

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ
Российской академии наук

Ступицкий Е.Л., Моисеева Д.С.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПЛАЗМЕННЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ
РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ
ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ**





**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ
Российской академии наук**

Ступицкий Е.Л., Моисеева Д.С.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПЛАЗМЕННЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ
РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ
ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ**

2023 г.

УДК 551.51
ББК 26.233
С88

Ступицкий, Евгений Леонидович.

С88 Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере / Е. Л. Ступицкий, Д. С. Моисеева ; Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации проектирования Российской академии наук ИАП РАН. – Москва : РАН, 2023. – 304 с.
ISBN 978-5-907366-85-5

В монографии изложены результаты физических исследований и численного моделирования ионизационно-химических, оптических и электродинамических процессов в атмосфере и нижней ионосфере Земли при распространении в них мощных потоков электромагнитного излучения в связи с возможными условиями их применения. Значительное место уделено разработке численных алгоритмов, адаптированных к физическому содержанию рассматриваемых явлений. Приводимые материалы основаны главным образом на опубликованных работах авторов.

Монография рассчитана на научных сотрудников, специализирующихся в исследовании ионосферы, физике плазмы, распространении излучения и методов их численного моделирования. Книга будет полезна студентам старших курсов и аспирантам соответствующих специальностей.

УДК 551.51
ББК 26.233

Предисловие	7
Введение.	8
Часть I. Физическое представление о процессах и уравнениях, описывающих среду распространения мощного потока излучения	
Глава 1. Использование кинетического подхода для получения уравнений динамики газоплазменных сред	9
1.1. Фазовое пространство. Функция распределения	9
1.2. Уравнение Больцмана.	12
1.3. Уравнение Климонтовича	14
1.4. Уравнение Лиувилля	16
1.5. Краткое содержание подхода Боголюбова к выводу интеграла столкновений в уравнении Больцмана	17
Глава 2. Применение кинетического уравнения Больцмана для получения уравнений газоплазменной среды	22
2.1. Уравнение переноса Энского для моментов функции распределения	22
2.2. Уравнение динамики многокомпонентной газоплазменной среды в дивергентной форме. Кинетический подход	26
2.3. Недивергентная форма дифференциальных законов сохранения	31
2.4. Проводимость плазмы и поглощение радиоволн	32
Глава 3. Скорость обмена импульсом и энергией в результате столкновений частиц в многоскоростном частично-ионизованном газе. Краткая характеристика.	38
3.1. Анализ сечений столкновения	40
3.2. Сводка выражений для скорости обмена импульсом и энергией в упругих столкновениях между компонентами плазмы.	42
Глава 4. Одножидкостное приближение для проводящей смеси газов в магнитном поле	44
4.1. Магнитогидродинамическое приближение	44
4.2. Обобщенный закон Ома	46
4.3. Уравнение для магнитного поля	50
Список литературы к части I	52

**Часть II. Физические и численные исследования
ионизационно-оптических и динамических процессов в D-области
ионосферы при воздействии мощного потока радиоизлучения**

Глава 5. Основные особенности структуры естественной ионосферы Земли и краткий обзор их исследований	53
5.1. Особенности слоистой структуры атмосферы	53
5.2. Общий характер солнечно-земных связей.	55
5.3. Температура, состав и концентрация основных компонентов ионосферы	60
5.4. Краткое описание динамических процессов в ионосфере	66
5.5. Особенности приполярной ионосферы	67
5.6. Краткий обзор состояния исследований нижней ионосферы	68
Глава 6. Краткая характеристика нагревных стендов, их характеристики и научные результаты	73
6.1. Принцип действия излучающей антенны и нагревного стенда	74
6.2. Основные характеристики существующих нагревных стендов	77
6.3. Краткий обзор основных направлений и результатов исследования ионосферы, возмущенной мощным потоком радиоизлучения	88
6.3.1. Некоторые результаты первых экспериментов, связанных с нижней ионосферой	89
6.3.2. Некоторые важные результаты исследований воздействия радиоволн на верхнюю ионосферу	91
6.3.3. Результаты исследований последних лет	95
6.3.4. Краткий обзор исследований оптических явлений	98
Глава 7. Кинетические процессы в нижней ионосфере при воздействии на нее мощного потока радиоизлучения.	107
7.1. Ионизационно-химический состав возмущенной нижней ионосферы	107
7.2. Схема кинетических процессов	111
7.3. Процессы фотодиссоциации солнечным излучением	127
7.4. О константах скоростей представленной схемы кинетических процессов	130
Глава 8. Физико-математическая постановка задачи по численному моделированию взаимодействия мощного потока радиоизлучения с нижней ионосферой.	135
8.1. Общая структура уравнений	135
8.2. Влияние кинетических процессов на поведение температур	138

8.3. Сравнительная оценка роли разрешенных и запрещенных переходов	142
8.4. Некоторые замечания о характере распределения поглощенной в D -области энергии радиоизлучения, используемые для постановки краевых условий для расчета газодинамического течения	143
Глава 9. Численные исследования и анализ поведения параметров возмущенной области в нижней ионосфере.	147
9.1. Предварительный численный анализ системы кинетических уравнений, метод их расчета и анализ его точности	147
9.2. О взаимосвязи энергетических и кинетических процессов	151
9.3. Численные исследования и анализ результатов расчета параметров D -области ионосферы, возмущенной мощным потоком радиоизлучения	164
9.3.1. Дневные условия	164
9.3.2. Ночные условия	173
9.4. Расчет оптического излучения D -области ионосферы. Анализ влияния различных процессов.	179
Глава 10. Численные исследования газодинамического возмущения в нижней ионосфере	189
10.1. Постановка модельной задачи	189
10.2. Анализ численных схем.	191
10.3. Результаты расчета.	193
10.4. Нерешенные вопросы для будущих исследований	197
Список литературы к части II	202

Часть III. Распространение мощных импульсов СВЧ-излучения в атмосфере

Глава 11. Физико-математическая модель нелинейного распространения СВЧ-излучения в атмосфере	214
Глава 12. Численный алгоритм и анализ нелинейного распространения СВЧ-импульса в атмосфере	218
Глава 13. Влияние нелинейных эффектов на распространение двух последовательных импульсов СВЧ-излучения	227
Глава 14. Исследование распространения мощных сверхширокополосных СВЧ-импульсов излучения в атмосфере	236
Список литературы к части III	248

**Часть IV. Исследование возможности образования
в приземной атмосфере проводящего канала**

Глава 15. Процесс фотоионизации различных частиц воздуха	250
15.1. Исходные параметры задачи	251
15.2. Фотоионизация воздуха	252
15.3. Фотоионизация молекулярных примесей	253
15.4. О возможности подогрева фотоэлектронов	255
15.5. Влияние аэрозоля	256
Глава 16. Анализ экспериментальной возможности создания проводящего канала в атмосфере с помощью УФ-излучения импульсного разряда	258
16.1. Описание экспериментальной установки	259
16.2. Измерение параметров разряда и оценка температуры плазмы.	261
16.3. Измерение электронной концентрации и тока вдоль канала луча	268
16.4. Анализ возможностей оптической системы формирования луча	272
Глава 17. Численные исследования возможности формирования токопроводящего канала в приземной атмосфере с помощью широкополосных тепловых излучателей	275
17.1. Анализ механизма многофотонной ионизации лазерным излучением	276
17.2. Исследование возможности создания токопроводящего канала с помощью широкополосных тепловых излучателей.	279
17.3. Скорости фотопроцессов и их зависимость от расстояния до источника	281
17.4. Постановка задачи об ионизационной кинетике в луче.	286
17.5. Результаты расчетов и их краткий анализ	291
Глава 18. Исследование возможности создания средств электрошокового нелетального воздействия на биообъекты на больших расстояниях	297
Список литературы к части IV	300

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние десятилетия получен ряд интересных как с научной, так и с прикладной точки зрения расчетно-теоретических и экспериментальных результатов по распространению мощных потоков излучения в атмосфере.

В основе изложенных в книге исследований лежит физический анализ рассматриваемых явлений и их численное моделирование. Отбор материала определяется, с одной стороны, актуальностью исследуемой проблемы, с другой стороны – кругом научных интересов авторов и их коллег, совместно с которыми выполнено большинство оригинальных публикаций. На основе обобщения материала этих работ написана данная книга.

Несмотря на определенное различие в постановке и решении рассматриваемых задач, многие кинетические и динамические аспекты их физического содержания дают возможность разработать достаточно общий расчетно-методический аппарат, позволяющий не только проводить исследования и получать конкретные результаты, но и прогнозировать развитие рассматриваемого физического направления исследований.

Многие из изложенных в книге вопросов, связанных с физическим содержанием и численным моделированием, рассматривались авторами в спецкурсах, которые читались студентам физико-технических специальностей. Поэтому она в первую очередь ориентирована на помощь молодым научным сотрудникам, аспирантам, а также студентам физических специальностей в изучении и численном моделировании явлений с насыщенным физическим содержанием. Для удобства понимания и использования математического аппарата в первой части книги дан вывод и анализ основных уравнений динамики и кинетики плазмы.

Авторы выражают искреннюю благодарность чл.-к. РАН, д.ф.-м.н., проф. И.Б. Петрову, д.ф.-м.н И.С. Никитину за обсуждение затронутых в книге вопросов.

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию генерации нелинейных явлений и процессов, связанных с распространением мощных потоков излучения в атмосфере, в последние десятилетия уделяется большое внимание как в нашей стране, так и за рубежом. Такое отношение к данному направлению связано не только с прикладной сферой применения мощных потоков лучистой энергии различных частотных диапазонов, но и с наличием широкого спектра фундаментальных научных вопросов.

В первой части работы дано краткое содержание, имеющихся математических моделей для описания газоплазменных сред.

В настоящее время активно рассматриваются экспериментальные исследования с использованием радиоизлучающих наземных стендов для изучения ионосферы и решения ряда прикладных вопросов, связанных с радиофизической и оптической обстановкой в ионосфере. Это направление в последние годы является основным в исследовании свойств ионосферы. Так как данное направление исследований очень насыщено необходимостью учета очень большого числа физических процессов в сильно неравновесной плазме, то это требует разработки специальных численных алгоритмов, позволяющих вести комплексные численные исследования. Таким образом, достаточно полная и адекватная физическая модель рассматриваемых явлений должна не только правильно описывать их, но и быть удобной для численной реализации, что позволит анализировать результаты эксперимента и быть полезной при их постановке.

Во второй части работы изложены результаты численных исследований по воздействию мощного потока радиоизлучения на нижнюю область ионосферы (*D*-область).

Примерно с середины 80-х годов, по мере развития мощных СВЧ-источников, возник научный и практический интерес к распространению мощных СВЧ-импульсов в атмосфере. Высокий уровень мощности существующих и перспективных источников требует учета нелинейных эффектов при прохождении импульса СВЧ-излучения по трассе «Земля – космос» и «космос – Земля», т. е. на значительные расстояния. В зависимости от мощности и длительности импульса возможны различные по-своему физическому содержанию режимы распространения, в частности возможность развития лавинной ионизации приводит к плазменному образованию, которое существенно влияет на вероятность прохождения последовательности импульсов. В третьей части работы изложены результаты численных исследований параметров одиночных и повторных импульсов и образующейся при их распространении плазмы на основе решения уравнений плазмодинамики и уравнений Максвелла.

В четвертой части работы представлены результаты расчетно-теоретических и экспериментальных исследований возможного образования в приземной атмосфере протяженного токопроводящего канала с помощью широкополосных тепловых излучателей разрядного типа.

ЧАСТЬ I. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРОЦЕССАХ И УРАВНЕНИЯХ, ОПИСЫВАЮЩИХ СРЕДУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНОГО ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ

ГЛАВА 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО ПОДХОДА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ ГАЗОПЛАЗМЕННЫХ СРЕД

Существует три способа математического описания поведения газа и плазмы: рассмотрение движения отдельных частиц – так называемый метод молекулярной динамики, метод кинетического уравнения для функции распределения частиц по скоростям и гидродинамический подход на основе модели сплошной среды.

Первый способ применим только для очень разреженных сред, когда взаимодействием частиц можно пренебречь и каждую частицу можно рассматривать движущейся только под действием внешних сил. Состояние системы в этом случае определяется полным набором координат и импульсов всех частиц. Такой подход в настоящее время успешно используется для решения некоторых задач разрушения поверхностного слоя материала под действием ионов высокой энергии, а также в численном исследовании аэрозольной плазмы.

1.1. Фазовое пространство. Функция распределения

С ростом концентрации индивидуальное описание частиц становится невозможным и прибегают к статистическому методу описания поведения частиц, в котором используется понятие вероятности – вероятное число частиц, находящиеся в момент времени t в элементе физического объема dr с координатами от \mathbf{r} до $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$ и обладающие скоростями от \mathbf{v} до $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$. Оно определяется величиной $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}$, где $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ – функция распределения частиц по пространству и скорости (или энергии), зависящей в общем случае от семи параметров $(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$.

Функцию распределения для ансамбля частиц можно рассматривать как обычную плотность точек в фазовом пространстве (ФП). Если N – полное число частиц в системе, то среднее число dN в фазовом объеме $d\Omega = dx dy dz dv_x dv_y dv_z$ равно

$$dN = Nf(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\Omega ; \quad (1.1)$$

так как $\int dN = N$, то $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ нормирована на единицу, а величина $\frac{dN}{N} = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\Omega$ соответствует вероятности в объеме $d\Omega$ иметь dN точек (частиц).

Пространство, по осям координат которого откладываются эти числа, называется *фазовым пространством одной частицы*, или *μ -пространством*. Точка в этом пространстве отражает состояние частицы. С течением времени эта точка перемещается вдоль некоторой траектории, называемой *фазовой траекторией частицы*.

Если система однородна и изотропна, то она равновесна (по крайней мере, по поступательным степеням свободы) и для нее легко получить вид $f(\mathbf{v})$, которая называется *распределением Максвелла*. Так как $f(\mathbf{v})$ имеет вероятностный смысл, а x, y, z – независимые случайные направления движения частицы, то очевидно, что

$$f(v) = \varphi(v_x)\varphi(v_y)\varphi(v_z).$$

Но $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$, тогда, имея в виду, что $\varphi(v_i)$ не зависит от знака v_i , получим

$$\ln f(v) = \ln \varphi(v_x) + \ln \varphi(v_y) + \ln \varphi(v_z).$$

Продифференцируем по v_x , тогда

$$\frac{f'(v)}{f(v)} \frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{\varphi'(v_x)}{\varphi(v_x)}.$$

Так как $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$, то $\frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{v_x}{v}$.

В результате получим

$$\frac{1}{v} \frac{f'(v)}{f(v)} = \frac{1}{v_x} \frac{\varphi'(v_x)}{\varphi(v_x)}.$$

Правая часть, в отличие от левой, не зависит от v_y, v_z , следовательно обе стороны выражения должны быть постоянными.

$$\frac{1}{v_x} \frac{\varphi'(v_x)}{\varphi(v_x)} = -2\alpha \Rightarrow \varphi(v_x) = A \exp(-\alpha v_x^2).$$

Таким образом, $f(v) = A^3 \exp(-\alpha v^2)$.

В изотропном пространстве $dv_x dv_y dv_z = 4\pi v^2 dv$.

Тогда из условия нормировки

$$\int_0^{\infty} f(v) 4\pi v^2 dv = 4\pi A^3 \int_0^{\infty} v^2 \exp(-\alpha v^2) dv = 4\pi A^3 \frac{\sqrt{\pi}}{4\alpha^{3/2}} = 1,$$

т. е. $A = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}$.

Температура вводится как среднее значение кинетической энергии частицы:

$$\overline{\frac{mv^2}{2}} = \frac{3}{2} kT, \quad (1.2)$$

т. е.

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}kT &= \frac{m}{2} \int_0^\infty \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} 4\pi v^4 \exp(-\alpha v^2) dv = 2\pi m \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^4 \exp(-\alpha v^2) dv = \\ &= 2\pi m \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \frac{3}{8} \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha^{5/2}}; \quad \Rightarrow \alpha = \frac{m}{2kT}. \end{aligned}$$

Таким образом, распределение Максвелла имеет вид:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right). \quad (1.3)$$

Полученное выражение представляет собой равновесную функцию распределения Максвелла по модулю скорости в однородном газе и изотропном пространстве. Функция $f(v)$ представляет собой функцию распределения вероятности значений v в равновесных условиях. Таким образом, для вывода функции распределения Максвелла потребовались лишь вероятностно-статистические соображения. Так как микросостояние системы определяется лишь одновременным заданием координат и импульсов всех составляющих систему частиц, а макросостояние системы характеризуется небольшим числом макропараметров – давлением, температурой и плотностью, то ясно, что макросостояние может быть реализовано большим числом микросостояний за счет перестановки частиц, не меняющей наблюдаемое макросостояние, что и объясняет необходимость статистического, то есть вероятностного описания большого ансамбля частиц.

В μ -пространстве, то есть в фазовом пространстве *одной* частицы, точка отражает состояние этой частицы. Если система состоит из N частиц, то ее состояние полностью характеризуется $6N$ числами: $3N$ координатами и $3N$ импульсами. В этом случае фазовым пространством системы называется $6N$ -мерное пространство, координаты в котором суть координаты и импульсы каждой частицы системы. Это пространство Гиббса или Γ -пространство. Текущее состояние системы описывается точкой в этом пространстве, называемой *фазовой точкой системы*. С течением времени фазовая точка описывает также фазовую траекторию. Эта траектория не имеет точек пересечения и занимает некоторую область в фазовом пространстве. Если энергия системы со временем меняется, то фазовая траектория находится на поверхности постоянной энергии. Если в Γ -пространстве точки взаимодействуют через поле, то вся система описывается по-прежнему как одна точка. Ясно, что фазовая точка движется по очень запутанной траектории, проходя многократно через любой малый объем фазового пространства.

Если взять все множество начальных точек, то они будут представлять собой скопление временных траекторий. Переход от временных траекторий одной точки к пространственной совокупности множества точек основан на гипотезе об эквивалентности временной и пространственной вероятности, то есть на эргодической гипотезе. Поясним ее соотношениями.

Пусть имеется физическая система K . Рассмотрим некоторую физическую величину $A(p, q)$, зависящую от текущего состояния этой системы (т. е. от координат и импульсов составляющих систему частиц).

С течением времени величина A будет меняться: $A = A(p(t), q(t)) \equiv A(t)$. Среднее по времени величины A обозначим

$$\bar{A} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(t) dt.$$

Рассмотрим также большой ансамбль систем, тождественных системе К. Для каждой из них найдем значения величины A на некоторый момент времени t , одинаковый для всех систем ансамбля. Среднее арифметическое всех этих значений обозначим $\langle A \rangle$ — статистическое среднее. Величину $\langle A \rangle$ можно записать, введя вероятность dw нахождения фазовой точки в некоторой области $d\Gamma$ фазового пространства:

$$\langle A \rangle = \int_{\Gamma} A(p, q) dw,$$

где Γ — область фазового пространства, в которой движется точка.

Выделим в фазовом пространстве объем $d\Phi$ около точки X . Пусть в данный момент времени t в этом объеме заключены точки, характеризующие состояния dN систем ансамбля из их полного числа N . Тогда предел отношения этих величин

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{dN}{N} = f_N(X, t) dX \quad (1.4)$$

и определяет плотность распределения (функцию распределения) микроскопических состояний систем ансамбля в момент времени t . Из этого следует, что условие нормировки функции распределения имеет вид:

$$\int f_N(X, t) dX = 1,$$

где $X = (x_1, \dots, x_N) \equiv (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_2)$; $x_i = (\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Индекс N у функции f_N обозначает, что рассматривается макросистема, состоящая из N одинаковых частиц.

1.2. Уравнение Больцмана

Рассмотрим газ, в котором время между столкновениями τ много больше времени столкновения τ_c . Как можно увидеть, этому условию удовлетворяет широкий диапазон плотностей нейтральных молекул. Поэтому в основе всей кинетической теории газа лежит понятие одночастичной функции распределения и парных столкновений молекул. В условиях равновесия, как было показано выше, эта функция удовлетворяет распределению Максвелла. Для изменения функции распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ во времени в фазовом пространстве Больцманом впервые было получено уравнение при использовании ряда предположений [Коган, 1967]:

- 1) учет лишь парных столкновений;
- 2) предположение о молекулярном хаосе, т. е. вероятности нахождения молекулы 1 в одной точке $(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1)$ и молекулы 2 в точке $(\mathbf{r}_2, \mathbf{v}_2)$ независимы:

$$f_2(t, \mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{v}_2) = f_1(t, \mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1) \cdot f(t, \mathbf{r}_2, \mathbf{v}_2); \quad (1.5)$$

- 3) предполагается, что $f_1(t, \mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1)$ не изменяется на расстояниях порядка диаметра взаимодействия:

$$f_1(t, \mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1) = f_1(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}_1).$$

Очевидно, что возможно два типа столкновений:



В случае (а) число частиц с импульсом p_1 уменьшится, а в случае (б) увеличится. Таким образом, структура интеграла столкновения состоит из разности двух бинарных процессов, эффективность которых определяется сечением столкновения и столкновительной скоростью частиц. При этом статистическое распределение в данный момент связывается с тем, каким оно было в прошлом. Иными словами, система случайно попадает в ситуацию, которую мы описываем столкновением. До столкновения «пара» частиц состояла из невзаимодействующих частиц. Их встреча в момент времени t является случайным актом. Начиная с этого момента вплоть до момента $t + \tau$, когда частицы «пары» испытывают следующее столкновение, их движение имеет детерминированный характер. Таким образом, в самом выводе уравнения Больцмана заложено допущение об асимметрии времени и различие начального и конечного состояний. Поведение системы во время $t - \tau_c$ и $t + \tau$ существенно различно. Так как уравнение Больцмана необратимо по времени, то необходимо было понять возможность детерминированного подхода для конкретного перехода от уравнения механики к функции распределения, т. е. к кинетическому уравнению.

Левая часть уравнения Больцмана описывает дифференциальное изменение во времени и фазовом пространстве функции распределения.

Под внутренними степенями можно понимать вращательные и колебательные степени свободы для многоатомных газов и возбуждение электронных состояний. Тогда состояние молекулы можно описать заданием ее скорости и квантового числа $i = 1, 2, 3, \dots$, характеризующего возбуждение внутренних степеней свободы, и полагать, что все молекулы, находящиеся в каком-либо i -ом состоянии, составляют газ i -го сорта. Таким образом, исходный газ с внутренними степенями свободы можно рассматривать как смесь реагирующих газов, так как при столкновении молекул в i -ом состоянии с молекулой в состоянии j молекулы могут перейти, соответственно, в состояния k и l . Совершенно аналогично описываются химические реакции, если под эффективным сечением взаимодействия σ_{ij}^{kl} понимать сечение соответствующей реакции.

Следует отметить, что входящее в интеграл столкновения уравнения Больцмана дифференциальное сечение рассеяния для многих неупругих процессов неизвестно, поэтому используются различные приближения. Для угловой зависимости сечения часто используют модель твердых шаров, а при сведении задачи к газодинамическому описанию для расчета

константы скорости изменения i -го компонента в неупругих процессах используют приближенно максвелловскую функцию распределения частиц по скоростям и достаточно хорошо известные зависимости интегральных сечений от энергии, т. е. от относительной скорости теплового движения частиц.

Пусть реагирующая и многоскоростная смесь состоит из определенного числа компонент $\alpha = 1, \dots, N$. Для химически одинаковых молекул их массы одинаковы вне зависимости от возбуждения внутренних степеней свободы в каждой из них. Таким образом, количество « α »-компонент определяется химическим составом смеси, и в каждый « α »-компонент входят все молекулы данной массы, химического состава и заряда, имеющие различные степени возбуждения внутренних степеней свободы, т. е. по внутренней энергии можно вести суммирование и усреднение внутри каждого « α »-компонента. Ясно, что для однокомпонентного газа или смеси, для атомного газа или газа с внутренними степенями свободы и химическими реакциями уравнение Больцмана будет иметь одинаковую структуру:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{V}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}_\alpha}{m_\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} = \sum_\beta S_{\alpha\beta}, \quad (1.6)$$

где $\alpha, \beta = 1, \dots, N_{\alpha\beta}$; $\int f_\alpha d\mathbf{V}_\alpha = n_\alpha$.

Интеграл столкновений должен учитывать возможность различных степеней свободы у « α » и « β » частиц, т. е.

$$S_{\alpha\beta} = \sum_{\mu} \sum_{\nu} (f'_{\alpha\nu} f'_{\beta\mu} - f_{\alpha\nu} f_{\beta\mu}) g_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta}(k, l, \nu, \mu, g_{\alpha\beta}, \chi) d\Omega d\mathbf{V}_\beta, \quad (1.7)$$

где $g_{\alpha\beta} = |\mathbf{V}_\alpha - \mathbf{V}_\beta|$, $\sigma_{\alpha\beta}(k, l, \nu, \mu, g_{\alpha\beta}, \chi) d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеяния в телесном угле, $d\Omega = \sin \chi d\chi d\varphi$; χ – угол рассеяния; k, l, ν, μ – внутренние степени свободы до и после столкновения. В общем случае, выделяя электромагнитную часть, силу, действующую на частицу сорта « α », можно записать в виде:

$$\mathbf{F}_\alpha = \mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \left(\frac{[\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}]}{c} + \mathbf{E} \right) = (\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}) + e_\alpha \frac{[\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}]}{c}, \quad (1.8)$$

где \mathbf{F}_α^0 – сила неэлектромагнитной природы, например, сила гравитации, тогда $\mathbf{F}_\alpha^0 / m_\alpha = \mathbf{g}$ – ускорение силы тяжести. Можно предполагать, что составляющая силы $(\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E})$ не зависит от скорости.

1.3. Уравнение Климонтовича

В основе подхода Климонтовича лежат строгие динамические уравнения движения каждой частицы газа или плазмы, поэтому последовательность вывода кинетических уравнений обладает высокой степенью математической строгости и физической ясности [Климонтович, 1982].

Пусть в каждый момент времени t состояние системы N одинаковых частиц по классической механике определяется заданием координат $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$

и импульсов $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N$ всех частиц системы, т. е. $N_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t))$ полностью определяет состояние i -ой частицы. Тогда микросостояние фазовой плотности будет

$$N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t)). \quad (1.9)$$

Через нее выражаются микроскопические значения всех физических величин: концентрация частиц и заряда, плотность потока импульса, плотность тока и кинетическая энергия:

$$\begin{aligned} n_m(\mathbf{r}, t) &= \int N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) dp; \\ \rho_m^e(\mathbf{r}, t) &= e \int N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) dp; \\ \rho_m^e \mathbf{u}_m &= \int \mathbf{p} N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) dp; \\ \mathbf{j}_m(\mathbf{r}, t) &= e \int \mathbf{v} N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) dp; \\ E_{km}(\mathbf{r}, t) &= \int \frac{p^2}{2m} N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) dp. \end{aligned}$$

Исходя из уравнений движения каждой частицы

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} &= \mathbf{V}_i; \\ \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} &= \mathbf{F}(\mathbf{r}_i, t) = \mathbf{F}_m - \mathbf{F}_0, \end{aligned} \quad (1.10)$$

где \mathbf{F}_m – сила, определяемая полями всех остальных частиц; \mathbf{F}_0 – сила, образованная внешними полями, и дифференцируя N_i по времени, получаем

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \frac{\partial N_i}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) \frac{\partial N_i}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (1.11)$$

Отметим, что данное уравнение должно рассматриваться совместно с уравнениями Максвелла для внутренних и внешних полей: \mathbf{F}_m и \mathbf{F}_0 .

Суммируя это уравнение по i для частиц одного и того же сорта, получаем уравнение Климонтовича для микроскопической фазовой плотности $N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \frac{\partial N}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) \frac{\partial N}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (1.12)$$

Это уравнение является точным и свободным от приближений и, по существу, представляет собой условие сохранения числа частиц в фазовом пространстве: $dN/dt = 0$.

Но из структуры функции $N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ очевидно, что решение уравнения Климонтовича должно подчиняться определенному условию: для любого момента времени решение должно быть представлено в форме как N_i или N .

Такое жесткое ограничение приводит к тому, что решить уравнение Климонтовича практически невозможно. Но это формально-математическая сторона дела. В физическом отношении для большого числа частиц в системе существует принципиальная невозможность точного (детерминированного) описания поведения такой системы во времени из-за невозможности точного задания начальных условий, так как

координаты и импульсы частиц в каждый момент времени являются случайными величинами, а следовательно, необходимо вероятностно-статистическое описание. Но мы не можем «непрерывно» перейти (с помощью предельного перехода) от движения нескольких частиц, движущихся по законам классической механики, к движению большого числа частиц, подчиняющихся уже статистическим закономерностям. То есть источником статистических закономерностей служит не предельный переход законов динамики к статистике при $N \rightarrow \infty$, а ряд исходных постулатов-аксиом, основанных на физически ясных интуитивных представлениях о системе при увеличении N .

При увеличении N возникает необходимость не в информации об отдельной частице, а о коллективном действии, которое производит система частиц. Например, давление частиц на стенку – флуктуирующая величина. Теория флуктуаций является важным разделом статистической физики, поэтому исследования Климонтовича, основанные на детальных начальных данных с точным описанием частиц с помощью δ -функции, использовались лишь при описании флуктуаций.

1.4. Уравнение Лиувилля

Любая функция распределения вводится через временной или фазово-пространственный предел, т. е. через нахождение средней величины. Поэтому в этой функции не могут быть учтены флуктуации. Фактически мы не следим за деталями траекторий благодаря этой функции, а лишь констатируем: находится или нет эта траектория в данном элементе фазового пространства $(\Delta p \Delta q)$, т. е. мы уже усредняем по некоторому малому объему, где существует достаточное количество точек-траекторий. Временная эволюция функции распределения $f_N(x, t)$ макроскопических состояний происходит в результате изменения со временем расположения точек x_1, \dots, x_N , характеризующих состояние системы ансамбля в различные моменты времени. Поскольку элементы ансамбля не могут ни взаимодействовать друг с другом, ни разрушаться, ни возникать вновь, то, следовательно, для функции распределения $f_N(x, t)$ должно выполняться уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial f_N}{\partial t} + \text{div}_x(\dot{x} f_N(x, t)) = 0; \quad x(\mathbf{r}, \mathbf{p}_i). \quad (1.13)$$

Аналогично газу частиц преобразуем

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_i} (\dot{\mathbf{r}}_i f_N) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_i} (\dot{\mathbf{p}}_i f_N) \right] &= 0; \\ \frac{\partial f_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N f_N \left(\frac{\partial \dot{\mathbf{r}}_i}{\partial \mathbf{r}_i} + \frac{\partial \dot{\mathbf{p}}_i}{\partial \mathbf{p}_i} \right) + \sum_{i=1}^N \left(\dot{\mathbf{r}}_i \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{r}_i} + \dot{\mathbf{p}}_i \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{p}_i} \right) &= 0. \end{aligned}$$

В дальнейших преобразованиях будем использовать уравнения Гамильтона для движения частиц:

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H(x)}{\partial \mathbf{p}_i}; \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H(x)}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (1.14)$$

где $H(x)$ – функция Гамильтона.

Как можно убедиться, вторая часть вышеприведенного выражения равна нулю. Получаем в результате следующее уравнение Лиувилля для функции распределения:

$$\frac{\partial f_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\dot{\mathbf{r}}_i \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{r}_i} + \dot{\mathbf{p}}_i \frac{\partial f_N}{\partial \mathbf{p}_i} \right) = 0. \quad (1.15)$$

Таким образом, левая часть есть полная производная по времени в ФП, т. е. $dN/dt = 0$.

То есть плотность вероятности или плотность фазовых точек ансамбля постоянна вдоль фазовой траектории системы. Поэтому так как точки движутся по уравнениям Гамильтона, то уравнение неразрывности превращается просто в постоянство функции распределения f_N вдоль траектории. Следовательно, левая часть уравнения (1.15) есть полная производная по времени в ФП $df_N/dt = 0$. Сравнивая (1.14) и (1.15), видим, что нахождение $f_N(x, t)$ по данной функции в начальный момент времени t_0 эквивалентно, в общем случае, решению уравнений Гамильтона. Таким образом, переход от уравнений механики к уравнению Лиувилля не приводит к упрощению без дополнительных условий. Смысл дополнительных условий состоит в том, чтобы, отказавшись от полного решения задачи, эквивалентное решению уравнений движения (1.14), дающее исчерпывающее детальное и детерминированное описание системы, найти приближенное решение, описывающее статистические закономерности. Отметим, что уравнение Климонтовича имеет такую же структуру и форму, но основано на детерминированном подходе и может служить основой для исследования флуктуаций функции распределения через микросостояния в фоновой плотности. Следует подчеркнуть, что $f_N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_2, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)$ зависит от $6N$ переменных, то есть описывает единственную траекторию и исключает наличие интеграла столкновений, а следовательно, является обратимой по времени.

1.5. Краткое содержание подхода Боголюбова к выводу интеграла столкновений в уравнении Больцмана

К сожалению, несмотря на значительное количество литературы по применению метода Боголюбова, нет физически ясного изложения вывода уравнения Больцмана на основе приема Боголюбова. Использование итерационного процесса свертывания корреляционных функций, разложение по малому параметру, использование энергий и сил в формуле равных самим уравнениям затрудняет физическое понимание изложения.

Приведенное выше краткое содержание вывода интеграла столкновения Больцмана хотя и является весьма простым и наглядным, вместе с тем имеет ряд существенных недостатков.

1. Рассматриваются только парные столкновения молекул и совершенно неочевидно, как можно обобщить такой подход на случай множественных столкновений, что ограничивает применимость уравнения только к разреженным газам.

2. Предполагается также, что среднее число столкновений пропорционально произведениям функций распределения состояний сталкивающихся частиц. Тем самым корреляции считались несущественными, что предполагает наличие молекулярного хаоса.

3. Предполагается, что временные изменения одночастичной функции на временах порядка r_0/v_t пренебрежительно малы (r_0 – размер молекулы; v_t – тепловая скорость).

Таким образом, несмотря на детерминированность используемых индивидуальных законов столкновения молекул, указанные здесь и выше факторы приводят к необратимости уравнения Больцмана по времени [Боголюбов, 1946]. Цель работы Боголюбова состояла в том, чтобы исходя из обратимости уравнения Лиувилля получить более полный и универсальный подход к выводу кинетических уравнений в принципе применимых для тройных и множественных столкновений молекул, выделить роль корреляций в поведении ансамбля и тем самым исследовать вероятностно-статистическую природу кинетических процессов.

Идея метода Боголюбова состоит в последовательной свертке n -частичной функции f_N из уравнения Лиувилля. Определим n -частичную функцию:

$$f_n^N(x_1, x_2, \dots, x_n, t) = V^n \int f^N(x_1, \dots, x_N) dx_{n+1} \dots dx_N, \quad (1.16)$$

где $x_i = \mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$.

В результате при такой свертке усредняются многочастичные взаимодействия. Но важным физическим оправданием этого является тот факт, что все макрохарактеристики: $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$, $\rho(\mathbf{r}, t)$, $T(\mathbf{r}, t)$, используемые в динамическом описании системы бесструктурных частиц, – определяются лишь одночастичной или двухчастичной функцией распределения. Например,

$$f_1^N(x_1, t) = V \int f^N(x_1, \dots, x_N) dx_2 \dots dx_N. \quad (1.17)$$

При такой свертке остальные частицы взаимодействуют через поля, то есть соответствующие многочастичные функции распределения содержат информацию о взаимозависимом движении частиц газа. Эффект такой взаимозависимости частиц может быть, в частности, охарактеризован с помощью корреляционных функций $f_2 = f_1 f_2 + g_2$. Отсюда ясно, что функция g_2 является мерой взаимодействия движения частиц. Представленная функция называется *парной корреляцией*. Если взаимозависимость движения частиц невелика (средняя энергия взаимодействия частиц много меньше их средней кинетической энергии), то корреляционные функции сравнительно малы.

Используя уравнения Гамильтона (1.14), уравнение Лиувилля можно записать в виде:

$$\frac{\partial f^N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{r}_i} \frac{\partial H^N}{\partial \mathbf{p}_i} - \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{p}_i} \frac{\partial H^N}{\partial \mathbf{r}_i} \right) = 0, \quad (1.18)$$

с учетом внутренних и внешних полей

$$H^N = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i,j=1}^N U(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) + \sum_{i=1}^N U(\mathbf{r}_i). \quad (1.19)$$

Так как

$$\begin{cases} \frac{\partial H^N}{\partial \mathbf{p}_i} = \frac{\mathbf{p}_i}{m} = \mathbf{v}_i; \\ \frac{\partial H^N}{\partial \mathbf{r}_i} = \frac{\partial U(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)}{\partial \mathbf{r}_i} + \frac{\partial U(\mathbf{r}_i)}{\partial \mathbf{r}_i} = \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial \mathbf{r}_i} - \mathbf{a}_i m; \\ \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{p}_i} = \frac{1}{m} \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{v}_i}. \end{cases} \quad (1.20)$$

Тогда уравнение Лиувилля будет

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{r}_i} - \frac{1}{m} \sum_{i,j=1}^N \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial \mathbf{r}_i} \frac{f^N}{\partial \mathbf{v}_i} + \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{v}_i} &= 0; \\ \frac{\partial f^N}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left[\mathbf{v}_i \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{r}_i} + \mathbf{a}_i \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{v}_i} \right] &= \frac{1}{m} \sum_{i,j=1}^N \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial \mathbf{r}_i} \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{v}_i}; \\ \int \frac{\partial f^N}{\partial t} dx_{n+1} \dots dx_N &= \frac{1}{V^N} \frac{\partial f_n}{\partial t}; \\ \sum_{i=1}^N \int \mathbf{v}_i \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{r}_i} d\mathbf{r}_{n+1} \dots d\mathbf{r}_N d\mathbf{v}_{n+1} \dots d\mathbf{v}_N &= \sum_{i=1}^n \mathbf{v}_i \frac{\partial f_n}{\partial \mathbf{r}_i}; \\ \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i \frac{\partial f^N}{\partial \mathbf{r}_i} d\mathbf{r}_{n+1} \dots d\mathbf{r}_N d\mathbf{v}_{n+1} \dots d\mathbf{v}_N &= \sum_{i=1}^n \mathbf{a}_i \frac{\partial f_n}{\partial \mathbf{v}_i}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Очевидно, рекуррентная связь

$$f_n = \frac{1}{V} \int f_{n+1} dx_{n+1}.$$

В итоге из (1.21) получаем цепочку Боголюбова, связывающую n -частичную функцию с $(n+1)$ частичной функцией распределения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_n}{\partial t} + \sum_{i=1}^n \mathbf{v}_i \frac{\partial f_n}{\partial \mathbf{r}_i} + \sum_{i=1}^n \mathbf{a}_i \frac{\partial f_n}{\partial \mathbf{v}_i} &= \\ = \frac{1}{m} \sum_{i,j=1}^n \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial \mathbf{r}_i} \frac{\partial f_n}{\partial \mathbf{v}_i} + \frac{N-n}{V} \sum_{i=1}^n \frac{1}{m} \iint d\mathbf{r}_{n+1} d\mathbf{v}_{n+1} \frac{\partial \varphi_{n+1}}{\partial \mathbf{r}_i} \frac{\partial f_{n+1}}{\partial \mathbf{v}_i}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

взаимодействие частиц внутри системы
взаимодействие системы из n -частиц с внешней системой частиц

Эта система линейных интегро-дифференциальных «зацепляющихся» уравнений отражает тот факт, что любая группа, состоящая из n частиц, незамкнута ($n < N$) и взаимодействует с остальными. Решение этой цепочки уравнений столь же сложно, как и решение исходного уравнения Лиувилля. Однако при наличии тех или иных малых параметров оказывается возможным оборвать замкнутую систему уравнений и получить кинетические уравнения для f_1 и f_2 . Для широкого круга процессов, протекающих в газах, достаточно описания с помощью одночастичной f_1 функции распределения. Именно уравнение для этой функции и называют *кинетическим*. Из (1.22) выпишем явный вид для одночастичной и двухчастичной функции распределения

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}_1} + \mathbf{a}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}_1} = \frac{N}{V} \iint \frac{1}{m} \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial \mathbf{r}_1} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{v}_1} d\mathbf{r}_2 d\mathbf{v}_2. \quad (1.23)$$

Здесь

$$f_1 = f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1, t);$$

$$f_2 = f_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, t);$$

$$\mathbf{a}_1 = -\frac{1}{m} \frac{\partial U(\mathbf{r}_1)}{\partial \mathbf{r}_1} - \text{внешнее поле};$$

$$\varphi_{12} = U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|).$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}_1} + \mathbf{v}_2 \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{r}_2} + \mathbf{a}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}_1} + \mathbf{a}_2 \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{v}_2} = \\ & = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial \varphi_{12}}{\partial \mathbf{r}_1} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{v}_1} + \frac{\partial \varphi_{21}}{\partial \mathbf{r}_2} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{v}_2} \right) + \frac{N}{V} \iint \frac{1}{m} \left(\frac{\partial \varphi_{13}}{\partial \mathbf{r}_1} \frac{\partial f_3}{\partial \mathbf{v}_1} + \frac{\partial \varphi_{23}}{\partial \mathbf{r}_2} \frac{\partial f_3}{\partial \mathbf{v}_2} \right) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{v}_3. \quad (1.24) \end{aligned}$$

Чтобы оборвать цепочку Боголюбова, рассматриваются три характерных времени:

- 1) τ_c – время столкновения;
- 2) τ_f – время между столкновениями;
- 3) τ_h – время гидродинамической релаксации.

Анализируя эти времена, Боголюбов четко различал функции f_1 и f_n ($n \geq 2$). Все функции f_n ($n \geq 2$) учитывают корреляцию частиц и поэтому меняются очень быстро уже на $0 < t < \tau_c$, так как именно за время столкновения существенно меняются φ_{ij} – потенциальная энергия взаимодействия, это и отражается на f_n . Характерное же время функции распределения f_1 – это τ_f , то есть она меняется сравнительно медленно. Следовательно, на $t \geq \tau_c$ быстрое изменение функции f_n усредняется и остается лишь плавная эволюция этих функций. Можно считать, что медленная эволюция многочастичных функций полностью определяется медленной эволюцией одночастичной функции f_1 , то есть

$$f_n(x_1, \dots, x_n, t) = f_n(x_1, \dots, x_n, f_1(x_1, t)).$$

Можно выбрать временной интервал $t - t_0$ такой, что за этот интервал начальные корреляции успевают затухнуть, а функция f_1 не успеет заметно измениться. Таким образом, корреляцией можно пренебречь, и тогда принимаем

$$f_2(x_1, x_2, t) = f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{P}_1(-\infty), t) f_1(\mathbf{r}_2, \mathbf{P}_2(-\infty), t). \quad (1.25)$$

Здесь

$$\mathbf{P}_{1,2}(-\infty) = \lim_{t \rightarrow -\infty} \mathbf{P}_{1,2}(-(t - t_0)) \quad (1.26)$$

– начальные импульсы частиц 1 и 2, которые сталкиваются в момент времени t .

При этом в момент времени t_0 частицы удалены друг от друга, так что не взаимодействуют между собой, поэтому закон сохранения энергии будет

$$\frac{\mathbf{P}_1^2}{2m} + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m} = \frac{P_1^2}{2m} + \frac{P_1^2}{2m} + \varphi_{12}(|\mathbf{r}|). \quad (1.27)$$

Зная решение задачи двух тел, можно выразить начальные импульсы \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 через $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, \mathbf{p}_1 , \mathbf{p}_2 :

$$\mathbf{P}_{1,2} = \mathbf{P}_{1,2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, -\infty).$$

Удобно выразить правую часть (1.23) через импульсы:

$$St(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t) = \int \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial \mathbf{r}_1} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{p}_1} d\mathbf{r}_2 d\mathbf{p}_2. \quad (1.28)$$

Будем учитывать пространственное изменение функции f_1 на расстояниях $\sim r_0$ и предполагать, что временное изменение f_1 на временах r_0/v_τ пренебрежительно мало. В результате можем получить равенство

$$St = \int \frac{\partial \varphi_{12}}{\partial \mathbf{r}_1} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{p}_1} d\mathbf{r}_2 d\mathbf{p}_2 = \int (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{r}_2} d\mathbf{r}_2 d\mathbf{p}_2.$$

Используя (1.25), получаем

$$St(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t) = \int (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \frac{\partial}{\partial (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{P}_1(-\infty), t) f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{P}_2(-\infty), t) d\mathbf{r}_2 d\mathbf{p}_2.$$

Перейдем от переменной интегрирования $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \equiv \mathbf{r}$ к цилиндрическим координатам (z, ρ, φ) с осью z по вектору $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$. При этом

$$(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \rightarrow |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| \frac{\partial}{\partial z}.$$

Выполним интегрирование по z :

$$St = \int d\mathbf{p}_2 \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{P}_1(-\infty), t) f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{P}_2(-\infty), t) \Big|_{z=-\infty}^{z=+\infty}.$$

При $z \rightarrow \infty$ выражение распадается на два члена с разными знаками:

$$- \text{начальный импульс } \mathbf{P}_{1,2} \Big|_{z \rightarrow -\infty} = \mathbf{p}_{1,2};$$

$$- \text{конечный импульс } \mathbf{P}_{1,2} \Big|_{z \rightarrow +\infty} = \mathbf{p}'_{1,2}.$$

Получаем интеграл столкновений Больцмана:

$$St = \int d\mathbf{p}_2 \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| \{f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}'_2, t) f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}'_1, t) - f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_2, t) f_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t)\}.$$

В приведенном выводе Боголюбова использовалось условие полного ослабления начальных корреляций, т. е. $\tau_{\text{кopp}} \leq \tau_c$. Эти корреляции мелкомасштабные. Если $\tau_{\text{кopp}} \sim \tau_c$ — то крупномасштабные.

Следует еще раз подчеркнуть, что цель работы Боголюбова состояла в том, чтобы исходя из обратимого уравнения Лиувилля получить более полный и универсальный подход к выводу кинетических уравнений, учитывающих тройные и множественные столкновения молекул, выяснить роль корреляций в поведении ансамбля молекул и тем самым исследовать вероятностно-статистическую природу кинетических процессов, в частности, необратимость уравнения Больцмана. Идеи, изложенные в [Боголюбов, 1946], были затем широко использованы в асимптотических методах нелинейной механики [Боголюбов, Митропольский, 1974; Моисеев, 1981].

ГЛАВА 2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ГАЗОПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЫ

2.1. Уравнение переноса Энского для моментов функции распределения

В первой главе было кратко сформулировано основное кинетическое уравнение и те предположения, при которых оно было получено Больцманом. Решением уравнения Больцмана, как известно, является функция распределения (ФР) частиц по скоростям в фазовом пространстве (ФП). С помощью кинетического подхода можно получить детальную структуру уравнений гидродинамики. При проведении крупномасштабных экспериментов в разреженной атмосфере с образованием плазмы достаточно высокой удельной энергии могут возникать области, где существуют многоскоростные плазменные течения с взаимопроникновением различных компонент. При этом из-за сильного разрежения среды возбуждение внутренних степеней свободы молекул, ионизационно-химические процессы, температура и излучение среды могут носить существенно неравновесный характер. Кроме того, между компонентами, движущимися с различными скоростями направленного движения, может происходить обмен массой, импульсом и энергией в результате неупругих и упругих столкновений, причем в неупругих процессах может происходить как возбуждение внутренних степеней свободы молекул, так и ионизационно-химические превращения, связанные с рождением новых компонент.

Под внутренними степенями свободы можно понимать вращательные и колебательные степени свободы для многоатомных газов и возбуждение электронных состояний. Тогда состояние молекулы можно описать заданием ее скорости и квантового числа $i = 1, 2, 3, \dots$, характеризующего возбуждение внутренних степеней свободы, и полагать, что все молекулы, находящиеся в каком-либо i -ом состоянии, составляют газ i -го сорта. Таким образом, исходный газ с внутренними степенями свободы можно рассматривать как смесь реагирующих газов, так как при столкновении молекулы в i -ом состоянии с молекулой в состоянии j эти молекулы могут перейти, соответственно, в состояния k и l . Совершенно аналогично описываются химические реакции, если под эффективным сечением взаимодействия σ_{ij}^{kl} понимать сечение соответствующей реакции.

Следует отметить, что входящий в интеграл столкновений уравнения Больцмана дифференциальное сечение рассеяния для многих неупругих процессов неизвестен, поэтому используют различные приближения. Для угловой зависимости сечения часто используют модель твердых шаров, а при сведении задачи к газодинамическому описанию для расчета константы скорости изменения i -го компонента в неупругих процессах используют приближенно максвелловскую функцию распределения частиц по скоростям и достаточно хорошо известные зависимости интегральных сечений от энергии, т. е. от относительной скорости теплового движения частиц.

Из процедуры вывода выражения равновесной функции распределения, приведенного в главе 1, вытекает важное следствие: вид функции распределения Максвелла не зависит от сечения рассеяния частиц. Это означает, что при описании состояния равновесия функция распределения Максвелла в определенном смысле универсальна, ее можно получить, не рассматривая взаимодействия между частицами в явном виде.

Пусть реагирующая и многократная смесь состоит из определенного числа компонент $\alpha = 1, \dots, N$. Для химически одинаковых молекул их массы одинаковы вне зависимости от возбуждения внутренних степеней свободы в каждой из них. Таким образом, количество « α » компонент определяет химическим составом смеси, и в каждый « α » компонент входят все молекулы данной массы, химического состава и заряда, имеющие различные степени возбуждения внутренних степеней свободы, т. е. по внутренней энергии можно вести суммирование и усреднение внутри каждого « α »-компонента. Ясно, что для однокомпонентного газа или смеси, для одноатомного газа или газа с внутренними степенями свободы и химическими реакциями уравнения Больцмана будут иметь одинаковую структуру:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}_\alpha}{m_\alpha} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} = \sum_\beta S_{\alpha\beta}, \quad (2.1)$$

где $\alpha, \beta = 1, \dots, N$; $\int f_\alpha d\mathbf{V}_\alpha = n_\alpha$.

Интеграл столкновений должен учитывать возможность различных степеней свободы у « α » и « β » частиц, т. е.

$$S_{\alpha\beta} = \sum_{\mu l} \sum_{\nu k} (f'_{\alpha\nu} f'_{\beta\mu} - f_{\alpha k} f_{\beta l}) g_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta}(k, l, \nu, \mu, g_{\alpha\beta}, \chi) d\Omega dV_\beta, \quad (2.2)$$

где $g_{\alpha\beta} = |V_\alpha - V_\beta|$, $\sigma_{\alpha\beta}(k, l, \nu, \mu, g_{\alpha\beta}, \chi) d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеяния в телесном угле; $d\Omega = \sin \chi d\chi d\varphi$; χ – угол рассеяния; k, l, ν, μ – внутренние степени свободы до и после столкновения.

В общем случае, выделяя электромагнитную часть, силу, действующую на частицу сорта « α », можно записать в виде

$$\mathbf{F}_\alpha = \mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \left(\frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]}{c} + \mathbf{E} \right) = (\mathbf{F}_\alpha^0 + e_0 \mathbf{E}) + e_\alpha \frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]}{c}, \quad (2.3)$$

где \mathbf{F}_α^0 – сила неэлектромагнитной природы, например, сила гравитации, тогда $\mathbf{F}_\alpha^0/m_\alpha = \mathbf{g}$ – ускорение силы тяжести. Можно предполагать, что составляющая силы $(\mathbf{F}_\alpha^0 + e_0 \mathbf{E})$ не зависит от скорости.

Таким образом, для определения макроскопических параметров системы необязательно решать уравнение Больцмана. Дифференциальные уравнения, описывающие временные и пространственные изменения макроскопических переменных, можно получить непосредственно из самого уравнения Больцмана, не решая его. Такие дифференциальные уравнения называются *макроскопическими уравнениями переноса*, и их решение, найденное при определенных допущениях, описывает поведение макроскопических переменных.

Макроскопические переменные связаны с моментами функции распределения, и уравнения переноса для этих переменных можно вывести, если взять различные моменты уравнения Больцмана. Первые три момента уравнения Больцмана получаются при его умножении на m_α , $m_\alpha \mathbf{V}$ и $m_\alpha v^2/2$, соответственно и последующем интегрировании по пространству скоростей. Они приводят к уравнению сохранения массы, уравнению сохранения импульса и уравнению сохранения энергии. Однако система уравнений переноса, возникающая на каждом этапе вычисления моментов уравнения Больцмана, неполна, поскольку число уравнений недостаточно для определения всех макроскопических переменных, которые фигурируют в системе. После вычисления каждого более высокого момента уравнения Больцмана, необходимого для замыкания системы, появляется новая макроскопическая переменная. Поэтому на некотором этапе необходимо оборвать систему уравнений переноса и ввести упрощение, определяющее самый высокий момент функции распределения в этой системе. В результате, используя такое упрощение, можно получить полную систему уравнений переноса, которая позволяет найти все макроскопические переменные, входящие в эту систему уравнений. Плазма состоит более чем из одного вида частиц (электроны, ионы и нейтральные частицы), следовательно, для каждого вида частиц выводится своя система уравнений переноса.

Моменты находятся из левой части уравнения (2.1) и определяют потоки вещества, импульса и энергии интегрально через функцию распределения в общем виде. Конкретные выражения, описывающие процессы, связанные со столкновениями частиц: передачу импульса и энергии, проводимости, теплопроводности и вязкости, – можно получить лишь на основе анализа столкновительного члена в (2.1).

Пусть функция Φ_α обозначает некоторый молекулярный признак компоненты « α ». Умножим уравнение Больцмана (2.1) на Φ_α и проинтегрируем его по всем скоростям \mathbf{V}_α . Учитывая, что

$$n_\alpha = \int f_\alpha d\mathbf{V}_\alpha, \quad \langle \Phi_\alpha \rangle = \frac{1}{n_\alpha} \int \Phi_\alpha f_\alpha d\mathbf{V}_\alpha, \quad (2.4)$$

слагаемые в (2.1) преобразуются к виду

$$\int \Phi_\alpha \mathbf{V}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int \Phi_\alpha f_\alpha d\mathbf{V}_\alpha - \int f_\alpha \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial t} d\mathbf{V}_\alpha = \frac{\partial}{\partial t} (n_\alpha \langle \Phi_\alpha \rangle) - \left\langle \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial t} \right\rangle; \quad (2.5)$$

$$\int \Phi_\alpha \mathbf{V}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{V}_\alpha = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (n_\alpha \langle \Phi_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle) - n_\alpha \left\langle \mathbf{V}_\alpha \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{r}} \right\rangle; \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \int \Phi_\alpha (\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} d\mathbf{V}_\alpha &= (\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}) \left[\int \frac{\partial f_\alpha \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} d\mathbf{V}_\alpha - \int f_\alpha \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} d\mathbf{V}_\alpha \right] = \\ &= (\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}) \left(f_\alpha \Phi_\alpha \Big|_{-\infty}^{+\infty} - n_\alpha \left\langle \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} \right\rangle \right) = -(\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}) n_\alpha \left\langle \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} \right\rangle; \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \int \Phi_\alpha [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} d\mathbf{V}_\alpha &= f_\alpha \Phi_\alpha [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \Big|_{-\infty}^{+\infty} - n_\alpha \left\langle \frac{\partial}{\partial \mathbf{V}_\alpha} (\Phi_\alpha [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}]) \right\rangle = \\ &= -n_\alpha \left\langle [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} \right\rangle - n_\alpha \left\langle \Phi_\alpha \frac{\partial}{\partial \mathbf{V}_\alpha} [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \right\rangle = -n_\alpha \left\langle [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} \right\rangle. \end{aligned} \quad (2.8)$$

В приведенных выражениях использовался тот очевидный факт, что $f_\alpha \rightarrow 0$ при $\mathbf{V}_\alpha \rightarrow \pm\infty$. Кроме того, $\frac{\partial}{\partial \mathbf{V}_\alpha} [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] = \frac{\partial}{\partial \mathbf{V}_{\alpha i}} [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}]_i = 0$, так как $[\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}]_i$ зависит от компонент скорости перпендикулярных $\mathbf{V}_{\alpha i}$, и в последнем интеграле остается лишь первое слагаемое.

Следовательно, общее уравнение переноса молекулярного признака Φ_α , которое также называют уравнением переноса Энского, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\alpha \langle \Phi_\alpha \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (n_\alpha \langle \Phi_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle) - n_\alpha \left[\left\langle \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial t} \right\rangle + \left\langle \mathbf{V}_\alpha \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{r}} \right\rangle \right] - \\ - n_\alpha \left[\frac{\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}}{m_\alpha} \left\langle \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} \right\rangle + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c} \left\langle [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \frac{\partial \Phi_\alpha}{\partial \mathbf{V}_\alpha} \right\rangle \right] = \sum_\beta \int \Phi_\alpha S_{\alpha\beta} d\mathbf{V}_\alpha. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Таким образом, в левой части (2.9) существуют только члены, определяющие потоки различных характеристик. Члены, определяющие столкновительные переносы: проводимость, диффузию, теплопроводность и вязкость, – определяются правой частью уравнения (2.9).

При упругих столкновениях

$$\int S_{\alpha\beta} d\mathbf{V} = 0. \quad (2.10)$$

И из законов сохранения импульса и энергии

$$\int m_\alpha \mathbf{V} S_{\alpha\alpha} d\mathbf{V} = 0; \quad \int m_\alpha \frac{v^2}{2} S_{\alpha\alpha} d\mathbf{V} = 0; \quad (2.11)$$

$$\int m_\alpha \mathbf{V} S_{\alpha\beta} d\mathbf{V} + \int m_\beta \mathbf{V} S_{\beta\alpha} d\mathbf{V} = 0; \quad (2.12)$$

$$\int m_\alpha \frac{v^2}{2} S_{\alpha\beta} d\mathbf{V} + \int m_\beta S_{\beta\alpha} \frac{v^2}{2} d\mathbf{V} = 0. \quad (2.13)$$

Равенство (2.11) выражает отсутствие изменения импульса и энергии частиц сорта « α » при столкновении между собой, а равенства (2.12), (2.13) – отсутствие изменений суммарных импульса и энергии при столкновениях частиц разного сорта. Очевидно, что при $\alpha \neq \beta$ каждый интеграл в (2.12) и (2.13) не равен в отдельности нулю, так как импульс и энергия частиц одного сорта не сохраняются при их столкновениях с частицами другого сорта. Заметим, что свойства (2.10)–(2.13) получены из физических соображений, они также непосредственно выводятся и из конкретного выражения для интеграла столкновения.

2.2. Уравнения динамики многокомпонентной многопотоковой газоплазменной среды в дивергентной форме. Кинетический подход

Преобразуя левую часть уравнения Энского для массы $\Phi_\alpha = 1$, импульса $\Phi_\alpha = m_\alpha V_\alpha$ и энергии $\Phi_\alpha = \frac{m_\alpha V_\alpha^2}{2} + \varepsilon_{\nu\alpha}$, с учетом действия внешних и электромагнитных сил получим дивергентный вид левых частей соответствующих уравнений сохранения для потоков массы, импульса и энергии. Каждый компонент движется со своей скоростью под действием собственного внутреннего давления и внешних сил, например гравитационной и электромагнитной:

$$e_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \right) + \mathbf{F}_\alpha^0 = \mathbf{F}. \quad (2.14)$$

В этой части уравнения отсутствуют сечения столкновений, характеризующие взаимодействия частиц на близком расстоянии.

Правая часть уравнения (2.6) – интеграл столкновения – определяет столкновительное взаимодействие частиц через их сечения и в нем не участвует непосредственно действие внешних электромагнитных и других полей. Однако сечения и сами столкновения на молекулярном уровне определяют коэффициенты переноса таких важных макропроцессов, как проводимость, диффузия, теплопроводность, вязкость, существенно влияющие на макропараметры потока в целом – температуру, диффузионный перенос массы, электрические токи. Эти процессы переноса особенно существенны в однопотоковом приближении движения частично-ионизованного газа, когда можно ввести среднюю скорость течения газоплазменной среды. В многопотоковом приближении при взаимопроникающих или встречных потоках интеграл столкновения дает возможность получить достаточно точные выражения для скорости обмена импульсом и энергией между различными компонентами $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$, $\mathcal{Q}_{\alpha\beta}$.

По своему содержанию газоплазменные потоки можно с определенной степенью условности подразделить на три категории:

1. Общая многокомпонентная многоскоростная система, в которой обмен энергией и импульсом описывается членами, получаемыми из интеграла столкновений уравнения Больцмана.

2. Трехкомпонентный частично-ионизованный газ: e , i , 0 , в котором существенную роль играет электромагнитное поле.

3. Односкоростная система сильно ионизованного газа в электромагнитном поле – МГД-приближение с учетом закона Ома и токовых систем.

По форме записи плазмодинамические законы сохранения используют в виде:

1. Интегральная лагранжева и эйлера форма.
2. Дифференциальная лагранжева и эйлера форма.
3. Дифференциальная дивергентная форма для полного импульса и энергии.

4. Дифференциальная недивергентная форма для каждой функции потока: температуры, скорости и плотности.

Используя уравнение Энского, получим уравнения для многокомпонентного многоскоростного течения без конкретного вида столкновительных членов, которые будут получены позже из интеграла столкновения Больцмана.

Пусть $\Phi_\alpha = 1$. Для упругих столкновений очевидно $\int S_{\alpha\beta} dV_\alpha = 0$, так как они не меняют полного числа частиц сорта « α » в элементе dr . Для неупругих процессов

$$\sum_{\beta} \int S_{\alpha\beta} dV_\alpha = S_\alpha$$

– скорость изменения « α »-компонента в ионизационно-химических реакциях или в результате действия источника. Учитывая, что

$\mathbf{u}_\alpha = \frac{1}{n_\alpha} \int \mathbf{V}_\alpha f_\alpha dV_\alpha$, из (2.9) получаем уравнение неразрывности для концентрации « α »-компонента

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \text{div}(n_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = S_\alpha. \quad (2.15)$$

Пусть $\Phi_\alpha = mV_\alpha$.

Если выделить тепловую составляющую скорости $\mathbf{c}_\alpha = \mathbf{V}_\alpha - \mathbf{u}_\alpha$, то ясно, что ее среднее значение $\langle \mathbf{c}_\alpha \rangle = 0$. Тогда $\langle \Phi_\alpha \rangle = m\mathbf{u}_\alpha$, а величина $n_\alpha \langle \Phi_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle$ может быть выражена через тензор потока импульса по каждой координате « i » в виде

$$n_\alpha m_\alpha \langle \mathbf{V}_i \mathbf{V}_j \rangle_\alpha = n_\alpha m_\alpha \langle (c_{ci} + u_{ci})(c_{cj} + u_{cj}) \rangle = n_\alpha m_\alpha u_{ci} u_{cj} + n_\alpha m_\alpha \langle c_{ci} c_{cj} \rangle.$$

Здесь первое слагаемое описывает перенос плотности потока i -ой координаты импульса через единичную площадку j -го направления. Диагональные члены тензора второго слагаемого описывают давление, действующее нормально к площадкам, перпендикулярным осям координат. Если f_α изотропна, то

$$n_\alpha m_\alpha \langle c_{\alpha i}^2 \rangle = n_\alpha m_\alpha \langle c_{\alpha j}^2 \rangle = n_\alpha m_\alpha \langle c_{\alpha z}^2 \rangle = n_\alpha m_\alpha \frac{1}{3} \langle c_\alpha^2 \rangle = n_\alpha kT_\alpha = P_\alpha.$$

В общем случае анизотропной f_α нормальное давление удобно выделить в отдельное слагаемое, записывая

$$n_\alpha m_\alpha \langle c_{ci} c_{cj} \rangle = P_\alpha \delta_{ij} + n_\alpha m_\alpha \left\langle c_{ci} c_{cj} - \frac{1}{3} c_\alpha^2 \delta_{ij} \right\rangle, \quad (2.16)$$

где второе слагаемое представляет собой тензор вязких напряжений, диагональные элементы которого по определению равны нулю, т. е.

$$\sigma_{\alpha ij} = n_\alpha m_\alpha \left\langle \frac{1}{3} c_\alpha^2 \delta_{ij} - c_{ci} c_{cj} \right\rangle. \quad (2.17)$$

Тогда по i -ой координате второе слагаемое в (2.9) дает

$$\text{div}(n_\alpha \langle \Phi_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle) = \frac{\partial}{\partial x_k} (P_\alpha \delta_{ik} + \rho_\alpha u_{ci} u_{ck} - \sigma_{\alpha ik}).$$

Так как $(\mathbf{r}, \mathbf{V}_\alpha, t)$ независимые переменные, то производные в третьем слагаемом уравнения (2.9) равны нулю.

Входящий в уравнение моментов (2.9) $\text{grad}_V \Phi_\alpha$, при $\Phi_{ai} = m_\alpha V_{ai}$, соответствует единичному орту в направлении оси i . Поэтому

$$n_\alpha \frac{\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}}{m_\alpha} \langle \text{grad}_V \Phi_\alpha \rangle = n_\alpha (F_{ai}^0 + e_\alpha E_i),$$

$$\frac{e_\alpha n_\alpha}{m_\alpha c} \langle [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \cdot \text{grad}_V \Phi_\alpha \rangle = \frac{e_\alpha n_\alpha}{c} \langle [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}]_i \rangle = \frac{e_\alpha n_\alpha}{c} [\mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}]_i. \quad (2.18)$$

Правая часть (2.9) соответствует обмену импульсом между компонентами многопотоковой плазмы в упругих и неупругих столкновениях, причем учет неупругих столкновений, происходящих без рождения новых частиц (возбуждение внутренних степеней свободы), можно выполнить, заменив сечение упругих столкновений на полное сечение столкновений, при этом выражение для силы трения $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ между компонентами остается таким же, как и в случае упругих столкновений.

Таким образом, закон сохранения импульса, записанный в максимально возможной дивергентной форме по i -ой координате, имеет вид

$$\frac{\partial \rho_\alpha u_{ai}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (P_\alpha \delta_{ik} + \rho_\alpha u_{ai} u_{ak} - \sigma_{aik}) =$$

$$= n_\alpha e_\alpha \left(E_i + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}]_i \right) + n_\alpha F_{ai}^0 + \sum_\beta R_{\alpha\beta i} + R_{ai}^S. \quad (2.19)$$

Здесь R_{ai}^S – изменение i -ой координаты импульса за счет рождения частиц в неупругих столкновениях. В гравитационном поле $F_{ai}^0 = m_\alpha g_i$.

Пусть $\Phi_\alpha = \frac{m_\alpha V_\alpha^2}{2} + \varepsilon_{v\alpha}$, где $\varepsilon_{v\alpha}$ – энергия молекулы, связанная с возбуждением ее внутренних степеней свободы (вращение, колебание, электронное возбуждение). Тогда, обозначая $\left\langle \frac{m_\alpha c^2}{2} \right\rangle = \frac{3}{2} kT_\alpha$, запишем

$$\langle \Phi_\alpha \rangle = \left\langle \frac{m_\alpha c^2}{2} \right\rangle + \frac{m_\alpha u_\alpha^2}{2} + \langle \varepsilon_{v\alpha} \rangle = \frac{3}{2} kT_\alpha + \frac{m_\alpha u_\alpha^2}{2} + \langle \varepsilon_{v\alpha} \rangle. \quad (2.20)$$

Плотность потока энергии, переносимой в i -ом направлении компонентом « α », равна

$$n_\alpha \langle \Phi_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle_i = \frac{1}{2} n_\alpha m_\alpha \langle V_\alpha^2 V_{ai} \rangle + n_\alpha \langle \varepsilon_{v\alpha} V_{ai} \rangle = \frac{1}{2} n_\alpha m_\alpha \langle (\mathbf{u}_\alpha + \mathbf{c}_\alpha)^2 (u_{ai} + c_{ai}) \rangle +$$

$$+ n_\alpha \langle \varepsilon_{v\alpha} \rangle u_{ai} + n_\alpha \langle \varepsilon_{v\alpha} c_{ai} \rangle = \frac{1}{2} n_\alpha m_\alpha \langle u_\alpha^2 u_{ai} + \langle c_\alpha^2 \rangle u_{ai} + 2\mathbf{u}_\alpha \langle \mathbf{c}_\alpha c_{ai} \rangle + \langle c_\alpha^2 c_{ai} \rangle \rangle +$$

$$+ n_\alpha \langle \varepsilon_{v\alpha} \rangle u_{ai} + n_\alpha \langle \varepsilon_{v\alpha} c_{ai} \rangle = n_\alpha u_{ai} \left(\frac{m_\alpha u_\alpha^2}{2} + \frac{3}{2} nT_\alpha + \langle \varepsilon_{v\alpha} \rangle \right) + n_\alpha m_\alpha \mathbf{u}_\alpha \langle \mathbf{c}_\alpha c_{ai} \rangle +$$

$$+ \left(\frac{1}{2} n_\alpha m_\alpha \langle c_\alpha^2 c_{ai} \rangle + n_\alpha \langle \varepsilon_{v\alpha} c_{ai} \rangle \right).$$

Здесь, как следует из (2.16), член $m_\alpha n_\alpha \mathbf{u}_\alpha \langle \mathbf{c}_\alpha c_{ai} \rangle$ описывает работу сил нормального и касательного напряжения $\sum_k P_{aik} u_{ak}$, где $P_{aik} = P_\alpha \delta_{ik} - \sigma_{aik}$. Последние слагаемые описывают тепловой поток в i -ом направлении. С учетом переноса энергии внутренними степенями свободы молекул он равен $\mathbf{q} = \frac{1}{2} m_\alpha n_\alpha \langle c_\alpha^2 \mathbf{c}_\alpha \rangle + n_\alpha \langle \varepsilon_{v\alpha} \mathbf{c}_\alpha \rangle$.

Так как третье слагаемое в (2.9) равно нулю и

$$\begin{aligned} \langle \text{grad}_V \Phi_\alpha \rangle &= \langle m_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle = m_\alpha \mathbf{u}_\alpha, \\ \langle [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \cdot \text{grad}_V \Phi_\alpha \rangle &= \langle [\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}] \cdot m_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle = 0, \end{aligned}$$

то, обозначая удельную тепловую и внутреннюю энергию молекул сорта « α »

$$\varepsilon_\alpha = \frac{3}{2} \frac{kT_\alpha}{m_\alpha} + \frac{\langle \varepsilon_{v\alpha} \rangle}{m_\alpha},$$

получим из (2.9), (2.20) уравнение энергии в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_\alpha \varepsilon_\alpha + \frac{\rho_\alpha u_\alpha^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\rho_\alpha \varepsilon_\alpha + \frac{\rho_\alpha u_\alpha^2}{2} + P_\alpha \right) u_{\alpha i} - \sigma_{aik} u_{ak} \right] = \\ = -\text{div} \mathbf{q}_\alpha + n_\alpha \mathbf{u}_\alpha (\mathbf{F}_\alpha^0 + e_\alpha \mathbf{E}) + \sum_\beta Q_{\alpha\beta} + Q_\alpha^s + Q_\alpha. \end{aligned} \quad (2.21)$$

В уравнениях (2.19), (2.21) члены $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$, $Q_{\alpha\beta}$ определяются через интеграл столкновения и описывают изменение импульса и энергии « α »-компонента с « β »-компонентом. В результате неупругих процессов член Q_α^s описывает рождение частиц сорта « α », Q_α – изменение частиц сорта « α » в результате их участия в неупругих процессах и излучении. Отметим, что в случае оптически плотной среды, поток теплового излучения может быть включен в \mathbf{q}_α . Следует отметить, что в многоскоростной плазме передача импульса и энергии между различными компонентами достаточно подробно описывается членами $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ и $Q_{\alpha\beta}$, поэтому в такого рода сложных течениях учет молекулярной вязкости внутри отдельного компонента, по существу, является превышением точности самого многоскоростного МГД-приближения.

Коэффициент вязкости определяется передачей импульса между тяжелыми частицами – ионами, то есть зависит от основных параметров плазмы следующим образом: $\eta \approx kT_i n_i \tau_{ii}$. Подставляя выражение для характерного времени межионных столкновений τ_{ii} , получаем [Брагинский, 1963]

$$\eta = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{m_i} (kT_i)^{5/2}}{e^4 z^4 \Lambda}.$$

Здесь кулоновский логарифм Λ определяется как

$$\Lambda = \ln \left(\frac{3}{2\sqrt{\pi}} \frac{(kT_e)^{3/2}}{e^3 n_e^{1/2}} \right) = 9.43 + 3.45 \lg T_e - 1.15 \lg n_e, \quad (2.22)$$

где T_e – температура электронов, К; n_e – концентрация электронов, см^{-3} . Обычно кулоновский логарифм равен $10 \div 15$.

Исследования показали, что вязкость может играть существенную роль при формировании желобковых возмущений на границе плазмы с магнитным полем. Однако при численном решении задачи любой разностный алгоритм обладает схемной вязкостью порядка $\rho\Delta x^2/\Delta t$. Очевидно, что схемная вязкость не будет искажать расчетной картины течения, только если $\rho\Delta x^2/\Delta t < \eta$, что выполняется лишь в сильно разреженной плазме, когда общая картина течения уже сформирована и вязкость не может заметно на нее повлиять. На стадии же формирования течения схемная вязкость в определенной степени способна моделировать физическую вязкость, которую поэтому можно не учитывать, не внося при этом заметных погрешностей в общую картину течения. Поэтому тензор σ_{aj} можно не учитывать.

Таким образом, система уравнений, описывающая многоскоростное многокомпонентное течение разреженного ионизованного газа, имеет вид

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} n_\alpha \mathbf{u}_\alpha = S_\alpha; \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_{\alpha i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (P_\alpha \delta_{jk} + \rho_\alpha u_{\alpha i} u_{\alpha k}) = n_\alpha e_\alpha \left(E_i + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}]_i \right) + \\ + n_\alpha F_{\alpha i}^0 + \sum_\beta R_{\alpha\beta i} + R_{\alpha i}^s; \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_\alpha \varepsilon_\alpha + \frac{\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\rho_\alpha \varepsilon_\alpha + \frac{\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha^2}{2} + P_\alpha \right) u_{\alpha k} \right] = \\ = n_\alpha (\mathbf{u}_\alpha \mathbf{F}_\alpha^0) + e_\alpha n_\alpha (\mathbf{u}_\alpha \mathbf{E}) + \sum_\beta Q_{\alpha\beta} + Q_\alpha + Q_\alpha^s - \operatorname{div} \mathbf{q}_\alpha. \end{aligned} \quad (2.25)$$

В отсутствие внешнего поля \mathbf{E} – внутриплазменное поле между положительными и отрицательными частицами. В удельную энергию ε_α входит энергия теплового движения частиц и, в частных случаях, в ε_α могут быть включены определенные виды внутренней энергии. Например, из-за очень малой энергии вращательных квантов двухатомных молекул ($\text{N}_2 - 2.9 \text{ K}$; $\text{O}_2 - 2.1 \text{ K}$) практически всегда можно полагать, что вклад вращательной энергии в ε_α равен своему равновесному значению kT . Однако в другие виды внутренней энергии – возбуждение колебаний, диссоциацию и ионизацию молекул – могут давать вклад частицы различного сорта, что обычно и происходит в реальных неравновесных течениях. В этом случае для атомных частиц $\varepsilon_\alpha = \frac{3kT_\alpha}{m_\alpha}$, для двухатомных молекул $\varepsilon_\alpha = \frac{5kT_\alpha}{m_\alpha}$, а процессы диссоциации, ионизации и возбуждения колебательных и электронных состояний описываются кинетическими членами, формирующими выражения для Q_α в правой части уравнения энергии (2.25), которое, по существу, переходит в температурное уравнение для T_α .

Кроме того, в высокоскоростных течениях, когда выполняется условие $\varepsilon_\alpha \ll \frac{u_\alpha^2}{2}$, расчет температуры из полной энергии $\rho_\alpha \left(\varepsilon_\alpha + \frac{u_\alpha^2}{2} \right)$ становится некорректным и дивергентная форма уравнения энергии (2.25) не может быть использована.

2.3. Недивергентная форма дифференциальных законов сохранения массы, импульса и энергии

Из системы (2.23)–(2.25) можно получить недивергентную форму уравнений для определения n_α , \mathbf{u}_α , T_α каждого « α »-компонента. Имея в виду возможность ионизационно-кинетических процессов в многоскоростном потоке, удобно использовать вместо ρ_α концентрацию n_α и декартову систему координат (x, y, z) .

Для уравнения неразрывности компонента « α » имеем

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial n_\alpha u_{\alpha x}}{\partial x} + \frac{\partial n_\alpha u_{\alpha y}}{\partial y} + \frac{\partial n_\alpha u_{\alpha z}}{\partial z} = S_\alpha. \quad (2.26)$$

Дифференцируя каждый член уравнения (2.24) и используя скалярный дифференциальный оператор $(\mathbf{u}\nabla)$ и единичный вектор $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$, получим

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{e}_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{e}_x \left(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) + \\ + \mathbf{e}_y \left(u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + \mathbf{e}_z \left(u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Подставляя (2.26), (2.27) в (2.24) и складывая векторно импульсы по координатам, получим уравнение для скорости

$$m_\alpha n_\alpha \frac{d\mathbf{u}_\alpha}{dt} = -\nabla P_\alpha + e_\alpha n_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}] \right) + n_\alpha \mathbf{F}_\alpha^0 + \sum_\beta \mathbf{R}_{\alpha\beta} - m_\alpha \mathbf{u}_\alpha S_\alpha. \quad (2.28)$$

Аналогично продифференцируем почленно уравнение энергии (2.25). Предполагаем, что при рождении частицы сорта « α » в неупругом столкновении, ее энергия состоит из энергии направленного движения $\frac{m_\alpha u_\alpha^2}{2}$ и некоторой доли $\delta = 0 \div 1$ тепловой энергии $\varepsilon_\alpha m_\alpha$, которая передается от сталкивающихся частиц выше энергетического порога процессов – диссоциации или ионизации. Таким образом,

$$Q_\alpha^s = \left(\delta \varepsilon_\alpha m_\alpha + \frac{m u_\alpha^2}{2} \right) S_\alpha. \quad (2.29)$$

Тогда с учетом (2.28), (2.29) и тождества $\mathbf{u}_\alpha [\mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}] \equiv 0$ получаем уравнение для ε_α

$$m_\alpha n_\alpha \frac{d\varepsilon_\alpha}{dt} + P_\alpha \operatorname{div} \mathbf{u}_\alpha = \sum_\beta (Q_{\alpha\beta} - \mathbf{u}_\alpha \mathbf{R}_{\alpha\beta}) - (1 - \delta) \varepsilon_\alpha m_\alpha S_\alpha + Q_\alpha, \quad (2.30)$$

где $Q_\alpha = Q^{\text{Hy}} + Q_\alpha^v + Q_\alpha^\lambda$ – суммарная скорость изменения ε_α под действием неупругих процессов, излучения, теплопроводности и возможного

внешнего разогрева. Так как в ε_α обычно учитываются тепловая энергия кинетического движения частиц и энергия вращения молекул, то в Q_α учитываются ионизационно-химические процессы и наиболее энергоемкие процессы излучения и электронной теплопроводности. Соответствующие коэффициенты переноса определяются столкновительным членом уравнения Больцмана.

Так как величина δ определяется деталями микропроцесса и не имеет достаточно обоснованного значения, то в первом приближении можно полагать $\delta = 1$.

Представленные уравнения имеют достаточно общий вид. Их конкретизация применительно к различным ионосферным задачам связана главным образом с двумя наиболее важными физическими факторами:

1. Многоскоростной характер течения разреженной газоплазменной среды.

2. Ионизационно-химическая и температурная неравновесность, влияющая на ее энергетические и динамические характеристики и на взаимодействие между компонентами. Электронная концентрация и температура являются основными параметрами, определяющими радиофизические и оптические характеристики естественной и возмущенной верхней атмосферы, необходимые для решения практически важных задач.

2.4. Проводимость плазмы и поглощение радиоволн

В следующем разделе будут приведены выражения для скорости передачи импульса $R_{\alpha\beta}$ и энергии $Q_{\alpha\beta}$ в локально-максвелловском приближении, когда потоки, переносящие основную массу m_i , $m_{0\alpha}$, движутся со скоростями \mathbf{u}_α , \mathbf{u}_0 . Легко показать, что наиболее интенсивный обмен импульсом и энергией происходит при близких массах. Так как $m_e \ll m_{i\alpha}, m_{0\alpha}$, то ясно, что электроны будут играть роль в диффузии и проводимости, при которых их движение носит дрейфовый характер. Коэффициенты электропроводности, диффузии и теплопроводности в слабоионизованной плазме также можно получить с использованием уравнений Больцмана и релаксационной модели для столкновительного члена. Предполагаем, что функция распределения электронов $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ незначительно отличается от равновесной функции распределения $f_0(\mathbf{v})$:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{v}) + f_1(\mathbf{v}, t) \quad |f_1| \ll f_0, \quad (2.31)$$

где $f_1(\mathbf{v}, t)$ описывает малую анизотропную и пространственную неоднородность параметров электронов в неравновесном состоянии [Гинзбург, 1967; Биттенкорт, 2009].

Постоянное магнитное поле может оказывать сильное влияние на свойства плазмы. Это относится, в частности, и к распространению в плазме волн различного типа. Магнитное поле приводит к анизотропии плазмы, что заметно сказывается на поведении радиоволн в зависимости от направления их распространения относительно внешнего поля \mathbf{V}_0 [Гинзбург, 1967].

На рис. 2.1 показаны два основных случая поляризации волны при ее распространении перпендикулярно \mathbf{V}_0 ($\mathbf{k} \perp \mathbf{V}_0$), где \mathbf{k} – волновой вектор. Если электрический вектор волны \mathbf{E} , соответственно, направление движения электрона в плазме параллельно \mathbf{V}_0 и, следовательно, не зависит от него, то такую волну называют обыкновенной. В случае $\mathbf{E} \perp \mathbf{V}_0$ волна называется необыкновенной и скорость ее отлична от скорости обыкновенной волны. (Аналог двойного лучепреломления в кристалле.)

Вторая важная особенность распространения волн в магнитоактивной плазме связана с их распространением параллельно \mathbf{V}_0 , т. е. $\mathbf{k} \parallel \mathbf{V}_0$. В этом случае магнитное поле приводит к существованию двух волн – с правой (R -волна) и левой (L -волна) поляризацией. Ориентация векторных величин в этих волнах показана на рис. 2.2.

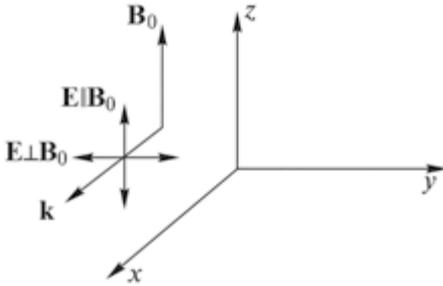


Рисунок 2.1

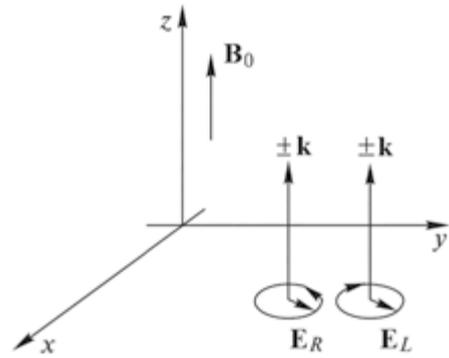


Рисунок 2.2

Магнитное вращение плоскости поляризации (эффект Фарадея) обусловлено возникающей под действием магнитного поля прецессией электронных орбит. Направление вращения определяется направлением магнитного поля.

Таким образом, основные типы волн, распространяющихся вдоль магнитного поля \mathbf{V}_0 , – это волны с правой (R) и левой (L) круговой поляризацией, а основные типы волн, распространяющихся поперек \mathbf{V}_0 , – это линейно поляризованная обыкновенная волна (O -волна) и эллиптически поляризованная необыкновенная волна (X -волна).

Общая теория распространения этих волн достаточно сложна и громоздка, поэтому наряду с данным выше кратким содержанием физических процессов, определяющих классификацию волн, здесь укажем лишь основные соотношения используемые при применении уравнения Больцмана с релаксационным приближением для интеграла столкновения.

Учитывая (2.31), уравнения Больцмана записывается в виде

$$\frac{\partial f_1(\mathbf{v}, t)}{\partial t} - \frac{e}{mc} \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t) \right] \right) \nabla_v [f_0(v) + f_1(\mathbf{v}, t)] = -\nu(v) f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t). \quad (2.32)$$

Очевидно, что $\nabla_v f_0(v) = \frac{\mathbf{v}}{v} \frac{df(v)}{dv}$, поэтому $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}_i] \nabla_v f_0(v)$ равно нулю, так как включает в себя скалярное произведение взаимноортогональных вектор-функций.

Имея в виду практическую значимость, можно предположить, что к плазме приложено гармонически меняющееся во времени электрическое поле

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t),$$

а магнитное поле состоит из двух слагаемых

$$\mathbf{B}_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t),$$

где \mathbf{B}_0 – внешнее магнитное поле, а $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ – величина первого порядка малости, которая имеет такую же гармоническую зависимость от времени, как и электрическое поле.

Следовательно,

$$f_1(\mathbf{v}, t) = f_1(\mathbf{v}) \exp(-i\omega t).$$

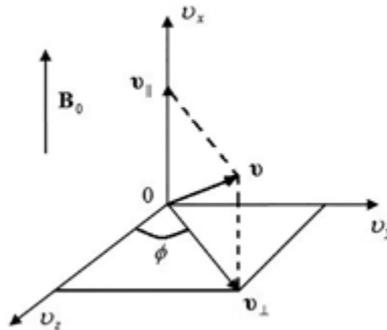
Тогда, пренебрегая членами второго порядка малости, получаем линеаризованное уравнение Больцмана для векторных амплитуд:

$$[v(v) - i\omega] f_1(\mathbf{v}) - \frac{e}{m_e} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0] \nabla_v f_1(\mathbf{v}) = \frac{e}{m_e} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \nabla_v f_0(v). \quad (2.33)$$

В цилиндрических координатах $(v_\perp, v_\parallel, \varphi)$ в пространстве скоростей, где вектор \mathbf{v}_\parallel направлен вдоль \mathbf{B}_0 , после достаточно громоздких выкладок получаем решение для $f_1(\mathbf{v})$:

$$f_1(\mathbf{v}) = \frac{\varepsilon e}{m_e} \frac{1}{v} \frac{df_0(v)}{dv} \left\{ \frac{v_\perp}{\sqrt{2}} \left[\frac{E_+ \exp(i\varphi)}{\omega + iv(v) - \Omega_{ce}} + \frac{E_- \exp(-i\varphi)}{\omega + iv(v) + \Omega_{ce}} \right] \right\} + \frac{v_\parallel E_\parallel}{\omega + iv(v)}. \quad (2.34)$$

Здесь $v^2 = v_\perp^2 + v_\parallel^2$; $\Omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_e}$; E_+ – составляющая электрического вектора с правой поляризацией по кругу; E_- – левая поляризация по кругу; E_\parallel – продольная компонента.



Предполагая, что средняя скорость потока $\mathbf{u}_0 = 0$, можно записать плотность тока в виде

$$\mathbf{J} = -e \int_v \mathbf{v} f_1(\mathbf{v}) d^3v, \quad (2.35)$$

или по компонентам, соответствующим скоростям v_+ , v_- , v_0 . Выражение (2.35) имеет интегральный характер. Соответственно, для элементов тензора проводимости имеем

$$\begin{aligned}\sigma_{\pm} &= -\frac{4\pi e^2}{3m_e} \int_0^{\infty} \frac{v^3}{\omega + i\nu(v) \pm \Omega_{ce}} \frac{df_0(v)}{dv} dv, \\ \sigma_{\parallel} &= -\frac{4\pi e^2}{3m_e} \int_0^{\infty} \frac{v^3}{\omega + i\nu(v)} \frac{df(v_0)}{dv} dv.\end{aligned}\quad (2.36)$$

В общем случае, когда частота столкновений произвольная функция скорости, элементы тензора проводимости необходимо определять численно.

Перпендикулярная и холловская проводимость определяется из

$$\sigma_{\perp} = \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-); \quad \sigma_H = \frac{1}{2}i(\sigma_+ - \sigma_-).\quad (2.37)$$

Таким образом, интегральные выражения, полученные на основе уравнения Больцмана с релаксационным столкновительным членом, имеют достаточно общий вид.

Следует отметить, что аналогичные результаты можно получить на основе анализа столкновительного движения электронов в среде при воздействии электромагнитного поля.

Существует два различных подхода, которые обычно используются при анализе распространения волн в плазме. В первом плазма рассматривается как среда с заданной проводимостью или диэлектрической постоянной и волновым уравнением для такой среды, выведенным из уравнения Максвелла. При наличии внешнего магнитного поля плазма эквивалентна анизотропному диэлектрику, который характеризуется тензором диэлектрической проницаемости. Второй подход заключается в том, что уравнения Максвелла решаются одновременно с гидродинамическими уравнениями, описывающими движение заряженных частиц. В этом случае волновое уравнение, как и выражение для тензора диэлектрической проницаемости или проводимости, в явном виде не выводится. Вместо этого выводятся дисперсионные уравнения, связывающие волновое число \mathbf{k} и частоту волны ω . Вся информация о распространении заданной волновой моды содержится в соответствующем дисперсионном соотношении.

Рассмотрим распространение плоской электромагнитной волны в плазме без внешнего магнитного поля. Тогда уравнение движения заряда e массой m под действием поля имеет вид

$$\ddot{\mathbf{r}} + \nu \dot{\mathbf{r}} + \omega_0^2 \mathbf{r} = \frac{e}{m} \mathbf{E}_0 \sin \omega t.\quad (2.38)$$

Так как полный ток

$$\mathbf{j}_i = \mathbf{j} + \mathbf{j}_p = \sigma \mathbf{E} + \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \frac{d\mathbf{E}}{dt} = \sigma \mathbf{E}_0 \sin \omega t + \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \omega \mathbf{E}_0 \cos \omega t.\quad (2.39)$$

Определяя \mathbf{u} из (2.38) и $\mathbf{j}_i = e n \mathbf{u}$ из (2.39), получаем, с учетом зарядов различного сорта,

$$\sigma = \sum_i \frac{n_i e_i^2 v_i \omega^2}{m_i [(\omega_{0i}^2 - \omega^2) + v_i^2 \omega^2]},$$

$$\varepsilon = 1 + \sum_i \frac{4\pi n_i e_i^2 (\omega_{0i}^2 - \omega^2)}{m_i [(\omega_{0i}^2 - \omega^2) + v_i^2 \omega^2]},$$
(2.40)

где ν – частота столкновений заряда с окружающими частицами, в элементарной теории не учитывается ее зависимость от скорости; ω_0 – собственная частота, соответствующая упругой силе в случае диэлектрика. В проводящей среде (металле или плазме) $\omega_0 = 0$. С ростом частоты в резонанс с полем вначале входят ядра кристаллической решетки $\omega \sim 10^{11} - 10^{13}$ 1/с – это соответствует ИК-диапазону длин волн. Затем в колебания вовлекаются связанные электроны. При высоких частотах, когда $\omega > \omega_0$, как видно из (2.40), диэлектрик и плазма становятся неразличимы.

Для однородной изотропной среды уравнение для электрического поля приобретает вид [Гинзбург, 1967]

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{\varepsilon'}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}.$$

Так как $c/\sqrt{\varepsilon'} = v'$ имеет смысл скорости распространения, то, поскольку ε' величина комплексная, показатель преломления также комплексный — $n' = c/v' = \sqrt{\varepsilon'}$, и его можно представить в виде $n' = n - i\chi = \sqrt{\varepsilon'}$. Полагая $\varepsilon' = \varepsilon - i\frac{4\pi\sigma}{\omega}$ и возводя в квадрат, получаем

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}{2}},$$

$$\chi = \sqrt{\frac{-\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}{2}}.$$

Эти выражения меняют свой вид в зависимости от ω и свойств среды.

Если существует постоянное внешнее поле, то оно оказывает существенное влияние на свойства плазмы. В пределах элементарной теории, когда $\nu = \text{const}$, уравнение движения для электронов в плазме имеет вид

$$\ddot{\mathbf{r}} + \nu \dot{\mathbf{r}} = \frac{e}{m} \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t) + \frac{e}{mc} [\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}].$$

Поле \mathbf{B}_0 существенно усложняет задачу даже о нормальном падении волны на плотную среду, а для случая наклонного падения строгих решений не получено. В [Битгенкорт, 2009] такая задача проанализирована. Для коэффициента поглощения, определяющего изменение потока энергии, имеем ($n \approx 1$)

$$\mu = \frac{2\omega\chi}{c} = \frac{\omega_p^2 \nu_e}{c[(\omega \pm \omega_{ce})^2 + \nu_e^2]},$$

где $\omega_{ce} = \frac{eB}{mc} \sim (5 \div 8) \cdot 10^6$ Гц – циклотронная частота электронов в геомагнитном поле; $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} = 5.64 \cdot 10^4 n_e^{1/2}$ – плазменная частота, 1/с; n_e – концентрация электронов, см⁻³.

Верхний знак относится к левой, обыкновенной волне, нижний – к правой, необыкновенной. В работе [Биттенкорт, 2009] подробно получены условия отражения радиоволн от ионосферы при наклонном распространении в лучевом приближении.

Используя релаксационную модель для столкновительного члена уравнения Больцмана, можно также как для проводимости получить коэффициент свободной диффузии электронов и диффузии в магнитном поле, а также выражение для потока тепла и коэффициента теплопроводности. Однако в ионосферных плазменных экспериментах, например, при разогреве направленном снизу потоком радиоволн, могут существовать три несовпадающих направления: направление потока радиоволн, градиент плотности в ионосфере и направление постоянного геомагнитного поля \mathbf{V}_0 . Это существенно усложняет математическую задачу и не влечет принципиальных физических уточнений в описании диффузионно-тепловых потоков и потоков заряженных частиц, поэтому в данной работе эти ситуации не анализируются.

ГЛАВА 3. СКОРОСТИ ОБМЕНА ИМПУЛЬСОМ И ЭНЕРГИЕЙ В РЕЗУЛЬТАТЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ В МНОГОСКОРОСТНОМ ЧАСТИЧНО-ИОНИЗОВАННОМ ГАЗЕ. КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Для частиц с кулоновским взаимодействием в работе [Сивухин, 1964] получены выражения для скорости передачи импульса и энергии от пробной частицы плазме с максвелловским распределением частиц по скоростям. Такие выражения обычно полезны в термоядерных исследованиях, где плотность плазмы мала и многие оценки можно делать на основе анализа движения отдельных частиц. В работе [Брагинский, 1963] Брагинским была сформулирована замкнутая система уравнений для многоскоростной плазмы в гидродинамическом приближении. При этом для описания процессов переноса предполагалось, что отличие в направленных скоростях различных компонентов много меньше их тепловых скоростей. Это позволяло использовать локально максвелловскую функцию распределения, сдвинутую относительно среднемассовой скорости с поправками первого порядка по малому параметру. К таким же выражениям для обменных членов приводит разложение скоростного момента частоты столкновений до первого линейного члена по малому параметру [Чепмен, Каулинг, 1961]. В ряде современных задач плазмодинамики приходится иметь дело с взаимопроникающими плазменными потоками, движущимися относительно друг друга с высокой относительной скоростью. Так как характерное время установления максвелловского распределения внутри каждого компонента сравнительно мало, то можно предполагать, что оно сохраняется в процессе столкновительного взаимодействия компонентов между собой при их взаимопроникновении, то есть наиболее общим является предположение о сохранении локально максвелловского распределения частиц у каждого компонента на всем протяжении его взаимодействия с другими компонентами плазмы, имеющими отличные температуры и скорости направленного движения:

$$f_{\alpha} = n_{\alpha} \left(\frac{m_{\alpha}}{2\pi k T_{\alpha}} \right)^{3/2} \exp \left[- \frac{m_{\alpha} (\mathbf{V}_{\alpha} - \mathbf{u}_{\alpha})^2}{2k T_{\alpha}} \right]. \quad (3.1)$$

Здесь \mathbf{V}_{α} – полная скорость частиц сорта « α »; \mathbf{u}_{α} – скорость ее направленного движения, то есть $\mathbf{u}_{\alpha} = \frac{1}{n_{\alpha}} \int \int \int \mathbf{V}_{\alpha} f_{\alpha} d^3 V_{\alpha}$; $n_{\alpha} = \int \int \int f_{\alpha} d^3 V_{\alpha}$.

Ясно, что использование для каждого « α »-компонента локально максвелловской функции (3.1) должно приводить к асимптотически правильным выражениям для скоростей обмена энергией $Q_{\alpha\beta}$ и импульсом $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ между « α »- и « β »-компонентами, как при $|C_{\alpha}| \ll |u_{\alpha}|$, так и при $|C_{\alpha}| \gg |u_{\alpha}|$, где $C_{\alpha} = \mathbf{V}_{\alpha} - \mathbf{u}_{\alpha}$ – тепловая составляющая скорости частиц сорта « α ».

В конкретных плазмодинамических задачах обычно имеют дело с упругими столкновениями типа $e - i$, $e - 0$, $i - i$, $i - 0$, $0 - 0$, где e , i , 0 – обозначения, соответствующие электронам, ионам и нейтральным атомам. Из неупругих столкновений обычно достаточно учитывать лишь столкновения электронов с нейтральными и ионизированными частицами.

Если предполагать, что при неупругих столкновениях рождающаяся новая частица имеет нулевой импульс и энергию (в плазменных задачах – это, прежде всего, ионизация электронным ударом, когда это предположение достаточно оправдано), тогда законы сохранения импульса и энергии имеют вид:

$$m_\alpha \mathbf{V}_\alpha + m_\beta \mathbf{V}_\beta = m_\alpha \mathbf{V}'_\alpha + m_\beta \mathbf{V}'_\beta; \quad (3.2)$$

$$\frac{m_\alpha V_\alpha^2}{2} + \frac{m_\beta V_\beta^2}{2} = \frac{m_\alpha V'^2_\alpha}{2} + \frac{m_\beta V'^2_\beta}{2} + \Delta, \quad (3.3)$$

где Δ – энергия неупругого процесса. Существуют различные модели описания неупругого взаимодействия. Через относительные скорости и скорость центра масс:

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &\equiv \mathbf{V}_\beta - \mathbf{V}_\alpha; \\ \mathbf{g}' &\equiv \mathbf{V}'_\beta - \mathbf{V}'_\alpha; \\ \mathbf{u} &= \frac{m_\alpha \mathbf{V}'_\alpha + m_\beta \mathbf{V}'_\beta}{m_\alpha + m_\beta}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_\alpha &= \mathbf{u} - \frac{\mu}{m_\alpha} \mathbf{g}; & \mathbf{V}_\beta &= \mathbf{u} + \frac{\mu}{m_\beta} \mathbf{g}; \\ \mathbf{V}'_\alpha &= \mathbf{u} - \frac{\mu}{m_\alpha} \mathbf{g}'; & \mathbf{V}'_\beta &= \mathbf{u} + \frac{\mu}{m_\beta} \mathbf{g}', \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $\mu = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}$ – приведенная масса.

Подставляя (3.5) в (3.3), получаем

$$\frac{\mu g^2}{2} = \frac{\mu g'^2}{2} + \Delta, \quad (3.6)$$

то есть $g' = g \sqrt{1 - 2\Delta / \mu g^2}$. Очевидно, неупругий процесс может происходить, если $\mu g^2 / 2 \geq \Delta$, соответственно, пороговый характер имеет дифференциальное сечение процесса $\sigma_{\alpha\beta}$, будучи аксиально симметричным по φ для указанных выше столкновений и при определенных допущениях через него можно учесть как упругие, так и неупругие столкновения [Chubb, 1968; Жданов, 1982; Алексеев, 1982].

3.1. Анализ сечений столкновений

В работе [Ступицкий, Холодов, 2019] дан подробный анализ и вывод выражений для скорости передачи импульса $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ и энергии $Q_{\alpha\beta}$. Для скорости передачи импульса между потоками частиц с кулоновским упругим взаимодействием получено

$$\mathbf{R}_{\alpha\beta} = -\frac{4\pi(e_\alpha e_\beta)^2}{\mu w^2} \Lambda n_\alpha n_\beta \left(\frac{\mathbf{w}}{w}\right) \left[\frac{2x}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} - \Phi(x) \right], \quad (3.7)$$

где введено обозначение

$$x = \frac{w}{a} = \frac{w}{\sqrt{\frac{2kT_\alpha}{m_\alpha} + \frac{2kT_\beta}{m_\beta}}}; \quad \mathbf{w} = \mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u}_\beta; \quad w = |\mathbf{w}|.$$

Если $x \gg 1$, то есть имеются высокоскоростные «холодные» потоки плазмы, то $\Phi(x) \approx 1$ и получаем

$$\mathbf{R}_{\alpha\beta} = -\frac{4\pi e_\alpha^2 e_\beta^2}{\mu w^3} \mathbf{w} \Lambda n_\alpha n_\beta. \quad (3.8)$$

Если $x \ll 1$, то есть тепловая скорость частиц много больше скорости направленного движения частиц, тогда

$$\frac{2xe^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} - \Phi(x) \approx \frac{-4x^3}{3\sqrt{\pi}},$$

и в этом случае получаем

$$\mathbf{R}_{\alpha\beta} = -\frac{16\sqrt{\pi} e_\alpha^2 e_\beta^2}{3\mu a^3} \mathbf{w} \Lambda n_\alpha n_\beta. \quad (3.9)$$

Важным частным случаем является движение электронов относительно ионов. Так как $m_e \ll m_i$, то

$$x = \frac{w}{\sqrt{\frac{2kT_e}{m_e} + \frac{2kT_i}{m_i}}} \approx \frac{w}{\sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}},$$

и обычно удовлетворяется условие $x \ll 1$. Тогда

$$\mathbf{R}_{ie} = -\frac{4\sqrt{2\pi} m_e}{3} \frac{e^4 Z^2 \Lambda}{(kT_e)^{3/2}} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) n_e n_i,$$

где Z – заряд ионов концентрации n_i .

Следует отметить, что формула Резерфорда описывает упругие столкновения бесструктурных кулоновских частиц. Если же сталкиваются не голые ядра, а многозарядные ионы со сложной многоэлектронной оболочкой, то при достаточно больших скоростях их относительного движения в процессе столкновения может происходить перекрытие и деформация электронных оболочек, уменьшается экранировка ядер электронами и, соответственно, увеличиваются эффективные заряды e_α и e_β . При небольших энергиях относительно движения $\varepsilon_{\text{отн}} \leq z_1 z_2 e^2 / a_0$, где a_0 – характерный размер иона, электронные оболочки не перекрываются и $e_\alpha e_\beta = e^2 z_\alpha z_\beta$. При очень больших энергиях электронные оболочки слабо

вливают на процессы взаимодействия и $e_\alpha e_\beta = e^2 z_{\alpha\alpha} z_{\beta\beta}$, где $z_{\alpha\alpha}$, $z_{\beta\beta}$ – заряды ядер сталкивающихся частиц.

В работе [Ананьин, Ступицкий, 1981] была предложена модификация потенциала Томаса-Ферми-Фирсова и в результате расчетов получено сечение с учетом деформации электронных оболочек и поляризационного взаимодействия частиц. Таким образом, для R_{i0} получено

$$R_{i0} = -\frac{\sigma'_{i0}}{\sqrt{\pi}} \mu n_i n_0 w a F_0(x),$$

где $F_0(x) = \left(1 + \frac{1}{2x^2}\right) e^{-x^2} + \sqrt{\pi} \Phi(x) \left(x + \frac{1}{x} - \frac{1}{4x^3}\right)$.

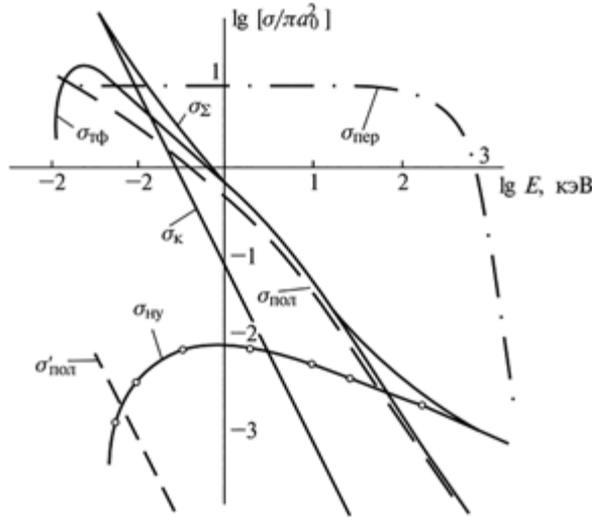


Рисунок 3.1. Сечения столкновений для различных взаимодействий. Сечения: $\sigma_{\text{пер}}$ – перезарядки; $\sigma_{\text{к}}$ – кулоновское; $\sigma_{\text{ТФ}}$ – Томаса-Ферми; $\sigma_{\Sigma} = \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{ТФ}}$; $\sigma_{\text{пол}}$ – поляризационное с перекрытием; $\sigma'_{\text{пол}}$ – без перекрытия; $\sigma_{\text{нУ}}$ – неупругие столкновения

Для высокоскоростных «холодных» потоков $x \gg 1$. Учитывая, что

$$F_0(x) = \begin{cases} \frac{8}{3} + \frac{8}{15}x^2 & x \rightarrow 0, \\ \sqrt{\pi} x & x \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (3.11)$$

получаем

$$R_{i0} = -\sigma'_{i0} \mu n_i n_0 w w, \quad (3.12)$$

то есть квадратично растет с w . Физически это связано с ростом частоты столкновений. Действительно, когда сечение не зависит от скорости, то можно записать $R_{i0} = -n_i v_{i0} \mu w$. Сравнивая с (3.12), получаем для частоты столкновений $v_{i0} = n_0 \sigma'_{i0} w$.

Когда $x \ll 1$, получаем

$$R_{i0} = -\frac{8}{3} \frac{\sigma'_{i0}}{\sqrt{\pi}} \mu n_i n_0 a w,$$

и $v_{i0} \sim a$ – скорости теплового движения частиц. Для столкновений кулоновских частиц $v_{\alpha\beta} \sim 1/w^3$ при $x \gg 1$ и $v_{\alpha\beta} \sim 1/a^3$ при $x \ll 1$ (см. (3.8), (3.9)).

Следует отметить, что при взаимодействии многократно ионизованной плазмы со слабоионизованным фоновым газом прежде, чем произойдет передача импульса и энергии нейтралам фона в упругих столкновениях, в результате процесса нерезонансной перезарядки, сечение которого порядка газокинетического, нейтралы фона могут быстро ионизоваться, и дальнейшее взаимодействие будет носить уже кулоновский характер перезарядки.

В работе [Ступицкий, Холодов, 2019] проанализированы имеющиеся к настоящему моменту времени сечения резонансной и нерезонансной перезарядки и получены достаточно полные выражения для высокоскоростных неупругих процессов при столкновении тяжелых частиц.

3.2. Сводка выражений для скорости обмена импульсом и энергией в упругих столкновениях между компонентами плазмы

Нижеприведенные выражения соответствуют уравнениям для компонента соответствующего первому индексу и входят в правую часть с положительным знаком.

Для ион-ионных столкновений

$$\mathbf{R}_{ij} = \frac{4\pi e^4 z_i^2 z_j^2}{\mu w^3} \Lambda n_i n_j (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) F_i(x);$$

$$Q_{ij} = \frac{4\pi e^4 z_i^2 z_j^2}{\mu w^3} \Lambda n_i n_j \left[\frac{\mu(T_j - T_i)}{m_i T_j + m_j T_i} w^2 \Phi(x) + \frac{T_i m_j \mathbf{u}_j + T_j m_i \mathbf{u}_i}{T_i m_j + T_j m_i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) F_i(x) \right].$$

Здесь $\mu = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$; $w = |\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j|$; $x = \frac{w}{a}$; $a = \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i} + \frac{2kT_j}{m_j}}$, m_i, z_i – масса и заряд ионов.

Для ион-электронных столкновений

$$\mathbf{R}_{ie} = \frac{4\pi e^4 z_i^2}{m_e w^3} \Lambda n_i n_e (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) F_i(x);$$

$$Q_{ie} = \frac{4\pi e^4 z_i^2}{m_e w^3} \Lambda n_i n_e \left(\frac{m_e(T_e - T_i)}{m_i T_e} w^2 \Phi(x) + \mathbf{u}_i (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) F_i(x) \right).$$

Здесь $w = |\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i|$; $x = \frac{w}{\sqrt{2kT_e/m_e}}$.

Для ион-атомных столкновений

$$\mathbf{R}_{i0} = \frac{\mu \sigma_{i0} a}{\sqrt{\pi}} n_i n_0 (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_i) F_0(x);$$

$$Q_{i0} = \frac{\mu \sigma_{i0} a^3}{\sqrt{\pi}} n_i n_0 \left[\frac{\mu(T_0 - T_i)}{m_0 T_i + m_i T_0} \psi(x) + \frac{T_i m_0 \mathbf{u}_0 + T_0 m_i \mathbf{u}_i}{(m_0 T_i + T_0 m_i) a^2} (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_i) F_0(x) \right].$$

$$\text{Здесь } \mu = \frac{m_i m_0}{m_i + m_0}; \quad a = \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i} + \frac{2kT_0}{m_0}}; \quad x = \frac{|\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_i|}{a};$$

σ_{i0} – полное сечение упругого ион-атомного взаимодействия; $x = \frac{w}{a}$.

Для электрон-атомных столкновений

$$\mathbf{R}_{e0} = \frac{m_e \sigma_{e0}}{\sqrt{\pi}} a n_e n_0 (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_e) F(x);$$

$$Q_{e0} = \frac{m_e \sigma_{e0}}{\sqrt{\pi}} a^3 n_e n_0 \left[\frac{m_e (T_0 - T_e)}{m_0 T_e} \psi(x) + \mathbf{u}_0 (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_e) F_0(x) \right].$$

Здесь $x = \frac{|\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_e|}{a}$; $a = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}$; σ_{e0} – среднее значение полного сечения упругих электрон-атомных столкновений.

Функции, входящие в правые части приведенных выражений, имеют вид:

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt = \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(x - \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{10} - \dots \right) & x \rightarrow 0, \\ 1 - \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi x}} \left(1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{1 \cdot 3}{(2x^2)^2} - \dots \right) & x \rightarrow \infty. \end{cases}$$

$$F_i(x) = \Phi(x) - \frac{2x}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} = \begin{cases} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{x^3}{3} - \frac{x^5}{5} + \dots \right) & x \rightarrow 0, \\ 1 - \frac{x e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} & x \rightarrow \infty. \end{cases}$$

$$F_0(x) = \sqrt{\pi} x \left(1 - \frac{1}{4x^4} + \frac{1}{x^2} \right) \Phi(x) + \left(1 + \frac{1}{2x^2} \right) e^{-x^2} = \begin{cases} \frac{8}{3} + \frac{8}{15} x^2 & x \rightarrow 0, \\ \sqrt{\pi} x & x \rightarrow \infty. \end{cases}$$

$$\psi(x) = \sqrt{\pi} \left(x^3 + 3x + \frac{3}{4x} \right) \Phi(x) + \left(x^2 + \frac{5}{2} \right) e^{-x^2} = \begin{cases} 4 + 4x^2 & x \rightarrow 0, \\ \sqrt{\pi} x & x \rightarrow \infty. \end{cases}$$

В работе [Ступицкий, Холодов, 2019] были также получены достаточно громоздкие выражения для констант скоростей кинетических процессов и некоторые асимптотические формулы. Конкретные упрощения общих выражений требуют детализации процесса, так как имеется три параметра: энергия реакции Δ , хаотическая и направленная энергия движения частиц, поэтому они не приводятся в сводке формул.

Таким образом, полученные выражения могут использоваться как в полной, так и в асимптотической форме для решения широкого круга задач многоскоростной плазмодинамики.

ГЛАВА 4. ОДНОЖИДКОСТНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ПРОВОДЯЩЕЙ СМЕСИ ГАЗОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

4.1. Магнитогидродинамическое приближение

В предыдущих главах на основе кинетического подхода были сформулированы основные уравнения для описания многоскоростного многокомпонентного течения частично-ионизованного газа при некоторых предположениях, которые можно сделать при описании плазменных ионосферных экспериментов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} n_\alpha \mathbf{u}_\alpha &= S_\alpha; \\ m_\alpha n_\alpha \frac{d\mathbf{u}_\alpha}{dt} &= -\nabla P_\alpha + e_\alpha n_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}] \right) + n_\alpha \mathbf{F}_\alpha^0 + \sum_\beta \mathbf{R}_{\alpha\beta} - m_\alpha \mathbf{u}_\alpha S_\alpha; \\ m_\alpha n_\alpha \frac{d\varepsilon_\alpha}{dt} + P_\alpha \operatorname{div} \mathbf{u}_\alpha &= \sum_\beta (Q_{\alpha\beta} - \mathbf{u}_\alpha \mathbf{R}_{\alpha\beta}) - (1 - \delta) \varepsilon_\alpha + m_\alpha \delta + Q_\alpha. \end{aligned}$$

Наиболее важной и вместе с тем сложной для математического моделирования являются задачи о движении разреженных взаимопроникающих потоков частично-ионизованных газов: разлет газового шара в разреженную среду, взаимодействие падающего и отраженного от преграды потоков и другие [Ступицкий, Холодов, 2019].

В подобных задачах реализуется пятискоростное течение: $n_e, n_{i1}, n_{i2}, n_{o1}, n_{o2}$, где индексами «1» и «2» обозначены встречные потоки ионов и нейтралов. Данные задачи представляют большие трудности даже для численного решения, т. к. потоки обычно неравновесные как по составу, так и по температурам, и в процессе их взаимодействия происходит обмен массой в результате химических реакций, энергией и импульсами между различными компонентами. Однако если относительные скорости достаточно велики, то такое взаимодействие можно приближенно рассматривать на модели упругих столкновений частиц, внося определенные коррективы в сечение столкновения в членах $\mathbf{R}_{\alpha\beta}, Q_{\alpha\beta}$. Вместе с тем электронно-молекулярные процессы переноса: диффузия, теплопроводность и вязкость – можно не учитывать.

Во многих случаях удобно описывать плазму как единую, нейтральную, но проводящую среду, на которую может воздействовать магнитное поле. Такое описание называется магнитогидродинамическим приближением. Характерное время описываемых процессов должно быть, очевидно, много больше микроскопических времен – обратной плазменной частоты $1/\omega_p$, периода вращения частиц в магнитном поле $1/\omega_{ce}, 1/\omega_{ei}$. Пространственные масштабы, соответственно, должны быть много больше дебаевского и ларморовского радиусов частиц. В этом приближении любая лагранжевая переменная определяется комбинацией всех векторов частиц плазмы.

Будем предполагать, что концентрация смеси не слишком мала и течение не состоит из ярко выраженных взаимопроникающих потоков, так

что разница между скоростями компонент $|u_\alpha - u_\beta| < |u_\alpha|, |u_\beta|$, и имеет смысл введения среднемассовой скорости:

$$\mathbf{u} = \sum_\alpha \rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha / \rho, \quad \rho = \sum_\alpha \rho_\alpha,$$

с которой должна двигаться масса единицы объема газа, чтобы импульс этого объема оказался равным импульсу смеси. Так как средняя скорость « α »-компонента определяется из

$$\mathbf{u}_\alpha = \frac{1}{n_\alpha} \int \mathbf{V}_\alpha f_\alpha(\mathbf{V}_\alpha) d\mathbf{V}_\alpha,$$

то разность $\mathbf{v}_\alpha = \mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u}$ по физическому смыслу представляет скорость диффузии « α »-компонента относительно системы отсчета, движущейся со скоростью \mathbf{u} . Для плотности диффузионного потока $\mathbf{j}_\alpha = \rho_\alpha \mathbf{v}_\alpha$, очевидно, имеем $\sum \rho_\alpha \mathbf{v}_\alpha = 0$. То есть суммарный диффузионный поток по всем компонентам равен нулю. Это соответствует физическому смыслу \mathbf{u} : если относительно нее какой-то компонент опережает, то другой – должен отставать. Когда рассматривается отдельно каждый компонент, то хаотическая составляющая скорости определяется как

$$\mathbf{c}_{\alpha x} = \mathbf{V}_\alpha - \mathbf{u}_\alpha,$$

соответственно, $\langle \mathbf{c}_{\alpha x} \rangle = 0$. Для смеси очевидно

$$\mathbf{c}_\alpha = \mathbf{V}_\alpha - \mathbf{u} = \mathbf{c}_{\alpha x} + \mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u} = \mathbf{c}_{\alpha x} + \mathbf{v}_\alpha.$$

Получаем $\langle \mathbf{c}_{\alpha x} \rangle = \mathbf{v}_\alpha$, то есть по физическому смыслу $\langle \mathbf{c}_{\alpha x} \rangle$ – это диффузионная скорость.

Принимая во внимание уравнение Энского $\Phi_\alpha = 1$, умножая на m_α и учитывая, что $\mathbf{u}_\alpha = \mathbf{u} + \mathbf{v}_\alpha$, получаем

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \text{div}(\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha + \mathbf{j}_\alpha) = m_\alpha S_\alpha,$$

где в левой части под знаком дивергенции стоит суммарный: конвективный и диффузионный потоки. Суммируя по « α » и учитывая, что $\sum m_\alpha S_\alpha = 0$, $\sum \mathbf{j}_\alpha = 0$, получаем уравнение непрерывности смеси

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \mathbf{u} = 0.$$

Для $\Phi_\alpha = m_\alpha \mathbf{c}_\alpha = m_\alpha (\mathbf{V}_\alpha - \mathbf{u})$ получаем

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) + \nabla P - \rho \mathbf{g} - \rho_e \mathbf{E} - \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = \sum \mathbf{R}_\alpha.$$

То есть полный ток включает в себя перенос объемного заряда со среднемассовой скоростью и ток проводимости, определяемой диффузионной скоростью.

При неупругих столкновениях в смеси газов выполняются законы сохранения массы и импульса, т. е. $\sum m_\alpha S_\alpha = 0$, $\sum \mathbf{R}_\alpha = 0$.

Отметим, что в одножидкостном приближении в дивергентной форме можно записать и действие электромагнитных сил, преобразуя выражения для силы Лоренца и для потока и плотности электромагнитной энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u} + \mathbf{G}) + \operatorname{div} \left[\left(P + \frac{E^2 + B^2}{8\pi} \right) \mathbf{I} + \rho \mathbf{u} \mathbf{u} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B} + \mathbf{E}\mathbf{E}}{4\pi} \right] = \rho \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho u}{2} + W \right) + \operatorname{div} \left[\mathbf{u} \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho u}{2} + P \right) + \mathbf{G} \right] = \rho \mathbf{u} \mathbf{g},$$

где $\mathbf{G} = \frac{c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{4\pi}$; $W = \frac{E^2 + B^2}{8\pi}$; \mathbf{I} – единичный вектор.

В отсутствие объемного заряда и высокой проводимости следует $\mathbf{E} \approx -\frac{1}{c}[\mathbf{u} \times \mathbf{B}]$, т. е. электрической силой $\rho_e \mathbf{E}$ и энергией электрического поля $\frac{E^2}{8\pi}$ можно пренебречь по сравнению с магнитной силой $\frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{c}$ и магнитной энергией. Чтобы замкнуть систему, необходимо задать уравнение состояния плазмы $\varepsilon = \varepsilon(P, \rho)$ и получить уравнение для магнитного поля.

4.2. Обобщенный закон Ома

Электромагнитное поле характеризуется вектором напряженности электрического поля \mathbf{E} и магнитной индукцией \mathbf{B} . Они определяют силы, действующие со стороны поля на неподвижные и движущиеся заряженные частицы. В произвольной среде поля описываются системой уравнений Максвелла, позволяющей определять напряженность \mathbf{E} и индукцию \mathbf{B} , статистически усредненных микроскопических полей, в зависимости от распределения зарядов и потоков. Эти уравнения для плазмы, как и для любой другой материальной среды, могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \end{cases} \quad (4.1)$$

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_i + \mathbf{j}_{\text{стоп}}), \\ \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi (\rho_i + \rho_{\text{стоп}}). \end{cases} \quad (4.2)$$

Здесь поля \mathbf{E} и \mathbf{B} представляются суммой полей, связанных со сторонними токами $\mathbf{j}_{\text{стоп}}$ и зарядами $\rho_{\text{стоп}}$, которые являются заданными, и тех полей, которые индуцируются распределением самих заряженных частиц в среде, то есть \mathbf{j}_i и ρ_i :

$$\mathbf{j}_i = \sum_i q_i n_i \int \mathbf{V} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) d\mathbf{V}, \quad (4.3)$$

$$\rho_i = \sum_i q_i n_i \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) d\mathbf{V}, \quad (4.4)$$

где $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t)$ нормированная функция распределения по скоростям частиц i -го сорта. Так как уравнения Максвелла линейны по полям и зарядам, то

для сторонних и индуцированных полей можно выписать отдельные системы уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_{\text{стор}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}_{\text{стор}}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E}_{\text{инд}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}_{\text{инд}}}{\partial t}; \quad (4.7)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B}_{\text{стор}} = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{B}_{\text{инд}} = 0; \quad (4.8)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B}_{\text{стор}} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_{\text{стор}}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{стор}}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{B}_{\text{инд}} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_{\text{инд}}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_i;$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_{\text{стор}} = 4\pi \rho_{\text{стор}}; \quad \operatorname{div} \mathbf{E}_{\text{инд}} = 4\pi \rho_i;$$

полные поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{стор}} + \mathbf{E}_{\text{инд}} \quad (4.9)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{стор}} + \mathbf{B}_{\text{инд}}$$

удовлетворяют уравнениям (4.1) – (4.4). При решении конкретных задач динамики плазмы, сторонние поля обычно рассматриваются в качестве заданных краевых условий, и задача сводится к решению системы уравнений, которую запишем в виде (4.1) – (4.4):

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (4.10)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_i, \quad (4.11)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (4.12)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho_i. \quad (4.13)$$

Система уравнений Максвелла (4.1) – (4.4) является незамкнутой: число независимых уравнений в ней равно семи, а число входящих в них неизвестных равно десяти: $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{j}_i, \rho_i$. Взяв операцию rot от обеих частей уравнения (4.10) и подставив в полученные выражения $\operatorname{rot} \mathbf{B}$ из (4.12), получаем уравнение, в которое не входит магнитная индукция \mathbf{B} ,

$$\Delta \mathbf{E} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}_i}{\partial t}. \quad (4.14)$$

Из этого уравнения следует, что для замыкания системы (4.10) – (4.13) достаточно задать связь величины \mathbf{j}_i и \mathbf{E} . Установление этой связи является задачей о выборе модели среды, поэтому она должна следовать из уравнений, описывающих движение частиц в согласованном поле.

В МГД-приближении внутренние процессы в плазме достаточно медленные, поэтому током смещения $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ можно пренебречь по сравнению с током проводимости, который по определению $\mathbf{j} = en_i \mathbf{u}_i - en_e \mathbf{u}_e$.

Таким образом, полное описание плазменной системы требует использования уравнений движения.

Во многих задачах с внешним магнитным полем реализуется течение, которое можно описать в трехскоростном приближении $\mathbf{u}_i, \mathbf{u}_0, \mathbf{u}_e$. В соответствии с (2.28) имеем:

$$m_e n_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e \mathbf{E} - \frac{en_e}{c} [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] + \mathbf{R}_{ei} + \mathbf{R}_{eo}; \quad (4.15)$$

$$m_i n_i \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = -\nabla p_i + en_i \mathbf{E} - \frac{en_i}{c} [\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}] + \mathbf{R}_{ei} + \mathbf{R}_{io}; \quad (4.16)$$

$$m_0 n_0 \frac{d\mathbf{u}_0}{dt} = -\nabla p_0 + \mathbf{R}_{oe} + \mathbf{R}_{oi}. \quad (4.17)$$

Если $n_e = n_i$, то $\mathbf{j} = en_e(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e)$. Столкновительное взаимодействие определяется выражениями, в которых полагаем заряд ионов $z=1$, что приемлемо для плазменных ионосферных экспериментов.

$$\mathbf{R}_{ei} = \frac{4\pi e^4}{m_e w^3} \Lambda n_e n_i (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) F_i(x) = -\mathbf{R}_{ie}; \quad (4.18)$$

$$w = |\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e|; \quad x = \frac{w}{\sqrt{2kT_e/m_e}};$$

$$\mathbf{R}_{eo} = \frac{m_e \delta_{eo}}{\sqrt{\pi}} \alpha n_e n_0 (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_e) F_0(x) = -\mathbf{R}_{oe}; \quad (4.19)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}; \quad x = \frac{|\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_e|}{\alpha}; \quad x < 1; \quad F_0(x) = \frac{8}{3};$$

$$\mathbf{R}_{io} = \frac{\mu \sigma_{io} \alpha}{\sqrt{\pi}} n_i n_0 (\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_i) F_0(x) = -\mathbf{R}_{oi}; \quad (4.20)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i} + \frac{2kT_0}{m_0}}; \quad \mu = \frac{m_i m_0}{m_i + m_0}; \quad x = \frac{|\mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_i|}{\alpha} \sim 1; \quad F_0(1) \sim 1.$$

Складывая уравнения (4.15) – (4.17) и учитывая, что

$$p = p_e + p_i + p_0;$$

$$\mathbf{j} = en_i \mathbf{u}_i - en_e \mathbf{u}_e;$$

$$\mathbf{R}_{ei} = -\mathbf{R}_{ie}; \quad \mathbf{R}_{eo} = -\mathbf{R}_{oe}; \quad \mathbf{R}_{io} = -\mathbf{R}_{oi},$$

получаем

$$m_e n_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} + m_i n_i \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} + m_0 n_0 \frac{d\mathbf{u}_0}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \quad (4.21)$$

Так как первый член в левой части мал, а $m_0 \approx m_i$ и часто можно полагать $\mathbf{u}_i \approx \mathbf{u}_0 = \mathbf{u}$, то получаем уравнения для средней скорости:

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \nabla p. \quad (4.22)$$

Так как плазма в целом нейтральная, электромагнитное поле на нее не действует, и оно не входит в правую часть уравнения.

Уравнения для тока в плазме можно получить из уравнения (4.15) и (4.16), умножая (4.15) на $-e/m_e$, а (4.16) на e/m_i и складывая:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \frac{\mathbf{j}}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial t} = n_e e^2 \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_i} \right) \mathbf{E} + \frac{n_e e^2}{c} \left[\left(\frac{\mathbf{u}_i}{m_i} + \frac{\mathbf{u}_e}{m_e} \right) \times \mathbf{B} \right] - e \left(\frac{\nabla p_i}{m_i} - \frac{\nabla p_e}{m_e} \right) - \\ - n_e e \mathbf{R}_{ei} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_i} \right); \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\text{где } \mathbf{j} = n_e \mathbf{u}(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \approx n_e e(\mathbf{u} - \mathbf{u}_e). \quad (4.24)$$

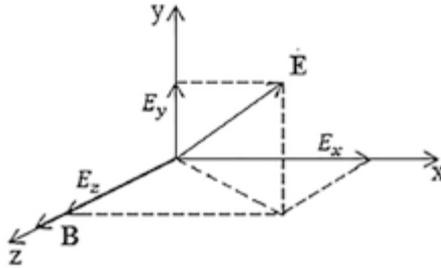
Полученные уравнения существенно упрощаются для медленных процессов.

Магнитное поле, так же как и столкновения, ограничивает беспредельное ускорение заряда электрическим полем. Поэтому на масштабах времени $t > \tau_c$, где τ_c – период циклотронного вращения, также можно ввести среднюю дрейфовую скорость движения заряда, которая и определяет проводимость среды. В уравнении движения заряда

$$m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = q \left(\mathbf{E} + \frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]}{c} \right) - m\mathbf{V}\nu$$

будем предполагать, что осредненная по всем углам столкновительного рассеяния сила трения направлена противоположно вектору скорости.

В действительности имеется ансамбль частиц, и с вероятностной точки зрения средняя скорость получается сложением скоростей V_x , V_y , V_z , приобретенных за время свободного пробега, и делением на общее число частиц в предположении, что после каждого столкновения начальные скорости V_{x0} , V_{y0} , V_{z0} имеют случайное распределение. Эта процедура приводит к тому же результату. Тогда в квазистационарном приближении ($t \rightarrow \infty$).



Полагая $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$, получаем

$$V_x = \frac{q\nu}{m(\omega_c^2 + \nu^2)} E_x + \frac{q\omega_c}{m(\omega_c^2 + \nu^2)} E_y;$$

$$V_y = \frac{q\nu}{m(\omega_c^2 + \nu^2)} E_y - \frac{q\omega_c}{m(\omega_c^2 + \nu^2)} E_x;$$

$$V_z = \frac{q}{m\nu} E_z,$$

где $\omega_c = \frac{qB}{mc}$ – циклотронная частота (для электронов в геомагнитном поле $\sim (5-8) \cdot 10^6$ Гц). Чтобы перейти к выражению для проводимости плазмы в постоянном электрическом и магнитном поле, необходимо выразить плотность тока через скорости частиц различного сорта $\mathbf{j} = \sum_k q_k n_k \mathbf{V}_k$.

Получаем

$$j_x = \sigma_p E_x + \sigma_H E_y;$$

$$j_y = \sigma_p E_y - \sigma_H E_x;$$

$$j_z = \sigma_{\parallel} E_z.$$

Здесь

$\sigma_{\parallel} = \sum_k \frac{q_k^2 n_k}{m_k \nu_k}$ – продольная проводимость такая же, как в отсутствии магнитного поля;

$\sigma_p = \sum_k \frac{q_k^2 n_k \nu_k}{m_k (\omega_{ck}^2 + \nu_k^2)}$ – поперечная проводимость, или проводимость Педерсона;

$\sigma_H = \sum_k \frac{q_k^2 n_k \omega_{ck}}{m_k (\omega_{ck}^2 + \nu_k^2)}$ – холловская проводимость.

Суммирование ведется по электронам и различным сортам ионов. в последнем выражении для σ_H в циклотронной частоте указывается знак заряда при суммировании. Как следует из приведенных выражений, педерсоновский ток обусловлен столкновением зарядов с окружающим газом. в частности, при $E_x = 0$ (см. рис.) выход частиц из плоскости (x, z) , т. е. педерсоновский ток по оси y , возможен только при наличии столкновений.

Если магнитное и электрическое поля имеют произвольное направление в заданной системе координат, то закон Ома можно записать:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \sigma_p \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_H \frac{[\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}]}{B},$$

где \mathbf{E}_{\parallel} – компонента электрического поля вдоль направления \mathbf{B} , \mathbf{E}_{\perp} – компонента электрического поля в плоскости, перпендикулярной \mathbf{B} [Биттенкорт, 2009].

4.3. Уравнение для магнитного поля

Пренебрегая в уравнении движения для электронов инерционными членами ($e = -|e|$), получаем

$$0 = -en_e \mathbf{E} - en_e \frac{[\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}]}{c} - \nabla p + n_e \mathbf{R}_e. \quad (4.25)$$

В первом приближении

$$\mathbf{R}_e = m_e \sum_k \nu_{ek} (\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_e),$$

тогда из уравнения (4.25)

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}] - \frac{\nabla p_e}{en_e} + \frac{m_e}{e} \sum_k \nu_{ek} (\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_e).$$

В практических задачах можно ввести среднюю скорость положительных ионов $\mathbf{V} = \sum n_{iz} \mathbf{V}_i z / n_e$. Тогда из общего выражения для тока

$\mathbf{j} = en_e (\mathbf{V} - \mathbf{V}_e)$ с учетом уравнения Максвелла в МГД-приближении

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi \mathbf{j}}{c},$$

получаем

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi en_e} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \frac{\nabla p_e}{en_e} + \frac{c}{4\pi \sigma} \text{rot } \mathbf{B},$$

где $\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_{ez}}$.

Подставляя это выражение для \mathbf{E} в уравнение Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{crot } \mathbf{E},$$

получаем

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \text{rot} \left[\frac{c^2}{4\pi\sigma} \text{rot } \mathbf{B} \right] - \frac{c}{4\pi e} \text{rot} \left\{ \frac{1}{n_e} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}] \right\} + \text{crot} \left(\frac{\nabla p_e}{n_e} \right).$$

Последний член можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \text{crot} \left(\frac{\nabla p_e}{n_e} \right) &= \frac{c}{n_e} \text{rot}(\nabla p_e) + c \left[\nabla \left(\frac{1}{n_e} \right) \times \nabla p_e \right] = \\ &= -\frac{1}{n_e^2} [\nabla n_e \times \nabla p_e] = -\frac{ck}{n_e^2} [\nabla n_e \times (\nabla n_e T_e) + n_e \nabla T_e] = \frac{ck}{n_e} [\nabla n_e \times \nabla T_e] \end{aligned}$$

Окончательно получаем

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \text{rot} \left[\frac{c^2}{4\pi\sigma} \text{rot } \mathbf{B} \right] - \frac{c}{4\pi e} \text{rot} \left\{ \frac{1}{n_e} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}] \right\} - \frac{ck}{n_e} [\nabla n_e \times \nabla T_e].$$

Первый член отвечает за перенос поля вместе с плазмой, второй – за диффузию, третий – за натяжение силовых линий. Четвертый член ответственен за генерацию \mathbf{B} -поля в неоднородной плазме. Он может играть существенную роль в развитии неустойчивостей в плазме.

Список литературы к части I

1. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. – М.: Наука, 1967. – с. 640.
2. Климонтович Ю.А. Статистическая физика. – М.: Наука, 1982.
3. Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. – М.: Гостехиздат, 1946.
4. Боголюбов Н.Н. Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974.
5. Моисеев Н.Н. Асимптотические методы нелинейной механики. – М.: Наука, 1981.
6. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967.
7. Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы. – М.: Физматлит, 2009.
8. Сивухин Д.В. Сб. «Вопросы теории плазмы» / Под ред. М.А. Леонтовича. – В. 4. – М.: Атомиздат, 1964.
9. Брагинский С.И. Сб. «Вопросы теории плазмы». – В. 1. – М.: Атомиздат, 1963.
10. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. – М.: ИЛ, 1961.
11. Chubb D.L. Ionizing shock structure in a monoatomic gas // Phys. Fluids. – 1968. – V.11, № 11. – P. 23–63.
12. Жданов В.М. Явления переноса в многокомпонентной плазмы. – М.: Энергоиздат, 1982. – с. 177.
13. Алексеев Б.В. Математическая кинетика реагирующих газов. – М.: Наука, 1982. – с. 420.
14. Ступицкий Е.Л., Холодов А.С. Физические исследования и математическое моделирование крупномасштабных геофизических экспериментов. – Долгопрудный: ИД Интеллект, 2019.
15. Ананьин О.Б., Ступицкий Е.Л. Физика плазмы, 1981. – Т.7, № 6.

ЧАСТЬ II. ФИЗИЧЕСКИЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНИЗАЦИОННО- ОПТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Часть атмосферы Земли в диапазоне высот от 50 до 1000 км, представляющая собой разреженный частично-ионизованный воздух, называется ионосферой. Определяющее влияние на образование ионосферы оказывает солнечное излучение. В нижней и средней ионосфере электроны и ионы образуются как под действием ультрафиолетового и рентгеновского солнечного излучения, так и в результате галактического излучения, космических лучей, а также в результате особых явлений, таких как бомбардировка атмосферы протонами на высоких широтах в период рассеяния их энергии в полярной области, так как на них существенное влияние оказывает действие магнитного поля Земли.

ГЛАВА 5. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ЕСТЕСТВЕННОЙ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ И КРАТКИЙ ОБЗОР ИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследованию ионосферы посвящено большое количество статей и монографий, что прежде всего связано с решением практических задач распространения радиоволн и в целом проблем радиосвязи. Особенно большое количество монографий приходится на 70-е годы прошлого столетия [Иванов-Холодный, Никольский, 1969; Ратклифф, 1975; Бауэр, 1976; Ришбет, Гарриот, 1975; Мак-Ивен, Филлипс, 1978; Брюнелли, Намгаладзе, 1988]. Достаточно полный перечень переведенных на русский язык ранних изданий дан в монографии [Ришбет, Гарриот, 1975].

В главе 5 дается общее представление об ионосфере, необходимое для дальнейшего изложения рассматриваемых в данной работе вопросов.

5.1. Особенности слоистой структуры атмосферы

Атмосферу Земли подразделяют на ряд областей. Общепринятая в настоящее время терминология основывается на вертикальном распределении температуры и состава, то есть параметров, необходимых для описания атмосферы, для которой справедливо условие гидростатичности. Наименование той или иной области всегда содержит в себе окончание «-сфера» и термина, характеризующего какое-то свойство атмосферы в определенном диапазоне высот. Верхняя граница любой такой сферы обозначается с помощью того же термина с добавлением окончания

«-пауза». На рис. 5.1 показаны общепринятые названия областей, соответствующие высоты, особенности физических условий и характерные компоненты. Самая нижняя часть атмосферы – это тропосфера, где первичным источником нагрева является поверхность Земли и тепло переносится конвективным турбулентным движением. Здесь $dT/dh = -g/c_p < 0$. Тропосфера заканчивается тропопаузой, уровнем, где прекращается уменьшение температуры с высотой по адиабатическому закону. Это примерно на высоте 13 ± 5 км. Выше находится стратосфера, в которой $T(h)$ растет вследствие поглощения ультрафиолетового излучения озоном и достигает максимума на 50 ± 5 км. Выше этого уровня начинается мезосфера, где $dT/dh < 0$ и $T(h)$ достигает мезопаузы на 85 ± 5 км из-за присутствия CO_2 и H_2O , которые обеспечивают сток тепла за счет ИК-излучения. Выше мезопаузы УФ-излучение поглощается, что приводит к положительному градиенту $T(h)$. Это область термосферы. В нижней термосфере конвекция является главным процессом переноса тепла, в верхней термосфере тепло переносится посредством теплопроводности и образуется изотермическая область ($T \approx \text{const}$), начало которой – термопауза. Важно, что в этой области длина пробега частицы настолько велика, что легкие атомы могут покидать атмосферу. Эта область называется экзосферой. Тропосферу и стратосферу также определяют как нижнюю атмосферу, тогда как область выше стратосферы называют верхней атмосферой.

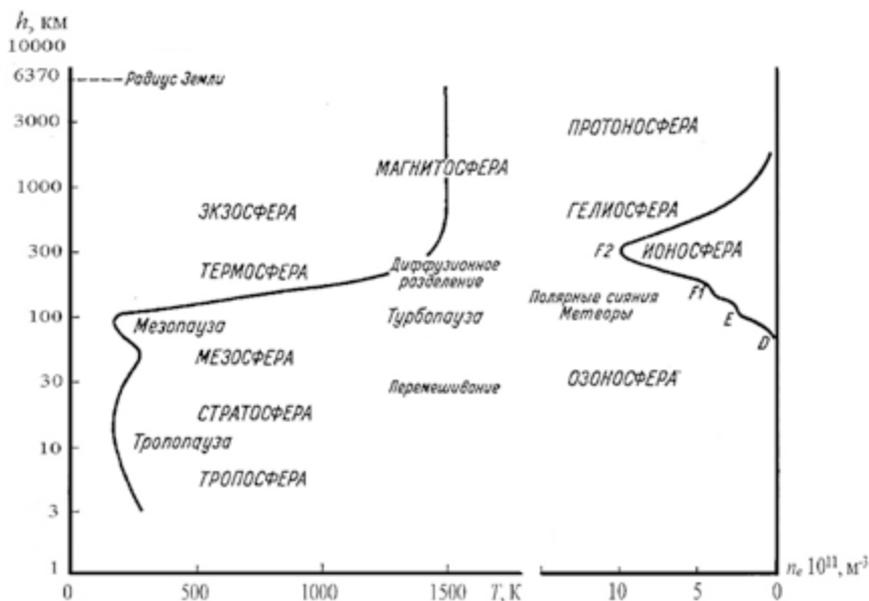


Рисунок 5.1. Стратификация атмосферы Земли

Ионосфера – это та область верхней атмосферы, где присутствуют заряженные частицы, которые являются результатом ионизации составляющих нейтральной атмосферы электромагнитным и

корпускулярным излучением ($h \approx 50-1000$ км). Нижняя граница ионосферы примерно соответствует области, где проникающее излучение (космические лучи) создают свободные электроны и ионы в количестве, достаточном для того, чтобы оказывать влияние на распространение радиоволн (область D). Область D расположена на высотах между 60–90 км. Заметный уровень ионизации здесь существует лишь в дневные часы. Выше области D расположены области E, F1 и F2. Область E находится между 90 и 140 км, и концентрация электронов n_e в ней примерно на два порядка выше, чем в области D. Область F1 расположена в диапазоне $\sim 140-220$ км и имеет максимум n_e около $h \approx 200$ км ($\sim 3 \cdot 10^5$ 1/см³). Область F2 расположена на $h \geq 200$ км и имеет максимум электронной концентрации в ионосфере на высоте примерно на уровне 300 км, однако высота его может варьироваться от 200 до 400 км в зависимости от геофизических условий.

Верхняя граница ионосферы в определенной степени связана с солнечным ветром, и на движение частиц оказывает влияние геомагнитное поле – это область магнитосферы. Ионосфера заключена внутри магнитосферы, которая содержит все заряженные частицы низких (тепловых) и высоких энергий (радиационные пояса). На рис. 5.1 и рис. 5.2 показаны структура атмосферы и магнитосферы Земли [Ратклифф, 1975; Бауэр, 1976].

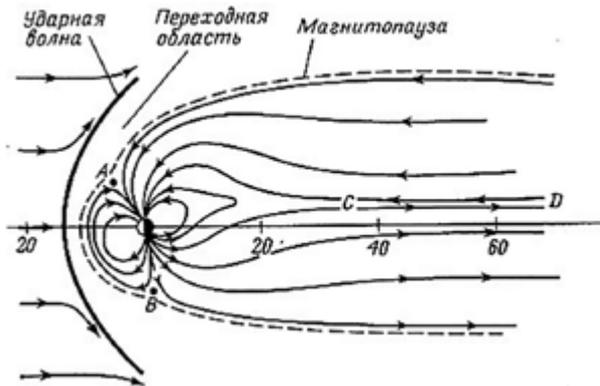


Рисунок 5.2. Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой приводит к изменению формы геомагнитных силовых линий. Пунктирная кривая – магнитопауза, внутри которой заключено магнитное поле Земли. Точки А и В – нейтральные точки, CD – нейтральный слой. На линии Земля – Солнце указаны геоцентрические расстояния в единицах радиуса Земли [Ратклифф, 1975]

5.2. Общий характер солнечно-земных связей

Образование ионосферы связано, как известно, с воздействием солнечного излучения и высокоэнергетичных частиц солнечного и космического происхождения [Иванов-Холодный, Никольский, 1969]. В таблице 5.1 приведены средние значения спектральной плотности потока энергии, в которых сглажены нерегулярности спектра [Ратклифф, 1975].

Таблица 5.1. Спектральная плотность энергии солнечного излучения

А	100	500	1000	1216	2000	3000	5000	10000
Б	10	50	100	121.6	200	300	500	1000
В	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	L_α	10^{-2}	0.6	2	0.7
Г	10^{-80}	10^{-12}	10^{-4}		0.7	1.5	2	0.5
Д	$3 \cdot 10^{-3}$			$5 \cdot 10^{-3}$	1200			

А – длина волны, Å.
 Б – длина волны, нм.
 В – наблюдаемая спектральная плотность, Вт/(м²нм).
 Г – спектральная плотность излучения абсолютно черного тела при 6000 К, совпадающая с наблюдаемой плотностью излучения для $\lambda = 500$ нм.
 Д – наблюдаемый полный поток энергии в отдельных областях спектра, Вт/м².

При более коротких длинах волн солнечное излучение более интенсивно, чем излучение абсолютно черного тела. Это различие объясняется тем, что коротковолновое излучение Солнца исходит из более горячей короны, имеющей температуру порядка 10^6 К, тогда как длинноволновое генерируется в более холодной фотосфере при температуре порядка 6000 К. Большая часть энергии заключена в интервале длин волн от 200 до 1200 нм, где средняя спектральная плотность энергии излучения порядка 1.2 Вт/(м²нм), а полный поток энергии равен $1.2 \cdot 10^3$ Вт/м². Для волн короче 100 нм спектральная плотность оценивается величиной порядка $3.0 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м²нм), а полный поток $\sim 3.0 \cdot 10^{-3}$ Вт/м². Именно этот поток энергии в коротковолновой области, составляющий менее 10^{-5} от полного, обуславливает ионизационно-кинетические процессы в ионосфере. Большой вклад в эти процессы дают некоторые спектральные линии.

Линия водорода L_α с длиной волны 121.6 нм, находящаяся в ультрафиолетовой области, гораздо интенсивнее, чем излучение в прилегающей к ней части спектра. Действительно, энергия этого излучения примерно равна полной энергии, излучаемой в остальной части спектра с длинами волн короче 100 нм, и оно вносит существенный вклад в ионизацию нижней ионосферы. Подобно некоторым линиям в видимой области спектра, излучение L_α исходит из участков, неравномерно распределенных по солнечному диску. На рис. 5.3 показаны высоты, на которых интенсивность излучения уменьшается в «е» раз и за счет поглощения молекулами. Так, поглощение излучения с длинами волн больше 210 нм обязано озону. Несмотря на то что суммарное количество озона очень незначительное, он уменьшает солнечное излучение с длиной волны 250 нм в 10^{40} раз. Поэтому спектр солнечного излучения при его измерении с поверхности Земли обрывается на волне 290 нм. Молекулярный кислород поглощает солнечное излучение с длинами волн

100-200 нм и при этом диссоциирует. На длинах волн от 140 до 150 нм солнечное излучение доходит до высоты 40 км, а на длинах волн меньше 140 нм имеются участки, так называемые «окна», в которых излучение на длине волны 121.57 нм (резонансная линия водорода Лайман-альфа, L_α) доходит до высоты 75 км. Это излучение играет важную роль в создании ионизации в нижней ионосфере на указанных высотах, т. е. в области D. Оно ионизует очень важную малую составляющую атмосферу – окись азота.

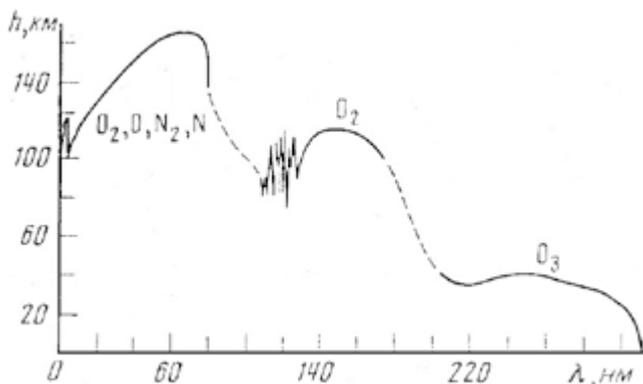


Рисунок 5.3. Глубина проникновения солнечного излучения в атмосферу Земли в зависимости от длины волны [Мизун, 1985]

Атмосфера поглощает излучение с длинами волн короче 100 нм выше 170 км, т. е. в верхней ионосфере. На длинах волн 1–10 нм излучение проникает до 110–140 км, оно создает ионизацию на высотах E-области ионосферы.

Волновое излучение, которое исходит из фотосферы Солнца, не играет существенной роли в ионизации земной атмосферы. Правда, если бы температура фотосферы составляла 6000 К (а не 4200 К), то фотосферное излучение вносило бы важный вклад в образование ионосферы. Дело в том, что с увеличением температуры фотосферы увеличивается интенсивность излучения, исходящего из фотосферы.

Излучение фотосферы несущественно для ионизации O_2 , O и N, но оно может производить ионизацию атомов метеорной пыли в верхней части мезосферы (Na, Al, Ca, Mg, Fe, Si).

Ионизация происходит не только под действием солнечного излучения, но также и заряженных частиц высокой энергии, которые легче всего проникают в атмосферу на высоких геомагнитных широтах. Глубина проникновения таких частиц зависит от их энергии. Для больших энергий значительный вклад в ионизацию области D дают космические лучи, причем скорость образования электронов становится существенной лишь на высоте 70 км и увеличивается с уменьшением высоты [Ришбет, Гарриот, 1975]. Ионизация космическими лучами производится как днем, так и ночью, но скорость образования электронов меняется с широтой. Наиболее энергетичными являются частицы галактических космических лучей

(энергия $>10^9$ эВ), далее идут солнечные космические лучи, появляющиеся во время протонных вспышек (10^7 – 10^9 эВ) и, наконец, протоны, связанные с усилением солнечных корпускулярных потоков (≥ 1 кэВ). В солнечной короне, состоящей из полностью ионизованной плазмы, главным образом протонов и электронов, под действием отрицательного градиента давления создается поток протонов и электронов, движущихся со скоростью $\sim 10^5$ м/с. Это так называемый солнечный ветер, основные параметры которого представлены в табл. 5.2.

Таблица 5.2. Солнечный ветер. Спокойное Солнце

Наименование	Значение	Размерность
Скорость частиц, v	$3 \cdot 10^5$	м/с
Поток частиц, F	$1.5 \cdot 10^{12}$	$\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$
Концентрация частиц, $n = F/v$	$5 \cdot 10^6$	м^{-3}
Энергия протона, E	$8 \cdot 10^{-17}$ 500	Дж эВ
Энергия электрона	0.25	эВ
Плотность потока энергии, nE	$4 \cdot 10^{-10}$	Дж/м ³
Поток энергии, nvE	$1.2 \cdot 10^{-4}$	Вт/м ²

На рис. 5.4 показаны минимальные широты и высоты, на которые могут проникать в земную атмосферу протоны и электроны, производя ионизирующее воздействие на атмосферу. Все заряженные частицы особенно эффективно производят ионизацию в конце своего пути, когда время их пролета около атома становится сравнимым с временем пребывания электрона на боровской орбите. Так как газ в атмосфере распределен по барометрическому закону, скорость образования электронов в конце пути увеличивается очень быстро. Вторичные частицы высоких энергий, связанные с первичным галактическим космическим излучением, пронизывают D -область ионосферы и создают электроны со скоростью, пропорциональной концентрации молекул в атмосфере. Эта скорость для максимума и минимума цикла солнечной активности приведена на рис. 5.5. Следует отметить, что поток галактических космических лучей, достигающих Земли, во время максимума солнечной активности меньше, чем во время минимума. Это объясняется возрастающим влиянием экранирующего межпланетного магнитного поля.

Приблизительные глубины проникновения при вертикальном падении электронов и протонов, выведенные из соотношений между пробегом и энергией даны на рис. 5.6. На рис. 5.7 приведены функции ионообразования в полярной шапке для галактических космических лучей в максимуме и минимуме солнечной активности [Webbe, 1962].

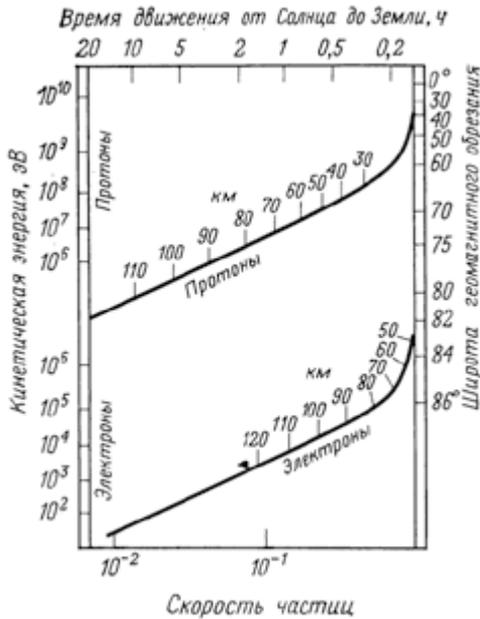


Рисунок 5.4. Минимальные широты и высоты, на которые могут проникать в земную атмосферу протоны и электроны в зависимости от их энергий и скоростей. Высота проникновения указана на соответствующих кривых. Скорость частиц дана в единицах скорости света [Ратклифф, 1975]

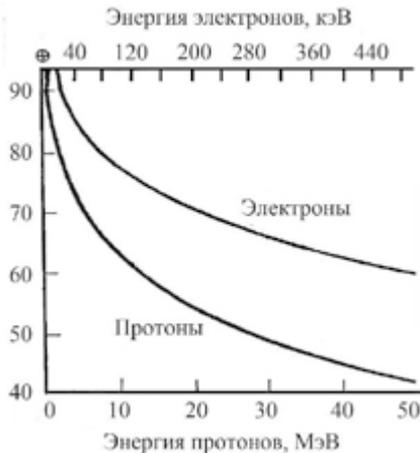


Рисунок 5.6. Приближенные высоты проникновения энергичных частиц в атмосферу Земли

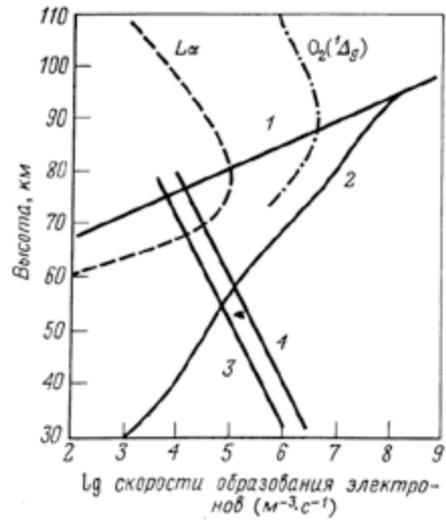


Рисунок 5.5. Скорость образования электронов в атмосфере ниже 110 км. различные кривые соответствуют ионизации окиси азота излучением $L\alpha$; ионизация рентгеновским излучением всех газов в период спокойного Солнца (1) и во время солнечной вспышки (2); ионизация $O_2(^1\Delta_g)$ излучением с длинами волн 102.7–11.8 нм и ионизация галактическими космическими лучами в периоды максимума (3) и минимума (4) солнечной активности [Ратклифф, 1975]

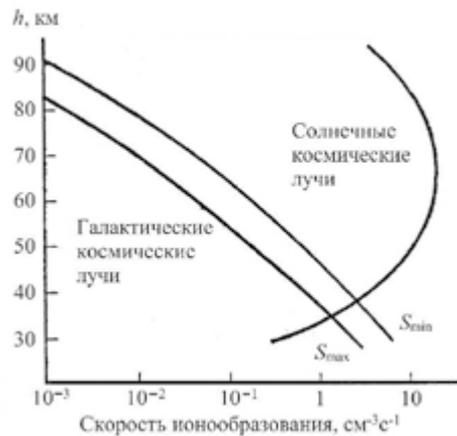


Рисунок 5.7. Скорость ионообразования, обусловленная космическими лучами, в земной атмосфере над полярной шапкой

5.3. Температура, состав и концентрации основных компонентов ионосферы

Как уже говорилось, состав нижней ионосферы определяется действием жесткого солнечного излучения и энергетических частиц, космическим излучением и достаточно сложной системой ионизационно-химических процессов. Скорости этих процессов зависят от энергии частиц, т. е. от температуры электронов, ионов и нейтральных частиц. Здесь мы кратко остановимся на имеющихся в литературе данным по этим параметрам, имея в виду их использование в дальнейшем как начальных данных для расчета развития возмущения в результате нагрева.

Первичные фотоэлектроны, появившиеся в результате ионизации атмосферных газов солнечным излучением, обычно обладают энергиями, намного превосходящими среднюю кинетическую энергию других атмосферных компонентов. Примерно за 1 с фотоэлектроны теряют большую часть первоначальной энергии в упругих и неупругих соударениях и приобретают тем самым тепловые энергии. Затем эти тепловые электроны уничтожаются в реакции диссоциативной рекомбинации с молекулярными ионами, а на более низких высотах – в процессах, связанных с прилипанием электронов при тройных соударениях. Часть энергии электронов передается в упругих столкновениях ионам и нейтральным частицам, часть рассеивается за счет теплопроводности, и часть уходит во внутренние степени свободы (вращение, колебания) в неупругих столкновениях. Роль указанных процессов существенно меняется в зависимости от высоты. На рис. 5.8 представлены результаты расчетов $T_e(h)$, выполненных в работе [Banks, 1966], в различных предположениях, а на рис. 5.9 аналогично рассчитанные результаты [Dalgarno et al., 1967] и некоторые экспериментальные данные, полученные методом некогерентного рассеяния [Eufriig, 1963]. Кривая $T_e'(h)$ получена без учета теплопроводности из алгебраического равенства притока тепла от фотоионизации и расхода на упругие столкновения. Как показывают эти результаты до высот ~ 250 км столкновительный обмен тепла между ионами и нейтральными частицами обеспечивает равенство температур $T_i = T_n$.

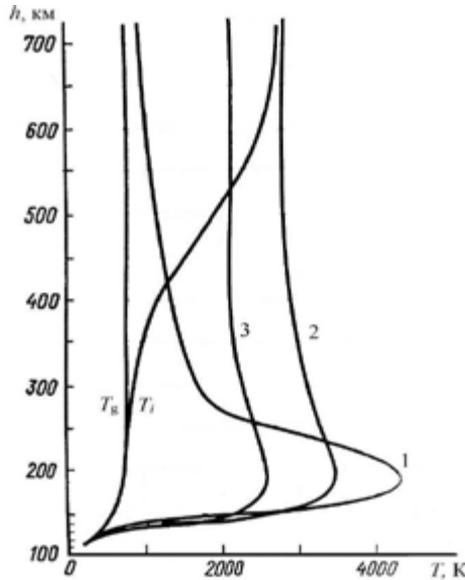


Рисунок 5.8. Типичные дневные профили температуры для спокойных условий на Солнце согласно расчетам [Banks, 1966]. Кривые 1, 2 и 3 – рассчитанные профили электронной температуры: 1 – без учета теплопроводности; 2 и 3 – теплопроводность учтена, но в случае 3 в коэффициенте теплопроводности не учтены соударения электронов с нейтральными частицами. T_i – ионная температура; T_g – температура нейтральной атмосферы

На рис. 5.10, 5.11 приведены некоторые экспериментальные данные по измерению температур [Brace et al., 1963; Pharo et al., 1971]. Анализ этих результатов и их разброс обсуждается в работах [Ришбет, Гарриот, 1975; Мак-Ивен, Филлипс, 1978]. В целом можно сказать, что значения температур зависят от условий измерения, которые в ионосфере существенно меняются в зависимости от солнечно-земных связей. Однако для решения практических задач можно принять некоторые средние значения представленных выше зависимостей, которые для T_i и T_n даны в приложении работы [Ступицкий, Холодов, 2019] и близки к кривым на рис. 5.9.

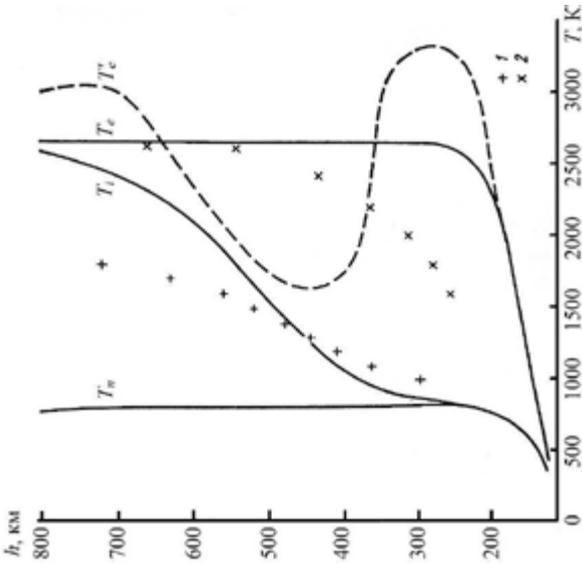


Рисунок 5.9. Теоретические профили температур ионов T_i (1), электронов T_e (2) и нейтральных частиц T_n , полученные в результате решения уравнения теплопроводности, а также электронный профиль T_e' . Расчетные данные соответствуют условиям измерений Эванса [Eufüg, 1963]

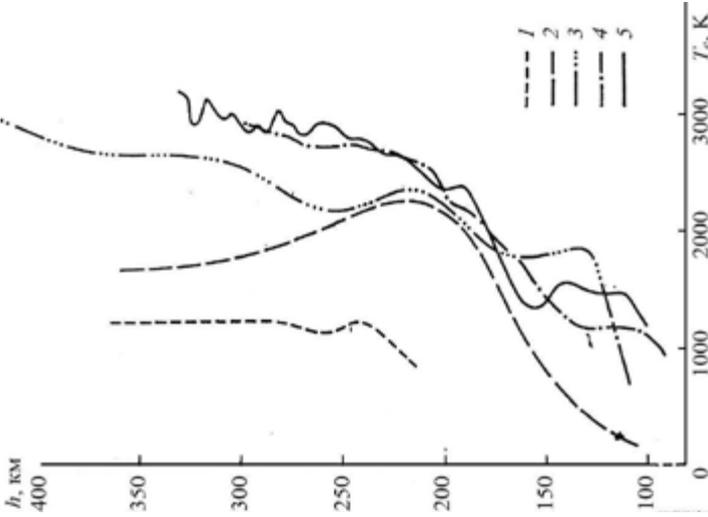


Рисунок 5.10. Профили электронной температуры, полученные в пяти запусках ракет: 1 – невозмущенная ночь, декабрь 1961 г.; 2 – невозмущенный день, март 1961 г.; 3 – возмущенный день, август 1960 г.; 4 – невозмущенный день, июнь 1960 г.; 5 – возмущенный день, март 1960 г.

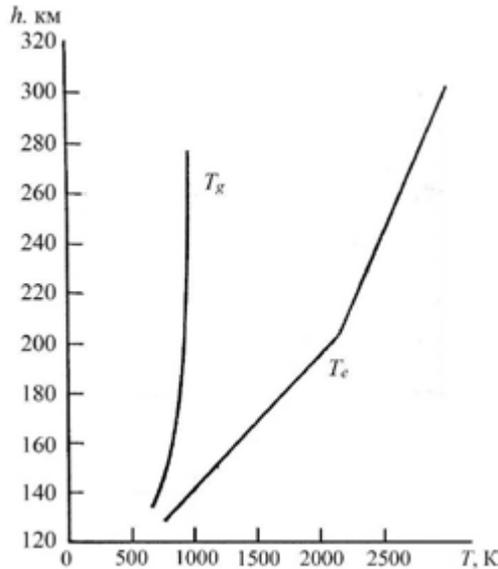


Рисунок 5.11. Измеренные в области F температуры молекул нейтральных частиц T_g и электронов T_e

Определяющей характеристикой ионосферы является высотное поведение электронной концентрации. Первая количественная теория поведения $n_e(h)$ была создана Чепменом в предположении воздействия на экспоненциальную атмосферу монохроматического солнечного излучения и определено положение максимума слоя с повышенной концентрацией электронов, и оценено его значение [Ришбет, Гарриот, 1975 и др.]. Для решения задачи, рассматриваемой в данной работе, важное значение имеет вопрос о поглощении радиоволн мегагерцового диапазона в D-области ионосферы. Как уже отмечалось, нижняя область ионосферы имеет наиболее сложный ионизационно-химический состав, определяемый большим и меняющимся в зависимости от условий количеством кинетических процессов. В приложении к монографии [Ступицкий, Холодов, 2019] дана таблица 1 осредненных по различным источникам концентраций основных N_2 , O_2 и малых составляющих атмосферы O , H_2O , CO_2 , CO , $N^{14}N^{15}$, NO , N_2O , NO^+ , O_3 , OH , H , N , $O(^1D)$, $N(^2D)$ в зависимости от высоты h для диапазона 0–1000 км. Хотя эти значения имеют приближенный характер, тем не менее для задач, связанных с развитием антропогенного ионизационно-химического возмущения, они вполне приемлемы, так как со временем начальные условия «забываются», и возмущение развивается в соответствии с внешним воздействием.

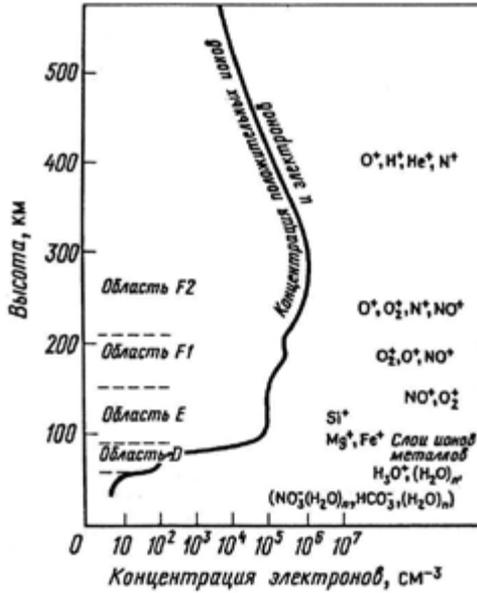


Рисунок 5.12. Области ионосферы и основные ионы

В *D*-области очень существенны реакции тройных столкновений, реакции с отрицательными ионами O_2^- и др., реакции прилипания и отлипания электронов. Схематическое изображение ионосферных областей и содержащиеся в них ионные и электронные концентрации приведены на рис. 5.12.

Отличительной чертой многих ракетных измерений концентрации электронов в области *D* является большой высотный градиент, что, по-видимому, обусловлено скоростью диссоциативной рекомбинации электронов (рис. 5.13, 5.14) [Mechtly, Smith, 1968; Hall, Fooks, 1965]. Для проведения расчетов $n_e(t, h)$ в условиях возмущения в качестве начальных значений для естественных дневных условий и диапазона высот $35 \leq h \leq 150$ км в работе [Моисеева и др., 2018] была предложена приближенная формула, основанная на имеющихся экспериментальных данных:

$$\lg n_e(\text{см}^{-3}) = \frac{0.012 \left(\frac{h}{10}\right)^{2.6} + 0.41}{1 + 0.0023 \exp \left[-\left(\frac{109}{h}\right)^{10} \right] \left(\frac{h}{10}\right)^{2.4}}.$$

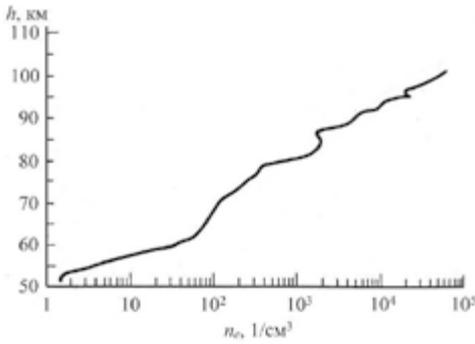


Рисунок 5.13. Распределение с высотой электронов в дневное время для зенитного угла Солнца $\sim 60^\circ$ согласно ракетным измерениям

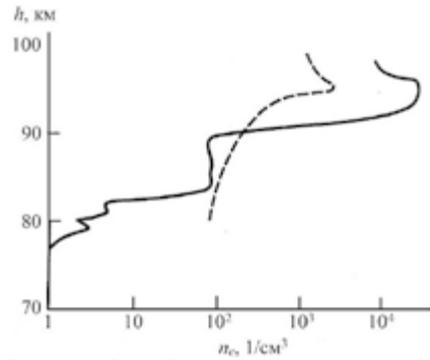


Рисунок 5.14. Распределения с высотой электронов в ночное время в нижней ионосфере. Сплошная кривая – [Нерушев, 2014], пунктирная – [Брюнелли, Намгаладзе, 1988]

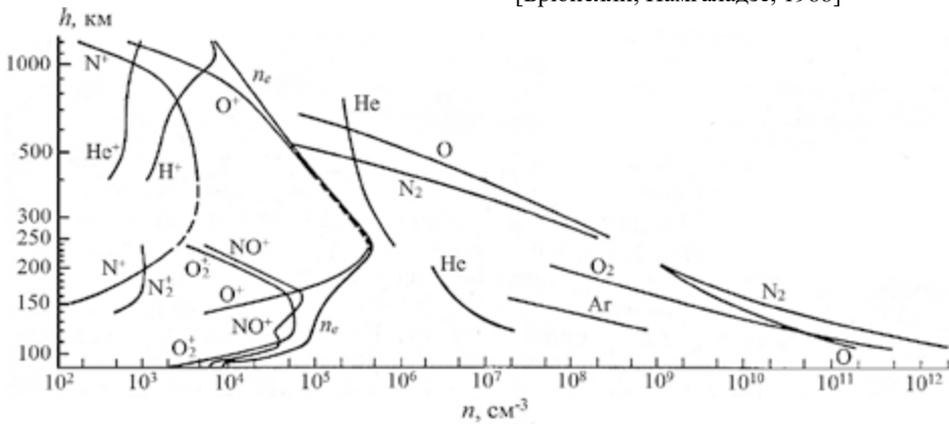


Рисунок 5.15. Дневной состав ионосферы Земли

Для основных ионов и нейтральных частиц для высот 90–1000 км дневной состав ионосферы Земли дан в работах [Ришбет, Гарриот, 1975; Johnson, 1969; Джонсон, 1966], рис. 5.15.

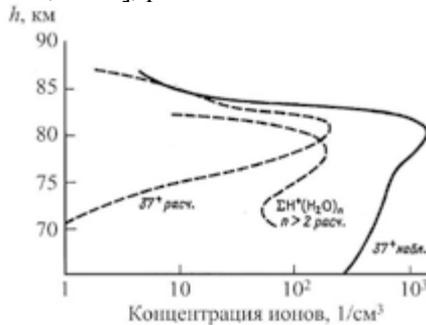


Рисунок 5.16. Рассчитанные и наблюдаемые концентрации ионов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$ в области D [Ferguson, 1971]

Существенное влияние на кинетику нижней ионосферы оказывают ионные кластеры, особенно положительно заряженные, так как скорость диссоциативной рекомбинации электронов на них очень велика $\geq 10^{-6}$ см³/с. На рис. 5.16 показаны некоторые данные по положительным ионам-связкам [Мак-Ивен, Филлипс, 1978]. Однако в настоящее время нельзя сказать, что теория кластерообразования и их концентраций в *D*-области достаточно хорошо разработана.

5.4. Краткое описание динамических процессов в ионосфере

В ионосфере можно выделить, во-первых, процессы, приводящие к появлению или исчезновению ионизованных компонент, во-вторых, процессы, вызывающие их перемещение. Первые процессы называются фотохимическими, вторые – процессами переноса.

До высот порядка 105–110 км состав основных компонент ионосферы постоянен. Эта область атмосферы называется гомосферой. Частицы разных сортов непрерывно перемещаются друг с другом, и невозможно выделить отдельно движение какой-либо определенной компоненты. Такой процесс называется турбулентным перемешиванием или турбулентной диффузией.

С увеличением высоты особую роль приобретает молекулярная диффузия, приводящая к диффузионному разделению газов в поле силы тяжести. В результате в верхней ионосфере начинают доминировать более легкие газы, сначала атомарный кислород *O*, затем гелий *He* и водород *H*. Область, где преобладает этот процесс переноса, называется гетеросферой.

Переходная область между гомосферой и гетеросферой называется турбопаузой (105-110 км).

Ионосфера не является стационарной средой, в ней можно выделить следующие типы движений:

- преобладающий ветер глобального масштаба в мезосфере и нижней части термосферы, возникающий из-за перепадов давления;
- термосферный ветер выше 120 км;
- планетарные волны;
- приливные колебания атмосферы глобального масштаба, связанные с солнечными и лунными сутками;
- внутренние гравитационные волны.

В последние годы благодаря интенсивным геофизическим исследованиям в атмосфере Земли практически над всеми широтами были обнаружены узкие воздушные потоки на высотах 6–60 км – высотные струйные течения. Скорость ветра в них может достигать нескольких сот километров в час. Струйные течения играют важную роль в циркуляционной системе атмосферы Земли. Они влияют на пространственное распределение газового состава атмосферы, генерируют внутренние гравитационные волны, могут вызывать болтанку самолетов вблизи своих границ. С ними связывают аномальные погодные явления. Исследования этих течений начались только в последние годы [Нерушев, 2014, Нерушев и др., 2017]. Ясно, что они могут играть важную роль в рассеянии и переносе искусственных плазменных возмущений, создаваемых в нижней ионосфере.

5.5. Особенности приполярной ионосферы

К высокоширотной ионосфере относится ионосфера, располагающаяся выше $\geq 60^\circ$ геомагнитной широты. Она в свою очередь делится на две области: авроральную зону ($60-75^\circ$) и полярную шапку ($\geq 75^\circ$). Отличие высокоширотной ионосферы от ионосферы низких и средних широт состоит в том, что данная область ионосферы тесно связана с магнитосферой Земли и протекающими в ней процессами, подвержена вторжению заряженных частиц солнечного происхождения (протонов и электронов), которые дополнительно ионизируют атмосферу, зависит от интенсивности волнового излучения и зенитного угла Солнца.

Нижняя ионосфера в приполярной и полярной области подвержена частым возмущениям, в результате чего она теряет свои регулярные вариации. Например, в период солнечных протонных вспышек изменяется нейтральный состав атмосферы: на высотах мезосферы и нижней термосферы образуются такие радикалы как N, NO, NO₂ и H, OH, HO₂, уменьшается концентрация озона O₃, концентрация свободных электронов резко возрастает в результате дополнительной ионизации солнечными протонами. Последнее приводит к сильному или полному поглощению радиоволн. Характерной особенностью D-слоя высокоширотной ионосферы является аномальное авроральное поглощение, связанное с высыпанием электронов с энергиями порядка 30–100 кэВ. В E-области ионосферы из-за возмущений в магнитном поле Земли или солнечных бурь могут возникать разнообразные типы спорадических слоев, обозначаемых как E_s.

Особенностью высокоширотной ионосферы также является существование интенсивных электрических полей магнитосферного происхождения. На высотах ~100 км свободные электроны, создаваемые заряженными частицами, могут создавать электрический ток. Выше этой высоты электрический ток не образуется по причине того, что электрическое поле вызывает дрейф ионов и электронов в одном направлении, т. е. величина движущегося электрического заряда равна нулю. Ниже 100 км электрический ток не возникает из-за высокой концентрации нейтральных частиц и, таким образом, из-за высокой частоты соударений электронов с атомами и молекулами.

Верхняя ионосфера также имеет свои специфические особенности. Распределение концентрации свободных электронов во всей полярной и приполярной F-области неоднородно. В ночной полярной ионосфере на геомагнитных широтах порядка $65 \div 75^\circ$ наблюдается локальное увеличение концентрации электронов. Данное явление называют авроральным гребнем или пиком. Аналогичное увеличение n_e происходит и на дневной стороне, но смещается на широты $\sim 75 \div 80^\circ$ и именуется полярным пиком. Он образовывается под влиянием усиленного потока высыпавших низкоэнергичных электронов с энергиями ~1 кэВ. Повышение концентрации электронов в области полярного пика простирается через полюс с дневной стороны на ночную, формируя так называемый «язык

ионизации» или «полярный язык». Авроральный и полярный пики вместе образуют плазменное кольцо. Внутри кольца концентрация электронов понижается. Такое явление называют полярным провалом. Данные особенности верхней высокоширотной ионосферы ярко выражены в зимних условиях. В летнее время эти особенности сглаживаются или отсутствуют.

В заключение этой главы отметим, что исследования ионосферы, непосредственно связанные с радиофизикой, представляют большое самостоятельное направление в изучении ионосферы и не затрагиваются в данной работе. Достаточно подробное обсуждение этих вопросов дано в работе [Брюнелли, Намгаладзе, 1988].

5.6. Краткий обзор общего состояния исследований нижней ионосферы

В предыдущих разделах этой главы на физическом уровне дано краткое описание процессов, которые определяют структуру и параметры ионосферы, особенно ее нижних слоев, а также указаны ссылки на основные отечественные и переводные монографии и статьи обзорного характера. Нижняя область ионосферы является наиболее сложной по физическому содержанию происходящих в ней процессов как в естественных условиях, так и в условиях антропогенных возмущений, поэтому ее исследование в последние десятилетия продолжается достаточно активно. Укажем лишь на некоторые важные как в научном, так и в прикладном отношении направления исследований.

1. В естественной ионосфере в D -области (50–90 км) с уменьшением высоты происходит резкое уменьшение скоростей фото процессов, связанных с поглощением солнечного излучения. В работах [Ступицкий, Репин, 2002; Корсунская, Стрелков, 2013] рассматриваются фотодиссоционные процессы, входящие в систему уравнений химической кинетики заряженных и нейтральных компонент на высотах E - и D -слоев ионосферы. В комплекс фотодиссоционных процессов включены реакции диссоциации молекул кислородной, водородной, азотной и углеродной групп с использованием уточненных значений сечений диссоциации и абсорбции, а также для интегралов длин волн определения этих реакций. Разработан комплекс подпрограмм для расчета скоростей ионообразования и коэффициентов скоростей реакций фотодиссоциации, предназначенный для использования в программах решения систем уравнений химической кинетики. Дана экспоненциальная аппроксимация некоторых результатов расчетов.

2. Так как в D -области ионосферы концентрация частиц еще достаточно велика, то как показал эксперимент [Narcisi et al., 1965; 1970; 1972], как в дневных условиях, так и ночных в нижней ионосфере содержится значительная концентрация ионных связей воды H_2O^+ , $H_5O_2^+$ и др. На основе этих данных были выдвинуты первые теоретические схемы их образования [Ferguson, 1971; Козлов, 1973а, 1973б] с учетом существенного внешнего ионизирующего фактора. В дальнейшем по мере детализации теоретических схем ионизационно-рекомбинационных

процессов в D-области ионосферы [Данилов и др., 1987] была показана возможность образования положительных ионов-связок на первичных ионах NO^+ и O_2^+ [Кудрявцев, 1989]. В настоящее время известно, что в средней атмосфере (15–120 км) могут образовываться более 30 сортов положительных и столько же сортов отрицательных ионов [Brasseur, Chatel, 1983; Arijs et al., 1981; Koop et al., 1978]. Однако пока что нет однозначного представления о процессах, контролирующих весь цикл образования, перераспределения и гибели отрицательных ионов-связок и надежных констант скоростей этих процессов. Основным механизмом образования начальной концентрации отрицательных ионов в этой области является прилипание электронов к молекуле кислорода O_2 с последующим образованием более сложных ионов-связок в результате реакций с нейтральными частицами. Такая схема предложена в работе [Ferguson, 1974] и использовалась в статье [Кудрявцев, Романюха, 1994], где дана упрощенная математическая модель фотохимических процессов для средней атмосферы. Упрощенный теоретический и численный анализ показал, что константа скорости диссоциативной рекомбинации электронов на положительных кластерных ионах может достигать величины $\approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$.

3. В целом можно отметить, что по мере накопления научных данных по физическому содержанию и константам скоростей кинетических процессов происходит разработка все более полных моделей нижней ионосферы на основе расширения возможностей численного моделирования. Нижняя ионосфера является не только областью интенсивного поглощения жесткого солнечного излучения в естественных условиях, но и областью рассеяния энергии рентгеновского излучения и потока релятивистских электронов при космических взрывах [Физика ядерного взрыва, 2009], а также при применении искусственных пучков частиц [Искусственные пучки..., 1985]. В работах [Козлов и др., 1982; 1983] предложена схема кинетических процессов для определения малых нейтральных и возбужденных составляющих D-области ионосферы с повышенным уровнем ионизации, при этом динамика возмущенной области не рассматривалась. В схеме реакций учитывалось 28 компонент. Ионизационное возмущение задавалось параметром $q (1/(\text{см}^3\text{с})) = \text{const}$, в предположении, что для одной электрон-ионной пары расходуется энергия 36 эВ. Парциальные скорости ионизации брались из литературы и имели весьма приближенный характер. Показана принципиальная важность учета взаимного влияния изменения малых нейтральных и ионных составляющих при интенсивных возмущениях ионосферы ($\sim 10^3 - 10^9 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$). Расчеты были выполнены для области высот 60–90 км. Теоретическое обобщение предложенной авторами модели дано в работах [Козлов, 1988; 1990], где также проведено сопоставление результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными и получено удовлетворительное согласие.

Воздействие импульса жесткого ультрафиолетового, рентгеновского излучения, а также потока релятивистских электронов приводит к образованию свободных электронов, начальный спектр которых зависит от

энергетического спектра воздействующего фактора в рассматриваемой точке, а следовательно, от высоты. В работах [Ступицкий, 1983; 2009; 2019] приведены подробная методика и примеры таких расчетов как для лабораторных, так и для геофизических экспериментов для различных высот расположения источника излучения с яркостной температурой ~ 1.5 кэВ. В дальнейшем происходит образование вторичных электронов и формирование функции распределения электронов по энергии. В работе [Коновалов и др., 1994] разработана подробная методика расчета функции распределения электронов по энергии с учетом возбуждения и ионизации воздуха и определены доли энергии, приходящиеся на различные каналы неупругих процессов δ_i , где $q_i = \delta_i q$.

В работе [Козлов, Смирнова, 1992] дан перечень методов искусственных возмущений ионосферы и приведены изменения их параметров, а также характер результата их воздействия на ионосферу.

Таким образом, в указанных выше и во многих других работах было получено большое количество результатов по кинетическим процессам в естественной и возмущенной нижней ионосфере. В частности, роль метастабилей ($O(^1D)$, $O(^1S)$ и др.) в ионизационно-химической кинетике ионосферы подробно обсуждается в работах [Torr, Torr, 1982; Wine, Ravishankara, 1981], где представлены некоторые результаты лабораторных измерений констант скоростей. Многие результаты по схемам процессов и их константам скоростей приведены в справочном издании [Атмосфера. Справочник..., 1991]. Обзор экспериментальных результатов и расчеты концентраций ионов и электронов с учетом большого количества (~ 400) ионизационно-химических и фотохимических реакций дан в работе [Hull et al., 1997]. В обзоре [Репнев, 2010] приведены экспериментальные данные по вариациям химического состава атмосферы, полученные со спутников, проанализирована их связь с потоками энергетических частиц космического происхождения. Воздействие солнечных протонных вспышек на состав нижней ионосферы анализируется в работе [Озолин и др., 2009], в которой представлен большой список возможных реакций.

Физико-химическая модель авроральной ионосферы в условиях возбуждения высыпания электронами подробно рассмотрена в [Дацкевич и др., 2017] на основе современных представлений о константах скоростей физико-химических реакций. Рассматривается нестационарная модель возмущенной полярной ионосферы. В данной модели участвует 17 компонент на основе 56 фотохимических реакций с учетом электронно-колебательной кинетики в процессах возбуждения триплексных состояний N_2 . Достигнуто согласие результатов моделирования с экспериментальными данными.

В настоящее время хорошо установлено, что малые нейтральные составляющие атмосферы являются одним из важных факторов, определяющих ионизационно-рекомбинационный баланс нижней ионосферы (в дальнейшем в данной работе они будут приведены в общей системе реакций). Особенно сильное влияние малых примесей на ионизацию проявляется в нижней области на высотах ≤ 90 км. При этом

часть малых составляющих (азотные компоненты) образуются в ионизационно-рекомбинационных процессах вышележащих областей и затем переносятся на высоты *D*-области. В связи с этим определенное развитие получили диффузионно-фотохимические модели распределения малых составляющих на этих высотах [Задорожный, 1982].

С увеличением возможностей вычислительной техники в последние годы значительно расширилось направление исследований ионосферы, связанное с численным моделированием не только большого числа физико-химических процессов и диффузии, но и одновременным учетом возможных газодинамических процессов и воздействием акустико-гравитационных волн. При этом существенно расширился высотный диапазон численных моделей – от тропосферы до *D*-области ионосферы, что, по существу, является развитием современных климатических моделей. В работе [Кулямин, Дымников, 2014] разработаны численные модели общей циркуляции тропосферы-стратосферы-мезосферы с включением *D*-области ионосферы. Используется упрощенная фотохимическая модель, содержащая пять компонент. По данной модели процессы переноса и диффузии не играют существенной роли в формировании состояния нижней области ионосферы (как в дневное, так и ночное время).

В работе [Криволуцкий и др., 2015] представлено дальнейшее развитие трехмерной глобальной фотохимической модели нейтральных составляющих CHARM, расширенную за счет ионизированных составляющих CHARM1 (Chemical Atmospheric Research Model with Ion). В ней приведен подробный список фотохимических реакций и их констант скоростей. В качестве ионизирующих факторов в модель были включены поток УФ радиации на длине волны $\text{Ly-}\alpha$, а также галактические космические лучи. Обзор результатов работ по данному научному направлению дан в статье [Криволуцкий и др., 2019], где значительное место уделено исследованию озона.

В работе [Мандринова, 2021] предложен автоматизированный метод анализа параметров ионосферы и обнаружения ионосферных аномалий. На примере обработки параметров ионосферы района Камчатки показана возможность применения метода в режиме оперативного анализа данных по мере их поступления. Следует отметить, что данная работа может быть полезна, например, при мониторинге работы американского радионагревного стенда, расположенного на Аляске (HAARP).

Данный краткий обзор был необходим для полной постановки задачи о развитии и определении параметров возмущенной области, которая образуется в нижней ионосфере (*D*-область) при воздействии мощного потока радиоизлучения от нагревного стенда. Следует отметить, что основное внимание в большинстве работ уделялось исследованию ионизационных характеристик ионосферы как в естественных условиях, так и в условиях внешнего воздействия, так как именно они определяют условия работы радиосвязи и радиолокации, однако известно, что в настоящее время важными информационными каналами являются оптико-электронные средства передачи информации как в видимом, так и в ИК-диапазонах спектра. Наиболее полно теоретические исследования этих вопросов для естественной ионосферы были выполнены в ФИАНе в 70-х годах [Труды ФИАН, 1978]. Для

ионосферы, возмущенной мощным импульсом жесткого излучения, были выполнены подробные численные расчеты, краткое изложение которых дано в [Физике ядерного взрыва, т. 1, 2009]. Некоторые предварительные результаты по возбуждению электронных и колебательных состояний молекул, определяющих коэффициенты люминесцентного излучения в видимом и ИК-диапазонах спектра при действии мощного потока радиоизлучения, приведены в работе [Моисеева и др., 2018].

В данной работе были выполнены более подробные исследования, необходимые для определения помеховой обстановки в возмущенной нижней ионосфере на высотах 50–90 км.

ГЛАВА 6. КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА НАГРЕВНЫХ СТЕНДОВ, ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ И НАУЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные исследования ионосферы Земли, направленные на изучение ее свойств и выявление возможностей использования ее в научных и военных целях, проводятся с 30-х гг. XX в. Диапазон этих исследований чрезвычайно широк и охватывает такие проблемы, как определение структуры ионосферы: выяснение распределений концентраций и температур компонентов (электронов, разнозарядных ионов, молекул); детализация процессов их образования и уничтожения; динамика и механизмы турбулизации плазмы; распространение радиоволн различных диапазонов для наземной и космической связи; поведение сложной системы солнечный ветер – магнитосфера – ионосфера и др.

Методы исследования ионосферной плазмы делятся на активные и пассивные. Пассивные методы основаны на измерении параметров естественной ионосферы. К ним относятся радиофизические и оптические методы вертикального и наклонного зондирования (основанные на определении времени распространения электромагнитной волны до точки отражения от ионосферы и обратно), некогерентного (томпсоновского) рассеяния (исследование рассеяния электромагнитных волн на флуктуациях концентрации электронов), измерение непосредственно со спутников и ракет с использованием установленной на них аппаратуры (электрические и ионозонды, масс-спектрометры) или радиопросвечивания (волны достаточно высокой частоты проходят сквозь ионосферу сверху вниз) и другие. Активные методы исследования, в отличие от традиционных способов диагностики, основаны на целенаправленном обратимом изменении параметров и свойств ионосферы. Для этих целей в ионосферную плазму инжектируются сгустки или пучки химически активных нейтральных и заряженных частиц с геофизических ракет и спутников или она нагревается мощным направленным потоком электромагнитных волн с использованием наземных источников – радионагревных (или просто нагревных) стендов. Второй из указанных подходов является основным, так как позволяет наиболее полно исследовать свойства ионосферы.

Активные экспериментальные исследования ионосферы с использованием наземных нагревных стендов начались в 60-х гг. XX в. сначала в СССР и затем в США. Первый нагревный стенд был создан в Московском научно-исследовательском институте радио и начал работать в 1961 г. Далее в США были построены стенды «Боулдер» в 1970 г. и «Аресибо» (Корнельский университет, Пуэрто-Рико) в 1971 г. В то же время была создана теория нелинейных эффектов, возникающих в ионосфере при воздействии на нее мощных электромагнитных волн. На сегодняшний день существует несколько комплексов, предназначенных для данных исследований:

HAARP (High Frequency Active Auroral Research Program), США, Аляска, г. Гакона;

EISCAT/Heating (European Incoherent Scatter Radar System), Норвегия, г. Тромсø;

«Сура», Россия, г. Васильсурск, вблизи г. Нижний Новгород.

Географическое расположение нагревных стенов представлено на рис. 6.1.

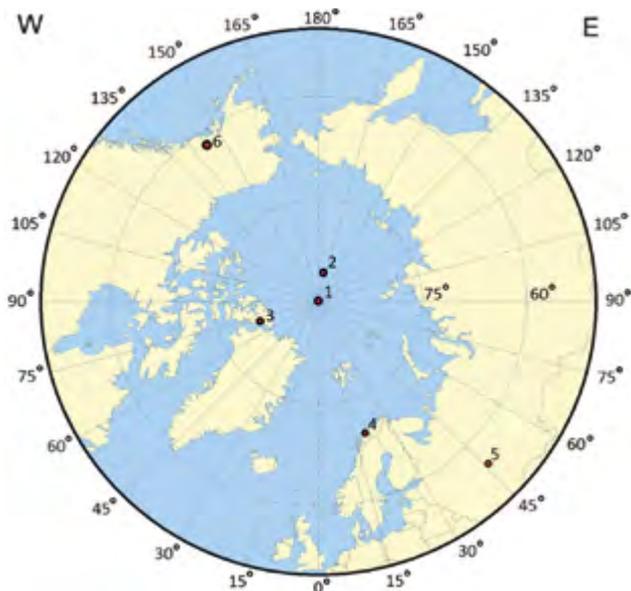


Рисунок 6.1. Географическое расположение современных радионагревных стенов. 1 – Северный географический полюс; 2 – Северный магнитный полюс (2020); 3 – Северный геомагнитный полюс; 4 – стено EISCAT / Heating; 5 — стено «Сура»; 6 – стено HAARP

6.1. Принцип действия излучающей антенны и нагревного стеноа

Принцип действия излучающей антенны заключается в извлечении энергии электромагнитного поля (приемная антенна) или для преобразования энергии высокочастотного генератора (передатчика) в электромагнитные волны путем излучения (передающая антенна). В общем виде конструкция антенны представляет собой совокупность металлических токопроводящих элементов, соединенных через фидерные линии с радиопередатчиком. Основными количественными параметрами, характеризующими работу антенны, являются: мощность антенны, диаграмма направленности, коэффициент направленного действия (КНД), коэффициент полезного действия (КПД), коэффициент усиления, поляризационные свойства.

Мощность излучения антенны выражается как:

$$P_{\text{изл}} = R_{\Sigma} I^2,$$

где I – ток в антенне; R_{Σ} – коэффициент пропорциональности, в омах.

Только часть мощности, подведенной к антенне, расходуется на излучение. Отношение излучаемой мощности $P_{\text{изл}}$ к полной мощности P называется коэффициентом полезного действия, который определяет эффективность работы антенны:

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P}.$$

Наглядное распределение мощности в пространстве можно представить с помощью диаграммы направленности. Диаграмма направленности характеризует направленные свойства антенны, т. е. способность фокусировать электромагнитную энергию в определенном секторе пространства или равномерно распределять энергию по пространству. Направление, где сосредоточена основная электромагнитная энергия, называется главным лепестком диаграммы направленности, соответственно меньшие лепестки — боковыми.

В большинстве случаев желательно сосредоточить излучающую антенной мощность в определенном направлении. Степень концентрации мощности излучения в определенном телесном угле Ω характеризуется коэффициентом направленного действия антенны:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega}$$

или через отношения мощностей:

$$D = \frac{P_{\text{изл0}}}{P_{\text{изл}}},$$

где $P_{\text{изл0}}$, $P_{\text{изл}}$ — мощность излучения ненаправленной и направленной антенны.

Коэффициент направленного действия — это число, показывающее, во сколько раз пришлось бы увеличить мощность излучения антенны при переходе от направленной антенны к ненаправленной при условии сохранения одинаковой напряженности поля в месте приема (при прочих равных условиях).

Коэффициент направленного действия в направлении максимального излучения для реальных антенн достигает значений от единиц до многих тысяч. Он показывает тот выигрыш в мощности, который можно получить за счет использования направленного действия антенны, но он не учитывает возможных потерь в направленной антенне.

Совокупность из нескольких, однотипных излучающих элементов, расположенных на определенной площади и возбуждаемых одним или несколькими генераторами, называется антенной решеткой. Если направление излучения и (или) форма соответствующей диаграммы направленности регулируются изменением амплитудно-фазового распределения токов или полей возбуждения на излучающих элементах, то такую антенную решетку называют фазированной (ФАР). Действие фазированной антенны позволяет направить излучаемую мощность стелды в верхнюю полуплоскость, в определенный телесный угол.

Произведение КПД на КНД называется коэффициентом усиления антенны:

$$G = D\eta = \frac{P_{\text{изл}0}}{P_{\text{изл}}}\eta = \frac{P_{\text{изл}0}}{P}$$

Коэффициент усиления антенны показывает, во сколько раз нужно уменьшить (или увеличить) мощность, подводимую к направленной антенне, по сравнению с мощностью, подводимой к идеальной ненаправленной антенне при условии, что обе антенны создают в данном направлении на одинаковом расстоянии равные значения напряженности поля или такой же плотности потока мощности. Если специальные оговорки о направлении отсутствуют, значение коэффициента усиления антенны соответствует максимальному излучению.

Величину, равную произведению полной мощности, генерируемой антенной на коэффициент усиления, т. е. PG , называют эффективной мощностью излучения (effective radiated power (ERP)).

В радиолокации величина G часто используется, так как η близко к единице и подводимая P и излученная $P_{\text{изл}}$ мощности близки, и в расчетных формулах удобно использовать P и $G = D$. Однако с увеличением частоты величина η уменьшается, и при определении плотности потока q ($\text{Вт}/\text{м}^2$) необходимо использовать излучаемую мощность

$$q = \frac{P_{\text{изл}}}{A_0},$$

где A_0 – площадь нагревного стенда.

Более общая формула для изменения q , учитывающая начальные размеры антенны и поглощение, получается непосредственно из закона сохранения энергии излучения для вертикального луча

$$q(h+dh)A(h+dh) - q(h)A(h) = -q(h)A(h)\mu(h)dh.$$

Разлагая первые слагаемые в ряд до первого порядка малости и интегрируя, получаем:

$$q = q_0 \frac{A_0}{A(h)} \exp\left(-\int_0^h \mu(x)dx\right),$$

где q_0 – плотность потока радиоизлучения у поверхности Земли; $\frac{A_0}{A(h)}$ – отношение поперечных сечений радиолуча на высоте $h=0$ и h ; μ – коэффициент поглощения.

За счет дифракционной расходимости плотность мощности излучения падает с высотой как

$$\frac{A_0}{A(h)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{h}{h_0}\right)^2},$$

где $h_0 = \frac{L_0^2}{2.44\lambda}$ – характерный масштаб дифракционной расходимости луча; λ – длина радиоволны; L_0 – эффективный диаметр антенны ($A_0 = \pi L_0^2 / 4$).

Для исследования всех областей ионосферы с помощью электромагнитного излучения используется нагревный стенд, принципиальная схема действия которого представлена на рис. 6.2.

Нагревный стенд формирует узкий вертикальный или близкий к вертикальному (в направлении магнитного зенита) луч, что приводит к образованию возмущенной области, в которой регистрируются изменения химического и ионизационного состава, температуры электронов и тяжелых частиц, возникновение динамических процессов и возбуждение нелинейных эффектов по всей ее толще. Возмущенная область может составлять до десятков километров в диаметре.

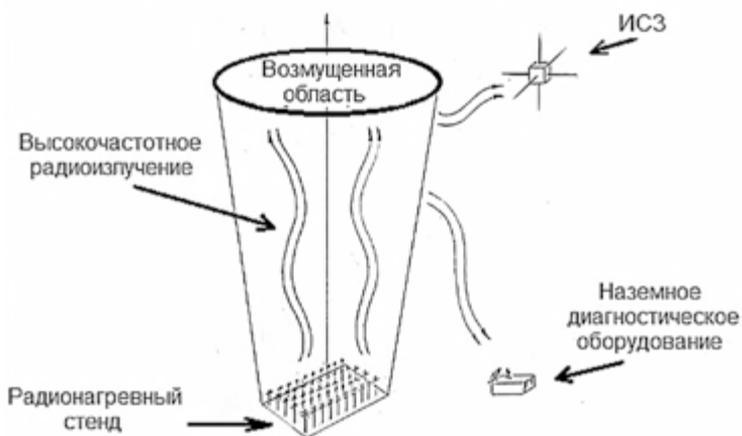


Рисунок 6.2. Схематичное изображение действия радионагревного стенда на ионосферу

Нелинейные эффекты в основном относятся к нагревному типу нелинейности, что связано с нагревом электронов в электрическом поле волны – электроны за время свободного пробега (длина свободного пробега много меньше характерных размеров возмущенной плазменной области) получают от электрического поля значительную энергию. За счет разогрева изменяются частоты соударений электронов с другими компонентами плазмы – ионами и молекулами, причем частота соударений может и расти (в *D*- и *E*-слоях, где важны столкновения именно с молекулами), и уменьшаться (в *F*-слое, при соударениях электронов в основном с ионами). Это приводит к изменению проводимости плазмы и ее коэффициента поглощения и нелинейному изменению показателя преломления. Также в возмущенной области изменяется электронная концентрация из-за ухода электронов из этой области или в результате начала новых ионизационных процессов.

6.2. Основные характеристики существующих нагревных стендов

По исполнению нагревный стенд представляет собой семейство передатчиков, питающих фазированную антенную решетку. Известно, что наличие фазированной антенной решетки позволяет формировать при весьма разнообразных расположениях излучателей необходимую диаграмму направленности или быстро изменять направление луча.

Количество антенн может достигать нескольких десятков излучающих элементов, а частота излучения – несколько, вплоть до десятка, МГц (длина волны $\lambda \sim 1-100$ м, частота $f \sim 1-30$ МГц). Излучаемая волна может иметь О (обыкновенную) или Х (необыкновенную) поляризацию.

Нагревный стенд HAARP

High Frequency Active Auroral Research Program (HAARP) – рус. *Программа исследования ионосферного рассеяния высокочастотных радиоволн* – это американский научно-исследовательский проект по изучению взаимодействия ионосферы с мощным электромагнитным излучением. Проект HAARP был начат как программа ионосферных исследований, совместно финансируемая ВВС и ВМС США, Университетом Аляски, Фэрбенкс (University of Alaska Fairbanks, UAF) и Агентством перспективных исследовательских проектов в области обороны (Defense Advanced Research Projects Agency, DARPA) [<http://www.haarp...>]. Он был спроектирован и построен ВАЕ Advanced Technologies (BAEAT). Первоначальная цель данного проекта заключалась в том, чтобы проанализировать ионосферу и исследовать потенциал для разработки технологии модификации ионосферы для радиосвязи и слежения [Purpose and objectives..., 2009].

Строительство исследовательской станции HAARP началось в 1993 году на Аляске вблизи города Гакона (рис. 6.3). Данное расположение было выбрано по ряду критериев [<http://www.haarp...>]: авроральная зона; отсутствие густонаселенных районов, так как производимые ими электрические и световые помехи могут повлиять на чувствительность измерительных приборов; относительно ровная поверхность; вблизи находится главная магистраль, обеспечивающая круглогодичный доступ к комплексу; реалистичные и разумные затраты на строительство и эксплуатацию; минимальное воздействие на окружающую среду.

Первая функциональная установка была завершена к зиме 1994 года с использованием трех пассивных диагностических приборов и опытного высокочастотного передатчика, состоящего из 18 антенн с излучаемой мощностью 360 кВт. К 1999 году HAARP, после проведенных работ по увеличению мощности стенда, был достигнут уровень, при котором стало возможно проводить более высококачественные ионосферные исследования с добавлением нескольких дополнительных приборов в диагностический набор и улучшенного высокочастотного (ВЧ) передатчика с 48 антеннами и излучаемой мощностью 960 кВт. В течение 2003 – 2006 гг. к установке были добавлены новые инструменты, в том числе ионосферный УВЧ-радар и телескопический купол для оптических наблюдений. Размер антенного массива был увеличен до 180 элементов, а излучаемая мощность составила 3600 кВт.



Рисунок 6.3. Географическое расположение радионагревного стенда HAARP

Основным инструментом комплекса HAARP является высокоэнергетичный высокочастотный радиопередатчик (известный как Прибор Исследования Ионосферы (Ionosphere Research Instrument, IRI)), используемый, чтобы стимулировать небольшие, отчетливо выраженные объемы ионосферы. Он представляет собой массив из 180 антенн примерно 20 м в высоту, расположенных на расстоянии около 25 м друг от друга в узлах прямоугольной решетки 12×15 элементов (рис. 6.4).



Рисунок 6.4. Антенный массив нагревного стенда HAARP. Фотографии с официального сайта Университета Альски, Фэрбенкс [<http://www.haarp...>]

В вершине каждой башни расположены две пары пересеченных дипольных антенн, одна из которых может излучать волны в диапазоне частот от 2.8 до 8.3 МГц, другая – от 7 до 10 МГц. Тридцать передатчиков, питающих антенную решетку, находятся в закрытых помещениях под антенным экраном. В каждой станции размещено шесть блоков передатчиков, по два передатчика в блоке. Каждый блок обеспечивает мощностью один из антенных элементов в антенной решетке и способен обеспечивать до 10 кВт мощности от каждого из двух передатчиков. Таким образом, достигается мощность 3.6 МВт. Для достижения высокой точности и удовлетворения регулирующим требованиям передатчики, используемые в антенной решетке HAARP, должны работать в соответствии с жесткими техническими условиями. Каждый передатчик должен производить спектрально чистый сигнал, который управляем в 30 дБ диапазоне, простирающемся от максимума 10 кВт до 10 МВт. Фазированная решетка антенн формирует узкий антенный луч со сложной диаграммой направленности, при этом управление антенной позволяет отклонять луч на

30° по вертикали не более чем за 10 микросекунд. Для поддержания работы используется электростанция, в которой размещены пять генераторов мощностью 2500 кВт, каждый из которых приводится в действие дизельным двигателем мощностью 3600 л.с. Для работы IRI требуются четыре генератора, а пятый является запасным.

В результате работы стенда HAARP были получены такие новые результаты как:

- генерация радиоволн очень низкой частоты (ОНЧ (VLF)) с помощью модулированного нагрева аврорального электроджета;
- генерация искусственного свечения воздуха, которое обычно является субвизуальным. Однако при определенных геофизических условиях и конфигурациях передатчика его можно наблюдать невооруженным глазом [Pedersen, Gerken, 2005; Hysell et al., 2014];
- генерация крайне низких частот (КНЧ (ELF)) в диапазоне от 0.1 Гц;
- генерация ОНЧ-сигналов в вистлеровском режиме, которые поступают в магнитосферу и распространяются в другое полушарие, взаимодействуя по пути с частицами радиационного пояса [Inan et al., 2004];
- дистанционное ОНЧ-зондирование нагретой ионосферы [Demirkol., 2000].

Кроме самого передатчика станция исследования ионосферы включает большой и разнообразный блок современных геофизических научно-исследовательских приборов – ионозондов, интерферометров, магнетометров, риометров, спектрометров, фотометров, радаров некогерентного рассеяния, которые используются для наблюдения сложных физических эффектов – естественных и вызванных действием высокочастотных электромагнитных волн. Также для этих целей часто используются искусственные спутники.

На протяжении 25 лет (с 1990 по 2015 гг.) Научно-исследовательская лаборатория ВВС США (Air Force Research Laboratory, AFRL) и Университет Аляски сотрудничали в области исследования ионосферы на радионагревном стенде HAARP. После сокращения финансирования ВВС США на исследования и разработки в мае 2014 года было объявлено, что программа HAARP будет закрыта [Cole, 2014]. После этого объявления были предприняты попытки сохранить данный уникальный исследовательский комплекс, и после переговоров между сторонами право собственности на объект и его оборудование было передано Университету Аляски в августе 2015 года в соответствии с Соглашением о партнерстве в сфере образования [Rozell, 2015].

На сегодняшний день американский комплекс HAARP является самым мощным высокочастотным нагревным стендом по исследованию ионосферы в мире, имеющим ряд уникального оборудования, разработанного такими научными центрами как Университет Аляски, Фэрбенкс, Стэнфордский университет, Университет штата Пенсильвания, Бостонский колледж, Массачусетский технологический институт, Политехнический институт Нью-Йоркского университета и другими.

Нагревный стенд «Сура»

Стенд «Сура» является многофункциональным комплексом, предназначенным для исследования возникающих в ионосфере под действием мощного коротковолнового излучения нелинейных процессов. Он был построен в 1981 году вблизи города Васильсурск Нижегородской области на территории полигона загородной лаборатории Научно-исследовательского радиопизического института (ФГБНУ НИРФИ). Кроме того, во владении НИРФИ находятся также диагностические центры «Зименки» и «Новая жизнь», где расположено дополнительное исследовательское оборудование для регистрации изменения состояния ионосферы. Рядом с основной нагревной установкой размещены такие диагностические инструменты как [<http://nirfi.unn.ru...>]:

- цифровой ионозонд CADI;
- установка частичных отражений;
- установка для исследования ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей;
- приемный пункт для наблюдений искусственного радиоизлучения ионосферы;
- мезосферный КВ-радар;
- установка радио- и электроакустического зондирования атмосферы;
- комплекс приемной радиоастрономической аппаратуры;
- комплекс аппаратуры для исследования коротких электромагнитных импульсов;
- вспомогательные антенны и фидерные линии.

Нагревная установка включает в себя три коротковолновых радиовещательных радиопередатчика ПКВ-250 мощностью 250 кВт каждый (диапазон частот передатчиков 4–25 МГц) и 144-элементную фазированную антенную решетку размером $\sim 300 \times 300 \text{ м}^2$ с полосой рабочих частот 4.3–9.5 МГц, смонтированную на железобетонных опорах высотой 22 м и состоящую из трех независимых секций размером $\sim 100 \times 300 \text{ м}^2$ (рис. 6.5). Коэффициент усиления антенной системы на средней частоте рабочего диапазона составляет ~ 26 дБ. Эффективная мощность излучения 80–280 МВт. Энергетику нагревного комплекса обеспечивают специализированная трансформаторная электроподстанция мощностью 8 МВт и внутреннее распределительное устройство для питания мощных радиопередатчиков и диагностической аппаратуры. Сканирование лучом – $\pm 24^\circ$, механическое в плоскости С-Ю; время переключения – 20 мин; поляризация Х, О; модуляция – СW/АМ/ импульсная [<http://nirfi.unn.ru...>].



Рисунок 6.5. Антенный массив стенда Сура. Фотография с официального сайта <http://nirfi.unn.ru...>]

Уникальность данного нагревного комплекса, как было сказано выше, состоит в том, что стенд «Сура» является единственной в мире установкой расположенной в средних широтах, в отличие от стендов HAARP и EISCAT, которые находятся в приполярной области. Такое географическое положение позволяет изучить ионосферные процессы, которые практически невозможно реализовать в авроральных широтах, например изучение свойств искусственной турбулентности методом ракурсного рассеяния на сильно вытянутых искусственных ионосферных неоднородностях [<http://nirfi.unn.ru...>]. Стенд «Сура» обладает важным преимуществом по сравнению с другими аналогичными установками – это способность 144-элементной фазированной антенной решетки работать не только в режиме передающей антенны, но и в качестве принимающей. В результате это позволяет использовать установку для исследования ионосферной плазмы методами радиозондирования и методом создания искусственных пародических неоднородностей.

За время работы нагревного стенда было проведено множество экспериментов по модификации ионосферы и получен ряд разнообразных явлений. К наиболее важным достижениям, полученным с помощью стенда «Сура», можно отнести:

- эффект Гетманцева – генерация сверхнизкочастотных сигналов (СНЧ (SLF)) в ионосфере под действием мощного коротковолнового радиоизлучения;

- мониторинг ионосферы с помощью ЛЧМ-зондирования ионосферы;
- управление ионосферным каналом распространения радиоволн;
- транспорт мощных пучков радиоволн через ионосферу.

Нагревный стенд EISCAT/Heating

Нагревный стенд EISCAT был построен в 1980 году Институтом им. Макса Планка (Max-Planck-Institute für Aeronomie) совместно с Университетом в Тромсе, затем в 1993 году был присоединен к Европейской научной ассоциации некогерентного рассеивания (European Incoherent

Scatter Scientific Association (EISCAT)). Цель организации заключалась в исследовании процессов в нижней, средней и верхней атмосфере и ионосфере с использованием радиолокационной техники некогерентного рассеяния. Кроме нагревной установки, EISCAT эксплуатирует три из одиннадцати существующих в мире радара некогерентного рассеяния. Все экспериментальные площадки находятся на территории Норвегии (рис. 6.6 [Report 2009 of the EISCAT..., 2009]). Такое взаимное расположение радионагревного стенда, радаров и дополнительного диагностического оборудования делает проведение экспериментальных исследований ионосферы уникальным.

Техническое описание нагревной установки довольно подробно описано в работе [Rietveld et al., 1993], а также в [Rietveld et al., 2016], где отображены изменения, которые были произведены с 2012 года. В работе указывается, что передатчики нагревного стенда не изменялись с 1980 года, когда нагревная установка была построена. Основная работа по модернизации радионагревного комплекса касалась только технического и программного обеспечения, а также добавления различного диагностического оборудования.

Непрерывная мощность стенда составляет 1.2 МВт в диапазоне частот 3.85–8 МГц. Количество передатчиков равно 12 мощностью 100 кВт. Каждый передатчик имеет собственный высоковольтный источник питания до 12 кВ, который подключен напрямую к электросети.

Установка включает в себя три антенных массива (рис. 6.7). Второй и третий массив состоят из 6 рядов по 6 дипольных антенн, способных покрывать частотные диапазоны 3.85–5.65 и 5.5–8 МГц с коэффициентом усиления 24 дБ (± 1 дБ, в зависимости от частоты). Максимальная эффективная мощность излучения равна 300 МВт. Первый массив содержит 12 рядов по 12 дипольных антенн с рабочим диапазоном частот 5.5–8 МГц. Коэффициент усиления антенны равен 30 дБ, эффективная мощность излучения составляет 1200 МВт. Каждый передатчик может быть подключен к любой из трех антенных решеток через коаксиальные переключатели через дистанционное управление. Это позволяет использовать различные массивы одновременно. Диаграмма направленности радиолуча может изменяться в пределах $\pm 30^\circ$ от вертикали для второго и третьего антенного массива и на $\pm 20^\circ$ для первого, точный угол зависит от частоты излучения.

При воздействии мощного радиоизлучения от нагревного стенда были получены следующие новые научные результаты:

- искусственное радиоизлучение ионосферы (stimulated electromagnetic emission, SEE);
- зависимость характера и силы многих ионосферных эффектов от близости частоты накачки к гармонике гирочастоты электрона;
- усиление ряда эффектов в F -области (например, нагрев электронов, оптическая эмиссия), когда ВЧ-радиолуч ориентирован в направлении магнитного поля;
- эффект усиления или ослабления полярного мезосферного эха в зависимости от увеличения электронной температуры в D -области.

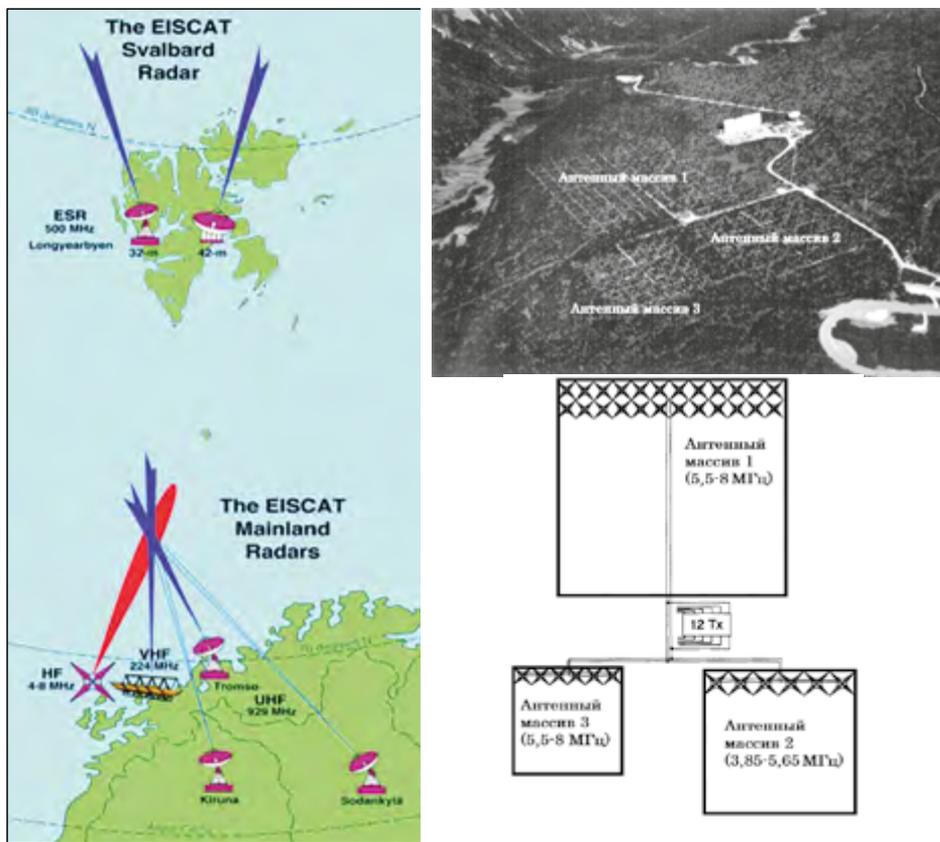


Рисунок 6.6. Расположение нагревного стенда и радаров некогерентного рассеивания EISCAT [Report 2009 of the EISCAT..., 2009]

Рисунок 6.7. Фотография и схема [Rietveld et al., 1993] антенного массива нагревного комплекса EISCAT

В дополнение к существующим нагревным установкам разрабатываются современные радиолокационные средства для исследования атмосферы, ионосферы и околоземного космического пространства, а также процессов, происходящих в них. В планах Европейского научного сообщества EISCAT заложено строительство современной радиолокационной системы EISCAT3D, использующей метод некогерентного рассеивания [<https://eiscat.se/eiscat3d-information...>]. Эта научная исследовательская инфраструктура будет направлена на изучение атмосферы и околоземной космического пространства, располагающегося над фенно-скандинавской Арктикой, прогноза космической погоды, возможности обнаружения космического мусора и других задач, стоящих перед радиоастрономической наукой.

По техническому исполнению EISCAT3D будет представлять пять антенных полей с фазированной решеткой, каждое поле которого будет состоять из примерно 10 000 скрещенных дипольных антенных элементов,

расположенных в виде сотовой структуры. Основная (базовая) площадка будет передавать радиоволны на частоте 233 МГц, и все пять станций будут иметь чувствительные приемники для измерения возвращаемых радиосигналов. Планируемый размер центрального массива каждой площадки около 70 м в каждую сторону, и они будут удалены друг от друга на расстояние от 90 до 250 км для охвата как можно большего пространства. Конфигурация антенн позволяет формировать либо единый луч, либо несколько для сканирования атмосферы. В результате получится объемное изображение исследуемой зоны, дающее возможность увидеть геофизические события в их полном пространственном контексте и различать процессы, которые меняются в пространстве, и те, которые меняются во времени.

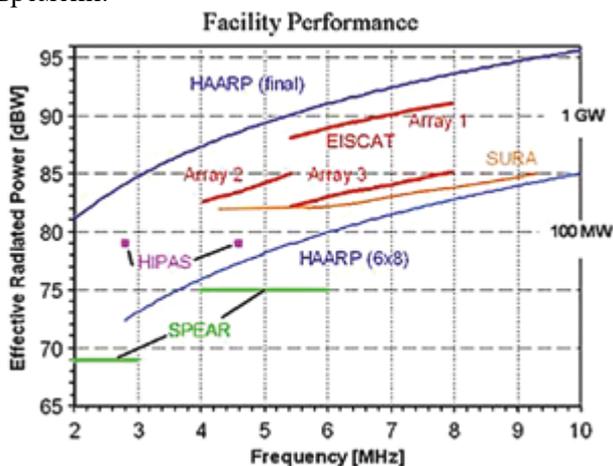


Рисунок 6.8. Диапазоны частоты и мощности современных радионагревных установок [Kosch et al., 2007]

Таким образом, каждый из существующих радионагревных комплексов является уникальным в своем роде как по территориальному расположению, так и по техническому оснащению и диагностическому оборудованию. На рис. 6.8 представлены параметры радионагревных установок HAARP (для двух временных этапов), HIPAS, SPEAR, EISCAT (для каждого антенного массива) и «Сура».

По состоянию на сегодняшний день активно функционируют только три стенда из представленных на рис. 6.8, радиотехнические характеристики которых приведены в таблице 6.1.

Таблица 6.1. Перечень современных радионагревных стендов

Наименование	HAARP	EISCAT / Heating	«Сура»
Географическое расположение	Аляска, США	Тромсø, Норвегия	г. Васильсурск, РФ
	Координаты: 62.39 N 145.15 W	Координаты: 69.6 N 19.2 E	Координаты: 56.15 N 46.1 E
Диаграмма направленности излучения	Отклонение от вертикали до 30°	Отклонение от вертикали до 20°	Отклонение от вертикали до 40°
Частота излучения	2.8÷10.0 [МГц]	3.85÷5.6 [МГц] 5.4÷8.0 [МГц]	4.3÷9.5 [МГц]
Усиление антенны	21-30 [дБ]	22-24 [дБ] 28-31 [дБ]	19-24 [дБ]
Мощность излучения	3.6 [МВт]	1.2 [МВт]	0.75 [МВт]
Эффективная мощность излучения	400-3600 [МВт]	180-340 [МВт] 630-1260 [МВт]	100-280 [МВт]
Поляризация	О, Х или линейная	О или Х	О или Х
Наклонение магнитного поля	15°	12°	19°

Стенд HIPAS, эксплуатировавшийся лабораторией физики плазмы Калифорнийского университета в Лос-Анджелесе (University of California, Los Angeles) с 1986 по 2007 года, был закрыт и демонтирован, а находившееся на нем оборудование было продано в 2010 году [Richardson, 2010]. Состояние SPEAR не известно, так как работ, посвященных экспериментам на данной установке, в последние годы не было выпущено.

Более подробно об установках, их технических характеристиках и диагностических возможностях можно найти на официальных страницах организаций, эксплуатирующих данные уникальные научные установки.

В настоящее время ведутся работы по проектированию современного нагревного стенда на базе имеющегося опыта по эксплуатации иностранных и отечественных исследовательских установок, а также явлениям и процессам, которые возникают в ионосферной плазме под действием направленного потока коротковолнового излучения. Данный проект создается в рамках Национального геофизического комплекса Российской академии наук и называется Иркутская коротковолновая антенная решетка с активными излучателями, или сокращенно ИКАР-АИ. Нагревный комплект планируется расположить в средних широтах (52.6° N, 103.6° E), т. е. в стабильных геомагнитных условиях. Планируемая площадка удовлетворяет важным критериям, таким как доступность к транспортным и энергетическим сетям, а также близостью к современному научному диагностическому оборудованию, которое уже имеется (в составе ИСЗФ СО РАН) или будет создано в рамках программы РАН.

В работе [Васильев и др., 2020] сформулированы и обоснованы основные технические характеристики, которыми будет обладать разрабатываемая установка, проведено моделирование разных конфигураций антенной решетки и выбор наиболее эффективной

конструкции, удовлетворяющей заданным требованиям по частоте и мощности излучения, подробное описание месторасположения РНС и находящей вблизи научной инфраструктуры.

Таким образом, предполагаемый стенд будет обладать следующими характеристиками: частота излучения в нижнем диапазоне – 2.5–3.5 МГц, в верхнем – 4–6 МГц, Х- и О- поляризацией, эффективной мощностью излучения не меньше 100–200 МВт; по структуре наиболее выгодной является прямоугольная фазированная решетка с $G = 200 \div 400$.

По энергетическим характеристикам разрабатываемый стенд уступает существующим, однако этого достаточно для исследования широкого спектра нелинейных явлений, возникающих в ионосфере, и он способствует дальнейшему развитию физики плазмы, верхней атмосферы и околоземного космического пространства.

6.3. Краткий обзор основных направлений и результатов исследования ионосферы, возмущенной мощным потоком радиоизлучения

Благодаря малой концентрации электронов n_e в ионосфере возникает возможность вызывать достаточно сильное локальное возмущение распределения n_e , используя слабоинтенсивное воздействие. Именно это обстоятельство лежит в основе экспериментальных исследований физики ионосферной плазмы методом воздействия радиоволн. В отличие от излучения радиостанций, излучение нагревных стендов сфокусировано вблизи вертикального направления. Это дает возможность радиоволнам достичь области резонансов в окрестности максимума n_e в F -области. В результате в области резонансов происходит сильное возбуждение собственных колебаний электронной плазмы, развивается плазменная турбулентность, что и служит причиной нагрева плазмы, ее структуризации, генерации искусственного радиоизлучения, ускорения электронов, т. е. широкого комплекса нелинейных эффектов, связанных с распространением потока радиоволн от передатчиков сравнительно низкой мощности.

Так как поглощение радиоволн происходит в основном в нижней ионосфере на высотах 60–100 км, где плотность частиц высока и, соответственно, высока частота столкновений электронов с ними, то прежде всего укажем лишь те нелинейности, которые определяются повышением температуры:

- режим слабой нелинейности, когда заметно повышается температура и практически не изменяется концентрация электронов ($T_e = T_e(t)$, $n_e = \text{const}$);
- режим распространения до пробоя, когда мощности излучения еще не хватает для развития лавинной ионизации газа, но концентрация электронов повышается и влияет на поглощение импульса ($T_e = T_e(t)$, $n_e = n_e(t)$);
- режим сильной нелинейности, когда развивается электронная лавина и меняется сам характер поглощения электромагнитной энергии – мало меняется амплитуда и сильно меняется длительность импульса τ_n .

Важным обстоятельством является то, что модификация ионосферы мощными радиоволнами не вносит загрязнение в окружающую среду, не приводит к нежелательным экологическим последствиям, потому что такое воздействие на ионосферу по мощности пренебрежительно мало по сравнению с воздействиями природного характера. В то же время имеется возможность регулярно проводить многократно повторяемые измерения характеристик ионосферы с использованием хорошо развитых радиофизических методов дистанционной диагностики искусственно вызванных плазменных возмущений. Поэтому в данном направлении активные эксперименты позволяют рассматривать ионосферу как естественную космическую лабораторию для моделирования различных процессов, протекающих в плазме.

6.3.1. Некоторые результаты первых экспериментов, связанных с нижней ионосферой

Важно, что нелинейные эффекты при распространении радиоволн в ионосферной плазме проявляются уже при сравнительно небольшой мощности и вместе с тем играют большую роль в понимании плазменных явлений. Остановимся кратко на физическом содержании некоторых из них, связанных с взаимодействием мощного радиоизлучения с ионосферой.

В первую очередь рассмотрим нижнюю ионосферу ($h \sim 50-90$ км), где частота столкновений электронов с другими частицами велика ($\nu_e > 10^4$ 1/с) и температура электронов определяется действием электрического поля волны передатчика и силой трения, а нелинейность носит тепловую природу $\nu_e = \nu_e(T_e)$ и относится к указанному выше первому типу.

1. **Эффект кроссмодуляции** – это одно из первых нелинейных явлений, открытие которого описано в работе [Tellegen, 1933], заключающееся в том, что при включении станции ее передачи стали слышимы на других средневолновых станциях, частота которых никак не была связана с этой мощной радиостанцией. Полная кинетическая теория кроссмодуляции была создана в работе [Гинзбург, 1948]. Природа этого нелинейного эффекта заключается в том, что при действии достаточно мощного передатчика радиоволн происходит повышение электронной температуры в ионосфере. И хотя это повышение невысокое ($\sim 5\%$), оно сказывается на изменении частоты столкновений электронов и, соответственно, на поглощении радиоволн, проходящих через возмущенную область.

Так как амплитуда обычных радиоволн модулируется звуковой частотой $\Omega \sim 1$ кГц, то с той же частотой возникают колебания температуры электронов, а следовательно, радиоволны других станций, распространяющихся в возмущенной области, из-за изменения ΔT_e и частоты соударений приобретают модуляцию волн станции передатчика. Данный эффект имеет тепловую природу, подробно изложен в монографиях [Гуревич, Шварцбург, 1973; Гершман и др., 1984] и связан с распространением радиоволн в нижней ионосфере.

Следует отметить, что при начальных исследованиях кроссмодуляции мощность радиоволн была невелика и само явление носило характер слабого возмущения плазмы в нижней ионосфере. Однако при дальнейших исследованиях с увеличением мощности ожидаемого повышения свечения ионосферы на высотах 130–140 км не наблюдалось, что связано с сильным поглощением энергии радиолуча на 60–80 км.

2. **Эффект Гетманцева.** Он был обнаружен экспериментально в работе [Гетманцев и др., 1974] и заключается в распространении амплитудного огибающего высокочастотного сигнала, возникающего при воздействии на ионосферу мощной радиоволны. Происходит отфильтрование высокочастотной составляющей, и волна с низкой частотой Ω свободно распространяется в волноводе Земля-ионосфера [Котик, Трахтенгерц, 1975].

3. Вместе с тем в работе [Котик, Трахтенгерц, 1975] было показано, что существующий в E -области ионосферы стационарный электрический ток I , являющийся средством взаимодействия потока плазмы солнечного ветра с магнитосферой Земли, также как и в явлении кроссмодуляции, может из-за зависимости $\Delta T \rightarrow \nu_e \rightarrow \sigma_e$ (где ν_e и σ_e – частота столкновений и проводимость) проводить колебания с частотой Ω , что приводит в волноводе Земля-ионосфера к генерации низкочастотного излучения. В дальнейшем было показано, что возрастание T_e приводит к уменьшению коэффициента рекомбинации электронов и, соответственно, к возрастанию n_e и σ_e , а следовательно, к усилению модулированных токов и низкочастотного излучения.

4. Дальнейшие исследования показали, что если ионосфера облучается вертикальным пучком мощных радиоволн частоты ω , то отраженное от ионосферы излучение образует стоячую волну с пространственным периодом, равным $k = \omega/c$. Такая волна является источником стрикционной силы, которая возникает при интерференции полей электромагнитной и продольной волны и силы теплового давления, пропорциональной ΔT_e . Под действием этих сил плазма вытесняется из областей пучности поля. В результате в ионосфере образуется квазипериодическая по высоте стратификация концентрации плазмы, которая может рассеивать радиоволны. Искусственные страты впервые были обнаружены в [Беликович и др., 1975] и могут быть использованы для диагностики различных параметров ионосферы. На больших высотах, где частота столкновений недостаточно высока для того, чтобы обеспечить заметный нагрев электронов, основную роль в образовании страт играет стрикционная сила, на высотах E -области ионосферы основную роль в образовании страт уже играют силы давления [Беликович и др., 1975]. На высотах ниже 70 км большой вклад вносят процессы прилипания и рекомбинации электронов, скорости которых являются функциями температуры T_e .

В дальнейшем было установлено, что время релаксации неоднородностей меняется по времени и пространству с амплитудой, пропорциональной амплитуде акустико-гравитационных волн и характерным временем ~ 1 –10 минут [Беликович, Григорьев, 1987; Беликович и др., 1999].

Таким образом, распространение мощных радиоволн, с одной стороны, приводит к эффектам, связанным с распространением самих радиоволн, а с другой стороны – к структурным изменениям в самой ионосфере или ее модификации. Эти эффекты взаимосвязаны и в нижней ионосфере определяются тепловой нелинейностью.

6.3.2. Некоторые важные результаты исследований воздействия радиоволн на верхнюю ионосферу

В работе [Гинзбург, Гуревич, 1960; Гуревич, 1965, 1967] впервые было указано на возможность возмущения мощным потоком радиоизлучения от нагревного стенда не только нижней ионосферы, но и *F*-области. В дальнейшем, по мере развития мощных источников направленного радиоизлучения исследование его воздействия на *F*-область ионосферы привлекло большое влияние как в экспериментальном, так и теоретическом плане. Это привело к обнаружению целого ряда новых явлений, обусловленных, прежде всего, наличием геомагнитного поля, сильной разреженностью и достаточно высокой степенью ионизации верхней ионосферы ($\alpha = n_e/n \sim 0.5 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$), в которой становится возможным большое количество разнообразных волн. Например:

- плазменные волны – продольные колебания нагретой электронной компоненты плазмы;
- ионно-звуковые волны – совместные продольные колебания электронов и ионов;
- верхнегибридные (ВГ) плазменные волны – электронные колебания поперек магнитного поля;
- бернштейновские моды, связанные с многократным гиромагнитным резонансом;
- альфеновские и магнитозвуковые волны, распространяющиеся вдоль и поперек магнитного поля, и другие волновые процессы.

Этим обусловлено чрезвычайно большое разнообразие нелинейных явлений в ионосферной плазме, возникающих при резонансном воздействии мощных радиоволн. В результате взаимодействия мощной КВ-радиоволны, имеющей обыкновенную поляризацию, с ионосферной плазмой сопровождается возбуждением искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), генерацией ионосферным источником сигналов комбинационных частот в диапазоне очень низких (ОНЧ), сверхнизких (СНЧ) и ультразвуковых (УНЧ) частот, а также появляется возможность исследования различных слоев ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей (ИПН) [Беликович и др., 1975].

В работе [Беликович и др., 1999] рассмотрена теория образования ИПН и способы диагностики ионосферной плазмы в *D*-, *E*- и *F*-области. Техника ИПН позволила получить профили электронной концентрации в нижней ионосфере, исследовать аэрномию *D*-области, поведение нижней ионосферы на восходе и закате, расслоение области *D*, определить температуры и плотности нейтральной компоненты, скорости вертикального и турбулентного движений, последние результаты

исследований которых представлены в работах [Бахметьева и др., 2018; 2019; 2020]. Особенности нагрева ионосферы мегагерцовыми радиоволнами с Х-поляризацией и их влиянием на возникающие нелинейные явления рассмотрены в работе [Фролов, 2012].

Обзор работ НИРФИ на стенде «Сура» по указанным вопросам дан в [Фролов и др., 2007], а также в [Гуревич, 2007], где приведен широкий физический анализ ряда обнаруженных эффектов. Для ознакомления со всей временной картиной развития взаимодействия мощной радиоволны обыкновенной поляризации с F -областью ионосферы в работе [Фролов и др., 2007] весь процесс разбит на четыре стадии по времени. На первой стадии, длящейся 5–20 мс от момента начала воздействия и характеризующейся уменьшением интенсивности отраженного от ионосферы сигнала волны накачки (ВН) на 10–20 дБ, происходит развитие стрикционной параметрической неустойчивости вблизи уровня отражения мощной радиоволны, в результате чего наблюдается генерация ленгмюровской плазменной турбулентности и ускорение электронов до сверхтепловых энергий. На второй стадии, длящейся 0.5–3 с (до начала развития эффекта аномального ослабления), наблюдается восстановление уровня отраженного сигнала ВН, сопровождающееся появлением его характерных квазипериодических осцилляций. Пока нет удовлетворительного объяснения этого явления. На третьей стадии через 0.5–10 с после включения ВН в результате развития тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости наблюдается генерация верхнегибридной плазменной турбулентности и мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) размером $l_{\perp} \leq 30-50$ м в ортогональном к магнитному полю Земли направлении, рассеяние мощной радиоволны на которых приводит к ее аномальному ослаблению, т. е. уменьшению отраженного от ионосферы сигнала на 10–30 дБ. Четвертая стадия, наступающая через 10–30 с после включения ВН, определяется развитием самофокусирующей неустойчивости мощной радиоволны, что вызывает рост интенсивности среднемасштабных ($l_{\perp} \approx 0.1-1$ км) искусственных ионосферных неоднородностей (ИИН), которые приводят к ослаблению сильных флуктуаций радиоволн, отраженных от возмущенной области ионосферы, и приводят к образованию уширения F_{spread} на ионограммах следов отраженных от ионосферы сигналов зондирующего передатчика, характерного при распространении радиоволн в турбулентной среде. Генерация более крупномасштабных неоднородностей $l_{\perp} \geq 1-2$ км связывается с усилением естественных неоднородностей плотности плазмы.

Эффекты модификации ионосферы значительно усиливаются, когда выполняются условия для распространения пучка мощных радиоволн вдоль магнитного поля в области резонансного взаимодействия ВН с плазмой – эффект «магнитного зенита». При этом в результате самофокусировки ВН на вытянутых вдоль геомагнитного поля Земли неоднородностях, размеры которых в поперечном к геомагнитному полю направлении составляют несколько сотен метров и которые заполнены МИИН с $l_{\perp} \approx 0.1-1$ км, происходит сильный локальный разогрев плазмы за счет аномального

поглощения энергии мощной радиоволны с обыкновенной поляризацией при ее рассеянии на МИИН в верхнегибридные плазменные волны. Это приводит к формированию каверн, в которых оказывается запертым поток мощного радиоизлучения, расслоившийся на узкие пучки.

С развитием ИПН связан эффект гигантского ракурсного рассеяния, обусловленного, как показал эксперимент и теоретический анализ [Фролов и др., 2007; Гуревич, 2007] с образованием в E-области ионосферы (~230 км) большого количества сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля Земли неоднородностей концентрации плазмы, которые и рассеивают падающую на них волну в основном в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Явление возникает только под действием мощной обыкновенно поляризованной волны, направление которой близко к вертикальному. Возбуждению продольных собственных колебаний плазмы препятствует столкновение электронов. В F-области частота столкновений весьма мала $\nu \sim 3 \cdot 10^3 - 10^3$ 1/с, что значительно меньше собственной частоты плазменных колебаний $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2} \sim 10^7 - 3 \cdot 10^7$ 1/с. Это создает возможность для интенсивного нелинейного возбуждения собственных волн плазмы под действием волны накачки. Отметим, что если электрическое поле волны $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, то собственная плазменная частота $\omega_{Br} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, где $\omega_c = eB / mc$ – гиромагнитная частота.

До настоящего времени большой научный интерес представляет искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ). Это излучение появляется в результате различного рода взаимодействий электромагнитных волн и высокочастотных плазменных колебаний с низкочастотной плазменной турбулентностью, в образовании и эволюции которой определяющую роль играют МИИН. Взаимосвязь и взаимовлияние различных плазменных процессов при генерации ИРИ в магнитоактивной плазме обуславливают его широкие диагностические возможности для изучения свойств как искусственной, так и естественной плазменной турбулентности.

Генерация различных компонент в спектре ИРИ в сильной степени зависит от частоты и мощности ВЧ, а также от ионосферных условий. Выполненные на стенде «Сура» исследования во всем диапазоне его частот 4.3–9.5 МГц показали, что, во-первых, вид спектра ИРИ изменяется кардинальным образом в узкой области частот ВЧ, когда $f_{ВЧ} \approx n f_{ce}$, где n – номер гирогармоники, во-вторых, излучение наиболее интенсивно в области между четвертой и пятой гирогармониками, и в-третьих, влияние гирорезонансов проявляется также и достаточно далеко от областей, в которых $f_{ВЧ} \approx n f_{ce}$.

На основе ИРИ были развиты методы диагностики высокочастотной и низкочастотной плазменной турбулентностей, позволившие провести измерения характерного времени развития и релаксации ленгмюровских и верхнегибридных плазменных волн, изучить влияние МИИН на генерацию различных компонент ИРИ, а также исследовать эффекты, наблюдавшиеся при нелинейном взаимодействии двух мощных радиоволн в

магнитоактивной плазме. С помощью метода диагностического ИРИ были изучены особенности процессов переноса в верхней ионосфере. Установлено, что характерные скорости распространения плазменных возмущений вдоль геомагнитного поля V_{\parallel} оказываются порядка значения тепловой скорости электронов $V_{Te} \approx 2 \cdot 10^7$ см·с⁻¹ для типичных условий экспериментов, проводимых на стенде «Сура», в F_2 -слое ионосферы. Это может указывать на важность учета потоков тепловых и ускоренных электронов, а также токов короткого замыкания по фоновой плазме в механизмах генерации ИИТ вдали от областей резонансного взаимодействия мощной волны с плазмой [Фролов и др., 2007].

В последние годы была обнаружена генерация искусственного радиоизлучения в дециметровом диапазоне длин волн (на частотах ~600 МГц). Считается, что ИРИ здесь возникает при переходе электронов между высокими ридберговскими уровнями молекул нейтральных компонент ионосферной плазмы, возбужденных ускоренными электронами [Фролов и др., 2007].

Следует отметить, одной из первых теоретических работ по модификации верхней ионосферы был обзор Гуревича [Гуревич, 1965], где было показано, что вследствие нагрева электронов в поле мощной радиоволны в области максимума электронной концентрации ее величина уменьшается. Экспериментальные исследования этого эффекта были проведены в работе [Tereshchenko et al., 2004].

На стенде «Сура» проведен очень широкий спектр экспериментальных работ. Кроме указанных выше, отметим работы по исследованию нелинейных эффектов при просвечивании ионосферы короткими радиоволнами, расширяющую представление о самофокусировке и дефокусировке коротких радиоволн в ионосферной плазме [Токарев и др., 1999], по использованию радиоизлучения стенда в радиолокационных исследованиях [Карацтин и др., 1999], для исследования ИРИ при модификации F -области ионосферы с помощью мощного КВ-излучения в широком диапазоне частот волны накачки [Сергеев и др., 1989] и других, результаты которых в основном изложены в обзоре [Фролов и др., 2007].

В заключение отметим, что, несмотря на большой объем проведенных исследований свойств ИИТ, до сих пор остается неизученным ряд принципиальных вопросов. Так, отсутствие адекватных теоретических моделей генерации различных компонент ИРИ сдерживает развитие на его основе методов диагностики естественной и искусственной плазменной турбулентности. Остаются пока еще слабо изученными причины, приводящие к генерации ИИТ далеко за пределами центральной части возмущенной области, в которой происходит развитие стрикционной и тепловой (резонансной) параметрических неустойчивостей и наблюдается интенсивный разогрев плазмы. Требуется также дальнейшего изучения вопросы, связанные с природой индуцированных мощной радиоволной в возмущенной области ионосферы дрейфовых и волнообразных движений. Необходимо более детально изучить различные проявления влияния ускоренных плазменной турбулентностью электронов на динамику

развития взаимодействия мощной радиоволны с плазмой и на генерацию различных составляющих ИИТ. Это потребует разработки специальных трехмерных численных алгоритмов в многопоточном приближении, что необходимо для решения широкого круга как научных, так и прикладных задач, связанных с явлением стратификации. В данной проблеме существует два вида страт, обусловленных образованием стоячих волн в нижней ионосфере и связанных с верхегибридным резонансом в верхней ионосфере. Исследование ИПН в настоящее время продолжается.

6.3.3. Результаты исследований последних лет

Наиболее активные как экспериментальные, так и теоретические исследования процессов воздействия мощного КВ-излучения на ионосферу начались после введения в эксплуатацию таких мощных станций, как HAARP и др. Но увеличение мощности приводит к значительному повышению электронной температуры в нижней ионосфере, распространение КВ-волн становится сильно нелинейным, а основная доля их энергии поглощается в D-области ионосферы.

Как известно, состояние нижней ионосферы определяется весьма сложным комплексом взаимосвязанных процессов, которые и определяют ее радиофизические и оптические свойства, а следовательно, и характер ее воздействия на мощный поток радиоизлучения, в частности, определяет ту часть потока, которая проходит в верхнюю ионосферу. Поэтому кратко остановимся на работах последних 10–15 лет, уделяя большое внимание исследованию нижней ионосферы, так как именно на этом направлении исследований сосредоточено основное внимание в данной работе. Вместе с тем для сравнительного анализа укажем и более ранние теоретические и экспериментальные работы, в которых положено начало достаточно широкого изучения явлений в D-области при прохождении мощного потока радиоволн.

Работы [Tomko et al., 1980a; 1980b; Иткина, Кротова, 1981] являются, по-видимому, одними из первых посвященных совместному анализу ионизационно-химических процессов и электронной температуры. Рассматривалась упрощенная шестикомпонентная схема кинетических процессов, учитывающая процессы прилипания электронов, образование положительных ионных кластеров и взаимодействие электронов с ними. Изменение электронной температуры рассчитывалось с помощью уравнения баланса энергии с учетом потерь энергии на упругие и некоторых неупругих процессов. В работе представлены результаты численных расчетов при следующих параметрах источника излучения: частота радиоволны 5 МГц необыкновенной поляризации, эффективная мощность – 100 МВт.

В расчетах получено, что наибольшее значение электронной температура ($T_e \sim 1200$ К) принимает на высотах ~ 70 км. По упрощенной кинетической схеме повышение T_e в нижней ионосфере за счет нагрева радиоволнами вызывает усиление прилипания электронов и уменьшение рекомбинации. Увеличение прилипания приводит к быстрому уменьшению

электронной плотности при одновременном увеличении концентрации отрицательных ионов в течение нескольких секунд или меньше. С другой стороны, уменьшение рекомбинации приводит к увеличению плотности положительных ионов и электронов по временной шкале от нескольких минут до часа. Эти два эффекта конкурируют за формирование распределения электронной плотности в D -области при радиоволновом нагреве. Таким образом, авторы количественно подтвердили наличие эффекта слабой нелинейности.

В работе [Tomko et al., 1980b] было численно показано, что самопоглощение волны нагрева может сильно ограничить высокочастотный нагрев верхней ионосферы. Это связано с тем, что с увеличением мощности растет самопоглощение волны. Исследована зависимость поведения нагрева от частоты и показано, что плотность мощности, доступная для нагрева верхней ионосферы, резко уменьшается на нижнем конце диапазона частот нагрева из-за быстрого поглощения в средней области D . С увеличением частоты нагрева существенно уменьшается поглощение в нижней ионосфере и уменьшается температура электронов.

В аналогичной по постановке работе [Иткина, Кротова, 1981] в квазистационарном приближении для T_e и упрощенной электронной концентрации анализируются результаты ранних экспериментов по данной проблеме. Зависимость нелинейного эффекта распространения радиоволн от начальной электронной температуры и концентрации численно анализируется в [Belova et al., 1995].

Целенаправленное исследование температурного отклика нижней ионосферы на высокочастотный нагрев было предпринято на нагревном стенде EISCAT [Kero et al., 2000]. Был задействован антенный массив 1, эффективная мощность излучения составила 900 МВт, частота излучения 5.423 МГц. Установка работала в режиме 5 мин – излучение, 5 мин – пауза. Теоретическая модель [Kero et al., 2000], описанная в работе, в целом согласуется с полученными экспериментальными данными. В работе [Enell et al., 2005] авторы дополнили модель [Kero et al., 2000] для диагностики высот 50–140 км и оценили эффект нагрева D -области для нескольких типичных случаев высокой концентрации электронов – дневного света, типичного высыпания авроральных электронов и солнечно-протонного шторма. Так как изменение температуры электронов зависит от мощности нагрева, частоты излучения радиоволны, поляризации, времени суток и ионосферных условий, это вносит существенные трудности в ее экспериментальном измерении. В работе [Kero et al., 2008] авторы сообщили о прогрессе в интерпретации радиолокационных измерений, полученных с помощью радара некогерентного рассеяния во время нагрева D -области, и получили определенное согласие между имеющимися экспериментальными данными и принятой теоретической моделью [Tomko et al., 1980a; 1980b; Kero et al., 2000; Enell et al., 2005; Kero et al., 2008], а также был дан критический анализ этого метода диагностики и высказаны варианты по его совершенствованию.

В работе [Черногор, Милованов, 2015a] приводятся результаты численного моделирования температуры и электронной концентрации

нижней ионосферы, возмущенной мощным направленным потоком коротковолнового излучения от нагревного стенда в широком диапазоне частот и мощностей. Рассмотрен разогрев ионосферы в дневное и ночное время для обыкновенной и необыкновенной волны. В математической модели помимо уравнения баланса энергии рассчитывается уравнение самовоздействия волны, используется упрощенная кинетическая схема, в которую входят электроны, положительные ионы и отрицательные ионы трех видов с концентрациями N , N^+ , N^- , N_1^- , N_2^- , N_3^- . По полученным результатам на высотах нижней ионосферы имеются значительные возмущения температуры и концентрации электронов. Например, при частоте радиоволны $f=6$ МГц и эффективной мощности 3.6 ГВт, что соответствует параметрам нагревного стенда HAARP, температура электронов увеличилась в 33 (O-) и в 42 раза (X-поляризация) по сравнению с естественным фоном. Показано, что нагрев ионосферы наиболее эффективен для волны X-поляризации. Эффекты амплитудного самовоздействия мощных непрерывных радиоволн в ионосфере представлены в [Черногор, Милованов, 2015б] для различных частот, мощностей и поляризации волн. Показано, что основной вклад в эффект самовоздействия дает нижняя ионосфера в диапазоне высот 50–90 км. Следует отметить, очень высокие значения электронной температуры, приводимые в данной работе, а также отсутствие в кинетической схеме метастабильных и колебательных состояний атомов и молекул, из-за чего в результате недостаточно подробно рассмотрены электроны как в ионизационно-молекулярных процессах, так и в электронной температуре.

В последние годы развивается целый ряд других направлений научных исследований, связанных с воздействием на ионосферу мощного потока радиоизлучения: исследование мезосферного озона [Куплинов и др., 2013; Беккер и др., 2016; Bakhmetieva et al., 2020], атмосферной турбулентности, акустико-гравитационных волн и пространственно-динамические течения в возмущенной ионосфере [Бахметьева и др., 2018; Cheng et al., 2017, 2019; Li et al., 2020]; генерация и распространение низкочастотных электромагнитных волн [Moore, 2007; Cohen et al., 2010a, 2010b; Guo et al., 2021a; 2021б] и оптического излучения возмущенной ионосферы; определение наиболее важного параметра возмущенной области ионосферы – электронной температуры.

Исследование динамических процессов, низкочастотных волн и оптического излучения имеет большое практическое значение, т. к. эти процессы определяют помеховую обстановку и, следовательно, эффективность оптико-электронных информационных средств космических аппаратов.

Следует отметить работы [Cheng et al., 2017, 2019], где проработаны двух- и трехмерные модели возмущенной ионосферы при ВЧ-нагреве при вертикальном ориентировании луча передатчика. Эффекты наклонного нагрева D-области следует учитывать при исследованиях многолучевого нагрева, развиваемых в последнее время. Усовершенствованная версия трехмерной модели нижней полярной ионосферы представлена в работе

[Li et al., 2020]. В ней учтены токи и неоднородности ионосферной плазмы. Обсуждается влияние распределения проводимости Педерсона и Холла, а также характер токов возбуждения.

Достаточно подробный разбор ранних работ по генерации низкочастотных электромагнитных волн при воздействии на авроральный электроджет дан в [Moore, 2007] и в обзоре экспериментальных результатов [Cohen et al., 2010a]. Это направление исследований активно развивается, так как имеет самостоятельное радиофизическое значение в геофизике [Guo et al., 2021a; 2021b].

6.3.4. Краткий обзор исследований оптических явлений

В плазменных и пучковых экспериментах в верхней атмосфере и ионосфере важным диагностическим средством является излучение оптического диапазона возмущенной области в видимом и инфракрасном спектре. Благодаря искусственному оптическому свечению можно получить информацию о нейтральных компонентах, энергетическом спектре ускоренных электронов, электрических полях, векторе нейтрального ветра или коэффициенте диффузии в верхних слоях атмосферы и др. Однако для адекватной научной интерпретации полученных в экспериментах результатов необходимо создать достаточно полную физическую модель, включающую в себя большой комплекс кинетических процессов, определяющих как поведение концентраций частиц, так и температуру электронов и тяжелых частиц, измерение которых представляет собой отдельную проблему.

Искусственное свечение ионосферы исследуется с момента ввода в эксплуатацию первых высокочастотных установок (с 70-х гг. XX в. по настоящее время). Первые эксперименты по возбуждению искусственного оптического свечения на стенде «Сура» были проведены в 1983 году. На рис. 6.9 представлено одно из изображений оптического свечения атомарного кислорода, полученного в результате серии экспериментов на стенде «Сура» в 1993 и 1999 гг. [Bernhardt et al., 2000]. Также на стенде «Сура» впервые наблюдалось индуцированное высокочастотной накачкой свечение на высотах ниже 100 км [Kagan et al., 2005]. Оптическое излучение гидроксила (OH) на длине волны 629.79 нм было связано с фокусировкой высокочастотной радиоволны на спорадических ионизационных облаках на высотах ~80–85 км, что дало возможность визуализировать структуру электронной плотности в *D*-области.

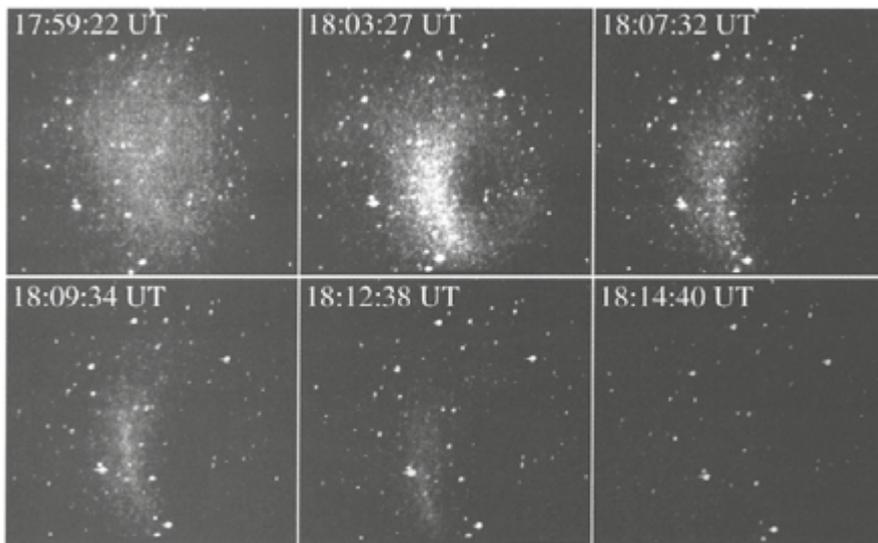


Рисунок 6.9. Искусственное свечение ночного неба, вызванное высокочастотным нагревом на стенде «Сура» 23 марта 1993 года при частоте радиоволны 5.8288 МГц [Bernhardt et al., 2000]

Активность экспериментальных исследований оптического излучения ионосферы резко возросла после начала функционирования более мощных установок, таких как HAARP и EISCAT. В высокоширотной ионосфере оно однозначно наблюдалось на нагревном стенде EISCAT [Brandstrom et al., 1999] и HAARP в 1999 году [Pedersen, Carlson, 2001]. В работе [Kosch et al., 2007; Pedersen et al., 2008] представлен обзор результатов экспериментов по искусственному свечению в высокоширотной ионосфере, полученные на нагревных стендах EISCAT и HAARP. На рис. 6.10 показаны реальные цветные изображения искусственного свечения на небе, сделанные на стенде HAARP, где главным образом преобладает излучение красной линии $O(^1D)$. Помимо основного оптического пятна в центре радиолуча могут наблюдаться вторичные излучающие области (по направлению к полюсу на левой панели, к экватору – на правой панели).

Важную роль играет направление радиолуча. При высокочастотном нагреве на авроральных широтах интенсивность оптического излучения в F-области увеличивается при излучении мощной электромагнитной волны в направлении магнитного поля Земли (магнитный зенит) [Pedersen et al., 2003; Rietveld et al., 2003].

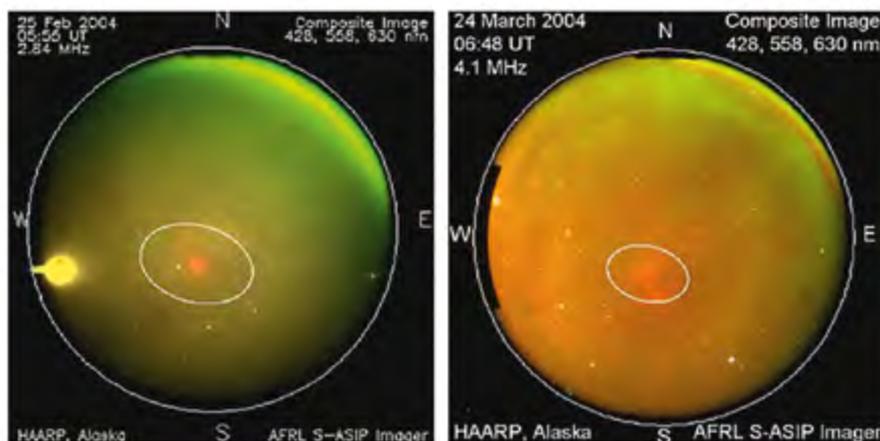


Рисунок 6.10. Искусственное свечение ионосферной плазмы, вызванное высокочастотным нагревом стенда HAARP 25 февраля 2004 года (частота волны накачки составила 2.84 МГц, ERP – 11 МВт) и 24 марта 2004 года (частота волны накачки составила 4.1 МГц, ERP – 41 МВт). Белым кругом выделен горизонт, желтый яркий круг – Луна (левая панель), маленькие белые точки – звезды [Kosch et al., 2007]

Более детальный анализ оптических экспериментов, выполненных на стенде HAARP, был выполнен в работах [Leyser et al., 2009; Pedersen et al., 2009]. Наблюдения за искусственными оптическими излучениями, вызванными высокочастотным нагревом на установке HAARP мощностью 3.6 МВт, показали неожиданные особенности, которых не было на предыдущем уровне 960 кВт. Оптические изображения показали сложную пространственную структуру, состоящую из центрального пятна усиленного излучения с относительно резкой границей вблизи контура, где эффективная мощность излучения (ERP) составляет 50% (радиус от центра луча $\sim 8^\circ$) от полной, и кольца или фрагментов кольца около контура с 10% ERP (радиус от центра луча $\sim 13^\circ$). Искусственные нижние слои на ионограммах и положительные возмущения общего электронного содержания предполагают, что оптические картины в виде «яблочка» связаны с локализованным повышением плотности плазмы ниже основного F -слоя. Исследование траектории лучей показывает, что излучаемая мощность передатчика концентрируется в кольцевой структуре, что соответствует данным оптических наблюдений. Расчетные скорости ионизации соответствуют мощности, доступной от передатчика, и хорошо согласуются с наблюдаемой интенсивностью излучения N_2^+ (длина волны 427.8 нм). Авторы пришли к выводу, что данная оптическая картина является эффектом преломления и индикатором процессов ионизации в луче передатчика.

Возбуждение оптических излучений зависит от энергии электронов относительно пороговых значений для различных возбужденных состояний, при этом обычно наблюдаемые излучения включают возбужденные состояния атомарного кислорода 1D , 1S и 5P ,

соответствующие длинам волн 630.0, 557.7 и 777.4 нм, что указывает на энергию электронов не менее 1.97, 4.19 и 10.74 эВ. Оптическое излучение с длиной волны 427.8 нм от 1-й отрицательной полосы N_2^+ , возбужденное при 18.75 эВ, является индикатором того, что электроны превысили порог ионизации в результате ускорения в поле высокочастотной волны [Gustavsson et al., 2006].

Полости плотности обладают свойством фокусировать высокочастотные радиоволны к своему центру. Этот эффект «самофокусировки» считается основным фактором образования как мелкомасштабных [Gurevich et al., 1995], так и крупномасштабных структур [Bernhardt et al., 1989], а также является фундаментальным процессом, лежащим в основе усиленной генерации оптического излучения и других тепловых эффектов при ориентировании потока радиоволн в направлении магнитного зенита в области высоких широт. Таким образом, месторасположение и высокая мощность стенда HAARP сделали возможным высокочастотные активные исследования полярных сияний, в частности эффект образования области свечения в форме «яблочка».

Во многих случаях, в том числе как показано на рис. 6.11, фрагменты кольца обычно выглядят как цепочка дискретных лучей, вытянутых вдоль магнитного поля (рис. 6.11, изображение с длиной волны 557.7 нм), но они более непрерывны и хорошо выражены на длине волны 630.0 нм. Свечение в форме пятна с кольцом следует за лучом передатчика, когда он переключается между магнитным зенитом и вертикальным положением луча. Хотя центр возмущенной области немного смещается в сторону магнитного зенита, тогда как луч передатчика направлен вертикально. Оптическое кольцо расположено параллельно углублениям или выпуклостям по краю центрального пятна. Оно особенно заметно на изображениях, сделанных сразу после смены положения луча, но имеют тенденцию к некоторому радиальному перемещению внутрь со временем.

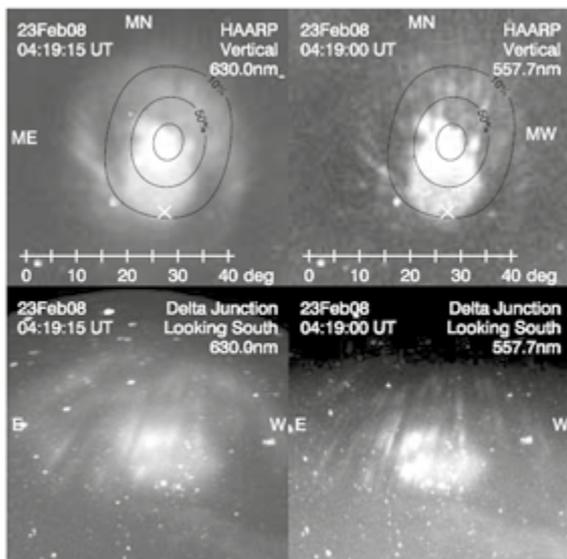


Рисунок 6.11. Оптические изображения при взгляде вверх (верхняя панель) и с перекрестка Дельта в 160 км к северу от HAARP при взгляде под углом около 45 ° (нижняя панель). Контуры вертикального луча передатчика HAARP при 10, 50 и 90% от полной ERP накладываются на данные с сайта HAARP вместе со шкалой, показывающей угловую протяженность функций [Pedersen et al., 2009]

В работе [Pedersen et al., 2009] дан качественный физический анализ процессов возбуждения свечения и процессов, связанных с моделированием траектории радиолуча. На рис. 6.12 показаны траектории ВЧ-лучей, исходящих с интервалом 1° от вертикали до зенитного угла 30°. Лучи передатчика на частоте 2.85 МГц могут проникать в ионосферу почти повсюду, достигая верхнегибридного резонанса f_{uh} (черный контур), находящегося в F -области ионосферы. ВЧ-лучи, возникающие между зенитным углом от 4° до 12°, отклоняются от центра луча и собираются вместе, когда они пересекают f_{uh} вблизи 12°. Высокая плотность мощности в этой области хорошо коррелирует с наблюдаемыми оптическими кольцами, в то время как в области между 4° и 12° ожидается небольшое излучение, поскольку ВЧ-лучи отводятся наружу в кольцо. Предполагая, что оптическое излучение возникает около f_{uh} , можно также ожидать очень сильного излучения от центра луча на высоте 195 км, где эффективная мощность излучения находится на максимуме.

Дальнейшие многочисленные наблюдения оптического свечения ионосферной плазмы, вызванного мощным радиоизлучением при нагревных экспериментах на стенде HAARP, после увеличения его мощности в 2007 году, показали частое появление оптической картины «яблочка», т. е. свечения в виде пятна внутри кольца. В то же время возникновение вторичных искусственных слоев на данных ионограммы и увеличение общего электронного содержания, вызванного передатчиком, указывают на то, что значительное увеличение плотности происходит в

нижней части F-области, где плотность мощности выше из-за близости к передатчику. Траектории лучей через ионосферу, полученные в результате измерений, показывают искусственную ионизацию в нижней части области F, отклоняющую мощность передатчика за счет преломления в кольцевую область на много градусов от центра луча, что близко соответствует оптическим измерениям. Таким образом, результирующие диаграммы направленности можно рассматривать как индикатор усиления ионизации на низких высотах в центральной части луча передатчика.

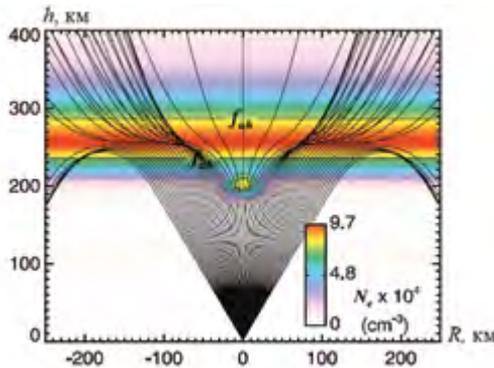


Рисунок 6.12. Траектории лучей на частоте 2.85 МГц через фоновую ионосферу, возмущенную локализованным слоем дополнительной ионизации [Pedersen et al., 2009]

Сильное оптическое излучение от высокоэнергетических состояний молекул, возбужденных надтепловыми электронами, в том числе излучение с длиной волны 427.8 нм от образования N_2^+ , хорошо согласуется с наблюдаемыми искусственными слоями плотности, образованными за счет надтеплого электронного удара. Оценка скорости ионизации показала, что для получения наблюдаемого увеличения плотности требуется мощность излучения, равная 10% от полной мощности или даже меньше, которую может генерировать передатчик. Данные оценки согласуются с оценками скорости ионизации, рассчитанными по интенсивности оптического излучения.

Из работ последних лет укажем на работы [Грач и др., 2012; Blagoveshchenskaya et al., 2014; Клименко и др., 2017], где проанализированы результаты экспериментов, проведенных на стендах EISCAT и «Сура» по исследованию зависимости свечения ионосферы в красной (630 нм) и зеленой (557.7 нм) линиях атомарного кислорода от частоты и поляризации волны накачки в F-области ионосферы. В работе [Blagoveshchenskaya, 2020] представлен краткий обзор экспериментальных исследований возмущения высокоширотной верхней ионосферы (F-область) мощными КВ-радиоволнами на стенде EISCAT за 25-летнее сотрудничество между Арктическим и антарктическим научно-исследовательским институтом (ААНИИ) и Европейской научной ассоциацией по некогерентному рассеянию (EISCAT). Представлены новые результаты: обнаружено, что мощные КВ-радиоволны Х-поляризации,

инжектируемые в высокоширотный F_2 -слой ионосферы по направлению к магнитному зениту, способны генерировать искусственные выровненные по полю неоднородности, искусственные оптические излучения красной (630 нм) и зеленой (557.7 нм) линии, ионно-акустические и ленгмюровские электростатические волны, а также спектральные компоненты в узкополосной вынужденной электромагнитной эмиссии, наблюдаемой на большом расстоянии от ВЧ-установки.

Так как излучение определяется главным образом концентрацией и энергетикой электронов, то для объяснения этого явления необходима разработка всесторонней физической модели и соответствующего численного алгоритма для ее описания. В данной работе рассматривалась главным образом D -область ионосферы, где поглощается основная часть энергии электромагнитной волны, и, соответственно, выполнен численный анализ искусственного люминесцентного излучения этой области.

Вместе с тем следует отметить, что существенные трудности в сравнении расчетных и экспериментальных данных связаны с достаточно сложной поперечной структурой радионагревного потока излучения, обусловленного не только общим средним распределением энергии по радиусу луча, но и более мелкой структурой, связанной с дифракцией радиоизлучения и начальными характеристиками антенного поля. Так как детальные экспериментальные исследования вызывают серьезные трудности, то были разработаны численные алгоритмы для моделирования диаграммы направленности существующих и перспективных антенных решеток радионагревных стендов [Cohen et al., 2010; Rietveld et al., 2016; Васильев и др., 2020].

Реалистичная диаграмма направленности ВЧ-излучения от антенного массива HAARP (включая боковые лепестки) дана в работе [Cohen et al., 2010b]. На рис. 6.13 показана относительная ВЧ-энергия, поступающая в ионосферу (на высоте 60 км), для нескольких различных режимов луча HAARP, при этом нагревный стенд способен расширять луч либо в одном направлении (с), либо в обоих направлениях (d), объединяя основной луч с боковыми лепестками, таким образом распределяя мощность по большей площади.

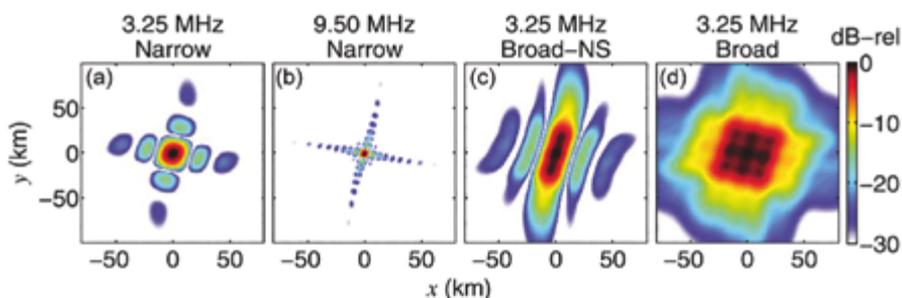


Рисунок 6.13. Относительная плотность мощности на 60 км от ВЧ-группы антенн стенда HAARP в четырех режимах луча: (a) 3.25 МГц «узкий луч», (b) 9.50 МГц «узкий луч», (c) 3.25 МГц, расширенный в направлении север-юг, и (d) 3.25 МГц, расширенный в обоих направлениях [Cohen et al., 2010b]

В работе [Rietveld et al., 2016] представлены результаты моделирования диаграммы направленности и ERP для антенного массива 1 и массива 2 нагревного стенда EISCAT. Расчеты были выполнены с помощью специально разработанного одним из авторов программного комплекса (на базе Numerical Electromagnetics Code (NEC)), который позволяет строить диаграмму направленности и ERP из автоматически записываемых файлов журнала передатчика почти в реальном времени. Пример такого расчета представлен на рис. 6.14.

В работе отмечается, что при моделировании важным фактором является учет земной поверхности, так как она не является идеальным отражателем и ее проводимость и диэлектрическая проницаемость зависят от материала, из которого она состоит, и, таким образом, при учете реального грунта ERP составила 75% от ERP при идеальном грунте.

Общий характер детальной структуры поля в определенной степени аналогичен дифракционной картине оптического поля двух перпендикулярных дифракционных решеток [Сивухин, 1980]. В расчетах полагалось, что профиль луча имеет гауссову форму с полушириной 30 км на высоте 200 км. В обзоре [Васильев и др., 2020] дается представление о возможной архитектуре будущего нагревного стенда, рассматривается моделирование антенной решетки для случаев прямоугольной, гексагональной и кольцевой структуры. Результаты моделирования диаграммы направленности фазированных антенных решеток разных конфигураций представлены на рис. 6.15.

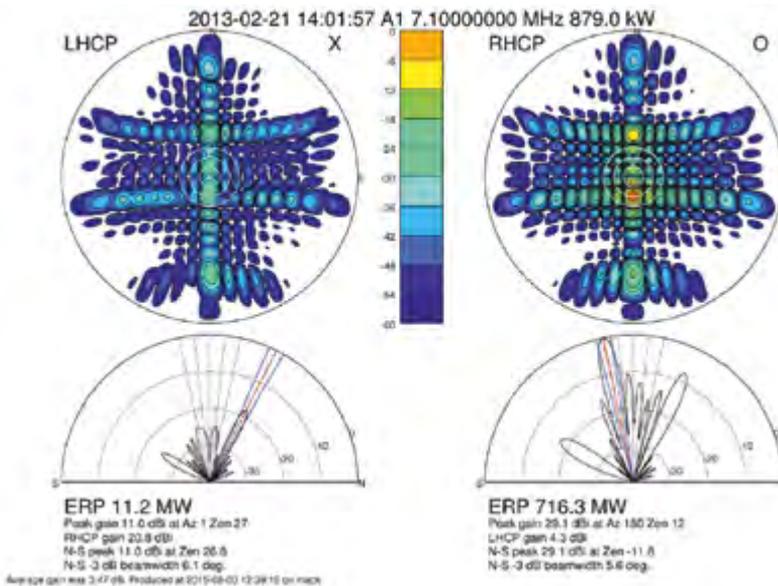


Рисунок 6.14. Пример диаграммы направленности и ERP, рассчитанных для типичного эксперимента, с выравниванием по полю для антенного массива 1 нагревного стенда EISCAT [Rietveld et al., 2016]

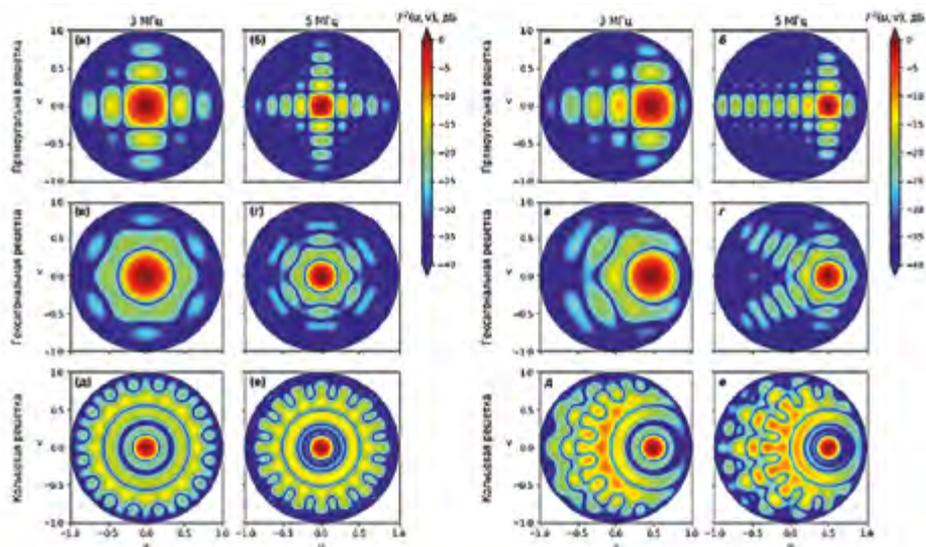


Рисунок 6.15. Сравнение диаграмм направленности фазированных антенных решеток разных конфигураций без фазового смещения между излучающими элементами (слева) и при наклоне основного лепестка ДМ на 30° (справа): а, б – прямоугольная решетка (64 антенны); в, г – гексагональная решетка (61 антенна); д, е – кольцевая решетка (по 36 антенн на каждый поддиапазон); а, в, д – для частоты 3 МГц; б, г, е – 5 МГц [Васильев и др., 2020]

Как показал анализ, приведенный в работе, каждое расположение антенных элементов имеет свои преимущества и недостатки, однако наиболее эффективным является прямоугольное построение.

Знание коэффициента усиления антенны, диаграммы направленности и формы радиолуча становится актуальным в связи с возрастающей актуальностью и усложнением моделирования нагревных эффектов, поглощения радиоизлучения и расчетов электронной температуры при исследовании нижней и верхней ионосферы.

ГЛАВА 7. КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЕ МОЩНОГО ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

На рис. 7.1 представлена схема решения пространственно-временной задачи по расчету параметров ионосферы при воздействии направленного потока радиоволн от нагревного стенда. В начальный момент времени задаются плотность потока радиоволн у поверхности Земли q_0 , частота излучения f и высотные распределения температур и концентраций компонент, входящих в химический состав невозмущенной области ионосферы.



Рисунок 7.1. Схема решения пространственно-временной задачи с учетом взаимосвязи кинетической и динамической части. Здесь ИХБ – атомы, ионы и молекулы, участвующие в ионизационно-химических процессах

После задания начальных условий производится расчет температуры тяжелых частиц и температуры электронов, по полученным значениям рассчитываются константы скоростей ионизационно-химического, метастабильного, кластерного, колебательного блоков и малых составляющих атмосферы, которые участвуют в системе кинетических уравнений.

7.1 Ионизационно-химический состав возмущенной нижней ионосферы

В таблице 7.1 приведен перечень компонентов, участвующих в кинетическом блоке. Все компоненты разделены на шесть групп. Графа «Группы» разделена на две подграфы: в первой колонке дано обозначение компонента в том виде, в котором он задан в программном коде, например, uC – имя переменной ионизационно-химического блока, $[i]$ – номер переменной, $i = 0 \dots 14$; во второй колонке дано наименование самого компонента. Аналогично для всех блоков, кроме блока колебательно-возбужденных компонент. В этом случае идет двойная индексация –

$yO[i][j]$, где i – номер компонента (например, N_2 , O_2 и т.д.), j – номер уровня колебательно-возбужденного состояния ($N_2(1)$, $O_2(1)$ и т. д.).

Благодаря такому построению при программной реализации можно добавлять компоненты или кинетические реакции в любой из блоков, не меняя существенно алгоритм программы.

Группа 1 содержит 15 компонент вместе с электронами. В этой группе учтены компоненты, образующиеся в результате реакций основных составляющих ионосферы N_2 и O_2 .

Группа 2 содержит 7 компонент основных малых составляющих естественной атмосферы, образованных в результате наличия в ней углерода и водорода.

В **группе 3** представлены 14 положительных и отрицательных ионно-связок (кластеров). При определенных условиях они, также как и компоненты ионизационно-химического блока, то есть группы 1, могут оказывать влияние на электронную концентрацию.

Группа 4 содержит 13 компонент, электронное возбуждение которых определяет оптическое свечение возмущенной области ионосферы в видимом диапазоне спектра, за которое ответственны в основном возбужденные частицы в метастабильном состоянии.

Группа 5 содержит 20 компонент с возбужденными колебательными состояниями. Большинство из них ответственны за инфракрасное свечение, а некоторые являются накопителями колебательной энергии ($N_2(1)$, $O_2(1)$). В конкретных задачах можно учитывать лишь некоторые из них, дающих определенный вклад в ИК-излучение.

В **группе 6** представлены возможные примеси и образующиеся из них компоненты. В рассматриваемой задаче примеси не учитывались.

При выходе концентраций на естественный уровень после окончания действия источника возмущения начинает играть роль солнечное излучение. В разделе 7.3 приведены основные фотопроцессы и их константы скоростей (приближенные значения). Эти значения были получены в работе [Ступицкий, Репин, 2002] на основе имеющихся экспериментальных данных и только для наиболее важных компонентов, которые содержатся в D -области.

Таблица 7.1. Распределение компонент ионосферы по группам

Группа I		Группа II		Группа III		Группа IV		Группа V			Группа VI	
Обозн.	Элемент	Обозн.	Элемент	Обозн.	Элемент	Обозн.	Элемент	Обозн.	Элемент	Обозн.	Элемент	Элемент
уС[0]	O ₂	уS[0]	C	уK[0]	O ₄ ⁺	уM[0]	O(¹ D)	уO[0]	N ₂ (0)	уA[0]	A	
уС[1]	O	уS[1]	CO	уK[1]	O ₂ ⁺ (H ₂ O)	уM[1]	O(¹ S)	уO[1]	N ₂ (1)			
уС[2]	O ₃	уS[2]	CN	уK[2]	H ₃ O ⁺	уM[2]	N(² D)	уO[2]	N ₂ (2)	уA[1]	AO	
уС[3]	O ₂ ⁺	уS[3]	CO ₂	уK[3]	H ₃ O ⁺ (OH)	уM[3]	N(² P)	уO[0]	N ¹⁴ N ¹⁵ (0)	уA[2]	AO ₂	
уС[4]	O ⁺	уS[4]	H	уK[4]	H ⁺ (H ₂ O) ₂	уM[4]	O ₂ (¹ Δ _g)	уO[1]	N ¹⁴ N ¹⁵ (1)			
уС[5]	O ₂ ⁻	уS[5]	OH	уK[5]	H ₃ O ₂ ⁺	уM[5]	N ₂ (⁴ Σ _u ⁺)	уO[0]	NO(0)	уA[3]	A ⁺	
уС[6]	NO	уS[6]	H ₂ O	уK[6]	NO ⁺ (H ₂ O)	уM[6]	O ⁺ (² D)	уO[1]	NO(1)			
уС[7]	NO ⁺			уK[7]	NO ⁺ N ₂	уM[7]	O ⁺ (² P)	уO[0]	OH(0)	уA[4]	A ₂ ⁺	
уС[8]	NO ₂			уK[8]	NO ⁺ (CO ₂)	уM[8]	O ₂ (^a 4Π _u)	уO[1]	OH(1)			
уС[9]	N ₂ O			уK[9]	NO ⁺ (H ₂ O) ₂	уM[9]	O ₂ (^b 1Σ _g ⁺)	уO[2]	CO(0)			
уС[10]	N ₂			уK[10]	O ⁻	уM[10]	N ⁺ (¹ D)	уO[3]	CO(1)			
уС[11]	N			уK[11]	O ₃ ⁻	уM[11]	N ⁺ (¹ S)	уO[0]	NO ⁺ (0)			
уС[12]	N ₂ ⁺			уK[12]	NO ₂ ⁻	уM[12]	N ₂ (^a Σ _u ⁻)	уO[1]	NO ⁺ (1)			
уС[13]	N ⁺			уK[13]	CO ₃ ⁻			уO[2]	N ₂ O(000)			
уС[14]	n _e							уO[3]	N ₂ O(001)			
								уO[4]	N ₂ O(100)			
									N ₂ O(101)			
									N ₂ O(100)			
									H ₂ O(010)			
									H ₂ O(000)			
									H ₂ O(001)			
									H ₂ O(010)			
									H ₂ O(100)			
									O ₃ (000)			
									O ₃ (001)			
									O ₃ (100)			
									CO ₂ (000)			
									CO ₂ (001)			
									CO ₂ (010)			
									CO ₂ (020)			
									CO ₂ (100)			

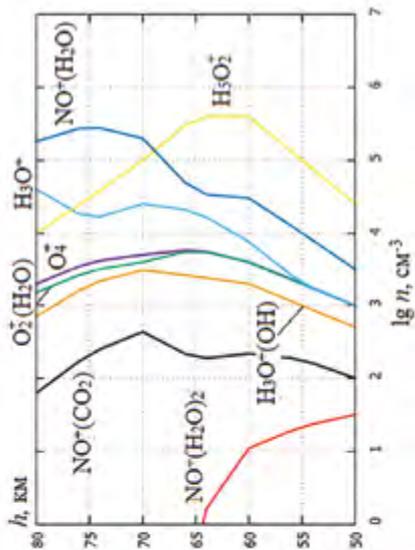


Рисунок 7.2. Основные составляющие атмосферы

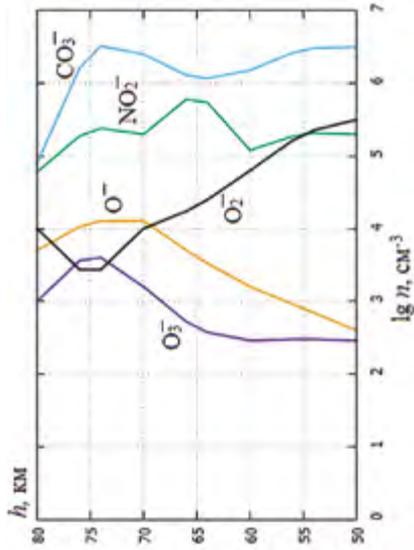


Рисунок 7.4. Положительные и отрицательные ионы

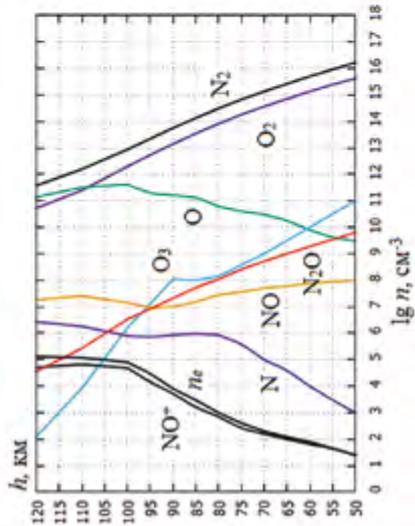


Рисунок 7.3. Малые составляющие атмосферы

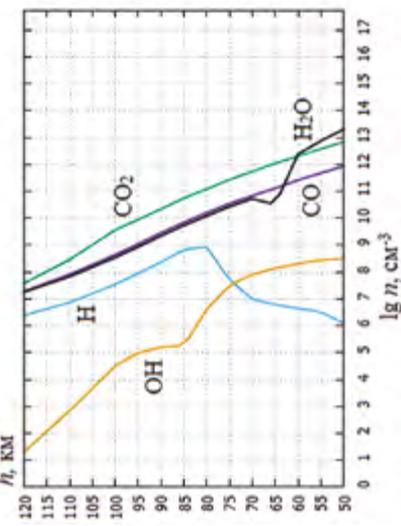


Рисунок 7.3. Малые составляющие атмосферы

На рисунках 7.2–7.4 представлены высотные распределения концентраций компонент ионизационно-химического, кластерного блока и малые составляющие атмосферы в невозмущенных дневных условиях, полученные в результате кусочно-линейной интерполяции по экспериментальным данным, представленным в таблице 1 приложения [Ступицкий, Холодов, 2019]:

$$n_k(h) = \frac{n_k(z_{i+1}) - n_k(z_i)}{z_{i+1} - z_i} h + n_k(z_{i+1}) - \frac{n_k(z_{i+1}) - n_k(z_i)}{z_{i+1} - z_i} z_{i+1},$$

где $n_k(z_i)$ – концентрация k -го компонента на i -ом слое;

$n_k(z_{i+1})$ – концентрация k -го компонента на $i + 1$ слое;

z_i, z_{i+1} – высота i -го и $i + 1$ слоя;

h – высота, на которой рассчитывается концентрация k -го компонента.

Данные высотные зависимости задаются в качестве начальных условий при расчете полной кинетической и динамической задачи.

7.2. Схема кинетических процессов

В данном разделе приводятся схемы кинетических процессов, определяющих ионизационно-химический состав и люминесцентное свечение возмущенной области.

В таблице 7.2 и 7.3 представлен блок реакций, определяющих ионизационно-химический состав в разогретой смеси основных компонентов воздуха и малых составляющих. Учтены основные реакции и, в частности, диссоциация электронами.

В таблице 7.4 приведена схема образования и разрушения положительных и отрицательных ионных связей и соответствующие константы скоростей, взятые из первых работ по ионным связкам в D-области ионосферы и в лабораторных условиях. Точность этих данных невелика, и неизвестны результаты их распада при рекомбинации электронов, однако везде отмечается, что скорость этого процесса велика ($\sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$).

Если на воздух воздействует поток жесткого излучения с мощностью энерговыделения в единице объема $Q[\text{эВ}/\text{см}^3\text{с}]$, то скорость ионизации каждой k -ой компоненты воздушной смеси будет q_{ki} , равная

$$q_{ki} = \frac{n_k Q}{n w_i} \left(\frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right),$$

где n_k, n – концентрация k -ой компоненты и общая концентрация частиц; $w_i \approx 33 \text{ эВ}$ – средняя энергия, необходимая для рождения одной электрон-ионной пары.

При этом скорость рождения тепловых электронов от всех сортов частиц будет

$$q_i = \sum q_{ki} = \frac{Q}{w_i} \left(\frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right).$$

В таблице 7.5 представлен блок реакций, определяющих концентрацию метастабилей электронно-возбужденных частиц воздуха, указанных в

таблице 7.1. Метастабилы участвуют как в химических реакциях, так и определяют фоновое свечение разреженной атмосферы в основном в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра. Скорость возбуждения жестким излучением частиц сорта « k » по s -му каналу определяется выражением

$$q_{ki} = \frac{n_k}{n} \cdot q_i \eta_{sk} \left(\frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right),$$

где η_{sk} – доля энергии от q_i , переходящая в k -ый канал. Величина η_{sk} определена для ряда электронных и колебательных переходов в результате расчета деградационного спектра электронов по уравнению Больцмана для возбуждения быстрыми электронами e_β . В таблице 7.5 приведены для возбуждения ряда метастабилей значения $q_i \eta_{sk} / n$ (1/с). Аналогичные выражения применимы и для разрешенных переходов, однако из-за очень короткого их времени жизни при импульсном воздействии они формируют короткую вспышку излучения, а при непрерывном воздействии их концентрация мала, и они не влияют на ионизационно-химические процессы.

В таблице 7.6 дана схема процессов возбуждения и дезактивации колебательных состояний. Учтены практически все ИК-активные молекулы. Как известно, симметричные молекулы не излучают, однако они также могут играть существенную роль в общей колебательной кинетике.

В условиях сильного разогрева может возникнуть многократная ионизация легкоионизируемых примесей в самом начале эволюции плазменного сгустка. Однако в результате быстрого процесса перезарядки происходит деградация зарядового спектра ионов примеси до $z = 1$. Поэтому для каждого из указанных элементов примеси, учитывая, что константы скоростей их частиц с молекулами воздуха известны мало, можно использовать приближенную схему их поведения в неравномерных условиях, примерно одинаковую для всех указанных элементов (табл. 7.7).

В таблицах 7.2–7.7 приняты следующие обозначения: M – нейтральная частица воздуха; T , T_e – температура нейтральных частиц и температура электронов, в К; j , \bar{j} – прямые и обратные константы скоростей бинарных реакций имеют размерность $\text{см}^3/\text{с}$, для тройных – $\text{см}^6/\text{с}$.

Таблица 7.2. Схема ионизационно-химических реакций в разогретой смеси воздуха

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
1	$O_2 + M \leftrightarrow O + O + M$	$1.5 \cdot 10^{-4} T^{-1} \exp\left(-\frac{59415}{T}\right)$	$1.7 \cdot 10^{-26} T^{-2}$
2	$N_2 + M \leftrightarrow N + N + M$	$9.3 \cdot 10^{-2} T^{-1.7} \exp\left(-\frac{113300}{T}\right)$	$3.0 \cdot 10^{-32} T^{-1/2}$
3	$N_2 + O \leftrightarrow NO + N$	$1.2 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{38000}{T}\right)$	$2.6 \cdot 10^{-11}$
4	$O_2 + N \leftrightarrow NO + O$	$2.2 \cdot 10^{-14} T \exp\left(-\frac{3562}{T}\right)$	$5.2 \cdot 10^{-15} T \exp\left(-\frac{19620}{T}\right)$
5	$N_2 + O_2 \leftrightarrow NO + NO$	$15 T^{-3/2} \exp\left(-\frac{64700}{T}\right)$	$2.7 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{38100}{T}\right)$
6	$N + O + M \leftrightarrow NO + M$	$2.8 \cdot 10^{-28} T^{-1/2}$	$6.6 \cdot 10^{-4} T^{-3/2} \exp\left(-\frac{75500}{T}\right)$
7	$O_3 + N \leftrightarrow NO + O_2$	$2.0 \cdot 10^{-12} T^{1/2} \exp\left(-\frac{12110}{T}\right)$	$2.8 \cdot 10^{-15} T \exp\left(-\frac{65700}{T}\right)$
8	$O + O_2 + M \leftrightarrow O_3 + M$	$3.6 \cdot 10^{-35} \exp\left(\frac{900}{T}\right)$	$4.1 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{12000}{T}\right)$
9	$O_3 + O \leftrightarrow O_2 + O_2$	$1.2 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{2010}{T}\right)$	$1.1 \cdot 10^{-14} T^{1/2} \exp\left(-\frac{49000}{T}\right)$
10	$NO + O_2 \leftrightarrow NO_2 + O$	$3.3 \cdot 10^{-15} T^{1/2} \exp\left(-\frac{2270}{T}\right)$	$3 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{550}{T}\right)$
11	$NO + O + M \leftrightarrow NO_2 + M$	$5 \cdot 10^{-33} \exp\left(\frac{900}{T}\right)$	$6.5 \cdot 10^{-8} \exp\left(-\frac{35500}{T}\right)$
12	$N_2 + O_2 \leftrightarrow N_2O + O$	$10^{-10} \exp\left(-\frac{52200}{T}\right)$	$\sim 10^{-12}$
13	$NO + NO \leftrightarrow N_2O + O$	$2.2 \cdot 10^{-12} \exp\left(-\frac{32100}{T}\right)$	$\sim 10^{-12}$
14	$N + O \leftrightarrow NO^+ + e$	$1.5 \cdot 10^{-12} \exp\left(-\frac{32500}{T}\right)$	$4 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{1.2}$
15	$O + O \leftrightarrow O_2^+ + e$	$2.9 \cdot 10^{-12} \left(\frac{T}{11610}\right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(-\frac{80100}{T}\right)$	$2.2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)$
16	$N + N \leftrightarrow N_2^+ + e$	$8.8 \cdot 10^{-12} \left(\frac{T}{11610}\right)^{\frac{1}{4}} \exp\left(-\frac{67300}{T}\right)$	$3 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)$
17	$O_2 + e \leftrightarrow O_2^+ + e + e$	$8.2 \cdot 10^7 T_e^{-3} \exp\left(-\frac{140500}{T_e}\right)$	$1.71 \cdot 10^{-8} T_e^{-9/2}$
18	$N_2 + e \leftrightarrow N_2^+ + e + e$	$8.2 \cdot 10^7 T_e^{-3} \exp\left(-\frac{181100}{T_e}\right)$	$1.71 \cdot 10^{-8} T_e^{-9/2}$

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Продолжение табл. 7.2

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
19	$O + e \leftrightarrow O^+ + e + e$	$8.2 \cdot 10^7 T_e^{-3} \exp\left(-\frac{157900}{T_e}\right)$	$1.71 \cdot 10^{-8} T_e^{-9/2}$
20	$N + e \leftrightarrow N^+ + e + e$	$8.2 \cdot 10^7 T_e^{-3} \exp\left(-\frac{168800}{T_e}\right)$	$1.71 \cdot 10^{-8} T_e^{-9/2}$
21	$NO + e \leftrightarrow NO^+ + e + e$	$8.2 \cdot 10^7 T_e^{-3} \exp\left(-\frac{107900}{T_e}\right)$	$1.71 \cdot 10^{-8} T_e^{-9/2}$
22	$O^+ + e \rightarrow O + h\nu$	$2.7 \cdot 10^{-13} \left(\frac{11610}{T_e}\right)^{3/4}$	0
23	$N^+ + e \rightarrow N + h\nu$	$2.7 \cdot 10^{-13} \left(\frac{11610}{T_e}\right)^{3/4}$	0
24	$O_2 + e + M \leftrightarrow O_2^- + M$	$1.4 \cdot 10^{-29} \frac{300}{T_e} \exp\left(-\frac{600}{T_e}\right)$	$1.9 \cdot 10^{-12} \left(\frac{T}{300}\right)^{-1.5} \exp\left(-\frac{4990}{T}\right)$
25	$O^+ + N_2 \leftrightarrow NO^+ + N$	$3 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-8} \left(\frac{11610}{T}\right) \exp\left(-\frac{12600}{T}\right)$
26	$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$4 \cdot 10^{-11}$	0
27	$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$	$5 \cdot 10^{-10}$	0
28	$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$	$2 \cdot 10^{-11}$	0
29	$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	$8 \cdot 10^{-10}$	0
30	$X^+ + Y^- \rightarrow X + Y$	$5 \cdot 10^{-9} \left(\frac{11610}{T}\right)$	0
31	$O_2^+ + N \rightarrow NO^+ + O$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	0
32	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$4.7 \cdot 10^{-11} \left(\frac{300}{T}\right)^{1.67}$	0
33	$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N$	$4.5 \cdot 10^{-10}$	0
34	$N_2 + e \rightarrow N + N + e$	$3.1 \cdot 10^{-11} T_e^{1/2} \exp\left(-\frac{97500}{T_e}\right)$	0
35	$O_2 + e \rightarrow O + O + e$	$2.9 \cdot 10^{-11} T_e^{1/2} \exp\left(-\frac{72000}{T_e}\right)$	0
36	$NO + e \rightarrow N + O + e$	$3.1 \cdot 10^{-11} T_e^{1/2} \exp\left(-\frac{66100}{T_e}\right)$	0

Таблица 7.3. Схема процессов диссоциации малых компонент ионосферы

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
1	$\text{CO}_2 + \text{M} \leftrightarrow \text{CO} + \text{O} + \text{M}$	$10^{-8} \exp\left(-\frac{63300}{T}\right)$	10^{-36}
2	$\text{CO}_2 + \text{O} \leftrightarrow \text{CO} + \text{O}_2$	$10^{-12} \exp\left(-\frac{29500}{T}\right)$	$10^{-15} \exp\left(-\frac{25600}{T}\right)$
3	$\text{CO} + \text{M} \leftrightarrow \text{C} + \text{O} + \text{M}$	$10^{-8} \exp\left(-\frac{129000}{T}\right)$	10^{-35}
4	$\text{C} + \text{N}_2 \leftrightarrow \text{CN} + \text{N}$	$3 \cdot 10^{-14} \exp\left(-\frac{31500}{T}\right)$	$8 \cdot 10^{-12} \sqrt{T}$
5	$\text{H}_2\text{O} + \text{M} \leftrightarrow \text{O} + \text{OH} + \text{M}$	$10^{-11} \exp\left(-\frac{59400}{T}\right)$	10^{-31}
6	$\text{OH} + \text{M} \leftrightarrow \text{O} + \text{H} + \text{M}$	$10^{-8} \exp\left(-\frac{51000}{T}\right)$	10^{-32}
7	$\text{O}_3 + \text{H} \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$	$2.6 \cdot 10^{-11}$	0
8	$\text{CO} + e \rightarrow \text{C} + \text{O} + e$	$3.1 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_e} \exp\left(-\frac{89400}{T_e}\right)$	0
9	$\text{OH} + e \rightarrow \text{O} + \text{H} + e$	$3.1 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_e} \exp\left(-\frac{47000}{T_e}\right)$	0

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Таблица 7.4. Схема образования и разрушения некоторых ионных связей

№	Реакция образования положительных ионных связей	Константа скорости прямой реакции j
1	$O_2^+ + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + O_2$	$2.4 \cdot 10^{-30} (300/T)^{3.2}$
2	$O_2^+ + H_2O + M \rightarrow O_2^+(H_2O) + M$	$2.6 \cdot 10^{-28}$
3	$O_4^+ + H_2O \rightarrow O_2^+(H_2O) + O_2$	$1.7 \cdot 10^{-9}$
4	$O_2^+(H_2O) + H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH + O_2$	$3 \cdot 10^{-10}$
5	$O_2^+(H_2O) + H_2O \rightarrow H_3O^+(OH) + O_2$	$1.4 \cdot 10^{-9}$
6	$H_3O^+(OH) + H_2O \rightarrow H^+(H_2O)_2 + OH$	$3.2 \cdot 10^{-9}$
7	$H_3O^+(OH) + H_2O \rightarrow H_5O_2^+ + OH$	$3 \cdot 10^{-9}$
8	$H_3O^+ + H_2O + M \rightarrow H_5O_2^+ + M$	$3.5 \cdot 10^{-27}$
9	$O_4^+ + O \rightarrow O_2^+ + O_3$	$3 \cdot 10^{-10}$
10	$NO^+ + N_2 + N_2 \rightarrow NO^+(N_2) + N_2$	$2.0 \cdot 10^{-31} (300/T)^{4.4}$
11	$NO^+ + H_2O + M \rightarrow NO^+(H_2O) + M$	$1.6 \cdot 10^{-28}$
12	$NO^+(H_2O) + H_2O + M \rightarrow NO^+(H_2O)_2 + M$	10^{-27}
13	$NO^+ + CO_2 + N_2 \rightarrow NO^+(CO_2) + N_2$	$2.5 \cdot 10^{-29}$
14	$NO^+(CO_2) + H_2O \rightarrow NO^+(H_2O) + CO_2$	10^{-9}
15	$O_4^+ + e \rightarrow O_2 + O_2$	$2.3 \cdot 10^{-6}$
16	$O_4^+(H_2O) + e \rightarrow O_2 + H_2O$	$8 \cdot 10^{-6}$
17	$H^+(H_2O)_2 + e \rightarrow \text{нейтралы}$	$2 \cdot 10^{-6}$
18	$H_3O^+ + e \rightarrow \text{нейтралы}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$
19	$H_3O^+(OH) + e \rightarrow \text{нейтралы}$	$8 \cdot 10^{-6}$
20	$H_5O_2^+ + e \rightarrow \text{нейтралы}$	$2.7 \cdot 10^{-6}$
21	$NO^+(M) + e \rightarrow \text{нейтралы}$	$\sim 10^{-7}$

Продолжение табл. 7.4

№	Реакция образования отрицательных ионных связей	Константа скорости прямой реакции j
22	$O + e \rightarrow O^- + h\nu$	$1.3 \cdot 10^{-15}$
23	$O_3 + e \rightarrow O^- + h\nu$	$4 \cdot 10^{-11}$
24	$O^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O$	$7 \cdot 10^{-10}$
25	$O_2^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O_2$	$3 \cdot 10^{-10}$
26	$O^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_3^- + O_2$	$2 \cdot 10^{-30}$
27	$O_3^- + N_2 \rightarrow NO_2^- + NO$	10^{-12}
28	$O_2^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O_2$	$1.6 \cdot 10^{-9}$
29	$O^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O$	$1.2 \cdot 10^{-9}$
30	$O^- + O \rightarrow O_2 + e$	$1.9 \cdot 10^{-10}$
31	$O^- + N_2 \rightarrow N_2O + e$	$5 \cdot 10^{-13}$
32	$O^- + O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_3 + e$	$3 \cdot 10^{-10}$
33	$O_2^- + O(^3P) \rightarrow O_3 + e$	$1.5 \cdot 10^{-10}$
34	$O_2^- + O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2 + O_2 + e$	$2 \cdot 10^{-10}$
35	$O_2^- + N(^4S) \rightarrow NO_2 + e$	$5 \cdot 10^{-10}$
36	$O_2^- + h\nu \rightarrow O_2 + e$	0.33
37	$O_3^- + O \rightarrow O_2^- + O_2$	10^{-10}
38	$O_3^- + CO_2 \rightarrow CO_3^- + O_2$	$4 \cdot 10^{-10}$
39	$CO_3^- + O \rightarrow O_2^- + CO_2$	$8 \cdot 10^{-11}$

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Таблица 7.5. Схема процессов возбуждения и дезактивации метастабильных состояний

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
1.1	$O + e \leftrightarrow O(^1D) + e$	$\bar{j}_{1.1} \exp\left(-\frac{2.27 \cdot 10^4}{T_e}\right)$	$5.6 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_e} (0.406 + 3.57 \cdot 10^{-5} T_e)$
1.2	$O_2^+ + e \rightarrow O(^1D) + O$	$1.8 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{1/2}$	0
1.3	$O(^1D) + M \rightarrow O + M$	$5 \cdot 10^{-11}$	0
1.4	$O(^1D) \rightarrow O + hv_{0.63}$	$6.8 \cdot 10^{-3}$	0
1.5	$O_2^+(a^4\Pi_u) + e \rightarrow 2O(^1D)$	$2.2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{2/3}$	0
1.6	$O + e_\beta \rightarrow O(^1D) + e_\beta$	$0.64 \frac{q_i}{n}$	0
2.1	$O + e \leftrightarrow O(^1S) + e$	$\bar{j}_{2.1} \exp\left(-\frac{4.88 \cdot 10^4}{T_e}\right)$	$2.8 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_e} (0.406 + 3.57 \cdot 10^{-5} T_e)$
2.2	$O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O$	$2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{1.2}$	0
2.3	$O(^1S) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$8 \cdot 10^{-12}$	0
2.4	$O(^1S) \rightarrow O(^1D) + hv$	1.06	0
2.5	$O(^1S) \rightarrow O + hv$	0.045	0
2.6	$O + e_\beta \rightarrow O(^1S) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
3.1	$N + e \leftrightarrow N(^2D) + e$	$\bar{j}_{3.1} \exp\left(-\frac{27650}{T_e}\right)$	$1.4 \cdot 10^{-11} T_e^{0.6}$
3.2	$N_2^+ + e \rightarrow N(^2D) + N$	$1.8 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{0.39}$	0
3.3	$N_2^+ + O \rightarrow N(^2D) + NO^+$	$1.4 \cdot 10^{-10} (300/T_e)^{0.44}$	0
3.4	$NO^+ + e \rightarrow N(^2D) + O$	$4.1 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{1/3}$	0
3.5	$N(^2D) + O_2 \rightarrow N + O_2$	$4 \cdot 10^{-14} \sqrt{T}$	0
3.6	$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O$	$5 \cdot 10^{-12}$	0
3.7	$N(^2D) + NO \rightarrow N_2 + O$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	0

Продолжение табл. 7.5

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
3.8	$N(^2D) + O_2^+ \rightarrow NO^+ + O$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	0
3.9	$N(^2D) \rightarrow N + hv_{0.52}$	$1.67 \cdot 10^{-5}$	0
3.10	$N + e_\beta \rightarrow N(^2D) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
4.1	$N + e \leftrightarrow N(^2P) + e$	$\overline{j_{4.1}} \exp\left(-\frac{4.16 \cdot 10^4}{T_e}\right)$	$7 \cdot 10^{-12} T_e^{0.6}$
4.2	$N_2^+ + e \rightarrow N(^2P) + N$	$6 \cdot 10^{-8} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.39}$	0
4.3	$N(^2P) + O_2 \rightarrow N + O_2$	$5.8 \cdot 10^{-13} \sqrt{T}$	0
4.4	$N(^2P) \rightarrow N(^2D) + hv$	$7.9 \cdot 10^{-2}$	0
4.5	$N(^2P) \rightarrow N + hv$	$5.4 \cdot 10^{-3}$	0
4.6	$N + e_\beta \rightarrow N(^2P) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
5.1	$O_2 + e \leftrightarrow O_2(^1\Delta_g) + e$	$\overline{j_{5.1}} \exp\left(-\frac{11330}{T_e}\right)$	$\frac{2.58 \cdot 10^{-2}}{T_e^{3/2}} \times$ $\times \left[2 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-3} + 0.977 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-2} \right]$
5.2	$O_2(^1\Delta_g) + O \rightarrow O_2 + O$	$1.3 \cdot 10^{-16}$	0
5.3	$O + O_3 \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O_2$	$1.2 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{2010}{T}\right)$	0
5.4	$O + O + M \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + M$	$\frac{9 \cdot 10^{-33}}{T^{0.46}}$	0
5.5	$O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2 + hv_{1.27}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$	0
5.6	$O_2 + e_\beta \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + e_\beta$	$0.541 \frac{q_i}{n}$	0
5.7	$O_2(^1\Delta_g) + M \rightarrow O_2 + M$	$4 \cdot 10^{-11}$	0
6.1	$N_2 + e \leftrightarrow N_2(A^3\Sigma) + e$	$\overline{j_{6.1}} \exp\left(-\frac{71500}{T_e}\right)$	$22.6 \overline{j_{1.1}}$
6.2	$N_2(A^3\Sigma) + O \rightarrow N_2 + O$	$5 \cdot 10^{-11}$	0
6.3	$N_2(A^3\Sigma) + O_2 \rightarrow N_2 + O_2$	$10^{-14} \sqrt{T}$	0
6.4	$N_2(A^3\Sigma) \rightarrow N_2 + hv$	0.525	0

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Продолжение табл. 7.5

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
6.5	$N_2 + e_\beta \rightarrow N_2(A^3\Sigma) + e_\beta$	$0.137 \frac{q_i}{n}$	0
7.1	$O^+ + e \leftrightarrow O^+(^2D) + e$	$\overline{j_{7.1}} \exp\left(-\frac{38700}{T_e}\right)$	$3 \cdot 10^{-8}$
7.2	$O^+(^2D) + N_2 \rightarrow O + N_2^+$	$8 \cdot 10^{-10}$	0
7.3	$O^+(^2P) \rightarrow O^+(^2D) + h\nu$	0.171	0
7.4	$O^+(^2D) \rightarrow O^+ + h\nu_{0.373}$	$7.7 \cdot 10^{-5}$	0
7.5	$O^+ + e_\beta \rightarrow O^+(^2D) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
8.1	$O^+ + e \leftrightarrow O^+(^2P) + e$	$\overline{j_{8.1}} \exp\left(-\frac{58200}{T_e}\right)$	$1.5 \cdot 10^{-7}$
8.2	$O^+(^2P) + M \rightarrow O^+ + M$	$4.8 \cdot 10^{-10}$	0
8.3	$O^+(^2P) \rightarrow O^+ + h\nu$	0.0484	0
8.4	$O^+ + e_\beta \rightarrow O^+(^2P) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
9.1	$O_2^+ + e \leftrightarrow O_2^+(a^4\Pi_u) + e$	$\overline{j_{9.1}} \exp\left(-\frac{45200}{T_e}\right)$	10^{-7}
9.2	$O_2^+(a^4\Pi_u) + M \rightarrow O_2^+ + M$	$2 \cdot 10^{-10}$	0
9.3	$O_2^+ + e_\beta \rightarrow O_2^+(a^4\Pi_u) + e_\beta$	$0.2456 \frac{q_i}{n}$	0
9.4	$O_2^+(a^4\Pi_u) \rightarrow O_2^+ + h\nu$	$\sim 10^{-5}$	0
10.1	$O_2 + e \leftrightarrow O_2(b^1\Sigma_g^+) + e$	$\overline{j_{10.1}} \exp\left(-\frac{18924}{T_e}\right)$	$10^{-12} \sqrt{T_e}$
10.2	$O_2(b^1\Sigma_g^+) + M \rightarrow O_2 + M$	$4 \cdot 10^{-11}$	0
10.3	$O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2 + h\nu$	$3.7 \cdot 10^{-11}$	0
10.4	$O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + h\nu$	0.143	0
11.1	$N^+ + e \leftrightarrow N^+(^1D) + e$	$\overline{j_{11.1}} \exp\left(-\frac{22059}{T_e}\right)$	$7 \cdot 10^{-8}$
11.2	$N^+(^1D) + M \rightarrow N^+ + M$	$5 \cdot 10^{-10}$	0
11.3	$N^+(^1D) \rightarrow N^+ + h\nu$	$4 \cdot 10^{-3}$	0

Продолжение табл. 7.5

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
11.4	$N^+ + e_\beta \rightarrow N^+(^1D) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
12.1	$N^+ + e \leftrightarrow N^+(^1S) + e$	$\overline{j_{12.1}} \exp\left(-\frac{47020}{T_e}\right)$	$2 \cdot 10^{-8}$
12.2	$N^+(^1S) + M \rightarrow N^+ + M$	10^{-10}	0
12.3	$N^+(^1S) \rightarrow N^+(^1D) + h\nu$	1.1	0
12.4	$N^+ + e_\beta \rightarrow N^+(^1S) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
13.1	$N_2 + e \leftrightarrow N_2(a^1\Sigma_u^-) + e$	$\overline{j_{13.1}} \exp\left(-\frac{97500}{T_e}\right)$	$20\overline{j_{1.1}}$
13.2	$N_2(a^1\Sigma_u^-) + M \rightarrow N_2 + M$	$5 \cdot 10^{-11}$	0
13.3	$N_2(a^1\Sigma_u^-) \rightarrow N_2 + h\nu$	1.43	0
13.4	$N_2 + e_\beta \rightarrow N_2(a^1\Sigma_u^-) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Таблица 7.6. Схема процессов возбуждения и дезактивации колебательных состояний

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции	Константа скорости обратной реакции
1.1	$N_2 + e \leftrightarrow N_2(1-10) + e$	$8.32 \cdot 10^{13} T_e^{-3/2} A_v \exp\left(-\frac{11600 C_v}{T_e}\right) \times$ $\times \left[C_v \left(\frac{1}{B_v} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-2} + 2 \left(\frac{1}{B_v} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-3} \right]$	$j_{1,1} \exp\left(\frac{11600 E_v}{T_e}\right)$
1.2	$N_2(\nu+1) + N_2 \leftrightarrow N_2(\nu) + N_2(1)$	$4.9 \cdot 10^{-16} T^{3/2} (\nu+1) \exp\left(-\frac{6.85\nu}{\sqrt{T}}\right)$	$j_{1,2} \exp\left(\frac{42.3\nu}{T}\right)$
1.3	$N_2(1) + N^{14}N^{15} \leftrightarrow N_2 + N^{14}N^{15}(1)$	$4.9 \cdot 10^{-16} T^{3/2}$	$j_{1,3}$
1.4	$N_2(\nu) + O \leftrightarrow N_2(\nu-1) + O$	$\left[2.27 \cdot 10^{-13} \exp\left(-\frac{1280}{T}\right) + 2.7 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{10840}{T}\right) \right] \times$ $\times \nu \exp\left[\frac{4.57}{\sqrt{T}}(\nu-1)\right]$	$j_{1,4} \exp\left(-\frac{3357}{T}\right)$
1.5	$N_2(1) + O_2 \leftrightarrow N_2 + O_2(1)$	$3.6 \cdot 10^{-12} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{110}{T^{1/3}}\right)$	$j_{1,5} \exp\left(-\frac{1117}{T}\right)$
1.6	$N_2 + O(^1D) \rightarrow O + N_2(1)$	$5 \cdot 10^{-11}$	0
1.7	$N_2(1) + M^+ \leftrightarrow N_2 + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{1,7} \exp\left(-\frac{3390}{T}\right)$
1.8	$N_2 + e_\beta \rightarrow N_2(\nu) + e_\beta$	$\eta_{N_2} \frac{q_i}{n}$	0
1.9	$N^{14}N^{15}(1) \rightarrow N^{14}N^{15} + h\nu_{4,4MKM}$	$2 \cdot 10^{-2}$	0
2.1	$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(1) + O$	$4.5 \cdot 10^{-11}$	0
2.2	$NO + e \leftrightarrow NO(1) + e$	$8 \cdot 10^{14} T_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{2740}{T_e}\right)$	$8 \cdot 10^{14} T_e^{-3/2}$
2.3	$NO + N_2(1) \leftrightarrow NO(1) + N_2$	$1.6 \cdot 10^{-12} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{69}{T^{3/2}}\right)$	$j_{2,3} \exp\left(-\frac{657}{T}\right)$
2.4	$NO(1) + O \leftrightarrow NO + O$	$3.6 \cdot 10^{-11}$	$j_{2,4} \exp\left(-\frac{2700}{T}\right)$
2.5	$NO(1) + O_2 \leftrightarrow NO + O_2(1)$	$1.4 \cdot 10^{-12} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{48}{T^{1/3}}\right)$	$j_{2,5} \exp\left(-\frac{460}{T}\right)$
2.6	$NO(1) + M^+ \leftrightarrow NO + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{2,6} \exp\left(-\frac{2740}{T}\right)$
2.7	$NO(1) + N \leftrightarrow NO + N$	$2.2 \cdot 10^{-12}$	$j_{2,7} \exp\left(-\frac{2740}{T}\right)$
2.8	$NO + e_\beta \rightarrow NO(1) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
2.9	$NO(1) \rightarrow NO + h\nu_{5,3MKM}$	12	0
3.1	$OH + e \leftrightarrow OH(1) + e$	$8 \cdot 10^{14} T_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{5375}{T_e}\right)$	$8 \cdot 10^{14} T_e^{-3/2}$

Продолжение табл. 7.6.

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции	Константа скорости обратной реакции
3.2	$H + O_3 \rightarrow OH(1) + O_2$	$2.6 \cdot 10^{-11}$	0
3.3	$OH(1) + M^+ \leftrightarrow OH + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{3.3} \exp\left(-\frac{5375}{T}\right)$
3.4	$OH(1) + M \leftrightarrow OH + M$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{3.4} \exp\left(-\frac{5375}{T}\right)$
3.5	$OH + e_\beta \rightarrow OH(1) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
3.6	$OH(1) \rightarrow OH + h\nu_{2.8 \text{ мкм}}$	33	0
4.1	$CO + e \leftrightarrow CO(1) + e$	$8.32 \cdot 10^{14} T_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{33669}{T_e}\right) \times$ $\times \left[2.9 \left(\frac{1}{0.2} + \frac{11610}{T_e}\right)^{-2} + 2 \left(\frac{1}{0.2} + \frac{11610}{T_e}\right)^{-3} \right]$	$j_{4.1} \exp\left(\frac{31811}{T_e}\right)$
4.2	$CO + N_2(1) \leftrightarrow CO(1) + N_2$	$5.4 \cdot 10^{-16} T^{3/2} \exp\left(-\frac{60.5}{\sqrt{T}} + \frac{139}{T}\right)$	$j_{4.2} \exp\left(-\frac{277}{T}\right)$
4.3	$CO(1) + O_2 \leftrightarrow CO + O_2(1)$	$7.4 \cdot 10^{-16} T^{3/2} \exp\left(-\frac{190}{\sqrt{T}} + \frac{420}{T}\right)$	$j_{4.3} \exp\left(-\frac{840}{T}\right)$
4.4	$CO(1) + O \leftrightarrow CO + O$	$3.3 \cdot 10^{-13} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{2250}{T}\right)$	$j_{4.4} \exp\left(-\frac{3080}{T}\right)$
4.5	$CO(1) + M^+ \leftrightarrow CO + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{4.5} \exp\left(-\frac{3122}{T}\right)$
4.6	$CO + e_\beta \rightarrow CO(1) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
4.7	$CO(1) \rightarrow CO + h\nu_{4.7 \text{ мкм}}$	33	0
5.1	$N_2(1) + NO^+ \leftrightarrow N_2 + NO^+(1)$	$4.9 \cdot 10^{-15} T^{3/2}$	$j_{5.1}$
5.2	$O_2^+ + N \rightarrow NO^+(1) + O$	$1.8 \cdot 10^{-10}$	0
5.3	$NO^+(1) + M \rightarrow NO^+ + M$	$\approx 10^{-12}$	0
5.4	$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+(1) + O_2$	$6.3 \cdot 10^{-10}$	0
5.5	$N_2^+ + O \rightarrow NO^+(1) + N$	$1.4 \cdot 10^{-10}$	0
5.6	$O^+ + N_2(1) \rightarrow NO^+(1) + N$	$1.3 \cdot 10^{-12} \left(\frac{300}{T}\right)$	0
5.7	$O_2^+ + N_2(1) \rightarrow NO^+(1) + NO(1)$	$5 \cdot 10^{-16}$	0
5.8	$NO^+(1) + M^+ \leftrightarrow NO^+ + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{5.8} \exp\left(-\frac{3420}{T}\right)$
5.9	$NO^+ + e_\beta \rightarrow NO^+(1) + e_\beta$	$0.3 \frac{q_i}{n}$	0
5.10	$NO^+(1) \rightarrow NO^+ + h\nu_{4.3 \text{ мкм}}$	13.6	0

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Продолжение табл. 7.6.

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции	Константа скорости обратной реакции
6.1	$N_2O + N_2(1) \leftrightarrow N_2O(001) + N_2$	$1.1 \cdot 10^{-16} T \exp\left(-\frac{155}{T}\right)$	$j_{6.1} \exp\left(-\frac{155}{T}\right)$
6.2	$N_2O(001) + M^+ \leftrightarrow N_2O + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{6.2} \exp\left(-\frac{848}{T}\right)$
6.3	$N_2O(001) + O \leftrightarrow N_2O + O$	$4.9 \cdot 10^{-12} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{1820}{T}\right)$	$j_{6.3} \exp\left(-\frac{3203}{T}\right)$
6.4	$N_2O(100) + O \leftrightarrow N_2O + O$	$4.9 \cdot 10^{-12} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{1820}{T}\right)$	$j_{6.4} \exp\left(-\frac{1850}{T}\right)$
6.5	$N_2O(100) + O_2 \leftrightarrow N_2O + O_2(1)$	$1.4 \cdot 10^{-16} \sqrt{T}$	$j_{6.5} \exp\left(\frac{370}{T}\right)$
6.6	$N_2O(010) + O \leftrightarrow N_2O + O$	$4.9 \cdot 10^{-12} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{1820}{T}\right)$	$j_{6.6} \exp\left(-\frac{1850}{T}\right)$
6.7	$N_2O(010) + O_2 \leftrightarrow N_2O + O_2$	$5.5 \cdot 10^{-15} T^{3/2} \exp\left(-\frac{37}{T^{1/3}}\right)$	$j_{6.7} \exp\left(-\frac{848}{T}\right)$
6.8	$N_2O(010) + N_2 \leftrightarrow N_2O + N_2$	$5.5 \cdot 10^{-15} T^{3/2} \exp\left(-\frac{37}{T^{1/3}}\right)$	$j_{6.8} \exp\left(-\frac{848}{T}\right)$
6.9	$N_2O + e \leftrightarrow N_2O(001) + e$	$\approx \frac{0.24}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{3200}{T_e}\right)$	$\frac{0.24}{T_e^{3/2}}$
6.10	$N_2O + e \leftrightarrow N_2O(100) + e$	$\approx \frac{0.24}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{1845}{T_e}\right)$	$\frac{0.24}{T_e^{3/2}}$
6.11	$N_2O + e \leftrightarrow N_2O(010) + e$	$\approx \frac{0.24}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{846}{T_e}\right)$	$\frac{0.24}{T_e^{3/2}}$
6.12	$N_2O + e_\beta \rightarrow N_2O(001) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
6.13	$N_2O + e_\beta \rightarrow N_2O(100) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
6.14	$N_2O + e_\beta \rightarrow N_2O(010) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
6.15	$N_2O(001) \rightarrow N_2O + hv_{4,5\text{мкм}}$	257	0
6.16	$N_2O(100) \rightarrow N_2O + hv_{7,8\text{мкм}}$	12	0
6.17	$N_2O(010) \rightarrow N_2O + hv_{17\text{мкм}}$	0.32	0
7.1	$H_2O + N_2(1) \leftrightarrow H_2O(010) + N_2$	$2.34 \cdot 10^{-12} \exp\left(-\frac{40.8}{T^{1/3}}\right)$	$j_{7.1} \exp\left(-\frac{906}{T}\right)$
7.2	$H_2O + N_2(2) \leftrightarrow H_2O(001) + N_2$	$3.5 \cdot 10^{-13} \exp\left(-\frac{40.8}{T^{1/3}}\right)$	$j_{7.2} \exp\left(-\frac{1099}{T}\right)$
7.3	$H_2O + O \leftrightarrow H_2O(010) + O$	$2.2 \cdot 10^{-12} \exp\left(-\frac{2371}{T}\right)$	$2.2 \cdot 10^{-12}$

Продолжение табл. 7.6.

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции	Константа скорости обратной реакции
7.4	$\text{H}_2\text{O} + \text{O} \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}(001) + \text{O}$	$3.2 \cdot 10^{-13} \exp\left(-\frac{5662}{T}\right)$	$3.2 \cdot 10^{-13}$
7.5	$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2(1) \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}(010) + \text{O}_2$	$\frac{5.2 \cdot 10^{-11}}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{131}{T}\right)$	$\frac{5.2 \cdot 10^{-11}}{\sqrt{T}}$
7.6	$\text{H}_2\text{O} + \text{M}^+ \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}(010) + \text{M}^+$	$3 \cdot 10^{-12} \exp\left(-\frac{2295}{T}\right)$	$3 \cdot 10^{-12}$
7.7	$\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}(001) \leftrightarrow 2\text{H}_2\text{O}$	$3 \cdot 10^{-12} \left(\frac{T}{300}\right)^{1.25}$	$j_{7.7} \exp\left(-\frac{5662}{T}\right)$
7.8	$\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}(010) \leftrightarrow 2\text{H}_2\text{O}$	$3 \cdot 10^{-12} \left(\frac{T}{300}\right)^{1.25}$	$j_{7.8} \exp\left(-\frac{2371}{T}\right)$
7.9	$\text{H}_2\text{O} + e \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}(100) + e$	$\frac{0.24}{T_e^{3.2}} \exp\left(-\frac{5262}{T_e}\right)$	$\frac{0.24}{T_e^{3.2}}$
7.10	$\text{H}_2\text{O} + e \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}(001) + e$	$\frac{0.24}{T_e^{3.2}} \exp\left(-\frac{5405}{T_e}\right)$	$\frac{0.24}{T_e^{3.2}}$
7.11	$\text{H}_2\text{O} + e \leftrightarrow \text{H}_2\text{O}(010) + e$	$\frac{0.24}{T_e^{3.2}} \exp\left(-\frac{2295}{T_e}\right)$	$\frac{0.24}{T_e^{3.2}}$
7.12	$\text{H}_2\text{O} + e_\beta \rightarrow \text{H}_2\text{O}(100) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
7.13	$\text{H}_2\text{O} + e_\beta \rightarrow \text{H}_2\text{O}(001) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
7.14	$\text{H}_2\text{O} + e_\beta \rightarrow \text{H}_2\text{O}(010) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
7.15	$\text{H}_2\text{O}(010) \rightarrow \text{H}_2\text{O} + h\nu_{6,3\text{Мкм}}$	21.7	0
7.16	$\text{H}_2\text{O}(001) \rightarrow \text{H}_2\text{O} + h\nu_{2,7\text{Мкм}}$	39.2	0
7.17	$\text{H}_2\text{O}(100) \rightarrow \text{H}_2\text{O} + h\nu$	~ 20	0
8.1	$\text{O}_3(001) + \text{O} \leftrightarrow \text{O}_3 + \text{O}$	$3.6 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{2010}{T}\right)$	$j_{8.1} \exp\left(-\frac{1450}{T}\right)$
8.2	$\text{O}_3(010) + \text{O} \leftrightarrow \text{O}_3 + \text{O}$	$3.6 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{2010}{T}\right)$	$j_{8.2} \exp\left(-\frac{1000}{T}\right)$
8.3	$\text{O}_3(010) + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{O}_3 + \text{O}_2$	$1.6 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{72}{T^{1/3}}\right)$	$j_{8.3} \exp\left(-\frac{1000}{T}\right)$
8.4	$\text{O}_3(010) + \text{N}_2 \leftrightarrow \text{O}_3 + \text{N}_2$	$4.7 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{72}{T^{1/3}}\right)$	$j_{8.4} \exp\left(-\frac{1000}{T}\right)$
8.5	$\text{O}_3(010) + \text{M}^+ \leftrightarrow \text{O}_3 + \text{M}^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{8.5} \exp\left(-\frac{1000}{T}\right)$
8.6	$\text{O}_3(001) + \text{M}^+ \leftrightarrow \text{O}_3 + \text{M}^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{8.6} \exp\left(-\frac{1500}{T}\right)$
8.7	$\text{O}_3 + e_\beta \rightarrow \text{O}_3(001) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Продолжение табл. 7.6.

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции	Константа скорости обратной реакции
8.8	$O_3 + e_\beta \rightarrow O_3(010) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
8.9	$O_3 + e_\beta \rightarrow O_3(100) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
8.10	$O_3(001) \rightarrow O_3 + h\nu_{9,6\text{мкм}}$	11.9	0
8.11	$O_3(010) \rightarrow O_3 + h\nu_{14,1\text{мкм}}$	0.35	0
9.1	$CO_2 + e \leftrightarrow CO_2(001) + e$	$\frac{0.224}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{3367}{T_e}\right) \times$ $\times \left[0.29 \left(\frac{1}{0.51} + \frac{11610}{T_e} \right)^{-2} + 2 \left(\frac{1}{0.51} + \frac{11610}{T_e} \right)^{-3} \right]$	$j_{9,1} \exp\left(\frac{3367}{T_e}\right)$
9.2	$CO_2 + e \leftrightarrow CO_2(010) + e$	$\frac{0.307}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{963}{T_e}\right) \times$ $\times \left[0.083 \left(\frac{1}{0.22} + \frac{11610}{T_e} \right)^{-2} + 2 \left(\frac{1}{0.22} + \frac{11610}{T_e} \right)^{-3} \right]$	$j_{9,2} \exp\left(\frac{963}{T_e}\right)$
9.3	$CO_2 + e \leftrightarrow CO_2(020) + e$	$\frac{0.029}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{6734}{T_e}\right) \times$ $\times \left[0.58 \left(\frac{1}{0.32} + \frac{11610}{T_e} \right)^{-2} + 2 \left(\frac{1}{0.32} + \frac{11610}{T_e} \right)^{-3} \right]$	$j_{9,3} \exp\left(\frac{1916}{T_e}\right)$
9.4	$CO_2 + N_2(1) \leftrightarrow CO_2(001) + N_2$	$4.2 \cdot 10^{-14} T^{1/2} \exp[10^{-3} T (8.84 \cdot 10^{-4} T - 2.07)]$	$j_{9,4} \exp\left(\frac{23}{T}\right)$
9.5	$CO_2(001) + O \leftrightarrow CO_2 + O$	$4.9 \cdot 10^{-12} T^{1/2} \exp\left(-\frac{1820}{T}\right)$	$j_{9,5} \exp\left(-\frac{3380}{T}\right)$
9.6	$CO_2(010) + O \leftrightarrow CO_2 + O$	$4.9 \cdot 10^{-12} T^{1/2} \exp\left(-\frac{1820}{T}\right)$	$j_{9,6} \exp\left(-\frac{960}{T}\right)$
9.7	$CO_2(100) + O \leftrightarrow CO_2 + O$	$4.9 \cdot 10^{-12} T^{1/2} \exp\left(-\frac{1820}{T}\right)$	$j_{9,7} \exp\left(-\frac{2000}{T}\right)$
9.8	$CO_2(001) + M^+ \leftrightarrow CO_2 + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{9,8} \exp\left(-\frac{3380}{T}\right)$
9.9	$CO_2(010) + M^+ \leftrightarrow CO_2 + M^+$	$3 \cdot 10^{-12}$	$j_{9,9} \exp\left(-\frac{960}{T}\right)$
9.10	$CO_2(010) + O_2 \leftrightarrow CO_2 + O_2$	$1.6 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{72}{T^{1/3}}\right)$	$j_{9,10} \exp\left(-\frac{960}{T}\right)$
9.11	$CO_2(010) + N_2 \leftrightarrow CO_2 + N_2$	$4.7 \cdot 10^{-11} \exp\left(-\frac{72}{T^{1/3}}\right)$	$j_{9,11} \exp\left(-\frac{960}{T}\right)$
9.12	$CO_2(100) + O_2 \leftrightarrow CO_2 + O_2(1)$	$1.4 \cdot 10^{-16} \sqrt{T}$	$j_{9,12} \exp\left(\frac{240}{T}\right)$
9.13	$CO_2(100) + M \leftrightarrow CO_2(020) + M$	$5 \cdot 10^{-16} T^{3/2}$	$j_{9,13}$

Продолжение табл. 7.6.

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции	Константа скорости обратной реакции
9.14	$\text{CO}_2 + e_\beta \rightarrow \text{CO}_2(001) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
9.15	$\text{CO}_2 + e_\beta \rightarrow \text{CO}_2(010) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
9.16	$\text{CO}_2 + e_\beta \rightarrow \text{CO}_2(100) + e_\beta$	$0.1 \frac{q_i}{n}$	0
9.17	$\text{CO}_2(001) \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu_{4,3\text{мкм}}$	416	0
9.18	$\text{CO}_2(010) \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu_{15\text{мкм}}$	2.32	0
9.19	$\text{CO}_2(020) \rightarrow \text{CO}_2(010) + h\nu_{15\text{мкм}}$	4.5	0
9.20	$\text{CO}_2(100) \rightarrow \text{CO}_2 + h\nu$	≈ 1	0

Таблица 7.7. Схема кинетических процессов для примесей

№	Реакция	Константа скорости прямой реакции j	Константа скорости обратной реакции \bar{j}
1	$A + e \leftrightarrow A^+ + e + e$	$8.2 \cdot 10^7 T^{-3} \exp(-6940/T_e)$	$1.71 \cdot 10^{-8} T_e^{-9/2}$
2	$A^+ + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{AO}^+ + \text{O}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$
3	$A^+ + \text{O}_3 \rightarrow \text{AO}^+ + \text{O}_2$	$2 \cdot 10^{-10}$	0
4	$A^+ + e \rightarrow A + h\nu$	$2 \cdot 10^{-13} (11610/T_e)^{3/4}$	0
5	$\text{AO}^+ + e \leftrightarrow A + \text{O}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-12} \exp(-49900/T)$
6	$A + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{AO} + \text{O}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-11}$
7	$\text{AO} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{AO}_2 + \text{O}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$10^{-12} \exp(-30000/T)$

7.3. Процессы фотодиссоциации солнечным излучением

К настоящему времени по данному вопросу выполнено большое количество научных работ, в которых с различной степенью подробности учитываются сечения и спектр солнечного излучения. Один из примеров последних работ представлен в работе [Ступицкий, Репин, 2002]. На рис. 7.5–7.7 показаны результаты расчетов в графической форме. Как можно видеть, наибольший градиент высотного изменения констант скоростей приходится на высоты соответствующие D-области ионосферы.

Сечения брались из имеющихся литературных источников [Перов, Хриган, 1980; Turco, 1975; и др.]. Предельные значения соответствовали доатмосферному участку и использовались в расчетной формуле:

$$j_v = S \int_E^{\infty} \frac{f(\varepsilon)}{\varepsilon} \sigma_v(\varepsilon) \exp[-\tau(h, \varepsilon)] \varphi(\varepsilon) d\varepsilon, \quad 1/\text{с},$$

где $S = 0.135 \text{ Вт/см}^2 = 8.44 \cdot 10^{17} \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$ – интегральная по спектру плотность потока солнечного излучения; $f(\varepsilon)$ – нормированная на единицу

функция распределения квантов энергии по спектру, $1/\text{эВ}$; $\sigma_v(\varepsilon)$ – сечение фотопроцесса; $\tau(h, \varepsilon)$ – оптическая толщина слоя атмосферы $\propto H$; $\varphi(\varepsilon)$ – квантовый выход реакции, определяющий вероятность диссоциации молекулы (полагался равным 1).

Для зенитного угла:

$$\tau(h, \varepsilon) = \sec z \sum_j \int_h^\infty \sigma_j(\varepsilon) n_j(x) dx.$$

Здесь суммируется по j вклад всех компонент в поглощение кванта энергии ε .

В ультрафиолетовой части спектра внеатмосферный поток солнечного излучения меняется во времени. В диапазоне длин волн $\lambda = 175 - 240$ нм месячное изменение достигает 40%, а в течение 11-летнего цикла – до 100% [Александров, Седунов, 1979]. Таким образом, расчеты, привязанные к конкретным условиям, могут различаться в скоростях на 40% и более. В данной работе для квантов с длиной волны $\lambda > 150$ нм спектр солнечного излучения описывался планковской функцией с температурой $T_v = 0.492$ эВ. Для меньших длин волн использовался реальный солнечный спектр [Справочник. Околосземное..., 1988], задававшийся в виде таблицы.

Для некоторых часто используемых в расчетах процессов можно применять приближенную аппроксимацию:

$$j_v = j_v^0 \exp \left[-A \exp \left(-\frac{h}{d} \right) \right],$$

где h — отсчитывается от поверхности Земли; константы заданы в таблице:

	O₂	O₃	H₂O	NO	CO₂
A	30	11	26	155	27
d	45	21	37	20	48
j_v^0	1.00E-4	3.00E-2	1.00E-4	1.00E-5	6.00E-6

В данной работе рассматривается мощный источник разогрева ионосферных электронов, который действует достаточно продолжительное время, потому начальные значения задаются в соответствии с имеющимися в литературе данными по малым составляющим, и фотодиссоциативный блок, по существу, не играет роли в развитии параметров возмущенной области.

Для фотоотлипания электронов от некоторых отрицательных ионов в [Ступицкий, Репин, 2002] были получены значения: $O_3^- - 0.22$ 1/с; $O_2^- - 0.33$ 1/с; $OH^- - 1.2$ 1/с; $O^- - 1.26$ 1/с. Высотная зависимость для этих констант отсутствует, так как для длин волн $\lambda \sim 400 - 900$ нм атмосфера прозрачна.

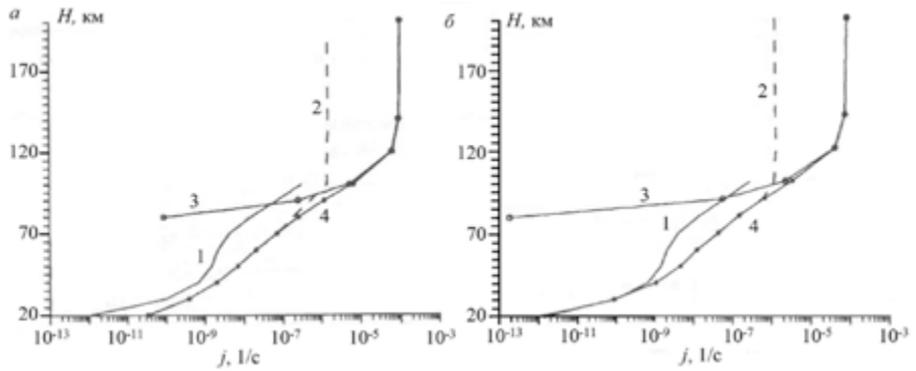


Рисунок 7.5. Высотное распределение констант фотодиссоциации кислорода при различных зенитных углах: (а) $z = 0^\circ$; (б) $z = 55^\circ$. 1 – данные работы [Перов, Хриган, 1980]; 2 – константа процесса $O_2 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O(^3P)$, $\lambda = 185 - 242$ нм; 3 – константа для процесса $O_2 + h\nu \rightarrow O(^1D) + O(^3P)$, $\lambda = 130 - 185$ нм; 4 – суммарное значение константы фотодиссоциации

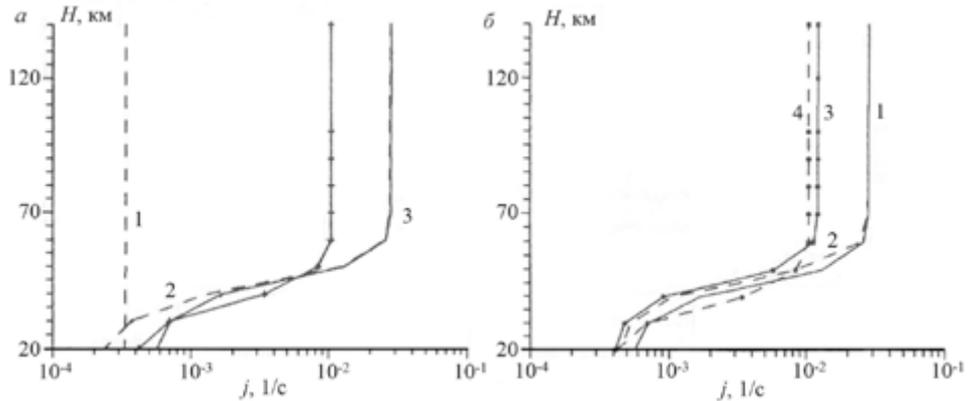


Рисунок 7.6. Высотное распределение констант фотодиссоциации озона: а) для различных процессов: 1 – $O_3 + h\nu \rightarrow O_2(\Sigma_g^-) + O(^3P)$, $\lambda = 310 - 850$ нм; 2 – $O_3 + h\nu \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^1D)$, $\lambda = 180 - 310$ нм; 3 – суммарное значение константы; 4 – данные работы [Перов, Хриган, 1980]; б) в зависимости от зенитного угла z и яркостной температуры T_v : 1 – $z = 0^\circ$, $T_v = 0.492$ эВ; 2 – $z = 55^\circ$, $T_v = 0.492$ эВ; 3 – $z = 0^\circ$, $T_v = 0.431$ эВ; 4 – данные работы [Перов, Хриган, 1980]

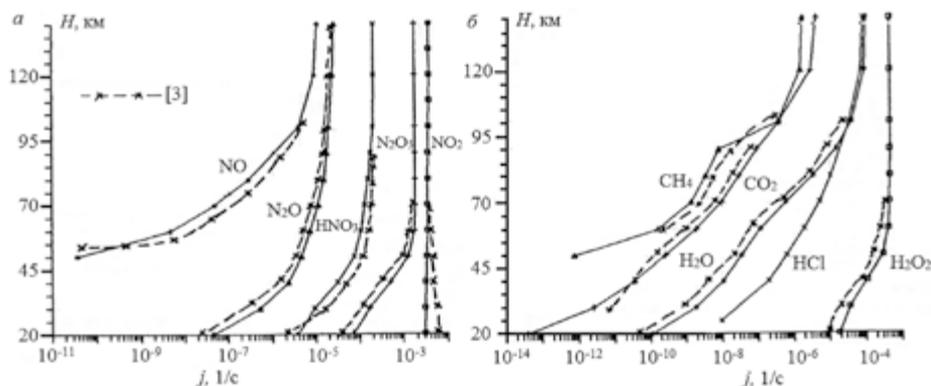


Рисунок 7.7. Высотное распределение констант фотодиссоциации некоторых компонент водородного, азотного, углеродного и хлорного циклов

Не все представленные в таблицах реакции играют существенную роль в поведении главных параметров возмущенной области: T_e , T , n_e . Поэтому кинетическая программа, как было сказано выше, была построена в виде взаимодействующих расчетных блоков, что дало возможность при численных исследованиях определить конкретное влияние отдельной группы или отдельных процессов на физические параметры задачи.

7.4. О константах скоростей представленной схемы кинетических процессов

При выполнении достаточно большого числа исследований по развитию ионизационно-оптических возмущений в верхней атмосфере в результате воздействия на нее различных источников энергии (мощный взрыв, жесткое излучение, поток радиоизлучения и др.) был собран, проанализирован и систематизирован материал по сечениям и константам скоростей кинетических процессов, взятых из известных монографий, научно-методических материалов и оригинальных статей [Мак-Даниэль, 1967; Митчнер, Кругер, 1976; Мак-Ивен, Филлипс, 1978; Омхольт, 1974; Ришбет, Гарриот, 1975; Хастед, 1965; Елецкий и др., 1975; Гордиец и др., 1978; Ступицкий, Репин, 2002; Перов, Хриган, 1980; Turco, 1975; Справочник. Околоземное..., 1988; и др.].

В рассматриваемой комплексной задаче главное значение имеют константы и процессы, оказывающие существенное влияние на поведение электронной температуры, от которой зависит как сама кинетика, так и возможное развитие газодинамического движения в верхней части D -области ионосферы в ночных условиях воздействия.

В представленной схеме кинетических процессов не рассматривалось возбуждение вращательных степеней свободы молекул, так как их населенности, пока электронов мало, определяются бальцовским распределением по температуре тяжелых частиц. Однако при $T_e > T$ возбуждение вращений электронами может влиять на электронную

температуру. Согласно квантовой механике, энергия вращения жесткого ротатора принимает дискретный ряд значений $\varepsilon_{\text{вр}} = B_e j(j+1)$, где B_e – вращательная постоянная молекулы, а $j = 0, 1, 2, \dots$ – вращательное квантовое число. Для азота – $B_e = 2.9$ К, для кислорода – $B_e = 2.1$ К (для сравнения — для водорода $B_e = 85.4$ К). Поэтому даже для $T = 300$ К молекула с $\varepsilon_{\text{вр}} = kT$ занимает $j \sim 10$, а расстояния между уровнями малы. При возбуждении молекул электронами, когда передача энергии тяжелой молекуле массы M при классическом ударе $(m/M) \varepsilon_e \ll B_e$, возбуждение имеет квантовый характер и взаимодействие для симметричных молекул N_2 и O_2 возможно лишь при квадрупольных переходах ($j \rightarrow j+2$; $j \rightarrow j-2$) Экспериментов по измерению возбуждения вращений электронным ударом практически нет. Имеются данные только по водороду, приведенные в [Хастед, 1965]. Некоторые теоретические результаты для N_2 , представленные в [Елецкий и др., 1975], показывают, что сечение возбуждения в области энергий $\varepsilon_e \cong 10^{-2} \div 10^0$ эВ примерно $\sigma_r \cong 10^{-18}$ см².

Сама кинетика вращательного возбуждения не влияет существенно на ионизационно-оптические характеристики возмущенной области. Однако влияние на температуру электронов требует специального анализа. Такую оценку можно получить используя кинетический подход. Рассмотрим изменение T_e только в результате возбуждения вращений, то есть

$$\frac{3}{2} kn_e \frac{dT_e}{dt} = Q_r = -E(n_0 n_e j_{01}^e - n_1 n_e j_{10}^e), \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}). \quad (7.1)$$

Здесь j_{01}^e, j_{10}^e – константы скоростей возбуждения внутренних степеней свободы электронами с энергетическим порогом E . В условиях равновесия по электронной температуре:

$$\frac{j_{01}^e}{j_{10}^e} = \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right). \quad (7.2)$$

$$\text{Тогда } Q_r = -En_e \left(n_0 j_{01}^e - n_1 j_{10}^e \exp\left(\frac{E}{kT_e}\right) \right).$$

При значительной концентрации тяжелых частиц можно считать, что населенности вращательных степеней свободы находятся в равновесии с тяжелыми частицами температурой T . То есть

$$\frac{n_1}{n_0} = \exp\left(-\frac{E}{kT}\right).$$

Тогда

$$Q_r = -En_e n_0 j_{01}^e \left(1 - \exp\left(\frac{E}{kT_e} - \frac{E}{kT}\right) \right).$$

Так как $E \ll kT, kT_e$, то, разлагая экспоненту до членов первого порядка малости, получаем

$$Q_r = -En_e n_0 j_{01}^e \left[1 - \left(1 + \frac{E}{kT_e} - \frac{E}{kT} \right) \right] = -En_e n_0 j_{01}^e \left(\frac{E}{kT} - \frac{E}{kT_e} \right).$$

Окончательно

$$Q_r = -E^2 n_e n_0 j_{01}^e \left(\frac{kT_e - kT}{k^2 T_e T} \right) = -\frac{E^2 n_e n_0 j_{01}^e (T_e - T)}{kT_e T}.$$

Полагая $E \cong B$, $\sigma \cong 10^{-18} \text{ см}^2$, $\bar{v}_e = 6.21 \cdot 10^5 \sqrt{T_e K}$, $j_{01}^e = \bar{\sigma} \bar{v}_e$, получаем

$$Q_r = \frac{2.1 \cdot 10^{-30} n_e n_0}{\sqrt{T_e}} (T_e - T), \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}),$$

где n_e, n_0 — см^{-3} .

По-видимому, численное значение в полученном выражении для Q_r соответствует оценке снизу, так как нет достоверных экспериментальных данных как по сечению, так и по характеру возбуждения многоуровневой вращательной системы термов.

Что касается возбуждения колебаний, то в рамках классических представлений прямое возбуждение колебаний электронным ударом невозможно, так как при столкновениях с тяжелой частицей электрон может отдать ей лишь ничтожную долю своей энергии порядка m/M . Поэтому теория не позволяет надежно рассчитать сечение возбуждения колебательных уровней молекулы и даже правильно определить порядок величины сечения при заданной энергии электрона [Елецкий и др., 1975].

Экспериментальные результаты получены различными методами для N_2 и ряда других молекул: методом электронной ловушки и с использованием моноэнергетического электронного пучка [Schulz, 1973; Spence, 1972] применялись для энергий электронов $\varepsilon_e > 1$ эВ и давали различные результаты. В работе [Карнюшин, Солоухин, 1981] приводится сечение возбуждения 8 колебательных уровней N_2 вплоть до $\varepsilon_e \cong 0.3$ эВ; вблизи порога $\sigma \approx 10^{-19} \text{ см}^2$. Существующая теория на основе возбуждения через промежуточные состояния с образованием и распадом отрицательного иона, например N_2^- , не дает ответа о конечном состоянии молекулы. С этим, по-видимому, связан тот факт, что рост сечения возбуждения меняется не от энергетического порога, который для азота составляет $E_k = 0.29$ эВ, а от гораздо более высокой энергии $E = 1.8$ эВ [Райзер, 1987].

В работе [Гордиец и др., 1978] предлагается аппроксимационная формула для поведения сечения возбуждения отдельных колебательных уровней, которая вблизи порога дает линейную зависимость, что не соответствует эксперименту [Елецкий, 1975] в наиболее важной для исследований низкотемпературной плазмы области энергий $\varepsilon_e \cong 0.29 \div 1$ эВ. Учитывая существенное различие в поведении σ в области вблизи порога и выше в работе [Гордиец и др., 1978], предлагается брать сумму констант скоростей, соответствующих 0.29 эВ и 1.8 эВ. Приближенно можно принимать

$$j_{01} = \frac{10^{-5}}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{3483}{T_e}\right) + \frac{3 \cdot 10^{-3}}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{20900}{T_e}\right);$$

$$j_{10} = j_{01} \exp\left(-\frac{3364}{T_e}\right).$$

Однако возможность такой аппроксимации нельзя считать вполне удовлетворительной, так как грубая оценка $j \approx \bar{\sigma} \bar{v}_e$ дает в области нескольких тысяч градусов на порядок меньшую величину.

В целом, на основе выполненного анализа следует отметить, что принятые в работе [Гордиец и др., 1978] константы возбуждения колебаний и метастабилей существенно завышены и полученные в ней результаты по возбуждению ионосферы, по-видимому, следует рассматривать как оценку сверху. Поэтому в расчетах колебательные константы варьировались, так как N_2 является основным накопителем колебательной энергии полученной от электронов, и это существенно может влиять на поведение электронной температуры, а возбуждение колебаний и накопление ими электронной энергии происходит в диапазоне $\varepsilon_e \approx 2 \div 3$ эВ [Омхольт, 1974].

Так как сравнительно малой энергией электронного возбуждения обладает низкое электронное состояние молекулы $O_2(^1\Delta_g)$ ($E_* = 0.98$ эВ), то были выполнены предварительные численные исследования его влияния на электронную температуру. В работе [Омхольт, 1974] приведены некоторые экспериментальные результаты, полученные в работах [Watson et al., 1967; Smith et al., 1967]; максимум сечения достигается при $\varepsilon_e \approx 2$ эВ и равно $\sigma_{\max} \approx 6 \cdot 10^{-19}$ см². В работе [Мак-Даниэль, 1967] показано, что при ε_e выше порога на 0.16 эВ сечение равно примерно $3 \cdot 10^{-20}$ см², а для возбуждения $^1\Sigma_g^+$ всего $6 \cdot 10^{-21}$ см². В работе [Гордиец и др., 1978] приведена аппроксимация экспериментальных результатов, представленных в более поздней работе [Trajmar et al., 1971]. Аппроксимационные значения более чем на порядок превышают значение, указанное выше, что, по-видимому, существенно завышает реальные значения сечения, так как оптический переход $O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2 + h\nu$ является запрещенным с очень малой вероятностью спонтанного перехода $A = 3.7 \cdot 10^{-4}$ 1/с ($\tau \approx 45$ минут).

Как показали предварительные расчеты, степень ионизации в нижней части D-области ионосферы (≈ 55 – 65 км), возмущенной мощным потоком радиоизлучения, может достигать $\alpha \approx 8 \cdot 10^{-12}$, то есть $n_e \approx (2.7 + 9.6) \cdot 10^4$ см⁻³. Метастабилей могут дезактивироваться как электронами, так и тяжелыми частицами. Так как концентрация частиц $n \gg n_e$, то несмотря на то что константа скорости дезактивации электронами (даже по завышенным сечениям [Гордиец и др., 1978]) $\bar{j}_e^* \approx 10^{-8}$ см³/с больше константы скорости дезактивации \bar{j}_m^* тяжелыми частицами ($2 \cdot 10^{-10}$ – для O_2 ; $3.6 \cdot 10^{-15}$ – для O_3 ; $3 \cdot 10^{-16}$ – для CO; $2.2 \cdot 10^{-18}$ – для O_2) получаем $j_e n_e \approx (2.7 + 9.6) \cdot 10^{-4}$, а для $\bar{j}_m^* n \approx (1.7 + 5.5) \cdot 10^{-3}$ 1/с, и скорость дезактивации нейтралами примерно на порядок выше скорости дезактивации электронами и скорости дезактивации в результате спонтанных переходов. То есть энергия электронов, затраченная на возбуждение метастабилей, затем переходит главным образом в энергию тяжелых частиц, а это уменьшает разность $(T_e - T)$ и, следовательно, член передачи энергии от электронов тяжелым частицам в упругих столкновениях. А так как этот процесс быстрый, то он уменьшает

влияние метастабилей на уменьшение температуры электронов. В целом, подробный учет кинетики непосредственно связан с поведением электронной температуры, как следует из выполненных исследований.

Отметим, что в данной работе предполагалась возможность введения понятия электронной температуры, как $\varepsilon_e = m\overline{v_e^2}/2 = 3kT_e/2$, то есть электроны во всем процессе воздействия мощного потока радиоизлучения имеют максвелловское распределение с температурой $T_e(t, \mathbf{r})$. Однако в разделе 6.3.4, в связи с исследованием оптического излучения, авторы допускают возможность наличия достаточно большого количества электронов с $\varepsilon_e \sim 10$ эВ. Таким образом, вопрос об энергетическом распределении электронов в разреженной среде в поле мощной ВЧ-волны требует специального исследования.

ГЛАВА 8. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПО ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ С НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРОЙ

8.1. Общая структура уравнений

В главе 2 представлены вывод и окончательная форма системы уравнений, описывающих многоскоростное многокомпонентное течение разреженного частично-ионизованного газа. Для дальнейшего анализа выпишем нелинейную форму уравнения динамики и энергии из главы 2:

$$m_{\alpha} n_{\alpha} \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P_{\alpha} + e_{\alpha} n_{\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u}_{\alpha} \times \mathbf{B}] \right) + n_{\alpha} \mathbf{F}_{\alpha}^0 + \sum_{\beta} \mathbf{R}_{\alpha\beta} - m_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} S_{\alpha} + \mathbf{R}_{\alpha}^s. \quad (8.1)$$

Здесь \mathbf{F}_{α}^0 – внешняя сила (сила тяжести), действующая по i -ой оси на « α »-компоненту; $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ – скорость обмена импульсом в столкновениях « α »- и « β »-частиц; \mathbf{R}_{α}^s – скорость изменения импульса за счет рождения и гибели « α »-частиц.

Уравнение энергии:

$$m_{\alpha} n_{\alpha} \frac{d\varepsilon_{\alpha}}{dt} + P_{\alpha} \operatorname{div} \mathbf{u}_{\alpha} = \sum_{\beta} (Q_{\alpha\beta} - \mathbf{u}_{\alpha} \mathbf{R}_{\alpha\beta}) - (1 - \delta) \varepsilon_{\alpha} m_{\alpha} S_{\alpha} + Q_{\alpha}, \quad (8.2)$$

где $Q_{\alpha\beta}$ – скорость столкновительного обмена энергией; S_{α} – скорость изменения « α »-компонента в неупругих процессах и за счет диффузии.

$$Q_{\alpha} = Q_{\alpha}^{\mu} + Q_{\alpha}^{\nu} + Q_{\alpha}^{\text{ny}} + Q_{\alpha}^{\lambda} + Q_{\alpha}^{\nu}, \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}). \quad (8.3)$$

Подробный вывод, а также полные и асимптотические выражения для $\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ и $Q_{\alpha\beta}$ при столкновении нейтральных и заряженных частиц даны в монографии [Ступицкий, Холодов, 2019]. Для нахождения коэффициентов переноса: диффузии, теплопроводности и электропроводности – обычно пользуются элементарным приближением Ланжевена и оценивают точность полученных результатов по экспериментальным данным. Ясный физический анализ и результаты такого эмпирического подхода изложены в монографии [Райзер, 1987].

В экспериментах с разогревом ионосферы мощным потоком радиоизлучения $T_e \gg T$ и, по-видимому, возможно влияние диффузии на пространственное распределение ионизованного компонента в возмущенной области. Поэтому кратко охарактеризуем этот процесс. При низкой концентрации отрицательно и положительно заряженные частицы диффундируют независимо. Это явление называется свободной диффузией. Если же плотности частиц обоих знаков не малы, в результате их разделения возникает поле поляризации, которое автоматически подстраивается друг к другу так, чтобы поле сдерживало убегающие электроны, подтягивая к ним тяжелые ионы и заставляя их диффундировать вместе. Такая диффузия называется амбиполярной.

Рассматривая слабоструйный и медленно движущийся поток электронов или ионов из уравнений неразрывности и движения, сразу получаем в случае свободной диффузии соответствующие коэффициенты:

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e v_e}; \quad D_i = \frac{kT_i}{m_i v_i}.$$

Учитывая в уравнениях движения \mathbf{E} -поле и то, что $(n_+ - n_e) \ll n_e \approx n_+$, тогда потоки электронов и ионов должны быть почти одинаковыми и равны $-D_a \frac{\partial n_{\pm}}{\partial x} = -\nabla n_{\pm}$, где

$$D_a = \frac{k(T_e + T_i)}{m_e v_e + m_i v_i} \quad (8.4)$$

– коэффициент амбиполярной диффузии; v_e , v_i – частоты столкновений электронов и ионов.

Соответственно, уравнение для расчета концентрации электронов будет иметь вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} n_e \mathbf{u} = S_e + \text{div}(D_a \nabla n_e). \quad (8.5)$$

Судя по имеющимся в литературе данным, имеющим качественный характер, распределение плотности потока радиоволн поперек радиолуча имеет гауссовский профиль, что влияет на распределение разогрева по радиусу луча, т. е. на T_e , n_e . Однако цель данной работы состояла в том, чтобы при максимально возможном учете кинетических процессов достаточно адекватно описать электронную температуру, температуру тяжелых части и ионизационно-оптические характеристики возмущенной нижней ионосферы. Детальный учет пространственной структуры в нижней части D -области, по-видимому, будет нужен в дальнейшем при решении практических задач, поэтому здесь процесс диффузии не рассматривается.

Как показали предварительные численные исследования в верхней части D -области и нижней части E -слоя ионосферы, при достаточной мощности радиоизлучения возможно возникновение конвективного течения, так как происходит определенный разогрев тяжелых частиц от электронной энергии. Основная масса заключена в нейтральных частицах и незначительная часть в простых ионах. В указанном диапазоне высот длины свободного пробега тяжелых частиц составляют ~ 0.1 – 1 см (на высоте $h = 100$ км $\lambda \approx 80$ см), т. е. столкновительное взаимодействие обеспечивает односкоростное приближение, поэтому $\mathbf{R}_{\alpha\beta} = 0$, $\mathbf{u}_{\alpha} = \mathbf{u}$, а в уравнениях для температур в выражениях $Q_{\alpha\beta}$ необходимо учитывать столкновительную передачу энергии лишь за счет разности температур.

Наиболее мощные радионагревные стенды располагаются на высоких широтах северного полушария. В данной работе мы будем ориентироваться на установку HAARP, находящейся вблизи г. Гакона на Аляске, где направление магнитного поля близко к вертикальному. Рассматривая сравнительно небольшие по высоте масштабы областей наибольшего поглощения радиоволн, будем предполагать, что направление геомагнитного поля перпендикулярно земной поверхности и его величина $B \approx 0.64$ Гс.

Вращение электронов в геомагнитном поле происходит с периодом $T = \frac{2\pi mc}{eB}$, что соответствует круговой частоте

$$\omega_{ce} = 2\pi f = 2\pi / T = eB / mc = 1.76 \cdot 10^7 \text{ В} \cdot \text{рад/с}. \quad (8.6)$$

При $B \approx 0.64 \text{ Гс}$ получаем $\omega_{ce} = 1.1 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$. По предварительным расчетам, для дневного времени максимальные значения концентрации электронов приходятся на высоты 55–75 км, где концентрация частиц $n \approx 1.2 \cdot 10^{16} \div 8.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и столкновения электронов происходят главным образом с нейтральными частицами. В таблице 8.1 приведены средние значения сечений столкновения с некоторыми нейтральными частицами и их сравнение с сечением атома водорода $\sigma_H = 0.88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ (при полной энергии электронов $\sim 0.1\text{--}0.5 \text{ эВ}$).

Таблица 8.1. Средние сечения молекул

Элемент	N ₂	O ₂	N	O	Ba	Al	NO
$\langle \sigma_{oe}^\alpha \rangle, \text{см}^2$	$8.5 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$2.4 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$1.2 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-16}$
$\langle \sigma_{oe}^\alpha \rangle / \sigma_H$	9.66	5.68	2.27	2.73	227	1.36	7.95

Частоту столкновений электронов с нейтрами можно оценить как

$$v_{eo} = \frac{4}{3} \bar{\sigma}_{eo} \bar{v}_e n, \quad (8.7)$$

где $\bar{v}_e = 6.21 \cdot 10^5 \sqrt{T_e}$, см/с.

При $\bar{\sigma}_{eo} = 7.8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $T_e = 2000 \text{ К}$ и для указанного диапазона высот получаем

$$v_{eo} = 3.4 \cdot 10^8 \div 2.5 \cdot 10^7, \text{ 1/с}.$$

Таким образом, при $h \geq 80 \text{ км}$ $\omega_{ce} < v_{eo}$ и геомагнитное поле на меньших высотах не оказывает влияния не только на динамические характеристики возмущенной области ($B^2 / 8\pi \ll nkT$), но и на электронную диффузию, которая на больших высотах под действием геомагнитного поля становится не только амбиполярной, но и анизотропной.

Следовательно, плотность и скорость возможного движения возмущенной среды определяется уравнениями газодинамики в односкоростном приближении:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \mathbf{u} = 0; \quad (8.8)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g}, \quad (8.9)$$

где

$$\rho = \sum m_\alpha n_\alpha; \quad p = \sum p_\alpha = p_e + p_i + p_0. \quad (8.10)$$

Для тяжелых частиц можно полагать $T_\alpha = T$ для всех « α » и в теплоемкости учитывать только одноатомные, двухатомные и трехатомные молекулы и ионы, предполагая, что вращательные степени свободы у них полностью возбуждены. Тогда, обозначая индексом « m » основные характеристики тяжелых частиц, получаем для T уравнение:

$$\left(\frac{3}{2}n_1 + \frac{5}{2}n_2 + 3n_3\right)k \frac{dT}{dt} + p_m \operatorname{div} \mathbf{u} = Q_m, \quad (8.11)$$

где $Q_m = Q_m^y + Q_m^{\text{ny}}$. Отметим, что главный вклад в Q_m дают упругие столкновения с электронами.

Давление и плотность рассчитываются по формулам:

$$p_m = (n_3 + n_2 + n_1)kT; \quad (8.12)$$

$$\rho = \sum_{\alpha} (m_{\alpha 1}n_1 + m_{\alpha 2}n_2 + m_{\alpha 3}n_3), \quad (8.13)$$

где $m_{\alpha 1}$, $m_{\alpha 2}$, $m_{\alpha 3}$ – массы « α »-компонент, имеющих один, два и три атома.

Аналогичную общую структуру имеет уравнение для электронной температуры:

$$\frac{3}{2}kn_e \frac{dT_e}{dt} + p_e \operatorname{div} \mathbf{u}_e = Q_e. \quad (8.14)$$

В Q_e должны входить все члены, указанные в (8.3) с помощью верхних индексов.

Концентрация каждого компонента « α » определяется уравнением неразрывности:

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} + \operatorname{div} n_{\alpha} \mathbf{u} = S_{\alpha}, \quad (8.15)$$

где S_{α} – скорость изменения « α »-компонента в результате кинетических процессов, полная схема которых представлена в главе 7. Выражения для S_{α} имеют громоздкий вид и в данной работе не приводятся.

8.2. Влияние кинетических процессов на поведение температур

Как было показано ранее в главе 6, мощный направленный поток радиоизлучения от нагревного стенда поглощается электронами ионосферы и теми дополнительными электронами, которые образуются в результате ионизации.

Скорость изменения энергии электронов за счет поглощения радиоизлучения на высоте h будет:

$$Q_e^{\mu} = q(h)\mu(h), \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}), \quad (8.16)$$

где μ – коэффициент поглощения, который получен и обсуждается в разделе 2.4, 1/см:

$$\mu = \frac{\omega_p^2 v_e}{c[(\omega \pm \omega_c)^2 + v_e^2]}, \quad (8.17)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} = 5.64 \cdot 10^4 n_e^{1/2}$ – плазменная частота, 1/с; $\omega_{ce} = \frac{eB}{cm}$ – гирочастота электронов, рад/с. Верхний знак относится к левой, обыкновенной волне, нижний – к правой, необыкновенной волне.

Частота столкновений электронов равна:

$$v_e = v_{eo} + v_{ei}; \quad (8.18)$$

$$v_{eo} = \frac{4}{3} \bar{\sigma}_{eo} \bar{v}_e n_0; \quad (8.19)$$

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi} e^4 n_i \bar{z}^2 L}{3\sqrt{m} (kT_e)^{3/2}}, \quad (8.20)$$

где $L = 24.46 + 1.5 \ln(T_e, \text{эВ}) - 0.15 \ln(\bar{z}^3 n_i)$; n_i – см⁻³.

Для скорости передачи энергии электронам в упругих столкновениях:

$$Q_{eo}^y = \frac{3}{2} k n_e \frac{2m_e}{M} v_{eo} (T - T_e) = 4 \frac{m_e}{M} \bar{\sigma}_{eo} \bar{v}_e n_0 k n_e (T - T_e); \quad (8.21)$$

$$Q_{ei}^y = \frac{16e^4 L}{M \bar{v}_e k T_e} n_e n_i k (T - T_e). \quad (8.22)$$

Для скорости изменения энергии электронов в неупругих процессах $Q_e^{\text{ны}} = Q_e^i + Q_e^B + Q_e^{\alpha} + Q_e^k$ имеем:

для ионизации

$$Q_e^i = - \sum_{\alpha} \left(I_{\alpha} + \frac{3}{2} k T_e \right) \left(n_e n_{\alpha 0} j_{\alpha e} - n_{\alpha i}^2 \bar{j}_{\alpha i} \right), \quad (8.23)$$

где I_{α} – потенциал ионизации; $j_{\alpha e}$, $\bar{j}_{\alpha i}$ – константы скоростей ионизации и тройной рекомбинации. (В данной задаче можно рассматривать лишь однократные ионы).

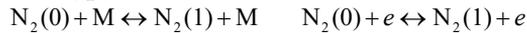
Для возбуждения электронных состояний

$$Q_e^B = - \sum_{\alpha} \sum_k \sum_{m \neq k} E_{\alpha km} \left(n_{\alpha k} n_e j_{km} - n_{\alpha m} n_e j_{mk}^e \right) \quad (8.24)$$

Для диссоциации

$$Q_e^{\alpha} = - \sum_{\alpha} D_{\alpha} \left(n_{\alpha} n_e j_{se} - n_{\alpha}^2 n_e j_{es} \right). \quad (8.25)$$

Отметим, что, как показали предварительные расчеты, влияние кинетики трехатомных молекул на температуры несущественно из-за их сравнительно низкой концентрации. Анализ также показал, что для учета влияния колебательного возбуждения на T_e и T можно ограничиться следующей системой уравнений:



При этом можно предполагать, что в результате быстрого VV-обмена для каждого сорта молекул «s» существует больцмановское распределение по уровням, соответствующее колебательной температуре T_{vs} , которая определяется концентрацией молекул на первом возбужденном колебательном уровне:

$$n_s(v=1) = n_s e^{-\frac{\Delta E_s}{kT_{vs}}} \left(1 - e^{-\frac{\Delta E_s}{kT_{vs}}} \right) \quad (8.26)$$

При температуре 1000–2000 К существенно возбуждение только первого уровня молекул воздуха $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}$, поэтому уравнение кинетики для таких молекул можно записать в виде

$$\frac{\partial n_s(1)}{\partial t} + \text{div}(n_s(1)\mathbf{u}) = \frac{1}{\tau_s} (P_{01}^s n_s(0) + P_{10}^s n_s(1)) + n_e (n_s(0)j_{01} - n_s(1)j_{10}), \quad (8.27)$$

где P_{01}^s, P_{10}^s – вероятность возбуждения и дезактивации при столкновении молекул; τ_s – среднее время между газокинетическими столкновениями; j_{01}, j_{10} – константы скоростей возбуждения и дезактивации электронами; $s = \text{N}_2, \text{O}_2, \text{NO}$ – индекс компонента.

Так как

$$n_s(0) = n_s \left(1 - e^{-\frac{\Delta E_s}{kT_{VS}}} \right), \quad (8.28)$$

то, исключая $\exp\left(-\frac{\Delta E_s}{kT_{VS}}\right)$ из уравнений (8.26), (8.28), получаем:

$$n_s(0) = \frac{n_s}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{4n_s(1)}{n_s}} \right]. \quad (8.29)$$

Решая совместно уравнения (8.26) и (8.29), определим $n_s(0)$ и $n_s(1)$.

Отметим, что выражения (8.26) и (8.28) получены в предположении возможности введения колебательной температуры T_{VS} по соотношению

$$\frac{n_s(1)}{n_s(0)} = \exp\left(-\frac{\Delta E_s}{kT_{VS}}\right).$$

В соответствии с общей структурой правой части уравнения (8.27) вклад колебательной энергии в скорость изменения температуры тяжелых частиц будет следующим

$$Q_e^k = -\sum_s \frac{\Delta E_s}{\tau_s} (P_{01}^s n_s(0) - P_{10}^s n_s(1)). \quad (8.30)$$

Однако аналогичное выражение из (8.27) для электронной температуры будет носить характер лишь грубой оценки, так как константы дискретного перехода $\nu \leftrightarrow \nu + 1$ известны плохо, и существующие экспериментальные данные позволяют описывать электронное возбуждение лишь в непрерывном приближении, то есть на всю совокупность колебательных уровней. Поэтому более корректно говорить о колебательной энергии во всей колебательной моде. Тогда, суммируя по уровням, для Q_e^k получаем

$$Q_e^k = \sum_s \frac{\varepsilon_{ks}(T) - \varepsilon_{ks}(T_{VS})}{\tau_{ks}}. \quad (8.31)$$

Здесь ε_k – энергия единицы объема.

Колебательная энергия определяется следующими выражениями:

$$\varepsilon_{ks}(T_{VS}) = \frac{n_s \Delta E_s}{\exp\left(\frac{\Delta E_s}{kT_{VS}}\right) - 1}; \quad \varepsilon_{ks}(T) = \frac{n_s \Delta E_s}{\exp\left(\frac{\Delta E_s}{kT}\right) - 1}.$$

Характерное время

$$\frac{1}{\tau_{ks}} = \sum_s \frac{P_{10}^s \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_s}{kT}\right) \right)}{\tau_s}.$$

Учитывая важность потерь энергии электронами на колебания, отсутствие надежных данных по сечениям возбуждения молекул электронами вблизи порога, а следовательно, необходимость детального исследования влияния этого процесса на всю энергетику возмущенной области, в расчетах принималось следующее выражение для Q_e^k , учитывающее возбуждение указанных компонент в первом колебательном состоянии электронами:

$$Q_e^k = -\sum E_{\alpha 01} (n_e n_{\alpha 0} j_{\alpha 01} - n_e n_{\alpha 1}^* \bar{j}_{\alpha 10}) \quad (8.32)$$

В работе [Моогге, 2007] приводятся аппроксимационные выражения для Q_e^k . Однако анализ показал, что из-за неучета реального поведения сечения вблизи порога аппроксимация приводит к сильному завышению величины Q_e^k .

Отметим, что так как вращательные кванты очень малы, то в соответствии с экспериментом [Медведев и др., 1976] в уравнении для T_e упругие столкновения с нейтралами и возбуждение вращательных состояний можно описывать единым выражением, которое получено в [Ступицкий, 2006] на основе экспериментальных данных [Медведев и др., 1976].

В работе [Ступицкий, Холодов, 2019; Прияткин, Ступицкий, 1992] было показано, что при фоторекомбинации электронов их температура может расти из-за ухода электронов из низкоэнергетической части спектра. С учетом зависимости сечения фоторекомбинации от энергии электронов было получено выражение для изменения энергии электронов:

$$Q_e^v = \left(\frac{3}{2} - F(T_e) \right) n_e n_i j_{ei}^v, \quad (8.33)$$

где $F(T_e) = 0.64 + 0.11 \lg \left(\frac{I}{T_e} \right)$. Здесь I – потенциал ионизации соответствующей частицы.

Для тяжелых частиц можно приближенно учесть переход энергии к ним в результате дезактивации метастабилей с помощью выражения:

$$Q_m^{\text{ny}} = \sum_{\alpha} E_{\alpha 12} n_{\alpha 2}^* n_e j_{21}, \quad (8.34)$$

где $E_{\alpha 12}$ – энергия между уровнями ($1 \rightarrow 2$); $n_{\alpha 2}^*$ – концентрация метастабилей сорта « α »; j_{21} – константа скорости.

Таким образом, в данной постановке задачи учтены все наиболее важные кинетические процессы, влияющие на температуры. Расчеты показали, что тормозное излучение практически не влияет на поведение электронной температуры. В данной постановке электронная теплопроводность также не оказывает существенного влияния на T_e , так как $\mu q \gg \text{div}(\lambda_e \nabla T_e)$. Отметим также, что в процессе разогрева электронов радиоизлучением время максвеллизации $\tau_e = T_{e,K}^{3/2} / (3.8 n_e \Lambda) \leq 0.1$ с и введение понятия T_e оправдано.

8.3. Сравнительная оценка роли разрешенных и запрещенных переходов

Прежде чем перейдем к обсуждению результатов численных исследований, по-видимому, необходимо отметить еще два физических обстоятельства, связанных с процессами в возмущенной области. Первое касается линейчатого излучения в результате электронных переходов между уровнями атомов и молекул, возбужденных свободными электронами, разогретыми радиоизлучением. Для оценки коэффициентов $\varepsilon_{10} = h\nu_{10}A_{10}n_1$ в квазистационарном приближении для концентрации частиц в возбужденном состоянии n_1 можно записать уравнение:

$$n_e n_0 j_{01}^e - n_e n_1 j_{10}^e - n n_1 j_{10} - A_{10} n_1 = 0,$$

где j_{01}^e , j_{10}^e , j_{10} – константы скоростей возбуждения и дезактивации электронами и тяжелыми частицами; A_{10} – вероятность спонтанных переходов. Для коэффициента излучения получим:

$$\varepsilon_{10} = \frac{A_{10} E_{01} n_e n_0 j_{01}^e}{A_{10} + n j_{10} + n_e j_{10}^e},$$

где $E_{10} = h\nu$ – энергия перехода $0 \leftrightarrow 1$.

В рассматриваемых условиях для метастабильных состояний $n j_{10} \gg A_{10}$; $n j_{10}^e$ и приближенно для соответствующих коэффициентов излучения получаем

$$\varepsilon_{10}^M \cong \frac{A_{10}}{n j_{10}} E_{01} n_e n_0 j_{01}^e.$$

Для многих разрешенных переходов $A_{10} \gg n j_{10}$; $n j_{10}^e$ и соответственно

$$\varepsilon_{10}^P \approx E_{01} n_e n_0 j_{01}^2.$$

На рис. 8.1 представлены основные разрешенные и запрещенные переходы, их подробные характеристики по E_{ij} и A_{ij} даны в монографии [Ступицкий, Холодов, 2019]. Как показано в главе 7, в общей кинетической схеме процессов участвуют в основном частицы, находящиеся в метастабильном возбужденном состоянии, так как они играют определенную роль в ионизационно-химических процессах, и имеют достаточно большую продолжительность свечения. Однако низколежащие разрешенные переходы могут давать коэффициенты излучения, сравнимые или даже превосходящие излучение метастабилей. Действительно, из выражений для ε^M и ε^P оценки по порядку величины их отношение

$$\frac{\varepsilon_{10}^P}{\varepsilon_{10}^M} \cong \frac{n j_{10}^M}{A_{10}^M} \cdot \frac{n_{0P}}{n_{0M}} \left(\frac{E_{01}^P}{E_{01}^M} \cdot \frac{j_{01}^{eP}}{j_{01}^{eM}} \right).$$

Учитывая, что основная зависимость констант скоростей возбуждения от температуры $\sim \exp\left(-\frac{E_{01}}{T_e}\right)$, то для близких значений энергий разрешенных и запрещенных переходов, например, для $O(^1S_0) \rightarrow E_{01} = 4.19 \text{ эВ}$, $A_{10}^M = 1.06 \text{ 1/с}$, $j_{10}^M \cong 10^{-4} \text{ см}^3/\text{с}$; для $O_2(^3\Sigma_u^+) \rightarrow E_{01} = 4.34 \text{ эВ}$, $A_{10}^P = 5 \cdot 10^4 \text{ 1/с}$. Для

$h \approx 80$ км $n_{0P} / n_0 = [O_2] / [O] \approx 10^3$ и получаем $\varepsilon_{10}^P / \varepsilon_{10}^M \approx 4 \cdot 10^6$. Однако эта величина существенно зависит от рассматриваемых уровней. Например, для $O_2(^1\Delta_g) \rightarrow E = 0.98$ эВ, $A = 3.7 \cdot 10^{-4}$ 1/с; $O_2(^3B\Sigma_u^-) \rightarrow E = 6.11$ эВ, $A = 7 \cdot 10^7$ 1/с и отношение $\varepsilon_{10}^P / \varepsilon_{10}^M$ при температуре $T_e = 5800$ К порядка 10^3 . То есть при данном T_e отношение $\varepsilon_{10}^P / \varepsilon_{10}^M$ определяется энергиями возбуждения, концентрациями сравниваемых компонент и вероятностями разрешенных спонтанных переходов. Но так как разрешенные спонтанные переходы соответствуют в основном ультрафиолетовой области спектра, то их роль в ОЭС, работающих в видимом диапазоне, не слишком велика. Однако в общей задаче исследования помеховой обстановки в нижней ионосфере возбуждение разрешенных переходов необходимо учитывать не только с точки зрения излучения, но и из-за их влияния на электронную температуру при разогреве радиоизлучением.

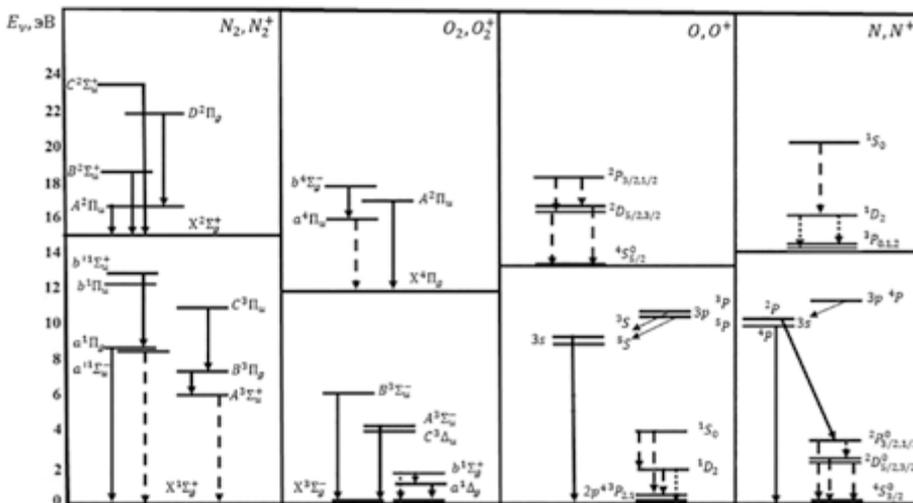


Рисунок 8.1. Схема уровней переходов метастабильных состояний

8.4. Некоторые замечания о характере распределения поглощенной в D-области энергии радиоизлучения, используемые для постановки краевых условий для расчета газодинамического течения

Второе важное обстоятельство, на которое хотелось бы обратить внимание, связано с характером энерговыделения радиолуча. Так как постоянно пополняемым резервуаром тепловой энергии являются электроны, поглощающие излучение, а по высоте область поглощения не имеет достаточно четких границ, то для адекватной и полной постановки задачи о поведении параметров возмущенной области нижней ионосферы выполним предварительные оценки пространственных масштабов и температуры этой области. На рис. 8.2-8.3 показано высотное

распределение концентрации электронов n_e для дневных и ночных условий естественной ионосферы и изменение плотности потока радиоизлучения $q(h)$ и выделяющейся энергии $q(h) \cdot \mu(h)$ для трех значений частот. В зависимости от дневных и ночных условий характер изменения этих величин значительно меняется с высотой, что связано с изменением $n_e(h)$ и $n(h)$ в естественной ионосфере. Изменение количественных значений зависит также от расходимости радиолуча и его начальной плотности потока. Эксперимент показывает, что распределение плотности потока по радиусу луча примерно соответствует гауссовскому профилю, однако, как было описано в главе 6, детальная структура в поперечном сечении луча весьма неоднородна и аналогична дифракционной картине, наблюдаемой в оптических экспериментах с дифракционными решетками и круглыми отверстиями (дискретные и круглые структуры) [Сивухин, 1980]. По-видимому, экспериментальные и расчетные исследования таких оптических структур могут быть полезны для исследования самой ионосферы, так как для взаимодействия радиолуча с ней, однако, они требуют определенной диагностической оснащенности и трудоемки для численного моделирования с достаточно подробным описанием определяющих процессов. В данной работе используются осредненные по радиусу характеристики радиолуча, что позволяет проанализировать численно общий характер поведения ионизационно-химических и оптических характеристик возмущенной области.

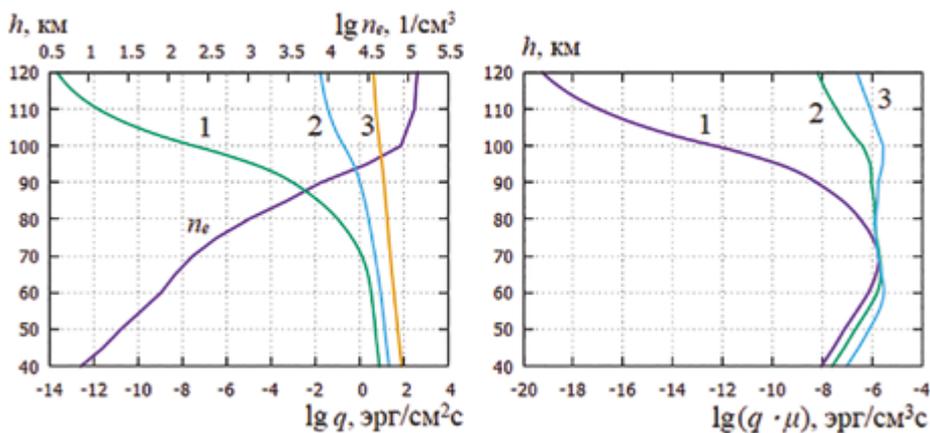


Рисунок 8.2. Высотное распределение электронной концентрации n_e в дневных невозмущенных условиях, плотности потока радиоизлучения и плотности энерговыделения при $q_0 = 2.65 \cdot 10^4 \text{ эрг}/\text{см}^2\text{с}$ (у поверхности Земли) и частоте радиоволны 3 МГц (1), 5 МГц (2), 10 МГц (3)

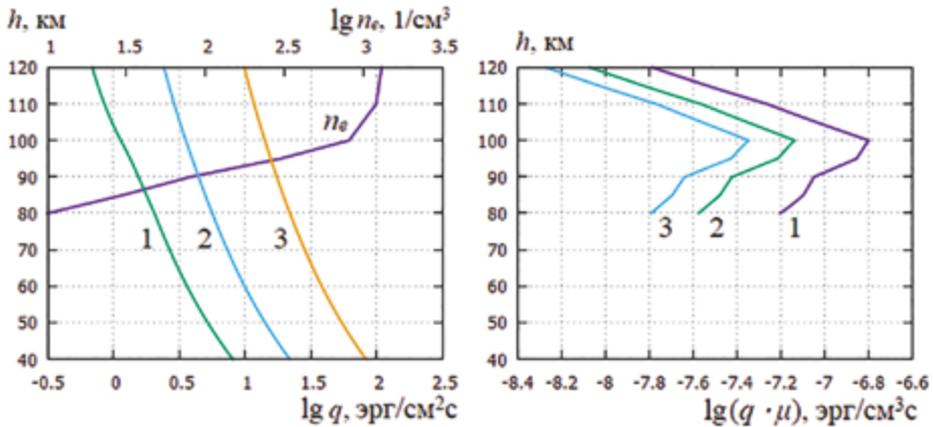


Рисунок 8.3. Высотное распределение электронной концентрации n_e в ночных невозмущенных условиях, плотности потока радиоизлучения и плотности энерговыделения при $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/см²с (у поверхности Земли) и частоте радиоволны 3 МГц (1), 5 МГц (2), 10 МГц (3)

В представленных расчетах мы ориентировались на наиболее мощный нагревный стенд НААРП с площадью фазированной антенны $A_0 = 13 \text{ га} = 1.3 \cdot 10^5 \text{ м}^2$. Так как прямоугольная геометрия антенны имеет, как показывают расчеты, достаточно сложную структуру луча, то антенна предполагалась круговой с эффективным диаметром $L_0 = \sqrt{4A_0 / \pi} = 407 \text{ м}$. Оценим угловую расходимость луча из известного соотношения для дифракции на круговом отверстии [Сивухин, 1980]:

$$\theta = \frac{1.22\lambda}{L_0}.$$

Для частоты $f = 7 \text{ МГц}$ ($\lambda = 43 \text{ м}$), примерно соответствующей середине рассматриваемого спектрального диапазона, получаем $\theta = 0.129 \text{ рад} = 7.4^\circ$ (для $f = 10 \text{ МГц}$ $\theta = 0.09 \text{ рад} = 5.1^\circ$).

Эффективная мощность нагревного стенда НААРП может меняться в диапазоне 400÷3600 МВт при излучаемой мощности $P_{\text{изл}} = 3.6 \text{ МВт}$.

Телесный угол расходимости луча определяется как

$$\Omega \cong 4\pi \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{эф}}} = 2\pi(1 - \cos \theta) \approx \pi\theta^2.$$

Подставляя в выражение значение угловой расходимости луча, получим эффективную мощность нагревного стенда $P_{\text{эф}} = 872 \text{ МВт}$ для $f = 7 \text{ МГц}$ и $P_{\text{эф}} = 1780 \text{ МВт}$ для $f = 10 \text{ МГц}$, что примерно соответствует данным по диапазону $P_{\text{эф}}$. Из оценок расходимости луча для максимальной эффективной мощности, равной 3600 МВт, получаем $\lambda = 21.1 \text{ м}$ и $f = 14.2 \text{ МГц}$.

Плотность мощности у поверхности Земли с учетом вышеизложенного при $P_{\text{изл}} = 3.6 \text{ МВт}$ будет равняться $q_0 = P_{\text{изл}} / A_0 = 27.7 \text{ Вт/м}^2 = 2.77 \cdot 10^4 \text{ эрг/(см}^2\text{с)}$.

Энергия радиоволны, проходящая через ионосферу, поглощается электронами и затем в упругих и неупругих столкновениях передается атомам, молекулам и ионам. Так как n_{e0} в естественной ионосфере мала, то в самом начале действия радиоволны за время $t \leq 10^{-3}$ с температура фоновых электронов быстро возрастает до значений, которые можно оценить из энергетического соотношения:

$$\frac{3}{2}k\Delta T_e n_e = q\mu t,$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана.

Таким образом, на $h = 80$ км, где концентрация электронов в дневных условиях $n_e = 10^3$ см⁻³, $q\mu \approx 10^{-6}$ эрг/(см³·с), получаем для $t = 10^{-3}$ с температуру $\Delta T_e \approx 5000$ К.

Для возможного разогрева тяжелых частиц получим достаточно грубую оценку сверху в плоском слое радиуса R и небольшой толщины Δ по вертикали, в котором в основном поглощается мощный поток радиоизлучения, действующий время t . Тогда

$$\frac{3}{2}k\Delta T n V = wt,$$

где V – объем слоя; n – концентрация молекул в объеме V ; w – излучаемая мощность стенда, направленная по вертикальному каналу, сечение которого с высотой меняется как $A(h)$. При дальнейшем развитии нагревных стендов мощность американской установки HAARP может быть доведена до 15 МВт. Учитывая, что основной поток энергии заключен вблизи центра луча, как видно из рис. 8.3, по вертикали он поглощается в достаточно тонком слое по высоте, будем полагать, что основная энергия поглощается в цилиндре диаметром 2 км и высотой 1 км, находящемся на высоте ~ 105 км. Тогда, полагая $n = 4.6 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $w = 1.5 \cdot 10^{14}$ эрг/с, $V = 3.14 \cdot 10^{15}$ см³, получаем

$$\Delta T = \frac{wt}{1.5knV} = 50t.$$

За время $t \sim 100$ с температура в области воздействия радиоизлучения может повыситься до 5000 К, что приведет к возникновению в ней достаточно интенсивного газодинамического течения. В данной работе разработан специальный двумерный численный алгоритм для исследования возможности и характера такого газодинамического возмущения.

ГЛАВА 9. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Важным этапом численных исследований является создание достаточно универсального алгоритма решения системы кинетических уравнений.

9.1. Предварительный численный анализ системы кинетических уравнений, метод их расчета и анализ его точности

Изменение концентрации произвольного k -го компонента n_k , в рамках механики сплошной среды, описывается кинетическим уравнением:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \operatorname{div} n_k \mathbf{u}_k = S_k; \quad k = 1, \dots, N, \quad (9.1)$$

где N – количество компонент: атомов, молекул, ионов, положительных и отрицательных связей, метастабилей с возбуждением на определенный электронный уровень, молекул с возбуждением на определенный колебательный уровень; S_k – скорость изменения n_k в различных столкновительных и излученческих процессах. Аналогичный вид имеет кинетическое уравнение для концентрации электронов n_e .

Так как в нижней ионосфере среду можно считать односкоростной, то есть при возникновении газодинамического движения можно полагать, что направленная скорость всех компонент одинакова: $\mathbf{u}_k = \mathbf{u}_e = \mathbf{u}$ ($k = 1, \dots, N$), то общая концентрация тяжелых частиц в смеси (табл. 7.1):

$$n = \sum_{k=1}^N n_k. \quad (9.2)$$

Как видно из табл. 7.1, атомарный (элементарный) состав молекул смеси существенно различен, но при отсутствии примеси он состоит только из следующих элементов: N, O, H, C. Если рассматривается задача с примесью, то ее можно ввести как дополнительный элемент. Таким образом, суммарная концентрация s -го элемента в составе атомов, молекул и ионов будет:

$$n_s = \sum_k n_k \nu_{sk},$$

где $\nu_{sk} = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ – количество атомов и ионов s -го элемента в частице k -го компонента. Например, наибольшее количество $\nu = 5$ атомов водорода в ионе-связке H_5O_2^+ .

Кинетические процессы не изменяют количество любого s -ого элемента в единице объема. Это изменение происходит только за счет расширения или сжатия газовой смеси. Таким образом, в односкоростном приближении

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \operatorname{div} n_s \mathbf{u} = 0. \quad (9.3)$$

Если просуммировать по всем s , то концентрация атомов воздуха в смеси $n_B = \sum_{s=1}^4 n_s$ и для нее:

$$\frac{\partial n_B}{\partial t} + \operatorname{div} n_B \mathbf{u} = 0 \quad (9.4)$$

или умножая (9.3) на m_s и суммируя, получим для плотности воздуха

$\rho_B = \sum_{s=1}^4 m_s n_s$, аналогичное уравнение:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{u} = 0. \quad (9.5)$$

При численном решении системы кинетических уравнений удобно ввести относительные концентрации $\alpha_k = n_k / n_B$. Тогда уравнение (9.1) преобразуется к виду

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} = \frac{S_k}{n_B}, \quad (9.6)$$

а для n_B использовать уравнение (9.4). Если мощность и время воздействия радиоизлучения невелики, то $n_e \ll n_B$ и температура тяжелых частиц практически не отличается от естественной и газодинамическое течение не развивается. Тогда $n_B(\mathbf{r}, t) = n_B(\mathbf{r}, 0) = n_B(h)$ и можно использовать атмосферное значение $n_B(h)$ для каждой расчетной высоты h . Основной вклад в $n_B(h)$ дают атомы азота и кислорода, причем для расчетов в диапазоне высот $h = 30\text{--}90$ км можно также использовать концентрацию молекул N_2 и O_2 , которая равна $2n_B$.

Совместный расчет кинетических уравнений для всех блоков одновременно неоправданно усложняет решение задачи по определению концентраций компонентов, указанных в табл. 7.1. Как в естественной, так и в возмущенной радиоволнами нижней ионосфере основными компонентами являются компоненты, образованные из азота и кислорода. Именно они определяют главным образом ионизационно-химический состав возмущенного воздуха. Молекулы H_2O , OH , CO_2 , CO в основном и колебательно возбужденном состоянии, метастабili, положительные и отрицательные связи относятся к малым составляющим верхней ионосферы. Их концентрация на несколько порядков меньше концентрации основных компонент, и они слабо влияют на них. Поэтому их концентрацию можно рассчитывать независимо, на фоне расчета основных компонент.

Алгоритм расчета построен таким образом, чтобы можно было решать всю кинетическую задачу одновременно или «выключать» блоки малых составляющих ионосферы.

Отладка численного алгоритма расчета кинетического блока производилась на решении релаксационной по времени кинетической задачи для различных начальных температур и плотности воздушной смеси. Известно, что задача химической кинетики относится к особому классу жестких задач [Калиткин, 1995, 2011; Полак, 1984; Хайрер, 1999]. Особенностью этих задач являются существенно различные времена протекания химических реакций, что приводит к отличию по порядку величины действительных частей собственных значений матрицы Якоби системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Решение таких задач проводится с использованием исключительно неявных методов, по которым к настоящему моменту существует достаточно обширная

литература (например, [Калиткин, 1995; Полак, 1984; Хайрер, 1999]). Рассматриваются две группы методов – одноточечные (в основном методы Рунге-Кутты и методы Розенброка) и многоточечные (формулы дифференцирования назад, или методы Гира) [Полак, 1984]. При этом особую популярность приобрели методы с переменным шагом [Полак, 1984].

Численные исследования показали, что использование полностью неявного метода Гира 4-го порядка с постоянным шагом или Розенброка также 4-го порядка приводит к системе линейных алгебраических уравнений часто с плохо обусловленной матрицей, что создает серьезные трудности в их решении. Многоточечный метод Гира, хотя и дает высокую точность решения, однако из-за необходимости иметь решение вплоть до сотен секунд и больше приводит к чрезмерно большому времени счета.

Результаты исследований показали, что при записи кинетических уравнений в виде

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} = -\alpha_k R_k + I_k, \quad (9.7)$$

где $-\alpha_k R_k$ – определяет убыль вещества; I_k – образование вещества, то наиболее оптимальным по времени счета и точности для решения системы (9.7) является полуявный метод Эйлера с реализацией алгоритма автоматического выбора шага интегрирования [Полак, 1984]. При этом функции R_k и I_k могут использоваться в явном виде

$$[\alpha_k]_{i+1} = \frac{[\alpha_k]_i + \tau I_{ki}}{1 + \tau R_{ki}}, \quad (9.8)$$

где индексы i и $i+1$ обозначают предыдущий и следующий моменты времени. На каждом шаге интегрирования по формуле (9.8) проводится расчет концентраций $[\alpha_k]_{i+2}^{(\tau)}$ и $[\alpha_k]_{i+1}^{(2\tau)}$ для момента времени $t + 2\tau$ с шагом τ и 2τ , соответственно, и рассчитывается максимальная относительная погрешность

$$\delta = \max_k \left| \frac{[\alpha_k]_{i+2}^{(\tau)} - [\alpha_k]_{i+1}^{(2\tau)}}{[\alpha_k]_{i+2}^{(\tau)}} \right|$$

Если $\delta < 3\varepsilon/2$, где ε – заданная относительная погрешность на шаге (в расчетах, как правило, полагалось $\varepsilon = 10^{-2} \div 10^{-4}$), то результат, полученный с шагом τ , принимается; если $\delta < \varepsilon/2$, то далее пытаемся увеличить шаг вдвое. Если же $\delta > 3\varepsilon/2$, то результат, полученный с шагом τ отвергается, расчет повторяется с шагом $\tau/2$.

По ходу расчета проверялось выполнение закона сохранения каждого s-го элемента:

$$\sum_s n_s v_{sk} = \text{const} \quad (9.9)$$

Для анализа возможностей используемого алгоритма и оценки характера поведения различных компонент во времени были выполнены отдельные и совместные расчеты ионизационно-химического, метастабильного и колебательного блоков для различных значений температур в предположении $T_e = T$ для высоты 80 км. Относительная погрешность выполнения соотношения (9.9) не превосходила 1%.

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

На рис. 9.1 показаны концентрации ионизационно-химического блока для $T = 5000$ К. Время выхода на равновесные значения составило $t_p \approx 10$ с. Наибольшую концентрацию среди ионизованных компонент имеют O^+ и $NO^+ \sim 10^{-3}$.

На рис. 9.2 представлены результаты совместного расчета ионизационно-химического, метастабильного и сокращенного колебательного блока. Наибольшего значения достигают концентрации $O_2(^1\Delta_g)$ и $O(^1D)$ за $t \approx 0.1$ с.

Представленные результаты не «привязаны» к воздействию радиоволн и дают лишь предварительное представление о роли отдельных процессов и проверке точности расчетного алгоритма кинетических блоков.

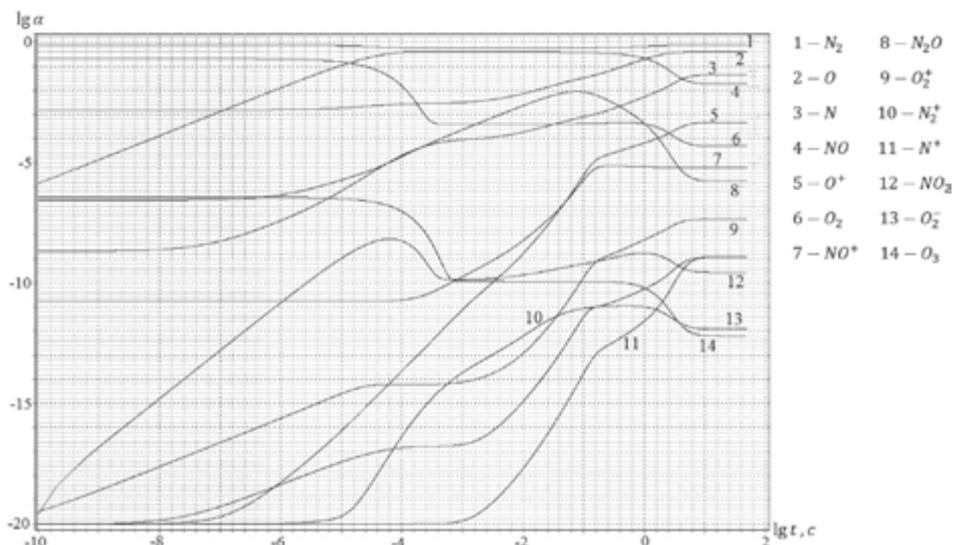


Рисунок 9.1. Обезразмеренные концентрации компонент ионизационно-химического блока для $n_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T = 5000$ К

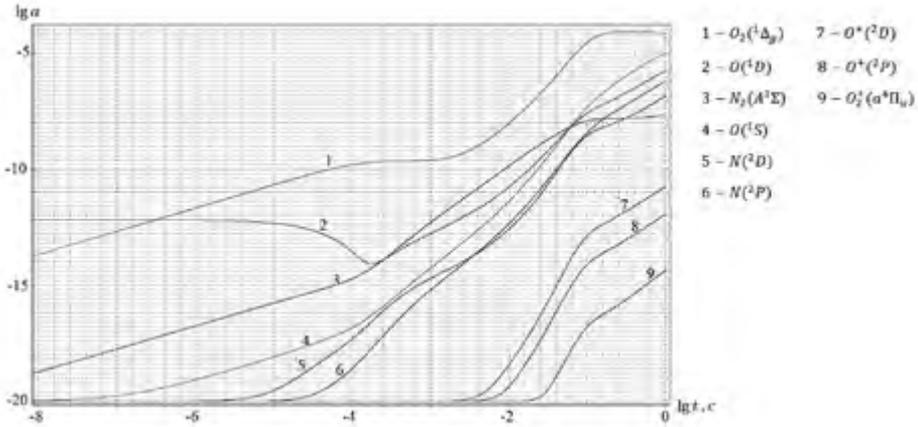


Рисунок 9.2. Обезразмеренные концентрации компонент метастабильного блока для $n_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T = 5000 \text{ К}$

9.2. О взаимосвязи энергетических и кинетических процессов

Как следует из главы 7, для достаточно полного ответа на вопрос об ионизационно-оптических характеристиках D-области ионосферы при воздействии на нее мощного потока радиоизлучения необходимо рассматривать широкий спектр взаимосвязанных кинетических процессов. В данной работе был создан многоблочный численный алгоритм, позволяющий решить задачу с учетом всего комплекса рассматриваемых процессов в приемлемое расчетное время. Однако существует определенная трудность, связанная с отсутствием достаточно надежных значений констант скоростей ряда важных процессов, поэтому очевидно, что понять роль отдельных процессов можно только решая задачу с постепенным добавлением отдельных процессов, соответствующих вместе с тем определенному физическому содержанию, которое может представлять и самостоятельный научный и практический интерес.

В уравнении для электронной температуры роль неупругих процессов описывается такими же членами, как в уравнении кинетики с домножением на энергию процесса. Вблизи равновесия можно приближенно записать: $A(T_e) \exp(-E/T_e) - B(T_e) = 0$, т. е. значение T_e определяется главным образом экспоненциальной зависимостью $T_e \approx E \ln(A/B)$.

Выражения, определяющие расход энергии электронов в упругих столкновительных процессах с нейтральными и ионизованными тяжелыми частицами, достаточно хорошо известны и приведены в предыдущем разделе. В отношении неупругих столкновений все процессы можно подразделить на несколько категорий по их энергетическому порогу E :

- ионизация: 12-15 эВ;
- диссоциация N_2 , O_2 : ~ 8 эВ;
- возбуждение разрешенных электронных переходов: $\sim 6 \div 8$ эВ;
- возбуждение метастабильных уровней: $\sim 1 \div 2$ эВ;
- возбуждение колебаний: ~ 0.3 эВ.

Первые три процесса с высоким энергетическим порогом $E \geq 6-8$ эВ и два последних процесса с энергией $E \leq 1$ эВ. Так как зависимость скорости прямого процесса обычно определяется зависимостью $\exp(-E/T_e)$, то между этими двумя группами зависимость от T_e дает существенно различные величины, а следовательно, их влияние на T_e также существенно различно. Поэтому в первую очередь необходимо было провести численные исследования влияния на электронную температуру первой группы высокоэнергетических процессов, и в первую очередь процессов ионизации.

Так как наибольший энергетический порог имеют процессы ионизации атомов и молекул электронами, то наиболее удобными для исследования развития ионизации являются инертные газы Ar, Xe, в который нет тех внутренних степеней свободы, которые есть у молекул. Кроме того, инертные газы широко используются в лабораторных экспериментах, в частности при изучении высокочастотных индукционных и емкостных разрядов [Райзер, 1987]. В емкостных разрядах давление обычно значительно ниже атмосферного (~ 1 торр) и диапазон частот $f \sim 10^{-1} \div 10^2$ МГц. В численном анализе использовались плотности потока $q_0 \sim 10^4$ эрг/см²с, что примерно соответствует стенду HAARP (таблица 6.1, глава 6).

Тогда из общей системы уравнений, сформулированной в главе 8, получаем для одноатомного газа упрощенную систему уравнений:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e n_{j_{oe}} - n_e^2 n^+ j_{ei} \equiv S_e; \quad (9.1)$$

$$\frac{3}{2} kn_e \frac{dT_e}{dt} = \mu q - \left(I + \frac{3}{2} kT_e \right) S_e - Q_e^y; \quad (9.2)$$

$$\frac{5}{2} kn \frac{dT}{dt} = Q_e^y, \quad (9.3)$$

где $Q_e^{\mu} = \mu q$ – поглощаемая электронами энергия, эрг/(см³·с); $Q_e^y = Q_{ei}^y + Q_{eo}^y$ – потери энергии на упругие соударения; $Q_i^e = \left(I + \frac{3}{2} kT_e \right) S_e$ – потери энергии на ионизацию и рекомбинацию.

Здесь T_e, T – в К, n_e, n, n^+ – см⁻³.

Для каждого слагаемого имеем

$$Q_{ei}^y = \frac{3}{2} kn_e \frac{T_e - T}{\tau_{ei}}, \quad (9.4)$$

$$Q_{eo}^y = \frac{3}{2} kn_e \frac{T_e - T}{\tau_{eo}}. \quad (9.5)$$

Характерное время обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами определяется выражениями:

$$\frac{1}{\tau_{ei}} = v_{ei} \frac{2m}{M_i}, \quad (9.6)$$

$$\frac{1}{\tau_{eo}} = v_{eo} \frac{2m}{M_o}. \quad (9.7)$$

Частота электрон-ионных столкновений определяется выражением:

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \frac{e^4 n_i z^2}{\sqrt{m} T_e^{3/2}} = \frac{3.6 n_i z^2 \Lambda}{T_{e,K}^{3/2}}, \quad 1/\text{с}. \quad (9.8)$$

$$z = 1.$$

И соответственно

$$\tau_{ei} = \frac{250 \mu_i T_{e,K}^{3/2}}{n_i z \Lambda}, \quad \text{с},$$

где μ_i – молекулярный вес ионов; Λ – кулоновский логарифм:

$$\Lambda = 8.7 + 1.5 \ln T_e - 0.5 \ln n_e \approx 10.$$

В рассматриваемой упрощенной постановке задачи логарифм полагался равным 10. Среднее сечение для столкновения электронов с нейтралами полагалось постоянным и для него использовались экспериментальные результаты, представленные в работе [Мак-Даниэль, 1967], без учета эффекта Рамзауэра.

Перепишем систему уравнений (9.1)–(9.3) в расчетном виде, используя степень ионизации $\alpha = n_e/n$, полагая $n = n_i + n_0$, $n_e = n_i$ и вводя некоторые числовые значения:

$$v_{eo} = \frac{4}{3} \bar{\sigma}_{eo} \bar{v}_e n_0 = 8.3 \cdot 10^5 \bar{\sigma}_{eo} \sqrt{T_e} n_0 = 6.77 \cdot 10^{-10} \sqrt{T_e} n_0, \quad (9.9)$$

где $\bar{v}_e = 6.21 \cdot 10^5 \sqrt{T_e}$, см/с; T_e — К.

И соответственно

$$\tau_{eo} = 1.8 \cdot 10^{12} \frac{\mu_0}{n_0 \sqrt{T_{e,K}}}, \quad \text{с},$$

где μ_0 – молекулярный вес частиц, г/моль, n_0 – см⁻³.

Поглощение радиоволн определяется коэффициентом поглощения

$$\mu = \frac{\omega_p^2 v_e}{c[(\omega - \omega_c)^2 + v_e^2]}; \quad (9.10)$$

$$v_e = v_{eo} + v_{ei};$$

$$\omega_c = \frac{eB}{cm} = 1.1 \cdot 10^7 \text{ рад/с}; \quad B = 0.66 \text{ Гс};$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} = 5.64 \cdot 10^4 n_e^{1/2}, \quad 1/\text{с}.$$

Знак « \leftrightarrow » в знаменателе соответствует необыкновенной волне: $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$.

Тогда из (9.1)–(9.3) получаем:

$$\frac{d\alpha}{dt} = j_{ei} n^2 \alpha \left[(1-\alpha) \frac{K}{n} - \alpha^2 \right]; \quad (9.11)$$

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{q(h)\mu(h)}{1.5kn\alpha} - \left(\frac{2}{3} \cdot 11610 \cdot I + T_e \right) j_{ei} n^2 \left[(1-\alpha) \frac{K}{n} - \alpha^2 \right] - \frac{T_e - T}{\tau_{ei}} - \frac{T_e - T}{\tau_{eo}}; \quad (9.12)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{3}{5} \alpha \left(\frac{T_e - T}{\tau_{ei}} + \frac{T_e - T}{\tau_{eo}} \right). \quad (9.13)$$

Здесь

$$\frac{q(h)\mu(h)}{1.5kn\alpha} = \frac{5.1 \cdot 10^{14} q(h)v_e}{[(\omega - \omega_c)^2 + \nu_e^2]}, \text{ К/с};$$

$$K = 4.85 \cdot 10^{15} T_e^{3/2} \exp\left[-\frac{I \cdot 11610}{T_e}\right], \text{ см}^{-3};$$

$$j_{ei} = \frac{1.71 \cdot 10^{-8}}{T_e^{9/2}}, \text{ см}^6/\text{с},$$

где $q(h)$ – в эрг/(см²·с), $\mu(h)$ – 1/см; I – потенциал ионизации, эВ.

В таблице 9.1 представлены основные характеристики аргона и ксенона, при которых были проведены численные исследования.

Таблица 9.1. Характеристики инертных газов

Инертный газ	Потенциал ионизации I	Молярная масса
Ar	15.76 эВ	40 г/моль
Xe	12.0 эВ	131.3 г/моль

В качестве начальных условий будем ориентироваться на ионосферные значения концентрации электронов и тяжелых частиц на соответствующих высотах. На рис. 9.3 представлена концентрация электронов в дневное и ночное время. Числовые значения даны в таблице 9.2 [Гуревич, Шварцбург, 1973].

Отметим, что в ночных условиях в нижней части D -области ($h < 80$ км), где ионизация мала и происходит главным образом под действием космического излучения, концентрация электронов практически равна нулю. Однако, как показали расчеты, при действии мощного потока радиоизлучения развитие ионизации при заданной плотности потока q (эрг/см²·с) и концентрации тяжелых частиц n слабо зависит от $n_e(t = 0)$.



Рисунок 9.3. Распределение свободных электронов в дневное и ночное время

Представленная выше система уравнений (9.11–9.13) существенно нелинейна и содержит три различных по физическому содержанию процесса: поглощение электронами радиоизлучения, передачу энергии от электронов тяжелым частицам в упругих столкновениях и ионизацию

атомов (или молекул) электронами. Поэтому, чтобы наиболее полно выяснить взаимосвязь этих процессов, расчеты выполнялись для различных n , q , f . Причем по значению n и таблицам 9.1 и 9.2 можно приблизительно ориентироваться на определенные значения высот.

Таблица 9.2. Значение концентрации электронов в дневное и ночное время

h , км	День	Ночь	h , км	День	Ночь
	n_e , см ⁻³	n_e , см ⁻³		n_e , см ⁻³	n_e , см ⁻³
35	5	0	100	81000	1200
40	8	0	105	$1.1 \cdot 10^5$	1500
45	15	0	110	$1.2 \cdot 10^5$	1800
50	25	0	120	$1.3 \cdot 10^5$	2100
55	45	0	130	$1.5 \cdot 10^5$	2200
60	80	0	140	$2.2 \cdot 10^5$	2300
65	120	0	150	$3.1 \cdot 10^5$	2400
70	200	0	200	$5.1 \cdot 10^5$	3000
75	400	0	250	$1.0 \cdot 10^6$	10^4
80	1000	10	300	$1.6 \cdot 10^6$	10^5
85	3000	45	350	$1.6 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^5$
90	8000	60	400	$1.5 \cdot 10^6$	$3.0 \cdot 10^5$

С физической точки зрения представляет интерес, обнаруженный в данных численных исследованиях, эффект развития автоколебаний при определенных значениях концентраций, плотностей энергий и частот. Эффект отчетливо выражен в главном энергетическом параметре системы – в электронной температуре. В меньшей степени он выражен в степени ионизации и температуре тяжелых частиц (рис. 9.4–9.6). Сам эффект наблюдается при концентрации n , соответствующей высотному диапазону ~70–80 км, где становится заметным разогрев тяжелых частиц. Поведение для Хе аналогично (рис. 9.7-9.9).

Эффект заключается в следующем. Вследствие низкой начальной концентрации электронов их температура за несколько миллисекунд достигает ~7500 К, однако дальнейшее изменение параметров, как будет показано ниже, принципиально отличается от поведения параметров в дневной ионосфере на меньших высотах. Пока $\alpha \ll 1$, частота столкновений электронов определяется столкновениями с нейтральными частицами и $\nu_e \cong \nu_{eo} \sim 10^6 - 10^7$ 1/с, то есть значительно меньше $\omega = 6 \cdot 10^7$ 1/с. Определенное время при $T_e = 7500$ К степень ионизации экспоненциально растет, так как рекомбинация еще мала. Одновременно возрастает частота столкновений электронов с ионами ν_{ei} , причем возрастает также экспоненциально. Когда степень ионизации достигает значения $\sim 10^{-3}$, ν_{ei} сравнивается с ν_{eo} и далее превосходит частоту электромагнитной волны, $\nu_e > \omega$. Теперь в коэффициенте поглощения можно пренебречь ω^2 по сравнению с ν_e^2 , тогда $Q_e^u \sim 1/\nu_e$. Это приводит к немонотонности в поведении T_e и быстрому нарастанию температуры тяжелых частиц из-за высокой степени ионизации.

С падением T_e уменьшается степень ионизации α и, следовательно, уменьшается частота столкновений. Со временем она сравнивается и потом становится меньше частоты электромагнитной волны, что приводит к новому росту температуры и степени ионизации. Далее процесс повторяется. Периодическое изменение параметров происходит резко, скачками, что является характерным признаком автоколебательных систем релаксационного типа. В таких системах всегда существует так называемый «клапан» – устройство или параметр, попеременно открывающий и закрывающий доступ энергии в систему, причем когда доступ энергии в систему закрыт, накопленная уже энергия покидает систему. Очевидно, таким «клапаном» в данной задаче является частота столкновений электронов. Так как на этих высотах степень ионизации достигает значений $\sim 10^{-3}$, то весь колебательный процесс сопровождается ростом температуры тяжелых частиц и выходом на равновесие, когда $T_e = T$.

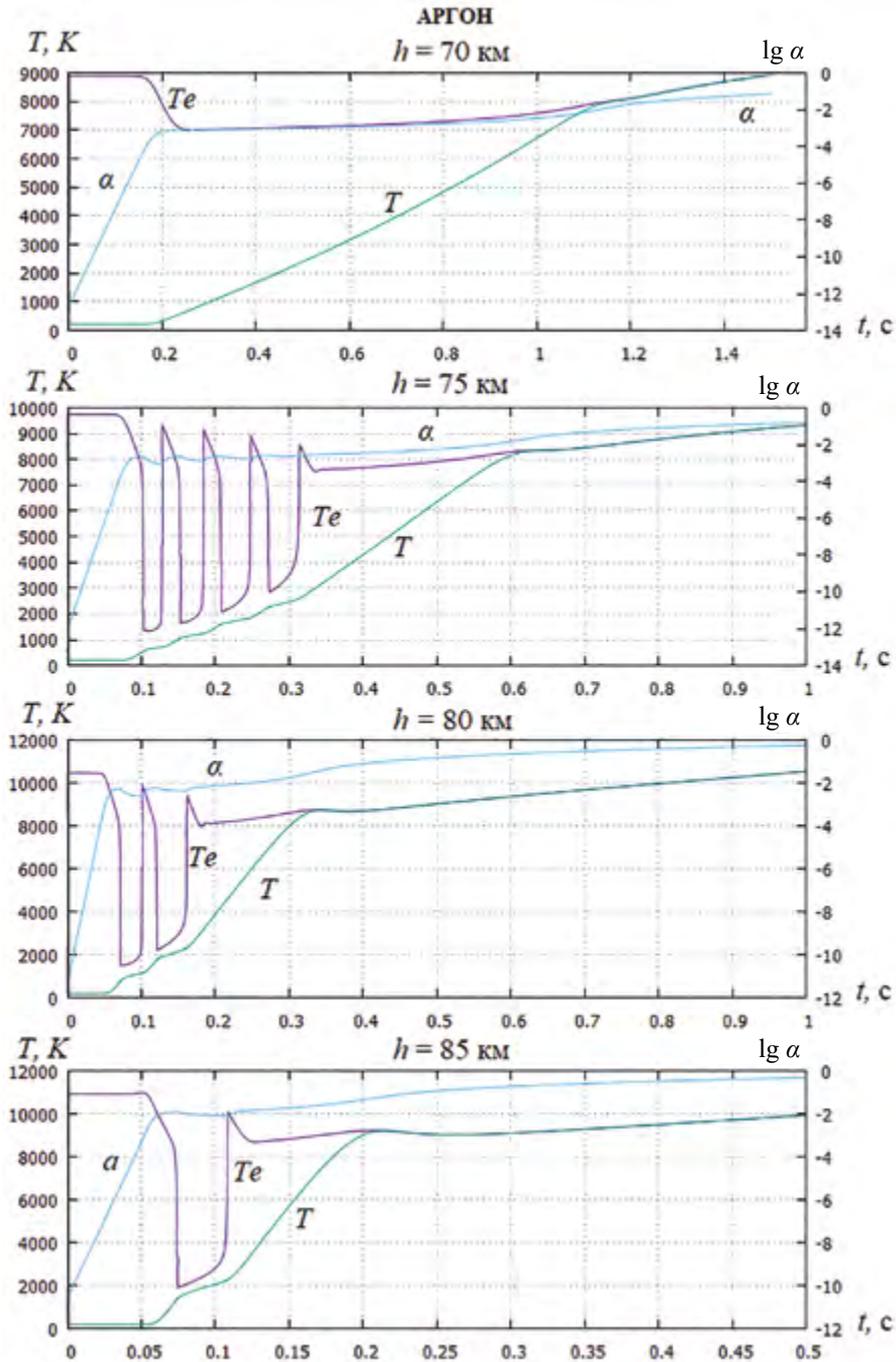


Рисунок 9.4. Изменение температуры и степени ионизации для аргона при плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/см²с и частоте 3 МГц при вариации концентрации нейтральных частиц, соответствующей определенной высоте ионосферы

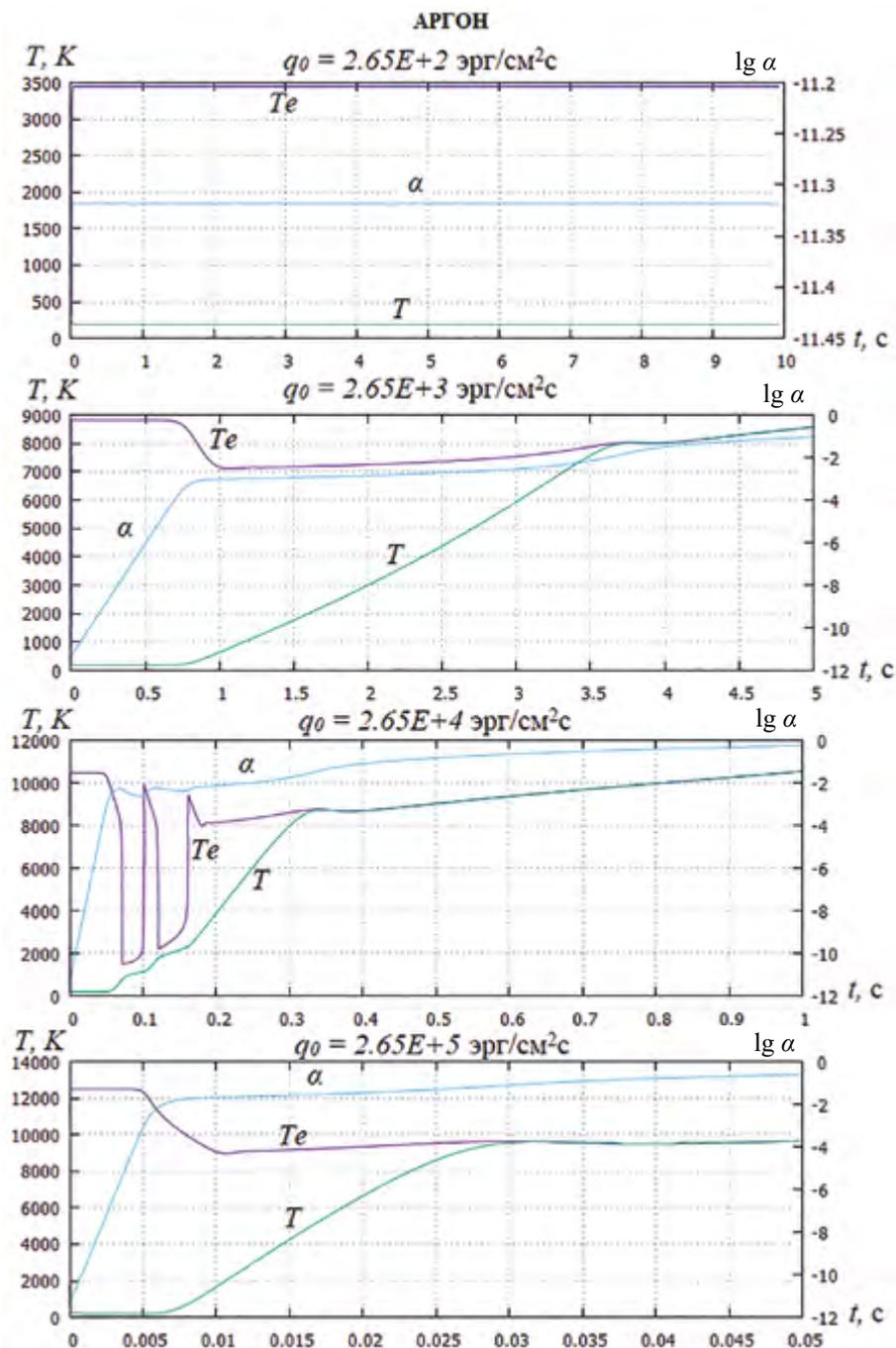


Рисунок 9.5. Изменение температуры и степени ионизации для аргона в зависимости от плотности потока радиоволн q_0 при частоте радиоизлучения 3 МГц. Концентрация нейтральных частиц соответствует высоте 80 км

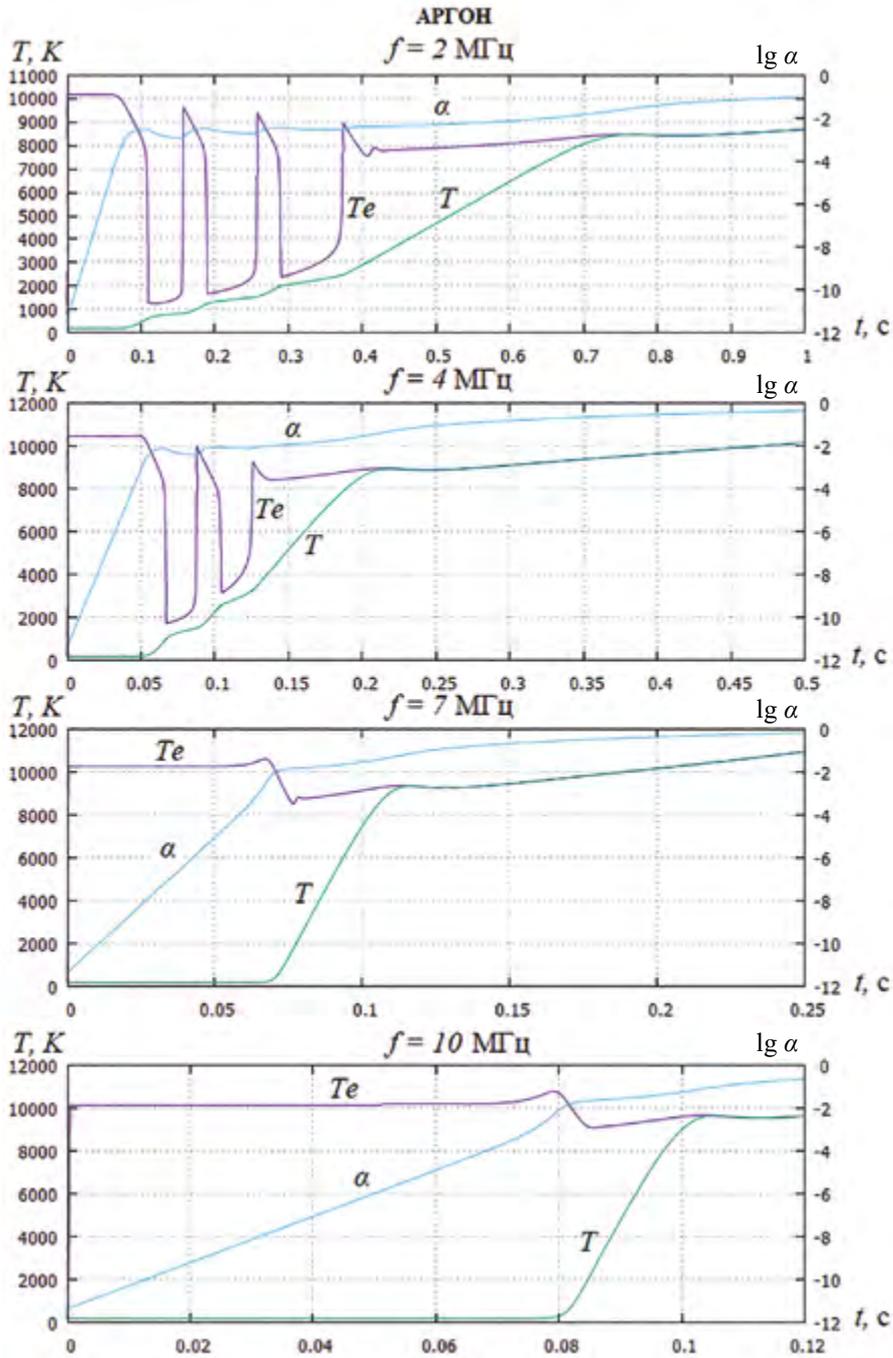


Рисунок 9.6. Изменение температуры и степени ионизации для аргона в зависимости от частоты радиоизлучения при плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{с}$. Концентрация нейтральных частиц соответствует высоте 80 км

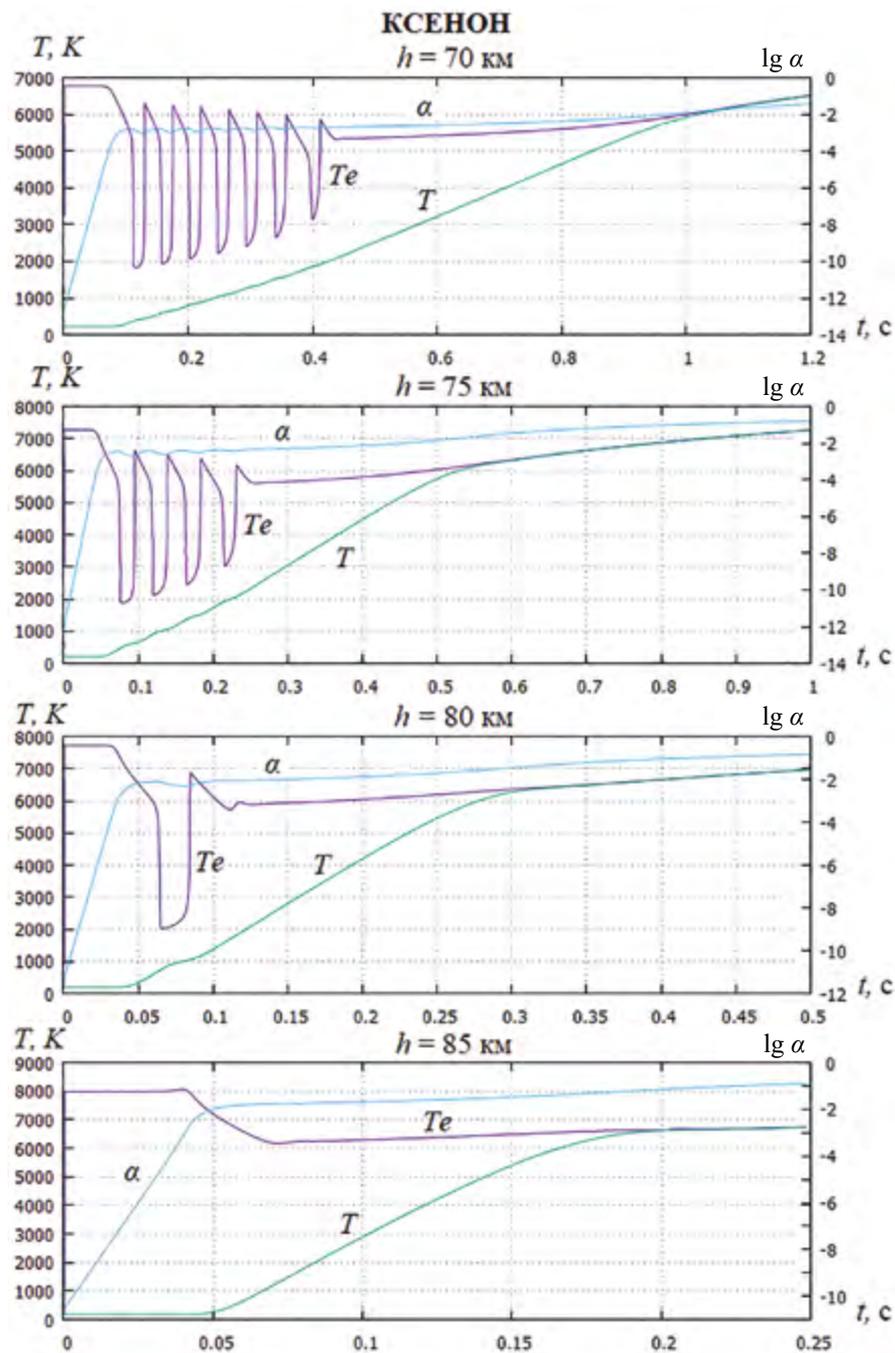


Рисунок 9.7. Изменение температуры и степени ионизации для ксенона при плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{с}$ и частоте 3 МГц при вариации концентрации нейтральных частиц, соответствующей определенной высоте ионосферы

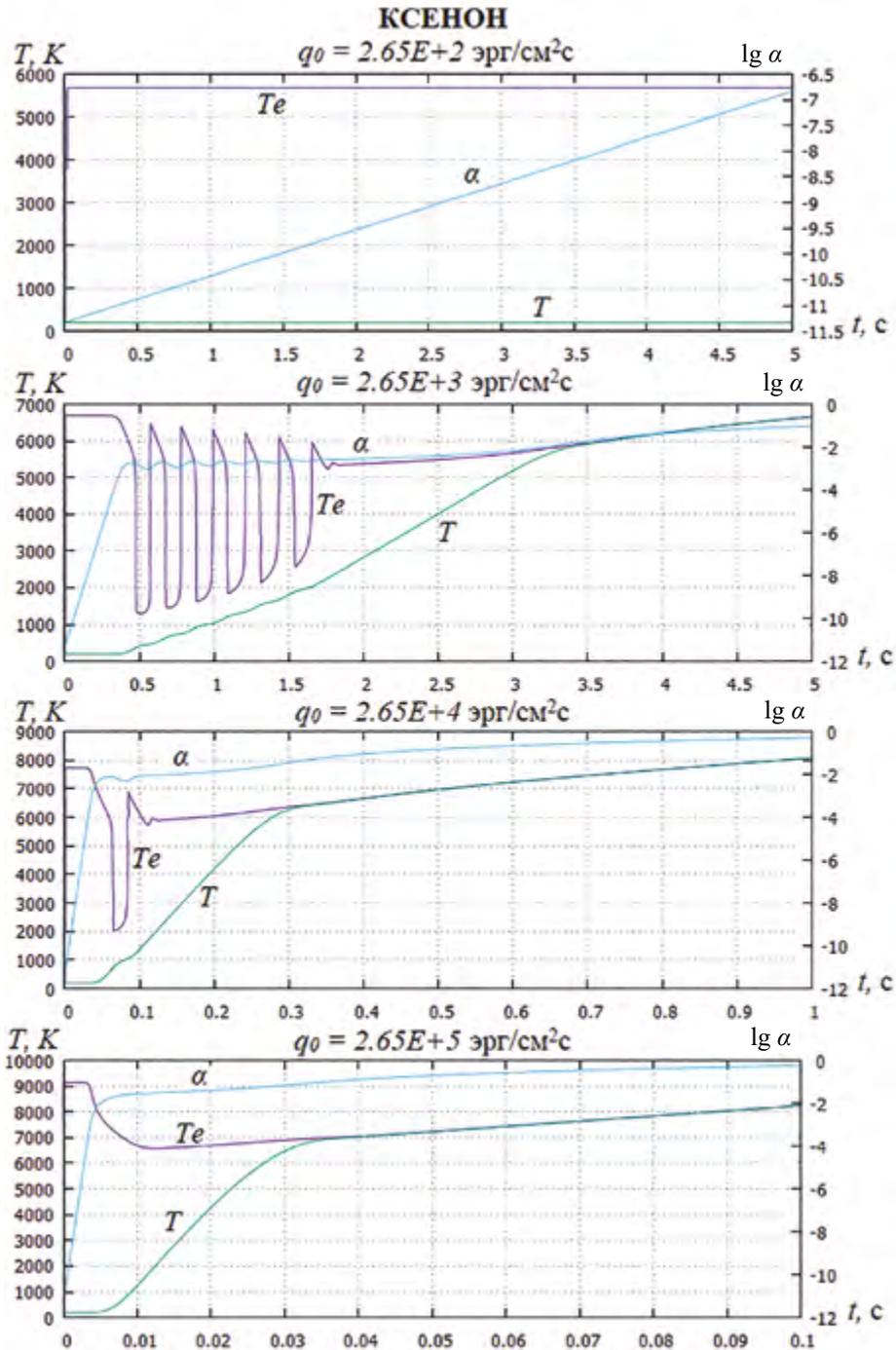


Рисунок 9.8. Изменение температуры и степени ионизации для ксенона в зависимости от плотности потока радиоволн q_0 при частоте радиоизлучения 3 МГц. Концентрация нейтральных частиц соответствует высоте 80 км

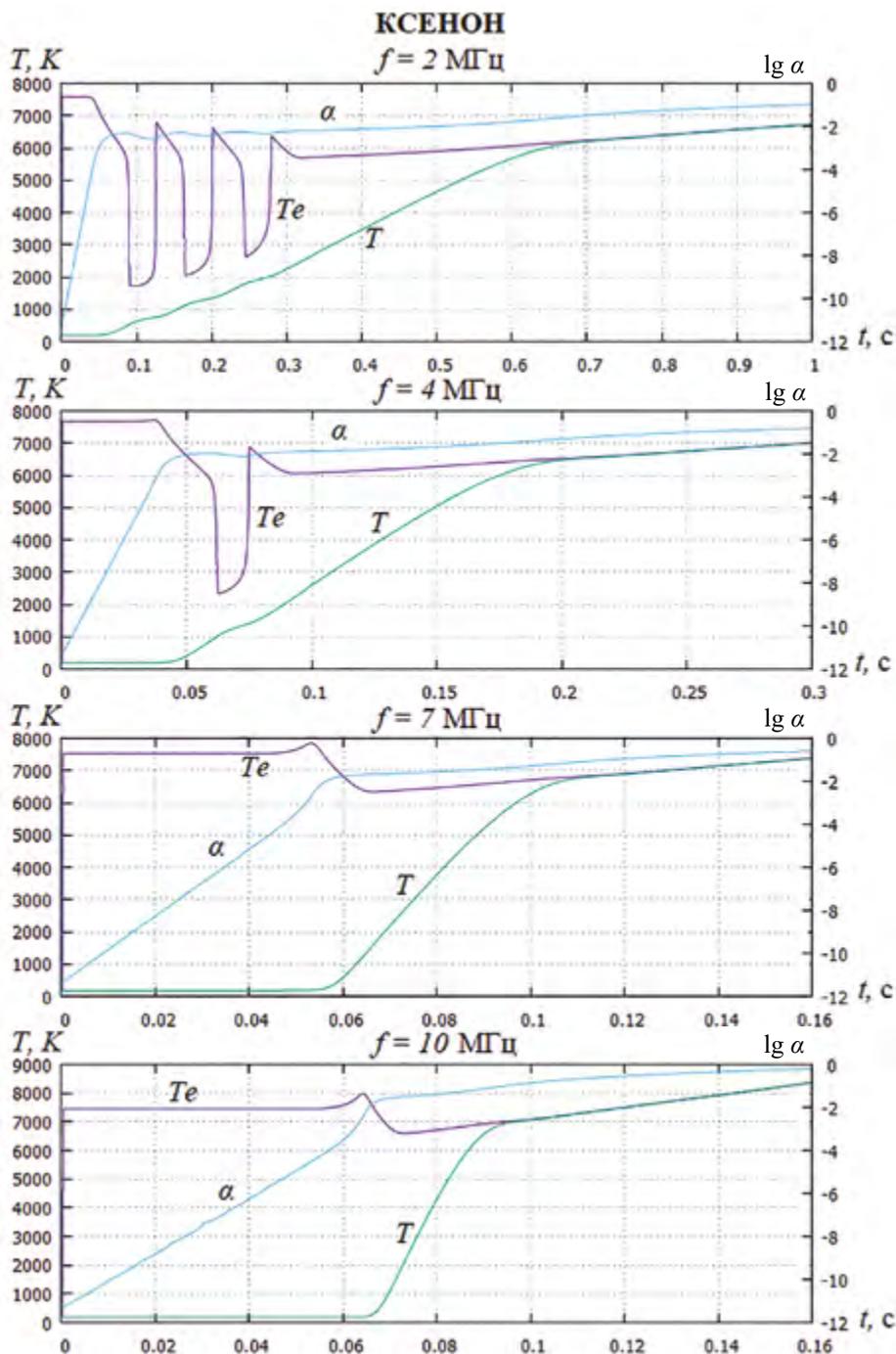


Рисунок 9.9. Изменение температуры и степени ионизации для ксенона в зависимости от частоты радиоизлучения при плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{с}$. Концентрация нейтральных частиц соответствует высоте 80 км

На рис. 9.10 представлено поведение $T_e(t), T(t), \alpha(t)$ для $q_0 = 2.65 \cdot 10^3$, $2.65 \cdot 10^4$ эрг/см²с и $f = 3$ МГц для кислорода O₂ без учета внутренних степеней свободы.

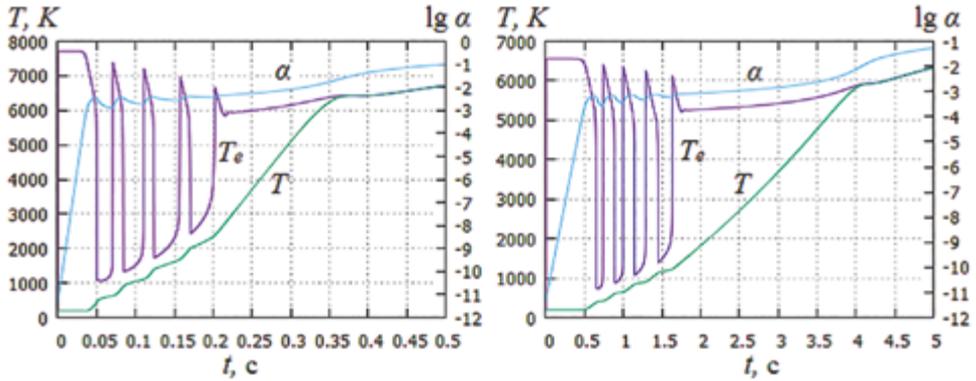


Рисунок 9.10. Изменение температуры и степени ионизации при концентрации $n = 2.08 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ($h = 80$ км) для кислорода O₂ без учета внутренних степеней свободы: при $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/см²с, $f = 3$ МГц (слева); при $q_0 = 2.65 \cdot 10^3$ эрг/см²с, $f = 3$ МГц (справа)

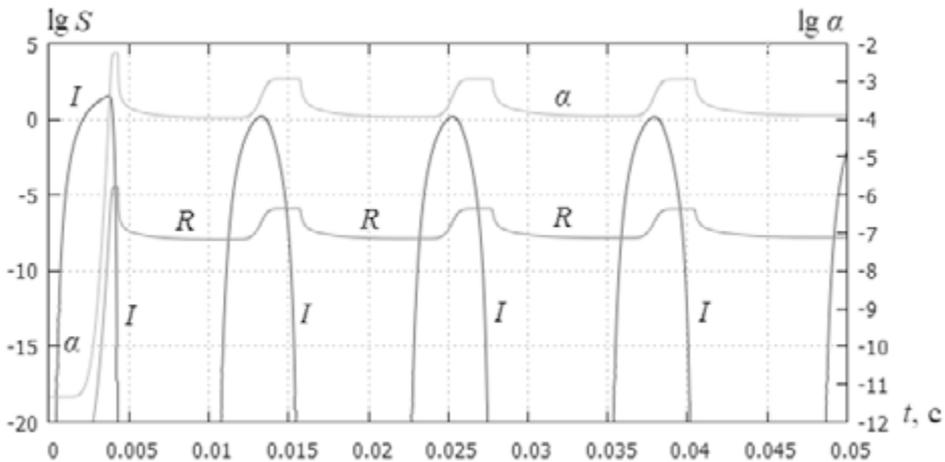


Рисунок 9.11. Характерное поведение правых частей для уравнения концентрации электронов (9.11), где $I = (1 - \alpha) \frac{K}{n}$, $R = \alpha^2$

Таким образом, можно отметить, что:

1. Колебательный режим возникает лишь при достижении достаточно высокой степени ионизации, которая может достигаться лишь при определенной концентрации тяжелых частиц.

2. Поведение $T(t)$ оказывает заметное влияние на длительность колебательного режима: при $T > 2000 \div 2500$ К, когда $T(t) \rightarrow T_e(t)$, колебания прекращаются.

3. Весь колебательный процесс происходит в условиях существенной ионизационной неравновесности. На рис. 9.11 показаны характерные результаты расчетов $\alpha(t)$ и величин, характеризующих скорости ионизации и рекомбинации, которые существенно различны.

4. В энергетическом отношении весь процесс развития возмущенной области происходит в квазистационарном режиме, когда энергия, поступающая от электромагнитной волны, почти компенсируется потерями при упругих столкновениях с тяжелыми частицами и на ионизацию молекул: $Q_e'' \equiv |Q_e^y| + |Q_e^i|$.

5. В рассматриваемой постановке задачи в ночных условиях через время $\sim 1-3$ с возмущенная область ($h \sim 80$ км) становится однотемпературной, и вследствие повышения температуры тяжелых частиц становится возможным формирование газодинамического движения.

Так как для диссоциации электронами и возбуждения электронных переходов энергия сравнима с потенциалом ионизации, то учет их возбуждения не изменяет общей картины, хотя в результате высокой вероятности спонтанных переходов энергия возбуждения будет уходить в линейчатое излучение, также как рекомбинация в ионизационном процессе не повлияла на развитие автоколебаний.

Однако детальный анализ показал, что даже при незначительном варьировании частот столкновений автоколебательный режим заметно менялся, а при учете дополнительных неупругих процессов может существенно измениться поведение электронной температуры.

Значительное внимание уделяемое в данном разделе анализу автоколебаний связано с тем, что в случае их возникновения могут генерироваться низкочастотные энергетические возмущения, которые отразятся на параметрах радиационных поясов.

9.3. Численные исследования и анализ результатов расчета параметров D -области ионосферы, возмущенной мощным потоком радиоизлучения

9.3.1. Дневные условия

Существенное различие дневных и ночных условий в D -области ионосферы состоит, как было показано выше (рис. 9.3), в высотном распределении электронной концентрации. По имеющимся оценкам, при проведении численных исследований для дневных условий можно предполагать плавное уменьшение n_e с уменьшением высоты h вплоть до 30–50 км. Это дает возможность для подробного расчета распределения электронной температуры и степени ионизации на высотах D -слоя, включая его нижние слои, где начинается поглощение мощного потока коротковолнового излучения (1–10 МГц) от нагревного стенда. При этом существенное значение имеет достаточно высокая концентрация тяжелых частиц в нижней части D -слоя.

Так как ионизационный энергетический порог очень высокий и скорость потерь электронной энергии на ионизацию невелика, то прежде чем электронная температура выйдет на квазистационарный режим с достаточно высоким значением температуры электронов, произойдет существенный рост электронной концентрации. Аналогичная ситуация наблюдается с влиянием на температуру электронов процессов диссоциации N_2 и O_2 и возбуждения разрешенных переходов. Так как вероятность прямого разбиения молекулы за счет кинетической энергии электронов очень мала, то диссоциация идет через возбуждение нижнего метастабильного электронного состояния [Словицкий, 1975]. На основе представленных в [Словицкий, 1975] данных по сечениям нами были рассчитаны константы скоростей диссоциации электронами молекул N_2 и O_2 , представленных в таблице 7.2. К сожалению, экспериментальные данные по этому процессу и его механизму практически отсутствуют.

Поскольку на рассматриваемых высотах существующая и дополнительно возникающая концентрация O, N много меньше концентрации O_2 , N_2 , то основной вклад в потерю энергии электронов на возбуждение метастабильных состояний дают нижние состояния $O_2(^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$. Так как энергия уровня $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ порядка 6 эВ, то его вклад существенно меньше. В разделе 7.4 дан достаточно подробный анализ сечений и констант скоростей возбуждения метастабилей и колебаний главного накопителя колебательной энергии $N_2(1)$. В соответствии с экспериментальными данными, представленными в классической монографии Мак-Даниеля [Мак-Даниэль, 1967], сечение возбуждения состояния $O_2(^1\Delta_g)$ при ε_e выше порога на 0.16 эВ и составляет $3 \cdot 10^{-20}$ см², а для $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ – всего $6 \cdot 10^{-21}$, т. е. малы. Аналогичный анализ был проведен для возбуждения колебаний.

В результате показано, что из-за существенно завышенной аппроксимации экспериментальных данных вблизи порога возбуждения колебаний и метастабилей константы скоростей этих процессов, представленных в [Гордиец и др., 1978], завышены как минимум на порядок. Поэтому численные исследования проводились с учетом вариации констант скоростей этих процессов. Следует отметить, что предложенные в работе [Rodriguez, 1994] аппроксимационные формулы для скорости возбуждения колебаний, которые затем использовались в работе [Moore, 2007] при исследовании генерации низкочастотных электромагнитных волн, также дают существенно завышенные значения констант скоростей.

В данной работе прежде всего были выполнены численные исследования параметров возмущенной ионосферы на основе изложенной выше упрощенной модели, использованной для расчета процессов в инертных газах, а затем с использованием модели, учитывающей подробно кинетику возмущенной области. Для дневных условий при учете только процесса ионизации и ионизационно-химического блока пространственно-временная структура аналогична той, которая получена при включении процессов диссоциации и разрешенных переходов в расчетную схему. Таким образом, данные процессы не вносят принципиальных изменений в поведение параметров возмущенной области (рис. 9.12).

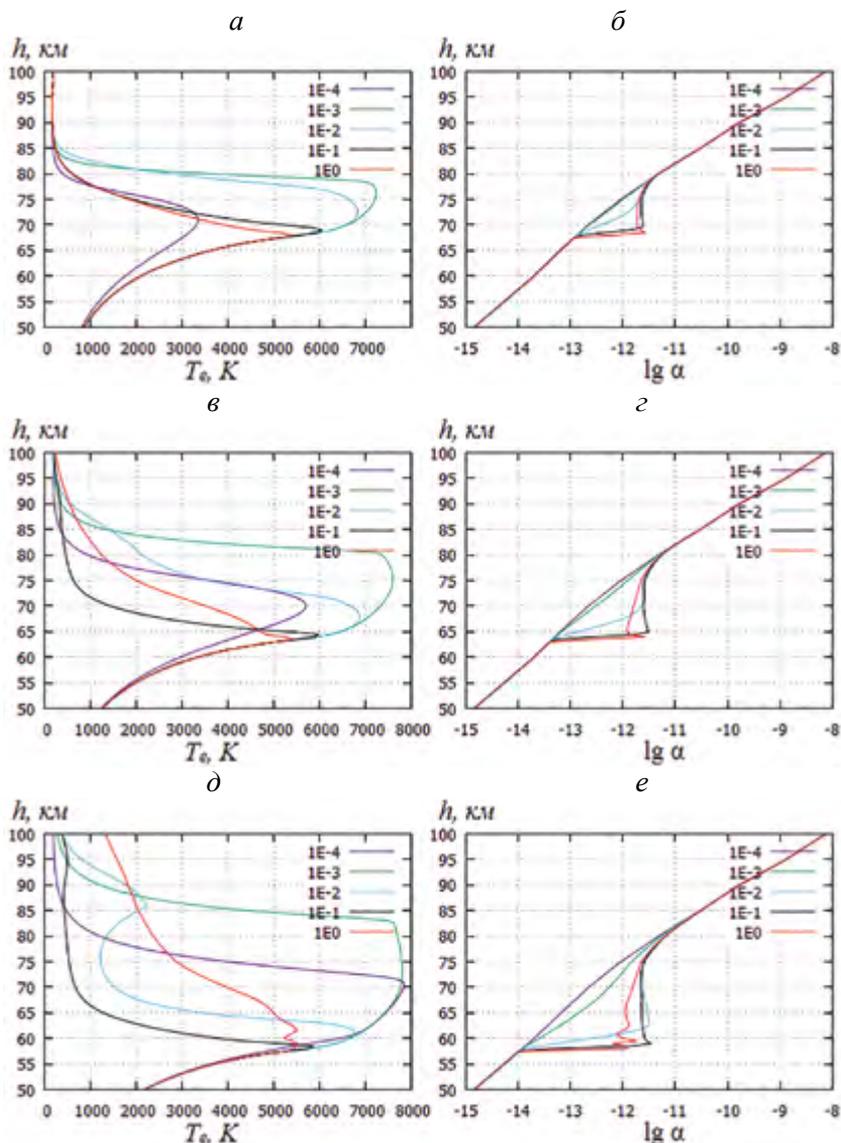


Рисунок 9.12. Температура и степень ионизации при расчете ионизационно-химического блока и учете процессов ионизации, диссоциации и разрешенных электронных переходов в электронной температуре при частоте $f=3$ МГц (*а, б*), 5 МГц (*в, з*), 10 МГц (*д, е*) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) на моменты времени: $t = 10^{-4}$ с, 10^{-3} с, 10^{-2} с, 10^{-1} с, 1.0 с

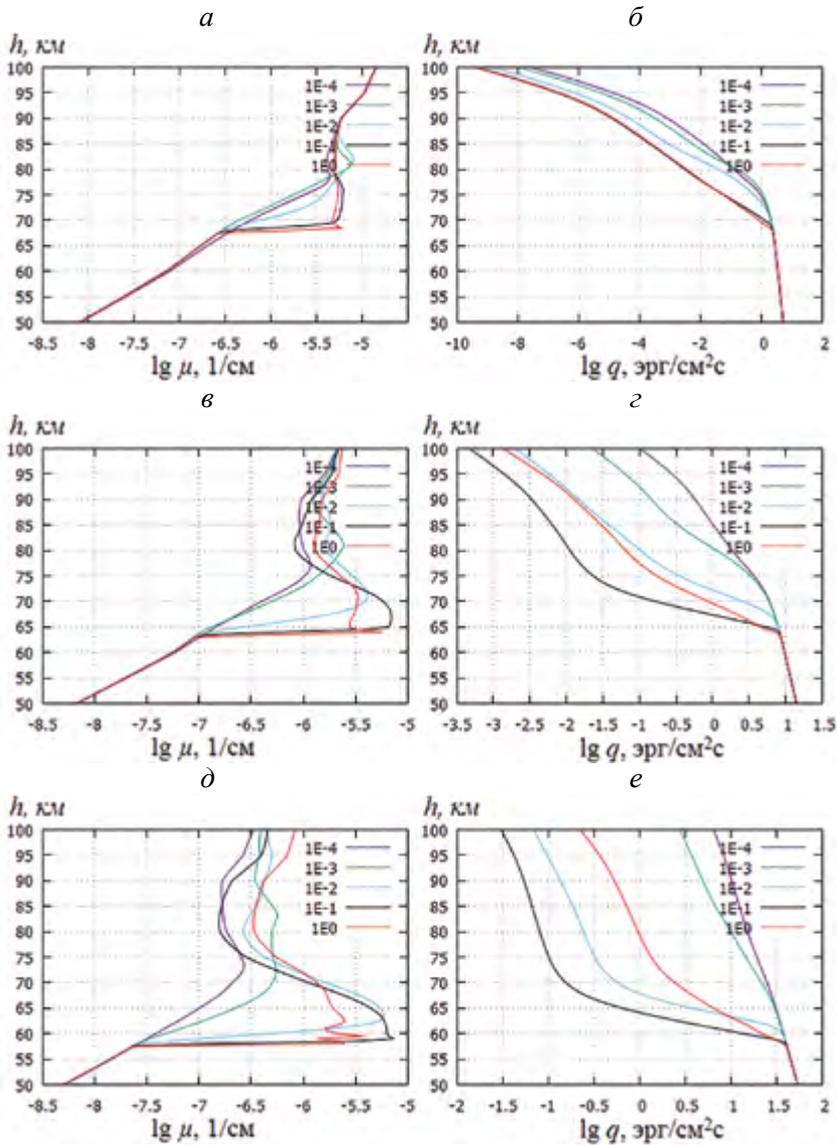


Рисунок 9.13. Коэффициент поглощения μ и плотность потока радиоволн q при расчете ионизационно-химического блока и учете процессов ионизации, диссоциации разрешенных электронных переходов в электронной температуре при частоте $f=3$ МГц (а, б), 5 МГц (в, в), 10 МГц (д, е) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) на моменты времени: $t = 10^{-4}$ с, 10^{-3} с, 10^{-2} с, 10^{-1} с, 1.0 с

Следует отметить, что эффект сильного возрастания электронной температуры был отмечен и в некоторых других расчетных работах [Керо, 2000; Черногор, Милованов, 2015], использующих примерно те же энергетические и частотные характеристики радиолуча.

На рис. 9.13 показано также изменение с высотой плотности энергии в луче и коэффициент его поглощения для трех значений частот: 3, 5, 10 МГц. Их поведение полностью соответствует физике процессов, описываемых приведенными выше уравнениями.

Отметим, что на возбуждение вращений также уходит энергия электронов, однако так как вращательные кванты очень малы, то эта энергия невелика. Так как экспериментальных данных по сечениям возбуждения электронами вращений N_2 и O_2 практически нет, то в разделе 7.4 дан теоретический вывод выражения для скорости изменения температуры Q_r за счет ухода энергии на вращение, которая зависит от значения квантового числа j , на которое происходит возбуждение $E = B_e j(j+1)$. В зависимости от j значение Q_r может отличаться на порядки величины. В разделе 7.4 приведены значения Q_r как оценки снизу. Были выполнены расчеты с использованием верхней оценки для Q_r . Результаты, представленные на рис. 9.14, показывают, что учет Q_r приводит к сравнительно незначительному снижению максимальной температуры.

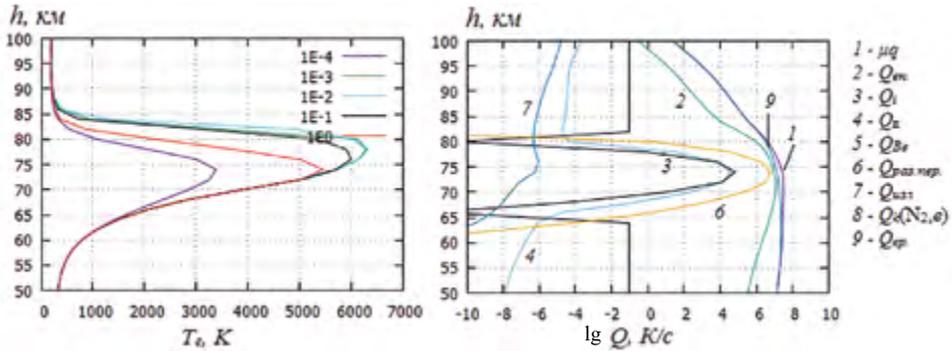


Рисунок 9.14. Температура электронов на моменты времени: $t = 10^{-4}$ с, 10^{-3} с, 10^{-2} с, 10^{-1} с, 1.0 с и правые части уравнения для электронной температуры ($t = 1.0$ с) при частоте $f = 3$ МГц и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с). В правой части учтены следующие процессы: поглощение энергии электронами (1), потери энергии на упругие соударения (2), ионизацию (3), диссоциацию (4), разрешенные электронные переходы (6), излучение (7) и на возбуждение вращательных степеней свободы (9)

Для выяснения асимптотического поведения $T_e(h, t)$ и $\alpha(h, t)$ были выполнены расчеты вплоть до 50 с. Из результатов расчетов следует (рис. 9.15), что максимальные значения T_e и α сравнительно слабо зависят от параметров излучения, меняющихся в рассматриваемом высотном диапазоне: $T_{e, \max} \approx 4200$ К, $\alpha_{\max} \approx 4 \cdot 10^{-12}$. Однако высотное положение максимальных значений заметно отличается – с уменьшением частоты излучения возрастает высота температурного максимума возмущенной области. Это связано с падением концентрации тяжелых частиц и, соответственно, с уменьшением потерь энергии электронами на упругие столкновения при увеличении высоты. Например, при $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/см²с и $f = 3$ МГц максимальные значения температуры и степени ионизации

($T_{e\max} \approx 4300$ К, $\alpha_{\max} \approx 4 \cdot 10^{-12}$) соответствуют высоте ~ 63 км на время ~ 50 с, а при $f = 10$ МГц развитие максимальных значений $T_{e\max}$ и α_{\max} происходит на высоте ~ 55 км, где начальная электронная концентрация $n_{e0} \approx 45$ см $^{-3}$ (рис. 9.15, б).

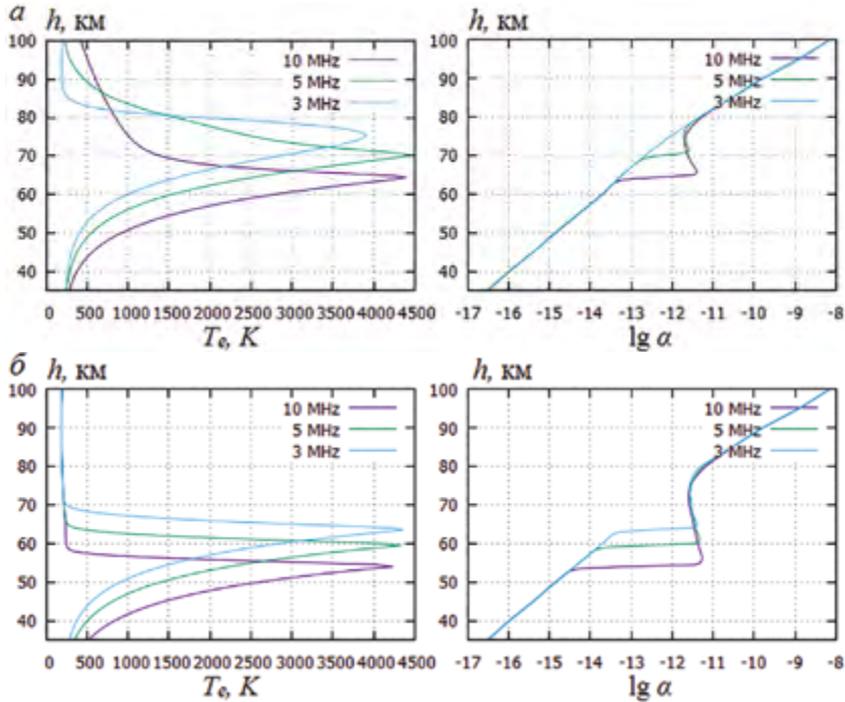


Рисунок 9.15. Пространственное распределение температуры и степени ионизации на момент времени 50 с при плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^3$ (а), $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ (б) эрг/(см 2 с)

Так как для возбуждения метастабилей и колебаний энергетические пороги достаточно низкие, то ясно, что эти процессы могут отбирать значительную долю энергии от электронов. Однако, как показал анализ значений сечений, а соответственно, и констант скоростей, в припороговой области известны далеко с недостаточной точностью, на что было указано выше. Как следует из анализа раздела 7.4, принятые в работах [Гордиец и др., 1978; Rodriguez, 1994; Moore, 2007] аппроксимации констант скоростей завышены как минимум на порядок. На рис. 9.16 представлены результаты расчета поведения T_e и α при подключении блока возбуждения и дезактивации колебаний и констант скоростей, полученных по оценке сверху. При $f = 10$ МГц температура в максимуме достигает примерно 3400 К, чего, конечно, недостаточно для развития ионизации при $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/см 2 с. Однако при снижении константы скорости возбуждения колебаний для N_2 примерно на порядок, что будет наиболее соответствовать припороговому поведению сечения при рассматриваемых энергиях электронов, температура в максимуме достигнет более 5500 К.

На рис. 9.17 приведены поведение электронной температуры и значения слагаемых в правой части уравнения для электронной температуры. Как видно из результатов расчета, колебания дают определяющий вклад в поведение T_e .

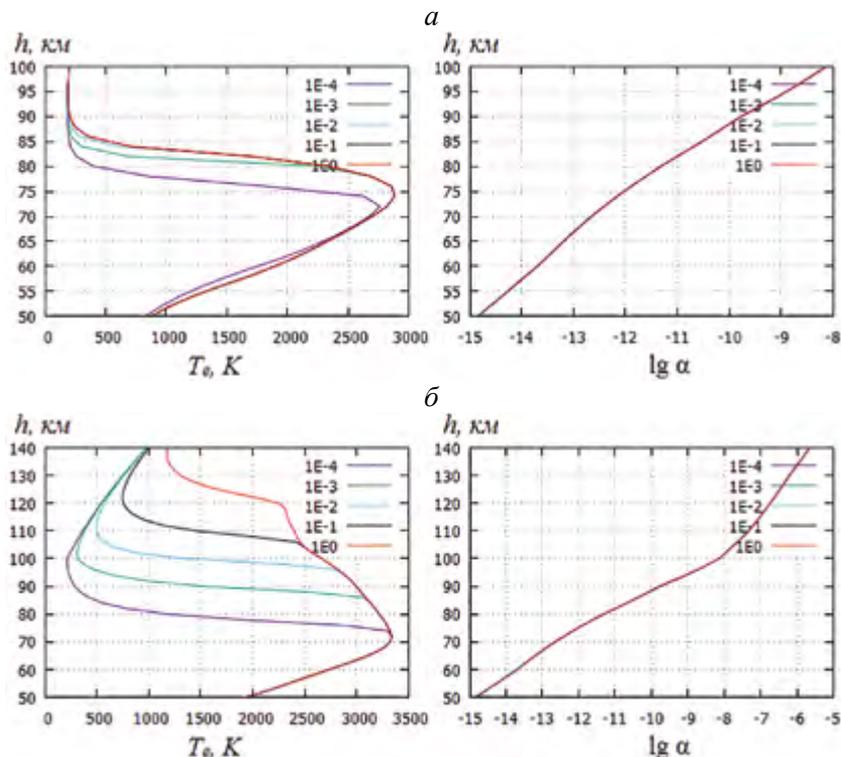


Рисунок 9.16. Температура и степень ионизации при частоте $f=3$ МГц (а), 10 МГц (б) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) без учета влияния потерь на возбуждение метастабильных состояний на момент времени: $t = 10^{-4}$ с, 10^{-3} с, 10^{-2} с, 10^{-1} с, 1.0 с

Отметим, что и при высокой константе скорости возбуждения колебаний при возрастании плотности радиоизлучения на порядок также приводит к существенному росту максимума электронной температуры (рис. 9.18), и, соответственно, более чем на порядок возрастает степень ионизации.

Численный анализ показал, что значительную часть энергии электронов забирает процесс возбуждения нижних метастабильных уровней молекулы O_2 . Поэтому были выполнены специальные расчеты с включением блока возбуждения и дезактивации метастабильных состояний без учета колебаний, а также с вариацией константы скорости возбуждения основного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ на порядок величины (рис. 9.19).

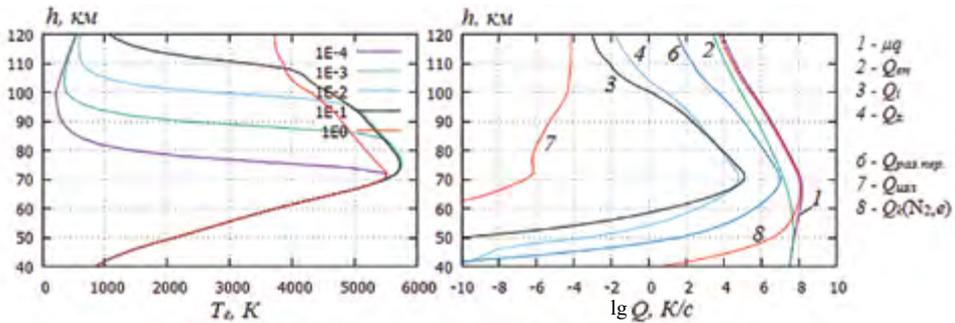


Рисунок 9.17. Температура и правые части уравнения для электронной температуры при частоте $f = 10$ МГц и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) без учета влияния потерь на возбуждение метастабильных состояний при уменьшении константы скорости возбуждения колебательных состояний на один порядок (реакция 1.1 таблицы 7.6)

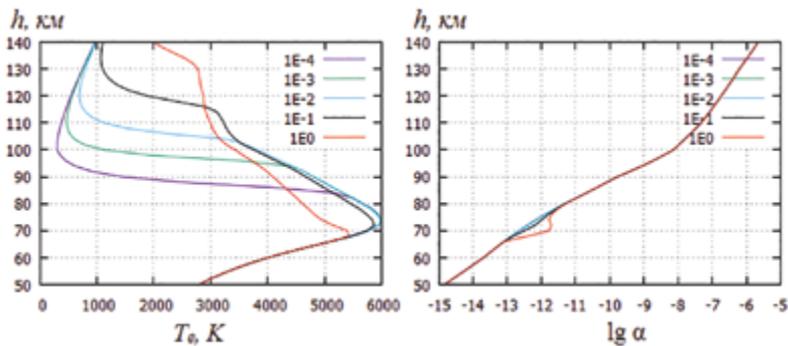


Рисунок 9.18. Температура электронов и степень ионизации при плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) и частоте радиоизлучения $f = 10$ МГц на моменты времени: $t = 10^{-4}$ с, 10^{-3} с, 10^{-2} с, 10^{-1} с, 1.0 с. Константа скорости возбуждения колебаний N_2 бралась при оценке сверху

В завершение этого численного анализа следует отметить, что принятие в работе [Гордиец и др., 1978] явно завышенных констант скоростей для колебаний и метастабилей, по-видимому, было связано с тем, что в период выполнения этой работы достаточно достоверных значений констант скоростей не было, и задача состояла в том, чтобы сделать оценку сверху для фонового излучения естественной верхней атмосферы в различных участках спектра.

Так как работа [Гордиец и др., 1978] носит обзорный характер и содержит много полезной информации, то в заключение данного раздела мы приводим результаты расчета, выполненного с завышенными константами работы [Гордиец и др., 1978] и с учетом всех процессов, влияющих на T_e .

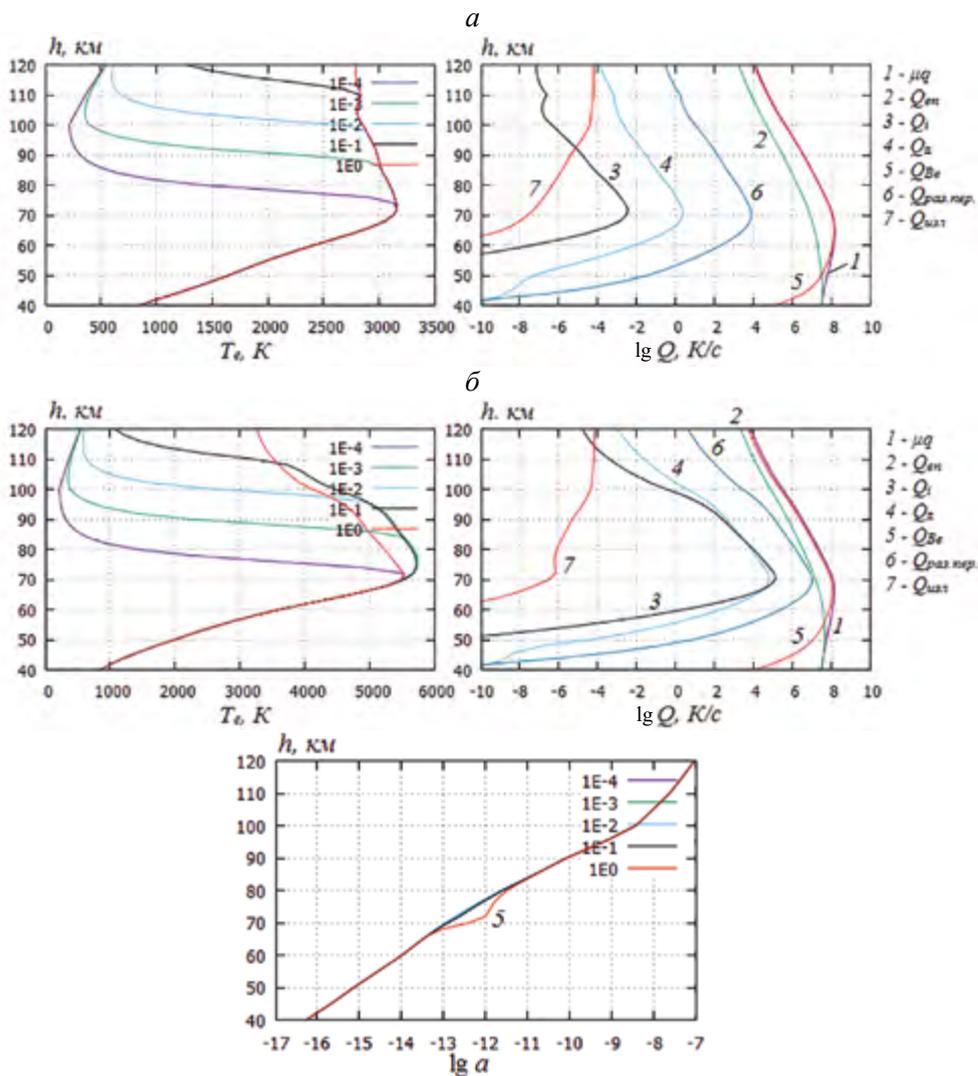


Рисунок 9.19. Высотное распределение температуры электронов, правых частей и степени ионизации для плотности потока радиоизлучения $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) и частоты $f = 10$ МГц при уменьшении константы скорости возбуждения $O_2(^1\Delta_g)$ (реакция 5.1, таблица 7.5, раздел 7.2) без учета потерь энергии на возбуждении колебательных состояний:

$$a = \frac{2.58 \cdot 10^{-3}}{T_e^{2/3}} \times \left[2 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-3} + 0.977 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-2} \right];$$

$$b = \frac{2.58 \cdot 10^{-4}}{T_e^{2/3}} \times \left[2 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-3} + 0.977 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-2} \right].$$

Таким образом, численный анализ показал, что нижние метастабильные и колебательные состояния оказывают существенное понижающее влияние на электронную температуру.

9.3.2. Ночные условия

В естественной ионосфере в ночных условиях электронная концентрация становится отличной от нуля и начинает возрастать на высотах более 80 км. На этой высоте концентрация тяжелых частиц на два порядка меньше, чем в нижней части D-слоя (~55 км). Поэтому меняется в определенной степени и весь процесс трансформации поглощенной электронами энергии потока радиоволн. В частности, диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon = 1 - \frac{e^2 n_e}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 - \nu^2)} \quad (9.14)$$

становится меньше нуля, и радиоволна может испытывать отражение от ионосферы.

На рис. 9.20–9.21 показано поведение $\varepsilon(h)$ для различных частот $f = \omega/2\pi$ для D- и E-области естественной ионосферы. При переходе из D в E-слой происходит резкое понижение величины ε .

Для решения системы дифференциальных уравнений, описывающих изменение температуры электронов и тяжелых частиц, концентраций электронов и компонент ионосферы задается высотный диапазон h_1 и h_2 (в данном случае от 50 км до 150 км), который затем разбивается на дискретные слои с шагом по пространству $dh = 2$ км. Соответственно, количество рассматриваемых точек на участке будет равно:

$$N = \frac{h_2 - h_1}{\Delta h} = \frac{150 - 50}{2} = 50.$$

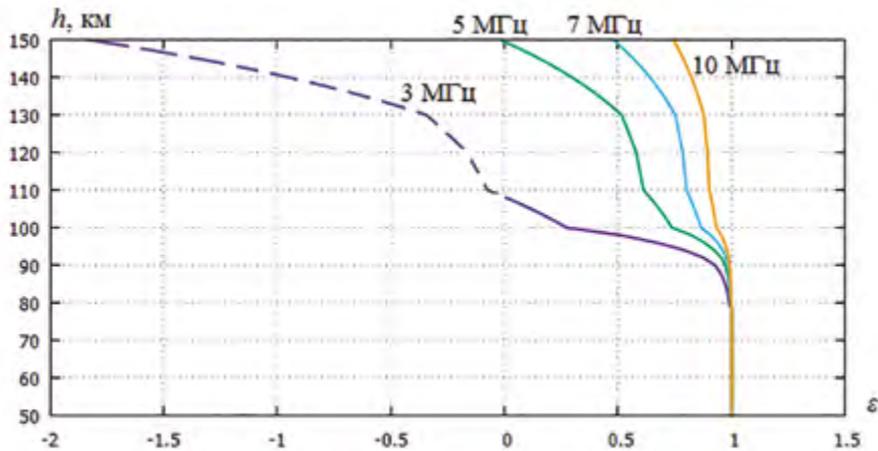


Рисунок 9.20. Зависимость диэлектрической проницаемости, рассчитанной по формуле (9.14) и концентрации из таблицы 9.2, от высоты при разных частотах излучения f

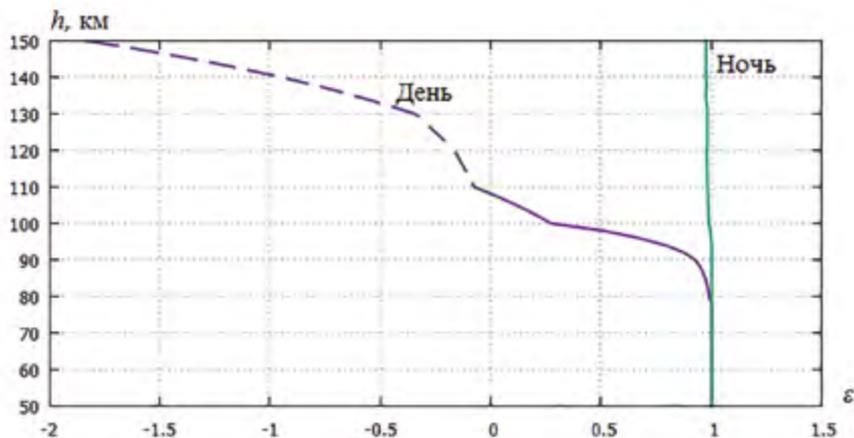


Рисунок 9.21. Зависимость диэлектрической проницаемости, рассчитанной по формуле (9.14) и концентрации из таблицы 9.2, от высоты при частоте 3 МГц в дневное и ночное время

На рисунке 9.22 представлено схематичное представление разогрева нижней ионосферы.

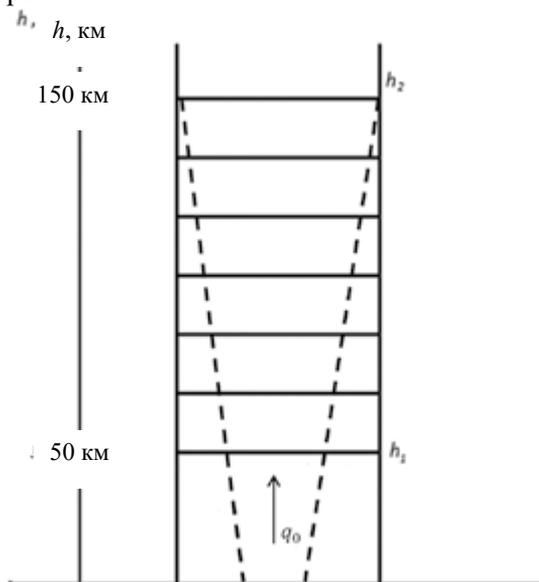


Рисунок 9.22. Схематичное представление разогрева ионосферы полем радиоволны, где q_0 – плотность потока радиоволн у поверхности Земли, h_1 , h_2 – начальная и конечная высота рассматриваемого диапазона высот

Рассмотрим поведение параметров при постепенном добавлении каждого физического процесса, который оказывает значительное влияние на электронную температуру и, соответственно, на поведение всей возмущенной области, как было проделано ранее при исследовании параметров ионосферной плазмы при ее нагреве радиоволнами в дневных

условиях. Вначале детальные численные исследования были выполнены для анализа роли кинетических процессов ионизационно-химического блока (таблица 7.2, глава 7).

На рисунке 9.23 представлено пространственно-временное развитие возмущенной области в ночной ионосфере при частоте радиоволны 3 МГц и плотности потока у поверхности Земли $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²·с). До 80 км концентрация свободных электронов отсутствует, поэтому слагаемое в правой части для электронной температуры принималось равным нулю, т. е. $q_{\mu} = 0$ ($h < 80$ км). С 80 км плотность потока радиоволн изменялась за счет расходимости радиолуча и коэффициента поглощения. С ростом концентрации электронов плотность потока радиоволн падает до 10^{-1} эрг/см²·с, что представлено на рис. 9.23б, в. Данной плотности потока энергии недостаточно для значительного разогрева ионосферной плазмы. Диэлектрическая проницаемость при росте частоты соударений электронов с нейтралами также начинает падать, но не становится равной или отрицательной, в результате отражения или преломления радиоволны не происходит.

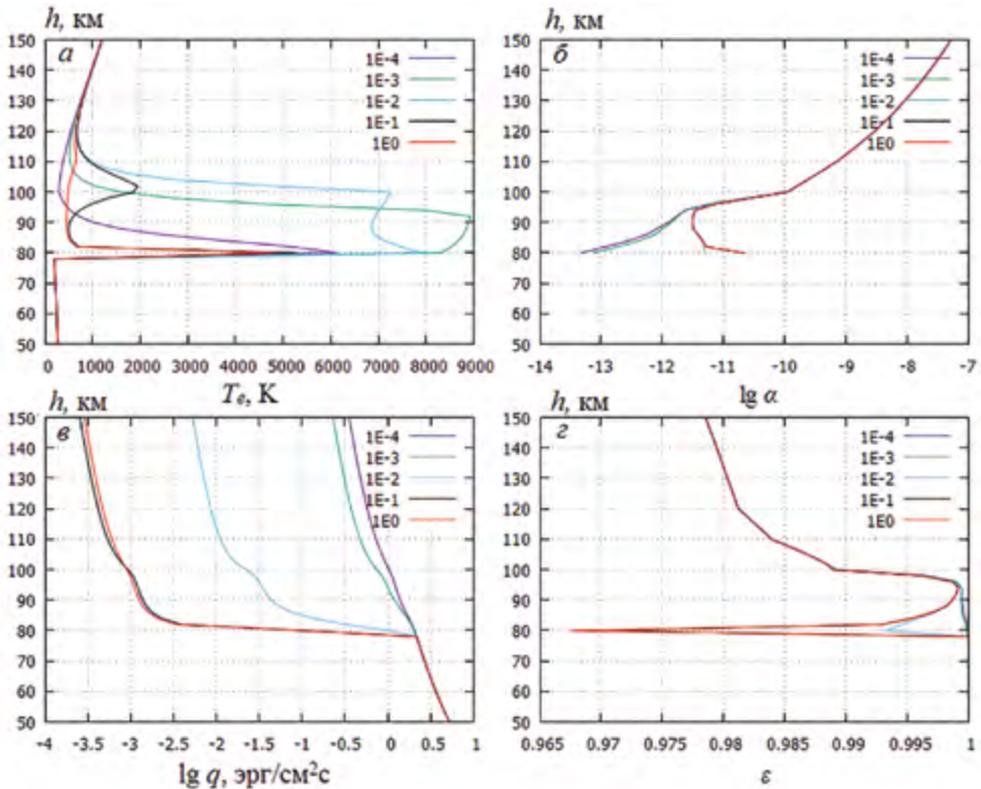


Рисунок 9.23. Пространственно-временное изменение температуры электронов (а), степени ионизации (б), плотности потока радиоволн (в), диэлектрической проницаемости (г) при частоте радиоволны $f = 3$ МГц и $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²·с) на моменты времени: $t = 10^{-4}$ с, 10^{-3} с, 10^{-2} с, 10^{-1} с, 1.0 с

На рисунке 9.24 показано поведение во времени температуры электронов и тяжелых частиц и степени ионизации на высоте 80 км до момента времени 1 сек. Температура электронов за короткое время достигает достаточно высоких значений (~ 8000 К), а затем, с уменьшением поглощаемой энергии, падает до 5000 К. Наблюдается рост электронной концентрации, но она не достигает тех значений, при которой реализуется эффект автоколебаний, для этого необходимо, чтобы степень ионизации достигала значений $\alpha > 10^{-3}$. Температура нейтральных частиц остается на уровне, близком к естественным значениям.

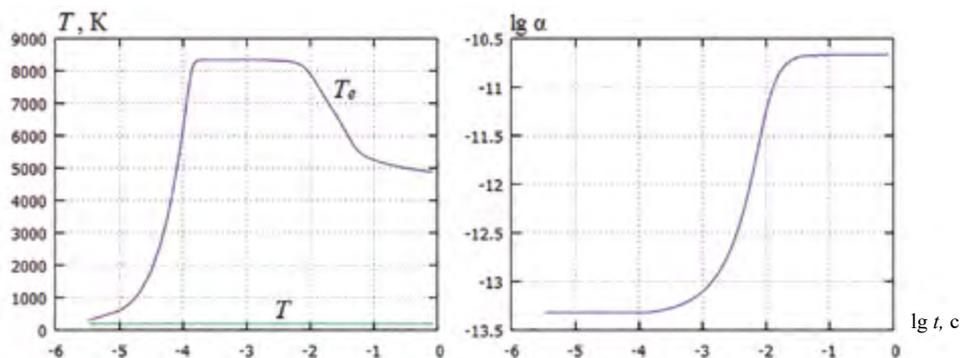
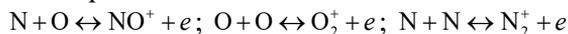


Рисунок 9.24. Изменение температуры и степени ионизации на высоте 80 км при частоте радиоволны $f = 3$ МГц и $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с)

Увеличение начальной плотности потока радиоволн на один порядок не приводит к принципиальному изменению характера поведения параметров возмущенной области.

Предположим, что достаточно длительное время до высоты 80 км доходит постоянное значение плотности потока радиоволн ($q = \text{const}$ на 80 км). Результаты этого расчета представлены на рис. 9.25–9.26. В данном случае наблюдается значительный рост концентрации электронов, но эффект автоколебаний также отсутствует. Температура тяжелых частиц при столь значительной электронной концентрации начинает медленно расти со времени $\sim 10^{-1}$ с. Диэлектрическая проницаемость плазмы ϵ становится отрицательной на высоте 80 км при достижении степени ионизации $\alpha \sim 10^{-10}$ ($n_e \sim 10^5$ см⁻³). Таким образом, радиоволна испытывает на этой высоте отражение.

Отметим влияние реакций



на поведение возмущенной области. Если исключить данные процессы из ионизационно-химического блока, то можно наблюдать эффект автоколебаний параметров (рис. 9.27), который был рассмотрен в разделе 9.2. Это говорит о значительном влиянии процессов ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации на скорость образования и убыль концентрации электронов и, следовательно, на T_e .

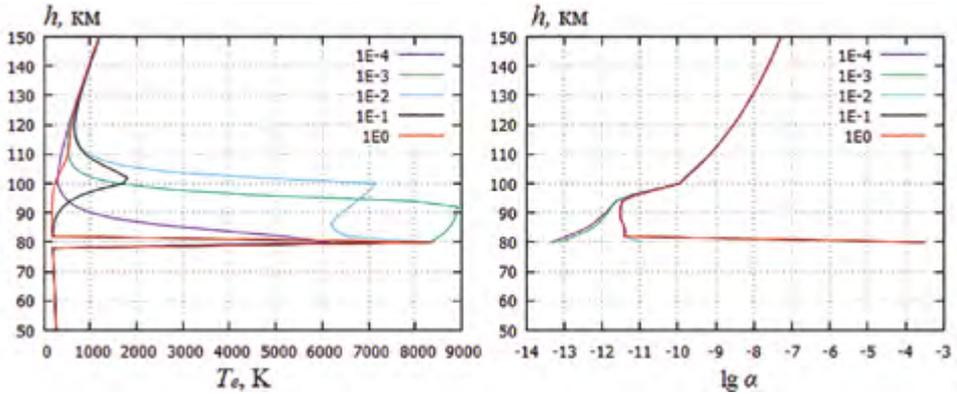


Рисунок 9.25. Пространственно-временное изменение температуры электронов и степени ионизации при частоте радиоволны $f=3$ МГц и $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) при постоянной q на высоте 80 км. Диэлектрическая проницаемость плазмы становится отрицательной при степени ионизации $\alpha \sim 10^{-10}$ ($n_e \sim 10^5$ см⁻³)

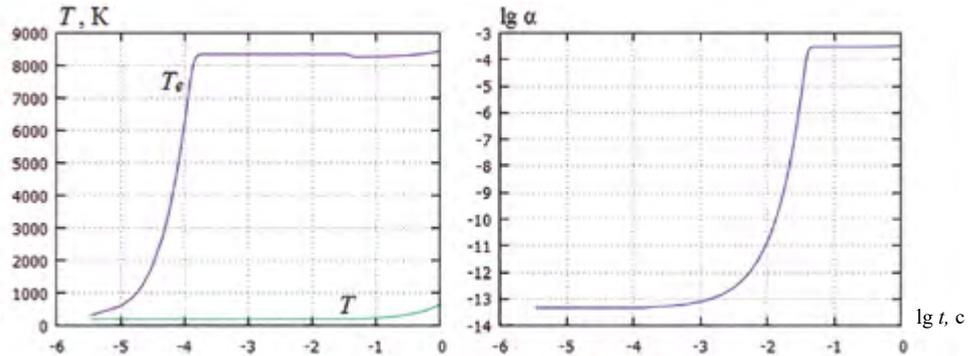


Рисунок 9.26. Изменение температуры и степени ионизации на высоте 80 км при частоте радиоволны $f = 3$ МГц и $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) при постоянной q на высоте 80 км

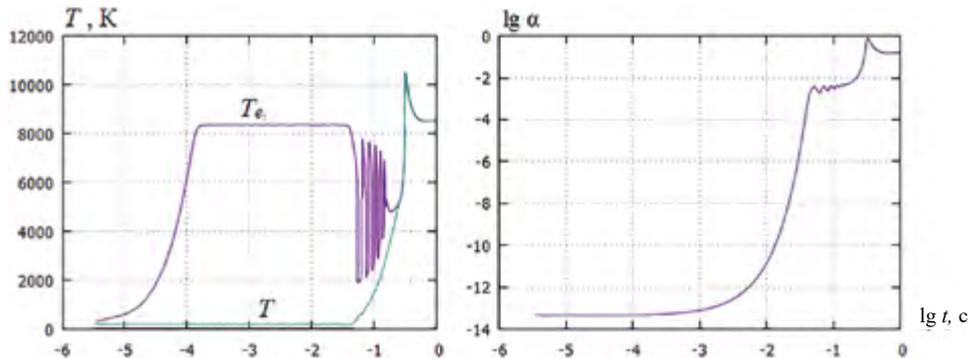


Рисунок 9.27. Изменение температуры и степени ионизации на высоте 80 км при частоте радиоволны $f = 3$ МГц и $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) при постоянной q на высоте 80 км. Без учета реакций: $N+O \leftrightarrow NO^+ + e$; $O+O \leftrightarrow O_2^+ + e$; $N+N \leftrightarrow N_2^+ + e$. Диэлектрическая проницаемость плазмы становится отрицательной при степени ионизации $\alpha \sim 10^{-10}$ ($n_e \sim 10^5$ см⁻³)

Ввиду имеющейся неопределенности в нескольких важных константах скоростей реакций были выполнены аналогичные численные исследования влияния этих реакций на поведение основных параметров после начала воздействия радиоизлучения для ночных условий.

Как уже было показано при расчетах в условиях дневной ионосферы, значительное влияние оказывает возбуждение колебательных и метастабильных состояний по сравнению с другими потерями энергии, которые представлены в правой части для электронной температуры. Потери на колебательное возбуждение молекул пока не учитываются. Таким образом, уравнение для электронной температуры примет вид:

$$\frac{3}{2}kn_e \frac{dT_e}{dt} = Q_e^{noz} - Q_e^{yup} - Q_e^{uon} - Q_e^{duc} - Q_e^{mem} - Q_e^v.$$

Константа скорости для возбуждения нижнего метастабильного уровня кислорода $O_2(^1\Delta_g)$ (реакция $O_2 + e \leftrightarrow O_2(^1\Delta_g) + e$) принималась в соответствии с таблицей 7.5.

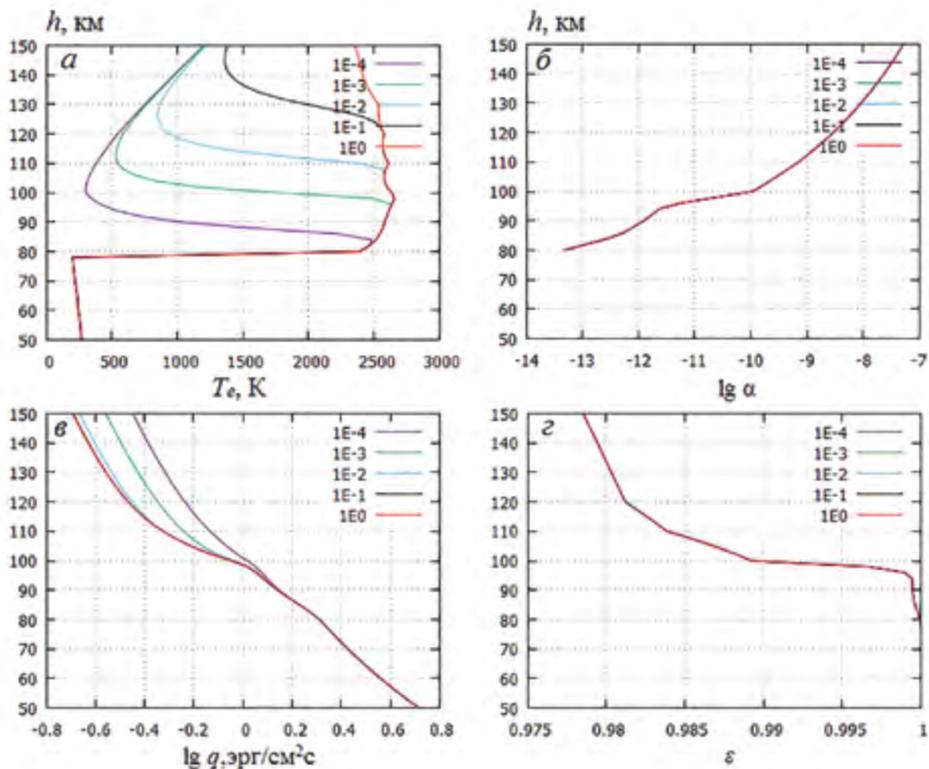


Рисунок 9.28. Пространственно-временное изменение температуры электронов (а), степени ионизации (б), плотности потока радиоволн (г), диэлектрической проницаемости (з) при частоте радиоволны $f = 3$ МГц и $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с) на несколько моментов времени: 1 – 10⁻⁴ с; 2 – 10⁻³ с; 3 – 10⁻² с; 4 – 10⁻¹ с; 5 – 1.0 с. В кинетическом блоке «включены» ионизационно-химический, кластерный, метастабильный блоки, малые составляющие атмосферы

На рисунке 9.28 представлено пространственно-временное изменение следующих параметров ионосферной плазмы: температура электронов (*a*), плотность потока радиоволн (*b*), степень ионизации (*в*) и диэлектрическая проницаемость (*г*). Поведение температуры электронов по сравнению с предыдущим расчетом имеет другой характер: разогрев верхних ионосферных слоев с увеличением времени происходит постепенно и достигает максимальных значений ~ 2500 К. Данной температуры недостаточно для разогрева электронов и, соответственно, тяжелых частиц. Радиоволна проходит в верхнюю ионосферу практически без потерь. Наблюдается лишь небольшое уменьшение плотности потока радиоволн (рис. 9.28в).

При «подключении» блока возбуждения и дезактивации колебательных состояний молекул существенного изменения в поведении параметров не наблюдается.

Таким образом, численные исследования показали существенное влияние на температуру электронов, которая определяет поведение всех характеристик возмущенной области, констант скоростей низкоэнергетических процессов.

9.4. Расчет оптического излучения D-области ионосферы. Анализ влияния различных процессов

В данном разделе представлены результаты расчетов коэффициентов излучения возмущенной области нижней ионосферы в дневных условиях, а также влияние на них констант скоростей возбуждения и дезактивации ИК-активных молекул. В целом такой расчет и анализ результатов представляет собой достаточно трудоемкую задачу, так как большую роль играет обмен колебательными квантами между компонентами.

В таблице 9.3–9.4 представлены характеристики наиболее важных ИК-активных молекул.

Таблица 9.3. Колебательные кванты основных молекулярных компонент воздуха

Компонент	E_v , К	Компонент	E_v , К	Компонент	E_v , К
N ₂ (1)	3394	CO ₂ (100)	1997	N ₂ O(100)	1845
O ₂ (1)	2274	CO ₂ (010)	960	N ₂ O(010)	846
NO(1)	2740	CO ₂ (001)	3380	N ₂ O(001)	3200
N ¹⁴ N ¹⁵ (1)	3272	H ₂ O(100)	5262	NO ₂ (100)	1900
OH(1)	5375	H ₂ O(010)	2295	NO ₂ (010)	1079
CO(1)	3122	H ₂ O(001)	5405	NO ₂ (001)	2328
O ₃ (100)	1587	O ₃ (010)	1009	O ₃ (001)	1500

В таблице 9.4 практический интерес представляют молекулы, формирующие ИК-фоновое излучение.

Таблица 9.4. ИК-активные молекулы

Компонент	λ , мкм	A , 1/с	Компонент	λ , мкм	A , 1/с
NO	5.3	12	H ₂ O(010→000)	6.3	21.7
NO ⁺	4.3	13.6	H ₂ O(001→000)	2.7	39.2
CO	4.7	33	O ₃ (001→000)	9.6	11.9
ОН	2.8	33	O ₃ (010→000)	14.4	0.35
CO ₂ (020→010)	15	4.5	N ₂ O(100→000)	7.8	12
CO ₂ (010→000)	15	2.23	N ₂ O(010→000)	17	0.32
CO ₂ (001→000)	4.3	416	N ₂ O(001→000)	4.5	257

Коэффициенты излучения $\varepsilon_\nu = n^* \cdot h\nu \cdot A$ определялись по рассчитанной концентрации возбужденных частиц n^* , где $h\nu$ – энергия кванта, A – вероятность спонтанного перехода. Подробный анализ по всем компонентам, по-видимому, целесообразен при наличии экспериментальных данных для сравнения и представляет собой самостоятельную задачу по физическому анализу роли отдельных процессов.

Расчеты были проведены для трех вариантов констант скоростей, отличающихся друг от друга по порядку величины, при полной постановке задачи, когда в правой части для уравнения электронной температуры учитывались все потери энергии на упругие и неупругие процессы:

- поглощение радиоизлучения электронами;
- упругие соударения электронов с ионами и нейтральными частицами;
- ионизация;
- диссоциация;
- возбуждение колебательных степеней свободы молекул и электронных состояний нейтральных и ионизованных частиц;
- возбуждение разрешенных электронных переходов;
- фотоэлектронный подогрев,

и, соответственно, все кинетические процессы, описанные в разделе 7.2.

В первом варианте расчета константы скорости процессов были взяты при оценке сверху:

$$j_{5,1} = \overline{j_{5,1}} \exp\left(-\frac{11330}{T_e}\right),$$

$$\overline{j_{5,1}} = \frac{2.58 \cdot 10^{-2}}{T_e^{3/2}} \times \left[2 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-3} + 0.977 \left(\frac{1}{7} + \frac{11600}{T_e} \right)^{-2} \right] - \text{константы скорости}$$

прямой и обратной реакции $O_2 + e \leftrightarrow O_2(^1\Delta_g) + e$;

$$j_{1.1} = \frac{0.058}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{20880}{T_e}\right) \left[1.8 \left(2.5 + \frac{11600}{T_e}\right)^{-2} + 2 \left(2.5 + \frac{11600}{T_e}\right)^{-3} \right],$$

$\overline{j_{1.1}} = j_{1.1} e^{\frac{11600 E \gamma}{T_e}}$ – константы скорости прямой и обратной реакции $N_2(0) + e \leftrightarrow N_2(1) + e$.

На рисунке 9.29–9.31 показано поведение электронной температуры для нижнего и верхнего диапазона частот (3 МГц и 10 МГц), по значениям которой рассчитывались концентрации возбужденных частиц и коэффициентов излучения (рис. 9.32–9.34).

Аналогичные расчеты были проведены при уменьшении констант скоростей указанных процессов на один порядок (вариант 2), на два порядка (вариант 3).

Полученные в результате данные показали, что, даже несмотря на небольшое возмущение электронной температуры (в 6–10 раз по сравнению с начальной ионосферной температурой для высоких констант скоростей, в 25 раз – для низких констант скоростей основных кинетических процессов), это приводит к усилению инфракрасного свечения и ухудшению фоновой обстановки. Предварительные оценки показали, что коэффициенты излучения ИК-области по сравнению с естественным фоном возрастают на 3–4 порядка.

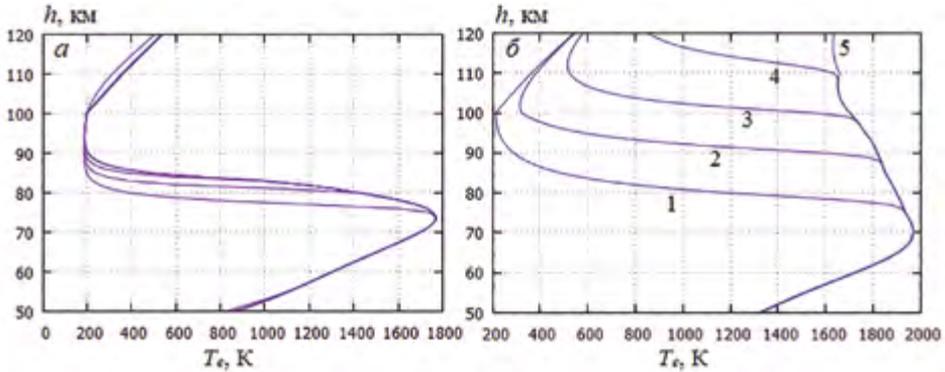


Рисунок 9.29. Температура электронов на моменты времени: 1 – 10^{-4} с; 2 – 10^{-3} с; 3 – 10^{-2} с; 4 – 10^{-1} с; 5 – 1.0 с. Параметры расчета: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с), частота радиоволны $f = 3$ МГц (а), 10 МГц (б). Константы скорости взяты при оценке сверху (вариант 1)

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

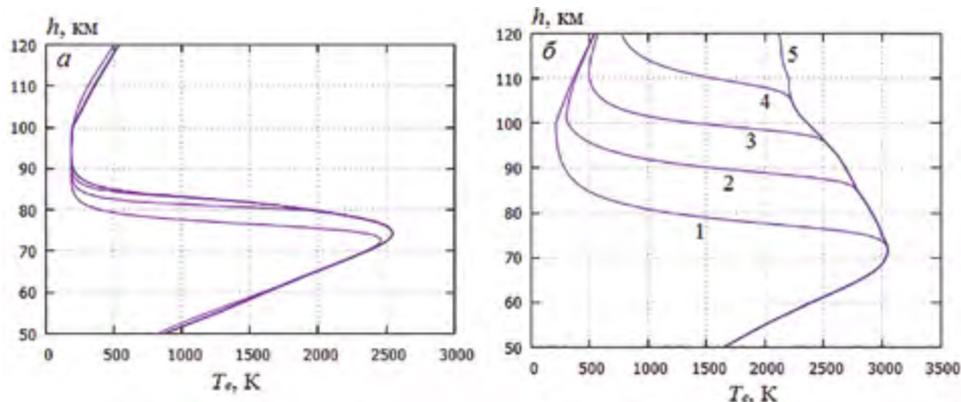


Рисунок 9.30. Температура электронов на моменты времени: 1 – 10^{-4} с; 2 – 10^{-3} с; 3 – 10^{-2} с; 4 – 10^{-1} с; 5 – 1.0 с. Параметры расчета: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с), частота радиоволны $f = 3$ МГц (а), 10 МГц (б). Константы скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ и основного колебательного состояния $N_2(1)$ снижены на один порядок (вариант 2)

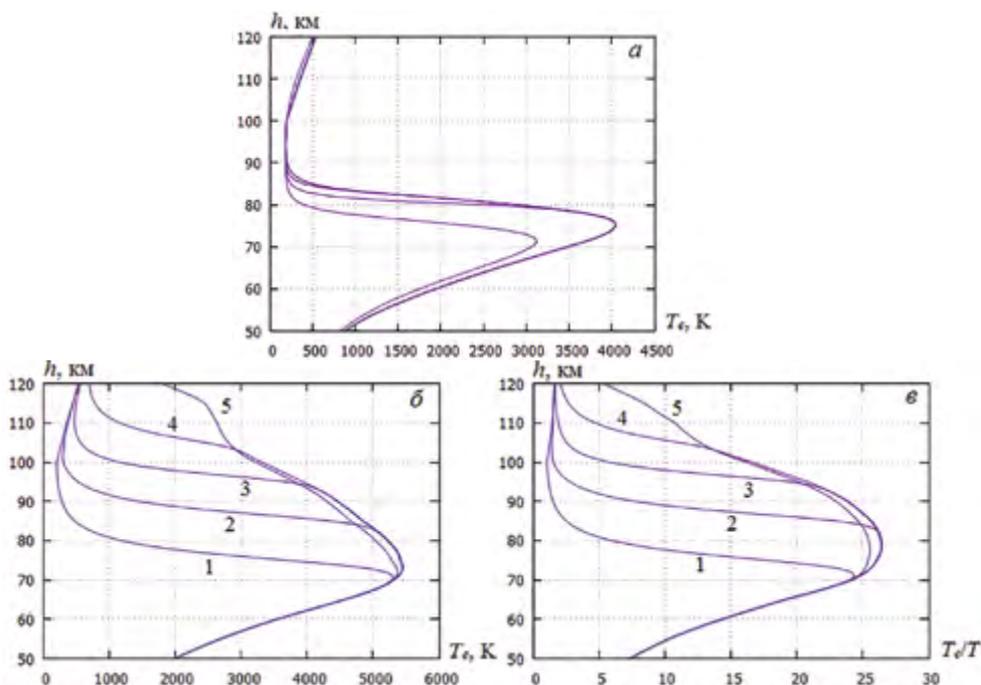


Рисунок 9.31. Температура электронов на моменты времени: 1 – 10^{-4} с; 2 – 10^{-3} с; 3 – 10^{-2} с; 4 – 10^{-1} с; 5 – 1.0 с при частоте радиоволны 3 МГц (а) и 10 МГц (б); отношение электронной температуры к фоновой (в) при частоте 10 МГц, плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с). Константы скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ и основного колебательного состояния $N_2(1)$ снижены на два порядка (вариант 3)

3 МГц

10 МГц

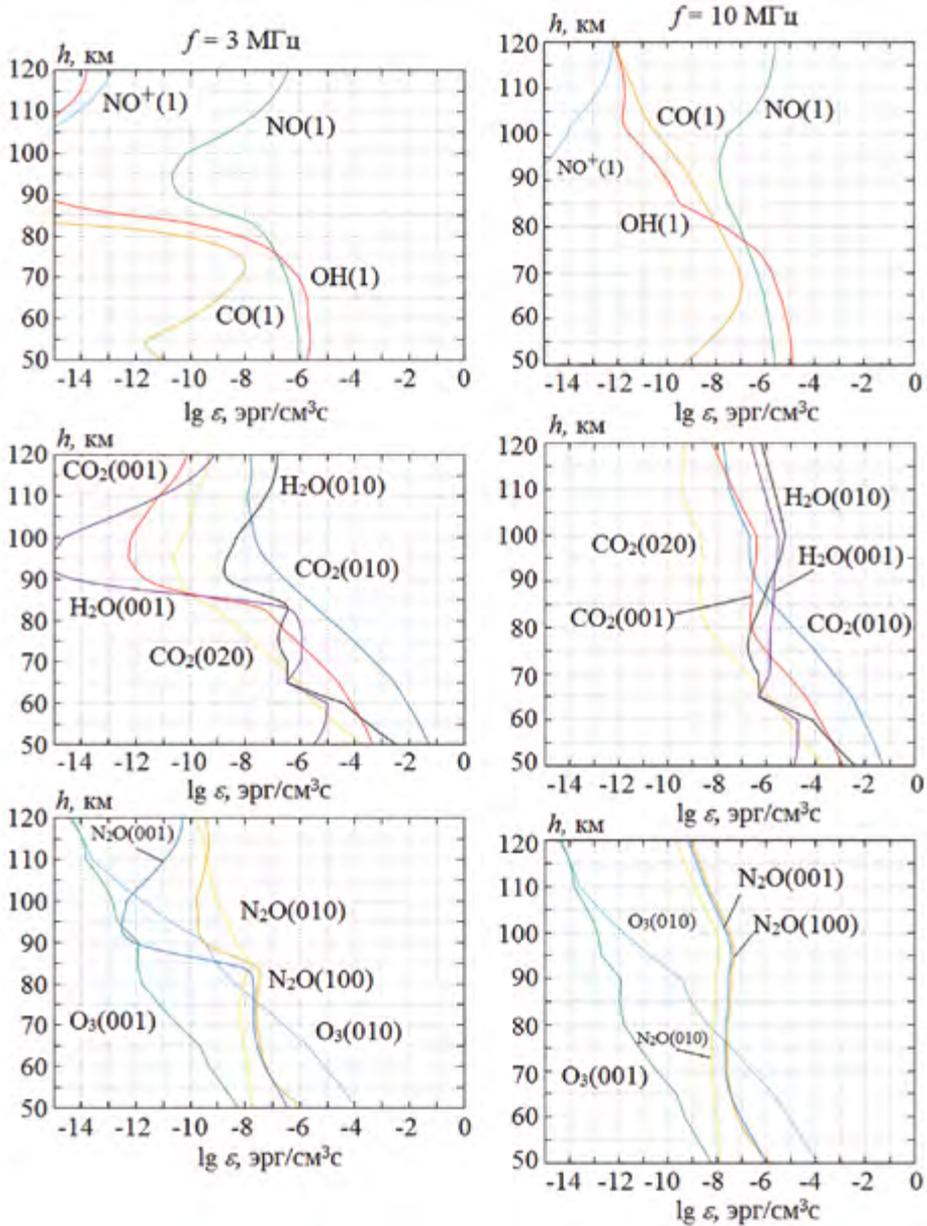


Рисунок 9.32. Коэффициенты излучения на момент времени 1 с. Параметры расчетов: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с), частота радиоволны $f = 3$ МГц (а), 10 МГц (б). Константы скорости взяты при оценке сверху (вариант 1)

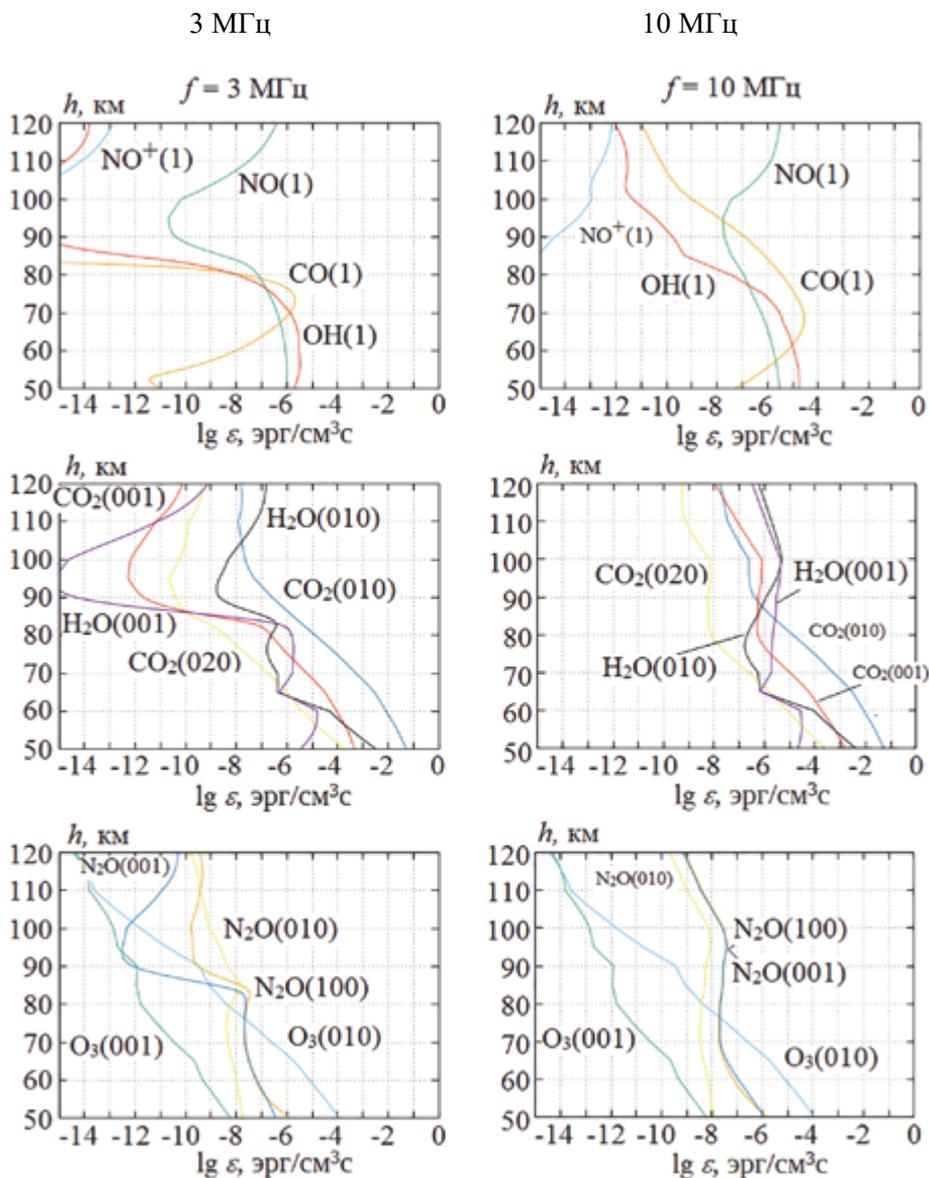


Рисунок 9.33. Коэффициенты излучения на момент времени 1 с. Параметры расчетов: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ $\text{эрг}/(\text{см}^2\text{с})$, частота радиоволны $f = 3$ МГц (а), 10 МГц (б). Константы скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ и основного колебательного состояния $\text{N}_2(1)$ снижены на один порядок (вариант 2)

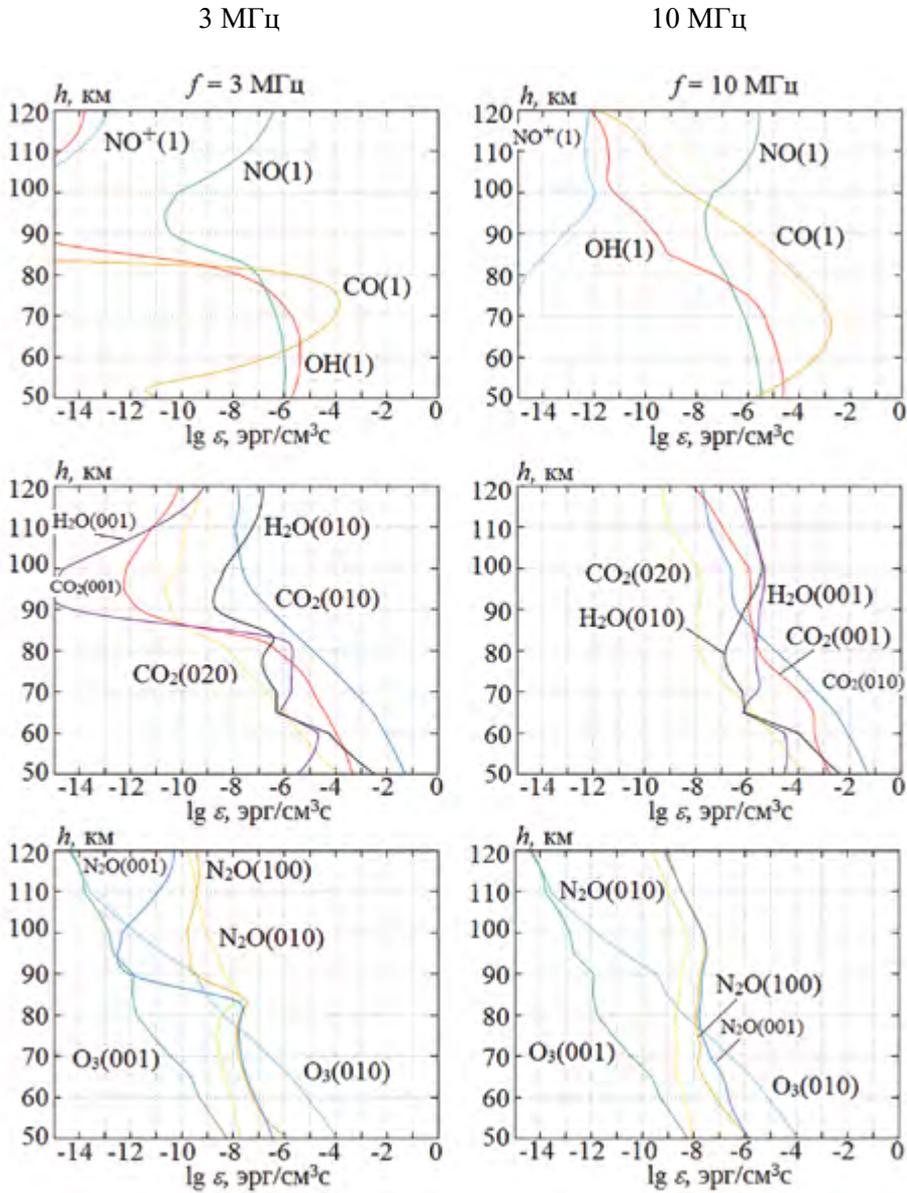


Рисунок 9.34. Коэффициенты излучения на момент времени 1 с. Параметры расчетов: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с), частота радиоволны $f = 3$ МГц (а), 10 МГц (б). Константы скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ и основного колебательного состояния $N_2(1)$ снижены на два порядка (вариант 3)

Дальнейший расчет на времена более 1 с показал значительный рост концентрации электронов на высоте 70 км (рис. 9.35), температура электронов здесь достигает значений ~ 5000 К. На этих высотах наблюдается увеличение свечения для следующих колебательных мод: $N_2O(010)$, $N_2O(100)$, $H_2O(001)$ (рис. 9.36).

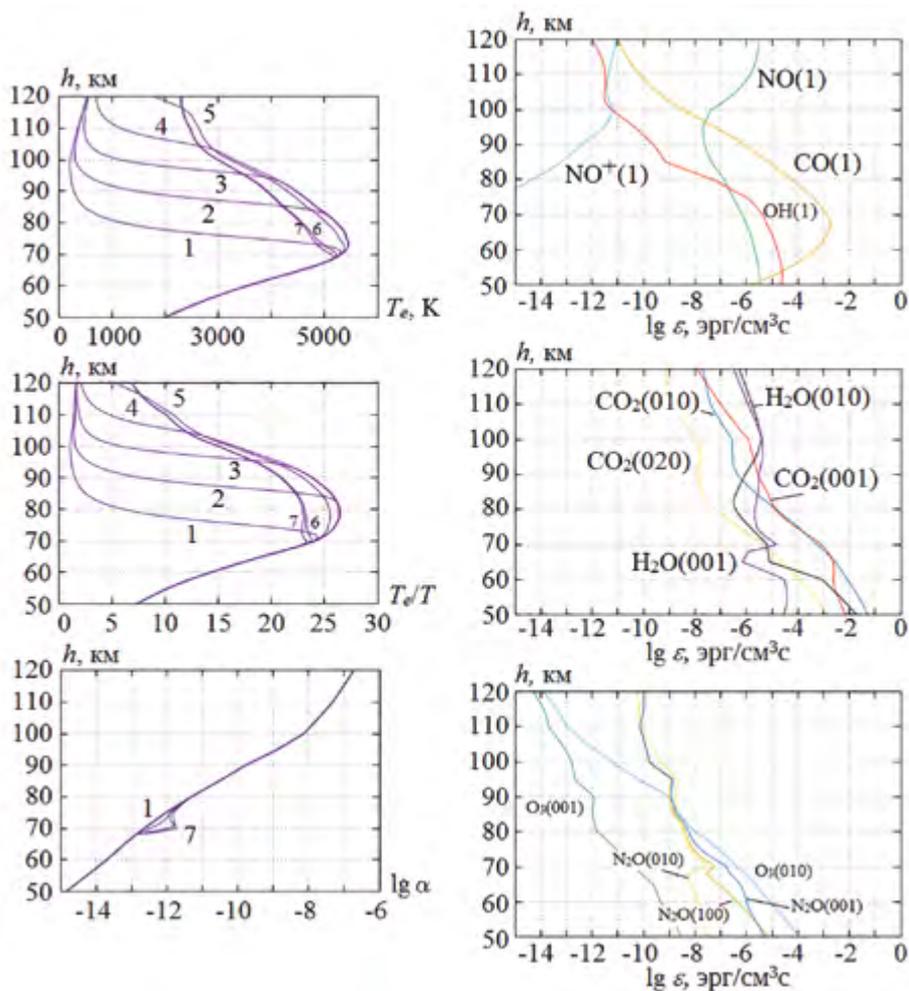


Рисунок 9.35. Температура электронов и степень ионизации. Параметры расчетов: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с), частота радиоволны $f = 10$ МГц. На моменты времени: 1 – 10^{-4} с; 2 – 10^{-3} с; 3 – 10^{-2} с; 4 – 10^{-1} с; 5 – 1.0 с; 6 – 5.0 с; 7 – 10.0 с (вариант 3)

Рисунок 9.36. Коэффициенты излучения на момент времени 10 с. Параметры расчетов: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/(см²с), частота радиоволны $f = 3$ МГц (а), 10 МГц (б). Константы скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ и основного колебательного состояния $N_2(1)$ снижены на два порядка (вариант 3)

Для расчета коэффициентов излучения видимого диапазона данные брались из Приложения к монографии [Ступицкий, Холодов, 2019]. В соответствии с таблицей 7.5 были рассмотрены следующие переходы:

№	Переход	Реакция	λ , мкм	A , 1/с
1	$O(^1S) \rightarrow O(^1D)$	$O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu$	0.5577	1.06
2	$O(^1S) \rightarrow O(^1D)$	$N(^2P) \rightarrow N(^2D) + h\nu$	1.0404	$7.9 \cdot 10^{-2}$
3	Система полос Наксона	$O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2(a^1\Delta_g) + h\nu$	1.907	0.143

На рис. 9.37–9.38 представлены результаты расчета электронной температуры и коэффициентов излучения, рассчитанных для варианта 1 и 3, для двух вариантов частот (3 МГц и 10 МГц). Коэффициенты излучения видимого излучения значительно меньше, чем коэффициенты излучения ИК-активных молекул.

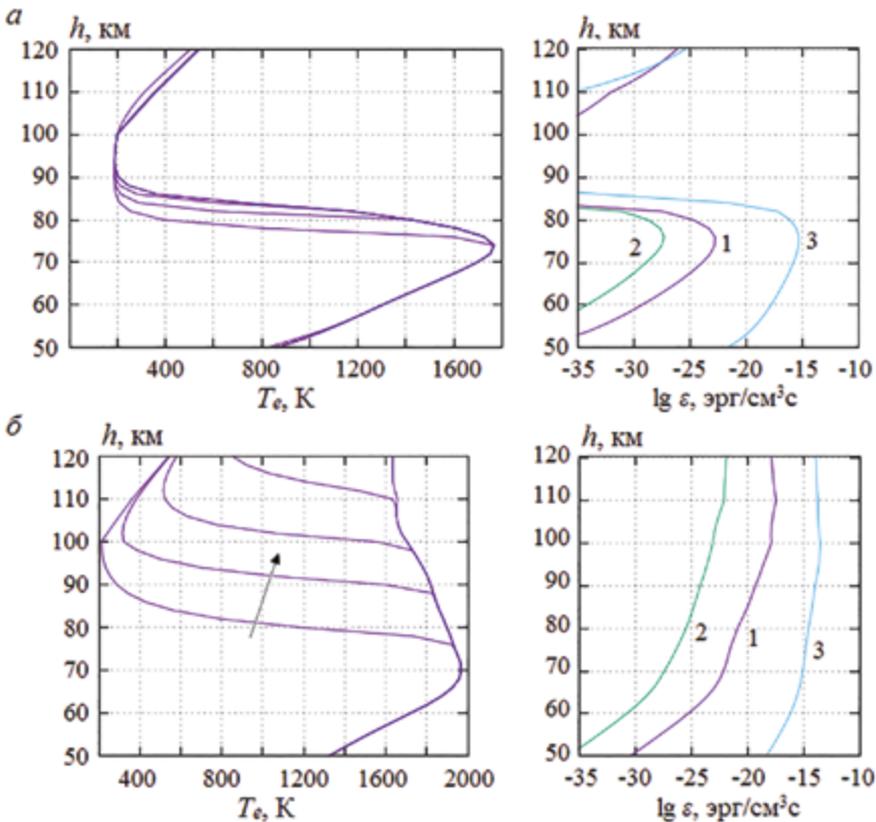


Рисунок 9.37. Распределение по высоте температуры электронов (вариант 1) и коэффициентов излучения (на момент времени 1 с) при частоте $f = 3$ (а) и 10 (б) МГц и плотности потока радиоволн у поверхности Земли $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/см²с. Здесь: 1 – $O(^1S) \rightarrow O(^1D)$; 2 – $N(^2P) \rightarrow N(^2D)$; 3 – $O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2(a^1\Delta_g)$. Стрелка указывает направление роста электронной температуры

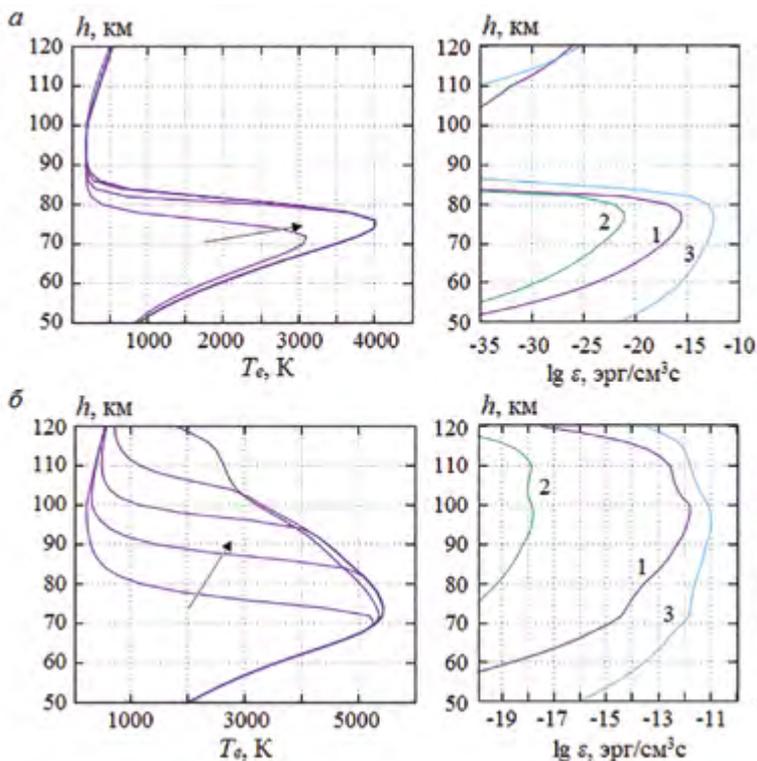


Рисунок 9.38. Распределение по высоте температуры электронов (вариант 3) и коэффициентов излучения (на момент времени 1 с) при частоте $f = 3$ (а) и 10 (б) МГц и плотности потока радиоволн у поверхности Земли $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ эрг/см²с. Здесь: 1 – $O(^1S) \rightarrow O(^1D)$; 2 – $N(^2P) \rightarrow N(^2D)$; 3 – $O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2(a^1\Delta_g)$. Стрелка указывает направление роста электронной температуры

Физическая модель и ее численный алгоритм, описанные в данной работе, позволяют выполнить многочисленные расчеты не только поведения электронной температуры и концентрации, но и определять концентрацию малых составляющих, определяющих свечение нижней возмущенной ионосферы в видимом и ИК-диапазонах спектра. Это имеет большое прикладное значение для телеметрической диагностики возмущенной области и оценки ее помехового влияния на работу оптико-электронных средств. Также отметим, что разработанный численный алгоритм может быть успешно применен при исследовании полярных сияний [Омхольт, 1974], что дает возможность его тестирования по оптическим параметрам.

Расчетная методика практически применима для всех указанных выше нагревных стенов, так как магнитное поле и радиационные пояса не влияют на кинетику нижней ионосферы.

Однако следует еще раз отметить, что из-за очень сильной взаимосвязи электронной кинетики и энергетики, поведение параметров возмущенной области существенно от констант скоростей наиболее важных процессов, что демонстрируют проведенные выше численные исследования.

ГЛАВА 10. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

В ночных условиях, как показано выше, уровень максимального поглощения КВ-излучения смещается выше уровня, соответствующего дневному времени. Подъем нижней границы электронной концентрации в ночной ионосфере на $h = 80$ км и уменьшение концентрации тяжелых частиц более чем на два порядка приводит к возможности роста температуры тяжелых частиц, а следовательно, к развитию газодинамического движения. Так как в этой области высот геомагнитное поле не оказывает заметного влияния на динамику газа ($B^2/8\pi \ll nkT$), то его движение в определенной степени аналогично конвективной стадии мощного взрыва.

10.1. Постановка модельной задачи

Чтобы расширить возможности разработанного алгоритма, на данном этапе исследований постановка задачи носила в определенной степени модельный характер с существенно завышением пространственных и энергетических характеристик по сравнению с указанными в главах 6 и 9. Выполненные выше расчеты показали, что разогрев газа в верхней части D-слоя в ночное время происходит за время $\sim 1-3$ с, поэтому конвективное движение можно рассматривать в однотемпературном приближении для двухатомного газа.

В цилиндрической системе координат система дифференциальных уравнений для описания газодинамического движения разогретого газа будет иметь вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0; \quad (10.1)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (10.2)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} - g; \quad (10.3)$$

$$\frac{5}{2} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + T \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right) = 0; \quad (10.4)$$

$$P = \frac{\rho R T}{\mu}. \quad (10.5)$$

В начальный момент времени плотность атмосферы с высотой меняется по закону:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{z}{\Delta}}, \quad (10.6)$$

где Δ – высота однородной атмосферы.

Расчетная область представляла собой цилиндр в диапазоне высот от 35 до 120 км и радиусом 30 км; радиус радиолуча, образованного антенной решеткой составляет 16 км (рис. 10.1).

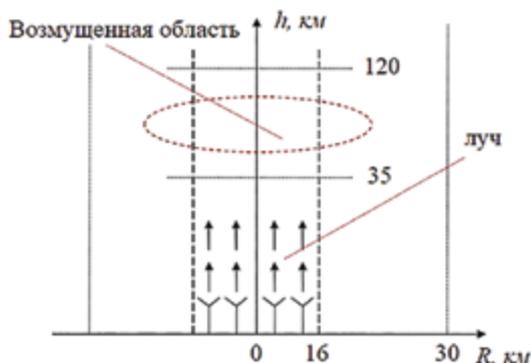


Рисунок 10.1. Схема задачи и расчетная область

Рассматривалась модельная задача с учетом подогрева с последующим его отключением. Так как масштаб задачи $L_x > \Delta$, то, как показал расчетный анализ, возникает существенная трудность, связанная с экспоненциальным изменением плотности с высотой. При задании на таком плотностном профиле температурного возмущения быстро возрастает вычислительная ошибка. Удовлетворительный результат дал прием, заключающийся в обезразмеривании на естественно изменяющиеся плотность и давление, предложенный в монографии [Ступицкий, Холодов, 2019]. Таким образом, в качестве характерных величин были взяты:

$$L_x = \Delta = \frac{RT}{\mu g} = 8 \text{ км},$$

$$t_x = \frac{L_x}{U_x} = 30 \text{ с},$$

$$U_x = \sqrt{gL_x} = 293.2 \text{ м/с}, \quad (10.7)$$

$$\rho_x = \rho_0 e^{-\frac{h}{\Delta}},$$

$$P_x = P_0 e^{-\frac{h}{\Delta}},$$

$$T_x = T_0 = 300 \text{ К}.$$

И, таким образом, двумерная система уравнений в безразмерном виде принимает вид:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{t}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \bar{u}_r \bar{p}) + \frac{\partial (\bar{u}_z \bar{p})}{\partial \bar{z}} = \bar{\rho} \bar{u}_z; \quad (10.8)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{z}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}}; \quad (10.9)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} + (\bar{T} - 1); \quad (10.10)$$

$$\frac{5}{2} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) + \bar{T} \left(\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial (\bar{r} \bar{u}_r)}{\partial \bar{r}} \right) = S(t); \quad (10.11)$$

$$\bar{P} = \bar{\rho} \bar{T}. \quad (10.12)$$

В результате в начальный момент времени $\bar{\rho} = 1$ на всех высотах. При этом возникающие в правой части безразмерных уравнений дополнительные члены не вносят существенной трудности в расчетный алгоритм.

Граничные условия имели следующий вид.

Для плотности:

$$\bar{\rho}(\bar{t}, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{\rho}(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{\rho}(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_k) = 1$$

$$\left. \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0} = 0$$

Для компонент скорости:

$$\bar{u}_r(\bar{t}, \bar{r}_0, \bar{z}) = \bar{u}_r(\bar{t}, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{u}_r(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{u}_r(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_k) = 0$$

$$\bar{u}_z(\bar{t}, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{u}_z(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{u}_z(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_k) = 0$$

$\bar{u}_z(\bar{t}, \bar{r}_0, \bar{z})$ – рассчитывается по формулам численной схемы на каждом шаге по пространству.

Для температуры:

$$\bar{T}(\bar{t}, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{T}(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{T}(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_k) = 1;$$

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0} = 0.$$

Для моделирования процесса разогрева ионосферы нагревным стендом в правой части уравнения (10.11) задавался модельный тепловой источник $S(t)$:

$$S(t) = \begin{cases} \frac{S_{\max}}{\tau_1} t \exp[-(2z-160)^2 - r^2] & t \leq \tau_2, r \leq 16. \\ 0 & t > \tau_2, r > 16. \end{cases} \quad (10.13)$$

где τ_1 – время роста мощности источника;

τ_2 – время окончания воздействия;

S_{\max} – максимальная мощность теплового источника.

10.2. Анализ численной схемы

При решении поставленной задачи были опробованы наиболее часто используемые для решения подобных задач конечно-разностные схемы: двухшаговые (предиктор-корректор) схемы Лакса-Вендроффа, Мак-Кормака, а также схема Куранта-Изаксона-Риса (КИР) и сеточно-характеристический метод Холодова А.С. и Петрова И.Б. [Петров, Холодов, 1984а, 1984б; Магомедов, Холодов, 1988]. При выборе схемы учитывались ее точность по сохранению массы и энергии, а также экономичность времени счета.

Среди рассмотренных схем наиболее оптимальной по точности, времени счета и программной реализации была схема Мак-Кормака, которая является явной двухшаговой разностной схемой, порядок аппроксимации которой $O(\tau^2 + h^2)$. В ней на двух последовательных шагах по времени попеременно используются конечные разности вперед и назад по пространственным переменным. Однако в случае необходимости получения более точного решения наиболее приемлемыми являются метод Лакса-Вендроффа, или сеточно-характеристический метод.

Система уравнений (10.8)–(10.12) по данной разностной схеме принимает следующий вид:

1 этап (предиктор):

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1} &= \rho_{i,j}^n - \frac{\tau}{i \cdot h_1} \left((i+1)\rho_{i+1,j}^n v_{i+1,j}^n - i\rho_{i,j}^n v_{i,j}^n \right) - \frac{\tau}{h_2} (\rho_{i,j+1}^n u_{i,j+1}^n - \rho_{i,j}^n u_{i,j}^n) + \tau \rho_{i,j}^n u_{i,j}^n; \\ \tilde{v}_{i,j}^{n+1} &= v_{i,j}^n - \frac{\tau}{h_1} \left(\frac{1}{\rho_{i,j}^n} (\rho_{i+1,j}^n T_{i+1,j}^n - \rho_{i,j}^n T_{i,j}^n) + v_{i,j}^n (v_{i+1,j}^n - v_{i,j}^n) \right) - \frac{\tau}{h_2} u_{i,j}^n (v_{i,j+1}^n - v_{i,j}^n); \\ \tilde{u}_{i,j}^{n+1} &= u_{i,j}^n - \frac{\tau}{h_1} v_{i,j}^n (u_{i+1,j}^n - u_{i,j}^n) - \frac{\tau}{h_2} \left(\frac{1}{\rho_{i,j}^n} (\rho_{i,j+1}^n T_{i,j+1}^n - \rho_{i,j}^n T_{i,j}^n) + u_{i,j}^n (u_{i,j+1}^n - u_{i,j}^n) \right) + \\ &\quad + \tau (T_{i,j}^n - 1); \\ \tilde{T}_{i,j}^{n+1} &= T_{i,j}^n - \frac{\tau}{h_1} \left(v_{i,j}^n (T_{i+1,j}^n - T_{i,j}^n) + \frac{2}{5i} T_{i,j}^n ((i+1)v_{i+1,j}^n - i v_{i,j}^n) \right) - \\ &\quad - \frac{\tau}{h_2} \left(u_{i,j}^n (T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n) + \frac{2}{5} T_{i,j}^n (u_{i,j+1}^n - u_{i,j}^n) \right);\end{aligned}$$

2 этап (корректор):

$$\begin{aligned}\rho_{i,j}^{n+1} &= 0,5(\rho_{i,j}^n + \tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}) - \frac{\tau}{2 \cdot i \cdot h_1} (i\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}\tilde{v}_{i,j}^{n+1} - (i-1)\tilde{\rho}_{i-1,j}^{n+1}\tilde{v}_{i-1,j}^{n+1}) - \\ &\quad - \frac{\tau}{2h_2} (\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}\tilde{u}_{i,j}^{n+1} - \tilde{\rho}_{i,j-1}^{n+1}\tilde{u}_{i,j-1}^{n+1}) + \frac{\tau}{2}\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}\tilde{u}_{i,j}^{n+1}; \\ v_{i,j}^{n+1} &= 0,5(v_{i,j}^n + \tilde{v}_{i,j}^{n+1}) - \frac{\tau}{2h_1} \left(\frac{1}{\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}} (\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}\tilde{T}_{i,j}^{n+1} - \tilde{\rho}_{i-1,j}^{n+1}\tilde{T}_{i-1,j}^{n+1}) + \tilde{v}_{i,j}^{n+1}(\tilde{v}_{i,j}^{n+1} - \tilde{v}_{i-1,j}^{n+1}) \right) - \\ &\quad - \frac{\tau}{2h_2} \tilde{u}_{i,j}^{n+1}(\tilde{v}_{i,j}^{n+1} - \tilde{v}_{i,j-1}^{n+1}); \\ u_{i,j}^{n+1} &= 0,5(u_{i,j}^n + \tilde{u}_{i,j}^{n+1}) - \frac{\tau}{2h_1} \tilde{v}_{i,j}^{n+1}(\tilde{u}_{i,j}^{n+1} - \tilde{u}_{i-1,j}^{n+1}) - \\ &\quad - \frac{\tau}{2h_2} \left(\frac{1}{\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}} (\tilde{\rho}_{i,j}^{n+1}\tilde{T}_{i,j}^{n+1} - \tilde{\rho}_{i,j-1}^{n+1}\tilde{T}_{i,j-1}^{n+1}) + \tilde{u}_{i,j}^{n+1}(\tilde{u}_{i,j}^{n+1} - \tilde{u}_{i,j-1}^{n+1}) \right) + \frac{\tau}{2}(\tilde{T}_{i,j}^{n+1} - 1); \\ T_{i,j}^{n+1} &= 0,5(T_{i,j}^n + \tilde{T}_{i,j}^{n+1}) - \frac{\tau}{2h_1} \left(\tilde{v}_{i,j}^{n+1}(\tilde{T}_{i,j}^{n+1} - \tilde{T}_{i-1,j}^{n+1}) + \frac{2}{5i}\tilde{T}_{i,j}^{n+1}(i\tilde{v}_{i,j}^{n+1} - (i-1)\tilde{v}_{i-1,j}^{n+1}) \right) - \\ &\quad - \frac{\tau}{2h_2} \left(\tilde{u}_{i,j}^{n+1}(\tilde{T}_{i,j}^{n+1} - \tilde{T}_{i,j-1}^{n+1}) + \frac{2}{5}\tilde{T}_{i,j}^{n+1}(\tilde{u}_{i,j}^{n+1} - \tilde{u}_{i,j-1}^{n+1}) \right).\end{aligned}$$

Для повышения устойчивости и понижения погрешности счета во всех нижеприведенных методах используется так называемая процедура сглаживания [Петров, Лобанов, 2006]. Прием заключается в том, что значение искомого параметра в узле заменяется его «сглаженным» значением, которое есть средневзвешенное значение параметра в узле и 4-х соседних точках:

$$\bar{u}_{i,j}^{n+1} = (1 - 4\alpha)u_{i,j}^{n+1} + \alpha u_{i-1,j}^{n+1} + \alpha u_{i,j-1}^{n+1} + \alpha u_{i+1,j}^{n+1} + \alpha u_{i,j+1}^{n+1};$$
$$\alpha \leq 0.25.$$

Параметр сглаживания α подбирается опытным путем, такой, чтобы не исказить само решение и вместе с тем подавить возмущение. В приведенных ниже расчетах α принимался равным 0.1.

С учетом общефизической точности постановки задачи метод Мак-Кормака, сеточно-характеристический метод и схема Лакса-Вендроффа давали близкие результаты.

10.3. Результаты расчета

Общий характер поведения разогретой области зависит от ее начальной геометрии и накопленной в ней энергии. При большой энергии, значительно превосходящей ту, которую могут дать существующие в настоящее время нагревные стенды, образование сильно разреженной полости с размерами больше высоты однородной атмосферы приводит к тому, что скорость вертикальной конвекции может превышать скорость звука. Радиальная скорость имеет меньшую величину, но все же дает существенный вклад в газодинамическое течение с образованием вихреподобной структуры (рис. 10.2–10.3).

На рис. 10.4–10.7 показаны тональные пространственно-временные картины при вдвое меньшей энергии $S_{\max} = 15$. Наличие радиальной скорости приводит к формированию высокотемпературной структуры, близкой по форме к тору. Изменение плотности и температуры в центре области показано на рис. 10.8.

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

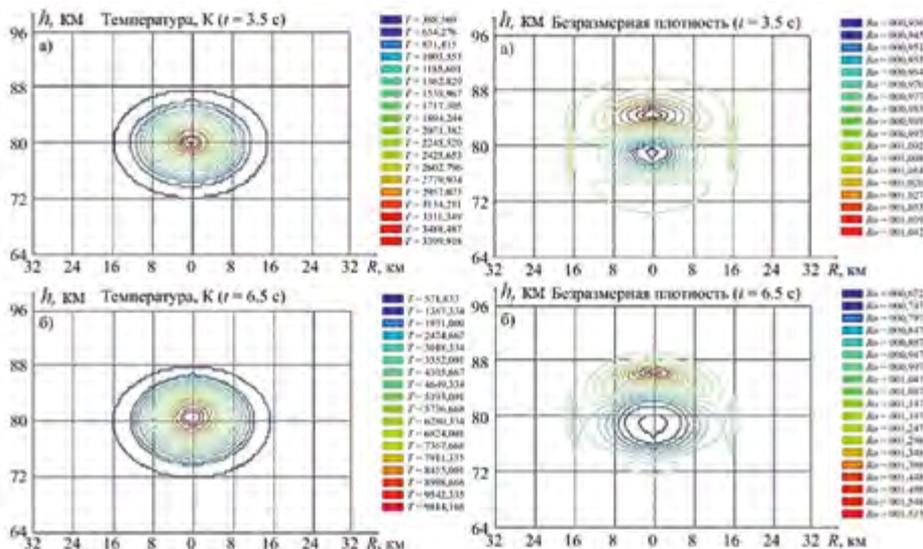


Рисунок 10.2. Температура и безразмерная плотность на момент времени: $t = 3.5$ с; $t = 6.5$ с. Параметры расчета: $S_{\max} = 30$; шаг по пространству – 0.01; шаг по времени – 0.001; время роста мощности источника $\tau_1 = 0.02$; время окончания воздействия $\tau_2 = 0.22$

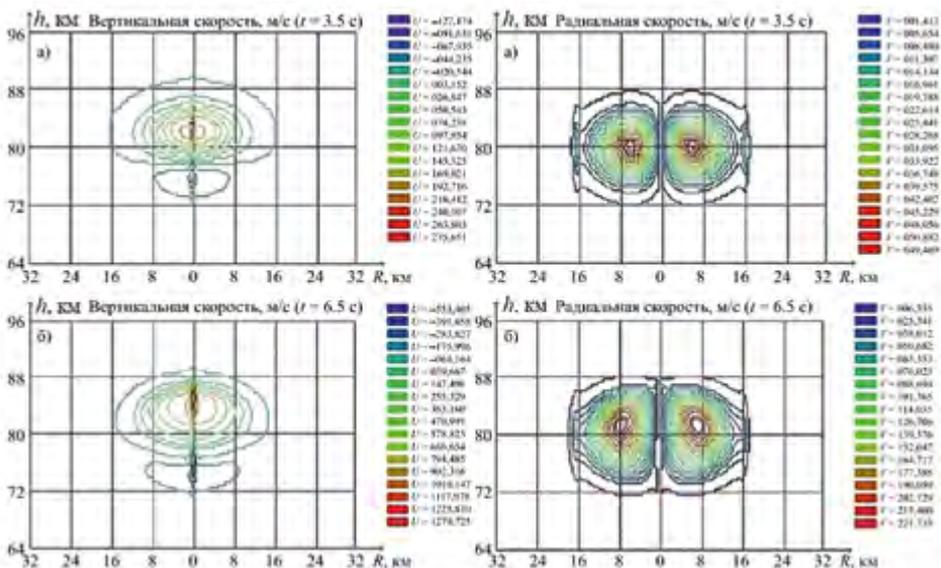


Рисунок 10.3. Вертикальная и радиальная скорость на момент времени: $t = 3.5$ с; $t = 6.5$ с. Параметры расчета: $S_{\max} = 30$; шаг по пространству – 0.01; шаг по времени – 0.001; время роста мощности источника $\tau_1 = 0.02$; время окончания воздействия $\tau_2 = 0.22$

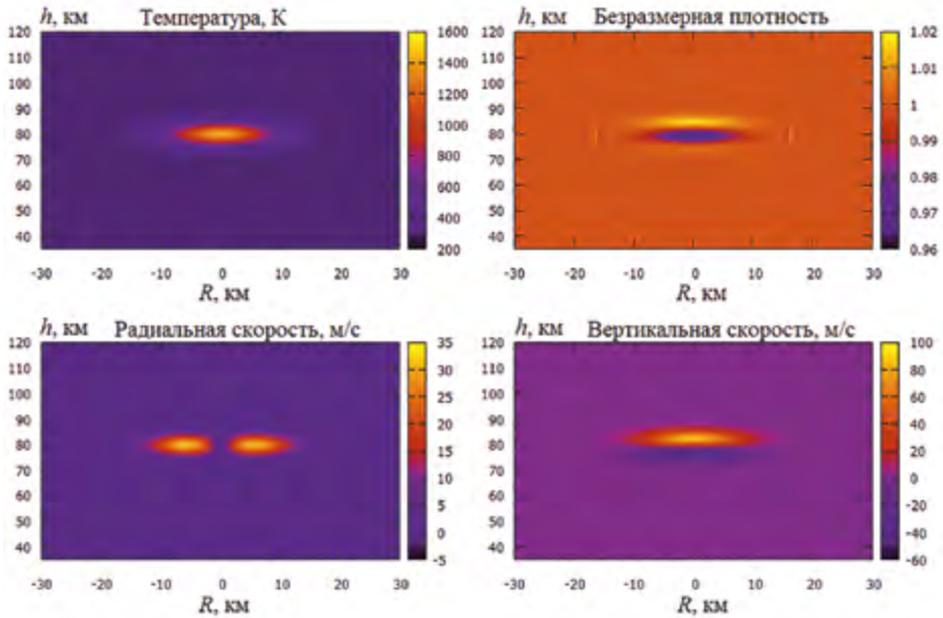


Рисунок 10.4. Параметры возмущенной области (температура, плотность, составляющие скорости). Время расчета 3 с, шаг по пространству 0.01 (сетка равномерная), шаг по времени 0.001, $\alpha = 0.1$, $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0.02$, $\tau_2 = 0.22$

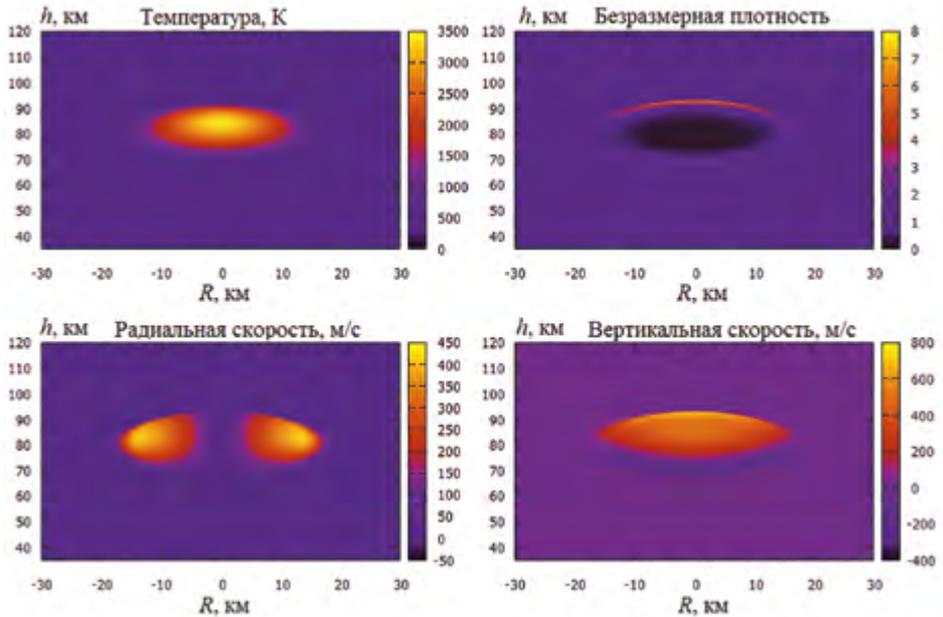


Рисунок 10.5. Параметры возмущенной области (температура, плотность, составляющие скорости). Время расчета 15 с, шаг по пространству 0.01 (сетка равномерная), шаг по времени 0.001, $\alpha = 0.1$, $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0.02$, $\tau_2 = 0.22$

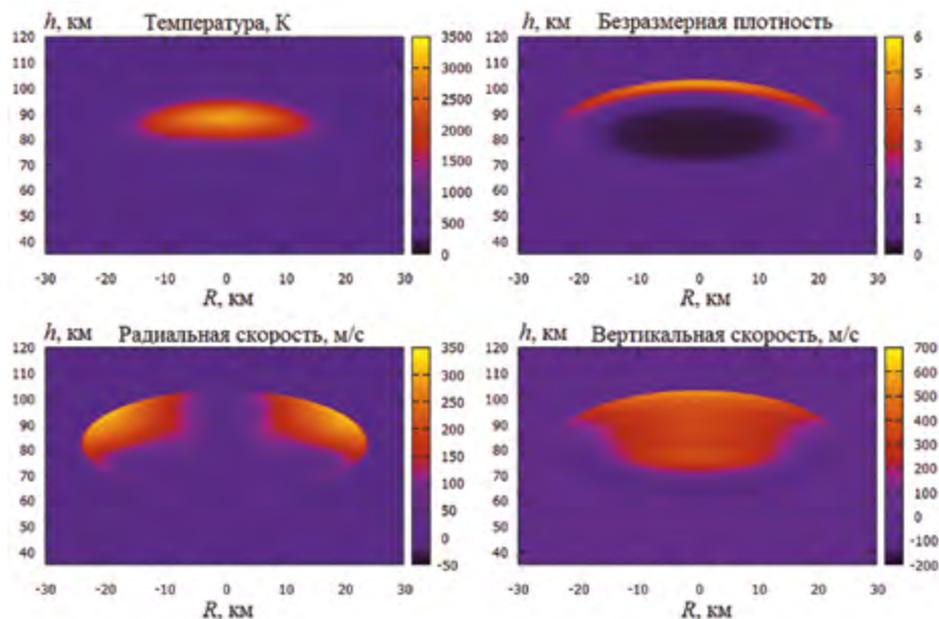


Рисунок 10.6. Параметры возмущенной области (температура, плотность, составляющие скорости). Время расчета 30 с, шаг по пространству 0.01 (сетка равномерная), шаг по времени 0.001, $\alpha = 0.1$, $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0.02$, $\tau_2 = 0.22$

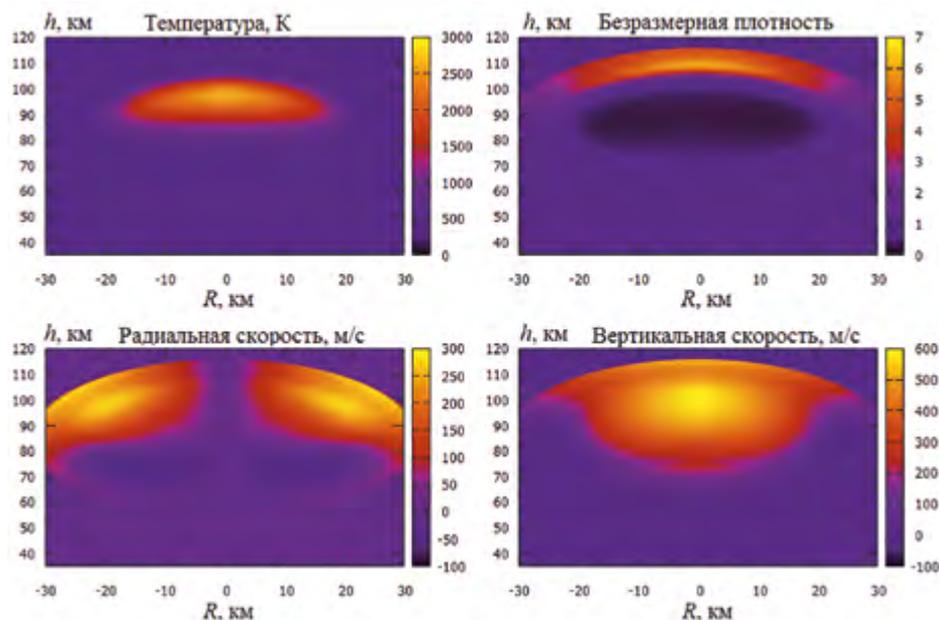


Рисунок 10.7. Параметры возмущенной области (температура, плотность, составляющие скорости). Время расчета 50 с, шаг по пространству 0.01 (сетка равномерная), шаг по времени 0.001, $\alpha = 0.1$, $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0.02$, $\tau_2 = 0.22$

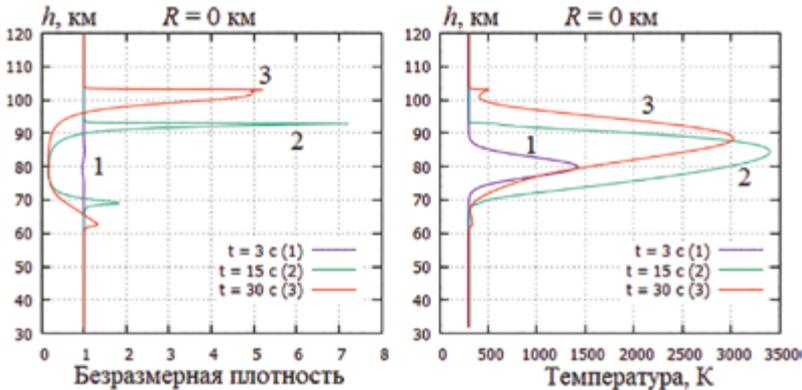


Рисунок 10.8. Безразмерная плотность и температура в центре области течения ($R=0$ км) на различные моменты времени. Параметры расчета $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0.02$, $\tau_2 = 0.22$

Анализ показывает, что при большой энергии радиоволн полное решение задачи о разогреве D-области ионосферы требует совместного решения термодинамической и кинетической задачи при условии неравновесности процессов. Следует отметить, что при решении такого рода задач о газодинамическом развитии возмущенной области наиболее сложными уравнениями являются уравнения для температуры электронов T_e и температуры тяжелых частиц $T = T_i - T_0$, так как на их поведение влияет большое число кинетических процессов [Морозов, Ступицкий, 2011]. В работах [Ступицкий, 2006; Ступицкий и др. 1985] показано, что при решении такого ряда задач весьма эффективным является *метод расщепления по физическим процессам* $T_e = T_g y_e$, $T = T_g y$, где T_g – газодинамическая температура, обусловленная адиабатическим процессом движения идеального газа; y_e , y – функции, уравнения для которых можно записать для отдельной массовой частицы, и они учитывают упругие и неупругие процессы и выход излучения. Таким образом, уравнение для T_g , по существу, соответствует однотемпературному приближению $T_g = T$ идеального газа.

10.4. Нерешенные вопросы для будущих исследований

Рассматриваемое физико-математическое направление исследований в настоящее время является наиболее активно развивающимся. В заключение остановимся на наиболее важных нерешенных вопросах и возможных путях их решения, указанных в работе [Streltsov et al., 2018].

1. Подробное исследование того, что происходит при нагреве ионосферы очень мощными КВ-радиоволнами ($ERP > 200$ МВт). В этом случае в одном и том же возмущенном объеме ионосферы могут одновременно возникать несколько различных типов турбулентности, а взаимодействия волн и возмущений плотности, вызванных разными механизмами, могут давать существенно отличающиеся результаты по

сравнению с линейным случаем, когда эти механизмы возникают независимо друг от друга.

2. Определение теоретического механизма генерации мелкомасштабных неоднородностей, ориентированных по полю, при нагреве радиоволнами Х-поляризации, который наблюдался экспериментально.

3. Исследование образования, пространственного распределения и динамику сверхмелкомасштабных неоднородностей.

4. Исследование структуры сублучевого размера (километрового масштаба) и их динамики в искусственном оптическом излучении.

5. Исследование механизма необъяснимого обратного УВЧ-рассеяния, вызванного нагревным стендом.

6. Исследование генерации надтепловых электронов и их энергетического спектра для различных частот накачки, в частности 2-й гирогармоники. Это исследование также важно для понимания механизма нисходящего слоя ионизации.

7. Исследование временного развития возмущений плотности вдоль окружающего магнитного поля из области генерации/резонанса. В частности, скорость образования канала, наблюдаемая в экспериментах, значительно превышает предсказываемую теорией.

8. Исследование распространения УНЧ/ОНЧ-волн, генерируемых в *D*- и *E*-областях ионосферы, в магнитосферу, в частности:

- как эти волны взаимодействуют с плазмой в магнитосфере и сопряженном полушарии;
- вызывают ли эти волны осаждение надтепловых электронов, приводящее к искусственному полярному сиянию;
- какова система токов (в ионосфере и вдоль окружающего магнитного поля), генерируемых нагревом ионосферы;
- как эти токи взаимодействуют/воздействуют на плазменную турбулентность в ионосфере.

9. Исследование инициирования и управления развитием нестабильности ионосферной обратной связи. Приводит ли это к генерации очень интенсивных мелкомасштабных продольных токов и структур плотности в ионосфере? Иными словами, в какой степени нагрев ионосферы мощными КВ-передатчиками может спровоцировать и контролировать развитие геомагнитных возмущений типа суббурь?

Чтобы ответить на эти вопросы:

1. Необходимо проводить более активные эксперименты по ВЧ-нагреву ионосферы на стендах HAARP, «Сура», EISCAT.

2. Нагревные стенды (HAARP и «Сура») должны иметь комплексный набор передовых датчиков высокого разрешения, в частности радар некогерентного рассеяния. Комбинированный набор диагностических ионозондов, радаров, магнитометров, оптических камер обеспечивает возможность создания всесторонней многомерной картины волн и плазмы в режиме реального времени и позволяет детально исследовать научные вопросы, касающиеся плазменных волн и турбулентности.

3. Установка EISCAT3D, которая будет введена в эксплуатацию, должна обеспечивать беспрецедентное временное и пространственное разрешение измерений с расширенным охватом по высоте и горизонтальной протяженности нагретого объема. Рекомендуется расположить новый высокочастотный стенд рядом с площадкой EISCAT3D, что позволит найти ответы на многие из перечисленных выше научных вопросов, которые не могут быть адекватно решены при расположении существующего нагревного стенда.

Необходимо модифицировать нагревный стенд EISCAT в низкочастотном диапазоне (2-я гирогармоника), чтобы расширить возможности проведения экспериментов по нагреву в более широком диапазоне геофизических условий. Текущая способность является ограничивающим фактором, особенно во время солнечного минимума. Нагрев на 2-й гирогармонике особенно эффективен при исследовании искусственной ионизации и оптического излучения.

4. Особенно важными для понимания экспериментов с УНЧ/СНЧ волнами и связанных с ними нерешенных вопросов являются наблюдения на спутниках и в местах, магнитно сопряженных с нагревными стендами. Наблюдения могут вестись на стационарных или мобильных платформах (корабли, самолеты, спутники).

5. Особое внимание следует уделить специальным спутниковым программам, таким как DSX, RESONANCE и CubeSats, которые с самого начала будут ориентированы на работу совместно с наземными передатчиками и будут иметь соответствующие датчики и траектории для получения на месте измерений параметров плазмы, не доступных для наземной диагностики. В частности, измерения температуры и плотности электронов и ионов на месте чрезвычайно важны для понимания механизмов ускорения электронов, связанных с различными неустойчивостями плазмы, генерируемыми воздействием мощных ВЧ-волн.

6. Наконец, необходимо разработать всесторонние, зависящие от времени, многомерные численные модели, описывающие распространение УНЧ/СНЧ/ОНЧ волн в сильно связанной и сложной системе магнитосфера-ионосфера. Эти модели должны быть достаточно полными, чтобы предсказывать ожидаемые результаты экспериментов, чтобы их можно было использовать для планирования будущих экспериментов. Численное моделирование также важно для понимания и интерпретации полученных результатов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые выполнены физические и численные исследования процессов в нижней ионосфере при воздействии на нее мощного потока радиоволнового излучения от наземного станда.

Остановимся кратко на основных результатах, полученных во второй части работы.

1. В результате подробного физического анализа процессов, происходящих в нижней ионосфере при поглощении мощного потока радиоизлучения, разработана многоблочная схема процессов по определению концентраций ионизационно-химических и оптически-активных компонент (в работе рассматривается около 60 компонент). На ее основе разработан численный алгоритм для определения концентраций и температур электронов и тяжелых частиц, описывающих изменение состояния возмущенной области, образующейся в нижней ионосфере.

2. Показано, что определяющими параметрами при заданных характеристиках радиолуча являются электронная температура и концентрация тяжелых частиц окружающей ионосферы. На основе подробных численных исследований определена степень влияния на электронную температуру основных неупругих процессов с участием электронов: ионизации, диссоциации, возбуждения электронных состояний, вращательных и колебательных степеней свободы и соответствующих сечений столкновений и констант скоростей.

3. В результате численных исследований получено пространственно-временное распределение всех основных параметров возмущенной области для дневных условий при вариации мощности потока и частоты радиоизлучения на различные моменты времени и показано, что:

– происходит сильное возмущение нижней ионосферы, температура электронов существенно возрастает по сравнению с естественной;

– определяющее влияние на поведение электронной температуры оказывают процессы возбуждения колебаний молекул азота N_2 и нижнее метастабильное состояние молекулы кислорода O_2 ;

– для дневных условий основное поглощение радиоизлучения происходит в нижней части D -области ионосферы, где температура тяжелых частиц меняется незначительно.

4. В результате численного моделирования определены характеристики и концентрации заряженных частиц и оптически-активных молекул. Показано, что рассчитанное по ним излучение значительно превосходит фоновое и существенно зависит от мощности радиоизлучения.

5. В результате численных исследований доказана возможность возникновения автоколебаний до выхода параметров на квазистационарные значения для ночных условий, когда область разогрева находится выше (~ 85 км). Определены параметры автоколебаний при исследовании генерации ВЧ-разряда в инертных газах в лабораторных условиях, что может быть использовано в будущем при постановке эксперимента.

6. Показано, что для ночных условий для высот 80–85 км температура электронов и тяжелых частиц за время $t \leq 1$ может более чем на порядок возрасти по сравнению с фоновым значением, что создает условия для возникновения газодинамического течения.

7. Разработан двумерный численный алгоритм для расчета параметров газодинамического течения и, в результате проведенных расчетов, определены его основные параметры.

В целом можно считать, что с точки зрения теплового разогрева ионосферы, принятые в работе характеристики процессов соответствуют оценке.

Дальнейшее исследование будет направлено на уточнение физической модели задачи как в кинетическом, так и в термодинамическом отношении с учетом современного развития экспериментальных стенов радиоволнового излучения.

Список литературы к части II

1. Александров Э.Л., Седунов Ю.С. Человек и стратосферный озон – Л.: Гидрометеиздат, 1979.
2. Атмосфера. Справочник (справочные данные, модели). / под ред. Седунова Ю.С и др. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1991.
3. Бауэр З. Физика планетных ионосфер – М: Мир, 1976.
4. Бахметьева Н.В., Андрианов А.Ф., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Красильников А.А., Куликов Ю.Ю. Исследование вариаций мезосферного озона при возмущении ионосферы излучением стенда СУРА с одновременной диагностикой ионосферной плазмы // Известия вузов. Радиофизика. – 2019. – Т. 62., № 5. – С. 366–382.
5. Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Григорьев Г.И., Егерев М.Н., Калинина Е.Е., Толмачева А.В., Жемаков И.Н., Виноградов Г.Р., Юсупов К.М. Динамика мезосферы и нижней термосферы по результатам наблюдений на стенде СУРА // Геомагнетизм и аэрномия. – 2020. – Т. 60, № 1. – С. 99–115.
6. Бахметьева Н.В., Григорьев Г.И., Толмачева А.В., Калинина Е.В. Атмосферная турбулентность и внутренние гравитационные волны – результаты экспериментальных исследований методом создания искусственных периодических неоднородностей // Химическая физика. – 2018. – Т. 37. – № 5. – С. 19–30.
7. Беккер С.З., Козлов С.И., Тасенко С.В. Оценка возможности понижения концентрации озона в нижней части D-области под воздействием мощной радиоволны // Геомагнетизм и аэрномия. – 2016. – Т. 56, № 6. – С. 796–799.
8. Беликович В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т. 18. – С. 621.
9. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачев А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. – 156 с.
10. Беликович В.В., Григорьев Г.И. // Известие вузов. Радиофизика. – 1987. – Т. 30, №3.
11. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988.
12. Васильев Р.В., Сетов А.Г., Фролов В.Л. и др. Современный нагревный стенд для исследования ионосферы средних широт // Солнечно-земная физика. – 2020. – Т. 6., № 2. – С. 61–78.
13. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. – М.: Наука, 1984.
14. Гетманцев Г.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20. – С. 229.
15. Гиндзбург В.А., Гуревич А.В. // УФН. – 1960. – Т. 70, № 201. – С. 393.
16. Гинзбург В.Л. // Изв. АН СССР. Серия физика. – 1948. – Т. 12. – С. 293.
17. Гордиец Б.Ф., Марков Н.Н., Шелепин Л.А. Теория инфракрасного излучения околоземного космического пространства // Труды АН СССР. – 1978. – Т. 105. – С. 7–71.
18. Грач С. М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшинов В.А., Погорелко Н.А. Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда СУРА: результаты экспериментов 2010 года // Известие вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, № 1–2. – С. 37–56.
19. Гуревич А.В. // Геомагнетизм и аэрномия. – 1965. – Т. 5. – С. 70.

20. Гуревич А.В. // Геомагнетизм и аэрономия. – 1967. – Т. 7. – С. 291.
21. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.
22. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973.
23. Данилов А.Д. и др. Метеорологические эффекты в нижней ионосфере. – М.: Гидрометеоздат, 1987. – 269 с.
24. Дацкевич Ж.В., Иванов В.И., Сергеенко Т.И. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космические исследования. – 2017. – Т. 55, № 2. – С. 94–106.
25. Джонсон Ф.С. Электронная концентрация в ионосфере и экзосфере – М.: Мир, 1966.
26. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. – М.: Атомиздат, 1975.
27. Задорожный А.М. Диффузионно-фотохимическая модель распределения малых составляющих атмосферы на высотах нижней ионосферы // Сб. научных трудов «Исследование нижней ионосферы». – Новосибирск, 1982. – С. 67–88.
28. Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. Солнце и ионосфера / – М.: Наука, 1969.
29. Инфракрасное излучение в атмосферах Земли и в космосе. – Труды ФИАН, 1978. – Т. 105.
30. Искусственные пучки частиц в космической плазме // под ред. Гранколя. Б. – М.: Мир, 1985. – 448 с.
31. Иткина М.А., Кротова З.Н. Изменение параметров нижней ионосферы под действием мощного радиоизлучения // Известия вузов. Радиофизика. – 1981. – Т. XXIV, № 4. – С. 415–419.
32. Калиткин Н.Н. Численные методы. – СПб: БХВ-Петербург, 2011.
33. Калиткин Н.Н. Численные методы решения жестких систем // Математическое моделирование. – 1995. – Т. 7, №5. – С. 8–11.
34. Карацтин А.Н. и др. // Известия вузов. Радиофизика. – 1999. – Т. XLII, № 8.
35. Карнюшин В.Н., Солоухин Р.И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. – М.: Атомиздат, 1981.
36. Клименко В.В., Грач С.М., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В. Характеристики искусственного свечения ионосферы при омическом нагреве и при ускорении электронов плазменной турбулентностью, инициированными мощным радиоизлучением стенда «Сура» // Известие вузов. Радиофизика. – 2017. – Т. 60, № 6. – С. 481–501.
37. Козлов С.И., Власков Р.А., Смирнова Н.В. Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. Часть 1. Постановка задачи и общая схема процессов // Космические исследования. – 1982. – Т. 20, В. 6. – С. 881–891.
38. Козлов С.И., Власков Р.А., Смирнова Н.В. Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. Часть 2. Вариации ионного состава в электронной концентрации // Космические исследования. – 1983. – Т. 21, В. 6. – С. 892–896.

39. *Козлов С.И., Власков Р.А., Смирнова Н.В.* Специализированная аэрономическая модель для исследования искусственной модификации средней атмосферы и нижней ионосферы. Часть 1. Требования к модели и основные принципы ее построения // *Космические исследования.* – 1988. – Т.26, В. 5. – С. 738–745.

40. *Козлов С.И., Власков Р.А., Смирнова Н.В.* Специализированная аэрономическая модель для исследования искусственной модификации средней атмосферы и нижней ионосферы. Часть 2. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными // *Космические исследования.* – 1990. – Т., 28, В. 1. – С. 77–84.

41. *Козлов С.И., Педоренко В.Ф.* Химия положительных ионов в сильно ионизированной среднеширотной ночной D-области. Часть I. // *Космические исследования.* – 1973а. – Т. XI, № 5. – С. 724–729.

42. *Козлов С.И., Педоренко В.Ф.* Химия положительных ионов в сильно ионизированной среднеширотной ночной D-области. Часть II. // *Космические исследования.* – 1973б. – Т. XI, № 5. – С. 730–737.

43. *Козлов С.И., Смирнова Н.В.* Методы и средства создания ионизированных образований в околоземной среде и оценка характеристик возникающих возмущений // *Космические исследования.* – 1992. – Т. 30, В. 4, 5. – С. 495–523, с. 629–683.

44. *Коновалов В.П., Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л.* Возбуждение и ионизация воздуха быстрыми электронами // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1994. – Т. 34, № 6. – С. 128–143.

45. *Корсунская Ю.А., Стрелков А.С.* Характеристики фотодиссоционных реакций в E- и D-слоях ионосферы Земли // *Динамические процессы в ионосфере.* Изд.-во: РАН. – 2013. – № 4. – С. 234–244.

46. *Котик Д.С., Трахтенгерц В.Ю.* // *Письма в ЖЭТФ.* – 1975. – Т. 21. – С. 114.

47. *Кривоуцкий А.А. и др.* Результаты российских исследований средней атмосферы в 2015–2018 гг // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана.* – 2019. – Т. 55, № 6. – С. 48–65.

48. *Кривоуцкий А.А. и др.* Трехмерная глобальная численная фотохимическая модель CHARM.1. Учет процессов в области D ионосферы // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 2015. – Т. 55, № 4. – С. 483–503.

49. *Кудрявцев В.П.* Эффективные скорости образования положительных ионных связок в D-области ионосферы // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1989. – Т. 29, № 5. – С. 805–811.

50. *Кудрявцев В.П., Романюха Н.Ю.* Моделирование ионизационно-рекомбинационных процессов в средней атмосфере // *Математическое моделирование.* – 1994. – Т. 7, № 3. – С. 3–16.

51. *Кулямин Д.В., Дымников В.П.* Моделирование общей циркуляции тропосферы-стратосферы-мезосферы с включением D-слоя ионосферы // *Гелиофизические исследования.* – 2014. – В. 10. – С. 5–44.

52. *Куплинов Ю.Ю. и др.* Отклик мезосферного озона на нагрев нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 2013. – Т. 53, № 1. – С. 102–109.

53. Магомедов К.М., Холодов А.С. Сеточно-характеристические численные методы. – М.: Наука, 1988.
54. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. – М.: Мир, 1967.
55. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. – М.: Мир, 1978.
56. Мандринова О.В., Полозов Ю.А., Фетисова Н.В. Метод моделирования параметров ионосферы и обнаружения ионосферных возмущений // ЖВМиМФ. – 2021. – Т. 61, №7. – С. 110–112.
57. Медведев Ю.А., Степанов Б.И., Метелин Е.В., Федорович Г.В. Физические процессы в потоках проникающих излучений // сб. Импульсные электромагнитные поля быстропротекающих процессов и измерение их параметров. – М.: Атомиздат, 1976.
58. Мизун Ю.Г. Ионосфера Земли. – М.: Наука, 1985. – 158 с.
59. Митчнер М., Кругер Ч. Частично-ионизованные газы. – М.: Мир, 1976.
60. Моисеева Д.С., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л. Численные исследования параметров возмущенной области, образующейся в нижней ионосфере под действием направленного потока радиоизлучения от наземного источника // Компьютерные исследования и моделирование. – 2018. – Т. 10, №5. – С. 679–708.
61. Морозов Д.В., Ступицкий Е.Л. Воздействие на ионосферу земли направленного потока радиоизлучения от наземного источника // IX Международная конференция по волновой электродинамике. – Ярославль, ч. 1, 2, 2011 г.
62. Нерушев А.Ф. Струйные течения в атмосфере земли // Земля и Вселенная. – 2014. – № 6. – С. 16–33.
63. Нерушев А.Ф., Вишератин К.Н., Ивангородский Р.В. Пространственно-временная изменчивость высотных струйных течений по данным спутниковых измерений // Исследования Земли из космоса. – 2017. – № 6. – С. 31–45.
64. Озолин Ю.Э., Кароль И.Л., Розанов Е.В., Егорова Т.А. Модель воздействия солнечных протонных вспышек на ионный и газовый состав мезосферы // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 45. – №6. – С. 789–802.
65. Омхольт А. Полярные сияния. – М.: Мир, 1974.
66. Перов С.П., Хриган А.Х. Современные проблемы атмосферного озона. – Л.: Гидрометеоздат, 1980.
67. Петров И.Б., Лобанов А.И. Лекции по вычислительной математике. – М.: Бином. Лаборатория знаний, 2006.
68. Петров И.Б., Холодов А.С. О регуляризации разрывных численных решений уравнений гиперболического типа // ЖВМ и МФ. – 1984б – т. XXIV, № 8. – С.1172–1188.
69. Петров И.Б., Холодов А.С. Численное исследование некоторых динамических задач механики деформируемого твердого тела сеточно-характеристическим методом // ЖВМ и МФ. – 1984а – т. XXIV, №5. – С.722–739.
70. Полак Л.С., Гольденберг М.Я., Левицкий А.А. Вычислительные методы в химической кинетике. – М.: Наука, 1984.

71. *Пряткин С.Н., Ступицкий Е.Л.* Неравновесные процессы при разлете бариевого облака в поле солнечного излучения // *Космические исследования*. – 1992. – Т. 30, В. 2. – С. 253.
72. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. – Москва: Наука, 1987.
73. *Ратклифф Дж.* Введение в физику ионосферы и магнитосферы. – М: Мир, 1975.
74. *Репнев А.И., Кривошукский А.А.* Вариации химического состава атмосферы по измерениям со спутников и их связь с потоками энергичных частиц космического происхождения: (обзор) // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. – 2010. – Т. 46, № 5. – С. 579–607.
75. *Ришбет Г., Гарриот О.К.* Введение в физику ионосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1975. – 304 с.
76. *Сергеев Е.Н. и др.* // *Известие вузов. Радиофизика*. – 1989. – Т. XLII, № 7.
77. *Сивухин Д.В.* Оптика. Общий курс физики. – М.: Наука, 1980.
78. *Словицкий Д.И.* Химия плазмы / Под редакцией Смирнова Б.М. – М.: Атомиздат, 1975. – В.1.
79. *Справочник. Околосземное космическое пространство*. – М.: Мир, 1988.
80. *Ступицкий Е.Л.* Воздействие мощного импульса на мишень. 2. Фотоионизация фоновой среды // *Квантовая электроника*. – 1983. – Т. 10, № 3. – С. 534–540.
81. *Ступицкий Е.Л.* Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований. – М.: Физматлит, 2006.
82. *Ступицкий Е.Л., Любченко О.С., Худавердян А.М.* Неравновесные процессы при разлете высокотемпературного плазменного сгустка // *Квантовая электроника*. – 1985. – Т. 12, № 5. – С. 1038–1049.
83. *Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю.* Методика исследования кинетики ионизационно-химических и оптических возмущений в атмосфере на основе численного моделирования. – ЦФТИ МО РФ, 2002.
84. *Ступицкий Е.Л., Холодов А.С.* Физические исследования и математическое моделирование крупномасштабных геофизических экспериментов. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2019.
85. *Токарев Ю.В. и др.* // *Известия вузов. Радиофизика*. – 1999. – Т. XLII, № 8.
86. *Физика ядерного взрыва*. – М.: Физматлит, 2009. – Т. 1. – Гл. 16, 17.
87. *Фролов В.Л.* Об особенностях воздействия мощными радиоволнами с X-поляризацией на ионосферу Земли и наблюдаемых при этом эффектах // *Известие вузов. Радиофизика*. – 2012. – Т. LV, № 1–2. – С. 122–139.
88. *Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В. и др.* Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым излучением // *Успехи физических наук*. – 2007. – Т. 177, № 3. – С. 330–340.
89. *Хайрер Э., Ваннер Г.* Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жесткие и дифференциально-алгебраические задачи. – М.: Мир, 1999.
90. *Хастед Дж.* Физика атомных столкновений. – Изд. Мир, 1965.

91. Черногор Л.Ф., Милованов Ю.Б. Амплитудное самовоздействие мощных непрерывных проходящих радиоволн в ионосфере: результаты численного моделирования // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015б. – Т.20, № 2. – С. 122–132.
92. Черногор Л.Ф., Милованов Ю.Б. Возмущение ионосферы мощным непрерывным проходящим радиоизлучением: результаты численного моделирования // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015а. – Т.20, № 1. – С. 48–63.
93. «HAARP Fact Sheet». HAARP. 15 June 2007. [Электронный ресурс] URL: <http://www.haarp.alaska.edu/haarp/factSheet.html>
94. Arijis E., Nevejans D., Frederick P., Ingels J. Negative ion composition measurements in the stratosphere // Geophys. Res. Lett. – 1981. – V. 8, № 1. – P. 121–124.
95. Bakhmetieva N.V., Kulikov Yu.Yu., Zhemyakov I.N. Mesosphere ozone and the lower ionosphere under plasma disturbance by powerful high-frequency radio emission // Atmosphere. – 2020. – Vol. 11, Iss. 11. – P. 1154.
96. Banks P.M. Charged particale temperatures and electron thermal conductivity in the upper atmosphere // Annals Geophys. – 1966. – V. 22. – P. 577–587.
97. Belova E.G., Pashin A.B., Lyatsky W.B. Passage of a powerful HF radio wave through the lower ionosphere as a function of initial electron density profiles // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1995. – V. 57, Iss. 3. – P. 265–272.
98. Bernhardt P.A., Tepley C.A., Duncan L.M. Airglow enhancements associated with plasma cavities formed during ionospheric heating experiments // J. Geophys. Res. – 1989. – V. 94. – P. 9071–9092.
99. Bernhardt P.A., Wong M., Huba J.D., Fejer B.G., Wagner L/S., Goldstein J.A., Selcher C.A., Frolov V.L., Sergeev E.N. Optical remote sensing of the thermosphere with HF pumped artificial airglow // J. Geophys. Res. – 2000. – V. 105, № A5. – P. 10657–10671.
100. Blagoveshchenskaya N.F., Borisova T.D., Kosch M., Sergienko T., Brändström U., Yeoman T.K., Häggström I. Optical and ionospheric phenomena at EISCAT under continuous X-mode HF Pumping // J. Geophys. Res. – 2014. – V.119, № 12. – P. 10483-10498.
101. Blagoveshchenskaya N.F. Perturbing the High-Latitude Upper Ionosphere (F Region) with Powerful HF Radio Waves: A 25-Year Collaboration with EISCAT // Radio Science Bulletin. – 2020. – V. 373. – P. 40–55.
102. Brace L.H., Spencer N.W., Carignan G.R. Ionosphere electron temperature measurements and their implications // J. Geophys. Res. – 1963. – V. 68. – P. 5397–5412.
103. Brandstrom B.U.E., Leyser T.B., Steen A., Rietveld M.T., Gustavsson B., Aso T., Ejiri M. Unambiguous evidence of HF pump-enhanced airglow at auroral latitudes // Geophys. Res. Lett. – 1999. – V. 26. P. 3561–3564.
104. Brasseur G., Chatel A. Modeling of stratospheric ions: a first attempt // Annales Geophys. – 1983. – V. 1, № 2. – P. 173–185.
105. Cheng, Q., Guo, L.-xin., Li H.-min., Li J.-ting., Zhang D. Oblique absorption effects of the D region during HF waves heating // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2019. – №. 186. – P. 28–34.

106. *Cheng, Q., Guo L.-x., Li H.-m., Li J.-t.* Saturation effects of the lower ionosphere based on two-dimensional HF heating model // *J. Geophys. Res. Space Physics.* – 2017. – № 122. – P. 874–890.

107. *Cohen M. B., Inan U. S., Golkowski M., McCarrick M.J.* ELF/VLF wave generation via ionospheric HF heating: Experimental comparison of amplitude modulation, beam painting, and geometric modulation // *J. Geophys. Res.* – 2010a. – V. 115. – P. A02302.

108. *Cohen M.B., Inan U.S., Golkowski M., Lehtinen N.G.* On the generation of ELF/VLF waves for long-distance propagation via steerable HF heating of the lower ionosphere // *J. Geophys. Res.* – 2010b. – V. 115. – P. A07322.

109. *Cole, Dermot* (14 May 2014). Air Force prepares to dismantle HAARP ahead of summer shutdown. Anchorage Daily News. Archived from the original on 17 May 2014.

110. *Dalgarno A., McElroy M.B., Walker J.C.G.* The diurnal variation of ionospheric temperature // *Planet. Space Sci.* – 1967. – V. 15. – P. 331–345.

111. *Demirkol M.K.* VLF remote sensing of the ambient and modified lower ionosphere. – Ph.D. thesis. Stanford University, 2000 – 111 p.

112. *Enell C.-F., Kero A., Turunen E et al.* Effects of D-region RF heating studied with the Sodankylä Ion Chemistry model // *Annales Geophysicae.* – 2005. – Vol. 23. – P. 1575–1583.

113. *Eyfrig R.W* The effect of the magnetic declination on the F2 layer // *Ann. Geophys.* – 1963. – V. 19. – P. 102.

114. *Ferguson E.E.* D-Region ion chemistry // *Rev. Geophys. Space Phys.* – 1971. – V. 9. – P. 997–1008.

115. *Ferguson E.E.* Laboratory measurements of ionospheric ion-molecule reaction rates // *Rev. Geophys. Space Phys.* – 1974. – V. 12, № 4. – P. 703–713.

116. *Guo Z.; Fang H.; Honary F.* A novel method to identify the physical mechanism and source region of elf/vlf waves generated by beat-wave modulation using preheating technique // *Universe.* – 2021a. – Vol. 7. – № 2. – P. 43.

117. *Guo Z., Fang H., Honary F.* The Generation of ULF/ELF/VLF Waves in the Ionosphere by Modulated Heating // *Universe.* – 2021b. – V.7, № 29.

118. *Gurevich, A.V., Zybin K.P., Lukyanov A.V.* Stationary striations developed in the ionospheric modifications // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 75. – P. 2622.

119. *Gustavsson O.T. et al.* *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 97, Iss. 19. – P. 195002.

120. *Hall J.E., Fooks J.* The electron distribution in the quiet D-region derived from rocket measurements of low-frequency propagation // *Planet Space Sci.* – 1965. – V. 13, № 11. – P. 1013–1030.

121. Научно-исследовательский радиофизический институт: [Электронный ресурс]. URL: <http://nirfi.unn.ru/images/myimg/departments/sura/surahome.html>

122. EISCAT Scientific Association: [Электронный ресурс]. URL: <https://eiscat.se/eiscat3d-information/>

123. *Richardson J.* HIPAS Observatory auction a treasure trove of technology throwbacks, quirky equipment: [Электронный ресурс] // *Newsminer.* – May 22, 2010. – URL: https://web.archive.org/web/20120409060308/http://www.newsminer.com/view/full_story/6804742/article-HIPAS-Observatory-auction-a-treasure-trove-of-technology-throwbacks--quirky-equipment-

124. Hull A., Kopp E., Granier C., Brasseur G. Ions and electrons of the lower-latitude D- region // J. Geoph. Res. – 1997. – V. 102, № A55. – P. 9705–9716.
125. Hysell D.L., Miceli R. J., Kendall E.A., Schlatter N.M., Varney R.H., Watkins B.J., Pedersen T.R., Bernhardt P.A., Huba J.D. Heater-induced ionization inferred from spectrometric airglow measurements // Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2014. – V. 119, № 3. – P. 2038–2045.
126. Inan U.S., Golkowski M., Carpenter D.L., Reddell N., Moore R.C., Bell T.F., Paschal E., Kossey P., Kennedy E., Meth S.Z. Multi-hop whistler-mode ELF/VLF signals and triggered emissions excited by the HAARP HF heater // Geophysical Research Letters. – 2004. – V. 31, № 24. – P. L24805.
127. Johnson G.Y. // Ann. IQSY, MII Press, Cambr., Mass. – 1969. – V. 5.
128. Kagan L.M., Nicolls M.J., Kelley M.C., Carlson H.C., Belikovich V., Bakhmeteva N., Komrakov G.P., Trondsen T. S., Donovan E. Observation of radio-wave-induced red hydroxyl emission at low altitude in the ionosphere // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94, No.095004.
129. Kero A., Böisinger, T., Pollari, P. et al. First EISCAT measurement of electron-gas temperature in the artificially heated D-region ionosphere // Annales Geophysical. – 2000. – Vol. 18 – P. 1210–1215.
130. Kero A., Vierinen J., Enell C.-F., Virtanen I., Turunen E. New incoherent scatter diagnostic methods for the heated D-region ionosphere // Ann. Geophys. – 2008. – Vol. 26. – P. 2273–2279.
131. Koop E., Eberhardt P., Herrmann U. // Space. Res. – 1978. – V. 18. – P. 245.
132. Kosch M.J., Pedersen T., Rietveld M.T., Gustavsson B., Grach S.M., Hagfors T. Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio waves: An observational review // Advances in Space Research. – 2007. – V. 40, No. 3. – P. 365–376.
133. Leyser T.B. // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V. 102.
134. Li H., Guo L., Cheng Q. The distributions of characteristic parameters during long-period modulation heating in the polar region ionosphere // Journal of Geophysical Research (Space Physics). – 2020. – Vol. 125. – P. A027626.
135. Mechtly E.A., Smith L.G. Seasonal variation of the lower ionosphere at Wallops Island during the IQSY // J. Atmos. Terr. Phys. – 1968. – V. 30, Iss 8. – P. 1555–1561.
136. Moore R.C. ELE/VLE wave generation by modulated HF heating of the Auroral Electrojet. – Ph.D. thesis. – 2007.
137. Keneshea T.J., Narcisi R.S., Swider W.Jr. Diurnal model of the E region // J. Geophys. Res. – 1970. – V. 75, Is. 4. – P. 845-854.
138. Narcisi R.S., Bailey A.D. Mass spectrometric measurements of positive ions at altitudes from 64 to 112 kilometers // J. Geophys. Res. – 1965. – V. 70, Is.15. – P. 3687–3700.
139. Narcisi R.S., Philbrick C.R., Ulwick J.C., Gardner M.E. Mesospheric nitric-oxide concentrations during a PCA // J. Geophys. Res. – 1972. – V. 77, Is. 7. – P. 1332–1336.
140. Pedersen T., Esposito R., Kendall E., Sentman D., Kosch M., Mishin E., Marshall R. Observations of artificial and natural optical emissions at the HAARP facility // Ann. Geophys. – 2008. – V. 26. – P. 1089–1099.

141. *Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., MacKenzie E., Carlson H.C., Starks M., Mills T.* Optical ring formation and ionization production in high-power HF heating experiments at HAARP // *Geophys. Res. Lett.* – 2009. – V. 36. – P. L18107.

142. *Pedersen T.R., Gerken E.A.* Creation of visible artificial optical emissions in the aurora by high-power radio waves // *Nature.* – 2005. – V. 433, № 7025. – P. 498–500.

143. *Pedersen T.R., Carlson H.C.* First observations of HF heater-produced airglow at the high frequency active auroral research program facility: thermal excitation and spatial structuring // *Radio Sci.* – 2001. – V. 36. – P. 1013–1026.

144. *Pedersen T. R., McCarrick M., Gerken E., Selcher C., Sentman D., Carlson H.C., Gurevich A.* Magnetic zenith enhancement of HF radio-induced airglow production at HAARP // *Geophys. Res. Lett.* – 2003. – V. 30, №4. – P. 1169.

145. *Pharo M.W., Scott L.R., Mayr H.G., Brace L.H., Taylor H.A.* An experimental study of the ion chemistry and thermal balance in the E- and F-regions above Wallops Island // *Planet. Space Sci.* – 1971. – V. 19, Iss. 1. – P. 15–25.

146. Purpose and Objectives of the HAARP Program. HAARP. Archived from the original on 1 October 2009. Retrieved 27 September 2009.

147. Report 2009 of the EISCAT Scientific Association — EISCAT Scientific Association, 2009. – P. 1–64.

148. *Rietveld M.T., Kohl H., Kopka H., Stubbe P.* Introduction to ionospheric heating at Tromsø. Experimental overview // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1993. – V. 55, N. 4/5. – P. 577–599.

149. *Rietveld M.T., Kosch M.J., Blagoveshchenskaya N.F., Kornienko V.A., Leyser T.B., Yeoman T.K.* Ionospheric electron heating, optical emissions, and striations induced by powerful HF radio waves at high latitudes: Aspect angle dependence // *J. Geophys. Res.* – 2003. – V. 108, № A4. – P. 1141.

150. *Rietveld, M.T., Senior A., Markkanen J., Westman A.* New capabilities of the upgraded EISCAT high-power HF facility // *Radio Sci.* – 2016. – V. 51, Iss. 9. – P. 1533–1546.

151. *Rodriguez J.V.* Modification of the Earth's ionosphere by very-low-frequency transmitters. – Ph.D. thesis, Stanford University, Stanford, California, 1994.

152. *Rozell, Ned* (6 September 2015). Under new management, Alaska's HAARP facility open for business again. Alaska Dispatch News. Retrieved 10 September 2015.

153. *Schulz G.J.* // *Rw. Mod. Phys.* – 1973. – V. 45. – P. 423.

154. *Smith K., Henry R.J.W., Burke P.G.* // *Phys. Rew.* — 1967. – V. 157. – P.51.

155. *Spence D. et al.* // *J. Chem. Phys.* – 1972. – V. 57. – P. 5516.

156. *Streltsov A.V., Bertheier J.J., Chernyshov A.A., Frolov V.L., Honary F., Kosch M.J. et al.* Past, present and future of active frequency experiments in space // *Space Sci. Rev.* – 2018. – V. 214, № 118. – P. 1–122.

157. *Tellegen B.D.H.* // *Nature.* – 1933. – V. 131. – P. 840.

158. *Tereshchenko E.D. et al.* // *Phys. Lett.* – 2004. – V. A325. – P. 381.

159. Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S., Mitra A.P. A theoretical model of D-region ion chemistry modifications during high power radio wave heating // J. Atmos. Terr. Phys. – 1980a. – V. 42. – P. 275–285.
160. Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S. D-region absorption effects during high-power radio wave heating // Radio Science. – 1980b. – V. 15, № 03. – P. 675–682.
161. Torr M.R., Torr D.G. The role of metastable in the thermosphere // Reviews of Geoph. and Space Phys. – 1982. – V. 20, № 1. – P. 91–144.
162. Trajmar S., Cartwright D., Williams W. // Phys. Rev. – 1971. – V. A-4. – P. 1482.
163. Turco R.P. Photodissociation rates in the atmosphere below 100 km // Geophys. Suru. – 1975. – V. 2. – P. 153–192.
164. Watson C.E., Dulack V.A., Stolarsky R.S., Green A.E.S. // J. Geophys. Res. – 1967. – V. 72. – P. 3961.
165. Webbe W. The production of free electrons in the ionospheric D layer by solar and galactic cosmic rays and the resultant absorption of radio waves // J. Geophys. – 1962. – V. 67. – P. 5091–5106.
166. Wine P.H., Ravishankara A.R. Kinetics of O(¹D) interactions with atmospheric gases // Chemical physics letters. – 1981. – V. 77, № 1. – P. 103–109.

ЧАСТЬ III. РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Источником мощного микроволнового или СВЧ-излучения является устройство, генерирующее электромагнитное излучение, максимум спектральной плотности которого лежит в диапазоне 300 МГц–300 ГГц, а их энергетические характеристики, как правило, удовлетворяют хотя бы одному из следующих условий: энергия в импульсе не менее 100 Дж, пиковая мощность не ниже 100 МВт и средняя мощность не ниже 1 МВт. Для традиционных СВЧ-генераторов, таких как клистрон, магнетрон и другие, характерны квазигармонические импульсные сигналы. Подробное заполнение имеют импульсы черенковских генераторов, гиротронов и некоторых других релятивистских устройств. Перечисленные устройства генерируют достаточно узкополосное излучение – ширина их спектра, как правило, не превышает нескольких процентов от величины несущей частоты. (Сверхшироким считается сигнал, у которого $\Delta f/f_0 > 0.25$, где Δf – ширина спектра, f_0 – средняя частота излучения).

Кроме узкополосных генераторов существует ряд устройств, излучение которых является сверхширокополосным. Расширение спектра сигналов достигается главным образом путем укорочения длительности импульсов. К таким источникам, в частности, относятся и источники взрывного типа.

Высокие уровни мощности существующих и перспективных источников требуют учета нелинейных эффектов при прохождении сверхмощных импульсов СВЧ-излучения по трассе «Земля – Космос» и «Космос – Земля», т. е. на значительные расстояния.

В период 50–70-х годов нелинейные эффекты рассматривались для случая распространения непрерывных электромагнитных волн, т. е. когда длина импульса значительно превышает длительность релаксации электронной температуры. При этом обычно предполагалось, что возмущение n_e пренебрежимо мало. Учет изменения частоты столкновения электронов $\nu = \nu(T_e)$ при условии протяженного импульса давал возможность рассматривать слабонелинейные задачи в ионосфере [Гуревич, Шварцбург, 1973; Гуревич, Шлюгер, 1975; Плис, Щечков, 1977]. Примерно с середины 80-х годов, по мере развития мощных СВЧ источников увеличение мощности могло происходить лишь при условии сокращения длины сигнала – возник интерес к нелинейному распространению мощных СВЧ-импульсов [Рогашкова и др., 1984; 1985; Борисов, 1985; Yee et al., 1986], в которых учитывалось возмущение n_e . Рост концентрации электронов может приводить к пробою воздуха, когда за время прохождения импульса успевает развиваться процесс лавинной ионизации, и в этом случае наблюдается сравнительно быстрая потеря энергии импульса по мере распространения [Yee et al., 1986; Sullivan et al., 1988].

Возможны также режимы распространения импульса, когда наблюдается значительное возрастание n_e в зоне прохождения импульса, однако из-за его малой длительности лавинная ионизация не успевает развиться, и реализуется так называемый допробойный режим распространения, в котором эффект накопления поглощения СВЧ-энергии происходит за счет больших дальностей распространения [Виноградов, Рогашков, 1993].

Из приведенного выше краткого анализа состояния вопроса о развитии разрядных процессов в газах следует, что при распространении в газах мощных импульсов СВЧ-излучения можно выделить три нелинейных режима распространения:

- режим слабой нелинейности, когда заметно повышается электронная температура и практически не изменяется концентрация электронов ($T_e = T_e(t)$, $n_e = \text{const}$);
- допробойный режим распространения, когда мощности излучения еще не хватает для развития лавины ионизации газа, но концентрация электронов повышается и влияет на поглощение импульса ($T_e = T_e(t)$, $n_e = n_e(t)$);
- режим сильной нелинейности, когда развивается электронная лавина и меняется сам характер поглощения электромагнитной энергии: мало меняется амплитуда и сильно меняется протяженность импульса τ .

При определении режимов передачи энергии СВЧ-импульсов через газовые среды чаще всего в нулевом приближении ориентируются на пробойные характеристики соответствующих газовых сред, например воздуха, полученные для квазистационарных условий [Мак-Дональд, 1969]. В этих условиях эксперимент и теория хорошо согласуются между собой: так, для длины волны $\lambda = 8$ мм ($f = 37.5$ ГГц) минимальное пробойное поле $E_{\text{п}} = 2.4$ кВ/см достигается в воздухе при давлении ~ 20 торр (высота порядка 30 км). Однако ясно, что в импульсном режиме излучения порог должен быть выше и, естественно, должен зависеть от основной его характеристики – длительности импульса [Диденко и др., 1985]. К сожалению, зависимость $E_{\text{п}}$ от других его характеристик для мощных импульсов в настоящее время исследована еще недостаточно, как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении, что ограничивает возможность применения простых оценок для определения характера распространения импульса.

В связи с этим нашей целью являются разработка подробной физико-математической модели процесса нелинейного распространения импульса в воздухе с учетом основных кинетических процессов, создание соответствующего численного алгоритма и расчет зависимости структуры и энергетических характеристик импульса от начальных условий при распространении на большие дальности в атмосфере.

ГЛАВА 11. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Для анализа первых двух режимов часто используется приближение, основанное на уравнении распространения электромагнитной энергии. Чтобы правильно понять возможности и ограничения различных приближений применительно к условиям конкретной задачи, нами был выполнен подробный анализ различных приближений и показано, что в СВЧ-диапазоне правильное описание распространения и структуры импульса возможно лишь на основе полной системы уравнений Максвелла, которые для одномерного плоского случая (рис. 11.1) записываются для следующих компонент поля: $E_x(t,z)$, $H_y(t,z)$, $E_z(t,z)$, где E_z – продольная компонента, соответствующая ленгмювским колебаниям:

$$\begin{cases} \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} + \rho \frac{\partial H_y}{\partial z} + \rho j_x = 0 \\ \frac{\rho}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial z} = 0 \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \rho j_z = 0 \end{cases}$$

Здесь $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ – скорость света в среде; $\rho = \sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ – волновое сопротивление пространства. Компоненты тока определяются через скорости электронов в поле:

$$j_x = -en_e U_x; \quad j_z = -en_e U_z, \quad \text{где } e = |e|.$$

Движением ионов в образовании тока пренебрегаем.

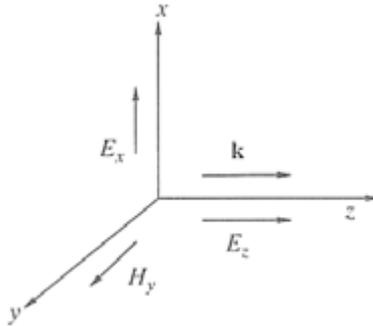


Рисунок 11.1. Компоненты электромагнитного поля

Концентрация электронов n_e , тепловая энергия ϵ и скорости направленного движения электронов U_x , U_z определяются исходя из системы уравнений для моментов функции распределения электронов. Для изменения концентрации электронов имеем:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e u_z)}{\partial z} = S_e.$$

Здесь: S_e – скорость изменения концентрации электронов в неупругих процессах:

$$S_e = (j_{0e} n_e n_0 - j_{ei} n_e^2 n_i) - j^v n_e n_i - R_m, \text{ где } R_m = j_e n_e n_i + n_e n_{O_2} n_j p.$$

– скорость диссоциативной рекомбинации и прилипания электронов.

На энергетические распределения электронов в мощных импульсах существенное влияние оказывает поле. Как показал анализ работы [Yee et al., 1986], лучшее согласие с экспериментом дает моноэнергетическое распределение, где для ε берется ее среднее значение. Тогда

$$\begin{aligned} j_{0e} &= \sigma_i(\varepsilon) V(\varepsilon); \\ j_{ei} &= \frac{8.75 \cdot 10^{-27}}{(2/3\varepsilon)^{9/2}}; \text{ см}^6/\text{с}, \\ V(\varepsilon) &= 5.93 \cdot 10^7 \sqrt{\varepsilon}; \text{ см/с}, \\ j^v &= \frac{2.7 \cdot 10^{-13}}{(2/3\varepsilon)^{3/4}}; \text{ см}^3/\text{с}, \end{aligned}$$

где ε – эВ.

Достаточно точное значение сечения ионизации для молекул воздуха в диапазоне энергий 1–10⁴ эВ дает полученная нами аппроксимация экспериментальных данных [Мак-Даниэль, 1967]:

$$\sigma_i(\varepsilon) = \bar{f}(\varepsilon) \times 4\pi a_0^2 \left(\frac{Ry}{\varepsilon}\right)^2 \frac{\varepsilon - I}{I},$$

где выделена Томпсоновская зависимость с поправочной функцией $\bar{f}(\varepsilon)$, для которой получено выражение:

$$\bar{f}(\varepsilon) = 11.67 \left[1 + \frac{0.64(\varepsilon - 11.35)}{88.65 + \varepsilon} \right] \times [1 - \exp(-0.0083(\varepsilon - 11.35))], \text{ где } Ry = 13.6 \text{ эВ};$$

где $\pi a_0^2 = 0.88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$; $I = 14.86$; ε – эВ.

Следуя общему предположению о слабом разогреве ионов, будем считать, что диссоциация не успевает существенно произойти и процессы идут на молекулярных ионах. Тогда

$$\begin{aligned} j_g &= \frac{116 \cdot 10^{-8}}{\varepsilon}; \\ j_p &= \frac{3.8 \cdot 10^{-31}}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{0.103}{\varepsilon}\right). \end{aligned}$$

Уравнения движения электронов по осям координат (x, z) имеют вид:

$$\begin{aligned} mn_e \frac{dU_x}{dt} &= -mn_e (v_{ei} + v_{e0}) U_x - en_e E_x + en_e U_z H_y; \\ mn_e \frac{dU_z}{dt} &= -\frac{\partial P_e}{\partial z} - mn_e (v_{ei} + v_{e0}) U_z - en_e E_z + en_e U_x H_y. \end{aligned}$$

Для частот столкновений использовались выражения:

$$\begin{aligned} v_{ei} &= \frac{16\sqrt{\pi}}{3} \frac{e^4 \Lambda n_i Z^2}{\sqrt{m} (2kT_e)^{3/2}}; \\ v_{e0} &= \frac{8\sigma_{e0}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2kT_e}{m}} n_0, \end{aligned}$$

где $\Lambda = 25.2 + \ln T_e (\text{эВ}) - 0.5 \ln n_e (\text{см}^{-3})$; $kT_e = \frac{2}{3} \varepsilon$.

Остальные обозначения общеприняты. Тепловая энергия электронов $\varepsilon = 3/2kT_e$ определяется из уравнения:

$$\frac{3}{2}kn_e \frac{dT_e}{dt} + n_e kT_e \operatorname{div} \mathbf{U} = \operatorname{div}(\lambda \nabla T_e) + S_{ee} + Q_e + Q_{e0}.$$

Здесь λ – коэффициент электронной теплопроводности. Из анализа имеющихся данных было получено выражение, хорошо описывающее электронную теплопроводность как при низких, так и при высоких степенях ионизации.

$$\lambda = 16 \frac{Z}{4 + Z} \frac{k(kT_e)n_e}{m(v_{ei} + 1.28v_{e0})},$$

где при низкой степени ионизации $n_e/n \ll 1$ надо брать $Z = 1$. Величина S_{ee} определяет изменение T_e в ионизационно-рекомбинационных процессах

$$S_{ee} = -(J + 3/2kT_e)(n_e n_0 j_{0e} - n_e^2 n_i j_{ei}) + \\ + (3/2 - \varphi)kT_e n_e n_i j^v - 3/2kT_e j_g n_e n_i - 3/2kT_e j_p n_e n_{O_2} n,$$

где $\varphi = 0.64 + 0.11 \lg(J/kT_e)$ – безразмерная функция, аппроксимирующая среднее повышение температуры электронов при фоторекомбинации. Величина $Q_e = Q_{ei} + Q_{e0}$ определяет потерю энергии электронами в упругих столкновениях с ионами (Q_{ei}) и в упругих и неупругих столкновениях с нейтралами в допороговой области энергии ($\varepsilon < 12.1$ эВ). Для условий данной задачи из общего выражения для Q_{ei} , полученного в [Faenov et al., 1992], следует:

$$Q_{ei} = -\frac{3}{2}n_e \frac{kT_e - kT}{\tau_{ei}} - 2v_{ei}n_e \left(\frac{mU^2}{2} \right) = -2v_{ei}n_e \left[(\varepsilon - \varepsilon_0) \frac{m}{M} + \frac{mU^2}{2} \right],$$

где $1/\tau_{ei} = v_{ei} \frac{2m}{M}$; $\varepsilon_0 = 0.025$ эВ; M – масса иона воздуха.

Столкновения с нейтралами важны в самом начале развития электронной лавины (пробоя). При этом потери электронной энергии связаны с тремя видами процессов: упругие потери + потери на возбуждение вращения молекул + потери на возбуждение колебаний + электронное возбуждение. Будем аппроксимировать величину Q_{e0} выражением:

$$Q_{e0} = -n_e(\varepsilon - \varepsilon_0)\nu\Delta(\varepsilon), \text{ эВ}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}).$$

В работе [Ступицкий, 2006] на основе анализа экспериментальных данных для воздуха получены выражения для частоты ν и доли передаваемой энергии $\Delta(\varepsilon)$ до энергий $\leq 5-6$ эВ [Медведев и др., 1976]

$$\nu = 6 \cdot 10^{-8} n_0 \sqrt{\varepsilon} \left(0.4 + \frac{0.84\varepsilon}{0.5 + \varepsilon} \right), \\ \Delta(\varepsilon) = 1.7 \cdot 10^{-3} \frac{1 + 0.2(\varepsilon/0.9)^5}{1 + 3.7 \cdot 10^{-2} [1 + 0.2(\varepsilon/0.9)^5]},$$

где n_0 – см^{-3} ; ε – эВ. Так как $\nu = \sigma_{e0} n_0 \bar{V}$, где $\bar{V} = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$, то из выражения для частоты столкновений можно получить выражение для сечения:

$$\sigma_{e0}(\varepsilon) = 12.47 \pi a_0^2 \left(\frac{0.84\varepsilon}{0.5 + \varepsilon} \right), \text{ где } \pi a_0^2 = 0.88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2.$$

Это значение сечения удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [Мак-Даниэль, 1967] и поэтому используется в выражении ν_{e0} .

Электроны получают энергию от электрического поля – это энергия направленного движения $U^2 = U_x^2 + U_z^2$. В результате столкновений значительная часть этой энергии переходит в тепло. Скорость этого процесса определяется выражением:

$$Q_\omega = en_e (|E_x U_x| + |E_z U_z|).$$

Таким образом, приведенные выше уравнения полностью описывают изменение структуры импульса СВЧ-излучения при его распространении в атмосфере для сильного нелинейного режима.

ГЛАВА 12. ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ И АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЧ-ИМПУЛЬСА В АТМОСФЕРЕ

Основные расчеты выполнены для импульса с характеристиками, приведенными на рис. 12.1. Таким образом, импульс содержит 30 периодов $N = \tau f = 30$, а так как градиенты внутри импульса могут быть высокими и занимать всего несколько периодов, то это накладывает достаточно жесткие требования на численный алгоритм. При этом характерные расстояния, на которых необходимо промоделировать его распространение, это десятки километров. Адекватное сеточное представление искомых величин требует, чтобы размер конечно-разностной ячейки был ~ 2 см. Численное решение данной задачи на эйлеровой сетке представляется крайне затруднительным из-за огромного числа вычислительных ресурсов. Поэтому целесообразно перейти в систему координат, движущуюся вместе с СВЧ-импульсом. Это позволяет сократить размер расчетной области до размеров цуга. Для этого использовано геометрическое преобразование координат, не оставляющее вид уравнений инвариантным относительно искомых функций (в уравнениях появляются дополнительные члены, функции преобразуются). Такие преобразования широко используются в методах динамической адаптации конечно-разностных сеток к решению задачи [Мажукин и др., 1993; Кастильянос и др., 1993].

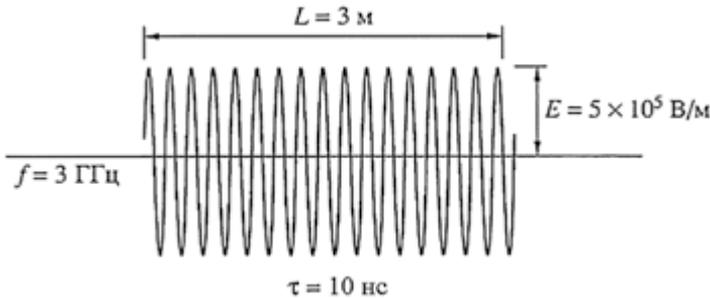


Рисунок 12.1. Параметры электромагнитного импульса

Выполним преобразование координат из лабораторной системы отсчета (z, t) в движущуюся вместе с импульсом поля (ξ, τ) :

$$\begin{cases} z = \xi + c\tau \\ t = \tau \end{cases}$$

Частные производные при это преобразуются стандартным образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} - c \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \xi} \end{cases}$$

В уравнениях динамики электронов появляется конвективный член $c \frac{\partial}{\partial \xi}$, связанный с движением системы координат (ξ, τ) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} [n_e (u_z - c)] = S_e \\ \frac{\partial u_x}{\partial \tau} - c \frac{\partial u_x}{\partial \xi} = -(v_{e0} - v_{ei}) u_x - \frac{e}{m} E_x + \frac{e}{mc} u_z H_y \\ \frac{\partial u_z}{\partial \tau} + (u_z - c) \frac{\partial u_z}{\partial \xi} = -(v_{e0} - v_{ei}) u_z - \frac{e}{m} E_z + \frac{e}{mc} u_x H_y - \frac{1}{mn_e} \frac{\partial P_y}{\partial \xi} \\ n_e = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + (u_z - c) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} \right) + \frac{2}{3} n_e \varepsilon \frac{\partial u_z}{\partial \xi} = S_{ee} + Q_e + Q_\omega \end{array} \right.$$

Уравнения Максвелла преобразуются к следующему виду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = -\rho j_x \\ \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} - 2 \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = -\rho j_y \\ \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial \tau} - \frac{\partial E_z}{\partial \xi} = -\rho j_z \end{array} \right. \quad (12.1)$$

Здесь вместо E_x и H_y используются функции $\varphi = (E_x + \rho H_y)$ и $\psi = (E_x - \rho H_y)$. Первое уравнение в системе (12.1) является обыкновенным дифференциальным уравнением и представляет собой уравнение вдоль одной из характеристик уравнений Максвелла (направленной в сторону распространения импульса). Этот результат можно было ожидать, т. к. мы перешли в систему координат, движущуюся со скоростью света.

Расчетная область теперь выбирается охватывающей СВЧ-импульс $0 \leq \xi \leq \Gamma$. Начальные условия ($\tau = 0$)

$$n_e = n_{e0}; \quad u_x = 0; \quad \varepsilon = \varepsilon_0; \quad u_z = 0.$$

Для уравнений поля

$$E_x = E_0 \sin(2\pi\xi/\lambda); \quad H_y = E_y / \rho; \quad E_z = 0.$$

Граничные условия

$$\left. \begin{array}{l} n_e(\tau) \\ \varepsilon(\tau) \\ E_z(\tau) \end{array} \right|_{\xi=\Gamma} = \begin{array}{l} n_{e0}; \\ \varepsilon_0; \\ 0; \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} u_x(\tau) \\ u_z(\tau) \\ \psi(\tau) \end{array} \right|_{\xi=\Gamma} = \begin{array}{l} 0; \\ 0; \\ 0. \end{array}$$

На рис. 12.2 показано направление хода характеристик внутри расчетной области в системе координат (ξ, τ) для первой пары уравнений (12.1). Поскольку возмущения φ распространяются вдоль вертикальных характеристик, для нее не требуются граничные условия. Для возмущений ψ достаточно задания граничного условия на правой границе $\xi = \Gamma$. Так как импульс распространяется в положительном направлении оси ξ , то

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

входящие в расчетную область справа возмущения $\Psi \Big|_{\xi = \Gamma} = 0$, что соответствует условию излучения в пространстве с волновым сопротивлением ρ : $E_x \Big|_{\xi = \Gamma} = \rho H_y \Big|_{\xi = 1}$.

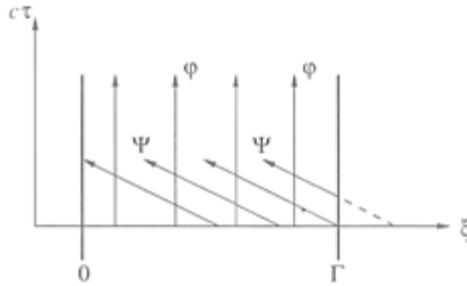


Рисунок 12.2. Направление хода характеристик внутри расчетной области

Далее задача может быть решена конечно-разностным методом. К полуцелым пространственным узлам относятся значения концентрации и энергии электронов, а также давления электронного газа. Остальные величины относятся к целым узлам расчетной сетки значения, помеченные звездочкой, являются результатом интерполяции из полуцелых точек в целые:

$$\begin{aligned} & \frac{n_{e(j-1/2)}^{k+1} - n_{e(j-1/2)}^k}{\Delta\tau} - c \frac{n_{e(j+1/2)}^k - n_{e(j-1/2)}^k}{\Delta\xi} + \frac{(n_{e(j)}^{*k} u_{z(j)}^k - n_{e(j-1)}^{*k} u_{z(j-1)}^k)}{\Delta\xi} = S_{e(j-1/2)}^k; \\ & \frac{u_{x(j)}^{k+1} - u_{x(j)}^k}{\Delta\tau} - c \frac{u_{x(j+1)}^k - u_{x(j)}^k}{\Delta\xi} = (v_{e0(j)}^{*k} + v_{ei(j)}^{*k}) u_{x(j)}^{k+1} - \frac{e}{m} E_{x(j)}^{k+1/2} + \frac{e}{mc} u_{z(j)}^k H_{y(j)}^k; \\ & \frac{u_{z(j)}^{k+1} - u_{z(j)}^k}{\Delta\tau} + (u_{z(j)}^k - c) \frac{u_{z(j+1)}^k - u_{z(j)}^k}{\Delta\xi} = -(v_{e0(j)}^{*k} + v_{ei(j)}^{*k}) u_{z(j)}^{k+1} - \frac{e}{m} E_{z(j)}^{k+1/2} - \frac{e}{mc} u_{x(j)}^{k+1/2} H_{y(j)}^{k+1/2} - \\ & \quad - \frac{1}{mn_{e(j)}^{*k}} \frac{P_{e(j+1/2)}^k - P_{e(j-1/2)}^k}{\Delta\xi}; \\ & n_{e(j-1/2)}^{k+1/2} \left(\frac{\varepsilon_{(j-1/2)}^{k+1} - \varepsilon_{(j-1/2)}^k}{\Delta\tau} + (u_{z(j-1/2)}^{*k} - c) \frac{\varepsilon_{(j+1/2)}^k - \varepsilon_{(j-1/2)}^k}{\Delta\xi} \right) + \frac{2}{3} n_{e(j-1/2)}^{k+1/2} \varepsilon_{(j-1/2)}^{k+1/2} \frac{u_{z(j)}^{k+1/2} - u_{z(j-1)}^{k+1/2}}{\Delta\xi} = \\ & \quad = S_{ee(j-1/2)}^k + Q_{e(j-1/2)}^k + Q_{\omega(j-1/2)}^k; \\ & \frac{E_{z(j)}^{k+1} - E_{z(j)}^k}{\Delta\tau} - c \frac{E_{z(j+1)}^k - E_{z(j)}^k}{\Delta\xi} = -\rho c j_{z(j)}^{k+1/2}; \\ & \frac{\varphi_{(j)}^{k+1} - \varphi_{(j)}^k}{\Delta\tau_{0.5}} = -\rho c j_{x(j)}^{k+1/2}; \\ & \frac{\Psi_{(j)}^{k+1} - \Psi_{(j)}^k}{\Delta\tau_{0.5}} - 2c \frac{\Psi_{(j+1)}^{k+1} - \Psi_{(j)}^k}{\Delta\xi} = -\rho c j_{x(j)}^{k+1/2}. \end{aligned}$$

Конвективный член $-c \frac{\partial}{\partial \xi}$ записан в виде разности назад, против направления переноса в системе (ξ, τ) , с первым порядком аппроксимации по пространству. Это сделано для уменьшения вносимой им дисперсии. Уменьшения же внесенной вязкости можно добиться, если уравнения динамики электронов и уравнение для компонента поля E решать с шагом по времени $\Delta\tau = \Delta\xi/c$, а уравнения для φ и ψ – с шагом $\Delta\tau_{0.5} = \Delta\xi/2c$.

Характер нелинейных эффектов в СВЧ-диапазоне принципиально отличается от характера распространения жесткого излучения ($h\nu > 1$), где физика процессов значительно проще. Импульс жесткого излучения «выедается» с переднего фронта в результате ухода квантов на фотоионизацию, что просветляет среду для распространения последующих квантов, т. е. делает ее нелинейной. В СВЧ-диапазоне $h\nu \ll 1$ и для того, чтобы происходило размножение электронов, необходимо, чтобы они набрали от поля соответствующую энергию. Сам процесс набора энергии и последующее развитие лавинной ионизации требуют определенного времени, поэтому «выделение» энергии СВЧ-импульса происходит с заднего фронта. Кроме того, для возможности размножения электронов необходимо некоторое начальное, затравочное количество электронов в воздухе, и длина импульсов и напряженность поля должны быть такими, чтобы это лавинное размножение могло успеть произойти. Таким образом, учитывая зависимость коэффициента поглощения от частоты, а вместо хода кинетических процессов – от концентрации воздуха, можно утверждать, что задача о нелинейном распространении СВЧ-импульса в воздухе является весьма многопараметрической и в зависимости от конкретной задачи можно оптимизировать параметры импульса, используя разработанный методический аппарат. Общий характер поведения параметров внутри импульса и непосредственно за ним показан на рис. 12.3-12.5, для условий: $f = 3$ ГГц; $E_0 = 5 \cdot 10^5$ В/м; $n_{e0} = 10^2$ см⁻³; $n = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³; ($h = 60$ км), $\tau_0 = 50$ нс – что соответствует длине импульса $L = 3$ м. С течением времени наблюдается движение «фронта диссипации» энергии импульса от задней границы к передней. Так как n_{e0} мала, то энергия электронов практически сразу же за фронтом достигает определенного квазистационарного уровня ($\varepsilon \approx 60$ эВ) и в дальнейшем происходит сравнительно медленное развитие пробоя. В области пробоя энергия поля полностью расходуется на ионизацию, и, по мере уменьшения его напряженности, падает энергия электронов, и часть их постепенно рекомбинирует, образуя пространственный максимум электронной концентрации. Отметим, что Z-ая, ленгмюровская компонента поля имеет гораздо меньшую напряженность (рис. 12.6) и не играет значительной роли в развитии импульса.

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

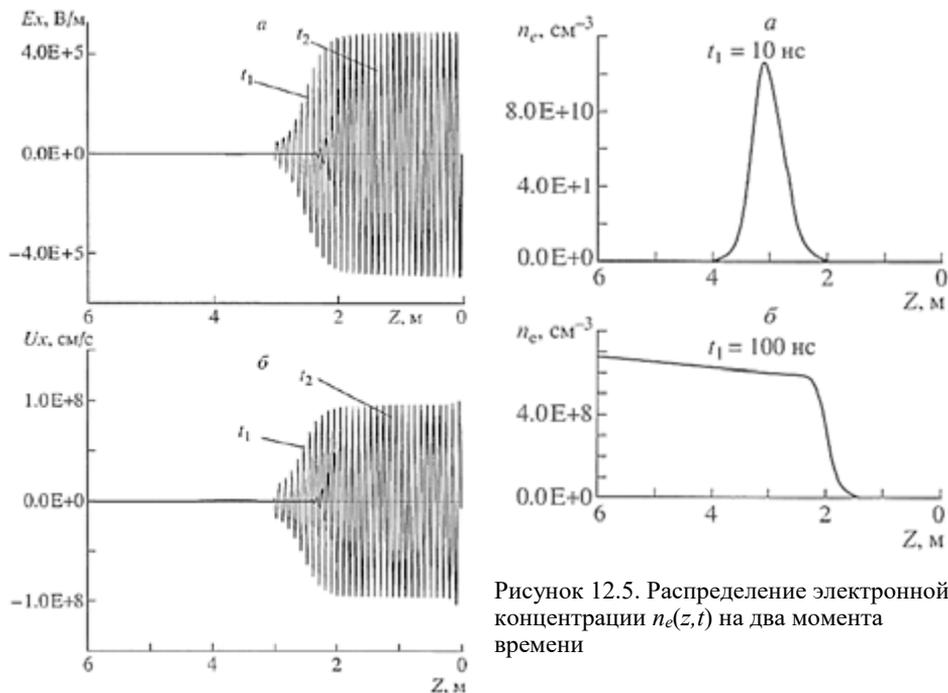


Рисунок 12.5. Распределение электронной концентрации $n_e(z, t)$ на два момента времени

Рисунок 12.3. Распределение напряженности поля $E_x(z, t)$ и скорости электронов $U_x(z, t)$ на два момента времени $t_1 = 10$ нс и $t_2 = 100$ нс, для условий распространения: $E_0 = 5 \cdot 10^5$ В/м, $f = 3$ ГГц, $L = 3$ м, $n_{e0} = 10^2$ см⁻³, $n = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³

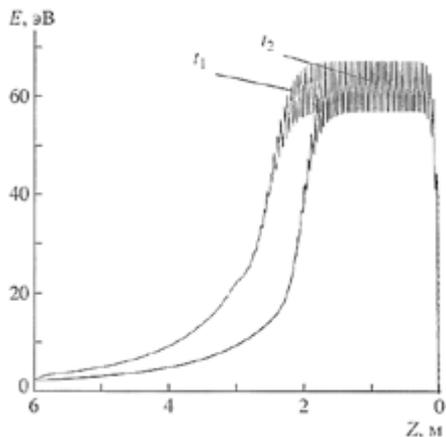


Рисунок 12.4. Распределение энергии электронов на два момента времени $t_1 = 10$ нс и $t_2 = 100$ нс

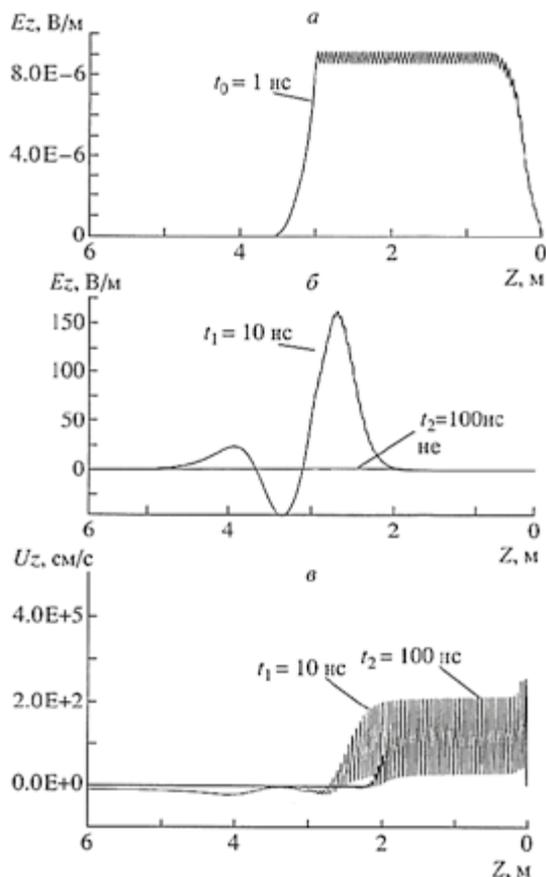


Рисунок 12.6. Распределение Z (ленгмюровских) компонент поля и скорости

Движение «фронта диссипации», т. е. изменение энергии в импульсе можно приближенно оценить из уравнения:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{E_0^2 c \tau}{4\pi} \right) = -\bar{\epsilon} n_e(z),$$

где τ – оставшаяся временная протяженность импульса; $\bar{\epsilon}$ – средняя энергия, затрачиваемая на ионизацию и нагрев электронов; $n_e(z)$ – изменение концентрации электронов, происходящее внутри импульса. Приближенно:

$$n_e(z) = n_{e0}(z) \exp[(v_i - v_p)z],$$

где v_i , v_p – частота ионизации и прилипания на заданной высоте. Интегрируя, получаем:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \ln \frac{e}{\left[1 + (v_i - v_p) n_{e0} \frac{4\pi \bar{\epsilon}}{c E_0^2} \exp[(v_i - v_p)z] \right]^{\frac{1}{(v_i - v_p)\tau_0}}}$$

Точность этой оценки, как показало сравнение с расчетами, не хуже 20%.

Общий характер поведения параметров сохраняется и при других условиях распространения СВЧ-импульса, но сами значения величин могут существенно меняться. На рис. 12.7 показана зависимость $n_e(z)$ от E_0 на момент времени $t = 10$ нс (для тех же значений других параметров). С уменьшением поля величина n_e быстро падает, однако характер этой зависимости существенно нелинейный. Поэтому, начиная с некоторого еще достаточно большого значения $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и меньше, развитие ионизации приводит лишь к очень медленному и незначительному уменьшению поля в рассматриваемом достаточно коротком импульсе. То есть с уменьшением E_0 процесс распространения происходит в режиме слабой нелинейности, когда изменение характеристик среды влияет на амплитуду импульса, однако разных структурных изменений, с полным «выеданием» его задней части и с постепенным движением «фронта диссипации» к переднему фронту, не происходит.

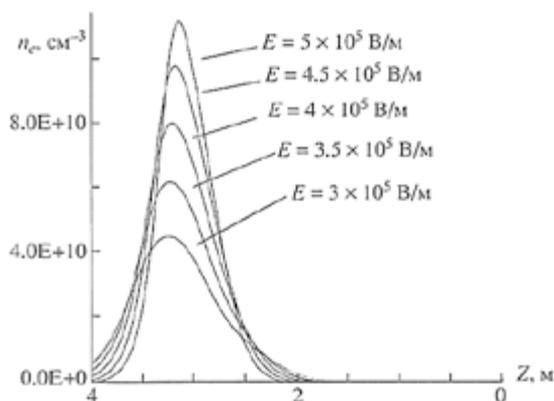


Рисунок 12.7. Распределение $n_e(z)$ для различных значений E_0 на момент времени $t = 10$ нс

Скорость диссипации энергии в импульсе существенно зависит от начальной электронной концентрации n_{e0} и, в определенной степени, от частоты f . На рис. 12.8 показан процесс диссипации поля для $f = 1$ ГГц и различных n_{e0} . При этом, как показывают расчеты, $n_{e\text{max}}$ слабо зависит от начальной концентрации электронов, причем с уменьшением частоты эта зависимость становится ничтожно малой. Для $n_{e0} = 10^2 \text{ см}^{-3}$ и $f = 3$ ГГц максимальная концентрация электронов $n_{e\text{max}} = 1.06 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а для $f = 1$ ГГц $n_{e\text{max}} = 1.32 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($h = 50$ км). Зависимость n_{e0} особенно важна при исследовании распространения по одной трассе нескольких импульсов, разделенных определенным временным интервалом. После распространения первого импульса в разреженном воздухе ($h = 50\text{--}60$ км) электронная концентрация на его следе спадает медленно, и если временной интервал между импульсами меньше времени рекомбинации, то второй импульс очень быстро диссипатирует. Расчеты показали, что если при заданных E_0 и L внутри импульса успевают

развиться лавина и электронная концентрация достигает значения $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($h = 50 \text{ км}$), то сильно нелинейный режим распространения импульса приводит к его быстрой диссипации. Значение E_0 , при которых это возникает, существенно зависит от n_{e0} . На рис. 12.9 показана эта зависимость для различных значений частот.

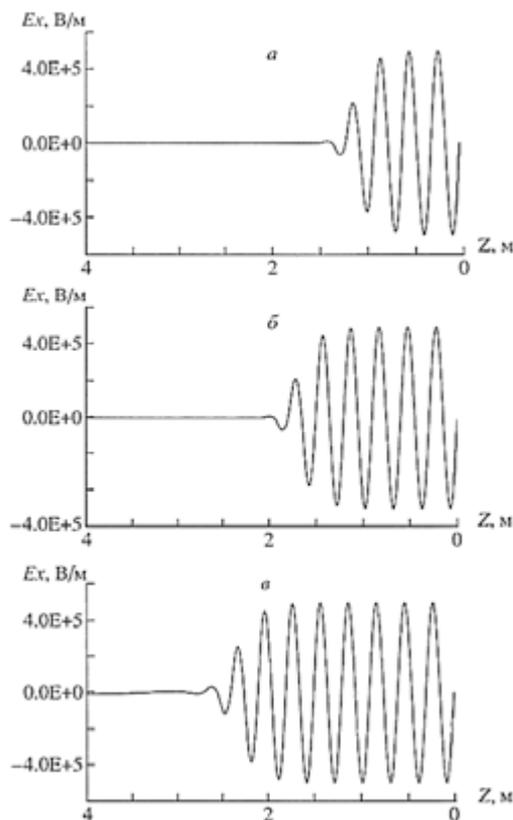


Рисунок 12.8. Распределение напряженности поля E_x для импульса с $E_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$, $f = 1 \text{ ГГц}$, $L = 3 \text{ м}$ и начальных электронных концентраций: а) $n_{e0} = 10^6 \text{ см}^{-3}$; б) $n_{e0} = 10^4 \text{ см}^{-3}$; в) $n_{e0} = 10^2 \text{ см}^{-3}$ для воздуха с $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Следует отметить, что анализируемые здесь численные значения параметров получены для заданных L , n и определенных моментов времени t и будут меняться в зависимости от них. В частности, при распространении в неоднородной атмосфере необходимо учитывать экспоненциальное изменение $n(z)$ и, что особенно важно, задавать реальное значение $n_{e0}(z)$. Так как $n_{e0}(z) \leq 10^2 \text{ см}^{-3}$ при $z < 50 \text{ км}$, то при распространении импульса с большой высоты ($h > 70 \text{ км}$) к земле процесс диссипации при $h < 50 \text{ км}$ может существенно замедлиться. Максимум диссипации, по-видимому, приходится на высоты $\sim 50\text{--}70 \text{ км}$, где уже достаточно велика концентрация n_{e0} и еще не сильно упала концентрация частиц n (рис. 12.10). Кроме того, при решении конкретных прикладных

задач следует учитывать реальную расходимость пучка, которая ничтожна мала на длине импульса L и может быть существенной на больших дальностях распространения.

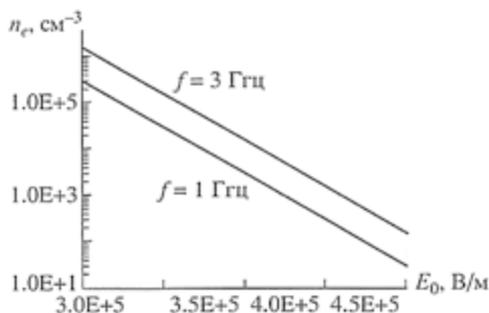


Рисунок 12.9. Зависимость E_0 от n_{e0} , при которых успевае развивается лавинная ионизация ($L = 3$ м, $t = 10$ нс, $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$)

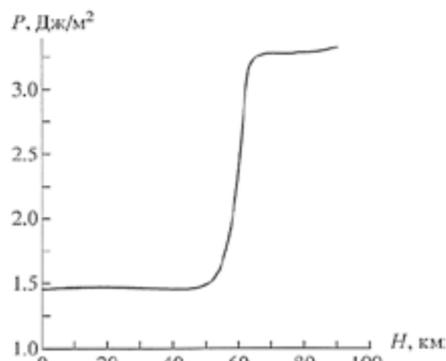


Рисунок 12.10. Зависимость P – энергии в импульсе (на единицу площади) от высоты

Таким образом, в результате разработан методический аппарат, позволяющий полностью решить задачу распространения мощных СВЧ-импульсов в атмосфере, с учетом нелинейных эффектов. Показано, что скорость диссипации энергии в импульсе существенно зависит от начальной концентрации n_{e0} , амплитуды импульса E_0 и, в определенной степени, от частоты f , а ее максимум приходится на высоты ~ 50 – 70 км. Достаточно полный учет кинетических процессов позволит в дальнейшем использовать разработанную методику для решения важной задачи о переносе СВЧ-энергии в атмосфере последовательной серией импульсов.

ГЛАВА 13. ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДВУХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе [Балакин и др., 2003] проведены подробные исследования нелинейного режима распространения мощного единичного импульса СВЧ-излучения в атмосфере на различных высотах и разработана соответствующая расчетная методика, основанная на численном решении полной системы уравнений Максвелла для напряженностей полей совместно с уравнениями для электронной концентрации, температуры и движения.

Эти исследования показали, что пространственно-временная структура импульса и ионизация воздуха внутри него определяются в основном напряженностью поля E , плотностью воздуха n_0 по трассе распространения, затравочной электронной концентрацией n_{e0} перед фронтом импульса и его пространственной протяженностью L . Если напряженность поля достаточна для возникновения сильно нелинейного режима распространения импульса, то достигаемая внутри импульса степень ионизации и его ионизационная структура зависят от n_{e0} и L . В воздухе импульс оставляет за собой ионизационный след, в котором происходит рекомбинация электронов, скорость которой зависит от плотности воздуха. Так как реальные СВЧ-излучатели обычно работают в многоимпульсном режиме, то представляет практический интерес оценить влияние ионизационного следа от первого импульса на распространение последующих импульсов. Для этого вполне достаточно рассмотреть два последовательных импульса с определенным периодом повторения. В работе [Рогашкова и др., 1985] рассматривалось самовоздействие двух импульсов СВЧ-поля гауссовой формы, распространяющихся через слабоионизированную газовую среду. Однако был сделан ряд приближений, ограничивающих возможности расчетной методики, в частности по давлению воздуха. Осталась невыясненной зависимость основных количественных характеристик от параметров импульса и начального уровня электронной концентрации в атмосфере.

В работе [Ступицкий, 2006] показано, что для достаточно корректного расчета нелинейного распространения мощного СВЧ-импульса необходимо использовать непосредственно уравнения Максвелла и полную систему уравнений, описывающих электроны. Влияние нелинейных эффектов на структуру импульса удобно анализировать на импульсах прямоугольной формы, которые и использовались в представленных расчетах.

Таким образом, цель данной работы состояла в том, чтобы при заданных параметрах двух последовательных импульсов (напряженности E , частоты поля f и пространственной протяженности L) проанализировать, на каких высотах в атмосфере и при какой частоте повторения импульсов энергия второго импульса практически полностью диссипирует в ионизационном следе первого импульса и, наоборот, когда влияние первого импульса будет несущественно.

Ионизационная кинетика в следе импульса

Так как ход ионизационных процессов в следе импульса зависит, прежде всего, от плотности воздуха, то целесообразно проанализировать пространственно-временную структуру ионизационного следа для различных плотностей атмосферы. В работе [Ступицкий, 1983] получено достаточно точное аналитическое решение для поведения величины электронной концентрации $n_e(t)$ при различных плотностях воздуха, соответствующих диапазону высот h до 100 км. Входящие в решение константы скоростей реакций зависят от температуры электронов и тяжелых частиц. Как показано в работе [Ступицкий, 2006], в пределах даже короткого импульса СВЧ-излучения ($L=3$ м) с параметрами $E=5 \cdot 10^5$ В/м, $f=3$ ГГц, распространяющегося в воздухе с концентрацией молекул $n_0=2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ ($h=50$ км) и «затравочной» концентрацией электронов $n_e=100$ см⁻³, энергия электронов в пределах импульса достигает достаточно высоко значения 65 эВ, при котором сечение ионизации электронным ударом $\sigma_i \approx 2.7 \cdot 10^{-16}$ см² и близко к максимальной величине. При этом максимальная электронная концентрация в следе $n_{e\max} \approx 10^{11}$ см⁻³. После достижения максимального значения электронная температура T_e быстро падает в следе до подпороговых значений (не менее 1 эВ) в результате потери энергии на ионизацию и возбуждение дискретных состояний молекул $\left(t \sim \frac{1}{n_0 \sigma_i v_e} = 4 \cdot 10^{-10}$ с для $h=50$ км), при этом электронная концентрация несколько возрастает уже после ухода импульса. Дальнейшая релаксация T_e обусловлена упругими столкновениями. Аппроксимация сечения для подпороговой области дана в работе [Ступицкий, 2006]. Принимая для среднего значения $\sigma_{cp} \approx 4 \cdot 10^{-16}$ см² при энергии электронов $\varepsilon=0.5$ эВ, получаем $v_{cp} = 3.3 \cdot 10^8$ с⁻¹ для $h=50$ км. Так как в упругом столкновении передается лишь незначительная доля энергии, то время релаксации электронной температуры в следе будет $t \approx \frac{M}{2m_e} v_{e0} \approx 8 \cdot 10^{-5}$ с = 80 мкс, где M , m_e – масса молекулы и электрона.

В дальнейшем реализуется рекомбинационный режим и электронная концентрация падает по закону [Ступицкий, 1983]:

$$n_e(t) = \frac{n_{e\max} \exp(-bt)}{(1 + n_{e\max} j_g t)}, \quad (13.1)$$

где $b = j + J$ – сумма скоростей прилипания и отлипания электронов при столкновении с тяжелыми частицами; j_g – скорость диссоциативной рекомбинации.

$$j = 3 \cdot 10^{-31} n^2, \text{ с}^{-1};$$

$$j_g = \frac{1.16 \cdot 10^{-8}}{\varepsilon}, \text{ см}^3/\text{с}$$

где ε – энергия электронов, эВ.

Для $h < 100$ км, где только и имеет смысл рассматривать нелинейные эффекты распространения мощных СВЧ-импульсов, $j > J$ и отлипанием можно пренебречь.

Из выражения (13.1) можно оценить время спада электронной концентрации до определенного уровня n_{e*} , при котором при заданных E, f, L, n_0 , второй импульс, распространяющийся по такой затравочной электронной концентрации будет быстро диссипировать. Так как для коротких импульсов величина n_{e0} влияет не только на скорость диссипации, но и на получаемые после прохождения импульса ионизационные характеристики воздуха, то для различных n_{e0} и n_0 были определены достигаемые в результате прохождения импульса максимальные электронные концентрации. Расчеты выполнены по методике, подробно изложенной в работе [Балакин, 2003].

Отметим, что вблизи нижней границы D -слоя ионосферы величина n_{e0} известна весьма приближенно, а в еще более плотных слоях она полностью определяется флуктуацией различных параметров в естественной атмосфере, и если нет внешних ионизационных воздействий, то n_{e0} на высотах менее 50 км близка к нулю. Расчеты для этих высот выполнялись для нескольких различных небольших значений n_{e0} . Эти расчеты показали, что вне зависимости от n_{e0} максимальные значения электронной концентрации $n_{e\max}$ достигаются при концентрации воздуха $n_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, примерно соответствующей высоте 50 км (рис. 13.1). Физически это связано с тем, что частотная зависимость коэффициента поглощения

$$\mu = \frac{4\pi e^2}{mc} \frac{n_e \nu}{(\omega^2 + \nu^2)} \quad (13.2)$$

имеет максимум при $\nu = \omega = 2\pi f = 1.9 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, а такое значение ν , как было показано выше, соответствует высоте примерно 50 км.

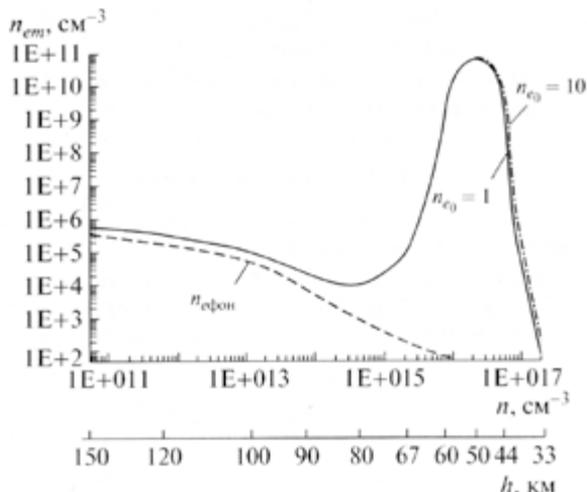


Рисунок 13.1. Максимальные электронные концентрации, достигаемые в воздухе заданной плотности после прохождения СВЧ-импульса; n_{e0} , $n_{\text{эфон}}$ – задаваемые и фоновые значения электронных концентраций перед фронтом импульса

При расчете распространения импульса вертикально вниз с высоты 100 км максимум диссипации энергии приходится на диапазон высот 55-65 км (рис. 13.2), где плотность энергии импульса P ($\text{Дж}/\text{м}^2$) резко падает. Расположение уровня резкого спада $P(h)$ несколько выше 50 км связано с учетом реального возрастания $n_{e0}(h)$ при $h > 50$ км.

При $h \leq 45$ км плотность энергии практически не меняется, так как при $n_{e0} \leq 1 \text{ см}^{-3}$ интенсивная ионизация в коротком импульсе не успевает развиваться, и, следовательно, он не может повлиять на распространение следующего за ним импульса. Вместе с тем если в результате каких-либо факторов перед первым импульсом будет создана «затравочная» ионизация $n_{e0} \geq 10 \text{ см}^{-3}$, то вплоть до высоты 35 км в первом импульсе $n_{e\text{max}} > 10^7 \text{ см}^{-3}$ и он будет оказывать существенное диссипирующее действие на последующий импульс. При $h \leq 35$ км из-за высоких $\nu \gg \omega$ импульс оказывает слабое ионизирующее действие на воздух практически при любых реально возможных на этих высотах n_{e0} . На высотах более 55 км коэффициент поглощения падает из-за уменьшения ν , степень ионизации в импульсе также уменьшается и на высотах более 75 км становится сравнимой с естественной.

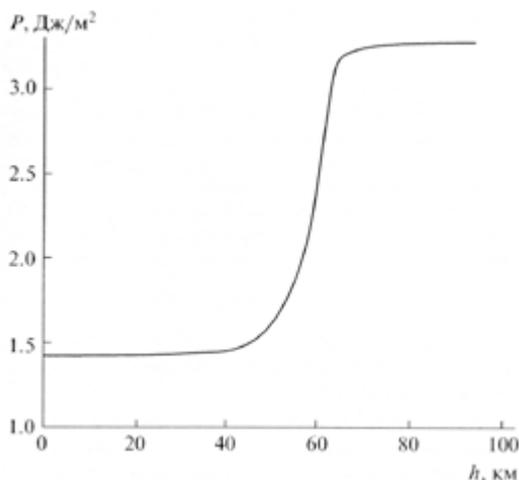


Рисунок 13.2. Зависимость от высоты плотности энергии в импульсе, распространяющемся с высоты 100 км вниз

В определенной степени изменяется также в зависимости от высоты пространственно-временная структура ионизации внутри и в ближнем следе импульса. На рис. 13.3 показана электронная концентрация в ближнем следе импульса для двух высот $h = 64$ и 100 км примерно на 50 нс после начала распространения. На $h = 100$ км в структуре следа возникает два отдельных фрагмента, однако превышение n_e над фоном в этих фрагментах не более 2 и 7% и не влияет на общую ионизационную картину. На $h = 64$ км концентрация электронов, быстро достигнув максимального значения, очень медленно спадает в результате рекомбинации. Таким образом, на $h > 75$ км $n_{e\max}$ в пределах СВЧ-импульса и в его следе становится сравнимой с естественным фоновым значением. Деградация формы импульса практически не происходит, и он не может оказывать существенного влияния на последующий импульс.

С использованием полученных результатов по величинами $n_{e\max}$ и выражения (13.1) были оценены времена релаксации электронной концентрации до фоновых значений в следе импульса (рис. 13.4). Поскольку частота повторения импульсов может составлять 100 – 1000 Гц, то для соответствующей продолжительности интервала между ними, 10^{-2} – 10^{-3} с, влияние ионизационного следа первого импульса на второй импульс может проявляться лишь при $n_0 \leq 6.4 \cdot 10^{16}$ см⁻³, т. е. на высотах $h \geq 47$ км.

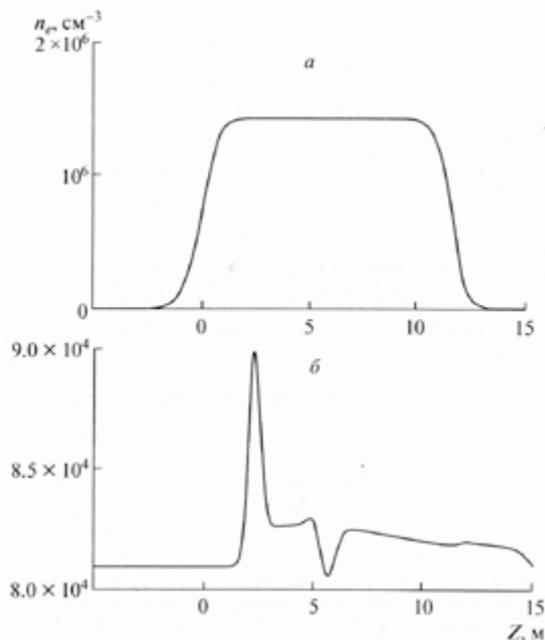


Рисунок 13.3. Структура ближнего ионизационного следа СВЧ-импульса ($E = 5 \times 10^5$ В/м, $f = 3$ ГГц, $L = 3$ м) через $t \approx 50$ нс на $h = 64$ км (*a*); 100 км (*б*), распространяющегося вдоль оси Z

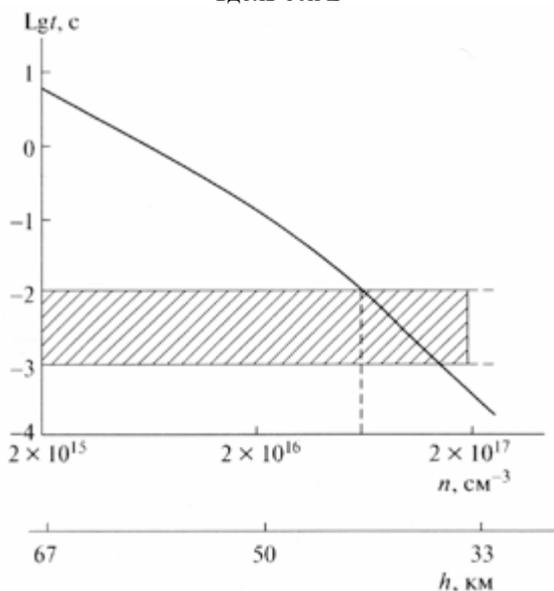


Рисунок 13.4. Время спада электронной концентрации до фоновых значений на различных высотах; заштрихованная область соответствует возможным периодам следования импульсов

Учитывая вышесказанное, можно утверждать, что наиболее сильное влияние ионизационного следа первого импульса на скорость диссипации энергии во втором импульсе будет иметь место в диапазоне высот от 45 до 70 км, т. е. именно в том диапазоне, где наиболее сильно проявляется нелинейный режим распространения импульсов.

Отметим следующее

1. Для интервала следования импульсов более 10^{-3} с расстояние между ними составляет сотни километров, а следовательно, когда второй импульс только начинает взаимодействовать с ионизационным следом, первый импульс уже покидает пределы атмосферы. Поэтому, чтобы наглядно представить воздействие ионизационного следа на распространение двух последовательных импульсов, оставаясь в рамках единого пространственно-временного алгоритма, были выполнены расчеты для небольших расстояний между импульсами. На рис. 13.5 показано изменение пространственной структуры основных параметров двух одинаковых последовательных импульсов для расстояний между ними 18 м при их распространении на высоте примерно 50 км. Аналогичные расчеты были сделаны для двух импульсов разной начальной длительности с расстоянием между ними 5 м (рис. 13.6). Для удобства сравнения на все моменты времени импульсы показаны в координатах, соответствующих $t=0$. В обоих случаях наблюдается резкая диссипация энергии второго импульса и переход ее в ионизацию, начиная с момента достижения им ионизационного следа от первого импульса.

2. Решение сквозной задачи по времени о трансформации импульса при его прохождении через всю толщу атмосферы и вычисление параметров ионизации в следе последовательно по времени требует очень большого времени счета. Увеличение же расчетного шага приводит к неприемлемо большим ошибкам. Выполненные исследовательские расчеты показали, что $n_{e\max}$ от h в следе после сквозного прохождения импульса примерно соответствует рис. 13.1, когда расчеты выполнялись для каждой высоты.

3. Проведенный анализ направлен, прежде всего, на выявление физических эффектов сильно нелинейного режима распространения мощных СВЧ-импульсов в атмосфере на дальних расстояниях, поэтому предполагается, что поперечное сечение импульсов не меняется. Реальные излучатели даже с хорошей фазированной антенной позволяют получить минимальную дифракционную расходимость $\theta = \frac{1,22\lambda}{D} = 1,3 \cdot 10^{-2}$ рад при $\lambda = 0,1$ м и $D = 8,8$ м (здесь, исходя из плотности потока энергии в импульсе $3,31$ Дж/м², поперечное сечение излучаемого импульса выбрано для энергии излучения 200 Дж). При такой расходимости импульс на расстоянии 35 км (при его распространении с высоты 100 км до высоты 65 км) будет иметь плотность энергии $3 \cdot 10^{-4}$ Дж/м² и, соответственно, напряженность электрического поля $E = 4,8 \cdot 10^3$ В/м, что недостаточно для развития нелинейных эффектов. Таким образом, учет расходимости может принципиально повлиять на практические выводы о распространении мощных импульсов на дальние расстояния. В методическом отношении учет расходимости не связан с существенными трудностями.

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

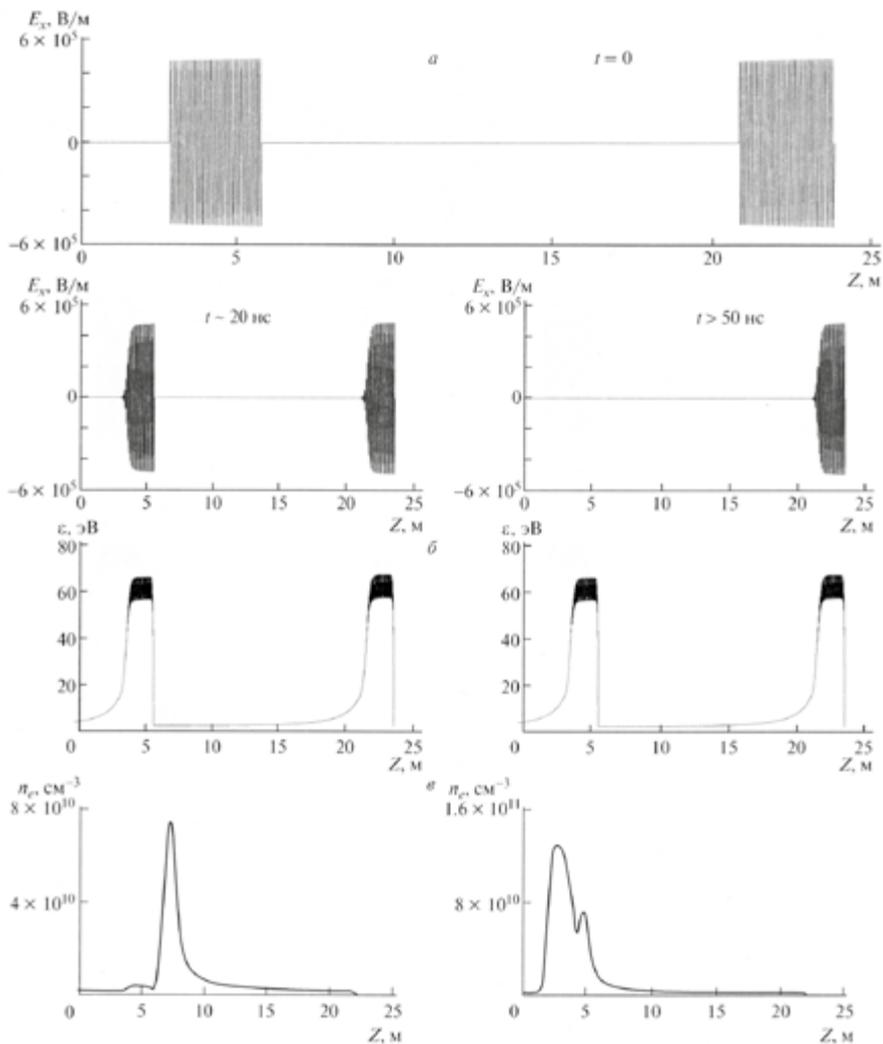


Рисунок 13.5. Влияние ионизационного следа первого импульса на структуру второго для расстояния между ними 18 м на два момента времени: *a* – напряженность электрического поля; *b* – энергия электронов; *v* – электронная концентрация

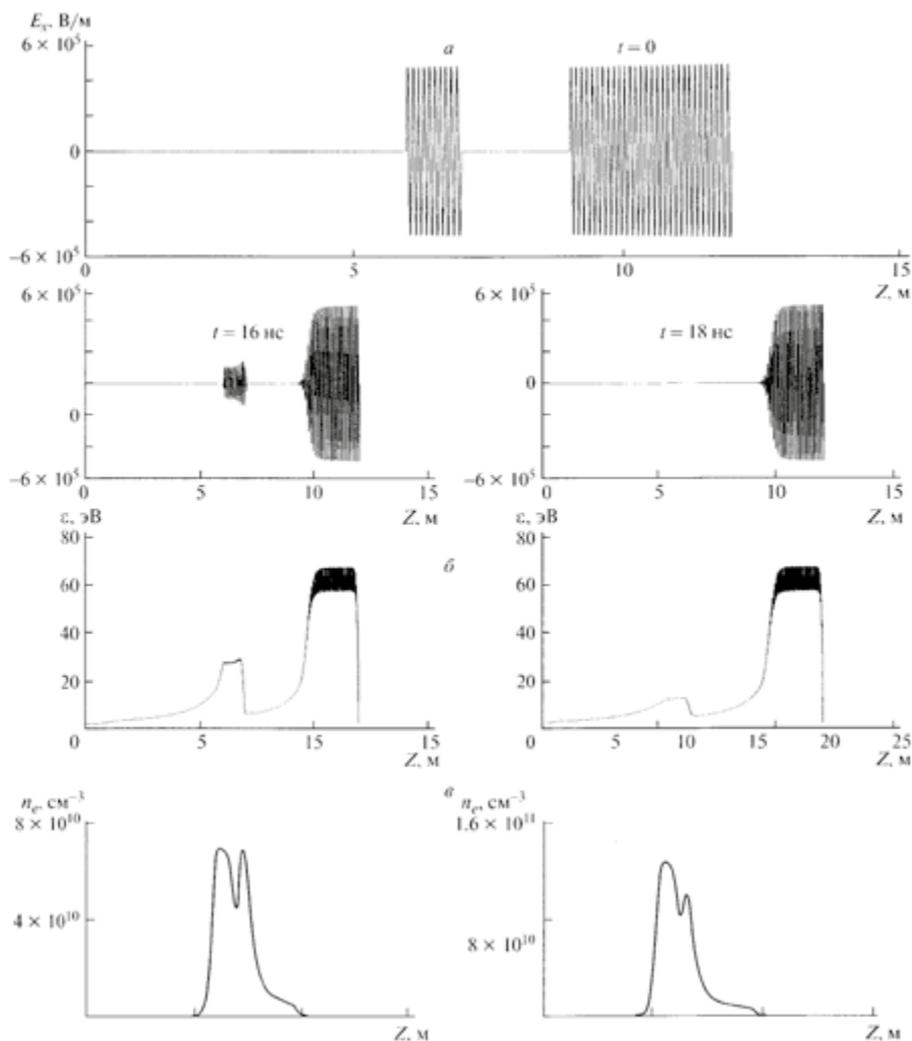


Рисунок 13.6. То же, что и на рис. 13.5, но для расстояния между импульсами 5 м

В данной главе показано, что при распространении последовательности мощных СВЧ-импульсов в атмосфере на дальние расстояния наиболее диссипирующим участком является диапазон высот 45-70 км, на которых первый импульс образует ионизационный след с достаточно высокой степенью ионизации. Так как скорость рекомбинации электронов на этих высотах мала, ионизационный след существует достаточно долго и при обычно реализуемых временных интервалах между импульсами успевает практически полностью погасить энергию последующих импульсов. Как сверху, так и снизу от этого диапазона высот эффект влияния ионизационного следа до первого импульса незначителен.

ГЛАВА 14. ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНЫХ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СВЧ-ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

В последние 15-20 лет в связи с разработкой мощных импульсно-периодических источников в ГГц-ом диапазоне длин волн актуальным является изучение влияния атмосферы на энергетические характеристики и дальность распространения этого излучения. Для мощных импульсов СВЧ-излучения известно, что при достижении амплитудой некоторого критического значения режим распространения импульса в атмосфере становится нелинейным, в результате чего он может терять значительную часть своей начальной энергии. Возникновение нелинейного режима и его характер для коротких и повторяющихся импульсов существенно зависит от целого ряда параметров. Поэтому ясно, что для оценки эффективности возможного применения источников такого излучения требуется детальный анализ их распространения в атмосфере на большие расстояния для традиционных СВЧ-генераторов, таких как клистрон, магнетрон и другие, характерны квазигармонические импульсные сигналы. Подобное заполнение имеют импульсы черенковских генераторов, гиротронов и некоторых других релятивистских устройств. Перечисленные устройства генерируют достаточно узкополосное излучение – ширина их спектра, как правило, не превышает нескольких процентов от величины несущей частоты. Сверхшироким считается сигнал, у которого $\Delta f / f_0 > 0.25$, где Δf – ширина спектра, f_0 – средняя частота излучения. Расширение спектра сигналов достигается главным образом путем укорочения длительности импульсов. К таким источникам, в частности, относятся и источники взрывного типа. Взрывомагнитные и плазменные МГД-генераторы (МГДВГ) образовали две асимптотики в ряду устройств прямого преобразования энергии. Синтезом этих двух асимптотических устройств является взрывной МГД-генератор, впервые предложенный в США в начале 60-х годов и активно разрабатывавшийся в России в ряде организаций. В МГДВГ механический лайнер, сжимающий магнитное поле и связанную с ним энергию, заменен компактным сгустком электропроводной плазмы, что позволило создать неразрушаемый генератор, способный работать в режиме генерации серий мощных электрических импульсов [Взрывные генераторы..., 2020].

Высокие уровни мощности существующих и перспективных источников требуют учета нелинейных эффектов при прохождении сверхмощных импульсов СВЧ-излучения по трассе «Земля – Космос» и «Космос – Земля», т. е. на значительные расстояния.

В работе [Ступицкий, 2006] проанализированы возможные физические механизмы возникновения нелинейности и показано, что для корректного расчета нелинейного распространения мощного СВЧ-импульса необходимо использовать непосредственно уравнения Максвелла и полную систему уравнений, описывающих электроны. Такая методика была разработана в [Балакин и др., 2003], и на ее основе проанализировано

распространение одиночного и двух последовательных узкополосных импульсов СВЧ-излучения [Ступицкий, 2008]. Цель данной работы – исследовать влияние атмосферы на изменение параметров мощных сверхширокополосных СВЧ-импульсов при их распространении через атмосферу.

Рассмотрим распространение очень короткого импульса ($\tau \sim 0.3$ нс) с несущей частотой, соответствующей ГГц-ому диапазону.

С учетом спектрального разложения сигнала можно ограничиться рассмотрением диапазона $f = 0.5 \dots 4$ ГГц, что соответствует периодам колебаний $T = 2 \dots 0.25$, а следовательно, сигнал с заданной амплитудой E_0 можно моделировать импульсом, длительностью в один период. Такой анализ по частоте (или что-то же по длительности импульса) удобен при исследовании развития ионизационных процессов. Для того, чтобы эти процессы могли успеть развиваться, будем предполагать достаточно высокую амплитуду поля на выходе из генератора $E_0 = 10$ МВ/м.

Для столь коротких импульсов важное значение имеют параметры атмосферы – прежде всего величина затравочной электронной концентрации n_{e0} и концентрация нейтральных молекул n_0 [Балакин и др., 2003]. Концентрация нейтральных молекул на высоте $h < 100$ км достаточно хорошо известна [Ступицкий, 1997], и ее вариации связаны главным образом с турбулентностью и изменениями теплового баланса в приземных слоях атмосферы [Электромагнитные волны..., 1986]. Для $h > 100$ км был выполнен подробный анализ экспериментальных данных, получены средние значения и дана их аппроксимация. Однако так как нелинейные эффекты в основном развиваются на $h < 100$ км, то эти результаты в данной работе не приводятся.

Аналогично, средние значения n_{e0} достаточно хорошо известны для $h > 100$ км (в зависимости от широты, времени суток и т. п.). Однако в нижней ионосфере ($h < 100$ км), которая является определяющей для распространения СВЧ-импульсов, имеющиеся экспериментальные данные по концентрации электронов очень малочисленны и ненадежны. На основе проведенного анализа было установлено, что n_{e0} в нижней ионосфере очень мала. В соответствии с имеющимся разбросом экспериментальных данных в таблице приведены нижние и верхние значения n_{e0} .

h , км	42	50	60	70
n_{e0} , см ⁻³	28	43	80	200
	0	8.3	60	200
n_0 , см ⁻³	$6.3 \cdot 10^{16}$	$2.0 \cdot 10^{16}$	$6.4 \cdot 10^{15}$	$1.7 \cdot 10^{15}$

В расчетах главным образом использовалось верхнее значение концентрации электронов (учитывая необходимость прежде всего оценки нелинейного эффекта свержу).

Численные исследования коротких, мощных импульсов с использованием описанного в работе [Балакин и др., 2003] математического аппарата проводились последовательно, что позволило

выяснить влияние каждого физического фактора на характер распространения излучения. На первом этапе исследовалось распространение одиночного короткого импульса различной частоты на различных высотах в атмосфере без учета расходимости. Рассмотрены следующие 4 импульса, принадлежащие указанному выше диапазону частот:

Imp 1:	$f = 4 \text{ ГГц}$	$L = 0.075 \text{ м}$	$E_0 = 10^7 \text{ В/м}$
Imp 2:	$f = 2.89 \text{ ГГц}$	$L = 0.1038 \text{ м}$	$E_0 = 10^7 \text{ В/м}$
Imp 3:	$f = 1.17 \text{ ГГц}$	$L = 0.2565 \text{ м}$	$E_0 = 10^7 \text{ В/м}$
Imp 4:	$f = 0.55 \text{ ГГц}$	$L = 0.55 \text{ м}$	$E_0 = 10^7 \text{ В/м}$

Временная длина импульсов соответствовала одному периоду ($T = \tau = 1/f$).

Как следует из предварительного численного анализа к основным результатам расчета относятся: поведение напряженности поля $E_x(z,t) = E(z,t)$ внутри импульса, которое определяет его энергетику, и поведение электронной концентрации $n_e(z,t)$, определяющей характер поглощения энергии внутри импульса и структуру ионизационного следа, образующегося в атмосфере после прохождения импульса и способного оказывать существенное влияние на распространение последующих импульсов.

Результаты расчета и их анализ

На рисунках 14.1, 14.2 показаны результаты расчета параметров при прохождении Imp 1 на различных высотах в нижней ионосфере. Так как импульс очень короткий, то в пределах его длины лавинная ионизация не успевает развиться и искажение его полевой структуры при прохождении всего диапазона высот $h = 0 \dots \infty$ ничтожно мало. Как видно из рис. 14.2, в пределах импульса происходит сильный разогрев начальных электронов полем, но их основное размножение происходит уже после ухода заднего фронта импульса. При этом энергия электронов быстро расходуется на ионизацию, а $n_e(z,t)$ достигает предельного равновесного уровня, зависящего от f и h . При заданных параметрах мощность импульса

$$P = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} \frac{c \pi D^2}{4} = 12.7 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$$

и полная энергия в импульсе

$$W = P \tau = 34 \text{ Дж.}$$

При этом относительный расход энергии на ионизацию не превышает

$$\delta = I \frac{\pi D^2}{4} \frac{\int_0^\infty n_e(z) dz}{W} \approx 5 \cdot 10^{-6},$$

т. е. ничтожно мал. Здесь $I \cong 13.6 \text{ эВ}$ – потенциал ионизации.

Для Imp 2 и Imp 3 характер поведения параметров остается аналогичным. Следует отметить рост уровня электронной концентрации в следе импульса с уменьшением несущей частоты f (рис. 14.3), что обусловлено увеличением эффективности набора энергии электронами от поля и увеличением их температуры.

Для самого низкочастотного импульса Imp 4 искажение электрического поля в импульсе ничтожно мало при $h > 45$ км. Однако в узком диапазоне высот $h = 41...45$ км наблюдается определенное «выедание» энергии на заднем фронте импульса (рис 14.4). На $h < 40$ км из-за очень малых значений концентрации электронов n_{e0} рассеяния энергии импульса не происходит и ионизационный след не образуется.

Таким образом, очень короткий одиночный импульс ГГц-ого диапазона пройдет через естественную атмосферу с незначительными потерями энергии в низкочастотной части, так как реализуется описанный в [Ступицкий, 2006] режим слабой нелинейности. Главный результат прохождения такого одиночного импульса – образование в нижней ионосфере ($h \sim 40 - 70$ км) ионизационного следа, который может влиять на прохождение последующих импульсов для генератора, работающего в импульсно-периодическом режиме. Так как после прохождения импульса n_e очень быстро достигает максимального значения $n_{e\max}$, то ионизация в следе будет соответствовать заданной высоте распространения, и для построения зависимости $n_{e\max}$ от h нет необходимости считать движение импульса по всей траектории. На рис. 14.5 представлено поведение $n_{e\max}$ в зависимости от высоты для 4-х рассматриваемых частот.

В дальнейшем реализуется рекомбинационный режим, и электронная концентрация падает по закону [Ступицкий, 1983]:

$$n_e(t) = \frac{n_{e\max} \exp(-jt)}{1 + n_{e\max} j_g t},$$

где $j = 3 \cdot 10^{-31} n^2$ – скорость прилипания электронов к молекулам O_2 , 1/с; $j_g = 4.8 \cdot 10^{-7}$ – скорость диссоциативной рекомбинации, см³/с.

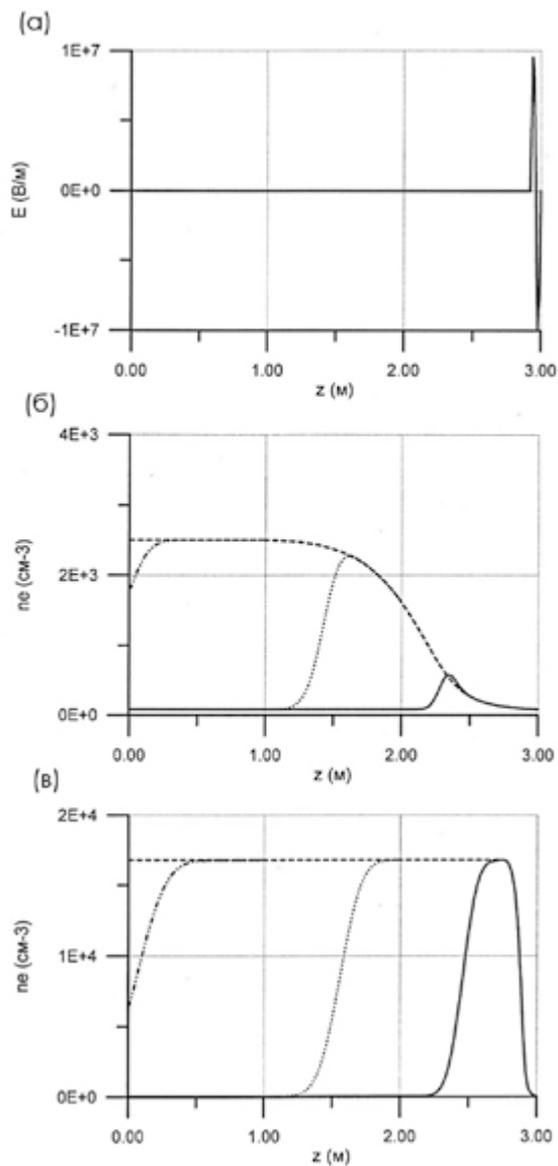


Рисунок 14.1. Параметры электромагнитного импульса – Imp1 (а) и распределение электронной концентрации $n_e(z,t)$ в атмосфере на высотах $h = 60$ км (б) и $h = 42$ км (в):
1 – 2 нс; 2 – 5 нс; 3 – 10 нс; 4 – 100 нс

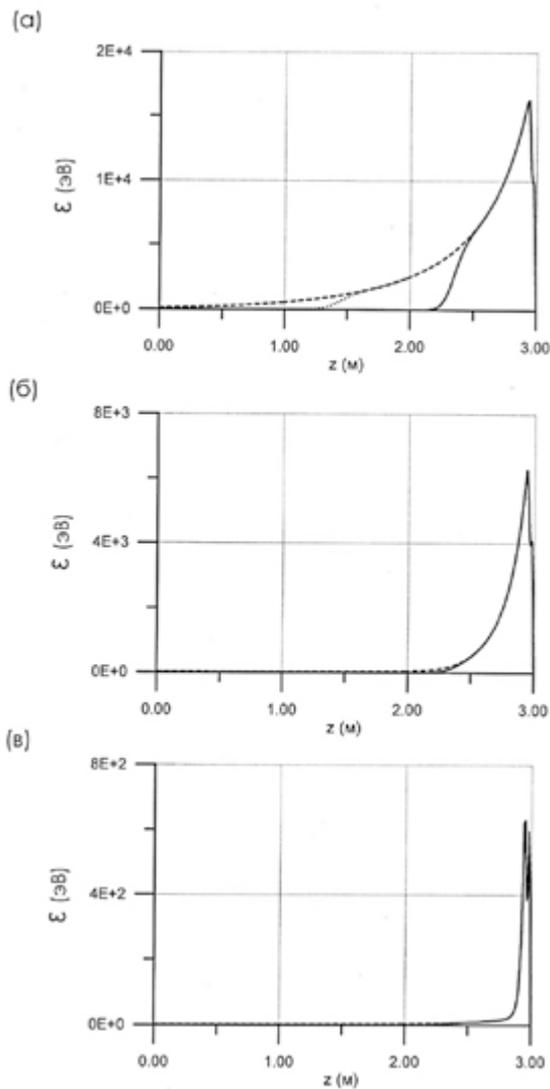


Рисунок 14.2. Распределение энергии электронов $\varepsilon(z, t)$ после прохождения импульса I_{mp1} в атмосфере на различных высотах: (а) – $h = 70$ км; (б) – $h = 60$ км; (в) – $h = 42$ км:
 1 – 2 нс; 2 – 5 нс; 3 – 10 нс; 4 – 100 нс

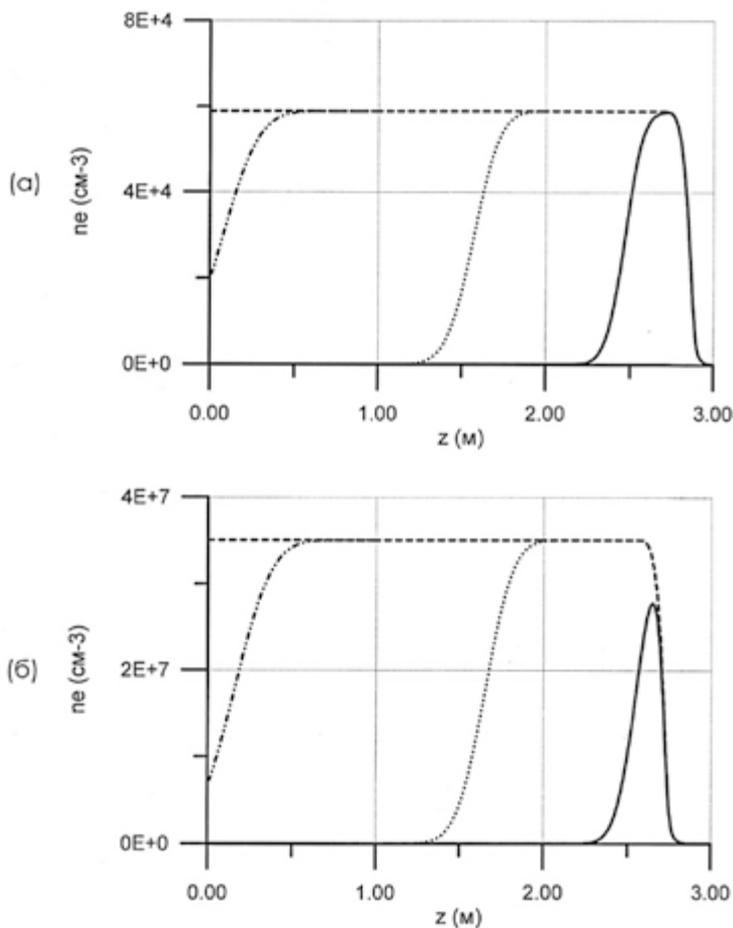


Рисунок 14.3. Распределение электронной концентрации $n_e(z, t)$ в атмосфере на высоте $h = 42$ км при прохождении импульса Imp2 (а) и Imp3 (б): 1 – 2 нс; 2 – 5 нс; 3 – 10 нс; 4 – 100 нс

С использованием данного выражения и полученных результатов по $n_{e\max}$ было оценено время релаксации $n_e(t)$ до фоновых значений в следе импульса [Ступицкий, 2008]. Оказалось, что во всем рассматриваемом диапазоне высот ($h \sim 40 - 70$ км) это время значительно больше временного интервала между последовательными импульсами (характерное время между импульсами $\Delta t \leq 10^{-3}$ с, а время релаксации n_e до фоновых значений на 42 км равно 0.013 с, а на 70 км – 6.1 с). Так как наибольшее значение $n_{e\max}$ достигается на $h \sim 42$ км, то были выполнены численные исследования влияния n_{e0} первого импульса на распространение последующих. На рис. 14.6 показано влияние концентрации электронов перед фронтом на искажение структуры импульса. При $n_{e0} > 10^8 \text{ см}^{-3}$ не только

низкочастотный, но и высокочастотный импульс существенно диссипирует. Так как после прохождения низкочастотного импульса концентрация в следе $n_e > 10^{11} \text{ см}^{-3}$, то ясно, что после прохождения первого широкополосного импульса такая концентрация электронов приведет к диссипации энергии последующих импульсов.

Следует отметить, что выполненные численные исследования были направлены прежде всего на выявление тех особенностей, которые связаны с нелинейным режимом распространения очень коротких СВЧ-импульсов через атмосферу в предельном случае – нулевой расходимости. Из теории дифракции Фраунгофера однородного по сечению потока излучения на круглом отверстии следует [Сивухин, 1980], что угловые размеры центрального максимума интенсивности излучения (в нем 98% энергии) определяются соотношением $\sin \theta \approx \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$. Угловые размеры остаются по порядку величины такие же и в случае неоднородного распределения интенсивности по сечению луча [Ландсберг, 1976]. Например, для $f = 4 \text{ ГГц}$ и $D = 1.6 \text{ м}$ получаем $\theta = 0.057 \text{ рад}$ (3.3°). Из закона сохранения энергии излучения

$$\frac{1}{4} \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} c \pi r_0^2 = \frac{1}{4} \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} c \pi R^2,$$

где $R = r_0 + z \tan \theta \approx r_0 + z \theta \approx z \theta$, получаем

$$E(z) = E_0 \frac{r_0}{r_0 + z \theta}.$$

Для $r_0 = 0.8 \text{ м}$, $z = 40 \dots 42 \text{ км}$ получаем $E \sim 3 \cdot 10^3 \text{ В/м}$.

Расчеты прохождения сигнала такой мощности через атмосферу показали, что он не испытывает никакого поглощения и никак не влияет на уровень n_e в ионосфере. То есть из-за высокой частоты излучения и,

соответственно, малого коэффициента поглощения $\mu = \frac{4\pi^2 n_e \nu}{mc(\omega^2 + \nu^2)} \ll \frac{1}{f^2}$

ионосфера не оказывает заметного влияния на распространение импульса с такой амплитудой поля не только в нелинейном, но и в линейном режиме распространения.

Следует отметить, что в верхней атмосфере ($h > 80 \text{ км}$) могут существовать крупномасштабные искусственные ионизированные области, образованные мощными излучателями типа НААРР или плазменными выбросами типа мощного взрыва [Ступицкий, 1997; Jacobson, 2006]. В таких областях уровень поглощения сигнала ГГц-ого диапазона даже в линейном режиме распространения может достигать $100 \dots 1000 \text{ Дб}$; т. е. на время до сотен секунд и более такие области будут практически полностью экранировать СВЧ-излучение.

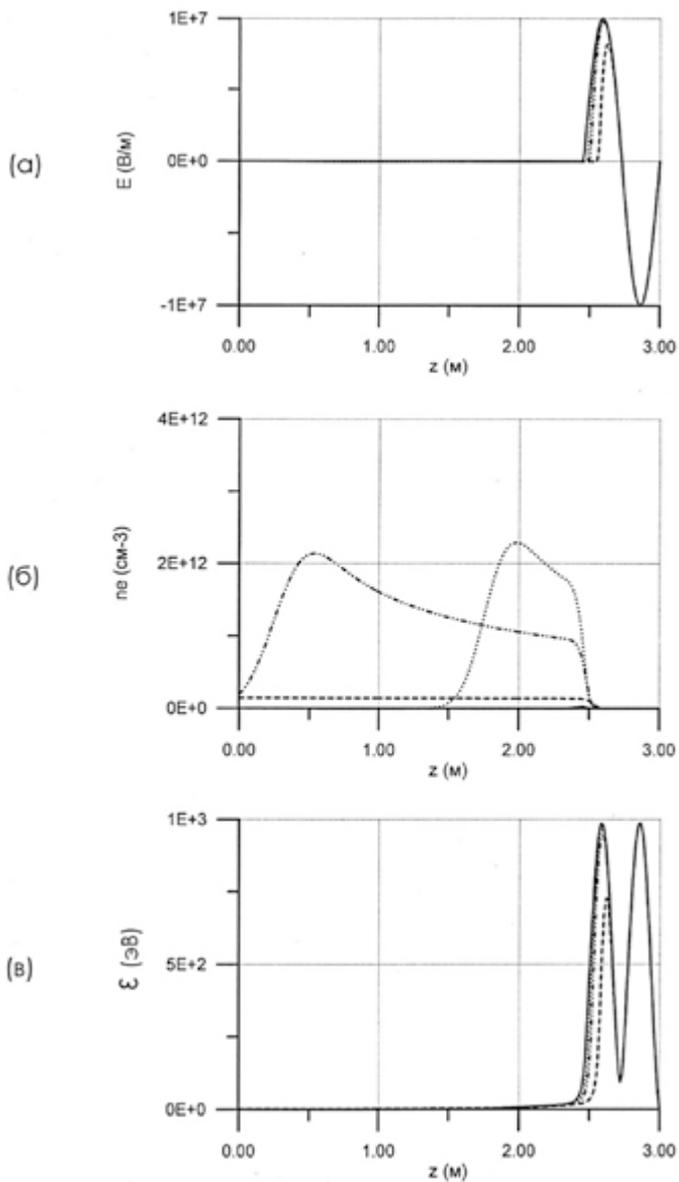


Рисунок 14.4. Напряженность поля (а) и ионизационные характеристики среды (б, в) при распространении Imp4 на высоте $h = 42$ км: 1 – 2 нс; 2 – 5 нс; 3 – 10 нс; 4 – 100 нс

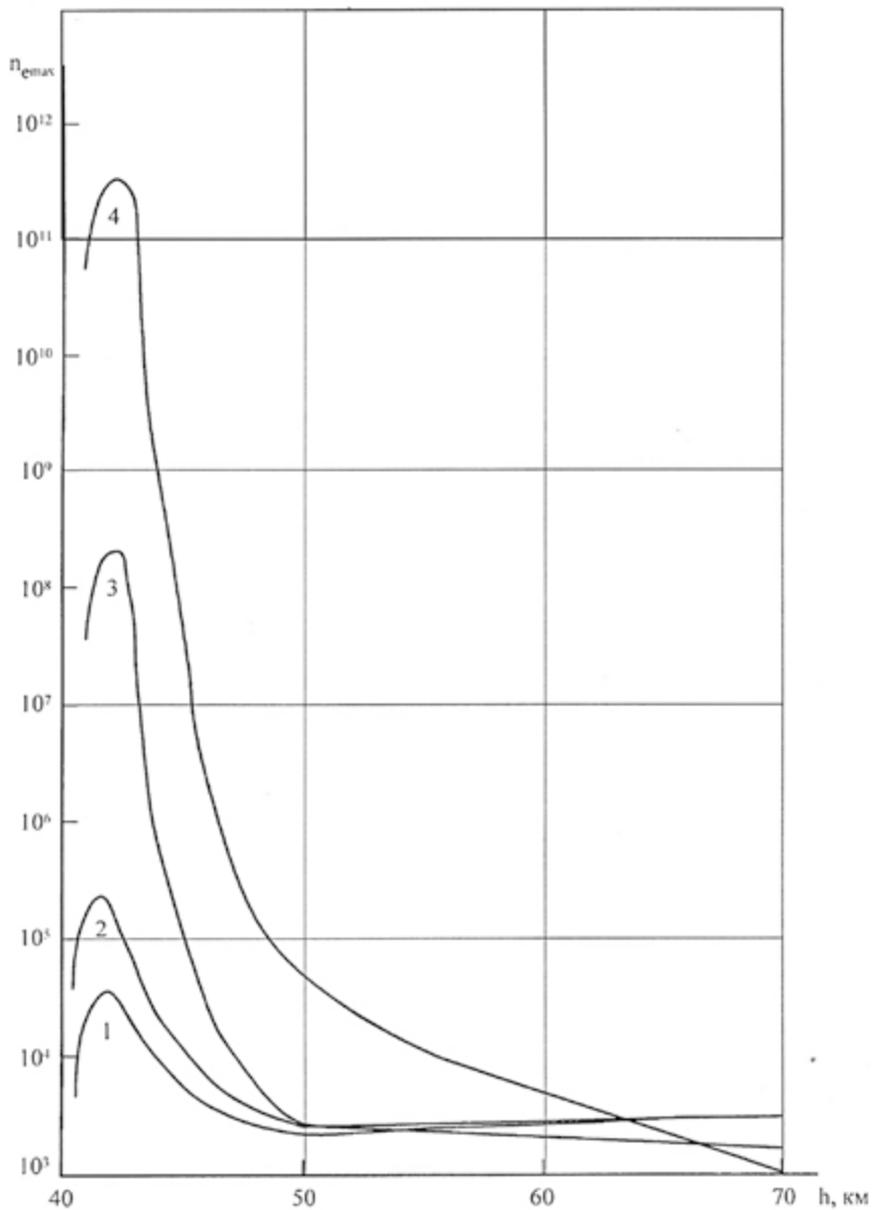


Рисунок 14.5. Максимальные значения n_{max} , достигаемые в следе импульса при его прохождении на различных высотах: 1 – Imp1; 2 – Imp2; 3 – Imp3; 4 – Imp4

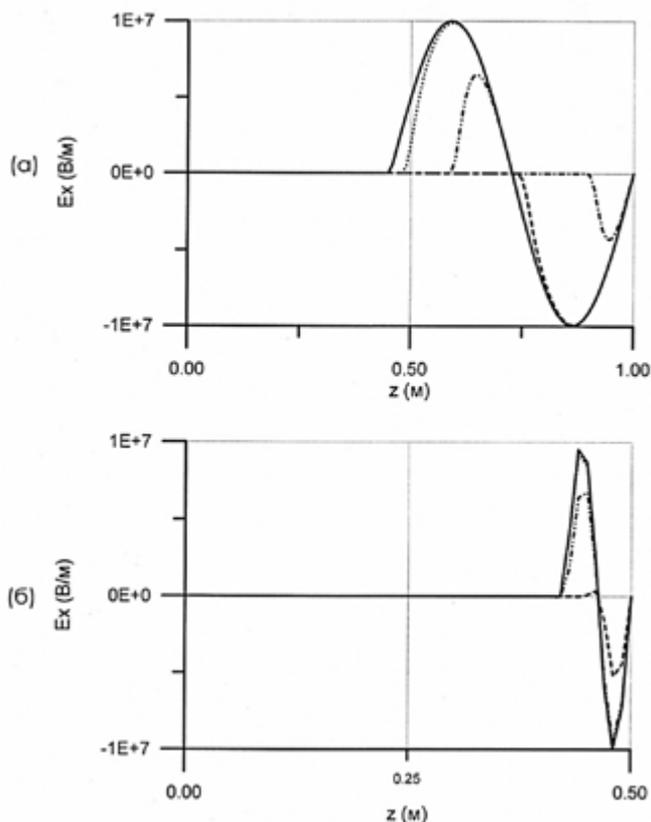


Рисунок 14.6. Напряженность электрического поля для Imp4 (а) и Imp1 (б) через 100 нс при прохождении в атмосфере на высоте $h = 42$ км при различных начальных уровнях n_{e0} : (а) 1 – $n_{e0} = 1 \text{ см}^{-3}$; 2 – 10^2 см^{-3} ; 3 – 10^5 см^{-3} ; 4 – 10^8 см^{-3} ; (б) 1 – $n_{e0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$; 2 – 10^8 см^{-3} ; 3 – 10^9 см^{-3}

Таким образом, выполнено исследование влияния атмосферы на распространение через нее мощных широкополосных импульсов СВЧ-излучения.

На основе разработанной авторами ранее физико-математической модели выполнены расчеты для основных гармоник определяющих частотный состав импульса, что позволяет более наглядно судить о роли нелинейных процессов и развитии ионизационного следа в атмосфере. Расчеты показали:

1. При прохождении нерасходящегося одиночного широкополосного импульса через всю толщу атмосферы частично диссипирует лишь его низкочастотная часть. В целом влияние атмосферы на прохождение такого одиночного импульса мало.

2. Образованный в атмосфере после первого импульса ионизационный след, концентрация электронов в котором на высотах $\sim 41...43$ км может

достигать 10^{11} см^{-3} , приводит к диссипации энергии последующих импульсов, если частота их следования превышает 100 Гц.

3. Для условий задачи дифракционная расходимость снижает напряженность поля сигнала, достигшего нижней ионосферы ($h \sim 40 \text{ км}$) до $E = 3.5 \cdot 10^{-4} E_0$. Поэтому в реально существующем расходящемся пучке энергии СВЧ-излучения нелинейные эффекты несущественны и ионизационный след не образуется. Линейное поглощение электромагнитных волн гигагерцового диапазона частот в естественной атмосфере также несущественно.

4. Существенное влияние на работу СВЧ-излучателей в атмосфере могут оказывать искусственные ионизированные образования, поэтому разработанный методический аппарат может служить основой для более широкого исследования этой проблемы.

Список литературы к части III

1. Балакин В.Н., Ступицкий Е.Л., Шапранов А.В. Распространение мощных импульсов СВЧ-излучения в атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 2003. – Т. 43, №5. С. 673–682.
2. Борисов И.Д. Ионизация нижней ионосферы плоской радиоволной // Взаимодействие декаметровых волн с ионосферой. М.: ИЗМИРАН, 1985 – С. 68–70.
3. Взрывные генераторы мощных импульсов электрического тока / Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2002. – 399 с.
4. Виноградов А.А., Рогашков А.И. Исследование нелинейного искажения мощного СВЧ-импульса при распространении в слабоионизированной газовой среде // Физика плазмы. – 1993. – Т. 19, В. 10. – С. 1220–1228.
5. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – С. 272.
6. Гуревич А.В., Шлюгер И.С. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиоимпульса в нижних слоях ионосферы // Известия вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18. – С. 1237–1260.
7. Диденко А.Н., Новиков С.А., Разин С.В. Чумерин П.Ю., Юшков Ю.Г. Пробой волнового тракта при распространении мощных наносекундных СВЧ-импульсов. // Радиотехника и электроника. – 1985. – Т. 30, В. 4. – С. 731–734.
8. Кастельянос О., Мажукин В.И., Самарский А.А., Шапранов А.В. Метод динамической адаптации в нестационарных задачах с большими градиентами // Математическое моделирование. – 1993. – Т. 5, №4. – С. 32–56.
9. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976.
10. Мажукин В.И., Самарский А.А., Шапранов А.В. Метод динамической адаптации в задаче Бюргера // ДАН РАН. Математическая физика. – 1993. – Т. 333, № 2. – С. 165–169.
11. Мак-Даниэль И. Процессы столкновения в ионизованных газах. – М.: Мир, 1967. – С. 830.
12. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. – С. 205.
13. Медведев Ю.А., Метелкин Е.В., Степанов Б.И., Федорович Г.В. Физические процессы в потоках проникающих излучений // Импульсные электромагнитные поля быстропротекающих процессов и измерение их параметров. – М.: Атомиздат, 1976. – С. 183–189.
14. Плис А.И., Щечков В.А. О поглощении импульса электромагнитного излучения в плазме // ЖТФ. – 1977. – Т.47. – С. 71–75.
15. Рогашкова А.И., Чернов З.С., Шаталова Т.И. О нелинейных эффектах, возникающих при прохождении СВЧ-импульсов через слабоионизированную газовую среду // Радиотехника и электроника. – 1984. – Т. 29. – С. 133–140.
16. Рогашкова А.И., Чернов З.С., Шаталова Т.И. Самовоздействие импульсов СВЧ-поля при прохождении через слабоионизированную газовую среду // Радиотехника и электроника. – 1985. – Т. 30, В. 2. – С. 270–275.
17. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. – М.: Наука, 1980.

18. *Ступицкий Е.Л.* Влияние нелинейных эффектов на распространение двух последовательных импульсов СВЧ-излучения // Геомagnetизм и аэрономия. – 2008. – Т.43, №1. – С. 1–6.
19. *Ступицкий Е.Л.* Воздействие лазерного импульса на мишень. II. Фотоионизация фоновой среды // Квантовая электроника. – 1983. – Т.10, № 3. – С. 534–540.
20. *Ступицкий Е.Л.* Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований. – М.: Физматлит. – 2006. – 280 с.
21. *Ступицкий Е.Л.* Ионизация атмосферы при ядерном взрыве // Физика ядерного взрыва. – Гл. 11. – М.: Наука, 1997.
22. Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве–М.: Наука, 1986.
23. *Faenov A.Ya., Repin A.Yu., Stupitsky E.L., Brjunetkin B.A.* Interaction of laser-produced plasma clouds in vacuum and background medium // J. Phys. D.: Appl. Phys. – 1992. – V. 25. – P. 1583–1590.
24. *Jacobson R.A.* Development and application of HAARP. Report on International symposium Ameruu. – 2006, USA, 2006.
25. *Sullivan C.A., Destler W.W., Rodgers J., Segalov Z.* Short pulse high-power microwave propagation in the atmosphere // J. Apple. Phys. – 1988. – V. 63, № 3. – P. 5228–5233.
26. *Yee J.H., Alvares R.A., Mayhall D.J., Dyruc D.P., DeGroot J.* Theory of intense electromagnetic pulse propagation through the atmosphere // Phys. Fluids. – 1986. – V. 29, № 4. – P. 1238–1244.

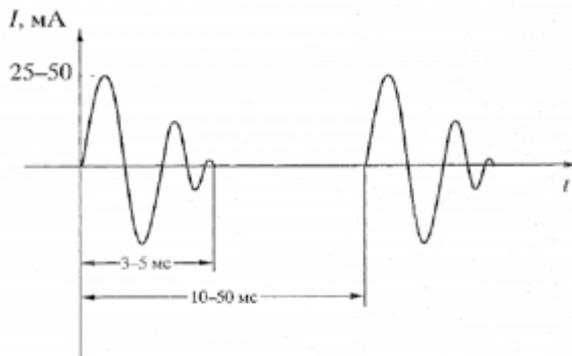
ЧАСТЬ IV. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ ПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА

ГЛАВА 15. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ ПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА

Вопрос о создании в атмосфере канала ионизованного газа исследовался главным образом в связи с возможностью инициирования молниевых разрядов грозовых облаков на землю [Качурин, 1990; Базелян, Райзер, 2001]. Рассматривалась возможность использования для этой цели мощных импульсных лазеров и сильноточных пучков релятивистских электронов и протонов. Однако нелинейное взаимодействие лазерного излучения с воздушной средой ограничивает возможность дальнейшей транспортировки электромагнитной энергии оптического диапазона в атмосфере. Образующийся в результате лазерного пробоя канал имеет вдоль луча очень неоднородную структуру в виде плазменных четок, на которых из-за высокого коэффициента поглощения теряется большая доля энергии. Вместе с тем исследования показали, что наличие в воздухе примесей, в частности аэрозольного запыления, существенно снижает уровень пороговой мощности, необходимой для пробоя. Определенная перспектива воздействия на электрические процессы в облаках появилась в связи с разработкой транспортабельных генераторов сильноточных релятивистских электронных пучков. Однако исследование различных импульсных режимов распространения не дало существенного положительного результата. Принципиальная трудность связана с малой длиной пробега электронов, кроме того, в режиме повторных импульсов существенным оказывается электростатическое торможение электронов зарядом предшествующих импульсов. В настоящее время ведется активная работа по близкой по физическому содержанию проблеме – созданию в атмосфере с помощью радиоволн высокочастотного диапазона плазменных образований, способных выступать в роли управляемых антенн или переизлучателей электромагнитной энергии [Begich, 1996]. При решении ряда прикладных задач атмосферной электрофизики возникает вопрос о возможности создания в атмосфере с помощью пучка энергии проводящего канала протяженностью 50–100 м для пропускания через него импульса тока сравнительно невысокой амплитуды [Herr, 1999]. Целью данной работы является анализ такой возможности применительно к приземной атмосфере, где на электрофизические свойства воздуха существенное влияние могут оказывать различного рода примеси.

15.1. Исходные параметры задачи

Для определенности будем анализировать возможность прохождения через проводящий канал импульса тока с характерными параметрами, показанными на рисунке.



Возможная форма импульса тока

Для того чтобы пропустить ток, необходимо ионизовать воздух и создать достаточно длинный (50–100 м) проводящий канал, в котором определенное минимальное время будет существовать необходимая степень ионизации. При этом основными исходными условиями задачи являются нормальная плотность атмосферы на высоте $h=0$ – $n=2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, ток воздействия $I \cong 50 \text{ мА}$ и длина канала $L \cong 50 \text{ м}$. Оценим необходимую для этого разность потенциалов на длине канала

$$U = IR = \frac{IL}{\sigma S}, \text{ где проводимость } \sigma = \frac{e^2 n_e}{m \nu}. \quad (15.1)$$

Так как $\nu_{ei} \ll \nu_{eo}$, то $\nu = \frac{8 \sigma_{eo}}{3 \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2kT_e}{m}} n$. В подпороговой области энергии –

$\varepsilon = \frac{3}{2} kT_e < 12.1 \text{ эВ}$ – сечение потери импульса σ_{eo} меняется примерно в три раза: $\sigma_{eo} = 3.5 \pi a_0^2$ при $\varepsilon = 0.025 \text{ эВ}$ ($T_e = 300 \text{ К}$) и $\sigma_{eo} = 12 \pi a_0^2$ при $\varepsilon \approx 10 \text{ эВ}$ [Мак-Даниэль, 1967], т. е. изменение сечения сравнительно невелико даже при изменении ε в 400 раз. Из (15.1) при $\sigma_{eo} = 5 \pi a_0^2 = 4.4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ получаем

$$\nu = 0.53 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} n \text{ 1/с, откуда при } \varepsilon = \varepsilon_0 \text{ и } n = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ имеем } \nu = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ 1/с}$$

$$\text{и } \sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}} \frac{n_e}{n}, \text{ где } \sigma_0 = 5.6 \cdot 10^6 \text{ см/с, } \varepsilon_0 = 0.025 \text{ эВ.}$$

Таким образом,

$$Un_e = \frac{ILn}{\sigma_0 S} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}.$$

Величина площади сечения луча, очевидно, определяется конструкцией ионизирующего генератора и в определенной степени необходимым

эффектом воздействия. Для оценок примем $S = 25 \text{ см}^2$. Тогда при $\varepsilon = \varepsilon_0$ получим $Un_e = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ В/см}^3$ и для $U \approx 50 \text{ кВ}$ находим $n_{e\text{min}} \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т. е. степень ионизации $\alpha = \frac{n_e}{n} = 3.7 \cdot 10^{-9}$ весьма невелика. Для создания такой концентрации электронов в воздухе путем фотоионизации необходима сравнительно небольшая энергия

$$W = (h\nu)SLn_e = 0.03 \text{ Дж},$$

вполне доступная для ультрафиолетовых источников.

15.2. Фотоионизация воздуха

Однако энергетическая возможность далеко не полностью определяет решение поставленной задачи в целом. Главные трудности состоят в очень малом времени рекомбинации свободных фотоэлектронов и весьма коротком пробеге фотоионизирующих квантов в воздухе нормальной плотности.

Время прилипания электронов

$$\tau_p = \frac{1}{j_p} n_{O_2} n = \frac{1}{\tilde{j}_p} n^2,$$

$$\tilde{j}_p = 3.2 \cdot 10^{-30} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right) \exp \left(-3.1 \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right) \right), \text{ см}^6/\text{с}.$$

Для $\varepsilon = \varepsilon_0$ имеем $\tau_p \approx 10^{-8} \text{ с}$, а для $\varepsilon = 10 \text{ эВ}$ — $\tau_p = 1.7 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Таким образом, во всем подпороговом диапазоне значений ε время прилипания не превышает десятых долей микросекунды. Скорость фотоионизации определяется выражением

$$S_v(x, t) = \frac{\Phi_{v0}(t)}{h\nu} \chi_v \exp(-\chi_{v\Sigma} x),$$

где $\Phi_{v0}(t)$ — плотность потока фотоионизирующего излучения на выходе из генератора; $h\nu$ — энергия кванта; χ_v — коэффициент фотоионизации; $\chi_{v\Sigma}$ — коэффициент поглощения квантов средой. Для фотоионизации чистого воздуха необходимо, чтобы $h\nu > 12.07 \text{ эВ}$. Но во всей области ультрафиолетового излучения (УФИ) (4000–100 Å) минимальное значение сечения $\sigma_v = 6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ и, соответственно, оптическая толщина $\tau = \sigma_v \ln = \chi_v l \geq 8 \cdot 10^4$, т. е. никакие источники УФИ не способны обеспечить достаточную ионизацию в чистом воздухе на необходимом расстоянии из-за сильного поглощения. Даже для жестких рентгеновских квантов $h\nu = 10 \text{ кэВ}$, когда оптическая толщина $\chi_v l = 27$ становится приемлемой, для достижения $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, как следует из оценки по квазиравновесию

$$\frac{\Phi_{v0}(t)}{h\nu} \chi_v \exp(-\chi_v l) = \tilde{j}_p n_e n^2 = \frac{n_{\text{exp}}}{\tau_p}, \quad (15.2)$$

требуемая плотность потока $\Phi_{v0} \cong 1.6 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, что нереально велико.

Специальных исследований требует процесс многоквантового фотоэффекта на молекуле кислорода. Учитывая известную неопределенность теории многофотонной ионизации [Делоне, Келдыш,

1970], ограничимся оценкой роли этого процесса по порядку величины. Ориентируясь на возможность создания проводящего канала пучком лазерного излучения, для рубинового лазера с частотой $\omega = 2.7 \cdot 10^{15}$ 1/с ($\lambda = 6934 \text{ \AA}$, $h\nu = 1.78$ эВ) и длительностью импульса $\tau \approx 30$ нс получаем $\omega\tau \sim 10^8 \gg 1$, следовательно, преобладающим по сравнению с туннельным эффектом является многоквантовый фотоэффект. Вероятность многоквантового фотоэффекта [Келдыш, 1964]

$$W = \omega n^{3/2} \left(\frac{2.72 e^2 E_0^2}{8m\omega^2 I} \right)^n = \omega n^{3/2} \left(\frac{2.72\pi e^2 \hbar \Phi}{mc\omega I} \right)^n \text{ с}^{-1},$$

где n – число квантов, плотность потока квантов $\Phi (\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1})$ выражается через амплитуду напряженности поля E_0 :

$$\Phi = \frac{cE_0^2}{8\pi \hbar \omega}.$$

Для четвертой гармоники излучения лазера на неодимовом стекле $\lambda = 0.266$ мкм ($h\nu = 4.66$ эВ). Так как потенциал ионизации кислорода 12.1 эВ, то для фотоэффекта необходимо три кванта ($n = 3$). Тогда $W = 6.07 \cdot 10^{-94} \Phi^3$. Чтобы получить электронную концентрацию n_e за время τ при начальной плотности молекул n_0 в результате многофотонной ионизации, должно быть $n_0 W \tau = n_e$. При $n_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \times 0.21 = 5.67 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 20$ нс необходима вероятность $W = 0.88$ 1/с, т. е. $\Phi = 1.1 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует плотности потока энергии $q = \hbar\omega\Phi = 8.2 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$. Так как фотоионизационное поглощение излучения при $\lambda = 0.266$ мкм в чистом воздухе достаточно мало, то, по-видимому, существует возможность создания проводящего канала с помощью такого излучения.

15.3. Фотоионизация молекулярных примесей

Реальный воздух в зависимости от условий содержит определенное количество молекулярных и аэрозольных примесей. Из молекулярных примесей интерес представляют те, концентрация которых не ниже $\alpha_n = 3.7 \cdot 10^{-9}$, а потенциал ионизации меньше O_2 (12.07 эВ). Для приземных слоев атмосферы по существу единственной такой примесью является NO_2 (примеси, содержащие Si, в основном находятся, по-видимому, в аэрозольных пылевых частицах, см. табл. 15.1).

Таблица 15.1. Относительное содержание примесей в атмосфере и их энергия ионизации

Компонент	Потенциал ионизации, эВ	n_i/n (среднее значение)
N ₂	15.58	0.79
O ₂	12.077	0.21
H ₂ O	12.614	$(0.03 - 2) \cdot 10^{-7}$
CO ₂	13.79	$3.2 \cdot 10^{-4}$
Ar	15.76	0.009
O ₃	12.52	$3.7 \cdot 10^{-8}$
NO ₂	9.78	$5 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-8}$
NO	9.264	на $h > 30$ км
N ₂ O	12.89	$1.2 \cdot 10^{-7} - 1.2 \cdot 10^{-6}$
CH ₄	12.98	$10^{-6} - 1.9 \cdot 10^{-6}$
NH ₃	10.15	$8 \cdot 10^{-12} - 8 \cdot 10^{-10}$
CO	14.014	$6 \cdot 10^{-8} - 10^{-6}$
HCl	12.74	—
SO ₂	12.34	10^{-6}
SiO	10.51	—
Si ₂	7.4	—
SiO ₂	11.7	—
Si	8.152	—

В диапазоне длин волн $\lambda = 1027 - 1268 \text{ \AA}$ УФИ не поглощается молекулами N₂ и O₂ и производит фотоионизацию NO₂. Однако это весьма условно, так как для таких сложных молекул, как NO₂, экспериментально хорошо померено лишь сечение фотопоглощения, которое имеет весьма нерегулярный характер в зависимости от $h\nu < 9.78 \text{ эВ}$ и существенно превосходит сечение фотоионизации. Зависимость же сечения фотоионизации от $h\nu$ не имеет ничего общего с аналогичной зависимостью для водорода ($\sim \nu^{-3}$) [Мак-Даниэль, 1967]. Наибольшее значение сечения фотоионизации в указанном диапазоне $\lambda = 1027 - 1268 \text{ \AA}$ равно $\sigma_\nu = 3.7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, а сечение поглощения мало меняется и составляет $\sigma_\Sigma = 1.3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [Мак-Даниэль, 1967]. Для данных величин при концентрации $\text{NO}_2 = 2 \cdot 10^{-8} n$ и $l = 5 \cdot 10^3 \text{ см}$ оптическая толщина $\tau = 3.5 \cdot 10^{-2}$. При этом из условия (15.2) получаем

$$\Phi_\nu = \frac{h\nu n_n}{\chi_\nu \tau_p} = 0.8 \text{ МВт/см}^2,$$

где $h\nu = 10 \text{ эВ}$, $n_n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\chi_\nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ 1/см}$, $\tau_p = 10^{-8} \text{ с}$. Отсюда, в частности, следует, что при дополнительном подогреве фотоэлектронов необходимое значение Φ_ν может снизиться более чем на порядок величины в результате увеличения τ_p .

Таким образом, полученные плотности потока в импульсных лазерах в принципе достижимы даже при небольших энергиях: если энергия $\sim 1 \text{ Дж}$ и длительность импульса $\sim 10 \text{ нс}$, то требуется мощность 100 МВт на длине волны $\lambda = 1100 \text{ \AA}$. Однако время существования необходимой ионизации в допороговом режиме даже при возможном подогреве электронов до $\varepsilon \cong 10 \text{ эВ}$ с помощью, например, специального СВЧ-источника не превышает $\sim 0.2 \text{ мкс}$, а создание импульсов с такой частотой на данной длине волны вряд ли является практически возможным.

15.4. О возможности подогрева фотоэлектронов

Оценим возможность подогрева электронов в условиях допорогового режима. Из уравнения для энергии электронов ε имеем

$$n_e \frac{d\varepsilon}{dt} = Q_w - (\tilde{j}_p n_e n^2 + n_e \nu \Delta) \varepsilon. \quad (15.3)$$

Здесь $Q_w = \langle jE \rangle = \sigma \langle E^2 \rangle = \chi_w \Phi_n$ (Вт/см³), Δ – доля энергии, теряемая электроном при столкновении. Коэффициент поглощения

$$\chi_w = \frac{4\pi e^2 n_e \nu}{mc(\omega^2 + \nu^2)} = 0.106 n_e \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} \text{ см}^{-1}. \quad (15.4)$$

Рассмотрим низкочастотное квазистационарное приближение ($\omega \ll \nu$; $d\varepsilon/dt \approx 0$). Получаем $\chi_w = \chi_0 n_e / n$, где $\chi_0 = 2.35 \cdot 10^7$ 1/см, и после сокращения в (15.3) на n_e приходим к выражению для величины подогревающего потока Φ_n , необходимого в заданной точке канала для поддержания у электронов энергии ε :

$$\Phi_n = n^2 \frac{\varepsilon_0 \sigma_{e0} V_0}{\chi_0} \left[\frac{j_0 n}{\sigma_{e0} V_0} + \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \Delta \right],$$

где $V_0 = 5.46 \cdot 10^7 \sqrt{\varepsilon_0} = 0.86 \cdot 10^7$ см/с, $\sigma_{e0} = 5\pi a_0^2$, $j_0 = \tilde{j}_p(\varepsilon_0) = 3.2 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с, Δ зависит от ε .

Подставляя приведенные величины, находим

$$\Phi_n = 10.7 + 470 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \Delta \text{ Вт/см}^2. \quad (15.5)$$

Значения потока Φ_n с учетом зависимости от Δ от ε приведены в табл. 15.2, из которой видно, что значение Φ_n весьма сильно зависит от энергии электронов ε , необходимой для их поддержания. Отметим, что здесь значение Φ_n минимально, так как в оценках не учитывалось поглощение в канале распространения, которое для $\lambda = 1.3$ см (СВЧ-диапазон), $\omega = \nu = 1.43 \cdot 10^{11}$ 1/с при $n_e = 10^{11}$ см⁻³ соответствует значению $\chi_\omega = 0.037$ 1/см, т. е. весьма значительно. Для ИК-диапазона, например при подогреве СО₂-лазером ($\omega = 1.9 \cdot 10^{14}$ 1/с $\gg \nu$), поглощение невелико и требуются чрезвычайно высокие плотности потоков. Для произвольного значения ω с учетом поглощения по длине канала l получаем для плотности потока на выходе генератора

$$\Phi_{n0} = \Phi_n \exp\left(\frac{\tau}{1 + \omega^2/\nu^2}\right) \left(1 + \frac{\omega^2}{\nu^2}\right),$$

где Φ_n определяется по (15.5), $\tau = 0.106 \frac{n_e l}{\nu} = 379$ – оптическая толщина в высокочастотном приближении, полученная для $\varepsilon = \varepsilon_0$. Минимальное значение Φ_{n0} реализуется в случае $1 + \frac{\omega^2}{\nu^2} = \tau$, т. е. когда $\omega = 2.7 \cdot 10^{12}$ 1/с, что соответствует $\lambda = 0.7$ мм. При этом $\Phi_{n0} \approx 10^3 \Phi_n$, (необходимая мощность) на три порядка выше представленной в табл. 15.2.

Таблица 15.2. Поток Φ_n , необходимый для нагрева электронов до энергии ε

ε , эВ	Δ	Φ_n , Вт/см ²
0.1	$1.7 \cdot 10^{-3}$	17.1
1	$2.16 \cdot 10^{-3}$	268
5	$4.59 \cdot 10^{-2}$	$6.08 \cdot 10^4$
10	$4.59 \cdot 10^{-3}$	$17.2 \cdot 10^4$

Из приведенных оценок также следует, что реализация припороговой или надпороговой энергии ($\varepsilon \geq 10$ эВ) требует весьма высоких плотностей мощности падающего потока ($> 10^6$ Вт/см²). Поэтому поддержать режим слабой ионизации подогревающим лучом практически вряд ли возможно. Отметим, что при рассматриваемых токах $I \sim 50$ мА и напряжениях $U \sim 50$ кВ энерговыделение составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ Вт/см³ и не способно обеспечить какой-либо подогрев электронов.

15.5. Влияние аэрозоля

Вблизи поверхности Земли в воздухе всегда содержатся аэрозольные микрочастицы, с поверхности которых возможен фотоэффект под действием квантов достаточной энергии. Следует заметить, что, так как химический состав аэрозоля и его концентрация могут существенно меняться в зависимости от характера почвы и условий в приземном слое атмосферы, эти обстоятельства делают оценки его возможного влияния на образование проводящего канала весьма неопределенными. Характерная концентрация и размер частиц в приземном слое атмосферы $n_a = 10^2 - 10^3$ см⁻³, $r_a = 0.1 - 1$ мкм, соответственно.

По-видимому, наиболее представленными химическими соединениями в аэрозолях являются вода и соединения кремния (или элементов его группы). Однако известно [Корценштейн и др., 1998; 1999], что даже небольшие концентрации Na и K, которые содержатся в почве, могут существенно усилить ионизационные возможности аэрозольных частиц.

Оценим параметры излучения, необходимые для достижения нужной концентрации электронов за счет ионизации аэрозоля. Предположим, что ионизация идет за счет фотоэффекта с работой выхода ~ 3 эВ, что соответствует длине волны $\lambda = 0.41$ мкм, на которой прозрачность атмосферы достаточно высока ($> 50\%$). Тогда из уравнения (15.2) получим

$$\Phi_v = h\nu \frac{\tilde{J}_p n_e n^2}{\chi_v P} \exp(\chi_\Sigma l), \quad (15.6)$$

где $P \leq 1$ – вероятность фотоэффекта. При наиболее благоприятных условиях $r_a = 1$ мкм, $n_a = 10^3$ см⁻³, $P = 1$, $h\nu = 3$ эВ, $l = 50$ м из (15.5) получаем $\Phi_{v \min} = 10$ кВт/см² для $\tau_p = 1.7 \cdot 10^{-7}$ с, т.е. для разогретых электронов, а при $r_a = 0.1$ мкм, $n_a = 10^2$ см⁻³, $\tau = 10^{-8}$ с получаем $\Phi_{v \min} \cong 1.4 \cdot 10^8$ Вт/см². Таким образом, импульсный УФ-лазер с $W = 1$ Дж, $t_{\min} = 10$ нс и λ в диапазоне 0.3–0.4 мкм способен за счет ионизации аэрозоля создать необходимую концентрацию электронов в аэрозольной плазме (если, конечно, близки к

действительности предположения о механизме фотоэффекта и параметрах аэрозольной примеси).

Таким образом, выполненные исследования показали следующее.

1. В чистом воздухе невозможно путем однофотонной фотоионизации создание протяженного ионизованного канала для передачи электрической энергии. Процесс многофотонной ионизации, по-видимому, способен обеспечить создание достаточно протяженного проводящего канала при вполне достижимых плотностях потока лазерного излучения.

2. Достижение необходимой электронной концентрации (порядка 10^{11} см^{-3}) возможно за счет фотоионизации NO_2 , которая в виде малой примеси существует в воздухе, однако для этого необходимо иметь импульсный источник с плотностью потока не менее $\sim 1 \text{ МВт/см}^2$, работающий на длине волны в диапазоне $\lambda = 1050 - 1260 \text{ \AA}$.

3. Так как в реальной приземной атмосфере всегда существует аэрозоль, то фотоионизация аэрозольных частиц обычным УФ-лазером ($W = 1 \text{ Дж}$, $t_{\text{имп}} = 10 \text{ нс}$ и $\lambda \sim 0.3 - 0.4 \text{ мкм}$), по-видимому, способна обеспечить достижение необходимой концентрации электронов. При этом для решения прикладных задач можно рассматривать вопрос об искусственном создании аэрозольной среды по лучу распространения излучения.

4. Подогрев фотоионизирующих электронов дополнительным СВЧ-источником существенно снижает необходимые уровни потоков фотоионизирующего излучения. Однако сами уровни СВЧ-излучателей должны быть для этого достаточно высоки.

ГЛАВА 16. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА В АТМОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

Ранее были выполнены достаточно подробные теоретические и расчетные исследования возможности формирования токопроводящего канала в приземной атмосфере как с помощью лазерного источника излучения [Ступицкий, 2006; Ступицкий, Кузнецова, 2008], так и с помощью широкополосного ультрафиолетового излучения (УФИ), создаваемого разрядными источниками [Ступицкий, Кузнецова, 2008]. Использование широкополосного УФИ основано на ступенчатом механизме фотоионизации молекул воздуха. Показано, что с помощью мощного искрового разряда с яркостной температурой 1.5–3 эВ можно получить токопроводящий канал с необходимой электронной концентрацией $n_e = 10^8 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при соответствующей оптической системе формирования луча. Сразу отметим, что при таком значении n_e разогревом газа и конвективными процессами в луче можно полностью пренебречь.

Детальные расчеты кинетики показали, что передать фотоионизирующую энергию на расстояния ~50–100 м можно только в режиме коротких импульсов, что, во-первых, было бы достаточно для пропускания необходимого тока, а во-вторых, на большее время происходит экранирование фотоионизирующего излучения образующимся в воздухе озоном. Кроме того, в импульсном режиме, т. е. в режиме «искры», можно добиться достаточно высокой температуры излучения (≥ 2 эВ) [Бобров, 1974].

Важным результатом теоретических исследований [Ступицкий, Кузнецова, 2008] явилось доказательство того, что при использовании широкополосного УФИ можно получить токопроводящий канал достаточно большой протяженности (~100 м), так как в этом случае за счет поглощения излучения электронная концентрация в канале медленно падает с расстоянием (как $1/\sqrt{x}$, где x – расстояние от источника УФИ). Это связано с тем, что широкополосный (планковский) спектр обеспечивает эффективное фотовозбуждение по всей ширине контура сечения фотоперехода электрона из основного состояния в возбужденное. Лазерным излучением в принципе невозможно обеспечить ступенчатый механизм фотоионизации, а для многофотонной фотоионизации пока не имеется ультрафиолетовых лазеров (типа ArF) достаточной энергетики. Существующие же Nd- и Rb-лазеры для этого непригодны, так как требуемые для них плотности потока излучения соответствуют пробойным значениям для воздуха. Таким образом, выполненный в [Ступицкий, 2006; Ступицкий, Кузнецова, 2008] теоретический анализ дал представление об основных параметрах, на которые нужно ориентироваться при разработке экспериментального стенда и диагностических средств по исследованию процессов в проводящем канале.

В настоящее время макет такой экспериментальной установки создан и выполнены предварительные экспериментальные исследования. Основными элементами установки являются импульсный электроразрядный источник УФИ, оптическая система фокусировки излучения и средства диагностики ионизационных характеристик канала. Цель данной работы состоит в том, чтобы на основе выполненных экспериментальных исследований и полученных результатов проанализировать возможные пути повышения эффективности использования УФИ разряда для создания проводящего канала как за счет оптимизации характеристик самого разряда, так и за счет совершенствования оптической системы формирования луча.

16.1. Описание экспериментальной установки

На первом этапе экспериментальных исследований в качестве источника УФИ использовался непрерывный дуговой разряд с коническими электродами и продувкой газа. Эти исследования не дали удовлетворительного результата главным образом из-за недостаточно высокой температуры излучающей плазмы ($T \leq 0.9$ эВ) и неудовлетворительной системы фокусировки излучения, однако они были необходимы, так как позволили сформировать основную элементную базу установки, наметить пути ее совершенствования и дальнейшего хода работ. В частности, было показано, что вариацией формы электродов можно добиться некоторого повышения температуры плазмы в разряде. Эксперимент также показал, что в течение работы разряда (несколько секунд) в зоне луча образуется значительное количество озона. Это полностью согласуется с расчетами [Ступицкий, Кузнецова, 2008], из которых следует, что на $t > 0.03$ с на расстоянии $x \geq 1$ м при планковской температуре излучения $T = 1$ эВ и плотности потока в луче $q \geq 1$ кВт/см² фотоионизирующее излучение будет «заперто» озоном.

Таким образом, выполненные исследования показали, что передать фотоионизирующую энергию на расстояние $l \leq 100$ м можно только в режиме коротких импульсов, когда не успевает образовываться достаточное количество озона. Ясно также, что только в импульсном режиме можно добиться достаточно высокой температуры излучения (≥ 2 эВ) – определяющего параметра в рассматриваемом механизме ионизации воздуха [Ступицкий, Кузнецова, 2008].

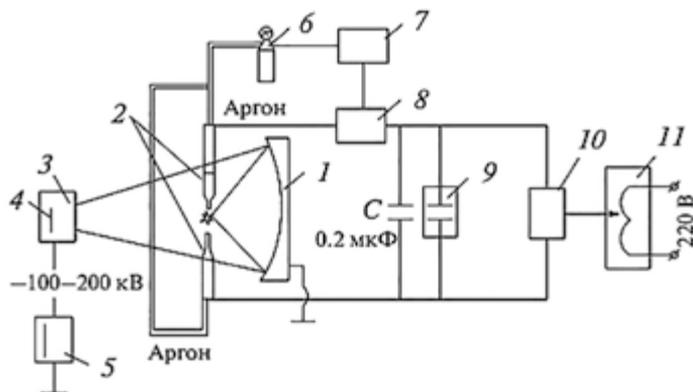


Рисунок 16.1. Схема экспериментальной установки: 1 – эллиптическое зеркало; 2 – электроды; 3 – формирователь канала; 4 – сетчатый электрод; 5 – высоковольтный источник питания; 6 – баллон с аргоном, редуктор и электромагнитный клапан; 7 – пульт дистанционного управления; 8 – осциллятор для инициации дугового разряда; 9 – накопитель электрической энергии; 10 – блок питания; 11 – лабораторный автотрансформатор для задания напряжения накопителя

Для реализации импульсного режима электроэнергетическая часть установки была модернизирована. Ее общая схема показана на рис. 16.1. Для формирования луча было изготовлено специальное алюминиевое зеркало, имеющее форму эллипсоида вращения с фокусными расстояниями 90 мм и 910 мм. Дуговой источник находился около первого фокуса. Фокусировка на мишень осуществлялась изменением положения зеркала относительно дуги. Электроды 2, между которыми происходит дуговой разряд, выполнены следующим образом: катод (вольфрамовый стержень диаметром 2 мм) заключен в керамический капилляр с внутренним диаметром 4 мм, анод (угольный стержень диаметром 8 мм) – в кварцевую трубку. Оба электрода продуваются аргоном из баллона 6 для обеспечения охлаждения, исключения коррозии катода и образования атмосферы для лучшего иницирования и устойчивого горения дуги. Расстояние между электродами задавалось равным 7 мм. Дистанционный пульт 7 позволяет управлять подачей аргона на электроды 2 и производить запуск осциллятора 8. Осциллятор включен последовательно в цепь питания электродов дуги. При его включении создается серия коротких высоковольтных импульсов между электродами 2, которые иницируют дуговой разряд. За время порядка 60 мкс осциллятор отключается из-за короткого замыкания при возникновении дугового разряда и не оказывает влияния на дальнейшее развитие импульса дугового разряда. Конденсатор С предохраняет накопитель электрической энергии 9 от пробоя. Накопитель 9 представляет собой батарею электролитических конденсаторов емкостью $C_n = 0.01 \text{ Ф}$ с максимально возможным напряжением $U = 800 \text{ В}$. Источник питания 10 рассчитан на напряжение до 500 В и ток 1 А. Лабораторный автотрансформатор 11 позволяет регулировать напряжение на накопителе в широких пределах.

16.2. Измерение параметров разряда и оценка температуры плазмы

На первом этапе экспериментальных исследований непосредственного измерения температуры в разряде не производилось. Как известно, наиболее надежным является спектральный метод измерения температуры [Бобров, 1974; Александров и др., 1975], который, однако, требует специальной приборно-диагностической оснащённости экспериментального стенда, что планируется сделать в будущем. В данной работе ограничились приближенной оценкой температуры по основным характеристикам разряда. Были проведены измерения импульса тока дугового разряда с помощью электромагнитного датчика, представляющего собой плоскую катушку с 80 витками медного провода. Датчик установлен на расстоянии 6 см от провода, питающего дуговые электроды. Импульс напряжения с датчика снимался цифровым осциллографом. Результаты измерения напряжения на электродах и ток дуги представлены на рис. 16.2.

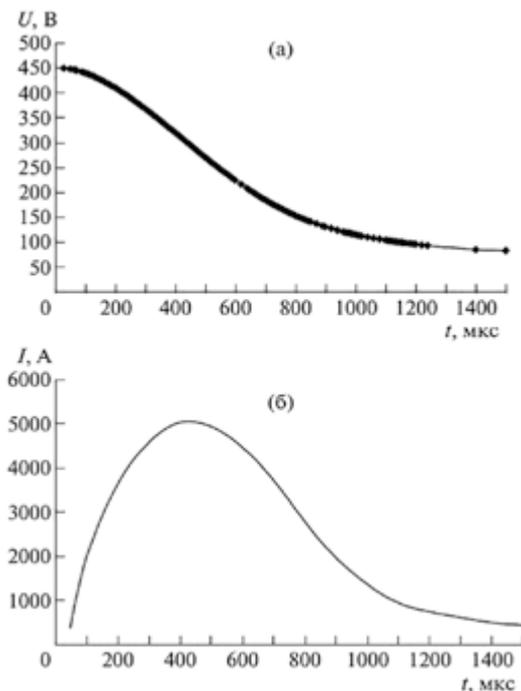


Рисунок 16.2. Импульс напряжения (а) и тока (б) в дуговом импульсном разряде

Как видно из графика, максимальный ток достигает 5 кА. Длительность импульса порядка 1.5 мс. При начальном напряжении на накопителе 440 В при емкости 0.01 Ф энергия, заключенная в накопителе, составляет 968 Дж. Эта энергия выделяется в течение $1.5 \cdot 10^{-3}$ с, тогда средняя мощность дугового разряда в импульсе составит $P = 640$ кВт.

Во временном развитии искрового разряда можно выделить три стадии.

На первой стадии происходит процесс стримерного пробоя разрядного промежутка и образование тонкого ионизированного канала, который прокладывает себе путь по положительно заряженному следу первой мощной лавины со скоростью $\sim 10^8$ см/с и ничтожно малым током ($\sim 10^{-2}$ А) [Лозанский, Фирсов, 1975; Райзер, 1987]. В результате развития вторичных лавин вдоль канала стримера (они инициируются фотоионизацией) степень ионизации стримерного канала резко возрастает, и также быстро возрастает ток. Поэтому на второй стадии быстрое возрастание тока и джоулев разогрев ведут к резкому повышению температуры и давления в токовом канале. Возникает интенсивная ударная волна (УВ), которая также способна ионизировать газ, если она достаточно мощная. Тогда токовый канал некоторое время расширяется вместе с фронтом ударной волны [Драбкина, 1951; Брагинский, 1958]. После ухода УВ плазма еще продолжает несколько расширяться, выходя на квазистационарный режим, когда давление выравнивается и параметры разряда отслеживают изменение и потери энергии в результате теплопроводности и излучения ($10^{-4} - 10^{-3}$ с). При сильноточных разрядах на его параметры также может влиять собственное магнитное поле [Синкевич, Стаханов, 1991; Александров, Рухадзе, 1978]. Если фронт нарастания тока не слишком крут, то именно на третьей стадии достигается максимум свечения искры, причем детали развития первой и второй стадий слабо влияют на развитие этой квазистационарной стадии, параметры которой определяются, как и в дуге, главным образом проходящим током и потерями энергии на теплопроводность и излучение. Поэтому первую стадию стримерной лавины часто в экспериментах вообще исключают из общего процесса развития искры, создавая с помощью какого-либо дополнительного источника начальную ионизацию в разрядном промежутке, как и было сделано в данных экспериментах.

В настоящее время не существует удовлетворительной теоретической модели искрового разряда не только для развития его в целом, но и для каждой стадии в отдельности [Базелян, Райзер, 1997; Шелоболин, 2003]. Это связано, с одной стороны, с отсутствием систематизированных и непротиворечивых экспериментальных данных, а с другой – с трудностью достаточно полного и адекватного эксперименту математического моделирования явления (двухмерность задачи, насыщенность физическими процессами различной природы на разных стадиях, термоэмиссия материала электродов и его подмешивание в плазму, вытекающие отсюда трудности задания граничных условий и др.).

Таким образом, если рассматривать в качестве источника УФ-излучения электрическую искру в газе, то в теоретическом отношении можно говорить лишь о приближенном качественном прогнозе и анализе результатов эксперимента применительно к конкретным условиям. В данном случае поперечные и продольные размеры разряда близки, поэтому использование имеющихся соотношений для оценки параметров протяженного цилиндрического разряда [Александров и др., 1975;

Лозанский, Фирсов, 1975; Райзер, 1987; Драбкина, 1951; Брагинский, 1958; Синкевич, Стаханов, 1991; Александров, Рухадзе, 1978, Базелян, Райзер, 1997] является весьма грубым приближением и, по-видимому, дает оценку «сверху».

Для скорости фронта сильной (автомодельной) цилиндрической ударной волны имеем [Коробейников и др., 1961]

$$D = \frac{1}{2} \left(\frac{\xi_0 E_0(t)}{\rho_0} \right)^{1/4} \frac{1}{t^{1/2}},$$

где $\xi_0 = 0.6$, $\rho_0 = 1.29 \text{ кг/м}^3$, $E_0(t)$ – энергосвыделение на единицу длины искрового канала. Полагая $E_0(t) = Wt$, где $W = P/d \approx 9.1 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}$ – мощность на единицу длины канала, получаем

$$D = 0.413(W/t)^{1/4}, \quad (16.1)$$

где W – в Вт/м, D – в м/с. Отметим, что интегральное уточнение временного распределения выделяемой мощности, предложенное в [Драбкина, 1951], дает близкий коэффициент 0.5 в формуле (16.1). Таким образом, при $t = 10^{-6}$ с, когда $R = (\xi_0 E_0 / \rho_0)^{1/4} t^{1/2} = 2.5 \cdot 10^{-3}$, $D = 1550 \text{ м/с}$ и число Маха $M \approx 5$. При таком числе Маха температура за фронтом ударной волны $\sim 1300 \text{ К}$ [Кузнецов, 1965], поэтому фронт не может быть ионизационно-светящейся границей искрового разряда в данном эксперименте. Отметим, что в работах [Федченко, Бобров, 1971а; 1971б] проведены спектроскопические исследования температурных и плотностных характеристик канала импульсной дуги в воздухе в стержневом разрядном промежутке длиной до 50 см с амплитудой разрядного тока 10–15 кА и временем нарастания тока до максимума 13–22 мкс. Но и в этом случае, когда $D = 2–5 \text{ км/с}$, температура фронта ударной волны недостаточно велика, чтобы он являлся границей ионизационного канала искры.

В условиях рассматриваемого эксперимента из-за предварительной ионизации начальная стадия роста тока растянута по времени, поэтому предварительный нагрев воздуха до температуры ионизации может быть обусловлен только поглощением излучения самого канала и электронной теплопроводностью. Но независимо от конкретного механизма первичного нагрева воздуха до температуры ионизации дальнейший его нагрев осуществляется джоулевой энергией разрядного тока, так как эффективность первичного механизма прогрева быстро падает. Таким образом, за время менее ~ 10 мкс ударная волна уходит из разогретой области разряда, давление выравнивается, и ионизационно-оптические параметры разряда начинают квазистационарно отслеживать изменение плотности тока в разряде, т. е. искровой разряд можно рассматривать как импульсную дугу. При $T_e = 22000 \text{ К}$, $n_i = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $z_i = 2$, $\Lambda = 4.75$, $A = 16$ время электрон-ионного обмена энергией составляет

$$\tau_{ei} = \frac{250 A T_e^{3/2}}{n_i z_i^2 \Lambda} = 10^{-9} \text{ с.}$$

Таким образом, плазму можно считать однотемпературной. При токе $I = 5 \text{ кА}$ и размерах разряда $r = 0.3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $d = 0.7 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ магнитное поле на

его границе $B = \mu_0 I \cos \varphi / 2\pi r = 0.25$ Тл, где $\cos \varphi = 0.76$ – угловой размер разряда. Соответствующее магнитное давление $P_B = B^2 / 2\mu_0 = 2.5 \cdot 10^4$ Па, что в 4 раза меньше атмосферного давления $P_A = 10^5$ Па, поэтому в рамках принятого приближенного анализа его можно не учитывать.

Тогда уравнение энергии имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda_e r \frac{dT}{dr} \right) + \sigma(T) E^2 + Q = 0, \quad (16.2)$$

где $\lambda_e(T)$, $\sigma(T)$ – теплопроводность и электропроводность плазмы; Q – скорость изменения энергии плазмы за счет выхода излучения. При $T = 22000$ К максимуму планковского спектра соответствует длина волны $\lambda = 132$ нм. Длина пробега такого излучения в холодном воздухе $l_0 = 0.87 \cdot 10^{-2}$ см, т. е. в 35 раз меньше размеров разряда, а пробег в плазме при $P = P_A$ и $T = 22000$ К равен 28 см [Кузнецов, 1965]. Иначе говоря, ультрафиолетовое излучение, содержащее основную долю лучистой энергии плазмы, свободно проходит через внутренний объем плазмы и поглощается в тонком слое на границе плазмы с холодным воздухом. Такой послонный разогрев окружающего воздуха излучением и соответствующее распространение энергии аналогичны механизму теплопроводности, поэтому в уравнение (16.2) можно подставить

$$Q = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda_v r \frac{dT}{dr} \right), \quad (16.3)$$

где $\lambda_v = 16\sigma_B I_v T^3 / 3$ – коэффициент лучистой теплопроводности [Зельдович, Райзер, 1966]; $\sigma_B = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана-Больцмана. При $T = 22000$ К $\lambda_v = 280$ Вт/(м·К), а электронная электропроводность $\lambda_e \approx 2$ Вт/(м·К) [Физика и техника..., 1972], т. е. в уравнении (16.2) в суммарный коэффициент теплопроводности $\lambda = \lambda_e + \lambda_v$ основной вклад дает лучистая теплопроводность. Учитывая, что на границе плазмы резко уменьшается температура, а соответственно, и проводимость плазмы $\sigma(T) \sim \exp(-J/kT)$, легко получить оценку для температуры в центре цилиндрического разряда

$$T_m = \sqrt{\frac{JW}{8\pi\lambda k}}, \quad (16.4)$$

где $J = 6.2$ эВ – эффективный потенциал ионизации, определяющий изменение $\sigma(T)$ в области однократной ионизации [Райзер, 1987]; k – постоянная Больцмана. Для $\lambda = 282$ Вт/(м·К), $W = 9.1 \cdot 10^{-7}$ Вт/м получаем $T_m \approx 30400$ К.

Эксперимент показал, что в рассматриваемых условиях близко расположенных электродов форма разряда в квазистационарной стадии существенно отличается от цилиндрической и близка к сфере с радиусом $R \approx d/2$. Учитывая сферичность в выражении для дивергенции теплового потока (16.3), получаем

$$T_k = \sqrt{\frac{JW}{12\pi\lambda k}}. \quad (16.5)$$

Отметим, что уменьшение T_k в $\sqrt{3/2}$ раз непосредственно следует из элементарных соображений: если предположить, что в сферическом и цилиндрическом случае объем образующейся плазмы одинаков, то отношение ограничивающих плазму поверхностей, через которые выходит теплопроводный поток, будет $S_{ш}/S_{ц} = 4\pi R^2 / 2\pi_0 d = \sqrt{2R/d} = \sqrt{3/2}$ при $R = d/2$, т. е. в $\sqrt{3/2}$ раз увеличивается множитель перед λ в формуле (16.4). Таким образом, температура в центральной области разряда в соответствии с (16.5) будет равна $T_k = 24800$ К.

Полученные экспериментальные результаты по временной зависимости $I(t)$ и $U(t)$ (рис. 16.2) позволяют также оценить среднюю по объему температуру разряда и более непосредственно, исходя из проводимости. На рис. 16.3 показано поведение во времени полного сопротивления разряда $R(t) = U(t)/I(t)$ и проводимости $\sigma(t) = d/SR(t)$, где принято $d = 0.7$ см и $S = \pi r^2 = 0.283$ см² ($r = 0.3$ см). Из выполненных выше оценок температуры разряда следует, что плазма однократно ионизована, а зависимость $\sigma(T)$ гораздо более слабая, чем экспоненциальная зависимость в области, где степень ионизации $\alpha = n_e/n$ значительно меньше единицы, что в определенной степени снижает точность данного метода оценки температуры и требует достаточно точного расчета всех параметров.

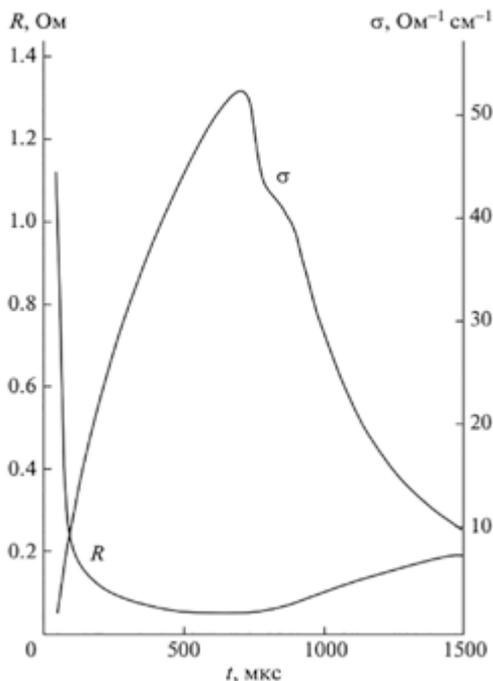


Рисунок 16.3. Изменение во времени сопротивления и средней проводимости плазмы разряда при $P = 1$ атм

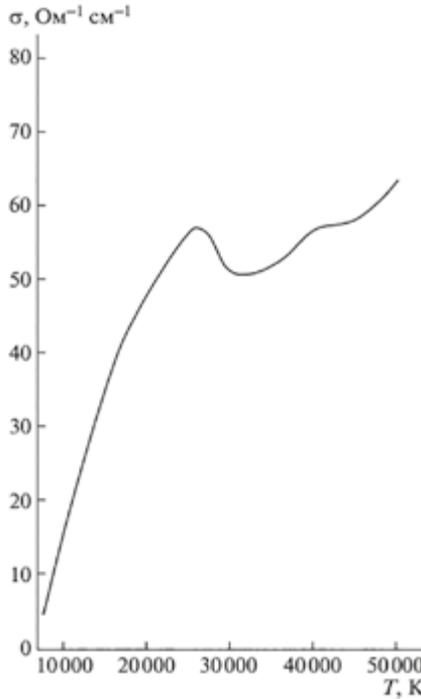


Рисунок 16.4. Зависимость проводимости воздушной плазмы от температуры при $P = 1$ атм

Проводимость плазмы определяется выражением [Райзер, 1987]

$$\sigma(T) = \frac{e^2 n_e}{m(v_{ei} + v_{e0})}, \quad (16.6)$$

где $n_e = \sum_z z n_z$, а для частот столкновений имеем

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \frac{e^4 \Lambda}{\sqrt{m} (kT)^{3/2}} \sum_z z^2 n_z, \quad (16.7)$$

$$v_{e0} = \sigma_{e0} \bar{v}_e n_0, \quad \bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (16.8)$$

Подставляя (16.7) и (16.8) в (16.6), получим

$$\sigma(T) = 0.78 \cdot 10^{-4} \frac{T^{3/2} \sum_z z n_z}{\Lambda \sum_z z^2 n_z} \frac{1}{1 + v_{e0}/v_{ei}},$$

где $\Lambda = 9.43 + 3.45 \lg T - 1.15 \lg n_e$, T — в К, n_e — в см^{-3} .

Расчеты $\sigma(T)$ выполнены для воздуха при постоянном атмосферном давлении $P_A = 1$ атм. Состав плазмы определялся по таблицам работы [Кузнецов, 1965]. При $T > 10000$ К имеем $v_{e0}/v_{ei} < 0.17$, поэтому столкновениями электронов с нейтральными атомами можно пренебречь и полагать $1 + v_{e0}/v_{ei} \approx 1$. На рис. 16.4 показаны результаты расчета $\sigma(T)$, для $T \leq 10000$ К учитывалось отклонение от единицы для величины $1 + v_{e0}/v_{ei}$.

При $T \leq 8000$ К, когда степень ионизации $\alpha \ll 1$, результаты согласуются с расчетами [Физика и техника..., 1972] и экспериментальными данными, приведенными в [Райзер, 1987]. Из сравнения экспериментальной (рис. 16.3) и расчетной (рис. 16.4) кривых для $\sigma(T)$ определялась зависимость температуры плазмы импульсного разряда от времени, а затем по ней рассчитывались $n_e(t)$ и $\alpha(t)$ (рис. 16.5). Полученная, исходя из проводимости плазмы, максимальная температура $T_{\max} = 23000$ К удовлетворительно согласуется с оценкой $T_k = 24800$ К, рассчитанной выше из уравнения энергии.

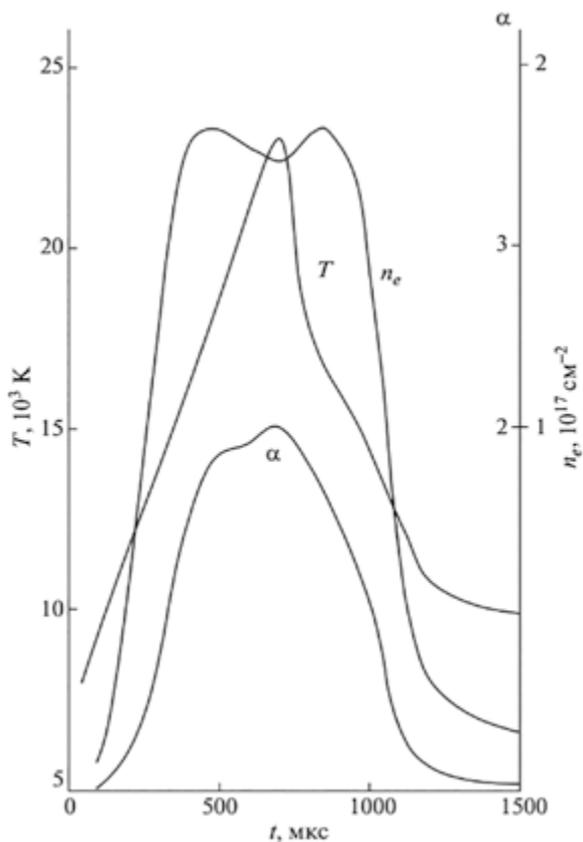


Рисунок 16.5. Изменение во времени температуры, степени ионизации и электронной концентрации в плазме импульсного разряда при $P = 1$ атм

Таким образом, полученный импульсный разряд имеет яркостную температуру плазмы 23000–25000 К вполне достаточную для того, чтобы его можно было использовать в качестве источника ультрафиолетового излучения.

16.3. Измерение электронной концентрации и тока вдоль канала луча

Для измерения электронной концентрации $n_e(x)$ вдоль канала луча, создаваемого импульсным разрядом, использовался двойной зонд, представляющий собой две проводящие пластины, расположенные на определенном расстоянии d друг от друга параллельно лучу. Высоковольтный источник создавал разность потенциалов между пластинами $U_3 = 1-2$ кВ. При прохождении импульса тока между пластинами $I(t)$ соответствующее напряжение $U(t)$ снималось с нагрузочного сопротивления R_H и регистрировалось цифровым импульсным осциллографом с входным сопротивлением R_0 . Таким образом, электронная концентрация $n_e(t)$, создаваемая УФИ в промежутке между пластинами зонда, оценивалась из выражения

$$n_e(t) = \frac{I(t)d}{Se\mu_e U_3},$$

где зондовый ток определяется по импульсу напряжения

$$I(t) = U(t) \frac{R_H + R_0}{R_H R_0}.$$

Площадь пластин зонда $S = 30$ см², расстояние между ними $d = 0.6$ см, напряжение на зонде задавалось равным $U_3 = 1600$ В. Нагрузочное сопротивление варьировалось в зависимости от расстояния между источником излучения и зондом: $R_H = 0.47-2$ МОм при $x = 1-5$ м.

Значение подвижности электронов μ_e должно соответствовать конкретным экспериментальным условиям и в то же время имеющимся данным по сечению расстояния электронов на молекулах воздуха. В пучковых экспериментах и в результате их теоретического анализа [Мак-Даниэль, 1967] получены значения сечения упругого рассеяния электронов на молекулах воздуха $\sigma_{e0}(\varepsilon)$ в достаточно широком диапазоне ε , включая область сильной немонотонности (1-4 эВ) вследствие эффекта Рамзауэра. Исходя из этих результатов, можно рассчитывать зависимость $\mu_e = e/mv_m(\varepsilon)$, где $v_m(\varepsilon) = \sigma_m(\varepsilon)n_0\bar{v}_e$. Так как транспортное сечение $\sigma_m(\varepsilon)$, определяющее передачу импульса и энергии, при энергиях $\varepsilon \sim 1$ эВ не более чем на 10% меньше истинных сечений $\sigma_{e0}(\varepsilon)$, то этим различием можно пренебречь [Райзер, 1987]. В экспериментах по измерению скорости дрейфа электронов в электрическом поле [Браун, 1961] значение μ_e получается непосредственно исходя из определения подвижности электронов $v_d = \mu_e E$, однако энергия электронов при этом остается неизвестной, и это не дает возможности непосредственно сравнить результаты пучковых и дрейфовых экспериментов и сделать вывод об их согласованности. Для определения энергии электронов при заданном E и концентрации частиц необходимо знать ту долю энергии $\Delta(\varepsilon)$, которую электрон передает молекуле воздуха при каждом столкновении. На основе анализа экспериментальных данных в работе [Медведев и др., 1976] предложены аналитические выражения для расчета $v_{e0}(\varepsilon)$ и $\Delta(\varepsilon)$ при

энергиях электрона $\varepsilon < 5-6$ эВ, когда наряду с передачей энергии в упругих столкновениях происходит возбуждение вращений и колебаний молекул:

$$v_{e0}(\varepsilon) = 6 \cdot 10^{-8} n_0 \sqrt{\varepsilon} \left(0.4 + \frac{0.84\varepsilon}{0.5 + \varepsilon} \right), \quad (16.9)$$

$$\Delta(\varepsilon) = \frac{1.7 \cdot 10^{-3} \left[1 + 0.2 \left(\frac{\varepsilon}{0.9} \right)^5 \right]}{1 + 3.7 \cdot 10^{-2} \left[1 + 0.2 \left(\frac{\varepsilon}{0.9} \right)^5 \right]}, \quad (16.10)$$

где ε – в эВ, n_0 – концентрация нейтральных частиц, в см^{-3} . При решении задач о линейном распространении электромагнитных волн в невозмущенной ионосфере обычно для сечения принимают значение $\sigma_{e0} = 4.4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [Гинзбург, 1967]. Из (16.9) при $\varepsilon = 0.025$ эВ получаем $\sigma_{e0}(\varepsilon) = v_{e0}(\varepsilon) / n_0 \bar{v}_e(\varepsilon) = 4.8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, т. е. согласие вполне удовлетворительное. Отметим, что такое значение сечения намного меньше газокинетического $1.05 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ в результате эффекта Рамзауэра.

В условиях рассматриваемого эксперимента между пластинами зонда напряженность поля $E = 2.7 \cdot 10^5$ В/м лишь на порядок меньше пробойного (≈ 3 МВ/м). В таком поле электрон между двумя последовательными столкновениями набирает направленную дрейфовую скорость $v_d = eE / m v_{e0}$ и соответствующую кинетическую энергию $\delta\varepsilon = eE v_d / v_{e0} = e^2 E^2 / m v_{e0}^2$. Потери энергии при столкновении определяются величиной $\Delta(\varepsilon)$, среднее значение которой для атомного газа равно $2m/M$, а для молекулярного воздуха определяются формулой (16.10). Таким образом, уравнение баланса для электронов имеет вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = [\delta\varepsilon - \Delta(\varepsilon)\varepsilon] v_{e0}.$$

Тогда среднее установившееся значение энергии электронов определяется выражением

$$\bar{\varepsilon} = \frac{e^2 E^2}{m v_{e0}^2(\bar{\varepsilon}) \Delta(\bar{\varepsilon})}.$$

Выделяя основную зависимость $v_{e0}(\bar{\varepsilon}) \sim \sqrt{\bar{\varepsilon}}$, окончательное выражение для определения $\bar{\varepsilon}$ можно записать в виде

$$\bar{\varepsilon} = \frac{E}{\sigma_{e0}(\bar{\varepsilon}) n_0} \sqrt{\frac{3\pi}{16\Delta(\bar{\varepsilon})}}. \quad (16.11)$$

Из (16.9) для $\sigma_{e0}(\bar{\varepsilon})$ имеем

$$\sigma_{e0}(\bar{\varepsilon}) = 12.47 \pi a_0^2 \left(0.4 + \frac{0.84\bar{\varepsilon}}{0.5 + \bar{\varepsilon}} \right),$$

где $\pi a_0^2 = 0.88 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Для условий эксперимента $E = 2700$ В/см, $P = 1$ атм, $n_0 = 2.69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, и из (16.11) получаем $\bar{\varepsilon} = 1.25$ эВ. При такой энергии из (16.9) находим $v_{e0}(\bar{\varepsilon}) = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\mu_e = 1.76 \cdot 10^{15} / v_{e0} = 978 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\Delta(\bar{\varepsilon}) = 3.2 \cdot 10^{-3}$. Экспериментальные результаты дрейфовых измерений

при $E/p = 3.5 \text{ В}/(\text{см}\cdot\text{Торр})$ дают $v_d \approx 2.7 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{с}$. Соответственно, $\mu_e = v_d / E = 980 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Столь хорошее согласие свидетельствует о приемлемой точности аппроксимаций (16.9), (16.10) и вполне удовлетворительной точности выражения (16.11). Таким образом, между электродами зонда средняя энергия электронов $\bar{\varepsilon} \approx 1.25 \text{ эВ}$, а их подвижность, соответствующая данной энергии, $\mu_e = 980 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Выполненный анализ также показал, что при решении целого ряда геофизических задач, связанных с воздействием на воздух, особенно в условиях разреженной верхней атмосферы, пучков электронов, жесткого излучения или в результате ее разогрева мощным потоком радиоволн, энергетический спектр электронов может продолжительное время быть существенно неравновесным, а средняя энергия электронов – значительно превышать среднюю энергию окружающих частиц. Это существенно отразится на параметрах, определяющих распространение радиоволн через такую среду.

На рис. 16.6 приведены результаты измерения концентрации электронов в канале на расстояниях до 6 м в зависимости от времени. Максимальная концентрация $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ соответствует расстоянию 1 м. С увеличением расстояния n_e падает.

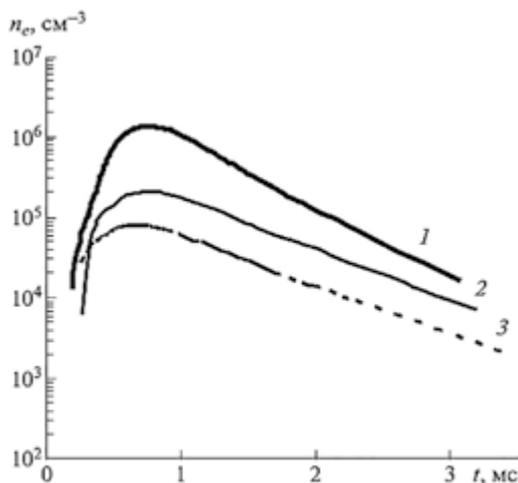


Рисунок 16.6. Зависимость концентрации электронов от времени при различных расстояниях от зеркала: 1 – 1 м; 2 – 2 м; 3 – 3 м

На рис. 16.7 представлены полученные результаты по снижению концентрации с расстоянием с поправкой на квадратичное ослабление плотности потока излучения (для канала без расширения), связанной с конечным размером источника и законами линейной оптики.

Спад концентрации электронов с расстоянием хорошо описывается зависимостью $1/\sqrt{x}$, которая соответствует расчетам работы [Ступицкий, Кузнецова, 2008]. Это свидетельствует о том, что принятые в расчетной модели механизмы взаимодействия широкополосного УФ-излучения с газами,

входящими в состав воздуха, образования и рекомбинации ионов и электронов в целом верны. Довольно медленный спад позволяет надеяться на достижение протяженных проводящих каналов, созданных широкополосным УФИ. Экстраполируя полученную зависимость на 100 м, получим концентрацию электронов порядка $1.3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ для условий, создаваемых данным макетом.

Проведены измерения импульса тока в канале на расстояниях 0.4 м и 1 м от высоковольтного катода (1.2 и 1.8 м от зеркала) по схеме с холодным катодом. Высокое напряжение на катоде задавалось равным 100 кВ на расстоянии 0.4 м и 120 кВ на 1 м. Результаты представлены на рис. 16.8. Максимальные токи на 0.4 м и 1 м составляют 1 мкА и 0.6 мкА, соответственно. Измерения тока в канале на расстоянии до 2 м дали намного меньшие значения по сравнению с ожидаемыми из расчета, несмотря на то что яркостная температура импульсного разряда была достаточно высока ($\sim 23000 \text{ К}$). Ясно, что низкие ионизационные и токовые параметры обусловлены оптической системой формирования луча.

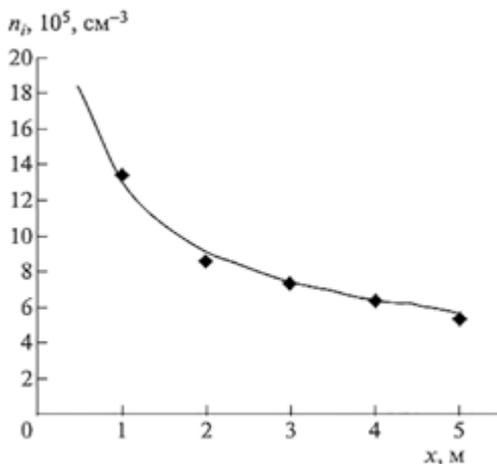


Рисунок 16.7. Спад концентрации ионов с расстоянием при учете квадратичного ослабления плотности потока УФИ: точки – эксперимент, кривая – зависимость $x^{-1/2}$

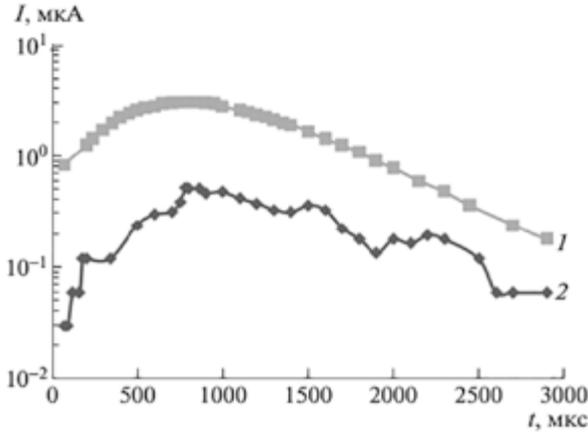


Рисунок 16.8. Импульс тока в канале на расстоянии 0.4 м (1) и 1 м (2) от разряда

16.4. Анализ возможностей оптической системы формирования луча

В рассматриваемом эксперименте возможность фокусировки энергии излучения разряда определяется главным образом размерами самого источника и зеркалом: его фокусирующей и отражающей способностью и размерами. Так как использовалось эллиптическое зеркало с существенно различными фокусными расстояниями, то для простоты анализа можно взять его предельный случай – параболическое зеркало, также не обладающее сферической абберацией, характерной для любых сферических поверхностей [Сивухин, 1980]. Выполненные в [Ступицкий, Кузнецова, 2008] расчеты электронной концентрации в луче представлены в виде графических зависимостей $n_e = n_e(\delta, T, x)$, где T – яркостная температура источника, x – расстояние от него вдоль луча, $\delta = q / \sigma_b T^4$ – отношение плотности энергии в рассматриваемой точке луча к плотности энергии, выходящей с поверхности источника. Для приближенного анализа можно использовать аппроксимацию, хотя и грубую, но качественно передающую зависимость от основных параметров:

$$n_e = A \frac{\delta e^{-4.5/T}}{\sqrt{x}}, \quad (16.11)$$

где n_e – см^{-3} , $A = 10^{14} \text{ 1/см}^{-5/2}$. Таким образом, в первом приближении $n_e \sim q$. Предположим, что центр источника расположен в фокусе параболического зеркала с фокусным расстоянием f , излучаемая мощность источника P , а коэффициент отражения излучения от зеркала r (в эту величину можно включить и другие потери, связанные, например, с затенением разряда и др.). Так как любое практическое устройство подразумевает определенное ограничение на диаметр зеркала D_m , то с этим связано и ограничение на угловую апертуру Ω , определяющую долю энергии, попадающей в луч. Легко показать, что при заданных f и D_m

$$\Omega = 2\pi \left[1 - \frac{16f^2 - D_m^2}{16f^2 + D_m^2} \right].$$

При $4f \geq D_m$ получим

$$\Omega = 2\pi \frac{4\pi D_m^2}{16f^2 + D_m^2}.$$

Для плотности энергии находим $q = P_v \Omega r / 4\pi S$, где $S(x)$ – площадь поперечного сечения луча на расстоянии x от источника, P_v – мощность излучения плазмы. Учитывая, что угловая расходимость луча, обусловленная конечным диаметром источника d , приближенно равна d/f , получаем

$$S = \pi \left[\frac{D_m}{2} + x \operatorname{tg} \frac{d}{2f} \right]^2 \approx \frac{\pi}{4} \left[D_m + \frac{xd}{f} \right]^2,$$

так как $d \ll f$. Соответственно, для плотности энергии имеем

$$q = \frac{4P_v r}{\pi D_m^2} \frac{a^2 t^2}{(1 + at)^2 (1 + 16t^2)},$$

где $a = \frac{D_m^2}{xd}$, $t = \frac{f}{D_m}$. Величина q имеет максимум при $t = t_m = \frac{1}{\sqrt[3]{16a}}$. Его значение составляет

$$q_m = \frac{4P_v r}{\pi D_m^2 \left[1 + \left(\frac{4}{a} \right)^{2/3} \right]^3} = \frac{4P_v r D_m^2}{\pi \left[D_m^{4/3} + (4xd)^{2/3} \right]^3}.$$

В полученном выражении величина P_v зависит от размеров источника. В случае оптически тонкого источника $P_v \sim d^3$, в случае оптически толстого источника $P_v \sim d^2$. Полагая источник оптически толстым, получаем $P_v = \sigma_b T^4 \pi d^2$. Тогда

$$\delta = \frac{q_m}{\sigma_b T^4} = \frac{4r(dD_m)^2}{\left[D_m^{4/3} + (4xd)^{2/3} \right]^3}. \quad (16.13)$$

Отсюда следует, что с ростом d величина δ возрастет, т. е. возрастет плотность лучистой энергии в канале. Однако этот рост имеет значение лишь при $4xd < D_m^2$, т. е. при $x < x_m = D_m^2/4d$. При $x \gg x_m$ зависимость от d становится несущественной. Имеет место немонотонная зависимость δ от D_m : при $x < x_m$ с ростом D_m величина δ уменьшается, а при $x > x_m$ увеличивается. Это объясняется тем, что на малых расстояниях увеличение поперечного сечения луча обусловлено диаметром зеркала, а на больших – расходимостью луча. При $D_m = 30$ см, $d = 0.7$ см получим $x_m = 3.2$ м.

В эксперименте при $x = 100$ см имеем $n_e \approx 2 \cdot 10^6$ см⁻³. Полагая $T = 2$ эВ, получаем из (16.12) $\delta = 2 \cdot 10^{-6}$ и из (16.13) $r \approx 3 \cdot 10^{-3}$, т. е. очень малый коэффициент отражения в УФ-диапазоне спектра, что в целом согласуется с имеющимися данными о резком падении коэффициента отражения у большинства металлов при $\lambda < 300 - 400$ нм [Эберт, 1963]. Для Al такой спад выражен менее резко, поэтому полученное значение r , по-видимому, связано с недостаточной чистотой поверхности зеркала.

Таким образом, в данной главе выполнены предварительные экспериментальные исследования фотоионизации воздуха направленным потоком ультрафиолетового излучения, создаваемого компактным импульсным разрядом. Оценена температура плазмы в разряде по его основным характеристикам, и измерены электронная концентрация и ток в проводящем канале. Показано, что для достижения необходимых уровней электронной концентрации и тока в канале требуется существенное совершенствование оптической системы фокусировки излучения.

Полученные в работе экспериментальные результаты и их анализ показали, что с помощью импульсного разряда возможно создание источника импульсного УФ-излучения с яркостной температурой (~ 2 эВ), достаточной для реализации ступенчатого механизма фотоионизации молекул воздуха на большом расстоянии от источника в силу медленного спада интенсивности с расстоянием за счет поглощения.

Показано, что главным условием для создания необходимой плотности потока УФ-излучения в канале является разработка зеркала с высокой отражающей способностью в УФ (~ 200 нм) диапазон спектра.

ГЛАВА 17. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТОКОПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ТЕПЛОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Исследование возможностей создания в приземной атмосфере узкого (радиусом порядка нескольких сантиметров), но достаточно протяженного (более 50 м) проводящего канала является важной задачей атмосферной электрофизики и имеет большое прикладное значение. С этим вопросом непосредственно связана перспектива решения проблемы воздействия и управления электрическими процессами в грозовых облаках путем создания ионизированного канала, инициирующего молниевый разряд с грозового облака на землю [Качурин, 1990; Базелян, Райзер, 2000]. В прикладном отношении решение вопроса о создании в приземной атмосфере проводящего канала длиной 50–100 м для пропускания через него импульса тока может служить определяющим звеном по некоторым аспектам общей проблемы электромагнитной совместимости и воздействия на электронные и биообъекты.

Вопрос создания и использования ионизированных воздушных каналов исследуется давно [Ferris, 1936; Koopman, Wilkerson, 1971]. Естественно, что лазерный источник излучения, обладающий высокой плотностью энергии и малой расходимостью луча, как ионизирующее средство должен быть рассмотрен в первую очередь. В первых патентах США [Vaill. US Patent...; Ball. US Patent...] и в работе [Koopman, Saum, 1973] по этому вопросу, по существу, сформирована лишь сама идея использования лазеров для создания протяженного токопроводящего канала, однако и в последующих работах [Merr. US Patent; Herr. US Patent, 1999] не дано достаточно убедительных доказательств возможности его создания такими средствами.

В работе [Ступицкий, 2006] оценена минимальная электронная концентрация, которую необходимо создать в протяженном воздушном канале для пропускания импульса тока (длительностью 3–5 мс, амплитудой 25–50 мА), и проанализированы основные возможности, связанные с использованием лазеров различных длин волн и мощностей. В частности, показано, что молекулярные и аэрозольные примеси, которые всегда содержатся в приземных слоях атмосферы, по-видимому, могут обеспечить необходимый уровень электронной концентрации в результате их фотоионизации лазерным излучением. Однако такая возможность определяется прежде всего концентрацией примесей, которая может существенно меняться в приземной атмосфере.

В данной главе выполнен дополнительный анализ возможности многофотонного механизма ионизации молекул кислорода лазерным излучением, который очень кратко дан в [Ступицкий, 2006], и проведены детальные исследования возможностей широкополосных ультрафиолетовых излучателей разрядного типа. Хотя плотность мощности лучистой энергии q (Вт/см²), которую можно получить

с помощью разрядных источников, обычно намного ниже получаемых с помощью лазера, значительно большая или даже неограниченная длительность действия разрядного источника и его широкий спектр открывают новые возможности в механизме фотоионизации молекул воздуха. Это прежде всего механизм ступенчатой фотоионизации через промежуточные электронно-возбужденные состояния молекул N_2 и O_2 . Монохроматическое лазерное излучение не может дать значительного вклада в этот механизм из-за резонансной зависимости сечения фотовозбуждения от частоты. Вместе с тем широкополосный разрядный источник из-за сравнительно низкой плотности мощности q не может дать сколь-нибудь заметного вклада в механизм многофотонной фотоионизации, что, в принципе, доступно для лазера.

Таким образом, для решения вопроса о возможности создания в приземной атмосфере токопроводящего канала необходимой длины и длительности нужно, с одной стороны, проанализировать теоретически и численно широкий круг вопросов, связанных с физическими механизмами ионизации молекул воздуха, а с другой стороны, дать практические рекомендации и значения необходимых параметров установки, которая для этого может быть создана.

17.1. Анализ механизма многофотонной ионизации лазерным излучением

На основе анализа изменения сечения столкновений электронов с молекулами воздуха в подпороговой области энергий в работе [Ступицкий, 2006] приведено выражение для минимальной концентрации электронов, которую необходимо создать в канале для пропускания тока заданной амплитуды J :

$$n_{em} = \frac{JLn}{\sigma_0 S U} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}, \quad (17.1)$$

где ε – средняя энергия электронов; $\varepsilon_0 = 0.025$ эВ; $\sigma_0 = 5.4 \cdot 10^4$ См/см; $n = 2.7 \cdot 10^{19}$ см⁻³; $L = 50-100$ м – требуемая длина канала; S – площадь сечения канала; U – разность потенциалов на длине канала.

При проведении эксперимента возможна вариация параметров I , U , S . Оценка минимального необходимого тока составляет 20 мА [Merr. US Patent; Herr. US Patent, 1999], за ориентировочный диапазон его изменения можно принять 20–50 мА. Напряжение, которое можно создать без серьезных технических трудностей, по-видимому, не должно превышать 50–100 кВ. Более неопределенным является значение поперечного сечения луча. Для лазерного источника, для которого расходимость луча очень мала, можно рассматривать радиус луча от долей до нескольких сантиметров. Для широкополосных дуговых источников возможность фокусирования и коллимирования луча определяется оптической системой и размерами источника. С одной стороны, луч должен обладать определенной целевой избирательностью и его диаметр, по-видимому, не должен превосходить размер ~ 10 см, а на оптической системе не должно

быть слишком больших потерь энергии в ультрафиолетовом диапазоне спектра. С другой стороны, диаметр луча не должен быть слишком малым с тем, чтобы сопротивление канала не превышало допустимую норму для пропускания тока необходимой амплитуды. Имея в виду указанный разброс параметров системы, из (17.1) получаем диапазон необходимой минимальной электронной концентрации в канале $n_{em} = 2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (нижнее значение концентрации соответствует диаметру луча 40 см).

Непосредственная ионизация молекул излучением может происходить в результате туннельного эффекта и многофотонной фотоионизации. В пределах малых частот и сильных полей, когда за время пролета электрона через потенциальный барьер τ_i поле мало меняется, т. е. $\omega\tau_i \ll 1$, реализуется туннельный эффект, вероятность которого не зависит от частоты. Так как $\tau_i = \sqrt{2m}/eE$, а $E \text{ (В/см)} = 19\sqrt{q} \text{ (Вт/см}^2\text{)}$, то для не слишком высоких плотностей потока лазерного излучения $q \leq 10^{12} \text{ Вт/см}^2$, которые, как известно, достигаются в режиме «гигантского импульса» длительностью 10–30 нс, а именно они и рассматриваются в данной работе, выполняется условие многофотонного фотоэффекта $\omega\tau_i \gg 1$ для всех наиболее широкоиспользуемых лазерных источников (Nd, Rb, ArF и других эксимеров). Вероятность многофотонного фотоэффекта определяется выражением [Келдыш, 1964]

$$W(c^{-1}) = \omega n_{\omega}^{3/2} \left(\frac{2.72\pi e^2 \hbar \Phi}{mc\omega I} \right)^n,$$

где n_{ω} – число квантов, равное целой части величины $(I/\hbar\omega)+1$, I – энергия ионизации; Φ – плотность потока квантов, $1/(\text{см}^2\text{с})$ частоты ω . Так как $I(\text{O}_2) = 12.07 \text{ эВ} < I(\text{N}_2) = 15.6 \text{ эВ}$, то с учетом резкой зависимости W от n_{ω} необходимо прежде всего оценить многофотонный эффект на молекулах кислорода.

Так как самую начальную стадию фотоионизации можно приближенно описать уравнением $\frac{dn_e}{dt} = Wn(\text{O}_2) - \frac{n_e}{\tau_p}$, где $\tau_p = 10^{-8} \text{ с}$ – время прилипания

электронов к молекуле O_2 , то получаем $n_e(t) = n(\text{O}_2)W\tau_p \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right]$.

Радиус апертуры лазерного луча обычно не более нескольких сантиметров. При $S = 25 \text{ см}^2$ ($R = 2.8 \text{ см}$), $L = 50 \text{ м}$, $U = 50 \text{ кВ}$, $I = 50 \text{ мА}$, $\varepsilon = \varepsilon_0$ из (17.1) получаем $n_{em} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Для достижения такого значения $n_{em} = n(\text{O}_2)W\tau_p$ необходимо иметь $W_m = 1.79 \text{ с}^{-1}$. Исходя из этого, оценены плотности потока квантов Φ и энергии излучения $q = \hbar\omega\Phi$, которые могут обеспечить необходимый уровень ионизации воздуха n_{em} на частотах, соответствующих различным лазерным гармоникам. Результаты оценок приведены в табл. 17.1.

Таблица 17.1. Уровни q , необходимые для многофотонной ионизации

Лазер	Гармоники	λ , мкм	$h\nu$, эВ	n	ω , с ⁻¹	Φ , (см ² с) ⁻¹	q , Вт/см ²	q^* , Вт/см ²
Nd	1	1.06	1.16	11	$1.8 \cdot 10^{15}$	$1.4 \cdot 10^{31}$	$2.6 \cdot 10^{12}$	$7.0 \cdot 10^{10}$ $\sim 10^{11}$
	2	0.53	2.32	6	$3.5 \cdot 10^{15}$	$1.6 \cdot 10^{30}$	$5.9 \cdot 10^{11}$	
	3	0.35	3.48	4	$5.3 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{29}$	$6.0 \cdot 10^{10}$	
	4	0.27	4.64	3	$7.0 \cdot 10^{15}$	$6.5 \cdot 10^{27}$	$4.8 \cdot 10^9$	
Rb	1	0.69	1.78	7	$2.7 \cdot 10^{15}$	$3.1 \cdot 10^{30}$	$8.7 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{11}$ $\sim 4.0 \cdot 10^{10}$
	2	0.35	3.56	4	$5.4 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{29}$	$6.2 \cdot 10^{10}$	
	3	0.23	5.34	3	$8.1 \cdot 10^{15}$	$7.2 \cdot 10^{27}$	$6.1 \cdot 10^9$	
	4	0.17	7.12	2	$1.1 \cdot 10^{16}$	$2.1 \cdot 10^{25}$	$2.4 \cdot 10^7$	
ArF	1	0.193	6.42	2	$9.8 \cdot 10^{15}$	$2.0 \cdot 10^{25}$	$2.1 \cdot 10^7$	$\sim 10^8 - 10^9$

Генерация кратных ω гармоник ($2\omega, 3\omega$ и т. д.) происходит в результате нелинейного взаимодействия мощного лазерного излучения с жидкостью или кристаллом, при этом в кратные гармоники переходит лишь сравнительно небольшая доля энергии: для 2ω – не более 20–30%, при более высоких плотностях эта доля меньше. Поэтому использование гармоник выше второго порядка для Nd- и Rb-лазеров в инженерных устройствах, по-видимому, трудно реализуемо.

В последней колонке табл. 17.1 приведены ориентировочные значения плотностей потока энергии, при которых в воздухе атмосферного давления происходит пробой. При таком давлении главным механизмом развития пробоя является электронная лавина, а многофотонная ионизация обеспечивает появление первых затравочных электронов, необходимых для начала лавины [Райзер, 1974]. Пороговые значения q^* существенно зависят от рода газа, его давления и частоты поля, а также от условий эксперимента: размеров области фокусировки излучения, длительности импульса, количества аэрозольной примеси. Эксперимент показывает, что зависимость $q^*(\omega)$ немонотонная и для различных газов при $\omega \approx (2-4) \cdot 10^{15}$ с⁻¹ имеет максимум. При меньших частотах $q^* \sim \omega^2$, при больших – $q^* \sim \omega^{-2.2}$. Исходя из этого, можно грубо оценить q^* для гармоник Nd- и Rb-лазеров. Оценки, приведенные в табл. 17.1, показывают, что требуемые для создания $n_{em} \approx 10^{11}$ см⁻³ плотности потока энергии q сравнимы или даже превышают пороговые значения q^* для Nd- и Rb-лазеров. Развитие пробоя сразу приведет к образованию вдоль канала неоднородной (четочной) структуры, состоящей из прерывающихся высокоионизированных областей [Парфенов и др., 1976]. Хотя такой канал может быть достаточно протяженным (~ 50 м), он не отвечает предъявленным требованиям по образованию и поддержанию достаточно продолжительное время (> 5 мс) ионизации воздуха на уровне $n_{em} \sim 10^8 - 10^{11}$ см⁻³ в луче длиной ~ 100 м без существенного изменения кинетического режима, т. е. без перехода в электронную лавину и пробой.

Для ультрафиолетового эксимерного лазера ArF для достижения $n_{em} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в результате двухфотонной ионизации требуется гораздо меньшая плотность потока энергии ($\sim 2 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$), которая, по-видимому, ниже порога пробоя, если не учитывать возможное снижение q^* за счет примесей, всегда присутствующих в приземной атмосфере. Но импульсный эксимерный ArF-лазер имеет длительность импульса $\sim 20 \text{ нс}$, поэтому для поддержания в канале необходимого n_{em} в течение 5–10 мс требуется повторение импульсов с определенной достаточно высокой частотой, так как характерное время спада $n_e(t)$ в результате прилипания электронов $\sim 10^{-8} \text{ с}$. Как показано в [Ступицкий, 2006], для реализации режима подогрева электронов и увеличения времени их жизни также требуются весьма высокие уровни мощности. Таким образом, хотя существует принципиальная возможность создания достаточно протяженного «допорогового» токопроводящего канала с помощью ArF-лазера (характерная оптическая толщина атмосферы для $\lambda = 0.193 \text{ мкс}$ порядка 100 м), практическая реализация такого устройства, по-видимому, весьма проблематична.

17.2. Исследование возможности создания токопроводящего канала с помощью широкополосных тепловых излучателей

К широкополосным тепловым излучателям относятся дуговые разряды. Частотный и мощностной спектр таких источников многообразен и существенно зависит от рода вещества, в котором генерируется разряд. В частности, небольшие добавки тяжелых элементов могут приводить в резкому росту высвета в определенном спектральном диапазоне. Имея в виду прежде всего исследование принципиальной возможности использования таких источников для создания протяженного токопроводящего канала в приземной атмосфере, зададимся планковской функцией распределения энергии в спектре теплового источника излучения.

Для монохроматического излучения ступенчатая ионизация – фотовозбуждение и последующая фотоионизация молекул N_2 и O_2 – не может дать заметного вклада в образование электронной концентрации. Это обусловлено очень резкой, резонансной зависимостью сечения фотовозбуждения от частоты. Поэтому широкополосный источник здесь может иметь существенное предпочтение перед лазером. В данном разделе подробно проанализирован ступенчатый механизм фотоионизации молекул воздуха широкополосным высокотемпературным излучателем с планковским спектром.

Структура электронных состояний молекул N_2 и O_2 существенно различна. У молекулы N_2 самое нижнее электронно-возбужденное состояние $A^3\Sigma_u^+$ имеет весьма высокую энергию $\varepsilon_2 = 6.22 \text{ эВ}$; у молекулы O_2 три нижних метастабильных состояния имеют значительно меньшую энергию. Если несколько уровней расположены очень близко, например

в синглетной системе N_2 уровни $a^1\Sigma_u^-$, $\alpha^1\Pi_g$, $\omega^1\Pi_u$, то их в расчетах можно рассматривать как один, причем в результате быстрого столкновительного и излучательного «перемешивания» населенностей этих близких состояний время жизни такого объединенного состояния, естественно, будет определяться одним из уровней в этом состоянии, время жизни которого минимально.

Заселенности метастабильных состояний существенно зависят от скорости столкновительной дезактивации. Так как в рассматриваемой системе степень ионизации очень мала ($n_e/n \sim 10^{-9}$), то столкновительная дезактивация электронно-возбужденных состояний полностью определяется столкновениями с молекулами N_2 и O_2 . К сожалению, константы скоростей этих процессов известны плохо. Некоторые значения, полученные при исследовании ионосферы, взяты из работ [Мак-Ивен, Филлипс, 1978; Омхольт, 1974]. В случае одинаковых молекул передача возбуждения не меняет концентрацию возбужденных частиц, а вероятность истинной дезактивации можно грубо оценить из классических соображений. Если предположить, что вся энергия возбуждения в итоге должна перейти в кинетическую энергию дезактивирующей частицы, а при каждом столкновении переходит лишь малая доля $(m_e/m)\varepsilon$, то ясно, что для передачи всей энергии возбуждения ε необходимо $N = m/m_e = 5.3 \cdot 10^4$ столкновений. Так как средний диаметр молекул воздуха $\approx 3.6 \cdot 10^{-8}$ см и, соответственно, газокинетическое сечение $\sigma = 10^{-15}$ см², то при средней скорости $\bar{v} = 4.67 \cdot 10^4$ см/с соответствующее значение константы скорости $\sigma\bar{v} = 4.67 \cdot 10^{-11}$ см³/с. Если учесть, что для дезактивации необходимо N столкновений, то для константы скорости дезактивации получаем $j_g = \sigma\bar{v}/N \approx 10^{-15}$ см³/с. Это значение, по-видимому, близко к оценке снизу. Следует отметить, что по дезактивации метастабилей существуют хотя бы приближенные экспериментальные данные. Для разрешенных переходов такие данные практически отсутствуют, однако даже в плотной приземной атмосфере их неопределенность не играет существенной роли из-за спонтанных переходов. В табл. 17.2 приведены используемые в расчетах константы. Звездочкой помечены величины, экспериментальные значения которых неизвестны, метастабильные уровни отмечены буквой (м); \tilde{j} – минимальная оценка, для которой также проводились расчеты; величины \tilde{A}_{ki} определены ниже. Однако сразу отметим, что уменьшение констант скоростей дезактивации уровней $O_2(B^3\Sigma_u^-)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(\omega^1\Pi_u)$ до 10^{-15} см³/с лишь на 25% повысило электронную концентрацию вблизи источника и на 15% – вдали от него.

Таблица 17.2. Характеристики электронных состояний молекул

К	Терм	$n_{эф}$	$\varepsilon_k, \text{эВ}$	$A_{k1}, \text{с}^{-1}$	$\tilde{A}_{k1}, \text{с}^{-1}$	$j_{gk}, \text{см}^3/\text{с}$	$\tilde{j}_{gk}, \text{см}^3/\text{с}$
$\text{O}_2, I = 12.077 \text{ эВ}$							
1	$X^3\Sigma_g^-$	1.061	0	–	–	–	–
2	$a^1\Delta_g^{(M)}$	1.11	0.98	$3.7 \cdot 10^{-4}$	$3.7 \cdot 10^{-4}$	$4.2 \cdot 10^{-19}$	$4.2 \cdot 10^{-19}$
3	$b^1\Sigma_g^{+(M)}$	1.14	1.634	0.082	0.082	$1.2 \cdot 10^{-15}$	$1.2 \cdot 10^{-15}$
4	$A^3\Sigma_u^+$	1.32	4.31	$5.0 \cdot 10^4$	5.6	10^{-15}	10^{-15}
5	$B^3\Sigma_u^-$	1.42	6.11	$7.0 \cdot 10^7$	$6.7 \cdot 10^3$	$3.0 \cdot 10^{-12*}$	10^{-15}
$\text{N}_2, I = 15.580 \text{ эВ}$							
1	$X^1\Sigma_g^+$	0.93	0	–	–	–	–
2	$A^3\Sigma_u^{+(M)}$	1.20	6.22	0.526	0.56	$2 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-14}$
3	$B^3\Pi_g$	1.29	7.39	$1.5 \cdot 10^5$	13	10^{-12*}	10^{-15}
4	$\omega^1\Pi_u$	1.43	8.94	$5.9 \cdot 10^3$	0.46	10^{-12*}	10^{-15}

Примечание. Значения A_{k1} и \tilde{A}_{k1} , j_{gk} и \tilde{j}_{gk} , по существу, соответствуют максимально и минимально возможным значениям.

Электронная структура уровней и соответствующие вероятности спонтанных переходов взяты из работ [Lofthus, Krupenic, 1977; Krupenic, 1972]. Эффективное квантовое число $n_{эф} = \sqrt{I_H / I_k}$, где $I_H = 13.6 \text{ эВ}$, I_k – энергия ионизации k -го уровня, используется для оценки сечений фотоионизации электронно-возбужденных состояний молекул N_2 и O_2 (по аналогии с методом Берджеса-Ситона [Собельман, 1963]).

17.3. Скорости фотопроцессов и их зависимость от расстояния до источника

В ступенчатой фотоионизации участвуют два процесса: фотовозбуждение электрона в дискретное состояние и фотоионизация из этого дискретного состояния в непрерывный спектр. При этом возможен также спонтанный переход из дискретного состояния в основное или более низколежащее, который характеризуется вероятностью A_{k1} , а также столкновительная дезактивация при столкновении с другими частицами: N_2 и O_2 (так как $n_e \ll n$).

Если возбужденное состояние метастабильно, то скорость его фотовозбуждения определяется только направленным потоком излучения от источника. Если же переход из возбужденного состояния в основное является разрешенным (резонансным, как, например, из состояний $\text{N}_2(B^3\Pi_g)$, $\text{O}_2(B^3\Sigma_u^-)$, то кроме непосредственного излучения от источника необходимо учитывать диффузию резонансного излучения в рассматриваемом объеме, которая описывается интегро-дифференциальным уравнением. Для данной задачи вполне приемлем приближенный учет переизлучения методом Бибермана-Холстейна [Биберман, 1947], когда замедление высвечивания учитывается

коэффициентом Θ_{k1} , меньшим единицы, так что реальная вероятность спонтанных переходов $\tilde{A}_{k1} = A_{k1}\Theta_{k1}$. В случае лоренцева контура линии имеем

$$\Theta_{k1} = \frac{1}{3\sqrt{\pi\sigma_{k1}^0 n_1 R}},$$

где σ_{k1}^0 – сечение поглощения в центре линии; n_1 – концентрация молекул N_2 или O_2 ; R – радиус канала.

Скорость любого фотопроцесса определяется выражением

$$W = q \int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon} \frac{f(\varepsilon)}{\varepsilon} \exp[-\tau(\varepsilon)] \sigma(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (17.2)$$

где q – плотность мощности направленного потока излучения, Вт/см²; $f(\varepsilon)$ – функция, определяющая спектральный состав излучения, 1/эВ; $\int_0^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon = 1$. Для планковского спектра температуры T имеем

$$f(\varepsilon) = \frac{15\varepsilon^3}{\pi^4 T^4 \left(\exp\left[\frac{\varepsilon}{T}\right] - 1 \right)} = \frac{15\varepsilon^3 \exp\left[-\frac{\varepsilon}{T}\right]}{\pi^4 T^4 \left(1 - \exp\left[-\frac{\varepsilon}{T}\right] \right)}. \quad (17.3)$$

Оптическая толщина $\tau(\varepsilon) = n\sigma(\varepsilon)l$ определяется сечением процесса $\sigma(\varepsilon)$, концентрацией поглощающих частиц n и расстоянием вдоль луча l .

Для произвольного дискретного перехода $m \rightarrow k$, где m – нижний уровень, k – верхний уровень, получим

$$\sigma_{mk}(\lambda) = \frac{1}{4} \frac{g_k}{g_m} \lambda^2 A_{km} P(\lambda) \left(1 - \frac{n_k g_m}{n_m g_k} \right), \quad (17.4)$$

где $\lambda = 2\pi c / \omega = hc / \varepsilon$ – длина волны излучения; g_k, g_m – статвеса состояний, имеющих заселенности n_k и n_m ; $P(\lambda)$ – нормированный контур линии ($\int_0^{\infty} P(\omega) d\omega = 1$), определяемый механизмом уширения:

$$P(\omega) = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \text{ – для лоренцева контура и}$$

$$P(\omega) = \frac{2}{\gamma_g} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\gamma_g}\right)^2\right] \text{ – для доплеровского,}$$

где γ, γ_g – ширина контура; ω_0 – его центр. Последний множитель в (17.4) учитывает вынужденное испускание и может быть записан в виде

$$1 - \frac{n_k g_m}{g_k n_m} = 1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon_{mk}}{T_*}\right) < 1,$$

где T_* – эффективная температура возбуждения. Она всегда меньше яркостной температуры T возбуждающего излучения в (17.3). Однако так как $T, T_* < \varepsilon_{mk}$, то $[1 - \exp(-\varepsilon_{mk}/T)] \approx 1$, $[1 - \exp(-\varepsilon_{mk}/T_*)] \approx 1$ и этот множитель в итоговом выражении для W без ущерба для точности можно опустить.

Перенос линейчатого излучения на большие расстояния возможен только за счет крыльев линий, которые описываются лоренцевым контуром (в крыльях доплеровского контура сечение очень быстро падает с ростом $\omega - \omega_0$). Поглощением этих частот за счет фотоионизации с возбужденных состояний можно пренебречь. Таким образом, для сечения фотовозбуждения имеем

$$\sigma_{mk}(\varepsilon) = \frac{\sigma_{mk}^0}{1 + \left[\frac{4\pi(\varepsilon - \varepsilon_{km})}{h\gamma} \right]^2}.$$

Здесь сечение фотовозбуждения в центре линии

$$\sigma_{mk}^0 = \sigma_{mk}(\varepsilon_{km}) = \frac{g_k}{g_m} \frac{h^2 c^2 A_{km}}{2\pi c_{km}^2 \gamma}.$$

Для скорости фотовозбуждения получаем

$$W_{mk} = \frac{15h^3 c^2}{8\pi^6 T^4} \frac{g_k}{g_m} A_{km} q \exp\left(-\frac{\varepsilon_{km}}{T}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_{mk}}{1+t^2}\right)}{1+t^2} dt,$$

где $\tau_{mk} = n_m \sigma_{mk}^0 x$, x – расстояние от источника; T – яркостная температура источника в энергетических единицах. Интеграл в (17.5) учитывает поглощение излучения источника в контуре линии по мере его распространения на расстояние x . С использованием метода перевала и асимптотического поведения интеграла в зависимости от τ_{mk} было получено достаточно точное выражение для его расчета

$$\varphi_{mk} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_{mk}}{1+t^2}\right)}{1+t^2} dt = \frac{\pi}{1 + \frac{\tau_{mk}}{2 + \sqrt{\pi\tau_{mk}}} \frac{1 + \pi\tau_{mk}^2}{1 + \tau_{mk}^2}}.$$

Оценки показали, что определяющий вклад в формирование контура линий разрешении переходов в основное состояние дает резонансное уширение, которое описывается лоренцевым контуром с шириной [Собельман, 1963]:

$$\gamma_{1k} = \frac{5.48h^3 c^3}{32\pi^3} \sqrt{\frac{g_k}{g_1} \frac{A_{k1} n_1}{\varepsilon_{k1}^3}}. \quad (17.6)$$

Для метастабильных состояний центральная часть контура линии определяется доплеровским уширением, которое немного больше естественного. В этом случае ширина контура составит

$$\gamma_{1kg} = \frac{4\pi\varepsilon_{k1}}{h} \sqrt{\frac{2kT_0}{mc^2} \ln 2}, \quad (17.7)$$

где $T_0 = 300$ К – температура воздуха; m – масса его молекул. Выражения (17.6), (17.7) использовались для расчета σ_{1k}^0 соответственно для разрешенных и запрещенных переходов.

Для сечения фотоионизации с произвольного уровня в непрерывный спектр $k \rightarrow e$ принималась характерная для водорода зависимость от энергии

$$\sigma_{ke}(\varepsilon) = \sigma_{ke}^0 \left(\frac{I_k}{\varepsilon} \right)^3, \quad \varepsilon \geq I_k,$$

где I_k – потенциал ионизации k -го уровня; σ_{ke}^0 – пороговое значение сечения. Для фотоионизации основного состояния использовались значения $\sigma_{1e}^0(O_2) = 3.9 \cdot 10^{-18}$ см², $\sigma_{1e}^0(N_2) = 26 \cdot 10^{-18}$ см². Для фотоионизации возбужденного состояния применялось водородоподобное приближение с эффективным главным квантовым числом $n_{\phi} = \sqrt{I_H / I_k}$, где $I_H = 13.6$ эВ, тогда $\sigma_{ke}^0 = \sigma_{1e}^0 n_{\phi}^3$.

Для скорости фотоионизации из (17.2) получаем

$$W_{ke} = \frac{15q_0 \sigma_{ke}^0 I_k^3}{\pi^4 T^4} \int_{I_k}^{\infty} \frac{\exp(-\tau) d\varepsilon}{\varepsilon \left[\exp\left(\frac{\varepsilon}{T}\right) - 1 \right]} = \frac{15q_0 \sigma_{ke}^0 I_k^3}{\pi^4 T^4} \varphi_{ke}. \quad (17.8)$$

Здесь интегральная функция φ_{ke} учитывает поглощение по длине луча

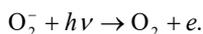
$$\varphi_{ke}(\beta_k, \tau_k) = \int_{\beta_k}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_k}{t^3}\right)}{t[\exp(t) - 1]} dt, \quad (17.9)$$

где $\beta_k = I_k / T$, $\tau_k = n_k \sigma_{ke}^0 \beta_k^3 x$ – оптическая толщина x . Интеграл (17.9) можно вычислить приближенно методом перевала. С учетом асимптотического поведения φ_{ke} получаем

$$\varphi_{ke}(\beta_k, \tau_k) \cong \left[\frac{4 \exp(-\beta_k)}{5 \beta_k} + \frac{3 \sqrt{2\pi/5} (3\tau_k)^{1/8}}{2 [1 + (3\tau_k)^{1/4}]} \right] \exp\left[-\frac{3}{2} (3\tau_k)^{1/4}\right].$$

Системы учитываемых уровней O_2 и N_2 охватывают как метастабильные, так и основные разрешенные переходы. Таким образом, учтены основные каналы связи как с основным состоянием, так и с непрерывным спектром. Именно поэтому, как показали расчеты по схеме [Репин, Ступицкий, 2004], учет излучательных и столкновительных переходов между электронно-возбужденными состояниями практически не повлиял на окончательную скорость фотоионизации. Поэтому в расчетах учитывались главные связи: между основными и возбужденными состояниями и непрерывным спектром.

По мере прилипания электронов к молекуле O_2 концентрация отрицательных ионов O_2^- растет, и необходимо учитывать процесс фотоотрыва



При энергии квантов не выше 3–4 эВ сечение фотоотрыва [Мак-Ивен, Филлипс, 1978] можно аппроксимировать формулой

$$\sigma_p(\varepsilon) = \sigma_{po} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{(\varepsilon - I_p)^2}{4}\right] \right\},$$

где $\sigma_{po} = 3 \cdot 10^{-18}$ см²; $I_p = 0.43$ эВ – энергия электрона к молекуле O_2 . Так как поглощение припороговых квантов в луче незначительно, из общего выражения (17.2) получаем

$$W_p = \frac{15q\sigma_{po}}{\pi^4 T} \int_{\beta_p}^{\infty} \frac{t^2}{\exp t - 1} \left\{ 1 - \exp[-0.0462(t-1)^2] \right\} dt = \frac{15q\sigma_{po}}{\pi^4 T} \varphi_p.$$

Расчеты показали, что в диапазоне $\beta_p = I_p/T = 0.4-1.4$ функция φ_p меняется слабо и $\varphi_p \approx 0.433$.

Как следует из полученных выражений для скоростей фотопроцессов (17.5), (17.8), они пропорциональны основной энергетической характеристике q/T^4 . Разделив ее на постоянную Стефана-Больцмана σ_B , получаем удобный безразмерный параметр $q/\sigma_B T^4$. Если в оптической системе теряется доля энергии α ($0 \leq \alpha \leq 1$) от полной энергии $4\pi R_0^2 \sigma_B T^4$, излученной сферическим источником радиусом R_0 , то плотность энергии q в луче радиусом R может быть найдена из энергетического баланса (см. рис. 17.1)

$$4\pi R_0^2 \sigma_B T^4 (1-\alpha) = q\pi R^2.$$

В результате получаем выражение

$$\frac{q}{\sigma_B T^4} = \frac{4R_0^2}{R^2} (1-\alpha) = \delta, \quad (17.10)$$

и относительная плотность потока δ , по существу, определяется геометрическими характеристиками. В расчетах задавалась величина δ и температура излучателя T . Окончательные выражения для скоростей фотопроцессов можно записать в виде

$$W_{lk} = \frac{A_{k1}}{4\pi} \delta \frac{g_k}{g_1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_k}{T}\right) \varphi_{k1},$$

$$W_{ke} = \frac{8}{3\sqrt{3}} \frac{a^3}{n_{\text{эф}}^3} \frac{\sigma_{le}^0}{\sigma_{le}^{H0}} \frac{I_k}{h} \delta \varphi_{ke},$$

$$W_p = \frac{2\pi I_p^3 \sigma_p^0}{c^2 h^3} \frac{\delta \varphi_p}{\beta_p^3} = 2.35 \cdot 10^4 \frac{\delta \varphi_p}{\beta_p^3}.$$

Здесь $a = 2\pi e^2 / hc = 1/137$ — постоянная тонкой структуры; $\sigma_{le}^{H0} = 7.9 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ — пороговое значение сечения фотоионизации атома водорода.

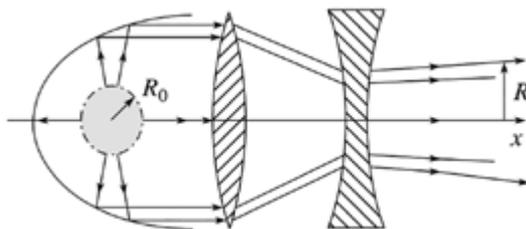
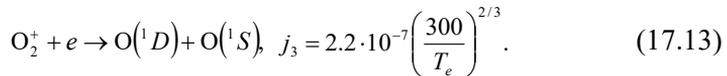
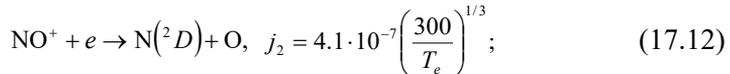
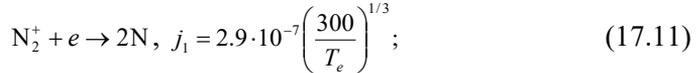


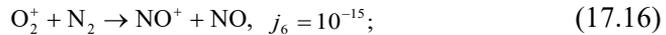
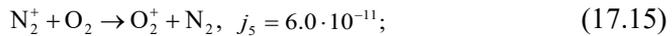
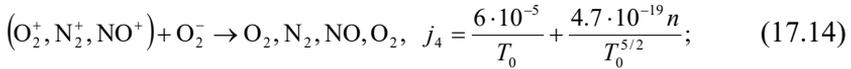
Рисунок 17.1. Схема формирования луча радиуса R , создаваемого источником с характерным радиусом R_0

17.4. Постановка задачи об ионизационной кинетике в луче

В зависимости от длительности действия излучения различные процессы влияют на формирование электронной концентрации в токопроводящем канале. В самой начальной стадии фотоионизации с характерным временем $\tau_p = 10^{-8}$ с O_2 и обратный процесс фотоотрыва под действием излучения. На более поздних временах определяющую роль начинают играть процессы диссоциативной рекомбинации



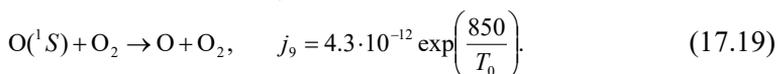
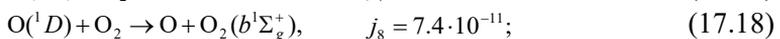
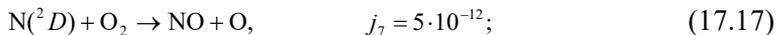
При этом на концентрацию молекулярных ионов оказывают влияние процессы их нейтрализации и перезарядки:



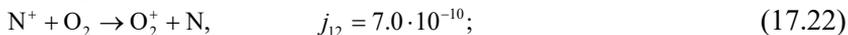
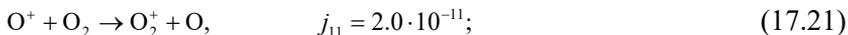
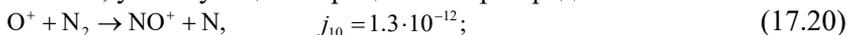
Реакциями (17.11) – (17.16) определяется основной блок химических процессов [Репин, Ступицкий, 2002].

В работе [Aleksandrov, Bazelyan, 1999] в связи с исследованием искровых разрядов, таких как стримерный канал, обсуждается дополнительная возможность рекомбинации электронов на комплексных ионах типа O_4^+ , имеющая константу скорости $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ см³/с, т. е. на порядок большую, чем обычная скорость диссоциативной рекомбинации. Комплексные ионы образуются в результате трехчастичных процессов и процессов перезарядки ($N_2^+ \rightarrow N_4^+ \rightarrow O_2^+ \rightarrow O_4^+$), идущих также с достаточно высокими скоростями. Численный анализ показал, что такие комплексные ионы могут влиять на уровень электронной концентрации в световом канале лишь на очень короткое время (≤ 100 нс), в дальнейшем процесс ионизационной релаксации идет по описанной выше схеме. При этом концентрации N_4^+ и O_4^+ в световом канале из-за быстрой фотодиссоциации (энергия диссоциации соответственно 0.8 и 0.44 эВ) не превышают $5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, поэтому эти ионы не влияют на распространение фотоионизирующего излучения вдоль канала.

Так как в результате реакций (17.12), (17.13) образуются возбужденные атомы, то их непосредственную фотоионизацию и влияние необходимо учитывать в общей схеме процессов. Поэтому были дополнительно включены реакции



В результате фотоионизации $O(^1D)$, $O(^1S)$, $N(^2D)$ образуются атомарные ионы, участвующие в процессах перезарядки:



Указанный комплекс реакций получен на основе подробного анализа роли различных процессов и достаточно полно описывает кинетику рассматриваемой задачи. Все константы скоростей выражены в $см^3/с$.

При еще больших временах на распределение концентрации электронов по радиусу канала будет оказывать определенное влияние амбиполярная диффузия. Характерное время диффузии $\tau_{диф} \approx \frac{\Lambda^2}{D}$, где для приземной атмосферы можно принять коэффициент диффузии $D = 2.6 \text{ см}^2/с$, а диффузионный радиус $\Lambda = \frac{R}{2.4}$. Тогда $\tau_{диф} \approx 0.5 \text{ с}$, т. е. время, значительно большее характерных времен основных ионизационно-химических реакций.

В приземной атмосфере всегда существует некоторое количество молекулярных и аэрозольных примесей. В работе [Ступицкий, 2006] проанализировано их возможное влияние на уровень электронной концентрации в световом канале. В ступенчатом механизме фотоионизации определяющую роль играет перенос излучения в узких участках спектра вблизи центра линий фотовозбуждения электронных состояний, энергии переходов для которых приведены в табл. 17.2. Используя наибольшие из приведенных в [Ступицкий, 2006] уровни концентраций молекулярных примесей, характерных для невозмущенной атмосферы, и сечения фотопоглощения, приведенные в [Перов, Хриган, 1980], можно оценить оптическую толщину $\tau = n_i \sigma_i l$ для линий, дающих наибольший вклад в ступенчатый процесс фотоионизации. Для $l = 10 \text{ м}$ оценки даны в табл. 17.3.

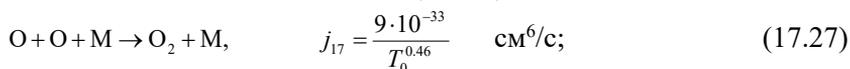
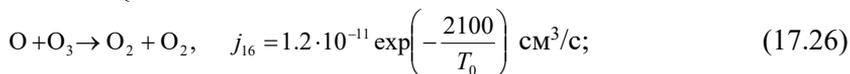
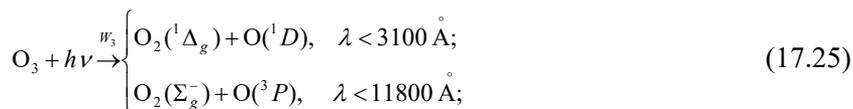
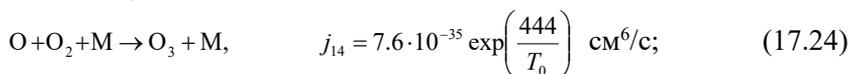
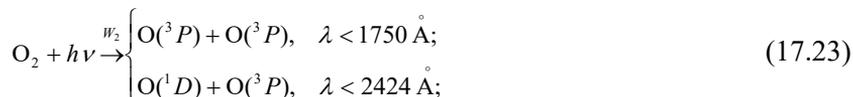
Таблица 17.3. Оптическая толщина поглощения составляющих атмосферы с малыми концентрациями

Компоненты $\lambda, \text{ \AA}$	H ₂ O	CO ₂	O ₃	NO ₂	N ₂ O	CH ₄	SO ₂
2029	$1.1 \cdot 10^{-7}$	0	$4 \cdot 10^{-4}$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	0	0.08
2877	0	0	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	0	0
1696	0.027	0.6	$7 \cdot 10^{-4}$	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$

При $\tau < 10^{-7}$ принято $\tau = 0$. Из этих оценок следует, что естественная молекулярная примесь не оказывает существенного влияния на снижение спектральной плотности излучения на длинах волн, на которых в основном происходит фотовозбуждение в процессе ступенчатой фотоионизации. Еще меньшую роль играют указанные примеси в распространении излучения, ответственного за фотоионизацию из возбужденных состояний,

так как этот процесс имеет нерезонансный характер и обеспечивается достаточно широким участком спектра.

Под воздействием светового потока концентрация большинства из указанных примесей уменьшается в результате фотодиссоциации. Но одновременно происходит фотодиссоциации O_2 , а следовательно, может существенно повыситься концентрация озона O_3 , обладающего большим сечением поглощения в ультрафиолетовой части спектра. Поэтому были выполнены специальные исследования содержания O_3 в световом канале и его влияния на распространение излучения в указанном диапазоне. Расчеты проводились на основе известной кинетической схемы Чепмена, которая, по-видимому, дает оценку сверху для концентрации O_3 [Перов, Хриган, 1980]:



Во всех реакциях (17.11)–(17.27) температура частиц полагалась равной температуре невозмущенной атмосферы $T_e = T_0 = 300 \text{ К}$.

Для скоростей фотодиссоциации кислорода W_2 и озона W_3 были получены выражения, применимые в достаточно широком диапазоне яркостной температуры T

$$W_{2,3}(1/\text{с}) = 8.6 \cdot 10^6 T^3 \delta \varphi_{2,3}(x, T).$$

Здесь T – яркостная температура источника, в эВ; δ – безразмерная плотность потока излучения (17.10). Безразмерные функции φ_2 и φ_3 также зависят от T и учитывают поглощение излучения вдоль луча. Расчеты показали, что для рассматриваемых расстояний ($x < 10^4 \text{ см}$) зависимостью φ_3 от x можно пренебречь. В результате были получены выражения

$$\varphi_2 = 2 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{5}{T}\right) T^{-3/2} (0.07 + x)^{-1},$$

$$\varphi_3 = 2.7 T^{-2} \left[\exp\left(\frac{4.9}{T}\right) - 1 \right]^{-1},$$

обеспечивающие хорошее согласие с экспериментом для фотодиссоциации солнечным излучением в отсутствии поглощения атмосферной ($x = 0$).

Здесь T в эВ, x в см; для неоднородного слоя воздуха x определяется по массовой толщине слоя.

Кинетика озона не влияет непосредственно на поведение электронной концентрации в луче. Поэтому его образование и влияние на поглощение основных линий рассматривались отдельно на основе решения кинетических уравнений для реакций (17.23) – (17.27). На рис. 17.2 показано поведение относительной концентрации озона и атомарного кислорода в световом канале при $\delta=0.01$, $T=1$ эВ в зависимости от времени для различных расстояний от источника. На начальной стадии ($t < [W_3 + j_{14}n(O_2)n]^{-1}n(O_3) \sim t^2$; затем наблюдается смена режима, и обе концентрации растут линейно. Такое поведение соответствует тому, что на малых временах реакции (17.26), (17.27) не играют заметной роли в изменении $n(O_3)$ и $n(O_1)$. Однако со временем именно они обеспечивают выход на равновесие. Для линейной стадии решения могут быть легко получены аналитически, а для полной нелинейной системы равновесные значения можно приближенно оценить для условий приземной атмосферы

$$n(O_3) = n(O_2) \sqrt{\frac{W_2 j_{14} n(O_2) n}{W_2 [n(O_2) j_{16} + W_3 j_{17} / j_{14}]}} \approx n(O_2) \sqrt{\frac{W_2 j_{14} n}{W_3 j_{16}}}, \quad (17.28)$$

$$n(O_1)_e = \frac{W_3}{j_{14} n(O_2) n} n(O_3).$$

Учитывая линейный характер зависимостей до выхода на равновесие, легко получить оценку времени выхода

$$t_e \approx \sqrt{\frac{j_{14} n}{W_2 W_3 j_{16}}}.$$

Оценка равновесных значений хорошо согласуется с расчетами, и из них следует, что $n(O_3)_e$ очень слабо зависит от δ , а с расстоянием меняется как $1/\sqrt{x}$. Время $t_e \sim \delta$ и растет с расстоянием как \sqrt{x} . Очень слабая зависимость $n(O_3)_e$ от δ следует из (17.28) и обусловлена тем, что $W_2 \sim \delta$ и $W_3 \sim \delta$.

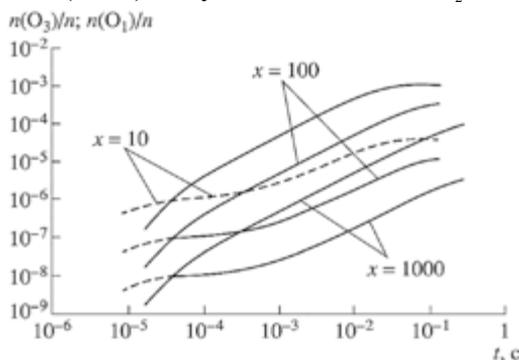


Рисунок 17.2. Изменение во времени относительной концентрации озона (сплошные кривые) и атомарного кислорода (штриховые) для различных расстояний от источника x (см) при $\delta=0.01$, $T=1$ эВ

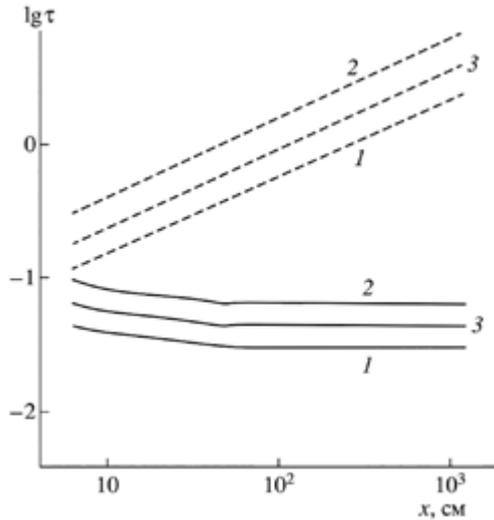


Рисунок 17.3. Оптическая толщина основных линий фотовозбуждения, обусловленная поглощением озона ($\delta=0.01$; $T=1$ эВ): 1 – $\lambda = 2029 \text{ \AA}$, 2 – $\lambda = 2877 \text{ \AA}$, 3 – 1969 \AA ; штриховые кривые – для равновесных концентраций O_3 , сплошные – для концентраций O_3 , соответствующих моменту окончания возможного импульса тока

Полученные значения $n(O_3)_e$ – в относительных единицах $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ – намного превышают на рассматриваемых расстояниях естественный уровень ($\sim 4 \cdot 10^{-8}$). Оптические толщины τ_e для указанных выше линий, рассчитанные по $n(O_3)_e$, показаны на рис. 17.3 штриховыми кривыми. Для основной линии, обеспечивающей фотоионизацию ($\lambda = 2029 \text{ \AA}$), $\tau_e > 1$ при $x \geq 2.5 \text{ м}$, а при $x = 100 \text{ м}$ $\tau_e = 5$, т. е. для таких концентраций $n(O_3)_e$ поглощение существенно. Однако длительность рассматриваемых импульсов тока ($t_* \cong 0.005 \text{ с}$ [Ступицкий, 2006]) значительно меньше времени t_e выхода $n(O_3)_e$ на равновесие. Расчет оптических толщин τ_* , соответствующих концентраций $n(O_3)$ на момент t_* , показан на рис. 17.3 сплошными кривыми.

Так как $\tau_* \ll 1$, а n_e , как показано ниже, очень быстро выходит на равновесие, то ясно, что озон не будет влиять на уровень n_e в канале при рассматриваемых коротких импульсах. Режим длительной последовательности импульсов требует специального рассмотрения с учетом процесса диффузии.

Таким образом, исходная кинетическая система уравнений, непосредственно определяющая электронную концентрацию, имеет вид

$$\frac{dn_e}{dt} = Q + n^- W_p - \frac{n_p}{\tau_p} - (j_1[N_2^+] + j_2[NO^+] + j_3[O_2^+])n_2; \quad (17.29)$$

$$\frac{dn^-}{dt} = \frac{n_e}{\tau_p} - n^- W_p - j_4 n^- n^+; \quad (17.30)$$

$$\frac{dn_k(O_2)}{dt} = n_1(O_2)W_{1k} - n_k(O_2) \left(A_{k1} + W_{ke} + \frac{1}{\tau_{gk}} \right), \quad k = 2-5; \quad (17.31)$$

$$\frac{dn_k(N_2)}{dt} = n_1(N_2)W_{1k} - n_k(N_2) \left(A_{k1} + W_{ke} + \frac{1}{\tau_{gk}} \right), \quad k = 2-4; \quad (17.32)$$

где

$$Q = \sum_{k=1}^5 n_k(O_2)W_{ke} + \sum_{k=1}^4 n_k(N_2)W_{ke} + [N(^2D)]W_N + [O(^1S)]W_{OS} + [O(^1D)]W_{OD},$$

$$n^+ = [N_2^+] + [O_2^+] + [NO^+] + [N^+] + [O^+],$$

$$n^- = [O_2^-], \quad n^+ = n^- + n_e, \quad \tau_{gk} = (nj_{gk})^{-1},$$

где W_N , W_{OS} , W_{OD} – скорости фотоионизации из соответствующих возбужденных состояний атомов. В уравнении (17.30) для $k=3$ учитывался член подкачки $j_8[O(^1D)][O_2]$. В квадратных скобках обозначена концентрация соответствующих частиц.

Поскольку максимум планковского спектра приходится на кванты с энергией $\varepsilon = 2.8T$, при $T = 0.7-1.5$ эВ в фотоионизации в той или иной мере могут участвовать все из учитываемых уровней. Одновременно с (17.29) – (17.32) решалась система уравнений кинетики относительно концентрации N_2^+ , NO^+ , N^+ , $N(^1D)$, O_2^+ , O^+ , $O(^1D)$, $O(^1S)$, вид которой непосредственно следует из приведенной выше системы реакций, поэтому здесь не приводится.

Так как время прилипания электронов очень мало ($\tau_p = 10^{-8}$ с), а характерные времена других процессов различны, то для описания в едином алгоритме как начальной неравновесной, так и квазиравновесной стадии был разработан достаточно эффективный алгоритм, основанный на неявной разностной схеме. Решалась безразмерная система, в качестве характерных обезразмеривающих величин использовались следующие значения:

$$n_{ex} = n_x^- = 10^{10} \text{ см}^{-3},$$

$$n_{1x}(O_2) = 0.21n, \quad t_x = 10^{-8} \text{ с},$$

$$n = 2.67 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}, \quad n_{1x}(N_2) = 0.79n,$$

$$n_{kx}(O_2) = n_{1x}(O_2) \exp\left(-\frac{\varepsilon_k(O_2)}{T}\right),$$

$$n_{kx}(N_2) = n_{1x}(N_2) \exp\left(-\frac{\varepsilon_k(N_2)}{T}\right), \quad k \geq 2.$$

17.5. Результаты расчетов и их краткий анализ

Расчеты охватывали достаточно широкий спектр начальных условий как по относительной плотности потока: $\delta = 10^{-4} - 2$, так и по яркостной температуре источника: $T = 1.5; 1; 0.7$ эВ. Это соответствует диапазону плотности потока $q = 10^5 \delta T^4 = 2.5 - 10^6$ Вт/см². В соответствии с экспериментальными возможностями наибольший интерес представляет диапазон $q = 10 - 1000$ Вт/см², что при $T = 1$ эВ соответствует $\delta = 10^{-2} = 10^{-4}$.

Следует отметить, что для получения достаточно высоких плотностей потока излучения с высокой яркостной температурой ($\sim 0.7\text{--}1$ эВ) в настоящее время проводятся всесторонние исследования как самого источника излучения, так и оптической системы, обеспечивающей необходимую фокусировку излучения.

Из общефизических соображений следует, что при любой фокусировке сохраняется равенство $R \geq R_0$, поэтому при средней доле потерь $\alpha = 0.5$ максимально возможное (при $R = R_0$) значение $\delta = 2$. Для $\delta = 0.01$ получаем $R/R_0 = 14.1$ и при $R_0 = 0.2$ см радиус луча $R = 2.8$ см, т. е. значение, которое было принято в разделе 17.1 для радиуса канала при оценке n_{em} , создаваемого лазерным лучом. Все приведенные результаты получены с учетом самопоглощения резонансных квантов и с использованием наиболее физически обоснованных констант скоростей дезактивации (\tilde{A}_{k1} и \tilde{j}_{gk} в табл. 17.2).

При рассмотрении ступенчатого механизма фотоионизации требовалось достаточно подробно проанализировать поведение заселенностей возбужденных состояний и их вклад в фотоионизацию. На рис. 17.4, 17.5 показаны в логарифмическом масштабе концентрации возбужденных состояний N_2 и O_2 вдоль канала при $t = 10^{-5}$ с. Расчеты показали, что сразу же после включения источника, уже при $t = 10^{-7}$ с, устанавливается близкая к предельной концентрация возбужденных состояний и в дальнейшем она мало меняется по всей длине канала, оставаясь значительно меньше предельно возможных значений, обусловленных яркостной температурой T . Очень быстрый выход концентраций возбужденных молекул на предельные значения является следствием, во-первых, высокой эффективности источника излучения, во-вторых, невысоких предельных уровней самих концентраций: для $O_2 \rightarrow n_5^* = 10^{10} - 10^{11}$ см $^{-3}$; $N_2 \rightarrow n_3^* = 10^7 - 10^8$ см $^{-3}$ при $T = 1$ эВ, $\delta = 0.1$. С ростом T до 1.5 эВ концентрация наиболее важных уровней, соответствующих разрешенным переходам ($k = 5$ для O_2 и $k = 3$ для N_2), возрастает почти на порядок.

Отметим, что совершенно аналогичное явление наблюдается во фронте мощной ударной волны, когда n^* очень быстро выходят на квазистационарные значения из-за столкновений тяжелых частиц, и, как показано в [Козлов и др., 1972], это обстоятельство играет определяющую роль в поведении электронной температуры, пока концентрация электронов еще невелика (до развития лавины). В данном случае n_e также невелика, и формирование n^* главным образом связано с излучением. Поэтому ясно, что в результате столкновений электронов с возбужденными молекулами они будут получать энергию от возбужденных частиц и в пределе могут нагреться до температуры возбуждения T_* , которая, как следует из оценки $n^* \cong n_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_k}{T_*}\right)$, примерно равна 0.27–0.30 эВ. Хотя вследствие столкновительного остывания T_e

будет ниже данного значения, из-за медленной передачи энергии тяжелым молекулам N_2 и O_2 электронная температура будет все же выше фоновой: $T_e > 0.025$ эВ.

Расчеты убедительно показали, что главную роль в ступенчатом механизме фотоионизации играют разрешенные переходы, имеющие большую вероятность A_{k1} , так как сечение фотовозбуждения пропорционально этой величине. Это переходы на уровни $B^3\Sigma_u^-$, $A^3\Sigma_u^+$ в молекуле O_2 и на $B^3\Pi_g$ в молекуле N_2 . Возбуждение на эти уровни происходит под действием излучения с длинами волн $\lambda = 2029 \text{ \AA}$, 2877 \AA , 1646 \AA . Для фотоионизации с этих уровней требуется излучение с длинами волн $\lambda < \lambda_* = 2067 \text{ \AA}$, 1596 \AA , 1500 \AA , соответственно (длины волн приведены в порядке, соответствующем значимости процесса). Метастабильные состояния молекул O_2 и N_2 играют значительно меньшую роль. Учет же метастабильных атомных уровней O и N в кинетике фотоионизации вообще не дал заметного вклада.

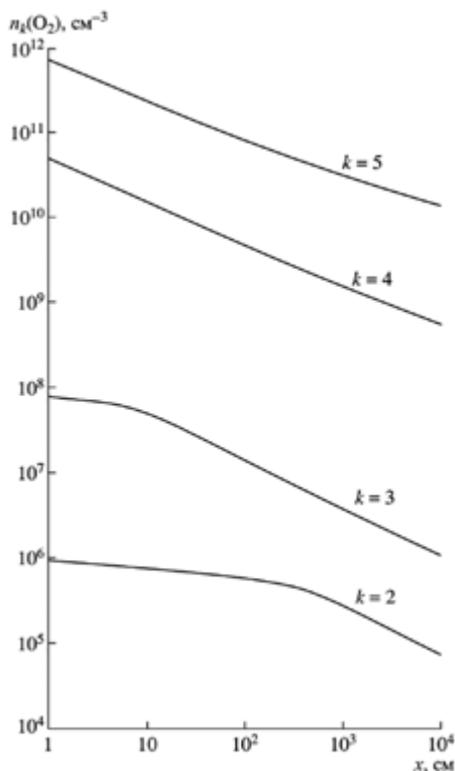


Рисунок 17.4. Концентрация возбужденных состояний O_2 вдоль канала при $T = 1$ эВ, $\delta=0.1$, $t = 10^{-5}$ с

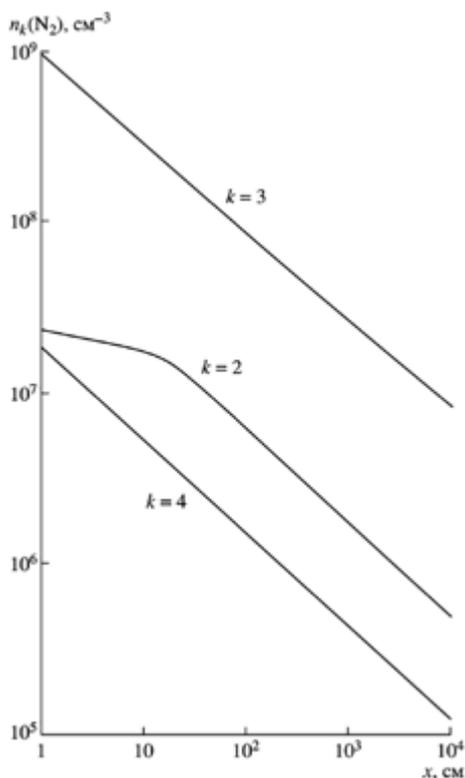


Рисунок 17.5. Концентрация возбужденных состояний N_2 вдоль канала при $T = 1$ эВ, $\delta=0.1$, $t = 10^{-5}$ с

Особенность распространения излучения внутри контура линий четко проявляется в распределении концентраций электронно-возбужденных молекул вдоль канала. Для разрешенных переходов сечение поглощения в центре линии велико: для перехода $k=1 \rightarrow k=5$ в молекуле O_2 оно равно $2.5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$. Из-за резонансного характера уширения разрешенных переходов оптическая толщина $\tau_{15} = 1.4 \cdot 10^6 x$, где x в см, вообще не зависит от $n_1(O_2)$, так как она очень велика, то сразу же, начиная с $x \approx 0$, наблюдается падение концентрации заселенностей уровней, соответствующих разрешенным переходам, описываемое функцией φ_{1k} вдоль канала. Для метастабильных уровней сечение фотовозбуждения в центре линии очень мало: например, для перехода $X^3\Sigma_g^- \rightarrow a^1\Delta_g$ в молекуле O_2 оно равно $2.8 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ и, соответственно, оптическая толщина $\tau_{12} = 1.54 \cdot 10^{-3} x$ становится порядка единицы при $x \approx 650 \text{ см}$. Из расчетов видно (рис. 17.4), что примерно для этих расстояний концентрация молекул O_2 на уровне $k=2$ мало меняется, а на больших расстояниях, где $\tau_{1k} > 1$, наблюдается такой же темп спада, как и для разрешенных переходов. Такая смена режимов пространственного поведения концентрации возбужденных уровней не зависит от T и δ .

Для выхода электронной концентрации на квазистационарный уровень требуется гораздо большее время (рис. 17.6). Следует отметить, что при постоянно действующем источнике излучения и в отсутствие процессов полной химической кинетики уравнений (17.29) – (17.32) не выходит со временем на строго стационарное решение по $n_e(t)$. Концентрация при $t > \tau_p$ хотя и медленно, но продолжает линейно расти, $n_e \rightarrow Qwt / (1 + \tau_p w_p)$. Однако на больших временах ($t > 10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}$) указанные выше процессы потерь электронов в канале будут стабилизировать ситуацию.

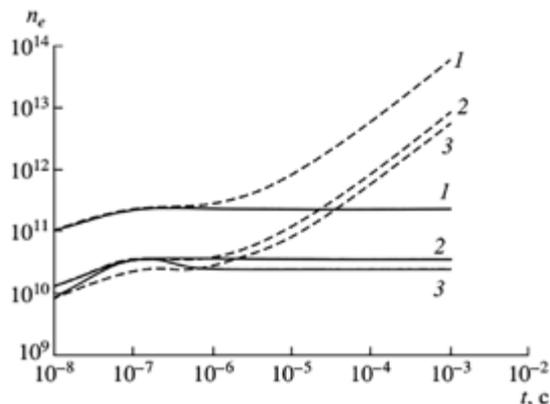


Рисунок 17.6. Изменение электронной концентрации во времени на различных расстояниях от источника при $\delta = 2$, $T = 1 \text{ эВ}$ с учетом полной химической кинетики (штриховые кривые) и с учетом только прилипания (сплошные);
 1 – $x = 2 \text{ м}$; 2 – $x = 50 \text{ м}$; 3 – 100 м

Из анализа кинетической системы уравнений легко получить приближенные формулы этих асимптотических значений, которые хорошо согласуются с точными расчетами:

$$n^+ = \frac{\tau_p Q}{2(1 + j_1 \tau_p W_p / j_4)} + \sqrt{\left(\frac{\tau_p Q}{2(1 + j_1 \tau_p W_p / j_4)} \right)^2 + \frac{Q(1 + \tau_p W_p)}{j_4(1 + j_1 \tau_p W_p / j_4)}},$$

$$n_e = \frac{Q + W_p n^+}{W_p + \frac{1}{\tau_p} + j_1 n^+}, \quad n^- = n^+ - n_e.$$

Во всех расчетах рост n^+ и n^- быстро опережает рост n_e . Это свидетельствует о том, что хотя ступенчатая фотоионизация и обеспечивает возрастание n_e со временем, однако значительная доля электронов прилипает к O_2 , и фотоотрыв способен скомпенсировать этот процесс.

На рис. 17.7 показано изменение n_e вдоль длины канала, рассчитанное для различных начальных условий. Главный результат состоит в том, что концентрация электронов $n_e = 10^8 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, достаточная для передачи импульса тока, может быть получена при вполне достижимых значениях параметров источника излучения T и δ . При этом длительность импульса излучения может быть весьма короткой ($\sim 10^{-4}$ с). Дальнейшая работа источника необходима лишь для того, чтобы поддерживать требуемый уровень n_e то время, которое обеспечит передачу определенного количества импульсов тока с учетом требуемого биологического воздействия.

Таким образом, выполненные исследования показали, что использование гармоник Nd- и Rb-лазеров для многофотонной ионизации молекул O_2 в нормальной атмосфере требует надпороговых плотностей потока энергии. При этом лавинная ионизация и последующий неоднородный по каналу пробой не дадут возможности образовывать невысокий однородный уровень ионизации в канале, достаточный для пропуска импульса тока.

Создание токопроводящего канала с необходимым значением n_e в принципе возможно с помощью ультрафиолетового лазера ArF в результате механизма двухфотонной ионизации. Для этого требуется поток, по-видимому, ниже порогового. Однако это значение может существенно меняться в зависимости от условий в реальной приземной атмосфере, и окончательный вывод о возможностях ArF-лазера можно сделать лишь на основе эксперимента. Кроме того, для поддержания необходимого значения n_e потребуется повторение импульсов с достаточно высокой частотой.

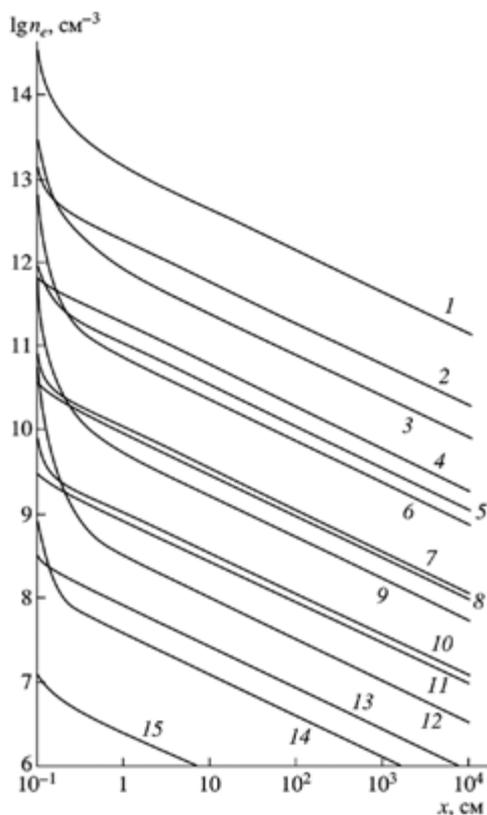


Рисунок 17.7. Поведение электронной концентрации вдоль канала после выхода на стационарное значение при различных условиях: $\delta = 2$ (1, 2, 4); 0.1 (3, 5, 8); 0.01 (6, 7, 10); 0.001 (9, 10, 13); 0.0001 (12, 14, 15); $T = 1.5$ (1, 3, 6, 9, 12); 0.02 (2, 5, 7, 10, 14), 0.7 (4, 8, 11, 13, 15)

В результате подробных численных исследований доказано, что широкополосный дуговой излучатель с яркостной температурой $T \sim 1$ эВ способен на основе ступенчатого механизма фотоионизации создать токопроводящий канал длиной ~ 100 м с необходимой электронной концентрацией. Так как такие разрядные излучатели имеются и несложны в исполнении, то выполненные исследования, по существу, доказывают возможность решения проблемы в целом с их помощью.

ГЛАВА 18. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ СРЕДСТВ ЭЛЕКТРОШОКОВОГО НЕЛЕТАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА БИООБЪЕКТЫ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ

Для охраны специальных объектов военного назначения от действий правонарушителей и террористов, остановки двигателей внутреннего сгорания без нанесения вреда владельцу автомобиля и решения ряда других задач требуются достаточно мобильные устройства с радиусом нелетального действия порядка сотни метров.

Существующие в настоящее время электрошокаеры (фазеры), действие которых вызывает электрошок, ошеломление или дезориентацию объекта, имеют очень ограниченный радиус действия (до 1 м), и его увеличение принципиально невозможно в рамках заложенных принципов его технической реализации.

Направление создания и использования ионизированных воздушных каналов для передачи электроэнергии активно развивается в США, Великобритании, Германии и других странах в рамках работ по созданию нелетального оружия. Выработаны требования, которым оно должно удовлетворять. Так, оно должно:

1. Быть безопасным и иметь длительный срок эксплуатации.
2. Не приводить к тяжким увечьям.
3. Действовать в радиусе десятков и сотен метров.
4. Обладать возможностью многократного использования.
5. Воздействовать на избранный объект в группе объектов.

Для решения вопроса о возможности создания в приземной атмосфере токопроводящего канала необходимой длины и продолжительности нужно, с одной стороны, проанализировать теоретически широкий круг вопросов, связанных с физическими механизмами ионизации молекул воздуха, и сделать необходимые расчеты, а с другой стороны, дать практические рекомендации и определить значения необходимых параметров установки, которая для этого может быть создана.

Кроме того, для оценки перспективы использования таких дальнедействующих нелетальных электрошокаеров требуется достаточно детальная систематизация имеющихся экспериментальных данных по эффектам воздействия как на биообъекты, так и на электронно-технические устройства.

Известно, что воздействие на мышцу серией коротких электрических импульсов приводит к ее длительному сокращению, импульсы электрического тока с параметрами, близкими к физиологическим нейронным импульсам, вызывают непроизвольное сокращение мускулов, переходящее при длительном воздействии в спазм, обездвиживающий человека. Наиболее эффективной является синусоидальная волна (дублирует физиологически выдаваемый нервный импульс). Установлено, что безопасными для человека являются переменный ток – до 10мА и постоянный – до 50 мА (табл. 18.1) [Белов и др., 2001].

Физические исследования и численное моделирование плазменных явлений при распространении мощных потоков излучения в атмосфере

Таблица 18.1. Характер воздействия постоянного и переменного токов на организм человека

Ток, мА	Переменный (50 Гц)	Постоянный
0.8	Начало ощущений	—
0.5–1.5	Легкое дрожание пальцев	Ощущений нет
2–3	Сильное дрожание пальцев	Ощущений нет
5–7	Судороги в руках	Начало ощущений. Почти неощутим. Легкое дрожание пальцев
5–10	Боль в мышцах, судорожные их сокращения, руки с трудом можно оторвать от электродов	—
8–10	Не отпускающий ток. Руки с трудом отрываются от электродов, при этом сильная боль	Повышение температуры участков тела, соприкасающихся с электродами
10–20	Боли, руки невозможно оторвать от электродов	—
15	Сокращение мышц рук	—
20–25	Паралич мышечной системы (невозможно оторвать руки)	Появляются судороги в мышцах предплечья
25–50	Боль в руках и груди, дыхание затруднено, возможен паралич дыхания и потеря сознания	—
50–80	Паралич дыхания. При длительном действии возможны клиническая смерть	Порог неотпускающих токов. При 50 мА неотпускающий ток
100	Фибрилляция (разновременное, хаотическое сокращение сердечной мышцы). При длительности более 3 с – клиническая смерть	300 мА фибрилляция

Последствия воздействия электрического тока на человека зависят от величины проходящего тока (основное значение), рода тока, его частоты, пути прохождения тока через тело человека, продолжительности действия тока, а также индивидуальных особенностей пострадавшего.

Медико-биологические критерии нелетального воздействия с определенной точностью известны: амплитуда импульса тока $I = 25 \dots 50$ мА, длительность $t = 3 \dots 5$ мс, скважность между импульсами $\tau = 10 \dots 50$ мс. На рис. 18.1 показана возможная форма таких импульсов.

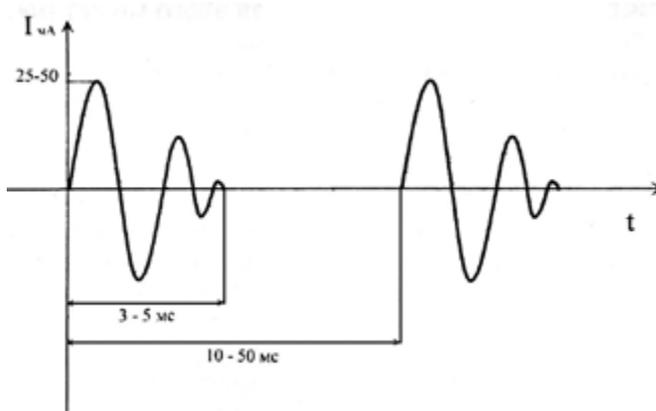


Рисунок 18.1. Возможная форма импульса тока

Численный анализ образования и формирования токопроводящего канала в атмосфере представлен в предыдущих главах.

Предварительные эксперименты были выполнены в ОАО «НИИСтали» И.В. Балашовым и А.М. Малофеевым [Балашов и др., 2010]. В качестве источника УФИ использовался импульсный дуговой разряд, лучистая энергия фокусировалась алюминиевым длиннофокусным зеркалом эллипсоидальной формы, максимальный ток ~ 5 кА, длительность импульса ~ 1.5 мс, выделяемая энергия ~ 1 кДж. Яркостная температура разряда оценивалась как из уравнения энергии, так и из экспериментального поведения разрядного тока – через проводимость плазменного разряда. Обе оценки хорошо согласуются между собой и дают значение $T = 23000 \dots 25000$ К.

Эксперимент полностью подтвердил характер зависимости n_e : $1/\sqrt{x}$ (рис. 16.7). Однако величина n_e была значительно ниже расчетных ($\sim 10^6$ см $^{-3}$).

Были проведены измерения тока в канале на расстоянии 0.4 м и 1 м от высоковольтного катода (1.2 и 1.8 м от зеркала) по схеме с холодным катодом (рис. 16.8). Максимальные токи на 0.4 м и 1 м составили 1 мкА и 0.6 мкА, соответственно. Пришли к выводу, что низкие ионизационные и токовые параметры обусловлены оптической системой формирования луча.

Подробный анализ оптической системы показал, что такие значения концентрации электронов получаются, если из-за отражения и других потерь в луче остается доля энергии $\sim 3 \cdot 10^{-3}$. Поэтому для удовлетворения практических требований по созданию в канале необходимой электронной концентрации необходимо в 10...100 раз уменьшить потери энергии в оптической системе формирования луча.

Таким образом, теоретически и экспериментально доказана принципиальная возможность получения протяженного токопроводящего канала с помощью импульсного разрядного источника. Главной неразрешенной задачей для создания необходимой плотности УФИ в таком канале является разработка зеркала с высокой отражающей способностью в УФ диапазоне спектра (~ 200 нм).

Список литературы к части IV

1. Александров А.Ф., Калгина Г.И., Канавец И.А., Савичев А.Т. Пространственное распределение параметров плазмы в мощном импульсном разряде // ЖТФ. – 1975. – Т. XLV. Вып. 5. – С. 1026.
2. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. – М.: Атомиздат, 1978. – 184 с.
3. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. – М.: Изд-во МФТИ, 1997. – 320 с.
4. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Механизм притяжения молнии и проблема лазерного управления молнией // УФН. – 2000. – Т. 170, № 7. – С. 753.
5. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молнезащиты. – М.: Физматлит, 2001.
6. Балашов И.В., Малафеев А.М., Ступицкий Е.Л. Анализ экспериментальной возможности создания проводящего канала в атмосфере с помощью ультрафиолетового излучения импульсного разряда // ТВТ. 2010. – Т. 48, № 4. – С. 488.
7. Белов С.В., Ильницкая А.В., Козьяков А.Ф. Безопасность жизнедеятельности. Учебник для вузов. – М.: Высшая школа, 2001. – С. 485.
8. Биберман Л.М. К теории диффузии резонансного излучения // ЖЭТФ. – 1947. – Т.17, № 5. – С. 416.
9. Бобров Ю.К. О газодинамической модели искрового разряда // ЖТФ. – 1974. – Т. XLIV, Вып. 11. – С. 2340.
10. Брагинский С.И. К теории развития канала искры // ЖЭТФ. – 1958. – Т. 34, № 6. – С. 1548.
11. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Атомиздат, 1961.
12. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Физматгиз, 1967.
13. Делоне Н.Б., Келдыш Л.В. Многофотонная ионизация в поле сильной электромагнитной волны. // Обзорный доклад на VI Всесоюзной конференции: Препринт № 11. – М.: ФИАН, 1970.
14. Драккина С.И. К теории развития канала искрового разряда // ЖЭТФ. – 1951. – Т. 21. № 4. – С. 473.
15. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
16. Качурин Л.Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. – Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 221 с.
17. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47, № 1. – С. 11.
18. Козлов С.И., Ройтенбург Д.И., Ступицкий Е.Л. Ионизационная релаксация за фронтом ударной волны в ксеноне // ЖТФ. – 1972. – Т. 13, № 9. – С. 1886.
19. Коробейников В.П., Мельникова Н.С., Рязанов Е.В. Теория точечного взрыва. – М.:Физмат, 1961.
20. Корценштейн Н.М., Кудрявцев А.А., Молотков В.И., Нефедов А.П., Ретин А.Ю., Самуйлов Е.В., Ступицкий Е.Л.. Влияние мелкодисперсных ча-

стищ и ионизирующего излучения на характеристики низкотемпературной плазмы. Ч. 1. // ТВТ. – 1998. – Т.36, № 6. – С. 877.

21. *Корценштейн Н.М., Кудрявцев А.А., Молотков В.И. и др.* Влияние мелкодисперсных частиц и ионизирующего излучения на характеристики низкотемпературной плазмы. Ч. 2. // ТВТ. – 1999. – Т.37, № 1.– С. 18.

22. *Кузнецов Н.М.* Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. – М.: Машиностроение, 1965. – 463 с.

23. *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975. – 271 с.

24. *Мак-Даниэль И.* Процессы столкновений в ионизованных газах. – М.: Мир, 1967. – 832 с.

25. *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы. – М.: Мир, 1978. – 375 с.

26. *Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Метелкин Е.В., Федорович Г.В.* Физические процессы в потоках проникающих излучений // Импульсные электромагнитные поля быстропотекающих процессов и измерение их параметров. Сб. – М.: Атомиздат, 1976. – С. 183.

27. *Омхольт А.* Полярные сияния. – М.: Мир, 1974.

28. *Парфенов В.Н., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю., Подлевский В.А.* Протяженная лазерная искра // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2. – С. 731.

29. *Петров С.П., Хриган А.Х.* Современные проблемы атмосферного озона. – Л.: Гидрометеиздат, 1980. – 287 с.

30. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. – М.: Наука, 1974.

31. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 591 с.

32. *Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л.* Динамика и взаимодействие с преградой тороидального плазменного сгустка. Взаимодействие падающего и отраженного потоков // ТВТ. – 2004. – Т. 42, № 3. – С. 364.

33. *Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л.* Методология исследований кинетики ионизационно-химических и оптических возмущений в атмосфере на основе численного моделирования. – Сергиев Посад. ЦФТИ МО РФ, 2002. – С. 73.

34. *Сивухин Д.В.* Оптика. Общий курс физики. – М.: Наука, 1980.

35. *Синкевич О.А., Стаханов И.П.* Физика плазмы. – М.: Высш. школа, 1991. – 190 с.

36. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. – М.: Физматлит, 1963.

37. *Ступицкий Е.Л.* Исследование возможности образования в приземной атмосфере проводящего канала // ТВТ. – 2006. – Т. 44, № 2. – С. 180.

38. *Ступицкий Е.Л., Кузнецова Л.В.* Исследование возможности формирования токопроводящего канала в приземной атмосфере с помощью широкополосных тепловых излучателей // ТВТ. – 2008. – Т. 46, № 3. – С. 347.

39. *Федченко И.К., Бобров Ю.К.* Измерение параметров канала импульсной дуги в воздухе // Электричество. – 1971а. – № 5. – С. 34.

40. *Федченко И.К., Бобров Ю.К.* Спектральные исследования канала импульсной дуги в воздухе // Электрические сети и системы. Сб. – Львов, 1971б. – № 8. – С. 25.

41. Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. Дресвина С.В. – М.: Атомиздат, 1972.
42. Шелоболин А.В. Плазменно-волновая модель электрического пробоя газов // Физика плазмы. – 2003. – Т. 29. № 2. – С. 187.
43. Эберт Г. Краткий справочник по физике. – М.: Физматлит, 1963.
44. Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M. Ionization Processes in Spark Discharge Plasmas // Plasma Souras Sci. Technol. – 1999. – V. 8. – С. 285.
45. Ball. US Patent № 4.017.767
46. Begich N. Biohazards of extremely low frequencies // Earthpulse flashpoints. – 1996. – Ser. 1. V.1. – P.25.
47. Ferris J.E. Effects of Electrical Shock on the Heart // Electrical Engineering. – 1936. – V. 55. P. 498.
48. Herr J.E. Engine Disabling Weapon. US Patent № 5.952.600. 1999.
49. Koopman D.W., Saum W.J. Formation and Guiding of High-Velocity Electrical Streamers by laser-Induced Ionization // J. Appl. Phys. – 1973. – V. 44. – P. 5328.
50. Koopman D.W., Wilkerson J. Channeling of Ionizing Electrical Streamer by a Laser Beam // J. Appl. Phys. – 1971. – V. 42. – P. 1883.
51. Krupenic P.H. The Spectrum of Molecular Oxygen // J. Phys and Chem. Ref. Date. – 1972. – V. 1, № 1. – P. 427.
52. Lofthus A., Krupenic P.H. The Spectrum of Molecular Nitrogen // J. Phys. and Chem. Ref. Date. – 1977. – V. 6. № 1. – P. 113.
53. Merr. US Patent № 5.675.103.
54. Vaill. US Patent № 3.719.829.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ
Российской академии наук

Ступицкий Е.Л., Моисеева Д.С.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПЛАЗМЕННЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ
РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ
ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ**

Издатель – Российская академия наук

Публикуется в авторской редакции

Издается по решению Научно-издательского совета Российской академии наук
(НИСО РАН) от 31.03.2023 г. и распространяется бесплатно.

Подписано в печать 23.10.2023. Формат 70x100/16. 24,51 усл. печ. л.
Гарнитура Times New Roman
Печать офсетная. Бумага офсетная. Тираж 300 экз. Заказ 23-09204

Отпечатано в типографии ООО «КОНСТАНТА».
308519, Белгородская обл., Белгородский р-н, пос. Северный, ул. Березовая, 1/12.
Тел./факс (4722) 300-720, www.konstanta-print.ru

