

Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный
научно-исследовательский институт машиностроения»

На правах рукописи

Прутько Кирилл Александрович

**Неравновесное излучение воздуха при больших скоростях
полёта спускаемых аппаратов**

Специальность 01.02.05 —
«Механика жидкости, газа и плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, старший научный сотрудник
Залогин Георгий Николаевич

Королёв — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Границы применимости равновесных физико-химической и радиационной моделей для расчета структуры зоны релаксации за ударной волной и теплообмена спускаемого аппарата	18
Глава 2. Постановка задачи и результаты расчета излучения в равновесном воздухе	26
2.1 Термодинамическая модель атомных уровней	27
2.2 Основные уравнения для линейчатого излучения	27
2.3 Сплошной спектр излучения	33
2.4 Метод построения сетки для расчета спектрального распределения интенсивности излучения	36
2.5 Уравнение переноса излучения	40
2.6 Результаты расчетов лучистых потоков для равновесной модели излучения воздуха. Верификация численного метода	43
2.7 Валидация равновесной модели излучения по результатам летных измерений	54
Глава 3. Радиационно-столкновительная модель высокотемпературного неравновесного воздуха	62
3.1 Состав газа	63
3.2 Элементарные процессы	64
3.2.1 Электронный удар	65
3.2.2 Соударение тяжелых частиц	72
3.2.3 Ассоциативная ионизация и диссоциативная рекомбинация	73
3.2.4 Диссоциация и обменные реакции	74
3.2.5 Связанно-связанные переходы	76
3.2.6 Фотоионизация и фоторекомбинация	77
3.3 Система уравнений и метод ее решения	78

Глава 4. Ионизация и излучение воздуха за фронтом сильной ударной волны	87
4.1 Постановка задачи	87
4.2 Параметры газа за фронтом ударной волны	91
4.3 Валидация неравновесной модели и анализ результатов расчетов	95
Заключение	121
Список сокращений и условных обозначений	124
Список цитируемой литературы	128
Список рисунков	137
Список таблиц	141
Приложение А. Данные по уровням и линейчатому излучению атомов	142

Введение

Несмотря на достаточно длительную историю исследования излучения газа около спускаемых аппаратов (СА), которая начинается с конца 50-х годов прошлого столетия, и успехи ряда осуществлённых программ полетов к Луне с возвращением на Землю (советские «Зонды», американский «Аполлон»), нет единого общепринятого метода расчета лучистых тепловых потоков к поверхности СА на всех участках траектории спуска. Достаточное для практических приложений развитие получили только методы расчета равновесного излучения воздуха, основанные на использовании базы данных равновесных оптических характеристик воздуха [1; 2]. Основные закономерности лучисто-конвективного теплообмена спускаемых аппаратов изложены в [3–8]. В частности в [3], на основе проведенных расчетов теплообмена аппаратов «Восток», «Восход», «Союз», «Луна», «Зонд» сделан важный вывод, что при входе в атмосферу Земли со скоростями $V \leq 8$ км/с лучистый тепловой поток к аппаратам сферической и сегментально-конической формы (при характерных размерах СА ~ 1 –5 м) пренебрежимо мал по сравнению с конвективным. Отношение максимальных по траектории спуска лучистых и конвективных потоков в зависимости от скорости входа в атмосферу, приведены на рис. 1 из [3]. Аналогичное соотношение

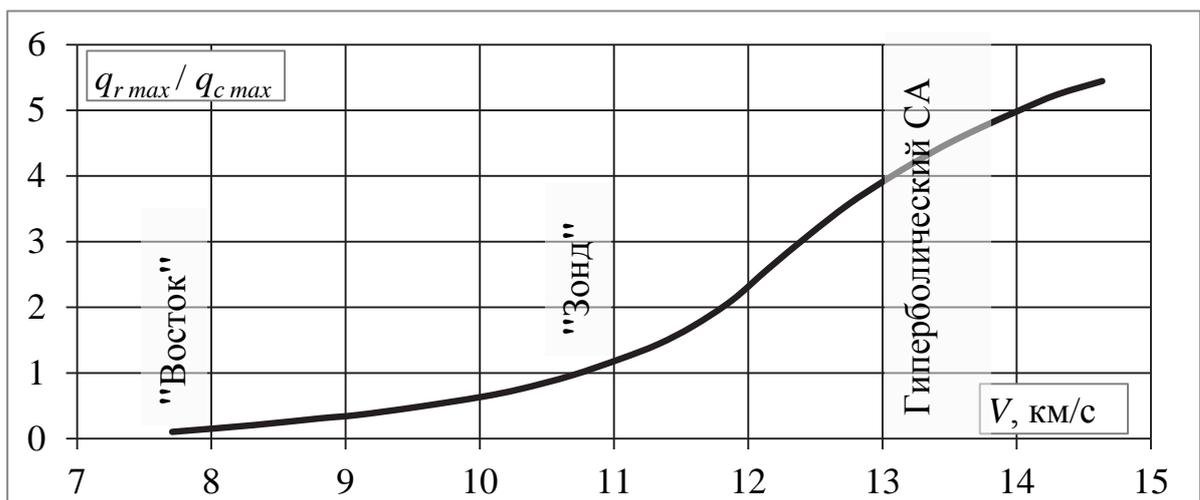


Рисунок 1 — Роль лучистого теплообмена в нагреве СА различных классов [3]

между конвективным и лучистым тепловыми потоками к СА большого размера ($R = 4.6$ м) при полете в атмосфере Земли на высоте $H = 61$ км показано на рис. 2 из [9]. На этой высоте конвективная и лучистая составляющие теплового потока сравниваются при скорости $V \approx 10.6$ км/с, что согласуется с данными,

приведенными на рис. 1. При этом они имеют значения $q_r = q_c = 2050 \text{ кВт/м}^2$ (Кривой «А» на графике отмечен лучистый тепловой поток, кривой «В» – конвективный тепловой поток). В цитируемых работах и ряде других работ

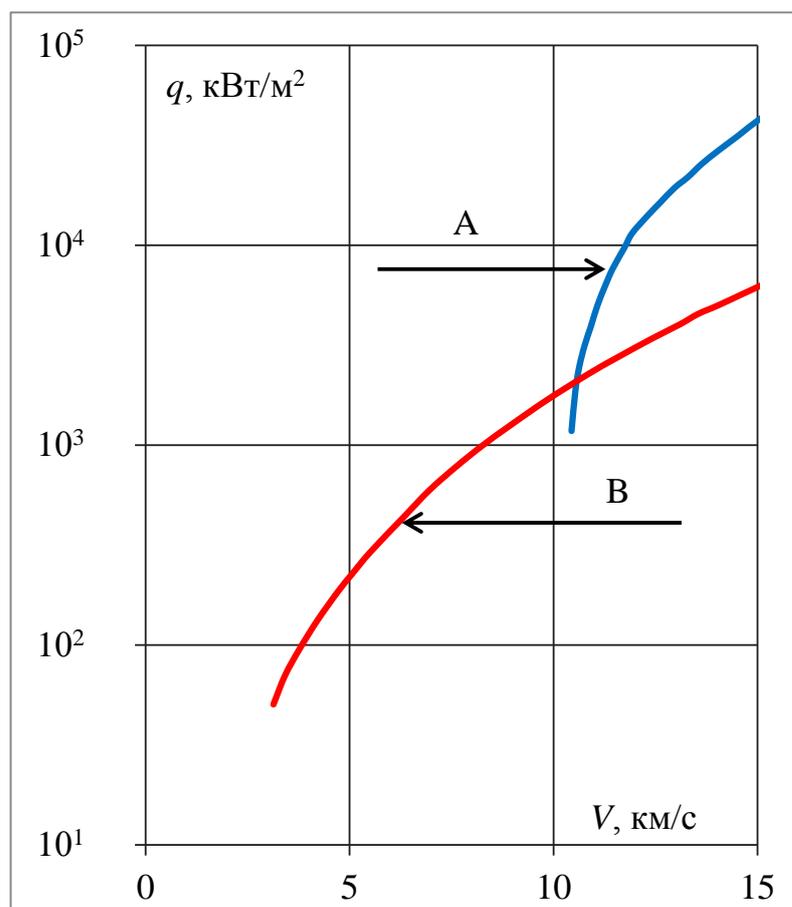


Рисунок 2 — Роль лучистого теплообмена в нагреве СА при разных скоростях полета [9]

считалось, что влияние излучения на кинетику релаксации в воздухе невелико, и им пренебрегалось. Предполагалось также, что на выходе из зоны релаксации газ приближается к локально равновесному состоянию, и его состав, в том числе и концентрации ионизованных компонентов, могут определяться с использованием констант равновесия, а возбужденные состояния атомов заселены с электронной температурой, которая при выходе из зоны релаксации сравнивается с поступательной.

При экспериментальном определении константы скорости ионизации атомов электронным ударом используют данные о величине константы скорости обратной реакции (рекомбинации). Искомая константа скорости определяется путем пересчета с использованием константы равновесия для данного процесса [10].

Имеющиеся в литературе и используемые в расчетах неравновесного ударного слоя около СА константы скорости ионизации атомов электронным ударом имеют очень большой разброс, существенно превышающий аналогичный разброс в химических реакциях.

На рис. 3 и 4 показаны зависимости констант скоростей ионизации N и O электронным ударом от температуры, наиболее часто используемые разными авторами. К этим данным относятся:

1. База физико-химических данных AVOGADRO [11], создаваемая в НИИ Механики МГУ под руководством проф. С.А. Лосева на протяжении более 30 лет, которая является наиболее полной в России.
2. База физико-химических данных [12; 13], предложенная Ч. Парком (Chul Park), de facto является стандартом NASA и используется в абсолютном большинстве американских и европейских программных комплексов, применяемых при моделировании входа КА в атмосферу Земли и других планет.

Большой вклад в разработку целого ряда вопросов радиационной газовой динамики, как фундаментальных, так и прикладных, были внесены Ю.П. Райзером [14] и С.Т. Суржиковым [15–19]. В [14] совместно с Я.Б. Зельдовичем Ю.П. Райзером рассмотрены основные процессы, протекающие в высокотемпературном воздухе, нагреваемом сильной ударной волной. Результаты этих фундаментальных исследований послужили основой развития целого ряда направлений в газовой динамике. В [18] С.Т. Суржиковым рассмотрены фундаментальные вопросы, относящиеся к радиационной газовой динамике и физике плазмы. Большое количество работ, выполненных С.Т. Суржиковым с соавторами (например, [15–17; 19]) посвящены исследованиям лучисто-конвективного теплообмена спускаемых аппаратов и межпланетных зондов и имеет прикладной характер.

Отметим, что хотя за сильными ударными волнами ($V \sim 11\text{--}12$ км/с) температура за фронтом может достигать значений $T \sim 50\text{--}70$ тысяч градусов, электронные процессы протекают при $T_e \leq 20000$ К, поскольку из-за быстрого $e\text{--}V$ обмена T_e близка к температуре колебательных степеней свободы N_2 .

Кроме этих данных часто используются расчетные значения констант скоростей ионизации с основного состояния и равновесные. Равновесные константы скорости ионизации N и O электронным ударом получены с использованием

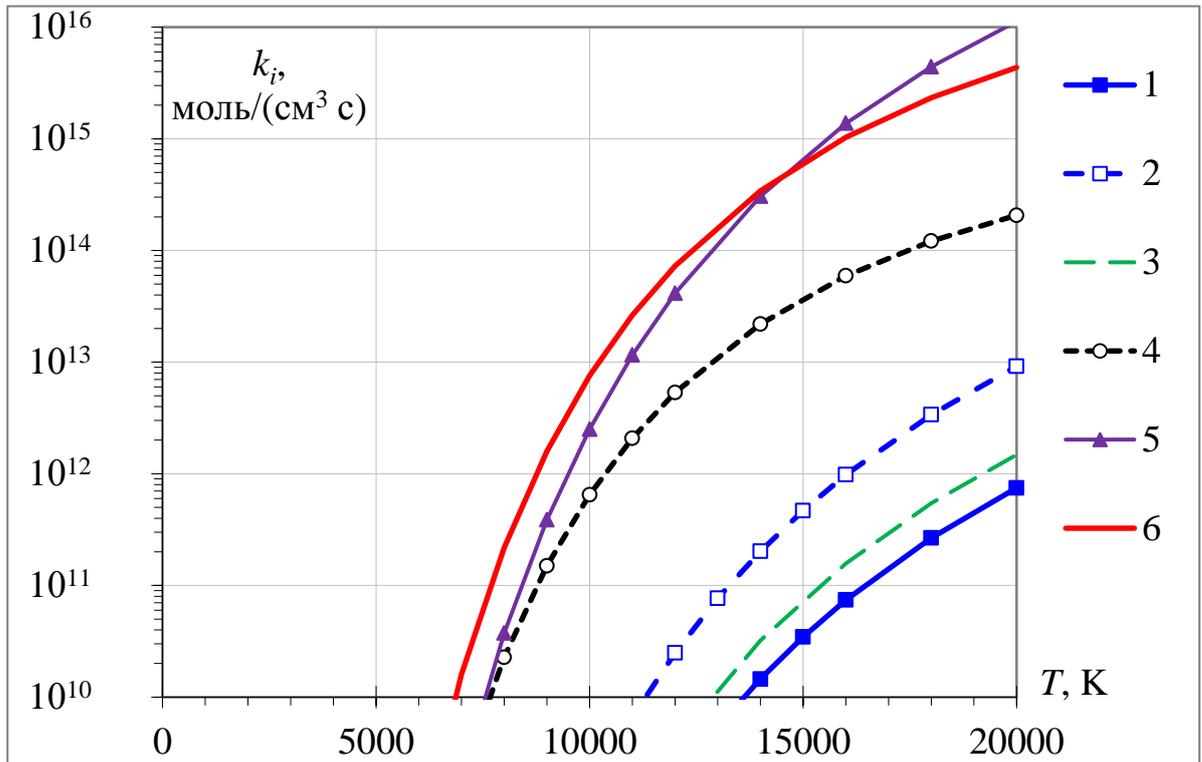


Рисунок 3 — Зависимость константы скорости ионизации электронным ударом от температуры для атомов азота: 1 — для основного состояния $N(^4S)$ [20], 2 — сумма для основного и 2-х метастабильных состояний ($N(^2D)$ и $N(^2P)$) [20], 3 — Лосев, рекомендация базы данных AVOGADRO [11], 4 — Парк, рекомендация NASA Ames Research Center [13], 5 — Ло [20], 6 — равновесная

скорости 3-частичной рекомбинации в приближении равновесного (больцмановского) распределения по возбужденным состояниям.

При равновесном распределении атомов по возбужденным состояниям (красная кривая) на рис. 3 и 4, константа скорости ступенчатой ионизации атомов на несколько порядков величины превышает соответствующее значение константы ионизации из основного состояния (синяя кривая 1). Константа скорости рекомбинации была выбрана на основе экспериментальных данных, приведённых в [12] — $k_r = 8.3 \cdot 10^{-39} T^{-9/2}$ моль/(см³·с) и взята одинаковой для O и N.

В базе данных NIST [21] (Национальный институт стандартов и технологии, США) приведены экспериментальные и теоретические зависимости сечения ионизации электронным ударом для основного состояния атомов кислорода $O(^3P)$ и азота $N(^4S)$ и 2-х нижних метастабильных состояний $N(^2D)$ и $N(^2P)$, между которыми имеется очень хорошее согласование. Константы скорости были получены из этих данных для максвелловского распределения

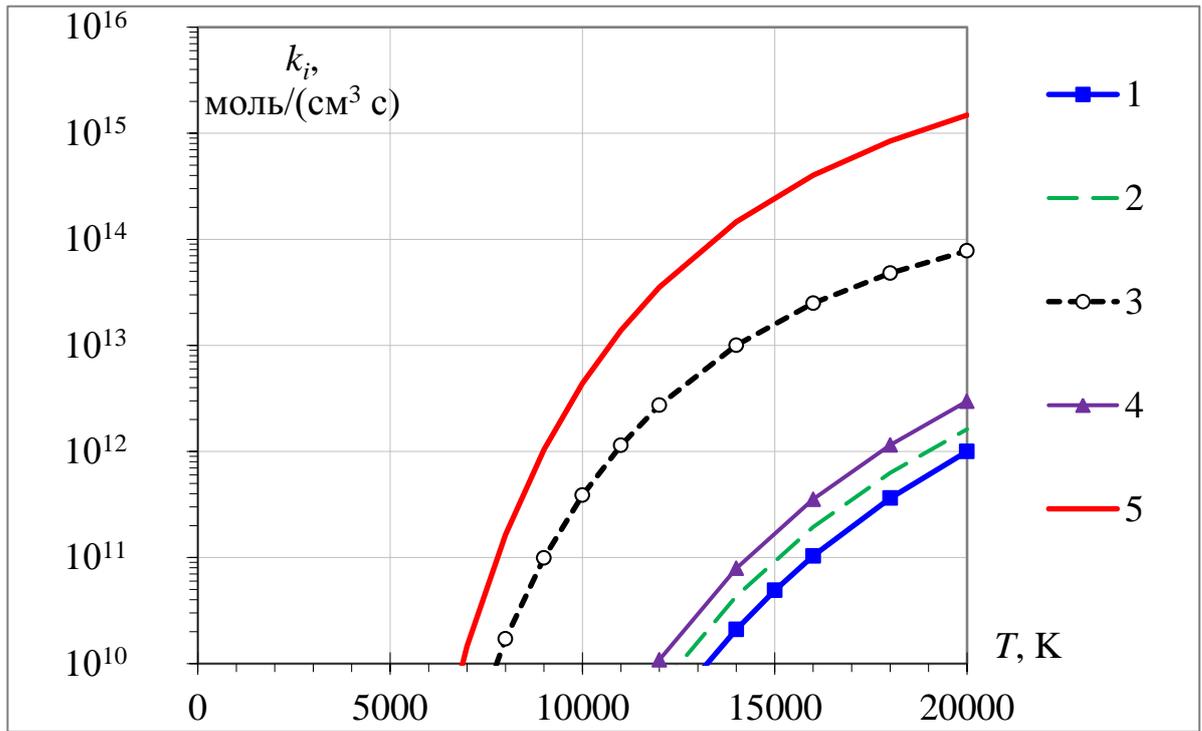


Рисунок 4 — Зависимость константы скорости ионизации электронным ударом от температуры для атомов кислорода: 1 — для основного состояния $O(^3P)$ [20], 2 — Лосев, рекомендация базы данных AVOGADRO [11], 3 — Парк, рекомендация NASA Ames Research Center [13], 4 — Ло [20], 5 — равновесная электронов по энергиям. Константа скорости ударной ионизации атомов азота с 3-х нижних уровней рассчитывалась в предположении бoльцмановского заселения этих состояний при электронной температуре.

Во всех без исключения работах, посвященных расчетам релаксационных зон за сильными ударными волнами, считалось, что на выходе из релаксационной зоны состояние газа равновесно.

На время проведения обсуждаемых исследований экспериментальные данные по ионизации и излучению воздуха при скоростях $V > 9$ км/с были весьма ограничены и некоторые из них не согласовались с предсказаниями теории в отношении концентрации электронов в равновесной зоне, интенсивности излучения и по длинам зон релаксации.

Например, в экспериментах, описанных в [22], с помощью электростатических зондов исследовалась зависимость концентрации электронов в равновесной области за фронтом УВ от скорости. При скорости $V < 9$ км/с результаты экспериментов полностью согласуются с теоретическими значениями, а при больших скоростях начинают резко расходиться и при $V = 10$ км/с отличаются более, чем в 10 раз.

Это приводит к необходимости рассмотрения основных используемых в настоящее время моделей высокотемпературного воздуха, совокупности трубных и летных экспериментов, содержащих результаты измерений интенсивности излучения и лучистых тепловых потоков, а также большого количества публикаций, направленных на верификацию используемых баз данных, газодинамических, физико-химических и излучательных моделей.

Дополнительную сложность в расчет лучистых тепловых потоков при использовании уносимой тепловой защиты вносит экранирование излучения от ударного слоя продуктами разрушения теплозащитного материала (ТЗМ).

При решении задачи об излучении ударного слоя на аппарате с уносимой тепловой защитой принципиально изменяется подход к заданию исходных данных по излучению многокомпонентных смесей. Базы данных, используемые для расчетов, вместо коэффициентов поглощения смесей должны содержать оптические характеристики различных компонент (продуктов разрушения, воздуха и возможных химических соединений воздуха с продуктами разрушения), определяемые теоретически с дополнительной экспериментальной апробацией.

Аналогично меняются используемые базы данных при рассмотрении задачи об интенсивности излучения и лучистых тепловых потоков в чистом воздухе при неравновесном протекании физико-химических процессов (большие высоты полета).

Для правильного описания процессов, протекающих в ударном слое при скоростях полета $V \sim 9\text{--}12$ км/с и выше, необходимо проведение ряда исследований:

1. Разработка методов и программ численного моделирования обтекания и расчета лучистых тепловых потоков около возвращаемых аппаратов нового поколения.
2. Разработка базы данных химических реакций, реакций ионизации, протекающих в высокотемпературном воздухе и констант скоростей возбуждения электронных состояний молекул и атомов.
3. Верификация и валидация разработанных методик путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными, включая данные летных экспериментов.

Интерес и внимание к исследованиям механизмов излучения высокотемпературного воздуха и их численному моделированию не ослабевали в

течении длительного промежутка времени и по настоящий момент. Это подтверждается большим количеством симпозиумов и конференций, посвященных различным аспектам этой проблемы, а также публикаций. Вместе с развитием вычислительной техники и получением уточненных экспериментальных данных по константам скоростей физико-химических процессов усложнялись и радиационные модели высокотемпературных газов. На смену равновесным и неравновесным однотемпературным начали приходить многотемпературные модели [11; 12; 15; 23; 24], а затем и модели, учитывающие поуровневую кинетику [25–27]. Недостающие экспериментальные данные по термодинамическим и кинетическим характеристикам дополняются путем проведения квантово-механических расчетов [28–32].

Основное внимание в данной работе уделено процессам, протекающим за ударными волнами большой интенсивности ($V > 9$ км/с), реализующимся при входе СА в атмосферу Земли со второй космической скоростью. Проводится анализ результатов имеющихся экспериментов в ударных трубах и летных экспериментах.

При полетах аппаратов в атмосфере со сверхорбитальной скоростью ($V \sim 9\text{--}12$ км/с), протекает большое количество сложных и взаимосвязанных физических и химических процессов, которые происходят в высокотемпературном воздухе, нагретом ударной волной. Эти процессы существенно влияют на параметры газа в ударном слое, определяющие аэродинамические характеристики, тепло- и массоперенос, образование плазмы и характер излучения. Кроме того, при таких скоростях лучистые потоки значительно увеличиваются и становятся сравнимыми с конвективными, что влечет за собой влияние этих потоков на параметры течения в целом. Разработанные к настоящему времени достаточно многочисленные физико-химические и радиационные модели высокотемпературного воздуха при расчетах лучистого теплообмена спускаемых аппаратов дают очень большой разброс по величинам лучистых тепловых потоков, даже при входе с орбиты искусственного спутника Земли (ИСЗ) [16]. Таким образом, построение и тестирование моделей для описания излучения газов, нагретых ударной волной, является актуальной, фундаментальной и прикладной задачей.

Помимо моделирования излучения за ударной волной при возвращении спускаемого аппарата, существует необходимость в интерпретации экспериментов в ударных трубах, которые способствуют изучению низкотемпературной плазмы и процессов, протекающих в ней.

Целью данной работы является разработка и валидация физико-химической модели для описания радиационных процессов в воздухе за сильными ударными волнами (радиационно-столкновительной модели) и при входе спускаемых аппаратов в атмосферу, путем сравнения с трубными и летными экспериментами.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Выбрать физико-химические реакции и компоненты газа, учитываемые при создании радиационно-столкновительной модели высокотемпературного воздуха, для расчета интенсивности и спектрального состава излучения атомарных компонентов.
2. Разработать метод и программу для численного моделирования процесса ионизации, излучения, переноса излучения и определения лучистых тепловых потоков за сильными ударными волнами и около возвращаемых аппаратов нового поколения.
3. Разработать базы данных химических реакций, реакций ионизации, протекающих в высокотемпературном воздухе и констант скоростей возбуждения электронных состояний атомов.
4. Провести валидацию разработанных методик путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными, включая данные летных экспериментов.

Научная новизна:

1. Разработана новая поуровневая радиационно-столкновительная модель полностью диссоциированного высокотемпературного воздуха ($T \approx 9000\text{--}15000$ К), учитывающая неравновесные процессы физико-химической кинетики, возбуждение многочисленных (84 для кислорода, 62 для азота) электронных состояний атомов и неравновесное излучение из релаксационной зоны за скачком уплотнения перед гиперзвуковым летательным аппаратом (ГЛА) при скоростях $V \approx 8\text{--}13$ км/с на высотах с режимом максимальных лучистых потоков, причем при

расчете интенсивности для обеспечения точности более 90 % учитываются 176 и 307 переходов между уровнями для атомов O и N соответственно.

2. С использованием разработанной вычислительной программы получены зависимости вклада различных механизмов излучения атомов в лучистый поток от высоты по траектории движения ГЛА при его спуске в атмосфере со скоростью входа равной 2-й космической ($V = 11.2$ км/с). Полученные результаты согласуются с данными лётных экспериментов на аппаратах Аполлон-4 и лётном демонстраторе FIRE-II. В частности показано, что вклад линейчатого излучения в лучистый поток превышает 50 % на высотах с максимальными лучистыми потоками.
3. Впервые разработан и внедрен итерационный алгоритм решения жесткой системы нелинейных дифференциальных уравнений с числом переменных равным 156 (концентрации – 151, газодинамические параметры – 5: плотность, скорость, давление, поступательная и электронная температуры), соответствующий физической постановке задачи и отвечающий реальным условиям взаимного влияния излучения на газодинамические процессы и наоборот в зоне за сильной ударной волной (скорости более 9 км/с).
4. Показано, что для аппаратов большого размера ($R > 1$ м, типа Союз, Федерация, Орион, Dragon) в зоне максимального лучистого теплообмена применима разработанная модель излучения атомов в равновесной постановке. Это подтверждено хорошим согласием расчетных значений лучистых потоков к спускаемому аппарату Аполлон-4 и летному демонстратору FIRE-II с данными летных измерений. Для анализа летных данных зонда Stardust, имеющего малый радиус носовой части или расчета лучистого теплообмена для СА, перечисленных выше, на больших высотах, необходимо применение неравновесной модели.

Практическая значимость:

1. На основе анализа результатов экспериментов в ударных трубах и данных, использующих квантово-механические расчёты, получен набор констант скоростей физико-химических и излучательных процессов, позволяющий определять рассчитываемые параметры (степень ионизации, интенсивность излучения отдельных компонентов, спектральный

- состав) и уточняющий ранее предложенные другими авторами наборы. Для вычисления констант скоростей реакций использовались базы данных NIST и TOPbase.
2. Для расчёта спектрального распределения и переноса излучения в плоском слое предложен новый способ построения адаптивной сетки. Причем для точного учёта спектрального состава и переноса излучения в линиях принимаются во внимание эффекты уширения линий (Доплера, Штарка), пересечение профилей линий, оптическая толщина газа в пределах подслоя и распределение температуры в слое. Разработан алгоритм выбора ширины линии и количества расчётных узлов (точек) для получения результатов с заданной точностью при приемлемых затратах машинного времени.
 3. Предложенная модель, включая выбранные кинетические характеристики процессов возбуждения и ионизации атомарных составляющих воздуха, используется для расчетов излучения воздуха за сильными ударными волнами. Это важно как при интерпретации экспериментальных данных в ударных трубах, так и при определении радиационных тепловых потоков к поверхности спускаемых аппаратов, входящих в атмосферу Земли со второй космической скоростью, когда лучистый теплообмен сравним с конвективным.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Для рассмотренных СА больших размеров в области максимального лучистого нагрева ($9.4 \text{ км/с} < V < 10.6 \text{ км/с}$ и $56 \text{ км} < H < 79 \text{ км}$) применима модель равновесного излучения. Достаточную точность расчета интенсивности излучения ударного слоя СА, входящего в атмосферу со 2-й космической скоростью дает аппроксимационная групповая модель.
2. Интенсивность излучения атомарных компонентов равновесного воздуха при высоких температурах обусловлено тремя основными процессами: торможением электронов в поле ионов, рекомбинацией электронов с ионами, связанно-связанными переходами.
3. При отсутствии равновесия за УВ необходимо рассчитывать поуровневую кинетику заселения возбужденных состояний и ионизацию атомов. В этом случае константа скорости ступенчатой ионизации атомов определяется в процессе решения задачи.

4. Компьютерная реализация разработанных моделей излучения высокотемпературного воздуха в равновесном и неравновесном приближениях.
5. Применение радиационной модели для расчета интенсивности и спектрального состава излучения за ударными волнами в широком диапазоне скоростей UV и давлений p_∞ . Анализ результатов и их сравнение с экспериментальными данными.

Достоверность полученных результатов обеспечивается физической обоснованностью постановок задач, выбранными реакциями и их константами скоростей, используемыми численными методами. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами, а также расчетными и экспериментальными данными, включая данные летных экспериментов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на профильных научных конференциях и семинарах:

1. Инновации в авиации и космонавтике (г. Москва, МАИ, 17–20 апреля 2012 г.).
2. 55-я научная конференция МФТИ (г. Королев, ЦНИИмаш, 19–25 ноября 2012 г.).
3. Видео семинар по аэромеханике ЦАГИ – ИТПМ СО РАН – СПбГТУ – НИИМ МГУ (г. Москва, НИИМ МГУ, 27 мая 2014 г.).
4. 8-я всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» (АФМ-2014) (г. Москва, Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 2–3 декабря 2014 г.).
5. Научно-техническая конференция молодых ученых и специалистов ЦНИИмаш (г. Королев, ЦНИИмаш, 27 февраля 2015 г.).
6. 9-я всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» (АФМ-2015) (г. Москва, Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 1–2 декабря 2015 г.).
7. Конференция, посвященная 70-летию ФГУП ЦНИИмаш. «Космонавтика и ракетостроение: взгляд в будущее» (г. Королёв, ЦНИИмаш, 12–13 мая 2016 г.).
8. Научный семинар профессоров В.В. Лунева и Ю.М. Липницкого в ЦНИИмаш. (г. Королев, ЦНИИмаш, 2016 г.).
9. 10-я всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» (АФМ-2016) (г. Москва,

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 5–9 декабря 2016 г.).

10. Видео семинар по аэромеханике ЦАГИ – ИТПМ СО РАН – СПбГТУ – НИИМ МГУ (г. Москва, НИИМ МГУ, 16 мая 2017 г.).
11. XXI Научно-техническая конференция молодых ученых и специалистов, посвященная 60-летию со дня запуска первого искусственного спутника (г. Королёв, РКК «Энергия», 30.10.2017 – 3.11.2017).
12. 11-я всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем» (АФМ-2017) (г. Москва, Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 21–24 ноября 2017 г.).
13. Международная конференция «50 лет развития сеточно-характеристического метода» (г. Долгопрудный, МФТИ, 31.03.2018 – 3.04.2018).

Личный вклад. Лично автором разработана поуровневая радиационно-столкновительная модель высокотемпературного полностью диссоциированного воздуха, в которой учитываются процессы физико-химической кинетики, возбуждение электронных состояний атомов, неравновесное излучение из релаксационной зоны, перенос излучения и его влияние на газодинамические параметры, а также алгоритм расчета течений с её использованием и программная реализация.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 15 печатных изданиях, 7 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 8 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертационная работа состоит из оглавления, введения, четырёх глав, заключения, списка принятых обозначений и сокращений, списка литературы и приложения.

Полный объём диссертации составляет 158 страниц, включая 60 рисунков и 17 таблиц. Список литературы содержит 93 наименования.

Во *введении* обоснована актуальность темы исследований. Сформулирована цель, выделены основные задачи исследования, обоснована научная новизна работы и достоверность полученных результатов и выводов. Приводится краткое содержание глав. Во введении также приводится история вопроса относительно излучения газа около спускаемых аппаратов и расчетов лучистых потоков к их поверхностям [33]. Приведены работы ряда авторов, изучающих данный вопрос и результаты их сравнения. Описаны факторы, усложняющие

расчет лучистого теплообмена при спуске СА, в том числе: большое количество излучающих компонентов, неравновесные физико-химические процессы, разнородность констант скоростей ионизации, рассчитанных по разным моделям.

Первая глава посвящена определению границ применимости равновесных физико-химической и радиационной моделей [34; 35]. В ней описаны допущения и предположения, значительно упрощающие задачу по переносу лучистого потока, приведена характерная структура ударного слоя за фронтом ударной волны. Показано, что на участке траектории с наибольшим лучистым тепловым потоком ($9.4 \text{ км/с} < V < 10.6 \text{ км/с}$ и $56 \text{ км} < H < 79 \text{ км}$) для рассмотренных спускаемых аппаратов, чьи размеры $R > 1 \text{ м}$ при входе в атмосферу Земли со второй космической скоростью, реализуется ударный слой, основная часть которой состоит из равновесной области, что дает основание применять равновесные физико-химическую и радиационную модель. Для аппаратов, чьи размеры $R < 1 \text{ м}$, на участке траектории с наибольшим лучистым тепловым потоком ударный слой неравновесный.

Во *второй главе* формулируются основные положения, и приводится модель для расчета равновесного излучения полностью диссоциированного воздуха. Перечислены основные процессы, дающие основной вклад в излучение ударного слоя. Данная глава содержит механизмы, приводящие к уширению спектральных линий, а также в ней приведены уравнения для расчета коэффициентов поглощения и коэффициентов излучения для основных излучательных процессов. Приводится метод расчета лучистого потока от высоконагретого плоского слоя воздуха, и в конце главы представлены результаты расчетов и сравнений с другими работами [34; 35]. Показано, что для СА больших размеров в области максимального лучистого нагрева применима модель равновесного излучения. Достаточную точность расчета интенсивности излучения ударного слоя СА, входящего в атмосферу со 2-й космической скоростью дает аппроксимационная групповая модель.

Третья глава содержит описание радиационно-столкновительной модели, используемой для определения неравновесных концентраций составляющих газа – возбужденных состояний атомов, ионов и электронов. В этой главе приведены процессы, учитываемые в данной модели и уравнения, определяющие константы скоростей прямых и обратных процессов. На основе анализа литературных данных выбраны кинетические характеристики учитываемых

неравновесных процессов. Также представлен метод решения системы дифференциальных уравнений для расчета неравновесной кинетики. Разработанный метод сводится к выбору количества учитываемых уровней атомов, решению системы дифференциальных уравнений для выбранных компонент воздуха (основные и возбужденные состояния атомов, их ионы и молекулярные ионы) в совокупности с уравнениями газовой динамики с течением времени. Полученное распределение заселенностей электронных состояний применяется для расчета лучистого теплового потока высоконагретого плоского слоя газа.

В *Четвертой главе* решается одномерная задача о нахождении структуры невязкой релаксационной зоны за сильной ударной волной в воздухе с учетом неравновесной поуровневой кинетики и переноса излучения. Приведены результаты расчетов структуры релаксационной зоны, переноса излучения в релаксационной зоне за ударными волнами, их сравнение с экспериментальными данными, полученными в ударных трубах, и результатами расчетов других авторов [36]. Проводится сравнение интенсивности излучения и заселенности возбужденных состояний атомов в ударной трубе EAST [37]. Диаметр трубы равен 10.16 см, скорость УВ $V \approx 9$ км/с, давление набегающего потока – 13.3 Па. Также было проведено сравнение полученных результатов по времени ионизационной релаксации для скоростей УВ $V = 11\text{--}14$ км/с с расчетами других авторов [38; 39] и экспериментальными данными [40]. На УТ ЦАГИ [41] были измерены электронные концентрации при различных скоростях ($V = 11\text{--}14$ км/с), которые сравниваются с полученными расчетными значениями в данной работе. Диаметр трубы равен 4 см, давление набегающего потока $p_\infty = 26.6$ Па. В последние годы было проведено много экспериментов на УТ Х2 [42] по обтеканию тел различной формы. В данной работе проводится сравнения измеренных параметров в ударном слое при обтекании пластины шириной 90 мм и высотой 25 мм. Скорость набегающего потока $V \approx 12$ км/с, давление $p_\infty = 870$ Па. Сравнение проводится по следующим величинам: концентрации атомов кислорода, азота, их ионов, электронов, температура, интенсивность излучения.

В *заключении* сформулированы основные результаты, полученные в диссертации, отражающие её новизну и практическую значимость.

Глава 1. Границы применимости равновесных физико-химической и радиационной моделей для расчета структуры зоны релаксации за ударной волной и теплообмена спускаемого аппарата

Для расчета структуры ударного слоя, а также лучисто-конвективного теплообмена СА, помимо сложных многотемпературных моделей неравновесного воздуха [15; 23; 43], применяется более простая модель равновесного газа. Её применение оправдывается возможностью быстрой оценки тепловых потоков для практических приложений. Ранее эта модель часто использовалась для анализа теплообмена СА, входящего в атмосферу Земли со второй космической скоростью [3]. Несмотря на то, что эта модель является упрощенной, при сравнении с данными летных экспериментов СА FIRE-II и Аполлон-4, было продемонстрировано, что данная модель дает достаточно надежные результаты по лучисто-конвективному теплообмену [34; 44; 45].

В работах [17; 23; 25; 46—48] был проведен анализ данных по лучисто-конвективному теплообмену летного демонстратора FIRE-II, и было отмечено, что результаты, полученные с помощью разных физико-химических и радиационных моделей дают довольно хорошее согласие. На теплонпряженной части траектории спуска равновесная модель также хорошо согласуется с экспериментальными данными. Согласие результатов объясняется газодинамическими особенностями обтекания СА большого размера ($R \geq 1$ м).

К настоящему времени в мировой практике накоплен достаточно большой опыт по запускам исследовательских космических аппаратов (КА) с сильно различающимися размерами. Данные по конфигурациям КА, используемым на раннем этапе исследований, приведены в [3]. На рисунке 1.1 приведены данные о КА и демонстраторах, которые были позднее успешно использованы в космических исследованиях, а также некоторые из проектируемых. Все эти аппараты осуществляют вход в атмосферу Земли со второй космической скоростью.

На рисунке 1.2 показан общий вид этих же аппаратов в одном масштабе.

Большинство аппаратов имеет сегментально-коническую форму, с большим радиусом лобового щита. КА Genesis и Stardust имели форму затупленного конуса с большим ($\sim 60^\circ$) углом полураствора. Аппарат Genesis, задачей которого было изучение солнечного ветра, совершил вход в атмосферу (со скоростью 11 км/с под углом -8°) и баллистический спуск в сентябре 2004 г.

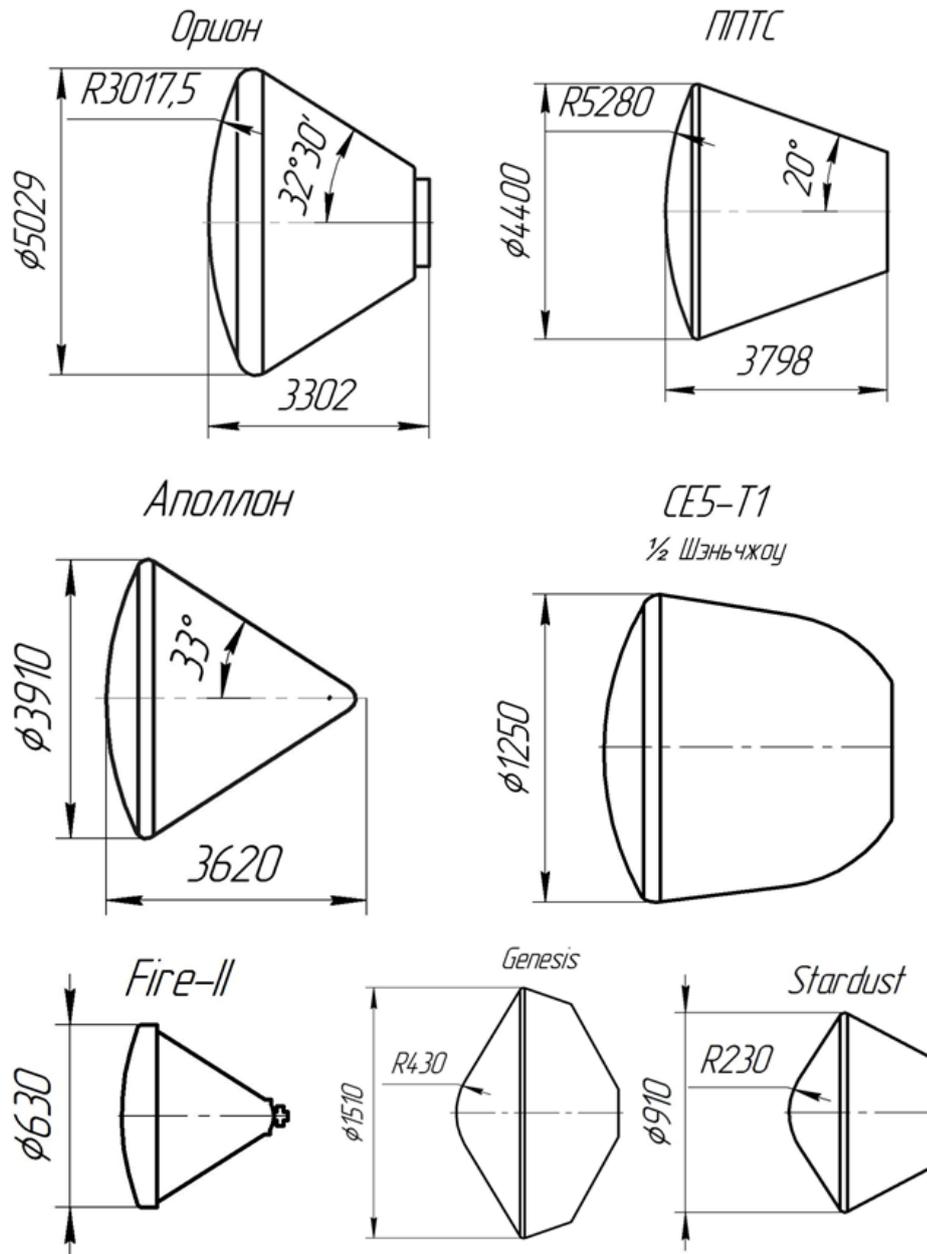


Рисунок 1.1 — Формы и размеры КА и демонстраторов капсульного типа

Возвращаемый космический аппарат (ВКА) Stardust, задачами которого являлись забор и доставка на Землю вещества кометы Wild 2, возвращался в январе 2006 г. также по баллистической траектории, но уже со скоростью 12.8 км/с.

В процессе выполнения программы Аполлон в США была успешно проведена программа FIRE (Flight Investigation of Reentry Environment) по исследованию аэротермодинамических процессов, протекающих при входе возвращаемого аппарата (ВА) со второй космической скоростью. Было осуществлено два запуска FIRE-I 14 апреля 1964 г. и FIRE-II 22 мая 1965 г. Аппараты выводились на орбиту ракетой-носителем Атлас. В полете проводились измерения давления в

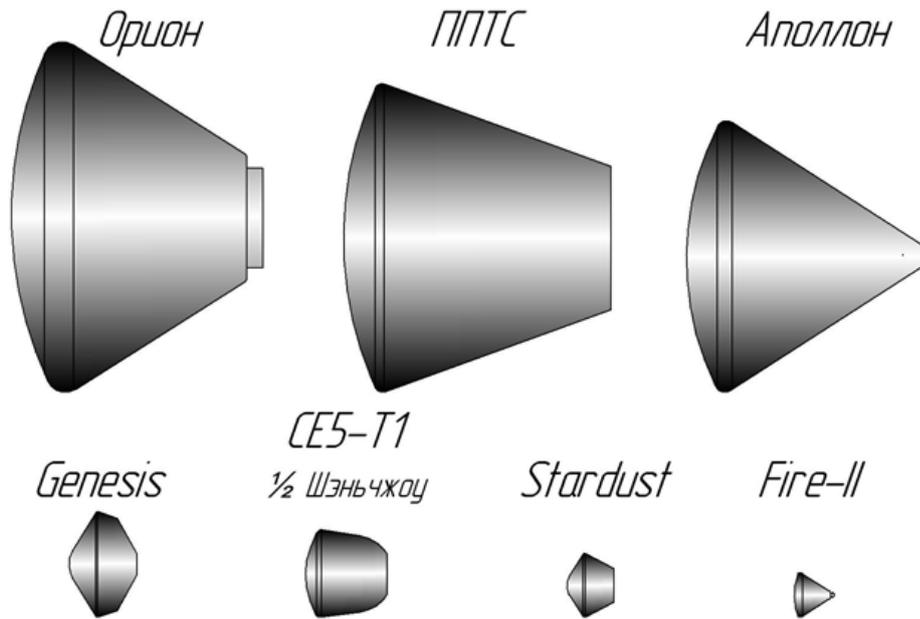


Рисунок 1.2 — Формы и размеры КА и демонстраторов капсульного типа в одном масштабе

ряде точек на поверхности аппаратов, лучистые потоки с помощью радиометров и полные тепловые потоки калориметрическими датчиками. Для измерения лучистой составляющей теплового потока использовались радиометры, воспринимающие излучение в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 0.2\text{--}6$ мкм.

Запуск космического корабля Аполлон-4 состоялся 9 ноября 1967 г. КА Аполлон-4 был оснащен 17 датчиками давления, 23 калориметрами и радиометром для измерения лучистого теплового потока такого же типа, как в программе FIRE. Как следует из приведенных данных, КА совершал первое погружение в атмосферу до высоты $H = 55$ км, затем поднимался до высоты $H = 80$ км. На этой высоте его скорость составляла $V = 6.5$ км/с.

С 24.10 по 01.11 2014 г. в интересах третьего этапа китайской программы исследования Луны, направленной на доставку на Землю образцов лунного грунта, полёт к Луне и возвращение на Землю совершил китайский экспериментальный аппарат CE5-T1, ВКА которого представляет из себя масштабную копию возвращаемого космического аппарата (ВКА) «Шэньчжоу» (масштаб 1:2, диаметр аппарата 1.25 м). Аппарат CE5-T1 является типичным демонстратором полёта натуральных ВКА. Он успешно произвёл облёт Луны и выход на траекторию полёта к Земле. При подлёте к Земле от него отделился ВКА, совершивший вход в атмосферу Земли со второй космической скоростью, спуск в атмосфере с двумя погружениями и мягкую посадку на поверхность.

Характерное распределение параметров в ударном слое в окрестности критической точки при входе аппарата в атмосферу со второй космической скоростью имеет вид, показанный на рис. 1.3. Ударный слой можно поделить на три области: I – область невязкого течения с параметрами газа, близкими к равновесию, II – пограничный слой, III – релаксационная зона за головным скачком уплотнения. В релаксационной зоне поступательная температура тяжелых частиц T_h (атомов, ионов и молекул) больше электронной температуры T_e . Такое разделение температур происходит из-за того, что первоначально в газе присутствует очень малое количество электронов. Электроны образуются с относительно низкой температурой, в то время как при сильном сжатии газа в области скачка уплотнения поступательная температура тяжелых частиц сильно возрастает. В процессе релаксации температуры выравниваются, за счет обмена энергией, и достигают равновесия. Эта точка является правой границей области I. В рамках одной модели сложно описать и рассчитать интенсивность излучения для всех областей. В релаксационной зоне это связано с необходимостью учета неравновесного протекания физико-химических процессов и излучения молекул, а в пограничном слое – с возникновением продуктов разрушения теплозащитного материала. Соотношение размеров этих областей,

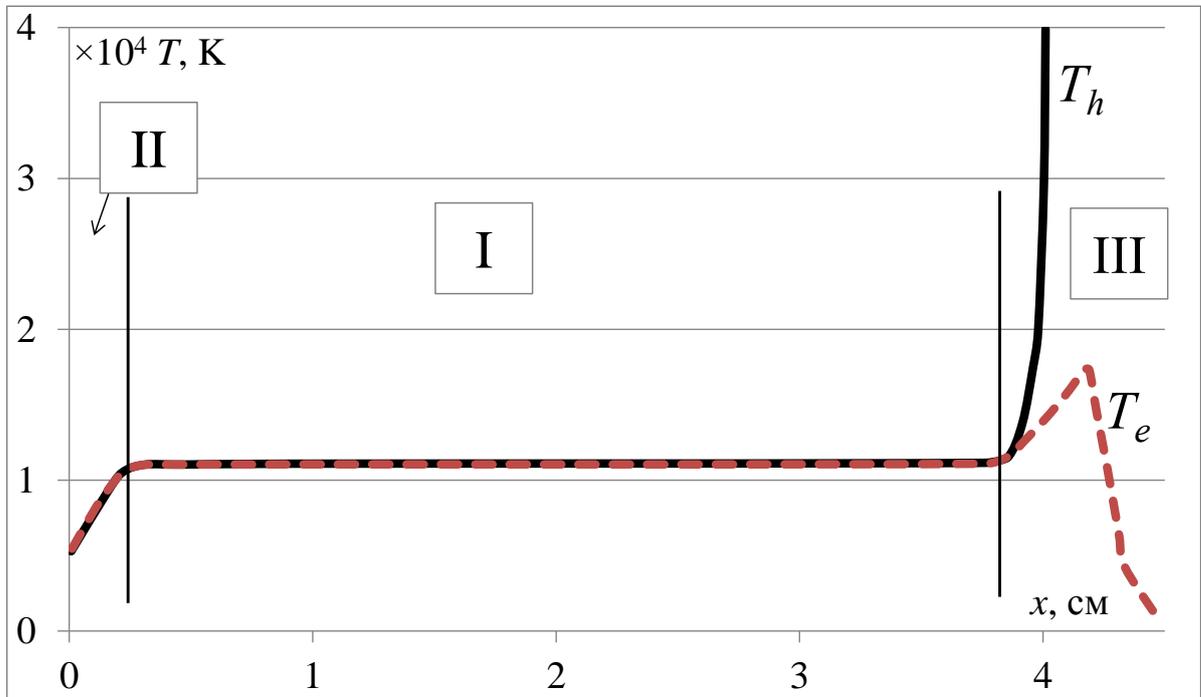


Рисунок 1.3 — Распределение параметров в ударном слое около СА (FIRE-II)

$$H = 53 \text{ км}, V = 10.48 \text{ км/с}$$

которое в значительной степени определяет применимость той или иной модели излучения, зависит как от внешних параметров (высоты и скорости полета), так и от формы и размеров СА.

При симметричном обтекании сегментально-конического тела (угол атаки $\alpha = 0^\circ$) в окрестности критической точки толщину ударного слоя можно оценить с помощью формулы для сферического затупления [49]:

$$\delta/R = 0.78k,$$

где R – радиус сферического сегмента, k – отношение плотностей при переходе через скачок уплотнения. Из [49] видно, что при больших скоростях ударных волн $V \geq 9$ км/с (что соответствует практически полной диссоциации молекул) $k \approx 0.06$. Толщина ударного слоя:

$$\delta = 0.0468R \text{ (м)}.$$

Толщину пограничного слоя δ^* в окрестности точки торможения можно определить по формуле:

$$\delta^*/R = ARe^{-1/2} (A \sim 2 \text{ при } M \sim 35).$$

При вдуве в пограничный слой газообразных продуктов разрушения теплозащитного материала (ТЗМ), его толщина может возрастать. Однако при скоростях порядка второй космической это явление практически не дает значительного эффекта, и основное влияние на перенос излучения играет изменение температуры и состава газа в пограничном слое.

Ширину зоны релаксации за ударными волнами большой ($V \geq 9$ км/с) интенсивности определяют процессы ионизации атомов, так как процессы возбуждения колебательных состояний молекул и процесс их диссоциации протекают намного быстрее при такой интенсивности УВ. На рис. 1.4 показано, как изменяются толщины ударного и пограничного слоев и релаксационной зоны для типичной траектории входа аппарата большого размера в области максимального теплообмена [34] ($9.4 \text{ км/с} < V < 10.6 \text{ км/с}$ и $56 \text{ км} < H < 79 \text{ км}$).

Из данных, приведенных на рис. 1.4, следует, что в области максимального теплообмена для ППТС $\delta^*/R, \delta_{\text{хим}}/R \ll 1$. При этом область I (рис. 1.3) имеет существенно большую протяженность, чем другие характерные области. Для аппарата FIRE-II кривые $\delta^*/R, \delta_{\text{хим}}/R$ смещены относительно соответствующих кривых для ППТС и больше примерно в 2–3 раза. Для приведенных точек FIRE-II приближение о преобладающей протяженности равновесной области выполняется, и расчет лучистого потока по равновесной модели также

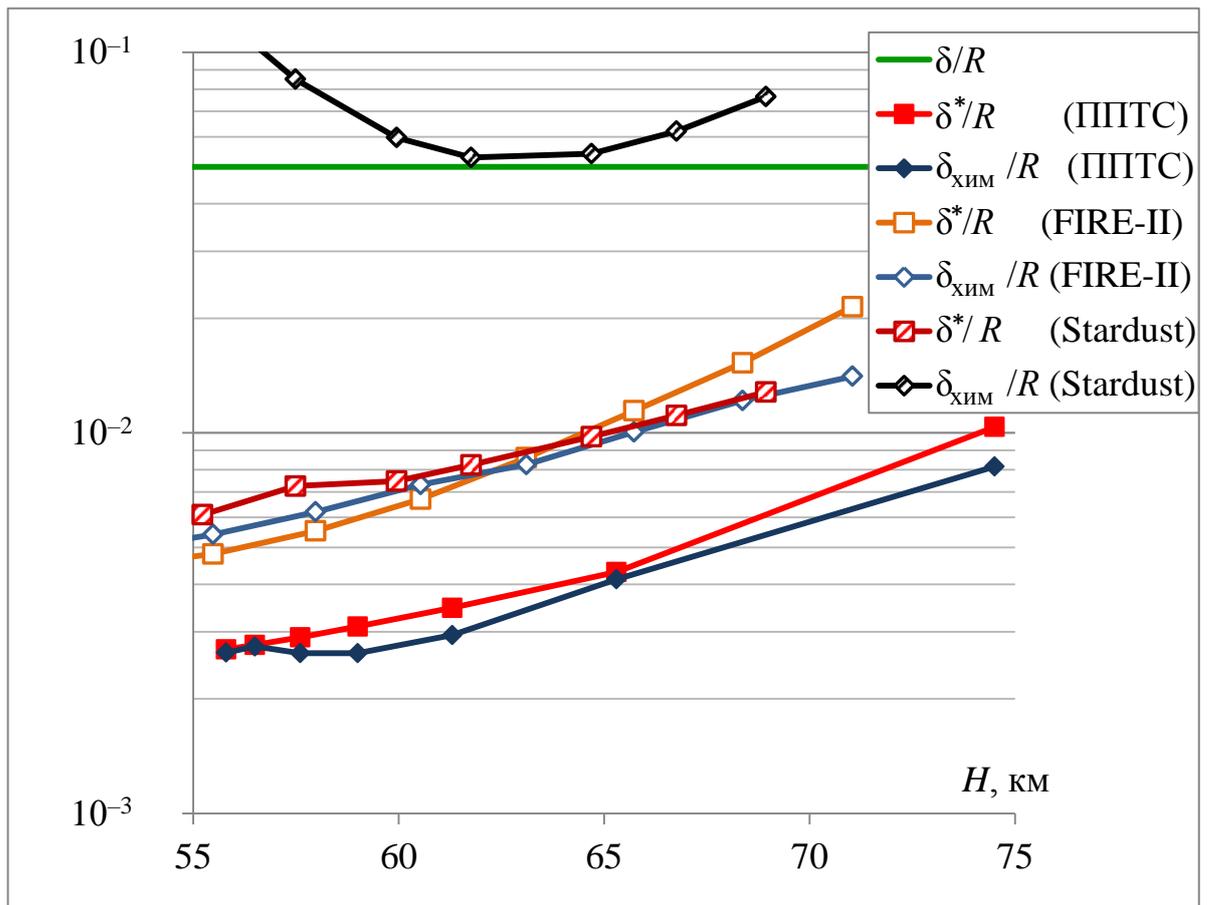


Рисунок 1.4 — Изменение толщин ударного и пограничного слоев и релаксационной зоны от высоты полета для разных аппаратов

дает хорошие результаты. В случае аппарата Stardust, кривая для релаксационной зоны $\delta_{хим}/R$ лежит выше прямой, обозначающей толщину ударного слоя δ/R . Такой случай означает то, что ударный слой полностью неравновесный на большей части изображенной траектории спуска.

На рис. 1.5 изображено соотношение давление – скорость ($p-V$) (p – давление перед фронтом УВ) и высота – скорость ($H-V$) для СА типа американского аппарата Орион при входе в атмосферу со второй космической скоростью (траектория с аэроторможением). Рядом с кривой $p-V$ числами отмечена высота аппарата по траектории. Пунктирной кривой отмечена граница, характеризующая степень диссоциации молекул O_2 и N_2 в ударном слое. Эта кривая получена при условии, что мольная доля атомов $C_A \geq 0.95$. Крупными точками обозначена область максимального лучистого нагрева.

Проведенный анализ показывает, что для аппарата типа Орион в области затупления при максимальном лучистом нагреве реализуется течение газа, в котором бóльшую часть ударного слоя занимает равновесная область с практически полной диссоциацией газа. Поскольку молекулы азота и кислорода при

таких больших скоростях быстро диссоциируют, вклад неравновесного излучения молекул пренебрежимо мал по сравнению со вкладом атомов для данных параметров полета аппарата. Например, для случая $H = 57$ км, $V = 10.5$ км/с лучистый поток от зоны релаксации не превышает 10 % от полного потока [37].

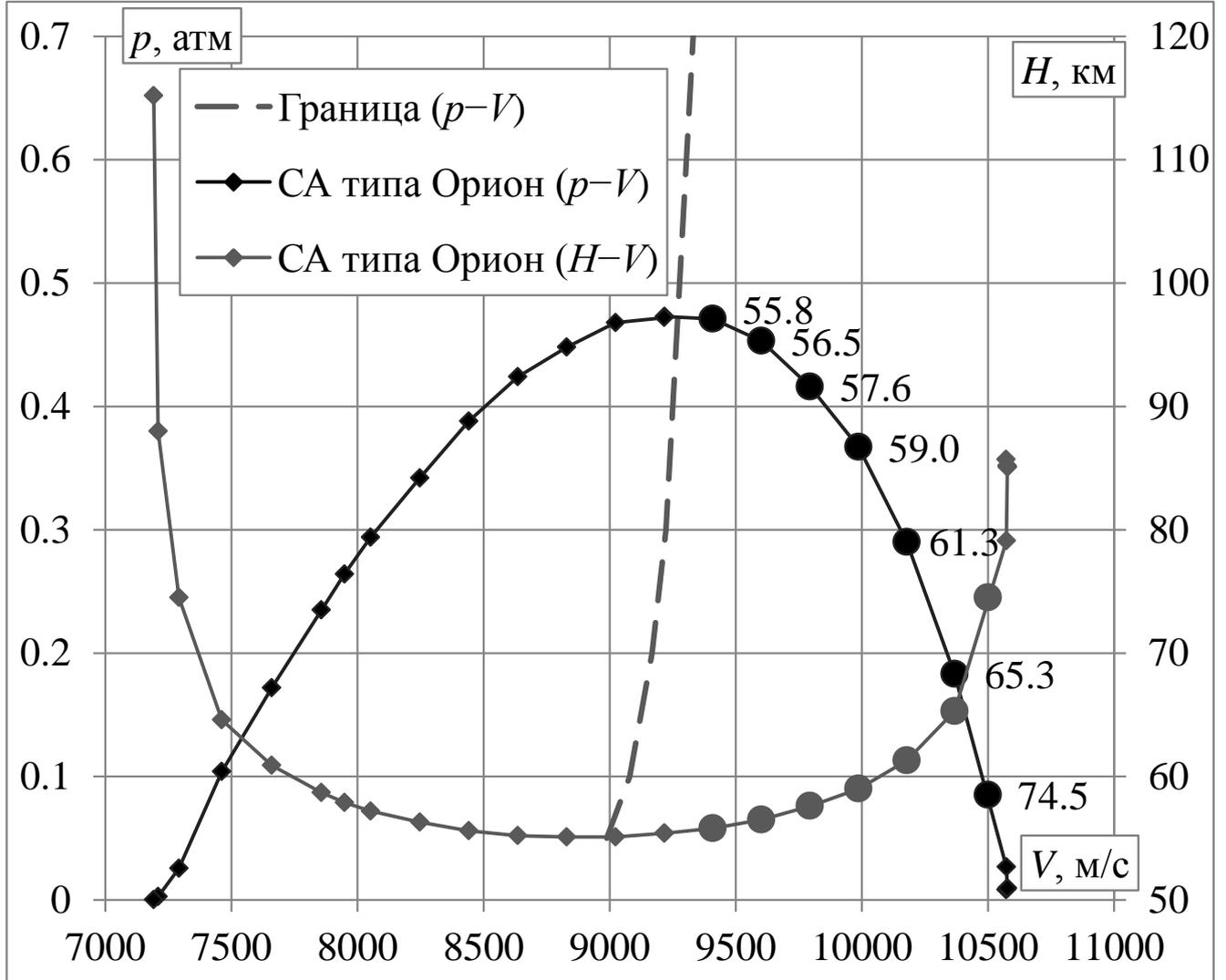


Рисунок 1.5 — Соотношение $p-V$ и $H-V$ при входе в атмосферу аппарата типа Орион. ● — ● — ● — область максимального нагрева

На больших высотах протяженность равновесной зоны I уменьшается, но лучистые и конвективные тепловые потоки там значительно меньше максимальных, и, следовательно, точность их определения не так критична.

Для спускаемых аппаратов, чьи размеры носового затупления имеют малые размеры (капсула Stardust), равновесная модель будет давать большие погрешности в расчетах лучистых тепловых потоков. Это будет происходить из-за того, что неравновесная область будет иметь большую протяженность,

а также из-за нарушения ЛТР (локально-термодинамического равновесия) в ударном слое, вследствие его малой толщины.

Выше приведенный анализ показывает, что для сферически-сегментных тел с радиусом мидаля $R \geq 1$ м равновесная радиационная модель применима для следующих условий полета: $9.4 \text{ км/с} < V < 10.6 \text{ км/с}$ и $56 \text{ км} < H < 79 \text{ км}$. Для условий отличных от данных лучистый поток может быть мал по сравнению с конвективным потоком, однако, при радиусе мидаля $R < 1$ м при тех же условиях релаксационная зона ударной волны занимает значительную её часть, что приводит к необходимости учета физико-химических процессов.

Глава 2. Постановка задачи и результаты расчета излучения в равновесном воздухе

В данной главе описывается модель излучения равновесного газа, и приведен метод расчета радиационного потока от высокотемпературного воздуха при условиях: $9000 < T < 13000$ К, $1 < p < 200$ кПа, которые соответствуют параметрам ударного слоя около СА при входе в атмосферу Земли со сверхорбитальной скоростью. Сначала будут сделаны допущения, упрощающие модель и последующую вычислительную часть, но сохраняющие точность решения на приемлемом уровне.

Атмосфера Земли состоит из множества химических элементов, однако среди них можно выделить два, которые занимают подавляющую часть объема атмосферы. Ими является азот, который составляет 79 %, и кислород – 21 % от объема воздуха (77 % и 23 % по массе, соответственно). Именно они излучают основную часть энергии при сильном нагреве и рассматриваются в данной работе. Поскольку, при больших числах Маха ($M > 5$) толщина ударного слоя перед сферической частью аппарата вычисляется по приближенной формуле $\delta = 0.0468R$ (где R – радиус сферического сегмента), то можно считать $\delta \ll R$. Ударный слой, образуемый перед спускаемым аппаратом, можно принять приближенно плоским (что существенно упростит задачу о переносе излучения). Как следует из данных, приведенных в предыдущей главе, при скоростях $V > 9.4$ км/с, воздух быстро диссоциирует, и в большей части ударного слоя смесь газов состоит из атомарных составляющих (О и N), их ионов и электронов. Вдоль по оси, перпендикулярной фронту ударной волны, параметры газа изменяются (давление, температура, концентрация частиц). Поэтому весь слой разделяется на определенное количество плоских слоев настолько малой толщины, чтобы изменения характеристик газа от слоя к слою менялись незначительно, а каждый слой принимается однородным. Зная давление, температуру и концентрации частиц, и считая, что электронные уровни атомов заселены равновесно по бoльцмановскому распределению, можно рассчитать лучистый тепловой поток, падающий на стенку аппарата от всего ударного слоя.

2.1 Термодинамическая модель атомных уровней

Коэффициенты испускания и поглощения фотона в процессе линейчатого излучения атома пропорциональны концентрации атомов на верхнем и нижнем электронных состояниях данного перехода, соответственно. В условиях равновесия газа концентрации различных электронных состояний атомов подчиняются бoльцмановскому распределению и зависят только от температуры:

$$N_{s,i} = N_s \frac{g_i e^{-\frac{E_i}{k_B T_h}}}{Q_s}, \quad (2.1)$$

где N_s – концентрация частиц определенного сорта s (O или N), $N_{s,i}$ – концентрация частиц этого сорта с электронным состоянием i , E_i – энергия данного электронного состояния, T_h – поступательная температура частиц сорта s (в равновесной модели поступательная температура частиц и электронная температура равны), Q_s – статистическая сумма частиц определенного сорта.

Определив, таким образом, заселенность всех электронных состояний атомов азота и кислорода, перейдем к рассмотрению уравнений, описывающих излучение атомов.

2.2 Основные уравнения для линейчатого излучения

В данном разделе представлены уравнения для вычисления коэффициентов линейчатого (связанно-связанного) излучения атомов. Данный вопрос более детально рассмотрен в [14]. В данном разделе используются размерности величин, принятые в цитируемых работах.

Спектральный коэффициент поглощения, зависящий от частоты, для связанно-связанного перехода с нижнего i -го уровня на верхний j -й уровень выражается формулой [50]:

$$\kappa_{\nu,i,j}^{bb} = 2.65 \cdot 10^{-2} f_{ij} N_i \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}\right) \cdot b_{\nu} \quad (\text{см}^{-1}) \quad (2.2)$$

Спектральный коэффициент излучения для перехода с верхнего j -го уровня на нижний i -й уровень записывается следующим образом [50]:

$$j_{\nu,j,i}^{bb} = A_{ji} N_j h\nu / (4\pi) \cdot b_{\nu} \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}} \right), \quad (2.3)$$

где ν – частота излучаемого кванта, f_{ik} – сила осциллятора в поглощении при переходе $i \rightarrow j$, N_i и N_j – концентрация атомов, находящихся на нижнем и верхнем уровнях, соответственно, A_{ji} – коэффициент Эйнштейна, b_{ν} – форма спектральной линии (профиль Фойгта, см. стр. 30). Заметим, что если N_i и N_j подчиняются больцманновскому распределению, тогда можно записать следующее выражение:

$$\frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} = I_{\nu p} \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}} \right) \quad (2.4)$$

Это соотношение представляет собой одну из форм закона Кирхгофа.

Далее будут рассмотрены различные механизмы уширения линий [50]. Без уширяющих факторов, контур b_{ν} примет вид δ -образной функции от частоты. Однако в реальном газе спектральные линии уширяются по следующим причинам:

- 1) естественное уширение определяемое конечной продолжительностью жизни возбужденного состояния;
- 2) уширение Доплера, возникающие из-за хаотического теплового движения атомов;
- 3) уширение за счет взаимодействия атомов с окружающими частицами:
 - а) уширение Лоренца вследствие соударения с молекулами и атомами газов другого рода;
 - б) уширение Хольтсмарка вследствие соударения с поглощающими атомами того же рода;
 - в) уширение вследствие эффекта Штарка, возникающее в результате столкновения атома с электронами и ионами.

Уширение линий является важной проблемой при решении задачи о переносе лучистой энергии. При больших давлениях спектральная интенсивность связанно-связанного перехода может достигнуть величины, отвечающей функции Планка, и на этом уровне линия обрезается (оптически толстая среда для линии). Если не учитывать уширение линии, будет происходить явление самопоглощения квантов с частотой, соответствующей данному переходу, и тепловой

поток, выходящий наружу рассчитываемого объема, будет частично поглощён самим газом, то есть будет меньше теоретически возможного теплового потока при оптически прозрачном газе. Но когда линия уширена (в случае оптически толстого газа), большая часть энергии будет излучена крыльями линии, и, соответственно, лучистый тепловой поток из объема будет больше.

Естественное уширение, как описано выше, возникает из-за конечного времени жизни возбужденного состояния. С точки зрения квантовой физики спонтанный переход с верхнего состояния на более низкое нельзя строго рассматривать как стационарный. Вследствие чего энергия такого состояния точно не определена, и по принципу неопределенности уровень становится размытым на $\Delta E \sim h/\Delta t$, где $\Delta t \sim \tau$ – время жизни атома в данном состоянии [50]. Данное уширение практически всегда пренебрежимо мало по сравнению с другими уширениями, и его следует учитывать лишь тогда, когда остальные уширения никак не проявляются. Для параметров газа при условиях входа СА со сверхорбитальной скоростью в атмосферу Земли естественное уширение можно не учитывать.

Доплеровское уширение. Эффект Доплера заключается в том, что происходит изменение длины волны поглощаемого фотона, наблюдаемое при движении источника волн относительно приемника. Поскольку температура воздуха за ударной волной при входе СА в атмосферу может достигать 10000 К, то, соответственно, тепловое движение частиц характеризуется высокой скоростью, что приводит к тому, что уширение Доплера будет существенным при линейчатом излучении, и его нужно учитывать. Это уширение имеет следующий гауссовский вид:

$$b_{\nu} \propto e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2},$$

где $\Delta\nu$ – полуширина доплеровского уширения.

Уширение за счет взаимодействия атомов с окружающими частицами. Контур спектральной линии зависит от частиц, которые пролетают рядом или сталкиваются с излучающим атомом. Поскольку газ в ударной волне сильно нагрет, то в нем происходит ионизация атомов. При степени ионизации газа $\alpha > 1\%$, большое влияние на уширение линии оказывают именно заряженные частицы, и влияние нейтральных частиц можно не учитывать [50]. Далее, поскольку на время воздействия микрополя одного иона на атом приходится $\sim \sqrt{m_h/m_e}$ воздействий со стороны электронов, то будем учитывать

эффект Штарка только от электронов. Форма данного уширения имеет лоренцевский вид:

$$b_\nu \propto \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma_s}{4\pi}\right)^2},$$

где ν_0 – основная частота линии, γ_s – полуширина штарковского уширения.

Профиль линии, учитывающий разные процессы уширения называется профилем Фойгта. При выше описанных условиях будут учитываться доплеровское и штарковское уширения. Учет уширений линий является важной задачей для нахождения переноса лучистой энергии. Ввиду того, что при связанно-связанных переходах атомы с близко лежащих верхних уровней переходят в более низкие состояния, то спектральные линии имеют очень близкие частоты, которые можно объединить в мультиплеты. При сильном уширении этих линий их профили начинают пересекаться. Если рассчитывать излучение от спектральных линий по отдельности друг от друга, такой расчет приведёт к ошибкам в определении лучистого теплообмена. Нужно учитывать пересечение профилей линий друг с другом для более точного решения, что немного усложняет задачу построения сетки (уже не для линий в отдельности, а для линий и мультиплетов в совокупности).

Приближенную форму профиля линий предложил Уайтинг (Whiting) в своей работе [51]. Выражения описывающие профиль Фойгта:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{2k_B T_h \ln(2)/m_h}, \quad (2.5)$$

$$\Delta\lambda_S = \Delta\lambda_{S0} \left(\frac{T_e}{10^4}\right)^{1/3} \cdot \frac{N_e}{10^{16}}, \quad (2.6)$$

$$\Delta\nu_V = 0.5 \cdot \Delta\nu_S + \sqrt{1/4 \cdot \Delta\nu_S^2 + \Delta\nu_D^2}, \quad (2.7)$$

$$C_2 = \frac{\Delta\nu_S}{\Delta\nu_V}, \quad C_3 = 2 \cdot 10^{-4} \Delta\nu_V (1.065 + 0.447 \cdot C_2 + 0.058 \cdot C_2^2),$$

$$C_1 = (1 - C_2)/C_3, \quad C_4 = C_2/C_3, \quad D = \frac{\bar{\nu}}{2 \cdot \Delta\nu_V}, \quad D_2 = D^{2.25},$$

$$b_\nu = 10^{-4} \left\{ C_1 \cdot \exp(-2.882 \cdot D^2) + C_4 / (1 + 4 \cdot D^2) + \right. \\ \left. + 0.016 \cdot C_4 \cdot \left(1 - \frac{\Delta\nu_S}{\Delta\nu_V}\right) \times [\exp(-0.4 \cdot D_2) - 1 / (1 + 0.1 \cdot D_2)] \right\}$$

Где $\bar{\nu} = |\nu_0 - \nu|$, $\Delta\lambda_D$ и $\Delta\lambda_S$ – полуширины на полувысотах доплеровского и штарковского профиля спектральной линии для длины волны, соответственно, а $\Delta\nu_D$ и $\Delta\nu_S$ – соответствующие им полуширины для частоты, $\Delta\nu_V$ – полуширина профиля Фойгта, λ_0 и ν_0 – основная длина волны и частота испускаемого кванта при линейчатом переходе, T_h и T_e – поступательные температура атомов и электронов, соответственно, m_h – масса атома в граммах, $\Delta\lambda_{S0}$ – константа штарковского уширения, соответствующая конкретному связанно-связанному переходу. Данная константа $\Delta\lambda_{S0}$ вычисляется по аналитической формуле и дает примерное представление об уширении Штарка. В тех случаях, когда данные по этой константе можно взять из других работ, будь то экспериментальные данные или квантово-механические расчеты, в представленной работе будут использоваться эти более точные значения.

Форма профиля предложенная Лиу (Liu) [52]:

$$d = \frac{\Delta\nu_D - \Delta\nu_S}{\Delta\nu_D + \Delta\nu_S},$$

$$\begin{aligned} \Delta\nu_V = [1 - 0.18121 \cdot (1 - d^2) - \\ - \{0.023655 \cdot \exp(0.6d) + 0.00418 \cdot \exp(-1.9d)\} \cdot \sin(\pi \cdot d)] \cdot \\ \cdot (\Delta\nu_D + \Delta\nu_S), \end{aligned}$$

$$C_1 = 0.68188 + (0.61293) \cdot d - (0.18384) \cdot d^2 - (0.11568) \cdot d^3,$$

$$C_2 = 0.32460 - (0.61825) \cdot d + (0.17681) \cdot d^2 + (0.12109) \cdot d^3,$$

$$b_\nu = \frac{C_1}{\pi} \cdot \frac{\Delta\nu_V}{\bar{\nu}^2 + \Delta\nu_V^2} + C_2 \frac{\sqrt{\ln(2)}}{\Delta\nu_V \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{\ln(2)\bar{\nu}^2}{\Delta\nu_V^2} \right].$$

Здесь используются такие же обозначения как и в предыдущих выражениях. Вид профиля Фойгта по формулам [51] и [52] отличаются незначительно для различных случаев.

На рис. 2.1 изображены профили спектральной линии в отдельности для доплеровского и штарковского уширений (гауссовский и лоренцовский профили, соответственно), а также изображен профиль Фойгта, учитывающий оба эти уширения.

Основным источником данных для расчета линейчатого излучения служила база данных NIST [21], которая содержит всю нужную информацию для связанно-связанных переходов различных атомов, в том числе для кислорода и азота. Необходимые данные для перехода это:

- параметры верхнего электронного состояния,
- параметры нижнего электронного состояния,
- вероятность перехода (коэффициент Эйнштейна A_{ji}) или сила осциллятора перехода f_{ij} ,
- полуширина штарковского уширения на полувысоте линии $\Delta\lambda_S$.

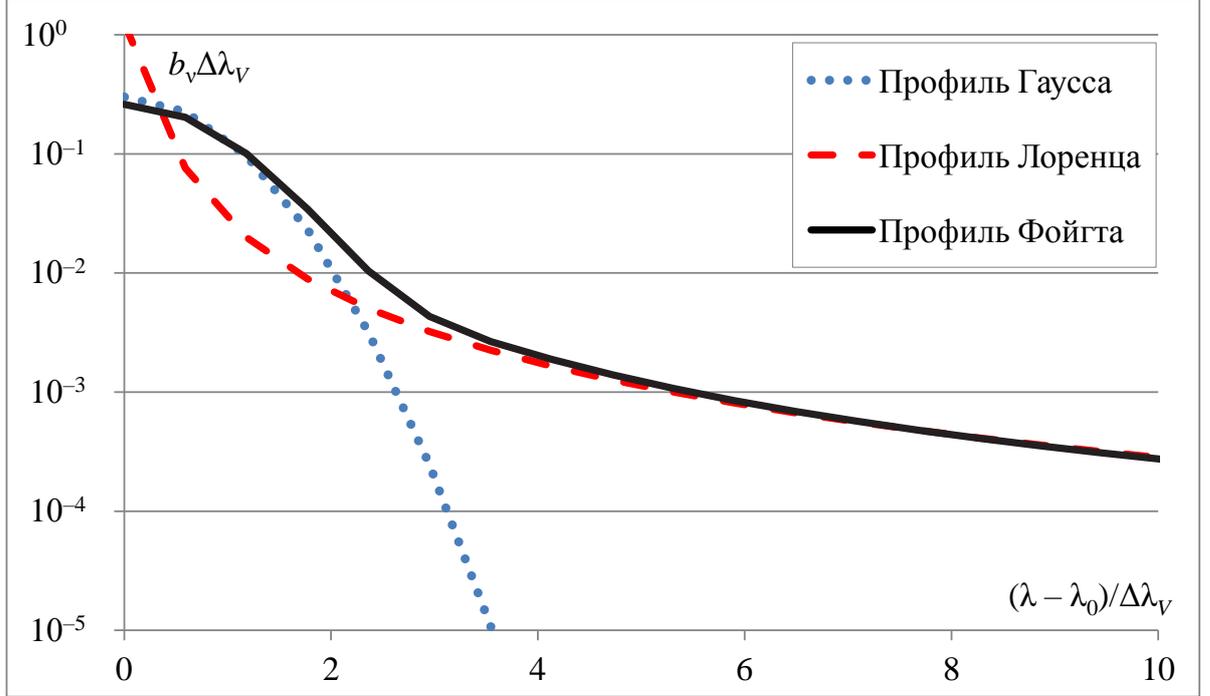


Рисунок 2.1 — Характерный вид профилей спектральной линии

Таблицы используемых данных приведены в приложении А.

В базе данных NIST есть все эти необходимые данные, за исключением $\Delta\lambda_{S0}$. Джонстон в своей работе [25] провел сравнительный анализ по измеренным и рассчитанным данным штарковской полуширины $\Delta\lambda_{S0}$, взятых из разных источников [53–56]. На рис. 2.2 приведены данные, которые были им обработаны, и предложена формула для расчета $\Delta\lambda_{S0}$. Данные для сравнения были взяты из работ [53–56]. Формула, предложенная Джонстоном:

$$\Delta\lambda_{S0} = \frac{1.69 \cdot 10^{10} \lambda_0^2}{(E_{\text{ион}} - E_u)^{2.623}} \quad (\text{см}), \quad (2.8)$$

где $E_{\text{ион}}$ — энергия ионизации электронного уровня, E_u — энергия верхнего электронного уровня (здесь выражены в см^{-1}).

Эта формула имеет нижнюю границу равную 3.6 для $\log_{10}(E_{\text{ион}} - E_u)$, ниже которой значение для штарковской полуширины сохраняется, что предотвращает использование этой формулы от нефизичного возрастания полуширины. Данная приближенная формула далее будет использована для расчета штарковского уширения профилей линий. Для тех же случаев, когда штарковская

полуширина была определена с помощью экспериментов или рассчитана с применением квантового подхода [53; 54], данные для таких линий будут браться именно из этих источников, а не вычисляться по формуле (2.8). Используемые величины $\Delta\lambda_{50}$ приведены в приложении А в таблицах 16 и 17.

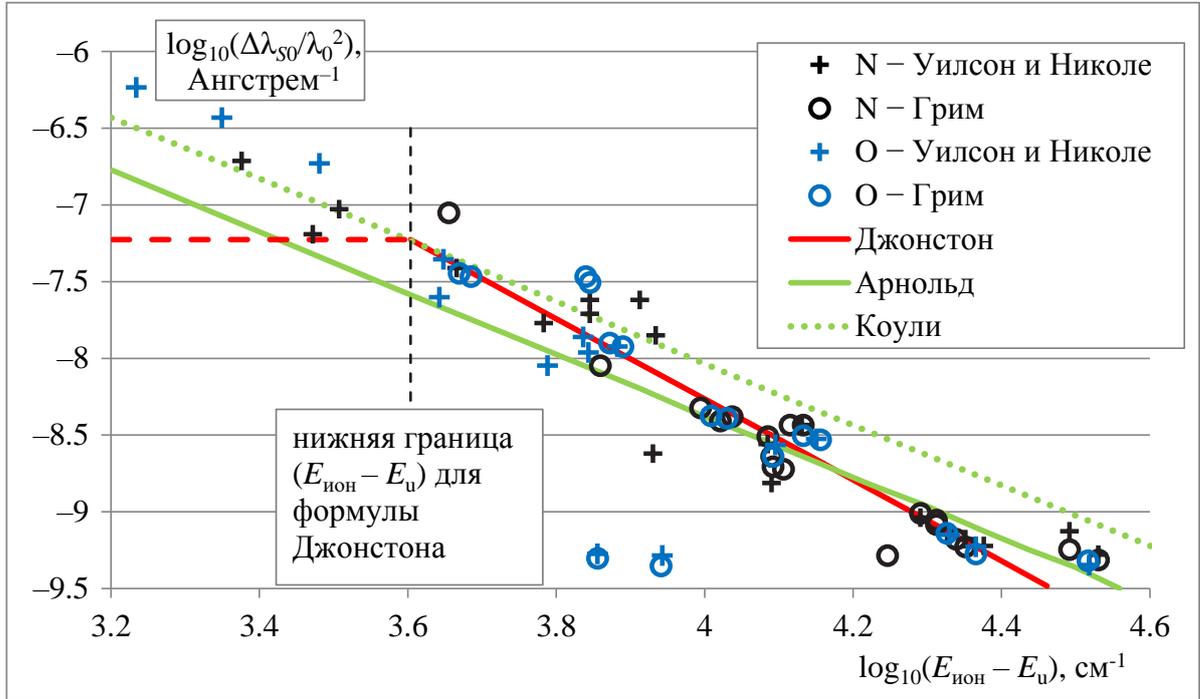


Рисунок 2.2 — Сравнение штарковского уширения, предложенного разными авторами (Уилсон и Николе [53], Грим [54], Джонстон [25], Арнольд [55], Коули [56])

2.3 Сплошной спектр излучения

Линейчатый спектр излучения имеет дискретную структуру из-за дискретности энергетических состояний атомов. Однако помимо линейчатого спектра, в результате взаимодействия атомов и электронов излучается также и сплошной спектр. Такое излучение происходит по двум причинам: тормозное излучение свободных электронов в электрическом поле положительных ионов, и излучение при захвате положительными ионами свободных электронов (рекомбинационное излучение). Эти процессы подробно описаны в [14].

Механизм тормозного излучения состоит в следующем. При пролете электрона через электрическое поле иона, электрон начинает терять свою

кинетическую энергию. Данная потеря кинетической энергии электрона сопровождается испусканием фотона с энергией, равной изменению энергии электрона.

Спектральный коэффициент истинного тормозного поглощения, рассчитанный на один ион и один электрон, движущийся со скоростью v_e , описывается формулой Крамерса [14]:

$$\alpha_{\nu}^{ff} = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{h c m_e^2 v_e \nu^3}$$

Умножая α_{ν}^{ff} на $N_+ N_e$, и, с помощью функции распределения Максвелла, усредняя по скоростям электронов, получим спектральный коэффициент истинного тормозного поглощения в газе при температуре электронов T_e :

$$\kappa_{\nu}^{ff} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B T_e} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{h c m_e \nu^3} N_+ N_e$$

Чтобы получить спектральный коэффициент истинного тормозного излучения можно воспользоваться законом Кирхгофа (уравнение 2.4):

$$j_{\nu}^{ff} = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B T_e} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{m_e c^3} N_+ N_e \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right)$$

Здесь использованы следующие обозначения: m_e – масса электрона, T_e – температура электронов, Z – зарядовое число иона, N_+ и N_e – концентрации ионов и электронов, ν – частота излучаемого фотона.

Интенсивность излучения зависит от концентраций электронов и ионов, энергии излучаемого фотона и температуры электронов. Из-за сильной (экспоненциальной) зависимости излучения от частоты ν , свободно-свободное излучение даёт наибольший вклад только в области низких частот спектра.

Теперь перейдем к связанно-свободному излучению. Как было показано выше, в этом случае фотон излучается при захвате положительным ионом свободного электрона с некой кинетической энергией. В [14] такой процесс рассматривается наподобие процессу торможения электрона в электрическом поле положительного иона. Различие этих процессов состоит в том, что при тормозном излучении электрон продолжает двигаться по параболической или гиперболической траектории, отличной от первоначальной, поскольку электрон взаимодействовал с ионом. А при захвате электрона ионом, электрон переходит на эллиптическую траекторию и начинает двигаться по орбите уже нейтрально заряженного атома.

Обратный процесс называется фотоионизацией. Во время фотоионизации нейтральный атом поглощает фотон, и энергия, полученная от фотона, переходит связанному электрону. При этом электрон переходит на энергетический уровень, находящийся выше энергии ионизации, что приводит к тому, что связанный электрон становится свободным. Коэффициент поглощения для этого процесса:

$$\kappa_{\nu,i}^{bf} = \sigma_{\nu,i}^{bf} N_i,$$

где $\sigma_{\nu,i}^{bf}$ – сечение поглощения фотона с частотой ν атомом на i -м уровне, а N_i – концентрация частиц с данным энергетическим уровнем i . Существует нижний предел частоты, когда можно применить вышеуказанную формулу. Частота должна превосходить пороговое значение, которое можно выразить соотношением (здесь E и E_i имеют размерность эрг):

$$\nu_{thresh,i} = \frac{(E_{ион} - E_i)}{h}$$

Для частот меньших этого значения, вклад i -го уровня в спектр связанно-свободного излучения равен нулю. Коэффициент излучения можно вывести, предполагая, что он пропорционален концентрациям ионов и электронов и функции ($\Phi_{\nu,i}$), которая не зависит от заселенности атомных уровней и концентраций ионов и электронов:

$$j_{\nu,i}^{bf} = N_+ N_e \Phi_{\nu,i}$$

Функцию $\Phi_{\nu,i}$ можно связать с $\sigma_{\nu,i}^{bf}$, применив закон Кирхгофа, записав его в форме:

$$j_{\nu,i,p}^{bf} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \kappa_{\nu,i,p} \exp[-h\nu/k_B T_e],$$

где индекс «р» означает, что электроны, ионы и концентрации атомных уровней, участвующих в излучении и поглощении удовлетворяют уравнению Саха-Больцмана:

$$\left(\frac{N_+ N_e}{N_i} \right)_p = \frac{2Q_+}{g_i} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp[(E_{ион} - E_i) / k_B T_e]$$

Требование того, что уравнение Саха-Больцмана удовлетворяет закону Кирхгофа, предполагает, что атомные уровни заселены по Больцману и в смеси атомов, ионов и электронов существует полное термодимическое равновесие.

Второе требование действительно только для связанно-свободного излучения. Для свободно-свободного излучения, чтобы применить закон Кирхгофа, нужно требовать только распределения атомных уровней по Больцману. Используя выписанные формулы для связанно-свободного излучения, получаем следующее выражение для $\Phi_{\nu,i}$:

$$\Phi_{\nu,i} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_i}{2Q_+} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \sigma_{\nu,i}^{bf} \exp \left[\frac{(E_{\text{ион}} - E_i) - h\nu}{k_B T_e} \right]$$

Эта функция не зависит от концентраций электронов, ионов и концентраций возбужденных состояний атомов, что позволяет применять ее также, если нет термодимического равновесия или распределения возбужденных уровней по Больцману. Окончательно получим уравнение для коэффициента излучения:

$$j_{\nu,i}^{bf} = N_+ N_e \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_i}{2Q_+} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \sigma_{\nu,i}^{bf} \exp \left[\frac{(E_{\text{ион}} - E_i) - h\nu}{k_B T_e} \right]$$

В формулах, описывающих связанно-свободные процессы используются следующие обозначения: m_e – масса электрона, T_e – температура электронов, Z – заряд иона, N_+ и N_e – концентрации ионов и электронов, соответственно, ν – частота излучаемого света, g_i – кратность i -го уровня энергии, Q_+ – статистическая сумма иона, $\sigma_{\nu,i}^{bf}$ – сечение поглощения фотона с частотой ν i -м уровнем, $E_{\text{ион}}$ – энергия ионизации атома, E_i – энергия i -го уровня, N_i – концентрация атомов с i -м уровнем энергии.

Сечения поглощения $\sigma_{\nu,i}^{bf}$ для процесса фотоионизации были взяты из базы данных TOPbase [57].

2.4 Метод построения сетки для расчета спектрального распределения интенсивности излучения

В предыдущих разделах приведены формулы для расчета коэффициентов поглощения и излучения для всех процессов излучения, дающих наибольший вклад в радиационный тепловой поток, падающий на поверхность СА при сверхорбитальных скоростях: линейчатое излучение, тормозное излучение, фоторекомбинационное излучение. Однако, для аккуратного расчета переноса

излучения через слой воздуха, необходимо построить соответствующую расчетную сетку, учитывающую все детали спектральных коэффициентов излучения и поглощения. За основу точек по спектру для фотоионизации берется база данных TOPBase, в которой дана таблица соответствия частоты поглощения и сечения поглощения фотона при фотоионизации для различных электронных состояний атомов. Для тормозного излучения можно выбрать те же точки, которые уже выбраны для фотоионизации и линейчатого излучения, поскольку излучение от электронов зависит от частоты излучения плавно, и точки по спектру можно выбрать произвольным образом, охватывающим весь спектр. Намного сложнее дело обстоит с построением сетки для линейчатого излучения. Можно перечислить несколько главных аспектов, которые требуется учесть для точного описания переноса излучения в линиях:

- 1) эффект уширения;
- 2) пересечение профилей линий;
- 3) оптическая прозрачность;
- 4) распределение температур в разных слоях.

Гауссовская составляющая (за счет теплового движения частиц, то есть доплеровское уширение) профиля Фойгта для всех атомов имеет схожую структуру для всех линий в подслое с локальными температурами. Отличие в профиль линий вносит штарковское уширение, которое влияет на лоренцевский профиль, зависящий от величины $\Delta\lambda_{S0}$, которая у каждого мультиплета своя. Ввиду того, что профили у каждой линии индивидуальные, для каждого перехода необходимо рассчитывать свои параметры для построения сетки. Однако также следует учитывать оптическую прозрачность подслоев для линейчатых переходов (которая зависит от коэффициента Эйнштейна A_{ij}), поскольку при оптически толстом газе линия в своем центре перепоглощается, и излишнее количество точек в перепоглощенной части будет лишь замедлять расчет, но не улучшать его точность. Также в случае оптически толстого газа большой вклад в лучистый перенос энергии дают крылья профиля линии. Следовательно крылья нужно разрешать с хорошей точностью. Данное обстоятельство проиллюстрировано на рис. 2.3.

Разрешать крылья линий следует основываясь на лучистом потоке, а не на коэффициентах поглощения линии, поскольку профиль коэффициентов поглощения для линии при разных параметрах будет выглядеть одинаково (синяя линия с пометкой κ_ν/κ_0 на рис. 2.3, в отличие от лучистого потока). Поскольку

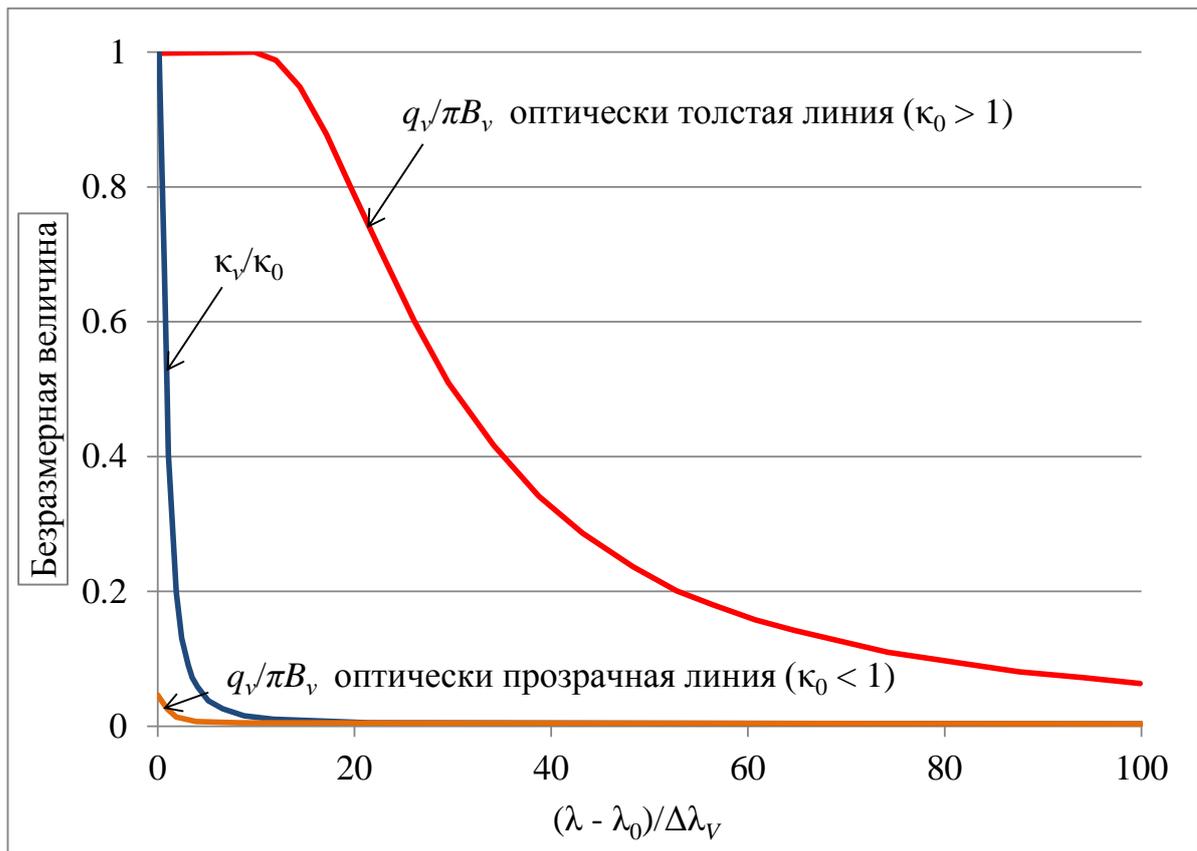


Рисунок 2.3 — Сравнение лучистого потока однородного слоя для оптически толстой и оптически прозрачной линий

линии могут взаимодействовать между собой в рамках мультиплета (а иногда и близких мультиплетов), то профили линий совмещаются между собой, и в результате строится единая сетка для подслоя, описывающая его поглощательную и излучательную способность. В общем случае температуры (электронная и тяжелых частиц) и заселенности электронных состояний различны для разных подслоев, что приводит к различным сеткам для каждого подслоя (ширина одного и того же профиля линии для перехода по слою может различаться на порядки). Когда все расчетные сетки для каждого подслоя построены, производится расчет переноса лучистого потока по всему спектру от малых частот к большим, по всем существующим точкам в сетках разных слоев. Совмещение сеток производится линейной интерполяцией.

Достаточно строгий метод построения сетки для линий предлагается Джонстоном [25]. Для аккуратного описания линейчатого перехода выбирается минимальный шаг по длине волны, который нужно сделать от центра линии, и максимальное расстояние от центра линии для учета крыла перехода. Для этого предлагается решить уравнение относительно $\lambda - \lambda_0$.

$$\frac{q_{\nu,ij}}{q_{\nu_0,ij}} = 0.01, \quad (2.9)$$

где

$$q_{\nu,ij} = \pi B_{\nu} [1 - \exp(-2\kappa_{\nu} \Delta z)],$$

$$B_{\nu} = 2h\nu^3 c^{-2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) - 1 \right]^{-1},$$

где ν – частота, отстоящая от частоты центра линии ν_0 , λ_0 – длина волны перехода в центре линии, а B_{ν} – функция Планка. Предполагается, что данное отношение лучистых потоков дает такое λ на конце крыла рассчитываемого профиля, что излучение крыльев за этим λ вносит незначительный вклад в излучение данной линии.

Далее приводится аналитическое решение уравнения, с помощью которого можно определить $\lambda_{min,ij}$ и $\lambda_{max,ij}$ ($\lambda_{min,ij}$ – первый и наименьший шаг для длины волны, отстоящий от центра линии, $\lambda_{max,ij}$ – расстояние между центром линии и краем крыла профиля):

$$\bar{\lambda}_{ij}^z = \sqrt{\left| -C_1 \frac{\Delta\lambda_V \lambda_0^2}{\pi c} N_i \left[\frac{mc}{2\Delta z \pi e^2 f_{ij}} \ln \left\{ 1 - \frac{q_{\nu,ij}}{q_{0,ij}} [1 - \exp(-2\kappa_{0,ij} \Delta z)] \right\} \right]^{-1} - \Delta\lambda_V^2 \right|}, \quad (2.10)$$

где $\bar{\lambda}_{ij}^z = |\lambda_{ij}^z - \lambda_{0,ij}^z|$ является расстоянием от центра линии для перехода $i \longleftrightarrow j$ ($j > i$) в точке z в ударном слое, удовлетворяющее отношению (2.9). Чтобы найти $\lambda_{min,ij}$ и $\lambda_{max,ij}$ нужно вычислить выражение (2.10) для трех областей. Минимальный шаг обычно находится подставляя параметры слоя вблизи поверхности аппарата, а максимальное расстояние находится при помощи подстановки параметров слоя с максимальной электронной температурой T_e или максимальным уширением профиля Фойгта $\Delta\lambda_V$.

Получив значения $\lambda_{min,ij}$ и $\lambda_{max,ij}$, остается лишь распределить точки по профилю линии на сетке. Всего профиль линии будет содержать $2K + 1$ точек: центральная точка, K точек с меньшей длиной волны и K точек с большей длиной волны. Естественно полагать, что при $k = 1$, $\bar{\lambda}_1 = \lambda_{min,ij}$, а при $k = K$, $\bar{\lambda}_K = \lambda_{max,ij}$. С помощью формулы Робертса [58] можно расставить точки по профилю:

$$\frac{\bar{\lambda}_k}{\bar{\lambda}_{max,ij}} = 1 - \beta \left[\left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{1 - \frac{k}{K}} - 1 \right] \left[\left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{1 - \frac{k}{K}} + 1 \right]^{-1}$$

Из анализа, проведенного Джонстоном, при $K = 8$ хорошие результаты получаются при $\beta = 1.01$ в широком диапазоне условий.

Однако, при численных расчетах, проведенных в данной работе, оказалось, что условие (2.9) выполняется не для всех линий. При умножении величины, получаемой по формуле (2.10), на 10 и на 20, количество переходов, не удовлетворяющих условию (2.9), становится незначительным.

Также во избежание больших ошибок при расчете источниковых членов в уравнениях кинетики (в главе 3) дополнительное разбиение спектральной сетки проводится между центральной точкой и $\lambda_{min,ij}$.

2.5 Уравнение переноса излучения

Ниже приведены сведения и определения, необходимые при решении задачи о переносе излучения в высокотемпературных газах. Достаточно полную информацию о переносе излучения в газе можно получить в [14].

Каждый квант обладает энергией $h\nu$ и движется со скоростью c , поэтому величина

$$I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\nu d\Omega = h\nu c f(\nu, \vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\nu d\Omega$$

есть количество лучистой энергии в спектральном интервале $d\nu$, протекающей в 1 с через площадку в 1 см^2 , помещенную в точке \vec{r} перпендикулярно к направлениям распространения энергии, которые лежат в элементе телесного угла $d\Omega$ около вектора $\vec{\Omega}$, функция f называется функцией распределения световых квантов. I_ν называют спектральной интенсивностью излучения.

Спектральный поток энергии выражается следующим образом:

$$S_\nu(\vec{r}, t, \vec{n}) = h\nu c \int_{(4\pi)} f \cos \theta d\Omega = \int_{(4\pi)} I_\nu \cos \theta d\Omega,$$

где интеграл берется по всему телесному углу.

Выписанное выше выражение является проекцией спектрального потока на направление \vec{n} , сам же поток является векторной величиной и записывается следующим образом:

$$\vec{S}_\nu = \int I_\nu \vec{\Omega} d\Omega$$

Полные интенсивность и поток излучения получаются из спектральных величин интегрированием их по всему спектру частот:

$$I = \int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu, \quad \vec{S} = \int_0^{\infty} \vec{S}_{\nu} d\nu.$$

Спектральной лучеиспускательной способностью или коэффициентом излучения J_{ν} называется величина, характеризующая количество энергии частоты ν излучаемой из 1 см³ вещества в 1 с в единичном интервале частот:

$$j_{\nu} d\Omega d\nu = J_{\nu} d\Omega d\nu / 4\pi,$$

где j_{ν} приходится на единицу телесного угла.

При прохождении пучком света через некую среду, данный пучок света будет ослабляться. Такое ослабление будет происходить за счет поглощения и рассеяния квантов. Относительное ослабление параллельного пучка на элементе пути пропорционально пройденному расстоянию dx :

$$dI_{\nu} = -\kappa_{\nu} I_{\nu} dx$$

При прохождении пучком расстояния от точки $x = 0$ до точки $x = x'$, интенсивность уменьшается по экспоненциальному закону

$$I_{\nu} = I_{\nu 0} \exp \left[- \int_0^{x'} \kappa_{\nu} dx \right],$$

где κ_{ν} – есть коэффициент ослабления (или коэффициент поглощения излучения).

Ослабление пучка света характеризуется произведением коэффициента ослабления на длину пути. Безразмерная величина, называемая оптической толщиной, записывается следующим выражением:

$$\tau_{\nu} = \int_0^{x'} \kappa_{\nu} dx, \quad d\tau_{\nu} = \kappa_{\nu} dx,$$

далее знак «'» опускается.

Но, как известно, линии излучения уширены, а основное поглощение газом этих линий происходит в центре линии. При уширении линии, вся энергия

размазывается на более широкий интервал частот, но уширение не влияет на количество излучаемой энергии. Таким образом, если спектральная линия сильно уширена, то газ, сильно поглотив центр линии, оставляет излучение по краям практически без изменения. Другими словами, энергия, излучаемая газом в такой линии, мало поглощается. Наоборот, если линия уширена не сильно, то очень большая часть энергии может быть поглощена, если газ является для неё оптически плотным.

Уравнение переноса с учетом излучения и поглощения квантов в газовой среде можно записать в следующей форме:

$$\frac{1}{c} \left(\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + c\Omega \nabla I_\nu \right) = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu$$

С помощью уравнения Кирхгофа (2.4), запишем уравнение в следующем виде:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \Omega \nabla I_\nu = \kappa_\nu (I_{\nu p} - I_\nu)$$

Чтобы вычислить излучение, которое выходит из полусферического объема газа, находящегося в равновесии, можно воспользоваться формулой (нижний индекс «р» означает условия равновесия):

$$I_\nu = I_{\nu p} (1 - e^{-\kappa_\nu x}) \quad (2.11)$$

Поскольку параметры газа вдоль всех лучей, по которым вычисляется излучение, могут изменяться (рассматривается симметричное распределение параметров газа в полусферическом объеме), то также изменяется и коэффициент поглощения входящий в формулу (2.11). Поэтому интенсивность излучения в (2.11) нужно вычислять интегрируя по отдельным участкам.

Спектральный поток от слоя конечной толщины с постоянной температурой равен

$$S_\nu = S_{\nu p} [1 - 2\mathcal{E}_3(\kappa_\nu x)],$$

где интегральная экспонента $\mathcal{E}_n(z) = \int_1^\infty e^{-zw} \frac{dw}{w^n}$, $n = 1, 2, \dots$, κ_ν постоянно во всей толще слоя, а x – толщина слоя.

2.6 Результаты расчетов лучистых потоков для равновесной модели излучения воздуха. Верификация численного метода

Ниже рассмотрен пример расчета теплового потока для случая плоского сильно нагретого слоя с температурой $T = 10000$ К и толщиной 4 см при давлении $p = 1$ кПа и $p = 100$ кПа. Сравнение проводится с расчетами, проведенными Джонстоном для выбранных им константами штарковского уширения $\Delta\lambda_{S0}$ [25] и константами, используемыми Парком [59].

На рис. 2.4 и 2.7 изображен спектр излучения, учитывающий связанно-связанные переходы азота и кислорода, а также тормозное излучение и излучение, связанное с ионизацией и рекомбинацией ионов с электронами. Толстыми линиями отмечены накопленные интегральные значения лучистого потока при интегрировании спектрального потока в пределах энергий от 0 до $h\nu$ для линий азота, полученные разными авторами.

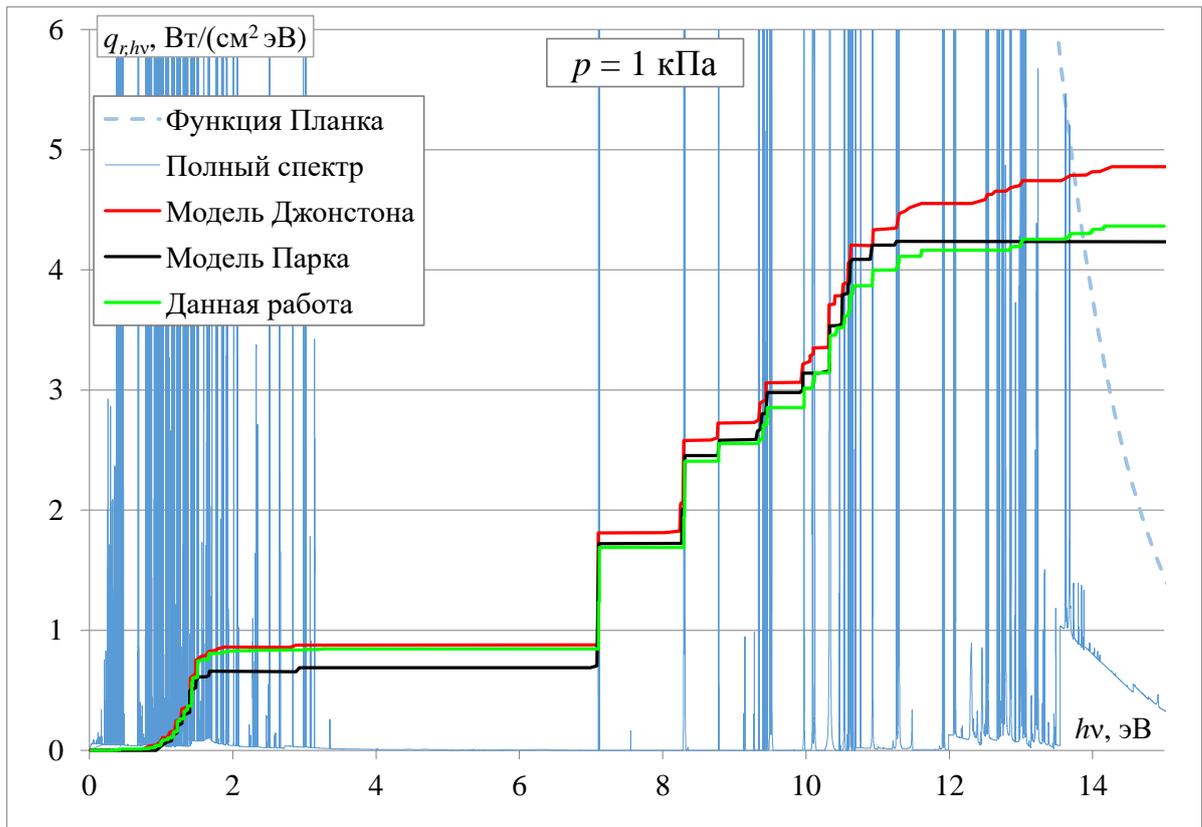


Рисунок 2.4 — Спектр теплового потока воздуха, накопленные интегральные значения теплового потока от линий азота (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа) (Джонстон [25], Парк [59])

Таблица 1 — Анализ сходимости величины лучистого потока q , Вт/см²
($p = 1$ кПа)

K	$20\Delta\lambda$	$\Delta q/q^*$	$10\Delta\lambda$	$\Delta q/q^*$	$\Delta\lambda$	$\Delta q/q^*$
8	5.6992	0.158	5.5089	0.119	4.8245	-0.02
15	5.1412	0.044	5.067	0.029	4.6574	-0.054
25	5.0056	0.017	4.9477	0.005	4.6172	-0.062
35	4.9512	0.006	4.9165	-0.001	4.6051	-0.064
45	4.9333	0.002	4.9017	-0.004	4.5991	-0.066
55	4.9223	0	4.8958	-0.005	4.5977	-0.066

Для аккуратного вычисления переноса излучения был проведен анализ сходимости величины лучистого потока при варьировании таких значений как количество точек на половине линии K (всего точек на линии равно $2K + 1$) и ширины крыльев, посчитанной по формуле (2.10) (обозначим $\Delta\lambda$). Результаты расчетов для разных параметров для давления $p = 1$ кПа приведены в таблице 1. В данной таблице приведены значения лучистого потока, полученного только от линий азота и кислорода без учета тормозного излучения и фоторекомбинации.

За величину q^* взято значение лучистого потока, полученного при интегрировании по всему спектру, при параметрах $K = 55$ и ширине крыла линии равным $20\Delta\lambda$ (для $20\Delta\lambda$ и $10\Delta\lambda$ q отличается незначительно – 0.5 %, что значит, что решение сошлось к этой величине), Δq есть разница между q^* и q для выбранных параметров. Эти же данные представлены в графическом виде на рисунках 2.5 и 2.6.

По представленным данным хорошо видно, что при $K = 55$ все решения довольно хорошо сходятся, однако можно обойтись и меньшим количеством точек на линии. При ширине крыла равным $\Delta\lambda$ и $K = 55$ величина лучистого потока занижается всего на 6.6 %, что является неплохим результатом. При меньшем количестве точек $K = 8$, разница с q^* составляет всего 2 %. Такое поведение легко объяснить тем, что при уменьшении количества точек до 17, профиль становится менее гладким, и в некоторых местах интегрирование спектральной линии будет получаться выше, чем на самом деле, что и приводит к повышению интегрального лучистого потока от слоя газа. Тепловой поток для $\Delta\lambda$ в целом ниже, чем для случаев с большим крылом, поскольку, чем больше крыло, тем больше лучистого потока учтено от линии. Данная ситуация еще

больше усугубляется при увеличении ширины учитываемого крыла линии. Так, для $20\Delta\lambda$ параметр $K = 8$ является недостаточным, линии получаются очень грубыми, и завышение потока становится на 15 %. Одним из более экономным и обладающим достаточной точностью является расчет при $10\Delta\lambda$ и $K = 15$, где относительная ошибка $\Delta q/q^*$ составляет 2.9 %.

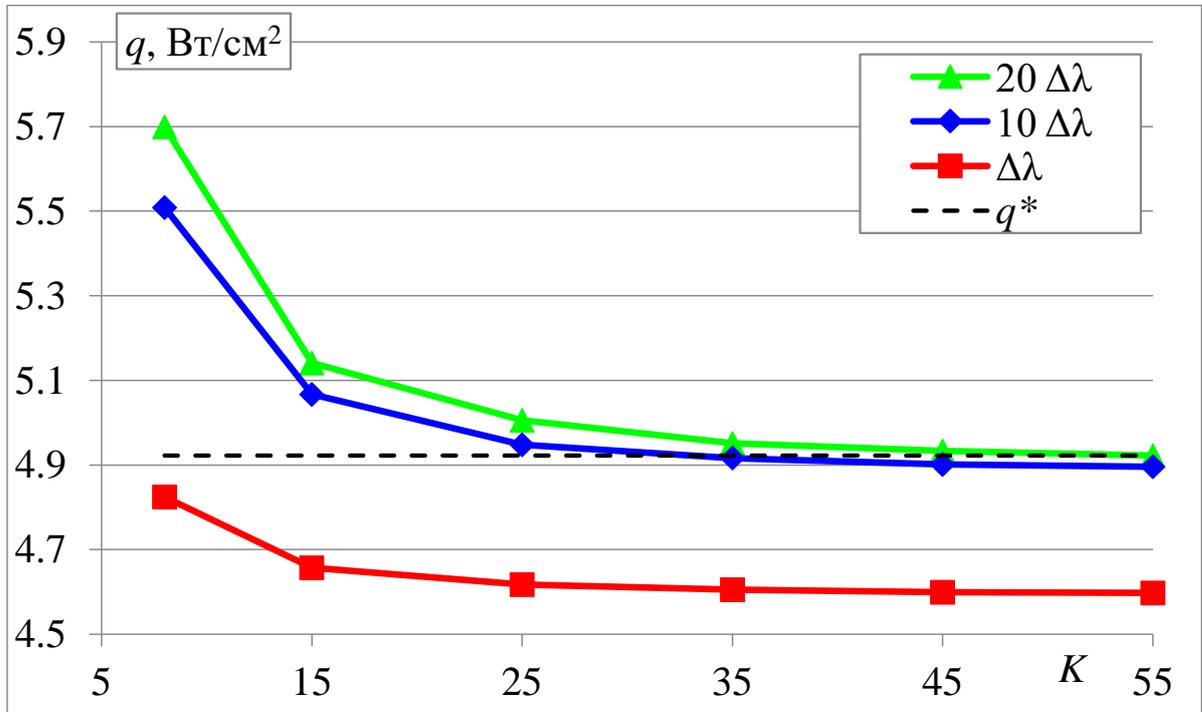


Рисунок 2.5 — Лучистый поток, рассчитанный при разных параметрах (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа)

Количество используемых точек для спектра может стать ключевым моментом при сопряжении расчета переноса лучистого теплового потока с расчетом течения газа в ударном слое и вычислении газодинамических параметров. При большом количестве точек, расчеты по уравнениям Эйлера или Навье-Стокса в трехмерном случае могут занимать очень большое время. Поэтому одной из задач при определении лучистого теплового потока с учетом переноса излучения являлась минимизация количества точек по спектру. Количество точек можно уменьшить, проанализировав качество получаемого спектра, как это было сделано выше. Вторым шагом является обработка полученного спектра лучистого потока. В некоторых участках, где кривая ведет себя гладко, можно убрать лишние точки, таким образом, уменьшив общее число точек по спектру.

На рис. 2.4 зеленой линией (Данная работа) отмечены накопленные значения теплового потока от линий азота при параметрах $10\Delta\lambda$ и $K = 55$. В них использованы данные для штарковского уширения, которые приведены в

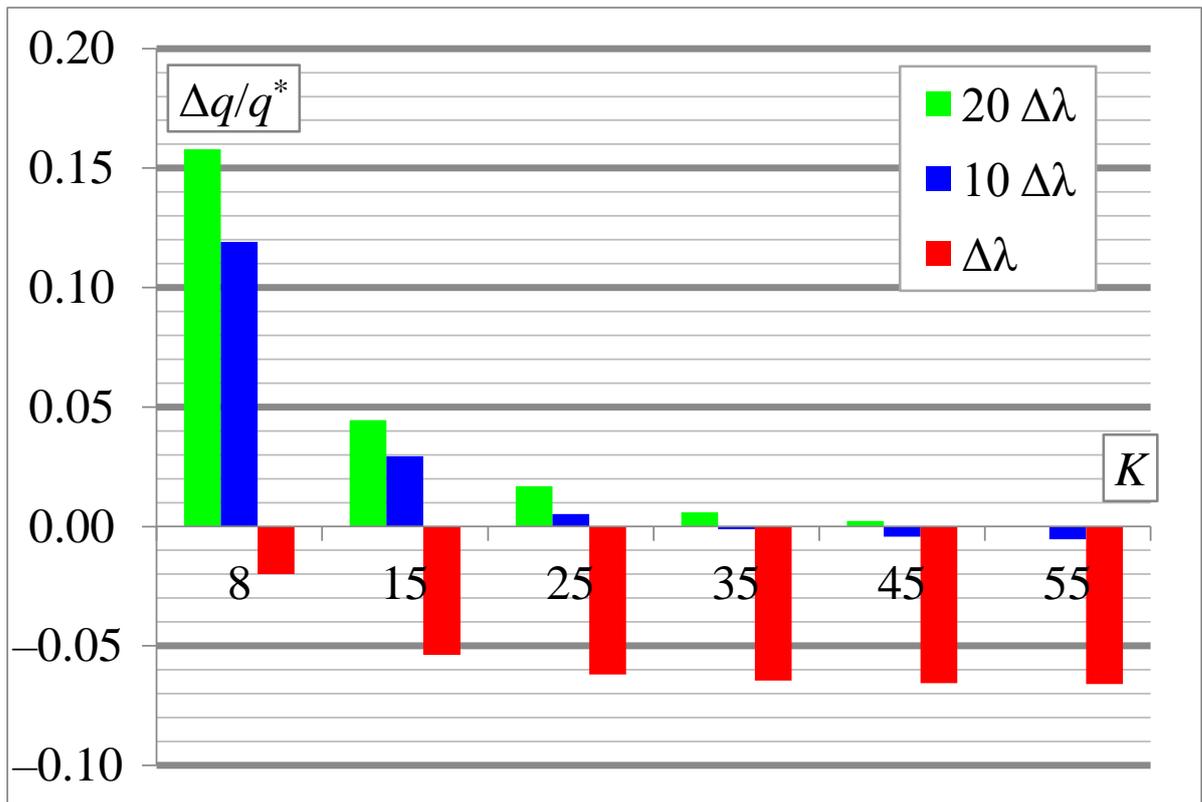


Рисунок 2.6 — Относительная ошибка расчета лучистого потока для разных параметров (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа)

приложении А. Красной линией отмечены результаты полученные Джонстоном [25]. Его результаты немного выше, полученных в данной работе. Одной из причин различия результатов может являться различие данных, используемых при построении спектра. Так, штарковское уширение, используемое в работе Джонстона [25] различается с данными, используемыми в данной работе для некоторых переходов. Величина лучистого потока, полученная с учетом констант штарковского уширения, используемых Парком [59] (Черная линия), хорошо согласуется с расчетами, проведенными в данной работе.

Различие в интегральных лучистых потоках от связанно-связанных переходов возможно из-за неучтенных различий в используемых базах данных (база данных NIST постоянно обновляется), а также в различии способов построения профиля Фойгта для линий и ширины её крыла. Различие особенно заметно для расчета при давлении $p = 100$ кПа. Далее будет приведен график с мультиплетом, на котором видно различие в профилях линий, используемых в данной работе и работе [25].

Результаты, полученные в разных работах расходятся тем больше, чем выше давление, и максимальное различие составляет примерно 70 %. Сравнение

Таблица 2 — Сравнение величины лучистого потока от линий азота

Азот	q_L^1 , Вт/см ²			q_L^2 , Вт/см ²			q_L^f , Вт/см ²		
	q_J	q_P	$\frac{\Delta q}{q_P}, \%$	q_J	q_P	$\frac{\Delta q}{q_P}, \%$	q_J	q_P	$\frac{\Delta q}{q_P}, \%$
1	0.88	0.84	4.22	3.99	3.52	13.34	4.87	4.36	11.57
2	11.62	9.43	23.24	15.5	12.51	23.85	27.12	21.94	23.59
3	119	75	58.67	84	59	42.37	203	134	51.49

Таблица 3 — Сравнение величины лучистого потока от линий кислорода

Кислород	q_L^1 , Вт/см ²			q_L^2 , Вт/см ²			q_L^f , Вт/см ²		
	q_J	q_P	$\frac{\Delta q}{q_P}, \%$	q_J	q_P	$\frac{\Delta q}{q_P}, \%$	q_J	q_P	$\frac{\Delta q}{q_P}, \%$
1	0.25	0.24	4.2	0.44	0.57	22.23	0.69	0.81	14.36
2	3	2.49	20.48	1.77	2.16	17.9	4.77	4.65	2.67
3	29.13	17.3	68.36	9.1	11.15	18.4	38.23	28.45	34.36

результатов представлено в таблице 2. В данной таблице в первой строке $n = 1$: давление $p = 1$ кПа, концентрация атомов азота N_N равна $3.52 \cdot 10^{15}$ см⁻³, концентрация электронов $N_e = 1.39 \cdot 10^{15}$ см⁻³, для $n = 2$: 10, $4.94 \cdot 10^{16}$ и $5.19 \cdot 10^{15}$, соответственно, для $n = 3$: 100, $5.48 \cdot 10^{17}$ и $1.73 \cdot 10^{16}$, соответственно. Величина q_L^1 — лучистый поток от линий в спектральном диапазоне 0–6 эВ, q_L^2 — лучистый поток от линий в спектральном диапазоне 6–18 эВ, q_L^f — лучистый поток от линий во всем спектральном диапазоне, q_J — лучистый поток, полученный в работе Джонстона [25], q_P — лучистый поток, полученный в данной работе, $\Delta q = |q_P - q_J|$.

Также в таблице 3 приведено сравнение лучистых потоков от линий атомарного кислорода. Для строки с номером $n = 1$: $p = 1$ кПа, $N_O = 1.03 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $N_e = 1.39 \cdot 10^{15}$ см⁻³, для строки $n = 2$: 10, $1.36 \cdot 10^{16}$ и $5.19 \cdot 10^{15}$, соответственно, для $n = 3$: 100, $1.49 \cdot 10^{17}$ и $1.73 \cdot 10^{16}$, соответственно. Все обозначение те же самые, что и в предыдущей таблице, N_O — концентрация атомарного кислорода.

По аналогии со случаем давления $p = 1$ кПа представлены результаты для давления $p = 100$ кПа на рис. 2.7, 2.8, 2.9 и таблице 4, выводы для которых аналогичны случаю с давлением $p = 1$ кПа.

Для первого случая при давлении $p = 100$ кПа лучистый поток в линиях q_r составляет 73 % от всего лучистого потока с учетом сплошного и дискретного спектра, для случая при давлении $p = 1$ кПа q_r в линиях составляет 75 %. Поскольку вклад дискретного спектра в тепловой поток так велик, учет

Таблица 4 — Анализ сходимости величины лучистого потока q , Вт/см² ($p = 100$ кПа)

K	$20\Delta\lambda$	$\Delta q/q^*$	$10\Delta\lambda$	$\Delta q/q^*$	$\Delta\lambda$	$\Delta q/q^*$
8	205.67	0.26	184.22	0.129	159.37	-0.024
15	173.62	0.064	168.36	0.031	153.72	-0.058
25	166.76	0.022	164.14	0.006	152.27	-0.067
35	164.57	0.008	162.92	-0.002	151.87	-0.07
45	163.69	0.003	162.41	-0.005	151.7	-0.071
55	163.21	0	162.17	-0.006	151.62	-0.071

связанно-связанных переходов необходим для адекватного расчета лучистого потока, излучаемого высоконагретым воздухом. Стоит напомнить, что вклад молекулярных полос никак не учитывался, поскольку газ считался полностью диссоциированным.

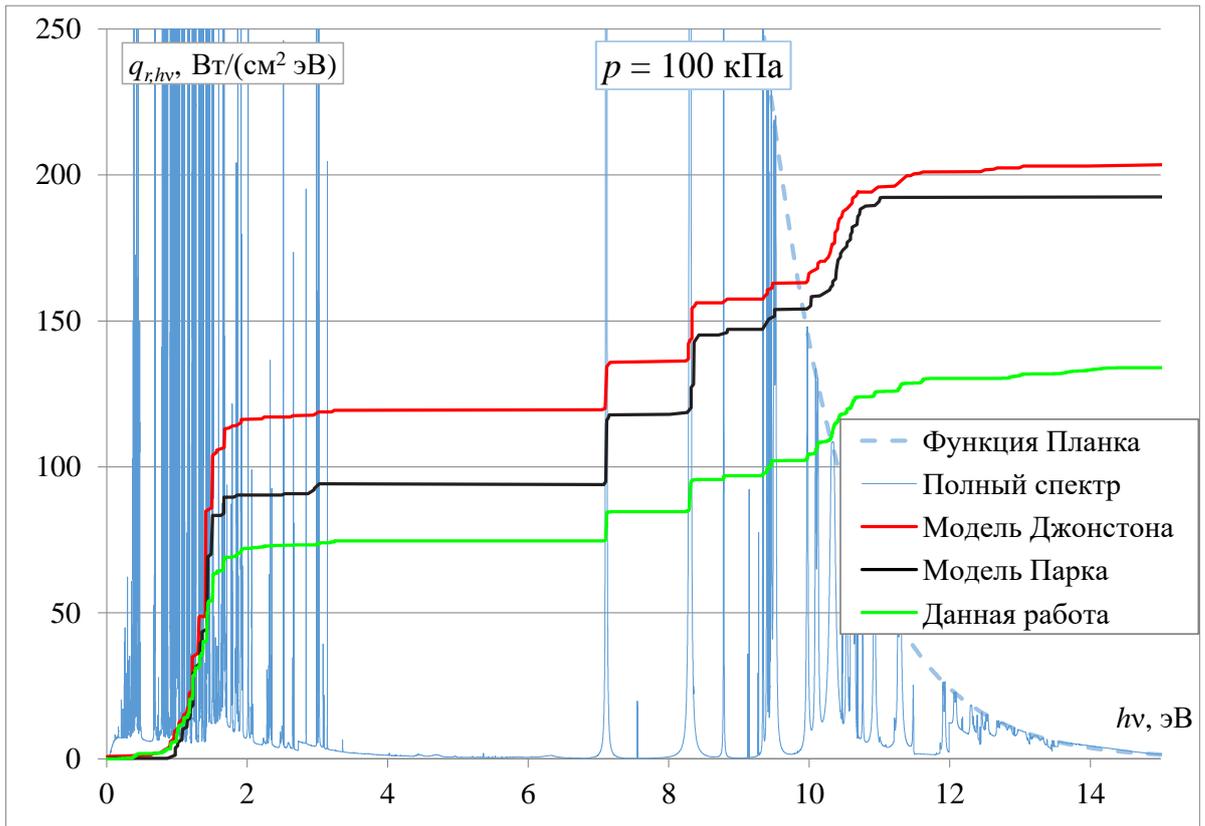


Рисунок 2.7 — Спектр теплового потока воздуха, накопленные интегральные значения теплового потока от линий азота (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 100$ кПа) (Джонстон [25], Парк [59])

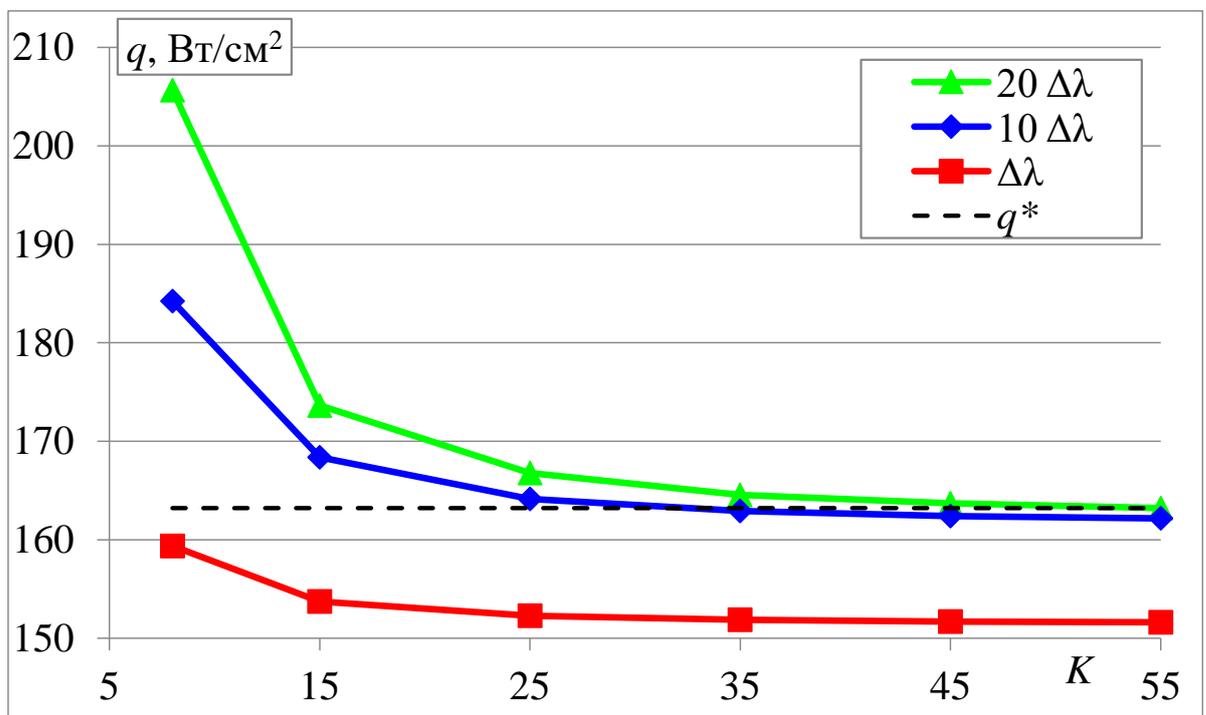


Рисунок 2.8 — Лучистый поток, рассчитанный при разных параметрах (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 100$ кПа)

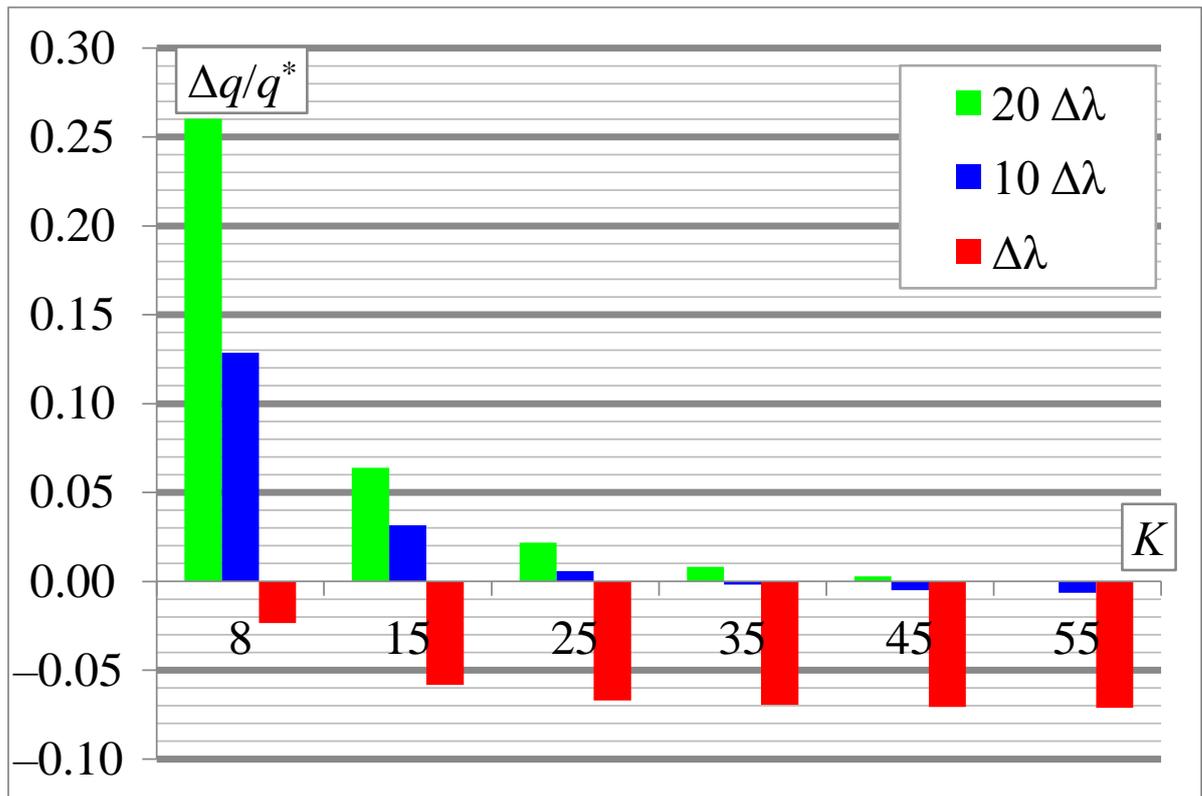


Рисунок 2.9 — Относительная ошибка расчета лучистого потока для разных параметров (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 100$ кПа)

Далее, сравним формы линий, полученные в данной работе, с формами линий, полученными Джонстоном [25], для тех же параметров ударной волны. Ниже, на рис. 2.10, приведен профиль мультиплета ($2s^22p^3 - 2s^22p^2(^3P)3s^2D^* - ^2P$, $E = 8.302$ эВ).

Для давления $p = 1$ кПа профили линий практически совпадают, за исключением того, что на рис. 2.10 наблюдается сдвиг по частоте между результатами данной работы и результатами, полученными Джонстоном. Возможно, это связано с неким учетом сдвига по частоте при местных параметрах ударного слоя. Однако наблюдается сильное различие профилей линий для давления $p = 100$ кПа. Это различие в расчетах профилей линий повлияло на разницу интегральных лучистых потоков, полученных в работах. Различие в расчете интегрального лучистого потока будет тем больше, чем более оптически толстым является газ для линий, то есть чем больше давление, что и подтвердилось в представленных расчетах.

На рис. 2.11 показаны зависимости спектральных коэффициентов поглощения воздуха от длины волны излучения, полученные в разных работах:

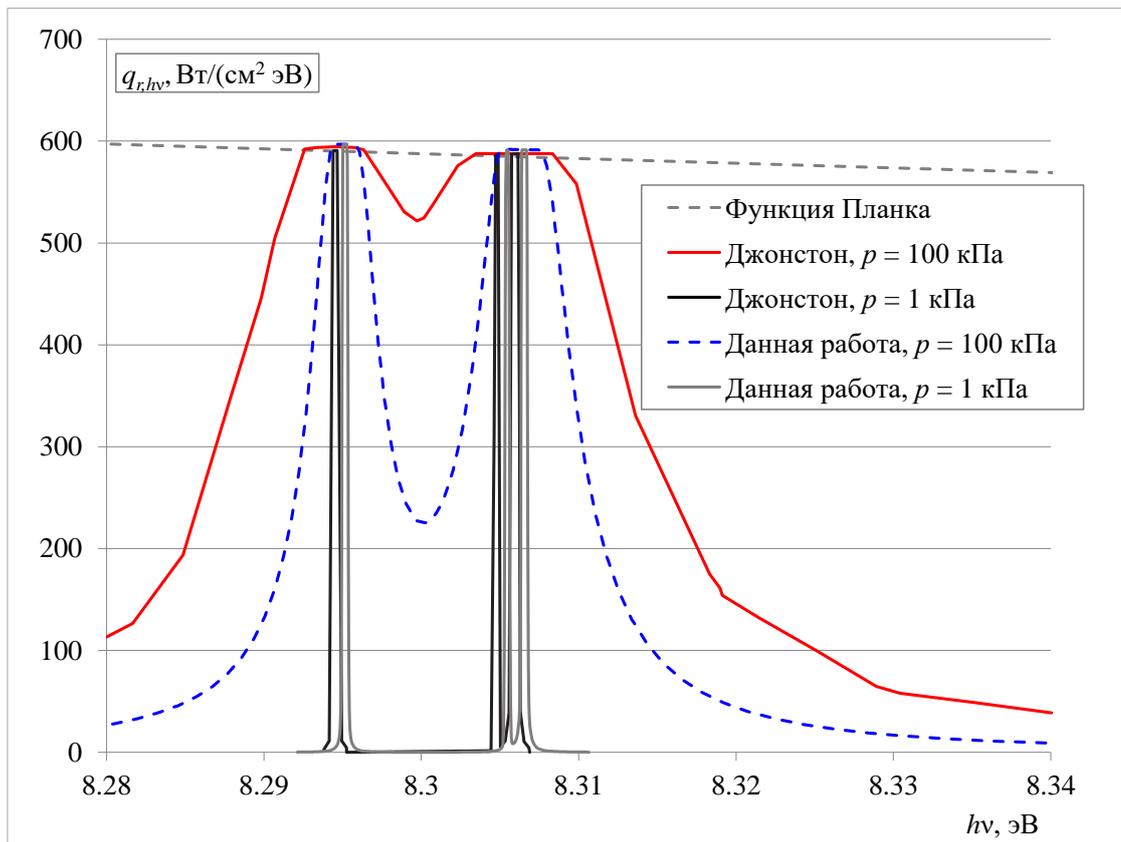


Рисунок 2.10 — Профиль спектральных линий мультиплета (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа и $p = 100$ кПа) (Джонстон [25])

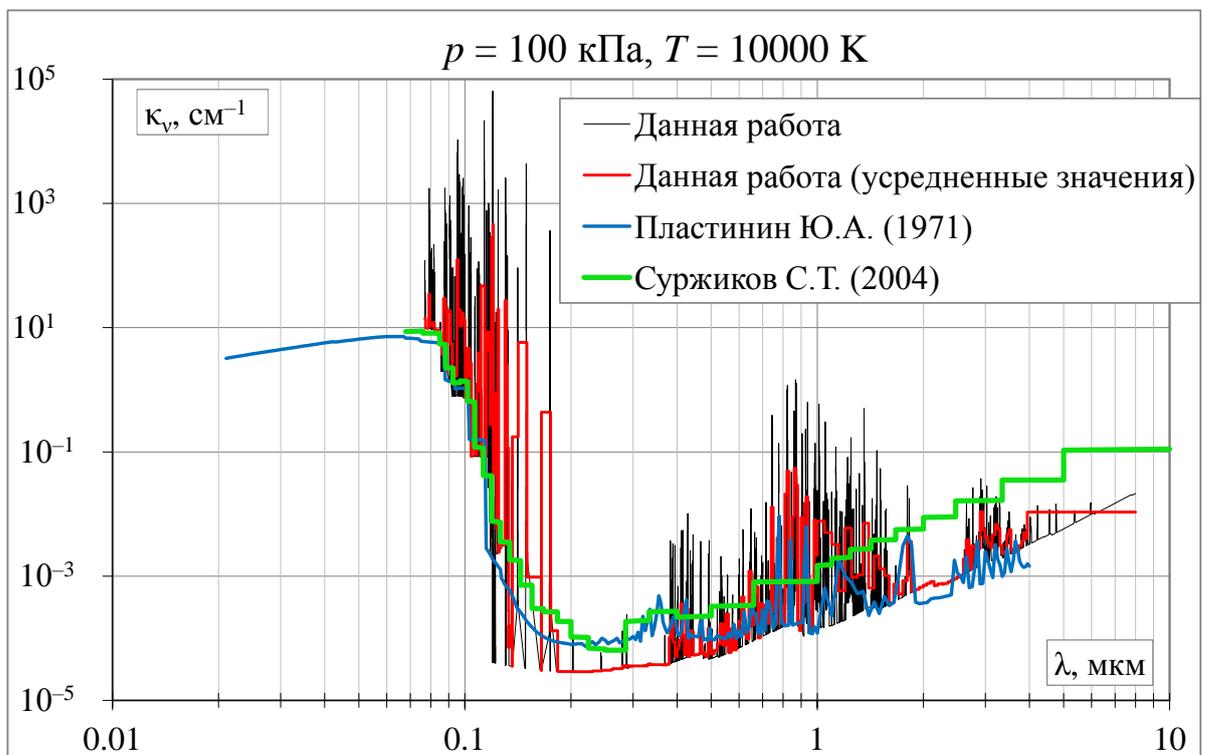


Рисунок 2.11 — Сравнение коэффициентов поглощения

Суржикова С.Т. [18] (зеленая линия), Пластинин Ю.А. [1] (синяя линия), данная работа (черная линия), данная работа с усреднением по спектральным диапазонам (красная линия).

Из данного рисунка следует, что коэффициенты поглощения, используемые разными авторами, отличаются. Это различие может влиять на интегральное значение лучистого теплового потока. Помимо различий по значениям, форма спектрального коэффициента поглощения также сильно влияет на излучаемую энергию. Если многоступенчатые модели, с усредненными значениями по диапазонам, использовать для оптически тонкого газа, то они могут дать достаточно хороший результат при расчете лучистого переноса. Однако при оптически толстом газе линии могут перепоглощаться, и основной вклад будут давать крылья профиля линии, в то время как многоступенчатая модель не может учесть такие нюансы. В случае оптически толстого газа для линий многоступенчатая модель будет давать завышенные значения лучистого потока, поскольку газ для представленных диапазонов спектра может не являться оптически толстым, в то время как линии на самом деле будут перепоглащаться.

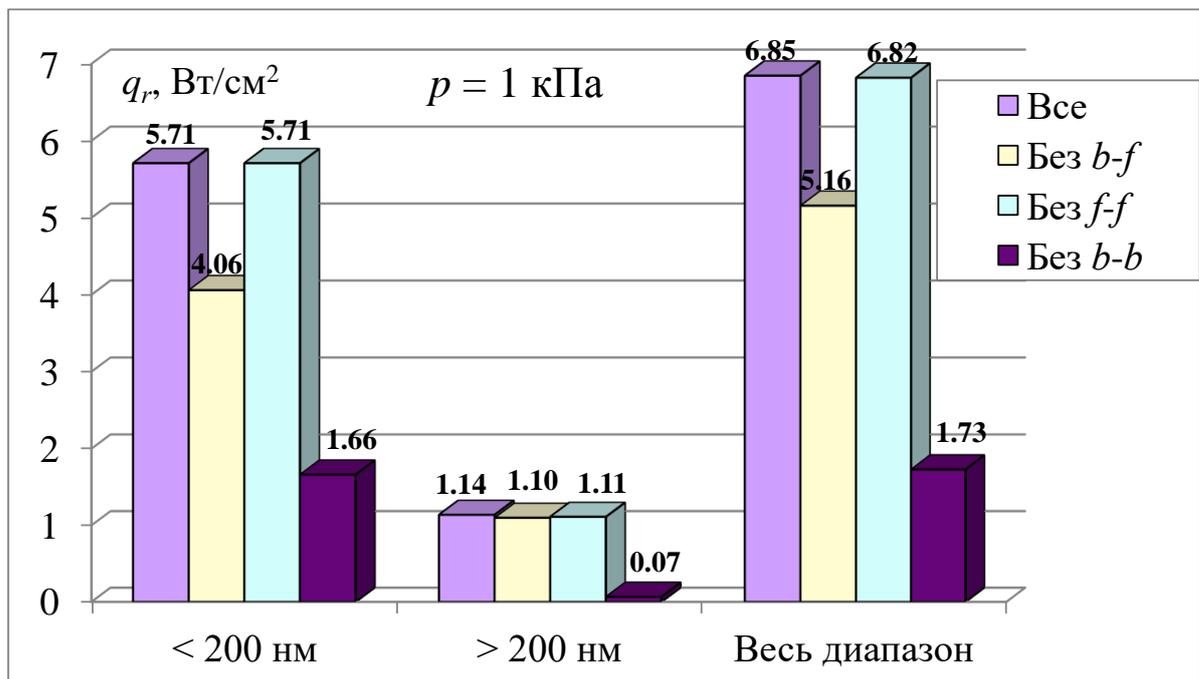


Рисунок 2.12 — Вклад в лучистый поток различных механизмов излучения ($p = 1$ кПа)

На рис. 2.12 и 2.13 представлен вклад каждого из механизмов излучения атомарного ионизованного воздуха в инфракрасном спектре ($\lambda > 200$ нм), ультрафиолетовом диапазоне ($\lambda < 200$ нм) и во всем диапазоне длин волн. Данные

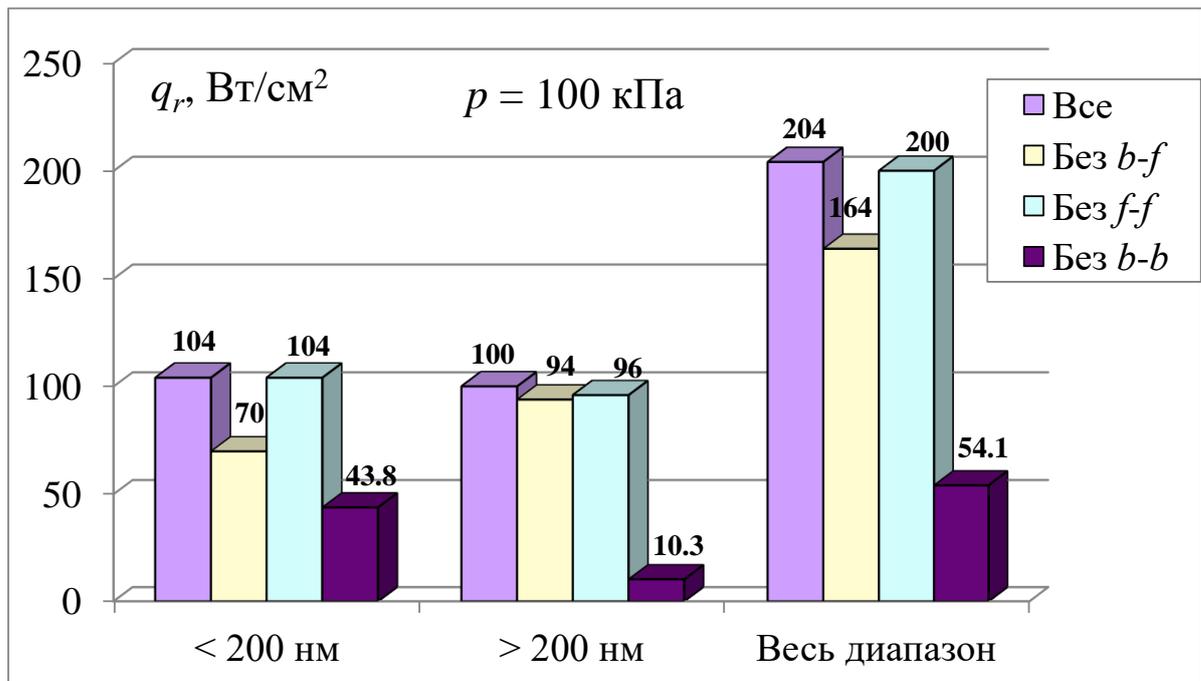


Рисунок 2.13 — Вклад в лучистый поток различных механизмов излучения ($p = 100$ кПа)

приведены для условий $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа и $p = 100$ кПа. Лучистый поток q_r был рассчитан для четырех случаев: учитывались все механизмы излучения, без фоторекомбинационного излучения (без $b-f$), без тормозного излучения (без $f-f$) и без линейчатого излучения (без $b-b$). Сразу можно выделить отличие между случаем $p = 1$ кПа и $p = 100$ кПа: вклад инфракрасного излучения составляет половину лучистого потока для давления $p = 100$ кПа, в то время как для $p = 1$ кПа инфракрасное излучение составляет всего около 15 % от всего лучистого потока. Как было замечено ранее тормозное излучение практически не дает никакого вклада в области ультрафиолетового спектра, в области инфракрасного излучения вклад также мал, но заметен. Фоторекомбинационное излучение мало в инфракрасном диапазоне, однако составляет существенную часть лучистого потока в ультрафиолетовом спектре. Наибольший вклад в излучение дает линейчатое излучение, которое существенно во всем диапазоне длин волн.

2.7 Валидация равновесной модели излучения по результатам летных измерений

Важным аспектом при обосновании физической модели радиационных процессов, протекающих в ударном слое при входе аппаратов в атмосферу, и определения границ ее применимости, является сравнение с имеющимися данными летных экспериментов. В данной работе результаты расчетов интенсивности излучения в ударном слое и лучистые тепловые потоки к поверхности СА, выполненные по предложенной модели (расчеты обтекания аппарата и интенсивности по многогрупповой модели проводил Д.А. Чураков [44]), сравнивались с результатами летных экспериментов, полученных на аппарате Аполлон-4. Методика расчета переноса излучения в ударном слое около СА и летные экспериментальные данные изложены в [44]. Интенсивность излучения измерялась в летном эксперименте Аполлон-4 радиометром с углом обзора 9° (см. рис. 2.14).

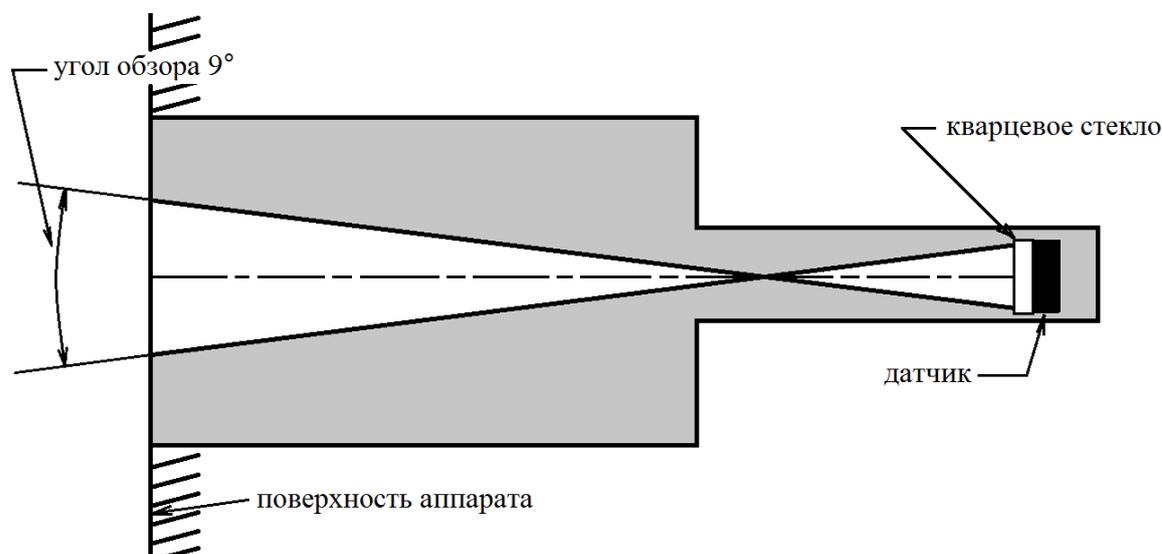


Рисунок 2.14 — Схематический рисунок радиометра, установленного на СА Аполлон-4

Расчет обтекания СА Аполлон-4 с учетом вязкости проводился с использованием уравнений Навье-Стокса для равновесно диссоциирующего воздуха. Полученные газодинамические параметры (температура, давление, концентрации компонентов) использовались для расчета переноса излучения. Расчеты лучистого теплового потока проводились на критической линии тока. При определении лучистых тепловых потоков к поверхности СА решалась задача

переноса излучения в приближении неоднородного плоского слоя с использованием предложенной модели излучения.

На рис. 2.15 показана зависимость интенсивности излучения в спектральном диапазоне (энергий 0.2–6 эВ или длин волн $\lambda = 0.2\text{--}6$ мкм) радиометра в окрестности критической точки (место расположения радиометра на СА) по траектории. Сплошными черными линиями показан разброс показаний радиометра (Аполлон-4), красными линиями показаны результаты, полученные в [44] (многогрупповые модели: 10 и 39 групп, равновесная модель), синими кривыми с квадратными маркерами – результаты расчетов [25] (Джонстон). Сопряженный и несопряженный расчеты отличаются тем, что в сопряженном расчете проводилось вычисление обтекания аппарата с учетом влияния излучения на газодинамику, в несопряженном расчете сначала отдельно рассчитывалось обтекание аппарата, а далее, по полученным параметрам в ударном слое, рассчитывалось излучение. Расчет Саттона [60] изображен фиолетовой кривой, Балакришнан [46] – голубая кривая, Парк [61] – синие кресты.

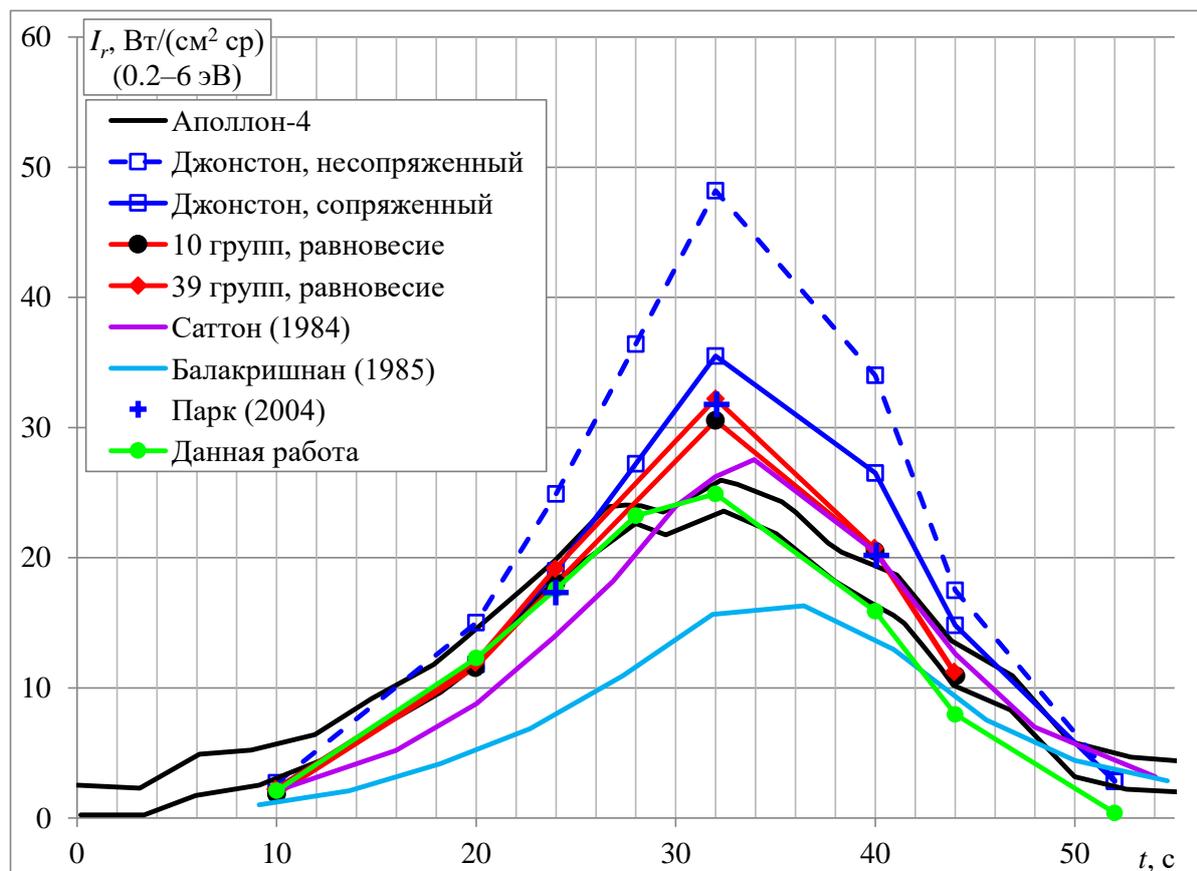


Рисунок 2.15 — Сравнение рассчитанной и измеренной интенсивности излучения в диапазоне $\lambda = 0.2\text{--}6$ мкм

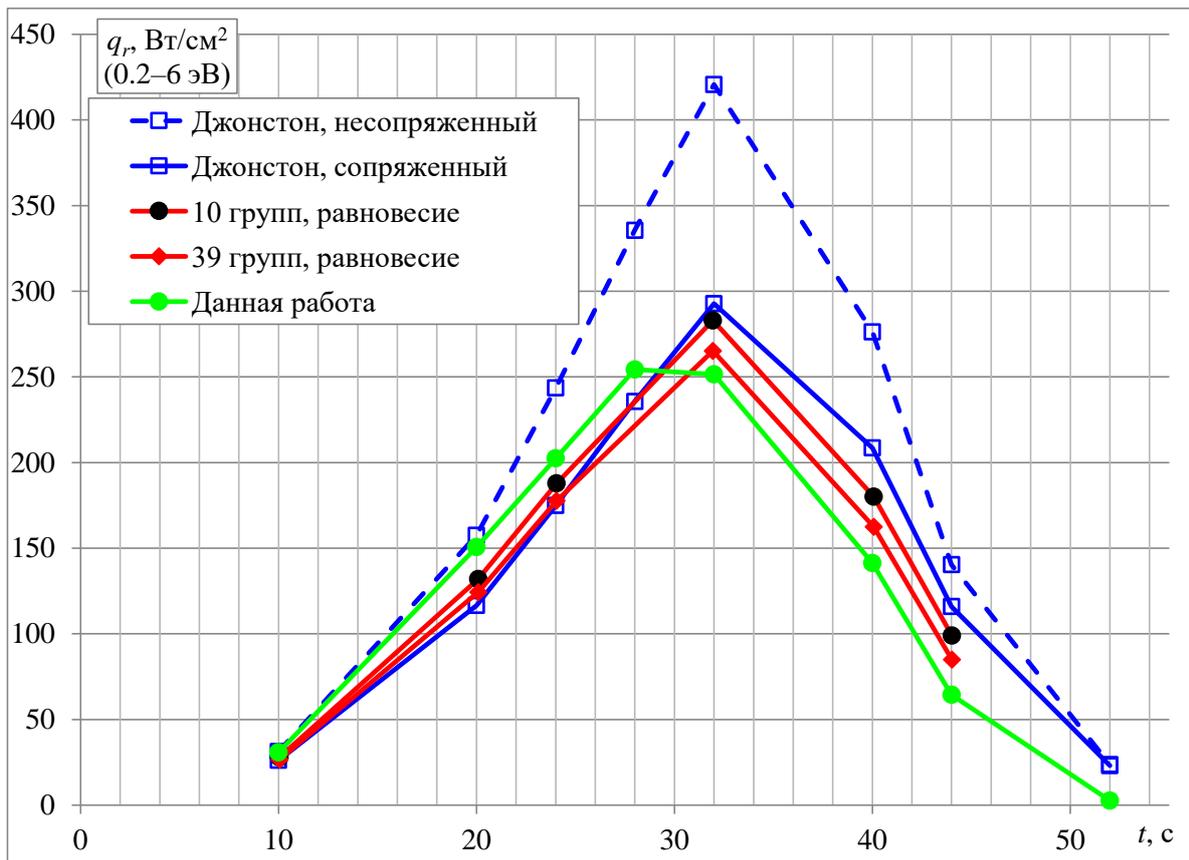


Рисунок 2.16 — Лучистый тепловой поток к поверхности СА Аполлон-4

Расчетные значения, полученные в данной работе (зеленая кривая), хорошо согласуются с данными летных измерений за исключением последних секунд представленных на рисунке. Данные [25] (сопряженный расчет), а также расчет по многогрупповым моделям, в окрестности максимума несколько превышают значения (около 40 %), полученные в данной работе. На рис. 2.16 показано изменение лучистого теплового потока по траектории. Максимальное значение лучистого теплового потока достигается на высоте $H \sim 60$ км при скорости $V = 10.25$ км/с и составляет $q_r = 2500\text{--}3000$ кВт/м². Таким образом, предложенная упрощенная модель излучения высокотемпературного воздуха, не учитывающая молекулярное излучение, в области максимального лучистого теплообмена, хорошо согласуется с данными летных экспериментов и результатами расчетов по 10-ти и 39-ти групповыми моделями коэффициента поглощения с использованием данных [1].

Вновь разработанная модель излучения использовалась также при анализе лучистого теплообмена летного демонстратора FIRE-II [62]. Траектория спуска этого аппарата приведена в таблице 5.

Таблица 5 — Параметры траектории летного демонстратора FIRE-II

Время, с	Высота, км	Скорость, км/с
1634	76.42	11.36
1636	71.02	11.31
1637.5	67.05	11.25
1640	59.62	10.97
1643	53.04	10.48
1645	48.37	9.83

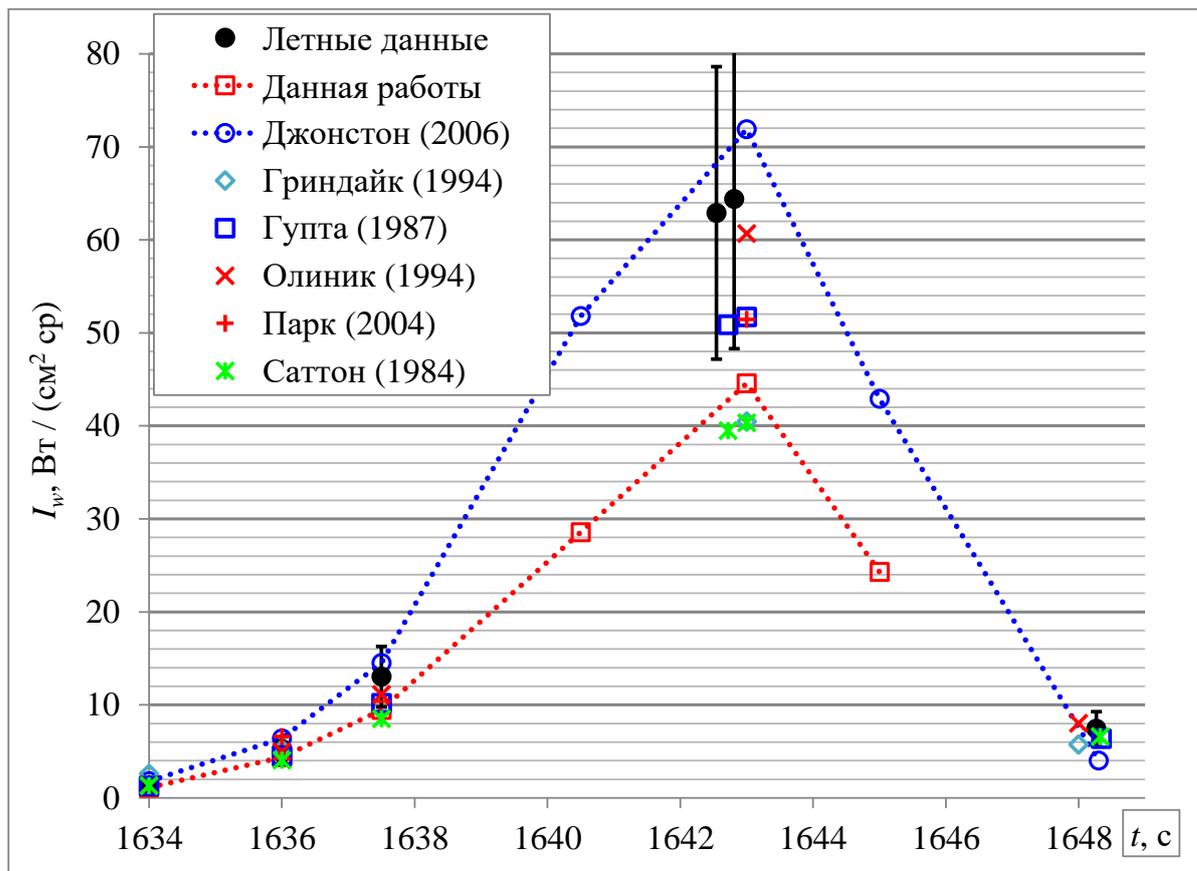


Рисунок 2.17 — Измеренные и расчетные значения интенсивности излучения при спуске аппарата FIRE-II

На рисунке 2.17 показаны измеренные в полете значения интенсивности излучения в диапазоне энергий 0.2–6.2 эВ и расчетные значения, полученные разными авторами [25; 47; 48; 60; 63]. Экспериментальные значения отмечены черными кружками с нанесенными планками относительной погрешности 25 %. На рисунке 2.18 представлены те же данные для времени $t = 1634\text{--}1638$ с в более крупном масштабе. Расчеты в точке траектории при $t = 1648$ с не проводились, так как температура за ударной волной $T \approx 7700$ К почти во всем

ударном слое, и степень диссоциации молекул азота равна примерно 0.7 (кислород диссоциировал практически полностью), не выполняется условие того, что концентрация атомов должна быть более 0.95.

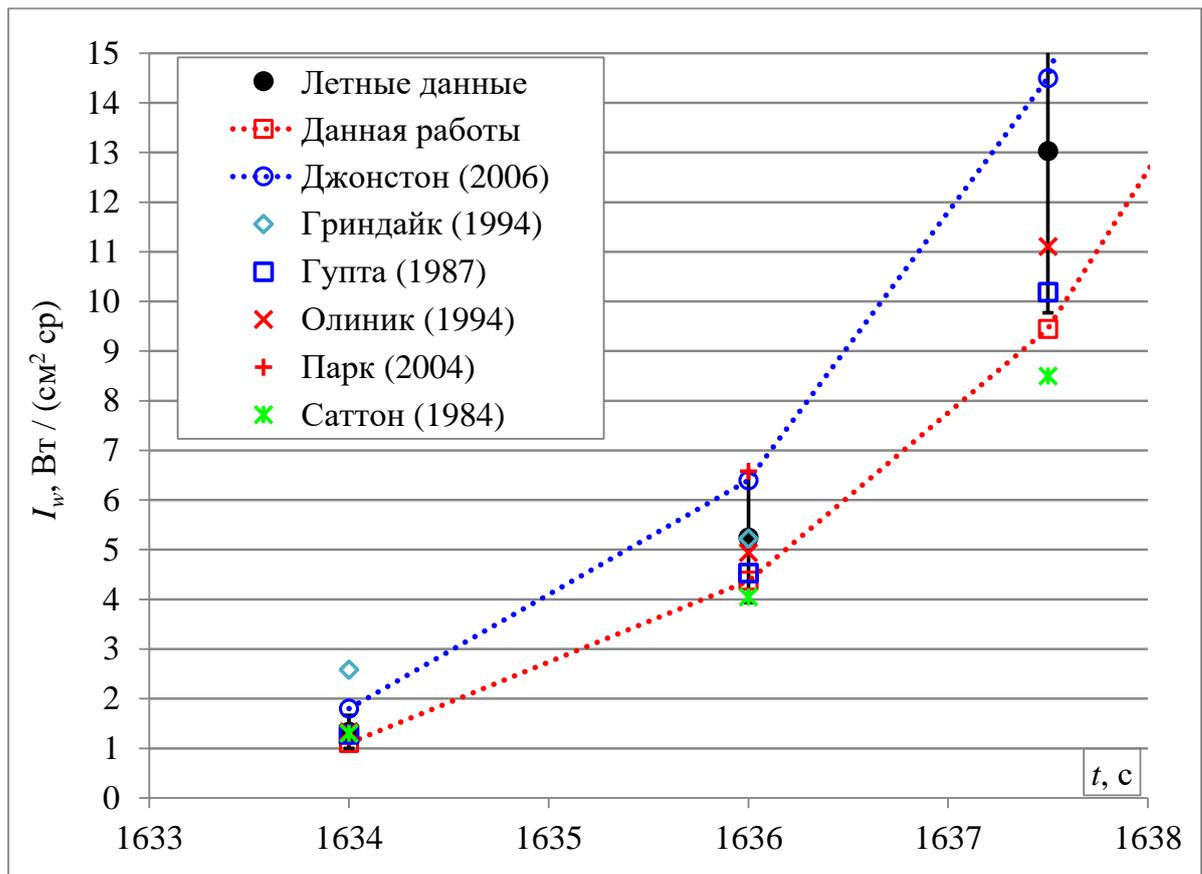


Рисунок 2.18 — Измеренные и расчетные значения интенсивности излучения при спуске аппарата FIRE-II ($t = 1633-1638$ с)

Данные Парка [61], Саттона [60], Гупты [63], Гриндайка [47] и Олиника [48] достаточно хорошо согласуются с данными летных экспериментов [62]. Максимальное отличие расчетных и экспериментальных данных составляет порядка 40 %, причем расчеты занижают экспериментальные данные. Результаты Джонстона [25] получены с помощью неравновесного расчета (влияние излучения на газодинамику не учтено). Равновесный расчет дает величину лучистого потока ниже на 5 %. Причем данные величины превышают лучистый поток на 25 % по сравнению с расчетом, в котором газодинамика и излучение сопряжены. Результаты полученные по разработанной вновь модели излучения ниже значений, полученных в [25]. Такое поведение объясняется тем, что профили линий были рассчитаны различными способами (в расчетах для аппарата Аполлон-4

наблюдается такая же картина). Расчеты данной работы практически совпадают с нижними границами экспериментальных данных с учетом погрешности измерения и ниже экспериментальных точек на 30 %.

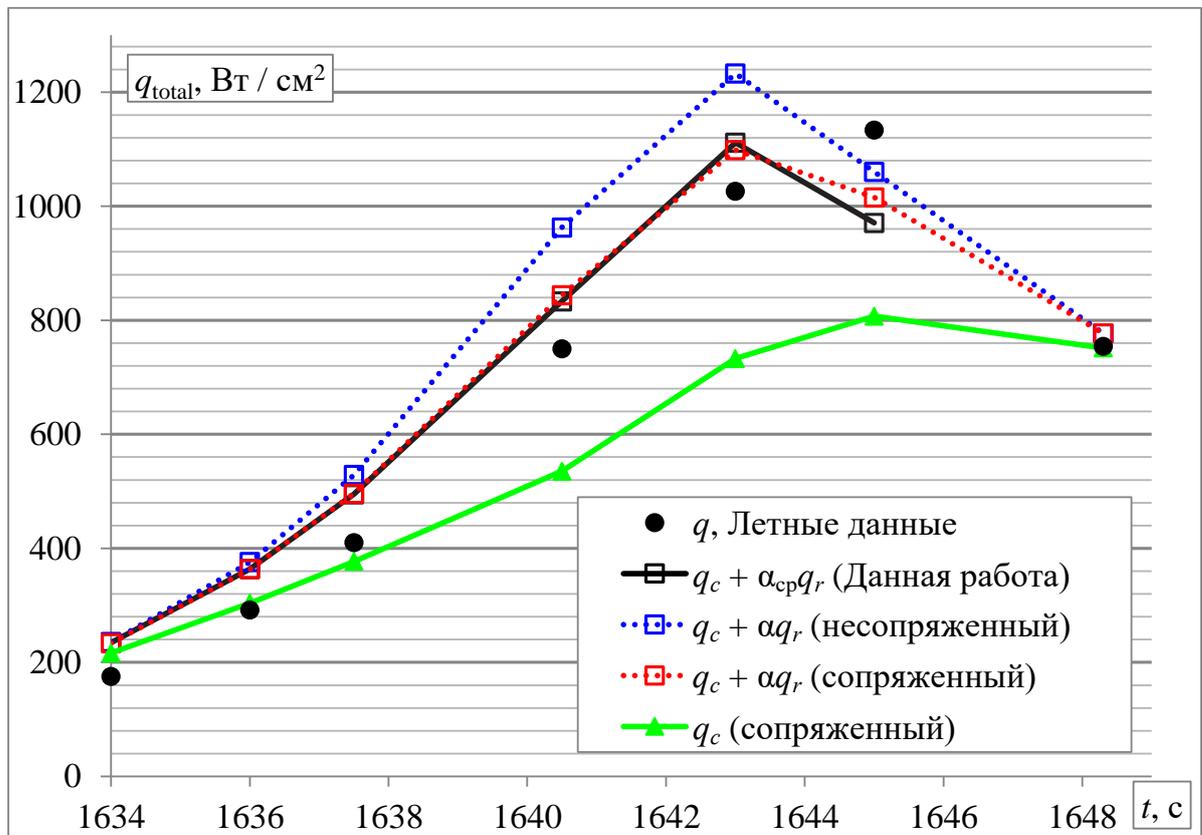


Рисунок 2.19 — Суммарный тепловой поток к поверхности аппарата FIRE-II

На рисунке 2.19 показано сравнение величин полного теплового потока, измеренного в летном эксперименте q (черные круги), конвективного теплового потока q_c , посчитанного [25] (зеленая кривая), а также рассчитанных по разработанной модели в сумме с конвективным потоком [25] $q_c + \alpha_{cp}q_r$ (черная сплошная кривая), расчеты [25] $q_c + \alpha q_r$ (синяя и красная пунктирные кривые для несопряженного и сопряженного расчета, соответственно). Конвективный поток q_c был взят из расчета для сопряженной задачи. В каждой точке траектории учитывался коэффициент отражения лучистого потока и использовалась соответствующая величина α . Результаты проделанных расчетов q_r были домножены на среднюю величину $\alpha_{cp} = 32\%$, полученную из [25]. В результате было получено хорошее соответствие между расчетами лучистого потока, полученными в данной работе, и результатами [25] для сопряженной задачи. Результаты для несопряженной задачи получились выше на 11 %. Рассчитанный конвективный поток несколько превышает значения измеренного полного теплового потока для времени $t = 1634\text{--}1636$ с, поэтому сопоставлять экспериментальные

данные с расчетными лучистыми потоками в данных точках траектории нельзя, однако лучистый тепловой поток существенно ниже конвективного для этого участка траектории. В целом наблюдается хорошее согласие между расчетными и экспериментальными данными, и максимальное отличие между q и $q_c + \alpha q_r$ составляет 22 %. Данная погрешность зависит также от расчета конвективного теплового потока и от погрешности калориметра. Наблюдаемое на рисунке 2.19 смещение максимумов измеренных и рассчитанных тепловых потоков пока объяснения не имеет. Приведенные сравнения подтверждают справедливость предположения о малом вкладе молекулярного излучения в лучистый теплообмен по траектории FIRE-II.

На рис. 2.20 представлено какой вклад в лучистый поток на поверхность аппарата FIRE-II дает каждый из механизмов излучения из ударного слоя в точке траектории с максимальным суммарным тепловым потоком (при $t = 1643$ с). Выводы по вкладу каждого из механизмов излучения можно сделать такие же, какие были приведены выше.

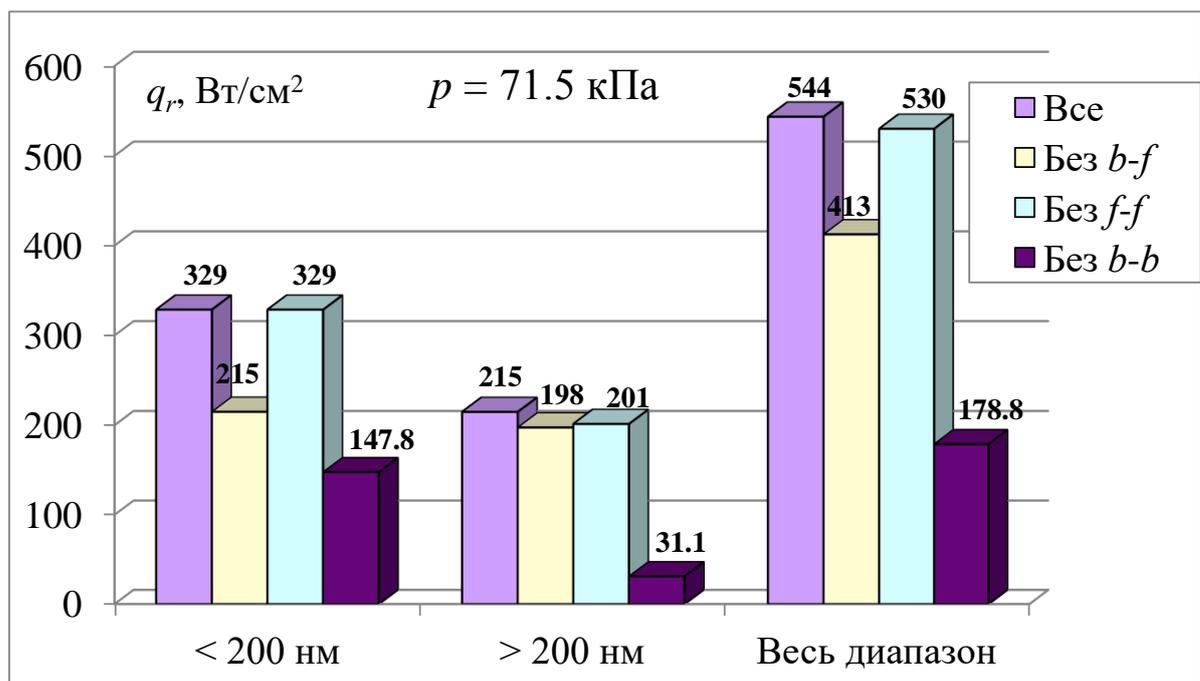


Рисунок 2.20 — Вклад в лучистый поток различных механизмов излучения (FIRE-II, $t = 1643$ с)

В данной главе была представлена равновесная модель излучения атомов. Перечислены основные механизмы излучения и учитываемые процессы уширения профилей линий. Произведен расчет переноса излучения в плоском слое для модельной задачи, а также, для аппаратов Аполлон-4 и FIRE-II. Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных.

В точках траектории с наибольшим лучистым потоком основной вклад в излучение дают связанно-связанные переходы (более 50 %). В данной главе было показано, что с помощью разработанной программы по модели равновесного заселения электронных состояний атомов можно проводить всесторонний анализ интенсивности и спектрального состава излучения, а также вклада различных процессов в интегральный лучистый поток к поверхности СА в широком диапазоне параметров.

Глава 3. Радиационно-столкновительная модель высокотемпературного неравновесного воздуха

В предыдущих главах обсуждалась модель излучения газа в сильно нагретом слое с равновесно заселенными электронными состояниями атомов. Для определенных условий полета ($H < 75$ км, $V > 9$ км/с) рассмотренных спускаемых аппаратов больших размеров ($R > 1$ м) данная модель применима и используется для расчетов лучистого теплового потока, падающего на стенку аппарата, с хорошей точностью. Однако для бóльших высот $H > 75$ км, а также для спускаемых аппаратов с меньшим радиусом сферического сегмента ($R < 1$ м) или радиуса затупления сферического носка при компоновке СА в виде затупленного конуса, равновесная модель излучения становится непригодна, а заселение электронных уровней атомов отклоняется от больцмановского [64; 65]. При этом, в случае малой оптической толщины слоя газа, за сильными ударными волнами ($V > 9$ км/с) реализуется состояние газа, в котором молекулы диссоциированы, а ионизация атомов и излучение не соответствуют равновесным параметрам. Такие режимы наблюдались в электроразрядной ударной трубе [24; 41; 66], а их теоретическая интерпретация дана в [67].

Для таких условий полета необходимо использовать более сложную модель для адекватного расчета лучистых тепловых потоков. В радиационно-столкновительной модели атомы с разными электронными состояниями рассматриваются как отдельные сорта частиц, для которых решаются уравнения релаксации. Эта модель учитывает как столкновительные механизмы переходов между электронными состояниями, так и переходы, связанные с излучением и поглощением фотонов.

В общем случае в радиационно-столкновительной модели предусмотрено решение системы дифференциальных уравнений баланса для всех сортов частиц, как в основном состоянии, так и в возбужденных, без каких либо ограничений, связанных со временем релаксации для возбужденных состояний. Такой общий подход, в котором в радиационно-столкновительной модели учитывается изменение концентраций со временем [26], использовался в [19; 27] и именно он будет применяться в данной работе.

Радиационно-столкновительную модель можно использовать в совокупности с программными модулями, вычисляющими термодинамическое состояние

газа в потоке, используя подход Лагранжа. Следуя за лагранжевой частицей, рассчитываются местные параметры потока и вычисляются заселенности электронных уровней. После этого рассчитываются лучистые тепловые потоки, приходящие на стенку аппарата от всего ударного слоя.

3.1 Состав газа

Воздух в основном состоит из смеси азота (79 % по объему и 77 % по массе), кислорода (21 % по объёму и 23 % по массе) и продуктов их химических реакций. Малые примеси (аргон, углекислый газ, пары воды и т.д.) не учитываются. Ввиду широких диапазонов температур и давлений, здесь учитываются следующие частицы:

1. Нейтральные атомы: N (1–62), O (1–84).
2. Заряженные частицы: NO^+ , N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ и e^- .
3. Нейтральные молекулы: N_2 , O_2 , NO.

В данной работе атомы кислорода и азота подразделяются на частицы с разными электронными состояниями: для атомов азота – 62, для атомов кислорода – 84. Такое большое количество состояний и многочисленных физических процессов делает их детальное рассмотрение весьма трудоёмким (с точки зрения математического моделирования). Строение атомных уровней азота и кислорода имеет схожую структуру: разница энергий между основным и двумя метастабильными уровнями составляет порядка 2 и 4 эВ, соответственно, далее электронные состояния имеют энергию начиная с 9–10 эВ и выше и плотно сосредоточены в узком энергетическом промежутке, близком к пределу ионизации. Данное обстоятельство позволяет ввести некоторые упрощения, не влияющие на точность расчёта. Близлежащие энергетические состояния, вероятно, находятся в равновесии друг с другом, что может быть использовано в дальнейшем для упрощения модели и группировки в псевдосостояния, уменьшая тем самым количество учитываемых уровней. Однако в данной работе используются все уровни, приведенные в базах данных TOPbase и NIST, и уменьшение их количества не производится.

3.2 Элементарные процессы

В высокотемпературном газе частицы, взаимодействуя друг с другом, могут передать часть своей кинетической энергии во внутреннюю энергию взаимодействующей с ней частицы. При обратном процессе происходит передача энергии из внутренних степеней свободы частицы в кинетическую энергию. Также могут иметь место химические реакции: ионизация и рекомбинация заряженных частиц, диссоциация молекул и рекомбинация атомов. Еще одним механизмом, при котором происходят переходы частиц на различные энергетические состояния, является испускание или поглощение фотона.

Все эти процессы называются элементарными, и их можно подразделить на две категории: столкновительные и радиационные. Столкновительные в свою очередь делятся на два вида: при столкновении посредством удара электрона и удара тяжелой частицей.

Столкновение электрона с другой частицей (электронный удар) является очень эффективным механизмом возбуждения и ионизации атомов, поскольку электроны имеют малую массу и большую скорость, легко взаимодействуют со связанными электронами атомов и их частота соударения с другими частицами во много раз больше частоты соударения тяжелых частиц (примерно в 100 раз). Такая разница является ключевым моментом при условиях низких давлений, когда неравновесность газа существенна, так как при этих условиях вероятность реакций зависит от частоты соударений. Ко всему прочему, потенциал взаимодействия электрона (как заряженной частицы) с нейтральной частицей является дальнедействующим, в то время как взаимодействия нейтральных частиц происходят на малых расстояниях. Тип взаимодействия очень сильно влияет на сечение взаимодействия реакции, что приводит к большим сечениям для реакций с электронами и относительно малыми сечениями для столкновений нейтральных частиц.

Столкновения с тяжелыми частицами может иметь большое значение в случае, когда концентрация электронов очень мала. При таких условиях реакции с тяжелыми частицами нужны для получения необходимой концентрации затравочных электронов, после появления которых, вклад реакций с электронами вырастает, и реакции с тяжелыми частицами можно не учитывать.

Для описания радиационно-столкновительной модели используются базы данных NIST [21] и TOPbase [57], которые совмещаются в разработанной программе для расчета поуровневой кинетики атомов.

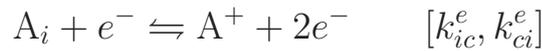
3.2.1 Электронный удар

Реакцию электронного удара для процессов столкновения атомов газа с электронами можно выразить в следующем виде:



Скорость протекания этих реакций описывается величинами k_{ij}^e ($\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$) и k_{ji}^e ($\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$), которые называются коэффициентами (или константами) скоростей реакций возбуждения и дезактивации электронным ударом для двух квантовых состояний i и j .

Если энергия электрона достаточно велика, при взаимодействии с атомом, электрон может выбить связанный электрон, то есть произойдет ионизация атома электронным ударом.



Этот процесс описывается величинами k_{ic}^e ($\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$) и k_{ci}^e ($\text{см}^6 \text{ с}^{-1}$) – коэффициентами (константами) скорости реакции ионизации электронным ударом с квантового состояния i и коэффициент скорости трехчастичной рекомбинации на то же состояние.

Из-за того, что экспериментальных данных и точных квантово-механических расчетов для важных электронных переходов очень немного, зачастую используют оценочные значения констант скоростей реакций (k_{ij}^e, k_{ic}^e) по приближенным моделям. Эти модели основываются на данных, полученных для более простых атомов (например, водорода), и далее, область этих моделей расширяется на более сложные атомы.

Одну из таких моделей предложил Дравин [68]. Его модель применима для благородных газов и также может быть применена для неупругих процессов других частиц. Полуэмпирические формулы Дравина выведены из

квантово-механических уравнений и содержат настраиваемые параметры, которые можно поправить в соответствии с экспериментальными данными.

Для электронного перехода с уровня i на уровень j , где $j > i$, константа скорости реакции $k_{i \rightarrow j}^e$ есть функция орбитального квантового числа l и полного углового момента J каждого участвующего уровня:

- для оптически разрешенных переходов ($\Delta l = \pm 1$ и $\Delta J = 0, \pm 1$, кроме перехода $J = 0 \rightarrow J = 0$):

$$k_{ij}^e = 4\pi v_e a_0^2 a^2 \alpha^A \left(\frac{E_H}{E_j - E_i} \right)^2 \times \left[\ln \left(\frac{5}{4} \right) \left(\frac{e^{-a}}{a} - \mathcal{E}_1(a) \right) + \frac{\mathcal{E}_1(a)}{a} - G_2(a) \right] \text{см}^3 \text{с}^{-1}, \quad (3.1)$$

где величина $v_e = [8\mathcal{R}T_e/(\pi M_e)]^{1/2}$ – электронная тепловая скорость; \mathcal{R} – универсальная газовая постоянная; M_e – молярная масса электрона; $a_0 = 0.529 \times 10^{-10}$ м – первый борковский радиус; $E_H = 13.6$ эВ – энергия ионизация атома водорода, $\alpha^A = 1$; $a = (E_j - E_i)/(k_B T_e)$ – приведенная энергия;

- для переходов, запрещенных по спину ($\Delta l = \pm 1$ и $\Delta J \neq 0, \pm 1$, включая $J = 0 \rightarrow J = 0$):

$$k_{ij}^e = 4\pi v_e a_0^2 a^2 \alpha^S (\mathcal{E}_2(a) - \mathcal{E}_4(a)) \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1} \quad (3.2)$$

с теми же обозначениями и величиной $\alpha^S = 0.1$;

- для переходов, запрещенных по четности ($\Delta l \neq \pm 1$):

$$k_{ij}^e = 4\pi v_e a_0^2 a^2 \alpha^P \left(\frac{e^{-a}}{a} - \mathcal{E}_1(a) \right) \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1} \quad (3.3)$$

и величиной $\alpha^P = 0.05$.

Интегральная экспонента порядка n , обозначенная \mathcal{E}_n , запишется:

$$\mathcal{E}_n(a) = \int_1^{+\infty} \frac{e^{-ay}}{y^n} dy$$

Обобщенная интегральная экспонента порядка n , обозначенная G_n , запишется:

$$G_n(a) = \frac{1}{(n-1)!} \int_1^{+\infty} \frac{e^{-ay}}{y} (\ln(y))^{n-1} dy$$

Обратные процессы в соответствии с принципом детального равновесия рассчитываются при помощи константы равновесия $K_p(T_e) = (g_j/g_i) \exp(-a)$. Величины E_i, g_i и E_j, g_j являются энергией и статистическим весом для уровней i и j , соответственно.

На рис. 3.1 представлена схема возбуждения электронных состояний азота с константами скоростей возбуждения электронным ударом, посчитанных по формулам Дравина [68]. По диагонали по направлению слева сверху в сторону вправо вниз энергия электронных состояний возрастает и отмечена числами от 0 до 18.59 эВ (энергия образования возбужденного иона). Стоит отметить, что энергии метастабильных состояний составляют 2.38 и 3.58 эВ и уровни для них на данном рисунке находятся не в масштабе с остальными уровнями. Кружками на данном рисунке отмечены электронные состояния, обладающие соответствующей энергией. Некоторые электронные состояния настолько энергетически близки, что их сложно разместить на рисунке в подходящих местах. Поэтому такие группы состояний обведены эллипсами и подписаны числами, которые обозначают энергию данных электронных состояний. Красными и фиолетовыми числами с соответствующими ими линиями отмечены пределы ионизации для основного и возбужденных состояний иона азота. Практически все электронные состояния имеют предел ионизации равный 14.54 эВ, несколько состояний ионизируются в возбужденное состояние иона азота с энергией 16.43 эВ и только один уровень имеет предел ионизации 18.59 эВ. Стрелки соединяют между собой те уровни, переход между которыми является наиболее вероятным (обычно, оптически разрешенные переходы). Такие переходы как 1 – 2, 1 – 3, 2 – 3, 2 – 4, 3 – 4 отмечены пунктирными линиями и обозначают оптически запрещенные переходы. Дело в том, что заселение метастабильных уровней (2 и 3) возможно только при помощи оптически запрещенных переходов. Переход 2 – 4 и 3 – 4, несмотря на то, что являются оптически запрещенными, дают также большой вклад в заселение 4-го уровня по сравнению с переходом 1 – 4 (оптически разрешенный), поскольку разница энергий между 1 и 4 уровнем больше, чем разница энергий между 2 и 4, 3 и 4 уровнями.

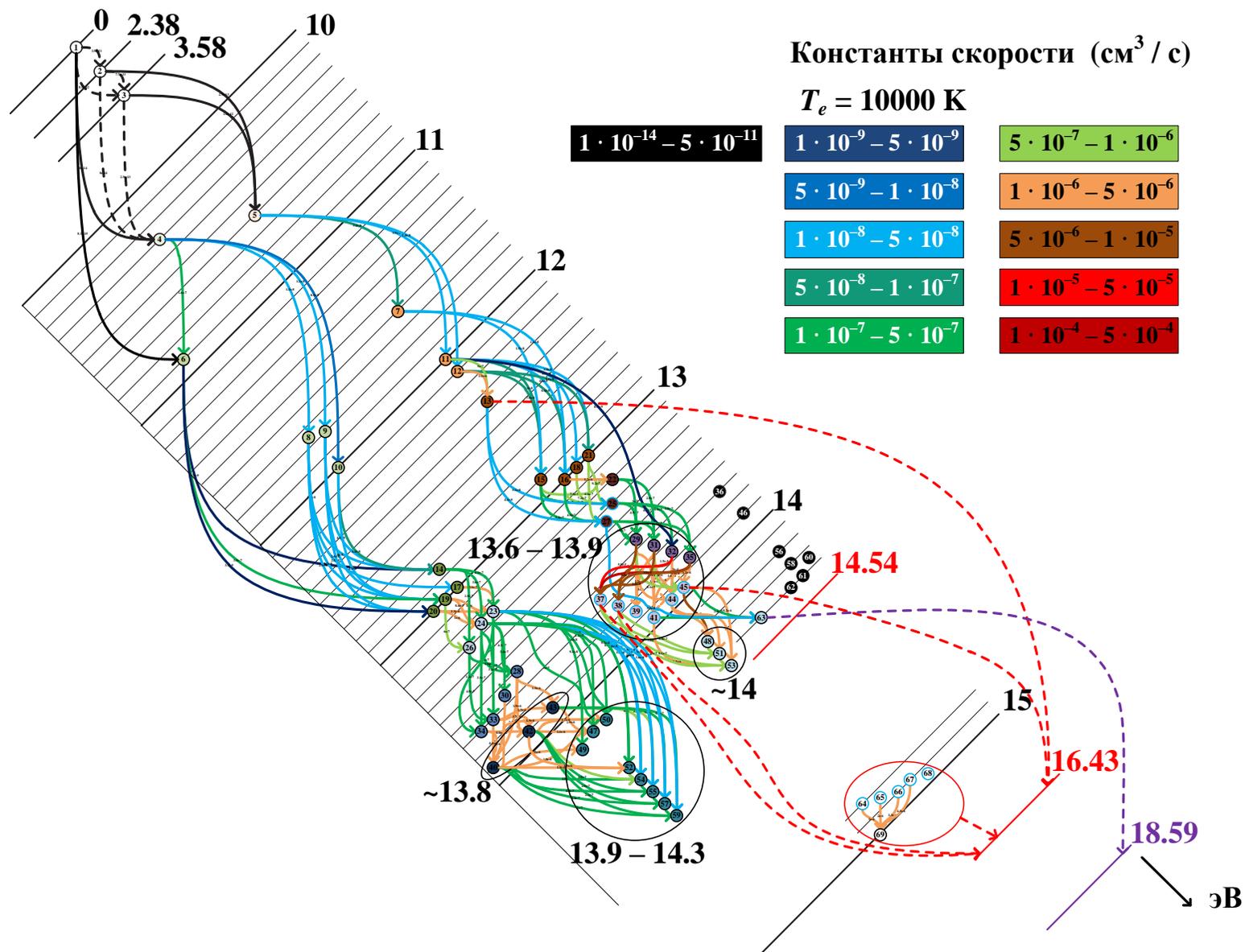


Рисунок 3.1 — Схема возбуждения электронных состояний азота

Стрелки, соединяющие уровни, имеют разные цвета, соответствующие константе скорости возбуждения. Соответствие между цветами и константами скоростей реакции возбуждения представлена сверху справа. Более холодными цветовыми тонами отмечены более медленные переходы, более теплые тона отвечают быстрым переходам (не относится к пунктирным линиям, отвечающим ионизации со связанных состояний). Таким образом, можно провести соответствие между разницей энергий уровней и скоростью перехода между ними. Как и следовало ожидать, исходя из формулы для константы скорости возбуждения для оптически разрешенных переходов (формула 3.1), чем меньше разница энергий уровней, тем переход является более быстрым. На данном рисунке видно, что переходы разделяются на две ветви. Это объясняется тем, что переходы между уровнями, чьи спины отличаются, запрещены. У одной ветви переходов суммарный спин электронных состояний равен 1.5, у другой он равен 0.5. На рисунке отмечены несколько уровней, которые не учтены в базе данных NIST, они представляют из себя сумму электронных состояний для квантовых чисел n равных 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10. Поскольку они являются суммой электронных состояний для главных квантовых чисел, по разным орбитальным квантовым числам l и другим квантовым числам, то переходы между этими электронными состояниями (отвечающие за группу состояний) и другими уровнями в данной работе считались запрещенными по четности (стрелки к данным уровням на рисунке не проведены).

Вышеприведенные формулы для расчета констант скоростей возбуждения электронных состояний электронным ударом хорошо описывают переходы между высоколежащими энергетическими уровнями. Для переходов с основного и метастабильных состояний на вышележащие уровни формулы Дравина дают значительную погрешность. Помимо формул Дравина Тайал [69; 70] и Фрост [71] составили таблицы эффективной силы соударения $\gamma_{ij}(T_e)$ для переходов с первых трех уровней на уровни со 2 по 21 для широкого диапазона температур. При расчете данной величины были использованы квантово-механические расчеты, которые дают более адекватные значения констант скоростей возбуждения с нижних состояний. Ниже приведена формула, позволяющая рассчитать константу скорости возбуждения, используя эффективную силу соударения:

$$k_{ij}(T_e) = 2\sqrt{\pi}\alpha\alpha_0^2 \sqrt{\frac{E_H}{k_B T_e}} \frac{\gamma_{ij}(T_e)}{g_i} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{k_B T_e}\right),$$

где $\gamma_{ij}(T_e)$ является эффективной силой соударения, α – постоянная тонкой структуры.

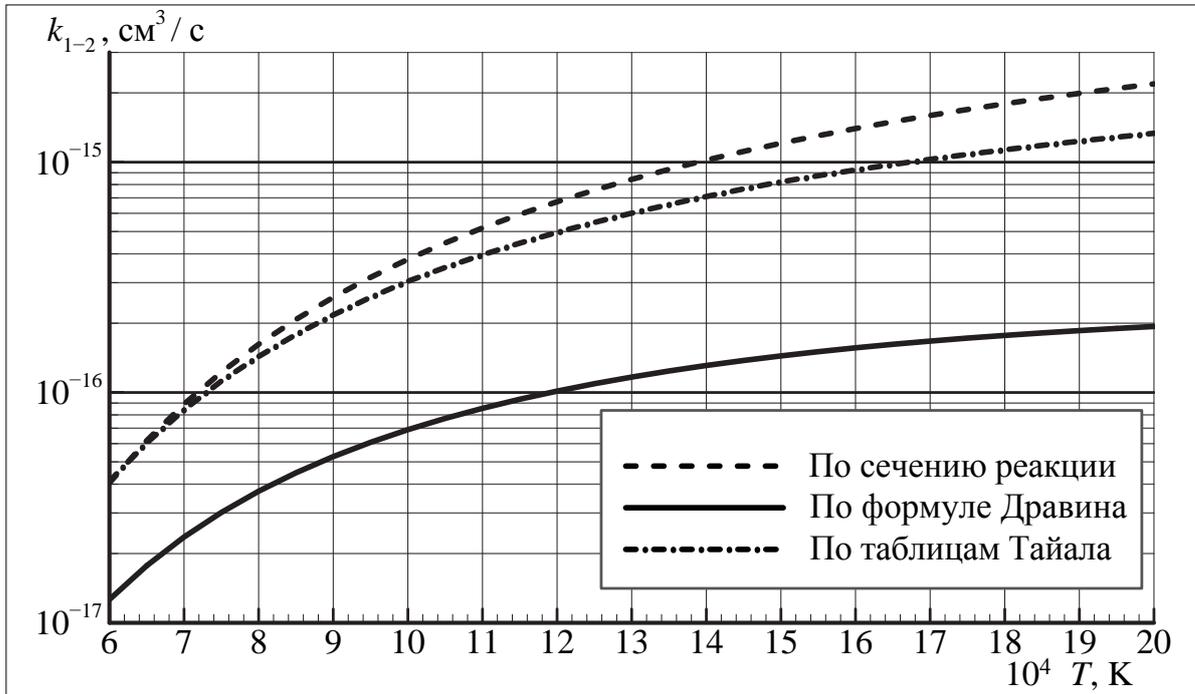


Рисунок 3.2 — Константа скорости возбуждения азота с основного состояния на первый метастабильный уровень

В данной работе используются данные, полученные Тайалом для кислорода [69] и азота [70]. На рис. 3.2 представлены константы скоростей возбуждения азота с основного состояния на первый метастабильный уровень в широком диапазоне температур. На нем присутствуют расчеты, проведенные по формуле Дравина [68] (сплошная линия), расчеты, использующие таблицы Тайала [70] (штрих-пунктирная линия) и расчеты, полученные из сечения реакции, рассчитанного по квантово-механическим уравнениям [72] (пунктирная линия). По данному рисунку видно, что константы скоростей реакций, полученные по таблицам Тайала и полученные из сечения реакции очень хорошо согласуются и отличаются не более чем в 2 раза. Константы полученные по формуле Дравина оказались на порядок ниже по величине.

На рис. 3.3 отмечены сечения реакции для возбуждения атома азота с основного состояния на первое метастабильное электронным ударом (длина волны излучения при обратном процессе $\lambda = 5200$ Ангстрем) черной [28] и красной [73] линиями (по горизонтальной оси отмечена энергия электронов в эВ, по левой вертикальной оси отмечена величина сечения реакции в

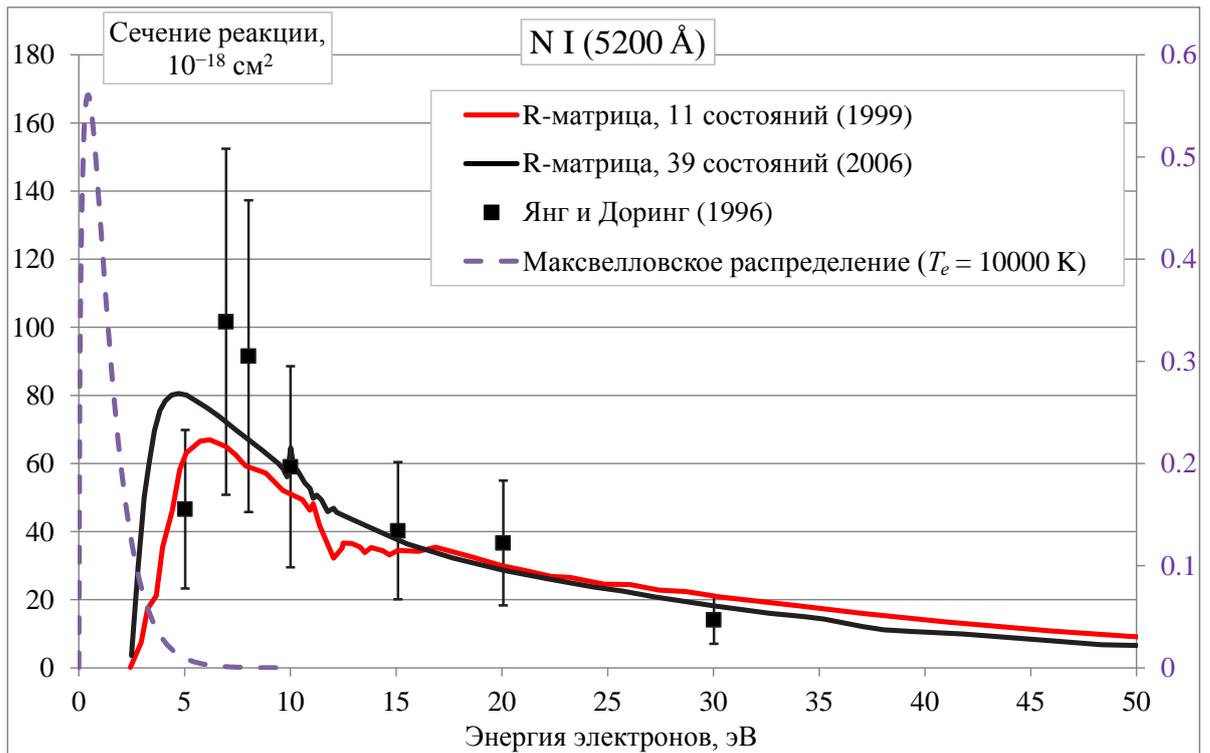


Рисунок 3.3 — Сечения возбуждения атома азота с основного состояния на первое метастабильное состояние. Функция Максвелла по скоростям

10^{-18}см^2). Черными квадратами с планками погрешностей отмечены экспериментальные данные [72]. Вычисленные значения сечения реакции довольно неплохо описывают экспериментальные данные, особенно в высокоэнергетической части графика. Погрешность экспериментов в диапазоне энергии от 0 до 10 эВ довольно велика. На рисунке также отмечена функция распределения Максвелла по скоростям для электронов (фиолетовая пунктирная линия) при температуре $T_e = 10000$ К (по правой вертикальной оси отмечены значения функции Максвелла). Проводя свертку по сечению реакции и функции Максвелла, основной вклад в константу скорости возбуждения дает низкоэнергетическая часть сечения реакции. Константа скорости зависит от наклона прямой (в этой части сечение ведет себя линейно). А эту часть сечения довольно сложно проверить экспериментально, в итоге остается полагаться на правильность квантово-механических расчетов.

Коэффициенты скоростей ионизации электронным ударом с возбужденного уровня могут быть рассчитаны по формуле, предложенной Дравиным [74]:

$$k_{ic}^e = 1.46 \cdot 10^{-10} T_e^{1/2} \left(\frac{E_H}{E_{\text{ион}} - E_i} \right)^2 \xi y \Psi_1(y) \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1},$$

где $\xi = 3$ для основного состояние, $\xi = 1$ для всех возбужденных уровней; $y = (E_{\text{ион}} - E_i)/k_B T_e$ и

$$\psi_1(y) = \frac{-y}{1+y} \left\{ \frac{1}{20+y} + \ln \left[1.25 \left(1 + \frac{1}{y} \right) \right] \right\}.$$

Для обратного процесса (трехчастичной рекомбинации) константа скорости k_{ci}^e имеет вид:

$$k_{ci}^e = k_{ic}^e \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \frac{g_i \exp \left[-\frac{E_i - E_{\text{ион}}}{k_B T_e} \right]}{2Q_+} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1},$$

где Q_+ является статистическим весом ионов (равен 4 для иона кислорода и 9 для иона азота), а $E_{\text{ион}}$ – есть энергия ионизация частицы. Расчеты, проведенные с используемыми формулами констант скоростей ионизации и рекомбинации, довольно хорошо согласуются с результатами расчетов других авторов и экспериментальными данными [75].

3.2.2 Соударение тяжелых частиц

При соударении двух атомов или атома с молекулой, может произойти возбуждение одной из участвующих частиц. Этот элементарный процесс можно записать в следующем виде:



Скорости протекания этих процессов описываются величинами k_{ij}^h ($\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$) и k_{ji}^h ($\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$), которые являются коэффициентом (константой) скорости возбуждения ударом тяжелой частицей для перехода с i -го уровня на j -й и обратного перехода, то есть коэффициент скорости дезактивации. Буквой «М» отмечена тяжелая частица, которая может быть либо атомом, либо молекулой.

Дравин также оценил возбуждение тяжелой частицей основного состояния на высокие уровни, а также переходы между высокими уровнями [76].

Для сечения реакции перехода с основного и метастабильных состояний на верхние уровни используется линейная форма:

$$\sigma_{ij}^{A-A}(E) = \beta_{ij}^{A-A}(E_k - E_{ji}), \quad (3.4)$$

где E_{ji} – разница энергий между двумя уровнями, а E_k – относительная кинетическая энергия. Значение $\beta_{ij}^{A-A} = 3.4 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2 \text{ эВ}^{-1}$. Для случая переходов между высокими возбужденными состояниями используется та же формула (3.4) со значением $\beta_{ij}^{A-A} = 8.69 \cdot 10^{-22} E_{ji}^{-2.26} \text{ м}^2 \text{ эВ}^{-1}$.

Сечение реакции возбуждения атома при соударении с молекулами может быть записано следующим образом:

$$\sigma_{ij}^{A-BC}(E) = \sigma_0 \frac{\ln(E_k/E_{ji})}{E_k/E_{ji}},$$

где $\sigma_0 \simeq 10^{-20} \text{ м}^2$.

Механизмом возбуждения тяжелыми частицами пренебрегают когда газ достаточно ионизован, поскольку сечение реакции данного механизма намного меньше сечения реакции для процесса возбуждения атомов электронным ударом. Однако при очень малых концентрациях электронов этот процесс может быть важным для заселения возбужденных состояний атомов и образования первых свободных электронов.

3.2.3 Ассоциативная ионизация и диссоциативная рекомбинация

Как было упомянуто выше, основным механизмом для возбуждения электронных состояний атомов и их ионизации является электронный удар. Однако в данной работе предполагается, что сразу за фронтом ударной волны молекулярные компоненты быстро диссоциируют, и газ состоит только из атомов кислорода и азота в основном состоянии, и электронов и ионов еще нет. Так как электронов в начальный момент за ударной волной нет, то механизм электронного удара не работает. Выше было отмечено, что при малых концентрациях электронов возбуждение и ионизация атомов происходит при столкновении с тяжелыми частицами. Для адекватного учёта процесса образования затравочных электронов были включены реакции ассоциативной ионизации.

Ниже приведены три реакции ассоциативной ионизации, которые были рассмотрены в данной работе:

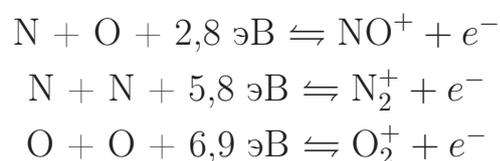


Таблица 6 — Данные для процессов ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации

$O + N \rightleftharpoons NO^+ + e^-$		$N + N \rightleftharpoons N_2^+ + e^-$		$O + O \rightleftharpoons O_2^+ + e^-$	
C^{ai}	$5.3 \cdot 10^{-14}$	C^{ai}	$2 \cdot 10^{-14}$	C^{ai}	$7 \cdot 10^{-14}$
n^{ai}	0.5	n^{ai}	0.8	n^{ai}	0.7
θ^{ai} , К	32100	θ^{ai} , К	67500	θ^{ai} , К	80600
C^{dr}	$4.3 \cdot 10^{-6}$	C^{dr}	$6.1 \cdot 10^{-6}$	C^{dr}	$3.2e \cdot 10^{-6}$
n^{dr}	-0.5	n^{dr}	-0.5	n^{dr}	-0.5
θ^{dr} , К	3400	θ^{dr} , К	3175	θ^{dr} , К	2740

Данные реакции протекают с относительно большими скоростями ввиду того, что требуют затраты энергии меньшей потенциала ионизации на величину выделяющейся энергии диссоциации [14]. При этом образуются следующие молекулярные ионы: NO^+ , N_2^+ и O_2^+ .

Для нахождения константы скорости ассоциативной ионизации применяется следующая формула:

$$k^{ai} = C^{ai} T^{n^{ai}} e^{-\frac{\theta^{ai}}{T}} \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1}$$

Для обратного процесса (диссоциативной рекомбинации) константа скорости реакции выражается формулой:

$$k^{dr} = C^{dr} T_e^{n^{dr}} \left(1 - e^{-\frac{\theta^{dr}}{T}} \right) \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1}$$

В таблице 6, приведены данные, которые использовались для нахождения константы скоростей реакций [13]. Здесь и далее константы типа C^* приведены в размерности см^3 .

Из-за малости концентрации молекулярных ионов, их влияние на температуру незначительно.

3.2.4 Диссоциация и обменные реакции

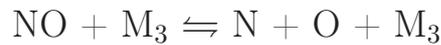
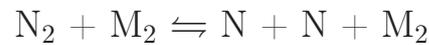
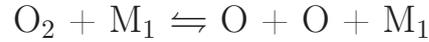
В очень упрощенной форме в данной работе добавлены реакции диссоциации и обменные реакции. Это было сделано для того, чтобы определить их вклад в изменение температуры вблизи УВ.

Таблица 7 — Данные для процессов диссоциации и рекомбинации

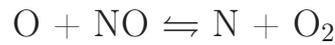
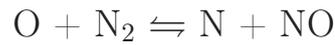
$O_2 + M_1 \rightleftharpoons O + O + M_1$		$N_2 + M_2 \rightleftharpoons N + N + M_2$	
C^d	$3.5 \cdot 10^{-8}$	C^d	$3.3 \cdot 10^{-8}$
n^d	0	n^d	0.8
θ_1^d, K	2240	θ_1^d, K	3354
θ_2^d, K	59400	θ_2^d, K	113200
C^r	$8.3 \cdot 10^{-23}$	C^r	$8.3 \cdot 10^{-23}$
n^r	-0.5	n^r	-0.5

$NO + M_3 \rightleftharpoons N + O + M_3$	
C^d	$2.7 \cdot 10^{-8}$
n^d	0.7
θ_1^d, K	2700
θ_2^d, K	75400
C^r	$2.6 \cdot 10^{-31}$
n^r	-0.5

Реакции диссоциации:



Обменные реакции:



Для нахождения константы скорости диссоциации применяется следующая формула:

$$k^d = C^d T^{n^d} \left(1 - e^{-\frac{\theta_1^d}{T}} \right) e^{-\frac{\theta_2^d}{T}} \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1}$$

Для обратного процесса (рекомбинации) константа скорости реакции выражается формулой:

$$k^r = C^r T^{n^r} \quad \text{см}^6 \text{с}^{-1}$$

Константы скоростей обменных реакций можно вычислить по следующей формуле:

$$k^{ef,er} = C^{ef,er} T^{n^{ef,er}} e^{-\frac{\theta^{ef,er}}{T}} \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1}$$

Таблица 8 — Данные для обменных реакций

O + N ₂ ⇌ N + NO		O + NO ⇌ N + O ₂	
C^{ef}	$3 \cdot 10^{-10}$	C^{ef}	$4.2 \cdot 10^{-15}$
n^{ef}	0	n^{ef}	1
θ^{ef} , К	38160	θ^{ef} , К	19600
C^{er}	$6.8 \cdot 10^{-11}$	C^{er}	$1.8 \cdot 10^{-14}$
n^{er}	0	n^{er}	1
θ^{er} , К	300	θ^{er} , К	3600

Таблица 9 — Эффективность третьих тел

	O	N	O ⁺	N ⁺	NO ⁺	N ₂ ⁺	O ₂ ⁺	O ₂	N ₂	NO
M ₁	2.5	2	2	2	1	1	1	1	1	1
M ₂	2	4	4	4	1	1	1	1	1	1
M ₃	20	20	20	20	1	1	1	1	1	20

Данные для вычисления коэффициентов скоростей этих реакций, взятые из [13], приведены в таблицах 7 и 8. В таблице 9 приведены эффективности третьих тел в реакциях. Константы скоростей нужно умножать на эффективность третьего тела из таблицы 9 при реакции частицы с частицами, представленными в первой строке для соответствующих реакций с участием M₁, M₂ и M₃.

3.2.5 Связанно-связанные переходы

Связанно-связанный переход атома с верхнего электронного состояния на нижнее электронное состояние сопровождается испусканием фотона, и реакция записывается в следующей форме:

$$A_j \rightleftharpoons A_i + h\nu \quad \text{для } i < j \quad [A_{ji}, \dot{N}_{consumed}^{ij}]$$

Этот процесс характеризуется величиной \mathcal{A}_{ji} (с⁻¹) – вероятностью перехода (коэффициент Эйнштейна) с j -го уровня на i -й уровень, а также $\dot{N}_{consumed}^{ij}$ – количеством поглощенных фотонов в секунду (будет описано ниже, уравнение 3.6). Данные для переходов с различных уровней взяты из базы данных NIST [21]. Данные для уровней атомов кислорода и азота приведены в приложении А в таблицах 14 и 15, соответственно.

3.2.6 Фотоионизация и фоторекомбинация

При рекомбинации иона с электроном, электрон захватывается, и образуется нейтральный атом, а излишек энергии излучается в виде электромагнитного излучения:



Константы скоростей этих процессов описываются величинами k_{ci}^p ($\text{см}^3 \text{с}^{-1}$) – коэффициентами скорости реакции рекомбинации на i -й уровень атома. Верхний индекс « p » обозначает реакцию с участием фотона (photon). Обратный процесс называется фотоионизацией ($\dot{N}_{consumed}^{ic}$).

Также как и для процессов возбуждения (деактивации) и ионизации (рекомбинации) электронным ударом, для процессов фотоионизации и фоторекомбинации нужно выписать константы скоростей реакций.

Для реакции фотоионизации константа скорости определяется количеством поглощенных фотонов в секунду $\dot{N}_{consumed}$. Расчет этой величины будет приведен ниже по аналогии с процессом возбуждения электронных состояний при поглощении фотонов (уравнение 3.6).

Константа скорости рекомбинации k_{ci}^p рассчитывается по следующей формуле:

$$k_{ci}^p = \int_{\nu_{thr}}^{\infty} \sigma_{ci,\nu} v_e dF \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1},$$

где $\sigma_{ci,\nu}$ – сечение поглощения электрона, v_e – скорость свободного электрона, dF – выражение для максвелловского распределения частиц по энергиям:

$$dF = \frac{2}{\sqrt{(\pi k_B T_e)^3}} e^{-\frac{E_k}{k_B T_e}} \sqrt{E_k} dE,$$

где E_k – кинетическая энергия свободного электрона.

Для вычисления сечения поглощения фоторекомбинации можно применить следующую формулу [14]:

$$\sigma_{ic,\nu} = \frac{Q_+}{g_i} \left(\frac{m_e v_e c}{h\nu} \right)^2 \sigma_{ci,\nu},$$

где m_e – масса свободного электрона, $\sigma_{ic,\nu}$ – сечение фотоионизации для частоты фотона ν , Q_+ – статистическая сумма иона, равная 4 для иона кислорода и равная 9 для иона азота, g_i – кратность вырождения i -го состояния атома.

Сечения реакции фотоионизации были взяты из базы данных TOPBase [57]. Пример сечения поглощения фотона для кислорода (уровни: $2s^2 2p^4 (^3P)$, основное состояние – зеленая линия; $2s^2 2p^4 (^1S)$ с энергией $E = 4.2$ эВ – синяя линия; $2s^2 2p^3 (^4S^*) 3s (^5S^*)$ с энергией $E = 9.1$ эВ – красная линия) приведен на рис. 3.4. На нем видны резонансные сечения (резкое изменение сечения реакции).

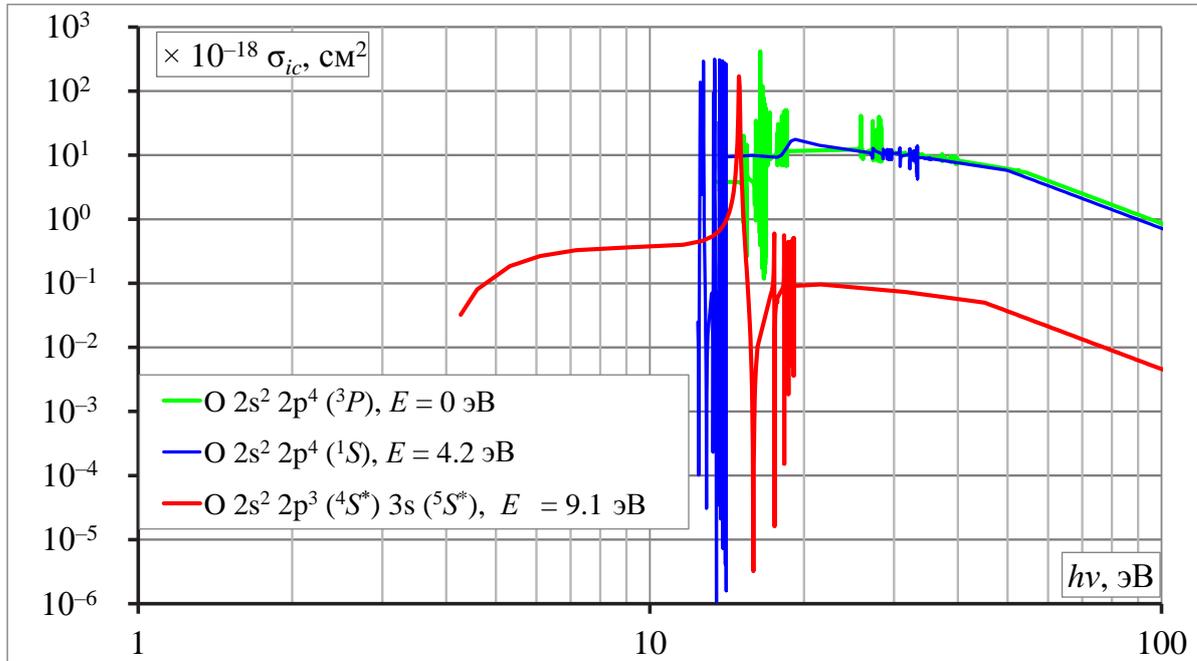


Рисунок 3.4 — Сечение реакции фотоионизации

3.3 Система уравнений и метод ее решения

Чтобы рассчитать поуровневую кинетику частиц в неравновесной зоне за фронтом ударной волны необходимо записать систему дифференциальных уравнений для всех сортов частиц. Дифференциальное уравнение, которое должно быть решено для каждого сорта частиц, учитывает механизмы, описанные выше. Ещё раз перечислим эти механизмы:

- 1) возбуждение и дезактивация электронных состояний за счет электронного удара;
- 2) ионизация электронным ударом и трехчастичная рекомбинация;
- 3) возбуждение и дезактивация электронных состояний ударом тяжелых частиц;

- 4) ассоциативная ионизация и диссоциативная рекомбинация;
- 5) диссоциация молекул и рекомбинация атомов в молекулы, обменные реакции;
- 6) связанно-связанные переходы (линейчатое излучение);
- 7) фотоионизация и рекомбинация с излучением фотона.

Таким образом, уравнение для концентрации частицы сорта i можно записать в обобщенном виде:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{e,e} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{e,i} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{h,e} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{p,e} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{p,i} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{h,e,ai} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{h,d}, \quad (3.5)$$

где первые буквы в индексе частной производной означают механизм (e – электронный удар, h – соударение с тяжелой частицей, p – излучение и поглощение фотона) с помощью которого происходит тот или иной процесс, буквы после запятой в индексе означают изменение состояния частицы (e – возбуждение (excitation) или дезактивация, i – ионизация (ionization) или рекомбинация, ai – ионизация молекулы при рекомбинации атомов и диссоциация молекулы при рекомбинации с электроном (associative ionization, механизм 4), d – диссоциация молекул, обменные реакции (dissociation, механизм 5)). Причем механизмы 4 и 5 участвуют только с атомами в основном состоянии.

Для атома с m электронными состояниями в систему дифференциальных уравнений будет записано m уравнений. Ион атома также является отдельным сортом частиц, поэтому для него записывается еще одно дифференциальное уравнение (здесь учитывается только основное состояние иона атома). Помимо этого для каждой молекулы также составляется по одному уравнению. Если n означает количество частиц (например, O и N, количество частиц n равно 2), количество уровней для каждой из частиц обозначить за m_s ($s = 1, \dots, n$), а количество реакций ассоциативной ионизации, диссоциации и обменных реакций равно k , то число уравнений записанных в системе равно $r = \sum_{s=1}^n (m_s + 1) + k$.

Таким образом, в данной работе решается система из r обыкновенных дифференциальных уравнений.

Далее распишем каждый член уравнения (3.5):

$$\left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{e,e} = \sum_{j=1}^m (k_{ji}^e N_j N_e - k_{ij}^e N_i N_e),$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{e,i} &= k_{ci}^e N_+ N_e^2 - k_{ic}^e N_i N_e, \\ \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{h,e} &= \sum_{j=1}^m (k_{ji}^h N_j N_M - k_{ij}^h N_i N_M), \\ \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{p,e} &= \sum_{j=i+1}^m (\mathcal{A}_{ji} N_j - \dot{N}_{consumed}^{ij}), \\ \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{p,e} &= \sum_{j=1}^{i-1} (-\mathcal{A}_{ij} N_i + \dot{N}_{consumed}^{ji}), \\ \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{p,i} &= k_{ci}^p N_+ N_e - \dot{N}_{consumed}^{ic}, \end{aligned}$$

где N_+ – концентрация ионов, $\dot{N}_{consumed}$ – количество частиц, поглотивших фотоны в конкретном переходе за 1 секунду. Способ определения $\dot{N}_{consumed}$ будет представлен ниже.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial N_1}{\partial t}\right)_{h,ai} &= \sum_{r=1}^a (\beta k_r^{dr} N_{AB^+} N_e - \beta k_r^{ai} N_{A_1} N_{B_1}), \\ \left(\frac{\partial N_1}{\partial t}\right)_{h,d} &= \sum_{r=1}^d (\beta k_r^{d/e} N_{AB} N_M - \beta k_r^{r/e} N_{A_1} N_{B_1}), \end{aligned}$$

где над символом суммы буквой a обозначено количество реакций ассоциативной ионизации, а буквой d – количество реакций диссоциации и обменных реакций. Нижний индекс r при константах скоростей реакций отвечает за номер реакции, верхний индекс d/e и r/e – принадлежность к реакции диссоциации ([d]issociation, [r]ecombination) и обменным реакциям ([e]xchange).

В последних двух формулах буквой M обозначена любая тяжелая частица, буквами A и B отмечены атомы, которые могут составить молекулу AB или молекулярный ион AB^+ . Изменение концентрации идет только для основного состояния частицы сорта s ($i = 1$), и хотя бы один из атомов A или B должен быть сорта s . Если обе частицы принадлежат одному и тому же сорту (то есть O_2 , N_2 , O_2^+ или N_2^+), то $\beta = 2$, так как при распаде гомоядерной молекулы идет прирост в количестве двух частиц. И также при рекомбинации атомов в молекулы на данный процесс уходит две частицы. Если молекула гетероядерная, то $\beta = 1$. Можно также считать $\beta = 0$ для тех атомов, которые не участвуют в

реакции ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации. Для ионов и молекул также выписываются свои уравнения.

Далее приводится описание вычисления количества возбужденных или ионизованных частиц за счет поглощения излучения за время равное 1 секунде. Определив спектральную интенсивность излучения в каждой точке слоя (после первого расчета кинетики, не учитывающего поглощения, и расчета переноса излучения), и зная спектральные коэффициенты поглощения для каждого перехода между связанными состояниями и для фотоионизации, рассчитываются источниковые члены для уравнений кинетики (а также уравнений энергии, о чем будет написано далее) для соответствующих переходов на различных расстояниях от фронта ударной волны.

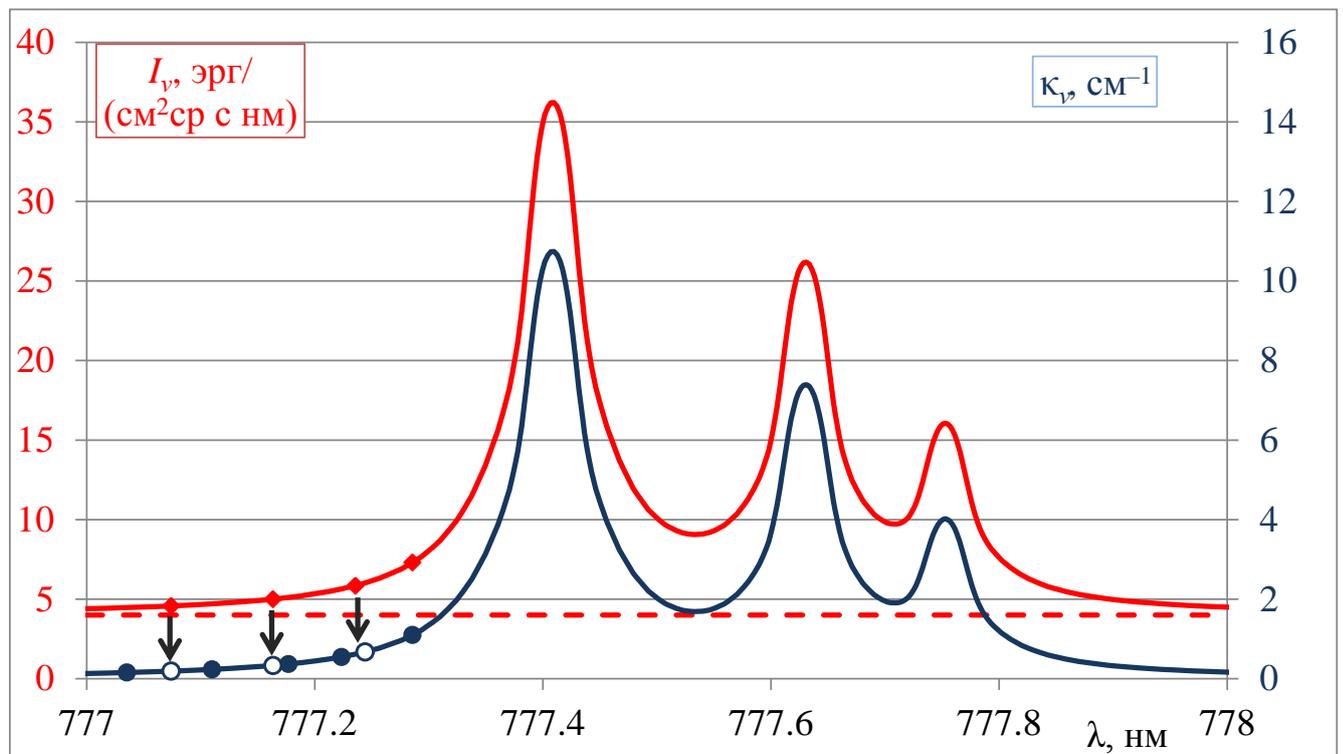


Рисунок 3.5 — Сопоставление спектральных сеток коэффициентов поглощения и интенсивности излучения

На рис. 3.5 красной сплошной линией представлена спектральная интенсивность излучения, приходящая с одной из сторон ударного слоя, в определенной точке слоя, синей линией представлены спектральные коэффициенты поглощения в данной точке при местных параметрах газа, пунктирная красная линия показывает уровень спектральной интенсивности сплошного спектра. При поглощении фотона атомом, атом не различает от какого процесса был излучен фотон (связанно-связанный переход, тормозное излучения или

фоторекомбинация). Поэтому нужно учитывать полную спектральную интенсивность излучения, как линейчатый спектр, так и сплошной. В общем случае сетки для интенсивности и поглощения (красная и синяя линии, соответственно) различны. Сетки приводятся к одному размеру с одинаковыми узлами при помощи линейной интерполяции. На рис. 3.5 красными ромбами отмечены узлы на сетке спектральной интенсивности, синими кругами отмечены узлы на сетке спектрального поглощения. Стрелками показаны какие узлы создаются для расчета спектрального поглощения с новыми значениями (синие полые круги).

Поглощенное излучение для частоты ν в данной точке слоя записывается в следующем виде:

$$I_{\nu,consumed} = I_{\nu,incident} (1 - e^{-\kappa_{\nu}l}),$$

где *incident* означает входящую в слой спектральную интенсивность излучения для частоты ν , κ_{ν} – спектральный коэффициент поглощения слоя, l – толщина поглощающего слоя, которому принадлежит рассматриваемая точка. Скорость поглощения фотонов (и, соответственно, переходов с нижнего состояния в более высокое или ионизации) вычисляется по следующей формуле:

$$\dot{N}_{consumed} = \int_{\nu_i}^{\nu_f} \frac{I_{\nu,consumed} \kappa_{\nu}}{h\nu} d\nu, \quad (3.6)$$

где h – постоянная планка, ν_i и ν_f – наименьшая и наибольшая частота поглощения фотонов для конкретного перехода. Вычислив источники члены для различных переходов, в последующих итерациях учитывается поглощение излучения. По прохождении определенного количества итераций решение сходится.

Совместно с уравнениями кинетики решаются уравнения газодинамики. Поскольку рассматривается плоская ударная волна, то уравнения будут записаны для одномерного случая.

Закон сохранения массы:

$$\rho U = \text{const}$$

Закон сохранения импульса:

$$\rho U^2 + p = \text{const}$$

Уравнение для полной энергии

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho U \left[h + \frac{U^2}{2} \right] \right) = \dot{E}_{total}$$

$$\dot{E}_{total} = \left[\frac{dE_e}{dt} \right]^{ff} + \left[\frac{dE}{dt} \right]^{bb} + \left[\frac{dE}{dt} \right]^{bf} \quad (3.7)$$

где h – удельная энтальпия газа, $h = \sum_j \left(e_j + E_{f,j} + \frac{p_j}{\rho_j} \right)$, e_j – внутренняя энергия состояния j , $E_{f,j}$ – энергия образования состояния j , p_j и ρ_j – парциальное давление и плотность газа в состоянии j , \dot{E}_{total} – член, отвечающий за уменьшение энергии в виде излучения фотонов возбужденными атомами при переходе на более низкие состояния, а также в виде тормозного и фоторекомбинационного излучения.

Первое слагаемое (в уравнении 3.7) $\left[\frac{dE_e}{dt} \right]^{ff}$ отвечает за убыль энергии за счет тормозного излучения (будет описано ниже). Второе слагаемое $\left[\frac{dE}{dt} \right]^{bb}$ отвечает за линейчатые переходы:

$$\left[\frac{dE}{dt} \right]^{bb} = \sum_{s=1}^n \sum_{i=1}^{m_s} \left(\dot{N}_{consumed}^{ij,s} - \mathcal{A}_{ij}^s N_i^s \right) h \nu_{ij,s},$$

где s – сорт частицы, $\nu_{ij,s}$ – частота излучаемого или поглощаемого фотона при связанно-связанном переходе. Третье слагаемое $\left[\frac{dE}{dt} \right]^{bf}$ отвечает за связанно-свободные переходы:

$$\left[\frac{dE}{dt} \right]^{bf} = \sum_{s=1}^n \sum_{i=1}^{m_s} \left(\dot{N}_{consumed}^{ic,s} - k_{ci}^{p,s} N_+^s N_e \right) h \nu_{ic}^s,$$

где ν_{ic}^s – частота излучаемого или поглощаемого фотона при связанно-свободном переходе.

Уравнение для энергии электронов:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{3}{2} k_B T_e N_e U \right) + k_B T_e N_e \frac{\partial U}{\partial x} = \dot{E}_e, \quad (3.8)$$

$$\dot{E}_e = \left[\frac{dE_e}{dt} \right]^e + \left[\frac{dE_e}{dt} \right]^p + \left[\frac{dE_e}{dt} \right]^{ec}, \quad (3.9)$$

где \dot{E}_e – источниковый член, отвечающий за изменение энергии электронов. Слагаемое $\left[\frac{dE_e}{dt} \right]^e$ – член, отвечающий за изменение энергии электронов при возбуждении и дезактивации электронных состояний атомов, $\left[\frac{dE_e}{dt} \right]^{ff}$ – член, отвечающий за убыль энергии при тормозном излучении электронов (считается, что вся энергия, излученная электронами, покидает систему, поскольку газ для

данного излучения при предполагаемых условиях является оптически прозрачным), $\left[\frac{dE_e}{dt}\right]^{ec}$ – член, отвечающий за переход кинетической энергии от тяжелых частиц электронам и обратно за счет упругих соударений (elastic collisions).

Уравнение состояния:

$$p = N_h k_B T_h + N_e k_B T_e,$$

где $N_h = \sum_{s=1}^n \sum_{i=1}^{m_s} N_i^s$ – концентрация всех тяжелых частиц с поступательной температурой T_h , N_e – концентрация электронов с электронной температурой T_e .

Полную энергию газа можно записать в следующем виде:

$$E = \sum_{s=1}^n \sum_{i=1}^{m_s} \left(N_i^s \left\{ E_i^s + \frac{k_B T_h}{\gamma^s - 1} \right\} \right) + N_e \frac{k_B T_e}{\gamma^e - 1}, \quad (3.10)$$

где E_i^s – есть энергия возбужденного состояния частицы s на i -м уровне (или энергия образования уровня) или энергия образования молекулы, $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Для атомов (в том числе атомарных ионов) $\gamma = \frac{5}{3}$, для молекул $\gamma = \frac{7}{5}$ (учитываются вращательные степени свободы, колебательная степени свободы не учитываются), для электронов $\gamma^e = \frac{5}{3}$. Второе слагаемое в уравнение (3.10) есть полная энергия электронов:

$$E_e = N_e \frac{k_B T_e}{\gamma^e - 1}$$

Далее распишем члены, находящиеся справа, в уравнении (3.8). Энергия электронов изменяется за счет возбуждения и дезактивации атомов:

$$\left[\frac{dE_e}{dt}\right]^e = - \sum_{s=1}^n \sum_{i=1}^{m_s} \left(\frac{dN_i^s}{dt} \{E_i^s\} \right)$$

Тормозное излучение представляется в следующем виде [77]:

$$\left[\frac{dE_e}{dt}\right]^{ff} = -1.42 \cdot 10^{-40} Z_{eff}^2 T_e^{1/2} N_+ N_e \quad \left(\frac{\text{Дж}}{\text{М}^3 \text{с}} \right),$$

где Z_{eff} – эффективный заряд иона ($Z_{eff} = 1$), N_+ – концентрация ионов.

Упругие соударение между тяжелыми и легкими частицами приводят к обмену энергии. Изменение энергии электронов запишется в следующем виде:

$$\left[\frac{dE_e}{dt}\right]^{ec} = N_e N_+ \frac{3}{2} k_B (T_h - T_e) \delta k_{ei} + N_e N_h \frac{3}{2} k_B (T_h - T_e) \delta k_{en},$$

$$\delta = \frac{2m_e}{m_h}$$

Константа скорости реакции кулоновского соударения:

$$k_{ei} = v_e \sigma_{ei}$$

Усредненное по моменту сечение реакции:

$$\sigma_{ei} = 5.85 \cdot 10^{-10} \frac{\ln \Lambda}{T_e^2} \quad (\text{м}^2)$$

Кулоновский логарифм:

$$\Lambda = 1.24 \cdot 10^7 \left(\frac{T_e^3}{N_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Константа скорости реакции соударения нейтральных частиц с электронами:

$$k_{en} = v_e \sigma_{en},$$

где σ_{en} взята равной $5 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$.

Представленная система обыкновенных дифференциальных уравнений решалась с помощью написанного на языке FORTRAN кода LSODE [78], который хорошо подходит для решения жестких систем. Для того чтобы решить систему дифференциальных уравнений необходимо записать уравнения в виде:

$$\dot{y} = \frac{dy}{d\xi} = f(y(\xi), \xi),$$

задать начальные условия:

$$y(\xi_0) = y_0,$$

где y , y_0 , \dot{y} и f – векторные столбцы с $N \geq 1$ компонентами, а ξ – независимая переменная, например, время или расстояние. Для решения жестких систем применяется метод обратной дифференциальной формулы [79]. При решении системы обыкновенных дифференциальных уравнений код LSODE варьирует шаг интегрирования для обеспечения более быстрого решения задачи, причем на каждом шаге производится проверка точности решения, которая задается пользователем. Порядок численного неявного метода также изменяется от 1 до 5 внутри программы в зависимости от того насколько система оказывается

жесткой в разные моменты решения. Кроме того Якобиан определяется численно внутри кода LSODE.

В данной главе была представлена разработанная поуровневая радиационно-столкновительная модель высокотемпературного неравновесного воздуха. Были перечислены частицы воздушной смеси: N, O, N₂, O₂, NO, N₂⁺, O₂⁺, NO⁺, N⁺, O⁺, e⁻; а также приведены элементарные процессы, в которых частицы принимают участие: электронный удар (возбуждение, ионизация), удар тяжелой частицей, ассоциативная ионизация и диссоциативная рекомбинация, диссоциация и обменные реакции, связанно-связанные переходы с излучением (поглощением) фотона, фотоионизация и фоторекомбинация. Для перечисленных процессов выбраны константы скоростей реакций. Выписаны уравнения кинетики заселенностей частиц, а также газодинамические уравнения, и представлен метод их совместного решения с учетом излучения.

Глава 4. Ионизация и излучение воздуха за фронтом сильной ударной волны

4.1 Постановка задачи

Для условий, соответствующих большим скоростям входа СА и сильным ударным волнам, которые являются предметом настоящих исследований, газ (воздух) в ударном слое перед СА или в высокотемпературной пробке при экспериментальных исследованиях в ударных трубах, практически полностью диссоциирован. Изменение параметров в рассматриваемой области (релаксация) происходят за счет протекания взаимосвязанных процессов возбуждения электронных состояний атомов, ионизации и излучения. В такой постановке задача решалась в [80]. В данной работе константы скорости ионизации рассчитываются для каждого возбужденного состояния атома, в отличие от постановки, представленной в [80], где для расчета константы ионизации возбужденные состояния делятся на два блока: нижние уровни ($i = 1, 2, 3$), верхние уровни.

Для решения задачи о структуре рассматриваемой области необходимо задать условия на границе. Если сделать предположение, что диссоциация молекул происходит очень быстро, и область диссоциации мала по сравнению с размерами ударного слоя, то начальные условия задаются в точке, где процесс диссоциации закончился. Если диссоциация протекает не столь быстро, то обычно в задаче о релаксационной зоне за скачком уплотнения в невязком газе, начальные значения величин температуры, скорости и плотности определяются по соотношениям Ренкина-Гюгонио, а соотношение концентраций компонентов считаются такими же, как в набегающем потоке.

Трудности решения этой задачи обусловлены также тем обстоятельством, что для определения концентраций возбужденных состояний атомов в каждой точке необходимо знать интенсивность приходящего в эту точку излучения. При этом алгоритм решения задачи усложняется за счёт введения итерационного процесса. Схема решения приведена на рис. 4.1.

Сначала нужно задать начальные условия набегающего потока. Далее определяются начальные параметры газа на границе слоя. Расчет параметров

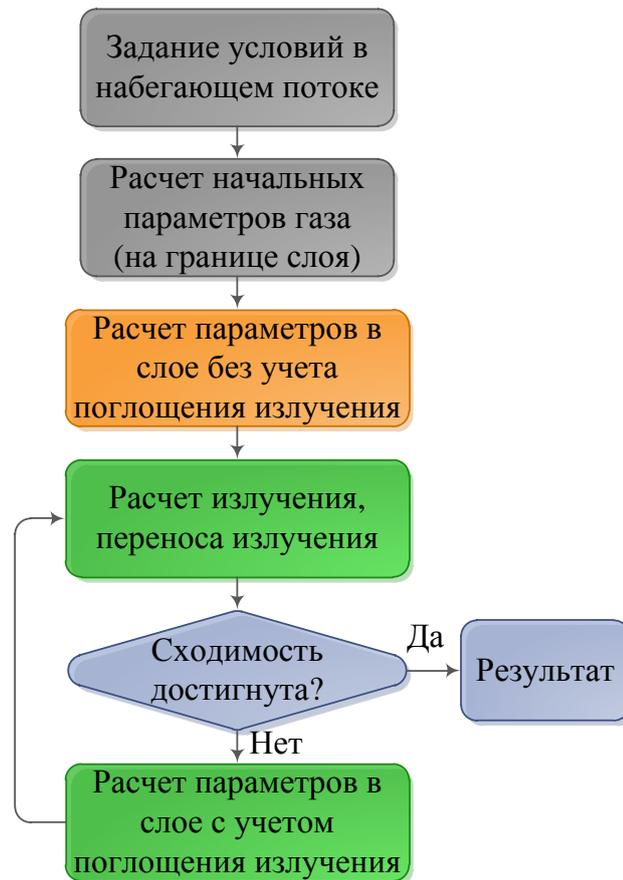


Рисунок 4.1 — Схема решения задачи

газа при полной диссоциации приведен в разделе 4.2. Эти данные на границе слоя являются исходными для задачи расчета неравновесной кинетики заселения электронных состояний атомов. Первый проход расчета заселенности возбужденных состояний во всей зоне релаксации (оранжевый прямоугольник на рис. 4.1) проводится без учета поглощения излучения. Помимо заселенностей уровней становятся известными распределение поступательной температуры T , электронной температуры T_e . На рис. 4.2 схематически изображено распределение температуры от расстояния L , отсчитываемого от границы слоя. Также на графике схематически отмечены концентрации молекулярных ионов M^+ , атомарных ионов A^+ и концентрация электронов e^- . Синими стрелками отмечено направление расчета кинетики (заселенности возбужденных состояний) от границы слоя слева направо, оранжевыми стрелками отмечено направление расчета переноса излучения, учитываемое в релаксационной зоне. Рассчитав концентрации всех электронных состояний, рассчитывается перенос излучения, который дает источниковые члены в уравнения кинетики и уравнения энергии. Снизу под основным графиком представлены схематические рисунки заселенности уровней (зависимость концентрации N_i/g_i от энергии уровня E_i в разных

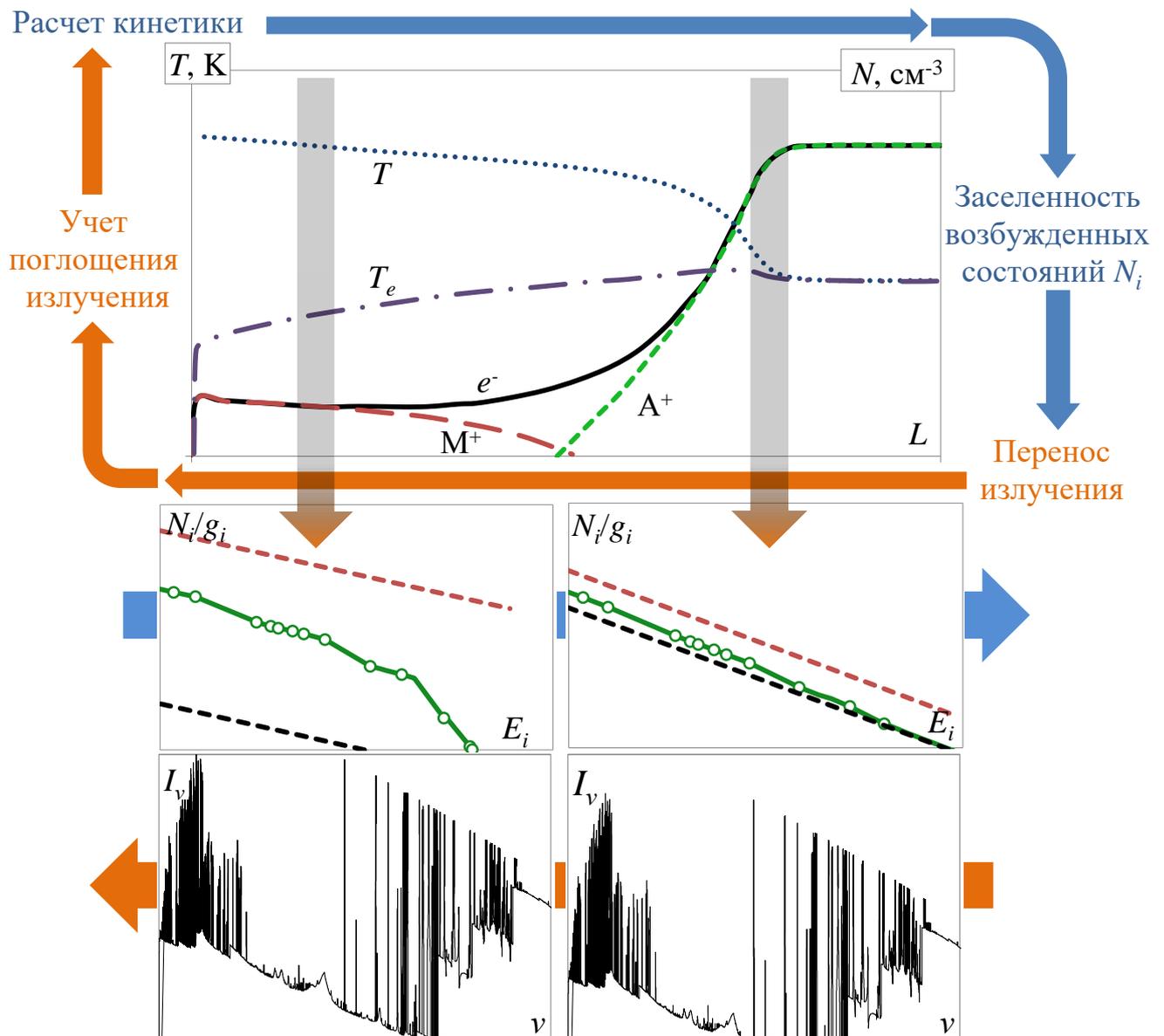


Рисунок 4.2 — Схема проводимых расчетов

сечениях релаксационной области), а также спектральная интенсивность излучения, идущего справа налево (зависимость спектральной интенсивности I_ν от частоты ν , спектральная интенсивность для отдельно взятой частоты растет при движении справа налево). Поскольку при больших значениях L заселенность верхних уровней больше, излучение с этих уровней, идущее справа налево, поглощается левой частью релаксационной области, и данное явление будет учтено в следующей итерации.

Во второй итерации помимо начальных условий на левой границе слоя (как и в толще всего слоя) также уже известны источники, отвечающие приходящему излучению справа (при больших L). Таким образом решение задачи

во второй итерации будет отличаться от первоначального. Распределение температур, давления, концентраций будет иным. При последующих итерациях решения будут сходиться к результату, которое и будет решением данной задачи. Излучающий газ неизбежно будет терять энергию, что приведёт к радиационному охлаждению. При остывании газа изменяются макроскопические параметры, такие как: давление, плотность, скорость. В итоге, при учете излучения структура ударного слоя является неравновесной.

На рис. 4.3, 4.4 представлен пример того, как изменяются концентрация электронов и температура на различных итерациях в ходе решения задачи с учетом излучения. Параметры расчета следующие: $p_\infty = 870$ Па, $V = 11975$ м/с, $T_\infty = 2800$ К, толщина ударного слоя $h = 7$ мм. Серой, зеленой, синей и красной линиями отмечены профили электронных концентраций и температур на 1, 2, 3 и 4 итерациях, соответственно. Черная линия показывает концентрацию и температуру для расчета без учёта излучения. Из рис. 4.3 видно, что после лавинной ионизации электронная концентрация достигает своего максимума. Затем очень быстро заселенность возбужденных состояний достигает значений близких больцмановскому распределению при местной температуре. Достаточно сильная заселенность верхних уровней (практически по Больцману) приводит к сильному излучению. На 1-й итерации поглощение излучения не учитывается, что приводит к быстрому остыванию газа, температура падает, вследствие чего электронная концентрация также убывает. При расчете 2-й итерации как N_e , так и T имеют значения более близкие к расчету без излучения (черная линия), так как излучение, рассчитанное после 1-й итерации, поглощается. Существенный спад рассматриваемых параметров происходит при $L > 5$ мм. Далее расчеты 3-ей и 4-ой итерации уже незначительно отличаются друг от друга, решение сошлось. Газ в рассматриваемом случае является достаточно оптически толстым и остывание газа заметно лишь в слое толщиной 2 мм ($L = 5-7$ мм). Из рис. 4.3 видно, что максимум концентрации электронов на последней итерации ниже концентрации при расчете без учета излучения. В заключение можно сказать, что газ во всем слое не находится в равновесном состоянии, так как оно нарушается за счет излучения.

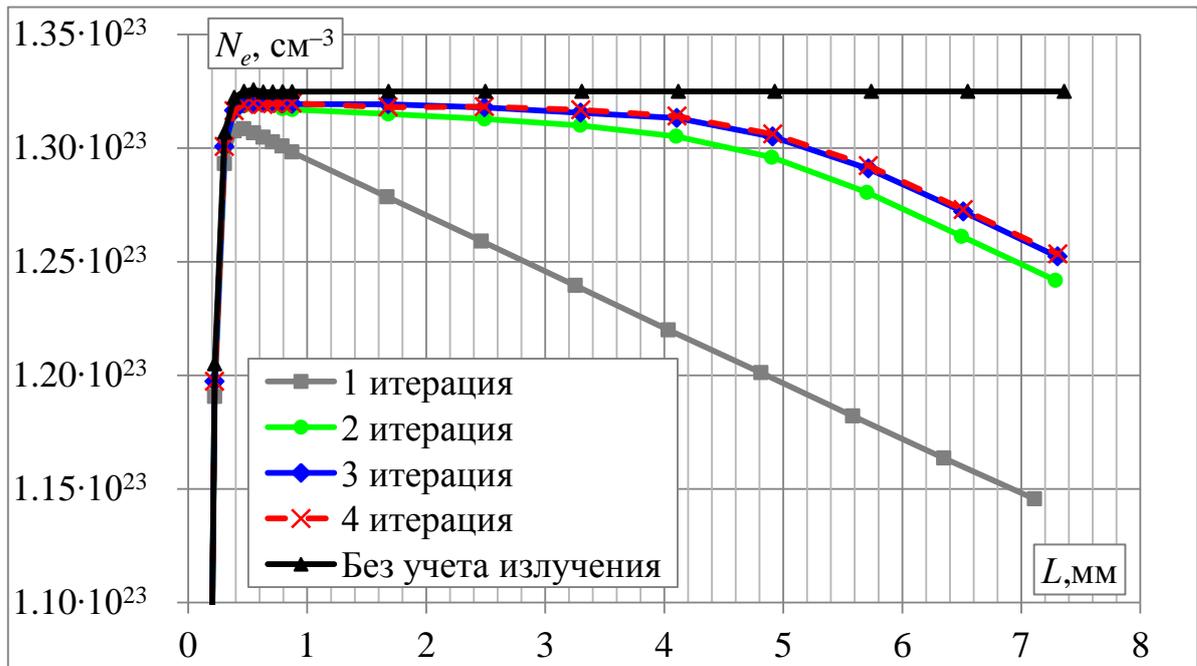


Рисунок 4.3 — Электронная концентрация на различных итерациях

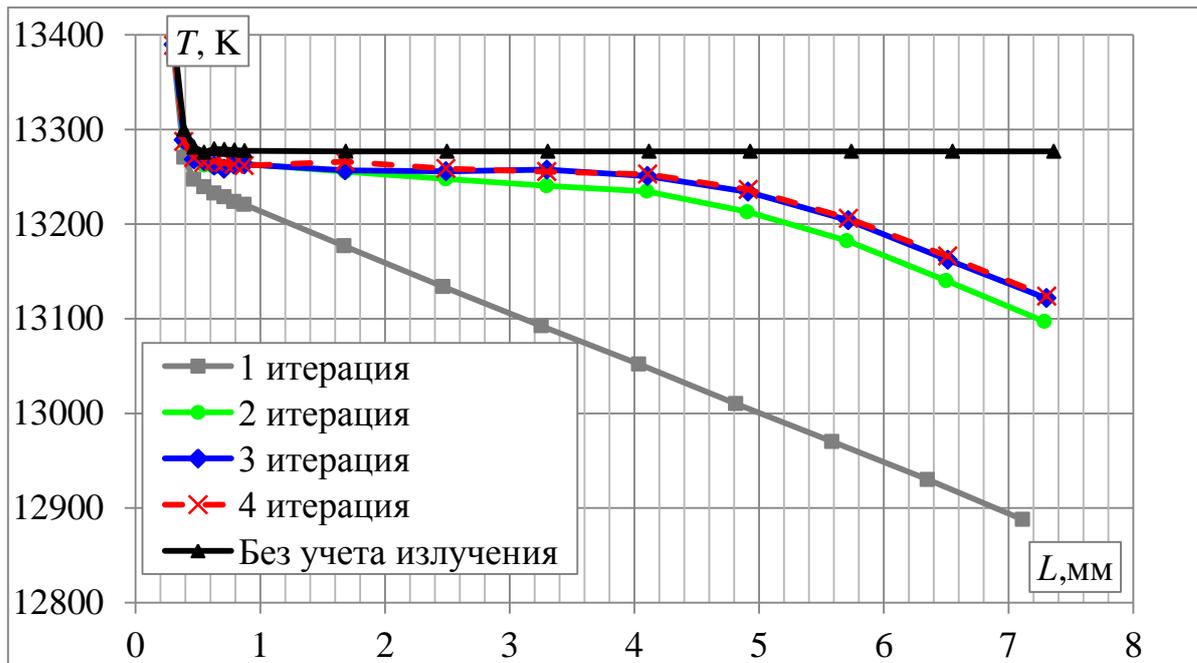


Рисунок 4.4 — Температура на различных итерациях

4.2 Параметры газа за фронтом ударной волны

Расчет параметров газа на выходе из области преобладающей диссоциации молекул может быть проведен двумя способами. Первый из способов сводится к следующему.

Увеличение поступательной температура сразу за скачком уплотнения, описывается следующей формулой [81]:

$$\Delta T = T \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2 M^2} (M^2 - 1) (1 + \gamma M^2)$$

Величины, стоящие в правой части уравнения, относятся к параметрам газа перед ударной волной. В нашем случае $\gamma = \frac{7}{5}$, поскольку поступательная и вращательная температуры молекул воздуха быстро приходят в равновесие, а колебательные энергии еще не успевают возбудиться. При скорости $V \approx 11$ км/с ($M \approx 35$) из приведенного соотношения следует, что $\Delta T \approx 60000$ К. Воздух очень быстро диссоциирует при таких больших температурах. Причем, первым полностью диссоциирует кислород, поскольку его энергия диссоциации ниже энергии диссоциации азота, а затем полностью диссоциирует азот.

Зная начальные условия (полную удельную энтальпию h_0 , давление p_∞ , плотность ρ_∞ и скорость потока U_∞) можно рассчитать значения данных параметров на левой границе слоя для задачи при полной диссоциации. Тогда температура диссоциированного воздуха за скачком уплотнения определяется по следующей формуле:

$$T' = \frac{h'}{C_p},$$

$$h' = h_0 - c_N E_{N_2, \text{дисс}} - c_O E_{O_2, \text{дисс}} - \frac{U'^2}{2},$$

$$C_p = \frac{5}{2} \frac{\mathcal{R}}{M_{\text{возд}}/2},$$

где c_N и c_O – массовая доля азота (0.77) и кислорода (0.23), соответственно, а $E_{N_2, \text{дисс}}$, и $E_{O_2, \text{дисс}}$ – энергии диссоциации 1 кг молекулярного азота (33.5 МДж) и 1 кг молекулярного кислорода (15.3 МДж), соответственно. Величина U' – скорость потока за скачком уплотнения, \mathcal{R} – универсальная газовая постоянная, а $M_{\text{возд}}$ – молярная масса воздуха равная 0.029 кг/моль, которая разделена пополам, поскольку молярная масса атомарного воздуха вдвое меньше молярной массы молекулярного воздуха. Для более точного результата нужно использовать скорость U' не за скачком уплотнения, а после полной диссоциации.

После полной диссоциации газа, он состоит из смеси атомов азота и кислорода, находящихся в основном состоянии, степень ионизации принимается равной нулю, то есть концентрация электронов равна нулю. В общем случае, во время диссоциации газа, начинаются процессы ионизации, однако учет данного процесса во время диссоциации существенно усложняет задачу. После полной диссоциации газа начинаются процессы возбуждения электронных состояний

Таблица 10 — Температура T_s за фронтом УВ, T' после полной диссоциации и равновесная температура T_p при разных скоростях

V , м/с	M	T , К	T' , К	T_p , К
9000	28.6	39500	7900	7900
9500	30.1	44000	11050	9000
10000	31.7	48700	14350	9950
10500	33.3	53650	17800	10600
11000	34.9	58900	21400	11200
11500	36.5	64350	25150	11650
12000	38.1	70050	29100	12100
12500	39.7	75950	33150	12550
13000	41.2	82150	37400	13050
13500	42.8	88550	41800	13450
14000	44.4	95250	46350	13850

и ионизация газа. В этой постановке задача решалась в [80], несмотря на то, что данная постановка задачи является приближенной, она близка к действительности.

Во втором случае для нахождения параметров газа на выходе из зоны преимущественной диссоциации решается традиционная задача нахождения параметров в этой зоне. При этом вместе с уравнениями сохранения решаются кинетические уравнения в упрощенной однотемпературной постановке. Диссоциация молекул азота при высоких температурах при наличии атомарного кислорода происходит в обменных реакциях. Поэтому в воздухе протяженность зоны релаксации существенно меньше, чем в чистом азоте. Необходимые для последующих расчетов значения концентрации электронов определяются по реакциям ассоциативной ионизации (см. раздел 3.2.3).

Рассмотрим случай со следующими условиями полета: $H = 60$ км, $\rho_\infty = 3.1 \cdot 10^{-4}$ кг/м³, $p_\infty = 22$ Па, $T_\infty = 250$ К. В табл. 10 и на рис. 4.5 представлено, как зависит температура за фронтом ударной волны, температура после полной диссоциации воздуха и равновесная температура от скорости СА на высоте $H = 60$ км.

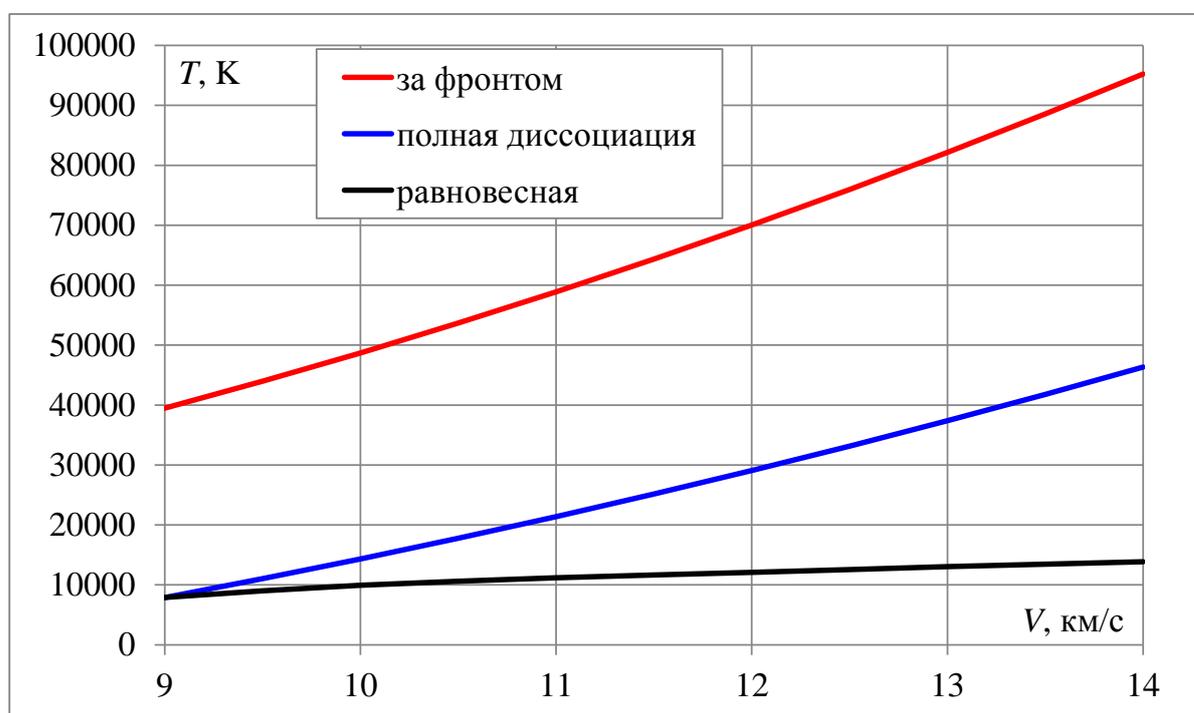


Рисунок 4.5 — Температура за фронтом УВ, после полной диссоциации и равновесная температура при разных скоростях

4.3 Валидация неравновесной модели и анализ результатов расчетов

Одним из хорошо проведенных и задокументированных экспериментов, является эксперимент в ударной трубе NASA Ames Electric Arc Shock Tube (EAST) [37]. Диаметр ударной трубы равен 10.16 см. Измерения были проведены при начальных давлениях от 13.3 до 133 Па и скоростях ударной волны от 9.1 до 11.1 км/с с измерением интенсивности излучения в спектральных диапазонах $\lambda = 700\text{--}900$ нм и $\lambda = 900\text{--}1020$ нм. В каждом из экспериментов снятие спектра производилось только в одном из спектральных диапазонов. Погрешность измерения скорости ударной волны составляла 1.5 %. В таблице 11 приведены параметры одного из экспериментов. Для этого эксперимента приведены диапазон длин волн измеряемой интенсивности излучения λ , скорость ударной волны (УВ), начальное давление, ширина щели и пространственное разрешение. Данный эксперимент соответствует условиям точке траектории возвращаемого с лунной орбиты аппарата с наибольшим радиационным нагревом.

Таблица 11 — Условия и параметры измерения для эксперимента в ударной трубе EAST

№	Диапазон λ , нм	Скорость УВ, км/с	Начальное давление, Па	$\Delta\lambda_T$, нм	Δz_S , см
1	700–900	9.165	13.3	1.7	0.46

Интенсивность излучения от ударного слоя была измерена с различными степенями пространственной и спектральной разрешенности. Пространственное разрешение в основном является функцией времени экспозиции спектрометра и определяется расстоянием (Δz_S), преодолеваемым ударной волной за время Δt . Спектральное разрешение определялось аппаратной функцией спектрометра (шириной щели $\Delta\lambda_T$). Для наглядности была произведена свертка рассчитанного спектра с аппаратной функцией из [37], таким образом можно сопоставить измеренный и расчетный спектр.

На рис. 4.6 представлено схематическое изображение течения газа в УТ и выходящее из пробки нагретого газа излучение, измеряемое спектрометром.

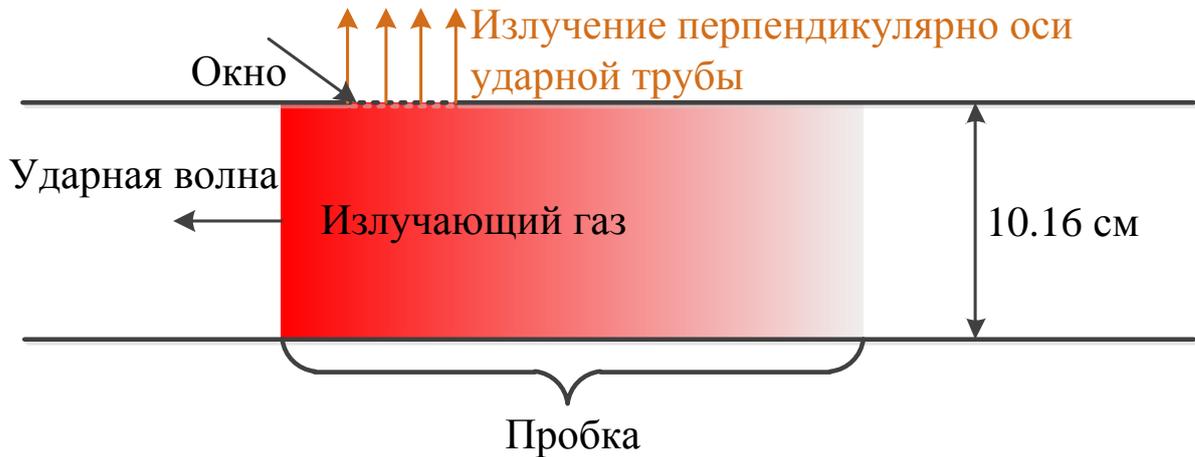


Рисунок 4.6 — Схематическое изображение измерения интенсивности излучения в ударной трубе

Для расчета зоны релаксации за фронтом ударной волны для данного эксперимента учитывалась простейшая модель диссоциации, поскольку скорость ударной волны не очень большая $V = 9.165$ км/с, и релаксация диссоциации может повлиять на результаты расчета.

В табл. 12 представлены параметры газа для эксперимента в следующем порядке: начальные данные (∞), за скачком уплотнения (s), за скачком уплотнения с учетом погрешности скорости распространения УВ ($s, V+1.5\%$).

Таблица 12 — Параметры газа в эксперименте

	∞	s	$s, V+1.5\%$
$V, \text{ м/с}$	9165	1538	1561
$p, \text{ кПа}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	11.2	11.5
$\rho, \text{ кг/м}^3$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$9.6 \cdot 10^{-4}$	$9.6 \cdot 10^{-4}$
$T, \text{ К}$	288	40985	42215
M	26.9	0.379	0.379

Стоит отметить, что погрешность измерения скорости ударной волны в 1.5 % существенно влияет на расчет излучения. Так, например, измеренная интегральная интенсивность излучения воздуха в диапазоне длин волн $\lambda = 700\text{--}900$ нм в точке $x = 3.1$ см от фронта ударной волны составила $I = 0.367$ Вт / (см² ср) (рис. 4.14). Расчет произведенный в данной работе дал результат, равный $I = 0.307$ Вт / (см² ср), однако, если учесть погрешность в измерении скорости ударной волны и прибавить к ней 1.5 % от измеренной скорости, то интенсивность излучения в выше указанном диапазоне длин волн

станет равной $I = 0.457 \text{ Вт} / (\text{см}^2 \text{ ср})$. То есть, интенсивность излучения возросла в полтора раза по сравнению с расчетом с начальной скоростью ударной волны. Экспериментально измеренная интенсивность лежит между приведенными расчетными величинами.

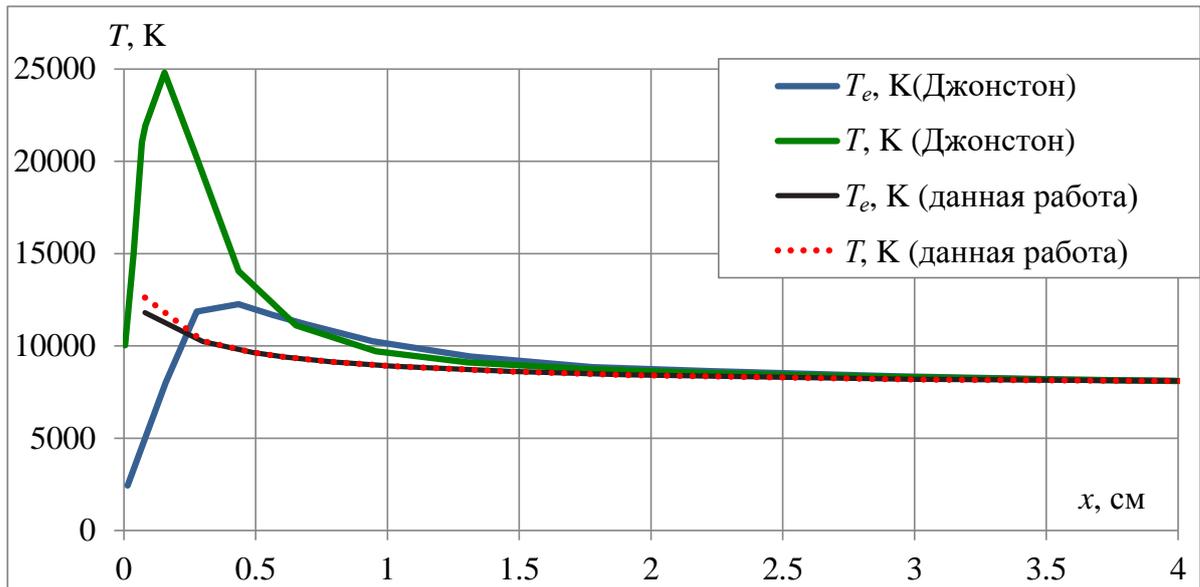


Рисунок 4.7 — Сравнение поступательных и электронных температур в зоне релаксации

На рис. 4.7 представлено распределение расчетных температур, полученных по программе LAURA [37] (зеленая и синяя кривые) и в данной работе (черная и красная кривые). LAURA – код для аэротермодинамических расчетов на структурированных многоблочных сетках. Расчет проводился с помощью двухтемпературной термохимической неравновесной модели для 11 сортов частиц (N_2 , N_2^+ , O_2 , O_2^+ , NO , NO^+ , N , N^+ , O , O^+ , e^-) с помощью уравнений Навье-Стокса. Из данных, приведенных на рис. 4.7 следует, что сетка вблизи фронта ударной волны несколько грубая. Однако видно, что при расстоянии при $x > 0.5 \text{ см}$ расчеты температуры с помощью LAURA и в данной работе близки, а при $x > 1.5 \text{ см}$ – практически совпадают.

На рис. 4.8 и 4.9 приведена заселенность возбужденных состояний азота N_i/g_i в зависимости от энергии уровней в точке $x = 3.1 \text{ см}$ и $x = 0.65 \text{ см}$ от фронта ударной волны, соответственно. Из рис. 4.8 видно, что концентрации электронных уровней азота для ударной волны со скоростью V и $V + 1.5 \%$ на расстоянии $x = 3.1 \text{ см}$ лежат на прямых, полученных по уравнению Больцмана при температурах $T = 8167 \text{ К}$ и $T = 8382 \text{ К}$, соответственно (прямые посчитаны с помощью концентрации основного состояния атома азота). Это значит, что при данных температурах заселение возбужденных состояний атомов

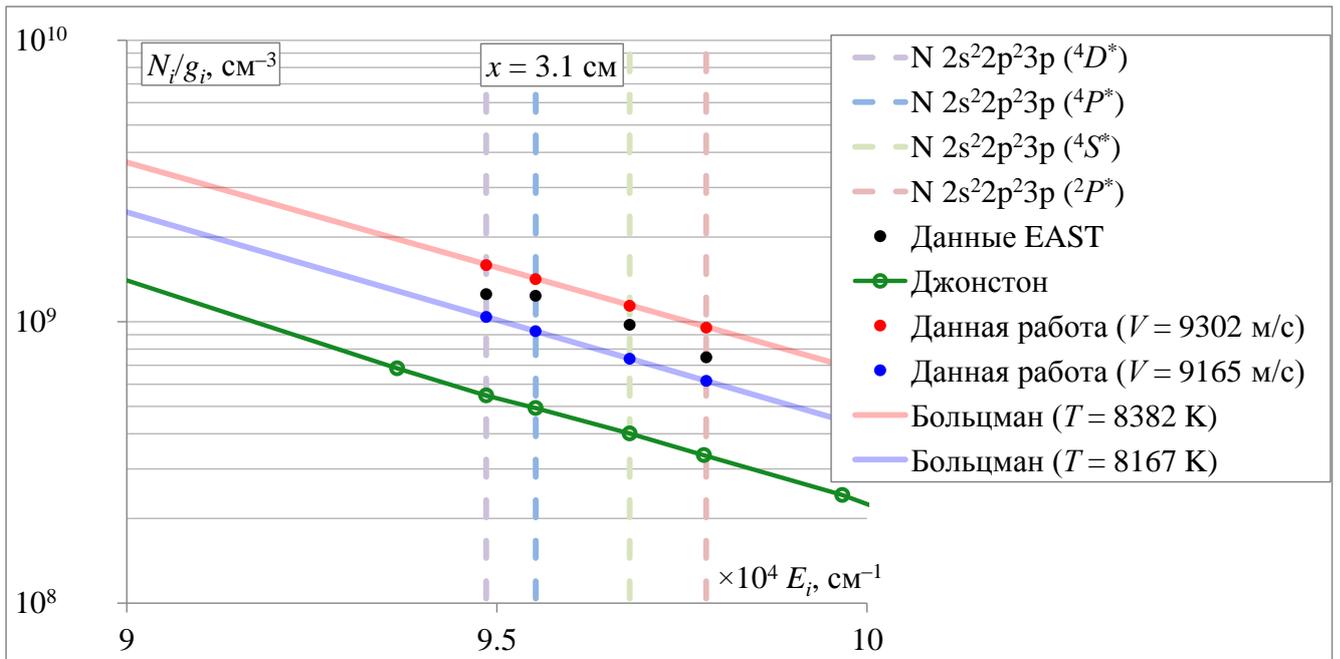


Рисунок 4.8 — Заселенность электронных состояний азота N_i/g_i на расстоянии $x = 3.1$ см от фронта УВ

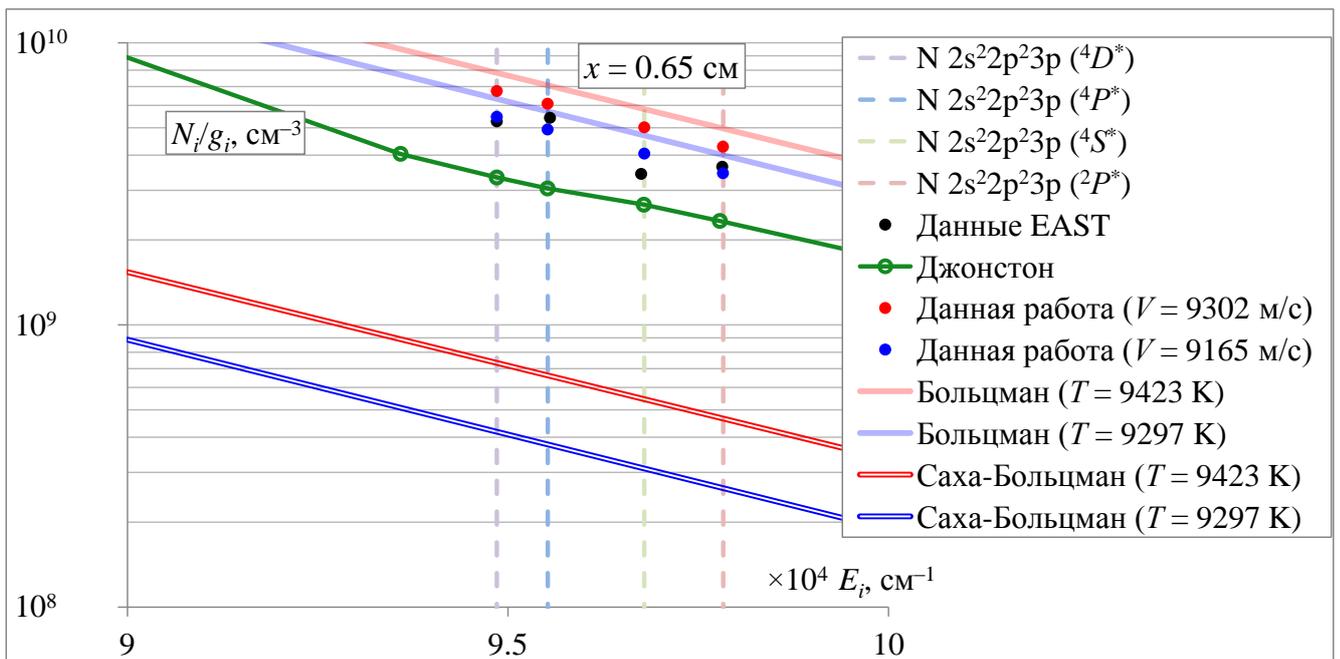


Рисунок 4.9 — Заселенность электронных состояний азота N_i/g_i на расстоянии $x = 0.65$ см от фронта УВ

– практически равновесное, но система не находится в равновесии, поскольку температура постоянно падает за счет радиационного охлаждения. Экспериментальные данные лежат между полученными расчетными значениями. Прямые по уравнению Саха-Больцмана не отображены, поскольку они практически

совпадают с прямыми, рассчитанными по уравнению Больцмана. Результаты Джонстона [37] примерно в два раза ниже экспериментальных.

Для случая $x = 0.65$ см (рис. 4.9) прямые по уравнению Больцмана проведены при температурах $T = 9297$ К и $T = 9423$ К (для скоростей ударной волны $V = 9165$ м/с и $V = 9302$ м/с, соответственно). Заселенности лежат немного ниже данных прямых, то есть при данных температурах не достигли равновесных значений. Экспериментальные точки лежат ближе к расчетным для скорости ударной волны V без учета погрешности измерения. Расчетные значения Джонстона [37] как для $x = 0.65$ см, так и для $x = 3.1$ см лежат ниже экспериментальных данных в 1.5–2 раза. Двойными линиями отмечены заселенности, рассчитанные по уравнению Саха-Больцмана. Поскольку они далеко отстоят от прямых, проведенных по уравнению Больцмана, также можно судить о неравновесной заселенности при $x = 0.65$ см.

На рис. 4.10–4.13 представлено сравнение расчетных данных с экспериментальными, проведенными в электроразрядной трубе EAST [82] и расчетами Джонстона [37]. На рис. 4.10, 4.12, 4.13 изображены зависимости интегральной интенсивности излучения азота от расстояния от фронта ударной волны для излучения с энергетических уровней $E_i = 9.67$ см⁻³ ($\lambda = 700$ – 760 нм), $E_i = 9.55$ см⁻³ ($\lambda = 800$ – 830 нм), $E_i = 9.48$ см⁻³ и $E_i = 9.78$ см⁻³ ($\lambda = 850$ – 880 нм), соответственно. За излучение в диапазоне длин волн $\lambda = 760$ – 800 нм (рис. 4.11) отвечает кислород. На расстоянии $x = 3.1$ см экспериментальные значения заселенностей азота лежат между расчетными значениями (рис. 4.8), измеренная интегральная интенсивность излучения в соответствующих диапазонах в данной точке также хорошо согласуется с расчетными значениями. Интегральные интенсивности излучения кислорода в расчетах при двух разных скоростях ударной волны получились выше экспериментального значения (рис. 4.11).

Расчеты Джонстона [37] качественно повторяют экспериментальные данные и хорошо с ними согласуются (разница также не превышает двух раз). Интересен также тот факт, что при $x \approx 0.65$ см имеется максимум интенсивности излучения для всех приведенных переходов. Исходя из расчета по программе LAURA [37] в данной точке диссоциация еще не завершена (поступательная температура еще велика, атомарный азот еще не достиг максимума [37]). Однако интенсивность излучения в данной точке больше, чем при $x > 0.65$ см. Температура при $x \approx 0.65$ см выше чем при $x > 0.65$ см, то есть заселенность верхних возбужденных уровней выше при $x \approx 0.65$ см (если сделать

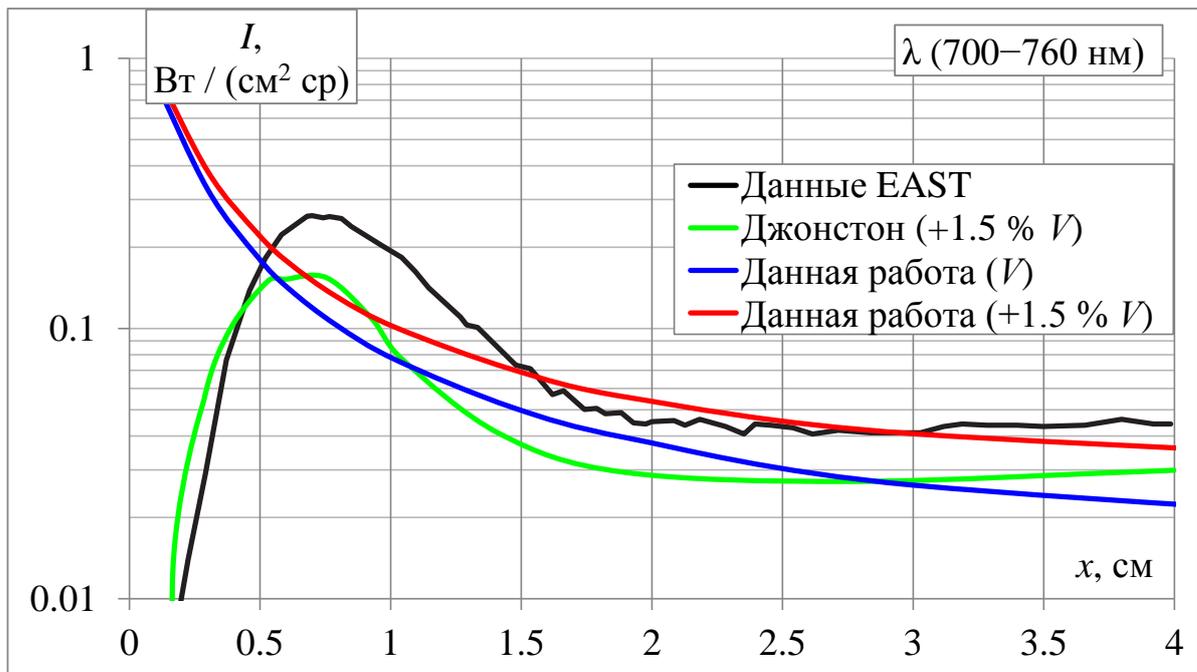


Рисунок 4.10 — Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 700-760 \text{ нм}$)

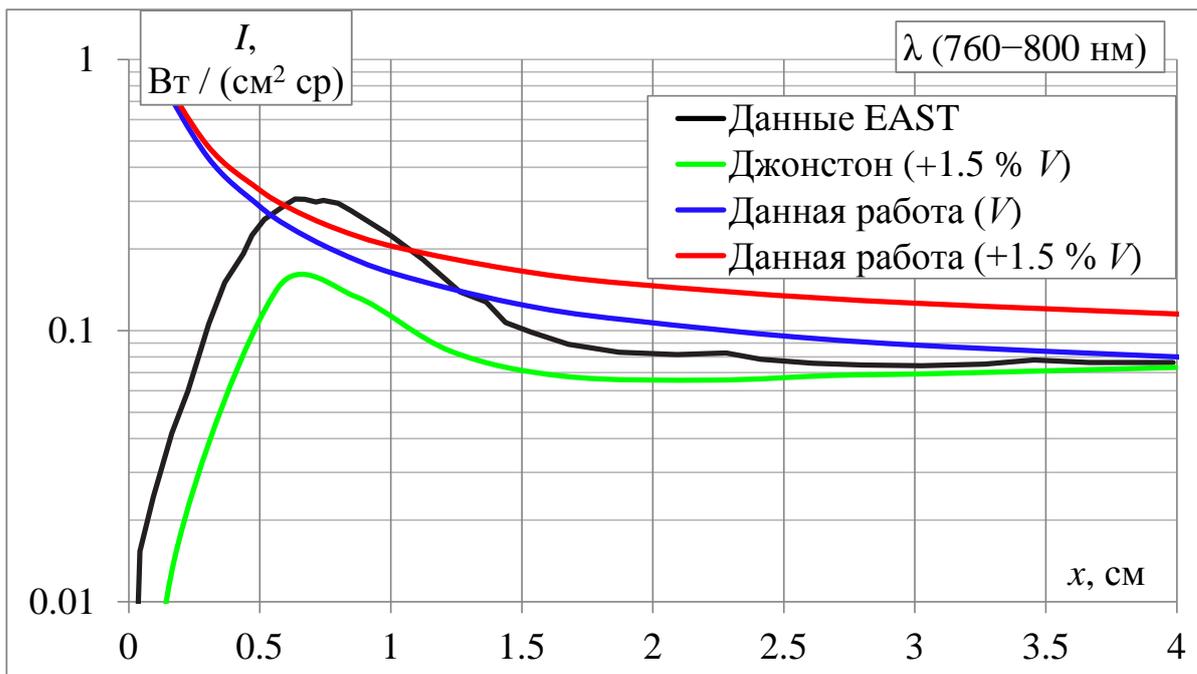


Рисунок 4.11 — Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 760-800 \text{ нм}$)

предположение, что полная диссоциация близится к завершению). Бóльшая температура также может повлиять на интенсивность излучения в бóльшую сторону, если рассматривать уширение спектральных линий (они становятся более оптически прозрачными, соответственно меньше излучения перепоглащается, и больше достигает регистрирующего прибора). С уменьшением $x < 0.65 \text{ см}$

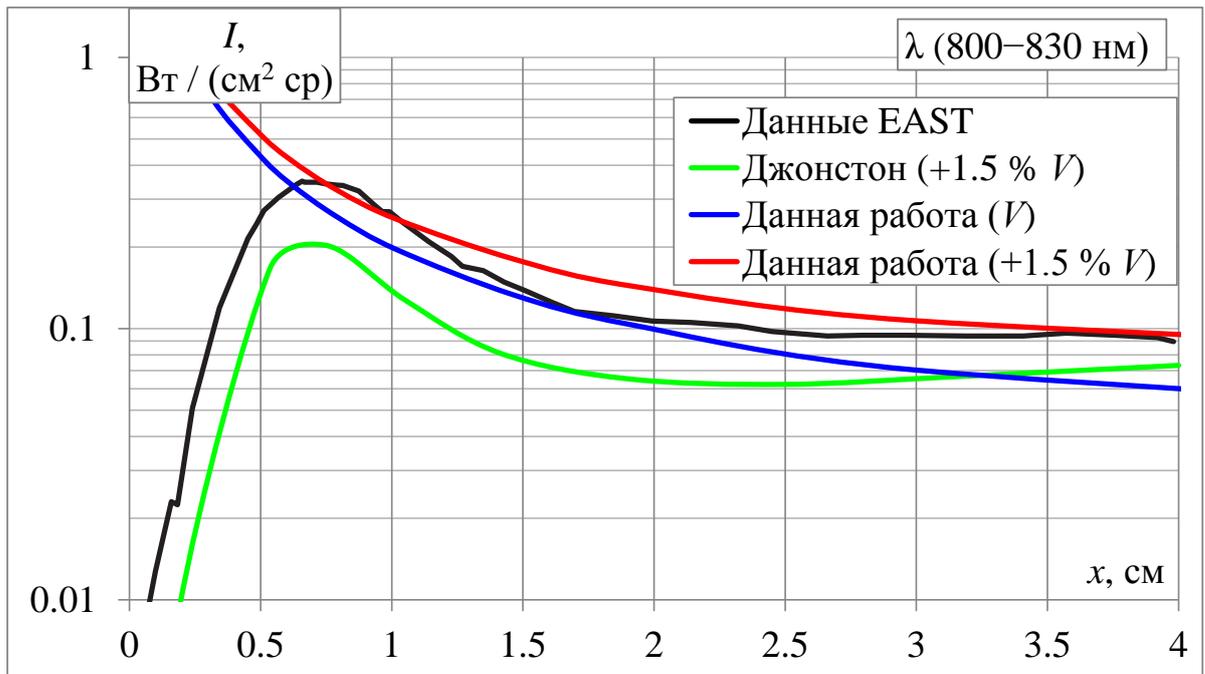


Рисунок 4.12 — Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 800\text{--}830 \text{ нм}$)

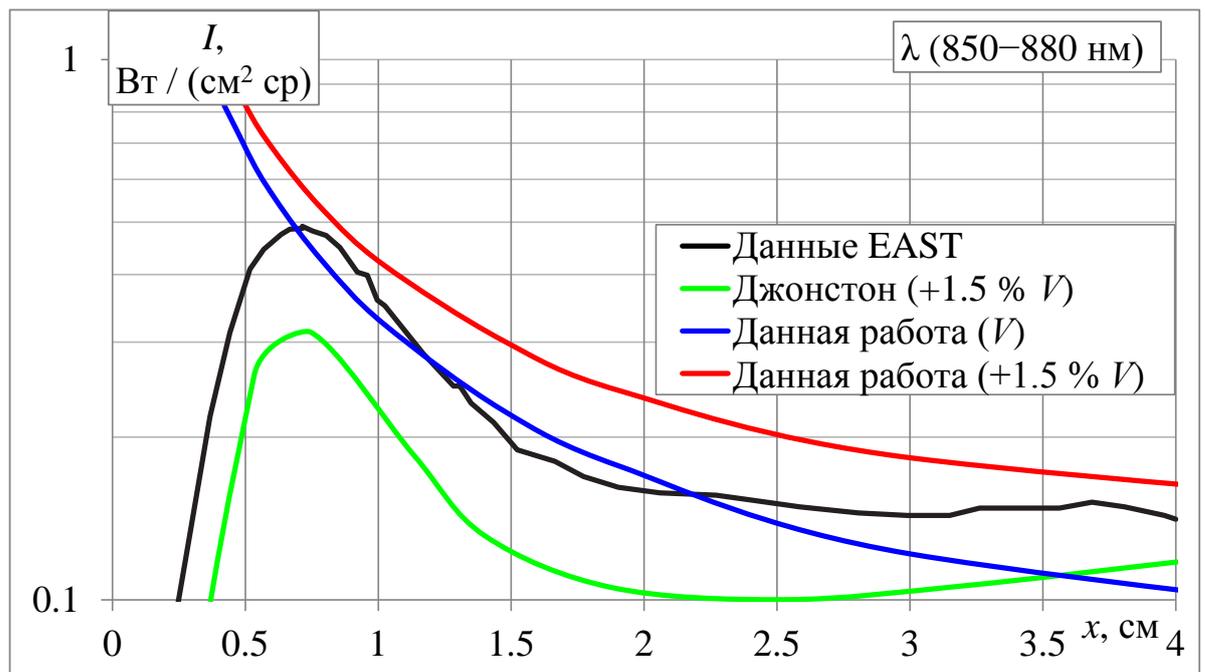


Рисунок 4.13 — Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 850\text{--}880 \text{ нм}$)

экспериментальная интенсивность измеренного излучения спадает, по всей видимости, потому, что молекулы еще мало продиссоциировали.

В расчетах, проведенных без учета диссоциации (то есть газ на левой границе считался полностью атомарным в основном состоянии) при x очень близких к фронту ударной волны поступательная и электронная температуры быстро выравнивались и принимали значения около 8100–8200 К. То есть

температуры при $x = 0.65$ см равняются приблизительно 8150 К. Таким образом, заселенность рассмотренных уровней азота при данной температуре в 5 раз меньше, чем в расчетах с учетом диссоциации ($T_{x=0.65} \approx 9300$ К). Следовательно, интенсивность излучения получилась также ниже. При $x = 3.1$ см без учета и с учетом диссоциации разницы по заселенностям и интенсивности излучения практически нет. Отсюда следует вывод, что учет диссоциации важен в области близкой к фронту ударной волны, где диссоциация может быть еще незавершенной. Чем сильнее ударная волна, тем меньше будет данная область диссоциации, и она будет оказывать меньшее влияние на формирование неравновесной зоны. Расчет неравновесной зоны за фронтом ударной волны без учета диссоциации дает адекватные значения, если диссоционная область мала по сравнению с толщиной ударной зоны, которая зависит от скорости ударной волны и давления перед ударной волной. Такие режимы реализуются при входе в атмосферу СА больших размеров со второй космической скоростью (см. гл. 2).

Представленные на рис. 4.8 и 4.9 экспериментальные и расчетные заселенности азота отвечают за излучение в диапазоне длин волн 770–880 нм. На рис. 4.14 приведены экспериментальные и расчетные данные спектральной интенсивности I_λ (левая вертикальная ось) на расстоянии $x = 3.1$ см от фронта УВ, а также отмечен вклад в интегральную интенсивность излучения I (правая вертикальная ось). Над спектральными линиями помещены надписи со стрелками, указывающие заселение какого возбужденного состояния атома азота отвечает за излучение в данных длинах волн. Черной кривой отмечены экспериментальные измерения [37], зеленой пунктирной линией отмечены расчеты [37], красной пунктирной линией отмечены расчеты, полученные в данной работе. Также отмечен вклад интенсивности излучения для равновесного расчета [37], обозначенный синей сплошной линией, который превышает итоговый вклад, полученный в эксперименте, на 24 %. В целом, расчет интенсивности излучения по равновесной модели может использоваться в качестве оценки лучистого потока в данном случае, так как он не занижает значения, полученные в эксперименте. Проведенные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными с учетом неточного измерения скорости ударной волны. Формы экспериментальных и расчетных спектральных интенсивностей отличаются по формой (хотя интегральные интенсивности излучения хорошо согласуются), возможно, из-за учтенной аппаратной функции, которая может быть сложнее, нежели используемая в данной работе.

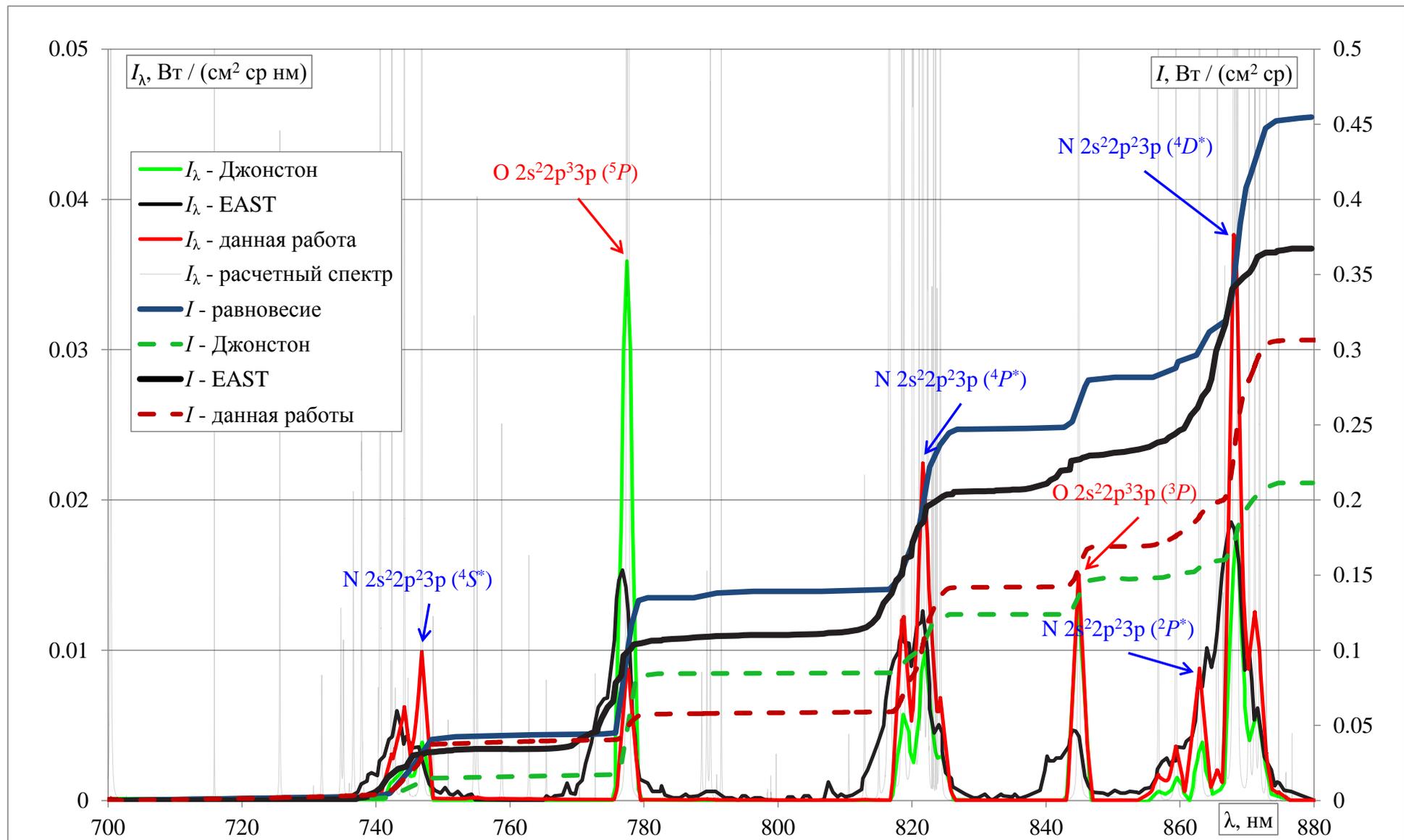


Рисунок 4.14 — Спектральная интенсивность излучения I_λ и вклад в интегральную интенсивность I на расстоянии $x = 3.1$ см от фронта УВ

В заключение можно сделать вывод, что с учетом погрешности измерений скорости УВ, разработанная модель позволяет рассчитывать интенсивность излучения за ударной волной с достаточно хорошей точностью в основной части пробки, исключая область сразу за фронтом УВ (в данном случае ширина этой области составляет примерно 0.75 см).

Далее будет представлена валидация разработанной радиационно-столкновительной модели и расчетной методики по времени ионизационной релаксации для ударных волн со скоростями $V = 11\text{--}14$ км/с, давление набегающего потока в расчетах было взято равным $p_\infty = 26.6$ Па. В данном случае газ считался оптически толстым, и излучение не учитывалось. Эксперименты по измерению времени ионизационной релаксации были проведены многими учеными. В рассматриваемом диапазоне скоростей ударной волны интересны эксперименты Уилсона [40]. Также расчеты были проведены Биберманом [38] и Железняком [39]. Поскольку предполагается, что процесс ионизационной релаксации является бинарным, то на графике представлена величина равная произведению давлению невозмущенного газа на время ионизационной релаксации $p \cdot \tau$ в зависимости от скорости ударной волны V (рис. 4.15).

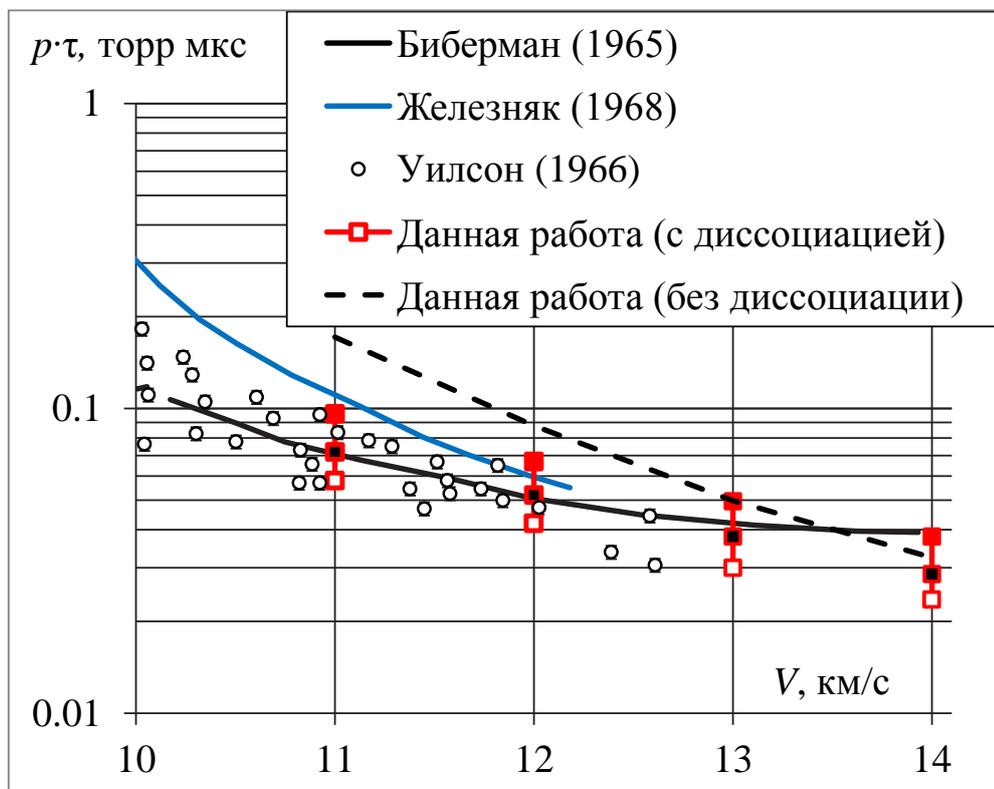


Рисунок 4.15 — Величина $p \cdot \tau$ в зависимости от скорости ударной волны V

С целью сравнения с результатами, полученными в цитируемых работах, для каждой скорости ударной волны проводилось два расчета:

- 1) в начальный момент времени $t = 0$ с (за фронтом ударной волны, на левой границе) газ считался полностью диссоциированным, заселены только основные состояния атомов кислорода и азота, температура и давления рассчитаны с учетом полной диссоциации;
- 2) в начальный момент времени $t = 0$ с газ считался молекулярным (присутствуют только основные состояния молекул без колебательных степеней свободы), параметры газа рассчитаны для молекулярного воздуха за скачком уплотнения.

Величины $p \cdot \tau$ (где p – начальное давление в торр, τ – время релаксации в мкс) были нанесены на график в зависимости от скоростей ударной волны. Время ионизационной релаксации определялось по достижении электронной концентрации своего максимума. Для случая 1 (газ считался полностью диссоциированным) максимальная электронная концентрация равна равновесной $N_{e,\max} = N_{e,p}$. В случае 2 (с учетом диссоциативных процессов) электронная концентрация достигает максимума, который выше равновесного значения $N_{e,\max} > N_{e,p}$. Это происходит потому, что лавинная ионизация атомов происходит раньше завершения диссоциации молекул азота. При этом температура газа остается выше равновесных значений, а электронная концентрация уже довольно высока, поэтому подстраивается под текущую температуру. Таким образом, в распределении электронной концентрации по времени наблюдается максимум. В работе [40] время ионизационной релаксации также определялось по достижению максимума электронной концентрации. Черной сплошной линией отмечены расчеты Бибермана [38], синей сплошной – расчеты Железняка [39], черными кругами отмечены результаты экспериментов Уилсона [40]. Красными маркерами, закрашенными разными цветами отмечены полученные расчетные результаты с учетом диссоциации (расчет 2 в списке), маркер, закрашенный в красный цвет отмечает точку на графике, для которой время релаксации равно времени выхода концентрации электронов на уровень 0.99 от максимальной концентрации $N_{e,\max}$, маркер, закрашенный в черный цвет соответствует уровню электронов $0.95 N_{e,\max}$, с белой заливкой – $0.90 N_{e,\max}$. Черной пунктирной линией отмечены результаты расчетов полностью диссоциированного газа (расчет 1), за время релаксации бралось время, которое было необходимо для достижения концентрации электронов уровня 0.95 от максимального значения. Видно, что расчеты с учетом диссоциации (расчет 2) лежат ниже, чем расчеты без учета диссоциации (расчет 1). Это объясняется тем, что молекулярный

газ намного горячее продиссоциированного, поскольку большая часть энергии тратится на диссоциацию. Молекулы начинают распадаться на атомы, а горячие тяжелые частицы возбуждают их электронные состояния. Таким образом, возбуждение электронных состояний атомов горячими молекулами и атомами происходит быстрее, чем для полностью диссоциированного газа. Однако, различия не столь велики: для скорости $V = 11$ км/с – отношение полученных результатов равно 2, а для скорости $V = 14$ км/с – разница не превосходит 15 %. Получено хорошее согласие полученных результатов как с экспериментальными данными Уилсона, так и с расчетными данными Железняк и Бибермана.

Также в данной работе были произведены расчеты электронной концентрации за ударной волной в зоне релаксации с учетом излучения. Данные результаты позволяют провести сравнение с экспериментами, проведенными на электроразрядной ударной трубе ЦАГИ.

На ударной трубе ЦАГИ был проведен ряд экспериментов [41] по изучению ударных волн в воздухе со скоростью $V = 8\text{--}15$ км/с, начальное давление было относительно малым $p < 66.7$ Па. Диаметр трубы равен 4 см. В экспериментах скорость ударной волны V измерялась ионизационными зондами, фотоумножителями и с помощью фотокамеры. Концентрация заряженных частиц измерялась зондовым методом, по Штарковскому уширению линий водорода, а также зондом высокочастотного резонанса. Электронная температура измерялась при помощи тройного зонда. Также измерялась интенсивность излучения сплошного и линейчатого спектра при помощи четырех-канального спектрометра и монохроматоров с фотоумножителями. Погрешности измеряемых величин были следующими: начальное давление ~ 2.5 %, скорость ударной волны $\sim 1\text{--}2$ %, концентрация электронов $\sim 20\text{--}30$ %, электронная температура $\sim 10\text{--}20$ %, интенсивность излучения $\sim 15\text{--}20$ %.

Для проведения сравнения были выбраны эксперименты с начальным давлением $p = 26.6$ Па и скоростями ударной волны $V = 11\text{--}14$ км/с. Концентрация электронов в эксперименте измерялась в середине пробки, а толщина пробки равнялась 3 см. В данной работе в расчетах толщина пробки также была принята равной 3 см, задача о структуре релаксационной зоны решалась в приближении оптически прозрачного газа. На рис. 4.16 отмечены концентрации электронов в середине пробки при разных скоростях ударной волны. Черными квадратами отмечены зондовые измерения, синими кругами – спектральные

измерения, на них также отмечены вертикальные планки погрешности. Пунктирной линией отмечены концентрации электронов при равновесии (рядом с ними отмечены равновесные температуры воздуха для $V = 11, 12, 13$ и 14 км/с) без учета влияния излучения. Красными кругами отмечены полученные в расчетах концентрации электронов, рядом с ними отмечены полученные температуры воздуха (электронная практически равна поступательной), а также проведена аппроксимационная синяя линия по полученным результатам. На рис. 4.16 для экспериментальных данных отмечены планки с относительными погрешностями 20 % – для спектральных измерений и 30 % – для зондовых измерений. Но стоит помнить, что погрешность измерения скорости ударной волны также вносит свою погрешность в электронную концентрацию. Таким образом, можно прибавить еще 8–11 % к погрешности электронной концентрации для скоростей ударных волн $V = 11–14$ км/с. Результаты расчетов электронной концентрации довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако расчетные и экспериментальные данные электронных температур отличаются, о чем будет написано ниже.

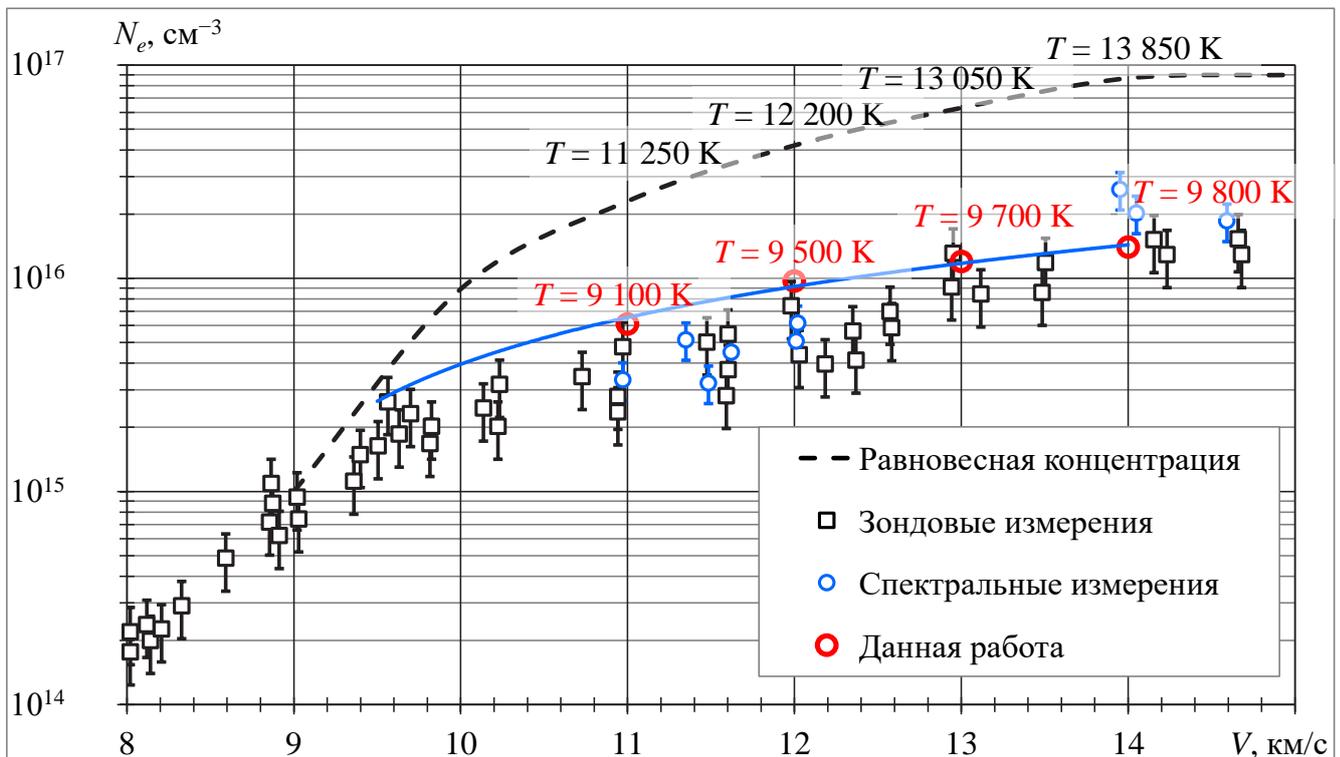


Рисунок 4.16 — Электронная концентрация за фронтом ударной волны в зависимости от скорости ударной волны

Как видно на рис. 4.17 ($V = 11$ км/с), концентрация электронов, взятая в середине пробки ($l = 1.5$ см) примерно равна $N_e \approx 6 \cdot 10^{15}$ см^{-3} . Однако на

графике начиная с $l \approx 0.5$ см концентрация монотонно падает от значения $N_e \approx 8.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $N_e \approx 4.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $l = 3$ см. Температура также при $l = 0.5\text{--}3$ см падает от значения 10000 К до 8500 К. Поступательная и электронная температура практически равны, высокая электронная температура за ударной волной получается вследствие реакции ассоциативной ионизации. Причем заселенность возбужденных состояний атомов при $l = 1.5$ см практически соответствует равновесной заселенности при температуре $T_{l=1.5\text{см}} \approx 9100$ К. То есть это значит, что верхние уровни не являются недозаселенными при данной температуре, а меньшее значение электронной концентрации по сравнению с равновесными значениями (пунктирная линия на рис. 4.16, без учета излучения) есть результат остывания газа за счет радиационного охлаждения. Схожий профиль температур и концентраций был получен и для скоростей ударной волны $V = 12\text{--}14$ км/с (на рис. 4.18 приведены профили электронных концентраций в пробке за ударной волной, отнесенные к равновесным электронным концентрациям).

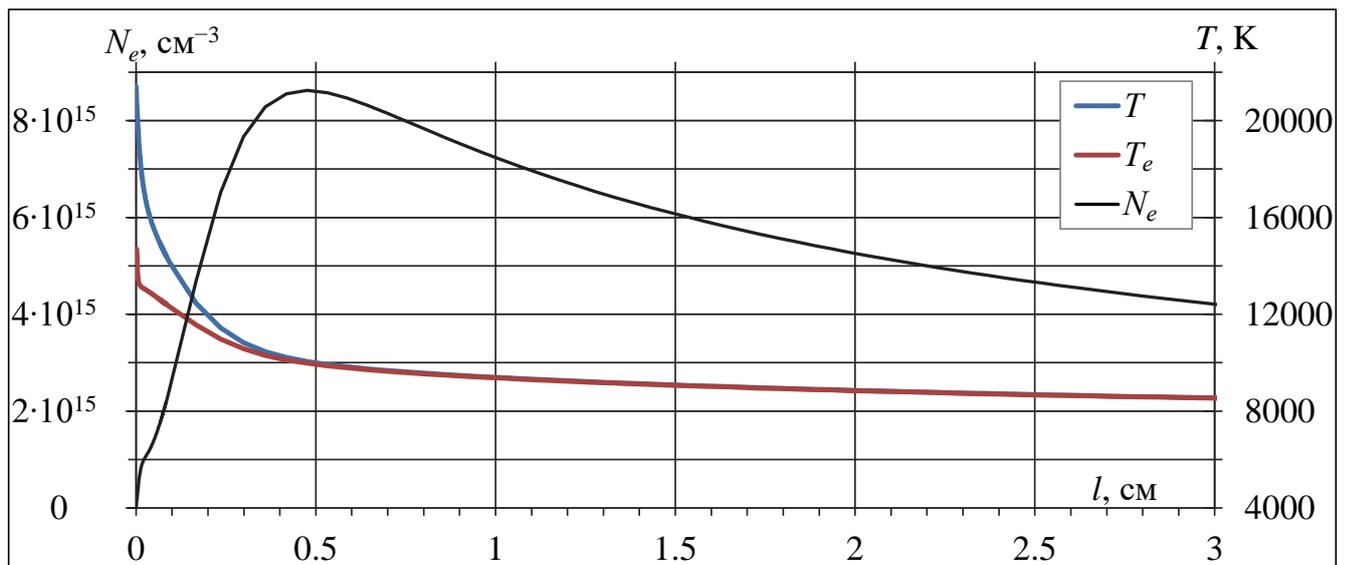


Рисунок 4.17 — Электронная концентрация, электронная и поступательная температуры в ударном слое за фронтом УВ с $V = 11$ км/с

В [41] была также измерена электронная температура, и утверждается, что довольно высокие значения $T_e \approx 20000$ К были получены тройным зондом за счет недоионизованности газа ($V = 11$ км/с, равновесная температура $T_e = 11250$ К, полученная в данной работе $T_e = 9100$ К (в середине пробки)). Принципиальные различия в выводах заключаются в том, что в работе [41] основной причиной высокой электронной температуры и низкой концентрации

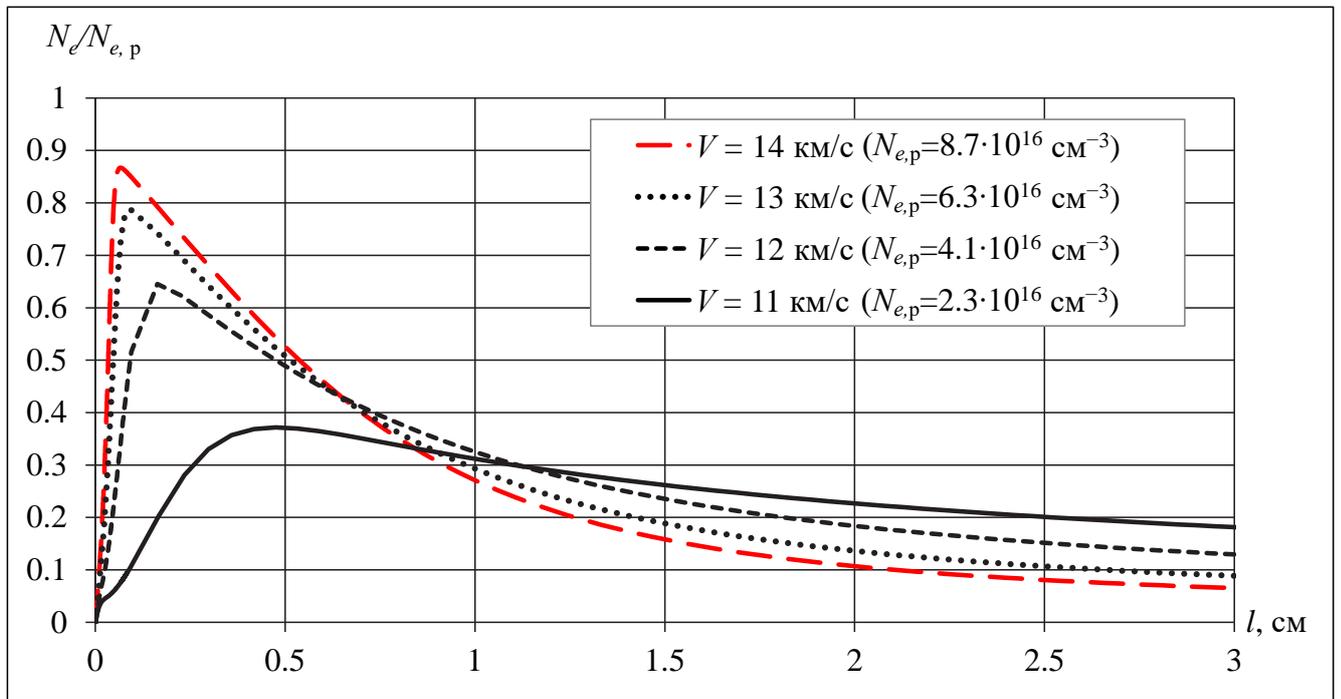


Рисунок 4.18 — Относительная электронная концентрация $N_e/N_{e,p}$ в пробке за фронтом ударной волны

электронов (полученных из эксперимента) является обеднение верхних возбужденных состояний атомов за счет высвечивания (причем, радиационное охлаждение считается незначительным). В данной же работе исходя из проведенных расчетов делается вывод, что большую роль играет радиационное охлаждение, а концентрация электронов имеет значение близкое к равновесному при местных параметрах газа. По экспериментам в электроразрядной трубе EAST [83] было написано много статей [37; 82; 84–86], но в экспериментах не производилось измерение температур. Проводились расчеты ударного слоя, в которых температура как поступательная, так и электронная принимали значения близкие к равновесным. Однако ударная труба EAST в диаметре составляет 10.16 см в отличие от трубы ЦАГИ (4 см), и газ для излучения считается оптически толстым (при одинаковых давлениях перед ударной волной $p = 26.6$ Па). В экспериментах [22; 40] температура также не измерялась. По единственным данным по измеренной температуре, полученным в [41], сложно судить о достоверности измеренной температуры. Поэтому несоответствие расчетных и экспериментальных результатов электронной температуры требует более глубокого изучения и проведения экспериментов с измерением температур.

На рис. 4.19 отмечены экспериментальные данные (Круден [84], Уилсон [40], Счарфман и Тэйлор [22], Горелов [41]) и расчетные данные (черные

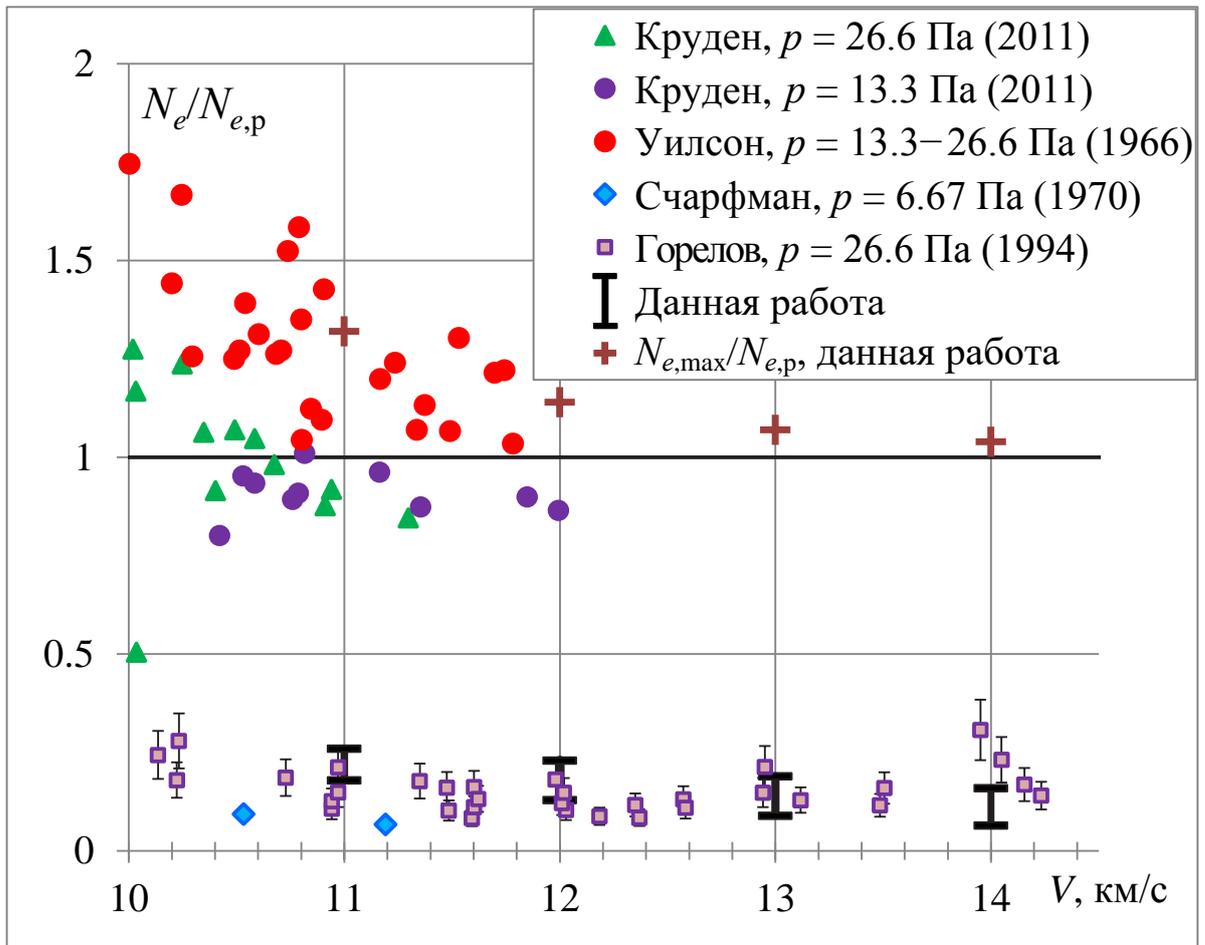


Рисунок 4.19 — Относительная электронная концентрация $N_e/N_{e,p}$

отрезки, ограничивающие максимальные полученные электронные концентрации в пробке и значения при $l = 3$ см). Из рисунка видно, что данные Горелова и полученные в представленной работе, хорошо согласуются между собой. Они отвечают случаю оптически прозрачной плазмы, что приводит к интенсивному высвечиванию фотонов (толщина излучающей плазмы $l \approx 3$ см) и радиационному охлаждению. Экспериментальные данные Счарфмана и Тэйлора лежат несколько ниже данных Горелова и данной работы. В [22] использовалась электроразрядная ударная труба с диаметром равным 30.5 см, давление невозмущенного газа было ниже и равнялось 6.67 Па. Несмотря на большой диаметр трубы и, соответственно, большую толщину пробки, давление в трубе было относительно низкое, что могло привести к тому, что газ являлся оптически прозрачным для излучения. Низкое давление и скорости ударной волны $V = 10\text{--}11$ км/с могли также привести к затянутой диссоционной релаксации. Результаты измерений электронных концентраций Крудена [84] расположены вблизи равновесия (максимальное превышение – 25 % при $V = 10$ км/с), у Уилсона [40] электронная концентрация лежит выше равновесных значений, вплоть

до разницы на 75 % при скорости 10 км/с. Круден получил данные на уже ранее упоминавшейся ударной трубе EAST. Концентрация электронов была получена по измерению штарковского уширения линий водорода, кислорода и азота, и была выше равновесных значений даже на расстоянии нескольких сантиметров от фронта ударной волны. В экспериментах Уилсона плазма была, скорее всего, оптически толстой, диаметр трубы равен 15.24 см. Концентрация электронов была получена по измерениям интенсивности тормозного излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 5\text{--}7$ мкм, которая измерялась вблизи фронта ударной волны $x = 6.1$ мкм. Для определения концентрации электронов по интенсивности тормозного излучения необходимо знать температуру, которая входит в формулу для интенсивности тормозного излучения в знаменателе под знаком корня и в экспоненциальном множителе $e^{-h\nu/k_B T}$. Поскольку область измерения была близка к фронту ударной волны, эта область скорее всего содержала большую долю недиссоциированных молекул, и, следовательно, температура газа была выше равновесной. Не зная температуру в рассматриваемой области можно ошибиться в определении электронной концентрации. Однако выбирая равновесную температуру для определения электронной концентрации, расчет N_e будет давать заниженные значения. Кроме того нельзя сказать, насколько электронная концентрация измеренная в точке $x = 6.1$ мкм будет соотноситься с электронной концентрацией, например, в середине излучающей пробки.

С помощью разработанной программы были проведены исследования изменения электронной концентрации в оптически толстой пробке за ударной волной (давление $p = 26.6$ Па). При учете диссоциации молекул в поуровневой кинетике электронная концентрация N_e имеет локальный максимум. После максимума электронная концентрация выходила на уровень равновесной N_e . Этот эффект, полученный в расчете, можно объяснить тем, что существенная доля молекулярного азота (например, 20 %) не успела диссоциировать в тот момент, когда произошла лавинная ионизация. При этом поступательная (а также электронная) температура осталась довольно высокой (не успела выйти на равновесный уровень). Таким образом, при данной температуре с уже протекшей лавинной ионизации концентрация электронов принимает значения выше равновесных. Отношения пиковых значений к равновесным $N_{e,\text{max}}/N_{e,p}$ следующие (на рис. 4.19 отмечены крестами): 1.32 ($V = 11$ км/с), 1.14 ($V = 12$ км/с), 1.07 ($V = 13$ км/с), 1.04 ($V = 14$ км/с). Результаты расчетов неплохо согласуются с экспериментами Уилсона. На рисунке видно, что чем меньше скорость

ударной волны, тем больше электронная концентрация превышает равновесную концентрацию. Это происходит потому, что чем больше скорость ударной волны, тем большей энергией обладает газ. Таким образом, при большей скорости ударной волны, время диссоциации $\tau_{\text{дисс}}$ будет уменьшаться. При определенной скорости ударной волны реализуется случай $\tau_{\text{дисс}} \approx \tau_{\text{ион}}$ (момент времени протекания лавинной ионизации), при бóльших скоростях соотношение станет $\tau_{\text{дисс}} < \tau_{\text{ион}}$, и концентрация электронов не будет превышать равновесного значения в зоне релаксации. Однако в данной работе применяется очень простая модель диссоциации, не учитывающая возбуждение колебательных степеней свободы молекул и переход энергии между разными степенями свободы, и она может давать ошибки при различных параметрах газа. Если более точная модель диссоциации молекул предсказывает более длительную диссоциацию (то есть большие величины $\tau_{\text{дисс}}$), это могло бы объяснить повышенную электронную концентрацию на всем протяжении пробки за фронтом ударной волной.

При проведении расчетов течения воздуха за сильными ударными волнами были получены различные результаты по электронным концентрациям и интенсивности излучения для ударных труб разных диаметров при одинаковых условиях экспериментов. Это связано с различной оптической толщиной пробки нагретого газа в УТ различного диаметра. Этот вывод подтверждает предположение в [33]. В ударных трубах разных размеров измеряемые значения N_e и интенсивности излучения могут различаться.

В данной работе проводится сравнение интенсивности излучения линии кислорода с длиной волны $\lambda = 777.3$ нм в эксперименте Горелова [41] с рассчитанной в данной работе интенсивностью. Интенсивность излучения измерялась для того, чтобы изучить влияние ионизации на излучение. Излучение на этой длине волны было выбрано потому, что кислород быстрее достигает квазистационарных значений за ударной волной, чем азот, а данная линия излучает достаточно интенсивно для её регистрации. Сравнение производится при скорости ударной волны $V = 11$ км/с. Заселенности возбужденных уровней и температура были взяты в точках $l = 1.5$ и 3 см. В эксперименте спектральная интенсивность линии $J_\lambda = (0.875-1) \cdot 10^6 \pm 10\%$ Вт/(см⁴ ср) (измерялась при $l = 3$ см, здесь интенсивность излучения I [Вт/см² ср] была поделена на диаметр ударной трубы, равный 4 см, и спектральное разрешение спектрометра $\Delta\lambda = 1.3$ нм). Расчетное значение Горелова – $1.77 \cdot 10^6$ Вт/(см⁴ ср), расчетное значение в данной работе при $l = 1.5$ см равно $5.9 \cdot 10^5$ Вт/(см⁴ ср), при $l = 3$ см

равно $2.5 \cdot 10^5$ Вт/(см⁴ ср). Учитывая то, что погрешность в измерении скорости ударной волны в 1–2 % даёт разброс в излучении вплоть до 50 % (как было показано выше), а погрешность измерения интенсивности излучения в линиях составляет величину ~ 10 %, то минимальное значение спектральной интенсивности J_λ с учетом погрешности принимает значение равное $5.5 \cdot 10^5$ Вт/(см⁴ ср), что является довольно близким значением к расчетному при $l = 1.5$ см и в два раза бóльшим, чем расчетное значение при $l = 3$ см. Согласие между экспериментальными и расчетными данными можно считать хорошим. Учитывая то, что температура в середине пробки в произведенных расчетах равна около 9000 К, а экспериментально измеренная равна приблизительно 20000 К, при этом интенсивности излучения линии кислорода ($\lambda = 777.3$ нм) и в расчетах, и в эксперименте можно считать близкими, поднимается вопрос в связи с сильным различием полученных температур. Кажется сомнительной температура равная 20000 К, поскольку при таких условиях интенсивность излучения должна была быть значительно выше.

Одними из последних экспериментальных работ, посвященных изучению обтекания тел воздушным потоком со скоростями около второй космической, являются работы, проведенные в трубе X2 Центра Гиперзвука Университета Квинсленд в Австралии [42]. Ряд экспериментов приведен в работе [87]. В данной работе приводятся сравнения расчетов с данными приведенными в [88]. В этой работе поток воздуха с энтальпией равной 74.5 МДж/кг обтекает плоскую модель длиной 90 мм и шириной 25 мм. Данные условия соответствуют скорости полёта аппарата 12.2 км/с и плотности набегающего воздуха равной 10^{-3} кг/м³. В эксперименте спектрометр, измеряющий вакуумный ультрафиолет (VUV, диапазон длин волн $\lambda = 116$ –185 нм) был вмонтирован в поверхность обдуваемого образца и измерял интенсивность излучения в точке торможения. Спектрометр, снимающий спектр в ближнем инфракрасном диапазоне (NIR, $\lambda = 695$ –880 нм), был установлен сбоку для измерения вдоль поверхности модели. Схематически установка изображена на рис. 4.20. Данные, полученные от этих спектрометров, были использованы для нахождения концентраций атомов, ионов и электронов (N, O, N⁺, O⁺, e⁻), а также температуры. В работе [88] были проведены сравнения экспериментальных данных с численными расчетами равновесной модели с помощью кода PIGOT и расчетами решателя URANUS [89]. URANUS – код, решающий задачу обтекания в двумерной

постановке с помощью уравнений Навье-Стокса для 11-ти компонентной смеси воздуха, учитывающий 47 реакций и использующий шести-температурную модель.

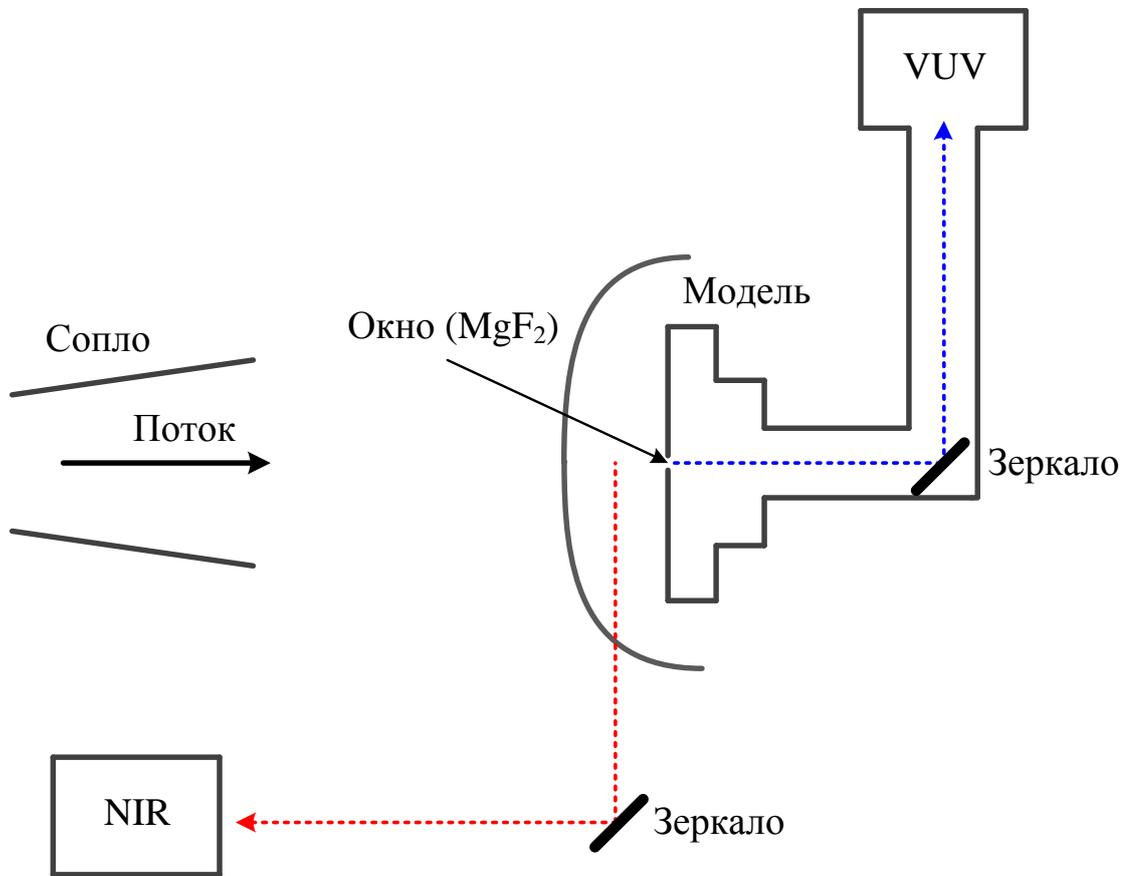


Рисунок 4.20 — Схематический рисунок установки X2

Параметры воздуха на выходе из сопла, взятые для проведения расчета в данной работе, приведены в табл. 13 в столбце со знаком « ∞ », параметры за скачком уплотнения после полной диссоциации приведены в столбце «После диссоциации».

Таблица 13 — Параметры газа эксперимента

	∞	После диссоциации
V , м/с	11975	1695
p , Па	870	134625
ρ , кг/м ³	$1.09 \cdot 10^{-3}$	$7.68 \cdot 10^{-3}$
T , К	2800	30645
M	11.3	0.313

Расчеты в данной работе были проведены с учетом радиационного охлаждения. Изменение скорости U потока к стенке было задано так, что вблизи

стенки U приближается к нулю, таким образом, кинетическая энергия газа частично переходит в тепловую и внутреннюю энергию газа. Поскольку давление в слое за ударной волной высокое $p \approx 145$ кПа, газ является оптически плотным, поэтому в рассматриваемом слое шириной 7 мм параметры за ударной волной не сильно отклоняются от равновесных значений. В данной работе были рассчитаны параметры равновесия для начальных условий эксперимента: $p_p = 146130$ Па, $\rho_p = 1.61 \cdot 10^{-2}$ кг/м³, $T_p = 13245$ К.

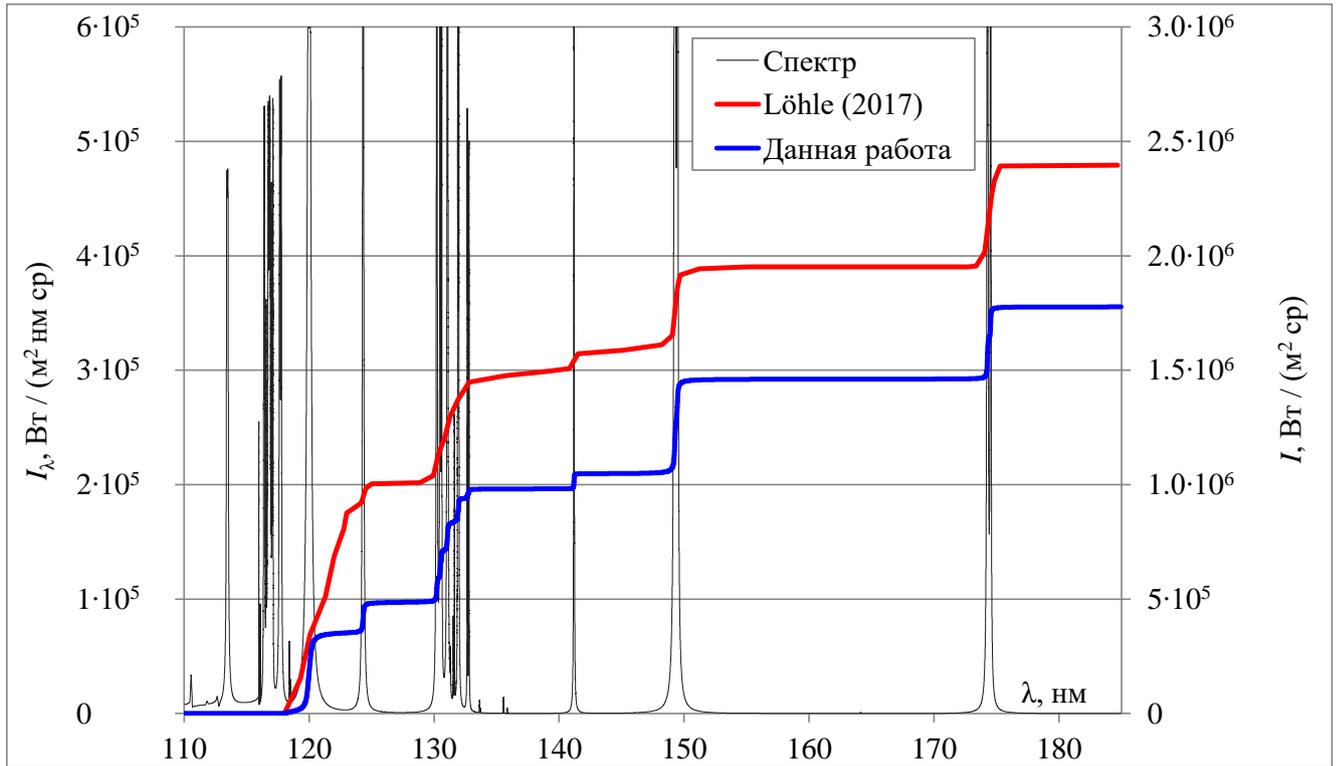


Рисунок 4.21 — Сравнение интегральной интенсивности излучения

На рис. 4.21 приведен рассчитанный в данной работе спектр и интегральная интенсивность излучения, накапливающая свое значение в интервале длин волн $\lambda = 118\text{--}185$ нм, измеренная в работе [88] (красная линия), и рассчитанная в данной работе (синяя линия). Рассчитанная интегральная интенсивность получилась на 26 % ниже измеренной, что представляет хорошее согласие данных. Стоит отметить, что в [88] также регистрировался спектр алюминия и углерода, который исключали при обработке измеренных данных. Различие в интегральной интенсивности излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 120\text{--}124$ нм, возможно, связано со сложностью учета спектра алюминия и углерода в этом интервале. На рис. 4.22а и 4.22б приведены измеренные спектры (красная линия) и рассчитанный спектр с учетом влияния аппаратной функции спектрометра (синяя

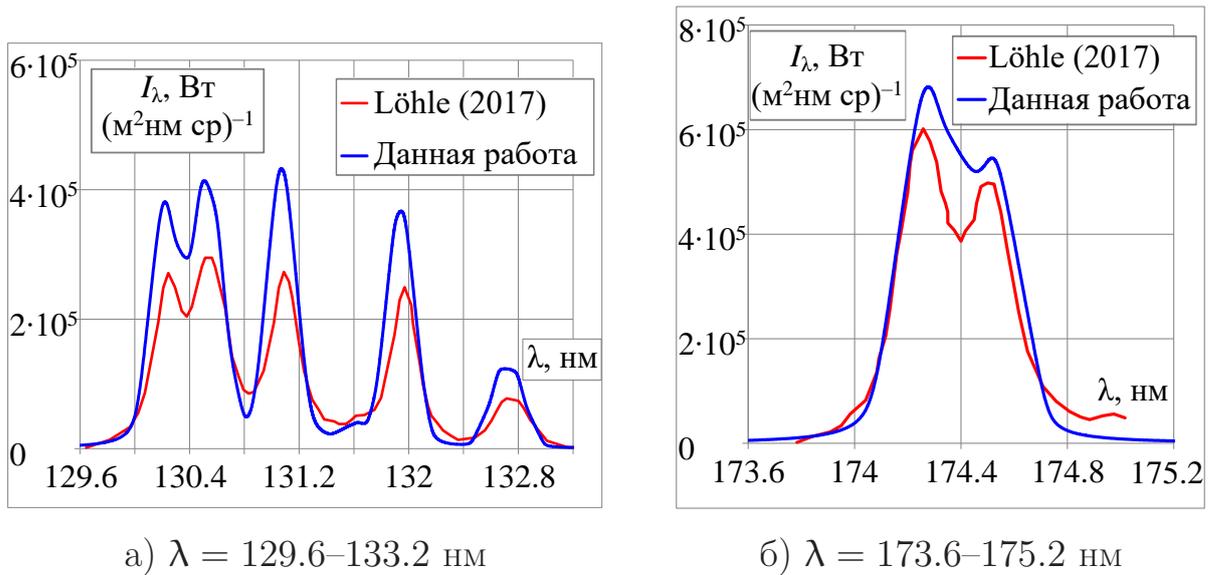


Рисунок 4.22 — Сравнение измеренного и рассчитанного спектра

линия) в двух диапазонах спектра. На данных рисунках видно, что расчетная спектральная интенсивность излучения в целом повторяет форму измерений и несколько превышает их. Однако на рис. 4.21 измеренная интегральная интенсивность излучения в районе $\lambda = 174$ нм превышает расчетный. Возможно, это связано с излучением алюминия и углерода, которое присутствует вблизи данной длины волны.

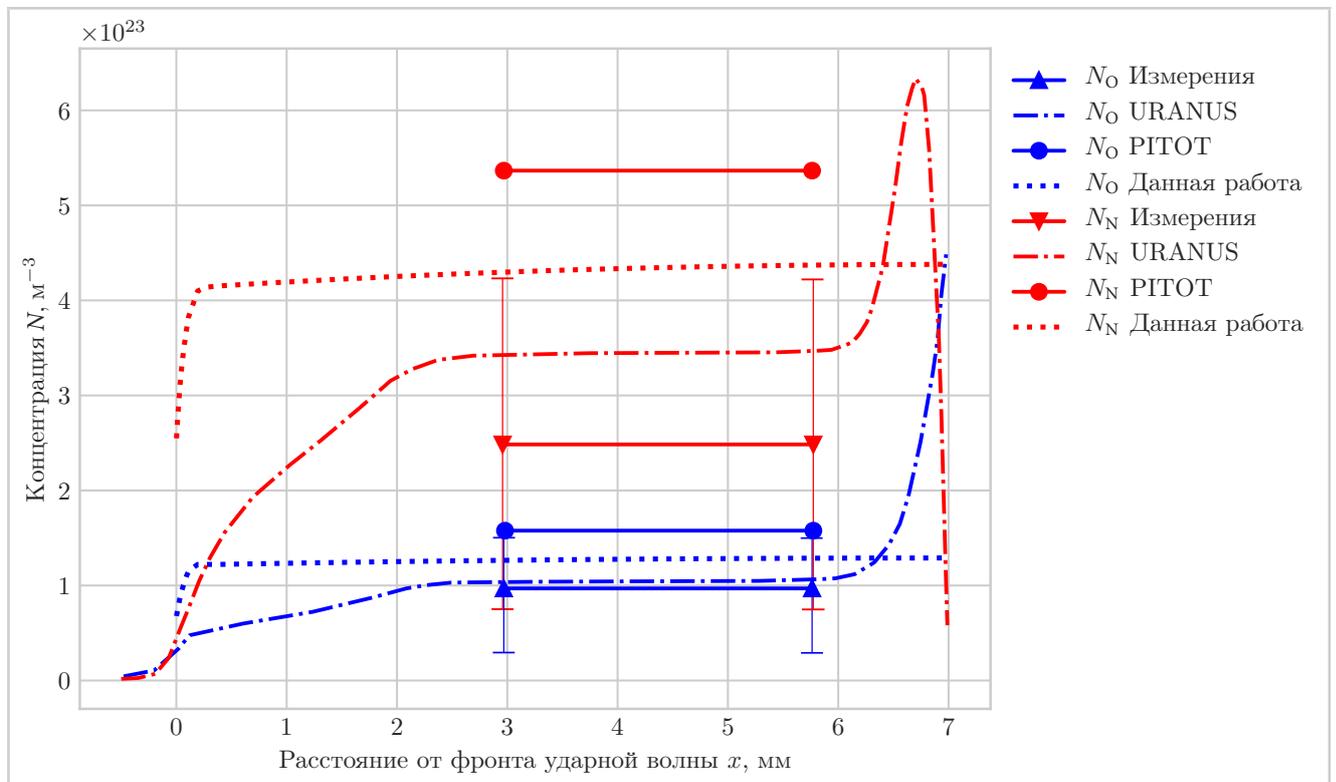


Рисунок 4.23 — Концентрация атомов вдоль критической линии тока

На рис. 4.23 представлены измеренные концентрации азота N и кислорода O с соответствующими погрешностями в зависимости от расстояния от фронта ударной волны. Также приведены значения, полученные с помощью программы URANUS, рассчитывающей неравновесное течение, и равновесные значения, полученные с помощью PITOT [88]. Результаты, полученные в данной работе представлены кривыми из точек. Для азота расчетные равновесные значения (PITOT) превышают измеренную концентрацию в два раза, а расчеты по программе с неравновесным обтеканием (URANUS) на 30 %. В [88] большая погрешность измерения концентрации азота (70 %) объясняется тем, что неопределенность в ширине спектральных линий сильно влияет на определение концентрации основного состояния. Результаты данной работы превышают измеренные на 75 % (в области близкой к равновесию), что несколько превышает рамки погрешностей. В случае кислорода применялся другой метод определения концентрации, что позволило определить её более точно. Соответствие данных URANUS и измерений очень хорошее, в то время как данные PITOT превышают измеренные значения на 60 %. Результаты данной работы превышают измеренные значения концентрации кислорода на 30 %, что укладывается в погрешность измерений (50 %). Сравнения проводились в области с условиями близкими к равновесию.

На рис. 4.24 представлены измеренные концентрации ионов азота N^+ , ионов кислорода O^+ и электронов e^- с соответствующими погрешностями (полоса охватывает значение величин от нижнего до верхнего предела погрешностей) в зависимости от расстояния от фронта ударной волны. Также приведены неравновесные значения, полученные с помощью URANUS, и равновесные значения, полученные с помощью PITOT [88]. Результаты, полученные в данной работе представлены кривыми из точек. Измерения в области $x = 0-3$ мм являются спорными, поскольку здесь предполагалось равновесие по уравнению Саха-Больцмана, что, возможно, не выполняется в данной области. Здесь также сравнения проводятся в области близкой к равновесию. Расчетные данные довольно хорошо согласуются между собой. Для всех частиц расчеты по коду PITOT превышают значения URANUS и данной работы. Результаты данной работы превышают результаты расчета URANUS на 7 %. Соотношения концентраций заряженных частиц всех расчетов довольно хорошо согласуются. Расчеты находятся в рамках измеренных погрешностей. Экспериментальные

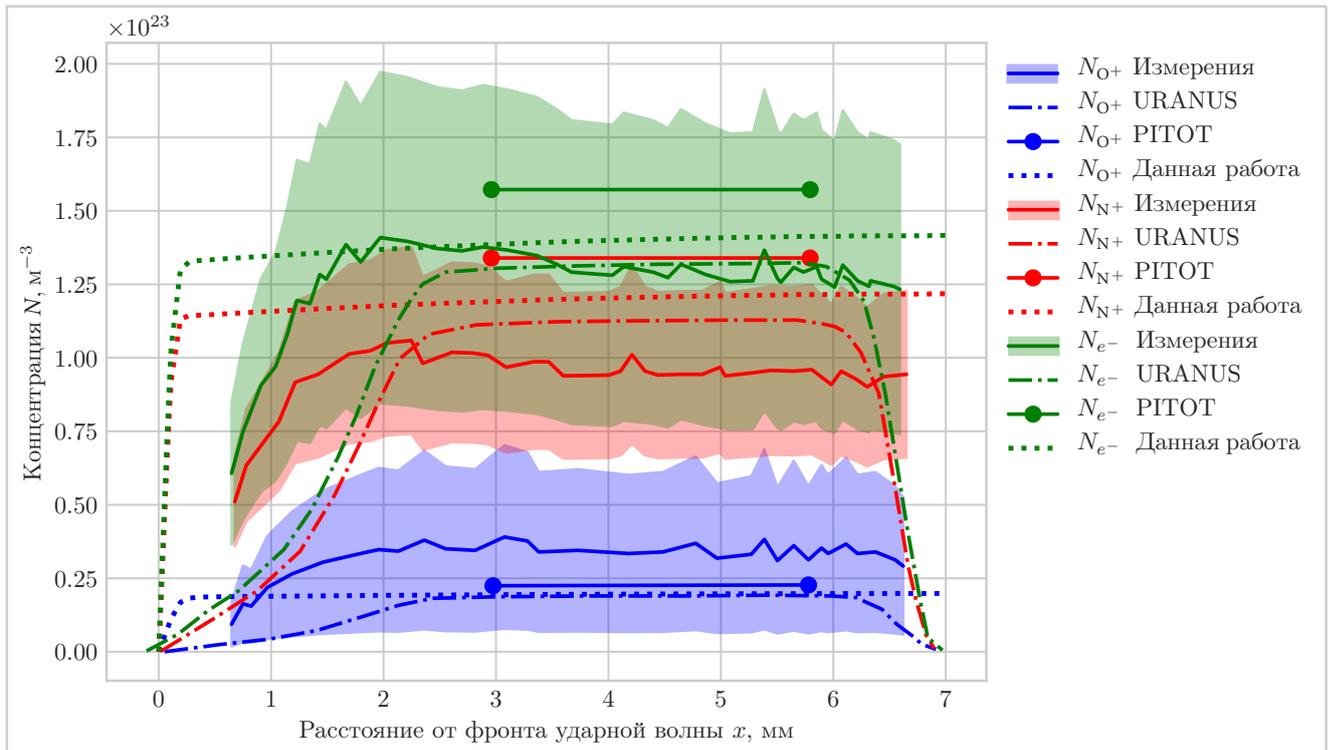


Рисунок 4.24 — Концентрация электронов и ионов вдоль критической линии тока

значения концентраций ионов кислорода превышают расчетные значения, в то время как для ионов азота наблюдается обратная картина.

На рис. 4.25 и 4.26 представлены температуры возбуждения электронных состояний T_{exc} атомов азота и кислорода, полученные из эксперимента различными способами, а также расчетные данные электронной температуры из [87; 88] и полученные в данной работе. Температура возбуждения T_{exc} определялась из измеренных данных в ближнем инфракрасном (NIR, синяя линия) и вакуумном ультрафиолетовом (VUV, зеленая линия) спектре с помощью определения излучения абсолютно черного тела (АЧТ). Поскольку функция Планка при определенной температуре T имеет однозначную форму зависимости интенсивности излучения от длины волны и описывает, таким образом, излучение АЧТ, то зная, что линии перепоглощаются в ударном слое и обрезаются функцией Планка, можно определить температуру возбуждения излучающего газа. Помимо определения T_{exc} по функции Планка, температура возбуждения была определена по концентрации возбужденных состояний из предположения заселенности по распределению Больцмана относительно концентраций атомов азота N_N и кислорода N_O (красная линия). Для вычисления использовалась формула 2.1. Штрих-пунктирной кривой обозначена электронная температура,

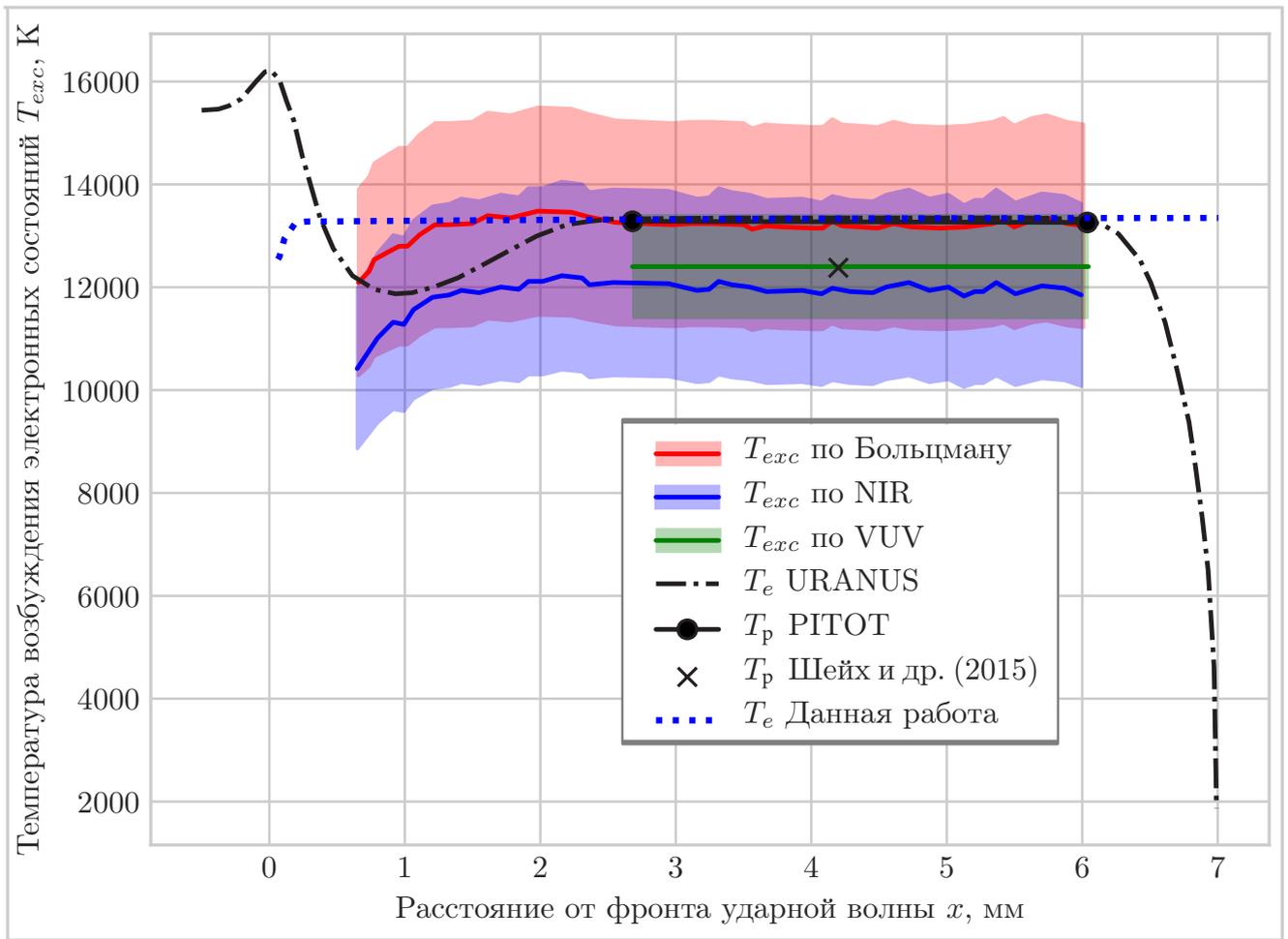


Рисунок 4.25 — Температура возбуждения T_{exc} атомов азота вдоль критической линии тока

рассчитанная URANUS [88], черным отрезком с круглыми маркерами – равновесный расчет PITOT [88], крестом обозначен равновесный расчет Шейха [87], T_e , посчитанная в данной работе, обозначена синей кривой из точек.

На данных рисунках расчеты URANUS, PITOT и расчеты, проведенные в данной работе, очень хорошо согласуются в области близкой к равновесию, и температура равна $\sim 13250\text{--}13350$ К. Равновесная температура, рассчитанная Шейхом, примерно на 1000 градусов меньше. Экспериментальные значения температуры возбуждения варьируются от 12000 до 14000 К. Однако расчетные температуры лежат в пределах погрешностей всех экспериментальных данных, полученным по разным методам (по Больцману, по NIR, по VUV), которые пересекаются между собой.

В целом, согласие расчетных и экспериментальных данных с результатами, полученными в данной работе, хорошее и говорит о том, что представленная модель подходит для расчета подобных задач.

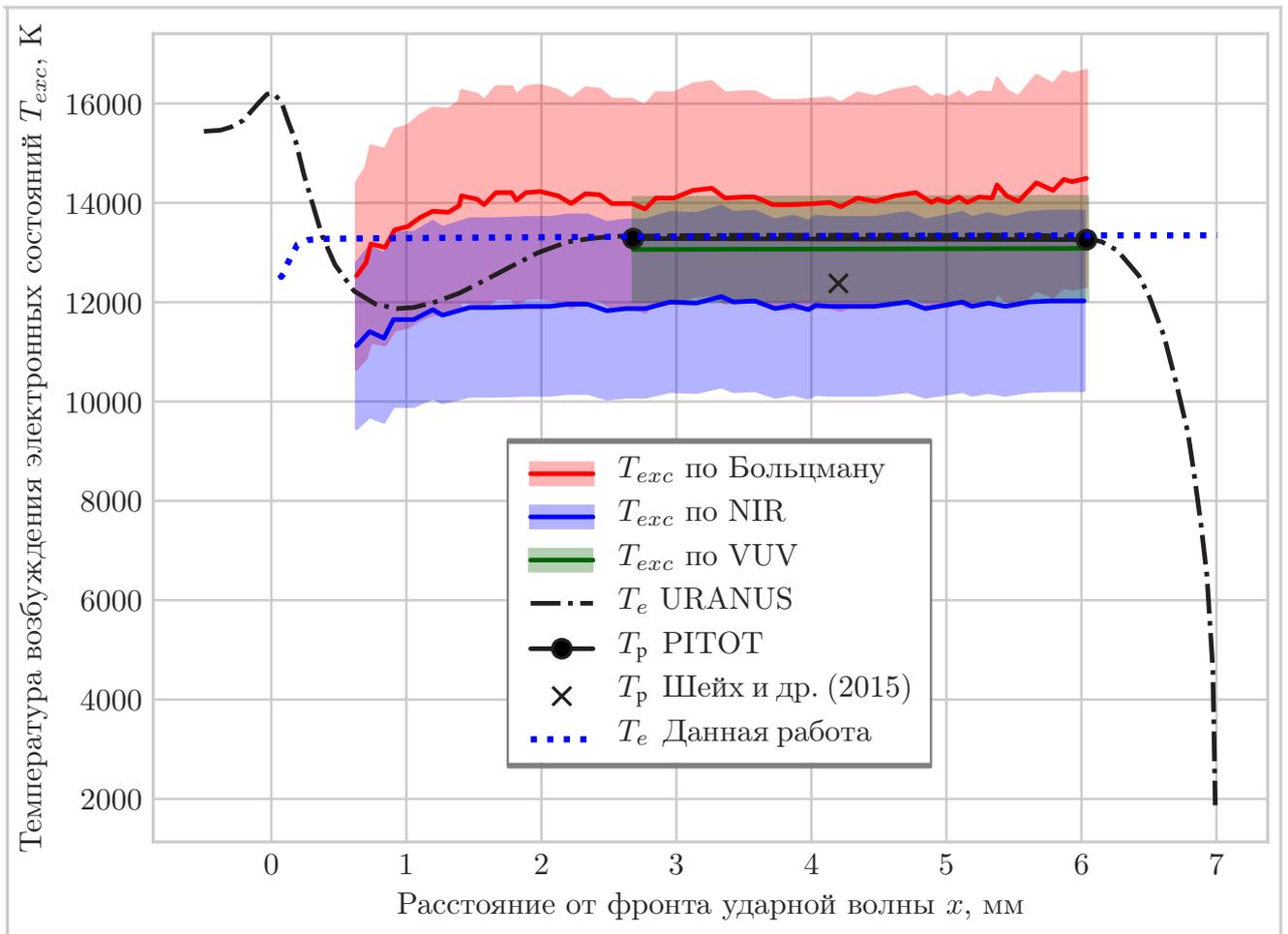


Рисунок 4.26 — Температура возбуждения T_{exc} атомов кислорода вдоль критической линии тока

В последнее время в НИИ Механики МГУ проводятся экспериментальные исследования в ударных трубах при высоких скоростях УВ [90–93]. Сравнение с этими данными будет проведено позднее.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработана поуровневая радиационно-столкновительная модель высокотемпературного воздуха для расчета кинетики заселения возбужденных электронных состояний атомов и расчета интенсивности и спектрального состава излучения за сильными ударными волнами ($V > 9$ км/с).
2. Выбраны физико-химические реакции и компоненты газа для радиационно-столкновительной модели высокотемпературного воздуха используемой при расчете интенсивности и спектрального состава излучения атомарных компонентов за сильными ударными волнами ($V > 9$ км/с) и лучистых тепловых потоков к спускаемым аппаратам, входящим в атмосферу Земли со второй космической скоростью. Модель основана на рассмотрении поуровневой кинетики возбуждения электронных состояний атомов.
3. С использованием радиационно-столкновительной модели разработаны метод, алгоритм и компьютерный код для численного моделирования процессов ионизации, излучения, переноса излучения и определения лучистых тепловых потоков за сильными ударными волнами и около спускаемых аппаратов при неравновесном протекании рассматриваемых процессов с учетом радиационного охлаждения ударного слоя или высокотемпературной пробки в ударной трубе.
4. Валидация вновь разработанной поуровневой радиационной модели высокотемпературного воздуха для условий равновесного протекания физико-химических процессов проводилась путем сравнения расчетных величин лучистых тепловых потоков с данными летных экспериментов американского спускаемого аппарата Аполлон-4 и летного демонстратора FIRE-II. В случае неравновесного протекания физико-химических процессов за фронтом ударной волны для валидации использовались экспериментальные данные, полученные в ударных трубах. Проведенные численные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

5. Сравнение результатов численных расчетов лучистого теплообмена СА и интенсивности излучения за сильными ударными волнами с результатами, полученными другими авторами, показали их удовлетворительное согласие.
6. Проведенные исследования показали:
 - а) для СА больших размеров (американский Орион или перспективный российский Федерация) в области максимального лучистого нагрева применима модель равновесного излучения. Достаточную точность расчета интенсивности излучения ударного слоя таких СА, входящих в атмосферу со 2-й космической скоростью, дает аппроксимационная групповая модель;
 - б) важным преимуществом разработанной модели, основанной на рассмотрении поуровневой кинетики возбуждения электронных состояний атомов, является совместное рассмотрение процессов возбуждения, ионизации и излучения. При этом задание констант скоростей ионизации электронным ударом для каждого отдельного возбужденного уровня атомов более детально моделирует механизм ионизации в сильнонагретом атомарном газе, по сравнению с заданием единственной константы скорости ступенчатой ионизации атомарного газа;
 - в) разработанная модель и программный код в данной работе затрачивают значительные вычислительные мощности. Необходимы упрощения модели в том числе: сокращения количества возбужденных состояний (группировка их в некоторые эффективные состояния), сокращения количества излучательных линий до наиболее значимых, а также сокращения точек для спектральной сетки. Дальнейшее развитие модели позволит использовать радиационно-столкновительную модель в задачах двух- и трехмерного обтекания аппаратов, входящих в атмосферу Земли со второй космической скоростью;
 - г) расчеты течения воздуха за сильными ударными волнами показывают, что в ударных трубах разных диаметров при одинаковых условиях проведения экспериментов (V и p) могут

быть получены различные результаты по концентрации электронов и интенсивности излучения. Это связано с различной оптической толщиной пробки нагретого газа в УТ различного диаметра и различными потерями энергии газа за счет радиационного охлаждения.

Автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю, д.т.н, Г. Н. Залогину за поддержку, помощь в подготовке работы, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор благодарит В. И. Власова за помощь в работе, ценные советы и обсуждение результатов. Автор также признателен В. В. Луневу, Ю. М. Липницкому, Р. В. Ковалёву, Б. А. Землянскому, В. А. Пугачёву за участие в обсуждении работы, сделанные замечания и советы.

Список сокращений и условных обозначений

- a_0 – боровский радиус;
 b_ν – функция распределения профиля Фойгта;
 c – скорость света или массовая доля, если присутствует нижний индекс частицы;
 e – заряд электрона, также внутренняя энергия газа;
 f_{ij} – сила осциллятора линейчатого перехода;
 g – кратность вырождения уровня;
 h – удельная энтальпия, также постоянная Планка;
 j_ν – спектральный коэффициент излучения;
 k – отношение плотности набегающего потока к плотности за скачком уплотнения;
 k_B – постоянная Больцмана;
 k_{ij}, k_{ic} и т. п. – константы скоростей реакций;
 l – орбитальное квантовое число;
 m – масса;
 n – главное квантовое число;
 p – давление;
 p_∞ – давление перед ударной волной;
 q – тепловой поток;
 q_r – лучистый тепловой поток;
 q_c – конвективный тепловой поток;
 t – время;
 v – скорость частицы;
 x – координата;
 B_ν – функция Планка;
 E – энергия;
 E_f – энергия образования;
 E_i – энергия возбужденного состояния i ;
 E_k – кинетическая энергия;
 E_H – энергия ионизации водорода;
 $E_{\text{ион}}$ – энергия ионизации;
 G_n – обобщенный экспоненциальный интеграл порядка n ;

- H – высота над уровнем моря;
 I – интенсивность излучения;
 I_ν – спектральная интенсивность излучения;
 J – число полного углового момента;
 J_ν – спектральный лучистый поток;
 K_p – константа равновесия;
 L – число суммарного орбитального момента, также толщина слоя;
 M – число Маха;
 $M_{\text{возд}}$ – молярная масса воздуха;
 M_e – молярная масса электрона;
 N – концентрация;
 N_e – концентрация электронов;
 N_h – концентрация тяжелых частиц;
 N_i – концентрация частиц сорта i ;
 N_+ – концентрация ионов;
 R – радиус;
 Re – число Рейнольдса;
 S – число суммарного спинового момента;
 S_ν – спектральный поток энергии;
 T – температура, поступательная температура газа;
 T_e – электронная температура;
 T_h – температура тяжелых частиц;
 U – скорость потока;
 V – скорость ударной волны, скорость космического аппарата;
 Q_s – статистический вес частиц сорта s ;
 Z – зарядовое число;
 α – угол атаки, коэффициент отражения, постоянная тонкой структуры;
 α_ν^{ff} – спектральный коэффициент истинного тормозного поглощения;
 γ – показатель адиабаты;
 γ_s – полуширина штарковского уширения;
 δ^* – толщина пограничного слоя;
 $\delta_{\text{хим}}$ – толщина зоны релаксации в ударном слое;

- κ_ν – спектральный коэффициент поглощения;
 λ – длина волны;
 ν – частота фотона;
 ρ – плотность;
 σ – сечение реакции;
 τ – характерное время процесса;
 Λ – кулоновский логарифм;
 Ω – телесный угол;
 A_{ji} – коэффициент Эйнштейна;
 \mathcal{E}_n – Экспоненциальный интеграл порядка n ;
 \mathcal{R} – универсальная газовая постоянная;
ВКА – возвращаемый космический аппарат;
КА – космический аппарат;
ЛТР – локальное термодинамическое равновесие;
СА – спускаемый аппарат;
УВ – ударная волна.

Нижние индексы:

- c – конвективный;
consumed – поглощенный;
 e – электронный;
eff – эффективный;
 h – тяжелый;
incident – падающий;
min, max – минимальный, максимальный;
 r – излучательный;
 s – сорт;
thresh – пороговый;
total – полный;
 w – стенка;
 D – Доплер;
 S – Штарк;
 V – Фойгт;
 p – равновесие;
 sp – среднее;

- 0 – основной, центральный;
- + – ионный.

Верхние индексы:

- ai* – associative ionization, ассоциативная ионизация;
- bb* – bound-bound, связанно-связанный;
- bf* – bound-free, связанно-свободный;
- d* – dissociation, диссоциация;
- dr* – dissociative recombination, диссоциативная рекомбинация;
- e* – electron, электронный удар;
- ec* – elastic collision, упругий удар;
- ef* – exchange forward, прямая обменная реакция;
- er* – exchange reverse, обратная обменная реакция;
- ff* – free-free, свободно-свободный;
- h* – heavy, удар тяжелой частицей;
- p* – photon, излучение;
- r* – recombination, рекомбинация.

Список цитируемой литературы

1. *Каменщиков, В. А.* Радиационные свойства газов при высоких температурах / В. А. Каменщиков, Ю. А. Пластинин, В. М. Николаев, Л. А. Новицкий. — М. : Машиностроение, 1971.
2. *Авилова, Н. В.* Оптические свойства горячего воздуха / Н. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев и др. — М. : Наука, 1970. — С. 320.
3. *Анфимов, Н. А.* Лучисто-конвективный теплообмен и теплозащита космических аппаратов, спускаемых на поверхность Земли и других планет солнечной системы. Проблемы механики и теплообмена в космической технике / Н. А. Анфимов, А. Н. Румынский ; под ред. О. М. Белоцерковского. — М. : Машиностроение, 1982. — С. 272.
4. *Белоцерковский, О. М.* Обтекание и радиационный нагрев затупленных тел, движущихся под углом атаки $\alpha \geq 0^\circ$. Проблемы механики и теплообмена в космической технике / О. М. Белоцерковский, В. Н. Фомин ; под ред. О. М. Белоцерковского. — М. : Наука, 1982. — С. 272.
5. *Боголепов, В. В.* Расчет течения невязкого излучающего газа около тупоносого тела / В. В. Боголепов, Ю. Г. Елькин, В. Я. Нейланд // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1972. — № 4.
6. *Биберман, Л. М.* Радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела / Л. М. Биберман, С. Я. Бронин, А. Н. Лагарьков // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1972. — № 5.
7. *Карасев, А. Б.* Теплообмен при гиперболических скоростях полета: физическая модель, теоретическое и экспериментальное исследование / Проблемы механики и теплообмена в космической технике / А. Б. Карасев, Т. В. Кондранин ; под ред. О. М. Белоцерковского. — М. : Машиностроение, 1982. — С. 272.
8. *Бреев, И. М.* Обтекание затупленных тел вязким излучающим газом / И. М. Бреев, Ю. П. Головачев, Ю. П. Лунькин, Ф. Д. Попов // Журнал вычисл. Математики и мат. Физики. — 1970. — Т. 10, № 5.

9. *Anderson Jr., J. A.* Обзор исследований излучающего сжатого слоя с инженерной точки зрения / J. A. Anderson Jr. // Ракетная техника и космонавтика. — 1969. — Т. 7, № 9. — С. 3–17.
10. *Park, C.* Measurement of Ionic Recombination Rate of Nitrogen / C. Park // AIAA Journal. — 1968. — Vol. 6, no. 11. — P. 2090–2094.
11. *Лосев, С. А.* Модель физико-химической кинетики за фронтом очень сильной ударной волны в воздухе / С. А. Лосев, В. Н. Макаров, М. Ю. Погосбемян // Механика жидкости и газа. — 1995. — № 2.
12. *Park, C.* Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics / C. Park. — 1990.
13. *Park, C.* Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions. I. Earth Entries / C. Park // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 1993. — Vol. 7, no. 3.
14. *Зельдович, Я. Б.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. — М. : Наука, 1966.
15. *Суржиков, С. Т.* Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Многотемпературные модели / С. Т. Суржиков. — М. : Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 2013. — 706 с.
16. *Surzhikov, S. T.* Radiative and Convective Heating of ORION Space Vehicles at Earth Orbital Entries / S. T. Surzhikov, J. S. Shang // 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Conference Paper. — 2011. — Jan.
17. *Surzhikov, S. T.* Prediction of Non-Equilibrium Radiation for Re-Entry Conditions / S. T. Surzhikov, O. Rouzand, T. Soubrie, V. Gorelov, A. Kireev // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 2006-1188. — Reno, Nevada, 2006. — Sept.
18. *Суржиков, С. Т.* Оптические свойства газов и плазмы / С. Т. Суржиков. — М. : Из-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. — 576 с.
19. *Surzhikov, S. T.* Influence of Atomic Lines on Radiative Heating of Entering Space Vehicles / S. T. Surzhikov, J. S. Shang // 42nd AIAA Thermophysics Conference, AIAA 2011-3628. — Honolulu, Hawaii, 2011. — 27-30 June.
20. *Laux, C. O.* Ionization mechanisms in two-temperature air plasmas / C. O. Laux, Y. Lan, D. M. Packan, R. J. Gessman, L. Pierrot, C. H. Kruger // AIAA Paper 99-3476. — 1999.

21. *Ralchenko, Y.* NIST Atomic Spectra Database, Version 3.1.0 / Y. Ralchenko // National Institute of Standards and Technology (NIST) Physics Lab. — 1999. — <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
22. *Scharfman, W. E.* Use of ion probes in supersonic plasma flow / W. E. Scharfman, W. C. Taylor // AIAA Journal. — 1970. — Vol. 8, no. 6.
23. *Hash, D.* Fire-II Calculations for Hypersonic Nonequilibrium Aerothermodynamics Code Verification: DPLR, LAURA and US3D / D. Hash, J. Olejnicza, M. Wright, D. Prabhu, M. Pulsonetti, B. Hollis, P. Gnoffo, M. Barnhardt, I. Nonpelis, G. Candler // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 2007-605. — Reno, Nevada, 2007. — Aug.
24. *Горелов, В. А.* Неравновесные ионизационные процессы за сильными ударными волнами при высоких скоростях их распространения в воздухе / В. А. Горелов, А. Ю. Киреев, С. В. Шиленков // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2007. — Т. 5. — <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2007-02-05-001.pdf>.
25. *Johnston, C. O.* Nonequilibrium Shock-Layer Radiative Heating for Earth and Titan Entry / C. O. Johnston // PhD. — 2006.
26. *Bultel, A.* Collisional-radiative model in air for earth re-entry problems / A. Bultel, B. Cheron, A. Bourdon, O. Motapon, I. Schneider // Physics of Plasmas. — 2006. — Nov. — Vol. 13, no. 4.
27. *Panesi, M.* Collisional-radiative modeling in flow simulations / M. Panesi, T. Magin, A. Bourdon, A. Bultel, O. Chazot, Y. Badon // RTO-NATO. — 2008.
28. *Tayal, S. S.* Cross Sections for Electron Impact Excitation of Astrophysically Abundant Atoms and Ions / S. S. Tayal // NASA LAW. — 2006. — Feb.
29. *Frost, R. M.* Calculated cross sections and measured rate coefficients for electron-impact excitation of neutral and singly ionized nitrogen / R. M. Frost // Journal of Applied Physics. — 1998. — Sept. — Vol. 84, no. 6. — P. 2989–3003.
30. *Tayal, S. S.* Collisions of electrons with atomic oxygen: current status / S. S. Tayal // Canadian Journal of Physics. — 2005. — Vol. 83. — P. 589–616.
31. *Zatsarinny, O.* R-matrix calculation with non-orthogonal orbitals for electron-impact excitation of atomic oxygen / O. Zatsarinny // Journal of Physics B. — 2002. — Vol. 35. — P. 241–253.

32. *Tayal, S. S.* Accurate cross sections for excitation of resonance transitions in atomic oxygen / S. S. Tayal // Journal of Geophysical Research. — 2004. — Vol. 109.
33. *Прутько, К. А.* Возбуждение электронных состояний и ионизация атомов за сильными ударными волнами в воздухе / К. А. Прутько, В. И. Власов, Г. Н. Залогин // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2014. — Т. 15, № 4.
34. *Прутько, К. А.* Влияние излучения атомов на лучистый теплообмен аппаратов при входе их в атмосферу со второй космической скоростью / К. А. Прутько, В. И. Власов, Г. Н. Залогин, Д. А. Чураков // Космонавтика и ракетостроение. — Королев, 2013. — 1 (70).
35. *Прутько, К. А.* Моделирование излучения высокотемпературного воздуха при входе спускаемых аппаратов со второй космической скоростью / К. А. Прутько // Труды Московского Физико-Технического Института. — 2014.
36. *Прутько, К. А.* Излучение газа за сильными ударными волнами с учетом неравновесных процессов ионизации / К. А. Прутько // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2016. — Т. 17, № 3.
37. *Johnston, C. O.* A Comparison of EAST Shock-Tube Radiation Measurements with a New Air Radiation Model / C. O. Johnston // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Conference Paper. — 2008. — Jan.
38. *Биберман, Л. М.* Состояние газа за фронтом сильной ударной волны / Л. М. Биберман, И. Т. Якубов // Теплофизика высоких температур. — 1965. — Т. 3, № 3.
39. *Железняк, М. Б.* Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе / М. Б. Железняк, Ф. Х. Мнацаканян // Теплофизика высоких температур. — 1968. — Т. 6, № 3.
40. *Wilson, J.* Ionization rate of air behind high speed shock waves / J. Wilson // Physics of Fluids. — 1966. — Vol. 9.
41. *Gorelov, V. A.* Ionization particularities behind intensive shock waves in air at velocities of 8-15 km/s / V. A. Gorelov, L. A. Kildushova, A. Y. Kireev // AIAA Paper 94-2051. — 1994.

42. *Morgan, R.* Superior orbital expansion tubes / R. Morgan // 21st international symposium on shock waves. — 1997. — July.
43. *Gnoffo, P. A.* Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium / P. A. Gnoffo, R. N. Gupta, J. L. Shin // NASA TR. — 1989.
44. *Власов, В. И.* Лучисто-конвективный теплообмен спускаемых аппаратов / В. И. Власов, Г. Н. Залогин, В. В. Лунев, Д. А. Чураков // Электронный журнал «Физико-химическая кинетика в газовой динамике». — 2012. — Т. 13, № 1. — <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2012-02-16-001.pdf>.
45. *Власов, В. И.* Лучисто-конвективный теплообмен спускаемого аппарата с разрушаемой тепловой защитой / В. И. Власов, Г. Н. Залогин, Р. В. Ковалев, Д. А. Чураков // Электронный журнал «Физико-химическая кинетика в газовой динамике». — 2012. — Т. 13, № 2. — <http://www.chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/306/>.
46. *Balakrishnan, A.* Radiative Viscous-Shock-Layer Analysis of Fire, Apollo and PAET Flight Data / A. Balakrishnan, C. Park, M. J. Green // AIAA Paper 85-1064. — 1985.
47. *Greendyke, R. B.* Convective and Radiative Heat Transfer Analysis for the Fire-II Forebody / R. B. Greendyke, L. C. Hartung // Journal of Spacecraft and Rockets. — 1994. — Vol. 31.
48. *Olynick, D. R.* Comparison of Coupled Radiative Flow Solutions with Project Fire-II Flight Data / D. R. Olynick, W. D. Henline, L. H. Chambers, G. V. Candler // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 1995. — Vol. 9, no. 4.
49. Конвективный теплообмен летательных аппаратов / под ред. докт. техн. наук Б. А. Землянского. — ФИЗМАТЛИТ, 2013.
50. *Пиллюгин, Н. Н.* Динамика ионизованного излучающего газа / Н. Н. Пиллюгин, Г. А. Тирский. — М. : Московского университета, 1989.
51. *Whiting, E. E.* An Empirical Approximation to the Voigt Profile / E. E. Whiting // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. — 1968. — Vol. 8.
52. *Liu, Y.* Simple Empirical Analytical Approximation to the Voigt Profile / Y. Liu // Journal of the Optical Society of America B. — 2001. — Vol. 18.

53. *Wilson, K. H.* Spectral Absorption Coefficients of Carbon, Nitrogen and Oxygen Atoms / K. H. Wilson, W. E. Nicolet // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. — New York, London, 1967. — Vol. 7.
54. *Griem, H. R.* Spectral Line Broadening by Plasmas / H. R. Griem // Academic Press. — New York, London, 1974.
55. *Arnold, J. O.* Line-by-Line Transport Calculations for Jupiter Entry Probes / J. O. Arnold // 14th Thermophysics Conference. — New York, London, 1979.
56. *Cowley, C. R.* An Approximate Stark Broadening Formula for Use in Spectrum Synthesis / C. R. Cowley // The Observatory. — New York, London, 1971. — Vol. 91.
57. *Cunto, W.* TOPbase at the CDS / W. Cunto // Astronomy and Astrophysics. — 1993. — Vol. 275. — <http://vizier.u-strasbg.fr/topbase/topbase.html>.
58. *Tannehill, J. C.* Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer / J. C. Tannehill, D. A. Anderson, R. H. Pletcher // Taylor and Francis. — Philadelphia, 1997.
59. *Park, C.* Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) Program: User's Manual / C. Park // NASA. — 1985.
60. *Sutton, K.* Air Radiation Revisited / K. Sutton // AIAA Paper 84-1733. — 1984.
61. *Park, C.* Stagnation-Point Radiation for Apollo 4 / C. Park // J. of Thermophysics and Heat Transfer. — 2004. — Vol. 18.
62. *Cauchon, D. L.* Radiative Heating Results from The Fire II Flight Experiment at a Reentry Velocity of 11.4 Kilometers per Second / D. L. Cauchon // National Aeronautics and Space Administration. — 1967. — July.
63. *Gupta, R. N.* Navier-Stokes and Viscous Shock-Layer Solutions for Radiating Hypersonic Flows / R. N. Gupta // AIAA Paper 87-1576. — 1987.
64. *Прутько, К. А.* Влияние неравновесного заселения электронных состояний на радиационный поток высокотемпературного воздуха при сверхорбитальных скоростях СА / К. А. Прутько // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2015. — Т. 16, № 3.

65. *Прутько, К. А.* Излучение высокотемпературного воздуха с неравновесным заселением электронных состояний при больших скоростях полета спускаемых аппаратов / К. А. Прутько // Космонавтика и ракетостроение. — 2016. — 3 (88).
66. *Горелов, В. А.* Особенности процессов ионизации и излучения за сильными ударными волнами в воздухе / В. А. Горелов, Л. А. Кильдюшова // ПМТФ. — 1987. — № 6.
67. *Залогин, Г. Н.* Ионизация и неравновесное излучение воздуха за сильными ударными волнами / Г. Н. Залогин, В. В. Лунев, Ю. А. Пластинин // Изв. АН СССР, МЖГ. — 1980. — № 1.
68. *Drawin, H.* Atomic cross sections for inelastic collisions / H. Drawin // Report, pages EUR-CEA-FC 236. — 1963.
69. *Tayal, S. S.* Electron collisional excitation rates for O I using the B-spline R-matrix approach / S. S. Tayal, O. Zatsarinny // The astrophysical journal supplement series. — 2003. — Oct. — No. 148. — P. 575–582.
70. *Tayal, S. S.* New accurate oscillator strengths and electron excitation collision strengths for N I / S. S. Tayal // The astrophysical journal supplement series. — 2006. — Mar. — No. 163. — P. 207–223.
71. *Frost, R. M.* Calculated cross sections and measured rate coefficients for electron-impact excitation of neutral and singly ionized nitrogen / R. M. Frost, P. Awakowicz // Journal of applied physics. — 1998. — Sept. — Vol. 84, no. 6.
72. *Yang, J.* Absolute differential and integral electron excitation cross sections for atomic nitrogen / J. Yang, J. P. Doering // Journal of geophysical research. — 1996. — Oct. — Vol. 101, a10. — P. 21, 765–21, 768.
73. *Tayal, S. S.* Oscillator strengths and electron-excitation cross sections for atomic nitrogen / S. S. Tayal, C. A. Beatty // Physical review. — 1999. — May. — Vol. 59, no. 5. — P. 3622–3631.
74. *Drawin, H.* Collision and Transport Cross Sections / H. Drawin // Plasma Diagnostics / ed. by W. Lochte-Holtgreven. — Amsterdam, 1968. — Mar.
75. *Прутько, К. А.* Влияние констант скоростей ионизации атомов электронным ударом на структуру релаксационной зоны за ударной волной / К. А. Прутько // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — 2017. — Т. 18, № 2.

76. *Drawin, H.* Atom-atom excitation and ionization in shock waves of the noble gases / H. Drawin // *Physics Letters A*. — 1973. — Mar.
77. *Kapper, M. G.* A High-Order Transport Scheme for Collisional- Radiative and Nonequilibrium Plasma / M. G. Kapper // *Dissertation*. — The Ohio State University, 2009.
78. *Krishnan, R.* Description and use of LSODE, the Livermore solver for ordinary differential equations / R. Krishnan, A. L. Hindmarsh. — NASA Reference Publication 1327, 1993.
79. *Gear, C. W.* Numerical initial value problems in ordinary differential equations / C. W. Gear. — Prentice Hall PTR Saddle River, NJ, 1971.
80. *Биберман, Л. М.* Течение воздуха за фронтом сильной ударной волны с учетом неравновесной ионизации и излучения / Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, А. Н. Лагарьков, В. Н. Стулов, Г. Ф. Теленин, Е. Г. Шапиро, И. Т. Якубов // *Изв. АН СССР. МЖГ*. — 1967. — № 6.
81. *Лойцянский, Л. Г.* *Механика жидкости и газа* / Л. Г. Лойцянский. — М. : Дрофа, 2003.
82. *Grinstead, J. H.* Shock-heated air radiation measurements at Lunar return conditions / J. H. Grinstead, M. C. Wilder, J. Olejniczak, D. W. Bogdanoff, G. A. Allen, K. Dang, M. J. Forrest // *AIAA Paper 2008-1244*. — 2008.
83. *Bogdanoff, D. W.* Shock tube experiments for Earth and Mars entry conditions / D. W. Bogdanoff // *RTO-NATO*. — 2009.
84. *Cruden, B. A.* Electron density measurement in re-entry shocks for Lunar return / B. A. Cruden, H. Le, R. Marinez // *42nd AIAA Thermophysics Conference, Conference Paper*. — 2011.
85. *Bose, D.* Comparisons of air radiation model with shock tube measurements / D. Bose, E. McCorke, D. Bogdanoff, G. Allen // *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Conference paper*. — 2009.
86. *Brandis, A. M.* Uncertainty analysis of NEQAIR and HARA predictions of air radiation measurements obtained at the EAST facility / A. M. Brandis, C. O. Johnston, B. A. Cruden, D. Prabhu, D. Bose // *42nd AIAA Thermophysics conference, Conference paper*. — 2011.

87. *Sheikh, U.* Re-entry radiation aerothermodynamics in the vacuum ultraviolet / U. Sheikh // Ph.D. Dissertation, Univ. of Queensland, St. Lucia, QLD, Australia. — 2014.
88. *Hermann, L.* Quantitative emission spectroscopy for Superorbital reentry in expansion tube X2 / L. Hermann, S. Löhle, U. Bauder, R. Morgan // Journal of thermophysics and heat transfer. — 2017.
89. *Fertig, M.* The advanced URANUS Navier-Stokes code for the simulation of nonequilibrium re-entry flows / M. Fertig, G. Herdrich // 26th international symposium on space technology and science, ISTS Pater 2008-e-20, Japan Soc. for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology, Tokyo. — 2008.
90. *Козлов, П. В.* Ударная труба института механики МГУ для исследования радиационных процессов в высокотемпературных газовых / П. В. Козлов, Ю. В. Романенко // Электронный журнал «Физико-химическая кинетика в газовой динамике». — 2013. — Т. 14, № 4. — <http://www.chemphys.edu.ru/issues/2013-14-4/articles/426/>.
91. *Козлов, П. В.* Исследование временных характеристик излучения ударно нагретого воздуха / П. В. Козлов, Ю. В. Романенко // Электронный журнал «Физико-химическая кинетика в газовой динамике». — 2014. — Т. 15, № 2. — <http://www.chemphys.edu.ru/issues/2014-15-2/articles/221/>.
92. *Козлов, П. В.* Экспериментальное исследование радиационных свойств воздуха за фронтом ударной волны при скоростях до 10 км/с / П. В. Козлов // Электронный журнал «Физико-химическая кинетика в газовой динамике». — 2016. — Т. 17, № 1. — <http://www.chemphys.edu.ru/issues/2016-17-1/articles/624/>.
93. *Dikalyuk, A. S.* Nonequilibrium spectral radiation behind the shock waves in martian and earth atmospheres / A. S. Dikalyuk, S. T. Surzhikov, P. V. Kozlov, Y. V. Romanenko, O. P. Shatalov // Proceedings of 44th AIAA Thermophysics Conference, AIAA-2013-2505. — 2013.

Список рисунков

1	Роль лучистого теплообмена в нагреве СА различных классов [3] . . .	4
2	Роль лучистого теплообмена в нагреве СА при разных скоростях полета [9]	5
3	Зависимость константы скорости ионизации электронным ударом от температуры для атомов азота: 1 – для основного состояния $N(4S)$ [20], 2 – сумма для основного и 2-х метастабильных состояний ($N(2D)$ и $N(2P)$) [20], 3 – Лосев, рекомендация базы данных AVOGADRO [11], 4 – Парк, рекомендация NASA Ames Research Center [13], 5 – Ло [20], 6 – равновесная	7
4	Зависимость константы скорости ионизации электронным ударом от температуры для атомов кислорода: 1 – для основного состояния $O(3P)$ [20], 2 – Лосев, рекомендация базы данных AVOGADRO [11], 3 – Парк, рекомендация NASA Ames Research Center [13], 4 – Ло [20], 5 – равновесная	8
1.1	Формы и размеры КА и демонстраторов капсульного типа	19
1.2	Формы и размеры КА и демонстраторов капсульного типа в одном масштабе	20
1.3	Распределение параметров в ударном слое около СА (FIRE-II) $H = 53$ км, $V = 10.48$ км/с	21
1.4	Изменение толщин ударного и пограничного слоев и релаксационной зоны от высоты полета для разных аппаратов . . .	23
1.5	Соотношение $p-V$ и $H-V$ при входе в атмосферу аппарата типа Орион. ● – ● – ● – область максимального нагрева	24
2.1	Характерный вид профилей спектральной линии	32
2.2	Сравнение штарковского уширения, предложенного разными авторами (Уилсон и Николе [53], Грим [54], Джонстон [25], Арнольд [55], Коули [56])	33
2.3	Сравнение лучистого потока однородного слоя для оптически толстой и оптически прозрачной линий	38

2.4	Спектр теплового потока воздуха, накопленные интегральные значения теплового потока от линий азота (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа) (Джонстон [25], Парк [59])	43
2.5	Лучистый поток, рассчитанный при разных параметрах (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа)	45
2.6	Относительная ошибка расчета лучистого потока для разных параметров (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа)	46
2.7	Спектр теплового потока воздуха, накопленные интегральные значения теплового потока от линий азота (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 100$ кПа) (Джонстон [25], Парк [59])	48
2.8	Лучистый поток, рассчитанный при разных параметрах (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 100$ кПа)	49
2.9	Относительная ошибка расчета лучистого потока для разных параметров (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 100$ кПа)	50
2.10	Профиль спектральных линий мультиплета (толщина плоского ударного слоя $h = 4$ см, $T = 10000$ К, $p = 1$ кПа и $p = 100$ кПа) (Джонстон [25])	51
2.11	Сравнение коэффициентов поглощения	51
2.12	Вклад в лучистый поток различных механизмов излучения ($p = 1$ кПа)	52
2.13	Вклад в лучистый поток различных механизмов излучения ($p = 100$ кПа)	53
2.14	Схематический рисунок радиометра, установленного на СА Аполлон-4	54
2.15	Сравнение рассчитанной и измеренной интенсивности излучения в диапазоне $\lambda = 0.2-6$ мкм	55
2.16	Лучистый тепловой поток к поверхности СА Аполлон-4	56
2.17	Измеренные и расчетные значения интенсивности излучения при спуске аппарата FIRE-II	57
2.18	Измеренные и расчетные значения интенсивности излучения при спуске аппарата FIRE-II ($t = 1633-1638$ с)	58

2.19	Суммарный тепловой поток к поверхности аппарата FIRE-II	59
2.20	Вклад в лучистый поток различных механизмов излучения (FIRE-II, $t = 1643$ с)	60
3.1	Схема возбуждения электронных состояний азота	68
3.2	Константа скорости возбуждения азота с основного состояния на первый метастабильный уровень	70
3.3	Сечения возбуждения атома азота с основного состояния на первое метастабильное состояние. Функция Максвелла по скоростям	71
3.4	Сечение реакции фотоионизации	78
3.5	Сопоставление спектральных сеток коэффициентов поглощения и интенсивности излучения	81
4.1	Схема решения задачи	88
4.2	Схема проводимых расчетов	89
4.3	Электронная концентрация на различных итерациях	91
4.4	Температура на различных итерациях	91
4.5	Температура за фронтом УВ, после полной диссоциации и равновесная температура при разных скоростях	94
4.6	Схематическое изображение измерения интенсивности излучения в ударной трубе	96
4.7	Сравнение поступательных и электронных температур в зоне релаксации	97
4.8	Заселенность электронных состояний азота N_i/g_i на расстоянии $x = 3.1$ см от фронта УВ	98
4.9	Заселенность электронных состояний азота N_i/g_i на расстоянии $x = 0.65$ см от фронта УВ	98
4.10	Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 700\text{--}760$ нм)	100
4.11	Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 760\text{--}800$ нм)	100
4.12	Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 800\text{--}830$ нм)	101
4.13	Интегральная интенсивность излучения в зависимости от расстояния x фронта УВ ($\lambda = 850\text{--}880$ нм)	101

4.14	Спектральная интенсивность излучения I_λ и вклад в интегральную интенсивность I на расстоянии $x = 3.1$ см от фронта УВ	103
4.15	Величина $p \cdot \tau$ в зависимости от скорости ударной волны V	104
4.16	Электронная концентрация за фронтом ударной волны в зависимости от скорости ударной волны	107
4.17	Электронная концентрация, электронная и поступательная температуры в ударном слое за фронтом УВ с $V = 11$ км/с	108
4.18	Относительная электронная концентрация $N_e/N_{e,p}$ в пробке за фронтом ударной волны	109
4.19	Относительная электронная концентрация $N_e/N_{e,p}$	110
4.20	Схематический рисунок установки Х2	114
4.21	Сравнение интегральной интенсивности излучения	115
4.22	Сравнение измеренного и рассчитанного спектра	116
4.23	Концентрация атомов вдоль критической линии тока	116
4.24	Концентрация электронов и ионов вдоль критической линии тока . .	118
4.25	Температура возбуждения T_{exc} атомов азота вдоль критической линии тока	119
4.26	Температура возбуждения T_{exc} атомов кислорода вдоль критической линии тока	120

Список таблиц

1	Анализ сходимости величины лучистого потока q , Вт/см ² ($p = 1$ кПа)	44
2	Сравнение величины лучистого потока от линий азота	47
3	Сравнение величины лучистого потока от линий кислорода	47
4	Анализ сходимости величины лучистого потока q , Вт/см ² ($p = 100$ кПа)	48
5	Параметры траектории летного демонстратора FIRE-II	57
6	Данные для процессов ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации	74
7	Данные для процессов диссоциации и рекомбинации	75
8	Данные для обменных реакций	76
9	Эффективность третьих тел	76
10	Температура T_s за фронтом УВ, T' после полной диссоциации и равновесная температура T_p при разных скоростях	93
11	Условия и параметры измерения для эксперимента в ударной трубе EAST	95
12	Параметры газа в эксперименте	96
13	Параметры газа эксперимента	114
14	Электронные уровни атома кислорода	142
15	Электронные уровни атома азота	144
16	Линейчатые переходы атома кислорода	146
17	Линейчатые переходы атома азота	151

Приложение А

Данные по уровням и линейчатому излучению атомов

Данные в данном приложении взяты из базы данных NIST [21]. В таблицах 14 и 15 представлены данные по электронным состояниям атомов кислорода и азота. В столбцах представлены: порядковый номер уровня, энергия E , кратность g , главное и орбитальное квантовые числа n и l , соответственно, полные спиновый и орбитальный моменты S и L , соответственно, ядро электронной конфигурации, конфигурация внешней электронной оболочки, терм уровня.

Таблица 14 — Электронные уровни атома кислорода

№	E , эВ	g	n	l	S	L	Ядро	Внеш.	Терм
1	0.010	9	2	1	1	1	2s ²	2p ⁴	³ P
2	1.967	5	2	1	0	2	2s ²	2p ⁴	¹ D
3	4.190	1	2	1	0	0	2s ²	2p ⁴	¹ S
4	9.146	5	3	0	2	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	3s	⁵ S*
5	9.521	3	3	0	1	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	3s	³ S*
6	10.741	15	3	1	2	1	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	3p	⁵ P
7	10.989	9	3	1	1	1	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	3p	³ P
8	11.838	5	4	0	2	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4s	⁵ S*
9	11.930	3	4	0	1	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4s	³ S*
10	12.079	25	3	2	2	2	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	3d	⁵ D*
11	12.087	15	3	2	1	2	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	3d	³ D*
12	12.286	15	4	1	2	1	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4p	⁵ P
13	12.359	9	4	1	1	1	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4p	³ P
14	12.540	15	3	0	1	2	2s ² 2p ³ (² D*)	3s	³ D*
15	12.661	5	5	0	2	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	5s	⁵ S*
16	12.697	3	5	0	1	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	5s	³ S*
17	12.728	5	3	0	0	2	2s ² 2p ³ (² D*)	3s	¹ D*
18	12.754	25	4	2	2	2	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4d	⁵ D*
19	12.759	15	4	2	1	2	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4d	³ D*
20	12.766	35	4	3	2	3	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4f	⁵ F
21	12.766	21	4	3	1	3	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	4f	³ F
22	12.848	15	5	1	2	1	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	5p	⁵ P
23	12.878	9	5	1	1	1	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	5p	³ P
24	13.021	5	6	0	2	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	6s	⁵ S*
25	13.039	3	6	0	1	0	2s ² 2p ³ (⁴ S*)	6s	³ S*

продолжение следует

(продолжение)

№	$E, \text{эВ}$	g	n	l	S	L	Ядро	Внеш.	Терм
26	13.066	25	5	2	2	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	5d	$^5D^*$
27	13.069	15	5	2	1	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	5d	$^3D^*$
28	13.073	35	5	3	2	3	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	5f	5F
29	13.073	21	5	3	1	3	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	5f	3F
30	13.116	15	6	1	2	1	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	6p	5P
31	13.131	9	6	1	1	1	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	6p	3P
32	13.210	5	7	0	2	0	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	7s	$^5S^*$
33	13.220	3	7	0	1	0	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	7s	$^3S^*$
34	13.235	25	6	2	2	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	6d	$^5D^*$
35	13.237	15	6	2	1	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	6d	$^3D^*$
36	13.240	35	6	3	2	3	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	6f	5F
37	13.240	21	6	3	1	3	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	6f	3F
38	13.322	5	8	0	2	0	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	8s	$^5S^*$
39	13.328	3	8	0	1	0	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	8s	$^3S^*$
40	13.337	25	7	2	2	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	7d	$^5D^*$
41	13.339	15	7	2	1	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	7d	$^3D^*$
42	13.340	35	7	3	2	3	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	7f	5F
43	13.340	21	7	3	1	3	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	7f	3F
44	13.403	25	8	2	2	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	8d	$^5D^*$
45	13.404	15	8	2	1	2	$2s^2 2p^3 (^4S^*)$	8d	$^3D^*$
46	14.036	3	3	1	0	1	$2s^2 2p^3 (^2D^*)$	3p	1P
47	14.047	15	3	1	1	2	$2s^2 2p^3 (^2D^*)$	3p	3D
48	14.124	9	3	0	1	1	$2s^2 2p^3 (^2P^*)$	3s	$^3P^*$
49	14.134	7	3	1	0	3	$2s^2 2p^3 (^2D^*)$	3p	1F
50	14.372	3	3	0	0	1	$2s^2 2p^3 (^2P^*)$	3s	$^1P^*$
51	14.460	5	3	1	0	2	$2s^2 2p^3 (^2D^*)$	3p	1D
52	15.179	15	4	0	1	2	$2s^2 2p^3 (^2D^*)$	4s	$^3D^*$
53	15.225	5	4	0	0	2	$2s^2 2p^3 (^2D_{3/2}^*)$	4s	$^1D^*$
54	15.290	9	3	2	1	1	$2s^2 2p^3 (^2D_{3/2}^*)$	3d	$^3P^*$
55	15.405	15	3	2	1	2	$2s^2 2p^3 (^2D_{5/2}^*)$	3d	$^3D^*$
56	15.408	3	3	2	0	1	$2s^2 2p^3 (^2D_{5/2}^*)$	3d	$^1P^*$
57	15.414	5	3	2	0	2	$2s^2 2p^3 (^2D_{3/2}^*)$	3d	$^1D^*$
58	15.414	7	3	2	0	3	$2s^2 2p^3 (^2D_{3/2}^*)$	3d	$^1F^*$
59	15.416	3	3	2	1	0	$2s^2 2p^3 (^2D_{3/2}^*)$	3d	$^3S^*$
60	15.660	9	2	1	1	1	2s	$2p^5$	$^3P^*$
61	15.781	15	3	1	1	2	$2s^2 2p^3 (^2P^*)$	3p	3D
62	15.829	3	3	1	0	1	$2s^2 2p^3 (^2P^*)$	3p	1P
63	15.944	5	3	1	0	2	$2s^2 2p^3 (^2P^*)$	3p	1D
64	16.010	5	5	0	0	2	$2s^2 2p^3 (^2D_{3/2}^*)$	5s	$^1D^*$

продолжение следует

(окончание)

№	E , эВ	g	n	l	S	L	Ядро	Внеш.	Терм
65	16.079	3	4	2	0	1	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{5/2}^*)$	4d	${}^1P^*$
66	16.080	15	4	2	1	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{5/2}^*)$	4d	${}^3D^*$
67	16.085	5	4	2	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	4d	${}^1D^*$
68	16.085	3	4	2	1	0	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	4d	${}^3S^*$
69	16.085	7	4	2	0	3	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	4d	${}^1F^*$
70	16.115	9	4	2	1	1	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	4d	${}^3P^*$
71	16.358	5	6	0	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	6s	${}^1D^*$
72	16.391	3	5	2	0	1	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{5/2}^*)$	5d	${}^1P^*$
73	16.395	5	5	2	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	5d	${}^1D^*$
74	16.396	7	5	2	0	3	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	5d	${}^1F^*$
75	16.542	5	7	0	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	7s	${}^1D^*$
76	16.563	5	6	2	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	6d	${}^1D^*$
77	16.563	7	6	2	0	3	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	6d	${}^1F^*$
78	16.652	5	8	0	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	8s	${}^1D^*$
79	16.665	5	7	2	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	7d	${}^1D^*$
80	16.665	7	7	2	0	3	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	7d	${}^1F^*$
81	16.730	5	8	2	0	2	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	8d	${}^1D^*$
82	16.730	7	8	2	0	3	$2s^2 2p^3 ({}^2D_{3/2}^*)$	8d	${}^1F^*$
83	17.105	15	3	2	1	2	$2s^2 2p^3 ({}^2P^*)$	3d	${}^3D^*$
84	17.775	15	4	2	1	2	$2s^2 2p^3 ({}^2P^*)$	4d	${}^3D^*$

Таблица 15 — Электронные уровни атома азота

№	E , эВ	g	n	l	S	L	Ядро	Внеш.	Терм
1	0	4	2	1	1.5	0	$2s^2$	$2p^3$	${}^4S^*$
2	2.384	10	2	1	0.5	2	$2s^2$	$2p^3$	${}^2D^*$
3	3.576	6	2	1	0.5	1	$2s^2$	$2p^3$	${}^2P^*$
4	10.332	12	3	0	1.5	1	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3s	4P
5	10.687	6	3	0	0.5	1	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3s	2P
6	10.927	12	2	1	1.5	1	$2s^2$	$2p^4$	4P
7	11.603	2	3	1	0.5	0	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3p	${}^2S^*$
8	11.758	20	3	1	1.5	2	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3p	${}^4D^*$
9	11.842	12	3	1	1.5	1	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3p	${}^4P^*$
10	11.996	4	3	1	1.5	0	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3p	${}^4S^*$
11	12.006	10	3	1	0.5	2	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3p	${}^2D^*$
12	12.125	6	3	1	0.5	1	$2s^2 2p^2 ({}^3P)$	3p	${}^2P^*$
13	12.357	10	3	0	0.5	2	$2s^2 2p^2 ({}^1D)$	3s	2D

продолжение следует

(продолжение)

№	$E, \text{эВ}$	g	n	l	S	L	Ядро	Внеш.	Терм
14	12.856	12	4	0	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4s	4P
15	12.919	6	4	0	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4s	2P
16	12.972	6	3	2	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	3d	2P
17	12.984	28	3	2	1.5	3	$2s^2 2p^2 (^3P)$	3d	4F
18	13.000	14	3	2	0.5	3	$2s^2 2p^2 (^3P)$	3d	2F
19	12.999	12	3	2	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	3d	4P
20	13.019	20	3	2	1.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	3d	4D
21	13.035	10	3	2	0.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	3d	2D
22	13.202	2	4	1	0.5	0	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4p	$^2S^*$
23	13.244	20	4	1	1.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4p	$^4D^*$
24	13.268	12	4	1	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4p	$^4P^*$
25	13.294	10	4	1	0.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4p	$^2D^*$
26	13.322	4	4	1	1.5	0	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4p	$^4S^*$
27	13.343	6	4	1	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4p	$^2P^*$
28	13.624	12	5	0	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5s	4P
29	13.648	6	5	0	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5s	2P
30	13.669	28	4	2	1.5	3	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4d	4F
31	13.667	6	4	2	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4d	2P
32	13.679	14	4	2	0.5	3	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4d	2F
33	13.677	12	4	2	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4d	4P
34	13.688	20	4	2	1.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4d	4D
35	13.695	10	4	2	0.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	4d	2D
36	13.705	10	3	1	0.5	2	$2s^2 2p^2 (^1D)$	3p	$^2D^*$
37	13.727	14	3	1	0.5	3	$2s^2 2p^2 (^1D)$	3p	$^2F^*$
38	13.770	2	5	1	0.5	0	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5p	$^2S^*$
39	13.789	20	5	1	1.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5p	$^4D^*$
40	13.788	6	5	1	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5p	$^2P^*$
41	13.800	12	5	1	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5p	$^4P^*$
42	13.824	4	5	1	1.5	0	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5p	$^4S^*$
43	13.872	10	5	1	0.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5p	$^2D^*$
44	13.925	6	3	1	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^1D)$	3p	$^2P^*$
45	13.965	12	6	0	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	6s	4P
46	13.986	6	5	2	0.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5d	2P
47	13.986	28	5	2	1.5	3	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5d	4F
48	13.990	12	5	2	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5d	4P
49	13.992	14	5	2	0.5	3	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5d	2F
50	13.999	20	5	2	1.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5d	4D
51	14.003	10	5	2	0.5	2	$2s^2 2p^2 (^3P)$	5d	2D
52	14.147	12	7	0	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	7s	4P
53	14.159	12	6	2	1.5	1	$2s^2 2p^2 (^3P)$	6d	4P

продолжение следует

(окончание)

№	E , эВ	g	n	l	S	L	Ядро	Внеш.	Терм
54	14.255	12	8	0	1.5	1	$2s^2 2p^2(^3P)$	8s	$4P$
55	14.324	12	9	0	1.5	1	$2s^2 2p^2(^3P)$	9s	$4P$
56	14.417	2	3	0	0.5	0	$2s^2 2p^2(^1S)$	3s	$2S$
57	14.780	10	4	0	0.5	2	$2s^2 2p^2(^1D)$	4s	$2D$
58	14.855	8	3	2	0.5	3	$2s^2 2p^2(^1D)$	3d	$2F$
59	14.897	10	3	2	0.5	2	$2s^2 2p^2(^1D)$	3d	$2D$
60	14.917	6	3	2	0.5	1	$2s^2 2p^2(^1D)$	3d	$2P$
61	14.948	2	3	2	0.5	0	$2s^2 2p^2(^1D)$	3d	$2S$
62	15.027	6	2	1	0.5	2	2s	$2p^4$	$2D$

В таблицах 16 и 17 представлены данные по линейчатым переходам атомов кислорода и азота. В столбцах представлены: порядковый номер перехода, электронные конфигурации нижнего и верхнего состояний j и i , соответственно, термы нижнего и верхнего состояния j и i , соответственно, длина волны излучения перехода в ангстремах, параметр для расчета штарковского уширения $\Delta\lambda_{S_0}$ (формула 2.6). В столбце $\Delta\lambda_{S_0}$ там, где вместо числа стоит прочерк, данный параметр рассчитывается по формуле 2.8.

Таблица 16 — Линейчатые переходы атома кислорода

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S_0}$, Å
1	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)3s$	$3P$	$5S^*$	1356.69	$7.23 \cdot 10^{-4}$
2	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)3s$	$3P$	$3S^*$	1303.49	$8.21 \cdot 10^{-4}$
3	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)4s$	$3P$	$3S^*$	1040.07	$3.58 \cdot 10^{-3}$
4	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)3d$	$3P$	$3D^*$	1026.58	$2.44 \cdot 10^{-3}$
5	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^2D^*)3s$	$3P$	$3D^*$	989.46	$4.23 \cdot 10^{-4}$
6	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)5s$	$3P$	$3S^*$	977.19	$1.12 \cdot 10^{-2}$
7	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^2D^*)3s$	$3P$	$1D^*$	974.63	$4.59 \cdot 10^{-4}$
8	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)4d$	$3P$	$3D^*$	972.47	$1.01 \cdot 10^{-2}$
9	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)6s$	$3P$	$3S^*$	951.59	$3.10 \cdot 10^{-2}$
10	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)5d$	$3P$	$3D^*$	949.39	$4.00 \cdot 10^{-2}$
11	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)7s$	$3P$	$3S^*$	938.53	$7.66 \cdot 10^{-2}$
12	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)6d$	$3P$	$3D^*$	937.31	$1.61 \cdot 10^{-1}$
13	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)8s$	$3P$	$3S^*$	930.93	$1.51 \cdot 10^{-1}$
14	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)7d$	$3P$	$3D^*$	930.19	$3.17 \cdot 10^{-1}$
15	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^4S^*)8d$	$3P$	$3D^*$	925.62	$4.88 \cdot 10^{-1}$
16	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^2P^*)3s$	$3P$	$3P^*$	878.44	$3.94 \cdot 10^{-4}$
17	$2s^2 2p^4$	$2s^2 2p^3(^2D^*)4s$	$3P$	$3D^*$	817.32	$2.20 \cdot 10^{-3}$

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S0}$, Å
18	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	3P	$^3P^*$	811.37	$1.46 \cdot 10^{-3}$
19	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	3P	$^3D^*$	805.31	$1.86 \cdot 10^{-3}$
20	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	3P	$^3S^*$	804.78	$1.46 \cdot 10^{-3}$
21	$2s^22p^4$	$2s2p^5$	3P	$^3P^*$	792.23	$6.62 \cdot 10^{-6}$
22	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	3P	$^3D^*$	771.50	$2.21 \cdot 10^{-2}$
23	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	3P	$^3S^*$	771.26	$2.21 \cdot 10^{-2}$
24	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	3P	$^3P^*$	769.84	$2.21 \cdot 10^{-2}$
25	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2P^*)3d$	3P	$^3D^*$	725.24	$1.51 \cdot 10^{-3}$
26	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2P^*)4d$	3P	$^3D^*$	697.91	$1.81 \cdot 10^{-2}$
27	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	1D	$^5S^*$	1727.11	-
28	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	1D	$^3S^*$	1641.31	$1.39 \cdot 10^{-3}$
29	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3s$	1D	$^3D^*$	1172.67	$6.04 \cdot 10^{-4}$
30	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3s$	1D	$^1D^*$	1152.15	$6.46 \cdot 10^{-4}$
31	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2P^*)3s$	1D	$^1P^*$	999.50	$5.25 \cdot 10^{-4}$
32	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)4s$	1D	$^1D^*$	935.19	$2.59 \cdot 10^{-3}$
33	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	1D	$^1P^*$	922.46	$2.48 \cdot 10^{-3}$
34	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	1D	$^1D^*$	922.07	$2.48 \cdot 10^{-3}$
35	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	1D	$^1F^*$	922.01	$2.48 \cdot 10^{-3}$
36	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)5s$	1D	$^1D^*$	882.89	$9.13 \cdot 10^{-3}$
37	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	1D	$^1P^*$	878.62	$2.86 \cdot 10^{-2}$
38	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	1D	$^1D^*$	878.25	$2.86 \cdot 10^{-2}$
39	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	1D	$^1F^*$	878.20	$2.86 \cdot 10^{-2}$
40	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)6s$	1D	$^1D^*$	861.56	$7.67 \cdot 10^{-3}$
41	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)5d$	1D	$^1P^*$	859.59	$6.20 \cdot 10^{-2}$
42	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)5d$	1D	$^1D^*$	859.35	$6.20 \cdot 10^{-2}$
43	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)5d$	1D	$^1F^*$	859.31	$6.20 \cdot 10^{-2}$
44	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)7s$	1D	$^1D^*$	850.68	$6.22 \cdot 10^{-2}$
45	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)6d$	1D	$^1D^*$	849.48	$1.26 \cdot 10^{-1}$
46	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)6d$	1D	$^1F^*$	849.45	$1.26 \cdot 10^{-1}$
47	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)8s$	1D	$^1D^*$	844.33	$1.24 \cdot 10^{-1}$
48	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)7d$	1D	$^1D^*$	843.59	$3.17 \cdot 10^{-1}$
49	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)7d$	1D	$^1F^*$	843.59	$3.17 \cdot 10^{-1}$
50	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)8d$	1D	$^1D^*$	839.83	$4.41 \cdot 10^{-1}$
51	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)8d$	1D	$^1F^*$	839.83	$3.17 \cdot 10^{-1}$
52	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	1S	$^3S^*$	2324.74	-
53	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2D^*)3s$	1S	$^3D^*$	1484.50	$9.68 \cdot 10^{-4}$
54	$2s^22p^4$	$2s^22p^3(^2P^*)3s$	1S	$^1P^*$	1217.65	$7.80 \cdot 10^{-4}$
55	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$^5S^*$	5P	7773.37	$3.15 \cdot 10^{-2}$
56	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$^5S^*$	3P	6726.38	$3.35 \cdot 10^{-2}$
57	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	$2s^22p^3(^4S^*)4p$	$^5S^*$	5P	3947.42	$6.26 \cdot 10^{-2}$

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S0}$, Å
58	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$^3S^*$	5P	10168.04	-
59	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$^3S^*$	3P	8446.48	$5.14 \cdot 10^{-2}$
60	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	$2s^22p^3(^4S^*)4p$	$^3S^*$	3P	4368.24	$8.02 \cdot 10^{-2}$
61	$2s^22p^3(^4S^*)3s$	$2s^22p^3(^4S^*)5p$	$^3S^*$	3P	3692.39	$2.30 \cdot 10^{-1}$
62	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)4s$	5P	$^5S^*$	11299.36	$3.76 \cdot 10^{-1}$
63	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)3d$	5P	$^5D^*$	9263.87	$2.22 \cdot 10^{-1}$
64	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)3d$	5P	$^3D^*$	9207.46	$2.25 \cdot 10^{-1}$
65	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)5s$	5P	$^5S^*$	6454.99	$4.90 \cdot 10^{-1}$
66	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)4d$	5P	$^5D^*$	6157.27	$1.16 \cdot 10^0$
67	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)4d$	5P	$^3D^*$	6142.28	-
68	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)6s$	5P	$^5S^*$	5436.16	$1.00 \cdot 10^0$
69	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)5d$	5P	$^5D^*$	5330.06	$2.92 \cdot 10^0$
70	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)7s$	5P	$^5S^*$	5019.62	$2.07 \cdot 10^0$
71	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)6d$	5P	$^5D^*$	4968.21	$4.20 \cdot 10^0$
72	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)8s$	5P	$^5S^*$	4802.44	$3.83 \cdot 10^0$
73	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)7d$	5P	$^5D^*$	4773.21	$9.82 \cdot 10^0$
74	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)8d$	5P	$^5D^*$	4654.84	$1.35 \cdot 10^1$
75	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)4s$	3P	$^3S^*$	13164.57	$5.47 \cdot 10^{-1}$
76	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)3d$	3P	$^5D^*$	11377.07	$3.38 \cdot 10^{-1}$
77	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)3d$	3P	$^3D^*$	11286.78	$2.85 \cdot 10^{-1}$
78	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2D^*)3s$	3P	$^3D^*$	7989.83	$2.80 \cdot 10^{-2}$
79	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)5s$	3P	$^3S^*$	7254.36	$6.55 \cdot 10^{-1}$
80	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)4d$	3P	$^3D^*$	7002.12	$1.65 \cdot 10^0$
81	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)6s$	3P	$^3S^*$	6046.38	$1.31 \cdot 10^0$
82	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)5d$	3P	$^3D^*$	5958.52	$1.57 \cdot 10^0$
83	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)7s$	3P	$^3S^*$	5554.95	$2.68 \cdot 10^0$
84	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)6d$	3P	$^3D^*$	5512.72	$5.25 \cdot 10^0$
85	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)8s$	3P	$^3S^*$	5299.00	$4.89 \cdot 10^0$
86	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)7d$	3P	$^3D^*$	5275.08	$1.21 \cdot 10^1$
87	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^4S^*)8d$	3P	$^3D^*$	5131.20	$1.65 \cdot 10^1$
88	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2P^*)3s$	3P	$^3P^*$	3953.75	$6.50 \cdot 10^{-3}$
89	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	3P	$^3P^*$	2881.38	$1.76 \cdot 10^{-2}$
90	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	3P	$^3D^*$	2806.30	$2.07 \cdot 10^{-2}$
91	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2D^*)3d$	3P	$^3S^*$	2799.90	$2.10 \cdot 10^{-2}$
92	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	3P	$^3D^*$	2435.00	$8.83 \cdot 10^{-2}$
93	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	3P	$^3S^*$	2432.00	$8.96 \cdot 10^{-2}$
94	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2D^*)4d$	3P	$^3P^*$	2418.01	$9.84 \cdot 10^{-2}$
95	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2P^*)3d$	3P	$^3D^*$	2027.10	$1.09 \cdot 10^{-2}$
96	$2s^22p^3(^4S^*)3p$	$2s^22p^3(^2P^*)4d$	3P	$^3D^*$	1827.07	$4.99 \cdot 10^{-2}$
97	$2s^22p^3(^4S^*)4s$	$2s^22p^3(^4S^*)4p$	$^5S^*$	5P	27644.60	$2.90 \cdot 10^0$

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S0}$, Å
98	$2s^22p^3(4S^*)4s$	$2s^22p^3(4S^*)5p$	$5S^*$	$5P$	12267.27	$2.38 \cdot 10^0$
99	$2s^22p^3(4S^*)4s$	$2s^22p^3(4S^*)6p$	$5S^*$	$5P$	9694.82	$4.52 \cdot 10^0$
100	$2s^22p^3(4S^*)4s$	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$3S^*$	$5P$	34863.40	-
101	$2s^22p^3(4S^*)4s$	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$3S^*$	$3P$	28935.20	$3.68 \cdot 10^0$
102	$2s^22p^3(4S^*)4s$	$2s^22p^3(4S^*)5p$	$3S^*$	$3P$	13076.92	$3.00 \cdot 10^0$
103	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$5D^*$	$5P$	59762.00	$1.32 \cdot 10^1$
104	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$5D^*$	$5F$	18021.20	$6.20 \cdot 10^0$
105	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)5p$	$5D^*$	$5P$	16110.27	$2.27 \cdot 10^0$
106	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)5f$	$5D^*$	$5F$	12464.02	$3.87 \cdot 10^0$
107	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)6p$	$5D^*$	$5P$	11947.11	$6.86 \cdot 10^0$
108	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)6f$	$5D^*$	$5F$	10675.80	$1.40 \cdot 10^1$
109	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)7f$	$5D^*$	$5F$	9825.90	$3.00 \cdot 10^1$
110	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$3D^*$	$5P$	62301.36	-
111	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$3D^*$	$3P$	45608.50	$9.15 \cdot 10^0$
112	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$3D^*$	$3F$	18243.60	$7.00 \cdot 10^0$
113	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)5p$	$3D^*$	$3P$	15665.91	$2.30 \cdot 10^0$
114	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)5f$	$3D^*$	$3F$	12570.04	$3.93 \cdot 10^0$
115	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)6p$	$3D^*$	$3P$	11868.22	$7.34 \cdot 10^0$
116	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)6f$	$3D^*$	$3F$	10753.53	$1.42 \cdot 10^1$
117	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(4S^*)7f$	$3D^*$	$3F$	9891.74	$3.04 \cdot 10^1$
118	$2s^22p^3(4S^*)3d$	$2s^22p^3(2D^*)3p$	$3D^*$	$3D$	6324.54	$2.02 \cdot 10^{-2}$
119	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)5s$	$5P$	$5S^*$	33083.70	$1.38 \cdot 10^1$
120	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$5P$	$5D^*$	26514.70	$1.04 \cdot 10^1$
121	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$5P$	$3D^*$	26211.60	-
122	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)6s$	$5P$	$5S^*$	16872.34	$1.01 \cdot 10^1$
123	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)5d$	$5P$	$5D^*$	15890.57	$1.43 \cdot 10^1$
124	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)7s$	$5P$	$5S^*$	13416.83	$1.48 \cdot 10^1$
125	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)6d$	$5P$	$5D^*$	13055.70	$2.90 \cdot 10^1$
126	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)8s$	$5P$	$5S^*$	11969.95	$2.38 \cdot 10^1$
127	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)7d$	$5P$	$5D^*$	11790.03	$5.99 \cdot 10^1$
128	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)8d$	$5P$	$5D^*$	11093.26	$7.69 \cdot 10^1$
129	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)5s$	$3P$	$3S^*$	36617.40	$1.84 \cdot 10^1$
130	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$3P$	$5D^*$	31401.99	-
131	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$3P$	$3D^*$	30985.00	$1.44 \cdot 10^1$
132	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)6s$	$3P$	$3S^*$	18229.30	$1.26 \cdot 10^1$
133	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)5d$	$3P$	$3D^*$	17453.46	$1.75 \cdot 10^1$
134	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)7s$	$3P$	$3S^*$	14391.01	$1.80 \cdot 10^1$
135	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)6d$	$3P$	$3D^*$	14110.96	$3.44 \cdot 10^1$
136	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)8s$	$3P$	$3S^*$	12790.49	$2.85 \cdot 10^1$
137	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)7d$	$3P$	$3D^*$	12652.00	$6.99 \cdot 10^1$

продолжение следует

(окончание)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S0}$, Å
138	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(4S^*)8d$	$3P$	$3D^*$	11855.00	$8.78 \cdot 10^1$
139	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2P^*)3s$	$3P$	$3P^*$	7022.89	$2.05 \cdot 10^{-2}$
140	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2D^*)3d$	$3P$	$3P^*$	4227.97	$3.78 \cdot 10^{-2}$
141	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2D^*)3d$	$3P$	$3D^*$	4068.40	$4.35 \cdot 10^{-2}$
142	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2D^*)3d$	$3P$	$3S^*$	4054.80	$4.41 \cdot 10^{-2}$
143	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2D^*)4d$	$3P$	$3D^*$	3331.38	$1.65 \cdot 10^{-1}$
144	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2D^*)4d$	$3P$	$3S^*$	3326.20	$1.68 \cdot 10^{-1}$
145	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2D^*)4d$	$3P$	$3P^*$	3300.07	$1.83 \cdot 10^{-1}$
146	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2P^*)3d$	$3P$	$3D^*$	2612.23	$1.81 \cdot 10^{-2}$
147	$2s^22p^3(4S^*)4p$	$2s^22p^3(2P^*)4d$	$3P$	$3D^*$	2289.26	$7.83 \cdot 10^{-2}$
148	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$3D^*$	$3F$	54797.70	$3.24 \cdot 10^1$
149	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(4S^*)5p$	$3D^*$	$3P$	36740.78	$2.36 \cdot 10^1$
150	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(4S^*)5f$	$3D^*$	$3F$	23265.20	$2.23 \cdot 10^1$
151	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(4S^*)6f$	$3D^*$	$3F$	17720.15	$3.87 \cdot 10^1$
152	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(4S^*)7f$	$3D^*$	$3F$	15495.56	$7.46 \cdot 10^1$
153	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(2D^*)3p$	$3D^*$	$3D$	8226.78	$3.50 \cdot 10^{-2}$
154	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(2P^*)3p$	$3D^*$	$3D$	3824.05	$7.66 \cdot 10^{-3}$
155	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(2D^*)3p$	$1D^*$	$1P$	9482.89	$4.50 \cdot 10^{-2}$
156	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(2D^*)3p$	$1D^*$	$1F$	8820.42	$4.41 \cdot 10^{-2}$
157	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(2D^*)3p$	$1D^*$	$1D$	7156.70	$4.81 \cdot 10^{-2}$
158	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(2P^*)3p$	$1D^*$	$1P$	3997.95	$8.75 \cdot 10^{-3}$
159	$2s^22p^3(2D^*)3s$	$2s^22p^3(2P^*)3p$	$1D^*$	$1D$	3855.01	$9.07 \cdot 10^{-3}$
160	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$5D^*$	$5F$	973833.00	-
161	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)5p$	$5D^*$	$5P$	131456.00	$2.73 \cdot 10^2$
162	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)5f$	$5D^*$	$5F$	38818.60	$6.21 \cdot 10^1$
163	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)6p$	$5D^*$	$5P$	34210.00	$5.62 \cdot 10^1$
164	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)6f$	$5D^*$	$5F$	25512.80	$8.01 \cdot 10^1$
165	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)7f$	$5D^*$	$5F$	21143.50	$1.39 \cdot 10^2$
166	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$3D^*$	$3F$	1668808.00	-
167	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)5p$	$3D^*$	$3P$	103993.35	$1.90 \cdot 10^2$
168	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)5f$	$3D^*$	$3F$	39474.10	$6.42 \cdot 10^1$
169	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)6p$	$3D^*$	$3P$	33293.59	$5.77 \cdot 10^1$
170	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)6f$	$3D^*$	$3F$	25794.60	$8.19 \cdot 10^1$
171	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(4S^*)7f$	$3D^*$	$3F$	21336.90	$1.41 \cdot 10^2$
172	$2s^22p^3(4S^*)4d$	$2s^22p^3(2D^*)3p$	$3D^*$	$3D$	9624.68	$4.68 \cdot 10^{-2}$
173	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$2s^22p^3(4S^*)5d$	$5F$	$5D^*$	41371.30	$9.70 \cdot 10^1$
174	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$2s^22p^3(4S^*)6d$	$5F$	$5D^*$	26432.60	$1.19 \cdot 10^2$
175	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$2s^22p^3(4S^*)7d$	$5F$	$5D^*$	21714.40	$2.03 \cdot 10^2$
176	$2s^22p^3(4S^*)4f$	$2s^22p^3(4S^*)8d$	$5F$	$5D^*$	19458.20	$2.37 \cdot 10^2$

Таблица 17 — Линейчатые переходы атома азота

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S_0}$, Å
1	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3s$	$4S^*$	$4P$	1199.97	$6.90 \cdot 10^{-4}$
2	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3s$	$4S^*$	$2P$	1160.20	-
3	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^4$	$4S^*$	$4P$	1134.66	$2.90 \cdot 10^{-4}$
4	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^1D)3s$	$4S^*$	$2D$	1003.40	-
5	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)4s$	$4S^*$	$4P$	964.38	$3.33 \cdot 10^{-3}$
6	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)4s$	$4S^*$	$2P$	959.73	-
7	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$2P$	955.76	-
8	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$4F$	955.33	-
9	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$2F$	954.10	$2.16 \cdot 10^{-3}$
10	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$4P$	953.77	$2.16 \cdot 10^{-3}$
11	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$4D$	952.38	$2.16 \cdot 10^{-3}$
12	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$2D$	951.17	-
13	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)5s$	$4S^*$	$4P$	910.05	$1.15 \cdot 10^{-2}$
14	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)4d$	$4S^*$	$4P$	906.49	$1.94 \cdot 10^{-2}$
15	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)6s$	$4S^*$	$4P$	887.80	$3.04 \cdot 10^{-2}$
16	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)5d$	$4S^*$	$4P$	886.24	$3.37 \cdot 10^{-2}$
17	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)7s$	$4S^*$	$4P$	876.41	$7.20 \cdot 10^{-2}$
18	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)6d$	$4S^*$	$4P$	875.63	$4.91 \cdot 10^{-2}$
19	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)8s$	$4S^*$	$4P$	869.77	$1.46 \cdot 10^{-1}$
20	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)9s$	$4S^*$	$4P$	865.59	$1.46 \cdot 10^{-1}$
21	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3s$	$2D^*$	$2P$	1493.32	$1.25 \cdot 10^{-3}$
22	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^1D)3s$	$2D^*$	$2D$	1243.23	$7.91 \cdot 10^{-4}$
23	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)4s$	$2D^*$	$4P$	1183.90	-
24	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)4s$	$2D^*$	$2P$	1176.91	$5.00 \cdot 10^{-3}$
25	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$2P$	1170.96	$3.23 \cdot 10^{-3}$
26	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$4F$	1170.10	-
27	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$2F$	1167.91	$2.79 \cdot 10^{-3}$
28	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$4P$	1168.00	$3.06 \cdot 10^{-3}$
29	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$4D$	1165.80	-
30	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$2D$	1164.06	$3.06 \cdot 10^{-3}$
31	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)5s$	$2D^*$	$2P$	1100.68	$1.08 \cdot 10^{-2}$
32	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)4d$	$2D^*$	$2F$	1097.67	$2.85 \cdot 10^{-2}$
33	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)5d$	$2D^*$	$2F$	1068.04	$4.90 \cdot 10^{-2}$
34	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^1D)4s$	$2D^*$	$2D$	1000.18	$3.60 \cdot 10^{-3}$
35	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^1D)3d$	$2D^*$	$2D$	990.84	$2.67 \cdot 10^{-3}$
36	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^1D)3d$	$2D^*$	$2P$	989.29	$2.67 \cdot 10^{-3}$
37	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^4$	$2D^*$	$2D$	980.66	$2.00 \cdot 10^{-4}$
38	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^3P)3s$	$2P^*$	$2P$	1743.57	$1.70 \cdot 10^{-3}$
39	$2s^2 2p^3$	$2s^2 2p^2(^1D)3s$	$2P^*$	$2D$	1411.94	$1.02 \cdot 10^{-3}$

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S_0}$, Å
40	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2P^*$	$4P$	1335.90	-
41	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2P^*$	$2P$	1327.02	$6.36 \cdot 10^{-3}$
42	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$2P$	1319.45	$3.25 \cdot 10^{-3}$
43	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$4F$	1318.60	-
44	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$2F$	1316.29	$3.45 \cdot 10^{-3}$
45	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$4P$	1315.70	$3.45 \cdot 10^{-3}$
46	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$4D$	1313.00	-
47	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$2D$	1310.70	$3.88 \cdot 10^{-3}$
48	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2P^*$	$2P$	1228.66	$3.56 \cdot 10^{-2}$
49	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2P^*$	$2D$	1225.16	$3.56 \cdot 10^{-2}$
50	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2P^*$	$2P$	1190.99	$6.08 \cdot 10^{-2}$
51	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2P^*$	$2D$	1189.07	$6.08 \cdot 10^{-2}$
52	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^1D)4s$	$2P^*$	$2D$	1106.55	$4.41 \cdot 10^{-3}$
53	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$2P^*$	$2D$	1095.12	$3.26 \cdot 10^{-3}$
54	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$2P^*$	$2P$	1093.24	$3.12 \cdot 10^{-3}$
55	$2s^22p^3$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$2P^*$	$2S$	1090.19	$3.00 \cdot 10^{-3}$
56	$2s^22p^3$	$2s^22p^4$	$2P^*$	$2D$	1082.71	$2.00 \cdot 10^{-4}$
57	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$2S^*$	9729.70	-
58	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$4D^*$	8691.61	$4.48 \cdot 10^{-2}$
59	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$4P^*$	8211.79	$4.42 \cdot 10^{-2}$
60	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$4S^*$	7452.16	$4.77 \cdot 10^{-2}$
61	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$2D^*$	7406.50	-
62	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$2P^*$	6914.50	-
63	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$4P$	$4S^*$	4146.48	$8.06 \cdot 10^{-2}$
64	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2P$	$2S^*$	13530.37	$1.09 \cdot 10^{-1}$
65	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2P$	$4P^*$	10730.05	-
66	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2P$	$4S^*$	9468.80	-
67	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2P$	$2D^*$	9395.29	$7.15 \cdot 10^{-2}$
68	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2P$	$2P^*$	8617.46	$7.28 \cdot 10^{-2}$
69	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2P$	$2S^*$	4928.37	$1.02 \cdot 10^{-1}$
70	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2P$	$2P^*$	4666.74	$1.00 \cdot 10^{-1}$
71	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2P$	$2D^*$	4106.88	$3.20 \cdot 10^{-1}$
72	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2P$	$2S^*$	4020.08	$2.00 \cdot 10^{-1}$
73	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2P$	$2D^*$	3891.19	$2.68 \cdot 10^{-1}$
74	$2s^22p^2(^3P)3s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2P$	$2P^*$	3827.63	$1.07 \cdot 10^{-2}$
75	$2s^22p^4$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$4D^*$	14909.43	$1.24 \cdot 10^{-1}$
76	$2s^22p^4$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$4P^*$	13551.19	$1.11 \cdot 10^{-1}$
77	$2s^22p^4$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$4S^*$	11599.92	$1.15 \cdot 10^{-1}$
78	$2s^22p^4$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$2D^*$	11489.71	-
79	$2s^22p^4$	$2s^22p^2(^3P)3p$	$4P$	$2P^*$	10347.52	-

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S_0}$, Å
80	$2s^22p^4$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$4P$	$4D^*$	5348.71	$1.15 \cdot 10^{-1}$
81	$2s^22p^4$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$4P$	$4P^*$	5281.20	$1.20 \cdot 10^{-1}$
82	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2S^*$	$4P$	9927.00	-
83	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2S^*$	$2P$	9418.51	$3.50 \cdot 10^{-1}$
84	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2S^*$	$2P$	9049.93	$1.93 \cdot 10^{-1}$
85	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2S^*$	$4F$	9020.70	-
86	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2S^*$	$4P$	8857.30	-
87	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2S^*$	$4D$	8761.30	-
88	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2S^*$	$2D$	8664.40	-
89	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2S^*$	$2P$	6005.46	$8.48 \cdot 10^{-1}$
90	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2S^*$	$2P$	5201.02	$2.40 \cdot 10^0$
91	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$4D^*$	$4P$	11288.60	$4.64 \cdot 10^{-1}$
92	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$4D^*$	$2P$	10649.43	-
93	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4D^*$	$2P$	10180.61	-
94	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4D^*$	$4F$	10116.84	$2.21 \cdot 10^{-1}$
95	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4D^*$	$2F$	9991.55	$2.58 \cdot 10^{-1}$
96	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4D^*$	$4P$	9988.23	$2.58 \cdot 10^{-1}$
97	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4D^*$	$4D$	9830.61	$2.25 \cdot 10^{-1}$
98	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4D^*$	$2D$	9709.50	-
99	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$4D^*$	$4P$	6644.26	$6.05 \cdot 10^{-1}$
100	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4D^*$	$4F$	6485.61	$8.85 \cdot 10^{-1}$
101	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4D^*$	$4D$	6424.30	$8.85 \cdot 10^{-1}$
102	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4D^*$	$4F$	5563.52	$1.70 \cdot 10^0$
103	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4D^*$	$4D$	5531.85	$1.80 \cdot 10^0$
104	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$4P^*$	$4P$	12215.60	$5.36 \cdot 10^{-1}$
105	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$4P^*$	$2P$	11509.40	-
106	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4P^*$	$2P$	10963.75	-
107	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4P^*$	$4F$	10885.45	-
108	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4P^*$	$2F$	10710.40	$3.52 \cdot 10^{-1}$
109	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4P^*$	$4P$	10707.19	$2.24 \cdot 10^{-1}$
110	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4P^*$	$4D$	10526.27	$2.60 \cdot 10^{-1}$
111	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4P^*$	$2D$	10387.50	-
112	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$4P^*$	$4P$	6954.92	$6.60 \cdot 10^{-1}$
113	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4P^*$	$4P$	6752.14	$1.10 \cdot 10^0$
114	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4P^*$	$4D$	6714.28	$1.10 \cdot 10^0$
115	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4P^*$	$4D$	5745.52	$1.90 \cdot 10^0$
116	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$4S^*$	$4P$	14399.00	$7.11 \cdot 10^{-1}$
117	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$4S^*$	$2P$	13427.82	-
118	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$2P$	12690.94	-
119	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$4F$	12615.41	-

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S_0}$, Å
120	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$2F$	12404.29	-
121	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$4P$	12348.40	$2.91 \cdot 10^{-1}$
122	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$4D$	12118.50	-
123	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$4S^*$	$2D$	11925.16	-
124	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$4S^*$	$4P$	7612.10	$8.00 \cdot 10^{-1}$
125	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4S^*$	$4P$	7369.85	$1.28 \cdot 10^0$
126	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)6s$	$4S^*$	$4P$	6292.59	$1.59 \cdot 10^0$
127	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4S^*$	$4P$	6214.96	$2.15 \cdot 10^0$
128	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)7s$	$4S^*$	$4P$	5761.90	$3.00 \cdot 10^0$
129	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)6d$	$4S^*$	$4P$	5728.00	$5.50 \cdot 10^0$
130	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)8s$	$4S^*$	$4P$	5486.40	$5.20 \cdot 10^0$
131	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)9s$	$4S^*$	$4P$	5324.00	$7.00 \cdot 10^0$
132	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2D^*$	$2D$	35334.20	$6.50 \cdot 10^{-1}$
133	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2D^*$	$4P$	14572.50	-
134	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2D^*$	$2P$	13578.58	$7.25 \cdot 10^{-1}$
135	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$2P$	12825.52	$4.00 \cdot 10^{-1}$
136	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$2F$	12469.42	$4.06 \cdot 10^{-1}$
137	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$4D$	12230.90	-
138	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2D^*$	$2D$	12043.92	$4.49 \cdot 10^{-1}$
139	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2D^*$	$2P$	7546.44	$8.29 \cdot 10^{-1}$
140	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2D^*$	$2P$	7463.44	$1.30 \cdot 10^0$
141	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2D^*$	$2F$	7407.39	$1.30 \cdot 10^0$
142	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2D^*$	$2D$	7336.11	$1.30 \cdot 10^0$
143	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2D^*$	$2F$	6238.91	$2.20 \cdot 10^0$
144	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2D^*$	$2D$	6207.61	$2.30 \cdot 10^0$
145	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$2D^*$	$2F$	4356.29	$4.50 \cdot 10^{-2}$
146	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$2D^*$	$2D$	4287.20	$4.80 \cdot 10^{-2}$
147	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$2D^*$	$2P$	4258.40	$7.30 \cdot 10^{-2}$
148	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^4$	$2D^*$	$2D$	4101.48	$1.75 \cdot 10^{-3}$
149	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2P^*$	$2D$	53485.40	$1.50 \cdot 10^0$
150	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2P^*$	$4P$	16944.70	-
151	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2P^*$	$2P$	15615.67	$1.00 \cdot 10^0$
152	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$2P$	14627.93	$5.05 \cdot 10^{-1}$
153	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$4F$	14527.67	-
154	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$2F$	14272.59	-
155	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$4P$	14174.80	-
156	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$4D$	13872.60	-
157	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2P^*$	$2D$	13619.84	$5.02 \cdot 10^{-1}$
158	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2P^*$	$2P$	8136.33	$9.50 \cdot 10^{-1}$
159	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2P^*$	$2D$	7892.35	$1.50 \cdot 10^0$

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S0}$, Å
160	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2P^*$	2P	6660.72	$2.40 \cdot 10^0$
161	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2P^*$	2D	6601.30	$2.60 \cdot 10^0$
162	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)4s$	$^2P^*$	2D	4668.10	$8.26 \cdot 10^{-2}$
163	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2D	4470.04	$5.26 \cdot 10^{-2}$
164	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2P	4440.00	$5.39 \cdot 10^{-2}$
165	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2S	4390.10	$4.10 \cdot 10^{-2}$
166	$2s^22p^2(^3P)3p$	$2s^22p^4$	$^2P^*$	2D	4273.28	$1.91 \cdot 10^{-3}$
167	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2D	$^2D^*$	13221.52	$7.82 \cdot 10^{-1}$
168	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2D	$^2P^*$	12572.98	$7.83 \cdot 10^{-1}$
169	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2D	$^2D^*$	9195.66	$4.98 \cdot 10^{-2}$
170	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2D	$^2F^*$	9047.59	$1.50 \cdot 10^{-1}$
171	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2D	$^2P^*$	8659.50	$1.24 \cdot 10^0$
172	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2D	$^2D^*$	8180.41	$1.50 \cdot 10^0$
173	$2s^22p^2(^1D)3s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2D	$^2P^*$	7904.47	$4.58 \cdot 10^{-2}$
174	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	4P	$^4D^*$	31954.00	$4.13 \cdot 10^0$
175	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	4P	$^4P^*$	30120.00	$3.85 \cdot 10^0$
176	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	4P	$^4S^*$	26654.00	$3.37 \cdot 10^0$
177	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4D^*$	13295.90	$2.92 \cdot 10^0$
178	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4P^*$	13137.00	$2.97 \cdot 10^0$
179	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4S^*$	12804.70	$3.08 \cdot 10^0$
180	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2P	$^2S^*$	43825.60	$7.14 \cdot 10^0$
181	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2P	$^2D^*$	33014.70	$4.88 \cdot 10^0$
182	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2P	$^2P^*$	29248.40	$4.24 \cdot 10^0$
183	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2D^*$	15770.30	$1.46 \cdot 10^{-1}$
184	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2S^*$	14562.92	$3.29 \cdot 10^0$
185	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2P^*$	14256.48	$3.36 \cdot 10^0$
186	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2D^*$	13002.78	$3.79 \cdot 10^0$
187	$2s^22p^2(^3P)4s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2P^*$	12319.22	$1.11 \cdot 10^{-1}$
188	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2P	$^2S^*$	54069.30	$1.09 \cdot 10^1$
189	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2P	$^2D^*$	38511.10	$6.63 \cdot 10^0$
190	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2P	$^2P^*$	33481.90	$5.56 \cdot 10^0$
191	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2D^*$	16924.42	$1.69 \cdot 10^{-1}$
192	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2P^*$	15193.09	$3.81 \cdot 10^0$
193	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2D^*$	13777.42	$4.25 \cdot 10^0$
194	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2P^*$	13012.39	$1.24 \cdot 10^{-1}$
195	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	4F	$^4D^*$	47534.00	$9.13 \cdot 10^0$
196	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4F	$^4D^*$	15396.10	$3.92 \cdot 10^0$
197	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	2F	$^2D^*$	42122.10	$7.94 \cdot 10^0$
198	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2F	$^2D^*$	14213.46	$4.52 \cdot 10^0$
199	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	4P	$^4D^*$	50594.00	$1.03 \cdot 10^1$

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S_0}$, Å
200	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$4P$	$4P^*$	46144.00	$9.03 \cdot 10^0$
201	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$4P$	$4S^*$	38479.00	$7.02 \cdot 10^0$
202	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	$4P$	$4P^*$	15482.70	$4.12 \cdot 10^0$
203	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	$4P$	$4S^*$	15023.20	$4.23 \cdot 10^0$
204	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$4D$	$4D^*$	55065.00	$1.23 \cdot 10^1$
205	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$4D$	$4P^*$	49834.00	$1.05 \cdot 10^1$
206	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	$4D$	$4P^*$	15877.30	$4.34 \cdot 10^0$
207	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2D$	$2D^*$	47828.60	$1.02 \cdot 10^1$
208	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2D$	$2P^*$	40309.00	$8.05 \cdot 10^0$
209	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2D$	$2D^*$	18482.42	$2.02 \cdot 10^{-1}$
210	$2s^22p^2(^3P)3d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2D$	$2P^*$	16458.35	$4.47 \cdot 10^0$
211	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2S^*$	$2P$	26661.90	$9.99 \cdot 10^0$
212	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2S^*$	$2P$	15804.93	$1.36 \cdot 10^1$
213	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$4D^*$	$4P$	32670.40	$1.46 \cdot 10^1$
214	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4D^*$	$4F$	29163.50	$1.21 \cdot 10^1$
215	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4D^*$	$4P$	28632.30	$1.20 \cdot 10^1$
216	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4D^*$	$4D$	27963.90	$1.18 \cdot 10^1$
217	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4D^*$	$4F$	16707.48	$1.52 \cdot 10^1$
218	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4D^*$	$4P$	16625.30	$1.54 \cdot 10^1$
219	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4D^*$	$4D$	16425.13	$1.58 \cdot 10^1$
220	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$4P^*$	$4P$	34840.20	$1.66 \cdot 10^1$
221	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4P^*$	$4P$	30285.30	$1.34 \cdot 10^1$
222	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4P^*$	$4D$	29538.50	$1.32 \cdot 10^1$
223	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4P^*$	$4P$	17169.60	$1.64 \cdot 10^1$
224	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4P^*$	$4D$	16956.00	$1.68 \cdot 10^1$
225	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2D^*$	$2P$	35012.20	$1.78 \cdot 10^1$
226	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2D^*$	$2P$	33294.60	$1.56 \cdot 10^1$
227	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2D^*$	$2F$	32207.70	$1.52 \cdot 10^1$
228	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2D^*$	$2D$	30902.50	$1.48 \cdot 10^1$
229	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2D^*$	$2P$	17921.90	$1.75 \cdot 10^1$
230	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2D^*$	$2F$	17749.20	$1.78 \cdot 10^1$
231	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$2D^*$	$2D$	17498.15	$1.83 \cdot 10^1$
232	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$4S^*$	$4P$	41007.40	$2.31 \cdot 10^1$
233	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$4S^*$	$4P$	34839.90	$1.77 \cdot 10^1$
234	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)6s$	$4S^*$	$4P$	19253.20	$1.41 \cdot 10^1$
235	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$4S^*$	$4P$	18544.00	$1.91 \cdot 10^1$
236	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)7s$	$4S^*$	$4P$	15020.39	$1.96 \cdot 10^1$
237	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)6d$	$4S^*$	$4P$	14792.00	$3.64 \cdot 10^1$
238	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)8s$	$4S^*$	$4P$	13282.00	$3.07 \cdot 10^1$
239	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)9s$	$4S^*$	$4P$	12369.00	$3.76 \cdot 10^1$

продолжение следует

(продолжение)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S0}$, Å
240	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5s$	$^2P^*$	2P	40549.60	$2.39 \cdot 10^1$
241	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$^2P^*$	2P	38263.50	$2.06 \cdot 10^1$
242	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)4d$	$^2P^*$	2D	35137.70	$1.92 \cdot 10^1$
243	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2P^*$	2D	18780.20	$2.10 \cdot 10^1$
244	$2s^22p^2(^3P)4p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2S	7719.30	$1.73 \cdot 10^{-1}$
245	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4D^*$	75260.00	$9.37 \cdot 10^1$
246	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4P^*$	70439.00	$8.53 \cdot 10^1$
247	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4S^*$	61837.00	$7.17 \cdot 10^1$
248	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2D^*$	220167.00	$2.85 \cdot 10^1$
249	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2S^*$	102064.00	$1.62 \cdot 10^2$
250	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2P^*$	88705.00	$1.30 \cdot 10^2$
251	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2D^*$	55449.00	$6.89 \cdot 10^1$
252	$2s^22p^2(^3P)5s$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2P^*$	44841.50	$1.47 \cdot 10^0$
253	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4F	$^4D^*$	104094.00	$1.79 \cdot 10^2$
254	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2D^*$	325877.00	$6.25 \cdot 10^1$
255	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2S^*$	120129.00	$2.24 \cdot 10^2$
256	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2P^*$	102041.00	-
257	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2P	$^2D^*$	60382.00	$8.17 \cdot 10^1$
258	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2P	$^2P^*$	48013.70	$1.69 \cdot 10^0$
259	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2F	$^2D^*$	486601.00	$1.39 \cdot 10^2$
260	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2F	$^2D^*$	64318.00	$9.27 \cdot 10^1$
261	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4D^*$	111477.00	$2.06 \cdot 10^2$
262	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4P^*$	101216.00	$1.76 \cdot 10^2$
263	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4P	$^4S^*$	84355.00	$1.33 \cdot 10^2$
264	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4D	$^4D^*$	122914.00	$2.50 \cdot 10^2$
265	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	4D	$^4P^*$	110557.00	$2.10 \cdot 10^2$
266	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2D	$^2P^*$	133779.00	$2.95 \cdot 10^2$
267	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^3P)5p$	2D	$^2D^*$	70243.00	$1.11 \cdot 10^2$
268	$2s^22p^2(^3P)4d$	$2s^22p^2(^1D)3p$	2D	$^2P^*$	54046.80	$2.14 \cdot 10^0$
269	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2D^*$	2P	44094.00	$1.06 \cdot 10^2$
270	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2D^*$	2F	43063.20	$1.05 \cdot 10^2$
271	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2D^*$	2D	41615.00	$1.03 \cdot 10^2$
272	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)4s$	$^2D^*$	2D	11525.00	$5.03 \cdot 10^{-1}$
273	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2D^*$	2F	10786.80	$2.82 \cdot 10^{-1}$
274	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2D^*$	2D	10395.00	$2.84 \cdot 10^{-1}$
275	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2D^*$	2P	10228.00	$2.86 \cdot 10^{-1}$
276	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^4$	$^2D^*$	2D	9371.67	$9.18 \cdot 10^{-3}$
277	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)4s$	$^2F^*$	2D	11766.00	$5.24 \cdot 10^{-1}$
278	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2F^*$	2F	10986.05	$2.93 \cdot 10^{-1}$
279	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2F^*$	2D	10591.00	$2.95 \cdot 10^{-1}$

продолжение следует

(окончание)

№	Конфиг. j	Конфиг. i	Терм j	Терм i	λ , Å	$\Delta\lambda_{S_0}$, Å
280	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^4$	$^2F^*$	2D	9532.50	$9.49 \cdot 10^{-3}$
281	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2S^*$	2P	57395.00	$1.79 \cdot 10^2$
282	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^4D^*$	4F	62731.00	$2.15 \cdot 10^2$
283	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^4D^*$	4P	61589.00	$2.11 \cdot 10^2$
284	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^4D^*$	4D	58929.00	$2.03 \cdot 10^2$
285	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2P^*$	2P	62706.00	$2.14 \cdot 10^2$
286	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2P^*$	2D	57809.00	$1.99 \cdot 10^2$
287	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^1S)3s$	$^2P^*$	2S	19718.10	$1.92 \cdot 10^{-1}$
288	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2S	10684.00	$3.32 \cdot 10^{-1}$
289	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^4P^*$	4P	65243.00	$2.37 \cdot 10^2$
290	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^4P^*$	4D	62266.00	$2.27 \cdot 10^2$
291	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)6s$	$^4S^*$	4P	87968.00	$2.94 \cdot 10^2$
292	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^4S^*$	4P	74893.00	$3.12 \cdot 10^2$
293	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)7s$	$^4S^*$	4P	38460.70	$1.28 \cdot 10^2$
294	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)6d$	$^4S^*$	4P	37000.00	$2.27 \cdot 10^2$
295	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)8s$	$^4S^*$	4P	28807.00	$1.44 \cdot 10^2$
296	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)9s$	$^4S^*$	4P	24832.00	$1.52 \cdot 10^2$
297	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2D^*$	2P	108859.00	$6.45 \cdot 10^2$
298	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2D^*$	2F	102784.00	$5.97 \cdot 10^2$
299	$2s^22p^2(^3P)5p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2D^*$	2D	94902.00	$5.37 \cdot 10^2$
300	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2P^*$	2P	203250.00	-
301	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^3P)5d$	$^2P^*$	2D	159464.00	$1.52 \cdot 10^3$
302	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1S)3s$	$^2P^*$	2S	25205.70	$3.14 \cdot 10^{-1}$
303	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)4s$	$^2P^*$	2D	14491.00	$7.96 \cdot 10^{-1}$
304	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2D	12750.00	$4.27 \cdot 10^{-1}$
305	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2P	12498.00	$4.27 \cdot 10^{-1}$
306	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^2(^1D)3d$	$^2P^*$	2S	12111.00	$4.27 \cdot 10^{-1}$
307	$2s^22p^2(^1D)3p$	$2s^22p^4$	$^2P^*$	2D	11257.30	$1.32 \cdot 10^{-2}$