. H., Lutz R. W.* The effect of oxygen atoms on the vibrational relaxation of oxygen // *Symposium (International) on Combustion*. Vol. 11. — 1967. — P. 67—76.
121. *Breen J. E., Quay R. B., Glass G. P.* Vibrational relaxation of O₂ in the presence of atomic oxygen // *The Journal of Chemical Physics*. — 1973. — Т. 59, № 1. — С. 556—557.
122. *Лосев С. А., Макаров В. Н., Погосбекян М. Ю.* Моделирование колебательно-диссоциационной кинетики кислорода при температурах 4000-11000 К // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. — 1995. — № 2. — С. 169—182.
123. *Duff R. E., Davidson N.* Calculation of Reaction Profiles behind Steady State Shock Waves. II. The Dissociation of Air // *The Journal of Chemical Physics*. — 1959. — Vol. 31, no. 4. — P. 1018—1027.
124. Study of Quartz Surface Catalycity in Dissociated Carbon Dioxide Subsonic Flows / A. F. Kolesnikov [et al.] // *Journal of Spacecraft and Rockets*. — 2000. — Vol. 37, no. 5. — P. 573—579.
125. *Boulos M. I.* The inductively coupled R.F. (radio frequency) plasma // *Pure and Applied Chemistry*. — 1985. — Vol. 57, no. 9. — P. 1321—1352.
126. *Vasil'evskii S. A., Kolesnikov A. F., Yakushin M. I.* Mathematical models for plasma and gas flows in induction plasmotrons // *Molecular Physics and Hypersonic Flows (NATO ASI Series)*. — Dordrecht : Kluwer, 1996. — P. 495.
127. *Patankar S.* Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. — New York : Hemisphere Publishing, 1980. — 214 p.
128. *Ландау Л. Д., Lifshits E. M.* Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. — 4-е изд. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2005. — 656 с.

129. *Saad Y.* Iterative Methods for Sparse Linear Systems. — 2nd. — Philadelphia, PA : Society for Industrial, Applied Mathematics (SIAM), 2003. — 547 p.
130. Code-to-code validation of inductive plasma computations / D. Vanden Abeele [et al.] // Progress in Plasma Processing of Materials / ed. by P. Fauchais, J. Amouroux. — New York : Begell House, 1999. — P. 245.
131. *Воронкин В. Г., Залогин Г. Н.* О механизме рекомбинации атомарного азота вблизи каталитической поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1980. — № 3. — С. 156—158.
132. *Васильевский С. А., Колесников А. Ф.* Многопараметрические исследования течения в индукционном плазмотроне и истекающей дозвуковой струе // Актуальные проблемы механики. Физико-химическая механика жидкостей и газов. — Москва : Наука, 2010. — С. 178—200.
133. *Зинченко В. И., Гольдин В. Д., Зверев В. Г.* Численное моделирование влияния материалов тепловой защиты на характеристики сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленных тел // Теплофизика высоких температур. — 2018. — № 5. — С. 747—755.
134. *Зинченко В. И., Гольдин В. Д.* Решение задачи о сопряженном нестационарном теплообмене при сверхзвуковом обтекании затупленного по сфере конуса под углом атаки // Инженерно-физический журнал. — 2020. — Т. 93, № 2. — С. 431—442.
135. *Park C.* Stagnation point radiation for Apollo 4 — a review and current status // 35th AIAA Thermophysics Conference (Anaheim, CA). — AIAA Paper 2001-3070, 2001.

Список рисунков

- 2.1 Решение задачи Сода с количеством ячеек $N_p = 100$. 1 – схема SLAU2, 2 – схема SLAU, 3 – схема Курганова-Тадмора. Сплошная кривая – аналитическое решение. 48
- 2.2 Решение задачи Сода с количеством ячеек $N_p = 400$. 1 – схема SLAU2, 2 – схема SLAU, 3 – схема Курганова-Тадмора 49
- 3.1 Время релаксации $p\tau_{O_2-O_2}$. Кривые соответствуют аппроксимационным формулам: 1 — Ибрагимова и др. [116], 2 – Millikan and White [112], 3 – Лосев и др. [122]. Экспериментальные точки: 4 – Blackman [117], 5 – Генералов и Лосев [118], 6 – Millikan and White [112], 7 – Owen [119]. 58
- 3.2 Время релаксации $p\tau_{O_2-O}$. Кривые соответствуют аппроксимационным формулам: 1 — Ибрагимова и др. [116], 2 – Millikan and White [112], 3 – Лосев и др. [122]. Экспериментальные точки: 4 – Kiefer [120], 5 – Breen [121]. 59
- 3.3 Экспериментальные и рассчитанные профили колебательной температуры. $T_0 = 5300$ К, $u_0 = 3070$ м/с, $p_0 = 2$ торр, $M = 9.3$: 1 – наст. расчет, 2 – расчет [116], 3 – поступательная температура в однотемпературном приближении, 4 – поступательная температура, 5 – эксперимент. 60
- 3.4 Экспериментальные и рассчитанные профили колебательной температуры. $T_0 = 6470$ К, $u_0 = 3400$ м/с, $p_0 = 1$ торр, $M = 10.3$: 1 – наст. расчет, 2 – расчет [116], 3 – поступательная температура в однотемпературном приближении, 4 – поступательная температура, 5 – эксперимент. 61
- 3.5 Распределение мольных концентраций за ударной волной при $M = 9.84$. 1 – расчет по текущей модели с кинетической схемой [115], 2 – результаты [123], 3 – расчет при температурном равновесии. 62

- 4.1 Эскиз разрядного канала плазмотрона: 1 – индуктор, 2 – кольцевой вход плазмообразующего газа, 3 – поток плазмы на выходе, 4 – зона разряда, 5 – стабилизирующее вихревое течение. Моделирование течения выполняется в разрядном канале, электрическое поле рассчитывается в более широкой области, показанной штрихпунктирной линией. 65
- 4.2 Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля ($P = 100$ мбар, $N_{ap} = 45$ кВт, $N_{pl} = 29$ кВт). 72
- 4.3 Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля. 73
- 4.4 Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля. 74
- 4.5 Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-4, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля. 75
- 4.6 Радиальные профили скорости плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-4. 76
- 4.7 Радиальные профили температуры плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-4. 76
- 4.8 Осевые профили продольной скорости плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4. 77
- 4.9 Осевые профили температуры плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4. 77
- 4.10 Радиальные профили амплитуды электрического поля E в сечении $z = 209$ мм разрядного канала ВГУ-4, полученные с использованием 1D и 2D моделей для трех значений мощности плазмотрона. 78
- 4.11 Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля ($P = 100$ мбар, $N_{ap} = 300$ кВт, $N_{pl} = 180$ кВт). 79

4.12	Изолинии безразмерной функции тока (а) и изотермы (б) в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля.	79
4.13	Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием одномерной модели для амплитуды электрического поля.	80
4.14	Изолинии амплитуды электрического (а) и магнитного (б) полей в разрядном канале ВГУ-3, рассчитанные с использованием двумерной модели для амплитуды электрического поля.	80
4.15	Радиальные профили амплитуды электрического поля E в сечении $z = 460$ мм для ВГУ-3, полученные с использованием 1D и 2D моделей для трех значений мощности плазмотрона.	81
4.16	Осевые профили продольной скорости плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-3.	81
4.17	Осевые профили температуры плазмы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-3.	82
4.18	Радиальные профили скорости плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-3.	82
4.19	Радиальные профили температуры плазмы на выходе из разрядного канала ВГУ-3.	83
5.1	Расчетная область барокамеры плазмотрона с типами граничных условий.	88
5.2	Схема державки и проточного калориметра с испытываемым материалом на тепловоспринимающей поверхности. 1 – каталитическая вставка с испытываемым материалом, 2 – державка, 3 – теплоизоляция, 4 – калориметр, 5 – медные трубки	89
5.3	Радиальные распределения во входном сечении источника, расчет программой Alpha [51]: (а) температура T_{in} ; (б) входная осевая скорость V_{in} ; (в) мольные доли нейтральных компонент компонент $x_{i,in}$ для $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт. (г) мольные доли заряженных компонент $x_{i,in}$ для $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт.	90

- 5.4 Координаты сеточных линий в радиальном (слева) и осевом (справа) направлениях. В радиальном направлении показан участок только до границы входного канала, N_p – номер сеточной линии по соответствующему направлению. 91
- 5.5 Обтекание образца потоком плазмы: (а) температура и линии тока; (б) мольная доля O; (в) мольная доля N; (г) мольная доля NO. 92
- 5.6 Распределения ионизованных компонент при обтекании образца потоком плазмы: (а) мольная доля электронов; (б) мольная доля иона O+; (в) мольная доля иона N+; (г) мольная доля иона NO+. 94
- 5.7 Характеристики плазмы вблизи переднего торца модели (укрупненный масштаб по оси z): (а) температура и линии тока; (б) мольная доля O; (в) мольная доля N; (г) мольная доля NO. На поверхности модели обозначено положение датчика теплового потока. 95
- 5.8 Осевые профили концентрации в пограничном слое у передней критической точки: (а) давление $P_s = 50$ гПа, мощность $N_{ap} = 45$ кВт; (б) $P_s = 50$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт; (в) $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 45$ кВт; (г) $P_s = 100$ гПа, $N_{ap} = 64$ кВт. 97
- 5.9 Температура в пограничном слое для $P_s = 100$ гПа : (а) сравнение осевых профилей температуры в пограничном слое при мощности $N_{ap} = 45$ кВт и $N_{ap} = 64$ кВт при $\gamma_w = 1$ и $\gamma_w = 0$; (б) разность между температурами для каталитической и некаталитической поверхностей . 98
- 5.10 Осевые профили температуры (а) и скорости (б) на участке от входа барокамеры до передней критической точки тела для $P_s = 50$ гПа. Радиальные профили температур (в) на расстояниях от входа $z = 20$ мм и $z = 50$ мм для $P_s = 50$ гПа и $N_{ap} = 45$ кВт, разность между температурами (г) для химически равновесной (CEQ) и неравновесной (CNEQ) моделей. 99
- 5.11 Распределения теплового потока по переднему торцу модели при $N_{ap} = 64$ кВт: (а) давление 50 гПа; (б) давление 100 гПа. 100
- 5.12 Кондуктивная (а) и рекомбинационная (б) составляющие теплового потока на переднем торце модели при различной каталитичности образца, $N_{ap} = 64$ кВт, $P_s = 100$ гПа. 101
- 5.13 Сравнение рассчитанных тепловых потоков с экспериментальными данными [51]. 105

- 6.1 Расчетная область барокамеры плазмотрона с типами граничных условий. 109
- 6.2 Схема державки и проточного калориметра с испытываемым материалом на тепловоспринимающей поверхности. 110
- 6.3 Координаты сеточных линий в радиальном (слева) и осевом (справа) направлениях. В радиальном направлении показан участок только до границы входного канала, N_p – номер сеточной линии по соответствующему направлению. 110
- 6.4 Радиальные распределения во входном сечении, расчет программой Alpha [50]: (а) температура T_{in} ; (б) входная осевая скорость V_{in} ; (в) мольная доля N_2 ; (г) мольная доля N 112
- 6.5 Радиальные распределения мольных долей компонент плазмы азота во входном сечении: (а) ион N_2^+ ; (б) ион N^+ ; (в) электронов x_e 113
- 6.6 Распределения параметров плазмы вблизи поверхности тела при мощности $N_{ap} = 35$ кВт: а) мольная доля N , б) мольная доля N_2 , в) температура T , г) осевая скорость v . Левый рисунок соответствует меди, $\gamma_w = 1$, правый – графиту МПГ-7, $\gamma_w = 0.012$. Белым прямоугольником отмечено положение теплового датчика с заданным материалом на поверхности. 115
- 6.7 Распределение компонент теплового потока и концентраций вдоль поверхности при мощности $N_{ap} = 35$ кВт а) кондуктивный тепловой поток q_w^C , б) рекомбинационный тепловой поток q_w^R , в) полный тепловой поток q_w , г) мольная доля N 117
- 6.8 Осевые профили температуры (а) и скорости (б) на участке от входа барокамеры до передней критической точки тела для $P_s = 50$ гПа. Профили температур (в) вдоль радиуса на расстояниях от входа $z = 20$ мм $z = 50$ мм для $P_s = 50$ гПа и $N_{ap} = 45$ кВт и разность между температурами (г) для химически равновесной (CEQ) и неравновесной (CNEQ) моделей. 118
- 6.9 Сравнительная диаграмма рассчитанных и экспериментальных тепловых потоков. Материалы: 1 – медь, 2 – никель, 3 – графит. Символы соответствуют указанным мощностям плазмотрона N_{ap} 119
- 6.10 Сравнительная диаграмма рассчитанных и экспериментальных тепловых потоков для кинетической схемы [92]. Обозначения — см. рис. 6.9. 121

Список таблиц

1	Индукционные плазмотроны	15
2	Основные параметры плазмотронов ВГУ-3 и ВГУ-4 [33; 46]	19
3	Кинетическая схема (Dunn & Kang, 1973) [92]	37
4	Аналитическое решение задачи Римана о распаде произвольного разрыва для случая покоящегося газа	47
5	Кинетическая схема для воздуха (Gnoffo и др., 1989) [115]	54
6	Результаты расчетов для ВГУ-4	71
7	Результаты расчетов для ВГУ-3	74
8	Параметры расчетов обтекания модели воздушной плазмой	85
9	Степень диссоциации и ионизации воздушной плазмы на входе в центре струи	89
10	Степень диссоциации и ионизации плазмы азота на входе в центре струи	111
11	Расчетные варианты для плазмы азота (тепловые потоки приведены в Вт/см^2 , N_{ap} – в кВт)	114