Российская Академия Наук
КОЛЬСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ И ПРОТОННО-ВОДОРОДНЫХ ПУЧКОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Апатиты
2001

Издание осуществлено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по гранту № 01-05-78018-д

Печатается по постановлению Президиума Кольского научного центра РАН

УДК 550.388

Иванов В.Е., Козелов Б.В.Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли – Апатиты: Изд.-во КНЦ РАН, 2001.

Книга посвящена теоретическому исследованию процесса переноса авроральных частиц (электронов с начальными энергиями более 50 эВ, протонов и атомов водорода с начальными энергиями более 1 кэВ) в высокоширотной атмосфере Земли. Основные темы, затрагиваемые в книге, представляют собой следующие разделы: а) исследование современного состояния уровня знания сечений рассеяния интегральных и дифференциальных электронов, протонов и атомов водорода основными атмосферными газами (атомарный кислород, молекулярный кислород и молекулярный азот) в диапазоне энергий от порогов возбуждения до области асимптотического поведения сечений; б) детальное исследование фундаментальных характеристик переноса (функция распределения и ее эволюция по мере проникновения пучка в среду, длины пробегов и альбедо-потоки, пространственное расплывание пучка и т.п.) авроральных частиц в трехкомпонентной модели нейтральной атмосферы Земли с учетом дипольного магнитного поля; в) исследование процесса распределения кинетической энергии авроральных частиц по уровням внутреннего возбуждения нейтральных компонент атмосферы (электронным и колебательным состояниям атомарного кислорода, молекулярного кислорода и молекулярного азота).

Книга адресована исследователям, занимающимся изучением околоземного космического пространства. Может быть полезна также аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей, обучающимся на физических и геофизических факультетах.

Ил. - 172, табл. - 49, библиогр. - 359 назв.

Рецензенты
доктор физ.-мат. наук А.А.Намгаладзе
доктор физ.-мат. наук В.С.Мингалев

© Кольский научный центр
Российская академия наук, 2001

Russian Academy of Sciences

KOLA SCIENCE CENTRE
Polar Geophysical Institute

V.E.Ivanov.B.V.Kozelov

TRANSPORT OF ELECTRON AND PROTON-HYDROGEN ATOM FLUXES IN THE EARTH ATMOSPHERE

APATITY
2001

UDC 550.388

V.E.Ivanov, B.V.Kozelov, Transport of electron and proton-hydrogen atom fluxes in the Earth atmosphere – Apatity, Published by KSC RAS, 2001.

The book deals with the theoretical research of transport process of auroral particles (electrons with initial energies more than 50 eV, protons and hydrogen atoms with initial energies more than 1 keV) in the Earth's atmosphere at the high latitude region. The following main areas are discussed in the book: a) the study of the present-day state of knowledge of collisional cross-sections (integral and differential) for scattering of electrons, protons and hydrogen atoms by main atmospheric gases (atomic oxygen, molecular oxygen and molecular nitrogen) in the range of energies from excitation thresholds up to the area of asymptotical behavior of cross-sections; b) the research in detail of the fundamental transport characteristics (the distribution function and its change, penetration depths and albedo-flux, spatial beam spreading, etc.) of auroral particles in the three-component model of neutral Earth's atmosphere with dipole magnetic field; c) the study of the distribution of auroral particle energy at internal levels of the atmosphere components (electronic and oscillatory excitation levels of atomic oxygen, molecular oxygen and molecular nitrogen).

The book is intended for the scientists, studying the near-earth space. It can also be useful for post-graduate students and senior students of appropriate specialties, majoring in physics and geophysics.

The publication was supported by Russian Foundation of Basic Research, grant № 01-05-78018-d.

Figures – 172, Tables – 49, references – 359.

Reviewer - A.A.Namgaladze

© Kola Science Centre, Russian Academy of Sciences, 2001

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

ПРЕДИСЛОВИЕ.....

ГЛАВА 1. АВРОРАЛЬНЫЕ Е-Р-Н ЧАСТИЦЫ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ.....
1.1. Высокоширотная ионосфера и характеристики е-р-Н пучков .....
1.2. Модели переноса энергичных частиц в атмосфере Земли .....
1.2.1. Модели переноса авроральных электронов в атмосфере Земли.....
1.2.2. Модели переноса авроральных протонов в атмосфере Земли.....
1.3. Особенности моделирования переноса авроральных пучков в атмосфере Земли.....

ГЛАВА 2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ.....
2.1. Дифференциальные, интегральные и суммарные сечения рассеяния....
2.2. Сечения рассеяния электронов атомарным кислородом.....
2.2.1. Упругое рассеяние.....
2.2.2. Возбуждение электронных состояний.....
2.2.3. Ионизация.....
2.2.4. Полное сечение рассеяния.....
2.3. Сечения рассеяния электронов молекулярным кислородом.....
2.3.1. Упругое рассеяние.....
2.3.2. Возбуждение колебательных состояний.....
2.3.3. Возбуждение электронных состояний.....
2.3.4. Диссоциативное прилипание и диссоциация.....
2.3.5. Ионизация.....
2.3.6. Полное сечение рассеяния.....
2.4. Сечения рассеяния электронов молекулярным азотом.....
2.4.1. Упругое рассеяние.....
2.4.2. Возбуждение колебательных состояний.....
2.4.3.Возбуждение электронных состояний.....
2.4.4. Ионизация.....
2.4.5. Диссоциация.....
2.4.6. Полное сечение рассеяния.....
2.5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния.....
2.6. Дифференциальные сечения ионизации.....
2.7. Функция потерь энергии.....

ГЛАВА 3. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ И АТОМОВ ВОДОРОДА С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ.....
3.1. Сечения взаимодействия р-Н частиц с атмосферными газами.....
3.2. Сечения реакций перезарядки.....
3.3. Сечения реакций ионизации.....
3.4. Сечения возбуждения водородных эмиссий.....
3.5. Сечения возбуждения эмиссий атмосферных составляющих.....
3.6. Сечения упругого рассеяния.....
3.7. Угловое рассеяние протонов и атомов водорода.....
3.8. Функция потерь энергии.....

ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ПРОТОННО-ВОДОРОДНЫХ ПУЧКОВ В ГАЗОВЫХ СРЕДАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО.....

4.1. Формализм модели……...…….
4.2. Определение длины свободного пробега……...…….
4.3. Определение типа соударения и потерь энергии……..…….
4.4. Определение углов рассеяния…….…….
4.4.1. Однократное рассеяние..……...…….
4.4.2. Многократное рассеяние..…….……
4.5. Моделирование лабораторных и ракетных экспериментов…….
4.5.1. Пучки электронов……...……..
4.5.2. Протонно-водородные потоки..…….……...
4.6. Оценка статистической точности……

ГЛАВА 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОХОЖДЕНИЯ ПОТОКОВ АВРОРАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОРОДНЫХ ГАЗАХ И АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ…….
5.1. Интегральные характеристики переноса потоков авроральных электронов…….....
5.1.1. Пространственное распределение выделившейся энергии и интегральные длины пробегов…….
5.1.2. Интегральные альбедо-потоки……...…….
5.1.3. Функция диссипации энергии……...……
5.2. Энергетическое и угловое распределение авроральных электронов в атмосфере Земли…….....
5.2.1. Особенности энергетических спектров авроральных электронов…….……
5.2.2. Роль вторичных электронов в формировании энергетического спектра…….....
5.2.3. Анализ результатов теоретических расчетов ……....
5.2.4. Особенности структуры энергетических спектров в интервале 10-100 эВ……...
5.2.5. Особенности углового распределения авроральных электронов…….....
5.3. Особенности переноса авроральных электронов в атмосфере Земли…….....
5.3.1. Влияние магнитного поля Земли на интегральные характеристики переноса авроральных электронов…….....
5.3.2. Влияние магнитного поля Земли на дифференциальные характеристики переноса авроральных электронов…….

ГЛАВА 6. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОХОЖДЕНИЯ ПОТОКОВ АВРОРАЛЬНЫХ ПРОТОНОВ В ОДНОРОДНЫХ ГАЗАХ И В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ…….....
6.1. Пространственное распределение выделившейся энергии и интегральные длины пробегов…….....
6.2. Влияние магнитного поля Земли на интегральные и дифференциальные характеристики переноса…….....
6.2.1. Интегральные альбедо-потоки……...……
6.2.2. Высотный профиль выделения энергии……..……
6.2.3. Радиальное расплывание пучка……...……

6.2.4. Эволюция зарядового состава пучка……..……
6.3. Особенности прохождения протонно-водородных потоков в атмосфере Земли…….....

ГЛАВА 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ N_2, O_2 И О ЭЛЕКТРОННЫМИ И ПРОТОННЫМИ ПОТОКАМИ…….....
7.1. Полярная ионосфера как неравновесная плазма……..…….
7.2. Функция распределения по внутренним степеням свободы…….
7.3. Особенности распределения энергии по электронным и колебательным уровням N_2, O_2 и О…….....
7.4. Роль электронов ионизационного каскада……..
7.5. Характеристики ионизации для протонных высыпаний…….
7.6. Скорость образования возбужденных молекул и атомов в атмосфере Земли…….....
7.6.1. Дифференциальные энергетические цены…….....
7.6.2. Высотные профили скорости образования возбужденных молекул и атомов в атмосфере Земли…….....
7.6.3. Поведение энергетических цен на низких энергиях..……
7.6.4. Влияние примеси ионизованной компоненты…….....
7.7. Пространственная структура ионообразования в протонных высыпаниях…….....
7.7.1. Использованные транспортные модели…….
7.7.2. Коррекция профилей ионообразования на альбедо-поток…
7.7.3. Коррекция профилей ионообразования на радиальное расплывание пучка…….....
7.7.4. Сравнение с экспериментальными данными……..……
7.8. Дополнительная ионизация в F_2-слое…….…….
7.9. Моделирование активного эксперимента……..…….
7.10. Вариации интенсивности эмиссий полярных сияний в области совместных е-р-Н-высыпаний в зависимости от параметров потоков высыпающихся частиц…….
7.10.1. Сравнение эмиссий полярных сияний, вызванных электронными и протонными высыпаниями…….....
7.10.2. Диагностика параметров высыпающихся потоков при совместном е-р-Н высыпании……..…….....

ЛИТЕРАТУРА…….....

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ.....

CONTENTS

Page

INTRODUCTION.....

CHAPTER 1. AURORAL e-p-H PARTICLES IN THE HIGH LATITUDE ATMOSPHERE OF THE EARTH.....
1.1. High latitude ionosphere and characteristics of e-p-H beams.....
1.2. Models of e-p-H particle transport in the Earth's atmosphere.....
1.2.1. Models of auroral electron transport .....
1.2.2. Models of auroral proton transport .....
1.3. Specific features of modeling of auroral beams' transport in the Earth's atmosphere.....

CHAPTER 2. COLLISIONAL INTERACTION OF ELECTRONS WITH MAIN ATMOSPHERIC GASES.....
2.1. Differential, integral and total cross-sections.....
2.2. Cross-sections of electron scattering by atomic oxygen.....
2.2.1. Elastic scattering.....
2.2.2. Excitation of electronic states.....
2.2.3. Ionization.....
2.2.4. Total cross-sections.....
2.3. Cross-sections of electron scattering by molecular oxygen.....
2.3.1. Elastic scattering.....
2.3.2. Excitation of vibrational levels.....
2.3.3. Excitation of electronic states.....
2.3.4. Dissociation attachment and dissociation.....
2.3.5. Ionization.....
2.3.6. Total cross-section.....
2.4. Cross-sections of electron scattering by molecular nitrogen.....
2.4.1. Elastic scattering.....
2.4.2. Excitation of vibrational levels.....
2.4.3. Excitation of electronic states.....
2.4.4. Ionization.....
2.4.5. Dissociation.....
2.4.6. Total cross-section.....
2.5. Differential cross-sections of elastic scattering.....
2.6. Differential cross-sections of ionization.....
2.7. Energy loss function.....

CHAPTER 3. COLLISIONAL INTERACTION OF PROTONS AND HYDROGEN ATOMS WITH MAIN ATMOSPHERIC GASES.....
3.1. Cross-sections of interaction of protons and hydrogen atoms with atmospheric gases.....

3.2. Cross-sections of charge exchange reactions.....
3.3. Cross-sections of ionization.....
3.4. Cross-sections of hydrogen emissions' excitation.....
3.5. Cross-sections of excitation of atmospheric components' emissions.....
3.6. Cross-sections of elastic scattering.....
3.7. Angle scattering of protons and hydrogen atoms.....
3.8. Energy loss function.....

CHAPTER 4. MODELING OF ELECTRON AND PROTON-HYDROGEN BEAM TRANSPORT IN GASES BY MONTE CARLO METHOD.....
4.1. Model formalism .....
4.2. Determining the free path length.....

4.3. Determining collision type and energy losses .....
4.4. Determining scattering angles.....
4.4.1. Single scattering.....
4.4.2. Multiple scattering.....
4.5. Modeling laboratory and rocket experiments.....
4.5.1. Electron beams.....
4.5.2. Proton-hydrogen atom fluxes.....
4.6. Estimation of statistic accuracy.....

CHAPTER 5. CHARACTERISTICS OF AURORAL ELECTRON FLUX TRANSPORT IN HOMOGENEOUS GASES AND THE ATMOSPHERE OF THE EARTH.....
5.1. Integral characteristics of auroral electron flux transport.....
5.1.1. Spatial distribution of energy deposition and integral path length.....
5.1.2. Integral albedo-flux.....
5.1.3. Energy dissipation function.....
5.2. Energetic and angular distribution of auroral electrons in the Earth's atmosphere.....
5.2.1. Characteristic properties of energetic spectra of auroral electrons.....
5.2.2. Role of secondary electrons in the formation of energetic spectrum...
5.2.3. Analysis of theoretical calculation results.....
5.2.4. Specific features of energetic spectra structure within the interval of 10-100 eV.....
5.2.5. Specific features of angular distribution of auroral electrons.....
5.3. Influence of the Earth's magnetic field on auroral electron transport in the Earth's atmosphere.....
5.3.1. Influence of the Earth's magnetic field on integral characteristics.....
5.3.2. Influence of the Earth's magnetic field on differential characteristics

CHAPTER 6. CHARACTERISTICS OF AURORAL PROTON FLUX TRANSPORT IN HOMOGENEOUS GASES AND THE EARTH'S ATMOSPHERE...
6.1. Spatial distribution of energy deposition and integral path lengths.....
6.2. Influence of the Earth's magnetic field on integral and differential characteristics of the p-H transport.....
6.2.1. Integral albedo-fluxes.....
6.2.2. Altitude profile of energy deposition rate.....
6.2.3. Radial beam spreading.....
6.2.4. Variation of the charge compositions of the beam.....
6.3. Characteristic properties of proton - hydrogen beam transport in the

Earth's atmosphere.....

CHAPTER 7. EXCITATION AND IONIZATION OF N_2, O_2 AND O BY ELECTRON AND PROTON FLUXES.....
7.1. Polar ionosphere as non-equilibrium plasma.....
7.2. Distribution function for electron states of the atmospheric components.....
7.3. Specific features of energy distribution over electron and vibrational states of N_2, O_2 and O.....
7.4. Role of ionization cascade electrons.....
7.5. Characteristics of ionization for proton precipitations.....
7.6. Production rate of excited molecules and atoms in the Earth's atmosphere
7.6.1. Differential "energy cost".....
7.6.2. Altitude profiles of production rate of excited molecules and atoms in the Earth's atmosphere.....
7.6.3. Features of "energy cost" at low energies.....
7.6.4. Ionized component admixture effect.....
7.7. Spatial structure of ionization in proton precipitations.....
7.7.1. Transport models used.....
7.7.2. Correction of ionization rate profiles by albedo-flux.....
7.7.3. Correction of ionization rate profiles by radial beam spreading.....
7.7.4. Comparison with experimental data.....
7.8. Additional ionization of the F_2 region.....
7.9. Modeling of active experiment.....
7.10. Auroral emissions caused by combined electron-proton-hydrogen atom precipitations .....
7.10.1. Comparison of auroral emissions caused by electron and proton precipitation.....
7.10.2. Diagnostics of precipitated fluxes' parameters in combined e-p-H precipitation.....

REFERENCES.....

INDEX.....

ПРЕДИСЛОВИЕ

Представляемая монография содержит результаты теоретического исследования процессов взаимодействия с атмосферой Земли электронных и протонно-водородных пучков с начальными энергиями больше 50 эВ и 1 кэВ, соответственно.

Теоретическое описание взаимодействия пучков заряженных частиц с веществом является одной из фундаментальных задач для многих областей науки и техники - ядерной физики и физики элементарных частиц, радиационной физики твердого тела и радиобиологии, физики плазмы и астрофизики, новейших технологий и методов анализа. Одно из центральных мест данная задача занимает и в области физики высокоширотной ионосферы Земли. Сегодня ни у кого не вызывает сомнения тот факт, что потоки авроральных электронов и протонов являются одним из основных, а в не освещенной Солнцем ионосфере доминирующим источником, определяющим как ее структуру, так и динамику протекающих в ней физико-химических процессов.

Одним из наиболее ярких "следов" корпускулярных высыпаний в полярной ионосфере являются полярные сияния, изучение которых представляет собой эффективное средство как для исследования свойств ионосферной плазмы, так и для задач диагностики процессов, протекающих в различных областях магнитосферы.

Исследования последних лет позволяют считать, что авроральные корпускулярные высыпания способны оказывать влияние и на процессы, протекающие в пограничных мезосферно-термосферных областях.

Рассматриваемая область исследований включает в себя две крупные задачи, носящие фундаментальный характер: а) решение задачи прохождения авроральных пучков через атмосферу Земли и, как следствие, количественное исследование тонкой структуры и механизмов формирования базовых дифференциальных и интегральных характеристик переноса; б) исследование процесса распределения кинетической энергии, запасенной в высыпающихся пучках, по уровням внутреннего возбуждения (электронно-колебательным термам) молекул, атомов, ионов возмущенной ионосферной плазмы.

Изучение характеристик взаимодействия авроральных пучков с атмосферой Земли кроме фундаментального аспекта имеет и большое прикладное значение. Связано это, в первую очередь, с проблемой диагностики, контроля и прогноза состояния полярной ионосферы. Данный круг вопросов, как правило, представляет собой прямые (или обратные) задачи, решение которых базируется на больших массивах данных наземных или спутниковых измерений. Одним из возможных путей для успешного решения этих задач является попытка представления основных характеристик взаимодействия авроральных частиц с атмосферой Земли в виде достаточно простых функциональных (или алгоритмических) зависимостей от начальных параметров высыпающихся пучков и основных параметров модели среды.

В первой главе монографии дана краткая характеристика параметров электронных и протонных пучков, высыпающихся в областях высокоширотной ионосферы Земли, приведен обзорный анализ существующих теоретических моделей для исследования характеристик переноса авроральных частиц в атмосферных газах и в атмосфере.

Вторая глава посвящена анализу и обобщению накопленного к настоящему времени экспериментального и теоретического материала, касающегося интегральных и дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния электронов основными атмосферными газами (). На основе этих данных построен детальный набор сечений рассеяния электронов на N_2, O_2, O, и получены аппроксимационные выражения, дающие непрерывную энергетическую и угловую зависимость сечений в диапазоне энергий от порогов возбуждения до области асимптотического поведения сечений и в диапазоне углов рассеяния 0-180^o. На основе полученных сечений рассеяния проведен анализ

возможных каналов торможения авроральных электронов при столкновительном взаимодействии с атмосферными газами (N_2, O_2, O).

Третья глава посвящена анализу и обобщению накопленного к настоящему времени экспериментального и теоретического материала, касающегося интегральных и дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния протонов и атомов водорода основными атмосферными газами (N_2, O_2, O). На основе этих данных построен детальный набор сечений рассеяния на N_2, O_2, O и получены аппроксимационные выражения, дающие непрерывную энергетическую зависимость сечений в диапазоне энергий от 100 эВ до области асимптотического поведения сечений. На основе полученных сечений рассчитаны функции потерь энергии для равновесных протонно-водородных пучков в N_2, O_2, O.

Четвертая глава посвящена построению математической трехмерной модели переноса электронных и протонно-водородных пучков в однокомпонентных газовых средах (N_2, O_2, O) и в атмосфере Земли с учетом дипольного магнитного поля. В качестве вычислительного алгоритма была реализована наиболее наглядная и очевидная модель для статистического моделирования переноса частиц в веществе - модель индивидуальных соударений.

Отдельный параграф в данной главе посвящен моделированию в рамках разработанной модели лабораторных и ракетных экспериментов, направленных на исследование характеристик переноса электронов в газовых средах.

В пятой главе представлены результаты расчета и анализа фундаментальных транспортных характеристик и основных функционалов, связанных с прохождением авроральных электронов с начальными энергиями больше 50 эВ в атмосферных газах и атмосфере Земли.

В шестой главе представлены результаты расчета и анализа фундаментальных транспортных характеристик и основных функционалов, связанных с прохождением авроральных протонно-водородных пучков с начальными энергиями больше 1 кэВ в атмосферных газах и атмосфере Земли.

Седьмая глава посвящена исследованию процесса распределения кинетической энергии авроральных электронов и протонов в процессе столкновительной диссипации энергии по колебательным и электронным степеням свободы N_2, O_2, O и их ионов.

Авторы надеются, что книга будет полезной для научных работников и аспирантов, работающих в области физики ионосферы и лабораторной плазмы, а также для студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Авторы выражают глубокую благодарность и признательность Т.И.Сергиенко, тесное сотрудничество с которым способствовало написанию данной работы, а также Н.В.Голубцовой и Л.В. Ковалевской за неоценимую помощь при подготовке рукописи к печати и создание версий оригинал-макета. Особая благодарность - Российскому Фонду фундаментальных исследований, грант № 01-05-78018-д которого способствовал изданию данной книги.

Единицы измерения

1 Ангстрем (Å) = 10^{-10} м	1 нм = 10^{-9} м
1 эрг = 10^{-7} Дж	1 эВ = 1.60×10^{-19} Дж
1 барн = 10^{-29} м^2	1 Рэлей = 10^6 фотон см$^{-2}$ с$^{-1}$

Физические константы

Заряд электрона	$e = 1.60219\times10^{-19}$ Кл
Масса покоя электрона	$m_e = 9.10953\times10^{-31}$ кг
Отношение масс покоя протона и электрона	$m_p / m_e = 1836.1515$

Глава 1

АВРОРАЛЬНЫЕ *e-p*-Н ЧАСТИЦЫ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

1.1. Высокоширотная ионосфера и характеристики *e-p*-Н пучков

Ионизованная часть верхней атмосферы, содержащая свободные электроны и ионы, называется ионосферой. Собственно ионосфера начинается с высот примерно 50-60 км. Во всех ионосферных слоях (D, E, F1, F2) заряженные частицы являются малой примесью к нейтральной атмосфере и лишь на высотах ~1000 км, то есть у основания протоносферы, концентрации заряженных и нейтральных частиц сравниваются /2,54,72/.

К высокоширотной ионосфере относят ионосферу на геомагнитных широтах $\Phi \geq 65^o$, включающих авроральную зону ($\Phi \approx 65\text{-}75^o$) и полярную шапку ($\Phi \geq 75^o$). Высокоширотная ионосфера существенно отличается от среднеширотной. В значительной степени это связано с тем, что структуру высокоширотной ионосферы равно как и динамику протекающих в ней процессов, определяют не только коротковолновое излучение Солнца, но и потоки высыпающихся частиц (электронов, протонов) магнитосферного или солнечного происхождения. Более того, во время полярной ночи в неосвещенной солнцем ионосфере корпускулярные потоки являются основной причиной ионосферных возмущений. Разделение ионосферы на высотные области D (высоты от 90 до 100 км), E (высоты от 90 до 140 км), F1 (высоты от 140 до 200 км) и F2 (высоты от 200 до 1000 км) связано с особенностями ионограмм вертикального зондирования ионосферы - существованием отражений от расположенных одна над другой областей с большими вертикальными градиентами электронной концентрации, указывающих на слоистую, приблизительно горизонтально стратифицированную структуру ионосферы. Границы между этими областями довольно условны и изменчивы /2,43,54,72/.

Формирование профилей электронной концентрации, равно как и вся совокупность физико-химических процессов, протекающих в различных областях не освещенной Солнцем высокоширотной ионосферы, инициируется проникшими на эти глубины потоками электронов и протонов магнитосферного или солнечного происхождения. Глубины проникновения авроральных частиц, высотные профили энерговыделения и скоростей образования компонент ионосферной плазмы в различных возбужденных состояниях зависят от особенностей начального энергетического спектра, питч-углового распределения электронных и протонных потоков, а также от характера диссипативных процессов, протекающих в авроральной ионосфере.

Электроны с начальными энергиями 30-100 кэВ осаждаются в основном в D-области. В E-области диссипируют электроны с энергиями порядка 1-30 кэВ. С временной изменчивостью и пространственной неоднородностью высыпаний частиц данного диапазона энергий связано существование разнообразных типов спорадических слоев в E-области ионосферы и различных форм полярных сияний в ночной области аврорального овала. В областях F1 и F2 в основном осаждаются высыпающиеся электроны с энергиями порядка или меньше 1 кэВ. Потоки электронов с такими характерными энергиями доминируют в дневном секторе авроральной зоны. Многочисленные запуски спутников и ракет в высокоширотную ионосферу позволили получить обширную информацию о формах энергетических спектров, питч-угловых распределений и потоках высыпающихся электронов в различных областях аврорального овала в разнообразных геофизических условиях /5, 78, 112, 127, 136, 142, 145, 146, 153, 154, 261, 290, 291, 352/. Было установлено, что лентообразные формы (дуги, полосы) и диффузное свечение с яркостью не выше двух баллов в большинстве случаев формируются электронными потоками, энергетический спектр которых имеет

плавный вид в диапазоне 0.1-30 кэВ и хорошо аппроксимируется степенными или экспоненциальными функциями. Распределение по питч-углам в большинстве случаев близко к изотропному. Когда сияние становится более активным, на фоне плавного континуума энергетического спектра начинают появляться выбросы, по форме близкие к моноэнергетическим. На рис.1.1 приведены характерные примеры спектров высыпающихся электронов /112,352/, зарегистрированные в областях диффузной полосы, яркой однородной дуги и в момент, соответствующий распаду форм. В последнее время на основе результатов прямых измерений частиц были созданы эмпирические модели планетарного распределения электронных и ионных высыпаний для различных уровней магнитной активности /306, 170-173/. Рис.1.2 иллюстрирует статистические овалы, построенные по данным /170-173/, для электронных и протонных высыпаний при трех значениях K_p.

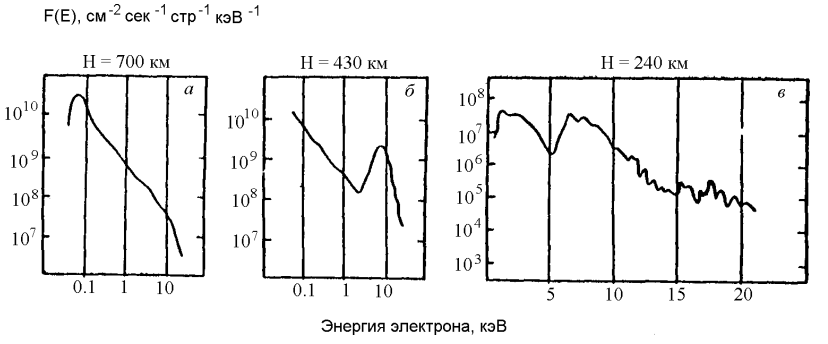


Рис.1.1. Примеры энергетических спектров высыпающихся авроральных электронов /112,352/

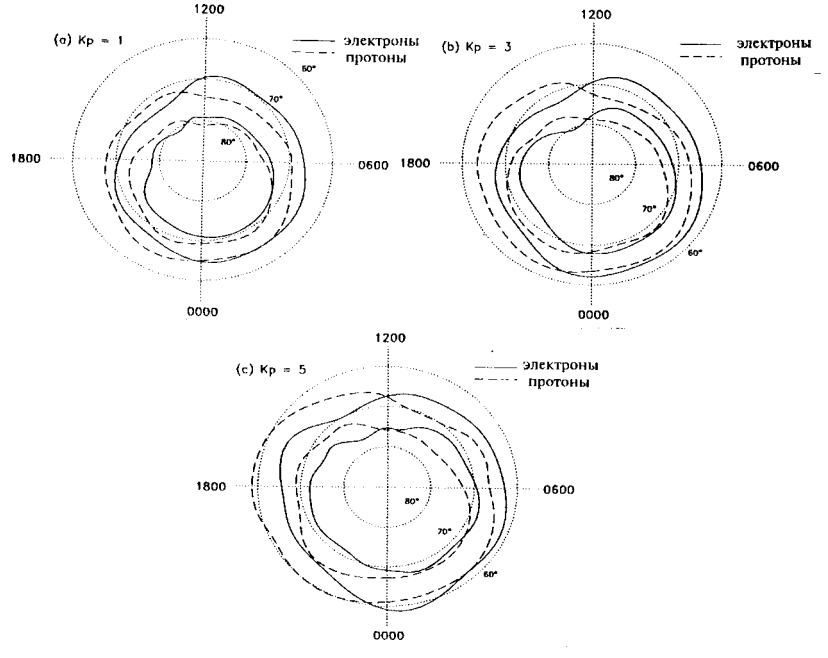


Рис.1.2. Планетарное распределение электронных и протонных высыпаний для различных уровней магнитной активности /171,173/

Так как потоки протонов менее изучены, чем электронные, остановимся несколько подробнее на их характеристиках с целью подчеркнуть ту роль и место, которое занимают протонные пучки в общей картине корпускулярных высыпаний.

Известно, что более или менее интенсивные потоки энергичных протонов различного происхождения постоянно высыпаются в атмосферу практически над всей поверхностью Земли. Уже в ранних работах /8,9,231,342/ с этими высыпаниями связывают сдвинутые в фиолетовую сторону линии атомарного водорода в спектре полярных сияний и свечении атмосферы. Развитие космической техники позволило составить достаточно полную картину о пространственном распределении и характеристиках потоков протонов, измеренных непосредственно с борта спутников и ракет.

Наиболее интенсивные высыпания протонов происходят в высокоширотной области авроральных высыпаний. В работе /173/ представлены усредненные характеристики протонных потоков в высоких широтах, определенные по данным, полученным на спутниках F1 и F2 DMSP. Эта работа является наиболее полной из последних работ, посвященных морфологии протонных высыпаний, и ее результаты хорошо согласуются с результатами других работ /169,176,191,192,204,224,234/. Поэтому при описании морфологических особенностей потоков авроральных протонов будем использовать результаты работы /173/.

Зона авроральных высыпаний протонов в каждом полушарии представляет собой овал шириной несколько сотен километров, локализованный обычно в пределах 60-70^o широты и несколько смещенный относительно зоны электронных высыпаний (см. рис.1.2). Расположение и размеры этого овала, а также характеристики высыпающихся потоков зависят от магнитной активности.

Самые интенсивные потоки наблюдаются на дневной стороне авроральной зоны, причем максимальные значения интегрального потока, ~10^7 протонов/см^{2}с стер, ограничены в узкой как по широте, так и по долготе области. Эта область обычно идентифицируется как центр дневного полярного каспа. Средние энергии протонов в этой области равны 1-3кэВ. Вне максимума интегральный поток протонов асимметричен относительно меридиана день-ночь, причем более сильные потоки наблюдаются в предполуденные часы.

В отличие от интегрального потока частиц максимум интегрального потока энергии протонов находится на ночной стороне. Наибольшие величины интегрального потока энергии наблюдаются внутри области, имеющей С-образную форму, симметричную относительно меридиана, идущего от предполуночи к предполудню. Величина максимума потока в зависимости от магнитной активности составляет от 3.3×10^7 кэВ/см^{2}с стер при K_p=0 до 2.4×10^8 кэВ/см^{2}с стер при K_p=6. Средняя энергия в максимуме потока сильно меняется также с ростом K_p: от ≈10 кэВ при K_p=0 до ≈24 кэВ при K_p=6.

Самые высокие энергии протонов (>30 кэВ) наблюдаются на вечерней стороне авроральной зоны. Изменение средней энергии с широтой вдоль полуденно-полуночного и вечерне-утреннего меридианов для трех уровней магнитной активности показано на рис.1.3 и 1.4, откуда видно, что средняя энергия уменьшается очень резко к экватору от максимума, ее значение падает ниже 100 эВ в пределах 1-2^o широты. На широтах выше максимума средняя энергия плавно уменьшается до значений 3-5 кэВ на 77^o широты. Примеры усредненных спектров авроральных протонов и их вариации в зависимости от магнитного местного времени и магнитной широты приведены на рис.1.5. Кривые а,б,в,г соответствуют усредненным в трехградусном интервале широт дифференциальным потокам протонов для 00.00, 06.00, 12.00 и 18.00 часам местного времени соответственно.

Хотя все спектры приведены для K_p=3, они вполне адекватно отражают основные особенности поведения дифференциальных потоков на всех уровнях магнитной активности. Изменение активности приводит к изменению интенсивности потоков и практически не сказывается на форме спектров. Питч-угловые распределения в авроральных потоках протонов близки к изотропному.

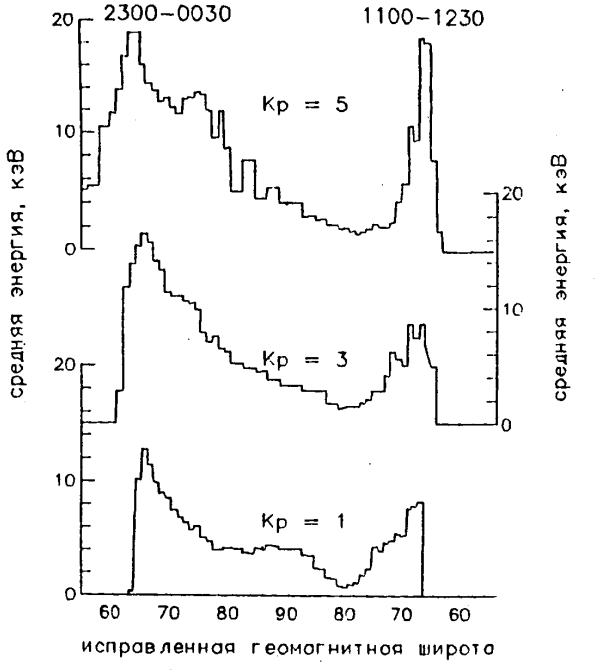


Рис.1.3. Распределение средней энергии протонов вдоль меридиана полночь-полдень /170/

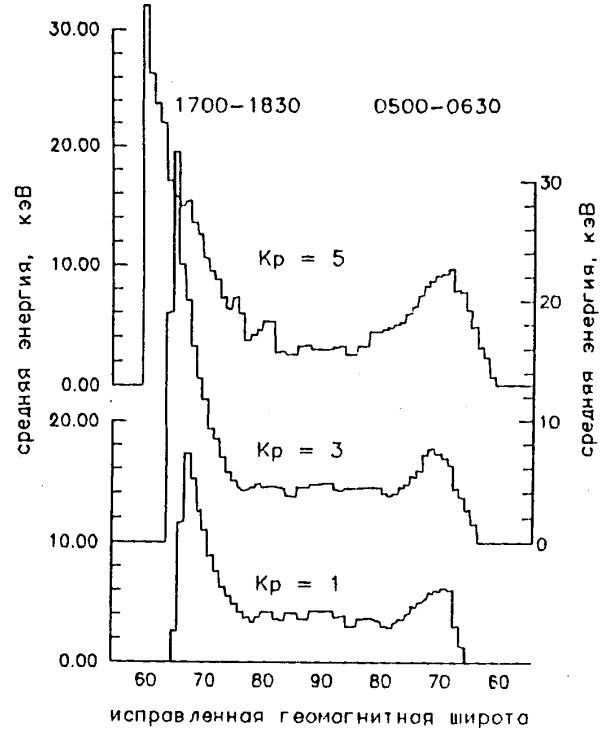


Рис.1.4. Распределение средней энергии протонов вдоль меридиана утро-вечер /170/

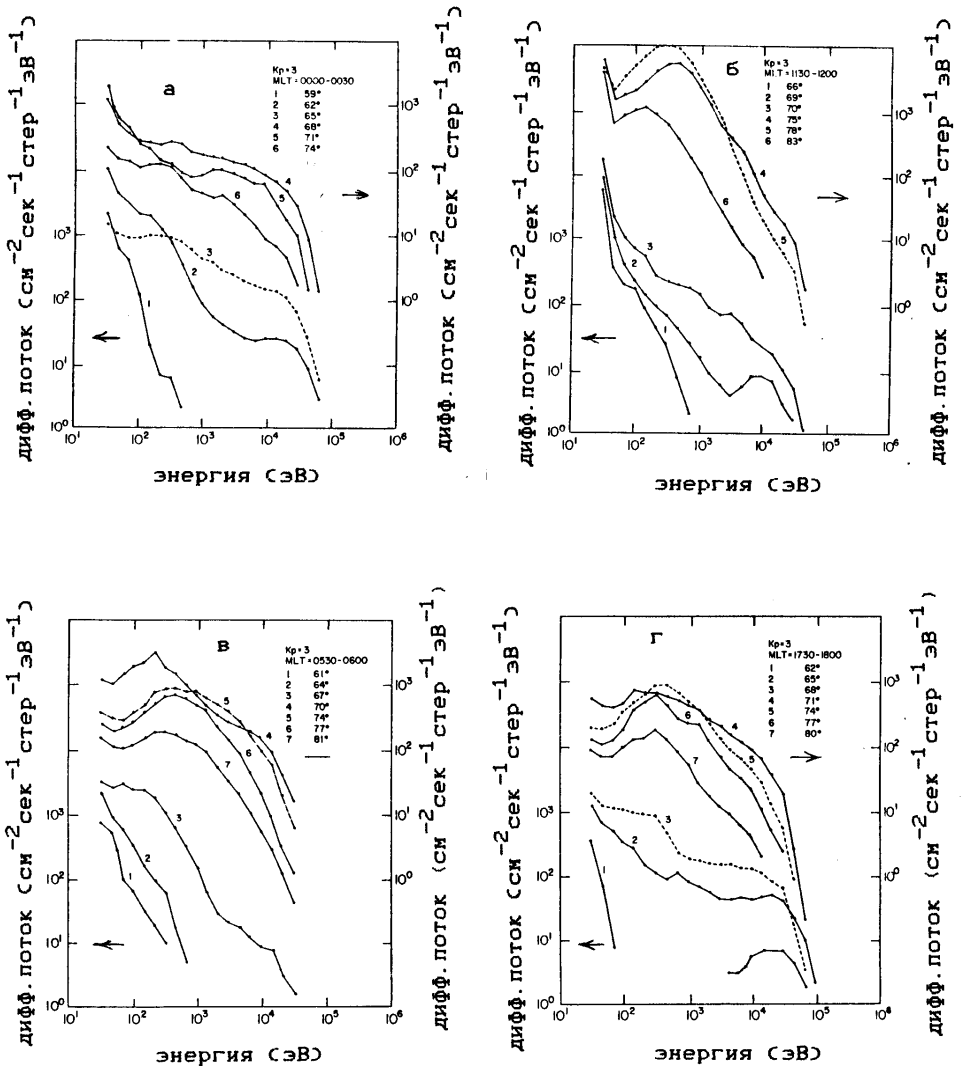


Рис.1.5. Энергетические спектры авроральных протонов /170/
Меридианы: а - полуночный, б - утренний, в - полуденный, г - вечерний

На широтах вблизи экватора во время магнитных бурь также регистрируются высыпания энергичных протонов и атомов водорода. Их связывают с перезарядкой протонов в радиационных поясах /256/, но интенсивность этих высыпаний весьма слабая.

С потоками протонов, как отмечалось выше, также связано наиболее масштабное возмущение в ионосфере высоких широт, охватывающее всю полярную область Земли, - поглощение в полярной шапке (ППШ). Сильное поглощение радиоволн в высокоширотной ионосфере, не сопровождаемое усилением геомагнитной активности или появлением визуально наблюдаемых полярных сияний, вызывается проникновением в магнитосферу Земли потоков высокоэнергичных заряженных частиц, преимущественно протонов, инжектированных в период мощных солнечных вспышек.

Эти потоки, получившие название солнечных космических лучей, генерируются в мощных вспышках на Солнце и отличаются большой изменчивостью параметров от события к событию. Кроме того, вспышки солнечных космических лучей являются довольно редким событием, и усредненная статистическая картина данных событий не построена.

1.2. Модели переноса энергичных частиц в атмосфере Земли

Проблема теоретического описания взаимодействия пучков заряженных частиц с веществом важна для многих областей науки и техники. Одно из центральных мест данная проблема занимает и в области физики высокоширотной ионосферы Земли и касается, в первую очередь, постановки и решения задач прохождения энергичных частиц через вещество.

Данные исследования в области физики авроральных явлений начались несколько десятилетий тому назад и базировались на приближении непрерывных потерь энергии, развитом для исследования характеристик взаимодействия электронов с веществом /89/. Однако уровень развития средств вычислительной техники позволил достичь значительного прогресса в данной области исследований лишь за последнее десятилетие.

1.2.1. Модели переноса авроральных электронов в атмосфере Земли

К первому шагу в задачах теоретического исследования характеристик переноса электронов в атмосфере можно отнести работу /349/, в которой было решено кинетическое уравнение переноса в рамках приближения Фоккера-Планка для электронов с начальными энергиями в десятки килоэлектрон-вольт. Следующим серьезным успехом можно считать серию работ /91,92/, в которых была использована техника статистического моделирования для электронных потоков с начальными энергиями, большими 2 кэВ. Однако в /91,92/ траектории электронов прослеживались только до энергий в 200 эВ. Попытка оценить характеристики потоков авроральных электронов в электрон-вольтовом диапазоне энергий была предпринята в работе /263/, в которой авторы скомпилировали результаты /91,92/, полученные для электронов с высокими энергиями, с расчетами для электронов с малыми энергиями, проведенными в рамках модели непрерывных потерь энергии /263/. В работе /85/ была развита комбинированная модель, в рамках которой перенос электронов с энергиями, большими 500 эВ, рассчитывался в приближении Фоккера-Планка аналогично /349/, а для электронов с энергиями меньшими 500 эВ, использовалось двухпотоковое приближение, развитое в работе/237/ для исследования характеристик переноса фотоэлектронов.

Необходимо также отметить и значительные успехи в теоретическом исследовании кинетики сверхтепловых электронов в ионосфере и плазмосфере Земли /38,71/. Эти частицы образуются при ионизации нейтральных частиц атмосферы коротковолновым излучением Солнца или высыпающимися энергичными частицами.

Дальнейшее развитие теория переноса авроральных электронов получила в работах /310,311,321/, где для однокомпонентной атмосферы впервые была реализована вычислительная схема, известная как многопотоковое приближение. Обобщение вычислительной схемы, развитой в работах /321 и 310,311/ для трехкомпонентной атмосферы, было представлено в работах /318,320/ и /262/ соответственно.

В работах /12-15,19/ для исследования характеристик переноса электронов с начальными энергиями, меньшими 1 кэВ, в трехкомпонентной атмосфере авторы использовали метод Монте-Карло и реализовали вычислительный алгоритм в рамках схемы "индивидуальных" столкновений. В этих же работах была сделана попытка получить оценку степени влияния дипольного магнитного поля Земли на транспортные характеристики авроральных электронов. Аналогичный подход был использован в работах /198,300/ для исследования характеристик переноса электронов в однокомпонентных газах N_2 и O.

Дальнейшее развитие схема "индивидуальных" столкновений получила в работах /17,20,36,56,57,58,196,287/, основные результаты которых были обобщены в монографии /16/. В этих работах был развит и реализован единый алгоритм статистического

моделирования процесса переноса электронов для широкого диапазона начальных энергий (от 50 эВ до десятков килоэлектрон-вольт). Основные достоинства этого алгоритма определяются адекватным выбором входных параметров и корректностью реализации особенностей взаимодействия электронов с веществом:

входные параметры модели включали

трехкомпонентную модель нейтральной атмосферы Земли, состоящую из N_2, O_2 и O,

детальный набор сечений упругого и неупругого рассеяния электронов атмосферными газами,

дипольное магнитное поле;

особенности реализации переноса учитывали

трехмерный характер переноса,

дискретность в потерях энергии при неупругих столкновениях и угловое рассеяние в интервале углов 0-180^o,

перенос вторичных электронов всех поколений, родившихся в ионизационных столкновениях,

перенос всех электронов вплоть до энергий в 1 эВ.

1.2.2. Модели переноса авроральных протонов в атмосфере Земли

Начиная с 50-х годов появляются работы, в которых авторы с различной степенью подробности моделируют перенос стационарных протонно-водородных пучков для получения отдельных характеристик переноса, связанных с авроральными явлениями. Использованные при этом методы, так же как и для электронных пучков, можно разделить на три группы: метод непрерывных потерь энергии, методы прямого решения кинетического уравнения переноса, метод статистического моделирования (метод Монте-Карло).

Использование приближения непрерывных потерь является наиболее простым методом, позволяющим моделировать основные особенности распространения частиц в среде. Изложение данного метода можно найти, например, в работах /1,251/. В реализации метода непрерывных потерь различными авторами имеются некоторые отличия. В ранних работах (/179/, обзор в /28/), использовались данные по интегральным длинам пробегов протонов в атмосфере без разделения вкладов отдельных процессов взаимодействия. С помощью этой упрощенной модели исследовалось высотное изменение энергетических и питч-угловых спектров протонных пучков с различными начальными угловыми распределениями. В более современных работах /251,252,267/ использовались более подробные сведения о сечениях взаимодействия протонов и H-атомов с атмосферными газами, например /138,139/.

Наряду с решением чисто транспортных задач большое внимание уделялось решению задачи о восстановлении начального энергетического спектра протонов по контурам бальмеровских линий в полярных сияниях /6,27,67/.

Прямые методы решения уравнения переноса получили наибольшее развитие при исследовании вопросов переноса нейтронов /42/ и электронов (см. ссылки в разделе 1.2.1). Для случая переноса протонно-водородных пучков авроральных энергий в атмосфере наиболее последовательное развитие получила линейная теория переноса в работах /88,90,201,202/. Основные допущения, используемые в данном приближении: плоско-параллельная среда, однородное магнитное поле, отсутствует угловое рассеяние частиц пучка при столкновениях, не учитывается упругое рассеяние, потери энергии считаются одинаковыми для всех неупругих столкновений. В работе /201/ поглотитель считался однокомпонентным (N_2) В работе /90/ эта схема применена для случая трехкомпонентной атмосферы (N_2, O_2, O). В дальнейшем развитии этого метода в работах /88,202/ аналитические расчеты заменены численными, что позволило учесть зависимость отношения равновесных концентраций протонов и атомов водорода в пучке

от высотного изменения состава атмосферы. И, наконец, последние достижения, полученные в рамках линейной теории переноса, были представлены в /89,320/, где в рамках одномерной модели были рассчитаны отдельные характеристики взаимодействия *e-p*-H пучков в трехкомпонентной атмосфере.

Попытки использования метода статистического моделирования процесса переноса протонно-водородных (*p*-H) пучков в атмосфере были предприняты в работах /127,193,205,/, что позволило провести качественные оценки расплывания *p*-H пучка в атмосфере, а также проследить эволюцию энергетического и углового спектров частиц в атмосфере /51,158/.

Наиболее последовательное исследование процесса переноса *p*-H пучков в атмосфере Земли было проведено авторами данной работы и опубликовано в /196,212-219/. В этих работах вычислительный алгоритм был реализован в рамках схемы "индивидуальных" столкновений. Входные параметры модели были выбраны идентичными входным параметрам модели переноса электронных пучков (см. раздел 1.2.1). Особенности реализации траекторных расчетов учитывали:

трехмерный характер переноса *p*-H частиц,

дискретность в потерях энергии и угловое рассеяние частиц,

перенос *p*-H частиц рассматривался до энергий 100 эВ,

взаимодействие вторичных электронов с веществом учитывалось в рамках приближения локальных потерь энергии.

1.3. Особенности моделирования переноса авроральных пучков в атмосфере Земли

Основная задача, стоящая перед теорией прохождения заряженных авроральных частиц (*e-p*-H) через атмосферу, может быть сформулирована следующим образом: зная законы взаимодействия энергичных частиц с атомами и молекулами атмосферы, геометрию среды, внешние поля (магнитное поле Земли, электрические поля) и характеристики падающего извне потока частиц, вычислить угловое и энергетическое распределение частиц в любой точке как внутри объема вещества, так и на его поверхности. В общем случае нахождение пространственно-углового и энергетического спектра частиц сводится к вычислению плотности потока излучения $F(\vec{r},\vec{\omega},E)$ с энергией E в точке $\vec{r}$, распространяющегося в направлении $\vec{\omega}$. Величина $F(\vec{r},\vec{\omega},E)$ представляет собой число частиц с энергией E, пересекающих в единицу времени единичную площадку в точке $\vec{r}$, ориентированную перпендикулярно направлению их движения $\vec{\omega}$. Для определения $F(\vec{r},\vec{\omega},E)$ необходимо решать соответствующее кинетическое уравнение.

Как можно видеть, в общей формулировке проблема переноса заряженных частиц в атмосфере ничем не отличается от соответствующей проблемы переноса нейтронов и фотонов. Однако несмотря на большие достижения в развитии теории переноса нейтронов и фотонов, основанной на решении кинетического уравнения, результаты, полученные при решении задачи прохождения авроральных частиц через атмосферу Земли, значительно более скромные. Основная причина заключается в специфике взаимодействия заряженных авроральных частиц с атомами и молекулами атмосферы (а именно: большом числе каналов неупругого рассеяния, большой вероятности малых потерь энергии, наличии каскада вторичных электронов, существенной анизотропии индикатриссы рассеяния), сложности среды (многокомпонентность, неоднородность) и, наконец, в наличии дипольного магнитного поля. В данном случае вычислительные проблемы требовали от исследователей не всегда оправданных упрощений исходной физической модели.

Подробное рассмотрение вычислительных проблем решения кинетического уравнения переноса выходит за рамки данной работы, ограничимся поэтому кратким

анализом достижений в области решения задачи переноса *e*-*p*-H частиц в атмосфере Земли.

В соответствии с последними достижениями в области исследования характеристик переноса авроральных заряженных частиц в атмосфере /89/ кинетические уравнения для *e*-*p*-H частиц можно записать в предположении, что ось Z направлена вдоль магнитного поля Земли, следующим образом:

$$\left[\mu\frac{\partial}{\partial z}+\sum_{\alpha}n_{\alpha}(z)\sigma_{\alpha,e}(E)\right]F_e(z,E,\mu)=\sum_{\alpha}n_{\alpha}(z)\sigma_{\alpha,e}(E)\int dE'\int d\mu' R_{\alpha,e}(E',\mu'\to E,\mu)F_e(z,E',\mu')$$
$$+n_e(z)\frac{\partial}{\partial E}[L_e(z,E)F_e(z,E,\mu)]+\sum_{\gamma=p,H}S_{\gamma\to e}(z,E,\mu) \qquad (1.1)$$

$$\left[\mu\frac{\partial}{\partial z}+\sum_{\alpha}n_{\alpha}(z)\left(\sigma_{\alpha,p}(E)+\sigma_{\alpha}^{10}(E)\right)\right]F_p(z,E,\mu)=\sum_{\alpha}n_{\alpha}(z)\sigma_{\alpha,p}(E)\int dE'\int d\mu'$$
$$\times R_{\alpha,p}(E',\mu'\to E,\mu)F_p(z,E',\mu')+S_{H\to p}(z,E,\mu) \qquad (1.2)$$

$$\left[\mu\frac{\partial}{\partial z}+\sum_{\alpha}n_{\alpha}(z)\left(\sigma_{\alpha,H}(E)+\sigma_{\alpha}^{01}(E)\right)\right]F_H(z,E,\mu)=\sum_{\alpha}n_{\alpha}(z)\sigma_{\alpha,H}(E)\int dE'\int d\mu'$$
$$\times R_{\alpha,H}(E',\mu'\to E,\mu)F_H(z,E',\mu')+S_{p\to H}(z,E,\mu), \qquad (1.3)$$

где $F_{\beta}(z,E,\mu)$ - дифференциальный поток частиц типа $\beta\in(e,p,\mathrm{H})$ как функция высоты z, энергии E и косинуса μ угла между вектором скорости частицы и осью Z;

$n_{\alpha}(z)$ - высотное распределение плотности атмосферного газа сорта α;

$n_e(z)$ - концентрация тепловых электронов ионосферной плазмы;

$\sigma_{\alpha,\beta}(E)$ - сечение рассеяния частицы сорта $\beta\in(e,p,\mathrm{H})$ на атмосферном газе сорта α;

$R_{\alpha,\beta}$ - вероятность перехода $E',\mu'\to E,\mu$ для частицы сорта $\beta\in(e,p,\mathrm{H})$ при рассеянии на атмосферном газе сорта α;

$S_{\beta\to e}(z,E,\mu), S_{H\to p}(z,E,\mu), S_{p\to H}(z,E,\mu)$ - объемная плотность источников вторичных электронов в результате ионизации нейтрального газа сорта α частицами сорта β, реакции обдирки $\mathrm{H}\to p$ и реакции перезарядки $p\to\mathrm{H}$;

$\sigma_{\alpha}^{10}(E)$ и $\sigma_{\alpha}^{01}(E)$ - сечения реакции перезарядки и обдирки;

$L_e(z,E)$ - эффективное торможение при электрон-электронном рассеянии.

Не анализируя деталей реализации вычислительного алгоритма решения кинетических уравнений (1.1)-(1.3), (см. /89,319/), связанных, например, с учетом дискретности в потерях энергии и углового рассеяния, можно видеть две основные особенности: а) уравнения сугубо одномерные, б) в уравнения не входят члены, описывающие влияние дипольного магнитного поля на движение частиц. В силу этих особенностей данные уравнения априори исключают возможность решения двух принципиальных задач в вопросах переноса *e*-*p*-H частиц в атмосфере Земли. Одна из них заключается в численном исследовании влияния дипольного магнитного поля на транспортные характеристики авроральных частиц, что крайне важно, например, для процесса формирования альбедопотоков как для протонных, так и для электронных высыпаний. Другая связана с исследованием процессов поперечного расплывания пучка и пространственной эволюции зарядового состава, которые важны в первую очередь для процесса переноса *p*-H пучков.

Задачи, встающие при исследовании процесса переноса авроральных частиц в атмосфере Земли, можно условно разбить на следующие блоки:

1. Решение транспортной задачи:

а) для электронных пучков.

Исследование эволюции параметров дифференциальных потоков (энергетических и питч-угловых распределений) в атмосфере Земли для широкого диапазона начальных энергий, характерных для всех секторов аврорального овала (рис.1.2). *В рамках данной задачи важными представляются следующие вопросы:*

структура надтепловой части энергетического спектра, формирующаяся электронами ионизационного каскада и сильно деградировавшими первичными электронами; численная оценка вкладов данных частиц в формирование спектра;

структура питч-угловых распределений электронных потоков, имеющих различное происхождение, а именно: вторичных, рожденных в атмосфере, и деградировавших первичных.

Исследование основных функционалов, связанных с прохождением электронов в атмосфере Земли, а именно: интегральных длин пробегов, интегральных альбедопотоков, функции диссипации энергии. *В рамках данной задачи важными представляются следующие вопросы:*

получение энергетической и угловой зависимостей характеристик прохождения для полного набора начальных параметров высыпающихся авроральных электронов;

исследование особенностей и получение количественной оценки степени влияния сорта атмосферного газа на характеристики прохождения;

б) для протонно-водородных пучков.

Исследование основных функционалов, связанных с прохождением *p*-H-пучков в атмосфере Земли, а именно: интегральных длин пробегов, альбедопотоков, функции диссипации энергии, радиального расплывания пучка, эволюции зарядового состава. *В рамках данной задачи важными представляются следующие вопросы:*

получение и исследование поведения интегральных длин пробегов и функции диссипации энергии в зависимости от начальных параметров протонного пучка;

количественное исследование механизмов формирования интегральных альбедопотоков;

количественное исследование процесса радиального расплывания и высотной эволюции зарядового состава *p*-H-пучка;

в) для электронных и протонно-водородных пучков.

Количественное исследование влияния дипольного магнитного поля на перечисленные в пунктах а и б характеристики взаимодействия авроральных частиц пучков с атмосферой Земли.

2. Количественное исследование процесса распределения кинетической энергии, запасенной в авроральных потоках по уровням внутреннего возбуждения молекул, атомов и их ионов в атмосфере Земли

В данном блоке принципиальный интерес представляют следующие задачи:

исследование поведения доли энергии высыпающихся электронов, затраченной на возбуждение колебательных и электронных уровней N_2, O_2, O, их ионов и продуктов диссоциации как функции начальной энергии частицы и влияния на эти характеристики нейтрального состава атмосферы;

изучение роли электронов ионизационного каскада в формировании энергетической зависимости средних потерь энергии, затраченных на возбуждение колебательных и электронных уровней N_2, O_2, O и их ионов;

исследование механизмов ионизации атмосферных газов при протонных высыпаниях и получение зависимости величины средней энергии, потраченной на образование одной ион-электронной пары, от начальной энергии протонного пучка.

3. Создание эффективных вычислительных алгоритмов, устанавливающих связь между начальными параметрами потока высыпающихся *e-p*-H частиц и основными

характеристиками, связанными с прохождением потока авроральных частиц в атмосфере Земли.

К основным характеристикам, наиболее часто используемым при решении широкого круга прямых и обратных задач в области физики полярной ионосферы, относятся:

интегральные длины пробегов, характеризующие глубину проникновения в атмосферу высыпающихся частиц;

нормированная функция диссипации энергии;

высотные профили выделившейся в атмосфере энергии;

высотные профили объемных скоростей образования компонент ионосферной плазмы в различных возбужденных состояниях.

4. Создание базы данных, включающей в себя детальный набор интегральных и дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния *e-p*-H частиц атмосферными газами.

Решение задач, сформулированных выше в блоках 1-3, возможно только при наличии детального набора сечений рассеяния и знания их энергетической и угловой зависимости в широком диапазоне энергий и углов рассеяния. Однако необходимая информация о сечениях рассеяния содержится, как правило, в отдельных статьях или трудах конференций и представляет собой результаты измерений (или теоретических расчетов), выполненных для ограниченного набора отдельных энергий или углов рассеяния. Поэтому самостоятельной задачей данного раздела является сбор, анализ и обобщение накопленного за последние десятилетия материала о сечениях рассеяния *e-p*-H частиц атомами кислорода, молекулами азота и кислорода. Обобщение данных включает в себя экстраполяцию имеющихся данных на более широкий диапазон энергий (углов), интерполирование их на промежуточные значения энергий (углов) и в итоге получение аппроксимационных выражений, которые и составляют основное содержание базы данных по сечениям рассеяния.

Очевидно, что для решения сформулированных выше задач необходимо в первую очередь решить транспортную проблему для *e-p*-H частиц на более высоком уровне, чем в /89,319/, а именно: а) реализовать модель переноса в рамках трехмерной модели среды; б) учесть влияние дипольного магнитного поля на траектории *e-p*-H частиц; в) собрать детальный набор данных по сечениям рассеяния и представить их в форме, удобной для численной реализации транспортных алгоритмов.

Для решения поставленных задач был выбран метод Монте-Карло /44,65/. При использовании данного метода в задачах переноса не требуется, вообще говоря, формулировать математическую модель в виде уравнений, аналогичных (1.1)-(1.3). Но фактически с помощью этого метода решается один из вариантов кинетического уравнения. В качестве вычислительного алгоритма была реализована наиболее наглядная и очевидная модель для статистического моделирования переноса частиц в веществе - модель "индивидуальных" соударений /1/. В основе модели "индивидуальных" соударений лежит концепция расчета траекторий частиц, когда считается, что в каждой узловой точке траектории происходит один из возможных элементарных процессов взаимодействия, после чего частица изменяет свое состояние - движется в новом направлении с новой энергией до тех пор, пока не произойдет новое столкновение и т.д. В рамках этой модели нет проблем с формулировкой дискретной модели, возможен точный учет влияния внешних полей на траекторию частицы и легко проследить за влиянием отдельного процесса на конечный результат моделирования. Более того, в иерархии моделей статистического моделирования она занимает высший уровень, а это означает, что с ее помощью можно проверять результаты расчетов по моделям более низких уровней, а также тестировать различные методы решения кинетического уравнения.

Другими словами, использование метода статистического моделирования в рамках схемы "индивидуальных" соударений позволяет создать прецизионную модель для исследования характеристик переноса авроральных *e-p*-H частиц в атмосфере Земли, сведя основную ошибку вычислительного эксперимента к уровню современных знаний интегральных и дифференциальных характеристик элементарных актов соударений *e-p*-H частиц с атмосферными газами (N_2, O_2, O). В силу этих причин в данной работе будет уделено самое серьезное внимание (см. гл.2 и 3) интегральным и дифференциальным сечениям упругого и неупругого рассеяния *e-p*-H частиц атмосферными газами (N_2, O_2, O).

Заключительным этапом вычислительного эксперимента является сопоставление результатов расчета с экспериментом. Здесь выявляются недостатки физических моделей, недостоверность исходной информации и производится необходимая корректировка. Именно на этом этапе физическая модель получает право на отображение какой-то части реальной картины мира и служит основой для создания следующей, более совершенной, модели. Но апробированная модель, и это самое главное, может использоваться для получения результатов в области, где нет экспериментальных данных и для прогнозирования результатов будущих экспериментов.

Глава 2

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ

2.1. Дифференциальные, интегральные и суммарные сечения рассеяния

Сечение рассеяния является количественной характеристикой процесса рассеяния частиц различными мишенями. Под частицей здесь будут подразумеваться электроны, протоны и нейтральные атомы водорода, под мишенью - легкий атом (атомарный кислород) или двухатомная молекула (молекулярный кислород, молекулярный азот). Рассмотрим однородный монохроматический пучок частиц с энергией E и плотностью потока N. Пучок частиц распространяется в определенном направлении и падает на некоторый рассеиватель. Допустим, что имеется возможность регистрировать те частицы, рассеяние которых вызывает некоторый процесс n, сопровождающийся изменением состояния мишени из начального состояния i в конечное f. Значки i и f включают все квантовые числа, определяющие начальное и конечное состояние мишени. Пусть число таких выделенных частиц, рассеянных в единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega(\theta,\varphi)$, равно $dN_{if}^{(n)}$, θ, φ - сферические углы.

Дифференциальное сечение рассеяния процесса n, сопровождающееся переходом мишени из состояния i в состояние f, определяется как /43/.

$$\frac{d\sigma_{if}^{n}}{d\Omega}(E,\theta,\varphi) \approx \frac{dN_{if}^{(n)}}{Nd\Omega}. \qquad (2.1)$$

Определение (2.1) относится к рассеянию на одном изолированном центре, в случае рассеивателя плотности ρ правую часть (2.1) следует разделить на ρ.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния соответствует процессу, в котором начальное состояние i совпадает с конечным f.

Сечение (2.1) имеет размерность площади, деленной на телесный угол.

В настоящей работе будут рассматриваться процессы рассеяния неполяризованных пучков на неориентированных мишенях, система "частица + мишень" будет обладать аксиальной симметрией, и сечение рассеяния можно считать зависящим только от одной угловой переменной θ, поэтому зависимость от φ в дальнейшем мы будем опускать. Отметим, что формула (2.1) связана с экспериментальным определением величины сечения, теоретически сечение рассеяния определяется через величину, называемую амплитудой рассеяния.

Интегрирование по всем углам рассеяния дифференциального сечения (2.1) определит интегральное сечение перехода $i \to f$:

$$\sigma_{if}(E) = \int \frac{d\sigma_{if}}{d\Omega}(E,\theta)d\Omega. \qquad (2.2)$$

Если начальное и конечное состояния совпадают, то $\sigma_{ii}(E)$ представляет собой интегральное сечение упругого рассеяния, обозначаемое как σ_{el}.

Если от всех рассеянных частиц отделить упруго рассеянные частицы, то можно получить суммарное интегральное сечение неупругого рассеяния:

$$\sigma_{inel}(E) = \sum_{f, f \neq i} \sigma_{if}(E). \qquad (2.3)$$

Суммирование здесь производится по всем неупругим процессам.

Полное сечение рассеяния, называемое также суммарным, есть сумма упругого и неупругого сечений рассеяния:

$$\sigma_{tot}(E) = \sigma_{el}(E) + \sigma_{inel}(E). \qquad (2.4)$$

При рассеянии частиц жесткой упругой мишенью полное сечение рассеяния в классической механике равно площади проекции поперечного сечения мишени на плоскость, перпендикулярную направлению падающего пучка. Отметим, что понятие полного сечения рассеяния имеет смысл для потенциалов, спадающих при удалении от рассеивателя быстрее, чем $1/r^2$, в противном случае σ_{tot} имеет бесконечно большую величину /41/.

Интегральные и дифференциальные сечения рассеяния представляют собой основу для решения целого ряда фундаментальных и прикладных задач физики полярной ионосферы. Среди данных задач можно выделить три крупных блока: а) исследование транспортных характеристик и основных функционалов, связанных с прохождением авроральных частиц через атмосферу Земли; б) исследование кинетики физико-химических процессов, инициированных потоками высыпающихся частиц; в) исследование механизмов формирования излучения возбужденной ионосферы в оптическом диапазоне длин волн.

Общими особенностями, характерными для данного класса задач, являются следующие: а) наличие многокомпонентной неоднородной среды, в которой происходит торможение авроральных частиц; б) широкий диапазон начальных энергий высыпающихся частиц, охватывающий интервал от сотен электрон-вольт до десятков килоэлектрон-вольт; в) полное торможение авроральных частиц в ионосфере Земли и рождение вторичных электронов в ионизационных столкновениях, что приводит к расширению энергетического диапазона в сторону малых энергий вплоть до единиц электрон-вольт.

Перечисленные выше задачи и особенности, связанные с их решением, диктуют необходимость детального описания возможных каналов торможения сечениями столкновительного взаимодействия (упругого и неупругого) как в широком диапазоне энергий от порогов возбуждения до (и далее) области их асимптотического поведения так и в широком диапазоне углов рассеяния (от 0 до 180^o).

Настоящая глава посвящена анализу и обобщению накопленного к настоящему времени материала о сечениях рассеяния электронов атомами кислорода, молекулами азота и кислорода. Основная часть данных была аппроксимирована гладкими кривыми, дающими непрерывную угловую или энергетическую зависимость сечений рассеяния, сшитую с их асимптотическим поведением при больших (100 кэВ-1 МэВ) значениях энергии.

2.2. Сечения рассеяния электронов атомарным кислородом

Экспериментальные данные о сечениях рассеяния электронов атомарным кислородом все еще малочисленны и не позволяют с достаточной полнотой и надежностью описать процесс взаимодействия электронов с О. В силу этого в расчетах характеристик взаимодействия электронов с О исследователи обычно принимают за основу теоретические сечения рассеяния, исправленные там, где это возможно, в соответствии с экспериментальными результатами. Более детальную информацию по данному вопросу можно найти в обзорах и монографиях, посвященных рассеянию электронов легкими элементами /4,25,75,100,101/.

2.2.1. Упругое рассеяние

Энергетическую зависимость сечения упругого рассеяния $\sigma_{el}(E)$ электронов атомарным кислородом можно описать в достаточно широком интервале энергий, используя данные теоретических расчетов /50,97,327,328,345,350/. Для единого аналитического представления $\sigma_{el}(E)$ была выбрана функция вида:

$$\sigma_{el}(E)=\begin{cases} a_0^2 \exp\left[\sum_{k=0}^{4} A_k (\ln E)^k\right], E_{\min} \le E \le E_0 \\ a_0^2 B E^{-1}, E > E_0 \end{cases}, \qquad (2.5)$$

где a_0=5.2918 × 10^{-9} см - боровский радиус, E_0 - энергия сшивания.

Параметры (2.5) представлены в табл.2.1 для двух значений E_0. Рис.2.1 иллюстрирует поведение $\sigma_{el}(E)$.

Таблица 2.1

Параметры для расчета интегрального сечения упругого рассеяния электронов атомарным кислородом (2.5)

$E_{\min}$, эВ	E_0, эВ	A^0	A_1	A_2	A_3	A_4	B
0.1	2000	2.8	0.366	-0.0749	-0.0505	0.00036	2532
0.1	10000	2.8	0.39	-0.078	-0.0102	0.00095	2600

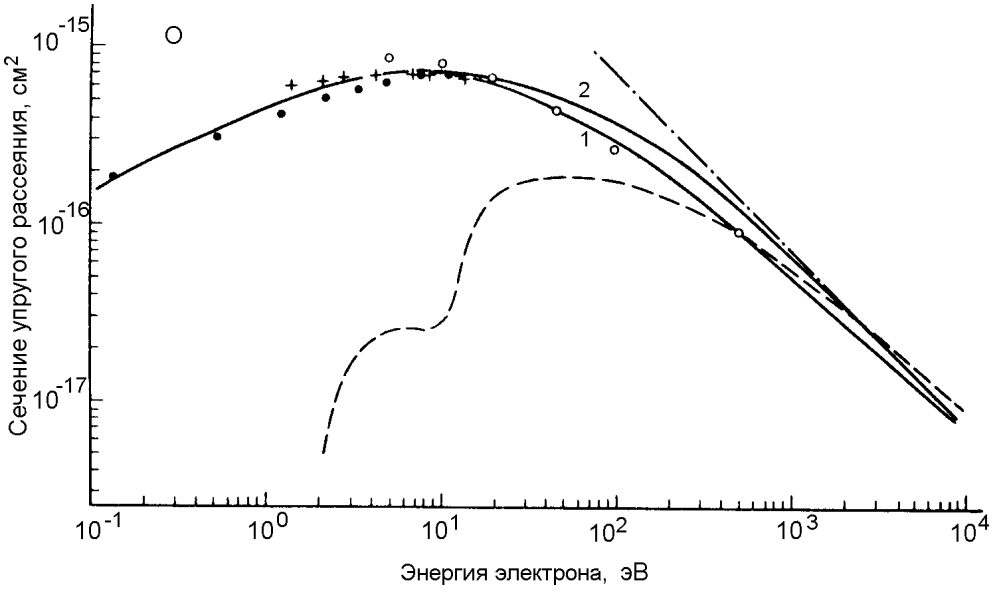


Рис.2.1. Сечение упругого рассеяния электронов атомарным кислородом: плюсы - /345/, залитые кружки - /328/, кружки - /97/, штрих-пунктирная линия - /50/. 1,2 - аппроксимация для E_0=10 и 2 кэВ; прерывистая линия - суммарное сечение неупругого рассеяния

2.2.2. Возбуждение электронных состояний

В силу недостаточности экспериментальных данных нам представляется целесообразным использовать совокупность сечений возбуждения состояний атома кислорода, предложенную в работе /199/. В /199/ рассматриваются сечения возбуждения широкой группы состояний О в ридберговских сериях, сходящихся к ионизационным состояниям $^4S^0$, $^2D^0$ и $^2P^0$ и иона O^+, полученные в рамках первого борновского приближения с модификацией сечений в области малых энергий. На рис.2.2 приведена схема электронных состояний атома кислорода с указанием длин волн соответствующих радиационных переходов /52/. Для аналитического представления сечений возбуждения состояний в сериях $(^4S,^2D,^2P)nl\,^{2S+1}L$ в /199/ были использованы выражения:

для дипольно-разрешенных переходов

$$\sigma_{inel}(E)=\frac{q_0F\left[1-(W/E)^{\alpha}\right]^{\beta}}{EW}\ln\left(\frac{4EC}{W}+e\right), \qquad (2.6)$$

для дипольно-запрещенных переходов

$$\sigma_{inel}(E)=\frac{q_0F}{W^2}\left[1-(W/E)^{\alpha}\right]^{\beta}\left(\frac{W}{E}\right)^{\Omega}, \qquad (2.7)$$

q_0=6.51×10^{-14} см^{2}эВ^2.

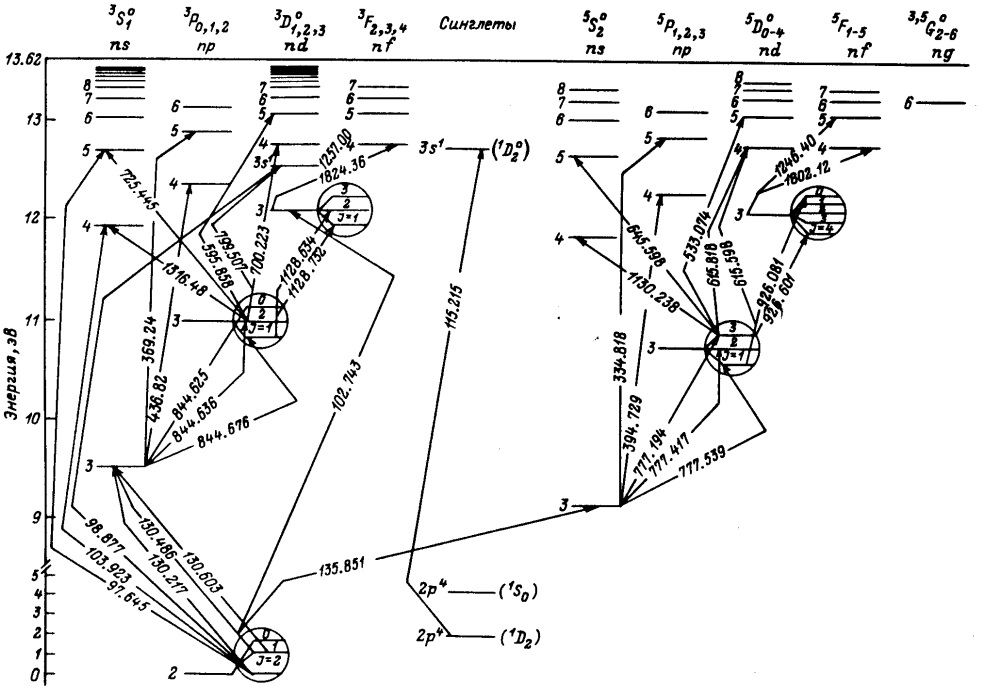


Рис.2.2. Схема электронных термов атома кислорода

В выражениях (2.6) и (2.7) α,β,Ω,C,F - константы, e - основание натурального логарифма, W - порог возбуждения. При аппроксимации сечений возбуждения ридберговских серий, отличающихся значением главного квантового числа n, постоянные F и W вычисляются следующим образом:

$$F = F^*/(n-\delta)^3, \quad W = I_i - \frac{R_e}{(n-\delta)^2}. \tag{2.8}$$

В (2.8) δ - квантовый дефект, F^* - константа для данной серии, I_i - порог ионизации, к которому сходится данная серия, R_e=13,6 эВ. Для суммы состояний с $n>n^*=5$ можно воспользоваться упрощенным выражением для расчета параметра F:

$$F = F^*/2(n^* - \delta - 0.5)^2. \tag{2.9}$$

Среди возбужденных состояний большинство являются автоионизационными. В табл.2.2 и 2.3 приведены значения параметров выражений (2.6) и (2.7). Фактор P_{ai} показывает вероятность автоионизации относительно состояния $(^2D^0)3d^3D^0$, вероятность автоионизационного распада которого принята за единицу.

Наибольшее число работ по исследованию возбужденных электронных состояний O относится к состоянию $^3S^0$ /207,273,274,280,302,317,341/. На рис.2.3 приведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов измерений сечений возбуждения $3s^3S$- и $3s^3D$ - состояний. Поведение сечений возбуждения $3s^5S$ состояния продемонстрировано на рис.2.4. Рис.2.5 иллюстрирует сравнение сечений возбуждения np^3P и np^5P состояний, вычисленных по формуле (2.7), с результатами эксперимента /122,280/ для энергии 30 эВ. Значительный разброс полученных данных, продемонстрированный на данных рисунках, свидетельствует, что вывод в пользу какого-либо из полученных результатов делать преждевременно.

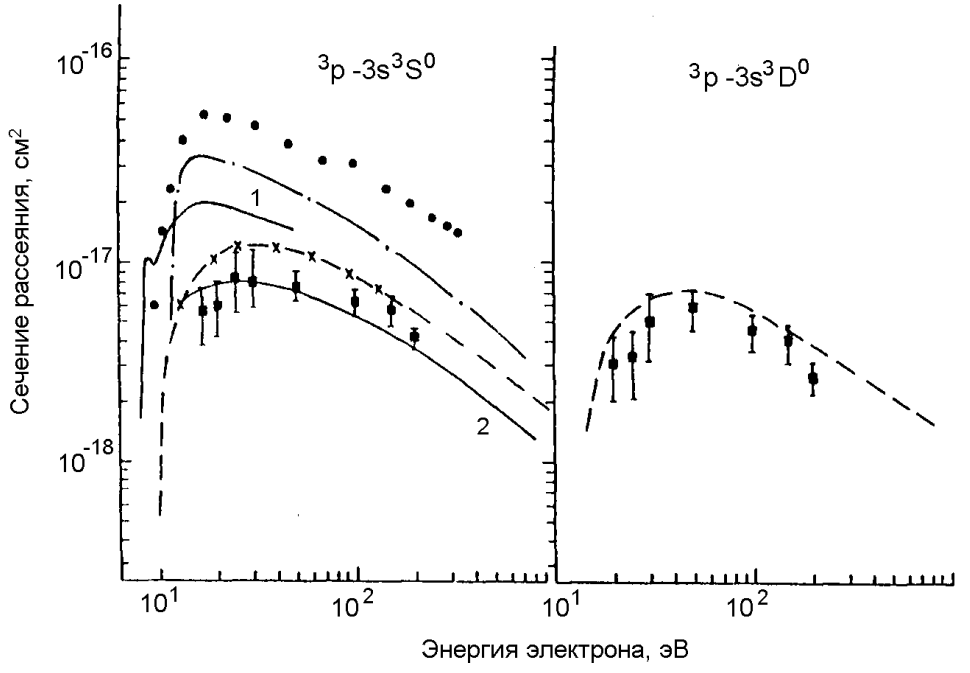


Рис.2.3 Сечения возбуждения $3s^3S^0$ и $3s^3D^0$ состояний атомарного кислорода:
1 и 2 - результаты /273,302/; штрих-пунктирная линия -/317/ с учетом каскадных переходов; пунктир - аппроксимация согласно (2.6); точки - /317/; крестики - /280/; квадраты - /341/

Значительный интерес с точки зрения исследования полярных сияний представляют сечения возбуждения метастабильных термов $^1D^0$ и $^1S^0$, которые являются источниками красного дублета 630.0-636.4 нм ($^1D^0 \rightarrow {}^3P$) и зеленой линии 557.7 нм ($^1S^0 \rightarrow {}^1D^0$). Соответствующие радиационные переходы с этих состояний являются дипольно-запрещенными, поэтому измерение сечений возбуждения данных состояний оптическими методами затруднено. В настоящее время известны теоретические и только две экспериментальные работы по измерению сечений возбуждения $^1D^0$ и $^1S^0$ состояний /180,295,296,328,345/. В качестве аналитического представления данных сечений было использовано выражение:

$$\sigma_{inel}(E) = \begin{cases} a_0^2 \left(1 - \frac{W}{E}\right) \exp\left[\sum_{k=0}^{4} A_k (\ln E)^k\right], E < E_0 \\ a_o^2 B E^{-3}, E > E_0 \end{cases}, \qquad (2.10)$$

где W - порог возбуждения, E_0 - энергия сшивания. Параметры (2.10) для сечений возбуждения $^1D^0$ и $^1S^0$ состояний приведены в табл.2.4.

Таблица 2.2

Параметры (2.6) для расчета сечений возбуждения дипольно-разрешенных переходов O

Термы	W,эВ	α	β	C	F	P_{ai}, n=3
$(^4S^0)3s\,^3S^0$	9.53	0.86	1.44	0.32	0.056	0.0
$(^4S^0)3d\,^3D^0$	12.10	1.26	0.49	0.61	0.031	0.0
$(^2D^0)3s\,^3D^0$	12.50	0.86	1.44	0.32	0.056	0.0
$(^2D^0)3d\,^3S^0$	15.53	1.26	0.49	0.61	0.0065	0.5
$(^2D^0)3d\,^3P^0$	15.35	1.26	0.49	0.61	0.0077	1.0
$(^2D^0)3d\,^3D^0$	15.35	1.26	0.49	0.61	0.0052	0.5
$(^2P^0)3s\,^3P^0$	14.10	0.86	1.44	0.32	0.037	0.7
$(^2P^0)3d\,^3P^0$	16.94	1.26	0.49	0.61	0.008	0.3
$(^2P^0)3d\,^3D^0$	16.94	1.26	0.49	0.61	0.006	0.5
$2p^5\ ^3P^0$	15.50	0.86	1.44	0.32	0.0423	0.3

Термы	I,эВ	δ	α	β	C	F*	P_{ai} n=4	P_{ai} n=5
$(^4S^0)nd\ ^3D^0$	13.6	0.01	1.26	0.49	0.61	0.829	0.0	0.0
$(^4S^0)ns^3S^0$	13.6	1.16	0.86	1.44	0.32	0.349	0.0	0.0
$(^2D^0)ns^3D^0$	16.9	1.21	0.86	1.44	0.32	0.321	1.0	1.0
$(^2D^0)nd^3SPD^0$	16.9	0.04	1.26	0.49	0.61	0.503	0.7	1.0
$(^2P^0)ns^3P^0$	18.5	1.25	0.86	1.44	0.32	0.198	1.0	1.0
$(^2P^0)nd^3PD^0$	18.5	0.05	1.26	0.49	0.61	0.360	0.75	0.75

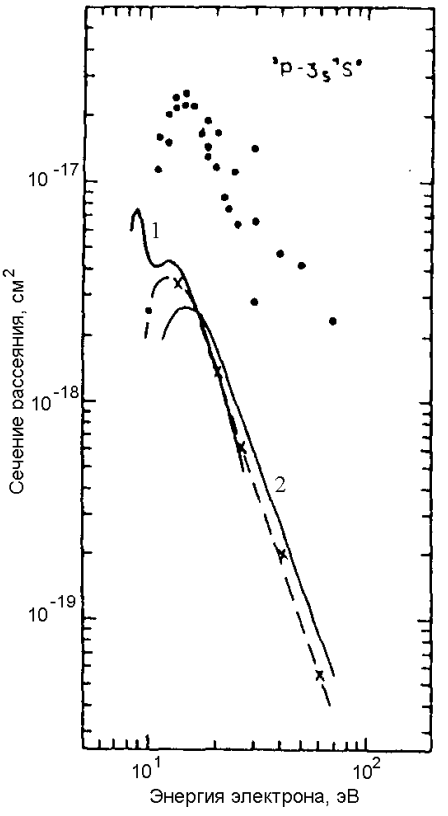


Рис.2.4. Сечения возбуждения $3s^5S^0$ состояния атомарного кислорода. Обозначения те же, что и на рис.2.3; пунктир - аппроксимация согласно (2.7)

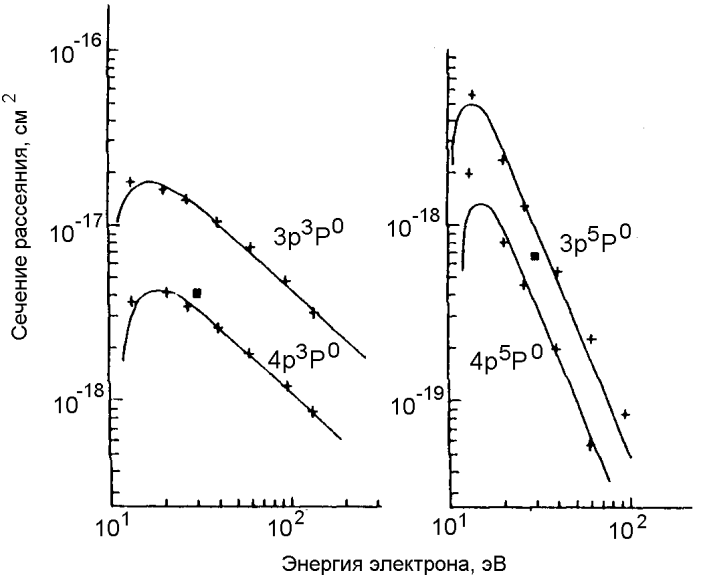


Рис.2.5. Сечения возбуждения $3p^3P^0$, $3p^5P^0$ и $4p^5P^0$ состояний атомарного кислорода: плюсы - /280/; квадраты - /122/; сплошные линии - аппроксимации согласно (2.7)

Таблица 2.3

Параметры (2.7) для расчета сечений возбуждения дипольно-запрещенных переходов O (для n=3,4,5 P_{ai}=0)

Состояние	I, эВ	δ	α	β	Ω	F, n=3	F^*
$(^4S^0)ns^5S^0$	13.6	1.24	3.0	1.0	3	0.0217	0.118
$(^4S^0)np^3P$	13.6	0.69	0.88	0.41	1	0.081	0.87
$(^4S^0)np^5P$	13.6	0.81	0.23	0.65	3	0.122	1.37
$(^4S^0)nd^5D^0$	13.6	0.01	1.0	2.0	3	-	0.2
$(^2D^0)ns^1D^0$	16.9	1.18	1.0	2.0	3	-	0.2
$(^2D^0)np^3P,D,F$	16.9	0.84	2.0	1.0	1	-	0.1
$(^2D^0)np^1P,D,F$	16.9	0.83	1.0	1.0	3	-	0.04
$(^2D^0)nd^3F,G^0$	16.9	0.04	2.0	1.0	1	-	0.1
$(^2D^0)nd^1S,P,D,F,G^0$	16.9	0.04	1.0	2.0	3	-	0.2
$(^2P^0)ns^1P^0$	18.5	1.19	1.0	2.0	3	-	0.2
$(^2P^0)np^3S,P,D$	18.5	0.86	2.0	1.0	1	-	0.1
$(^2P^0)np^1S,P,D$	18.5	0.85	1.0	1.0	3	-	0.04
$(^2P^0)nd^3F^0$	18.5	0.05	2.0	1.0	1	-	0.1
$(^2P^0)nd^1P,D,F^0$	18.5	0.05	1.0	2.0	3	-	0.2

Таблица 2.4

Параметры (2.10) для расчета сечений возбуждения $^1D^0$ и $^1S^0$ состояний атомарного кислорода

Состояние	W, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	B
$^1D^0$	1,9	0,00634	1.672	-1.512	0.4532	-0.05237	100	25500
$^1S^0$	4.17	-0.1475	-0.3892	-0.5896	0.271	-0.03943	100	3170

Рис.2.6 иллюстрирует сравнение полученных в работах /180,295,296,328,345/ результатов с аппроксимацией (2.10).

Таблица 2.5

Параметры (2.11) для расчета сечений ионизации атомарного кислорода (E_0=100 эВ)

Состояние	I, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	C	B
total	13.6	13.561	-11.736	3.796	-0.4530	0.01295	491	0.025
$^4S^0$	13.6	5.232	-4.254	1.426	-0.1783	0.0052	211	0.025
$^2D^0$	16.9	4.689	-3.444	1.081	-0.1195	0.00167	210	0.025
$^2P^0$	18.5	5.565	-4.498	1.322	-0.1378	0.00162	105	0.025

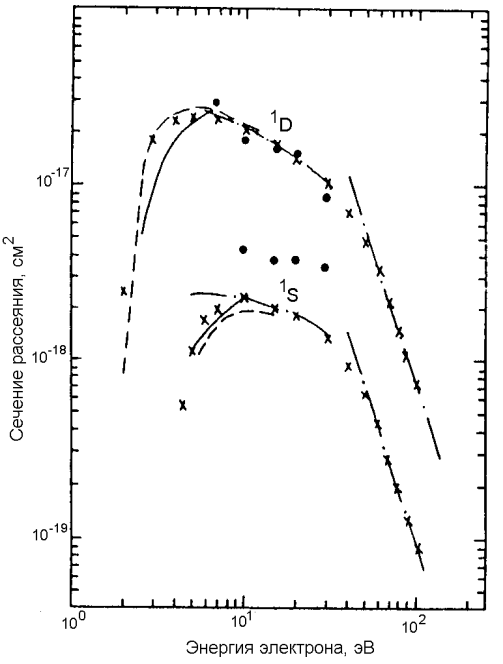


Рис.2.6. Сечения возбуждения ^1D и ^1S состояний атомарного кислорода: сплошная линия - /328/; пунктир - /345/; штрих-пунктир - /180/; кружки - /295,296/; крестики - аппроксимация согласно (2.10)

2.2.3. Ионизация

Процесс ионизации атомарного кислорода электронным ударом может происходить путем прямой ионизации с образованием иона в $^4S^0$, $^2D^0$, $^2P^0$ состояниях либо через возбуждение автоионизационных состояний, например, через ридберговские серии, сходящиеся к $^2D^0$ или $^2P^0$ термам иона O^+. Схема термов O^+ представлена на рис.2.7. Экспериментальных данных о сечениях ионизации O с образованием положительных ионов в фиксированном электронном состоянии нам не известно. Экспериментально исследовалось суммарное интегральное сечение ионизации /105,148,272/. В /105/ впервые были проведены абсолютные измерения суммарного сечения ионизации атомарного кислорода. На рис.2.8 приведены результаты /105/, которые демонстрируют согласие с результатами более ранней работы /148/. Результаты экспериментальных работ были аппроксимированы выражением

$$\sigma(E)=\begin{cases} a_0^2\left(1-I/E\right)\exp\left[\sum_{k=0}^{4} A_k\left(\ln E\right)^k\right], E \le E_0 \\ a_0^2 \;\; C\dfrac{\ln BE}{E}, E > E_0 \end{cases}, \qquad (2.11)$$

где I - потенциал ионизации.

Процесс ионизации, приводящий к образованию ионов O^+ в $^4S^0$, $^2D^0$ и $^2P^0$, состояниях, был исследован только теоретически в /108,286/. Результаты /108,286/ находятся в удовлетворительном согласии между собой. Более того, полученные данные не противоречат оценкам сечения ионизации с выходом O^+ в $^2P^0$ состоянии, которые были выполнены в /268/ по результатам измерений в полярных сияниях дублета 731.9-733.0 нм. Рис.2.8 иллюстрирует энергетическую зависимость сечений ионизации. В табл.2.5 даны коэффициенты аппроксимации (2.11).

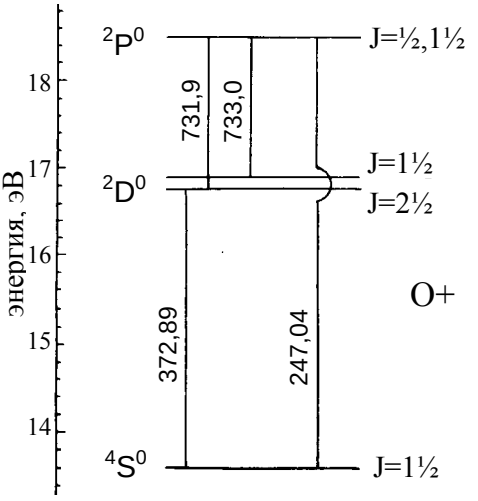


Рис.2.7. Схема электронных термов атома кислорода

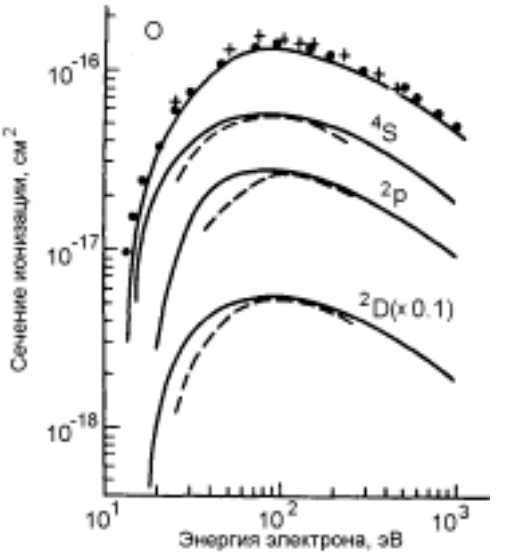


Рис.2.8. Сечения ионизации атомарного кислорода:
плюсы - /148/; кружки - /105/; пунктир - /108/; сплошная линия – аппроксимация согласно (2.11)

2.2.4. Полное сечение рассеяния

Полное сечение рассеяния электронов атомарным кислородом по экспериментальным данным /322/ представлено на рис.2.9. Здесь же сплошными линиями построены полные сечения, рассчитанные в соответствии с аналитическими представлениями (2.5)-(2.11), для двух вариантов аппроксимации сечений упругого рассеяния (табл.2.1).

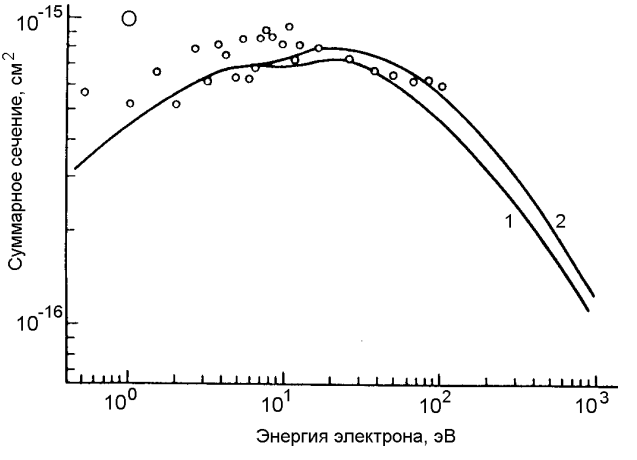


Рис.2.9. Суммарное сечение рассеяния электронов атомарным кислородом:
1,2 - расчет согласно аналитическим представлениям; для сечения упругого рассеяния использовались два различных набора коэффициентов формулы (2.5); кружки - /322/.

2.3. Сечения рассеяния электронов молекулярным кислородом

Экспериментальные данные о сечениях рассеяния электронов молекулярным кислородом являются более полными, чем для атомарного кислорода. Однако их детализация по отдельным каналам возбуждения, ионизации, диссоциации все еще очень скудная и нуждается в экспериментальном подтверждении. Тем не менее имеющихся данных на первом этапе достаточно для моделирования процессов диссипации электронных пучков в молекулярном кислороде. Подробную библиографию по данному вопросу можно найти в работах /26,75,332/.

2.3.1. Упругое рассеяние

Результаты измерений интегрального сечения упругого рассеяния /104,331,347/ охватывают область от 4 до 500 эВ и достаточно хорошо согласуются друг с другом. В области энергий меньше 4 эВ в основном известны результаты теоретических расчетов /147,245/. Рис.2.10 иллюстрирует результаты, полученные в /104,147,245,331,347/. Сплошной линией на том же рисунке построено $\sigma_{el}(E)$, даваемое аппроксимационным выражением (2.5). В табл.2.6 приведены соответствующие параметры.

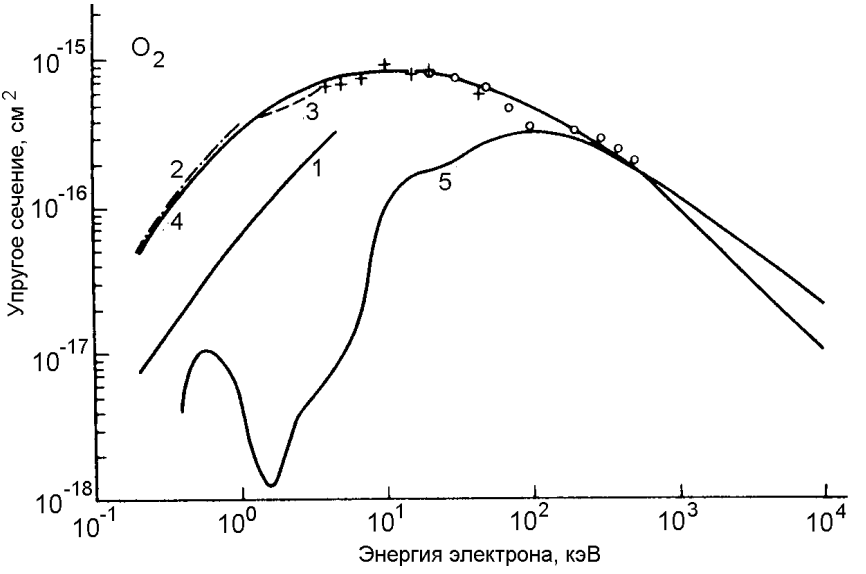


Рис.2.10. Сечение упругого рассеяния электронов молекулярным кислородом: 1 - по данным /245/, 2 - /245/, нормированные к /147/; 3 - /147/; кружки - /347/; плюсы - /331/; 4 - аппроксимация согласно (2.5); 5 - суммарное сечение неупругих процессов /26/

Таблица 2.6

Параметры (2.5) для расчета интегрального сечения упругого рассеяния электронов молекулярным кислородом

E_{min}, эВ	E_0, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	B
0.2	500	2.465	0.825	-0.2325	0.0194	-0.00094	3232

2.3.2. Возбуждение колебательных состояний

Возбуждение колебательных состояний без изменения основного электронного состояния молекулы $O_2\left[X\,^3\Sigma_g^-, v=0\right]$ представляет собой резонансный процесс, происходящий с образованием промежуточного $^2\Pi_g$-электронного состояния отрицательного иона O_2^-:

$$e^- + O_2\left[X\,^3\Sigma_g^-, v=0\right] \rightarrow O_2^-\left[^2\Pi_g, v'\right] \rightarrow e^- + O_2\left[X\,^3\Sigma_g^-, v=1,2,..\right] .$$

Сечения возбуждения первых четырех колебательных состояний O_2 показаны на рис.2.11 /222/. Из этих энергетических зависимостей, каждая из которых имеет вид шести-семи резких максимумов, расположенных на расстоянии колебательного кванта состояния $^2\Pi_g$ иона O_2^-, путем усреднения согласно формуле (2.12) получены сглаженные сечения $\overline{\sigma}_v(E)$, приведенные в табл.2.7.

$$\overline{\sigma}_v(E) = \int\limits_{\langle \Delta E \rangle} \sigma_v(E')dE' . \qquad (2.12)$$

Таблица 2.7

Сечения возбуждения колебательных состояний молекулярного кислорода

E, эВ	$\overline{\sigma}_v(E)\times 10^{20}$, см^{2}эВ				
	v=1 W=0.19 эВ	v=2 W=0.37 эВ	v=3 W=0.56 эВ	v=4 W=0.74 эВ	ΔE, эВ
0.207					
0.330	25				0.123
0.450	82				0.120
0.569	110	8.5			0.119
0.686	100	25			0.117
0.801	61	32	1.3		0.115
0.914	35	28	5.5		0.113
1.025	17	19	7.3		0.111
1.135	9	12	7.0	1.0	0.110
1.242	5	5.8	5.8	1.9	0.107
1.346		2.4	3.3	2.0	0.104
1.449		1.1	1.8	1.7	0.103
1.550			1.0	1.3	0.101
1.649				1.0	0.099

В дальнейшем в расчетах были использованы сечения возбуждения колебательных состояний $\overline{\sigma}_v^*(E)$, определенных как:

$$\overline{\sigma}_v^*(E) = \overline{\sigma}_v(E)/\Delta E . \qquad (2.13)$$

На рис.2.12 представлены энергетические зависимости $\overline{\sigma}_v^*(E)$ в соответствии с (2.13).

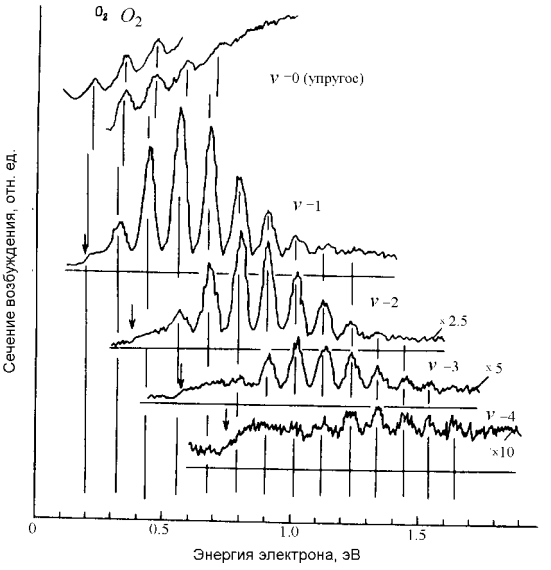


Рис.2.11. Сечения возбуждения колебательных состояний молекулы O_2 *из основного электронного состояния /284/*

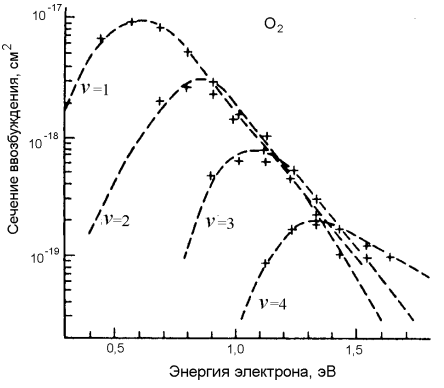


Рис.2.12. Усредненные сечения колебательного возбуждения молекулы O_2

2.3.3. Возбуждение электронных состояний

На рис.2.13 приведена упрощенная схема электронных термов молекулы O_2 и O_2^+. Рассмотрим переходы O_2 в электронные состояния $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$. Эти состояния являются метастабильными и играют большую роль в развитии физико-химических процессов в полярной ионосфере Земли. Знание сечений возбуждения электронным ударом $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ состояний является необходимым не только для исследования излучения молекулы O_2 в инфракрасной области спектра полярных сияний (инфракрасная атмосферная и атмосферные полосы), но и для понимания роли ряда химических реакций, протекание которых зависит от степени заселенности этих состояний. Результаты измерений этих сечений /222,331,348/ приведены на рис.2.14. Выполненные для разных диапазонов энергий рассеиваемых электронов, они довольно хорошо согласуются друг с другом. Сплошные линии иллюстрируют результаты аппроксимации экспериментальных данных выражением (2.10). Коэффициенты (2.10) представлены в табл.2.8.

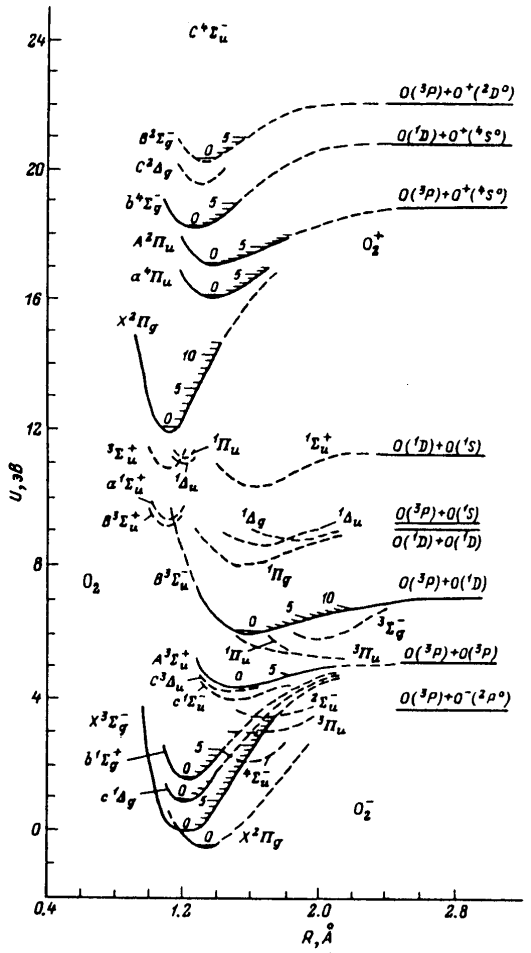


Рис.2.13. Схема электронных термов молекулы O_2 и ионов O_2^+, O_2^-

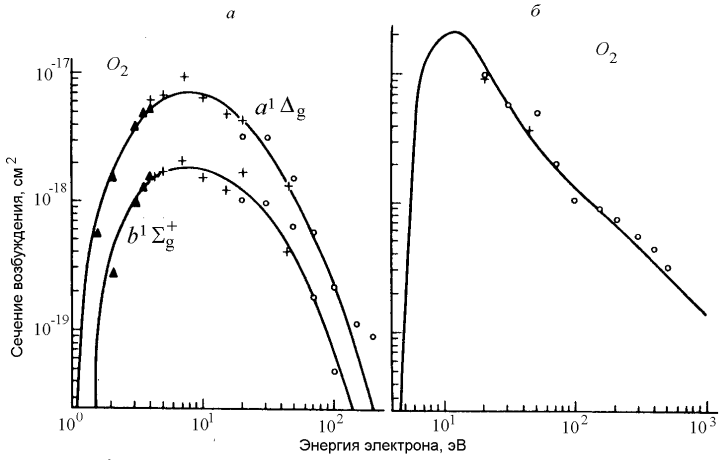


Рис.2.14. Сечения возбуждения электронных состояний молекулы O_2:
а - состояния $a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$; залитые треугольники - /222/; плюсы - /331/; кружки - /348/; сплошная линия - аппроксимация согласно (2.10); б - сечение возбуждения суммы $A^3\Sigma_u^+$, $C^3\Delta_u$, $c^1\Sigma_u^-$ состояний; кружки - /348/, плюсы - /331/

Таблица 2.8

Параметры (2.10) для расчета сечений возбуждения $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ состояний O_2

Состояние	W, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	B
$a^1\Delta_g$	0.98	- 3.51	2.45	- 0.762	0.0618	- 0.0054	100	8054
$b^1\Sigma_g^+$	1.63	- 2.64	- 0.044	0.258	- 0.10	0.00414	100	2536

Данные, полученные ранее в работах /222,331,348/, были подтверждены экспериментальными и теоретическими результатами, представленными в /326/.

Рассмотрим область потерь энергии от 4 эВ до первого порога ионизации, равного 12.1 эВ. На рис.2.15 приведен пример типичного для этой области спектра поглощения энергии рассеянного пучка электронов. В этом диапазоне можно выделить несколько широких и узких областей локализации пиков поглощения. Первый из них, центрированный на 6.1 эВ, охватывает диапазон от 4.5 до 6.8 эВ. Этот пик отождествляется с переходами молекулы O_2 в суперпозицию электронных состояний $A^3\Sigma_u^+ + C\,^3\Delta_u + c^1\Sigma_u^-$ (*ACc*). На рис.2.14 приведены результаты измерений /326,333,348/ сечения рассеяния, которому соответствует данный пик в спектрах поглощения. Характер энергетической зависимости сечения в области энергии больше 100 эВ оказывается близким к E^{-1}, что позволяет сделать вывод о том, что при E>100 эВ основной вклад в измеренное сечение вносят переходы в $A^3\Sigma_u^+$ и $C\,^3\Delta_u$ состояния. Сплошной кривой на рис.2.14 построено сечение, рассчитанное по формуле:

$$\sigma(E)=\begin{cases} a_0^2\left(1-\dfrac{W}{E}\right)\exp\left[\sum_{k=0}^{4} A_k\left(\ln E\right)^k\right], \mathrm{E}\le \mathrm{E}_0 \\ a_0^2 BE^{-1}, E\ge E_0 \end{cases}. \qquad (2.14)$$

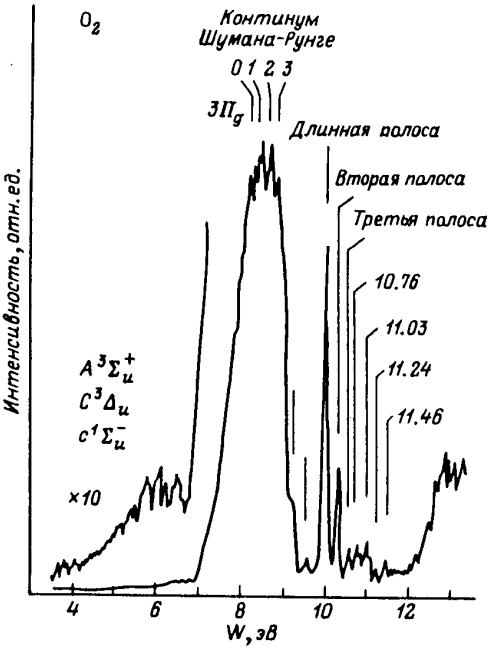


Рис.2.15. Спектр энергетических потерь электронов, неупруго рассеянных на молекуле O_2 в области потерь энергии 4-13 эВ

Таблица 2.9

Параметры (2.14) для расчета сечения возбуждения суммы *ACc* состояний O_2

Состояние	*W*, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	*B*
ACc	4.5	- 28.1	34.2	- 14.4	2.484	- 0.154	100	5.1

Параметры (2.14) представлены в табл.2.9.

В области потерь энергии 7.1-9.5 эВ (рис.2.15) локализован интенсивный пик с широким максимумом, центрированным на 8.6 эВ. Это хорошо известный континуум Шумана-Рунге, в формирование которого основной вклад вносит переход O_2 в $B\,^3\Sigma_u^-$ состояние. Слабо выраженная колебательная структура, которая просматривается в области вершины пика, может быть отнесена в соответствии с /111/ к возбуждению $^3\Pi_g$ колебательных уровней при W = 8.14, 8.37, 8.61 и 8.83 эВ. Возбуждение $B\,^3\Sigma_u^-$ состояния играет значительную роль в образовании атомарного кислорода в ^1D-состоянии. На рис.2.16 приведены результаты измерений /333,347/ сечения перехода O_2 в континуум Шумана-Рунге, характер энергетической зависимости которого уже при E>50 эВ выходит на асимптоту $(A\ln BE)/E$. Экспериментальные данные /333,347/ были аппроксимированы выражением:

$$\sigma(E)=\begin{cases} a_0^2\left(1-\dfrac{W}{E}\right)\exp\left[\sum\limits_{k=0}^{4}A_k\left(\ln E\right)^k\right], E\le E_0 \\ a_0^2\ \ C\dfrac{\ln BE}{E}, E>E_0 \end{cases} \qquad (2.15)$$

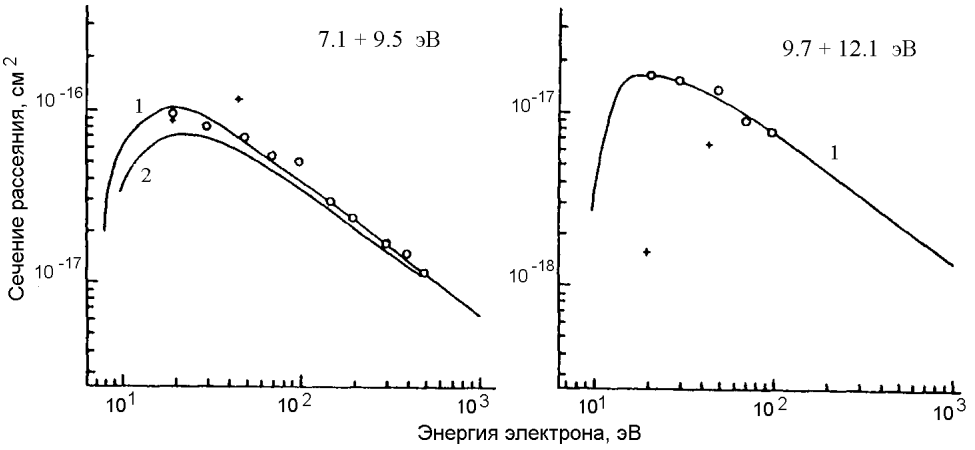


Рис.2.16. Сечения возбуждения электронных состояний молекулярного кислорода: плюсы - /333/, кружки - /348/, 2 - /115/; 1 - аппроксимация согласно (2.15)

Параметры (2.15) представлены в табл.2.10.

Таблица 2.10

Параметры (2.15) для расчета сечения возбуждения континуума Шумана-Рунге

Состояние	*W*, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	*C*	*B*
Ш-Р	7.1	-8,976	12.23	-4.716	0.7368	-0.04197	100	41.5	0.294

В диапазоне потерь энергии 9.7-12.1 эВ наблюдаются два сильных и пять слабых пиков, центрированных на 9.7; 10.29; 10.60; 10.76; 11.03; 11.24; 11.46 эВ. Первые три пика получили названия длинной (*longest*), второй (*second*) и третьей (*third*) полос. В работе /341/ было показано, что дифференциальные сечения рассеяния, соответствующие возбуждению с потерями энергии в интервале 9.7-12.1 эВ имеют форму угловой зависимости, идентичную форме сечений для перехода в континуум Шумана-Рунге. На основании этого можно предположить, что основной вклад в интегральное сечение рассеяния, соответствующее данному переходу, вносят оптически разрешенные переходы. Поэтому в качестве аппроксимационной формулы было взято выражение (2.15), параметры которого приведены в табл.2.11. Полученные в /320,334/ результаты представлены на рис.2.16. Там же сплошной линией изображено сечение в соответствии с аналитическим представлением (2.15).

Таблица 2.11

Параметры (2.15) для расчета сечения возбуждения состояний O_2 с порогами в интервале 9.7-12.1 эВ

Состояние	W, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	C	B
9.7-12.1 эВ	9.7	20.06	-18.0	6.223	-0.9854	0.0576	100	10.0.	0.156

2.3.4. Диссоциативное прилипание и диссоциация

Диссоциативное прилипание для молекулы O_2 протекает через промежуточное состояние ионов O_2^- и имеет резонансный характер. Интегральные сечения данного процесса были исследованы рядом авторов /3,83,258,283/ и проанализированы в обзоре /11/. Характер энергетической зависимости сечения диссоциативного прилипания приведен на рис.2.17. По абсолютной величине сечение этого процесса относительно мало (порядка 1.5×10^{-18} см^2 в максимуме) и не может играть существенной роли в общем балансе потерь энергии пучка рассеянных электронов. Однако необходимо отметить, что данный процесс может протекать примерно в 3.5 раза интенсивнее /284/, если молекулы O_2 находятся в возбужденном начальном $a^1\Delta_g$ состоянии.

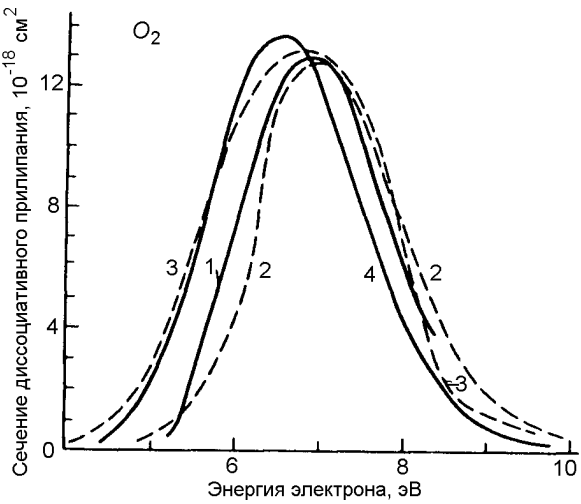


Рис.2.17. Сечения диссоциативного прилипания в O_2: 1 - /3/, 2 - /283/, 3 - /83/, 4 - /258/

Таблица 2.12

Интегральные сечения диссоциации O_2 из основного колебательного состояния, $см^2$

Электронный переход	E, эВ	Интегральное сечение при различных T_{rot}, ^oK			
		0	300	600	1000
$O(^3P)+O(^3D)$	10	5.7(-17)	5.7(-17)	5.7(-17)	5.8(-17)
	15	7.4(-17)	7.5(-17)	7.5(-17)	7.5(-17)
	20	8.2(-17)	8.3(-17)	8.3(-17)	8.3(-17)
$O(^3P)+O(^3P)$	12	6.2(-19)	6.4(-19)	6.4(-19)	6.4(-19)
	15	7.4(-19)	7.6(-19)	7.7(-19)	7.7(-19)
	20	7.2(-19)	7.4(-19)	7.4(-19)	7.5(-19)
$O(^3P)+O(^1D)$	12	3.9(-19)	7.9(-19)	8.3(-19)	8.4(-19)
	15	8.1(-19)	1.4(-18)	1.4(-18)	1.4(-18)
	20	8.0(-19)	1.3(-18)	1.4(-18)	1.4(-18)

Примечание. Числа в скобках означают порядок: 5.7(-17) читать 5.7×10^{-17}

Различают несколько различных механизмов процесса диссоциации: прямой механизм вследствие передачи молекуле энергии, достаточной для разрыва химической связи без образования промежуточного возбужденного состояния, и механизм диссоциации через образование промежуточного возбужденного состояния. Сечения диссоциации, происходящей через образование возбужденных состояний $B^3\Sigma_u^-, 1^3\Pi_u, E^3\Sigma_u^-$, были рассчитаны в /111/ для различных вращательных температур и представлены в табл.2.12. Из данных этой таблицы следует, что заселенность начальных вращательных состояний влияет только на сечения предиссоциации, происходящей через состояние $E^3\Sigma_u^-$.

Данные о парциальных сечениях диссоциации, соответствующих определенному конечному каналу, крайне малочисленны. Информацию о них можно найти в работах по измерению сечений излучения определенных спектральных линий атома кислорода /144,235,358/.

2.3.5. Ионизация

Основными ионами, рождающимися в процессе ионизации, являются O^+, O_2^+ и O_2^{++}. Большая часть работ относится к измерению суммарных сечений ионизации. Результаты, полученные в работах /83,119,259,281,283,324/, представлены на рис.2.18. В качестве исходных данных для определения параметров аппроксимации (2.7) были использованы результаты /259/, охватывающие наибольший интервал энергий. Значения параметров представлены в табл.2.13

Экспериментально определенные сечения ионизации, связанные с образованием конкретных продуктов ионизации O_2^+, O^++O (диссоциативная ионизация) и O_2^{++}, произведены в /225,260/. Суммарное сечение диссоциативной ионизации, полученное в /260/, представлено на рис.2.18. Сечение ионизации, связанное с образованием O_2^+ и O_2^{++}, было получено в /259,260/. Энергетическая зависимость этих сечений также представлена на рис.2.18. Суммарное сечение, соответствующее процессу с образованием O_2^++O_2^{++}, можно получить из данных /250,260/, если из сечения полной ионизации вычесть сечение диссоциативной ионизации. Полученная разница, приведенная на рис.2.18 (кривая 3), демонстрирует хорошее согласие с результатами /225/.

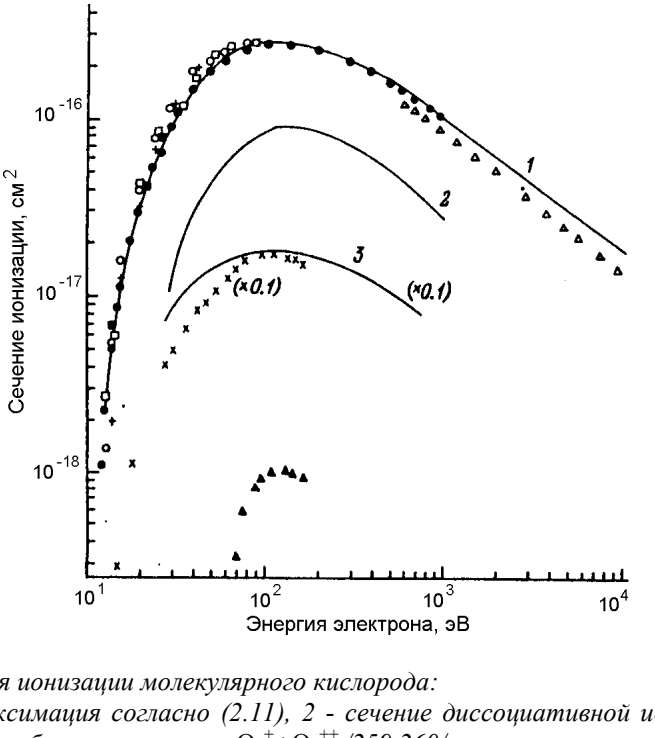


Рис.2.18. Сечения ионизации молекулярного кислорода:
1 - аппроксимация согласно (2.11), 2 - сечение диссоциативной ионизации /259/, 3 - сечение образования ионов O_2^++O_2^{++} /259,260/; крестики - сечение образования ионов O_2^+ /225/, черные треугольники - сечение производства ионов O_2^{++} /225/; суммарное сечение ионизации: черные квадраты - /283/, светлые квадраты - /83/, светлые кружки - /324/, плюсы - /119/, черные кружки - /259/, светлые треугольники - /281/

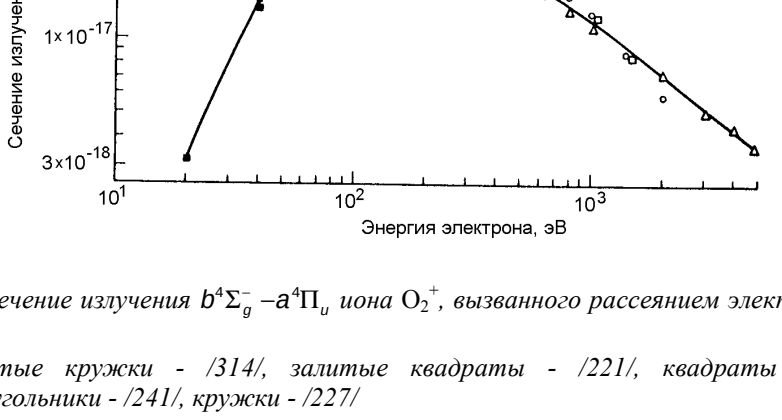


Рис.2.19. Сечение излучения $b^4\Sigma_g^- - a^4\Pi_u$ иона O_2^+, вызванного рассеянием электронов в O_2:
залитые кружки - /314/, залитые квадраты - /221/, квадраты - /62/, треугольники - /241/, кружки - /227/

Результаты измерений сечений ионизации, соответствующих переходу O_2 из основного состояния в конкретное возбужденное состояние O_2^+, отсутствуют. Исключение составляет $b^4\Sigma_g^-$ состояние O_2^+, сечение возбуждения которого можно оценить по результатам измерений сечений излучения первой отрицательной системы

$O_2^+(b^4\Sigma_g^- - a^4\Pi_u)$ /62,227,241,314/. Абсолютные значения измеренных сечений сильно отличаются друг от друга. Поэтому на рис.2.19 данные экспериментов приведены при условии нормировки сечений к 3.2×10^{-17} см^2 при энергии 100 эВ в соответствии с результатами работы /145/. Сплошная линия соответствует аналитическому представлению (2.11), параметры которого приведены в табл.2.13. Сечения образования $X^2\Pi_g, a^4\Pi_u, A^2\Pi_u$ и I>23 эВ состояний O_2^+ были взяты в соответствии с /199/ и приведены на рис.2.20. Оценка сечений, соответствующих различным каналам диссоциативной ионизации с порогами 18.9; 21.3; и 23.7 эВ, была произведена в соответствии с результатами работ /140,143/ и носит предварительный характер. Параметры аналитических аппроксимаций соответствующих сечений согласно (2.11) представлены в табл.2.13.

Таблица 2.13

Параметры для расчета сечений ионизации O_2 согласно (2.11)

Состояния	I, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	C	B
total	12.1	23.04	-31.91	15.08	-2.886	0.1965	100	1296	0.0214
$X^2\Pi_g$	12.1	-7.42	1.77	0.5184	0.1283	0.00136	100	56.5	0.036
$a^4\Pi_u$	16.1	-46.56	31.71	-7.168	0.5703	-0.0055	100	169.6	0.027
$A^2\Pi_u$	16.9	-234.2	209.3	-69.65	10.26	-0.5646	100	167.5	0.026
$b^4\Sigma_g^-$	18.2	-47.67	31.12	-6.80	0.532	0.00657	100	145.4	0.024
I > 23 эВ	23.0	80.93	-62.28	15.56	-1.290	0.00344	100	86.2	0.019
$O^+ + O$	18.9	-35.7	20.97	-4.128	0.3069	-0.006	100	121	0.034
$O^+ + O$	21.3	-36.1	20.97	-4.128	0.3069	-0.006	100	78.5	0.034
$O^+ + O$	23.7	-36.8	20.97	-4.128	0.3069	-0.006	100	37.8	0.034

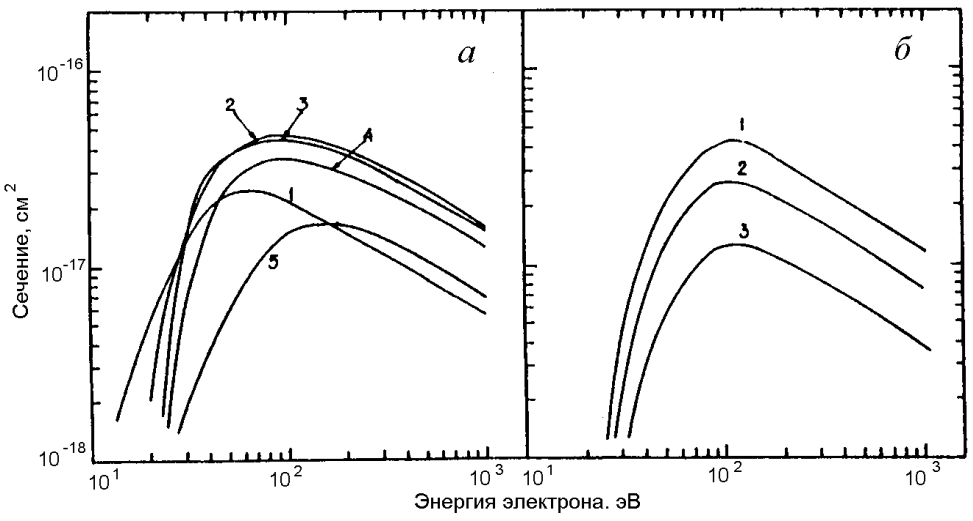


Рис.2.20. Парциальные сечения ионизации и диссоциативной ионизации O_2*:*

а - 1,2,3,4,5 - сечения возбуждения $X^2\Pi_g, a^4\Pi_u, A^2\Pi_u, b^4\Sigma_g^-, I \geq 23$ *эВ состояний* O_2^+*;*

б - 1,2,3 - сечения диссоциативной ионизации с порогами 18.9, 21.3, 23.7 эВ соответственно

2.3.6. Полное сечение рассеяния

Полное сечение рассеяния $\sigma_{tot}(E)$ электронов молекулярным кислородом, полученное в ряде экспериментов /107,124,279,322,355/, представлено на рис.2.21. Здесь же сплошной линией построено полное сечение, рассчитанное в соответствии с аналитическими представлениями. На рис.2.22 отдельно показана низкоэнергетическая часть зависимости $\sigma_{tot}(E)$, где отчетливо видно проявление $^2\Pi_g$ резонанса при E >1.5 эВ.

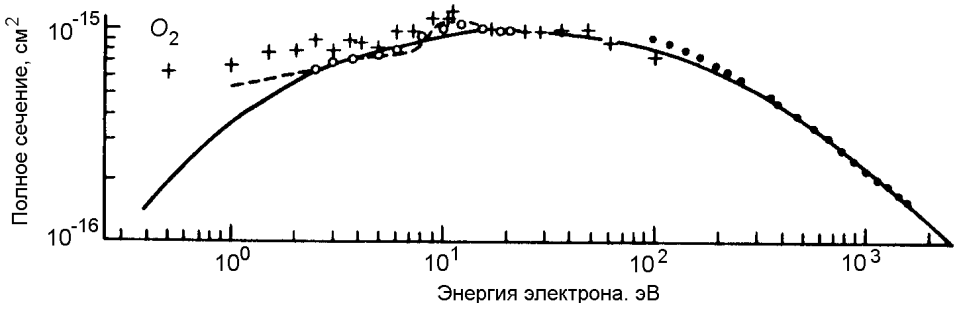


Рис.2.21. Суммарное сечение рассеяния электронов молекулой O_2*:*
прерывистая линия - /107/, плюсы - /322/, кружки - /279/, залитые кружки - /124/; сплошная линия - аппроксимация

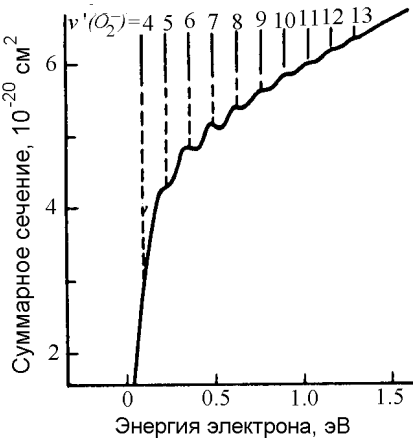


Рис.2.22. Суммарное сечение рассеяния электронов при низких энергиях /355/. Отмечено энергетическое положение колебательных состояний иона O_2^-*, совпадающее с максимумами сечений*

2.4. Сечения рассеяния электронов молекулярным азотом

Молекула азота - одна из наиболее изученных методом электронной спектроскопии молекул. Полнота имеющихся экспериментальных данных об интегральных и дифференциальных сечениях рассеяния электронов позволяет использовать молекулярный азот в качестве "эталонного" газа для моделирования процесса переноса и расчета характеристик взаимодействия электронных пучков с газовыми поглотителями. Более подробную библиографию по затронутым в этом параграфе вопросам можно найти в обзорных работах /31,75,195/.

2.4.1. Упругое рассеяние

Энергетическая зависимость сечения упругого рассеяния $\sigma_{el}(E)$ электронов молекулой азота носит в области энергий больше 4 эВ плавный характер и подтверждена находящимися в хорошем согласии экспериментальными данными /103,135,200,294,309/. В табл.2.14 приведены параметры аналитического представления $\sigma_{el}(E)$ согласно (2.5).

Таблица 2.14

Параметры для расчета сечения упругого рассеяния электронов молекулой азота в соответствии с (2.5)

E_{min}, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	B
4	2.17	1.80	0.672	0.0954	0.00565	500	3253

При энергиях меньше 4 эВ энергетическая зависимость $\sigma_{el}(E)$ определяется $^2\Pi_g$ резонансом, локализованным в диапазоне энергий 1.7 - 4 эВ. Поскольку время жизни $^2\Pi_g$ - резонанса сравнимо с периодом колебания ядер молекулы N_2, в структуре энергетической зависимости сечения проявляется интерференционная картина. Энергетическая зависимость интегрального сечения упругого рассеяния изображена на рис.2.23.

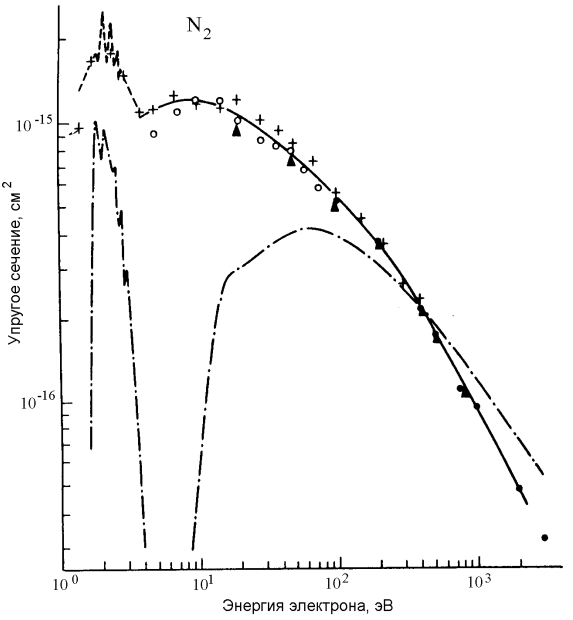


Рис.2.23. Сечение упругого рассеяния электронов молекулярным азотом: кружки - /309/, плюсы - /294/; остальные обозначения соответствуют данным экспериментальных (залитые кружки, треугольники) и теоретических (прерывистая линия) работ, ссылки см. в работе /31/.; штрих-пунктирные линии - суммарное сечение всех неупругих процессов

2.4.2. Возбуждение колебательных состояний

Сечения колебательного возбуждения молекулы N_2 в пределах основного электронного состояния $X\,^1\Sigma_g^+$ имеют ярко выраженный резонансный характер, проявляя

заметный максимум при E ~ 1-4эВ ($^2\Pi_g$ - резонанс) и при E ~ 20-30 эВ ($^2\Sigma_g^+$-резонанс). Наибольший интерес представляет собой сечение колебательного возбуждения в диапазоне энергий 1-4 эВ, как имеющее максимальную величину при этих значениях энергии. Результаты экспериментальных и теоретических исследований сечений возбуждения колебательных состояний $N_2(X\,^1\Sigma_g^+, v)$ можно найти в работах /10,80,134,141,174,236,284/. Примеры интегральных сечений возбуждения первых четырех колебательных состояний показаны на рис.2.24.

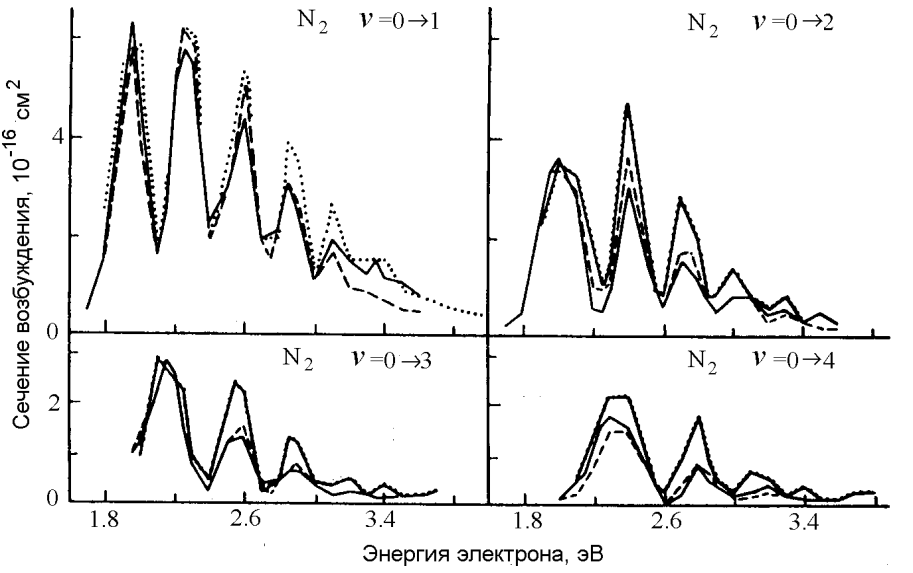


Рис.2.24. Сечения возбуждения колебательных состояний N_2 */31,284/*

2.4.3. Возбуждение электронных состояний

На рис.2.25 приведена упрощенная схема электронных термов молекулы N_2 и N_2^+. Рассмотрим переходы молекулы N_2 из основного в следующие возбужденные состояния: $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $C^3\Pi_u$, $E^3\Sigma_g^+$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C'^3\Pi_u$, $D^3\Sigma_u^+$, $G^3\Pi_u$, $F^3\Pi_u$, M1, M2 .

Основой для аналитического представления сечений возбуждения триплетных термов были выбраны результаты экспериментов /109,116/, представленные на рис.2.26 и 2.27. Непосредственные измерения сечений возбуждения $D^3\Sigma_u^+$ и $C'^3\Pi_u$ термов методом регистрации спектра энергетических потерь рассеянного пучка электронов отсутствуют. Воспользуемся результатами теоретических расчетов /110/ с нормировкой в максимуме к значению 3.1×10^{-18} см^2 в соответствии с /226/. Отметим, что оценка данного сечения по результатам измерения сечений излучения полос 4PG системы $N_2(D^3\Sigma_u^+ - B^3\Pi_g)$ дает близкое значение 2×10^{-18} см^2 /60,63/. Для оценки сечения возбуждения $C'^3\Pi_u$ также воспользуемся результатами измерения сечений излучения полос G-K ($C'^3\Pi_u$ - $B^3\Pi_g$) /55,59/, рассчитав его в предположении отсутствия каскадных переходов с вышележащих термов и одинаковой формы энергетической зависимости сечений излучения для всех полос данной системы. Сечения возбуждения $D^3\Sigma_u^+$ и $C'^3\Pi_u$ термов представлены на рис.2.27. Параметры аналитических представлений (2.10) сечений возбуждения триплетных уровней представлены в табл.2.15.

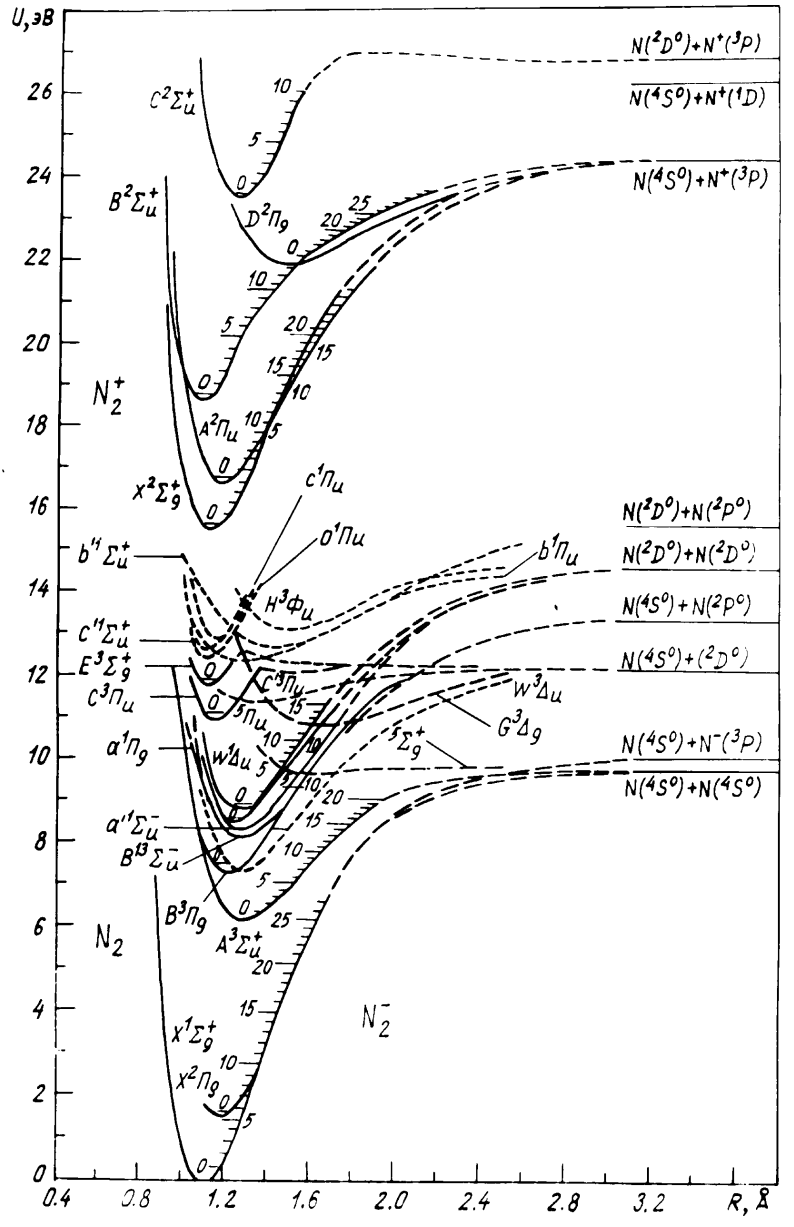


Рис.2.25. Схема электронных термов N_2, *иона* N_2^+ *и низшего (нестабильного) состояния иона* N_2^-

В отличие от триплетных состояний синглеты делятся на две группы, соответствующие дипольно-разрешенным и запрещенным переходам с основного уровня. Многочисленные исследования электронного рассеяния и измерения ультрафиолетового поглощения (порядка 100 нм) показали, что молекулярный азот имеет целый ряд дипольно-разрешенных переходов с общим сечением порядка 2.8×10^{-16} см^2.

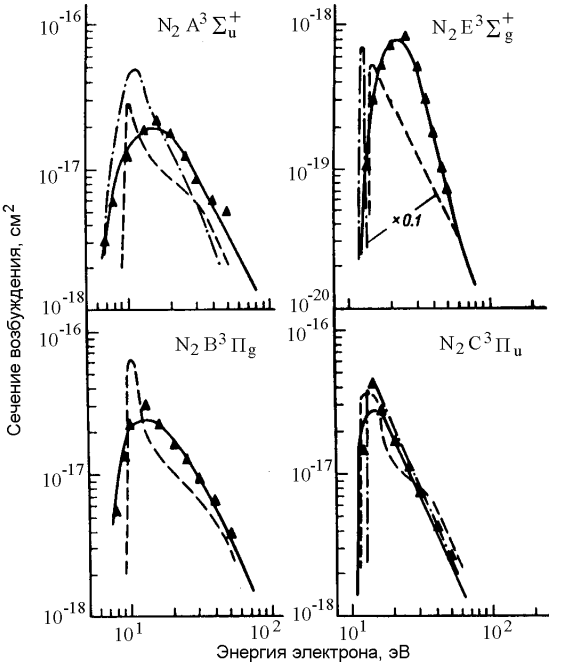


Рис.2.26. Сечения возбуждения триплетных электронных состояний молекулы азота: прерывистые линии - /102/, залитые треугольники - /109/, штрих-пунктирные линии - для $A^3\Sigma_u^+$ - /99/, для $C^3\Pi_u$ - /194/; сплошные линии - аппроксимация согласно (2.10)

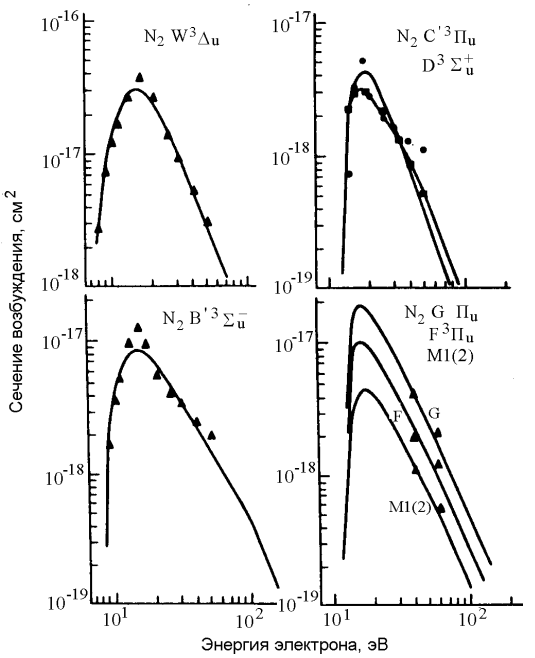


Рис.2.27. Сечения возбуждения триплетных электронных состояний молекулы азота: залитые треугольники - /109/, залитые квадраты - /110/, точки - /60,63/; сплошные линии - аппроксимация согласно (2.10)

Таблица 2.15

Параметры (2.10) для расчета сечений возбуждения триплетных термов N_2

Состояние	W, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	B
$A\,^3\Sigma_u^+$	6.17	-17.4	18.71	-6.807	1.0079	-0.05905	50	16930
$B\,^3\Pi_g$	7.35	-7.94	11.81	-5.171	0.8866	-0.06001	50	16760
$W\ ^3\Delta_u$	7.36	-53.77	60.28	-23.625	3.897	-0.2389	50	12410
$B'^3\Sigma_u^-$	8.16	-45.58	53.65	-22.679	4.067	-0.2709	50	6776
$C\,^3\Pi_u$	11.03	30.8	-22.86	6.526	-0.8897	0.04204	50	11070
$E\,^3\Sigma_g^+$	11.08	-145.7	143.38	-51.645	7.926	-0.4483	50	339.5
$C'^3\Pi_u$	12.08	-239.81	227.6	-72.775	7.9625	-0.07846	40	210
$F\,^3\Pi_u$	12.75	30.31	-22.86	6.526	-0.8897	0.0420	60	7290
$G\,^3\Pi_u$	12.80	30.91	-22.86	6.526	-0.8897	0.0420	60	13270
$D\,^3\Pi_u$	12.85	43.83	-41.49	14.963	-2.509	0.1538	50	2348
M1+M2	13.15	29.64	-22.86	6.526	-0.8897	0.0420	60	3700

На основе данных оценок в работе /266/ предполагалось, что 16% поглощенной в авроральной зоне энергии электронов идет на возбуждение этих состояний и, следовательно, это должно проявиться в излучении в интервале 90-110 нм. Тем не менее измерения показали, что данная область спектра не такая яркая, как ожидалось /113,143/. Физическое объяснение данного противоречия было получено в /357/, где установили, что большая часть возбужденных синглетных состояний предиссоциирует, не успев совершить радиационный переход. Оценки, полученные в /357/, свидетельствуют о том, что четыре терма $b^1\Pi_u, c'_4\,^1\Sigma_u^+, b'^1\Sigma_u^+, o^1\Pi_u$ дают в итоге более 85% полного сечения диссоциации. В работе /356/ представлены результаты измерений сечений излучения полос системы Вегарда-Хопфилда ($b^1\Pi_u$-$X^1\Sigma_g^+$) и установлено, что на долю предиссоциации всех колебательных уровней терма $b^1\Pi_u$, за исключением v=1, приходится более 99%. На рис.2.28 приведено сечение возбуждения терма $b^1\Pi_u$, рассчитанное в /356/ с привлечением данных для оптических сил осцилляторов. Сплошная кривая соответствует аппроксимации сечения возбуждения согласно (2.15). Для оценки сечений возбуждения синглетных состояний $b'^1\Sigma_u^+, c'^1_4\Sigma_u^+, e'^1\Sigma_u^+, c^1\Pi_u, o^1\Pi_u, e^1\Pi_u$ можно сделать предположение об идентичности форм энергетических зависимостей данных сечений сечению возбуждения $b^1\Pi_u$ терма и отнормировать их к значению, полученному при E=200 эВ /357/.

Параметры аналитических представлений сечений возбуждения $b^1\Pi_u$ терма и суммы синглетных состояний в соответствии с табл.2.16 представлены в табл.2.17.

Рассмотрим сечения возбуждения синглетных состояний $a^1\Pi_g, a'^1\Sigma_u^-, a''^1\Sigma_g^+, \omega^1\Delta_u$, переходы в которые из основного состояния N_2, являются запрещенными. На рис.2.28 представлены данные о сечениях, полученные в /79,99,102,109,184,242/. Наиболее детально исследованным является сечение возбуждения $a^1\Pi_g$ терма. Для определения сечения данного терма были использованы результаты трех типов экспериментов. В работах /102,109,242/ измерения проводились методом регистрации спектров энергетических потерь рассеянного пучка электронов, в /99/ был использован метод детектирования метастабильных термов, в /79,184/ измерялись сечения излучения. Основой для аналитического представления сечений возбуждения данных термов послужили данные /109/. Параметры аппроксимации согласно (2.14) представлены в табл.2.18.

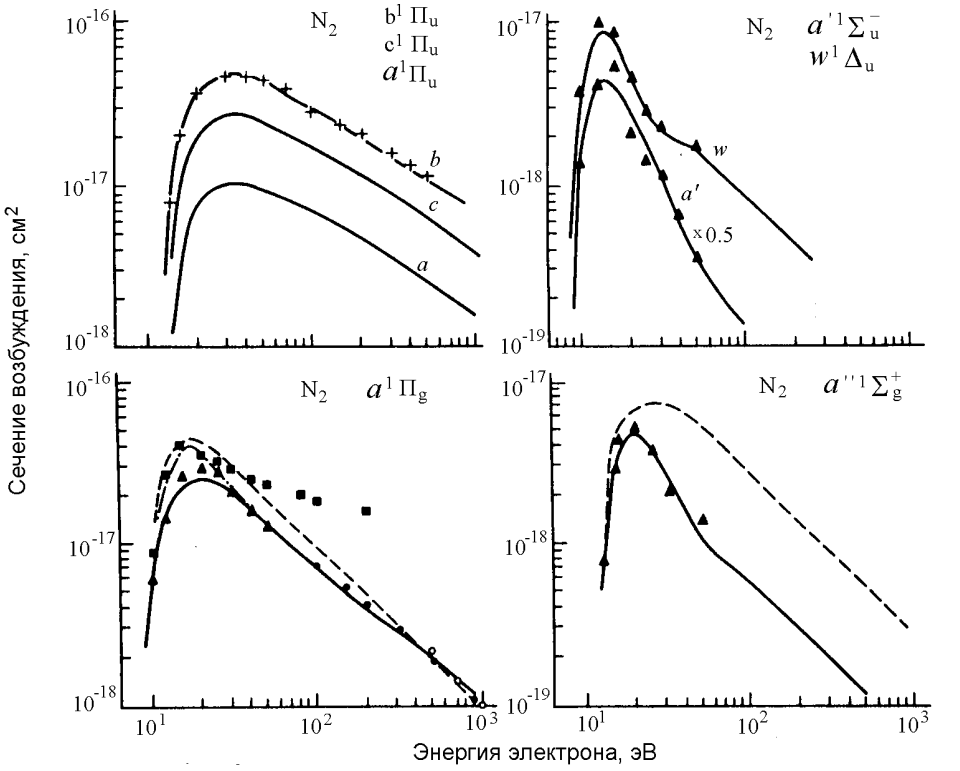


Рис.2.28. Сечения возбуждения синглетных термов N_2*:*
плюсы - /367/, прерывистые линии - /102/, залитые треугольники - /109/, штрих-пунктирная линия - /99/, залитые квадраты - /79/, залитые кружки - /184/, кружки - /242/; сплошные линии - аппроксимации

Таблица 2.16

Сечения возбуждения синглетных состояний N_2 при энергиях электронов 200 эВ

Состояние	W, эВ v=0	σ, см^2	Предиссоциация, %
$b^1\Pi_u(0-13)$	12.500	2.07 (-17)	97
$b'^1\Sigma_u^+(0-13)$		1.71 (-17)	83
$c_4'^1\Sigma_u^+(0-4)$	12.935	2.01 (-17)	15
$c_4'^1\Sigma_u^+(5-7)$		3.71 (-17)	95
$e'^1\Sigma_u^+$	14.350	5.80 (-19)	99
$c^1\Pi_u(0-7)$	12.910	1.20 (-17)	99
$o^1\Pi_u(0-4)$	13.100	4.82 (-18)	99
$e^1\Pi_u(0-2)$	14.330	2.00 (-18)	99
$n=5^1\Pi_u$	14.839	5.66 (-20)	60
total	12.500	8.10 (-17)	73

Таблица 2.17

Параметры (2.15) для расчета сечения возбуждения $b^1\Pi_u$ состояния и суммы состояний в соответствии с табл.2.16

Состояние	W, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	C	B
$b^1\Pi_u$	12.5	-20.85	19.56	-5.92	0.687	-0.0235	100	53.2	0.075
total	12.5	-19.4	19.56	-5.92	0.687	-0.0235	100	226	0.075

Таблица 2.18

Параметры (2.14) для расчета сечений возбуждения синглетных состояний N_2

Состояние	W, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эв	B
$a'^1\Sigma_u^-$	8.40	-316.3	401.86	-187.85	38.293	-2.8868	50	3.1
$a^1\Pi_g$	8.55	-11.36	12.29	-4.3	0.5924	-0.0293	500	37.5
$w^1\Delta_u$	8.89	-56.7	67.04	27.29	4.835	-0.303	50	1.21
$a''^1\Sigma_g^+$	12.25	-113.07	123.52	-48.98	8.307	-0.5159	50	2

2.4.4. Ионизация

Ионизация молекулы азота электронным ударом представляет собой один из самых эффективных каналов диссипации энергии электронного пучка в ионосфере в области энергий E>100 эВ. Данный процесс является основным источником потоков мягких вторичных электронов в не освещенной Солнцем ионосфере и тем самым определяет профили электронной концентрации. В свою очередь, потоки электронов ионизационного каскада ответственны за целый ряд эмиссий, регистрируемых в спектрах полярных сияний. Кроме того, образованные в процессе ионизации возбужденные ионы $(N_2^+)^*$ представляют источник интенсивных полос первой отрицательной системы и системы Мейнела.

Первые измерения сечения ионизации N_2 электронным ударом были представлены для электронных пучков с энергиями от 0.02 до 0.75 кэВ /324/. В работе /259/ измерения охватывали более широкий диапазон энергий: от порога ионизации до 1 кэВ. Данные /324/ и /259/ находятся в хорошем согласии друг с другом и приведены на рис.2.29. Результаты измерений полных сечений ионизации для электронов с энергиями от 0.6 до 20 кэВ были опубликованы /281/. Однако, как видно из рис.2.29, данные эксперимента /281/ демонстрируют значительное отличие от данных /259,324/. При этом расхождение наблюдается не только в абсолютных значениях сечений, но и в характере асимптотического поведения сечений при больших энергиях. Это расхождение отчетливо проиллюстрировано в работе /31/, где приведена зависимость $E\times\sigma(E)$ от начальной энергии электрона в полулогарифмическом масштабе. Детальный обзор экспериментальных данных по полным сечениям ионизации можно найти в работах /209,325/.

Характер асимптотического поведения $E\times\sigma(E)$ свидетельствует о том, что полное сечение ионизации ведет себя как сечения, соответствующие дипольно-разрешенным переходам. Поэтому для аппроксимации сечения ионизации было принято выражение (2.11). В качестве аппроксимируемых экспериментальных данных были взяты результаты /259/. Значения параметров аппроксимации (2.11) даны в табл.2.19.

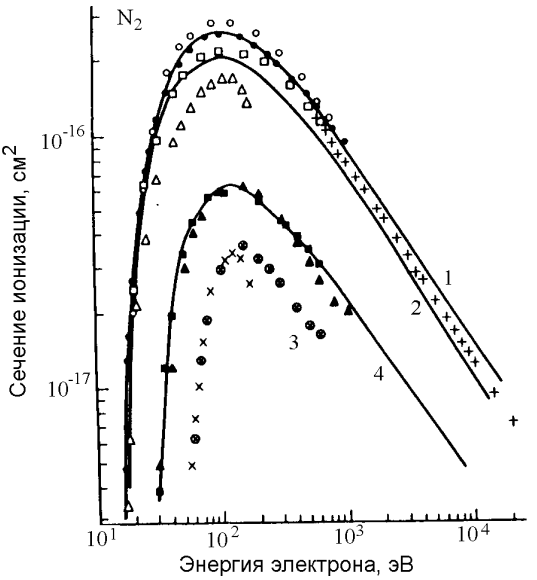


Рис.2.29. Сечения ионизации молекулы азота:
1 - полное сечение ионизации: кружки - /324/, залитые кружки - /259/, плюсы - /281/; 2 - сечение образования N_2^+*: квадраты - /178/, треугольники - /225/; 3 - сечение образования* N_2^{++}*: крестики в кружке - /178/, крестики - /225/; 4 - сечение образования* N^+*: залитые треугольники - /260/, залитые квадраты - /225/; сплошные линии - аппроксимации согласно (2.11)*

Таблица 2.19

Параметры (2.11) для расчета сечений ионизации N_2

Состояние	I, эВ	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	E_0, эВ	C	B
total	15.58	-20.6	16.19	-4.181	0.4759	-0.0208	100	986	0.026
N_2^+	15.58	-19.2	15.10	-3.664	0.3274	-0.0055	100	747	0.026
N^++N	26.0	66.26	-58.38	16.751	-1.580	0.00553	80	241	0.026
$X\ ^2\Sigma_g^+$	15.58	-17.9	12.05	-2.602	0.2048	-0.00297	100	260	0.026
$A^2\Pi_u$	16.73	-23.6	18.05	-4.618	0.4586	-0.01187	100	246	0.026
$B^2\Sigma_u^+$	18.75	-56.8	42.98	-11.091	1.0507	-0.1842	100	109	0.026
$D\ ^2\Pi_g$	22.0	0.453	-3.93	1.706	-0.2055	0.00171	100	38	0.026
$C^2\Sigma_u^+$	23.60	-4.74	0.197	0.630	-0.1108	0.00114	100	36.5	0.026
I>40 эВ	40.0	28.2	-17.7	3.759	-0.2693	-0.00064	100	52.5	0.026

Результаты измерений сечений диссоциативной ионизации имеются в работах /119,178,209,260/. Хорошее согласие наблюдается между данными /178,260/, которые представлены на рис.2.29. В работе /178/ результаты получены в отсутствие абсолютной нормировки, однако форма полученного сечения удовлетворительно согласуется с результатами абсолютных измерений /209,260/. На рис.2.29 нанесены значения сечения диссоциативной ионизации /178/, нормированные к данным из работ /209,260/ при E=100 эВ. Косвенным подтверждением надежности данных /209,260/ может служить сравнение результатов /240,354/ по сечениям диссоциации. Как показано в /354/, в результате диссоциативной ионизации образуются в основном атомы азота в состояниях ^4S, ^2D с равной вероятностью и отсутствуют атомы в состоянии ^2P.

Прямых измерений сечений ионизации с образованием N_2^+ и N_2^{++} пока недостаточно. Данные работ /178,225/ неудовлетворительно согласуются как по абсолютным величинам, так и по форме энергетической зависимости, особенно в области энергий больше 100 эВ. Кроме того, сумма сечений ионизации с образованием N_2^+ /178,225/ и сечения диссоциативной ионизации /209,260/ значительно отличаются от результатов, приведенных в /250/. Поэтому представляется более целесообразным оценить сечение ионизации с образованием N_2^+ как разницу полного сечения ионизации /250/ и сечения диссоциативной ионизации /209,260/. Полученное таким образом сечение располагается на графике между данными работ /178,225/, приведенными на рис.2.29. Сечения ионизации с образованием N_2^{++} /178,225/ демонстрируют удовлетворительное согласие между собой (рис.2.29). Все сплошные кривые на рис.2.29 соответствуют аппроксимации (2.11), значения параметров которой приведены в табл.2.19.

Для количественного описания и анализа многих физических процессов, протекающих в ионосфере высоких широт, необходимы сведения об эффективных сечениях возбуждения электронно-колебательных уровней иона N_2^+ при столкновениях электронов с нейтральной молекулой N_2.

К настоящему времени в большом количестве накоплен экспериментальный материал по данному вопросу /76,98,228,295,307,308,312/. Однако в большинстве работ определялись сечения только наиболее интенсивных эмиссий, измерения не охватывали достаточно широкого интервала длин волн, в котором простирается та или иная система полос, а энергетическая зависимость определялась в сравнительно узкой области электронных энергий. Указанные недостатки в достаточной степени были устранены в серии экспериментов /61/. В этой работе были представлены систематические исследования сечений излучения спектральных полос, принадлежащих первой отрицательной системе ($B\,^2\Sigma_u^+ - X\,^2\Sigma_g^+$) и системе Мейнела ($A\,^2\Pi_u - X\,^2\Sigma_g^+$). Диапазон электронных энергий изменялся от порога возбуждения до 0.4 кэВ. На рис.2.30 приведены в качестве примера энергетические зависимости сечений излучения для прогрессии $v - v'$ ($v = 0$). Сечения полос, излучаемых с одного и того же уровня, имеют одинаковый ход и характеризуются широким максимумом, локализованным при энергии электронов 110-115 эВ. Совпадают они и по характеру асимптотической зависимости в области больших энергий.

Для сечений излучения полос системы Мейнела характерны те же особенности в поведении энергетической зависимости, что и для первой отрицательной системы. На рис.2.30 представлены энергетические зависимости сечений излучения, соответствующих переходам с различных колебательных уровней состояния $A^2\Pi_u$.

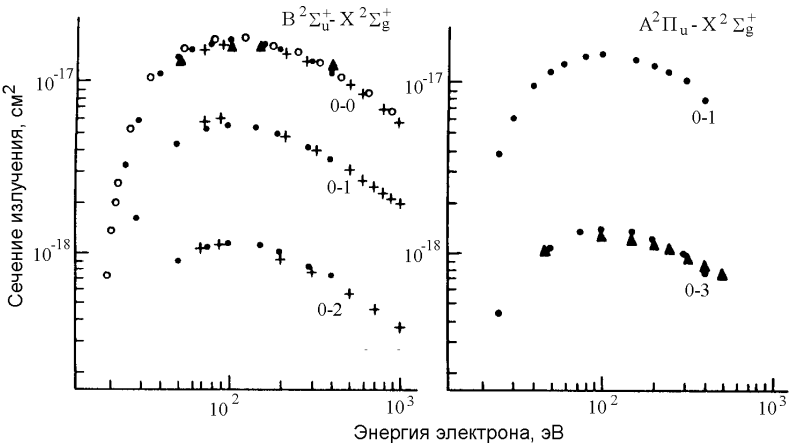


Рис.2.30. Сечения излучения полос первой отрицательной системы и системы Мейнела иона N_2^+:
плюсы - /307,308/, залитые треугольники - /313/, кружки - /98/, точки - /61/

Для аналитического представления сечений возбуждения состояний $X\,^2\Sigma_g^+, A\,^2\Pi_u, B\,^2\Sigma_g^+, D\,^2\Pi_g, C\,^2\Sigma_u^+, I > 40$эВ были использованы данные /61/ и теоретические результаты /199/, перенормированные в соответствии с /31/. На рис.2.31 приведены сечения возбуждения данных состояний, в табл.2.19 представлены коэффициенты аппроксимаций.

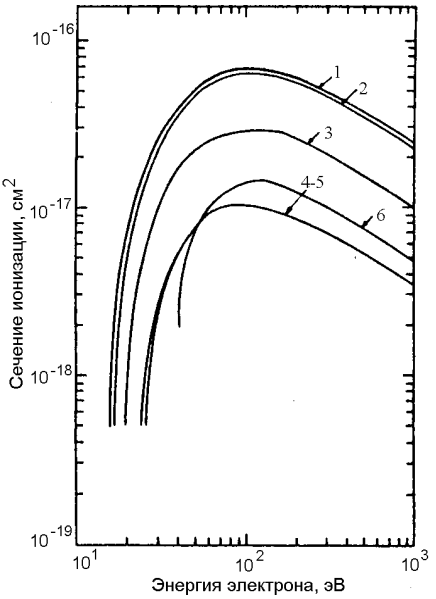


Рис.2.31. Парциальные сечения ионизации молекулярного азота:
1,2,3,4,5,6 - сечения возбуждения $X\,^2\Sigma_g^+, A\,^2\Pi_u, B\,^2\Sigma_u^+, D\,^2\Pi_g, C\,^2\Sigma_u^+, I > 40$ *эВ термов иона* N_2^+

2.4.5. Диссоциация

Процесс диссоциации N_2, вызываемый электронным ударом, может протекать, в основном, по двум каналам: диссоциативной ионизации и диссоциации через электронно-возбужденное состояние молекулы. Далее, говоря о полном сечении диссоциации, мы будем иметь в виду оба канала, а говоря просто о сечении диссоциации - только второй канал.

Измерения полного сечения диссоциации были проведены в /354/ в интервале энергий от 9.6 до 295 эВ. В /240/ аналогичные измерения проведены для электронов с энергиями 9.6-90 эВ без регистрации ионов N^+. На рис.2.32 приведены результаты обоих экспериментов. Обращают на себя внимание относительно большие абсолютные значения сечения диссоциации, которые сравнимы с суммарным сечением ионизации молекулы и достигают в максимуме 2×10^{-16} и 1.6×10^{-16} см^2, соответственно. Знание сечения диссоциативной ионизации /209,260./ позволяет сравнить между собой данные экспериментов /354/ и /240/. Для этого вычтем из сечения полной диссоциации /354/ сечение диссоциативной ионизации /209,260/ и сравним полученные значения с результатами прямого измерения сечения диссоциации /238/. Рис.2.32 демонстрирует удовлетворительное согласие результатов независимых экспериментов /209,240,260,354/. Анализ, проведенный в /360/, позволил оценить квантовый выход продуктов диссоциации: N^+, $N(^2P)$, $N(^2D)$ и $N(^4S)$,. При энергии электрона, равной 100 эВ, величины квантовых выходов атомов в перечисленном выше порядке соотносятся как 0.135:0.160:0.30:0.40. Заметим, что сечение диссоциации с образованием конкретных возбужденных атомов азота, представленное в /359/, следует рассматривать как первые предварительные данные, которые еще ждут подтверждения в новых лабораторных исследованиях.

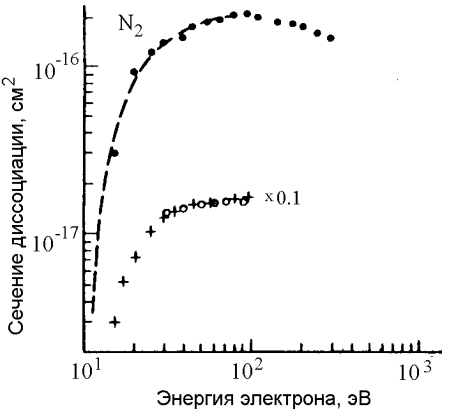


Рис.2.32. Полное сечение диссоциации N_2 электронным ударом:
прерывистая линия - /357/, точки - /354/, плюсы - /240/, залитые кружки - /260,354/

2.4.6. Полное сечение рассеяния

Полные сечения рассеяния электронов молекулярным азотом полученные в ряде экспериментов /96,125,161,182,206/, представлены на рис.2.33. Здесь же сплошной линией приведено полное сечение, рассчитанное в соответствии с аналитическими представлениями. На рис.2.34 отдельно показана низкоэнергетическая часть зависимости сечения, где отчетливо видно проявление $^2\Pi_g$-резонанса в упругом рассеянии и колебательном возбуждении.

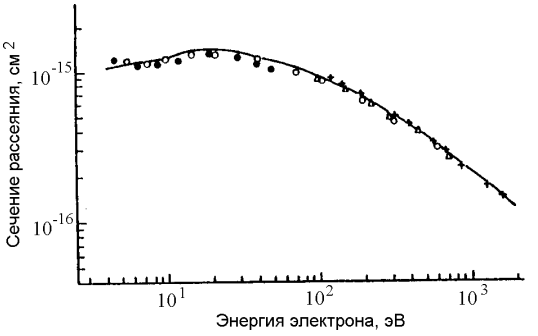


Рис.2.33. Суммарное сечение рассеяния электронов молекулярным азотом:
светлые кружки - /182/, черные кружки - /206/, треугольники - /96/, плюсы - /124/, сплошная линия - расчет согласно аналитическим представлениям

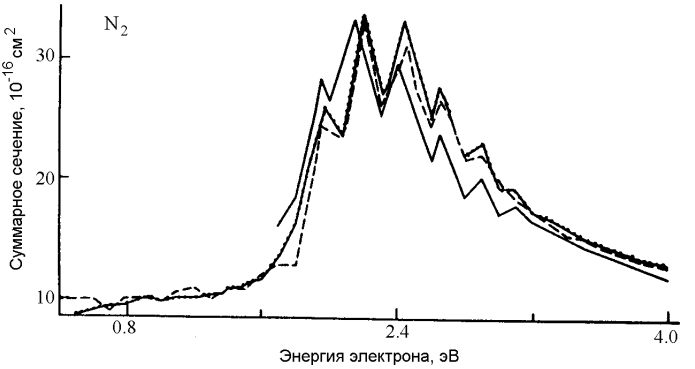


Рис.2.34. Резонанс $^2\Pi_g$ в суммарном сечении рассеяния электронов молекулярным азотом /124,161,182/

2.5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния

Упругие столкновения электронов с молекулами и атомами среды способны приводить к существенному изменению направления их движения. Данный процесс играет доминирующую роль в структуре пространственного распределения характеристик переноса авроральных электронов в атмосфере Земли. Для описания углового распределения упруго рассеянных электронов в задачах ионосферной физики требуется знание дифференциальных сечений упругого рассеяния в широком диапазоне углов от 0 до 180^o для непрерывного спектра энергий от единиц электрон-вольт до десятков килоэлектрон-вольт. Наиболее полно для данного диапазона углов и энергий в литературе представлены дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов молекулами азота и кислорода, полученные экспериментальным путем /103, 104, 135, 181, 200, 294, 309, 331,347/, табл.2.20. Для атомарного кислорода имеются только результаты теоретических расчетов /97,165,350/.

Таблица 2.20

Краткая сводка параметров экспериментов по измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния

Мишень	*E*, эВ	$\Delta\alpha^0$	Тип измерения	Ссылка
N_2	300, 400, 500	2 - 110	Абсолютные	/103/
	90 - 1000	3 - 135	Нормализованные	/181/
	100 - 3000	5 - 55	То же	/200/
	5 - 75	20 - 135	Абсолютные	/310/
	20 - 800	2 - 150	То же	/135/
	1.5 - 400	6 - 156	Нормализованные	/294/
O_2	4 - 45	10 - 90	То же	/331/
	300, 400, 500	20 - 40	Абсолютные	/104/
	20 - 500	5 - 130	Нормализованные	/347/

Поиск путей повышения эффективности алгоритмов решения задач переноса электронов в атмосферных газах привел ряд исследователей к попыткам выражения дифференциальных сечений упругого рассеяния в аналитическом виде. В ряде случаев для решения данной задачи использовалась формула Резерфорда с поправкой на эффект экранирования поля ядра электронной оболочкой /91,92,167/. Варьируя параметр экранирования, авторы добивались по возможности лучшего согласия с экспериментальными данными. Однако полученными таким образом выражениями удается достаточно хорошо описать рассеяние электронов только на малые углы для энергий больше 1 кэВ. Предложенные в /18/ формулы для электронов с энергиями меньше 1 кэВ страдают двумя основными недостатками: недостаточной точностью аппроксимации и отсутствием асимптотики с переходом в область энергий больше 1 кэВ. Наиболее удачными можно считать выражения, полученные в /21,22,198/.

При удовлетворительной точности аппроксимации экспериментальных данных в /21,22,198/ выражение, представленное в работе /21,22/, может быть более эффективно использовано в алгоритмах статистического моделирования процесса переноса электронов. Представим дифференциальное сечение упругого рассеяния в виде ряда:

$$I(E,\alpha)=\sum_k a_k(E)\left[(\Delta p)^2\right]^{\gamma_k(E)}, \tag{2.16}$$

где $(\Delta p)^2 = 4E\,[1-\cos\alpha+2\eta(E)]$ - квадрат изменения импульса электрона, исправленный на эффект экранирования поля ядра электронной оболочкой, $\eta(E)$ - параметр экранирования.

Перепишем (2.16) в виде:

$$I(E,\alpha)=\frac{e^4Z^2}{4E^2}\sum_k b_k(E)\left[1-\cos\alpha+2\eta(E)\right]^{\gamma_k(E)}, \tag{2.17}$$

где e - заряд электрона, Z - атомный номер мишени.

Массив экспериментальных данных $I_i(E_i,\alpha_i)$, i=1,2,3...N который может быть использован для нахождения параметров (2.17), определен для большинства атмосферных газов только в ограниченной области энергий: E<2 кэВ. В настоящее время известно, что энергии электронов, высыпающихся в полярной ионосфере, охватывают область до десятков килоэлектрон-вольт. В области энергий E>2 кэВ для описания углового рассеяния обычно используется формула Резерфорда с эмпирически подбираемым параметром экранирования. Получаемые при этом характеристики переноса электронов /91,92,167/ хорошо согласуются с экспериментальными данными. Поэтому представляется целесообразным потребовать от представления (2.17) асимптотического стремления к формуле Резерфорда с ростом энергии.

Формула Резерфорда с параметром экранирования $\eta_M(E)$, полученным в работе /232/, имеет вид:

$$\begin{aligned} &I_R(E,\alpha)=\frac{e^4Z^2}{4E^2}\left[1-\cos\alpha+2\eta_M(E)\right]^{-2};\\ &\eta_M(E)=\eta_c\frac{1.7*10^{-5}Z^{2/3}}{T(T+2)};\\ &\eta_c=1.13+3.76\left(\frac{Z}{137}\right)^2\frac{1}{2T}\ , \end{aligned} \tag{2.18}$$

где $T = E/(mc^2)$

Тогда параметры $b_k(E)$, $\gamma_k(E)$, $\eta(E)$ должны при $E\to\infty$ удовлетворять следующим условиям:

$$b_1(E)\to\begin{cases}1 \text{ для O}\\ 2 \text{ для } N_2,O_2\end{cases}; \tag{2.19}$$

$$\gamma_1(E)\to -2,\ b_{k\ge 2}(E)\to 0,\ \eta(E)\to\eta_M(E).$$

Для нахождения параметров $b_k(E)$, $\gamma_k(E)$, $\eta(E)$ необходимо ввести критерий близости искомой функции к экспериментальным данным. Исходя из вида дифференциального сечения при фиксированном E, в качестве критерия было принято выражение:

$$Q\left(I_i(E_i,\alpha_i),I(E_i,\alpha_i)\right)=\max_{i=1\div N}\left|\frac{I_i(E_i,\alpha_i)-I(E_i,\alpha_i)}{I_i(E_i,\alpha_i)}\right|.$$

Минимизируя Q на заданных экспериментальных точках по искомым параметрам для каждого данного значения E_i, находятся значения $b_k(E_i)$, $\gamma_k(E_i)$, $\eta(E_i)$. Далее найденные значения параметров сглаживаются методом наименьших квадратов и продолжаются согласно условиям (2.19) для $E>E_{max}$. Процесс оптимизации критерия Q подробно описан в работе /21,22/. Увеличение эффективности использования (2.17) в методах прямого моделирования процесса рассеяния связано также с уменьшением числа искомых параметров, зависящих от энергии рассеиваемого электрона. В данной работе было принято k=3 из предположения, что каждый из трех членов разложения (2.17) будет вносить вклад в сечение в области рассеяния на малые, средние и большие углы соответственно. После проведения пробных расчетов оказалось возможным получение удовлетворительных результатов при фиксированных y_k: y_1=-2, y_2=-1, y_3=4. В результате выражение (2.17) демонстрирует удовлетворительное описание экспериментальных данных для E>5 эВ, среднее отличие от которых по всем углам и энергиям не превышает 20%.

Для получения асимптотики в виде $\eta_M(E)$ зависимость $\eta(E)$ была приведена в соответствие с (2.18), и на основе этого выражения был рассчитан параметр η_c от E, график которого приведен на рис.2.35. Основной отличительной особенностью полученной зависимости $\eta_c(E)$ является то, что она плавно соединила все энергетические интервалы, для которых ранее подбиралась $\eta_c(E)$ с целью подогнать формулу Резерфорда к экспериментальным данным. При E<1 кэВ $\eta_c(E)$ лежит в области значений, полученных в /18/, при E>2 кэВ $\eta_c(E)$ проходит область, очерченную в работах /91,92,167/, и, наконец, при $E\to\infty$ $\eta_c(E)$ асимптотически стремится к (2.18). Зависимость параметров $b_k(E)$ отражена на рис.2.36, из которого отчетливо видна роль каждого из членов полученного представления. При этом, $b_1(E)\to 2$ при $E\to\infty$ в то время, как $b_2(E)$ и $b_3(E)$ стремятся к нулю. Учитывая постоянство y_k, равенство y_1=-2 и стремление η(E) к η_M(E) можно видеть, что асимптотическое стремление (2.17) с ростом энергии к (2.18) выполнено. Различные варианты аппроксимации параметров $b_k(E)$ и $\eta_c(E)$ приведены в работах /21,22/. Рис.2.37 демонстрирует соответствие экспериментальных данных полученным аналитическим представлениям (2.17) дифференциальных сечений упругого рассеяния для N_2 и O_2.

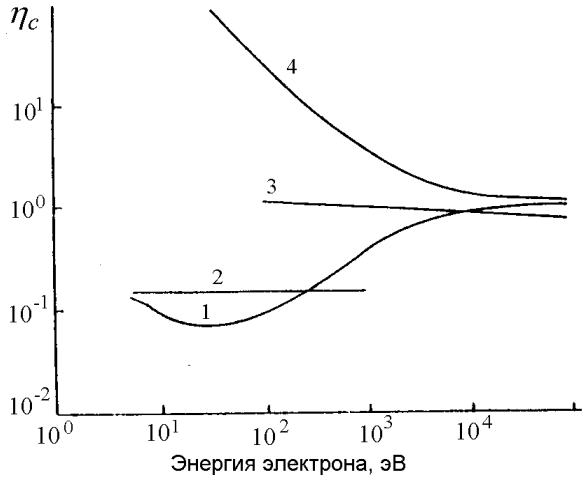


Рис.2.35. Зависимость параметра η_c от энергии рассеиваемого электрона: 1 - /21,22/; 2 - /18/; 3 - /91,92,167/; 4 - /232/

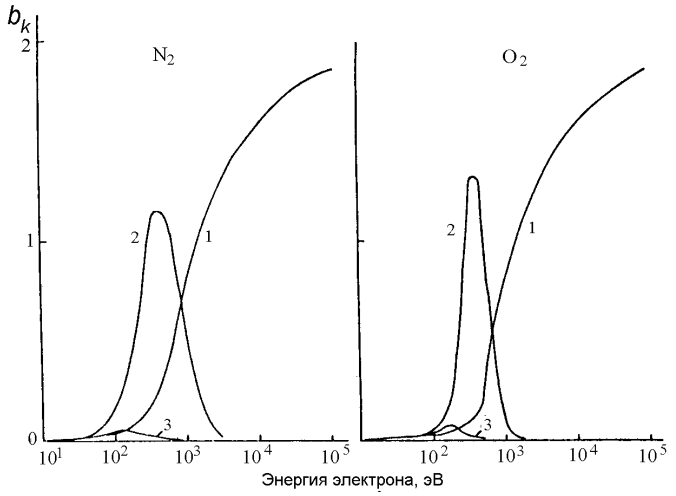


Рис.2.36. Зависимость параметров b_k от энергии рассеиваемого электрона

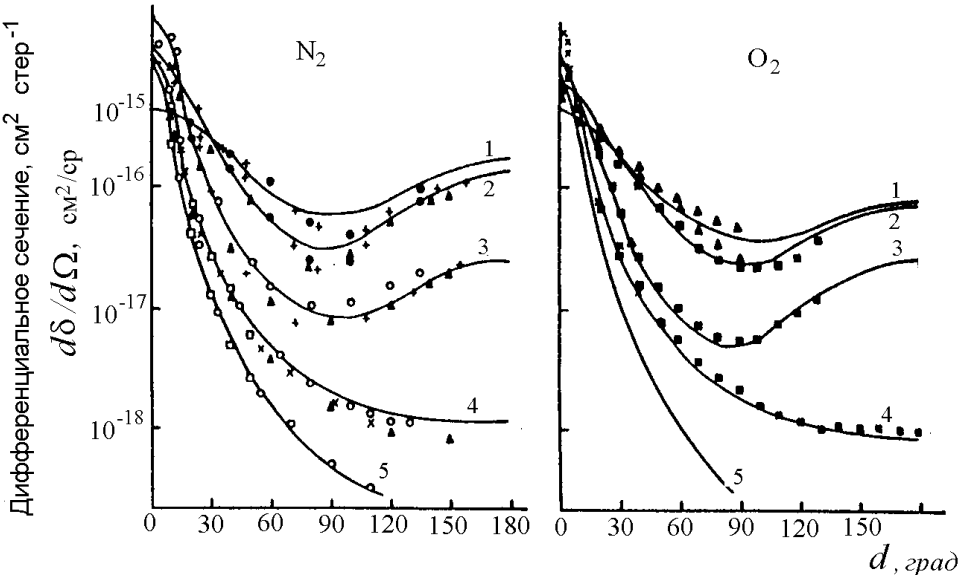


Рис.2.37. Дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов молекулами N_2 и O_2: 1,2,3,4,5 - начальные энергии 10,20,100,500,1000 эВ; плюсы - /294/, светлые кружки - /181/, черные кружки - /309/, треугольники - /135/, светлые квадраты - /200/, черные квадраты - /347/, крестики - /103,104/; сплошные линии - аппроксимация согласно (2.17)

2.6. Дифференциальные сечения ионизации

В процессе ионизации вероятность образования вторичного электрона с энергией E_S определяется дифференциальным сечением ионизации $S(E,E_S)$, где E - энергия первичного электрона. Результаты измерений $S(E,E_S)$ молекул N_2 и O_2 были представлены в работе /243,244/ для электронов с энергиями от 0.1 до 2 кэВ. Анализ результатов /237,238/ показал, что формулу энергетической зависимости $S(E,E_S)$ от E_S в пределах 20% можно считать не зависимой от энергии первичного электрона. В работе /244/ $S(E,E_S)$ было аппроксимировано выражением:

$$S(E,E_s)=\frac{C(E)}{1+\left(\frac{E_s}{\overline{E}}\right)^{2.1}}\ , \tag{2.20}$$

где $\overline{E}$ - подбираемый параметр.

Параметр *C(E)* выражения (2.20) может быть определен из условия нормировки *S(E,E$_S$)* к интегральному сечению ионизации.

$$C(E)=\sigma_i(E)\Big/\int_0^{(E-I)/2}\frac{dE_s}{1+\left(E_s/\overline{E}\right)^{2.1}}\ .$$

Заменив показатель степени при (E_S/E) с 2.1 на 2.0, получим приближенное выражение для *C(E)* в аналитическом виде:

$$C(E)\approx\frac{\sigma_i(E)}{\overline{E}\ \mathrm{arctg}\left[(E-I)/2\overline{E}\right]}. \tag{2.21}$$

Параметры $\overline{E}$ для N_2, O_2 приведены в табл.2.21.

Таблица 2.21

Параметры $\overline{E}$ для N_2 и O_2

Мишень	*I*, эВ	$\overline{E}$,эВ
N_2	15.6	13.0
O_2	12.2	17.4

В /162/ была предложена другая формула аппроксимации экспериментальных результатов, полученных в /243,244/:

$$S(E,E_S)=A(E)\frac{\Gamma^2}{(E_S-\mathrm{T}_0)^2+\Gamma^2}\ . \tag{2.22}$$

Параметры T_0,Γ и *A* были представлены в виде:

$$T_0(E)=T_S-\frac{1000}{E+2I}; \tag{2.23}$$

$$\Gamma(E)=\Gamma_S\frac{E}{E+I}; \tag{2.24}$$

$$A(E)=\sigma_0\frac{K}{E}\ln\frac{E}{B}\ , \tag{2.25}$$

где $\sigma_0=10^{-16}$ см^2.

Значения параметров T_s,Γ_s,*K* и *B* представлены в табл.2.22. Константы *K* и *B* даны в двух вариантах. Первому варианту соответствуют K_1 и B_1, определенные путем согласования (2.25) с данными /243,244/, второму варианту соответствуют K_2 и B_2, определенные путем согласования с данными измерений интегральных сечений ионизации /269/.

Таблица 2.22

Параметры T_S, Γ_S, K, B для N_2 и O_2

Мишень	I, эВ	T_s, эВ	Γ_s, эВ	K_1	B_1	K_2	B_2
N_2	15.6	4.71	13.8	7.12	6.82	6.85	1.74
O_2	12.2	1.86	18.5	7.96	11.1	7.67	3.76

Рис.2.38 иллюстрирует в качестве примера результаты аппроксимации $S(E,E_s)$, полученные в эксперименте /243,244/, формулами (2.20) и (2.22).

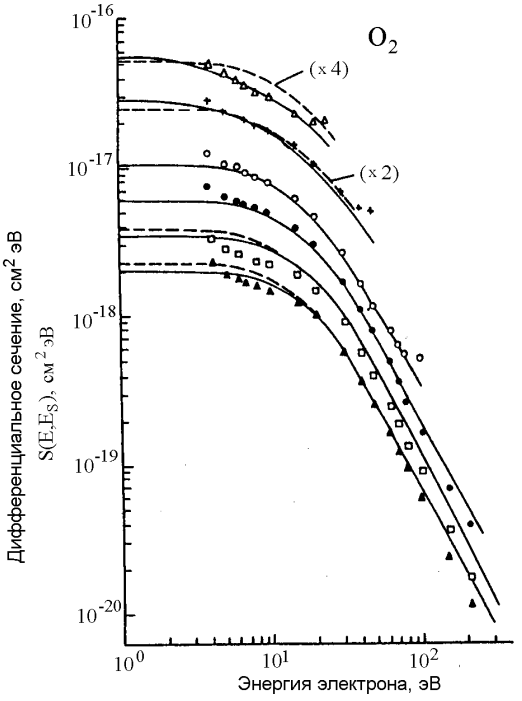


Рис.2.38. Дифференциальные сечения ионизации O_2*:*
точки - /243,244/ для начальных энергий 50,100,200,500,1000,2000 эВ; пунктир - аппроксимация согласно (2.20), сплошные линии - аппроксимация согласно (2.22)

2.7. Функция потерь энергии

Процессы, в которых высыпающиеся авроральные и рожденные ими в ионосфере вторичные электроны теряют свою энергию при прохождении в атмосфере Земли, можно объединить в пять основных групп:

1) неупругие столкновения электронов с атомами и молекулами, при которых поступательная энергия электронов передается на внутренние степени свободы частиц среды;

2) процессы гибели электронов в реакциях прилипания и рекомбинации;

3) упругое рассеяние, при котором происходит перераспределение кинетических энергий сталкивающихся частиц;

4) потери энергии на тормозное излучение;

5) потери в плазменных процессах, имеющих коллективную природу.

Рассмотрим роль отдельных каналов торможения авроральных электронов в земной атмосфере. Непосредственное сопоставление сечений столкновений с частицами среды еще не дает представления о роли различных процессов, так как важна не только вероятность столкновения, но и величина теряемой при этом энергии. Поэтому воспользуемся понятием, получившим в работе /41/ название "эффективное торможение". Под эффективным торможением $L_f(E)$ понимают произведение сечения столкновения на теряемую при столкновении энергию. Значок f включает в себя все квантовые числа, определяющие конечное состояние мишени. В иностранной литературе $L_f(E)$ называют "loss function", что и послужило основанием тому, что в последнее время в отечественной литературе чаще можно встретить термин "функция потерь энергии".

Для возбуждения вращательных r, колебательных v и электронных j уровней частицы газа имеем:

$$L_{r,v,j}(E) = \sigma_{r,v,j}(E) W_{r,v,j} \ , \tag{2.26}$$

где $\sigma_{r,v,j}(E)$ - сечение возбуждения соответствующего уровня, см^2, $W_{r,v,j}$ - порог возбуждения соответствующего уровня, эВ.

В случае ионизации:

$$L_{ion}(E) = \int_0^{(E-I)/2} (I + E_s) S(E, E_s) dE_s \ , \tag{2.27}$$

где $S(E,E_s)$ - дифференциальное сечение ионизации, см^2·эВ$^{-1}$; I - потенциал ионизации, эВ; E_s - энергия вторичного электрона, эВ.

Для упругих столкновений электронов с нейтральными частицами максимальная оценка $L_{el}(E)$ равна:

$$L_{el}(E) = \frac{m}{M} \sigma_{el}(E) E \ , \tag{2.28}$$

где m и M - масса электрона и нейтральной частицы соответственно.

Основными газами, составляющими атмосферу Земли на высотах 90-500 км, где локализована область диссипации авроральных электронов, являются молекулярный азот, молекулярный кислород и атомарный кислород. Рассмотрим роль отдельных столкновительных каналов торможения электронов на примере молекулярного азота.

На рис.2.39 приведены сечения торможения для неупругих столкновений электронов с N_2. Сечения торможения для неупругого взаимодействия, приводящего к возбуждению вращательных степеней свободы, были рассчитаны на основе сечений возбуждения, полученных в /47,159/ (кривые 1 и 1', соответственно). Используя для энергии вращательных уровней выражение $E_j = B\ j(j+1)$, где B - вращательная постоянная для N_2, равная 2.5×10^{-4} эВ, и учитывая, что наиболее существенные при малой энергии электронов переходы $j \rightarrow j \pm 1$, получим:

$$L_r(E) \approx 6\sigma(E) B . \tag{2.29}$$

Сечения торможения, соответствующие возбуждению колебательных и электронных состояний, а также ионизации и упругому рассеянию электронов (кривые 1-5), рассчитаны на основе сечений, представленных в данной главе. Из рисунка 2.39 видно, что в области энергий больше 1 эВ потери энергии электронов, идущие на

возбуждение колебательных, электронных состояний и ионизацию, являются доминирующими.

На рис.2.39 также приведено сечение торможения $L_{ee}(E)$, соответствующее электрон-электронным столкновениям (пунктир). Для расчета $L_{ee}(E)$ было получено выражение:

$$L_{ee}(E) = \frac{3.1 \times 10^{-12}}{E}, \tag{2.30}$$

где E выражено в электрон-вольтах.

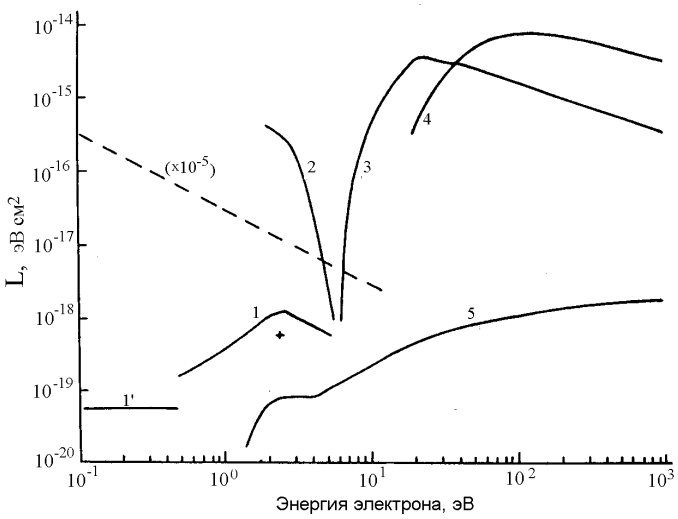


Рис.2.39. Функция потерь энергии электронов в молекулярном азоте:
1 и 1' - для вращательных степеней свободы; 2,3,4 - для колебательных, электронных состояний N_2 и ионизации соответственно; 5 - для упругих соударений; пунктир - для электрон-электронного рассеяния

Из (2.30) следует, что $L_{ee}(E)$ в широком диапазоне энергий значительно превышает сечение торможения всех типов неупругих взаимодействий, рассмотренных выше. Необходимость учета данного канала торможения будет определяться степенью ионизации атмосферных газов, то есть отношением n_e/N, где n_e - концентрация тепловых электронов, N - концентрация нейтральных частиц. Обозначим через $L_N(E)$ суммарное сечение торможения электронов на всех нейтральных частицах. Определив потери электрона при прохождении им единицы пути, получим условие, при котором можно пренебречь электрон-электронным рассеянием, как каналом потери энергии:

$$\frac{L_{ee}}{L_N} \times \frac{n_e}{[N]} << 1 \ . \tag{2.31}$$

В условиях полярной ионосферы для интервала высот порядка 90-300 км условие (2.31) выполняется достаточно строго для электронов с энергиями свыше 10 эВ.

Процессы гибели электронов в реакциях прилипания и рекомбинации становятся эффективными в области тепловых энергий, которые ниже порогов электронных и колебательных возбуждений. Потери на тормозное излучение ΔE_{sr} также не велики, а их отношение к потерям на ионизацию ΔE_i следующие /40/:

$$\frac{\Delta E_{sr}}{\Delta E_i} \approx \frac{Z \times E}{8 \times 10^5}, \tag{2.32}$$

где Z - атомный номер, а E выражена в килоэлектрон-вольтах.

Потери энергии электронами в процессах, имеющих коллективную природу, в настоящей работе рассматриваться не будут. Результаты анализа данного канала потерь можно найти в работах /45,246,344/. Из приведенного анализа видно, что при рассмотрении процесса прохождения авроральных электронов в высокоширотной атмосфере основными каналами диссипации энергии электронов являются неупругие взаимодействия с нейтральными частицами, приводящие к возбуждению колебательных и электронных состояний. Другие каналы потерь энергии значительно меньше в интересующем нас диапазоне энергий (0.01 - 50 кэВ), и ими можно пренебречь.

Глава 3

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ И АТОМОВ ВОДОРОДА С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ

3.1. Сечения взаимодействия *p*-H частиц с атмосферными газами

Необходимость знания детального набора сечений рассеяния авроральных частиц атмосферными газами при решении задач о взаимодействии заряженных частиц с атмосферой Земли была нами рассмотрена в первой и второй главах данной работы. Данная глава, преследующая те же цели, что и вторая, посвящена анализу, обобщению и, в итоге, получению аппроксимаций для сечений рассеяния протонов и атомов водорода основными атмосферными газами (N_2, O_2, O).

Напомним, что одним из принципиальных отличий в характере взаимодействия протонов с газами является наличие канала перезарядки, который приводит к возникновению в общем потоке двух фракций, а именно: протонных потоков и потоков атомов водорода

Получению сечений рассеяния p-H частиц газами посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Наиболее известным полуэмпирическим набором сечений взаимодействия протонов и атомов водорода с основными атмосферными составляющими - молекулярным азотом, молекулярным кислородом и атомным кислородом - является набор, опубликованный в работах /138,139/. Однако за прошедшие годы появился ряд экспериментальных работ, которые позволяют уточнить сечения многих реакций. Следует отметить, что чисто теоретические методы расчета сечений рассеяния применимы только для достаточно больших столкновительных энергий (так простейшее Борновское приближение для рассеяния протонов применимо для энергий >1 МэВ). В то же время средние энергии протонов, высыпающихся в атмосферу, обычно лежат в диапазоне 1-100 кэВ. Поэтому при построении сечений рассеяния необходимо в первую очередь использовать данные экспериментов.

Столкновительные реакции при прохождении протонно-водородного пучка в газовой среде можно разделить на несколько групп: перезарядка, ионизация, возбуждение, упругое рассеяние. Рассмотрим сечения основных реакций взаимодействия частиц протонно-водородного пучка с N_2, O_2, O и для удобства использования проведем их аналитическую аппроксимацию в диапазоне энергий от 0.1 кэВ до 1 МэВ.

3.2. Сечения реакций перезарядки

Под реакциями перезарядки подразумеваются реакции, в которых налетающая частица меняет свое зарядовое состояние. Описываются эти реакции сечениями σ_{jk}, где j - начальный заряд частицы, k - заряд частицы после столкновения. Для *p*-H-пучков возможны шесть видов реакций перезарядки:

σ_{10}: $p + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H} + \ldots$;

σ_{1-1}: $p + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H}^- + \ldots$;

σ_{01}: $\mathrm{H} + \mathrm{M} \rightarrow p + \ldots$;

σ_{0-1}: $\mathrm{H} + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H}^- + \ldots$;

σ_{-10}: $\mathrm{H}^- + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H} + \ldots$;

σ_{-11}: $\mathrm{H}^- + \mathrm{M} \rightarrow p + \ldots$.

Символом M обозначена одна из составляющих атмосферы (N_2, O_2, или O). Многоточие обозначает то, что при определении данного сечения конечные состояния остальных продуктов реакции не фиксируются.

Наиболее изученными являются полные (то есть без конкретизации конечного электронного состояния частиц) сечения перезарядки σ_{10} и σ_{01} в N_2 и O_2. Реакции с участием отрицательного иона H^- изучены значительно хуже. Наиболее полным обзором работ по измерению сечений перезарядки является /238/. К сожалению, аппроксимация в работе /238/ проводилась без критического анализа данных, поэтому проведем новую аппроксимацию.

Для аппроксимации сечений, полученных в работах /48, 66, 69, 70, 81, 84, 117, 131, 132, 177, 183, 210, 211, 229, 233, 238, 270, 282, 315, 330, 339, 351, 353/, воспользуемся формулой из /32,35/:

$$\sigma(E)=\begin{cases} a_0^2 \exp\left[\sum_{k=1}^{5} A_k (\ln E)^{k-1}\right], E_{\min} < E < E_0 \\ a_0^2 \exp(b_1 + b_2 \ln E), E_0 \le E \end{cases} \qquad (3.1)$$

При аппроксимации сечений σ_{01} в N_2 и O_2 на энергиях <1 кэВ предпочтение отдано данным работы /339/ как полученным по более совершенной методике. При аппроксимации сечения σ_{-10} в O_2 на энергиях <10 кэВ использовались данные работ /84,270/, так как в этих работах учитывалась не только реакция $H^-+O_2 \rightarrow H+O_2+e$, как в работах /48,315,353/, но и реакции с образованием медленных отрицательных ионов $H^- + O_2 \rightarrow H + O_2^-$. Погрешность аппроксимации сечений не превышает экспериментальную погрешность, поэтому приведенные в табл.3.1-3.2 (и далее) относительные погрешности являются погрешностями измерения соответствующих сечений. Следует отметить, что реакция захвата ($p+O_2 \rightarrow H+...$) является экзотермической, т.к. потенциал ионизации у молекулярного кислорода ниже, чем у атома водорода.

Таблица 3.1

Параметры для расчета интегральных сечений перезарядки в N_2 по формуле (3.1)

Параметры	σ_{10}	σ_{1-1}	σ_{01}	σ_{0-1}	σ_{-10}	σ_{-11}
E_0	100 кэВ	200 кэВ	200 кэВ	200 кэВ	10 кэВ	400кэВ
A_1	3.217	-7.085	1.591	-1.755	4.226	0.2778
A_2	0.7509	1.680	0.5712	0.7360	0.1812	0.4430
A_3	-0.2540	-5.186(-2)	-0.1367	6.863(-3)	-0.1249	1.314(-2)
A_4	3.794(-3)	-3.631(-2)	3.917(-2)	-3.340(-2)	2.223(-3)	1.343(-2)
A_5	-5.763(-4)	-7.579(-3)	-5.185(-3)	-1.934(-3)	3.550(-3)	-4.012(-3)
b_1	17.06	19.19	5.857	11.74	4.798	10.11
b_2	-3.4	-5.7	-0.630	-3.0	-0.30	-1.50
W	≈ 1 эВ	-	13.6 эВ	-	-	-
δ	15%	50%	20%	40%	50%	50%

В настоящее время известны только две работы по измерению сечений перезарядки компонентов *p*-H-пучка с атомарным кислородом /313,353/. В ранней работе /313/ было измерено сечение σ_{10} в диапазоне энергий 40-10000 эВ. Сечение обмена зарядами между H^+ и O имеет резонансный характер, т.к. потенциалы ионизации

атомов водорода и кислорода примерно равны (различие ≈ 0.019 эВ). Поэтому сечение для малых энергий должно иметь вид $\sqrt{\sigma_{10}} = a - b\,\log E$. Действительно, данные работы /313/ хорошо аппроксимируются формулой:

$$\sqrt{\sigma_{10}} = 3.47\times10^{-8} - 0.20\times10^{-8}\,\log E$$

Таблица 3.2

Параметры для расчета интегральных сечений перезарядки в O_2 по формуле (3.1)

Параметры	σ_{10}	$\sigma_{0\text{-}1}$	$\sigma_{1\text{-}1}$	σ_{01}	$\sigma_{\text{-}10}$	$\sigma_{\text{-}11}$
E_0	100 кэВ	100 кэВ	200 кэВ	300 кэВ	400 кэВ	300 кэВ
A_1	3.823	-1.059	-4.876	1.432	4.144	0.3662
A_2	-0.3118	0.7047	1.678	0.6117	-0.673(-1)	0.3881
A_3	-7.137(-3)	-0.1209	-3.69(-2)	-0.1481	-1.055(-2)	-5.512(-2)
A_4	1.379(-2)	-8.152(-3)	-4.289(-2)	3.011(-2)	30759(-5)	3.470(-2)
A_5	-3.991(-3)	-5.201(-3)	-6.877(-3)	-3.131(-3)	-1.277(-4)	-6.236(-3)
b_1	17.45	12.15	21.39	5.799	7.399	6.329
b_2	-3.4	-3.4	-5.7	-0.6	-0.7	-1.0
W	-1.5 эВ	-	-	13.6 эВ	-	-
δ	20%	30%	50%	20%	30%	50%

На основе этих данных строились сечения в работах /138,230,334/. Однако в работе /353/ для диапазона энергий 2.5-25 кэВ проведено более тщательное исследование сечений перезарядки p, H и H^- на O, и показано, что данные работы /313/ завышены в 2 раза. Аппроксимация по формуле (3.1) с использованием данных /353/ и асимптоты при энергиях >100 кэВ из /334/ дает коэффициенты, приведенные в табл.3.3.

Измерения, представленные в /73/, показали, что за исключением σ_{10} сечения перезарядки σ_{01}, $\sigma_{0\text{-}1}$, $\sigma_{\text{-}10}$, $\sigma_{\text{-}11}$ в атомарном кислороде составляют 0.5-0.7 величины соответствующего сечения в O_2. Данных по сечению $\sigma_{1\text{-}1}$ нет.

На рис.3.1 представлены сечения перезарядки p, H и иона H^- в N_2, O_2 и O, рассчитанные согласно аппроксимации по формуле (3.1) с коэффициентами из табл.3.1-3.3.

Экспериментальных работ по измерению энергетического распределения вторичных электронов, рожденных при перезарядке H на атмосферных газах, нет. Поэтому для получения этого распределения в работах /138,139/ использована эмпирическая формула. В работе /298/ проведен теоретический расчет этого распределения для столкновений $H+N_2$ и показано, что, по крайней мере, для энергий >50 кэВ форма энергетического распределения вторичных электронов не является такой, как в работе /139/. Согласно работе /299/ подобные расчеты были проведены и для реакции $H+O_2$. Однако численные результаты расчетов /298,299/ не опубликованы и аналитические аппроксимации не приведены. Из полученной в /299/ функции потерь энергии при перезарядке в работе /32/ оценивалась энергетическая зависимость средней энергии вторичных электронов при перезарядке. Эта зависимость оказалась близкой к подобной зависимости для реакции ионизации.

Аналогичное заключение можно сделать также из расчетов в работе /338/. Поэтому будем считать, что энергетическое распределение вторичных электронов, рожденных при перезарядке атомов водорода на атмосферных газах, такое же, как для реакций ионизации.

Таблица 3.3

Параметры для расчета интегрального сечения перезарядки в O_2 по формуле (3.1)

Параметры	σ_{10}
E_0	300 кэВ
A_1	2.760
A_2	-6.809(-2)
A_3	-4.331(-2)
A_4	-2.767(-3)
A_5	-5.542(-3)
b_1	14.51
b_2	-3.0
W	≈ 0 эВ
δ	20%

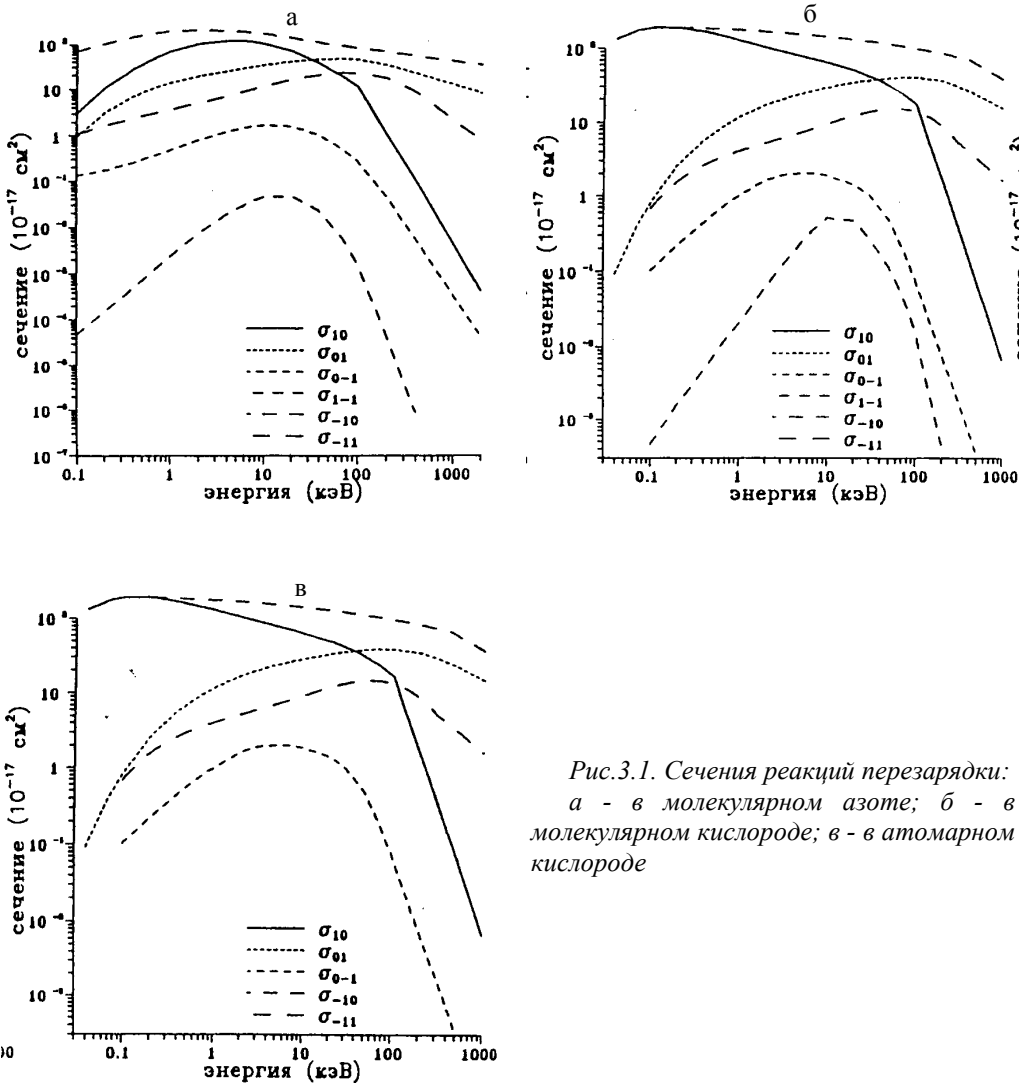


Рис.3.1. Сечения реакций перезарядки: а - в молекулярном азоте; б - в молекулярном кислороде; в - в атомарном кислороде

3.3. Сечения реакций ионизации

Для протонов сечениями ионизации газа M, σ_i^p будем называть сечения реакций вида

$$p + \mathrm{M} \rightarrow e + \ \ldots. \tag{3.2}$$

Подробный критический обзор экспериментальных работ по измерению этого сечения в различных газах сделан в работе /278/. Полученные "рекомендованные значения" сечения σ_i^p в N_2 и O_2 имеют погрешность 10-25% на энергиях <100 кэВ. При энергиях E>100 кэВ погрешность не превышает 10%

Из условия сохранения заряда следует, что полное сечение образования ионов поглотителя можно найти как:

$$\sigma^+ = \sigma_i^p + \sigma_{10} + \sigma_{1-1}. \tag{3.3}$$

Сечение σ^+ измеряется независимо от сечений σ_i^p и σ_{10} (сравнительно малым сечением $\sigma_{1\text{-}1}$ можно пренебречь). Таким образом, сечения σ^+, σ_i^p и σ_{10} должны быть согласованы. Полученные сечения σ_i^p в N_2 и O_2, аппроксимационные коэффициенты которых приведены в табл.3.4, согласованы по (3.3) с соответствующими сечениями (см.табл.3.1-3.2) и с измерениями сечения из работ /66,77,106,229/.

Таблица 3.4

Параметры для расчета по формуле (3.1) сечений ионизации N_2 и O_2 протонами и атомами водорода .

Параметры	N_2		O_2	
	σ_i^P	σ_i^H	σ_i^P	σ_i^H
E_0, кэВ	300	200	300	300
A_1	0.8773	1.912	0.0773	1.116
A_2	0.8291	0.8327	0.9283	0.8418
A_3	-0.1278	-0.1189	4.737(-3)	-7.489(-2)
A_4	3.170(-2)	1.156(-2)	-1.098(-2)	-9.588(-3)
A_5	-4.649(-3)	-2.187(-3)	-9.744(-4)	4.008(-4)
b_1	6.402	6.319	6.05	6.16
b_2	-0.700	-0.630	-0.63	-0.7
W, эВ	15.58	15.58	12.1	12.1

Для атомов водорода под сечениями ионизации газа M, σ_i^H будем понимать сумму сечений образования ионов поглотителя:

$$\mathrm{H} + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{M}^+ + \ \ldots. \tag{3.4}$$

Тогда сечения образования свободных электронов при столкновении H-атомов с поглотителем можно определить как

$$\sigma^- = \sigma_i^H + \sigma_{01}. \tag{3.5}$$

Сечения ионизации N_2 и O_2 атомами водорода измерялись в работах /49,66,229,339/, а сечения образования свободных электронов - в работах

/66,149,229,339/. Аппроксимация по (3.1) с учетом условия (3.5) дает коэффициенты, приведенные в табл.3.4. Для энергий >100 кэВ при аппроксимации использована асимптота из работы /163/. Погрешность полученных сечений менее 20%.

Полученные сечения ионизации N_2 и O_2 протонами и атомами водорода, рассчитанные по параметрам из табл.3.4, приведены на рис.3.2. Наиболее приемлемыми для реакций ионизации O можно считать сечения, полученные масштабированием с коэффициентом 0.5 соответствующих сечений для O_2.

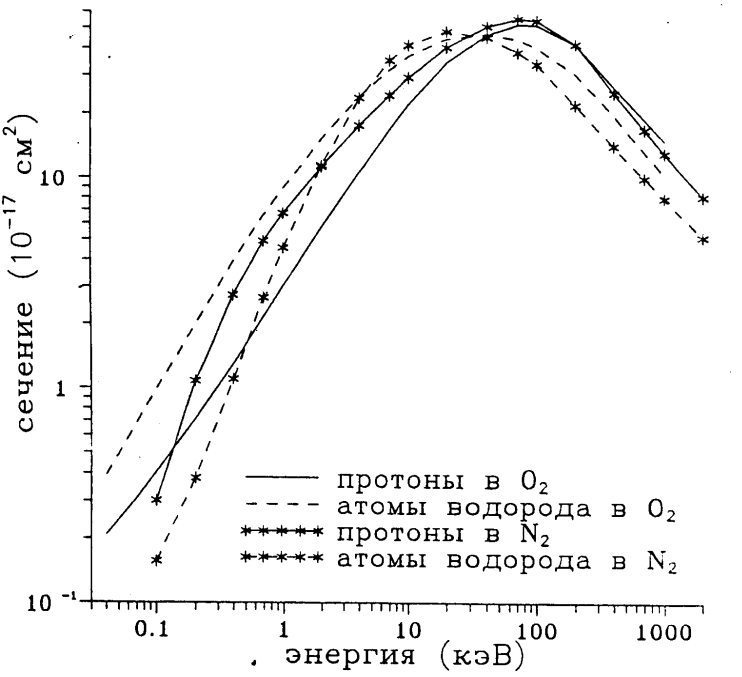


Рис.3.2. Сечения ионизации протонами и атомами водорода для N_2 и O_2

Для аппроксимации дифференциального сечения образования электронов при ионизации N_2 протонами использована формула из /276/:

$$\sigma(W) = (S/I)\left[F_1(v) + F_2(v)W\right](1+W)^{-3}\left\{1+\exp\left[\alpha(W-W_C)/v\right]\right\}^{-1} \qquad (3.6)$$

где $S = 4\pi a_0^2 N(R/I)^2$; N - количество электронов в оболочке; I - энергия порога ионизации; $W=E_s/I$, E_s - энергия вторичного электрона; $\nu = (E\, m_e / (I\, m_p))^{1/2}$, $W_c = 4\nu^2 - 2\nu - R/4I$.

Функции $F_1(\nu)$, $F_2(\nu)$ и коэффициент α подбираются по экспериментальным данным. Вид этих функций:

$$F_1 = L_1 + H_1; \qquad F_2 = L_2 H_2 / (L_2 + H_2);$$

где $$H_1 = A_1 \ln(1+\nu^2) / (\nu^2 + B_1/\nu^2); \qquad H_2 = A_2/\nu^2 + B_2/\nu^4;$$

$$L_1 = C_1 \nu^{D_1} / \left(1 + E_1 \nu^{(D_1+4)}\right), \; L_2 = C_2 \nu^{D_2}.$$

Аппроксимация проводилась по данным работ /112,269,271,292,323/ отдельно для электронов из оболочек с большой (>100 эВ) и малой энергией выхода. Полученные параметры приведены в табл.3.5.

Измерения в /120/ показали, что форма энергетического распределения вторичных электронов при ионизации N_2 и O_2 протонами совпадает по крайней мере для энергий >50 кэВ. Других данных о дифференциальных сечениях в O_2 нет. Поэтому аппроксимация по (3.6) с параметрами из табл.3.5 и с нормировкой на соответствующее интегральное сечение ионизации будет использоваться для реакций ионизации атомами водорода, а также для реакций в O_2 и O.

Таблица 3.5

Параметры для расчета по формуле (3.6) дифференциального сечения образования свободных электронов при столкновении протонов с N_2

Параметры	Внешние оболочки	Внутренние оболочки
A_1	0.63	1.25
B_1	0.68	0.5
C_1	1.8	2.0
D_1	2.58	2.0
E_1	3.5	3.0
A_2	1.87	1.1
B_2	3.35	1.3
C_2	1.03	1.0
D_2	1.23	0.3
α	0.85	1.2
N	10	4
I, эВ	22.78	403

3.4. Сечения возбуждения водородных эмиссий

Возбуждение электронных состояний атома водорода может происходить в реакциях захвата

$$p + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H}^* + \ \ldots,$$

и прямым столкновительным возбуждением атомов водорода

$$\mathrm{H} + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H}^* + \ \ldots$$

Здесь и далее звездочка обозначает, что атом находится в возбужденном состоянии.

Из реакций с возбуждением электронных состояний образующегося атома водорода рассмотрим только те, которые приводят к излучению эмиссий водорода L_α, H_α и H_β и построим эффективные сечения излучения этих эмиссий.

Согласно /230/ связь между сечениями излучения линий H_α, H_β и сечениями перезарядки с возбуждением состояний 3*s*, 4*s*, 3*p*, 4*p*, 3*d*, 4*d* задается формулами:

$$\sigma_{10}(H_\alpha) = \sigma_{10}(3s) + 0.118\sigma_{10}(3p) + \sigma_{10}(3d); \qquad (3.7)$$

$$\sigma_{10}(H_\beta) = 0.582\sigma_{10}(4s) + 0.119\sigma_{10}(4p) + 0.746\sigma_{10}(4d). \qquad (3.8)$$

Коэффициенты в формулах (3.7) и (3.8) есть весовые коэффициенты перехода из данного состояния, указанного в скобках, с излучением линии, указанной в левой части равенства. Подробно вопросы, связанные с учетом при измерениях различия во временах жизни различных состояний и каскадного заселения возбужденных состояний атома водорода, рассмотрены в /131,335/. Существующие измерения позволяют получить сечение $\sigma_{10}(3s)$ в интервале энергий 0.1-1000 кэВ по данным из работ /145,182,329/. Погрешности измерений в этих работах лежали в пределах 20-25%. Сечения захвата в 3*p* и 3*d* состояния атома водорода измерялись в работах /128,152,187/. Сечения излучения H_α линии в N_2 и O_2, полученные как суммы вкладов переходов из 3*s* и 3*p*+3*d* состояний, приведены на рис.3.3.

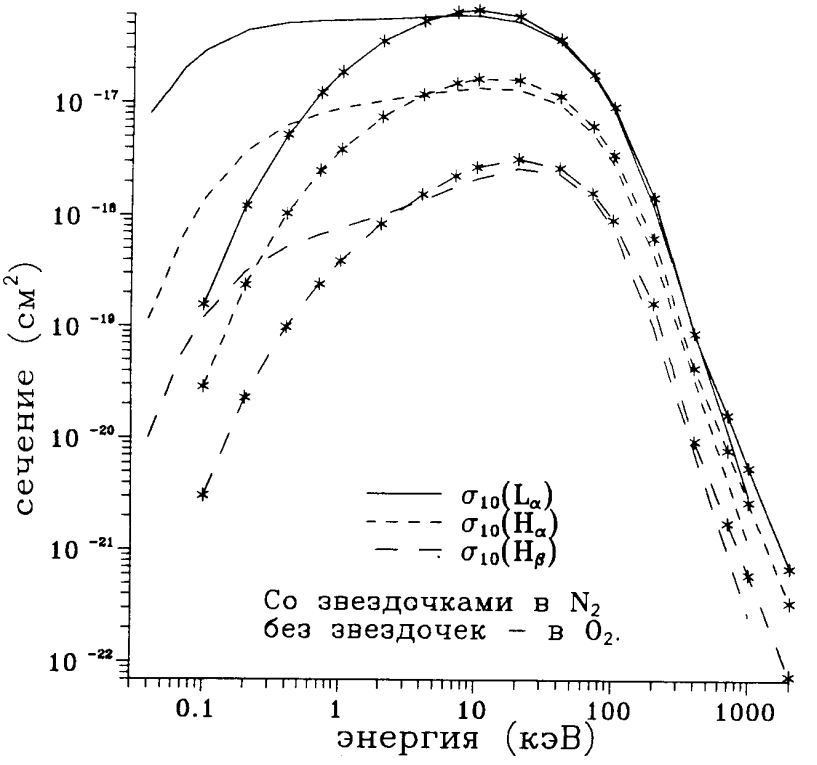


Рис.3.3. Эффективные сечения излучения водородных эмиссий при реакциях захвата в N_2 *и* O_2

Сведений об измерениях сечения $\sigma_{10}(4s)$ выше 100 кэВ в опубликованных работах нет. Однако известно, что для отношений сечений возбуждения одноэлектронного атома в состояния n_1l и n_2l, при больших энергиях (>100 кэВ) справедлива следующая формула:

$$\frac{\sigma(n_1 l)}{\sigma(n_2 l)} = \left[\frac{n_1}{n_2}\right]^k, \; k = -3 \; . \tag{3.9}$$

Учитывая (3.9) для оценки сечения $\sigma_{10}(4s)$ по сечению $\sigma_{10}(3s)$ при энергиях >100 кэВ, можно получить сечения $\sigma_{10}(4s)$ в диапазоне 0.1-1000 кэВ по данным из работ /190,335/ (погрешность измерений достигает 30%). Измерения сечений перезарядки с

возбуждением 4*p*- и 4*d*-состояний не известны. Из /335/ известно только сечение, определяющее суммарный вклад 4*p* и 4*d* состояний в сечение излучения H_β на участке 0.1-2.5 кэВ. Поэтому величина сечения излучения H_β была получена следующим образом.

Сечения перезарядки с возбуждением 4*p* и 4*d* состояний (раздельно) при начальных энергиях протона E>100 кэВ получены из данных /152/ с использованием формулы (3.9) По найденным сечениям с учетом формулы (3.8) получено сечение, определяющее вклад излучения из 4*p* и 4*d* состояний в сечение излучения H_β для энергий *E*>100 кэВ. Это сечение сшивалось гладкой кривой с имеющимися данными /335/ для *E*<2 кэВ. Полное сечение излучения H_β при столкновении протона с N_2 (см. рис.3.3) строилось как сумма вкладов сечений переходов из 4*s* и 4*p*+4*d* состояний по формуле (3.9).

При исследовании излучения L_α -линии водорода различают вклад 2*p* и 2*s* возбужденных состояний H (см./230/). Экспериментальные данные для сечения $\sigma_{10}(2p)$ приведены в /94,123,188,336/. Наиболее подробно каскадное заселение 2*p* состояния с вышележащих *ns* и *nd* состояний рассмотрено в работе /336/. При аппроксимации данные из работы /188/ увеличены на 22% согласно рекомендации работы /336/, что связано с некорректной нормировкой, использованной в работе /188/. Все атомы H(2*p*) гасятся с излучением линии L_α

Состояние H(2*s*) является метастабильным (время жизни $>10^{-4}$ с) и непосредственно L_α линия не излучает, однако из-за своего большего времени жизни неизбежно участвует в одной из следующих реакций:

$$H(2s)+N_2 \rightarrow H(2p)+N_2; \tag{3.10}$$

$$H(2s)+N_2 \rightarrow H(2p)+N_2^+ + e; \tag{3.11}$$

$$H(2s)+N_2 \rightarrow H^*(n>2)+\ldots; \tag{3.12}$$

$$H(2s)+N_2 \rightarrow H^- +\ldots; \tag{3.13}$$

$$H(2s)+N_2 \rightarrow H^+ +\ldots; \tag{3.14}$$

$$H(2s)+N_2 \rightarrow H+N_2^+ + e; \tag{3.15}$$

$$H(2s)+N_2 \rightarrow H+N_2. \tag{3.16}$$

Как видно, реакции (3.10) и (3.11) непосредственно приведут к излучению L_α линии, а реакция (3.12) может привести к излучению L_α в результате каскадных процессов.

Для сечения $\sigma_{10}(2s)$ известны измерения только в интервале энергий 2-100 кэВ в работах /94,188,288/. Поэтому сечение $\sigma_{10}(2s)$ аппроксимировалось при больших энергиях при помощи формулы (3.9) с использованием известных данных по сечению $\sigma_{10}(3s)$. Эта аппроксимация, продолженная в область меньших энергий, хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными по сечению $\sigma_{10}(2s)$ из /94,188,288/.

Экспериментальных измерений сечений с участием H(2*s*) недостаточно для корректного учета вклада возбуждения через H(2*s*)-состояние в сечение излучения L_α. Поэтому полное сечение излучения L_α -линии, стимулированное перезарядкой протона в N_2, оценивалось как сумма сечений $\sigma_{10}(2p)$ и $\sigma_{10}(2s)$. При такой оценке для энергий *E*>20 кэВ, где основной вклад дает возбуждение через H(2*s*) состояние, сечение $\sigma_{10}(L_\alpha)$ явно завышено, однако это завышение не превышает 50% (см /336/). Для энергий *E*<10 кэВ сечение $\sigma_{10}(L_\alpha)$ имеет погрешность не более 20% /330/.

Таблица 3.6

Эффективные сечения перезарядки протонов на N_2 и O_2 с возбуждением эмиссий водорода L_α, H_α и H_β

Параметры	N_2		
	$\sigma_{10}(L\alpha)$	$\sigma_{10}(H\alpha)$	$\sigma_{10}(H\beta)$
E_0,кэВ	400	400	400
A_1	-0.40101	-1.9827	-4.28
A_2	1.0926	1.1309	1.2503
A_3	-0.28991	-0.27949	-0.22302
A_4	4.1616(-2)	4.6690(-2)	4.2029(-2)
A_5	-8.1137(-3)	-8.7543(-3)	-9.4866(-3)
b_1	12.21	11.50	9.999
b_2	-3.0	-3.0	-3.0
W,эВ	12.1	14.0	14.6
δ	20%	25%	25%
	O_2		
E_0,кэВ	200	200	200
A_1	0.6444	-1.146	-3.600
A_2	0.0298	0.2512	0.3710
A_3	3.058(-3)	-7.512(-2)	-4.582(-3)
A_4	2.383(-2)	4.587(-2)	4.783(-2)
A_5	-9.636(-3)	-1.146(-2)	-1.394(-2)
b_1	16.44	15.47	13.97
b_2	-3.7	-3.7	-3.7
W,эВ	8.7	10.6	11.2
δ	25%	25%	25%

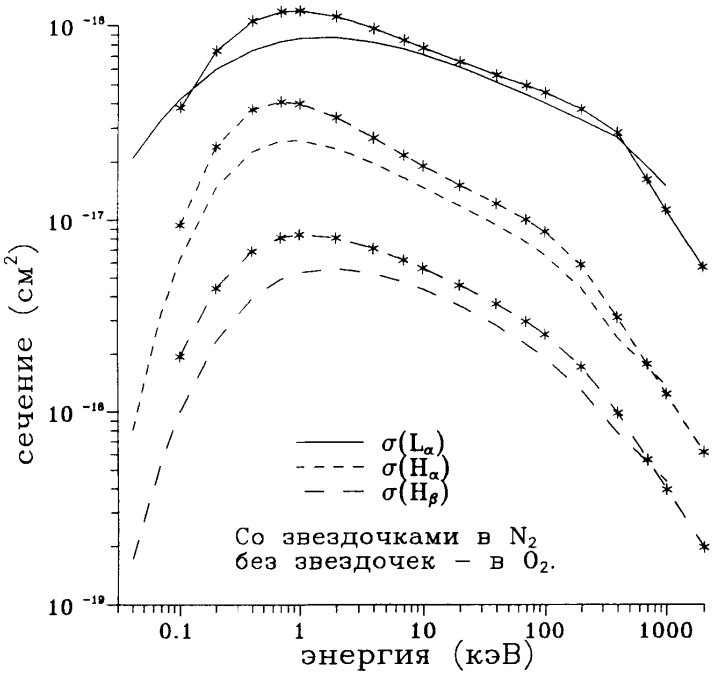


Рис.3.4. Эффективные сечения излучения водородных эмиссий при столкновениях атомов водорода с N_2 и O_2

Параметры для расчета по формуле (3.1) эффективных сечений захвата с излучением эмиссий водорода L_α, H_α и H_β в N_2 и O_2 приведены в табл.3.6. Эти сечения приведены на рис.3.3.

По данным работы /353/, сечения $\sigma_{10}(1s)$ и $\sigma_{10}(2s)$ в атомарном кислороде составляют 0.7 от соответствующего сечения в молекулярном кислороде. Будем считать, что это верно и для возбуждения других электронных состояний H при перезарядке, а также и для эффективных сечений захвата с излучением эмиссий L_α, H_α и H_β.

Эффективные сечения возбуждения эмиссий L_α, H_α и H_β при столкновениях атомов водорода с N_2, O_2 строятся аналогично описанным выше (подробно изложено в /35/). Параметры для расчета этих сечений в N_2 и O_2 (рис.3.4) по формуле (3.1) приведены в таблице 3.7. При построении сечений использовались данные работ /94,123,185,186,189,292,335,336/, а также формулы (3.7)-(3.9). В формуле (3.9) согласно работе /178/ использовался показатель степени k=-4.5. Измерения более ранних работ были перенормированы согласно рекомендациям работ /335,336/.

Для O эффективные сечения возбуждения эмиссий L_α, H_α и H_β согласно работе /353/ могут быть получены как 0.7 соответствующего сечения для O_2.

Таблица 3.7

Коэффициенты к формуле (3.1) для расчета эффективных сечений возбуждения водородных эмиссий при рассеянии H на N_2 и O_2

Параметры	N_2		
	σ(Lα)	σ(Hα)	σ(Hβ)
E_0,эВ	2	2	2
A_1	1.199	0.4071	-1.267
A_2	-1.294	-0.2827	-0.2678
A_3	-1.657	-0.3317	-0.3550
A_4	-0.5443	0.2293	0.1843
A_5	-6.209(-2)	9.517(-2)	8.245(-2)
b_1	1.382	0.6076	-1.127
b_2	-0.130	-0.660	-0.600
W,эВ	10.2	12.1	12.7
δ,%	30	25	25
	O_2		
	σ(Lα)	σ(Hα)	σ(Hβ)
E_0,эВ	400	400	400
A_1	1.126	-8.15(-2)	-1.663
A_2	6.683(-2)	-4.44(-2)	0.1629
A_3	-8.400(-2)	-0.1637	-0.1633
A_4	8.795(-3)	4.352(-2)	2.793(-2)
A_5	-3.516(-4)	-4.336(-3)	-2.393(-3)
b_1	3.72	1.32	0.188
b_2	-0.63	-0.63	-0.63
W,эВ	10.2	12.1	12.7
δ,%	30	25	40

3.5. Сечения возбуждения эмиссий атмосферных составляющих

Возбуждение эмиссий атмосферных составляющих при столкновениях с протонами и атомами водорода происходит в следующих реакциях:

$$p + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{M}^{*} + \ \ldots; \tag{3.17}$$

$$p + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{M}^{+*}; \tag{3.18}$$

$$p + \mathrm{M} \rightarrow p + \mathrm{M}^{+*} + e; \tag{3.19}$$

$$\mathrm{H} + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{M}^{*}; \tag{3.20}$$

$$\mathrm{H} + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{M}^{+*} + e\ . \tag{3.21}$$

Возбуждение электронных состояний ионов атмосферных составляющих происходит в реакциях (3.18), (3.19) и (3.21). В столкновениях с протонами ионы атмосферных составляющих образуются не только в реакциях ионизации (3.19), но и в реакциях захвата (3.18). В экспериментах измеряются суммарные (захват+ионизация) сечения возбуждения. Вклады реакций захвата и ионизации в эти сечения можно выделить в соответствии с вкладом реакций захвата и ионизации в суммарное сечение образования ионов атмосферных составляющих (см. формулу (3.3).

Для реакций с возбуждением иона N_2^+ будем рассматривать 4 сечения: с образованием иона N_2^+ в состоянии X^2, в состоянии $B^2\Sigma_u^+$, в одном из состояний ($A^2\Pi_u$, $D^2\Pi_g$, $C^2\Sigma_u^+$), и реакции захвата с диссоциацией иона N_2^+.

Для построения полного (захват+ионизация) сечения диссоциации иона N_2^+ при рассеянии протонов использовались данные работ /66,106,253/. Это сечение с хорошей точностью (20%) составляет 0.25 от суммарного сечения образования ионов азота.

Для построения полного сечения $\sigma(B^2\Sigma_u^+)$ - возбуждения иона N_2^+ в $B^2\Sigma_u^+$ состояние при рассеянии протонов - использовались данные работ /123,130,250,293,337/. Аналогичное сечение для суммы состояний ($A^2\Pi_u$, $D^2\Pi_g$, $C^2\Sigma_u^+$) считалось равным $2.65\times\sigma(B^2\Sigma_u^+)$. Коэффициент пропорциональности получен исходя из соотношения соответствующих сечений ионизации электронами на больших энергиях /75/.

Сечение образования иона в основном состоянии $X^2\Sigma_g^+$ при рассеянии протонов получено как:

$$\sigma\left(X^2\Sigma_g^+\right) = \sigma^+ - \sigma\left(B^2\Sigma_u^+\right) - \sigma(diss) - \sigma\left(A^2\Pi_u, D^2\Pi_g, C^2\Sigma_u^+\right). \tag{3.22}$$

Параметры для расчета сечений захвата в N_2 с конкретизацией конечного состояния иона N_2^+ приведены в табл.3.8. Параметры для расчета аналогичных сечений для реакций ионизации N_2 протонами приведены в табл.3.9.

Для получения сечений возбуждения $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ состояния атомами водорода использовались данные работ /95,123,229,271,337/. Сечение диссоциативной ионизации атомами водорода в соответствии с данными измерений /49,66/ принято равным 0.25 от полного сечения σ_i^H ионизации атомами водорода. Остальные сечения для реакций возбуждения при ионизации атомами водорода строились так же, как для соответствующих реакций ионизации протонами. Параметры для расчета по (3.1) - в табл.3.10.

В работе /138/ сечения возбуждения электронных состояний ионов кислорода в реакциях захвата в O_2 аппроксимированы формулой:

$$\sigma_{10}(E)=10^{-16}\left[\left(\frac{E}{A}\right)^{P}+\left(\frac{E}{B}\right)^{Q}+\left(\frac{E}{C}\right)^{R}\right]^{-1}, \qquad (3.23)$$

где E - энергия протона; *A, B, C, P, Q, R*, - параметры.

Таблица 3.8

Параметры для расчета по формуле (3.1) сечений перезарядки протона на N_2 с конкретизацией конечного состояния иона N_2^+

Параметры	$N_2^+(X^2)$	диссоциация N_2^+	$N_2^+(A^2,D^2,C^2)$	$N_2^+(B^2)$
$E_{0,}$,кэВ	100	100	100	100
A_1	3.1262	-0.08538	0.91880	-0.05648
A_2	0.68090	1.6206	1.4550	1.4550
A_3	-0.27104	-0.21709	-0.33106	-0.33106
A_4	5.4021(-3)	-4.3618(-2)	-4.5275(-3)	-4.5275(-3)
A_5	3.0452(-4)	3.0687(-3)	-2.5557(-4)	-2.5557(-4)
b_1	16.84	15.55	15.70	14.72
b_2	-3.4	-3.4	-3.4	-3.4
W,эВ	0.0	11.9	3.45	3.17

Таблица 3.9

Параметры для расчета по формуле (3.1) сечений ионизации N_2 протонами с конкретизацией конечного состояния иона N_2^+

Параметры	$N_2^+(X^2)$	диссоциация N_2^+	$N_2^+(A^2,D^2,C^2)$	$N_2^+(B^2)$
$E_{0,}$,кэВ	400	300	400	400
A_1	0.78013	-2.3545	-1.4085	-2.3838
A_2	0.73826	1.7959	1.5837	1.5837
A_3	-0.13776	-9.3181(-2)	-0.21775	-0.21775
A_4	3.8661(-2)	-3.9800(-2)	1.0836(-2)	1.0836(-2)
A_5	-5.1880(-3)	3.3911(-3)	-1.3387(-3)	-1.3387(-3)
b_1	6.082	5.054	5.063	4.088
b_2	-0.70	-0.70	-0.70	-0.70
W,эВ	15.58	26.0	19.03	18.75

Таблица 3.10

Параметры для расчета по формуле (3.1) сечений ионизации N_2 атомами водорода с конкретизацией конечного состояния иона N_2^+

Параметры	$N_2^+(X^2)$	диссоциация N_2^+	$N_2^+(A^2,D^2,C^2)$	$N_2^+(B^2)$
E_0 ,кэВ	300	200	400	400
A_1	1.889	-2.713	-2.000	-2.975
A_2	0.78805	1.8412	1.8830	1.8830
A_3	-0.12373	-8.6075(-2)	-0.11864	-0.11864
A_4	1.6698(-2)	-3.7957(-2)	-4.2361(-2)	-4.2361(-2)
A_5	-3.1450(-3)	2.0461(-3)	9.7921(-3)	3.9088(-3)
b_1	6.121	3.931	4.168	4.168
b_2	-0.70	-0.70	-0.70	-0.70
W,эВ	15.58	26.0	19.03	18.75

Параметры приведены в табл.3.11 (W - энергетический порог соответствующей реакции). Параметр R для сечений захвата с образованием ионов $O^+(^4S)$ и $O^+(^2D)$ несколько скорректирован по сравнению с работой /138/ для лучшего согласия с полным сечением захвата в O_2. Сечение для реакции захвата с выходом иона O_2^+ в состоянии $X^2\Pi_g$ можно получить как разность сечения σ_{10} из табл.3.2 и суммы сечений, приведенных в табл.3.11.

Таблица 3.11

Коэффициенты к формуле (3.23) для расчета сечений перезарядки протонов на O_2 с возбуждением ионов O_2^+ и O^+

Состояние	A, кэВ	B, кэВ	C, кэВ	P	Q	R	W, эВ
$a^4\Pi_u$	3.29	17.0	65.0	-1.34	0.64	3.6	4.0
$A^2\Pi_u$	2.10	12.0	77.0	-1.54	0.67	3.7	4.8
$b^4\Sigma_g^-$	4.70	11.0	65.0	-1.34	0.64	3.7	6.1
B	8.0	3.8	54.0	-1.34	0.64	3.6	10.9
$O^+(^4S)$	3.4	215.0	68.0	-1.86	0.20	3.4	5.9
$O^+(^2D)$	4.3	21.0	55.0	-1.86	0.20	3.4	9.9

Сечения ионизации O_2 и O протонами и атомами водорода с конкретизацией конечного состояния ионов кислорода аппроксимировались формулой из работы /138/:

$$\sigma_i(E)=\sigma_0\frac{(Za)^{\Omega}(E-I)^{\nu}}{J^{\Omega+\nu}+E^{\Omega+\nu}}, \qquad (3.24)$$

где I - порог ионизации в кэВ, Z - количество электронов в молекуле мишени (Z=16 для O_2, Z=8 для O), E - энергия налетающей частицы в кэВ, $\sigma_0=10^{-16}$см^2, ν, Ω, a, J - параметры.

Параметры для O_2 приведены в табл.3.12. Так как новых данных по этим сечениям нет, то их аппроксимации не пересматривались. Однако для согласования набора сечений из /138/ с исправленным полным сечением ионизации, сечение для реакции перезарядки с выходом иона O_2^+ в состоянии $X^2\Pi_g$ будет определяться как разность сечения σ_i из таблицы 3.4 и суммы сечений, приведенных в табл.3.12.

Параметры расчета по формуле (3.24) сечений ионизации атомарного кислорода с выходом ионов $O^+(^4S)$, $O^+(^2D)$ и $O^+(^4P)$, и приведены в табл.3.13.

Параметры для расчета по формуле (3.1) сечений возбуждения триплетных состояний в N_2 при рассеянии атомов водорода приведены в таблице 3.14. При построении сечений использовались данные работы /337/ по измерению сечения излучения линии $2PG(C^3\Pi_u\rightarrow B^3\Pi_g)$, полуэмпирические сечения из /139/ и соответствующие сечения возбуждения электронами из /75/. Для реакций с участием протонов достоверных сечений возбуждения триплетных состояний нет, однако известно /123,230/, что на энергиях >10 кэВ они, по крайней мере, на порядок меньше, чем для атомов водорода.

Для сечений возбуждения отдельных электронных состояний молекулы N_2 в столкновениях с протонами в работе /253/ использовались следующие аппроксимации.

Для сечений возбуждения разрешенных состояний N_2:

$$\sigma_j=\frac{q_0 f_j(0)\Phi(W_j/E)}{(E/W_j)W_j^2}\left\{\ln\left[\frac{4(E/W_j)C_j}{(1-\beta^2)}+e\right]-\beta^2\right\}, \qquad (3.25)$$

где $q_0 = 6.513\times10^{-14}$ эВ^2 см^2, $E=E_0\, m_e/m_p$; E_0- начальная энергия протона, эВ; m_e, m_p - массы электрона и протона; β - отношение начальной скорости протона к скорости света;

$$\Phi\left(W_j/E\right)=\frac{\left(E/W_j\right)^{\nu+1}}{J^{\nu+1}+\left(E/W_j\right)^{\nu+1}}.$$

Таблица 3.12

Коэффициенты к формуле (3.24) для расчета сечений ионизации O_2 протонами и атомами водорода с возбуждением ионов O_2^+ и O^+. Коэффициенты для протонов помечены буквой *p*, для атомов водорода - H.

Состояние	a_H	J_H, кэВ	ν_H	Ω_H	a_p	J_p, кэВ	ν_p	Ω_p	I, эВ
$a^4\Pi_u$	4.94	80.1	0.77	0.69	5.38	127.1	1.1	0.58	16.1
$A^2\Pi_u$	6.87	79.0	0.7	0.87	5.25	170.3	1.1	0.60	16.9
$b^4\Sigma_g^-$	3.25	80.1	0.77	0.69	3.19	142.4	1.1	0.58	18.2
B	1.56	79.7	0.77	0.69	0.94	140.8	1.1	0.58	23.0
$O^+(^4S)$	14.06	70.6	0.73	0.77	15.6	56.0	1.2	0.72	18.0
$O^+(^2D)$	6.88	70.7	0.73	0.77	8.75	57.0	1.2	0.72	22.0

Таблица 3.13

Коэффициенты к формуле (3.24) для расчета сечений ионизации O протонами и атомами водорода, с возбуждением электронных состояний иона O^+. Коэффициенты для протонов помечены буквой *p*, для атомов водорода - H. υ_H=0.43, υ_p=0.82, Ω= 0.75

Состояние	a_H	J_H, кэВ	a_p	J_p, кэВ	I, эВ
$O^+(^4S)$	14.9	67.5	20.4	61.5	13.6
$O^+(^2D)$	18.5	76.4	25.4	69.5	16.9
$O^+(^4P)$	7.93	81.0	10.8	72.8	18.5

Параметры $f_j(0)$, W_j, C_j, J, v для возбуждения $b^1\Pi_u$ и $b'^1\Sigma_u^+$ состояний N_2 протонами приведены в табл.3.15.

Для оптически запрещенных переходов в N_2:

$$\sigma_j=\frac{q_0\;\; F_j\Phi\left(W_j/E\right)}{\left(E/\;\; W_j\right)\;\; W_j^2}, \qquad (3.26)$$

где:
$$\Phi\left(W_j/E\right)=\frac{\left(E/W_j\right)^{\nu+1}}{J^{\nu+\Omega}+\left(E/W_j\right)^{\nu+\Omega}}.$$

Параметры F_j,J,v,Ω для расчета сечений возбуждения основных запрещенных состояний N_2 протонами приведены в табл.3.15.

Сечения возбуждения состояний молекулы N_2, перечисленных в таблице 3.15, в столкновениях с атомами водорода, согласно работам /123,139/, равны 0.75 от соответствующего сечения для столкновений с протонами.

Сечения возбуждения электронных состояний в O_2 и O были аппроксимированы в /138/ с использованием формулы (3.24) при I=0. Коэффициенты приведены в табл.3.16 и 3.17 (приведенные в таблицах потери энергии W далее используются при построении функций потерь энергии в разделе 3.8).

Таблица 3.14

Параметры для расчета по формуле (3.1) сечений возбуждения электронных состояний в N_2 при рассеянии атомов водорода

Параметры	$A^3\Sigma_u^+$	$B^3\Pi_g$	$W^3\Delta_u$	$B'^3\Sigma_u^-$	$C^3\Pi_u$
E_0, кэВ	300	300	300	300	300
A_1	-0.6168	-1.539	-0.5512	-2.627	-0.2237
A_2	0.60804	1.3548	0.88954	1.34836	0.57970
A_3	-0.19986	-0.25665	-0.15436	-0.26101	-0.16493
A_4	-6.4816(-3)	-1.8029(-2)	-3.3006(-2)	-1.6071(-2)	-1.4739(-4)
A_5	-1.5149(-4)	4.1513(-4)	9.7636(-4)	9.4989(-4)	3.2811(-3)
b_1	12.10	12.04	11.52	11.71	11.33
b_2	-3.0	-3.0	-3.0	-3.0	-3.0
W, эВ	6.17	7.35	7.36	8.16	11.03
	$E^3\Sigma_g^+$	$F^3\Pi_u$	$G^3\Pi_u$	$D^3\Pi_u$	M1(M2)
E_0, кэВ	300	300	300	300	300
A_1	-4.177	-1.866	-1.986	-2.191	-2.566
A_2	0.88717	0.77092	1.0647	0.68714	0.99924
A_3	-9.2978(-2)	-0.13628	-0.10689	-0.11624	-0.10680
A_4	-2.0358(-2)	-7.6330(-3)	-4.2058(-2)	-1.5069(-2)	-4.2845(-2)
A_5	-4.7559(-3)	-2.7132(-3)	1.6752(-3)	-2.7519(-3)	1.3457(-3)
b_1	7.032	10.92	11.69	9.349	10.24
b_2	-3.0	-3.0	-3.0	-3.0	-3.0
W, эВ	11.88	12.75	12.8	12.85	13.15

Таблица 3.15

Коэффициенты к формулам (3.25), (3.26) для расчета сечений возбуждения N_2 протонами

Разрешенные состояния	W_j, эВ	$f_j(0)$	C_j	J	V
$b^1\Pi_u$	12.5	0.666	0.056	1.98	1.0
$b^1\Sigma_u^+$	13.3	0.321	0.061	1.83	1.0
Запрещенные состояния	W_j, эВ	F_j	Ω	J	V
vib v=1-3	1.85	0.273	7.0	1.32	2.0
vib v=4-8	2.15	0.241	9.0	1.28	2.0
$a^1\Pi_g$	8.6	0.136	1.0	0.994	1.0
$a''^1\Sigma_g^+$	12.25	0.027	1.0	0.667	2.0

Таблица 3.16

Коэффициенты к формуле (3.24) для расчета сечений возбуждения O_2 протонами и атомами водорода. Коэффициенты для протонов помечены буквой p, для атомов водорода - H

Состояние	a_H	a_p	J, кэВ	ν	Ω	W, эВ
$a^1\Delta_g$	0.084	0.092	2.50	0.5	3.0	0.98
$b^1\Sigma_g^+$	0.099	0.109	4.19	0.5	3.0	1.64
$A^3\Sigma_u^+$	0.42	0.57	17.6	0.5	0.9	4.5
$B^3\Sigma_u^-$	3.22	4.73	51.7	0.5	0.75	8.4
9.9, эВ	0.59	0.83	80.7	0.5	0.85	9.9

Таблица 3.17

Коэффициенты к формуле (3.24) для расчета сечений возбуждения атомарного кислорода атомами водорода

Состояние	a	J, кэВ	ν	Ω	W, эВ
^{1}D	0.51	5.4	1.0	1.0	1.85
^{1}S	0.075	8.7	1.0	1.0	4.18
^{3}S	0.38	37.2	1.0	1.0	9.53
^{5}S	0.55	16.1	1.0	1.0	9.20

Полное сечение возбуждения атомарного кислорода протонами оценивалось в работе /346/. Аппроксимационные коэффициенты для расчета этого сечения по (3.1) приведены в табл.3.18.

Таблица 3.18

Коэффициенты к формуле (3.1) для расчета сечений упругого рассеяния в N_2, а также полного сечения возбуждения атомарного кислорода протонами

Параметры	σ^p_{el}, N_2	σ^H_{el}, N_2	σ^p_{excit}, O
E_0, кэВ	200	400	200
A_1	5.375	4.183	-1.691
A_2	-0.2084	-0.3935	0.9677
A_3	4.056(-3)	-6.516(-3)	1.569(-2)
A_4	-3.304(-3)	3.066(-3)	1.228(-3)
A_5	-6.768(-4)	5.944(-4)	-5.220(-3)
b_1	8.658	6.147	4.19
b_2	-1.0	-0.7	-0.8
W, эВ	-	-	13

3.6. Сечения упругого рассеяния

Аппроксимация сечения упругого рассеяния протонов на N_2 строилась по данным теоретического расчета в /255/ для энергий 10-1000 эВ с использованием асимптоты для энергий >200 кэВ, полученной масштабным преобразованием сечения упругого рассеяния электронов.

Сечение упругого рассеяния атомов водорода на N_2 для энергий 10-1000 эВ было рассчитано в /255/. При расчете этого сечения для энергий >200 кэВ в /35/ использовалось приближение Борна и данные из работ /41,46/. После этого по данным работы /255/ и полученной асимптоте была проведена аппроксимация по формуле (3.1). Коэффициенты к формуле (3.1) для сечений упругого рассеяния протонов и атомов водорода в N_2 приведены в табл.3.18. Полученные сечения упругого рассеяния протонов и атомов водорода на N_2 приведены на рис.3.5.

По данным работы /239/ для энергий 0.5-5.0 кэВ полное сечение взаимодействия H-атомов с O_2 в пределах погрешности измерений (15%) не отличается от аналогичного сечения для столкновений H с N_2. Основной вклад (от 60 до 90%) в полное сечение взаимодействия на этих энергиях дает упругое рассеяние. Поэтому как оценку полного сечения упругого рассеяния H на O_2 можно использовать аппроксимацию, полученную для сечения в N_2.

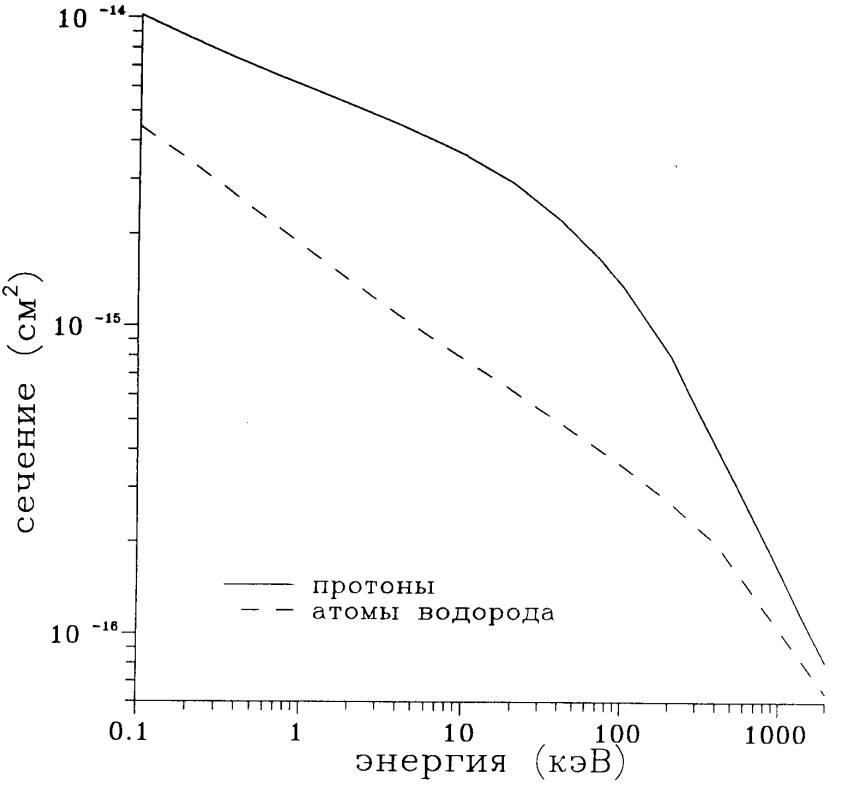


Рис.3.5. Сечения упругого рассеяния протонов и атомов водорода на N_2

В ряде экспериментальных работ /32,35/ показано, что при столкновениях протонов с O_2 более эффективно, чем при столкновениях с N_2, возбуждаются колебательные и вращательные электронные состояния молекулы мишени. Это может привести к несколько меньшему сечению упругого рассеяния протонов на O_2, чем на N_2. Как оценку сечения упругого рассеяния протонов на O_2 будем использовать аппроксимацию, полученную для сечения в N_2. Сечения упругого рассеяния в O, согласно /138/, примем равным 0.5 от соответствующих сечений для O_2.

3.7. Угловое рассеяние протонов и атомов водорода

Сравним качественно процессы рассеяния в веществе протонов и электронов с одинаковыми скоростями. Известно /53/, что характерный угол отклонения быстрой заряженной частицы при столкновении с атомом по порядку величины равен отношению длины волны частицы к радиусу экранирования атома. Поэтому характерные углы отклонения при столкновении с атомом электрона θ_e и протона θ_p, имеющих одинаковые скорости, удовлетворяют соотношению:

$$\theta_e/\theta_p \approx \lambda_e/\lambda_p = m_p/m_e >> 1. \qquad (3.27)$$

Отсюда следует, что протон при столкновении с атомом отклоняется намного слабее, чем электрон той же скорости (характерный угол рассеяния протона на три порядка меньше). Как известно, при многократном рассеянии в веществе частицы

отклоняются на большие углы $\theta \approx 1$ радиан на длине пути порядка транспортной длины l_{tr} (см. /49/):

$$l_{tr} \approx \left(n_0 \sigma_{tot} \theta_a^2\right)^{-1}, \tag{3.28}$$

где n_0- концентрация атомов в поглотителе, θ_a - характерный (средний) угол отклонения частицы при столкновении с атомом, σ_{tot} σ_{tot}- полное сечение взаимодействия частицы с атомом.

По своему физическому смыслу l_{tr} есть расстояние, пройдя которое первоначально мононаправленный пучок частиц изотропизуется /53/.

Из (3.27) и (3.28) следует, что для протонов транспортная длина на шесть порядков больше, чем для электронов той же скорости. Учитывая, что тормозные способности протонов (см. раздел 3.8) и электронов (см./16/) при равных скоростях являются величинами одного порядка, можно сказать, что быстрый протон замедляется в веществе примерно так же, как и электрон, а отклоняется намного слабее. Таким образом, качественная картина движения для протона в веществе совсем не такая, как для электрона. Для быстрых протонов всегда справедливо неравенство:

$$l_{tr} >> R, \tag{3.29}$$

(где R - полный пробег частицы), и можно считать, что протон слабо отклоняется практически на всем пробеге. Для электронов, как правило, соотношение между транспортной длиной и пробегом противоположное:

$$l_{tr} \leq R \ .$$

Приведенные выше рассуждения относительно углового рассеяния протонов применимы также к атомам водорода. Поэтому при моделировании переноса протонно-водородных потоков в газовых поглотителях можно считать достаточно оправданным представление об отсутствии углового рассеяния. Однако для определения потерь энергии на передачу импульса, а также для проведения некоторых оценок учет углового рассеяния необходим.

Малое отклонение протонов и атомов водорода при рассеянии сильно осложняет измерение дифференциальных сечений углового рассеяния, поэтому таких измерений для реакций с атмосферными составляющими мало.

Дифференциальные сечения углового рассеяния для реакции перезарядки протона на O_2 и N_2 измерялось в работах /151,158/. В ранней работе /151/ измерения проводились для энергий протонов 30-300 эВ и углов рассеяния $<30^o$, однако использовались пучки шириной $\approx 0.5^o$, поэтому можно считать достоверными только значения для углов рассеяния $>1^o$. Поведение сечения для малых углов рассеяния исследовалось в /158/. Данные приведены на рис.3.6.

В работе /239/ приведены результаты измерений суммы дифференциальных сечений упругого и полного неупругого рассеяния атомов водорода с энергиями 0.5, 1.5, 5.0 кэВ на O_2 и N_2 для углов рассеяния 0.13-5.26^o. Теоретический расчет дифференциального сечения упругого рассеяния H на O_2 для больших углов рассеяния проведен в /339/, и сделано предположение о пропорциональности этому сечению дифференциального сечения обдирки атомов водорода, что получило косвенное подтверждение в эксперименте. Данные работ /239,339/ представлены на рис.3.7 в приведенных координатах $\tau = E\theta$ и $\rho = \theta \sin\theta \, d\sigma(\theta)/d\Omega$, где E - энергия столкновения, θ - угол рассеяния.

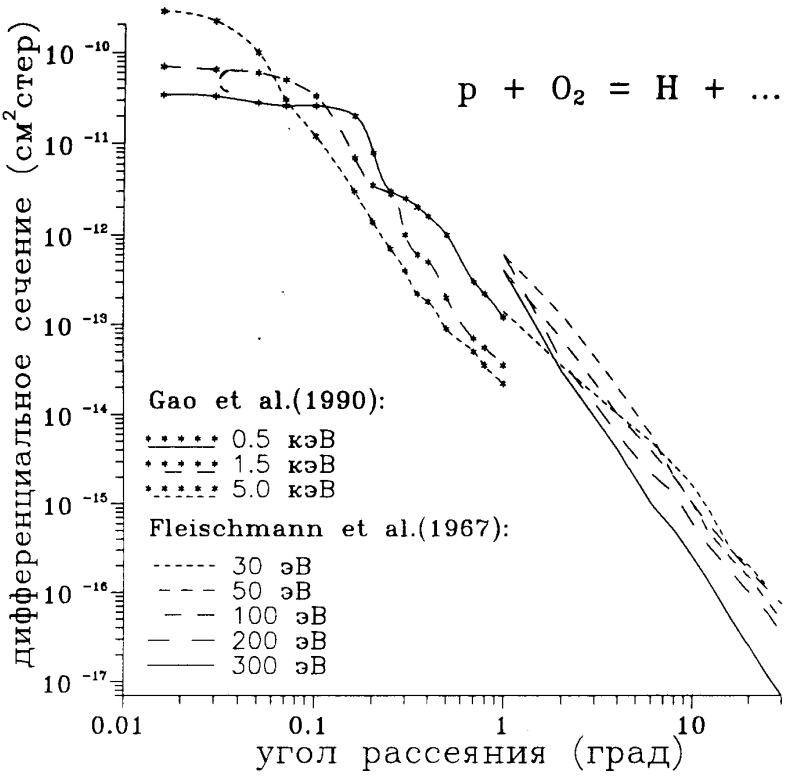


Рис.3.6. Дифференциальное сечение углового рассеяния протонов при перезарядке на O_2*: экспериментальные данные: линии - /151/, линии со звездочками - /158/.*

По данным работ /239,339/ с использованием результатов теоретических расчетов из /255/ рассчитана зависимость среднего угла рассеяния протонов и атомов водорода на N_2 и O_2 от энергии столкновения. Эту зависимость можно аппроксимировать формулой:

$$\theta_a(E) = \exp(-0.5\ln(E) - 5.658), \tag{3.30}$$

где E - энергия, кэВ, θ_a - средний угол рассеяния, рад.

Дифференциальные сечения рассеяния при обдирке атома водорода с энергиями 1-10 кэВ на N_2 и O_2 измерены в работе /150/ для углов рассеяния 0-7°. В этой работе также оценены величины углов, в которые рассеиваются 50% и 75% начальной энергии пучка после реакции обдирки. Зависимости этих углов от энергии приведены на рис.3.8. Зависимость угла, соответствующего рассеянию 75% начальной энергии, будем использовать как оценку "максимального" угла рассеяния. Аппроксимация этого угла от энергии столкновения:

$$\theta_{max}(E) = 0.0611/E\ , \tag{3.31}$$

где E - энергия, кэВ, θ_{max} - максимальный угол рассеяния, рад.

Аппроксимации угловых распределений вторичных электронов, образующихся при прохождении протонного пучка в N_2 и в O_2 по данным работ /120,277/ приведены в работах /32,35/. С достаточной точностью эти распределения можно считать изотропными.

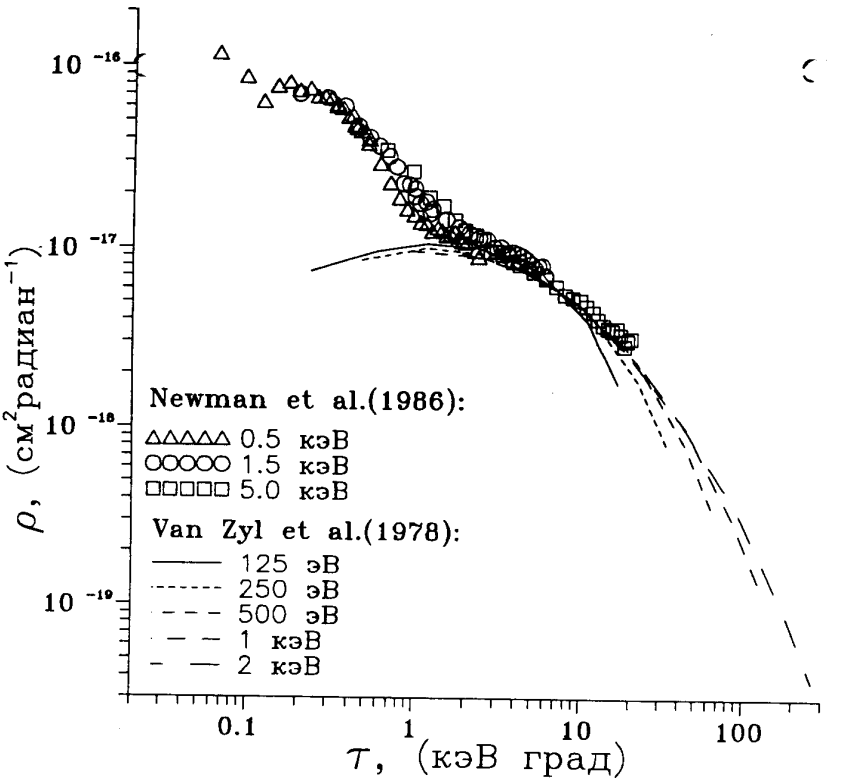


Рис.3.7. Дифференциальное сечение углового рассеяния протонов на O_2. *Символы - эксперимент /239/, линии - расчет из /339/*

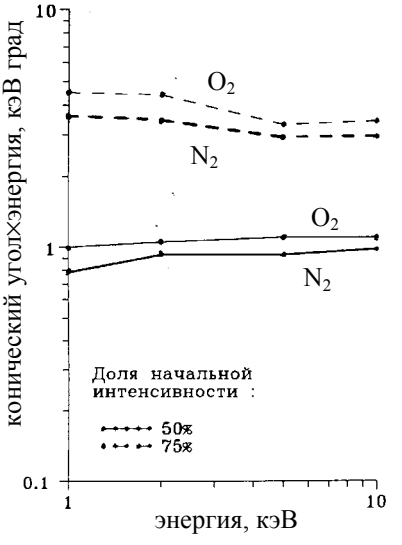


Рис.3.8. Зависимость величины конического угла, в который рассеивается 50% (сплошные линии) и 75% (пунктир) начальной энергии пучка при реакции перезарядки (обдирки) атомов водорода на N_2 *и* O_2

3.8. Функция потерь энергии

Как уже упоминалось в главе 2, в качестве характеристики взаимодействия пучков энергичных частиц с поглотителем часто используется функция потерь энергии. Для *p*-H пучков функцию потерь принято рассчитывать для пучка в зарядовом равновесии. Фракции *p*, H и H^- в равновесном пучке определяются сечениями перезарядки в данной среде. Состав равновесного *p*-H пучков в чистых N_2, O_2 и O в зависимости от энергии, рассчитанный по сечениям из табл.3.1 и 3.2, приведен на рис.3.9. Так как отрицательных ионов водорода в пучке <1% (приведены только на рис.3.9 для O_2), то их вкладом в равновесном пучке обычно пренебрегают. Тогда доли протонов и H-атомов определяются:

$$f_1 = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \qquad f_0 = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \quad . \tag{3.32}$$

Функция потерь энергии согласно /138,139/ выражается через сечения отдельных реакций и потери энергии:

$$L(E) = \sum_{exc} \left(W_H \sigma_H f_0 + W_p \sigma_p f_1 \right) + \sum_{ion} \left\{ \left(I + \langle E_s \rangle \right) \sigma_H f_0 + \left(I + \langle E_s \rangle \right) \sigma_p f_1 \right\} + \\ + \left(I + \langle E_{s01} \rangle \right) \frac{\sigma_{10} \sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} + L_{el} \,, \tag{3.33}$$

где I и $\langle E_s \rangle$ - порог и средняя энергия вторичного электрона при ионизации молекулы (атома) атмосферной составляющей, $\langle E_{s01} \rangle$ - средняя энергия вторичного электрона для реакции обдирки атома водорода. Здесь первый член определяет сумму потерь в реакциях возбуждения молекул среды, второй - в реакциях ионизации, третий - в реакциях перезарядки, четвертый - при упругом рассеянии. В данной записи подразумевается, что потери энергии на возбуждение в реакциях ионизации и перезарядки включены в первый член выражения (3.33).

Функции потерь энергии для N_2, O_2 и O с разбиением по каналам ионизации, перезарядки и возбуждения, рассчитанные по рассмотренным выше сечениям приведены на рис.3.10. Экспериментальные данные работ /82,133,323/ также приведены на рис.3.10.

Средняя энергия вторичного электрона $\langle E_s \rangle$ рассчитывалась с помощью дифференциального сечения с параметрами из табл.3.5. Рассчитанные зависимости средней энергии вторичного электрона от энергии столкновения, а также приведенные в некоторых работах, показаны на рис.3.11.

При расчете вклада упругого рассеяния в функцию потерь энергии использовались потери на передачу импульса при упругом рассеянии, полученные по данным работ /239,339/ и аппроксимированные по формуле:

$$\Delta E_{el} = 0.19 / \left[1 + \exp \left(0.9242 \left(2.3026 - \ln(E) \right) \right) \right]. \tag{3.34}$$

Тогда

$$L_{el} = \Delta E_{el} \left(\sigma_{el}^{p} f_1 + \sigma_{el}^{H} f_0 \right). \tag{3.35}$$

Следует отметить, что для неравновесного пучка функция потерь энергии зависит от его состава. На рис.3.12 приведено сравнение тормозных способностей в N_2 для чисто протонных пучков, пучков H-атомов и равновесных пучков.

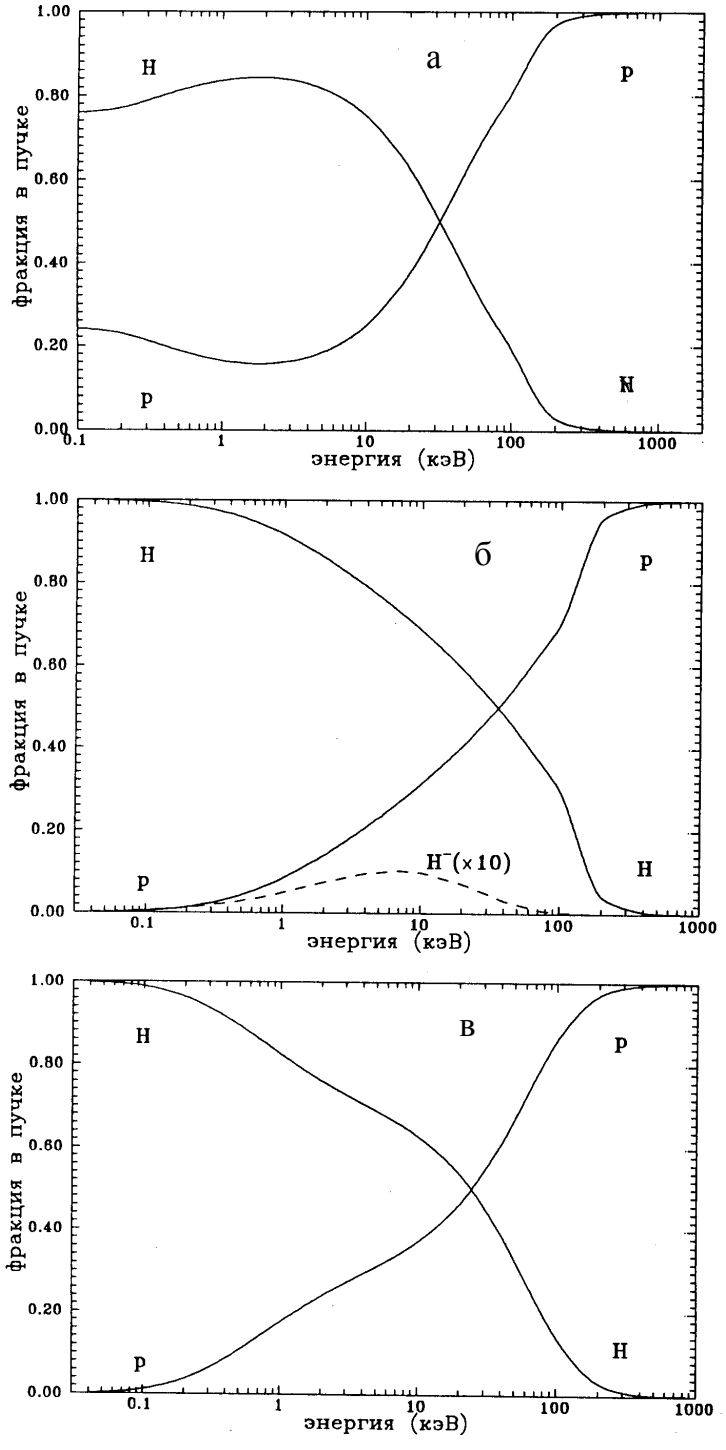


Рис.3.9. Зарядовый состав равновесного протонно-водородного пучка:
а - в молекулярном азоте; б - в молекулярном кислороде; в - в атомарном кислороде

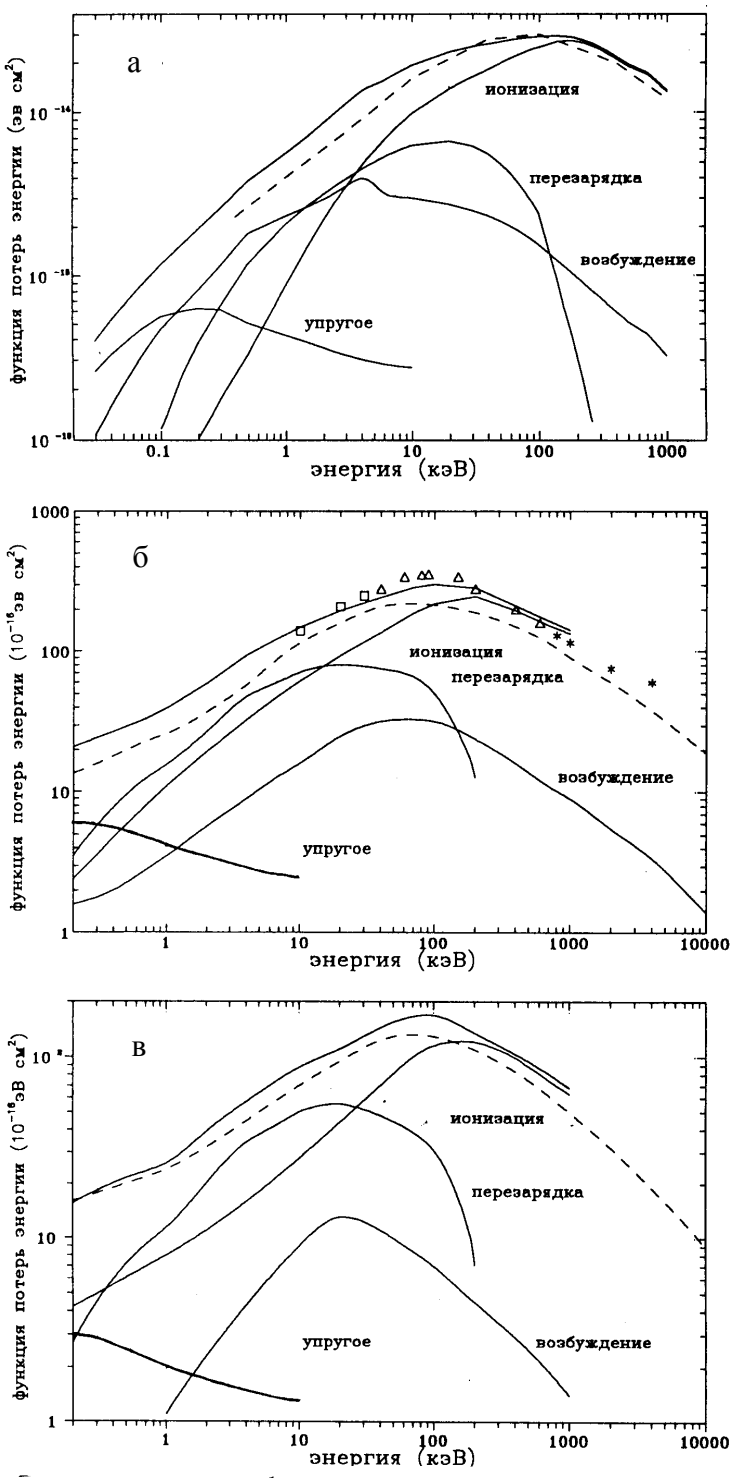


*Рис.3.10. Функции потерь энергии для равновесного p-*H *пучка:*
а - в N_2*; б - в* O_2*, в - в* O*; пунктир - расчет из /138,139/; эксперимент: - /133/,* Δ *- /323/,* ∗ *- /82/*

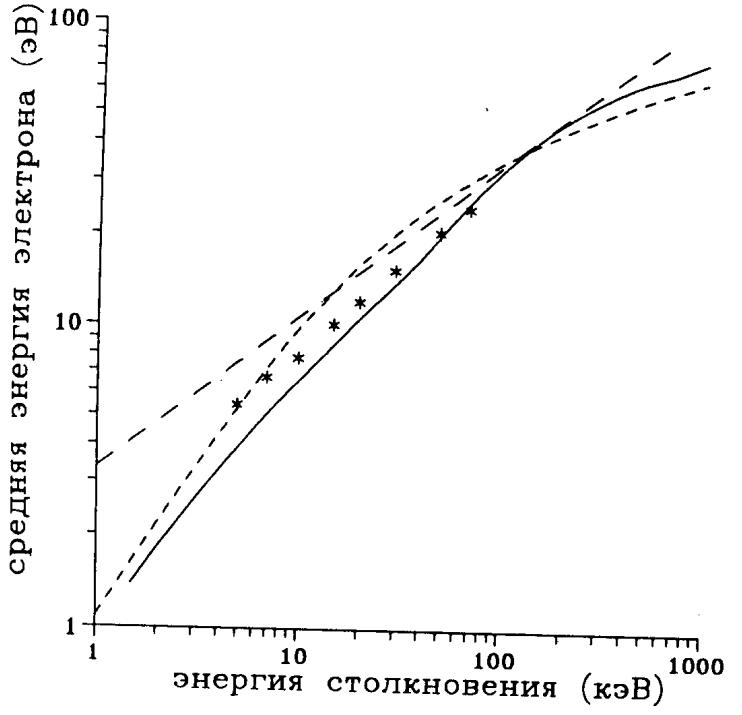


Рис.3.11. Зависимость средней энергии вторичных электронов от энергии столкновения при ионизации N_2 *протонами:*
*сплошная линия - расчет согласно (3.6), короткий пунктир - расчет согласно /139/, длинный пунктир - из /88/, * - данные /277/*

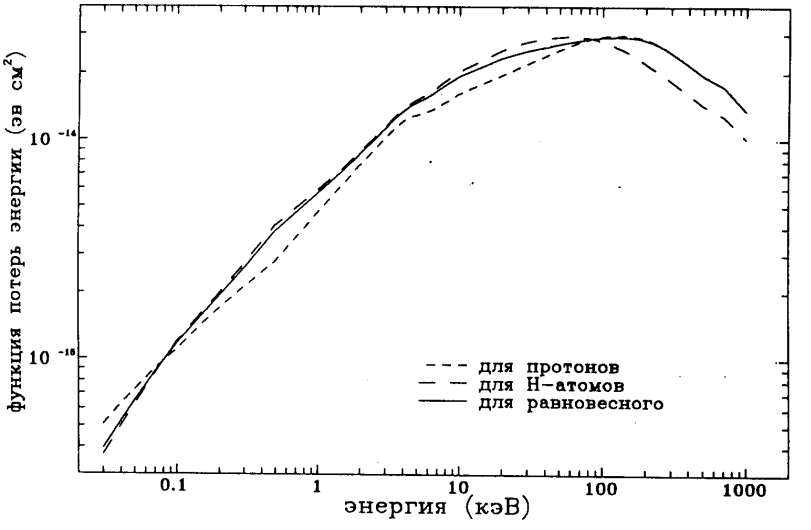


Рис.3.12. Функции потерь энергии в N_2 *для пучков с различным составом:*
короткий пунктир - для p, длинный пунктир - для H, *сплошная линия - для равновесных p-*H *пучков*

Глава 4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ПРОТОННО-ВОДОРОДНЫХ ПУЧКОВ В ГАЗОВЫХ СРЕДАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

4.1. Формализм модели

При теоретическом описании какого-либо физического явления практически невозможно учесть все элементарные процессы, участвующие в нем. Поэтому прежде чем построить алгоритм решения задачи переноса высыпающихся авроральных частиц (*e-p*-H) в атмосфере Земли, необходимо ввести некоторые предположения, которые упростят реализацию такой модели, не приводя к значительным искажениям реальной физической картины.

Будем предполагать /1,37,60/, что:

а) концентрация высыпающихся частиц в объеме настолько мала, что можно пренебречь их взаимодействием друг с другом;

б) частица взаимодействует с мишенью таким образом, что вероятности различных видов взаимодействия не зависят от предыстории частицы;

в) вещество находится в стационарном состоянии, то есть плотность вещества и его состав не меняются в зависимости от времени.

При сформулированных предположениях процесс прохождения частиц в газе складывается из независимых траекторий ("историй"). Прослеживая эти траектории, можно получить статистические оценки различных транспортных характеристик. Каждая "история" представляет собой последовательность элементарных процессов: испускание частицы источником или рождение ее в актах ионизации или реакциях перезарядки для *p*-H частиц; ряд упругих и неупругих соударений, между которыми частица движется свободно.

Для дальнейшего описания алгоритма введем обозначения:

E - кинетическая энергия частицы;

$\boldsymbol{r}\,(x,y,z)$ - вектор, определяющий положение частицы в пространстве;

$\boldsymbol{\omega}\,(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ - единичный вектор направления движения частицы;

k - зарядовое число (0 или 1), используемое в случае моделирования *p*-H траекторий.

Таким образом, набор последовательных состояний частицы (E_i, $\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{\omega}$, k_i) после каждого *i*-го свободного пробега составляют моделируемую траекторию.

Траектория каждой *e-p*-H частицы прослеживается до тех пор, пока она не покинет пределов рассматриваемой области или не потеряет энергию до некоторого заданного значения E_{min}, после чего она считается поглощенной.

Независимо от выбора модели среды основные этапы в схеме моделирования траекторий в рамках схемы "индивидуальных" столкновений включают в себя следующие шаги:

1. Выбор начальных параметров частицы в соответствии с функцией распределения инжектируемых частиц в источнике;

2. Определение ("розыгрыш") длины свободного пробега;

3. Вычисление координат очередной точки столкновения;

4. Определение сорта газа, на котором произошло рассеяние, и конкретного типа соударения;

5. Определение параметров провзаимодействовавшей первичной частицы и параметров вторичных частиц, рожденных в процессах ионизации, включая реакции перезарядки $p \leftrightarrow$H.

В рассмотренной схеме принципиальным моментом является определение длин свободного пробега, углов рассеяния, параметров вторичных электронов, которые

являются случайными величинами, распределенными по определенным законам. В алгоритмах Монте-Карло они определяются на основе моделирующих формул, которые устанавливают связь между случайной величиной с произвольной функцией распределения и случайной величиной, равномерно распределенной в интервале [0,1].

Описанию таких моделирующих формул посвящена настоящая глава. Все последующие выкладки будут проводится в рамках двух базовых моделей среды.

А. Мишень представляет собой однокомпонентный однородный по плотности газ (N_2, O_2 или O), магнитное поле отсутствует или предполагается однородным.

Данная модель среды позволяет в рамках достаточно простых и эффективных алгоритмов переноса частиц рассчитать и исследовать: а) структуру и особенности поведения дифференциального потока частиц на различных расстояниях от источника; б) особенности поведения основных функционалов (функции диссипации энергии, интегральных длин пробегов), связанных с прохождением *e-p*-H частиц в газе, в зависимости от начальных параметров инжектированных в газ частиц; в) влияние сорта газа на основные характеристики переноса и, наконец, смоделировать условия лабораторных экспериментов с целью апробации теоретической модели переноса.

Б. Мишень представляет собой массивный поглотитель с неоднородно-распределенной плотностью, имитирующий атмосферу Земли, пронизанный дипольным магнитным полем.

Конкретное представление данной модели было реализовано в рамках следующих допущений:

мишень представляет собой сферисто-слоистую газовую среду с нижней границей при $h=R_E$ (R_E - радиус Земли, равный 6370 км) и верхней границей $h=R_E+h_{top}$ (h_{top}=1000 км);

атмосфера моделируется либо как однокомпонентная среда, заполненная молекулярным азотом, либо как трехкомпонентная, состоящая из N_2, O_2 и O с плотностью $\rho(h)$ и концентрацией $n_i(h)$, распределенными в соответствии с моделью нейтральной атмосферы MSIS-86 /175/,

при моделировании траекторий заряженных *e-p* частиц при наличии дипольного магнитного поля учитывается только изменение питч-угла заряженной частицы на длине свободного пробега между двумя последовательными соударениями; при моделировании траекторий атомов водорода учитывается также изменение питч-угла в местах переходов $H \rightarrow p$, связанное с движением поперек силовых линий неоднородного магнитного поля.

Влияние на траекторию заряженных частиц градиентного и центробежного дрейфов, а также наличие угла между силовыми линиями магнитного поля и нормалью к поверхности Земли не учитывалось. Однако, как было показано в /13,15/, для широт более 60^o и $h \leq 1000$ км пренебрежение данными эффектами в траекторных расчетах приводит к погрешности в расчетах транспортных характеристик, не превышающей 5%.

4.2. Определение длины свободного пробега

Длина свободного пробега является одной из важнейших характеристик при моделировании процесса переноса частиц в веществе, в особенности при реализации процесса переноса в рамках схемы "индивидуальных" столкновений.

Рассмотрим частицу, летящую вдоль l. Обозначим через $F(l)$ функцию распределения длин свободного пробега этой частицы, которая определяет вероятность того, что расстояние l частица проходит, не взаимодействуя с веществом. В общем виде $F(l)$ в однокомпонентной мишени имеет вид /1,44,65/:

$$F(l) = 1 - \exp\left[-\int_0^l \sigma_{tot}(E) n(l) dl \right], \qquad (4.1)$$

где $\sigma_{tot}(E)$- полное сечение рассеяния, $n(l)$ - распределение концентрации вдоль траектории l.

Выражение (4.1) легко обобщается для случая многокомпонентной среды:

$$F(l) = 1 - \exp\left[-\int_0^l \sum_k \sigma_{tot}^k(E) n_k(l) dl \right]. \tag{4.2}$$

Для определения l на каждом шагу моделируемой траектории используется стандартный метод моделирования непрерывной случайной величины, заключающийся в решении уравнения:

$$F(l) = \xi \ , \tag{4.3}$$

где ξ - случайная величина, равномерно распределенная в интервале [0,1].

В случае однородного однокомпонентного поглотителя уравнение (4.3) имеет простое решение:

$$l = -\frac{\ln \xi}{n\sigma_{tot}(E)}. \tag{4.4}$$

Выделив в мишени направление Z и, обозначив через θ угол между направлением движения частицы и осью Z, можно определить z-координату очередного столкновения:

$$z_{i+1} = z_i - \frac{\ln \xi \cos\theta}{\sigma_{tot}(E) n}. \tag{4.5}$$

В случае многокомпонентной плоско-слоистой среды уравнение (4.3) преобразуется к виду:

$$-\ln \xi = \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\sum_k \sigma_{tot}^k(E) n_k(z)}{\cos\theta_i} dz. \tag{4.6}$$

Полученное выражение будет справедливо при условии отсутствия магнитного поля или его однородности. При включении дипольного магнитного поля B и ориентации оси Z вдоль B угол θ (питч-угол) будет изменяться на длине свободного пробега. Изменение питч-угла в зависимости от Z легко определить из первого адиабатического инварианта:

$$\cos\theta(z) = \pm\left[1 - \frac{B(z_{i+1})}{B(z_i)} \sin^2\theta(z_i) \right]^{-1/2}. \tag{4.7}$$

Знак ($\pm$) в выражении (4.7) определяется в зависимости от направления движения частицы (вверх или вниз).

Подставив (4.7) в (4.6), получим уравнение для определения z_{i+1} точки, в которой произошло столкновение частицы при наличии дипольного магнитного поля. Направляющие косинусы вектора скорости частицы $\boldsymbol{\omega}$ в точке рассеяния будут равны:

$$\omega_x = -\left[\frac{B(z_{i+1})}{B(z_i)}\sin^2\theta(z_i)\right]^{-1/2}\sin(\varphi_i + \Delta\varphi);$$

$$\omega_y = \left[\frac{B(z_{i+1})}{B(z_i)}\sin^2\theta(z_i)\right]^{-1/2}\cos(\varphi_i + \Delta\varphi);$$

$$\omega_z = \left[\frac{B(z_{i+1})}{B(z_i)}\sin^2\theta(z_i)\right]^{-1/2},$$

где φ - азимутальный угол частицы, Δφ - приращение азимутального угла на длине свободного пробега за счет циклотронного вращения.

Для определения Δφ обратимся к рис.4.1, из которого видно, что:

$$dl = dz / \cos\theta(z_i).$$

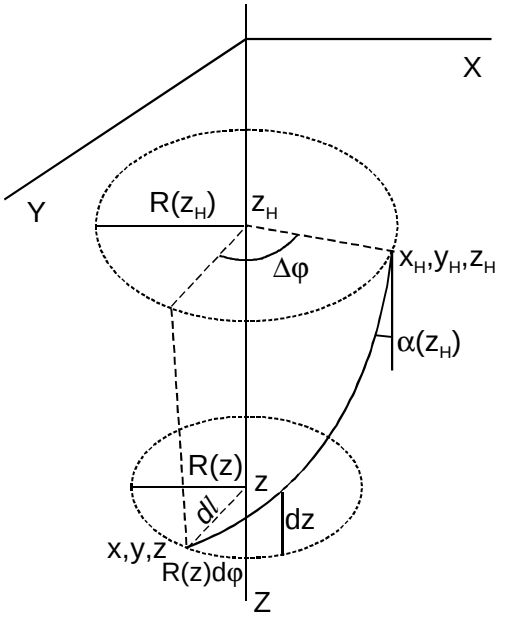


Рис.4.1. Схема расчета длины свободного пробега при наличии дипольного магнитного поля

С другой стороны:

$$dl = \rho(z)d\varphi / \sin\theta(z),$$

где ρ*(z)* - ларморовский радиус частицы.

Проделав несложные преобразования, можно получить:

$$\Delta\varphi = \frac{|e|}{mcV}\int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{B(z')dz'}{\left[1 - \frac{B(z')}{B(z_i)}\sin^2\theta(z_i)\right]^{1/2}}, \qquad (4.8)$$

где *e* - заряд, *V* - скорость заряженной частицы.

Одним из основных отличий распространения протонно-водородных пучков в атмосфере Земли от распространения пучков электронов является наличие реакций

перезарядки, в результате которых на некоторых участках своей траектории *p*-H частица находится в незаряженном состоянии, в виде H-атома. Это приводит к тому, что магнитное поле Земли непосредственно влияет только на часть траектории частицы (рис.4.2).

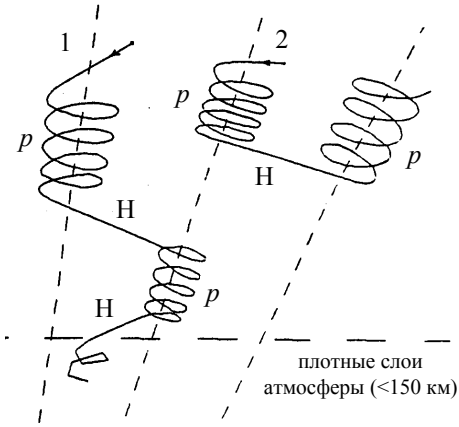


Рис.4.2. Схема возможных траекторий движения частиц протонно-водородного пучка в атмосфере Земли

В то же время существует и другое проявление влияния магнитного поля на распространение *p*-H потоков, связанное с непараллельностью силовых линий. Известно, что после перезарядки на больших высотах, нейтральный атом водорода может пролететь значительное расстояние до следующей реакции обдирки. Так как магнитные силовые линии не параллельны, то питч-угол частицы при движении поперек магнитного поля несколько изменится. При начальных питч-углах, близких к 90^o, этого изменения может быть достаточно даже для того, чтобы частица покинула атмосферу (см.рис.4.2, траектория 2).

Для учета влияния конфигурации магнитного поля (сходимости силовых линий) на изменение питч-угла атома водорода на длине его *i*-го свободного пробега вносилась поправка по формуле (см.рис.4.3):

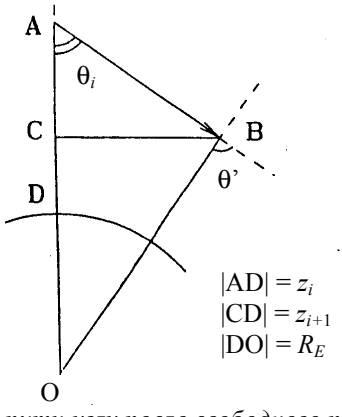


Рис.4.3. Расчет поправки к питч-углу после свободного пробега атома водорода: AB - свободный пробег атома водорода, лучи OA и OB - силовые линии магнитного поля

$$\theta'_{i+1} = \theta_i + \mathrm{arctg}\left|\left(1 - \frac{R_E + z_i}{R_E + z_{i+1}}\right)\mathrm{tg}\,\theta_i\right|. \qquad (4.9)$$

При выводе (4.9) мы пренебрегли сферичностью, поскольку масштабы радиального расплывания гораздо меньше.

4.3. Определение типа соударения и потерь энергии

Каждый из рассматриваемых газов описывается набором возбужденных состояний, которые определяют возможные каналы потерь энергии и появление электронов ионизационного каскада. Каждому возбужденному состоянию и упругому рассеянию ставится в соответствие порядковый номер. Таким образом, тип (номер) соударения представляет собой дискретную случайную величину с вероятностью, определяемой его сечением рассеяния и концентрацией соответствующего сорта газа:

$$P_k^j(E) = n_k \sigma_k^j(E) / \sum_k n_k \sigma_{tot}^k(E)\ , \qquad (4.10)$$

где k - сорт газа (N_2, O_2, O), j - номер соответствующего канала возбуждения, n_k - концентрация газа сорта k.
Для однокомпонентной среды (4.10) принимает следующий вид:

$$P_j(E) = \sigma_j(E) / \sigma_{tot}(E). \qquad (4.11)$$

Конкретный тип соударения определялся с помощью стандартной процедуры розыгрыша дискретной случайной величины /1,44,65/.

В случае перехода молекулы (атома) в возбужденное состояние считалось, что потеря энергии ΔE равна потенциалу возбуждения W_j соответствующего терма.

При реализации ионизационных столкновений типа: $M+e \rightarrow M^+ + 2e$, $M+p \rightarrow M^+ + p + e$, $M+\mathrm{H} \rightarrow M^+ + \mathrm{H} + e$ потери энергии определялись как:

$$\Delta E = I_j + E_s\ ,$$

где I_j - потенциал возбуждения j-го состояния соответствующего иона, E_s - энергия рожденного при ионизации электрона.

Для реакции перезарядки ($p+M \rightarrow \mathrm{H}+...$), характерной только для протонов, потери энергии определялись как:

$$\Delta E = I_\mathrm{M} - I_\mathrm{H}\ ,$$

где I_M - потенциал ионизации молекулы (атома), I_H - потенциал ионизации атома водорода.

В процессе ионизации рождаются вторичные электроны, всю совокупность которых в дальнейшем будем называть электронами ионизационного каскада. Поэтому при моделировании процесса переноса электронных и протонных потоков в газе необходимо уметь определять энергию и направление движения электронов ионизационного каскада. Опишем данную процедуру на примере ионизации газа электронным ударом.

Энергия вторичного электрона E_s, диапазон изменения которой по определению лежит в интервале $0 \le E_s \le (E-I_j)/2$ (E-энергия первичного электрона, I_j - потенциал возбуждения j-го уровня иона), вычисляется из уравнения:

$$F(E,E_s)=\xi, \tag{4.12}$$

где $F(E,E_s)$ - функция распределения случайной величины E_s.

Функция распределения $F(E,E_s)$ для различных каналов ионизации выражается через дифференциальное сечение ионизации:

$$F(E,E_s)=\frac{1}{\sigma_{ion}(E)}\int_0^{E_s} S(E,E_s')dE_s'. \tag{4.13}$$

Воспользуемся аналитической аппроксимацией $S(E,E_s)$, представленной в главе 2 (2.22). Проинтегрировав уравнение (4.13), получим моделирующую функцию для определения E_s:

$$E_s=\Gamma\ \mathrm{tg}\left\{\xi\left[\mathrm{arctg}\left(\frac{(E-I_j)-2T_0}{2\Gamma}\right)+\mathrm{arctg}\left(\frac{T_0}{\Gamma}\right)\right]-\mathrm{arctg}\left(\frac{T_0}{\Gamma}\right)\right\}+T_0. \tag{4.14}$$

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям ионизации позволяют в первом приближении, считать, что угловое распределение вторичных электронов близко к изотропному в телесном угле 2π. Поэтому алгоритм розыгрыша направления движения вторичных электронов, используемый в данной работе, подобен алгоритму, применяемому при определении азимутального угла рассеяния первичной частицы (см. раздел 4.4.1).

Потери энергии на передачу импульса при упругом рассеянии учитывались только для p-H частиц согласно данным работы /239,339/.

4.4. Определение углов рассеяния

В данном разделе основное внимание будет сконцентрированно на моделировании углового рассеяния электронов как одном из определяющих факторов в задачах переноса электронных пучков авроральных энергий. Для p-H пучков угловое рассеяние незначительно и не играет определяющей роли в формировании характеристик переноса. Учет его, как будет показано в главе 6, необходим только при исследовании процесса формирования альбедо-потоков.

4.4.1. Однократное рассеяние

Угловое рассеяние при столкновении электронов с частицами среды приводит к значительному изменению направления движения заряженных частиц. Поэтому, как и в случае расчета длины свободного пробега, от точности определения углов рассеяния во многом зависит правильность рассчитываемых характеристик переноса.

Рассмотрим сначала упругие столкновения. В общем случае упругое рассеяние определяется дифференциальным по направлению и энергии сечением рассеяния $I(\boldsymbol{\omega}\rightarrow\boldsymbol{\omega}',E\rightarrow E')$. Фактически при упругих столкновениях $I(\boldsymbol{\omega}\rightarrow\boldsymbol{\omega}')$, так как потери энергии малы ($\Delta E\approx m_e/m_N$, где m_e - масса электрона, m_N - масса частицы газа).

Направление движения $\boldsymbol{\omega}$ определяется двумя углами: полярным ψ и азимутальным χ.

При статистическом моделировании полярный угол ψ рассматривается как случайная величина α с плотностью вероятности:

$$f_\alpha(\psi,E)=\frac{2\pi}{\sigma_{el}(E)}I(\psi,E), \tag{4.15}$$

где

$$\sigma_{el}(E) = 2\pi \int_0^{\pi} I(\psi, E) \sin\psi \, d\psi \ .$$

Следовательно, угол ψ в каждом конкретном соударении определяется на основе решения уравнения:

$$\xi = \frac{2\pi}{\sigma_{el}(E)} \int_0^{\psi} I(\psi', E) \sin\psi' \, d\psi' \ . \tag{4.16}$$

Для получения моделирующих функций воспользуемся аналитическим представлением дифференциального сечения упругого рассеяния, полученным в главе 2.

Вводя обозначения

$$\sigma_k^*(E) = \int_0^{\pi} [1 - \cos\psi + 2\eta(E)]^{\gamma_k} \, d\psi ;$$

$$A_k(E) = \frac{\pi e^4 Z^2}{2E^2 \sigma_{el}(E)} \sigma(E) b_k(E); \tag{4.17}$$

$$\Phi_k(E) = \frac{\sin\psi}{\sigma_k^*(E)} [1 - \cos\psi + 2\eta(E)]^{\gamma_k} \ ,$$

получим функцию распределения $F_\alpha(\psi,E)$ в виде:

$$F_\alpha(\psi, E) = \sum_{k=1}^{3} \left[A_k(E) \int_0^{\psi} \Phi_k(\psi', E) \, d\psi' \right]. \tag{4.18}$$

При этом очевидно, что выполняются условия:

$$A_k(E) \geq 0, \sum_{k=1}^{3} A_k(E) = 1, \int_0^{\pi} \Phi_k(\psi, E) \, d\psi = 1 .$$

Такое представление функции распределения $F_\alpha(\psi,E)$ позволяет для определения угла рассеяния ψ использовать так называемый метод суперпозиций, который заключается в следующем. Сначала стандартным путем розыгрыша дискретной случайной величины с распределением $P_k=A_k(E)$ определяем конкретный член представления (4.18). Определив номер, который, например, равен m, и решая уравнение

$$\xi = \int_0^{\psi} \Phi_m(\psi', E) \, d\psi' , \tag{4.19}$$

определим угол ψ. Решая (4.19) относительно $\cos\psi$, получаем моделирующие формулы:

$$\cos\psi = \begin{cases} 2\eta + 1 - \left[\xi \sigma_k^* (\gamma_k + 1)\right] + (2\eta)^{(\gamma_k+1)^{-1}}, & \gamma_k \neq -1 \\ 1 + 2\eta \left[1 - \exp\left(\xi \sigma_k^*\right)\right] & \gamma_k = -1 \end{cases} . \tag{4.20}$$

Перейдем к определению азимутального угла χ. Из экспериментальных данных и теоретических расчетов известно, что электрон при взаимодействии с частицами среды рассеивается равновероятно в любом азимутальном направлении. Следовательно, угол χ представляет собой случайную величину с равномерной в промежутке $[0,2\pi]$ плотностью вероятности. Этот угол можно моделировать по формуле $\chi=2\pi\xi$. Однако в расчетах необходимо знать не сам угол, а его синус и косинус. Поэтому для ускорения времени счета лучше воспользоваться процедурой, описанной в /1,44,65/. В предложенном методе $\cos\psi$ и $\sin\psi$ моделируются как координаты единичного вектора на плоскости по следующей схеме:

1. $x_1 = 1 - 2\xi_1, \quad x_2 = 1 - 2\xi_2$;
2. $d = x_1^2 + x_2^2$, если $d > 1$, то возвращаемся к пункту 1, иначе:
3. $\cos\chi = \frac{x_1}{\sqrt{d}}, \sin\chi = \frac{x_2}{\sqrt{d}}$.

Намного сложнее решается проблема определения угла рассеяния при неупругих столкновениях. Сложность обусловлена прежде всего тем, что сведений о дифференциальных по углу рассеяния сечениях неупругого рассеяния недостаточно для того, чтобы воспользоваться ими для построения моделирующих формул в широком диапазоне энергий. Вывод о слабом влиянии рассеяния электронов при неупругих взаимодействиях на характеристики переноса, сделанный в /198/, нам представляется недостаточно обоснованным. Так, на ионизацию при энергиях электронов выше 500 эВ приходится более 50% столкновений, и исключение из модели переноса углового рассеяния в этом процессе может привести к ошибкам в определении пространственных характеристик переноса. В первом приближении, основываясь на отдельных данных по дифференциальным сечениям возбуждения атомов и молекул атмосферных газов и теоретических представлениях в рамках первого борновского приближения /41/, оправдано описать угловое рассеяние при неупругих столкновениях по формулам, определяющим угловое рассеяние при упругом взаимодействии. Однако такое приближение приводит к искажению характеристик переноса (см. раздел 4.5). Поэтому в нашей модели угловое распределение при неупругих столкновениях выделено в разряд подбираемых из сравнения с экспериментальными данными параметров. При этом вид функции, описывающий дифференциальное сечение неупругого рассеяния, задан в форме, полученной для упругих соударений, но только со сдвигом по оси энергий:

$$\frac{d\sigma_{inel}(\psi, E)}{d\psi} = \frac{d\sigma_{el}(\psi, f(E))}{d\psi}. \qquad (4.21)$$

Конкретный вид функции *f(E)* будет приведен в разделе 4.5, где разработанная модель апробируется на результатах лабораторного эксперимента.

Азимутальный угол рассеяния χ при неупругих столкновениях определялся так же, как и в случае упругих.

4.4.2. Многократное рассеяние

При энергиях в несколько десятков электронвольт число упругих столкновений электронов с частицами газа может в сотни раз превосходить число неупругих. Этот факт приводит к большому увеличению времени счета на ЭВМ. Поэтому необходимо заменить подробно рассчитываемые траектории приближенными, хорошо описывающими пространственное распределение неупругих столкновений.

Рассмотрим электрон, который претерпел *k* упругих столкновений между двумя неупругими, в начале в точке А (рис.4.4), а затем в точке С. Разложим вектор АС на два. Первый, АВ, направлен вдоль направления движения электрона ω, которое он имел

после последнего перед многократным рассеянием неупругого столкновения; второй, BC, перпендикулярен к этому направлению. Расстояние, отсчитываемое вдоль вектора AB, будем называть продольной координатой z, а вдоль BC - поперечной координатой ρ.

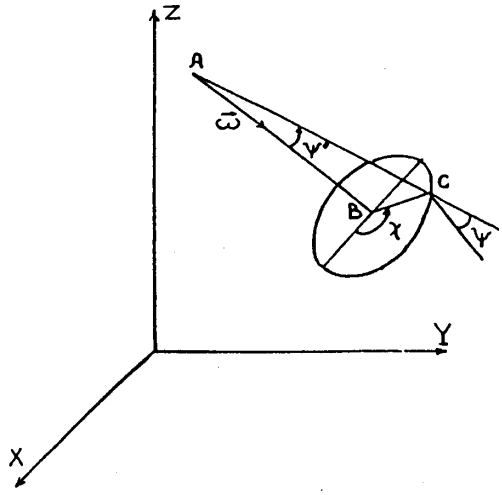


Рис.4.4. Схема расчета координат и направления движения электрона в процессе многократного рассеяния

Для вывода функций распределения продольной и поперечной координат электрона после многократного рассеяния воспользуемся результатами, полученными в /220/ для H_2 и в /300/ для O. В этих работах авторы, опираясь на исследования, проведенные в /220/, вывели функции распределения продольной и радиальной координат электрона после многократного рассеяния.

Распределение продольной координаты z при многократном рассеянии описывается выражением:

$$F(z)=\left[1+\exp(-\mu z)\left(F(0)^{-1/\upsilon}-1\right)\right]^{-\upsilon}. \tag{4.22}$$

Решая уравнение $F(z) = \xi$, получим:

$$z=-\frac{1}{\mu}\ln\left(\frac{\xi^{-\frac{1}{\upsilon}-1}}{F(0)^{-\frac{1}{\upsilon}-1}}\right), \tag{4.23}$$

где

$$\upsilon(s)=1-\exp\left(-s/s_\upsilon\right)^D,\ F(0)=0.46\left\{1-\exp\left[-(s/s_F)\right]^\beta\right\}, \tag{4.24}$$

$$\mu(s)=\left(H+s^I\right)/s^J,\ \beta=\begin{cases}0.75 \text{ для } N_2\\ 0.63 \text{ для O}\end{cases}.$$

Значения параметров s_υ, D, s_F, H, I, J приведены в табл.4.1 и 4.2 для N_2 и O, соответственно; s - переменная, зависящая от числа столкновений, и к ее определению мы обратимся немного позже.

Таблица 4.1

Параметры функции распределения продольной координаты электрона при многократном рассеянии в N_2 и O,

ΔE, эВ	s_υ	D	s_F	H	I	J
2 ÷ 5	5.05	1.75	8.5	12	1.37	1.71
5 ÷ 10	4.25	2.50	8.5	9.6	1.32	1.67
10 ÷ 20	6.29	2.31	10.3	15.5	1.28	1.67
20 ÷ 30	9.65	1.98	13.6	23.5	1.24	1.69

Таблица 4.2

Параметры функции распределения продольной координаты электрона при многократном рассеянии в O

E, эВ	s_υ	D	s_F	H	I	J
2	6.00	1.00	8.5	15.10	1.46	1.80
5	4.10	2.50	8.5	8.64	1.27	1.62
10	4.40	2.50	8.5	10.50	1.37	1.71
20	8.17	2.12	12.0	20.50	1.19	1.64
50	12.60	1.25	21.4	38.50	1.48	1.93

Распределение радиальной компоненты ρ дается выражением:

$$F(\rho) = 1 - \exp\left(-\delta\rho^{\gamma}\right). \tag{4.25}$$

Откуда, приравняв правую часть к ξ и решая полученное уравнение относительно ρ, получим:

$$\rho = \left(-\frac{\ln\xi}{\delta}\right)^{\frac{1}{\gamma}},\ \delta(s) = \frac{u + (s/s_\delta)^W}{(s/s_\delta)^{W+1}};\tag{4.26}$$

$$\gamma(s) = 2\left[1 - \exp\left(-s/s_\gamma\right)^B\right].$$

Значения параметров u, s_δ, W, s_γ, B для N_2 O_2 и O, приведены в табл.4.3 и 4.4.

Таблица 4.3

Параметры функции распределения поперечной координаты электрона при многократном рассеянии в N_2

E, эВ	u	s_δ	W	s_γ	B
2	21.0	0.29	0.49	3.20	1.17
5	15.0	0.36	0.46	3.91	1.04
10	20.0	0.34	0.58	4.05	0.94
20	34.0	0.25	0.55	4.25	0.96
50	66.0	0.21	0.65	4.32	0.87

Таблица 4.4

Параметры функции распределения поперечной координаты электрона при многократном рассеянии в O

E, эВ	u	s_δ	W	s_γ	B
2	20.36	0.68	1.40	2.96	0.66
5	11.59	0.84	1.29	2.99	0.60
10	10.19	0.89	1.07	3.47	0.62
20	10.88	1.00	1.16	3.13	0.54
50	33.23	0.70	1.28	3.20	0.48

Величина s, входящая в моделирующие формулы для координат при многократном рассеянии, представляет собой число упругих столкновений, происходящих в процессе многократного рассеяния. В нашем алгоритме, в отличие от работ /198,220,300/, s определяется из геометрического распределения. Положив $q = \sigma_{el}(E)/\sigma_{tot}(E)$ и p = 1-q, получим:

$$s = \left[\frac{\ln \xi}{\ln q}\right]. \tag{4.27}$$

Здесь квадратные скобки указывают, что берется целая часть указанного в них выражения.

Координаты электрона после многократного рассеяния определяются на основе величин z и ρ (рис.4.4.).

$$\cos\psi' = \frac{z}{l}, \quad \sin\psi' = \frac{\rho}{l}, \quad l = \sqrt{z^2 + \rho^2}\,.$$

Угол χ считается распределенным равномерно в интервале $[0,2\pi]$.

Таким образом, точка, где происходит неупругое столкновение после многократного рассеяния, определяется координатами

$$x = x_A + \omega_x l, \quad y = y_A + \omega_y l, \quad z = z_A + \omega_z l\,,$$

где x_A, y_A, z_A - координаты точки, в которой произошло последнее перед многократным рассеянием неупругое столкновение; ω_x, ω_y, ω_z - координаты единичного вектора направления движения частицы.

Исследования, проведенные в /220/, показали, что при s>9 распределение направления движения электрона после многократного рассеяния становится изотропным.

В заключение приведем выражения для расчета новых координат вектора направления движения рассеянной частицы (рис.4.5)

$$\begin{aligned}
\omega_x &= \omega'_x\mu - \left(\omega'_y \sin\chi + \omega'_x\omega'_z\cos\chi\right)\left(\frac{1-\mu^2}{1-\omega'^2_z}\right)^{1/2} \\
\omega_y &= \omega'_y\mu - \left(\omega'_x \sin\chi + \omega'_y\,\omega'_z\cos\chi\right)\left(\frac{1-\mu^2}{1-\omega'^2_z}\right)^{1/2} \\
\omega_z &= \omega'_z\mu + \left(1-\omega'^2_z\right)\cos\chi\left(\frac{1-\mu^2}{1-\omega'^2_z}\right)^{1/2},
\end{aligned} \tag{4.28}$$

где $\mu=(\omega \cdot \omega') = \cos \psi$.

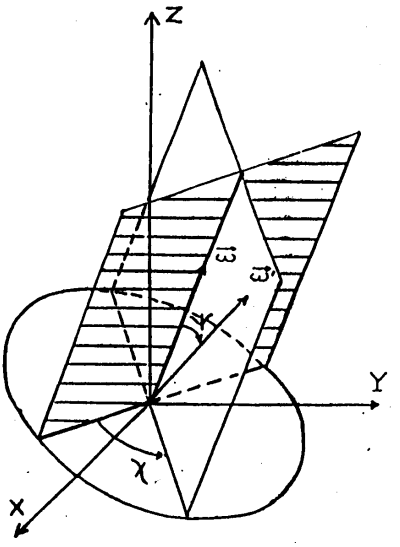


Рис.4.5. Схема расчета направления движения электрона после соударения

4.5. Моделирование лабораторных и ракетных экспериментов

4.5.1. Пучки электронов

Лабораторные эксперименты по исследованию характеристик переноса электронов в веществе, исходя из типа поглотителя, можно разбить на три группы. К первой относятся опыты с тонкими металлическими пленками, ко второй - с массивными поглотителями, к третьей - исследование характеристик переноса электронов в газовых средах.

Для нас наибольший интерес представляет третья группа экспериментов. Одной из основополагающих работ по лабораторному изучению прохождения потоков электронов в газах является статья /168/, в которой исследовалось пространственное распределение выделившейся при взаимодействии с поглотителем энергии электронного пучка в зависимости от начальной энергии и глубины проникновения. В качестве поглотителя использовался воздух. Начальный поток был мононаправленный. Начальная энергия варьировалась от 5 до 54 кэВ.

Как и во всех последующих экспериментах, в работе /168/ распределение выделившейся энергии определялось на основе измерения яркости свечения в эмиссии 391.4 нм (1NG, N_2^+). По результатам эксперимента здесь была рассчитана безразмерная функция диссипации энергии и показано, что она слабо изменяется в зависимости от начальной энергии. Также были приведены экстраполированные длины пробегов электронов и дана аналитическая форма зависимости пробега от начальной энергии. Авторы работы /118/ в эксперименте, подобном вышеописанному, исследовали характеристики переноса потоков электронов в молекулярном азоте. Начальная энергия электронов изменялась от 2 до 5 кэВ. Полученные в этом эксперименте результаты хорошо согласуются с результатами работы /168/.

Несмотря на важность и хорошее качество указанных выше экспериментов, они обладают одним существенным недостатком. Минимальная начальная энергия электронов слишком высока для того, чтобы в процессе переноса проявился достаточно заметно дискретный характер потерь энергии и рассеяния электронов. Этого недостатка лишен лабораторный эксперимент, описанный в работе /86/. В нем измерялось пространственное распределение выделившейся энергии потока электронов при прохождении через молекулярный азот. Диапазон начальных энергий варьировался от 300 эВ до 5 кэВ. Наиболее интересным и важным результатом этой работы является то, что величина экстраполированной длины пробега при начальных энергиях электронов, меньших 3 кэВ, заметно превышает экстраполированные длины пробегов, рассчитанные на основе выражения, полученного в /168/.

Еще одна работа, на которой необходимо остановиться, это эксперимент, описанный в работах /166,167/. В нем был измерен коэффициент обратного рассеяния потоков электронов с начальными энергиями от 100 эВ до 5 кэВ. В качестве поглотителя использовался воздух и молекулярный азот. Коэффициент обратного рассеяния определялся из отношения степени ионизации, обусловленной обратно рассеянными электронами, к общей ионизации, вызванной потоком электронов.

Таким образом, к основным характеристикам переноса электронов в газовых средах, получаемых экспериментальным путем в лабораторных условиях, относятся распределение поверхностной яркости свечения ионизованого газа и величина альбедо-ионизации. Эти характеристики являются единственными, которые можно использовать в качестве прямого критерия для экспериментальной проверки результатов теоретического рассмотрения переноса электронов в газовых средах.

Поместим в светящееся облако газа декартову систему координат с началом в точке инжекции электронов и осью *Z*, направленной вдоль первичного направления движения частиц. Установим связь между объемной яркостью излучения $J_\lambda(x,y,z)$, поверхностной яркостью части слоя, локализованной на расстоянии у от оси *Z*, $B_\lambda(y,z)$ и поверхностной яркостью единичного слоя в целом, $\widetilde{B}_\lambda(z)$:

$$B_\lambda(y,z)=\int J_\lambda(x,y,z)\,dx,\ \widetilde{B}_\lambda(z)=\int B_\lambda(y,z)\,dy\,. \tag{4.29}$$

Сравним результаты расчетов величины $\widetilde{B}_\lambda(z)$, полученные на основе разработанного алгоритма, с экспериментальными данными, полученными в работе /86/. На рис.4.6 приведены результаты расчетов $\widetilde{B}_\lambda(z)$ для двух начальных энергий. В разделе 2.4. было сказано, что сечение углового рассеяния при неупругих столкновениях в нашей модели является подбираемым параметром. Как видно из рисунка, неучет рассеяния (кривая 1) приводит к сдвигу $\widetilde{B}_\lambda(z)$ на большие глубины, тогда как его учет по формулам дифференциального сечения упругого рассеяния смещает $\widetilde{B}_\lambda(z)$ (кривая 2) на заметно меньшие глубины. Гистограмма на рис.4.6 отражает результаты расчета при включении углового рассеяния в случае неупругих столкновений, согласно формуле (4.21), при $f(E)$, представленной в виде:

$$f(E)=0.43E\ln^2(0.1E). \tag{4.30}$$

Видно, что такой учет дает удовлетворительное согласие рассчитанных и экспериментальных величин как на низких, так и на высоких энергиях.

Альбедо-характеристики являются наиболее чувствительными к процессам углового рассеяния. Рассчитанная величина альбедо-ионизации $T_i(E)$ с учетом $f(E)$ по формуле (4.30) демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными

(рис.4.7). На рис.4.8 и 4.9 представлены результаты расчета экстраполированных длин пробегов $R_e(E_0)$ и радиального распределения интенсивности свечения в эмиссии 391.4 нм. Из рисунков видно, что результаты модельных расчетов хорошо согласуются с результатами лабораторного эксперимента /86/.

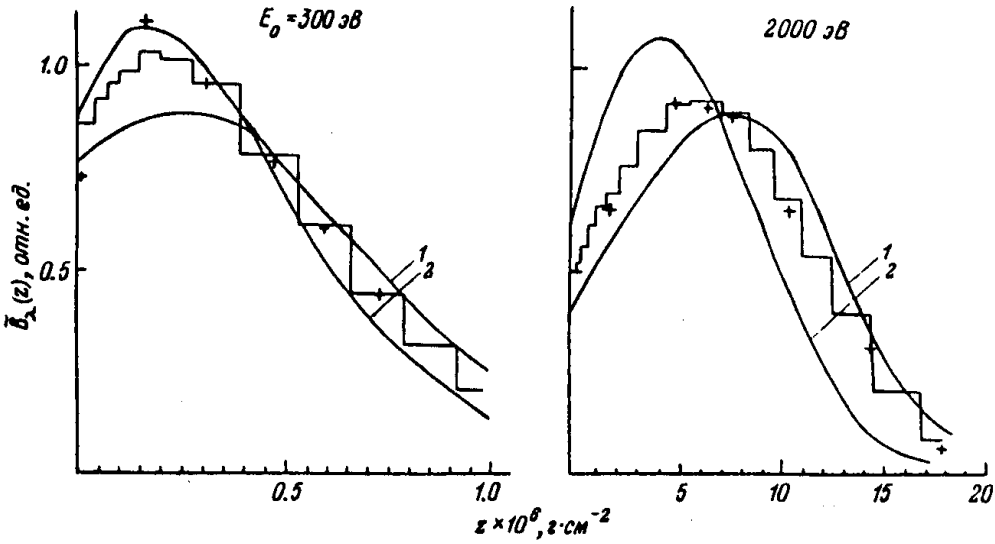


Рис.4.6. Пространственное распределение интенсивности свечения в эмиссии λ391.4 нм: гистограмма - результаты статистического моделирования с учетом углового рассеяния при неупругих соударениях согласно (4.21). 1 - расчет без учета углового рассеяния при неупругих соударениях, 2 - расчет с учетом углового рассеяния при неупругих соударениях согласно дифференциальным сечениям упругого рассеяния: плюсы - эксперимент /86/

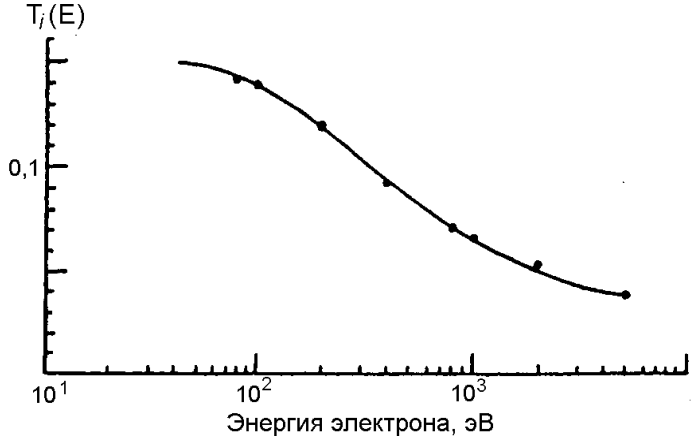


Рис.4.7. Альбедо-ионизация $T_i(E)$. Сплошная линия - результаты статистического моделирования, точки - эксперимент /166, 167/

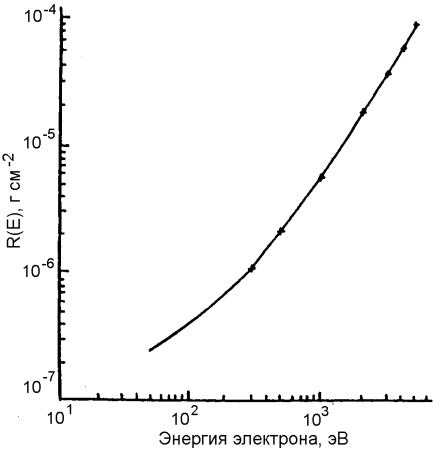


Рис.4.8. Экстраполированные длины пробегов $R_e(E_0)$:
сплошная линия - результаты статистического моделирования; плюсы - эксперимент /86/

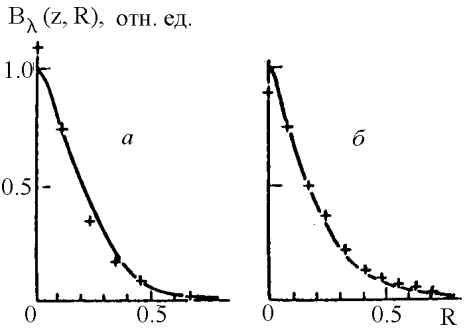


Рис.4.9. Радиальное распределение интенсивности свечения в эмиссии 391.4 нм:
а - E_0=300 эВ, б - E_0=5000 эВ. Линии - результат статистического моделирования, крестики - эксперимент /86/; глубина проникновения - $z=0.5\ R_e(E_0)$

4.5.2. Протонно-водородные потоки

В отличие от электронных пучков, протоны и атомы водорода имеют не столь сильное угловое рассеяние при прохождении газового поглотителя. Поэтому, как это уже отмечалось, функция диссипации и глубина проникновения полностью определяется тормозной способностью. Сравнение данных некоторых лабораторных экспериментов по измерению глубины проникновения в газовые поглотители с тормозными способностями, построенными по используемому нами набору сечений рассеяния, были приведены в разделе 3.8 (см. рис.3.10).

Интересно было бы попытаться воспроизвести результаты атмосферных наблюдений в модельных расчетах. К сожалению, большинство существующих наземных, ракетных и спутниковых данных не пригодны для детального сравнения, так как не содержат всей необходимой для модельных расчетов информации. Практически единственным исключением являются результаты наблюдений, опубликованные в работе /305/. Детальное описание ракетного и наземного оборудования дано в оригинальной работе, здесь же мы обсудим только результаты /216/.

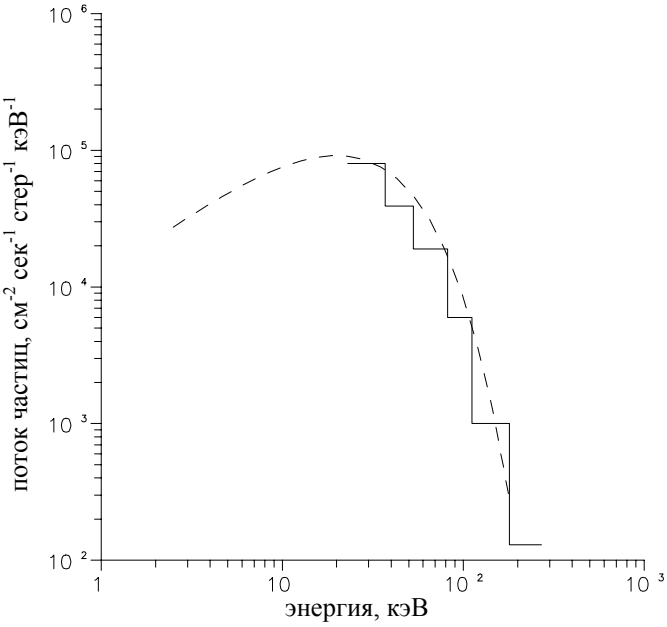


Рис 4.10. Начальные энергетические распределения в протонно-водородном пучке, использованные при моделировании:
сплошная ступенчатая линия – согласно ракетным измерениям; пунктир - аппроксимация Максвелловским распределением с параметрами Q = 1 эрг см$^{-2}$ с$^{-1}$, E_0 = 20 кэВ

Мы полагаем, что реконструкция энергетического спектра протонов, сделана некорректно /305/, так как зарегистрированный поток низкоэнергичных заряженных частиц состоял, в основном, из электронов, а не протонов. Поэтому энергетический спектр высыпающихся протонов в диапазоне 2-200 кэВ может быть аппроксимирован Максвелловским распределением с параметрами Q = 1 эрг см$^{-2}$·с$^{-1}$, E_0 = 20 кэВ. Такой вид энергетическиго спектра согласуется с типичными характеристиками высыпающихся из магнитосферы протонных потоков /170/.

Такую точку зрения подтверждает и анализ одновременных наземных наблюдений, согласно которым во время эксперимента отношение эмиссии N_2^+(427.8 нм) к H_β оставалось постоянным (~8). Согласно работе /335/ и нашим расчетам в случае высыпания чисто протонно-водородных потоков это отношение растет с ростом средней энергии частиц, и для частиц со средней энергией 40 кэВ оно равно 2.5. Так как наблюдаемая интенсивность эмисии H_β составляла 170 Рэлеев, то только около 425 Рэлеев эмиссии N_2^+(427.8 нм) может быть вызвано протонно-водородным потоком. Таким образом, дополнительные 1000 Рэлеев должны быть результатом воздействия потока электронов. Для этого достаточно электронов с энергиями 0.5-10 кэВ и потоком энергии около 3 эрг см$^{-2}$·с$^{-1}$.

Для расчета высотного профиля эмиссии H_β мы использовали сечения возбуждения из работы /335/ и простую модель деградации равновесного протонно-водородного потока методом непрерывных потерь энергии. Это является оправданным, так как начальными данными в данном случае был измеренный поток протонов на высоте 220 км (высшая точка траектории ракеты). То есть расчет велся для достаточно плотной атмосферы, когда эффектами отражения протонов магнитным полем и расплывания потока из-за перезарядки можно пренебречь. Важным достоинством данного эксперимента является то, что вдоль траектории ракеты измерялась не только

интенсивность эмиссий, но и потоки частиц в нескольких энергетических каналах. Это дает возможность аккуратно подобрать модель атмосферы, соответствующую условиям эксперимента. В данном случае мы использовали модель MSIS-86 с параметрами, подобранными для лучшего согласия рассчитанной зависимости потока протонов в диапазоне 24-37 кэВ с измеренной.

Расчет проводился для двух форм начального энергетического распределения частиц (рис.4.10): для ступенчатой функции согласно детекторам ракеты и для Максвелловского распределения с параметрами Q = 1 эрг см$^{-2}$·с$^{-1}$, E_0 = 20 кэВ. На рис. 4.11. представлено сравнение вычисленных и измеренных потоков протонов в трех энергетических каналах в зависимости от высоты в атмосфере. Видно, что модель хорошо описывает деградацию потока протонов в атмосфере. Сравнение вычисленного и измеренного высотных профилей интенсивности эмиссии H_β представлены на рис. 4.12. Согласие в высоте, на которой находится максимум интенсивности, и в его величине – очень хорошее. Более высокие наблюдавшиеся значения интенсивности на высотах выше 130 км могут быть вызваны низкоэнергичными (менее 1 кэВ) частицами в протонно-водородном потоке.

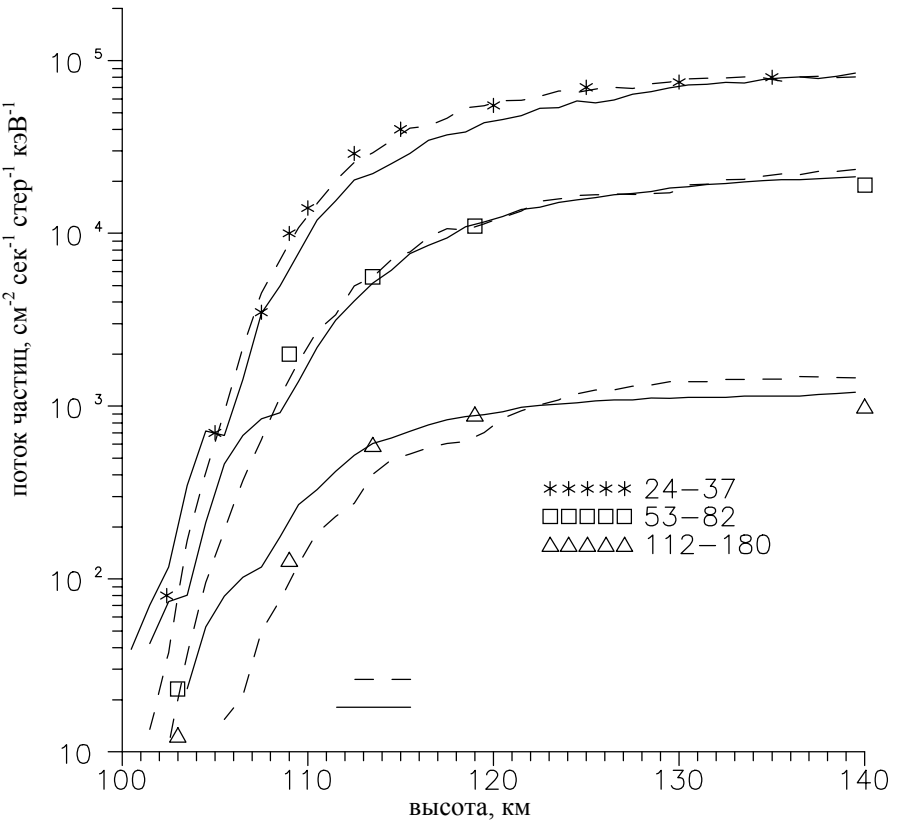


Рис.4.11. Сравнение вычисленных и измеренных потоков протонов в отдельных энергетических каналах:
звездочки - 24-37 кэВ, квадраты - 53-180 кэВ, треугольники - 112-180 кэВ; сплошные линии - расчет по ступенчатому начальному распределению; пунктир - расчет по Максвелловскому распределению.

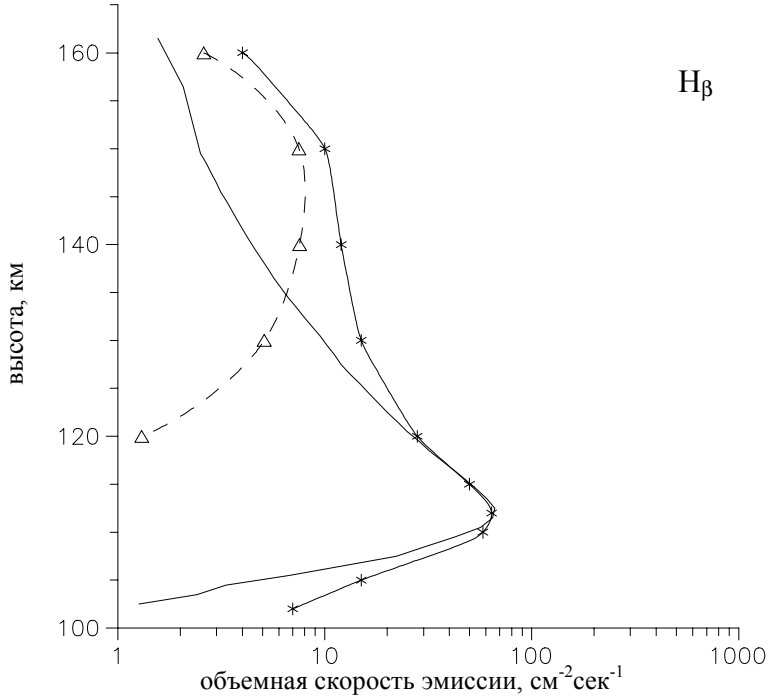


Рис.4.12. Сравнение измеренного (сплошная линия со звездочками) и вычисленного (сплошная линия) высотных профилей интенсивности эмиссии H_β. Пунктир с треугольниками - разность первых двух кривых на высотах выше 120 км

4.6. Оценка статистической точности

Большинство схем метода Монте-Карло опирается на закон больших чисел для независимых случайных величин.

В случае решения задач переноса заряженных частиц мы рассчитываем не сами величины транспортных характеристик, а получаем оценки их математических ожиданий. Пусть $\xi_1,\ldots,\ \xi_N$ - независимые и одинаково распределенные случайные величины, представляющие собой произвольную характеристику переноса (величину выделившейся энергии, число частиц в единице конфигурационного пространства и т.п.), которые были получены в результате реализации N независимых траекторий частиц в поглощающей среде. Предположим, что существует математическое ожидание этой величины $M\xi_N = a$ и конечная дисперсия $D\xi_N = \sigma^2$. Тогда для погрешности оценки математического ожидания $M\xi_N$ средним арифметическим $\overline{\xi}_N$ имеет место неравенство Чебышева:

$$P\left(\left|\overline{\xi}_N - a\right| \le \varepsilon\right) \ge 1 - \frac{D\overline{\xi}_N}{\varepsilon^2} \equiv \alpha, \tag{4.31}$$

т.е. с вероятностью α среднее арифметическое $\overline{\xi}_N$ независимых реализаций отличается от $M\xi_N$ не более чем на ε. Из (4.31) получаем:

$$\varepsilon = \left[D\xi_N / (1-\alpha)N\right]^{1/2}.$$

Видно, что погрешность ε. при фиксированных α и $D\xi_N$ убывает как $N^{-1/2}$. Другими словами, имеет место сходимость по вероятности среднего арифметического $\bar{\xi}_N$ к математическому ожиданию $M\xi_N$.

Для нас будет представлять интерес не только сходимость величины $\bar{\xi}_N$ к $M\xi_N$, но и ее распределение. Если $\sigma^2<\infty$ и существует третий момент, то центральная предельная теорема утверждает, что распределение $\bar{\xi}_N$ асимптотически нормально:

$$P\left(\left|\bar{\xi}_N - a\right| \le x\sqrt{\frac{D\xi_N}{N}}\right) \to \Phi(x),$$

где $\Phi(x)$ - интеграл вероятности.

Если задать коэффициент доверия β, то можно найти (по таблицам) корень $x=x_\beta$ уравнения $\Phi(x) = \beta$, и тогда получим, что вероятность неравенства:

$$\left|\bar{\xi}_N - a\right| \le x_\beta\sqrt{D\xi_N/N}$$

приблизительно равна β. В данной работе использовался коэффициент доверия 0.95, которому отвечает $x_\beta=1.96$. Таким образом погрешность ε оценки величины математического ожидания $M\xi_N$ средним арифметическим $\bar{\xi}_N$ будет равна:

$$\varepsilon = 1.96\sqrt{D\xi_N/N}\,.$$

Таким образом ошибка в расчетах методом Монте-Карло обратно пропорциональна квадратному корню из числа реализаций N, которое в рассматриваемых транспортных задачах равно количеству просчитанных "историй-траекторий" первичной частицы.

Число траекторий, требуемых для получения оценок транспортных характеристик, исследуемых в данной работе, выбиралось из условия, чтобы погрешность не превышала 10%.

Глава 5

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОХОЖДЕНИЯ ПОТОКОВ АВРОРАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОРОДНЫХ ГАЗАХ И В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

5.1. Интегральные характеристики переноса потоков авроральных электронов

К основным интегральным характеристикам переноса электронов в газах относятся функции пространственного распределения выделившейся энергии, интегральные длины пробегов потока электронов и интегральные альбедо-потоки. Рассмотрим бесконечное пространство, заполненное однородным газом, Поместим в него источник мононаправленных и моноэнергетичных электронов. Систему координат выберем таким образом, чтобы ее начало находилось в источнике частиц, а направление оси Z совпадало с начальным направлением электронов. Обозначим через $\widetilde{W}(r,z,E_0)$, где $r=\sqrt{x^2+y^2}$, энергию, выделившуюся в единице объема в точке (x,y,z) при прохождении потока электронов через поглотитель. Функцию $\widetilde{W}(r,z,E_0)$, выраженную в электрон-вольтах на кубический сантиметр, можно представить в виде произведения трех сомножителей:

$$\widetilde{W}(r,z,E_0)=\rho W(z,E_o)R_z(r,E_o), \tag{5.1}$$

где

$$W(z,E_0)=\rho^{-1}2\pi\int_0^\infty \widetilde{W}(r,z,E_0)r dr;$$

$$R_z(r,E_0)=\left[2\pi\int_0^\infty \widetilde{W}(r,z,E_0)r\,dr\right]^{-1}\widetilde{W}(r,z,E_0);$$

ρ - плотность газа. $W(z,E)$ будем называть продольной функцией распределения выделившейся энергии, $R_z(r,E_o)$ - радиальной функцией распределения.

Приведенное представление $\widetilde{W}(r,z,E_0)$ наиболее удобно при исследовании прохождения авроральных электронов в верхних слоях атмосферы Земли. Атмосферу в достаточно хорошем приближении можно считать плоскослоистой средой, пронизанной магнитным полем. При этом магнитные силовые линии в полярных областях почти нормальны к поверхностям равных концентраций составляющих атмосферы. Направляющее действие магнитного поля обеспечивает азимутальную симметрию задачи независимо от вида начального углового распределения электронов. Кроме того, присутствие магнитного поля дает гарантию, что пучок электронов останется внутри цилиндра, осью которого является магнитная силовая линия, проходящая через источник электронов, а радиус в несколько раз больше ларморовского, по крайней мере, пока гирочастота значительно превышает частоту соударений электронов с нейтральными частицами. Результаты расчетов, представленные ниже в разделе 5.3.1, показали, что масштабы радиального расплывания электронного пучка не превышают десятков метров. В силу этого, по крайней мере для естественных электронных высыпаний, ответственных за дуги и полосы полярных сияний, можно полагать, что электронный пучок движется внутри фиксированного цилиндра, а радиальная функция распределения $R_z(r,E_o)$ равна константе. Следовательно, для определения выделившейся в единице объема энергии $\widetilde{W}(r,z,E_0)$ достаточно знать продольную функцию распределения

W(z,E$_0$). Если, как это принято в литературе, выразить расстояние z в единицах проходимой массы в граммах на квадратный сантиметр, мы получим *W(z,E)*, не зависящую от плотности среды, и функция $\widetilde{W}(r,z,E_0)$ для произвольной плотности ρ*(z)* будет определяться выражением:

$$\widetilde{W}(r,z)=\rho(z)W(z)\frac{1}{S} \tag{5.2}$$

где *S*-поперечное сечение области, из которой происходит инжекция электронов.

В дальнейшем под функцией пространственного распределения выделившейся энергии мы будем понимать продольную функцию распределения *W(z,E$_0$)*.

Интегральные длины пробегов являются призводными от *W(z,E$_0$)* характеристиками переноса, но в то же время несут достаточно важную самостоятельную информацию о прохождении потоков электронов в поглотителе. В современной литературе встречаются три типа длин пробегов: полная длина пробега *R*, экстраполированная R_e и средняя $\overline{R}$. Под полной длиной пробега понимают максимальную глубину проникновения электронов в поглотитель. Однако ввиду асимптотического стремления *W(z,E$_0$)* к 0 довольно трудно однозначно определить глубину, соответствующую максимальному проникновению пучка. Подобный недостаток характерен и для определения экстраполированной длины пробега. На графике функции *W(z,E$_0$)* пытаются выделить участок, близкий к линейному, и экстраполирование этого участка до пересечения с осью абсцисс дает значение R_e. Как будет показано в разделе 5.2, такое определение экстраполированной длины пробега оправдано в случае мононаправленных потоков с начальными углами, близкими к 0, и становится неоднозначным для произвольного начального углового распределения.

В то же время средняя длина пробега является строго определенной физической величиной. Под $\overline{R}$ понимают математическое ожидание плотности распределения выделившейся в поглотителе энергии потока электронов, т.е.:

$$\overline{R}(E_0)=\int_0^\infty zW(z,E_0)\,dz \Big/ \int_0^\infty W(z,E_0)\,dz\,. \tag{5.3}$$

В литературе используется три типа интегральных величин, характеризующих отражательную способность поглотителя: альбедо-потоки по частицам T_N и по энергиям T_E, а также альбедо-ионизация T_i. Альбедо-поток по частицам определяется как доля потока обратнорассеянных электронов от начального потока частиц; T_E - как отношение энергии, выделившейся за источником, ко всей выделившейся в поглотителе энергии;T_i - как отношение степени ионизации, вызванной потоком обратнорассеянных электронов, к суммарной ионизации во всем поглотителе. Основное внимание в данной работе будет уделено расчету альбедо-потоков по энергии как величине, используемой при нормировке функции пространственного распределения выделившейся энергии:

$$T_E(E_0)=\int_{-\infty}^0 W(z,E_0)dz \Big/ \int_{-\infty}^\infty W(z,E_0)dz\,. \tag{5.4}$$

5.1.1. Пространственное распределение выделившейся энергии и интегральные длины пробегов

Изучение распределения энергии потока электронов, поглощенной по мере прохождения его через поглотитель, является одной из центральных задач при исследовании взаимодействия авроральных электронов с верхними слоями атмосферы

Земли. Высотное распределение выделившейся в атмосфере энергии дает нам не только общую картину энергобаланса, но и определяет характер интенсивности основных процессов (ионизация, величины потоков вторичных электронов, возбуждение эмиссий полярных сияний и т.п.), протекающих на различных высотах при прохождении в полярной ионосфере потоков авроральных электронов. Все это обусловило интерес к данной проблеме широкого круга исследователей.

Здесь не будет приведен детальный исторический обзор работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованиям характеристик диссипации электронных пучков в различных средах. Дадим лишь краткий перечень публикаций, результаты которых нашли наиболее широкое применение в изучении эффектов переноса авроральных электронов. В работе /74/ впервые была развита методика для расчета высотных профилей ионообразования, базирующаяся на результатах теоретического рассмотрения процесса переноса электронов с начальными энергиями свыше 25 кэВ. Более широкое применение в задачах ионосферной физики нашли результаты лабораторного эксперимента /168/, в котором было измерено пространственное распределение выделившейся в воздухе энергии для инжектированных в газ моноэнергетических пучков электронов с энергиями 5-25 кэВ. Использование экспериментальных данных /168/ было в значительной степени стимулировано работой /265/, в которой впервые результаты эксперимента были обобщены для электронных потоков, имеющих в источнике угловое распределение, изотропное в нижней полусфере. Необходимо также отметить работу /39/, в которой предложена аналитическая формула, описывающая распределение выделившейся энергии при заданных начальных параметрах пучка. Она была получена путем аппроксимации результатов лабораторных экспериментов по прохождению электронов с энергиями больше 1 кэВ в тонких металлических пленках. С развитием электронно-вычислительной техники для исследования взаимодействия электронов с газами стал широко применяться метод прямого статистического моделирования. Так на основе метода Монте-Карло /91,92/ был получен широкий набор как интегральных, так и дифференциальных характеристик переноса электронов с начальными энергиями 2-200 кэВ в атмосфере Земли.

Несмотря на большой интерес к проблеме переноса авроральных электронов, долгое время отсутствовали исследования по прохождению электронов с начальными энергиями, меньшими 1 кэВ. Этот пробел заполнился с появлением работ /12,13,14,29,167,198,254/. В них (кроме /254/) для исследования взаимодействия потоков электронов с газами использовался метод Монте-Карло. Алгоритм решения в указанных исследованиях достаточно близок к описанному в главе I и отличается лишь описанием элементарных актов взаимодействия электронов с частицами среды. Однако эти отличия приводят к значительным расхождениям в полученных результатах. На рис.5.1 представлены для сравнения результаты расчетов пространственного распределения выделившейся в поглотителе энергии $W(z,E_0)$, полученные разными авторами.

Прежде чем перейти к результатам расчетов, кратко остановимся на постановке задачи. Выделим в пространстве систему координат (x,y,z) и поместим в начале координат в плоскости (x,y) площадку dS, которая будет являться источником инжектируемых электронов. Угловое распределение частиц в источнике будем определять азимутальным углом φ_0 и полярным углом θ_0, последний будем отсчитывать от оси Z. Поместим выбранную систему координат вместе с источником электронов в газ с однородно распределенной концентрацией. Условимся называть полупространство с $z>0$ нижней полусферой, а с $z<0$ - верхней. Инжекцию электронов в газ будем производить в нижнюю полусферу. С целью исследования влияния начальных параметров пучка на характеристики переноса рассмотрим моноэнергетические потоки с

двумя типами угловых распределений в источнике - мононаправленным и изотропным в нижней полусфере:

$$F_0(E_0,\theta_0)dE_0d\theta_0 = N_0\delta(E-E_0)dE\begin{cases}\delta(\theta-\theta_0)d\theta_0\\ \sin\theta_0\cos\theta_0 d\theta_0\end{cases}. \qquad (5.5)$$

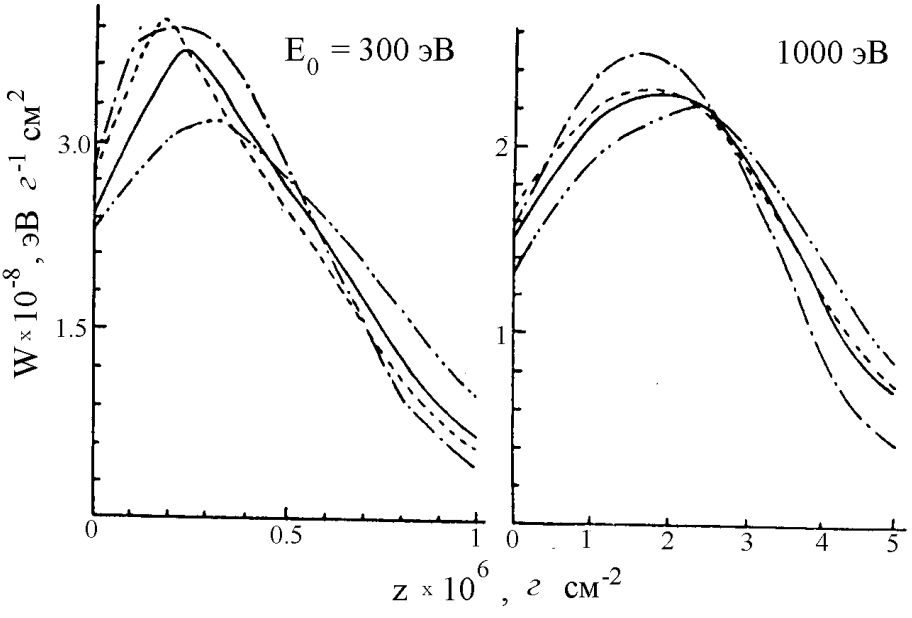


Рис.5.1. Пространственное распределение выделившейся в поглотителе энергии: сплошная линия - результаты статистического моделирования, пунктир - эксперимент /86/, штрих-пунктир - расчет /167/, штрих-пунктир с двумя точками - расчет /198/

Азимутальное распределение электронов в источнике для вариантов $\theta_0 \neq 0$ будем считать изотропным. Отметим, что в пределах угловых распределений (5.5) находятся наиболее часто встречающиеся питч-угловые распределения высыпающихся в ионосферу электронов.

На рис.5.2, 5.3 и 5.4 представлены результаты расчетов функции пространственного распределения выделившейся энергии при прохождении электронов в N_2 и O. Расчеты проводились также и для молекулярного кислорода, но в силу того, что характеристики переноса электронов в O_2 и N_2 практически одинаковы, результаты этих расчетов здесь приводиться не будут.

Как для мононаправленного, так и для изотропного начального потока, функция $W(z,E_0)$ слабо зависит от типа поглотителя. Форма кривой практически одинакова во всем диапазоне энергий, исключая случай $E_0 \leq 50$ эВ. В то же время абсолютные значения $W(z,E_0)$ в случае N_2 и O отличаются, особенно в максимуме энерговыделения. Причем отношение абсолютных величин максимумов меняется в зависимости от энергии.

Функция $W(z,E_0)$, как и следовало ожидать, сильно меняется в зависимости от углового распределения электронов в источнике. Для изотропного распределения характерны отсутствие максимума, более высокие значения вблизи источника и заметно меньшие глубины проникновения электронов в поглотитель.

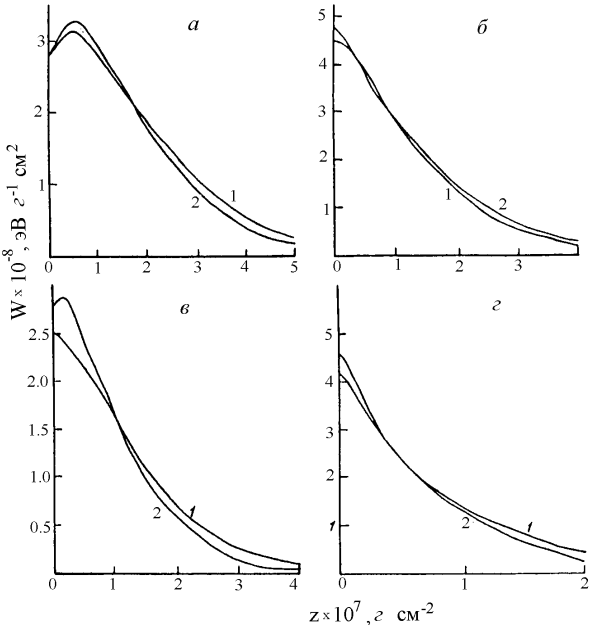


Рис.5.2. Функция $W(z,E_0)$ для электронов с начальными энергиями 100 эВ (а,б) и 50 эВ (в,г):
а,в - угловое распределение электронов в источнике с $\theta_o=0^o$; б,г - угловое распределение электронов в источнике - изотропное; 1 - молекулярный азот, 2 - атомарный кислород

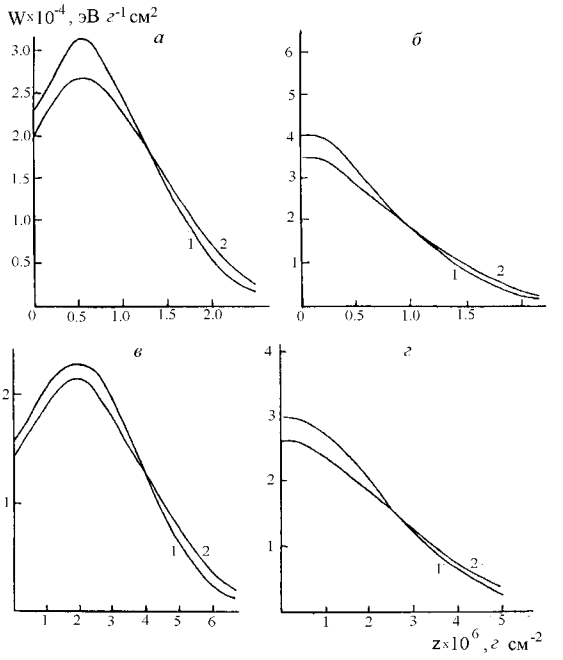


Рис.5.3. Функция $W(z,E_0)$ для электронов с начальными энергиями 500 эВ (а,б) и 100 эВ (в,г).Остальные обозначения те же, что и на рис.5.2

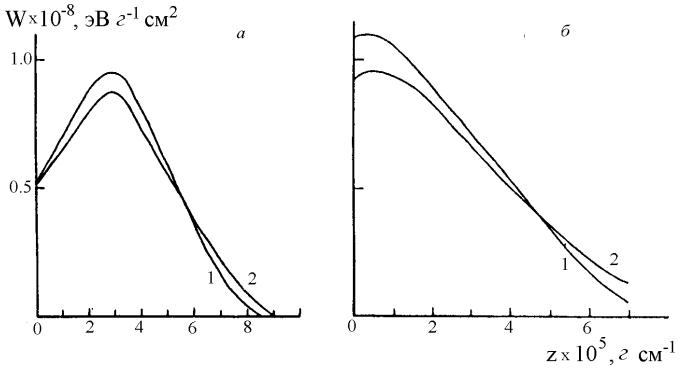


Рис.5.4. Функция $W(z,E_0)$ для электронов с начальными энергиями 1000 эВ. Остальные обозначения те же, что и на рис.5.2

Несмотря на то, что интегральные длины пробегов являются производными от $W(z,E_0)$ характеристиками, они достаточно важны при исследовании переноса электронов в атмосфере. Определяя глубину проникновения потоков, величина интегрального пробега непосредственно характеризует высотную протяженность области диссипации основной части энергии потока электронов. Выраженная в единицах проходимой массы, она является удобным физическим параметром при построении нормализованной функции диссипации энергии. Использование интегральной длины в качестве нормирующего параметра также позволяет проводить сравнение различных характеристик переноса, измеренных или рассчитанных для различных поглотителей. Достаточно полный анализ данных по экстраполированным длинам пробегов, рассчитанных и полученных из экспериментальных работ для различных веществ, представлен в работе /160/. Не будем здесь его повторять и остановимся на наиболее интересных для нас результатах.

На рис.5.5 представлены данные различных авторов по интегральным длинам пробегов R_e и $\overline{R}$. Кривая 1, описываемая выражением:

$$R_e(E_0) = 4.57\times10^{-6} E_0^{1.75}, \qquad (5.6)$$

где (R_e - в граммах на квадратный сантиметр, E_0 - в килоэлектрон-вольтах, является аппроксимацией экспериментальных результатов, полученных в работе /168/ для электронов с начальными энергиями E_0>5 кэВ.

Простота выражения (5.6) послужила причиной широкого использования этой аппроксимации многими авторами, которые экстраполировали ее на область более низких энергий. Однако в лабораторном эксперименте, описанном в работе /86/, было показано, что формула (5.6) дает сильно заниженные значения R_e для потоков электронов с энергиями E_0<3 кэВ. Авторы работы /86/ предложили свое выражение для описания зависимости экстраполированной длины пробега от начальной энергии электронов:

$$R_e(E_0) = 4.30\times10^{-7} + 5.36\times10^{-6} E_0^{1.67} - 0.38\times10^{-8} E_0^{-0.7}. \qquad (5.7)$$

Здесь R_e и E_0 выражены в граммах на квадратный сантиметр и килоэлектрон-вольтах соответственно. На рис.5.5 эта зависимость представлена штрихпунктирной линией. Кружками нанесены экспериментальные измерения тех же авторов.

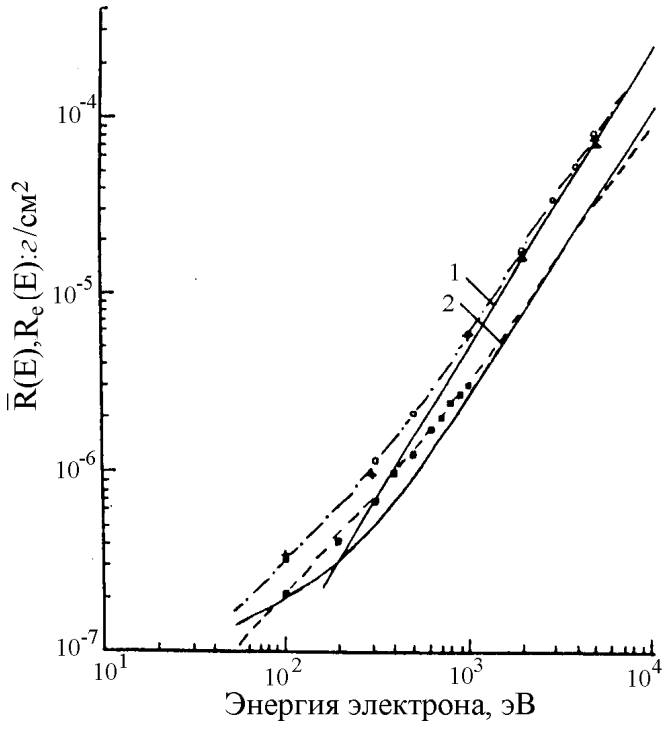


Рис.5.5. Интегральные длины пробегов R_e и $\bar{R}$:
1 - аппроксимация R_e согласно (5.6); 2 - $\bar{R}$, результаты статистического моделирования; штрих-пунктир - аппроксимация R_e согласно (5.7); пунктир - аппроксимация $\bar{R}$ согласно (5.8). o - *R_e, эксперимент /82/,* Δ - *R_e, расчет /88/,* + - *R_e, расчет /191/,* ■ - *$\bar{R}$, расчет /14/*

Для сравнения на этом рисунке приведены результаты теоретических расчетов из работ /198/ (плюсы) и /92/ (треугольники). Численные значения R_e, полученные разными авторами, представлены в табл.5.1. Несколько отличающиеся по сравнению с экспериментальными данными величины пробегов, полученные в работе /198/, по-видимому, объясняются пренебрежением угловым рассеянием при неупругих взаимодействиях, а в работе /92/ - ухудшением точности приближения непрерывных потерь с уменьшением энергии.

Таблица 5.1

Экстраполированные длины пробегов $R_e(E_0)$ ($\times 10^{-6}$, г см$^{-2}$)

E_0, эВ	/86/	/91/	/118/	/168/	/198/	/254/	Расчет
50	-	-	-	-	-	-	0.25
100	-	-	-	-	0.37	0.33	0.40
300	1.06	-	-	-	1.25	1.33	1.07
500	2.13	-	-	-	-	2.16	2.13
1000	5.72	-	-	-	6.45	5.68	5.68
2000	17.70	15.20	20.60	-	18.60	17.30	17.40
5000	83.00	71.90	77.20	76.50	91.50	83.40	76.80

Пунктирная кривая на рис 5.5 представляет собой среднюю длину пробега:

$$\overline{R}(E_0) = 1.83\times10^{-6} E_0^{1.67} \exp\left(\frac{0.39}{0.64E + 0.17}\right), \qquad (5.8)$$

где $\overline{R}$ - в граммах на квадратный сантиметр, а E_0 - в килоэлектрон-вольтах, и является аппроксимацией результатов расчета /14/ (на рис.5.5 представлены квадратиками), предложенных в работе /29/. Сплошной линией 2 показаны результаты расчетов $\overline{R}$, полученные на основе алгоритма, описанного в главе 4.

Как уже указывалось в разделе 5.1, определение экстраполированной длины пробега корректно лишь в случае прохождения мононаправленного потока электронов с начальным углом $\theta_0 = 0$. Это особенно хорошо видно из рис.5.6, представляющего функции пространственного распределения выделившейся энергии при прохождении в N_2 мононаправленных потоков электронов с различными начальными углами вторжения. Уже при $\theta_0 = 45^o$ на графике функции энерговыделения сложно однозначно найти линейный участок, экстраполяцией которого на ось Z определяется R_e. То же справедливо и для потоков с изотропным начальным угловым распределением.

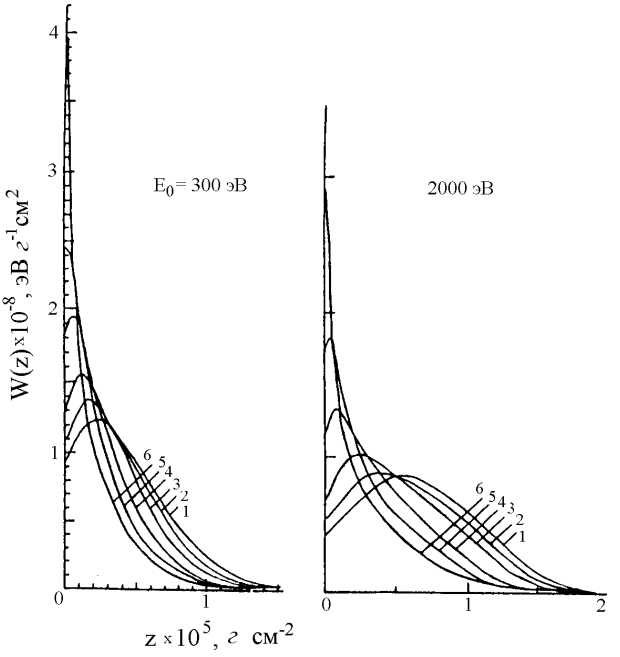


Рис.5.6. Пространственное распределение выделившейся в поглотителе энергии: 1,2,3,4,5,6 - соответствуют угловому распределению электронов в источнике с $\theta_o = 15,30,45,60,70,80^o$

На рис.5.7 представлены графики $\overline{R}$ и R_e, рассчитанные для мононаправленного с нулевым начальным углом и изотропного потоков. Как и $W(z,E_0)$, интегральные длины пробегов слабо различаются в зависимости от типа поглотителя. Для разных начальных угловых распределений $\overline{R}$ отличаются на постоянный множитель. На постоянный множитель также отличаются экстраполированные и средние длины пробегов для мононаправленных потоков.

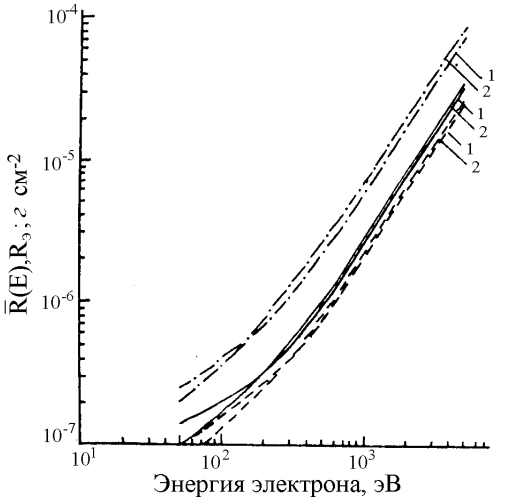


Рис.5.7. Интегральные длины пробегов R_e и $\bar{R}$.
штрих-пунктир - R_e для углового распределения электронов в источнике с $\theta_0=0^0$; сплошные линии - $\bar{R}$ для $\theta_0=0^0$; пунктир - $\bar{R}$ для изотропного углового распределения. 1 - пробеги в N_2, 2 - пробеги в O

Зависимость $\bar{R}$ для мононаправленного потока от угла вторжения представлена на рис.5.8. Пунктирной линией здесь дана функция $\bar{R}(\theta_0)=\bar{R}(0^0)\cos\theta_0$. Как видно из рисунка, рассчитанные средние пробеги и на большой и на низких энергиях сохраняют косинусоидальную зависимость от нулевого угла до углов вторжения около 45^0. Поэтому обобщение результатов для мононаправленного потока с нулевым углом на произвольное угловое распределение, как это сделано в /265/, вряд ли оправдано. Этот вывод также можно сделать из рис.5.6, где представлены функции энерговыделения для мононаправленных потоков с различными начальными углами. Ясно видно, что при углах больших 45^o форма кривой $W(z,E_0)$ резко отличается от случая с нулевым начальным углом.

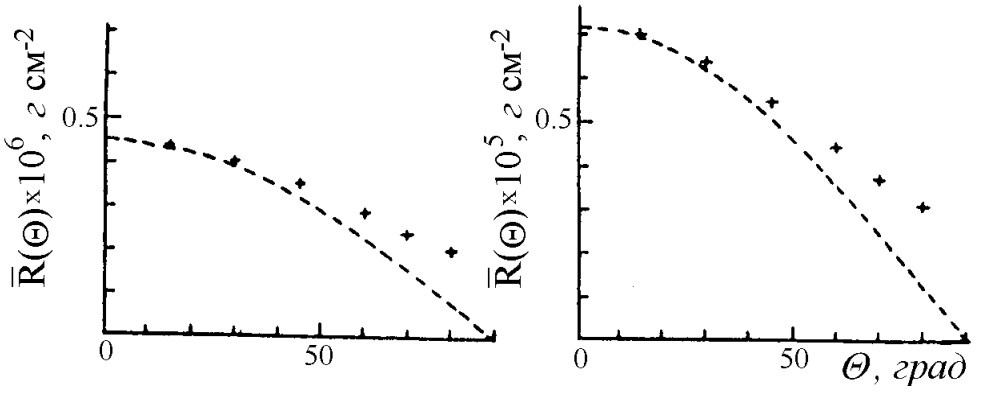


Рис.5.8. Зависимость средней длины пробега $\bar{R}$ от начального угла θ_o.
+ - результаты статистического моделирования, пунктир соответствует выражению $\bar{R}(\theta_0)=\bar{R}(0^0)\cos\theta_0$

В заключение параграфа приведем полученное нами аналитическое выражение для рассчитанных $\overline{R}$ (в граммах на квадратный сантиметр)

$$\overline{R}(E_0) = A_1 E_0^{1.67}\left(1 + A_2 E_0^{A_3}\right). \tag{5.9}$$

Здесь E_0 дана в килоэлектрон-вольтах. Коэффициенты A_1, A_2, A_3 представлены в табл.5.2.

Таблица 5.2

Параметры (5.9) для расчета средней длины пробега $\overline{R}(E_0)$

Угловое распределение	N_2			O		
	A_1	A_2	A_3	A_1	A_2	A_3
Мононаправленное, $\theta_0=0^0$	2.16(-6)	9.48(-2)	-1.57	2.29(-6)	1.31(-1)	-1.29
Изотропное	1.64(-6)	9.48(-2)	-1.57	1.78(-6)	1.31(-1)	-1.29

5.1.2. Интегральные альбедо-потоки

Альбедо-поток, определяющий долю энергии, отраженную поглотителем, является важной интегральной характеристикой процесса взаимодействия потоков электронов с веществом. На рис.5.9 приведены альбедо-потоки, рассчитанные методом статистического моделирования. Расчеты проводились для двух газов (N_2 и O) и двух типов углового распределения в источнике - мононаправленного и изотропного в нижней полусфере. Из рисунка хорошо видно, что вне зависимости от типа углового распределения в источнике величины альбедо-потоков для атомарного кислорода превышают таковые для N_2. В то же время форма зависимости $T_E(E_0)$ практически одинакова для обоих газов. Общий вид функции $T_E(E_0)$, по-видимому, определяется разным характером углового рассеяния электронов при взаимодействии с частицами среды на различных энергиях. На высоких энергиях, где угловое рассеяние с большой точностью может быть описано в рамках Борновского приближения, электрон для изменения своего направления на определенную величину должен претерпеть число соударений, практически не зависящее от его энергии. Поэтому при энергиях E_0>2 кэВ поведение $T_E(E_0)$ носит асимптотический характер. В случае низких энергий вероятность значительного изменения направления движения электрона при однократном столкновении увеличивается с уменьшением энергии. Этим и объясняется рост альбедо-потока для E_0<2 кэВ.

При энергиях ниже 100 эВ этот рост замедляется, так как начинает играть важную роль еще один фактор. Доля энергии, теряемая электроном при однократном неупругом соударении, становится весьма значительной, что приводит к быстрой потере энергии электрона и застреванию его в поглотителе. Такой же характер поведения $T_E(E_0)$ наблюдается и в работах /91,175/, результаты которых приведены на рис.5.9. Значительные отличия наших результатов от данных из /12/, по-видимому, объясняются несовершенством используемой в этой работе модели переноса при энергиях электронов, близких к 1 кэВ.

Поведение функции $T_E(E_0)$ несколько отличается для различных типов начального углового распределения. В случае изотропного в нижней полусфере распределения наблюдается менее резкое, чем для мононаправленного потока, уменьшение альбедо-потока с ростом начальной энергии.

На рис.5.10 приведены результаты расчета альбедо-потоков $T_E(\theta_0)$ для мононаправленных пучков в зависимости от угла вхождения в поглотитель. Видно, что в случае более низких энергий рост $T_E(\theta_0)$ с увеличением угла менее значительный, чем при высоких энергиях. Подобное поведение для $T_E(\theta_0)$ было получено и в работе /91/.

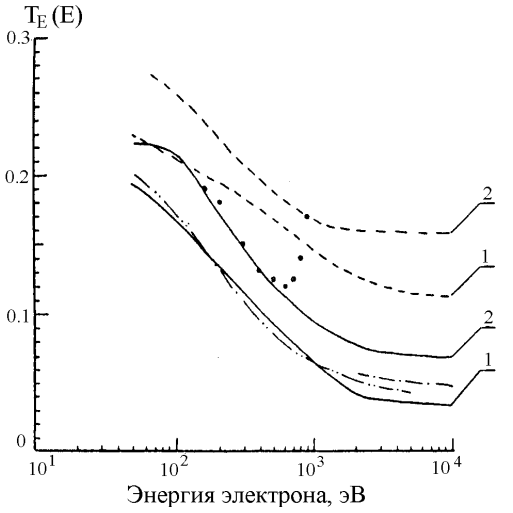


Рис.5.9. Альбедо-потоки T_E:
1 - T_E в N_2, 2 - T_E в O; штрих-пунктир - расчет /91/, штрих-пунктир с двумя точками - расчет /167/, o *- расчет /12/; сплошные линии - результаты статистического моделирования для углового распределения в источнике с $\theta_0=0^0$; пунктир - для изотропного распределения*

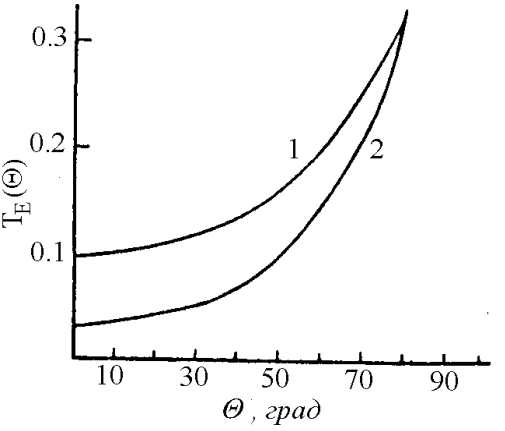


Рис.5.10. Зависимость альбедо-потока от начального угла θ_0:
1 - E_0=300 эВ, 2 - E_0=2000 эВ

5.1.3. Функция диссипации энергии

При расчетах пространственного распределения выделившейся в поглотителе энергии потока электронов результаты принято представлять в виде распределения энергии, поглощенной на некоторой глубине *z* в слое единичной массы, в зависимости от безразмерного параметра:

$$W(z,E_0)=\frac{E_0}{R(E_0)}\lambda(\chi,E_0), \tag{5.10}$$

где $\lambda(\chi)$ - безразмерная функция, описывающая распределение выделившейся энергии; χ- безразмерный параметр, определяющий какую долю интегрального пробега R составляет глубина проникновения z.

Рассмотрим функции диссипации, рассчитанные для потоков с мононаправленным и изотропным в нижней полусфере начальными угловыми распределениями и начальными энергиями от 50 эВ до 10 кэВ. Остановимся на результатах, полученных для молекулярного азота, так как функции диссипации для O_2 и O практически не отличаются от $\lambda(\chi,E_0)$ для N_2.

Учитывая тот факт, что часть энергии первичного пучка выносится альбедо-потоками, определим функцию диссипации следующим образом:

$$\lambda(\chi,E_0)=\frac{\overline{R}(E_0)}{E_0[1-T_E(E_0)]}W(z,E_0), \tag{5.11}$$

где $W(z,E_0)$ - функция пространственного распределения выделившейся в поглотителе энергии; $\overline{R}(E_0)$ - средний интегральный пробег электронного потока; $T_E(E_0)$ - величина альбедо-потока. При определенной таким образом $\lambda(\chi,E_0)$ интеграл, взятый от λ по $d\chi$, будет равен единице.

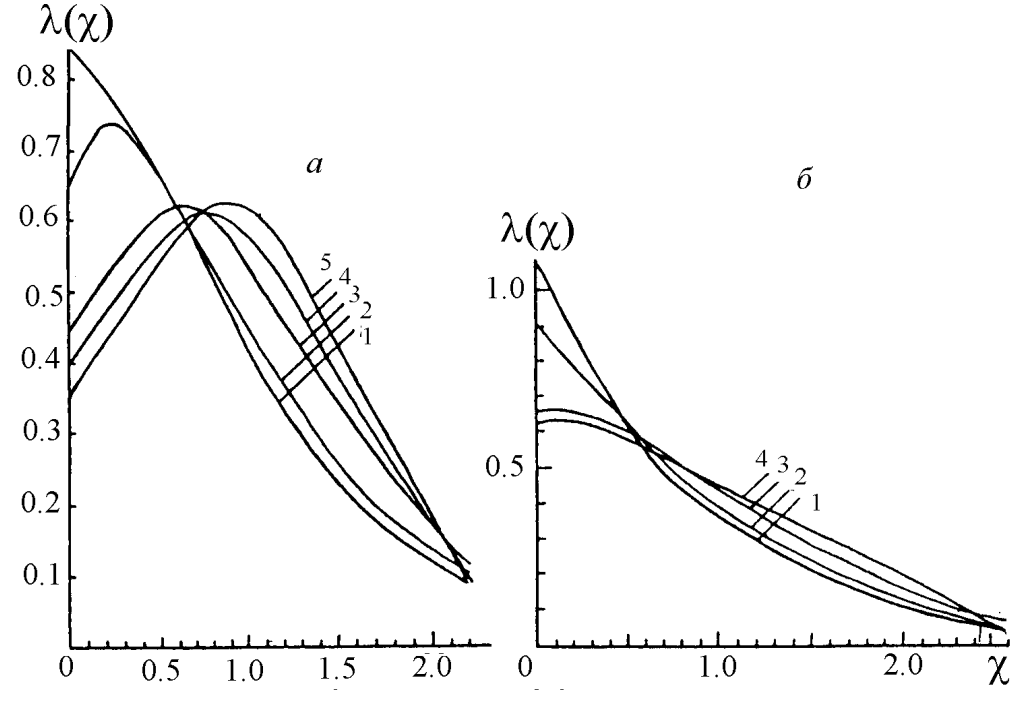


Рис.5.11. Функция диссипации энергии:

а - угловое распределение в источнике с $\theta_0=0^o$, б - изотропное угловое распределение; 1,2,3,4,5 - для моноэнергетических распределений в источнике с E_0=50,100,500,1000,5000 эВ

На рис.5.11 представлены функции диссипации для мононаправленного и изотропного в нижней полусфере потоков. Наиболее заметной особенностью $\lambda(\chi, E_0)$ для мононаправленного потока является сдвиг максимума энерговыделения в сторону больших χ с увеличением энергии. При энергиях E_0>1кэВ этот сдвиг замедляется и функция диссипации становится практически одной и той же для энергий E_0>5кэВ. В случае изотропного распределения качественных изменений в зависимости функции диссипации от начальной энергии не наблюдается, а при E_0>1кэВ $\lambda(\chi, E_0)$ становится неизменной.

Такое поведение $\lambda(\chi, E_0)$ является следствием того, что при достаточно больших энергиях величина интегрального пробега электрона становится гораздо больше транспортной длины пробега (см. раздел 3.7), то есть выполняется соотношение:

$$R(E_0) \geq R_{tr}\ .$$

В этом случае электронный пучок быстро изотропизуется и характер его движения напоминает пространственную диффузию. С уменьшением энергии, как это было показано в работе /13/, соотношение между интегральным и транспортным пробегами начинает меняться на противоположное, и нормированная функция диссипации начинает чувствовать величину начальной энергии.

Сравним результаты расчетов $\lambda(\chi, E_0)$, полученных в данной работе, с результатами экспериментальных и теоретических работ других авторов. Так как в различных исследованиях для нормировки использовались разные интегральные пробеги, функции диссипации были приведены к общей нормировке на средние длины пробегов $\overline{R}$ (E_0), представленные в разделе 5.1.2.

На рис.5.12 показаны функции диссипации, рассчитанные различными авторами для мононаправленных потоков электронов с начальными энергиями 500, 1000 и 5000 эВ. При всех энергиях наблюдается хорошее согласие рассчитанных на основе представленного в данной работе алгоритма и экспериментально полученных $\lambda(\chi, E_0)$. Как видно из рисунка, результаты работы /29/ (штрих-пунктирная линия), где функция диссипации была аппроксимирована выражением:

$$\frac{d\lambda(\chi, E_0)}{d\chi} = \exp\left[A_1(E_0)\chi^{C_1(E_0)} + A_2(E_0)\chi^{C_2(E_0)}\right], \tag{5.12}$$

удовлетворительно согласуются с экспериментом только при энергиях E_0 < 1 кэВ. В случае E_0 > 1 кэВ использование функции диссипации из работы /29/ приводит к значительным ошибкам. Штрих-пунктирная линия с двумя точками изображает функцию диссипации, представленную в работе /39/ и описываемую выражением

$$\lambda(\chi) = 4.2\,\chi \exp\left[-\left(\chi^2 + \chi\right)\right] + 0.48 \exp\left(-17.4\chi^{1.37}\right). \tag{5.13}$$

Эта функция сильно отличается от предложенной нами и от экспериментально полученной на всех энергиях. Такие отличия можно объяснить, если учесть, что выражение (5.13) есть результат обобщения экспериментальных работ по прохождению потоков электронов через тонкие металлические пленки, характер переноса электронов в которых значительно отличается от характера прохождения частиц в газовых средах.

Для рассчитанных в данном разделе функций диссипации было получено аналитическое выражение для $\lambda(\chi, E_0)$. Для удобства использования функции диссипации в случае потока с мононаправленным и изоторопным начальными угловыми распределениями представлены одним и тем же выражением:

$$\lambda(\chi, E_0) = \left[A_1(E_0)\chi + A_2(E_0)\right]\exp\left[A_3(E_0)\chi^2 + A_4(E_0)\chi\right]. \tag{5.14}$$

Зависимость коэффициентов A_1, A_2, A_3, A_4 от энергии представлена на рис.5.13 и в табл.5.3.

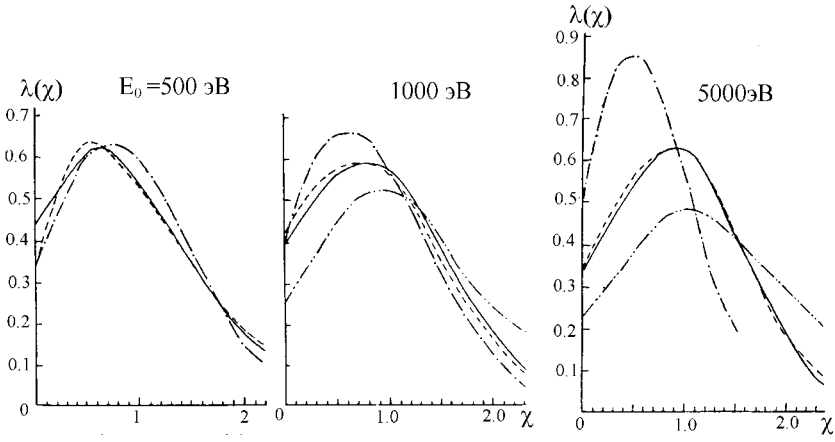


Рис.5.12. Функция диссипации энергии для электронов с $\theta_0=0^o$:
Сплошная линия - результаты статистического моделирования, пунктир для E_0=500,100 эВ - эксперимент /86/, для E_0=5000 эВ - эксперимент /168/; штрих-пунктир - результаты /29/, штрих-пунктир с двумя точками - /39/

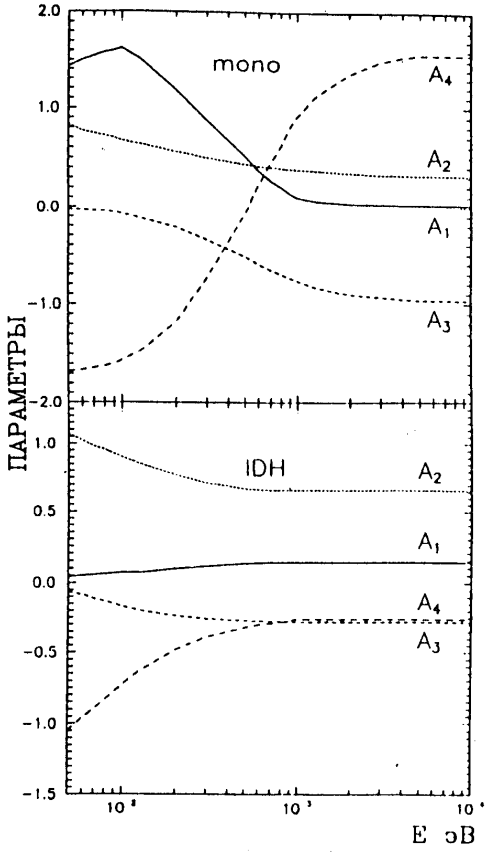


Рис.5.13. Зависимость коэффициентов, используемых в (5.14), от энергии:
а - для углового распределния в источнике с $\theta_0=0^o$, б - для изотропного распределения

Таблица 5.3

Параметры (5.14) для различных начальных энергий электронов

E_0, эВ	Мононаправленный поток				Изотропный поток			
	A_1	A_2	A_3	A_4	A_1	A_2	A_3	A_4
50	1.431	0.831	-0.0248	-1.673	0.0409	1.072	-0.0641	-1.054
100	1.621	0.669	-0.0673	-1.558	0.0711	0.899	-0.171	-0.720
500	0.523	0.437	-0.512	-0.0631	0.130	0.674	-0.271	-0.319
1000	0.104	0.386	-0.766	0.919	0.142	0.657	-0.277	-0268
5000	0.0216	0.321	-0.961	1.557	-	-	-	-

5.2. Энергетическое и угловое распределение авроральных электронов в атмосфере Земли

Рассмотрим дифференциальные характеристики переноса инжектированных в газ электронов. Введем следующие обозначения: *r(x,y,z)* - точка пространства в газовом поглотителе; $\boldsymbol{\omega}$ - единичный вектор направления движения частицы; *dS* - площадка, перпендикулярная к $\boldsymbol{\omega}$; *E* - энергия электрона. Выразим через $F(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\omega},E)\, dS\, d\boldsymbol{\omega}\, dE$ число частиц с энергиями в интервале *(E,E+dE),* пересекающих площадку *dS* в точке $\vec{r}$ в направлениях, сосредоточенных в диапазоне $(\boldsymbol{\omega},\ \boldsymbol{\omega}+d\boldsymbol{\omega})$ в единицу времени. В этом случае $F(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\omega},E)$ будет представлять собой характеристику, получившую название дифференциального потока частиц. При фиксированном направлении $\boldsymbol{\omega}$ зависимость $F(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\omega},E)$ от энергии называют энергетическим спектром потока, а при фиксированной энергии зависимость $F(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\omega},E)$ от $\boldsymbol{\omega}$ называют угловым распределением.

Угловое распределение, как правило, определяется относительно какого-либо выделенного направления. В ионосфере таким естественным направлением является силовая линия геомагнитного поля $\boldsymbol{B}$. Поэтому направление движения электронов, высыпающихся в ионосферу, принято определять относительно $\boldsymbol{B}$ и задавать двумя угловыми переменными: полярным углом θ (угол между $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{\omega}$), носящим название питч-угла, и азимутальным углом φ. Далее мы будем говорить только о питч-угловом распределении потока электронов, поскольку дифференциальные потоки в ионосферной плазме с достаточной степенью точности можно считать азимутально-симметричными.

5.2.1. Особенности энергетических спектров авроральных электронов

Интерес к исследованию особенностей дифференциальных потоков авроральных электронов и характера их трансформации в поглощающей среде связан со стремлением приблизиться к пониманию роли возможных физических механизмов, ответственных за процессы диссипации энергии электронов в верхних слоях атмосферы Земли. Немаловажным моментом является также возможность использования энергетических спектров электронных потоков для расчета пространственного распределения объемных скоростей образования компонент ионосферной плазмы в различных возбужденных состояниях.

Теоретические аспекты данной проблемы базируются на решении задачи переноса электронов в газовых средах и анализе особенностей энергетического и углового распределения деградировавших потоков. Для решения данной задачи в качестве основных механизмов диссипации энергии привлекаются традиционный столкновительный механизм неупругих взаимодействий - возбуждение и ионизация газа электронным ударом /85,212,321/ и механизмы коллективных плазменных

взаимодействий /45,246,344/. Представленные в работах /85,142,249,257,311,321/ результаты позволяют сделать вывод о том, что столкновительная модель в среднем удовлетворительно описывает регистрируемые в ионосфере дифференциальные потоки авроральных электронов.

На рис.5.14а приведены примеры энергетических спектров авроральных электронов, зарегистрированных в ракетном эксперименте /257/. Запуск ракеты произведен в предполуночном секторе в дугу полярного сияния, характеризующуюся относительной стабильностью яркости в эмиссии 557.7 нм порядка 40 килорэлеев. Измерения охватывали диапазон энергий 0.04-40 кэВ в интервале питч-углов 0-180^0. Сплошная линия на рис.5.14а соответствует дифференциальному потоку высыпающихся частиц (θ=0-90^o), плюсы - энергетическому спектру обратнорассеянных электронов. Пунктирная линия - результаты расчета дифференциального потока обратнорассеянных электронов, полученные на основе двухпотокового приближения с учетом только столкновительных взаимодействий /311/.

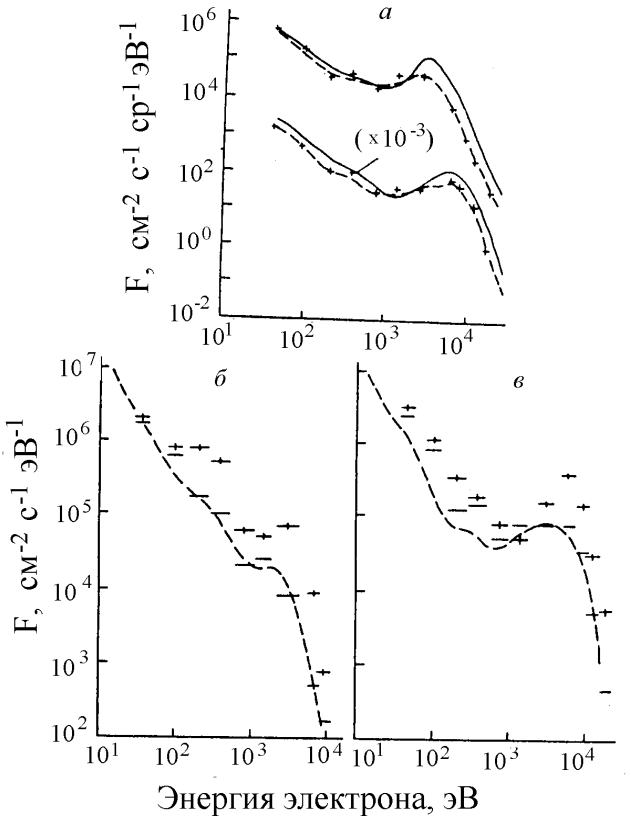


Рис.5.14. Примеры энергетических спектров авроральных электронов: высота измерений, км: а - 320-340, б - 270, в - 340

Примеры энергетических спектров высыпающихся (плюсы) и обратнорассеянных (пунктир) электронов, зарегистрированных в эксперименте /223/, аналогичном /257/, приведены на рис.5.14в. Здесь пунктирная линия соответствует результатам расчета энергетического спектра обратнорассеянных электронов, полученным на основе решения кинетического уравнения в рамках многопотокового приближения с учетом только столкновительных взаимодействий /223/.

Остановимся далее на отдельных особенностях структуры энергетического спектра в фиксированных энергетических интервалах. К одному из таких "интересных интервалов" относится участок от 10 до 100 эВ, на который неоднократно обращалось внимание исследователей /87,146,246,249,291/. Общей отличительной чертой поведения *F(E)* на этом интервале является тенденция кривой к "излому" в области энергий порядка 20-30 эВ. На рис.5.15 приведен ряд примеров, демонстрирующих данную особенность в структуре энергетического спектра авроральных электронов. Анализ формы *F(E)* в интервале 10-100 эВ принято проводить, представив энергетическую зависимость потока в виде двух степенных функций $F(E) \approx E^{\gamma}$ в областях 10-20 и 20-100 эВ с показателями γ_1 и γ_2 соответственно. Далее эти показатели будем называть спектральными индексами потока. Накопленные к настоящему времени экспериментальные данные позволяют очертить диапазон изменения спектральных индексов. Как следует из работ /83,140,238,279/, наблюдаемые изменения γ_1 заключены в интервале -3 - -5, а спектрального индекса γ_2 - в интервале -1.25 - -2.25.

Однако следует отметить, что экспериментальные данные относительно распределения спектрального индекса γ_1 и его динамики в зависимости от геофизических условий носят пока фрагментарный характер. Поведение γ_2 исследовано более детально. В работе /155/ на основе статистической обработки 106 энергетических спектров высыпающихся электронов, зарегистрированных с борта спутника DE-2 в интервале высот 300-1000 км, было установлено, что спектральный индекс изменяется в интервале -1.25 - -2.25 со средним значением -1.85. На рис.5.16 построена гистограмма распределения γ_2, полученная в /155/. Из приведенной гистограммы и результатов ряда ракетных измерений *F(E)* /146,291/ в областях локализации полярных сияний (рис.5.2, кривые 4 и 5) можно видеть, что в ионосфере иногда регистрируются потоки с аномально малыми спектральными индексами, не превышающими по модулю единицу.

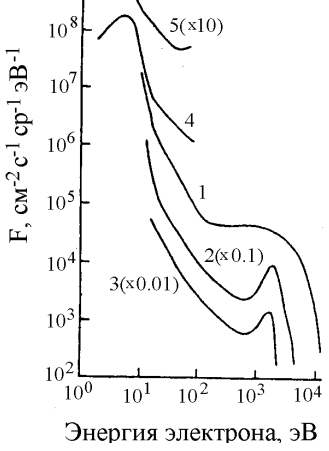


Рис.5.15. Примеры энергетических спектров с особенностью в интервале 10-100 эВ:
1,2 - экспериментальные данные /249/, 3,4,5 - соответственно данные работ /142,146,291/

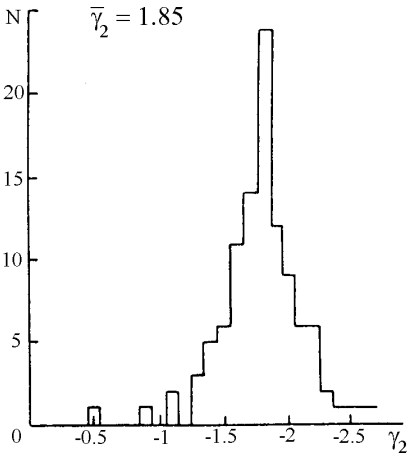


Рис.5.16. Распределение спектрального индекса γ_2 /155/

Детальный анализ поведения теоретических кривых $F(E)$ в рассмотренном выше интервале энергий 10-100 эВ не проводился. Однако в опубликованных работах, посвященных расчету дифференциальных потоков электронов на основе решения кинетического уравнения переноса /85,223,311,321/, тенденция к излому кривой энергетического распределения в области 20-30 эВ не просматривается. Во всем интервале 10-100 эВ спектральный индекс γ близок к постоянной величине, равной -2. Это послужило причиной поиска механизмов взаимодействия электронного пучка с атмосферой Земли, отличных от столкновительных. В работе /246/ были высказаны предположения и получены результаты, говорящие о том, что наблюдаемый излом и малые спектральные индексы могут быть объяснены привлечением коллективных процессов взаимодействия электронного потока с поглощающей средой. Такой подход к данной проблеме был применен так же в работах /45,344/.

5.2.2. Роль вторичных электронов в формировании энергетического спектра

Рассмотрим особенности динамики и структуры энергетических спектров, рассчитанных на основе алгоритма, описанного в главе 4. Использование метода статистического моделирования позволяет избежать ошибок, связанных с применением приближенных методов решения кинетического уравнения переноса, и получить количественные оценки роли электронов ионизационного каскада и деградировавших первичных электронов в формировании различных участков энергетического спектра.

Воспользуемся системой координат, описанной в разделе 5.1.1. Начальные параметры инжектированного в газ потока зададим в соответствии с выражением (5.5). Все расчеты, представленные здесь, были проведены для молекулярного азота.

Введем следующие обозначения: $F^{\downarrow}(E,z)$ - энергетический спектр электронного потока, направленного в нижнюю полусферу, т.е. проинтегрированного по θ от 0 до 90^{o}; $F^{\downarrow}(E,z)$ - то же в верхнюю полусферу, т.е. проинтегрированного от 90 до 180^{o}. Параметр z определяет глубину проникновения потока вдоль оси z и выражается в граммах на квадратный сантиметр. В ряде случаев на графиках будет использован параметр χ, определяющий глубину проникновения в долях экстраполированной длины пробега: $\chi = z/R_e$.

На рис.5.17 приведены примеры, дающие общее представление о форме $F^{\downarrow}(E,z)$ на различных расстояниях от источника первичных электронов. Расчеты были выполнены для моноэнергетических потоков электронов с E_0 = 0.3 и 5 кэВ, инжектированных в нижнюю полусферу с θ_0=0. Из рисунка видно, что в области малых энергий наблюдаются интенсивные потоки, которые с ростом E уменьшаются, и $F^{\downarrow}(E,z)$ достигает минимума, локализованного при энергиях $E \approx E_0/2$. Дальнейшее возрастание E снова приводит к увеличению потока, достигающего максимума в области начальных энергий первичных электронов. Интенсивности потоков в различных энергетических интервалах испытывают идентичные вариации в зависимости от глубины проникновения. Сначала наблюдается возрастание потоков, которые достигают определенного уровня насыщения и начинают уменьшаться с дальнейшим ростом. Перманентное уменьшение $F^{\downarrow}(E,z)$ характерно только для электронов с энергиями $E \approx E_0$. Отметим, что для потоков, направленных в верхнюю полусферу, наблюдается аналогичное поведение энергетических спектров.

Рис.5.18 позволяет более детально рассмотреть характер изменения дифференциального потока в различных энергетических интервалах в зависимости от глубины проникновения первичного потока в газ. Приведенный на рисунке пример иллюстрирует поведение $F^{\downarrow}(E,z)$ в шести энергетических интервалах для первичного потока электронов, инжектируемых в нижнюю полусферу с E_0=1 кэВ и двумя типами

угловых распределений в источнике - мононаправленным с $\theta_0=0$ и изотропным в нижней полусфере.

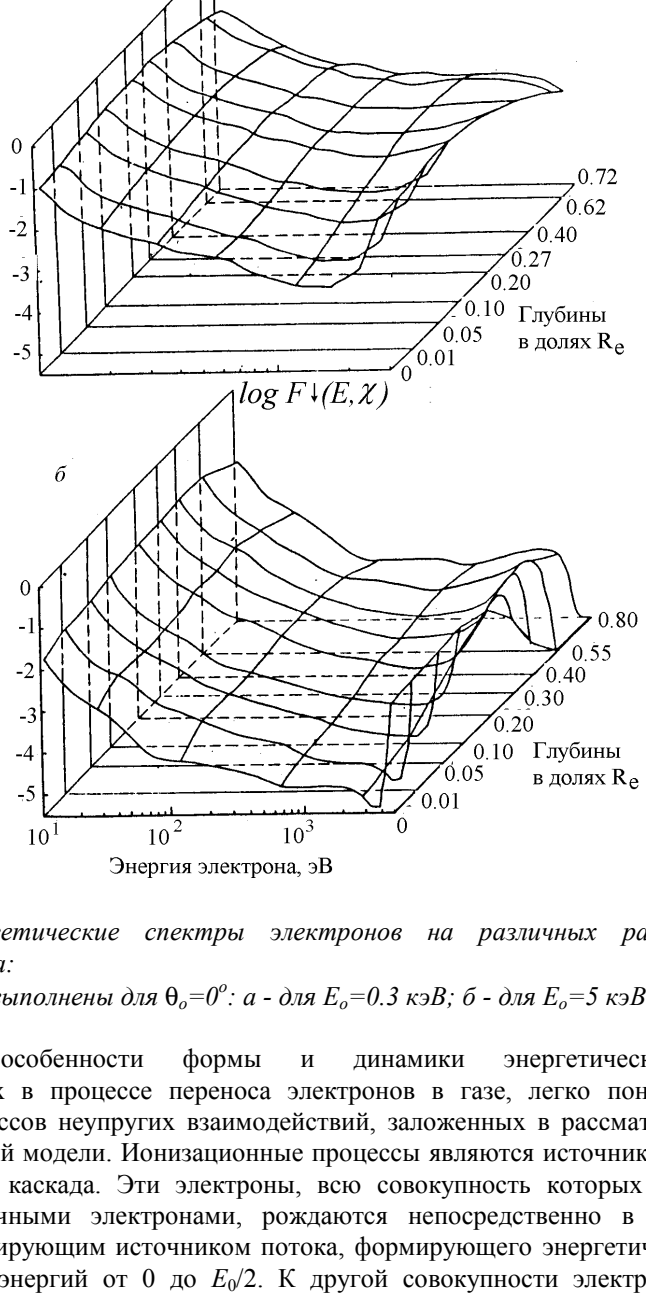


Рис.5.17. Энергетические спектры электронов на различных расстояниях от источника:
расчеты выполнены для $\theta_o=0^o$: а - для $E_o=0.3$ кэВ; б - для $E_o=5$ кэВ

Общие особенности формы и динамики энергетических спектров, сформированных в процессе переноса электронов в газе, легко понять, исходя из характера процессов неупругих взаимодействий, заложенных в рассматриваемой нами столкновительной модели. Ионизационные процессы являются источниками электронов ионизационного каскада. Эти электроны, всю совокупность которых мы условимся называть вторичными электронами, рождаются непосредственно в поглотителе и являются доминирующим источником потока, формирующего энергетический спектр в области малых энергий от 0 до $E_0/2$. К другой совокупности электронов относятся первичные частицы, растратившие свою энергию в неупругих соударениях. Их принято называть деградировавшими первичными электронами. Деградировавшие первичные электроны как бы заплывают в область малых энергий справа, формируя максвелловскую часть энергетического спектра с максимумом, локализованном при $E \leq E_0$. Суперпозиция потоков вторичных и деградированных первичных электронов и

образует наблюдаемые в эксперименте и получаемые в теоретических расчетах дифференциальные потоки. На рис.5.19 приведены результаты расчета энергетических спектров электронов для начального моноэнергетического потока с E_0=0.1, 0.5, 1, 5 кэВ. Питч-угловое распределение в источнике задавалось мононаправленным с θ_0=0 и изотропным в нижней полусфере. Из рисунка видно, что на малых глубинах проникновения пучка в поглотитель форма низкоэнергетической части спектра практически полностью обеспечена электронами ионизационного каскада. В области минимума $F^{\downarrow}(E,z)$ доминирующими являются потоки деградированных первичных электронов. Количественный вклад вторичных и деградированных первичных электронов в величину суммарного дифференциального потока в различных энергетических диапазонах и на различных глубинах проникновения первичного потока в поглотитель можно охарактеризовать отношением

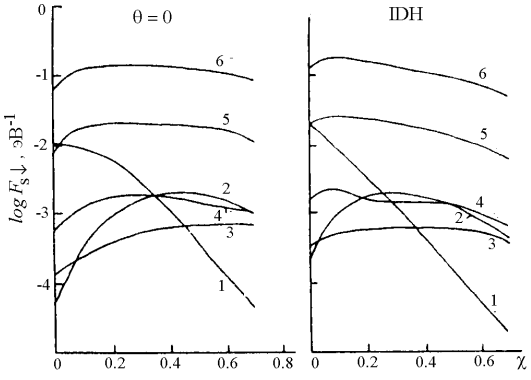


Рис.5.18. Изменение дифференциального потока электронов в зависимости от глубины проникновения в поглотитель:
энергетические интервалы, эВ: 1 - 900-1000, 2 - 600-700, 3 - 200-250, 4 - 60-70, 5 - 16-18, 6 - 10-11

$$r(E,\chi) = F_s(E,\chi) / F(E,\chi), \tag{5.15}$$

где $F_s(E,\chi)$ - дифференциальный поток вторичных электронов на глубине проникновения χ. На рис.5.20 приведены примеры семейств $r(E,\chi)$, рассчитанные для дифференциальных потоков, направленных в нижнюю полусферу.

5.2.3. Анализ результатов теоретических расчетов

Точность результатов расчета дифференциальных характеристик переноса авроральных электронов в атмосферных газах в значительной степени определяется типом вычислительной модели, заложенной в процедуру учета потерь энергии и углового рассеяния первичных и вторичных электронов в столкновениях с компонентами поглотителя. Поэтому представляется крайне важным сравнение данных, полученных методом моделирования электронных траекторий с учетом потерь энергии и угла рассеяния в каждом индивидуальном столкновении, с результатами приближенного учета характеристик торможения. К настоящему времени основной массив дифференциальных характеристик переноса авроральных электронов в атмосферных газах получен на основе численного решения кинетического уравнения переноса /85,223,311,321/. Одним из наиболее часто используемых методов решения уравнения переноса является двухпотоковое приближение. В области физики земной ионосферы

данный метод развит в работах, посвященных проблеме переноса малоэнергичных фотоэлектронов (E<100 эВ). Для переноса авроральных электронов в энергетическом интервале от 0 до десятков килоэлектронвольт он был впервые использован в работе /85/. Вычислительная схема, применяемая в ней, предусматривала разбиение потока электронов на два энергетических интервала: для E<500 эВ было реализовано двухпотоковое приближение, а в случае E>500 эВ кинетическое уравнение решалось в приближении Фоккера-Планка.

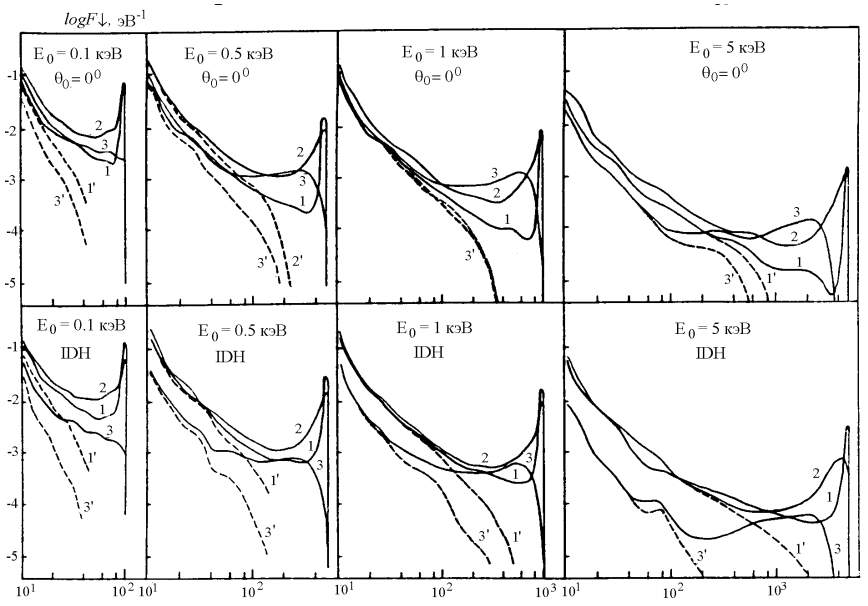


Рис.5.19. Энергетические спектры полного потока и потока вторичных электронов на различных расстояниях от источника:
1-3 - полные потоки; 1'-3' - потоки вторичных электронов. Обозначения 1(1'), 2(2'), 3(3') соответствуют расстояниям от источника z, равным 0.01, 0.2, 0.7R_e

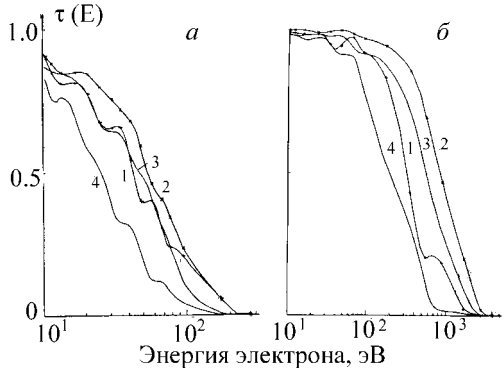


Рис.5.20. Доля вторичных электронов в общем потоке на различных расстояниях от источника:
а - E_0=0.3 кэВ, $\theta_0=0^0$; z/ R_e: 1 - 0, 2 - 0.05, 3 - 0.3, 4 - 0.7; б - E_0=5 кэВ, $\theta_0=0^o$, z/R_e: 1 - 0, 2 - 0.05, 3 - 0.3, 4 - 0.8

На рис.5.21 пунктирные линии соответствуют примерам энергетических спектров, рассчитанных в работе /85/ для инжектированных в атмосферу электронов, имеющих

изотропное питч-угловое распределение и энергетическое распределение, близкое к моноэнергетическому с E_0=0.8 и 5 кэВ; сплошные кривые - результат статистического моделирования процесса переноса электронов с теми же начальными параметрами. Несмотря на возможные ошибки, несомненно имеющие место в процедуре отождествления высот, на которых сравниваются энергетические спектры, рисунок демонстрирует лишь качественное согласие формы и величины дифференциальных потоков.

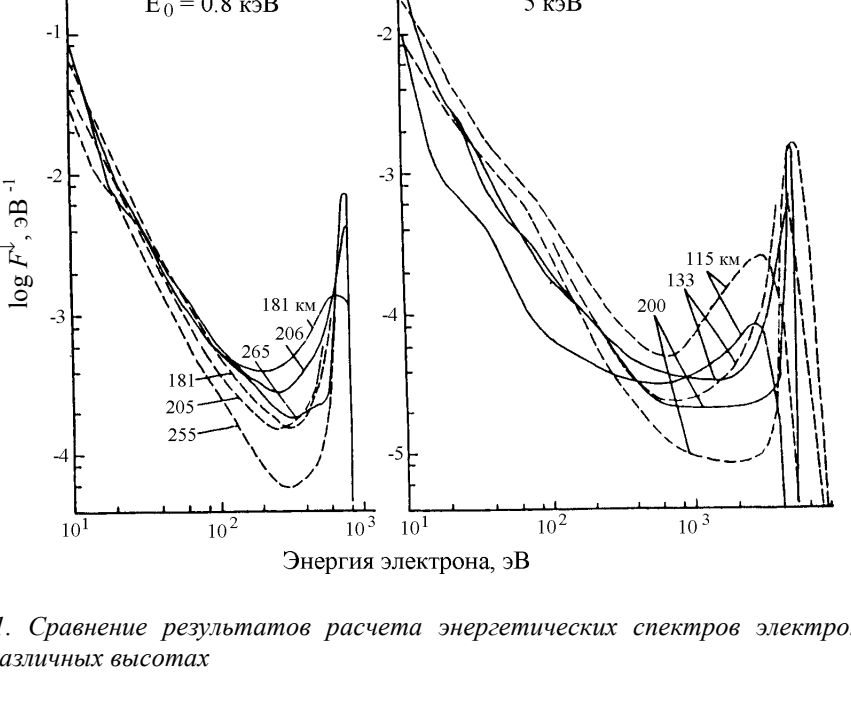


Рис.5.21. Сравнение результатов расчета энергетических спектров электронов на различных высотах

Дальнейшее развитие двухпотоковое приближение получило в работах /310,311/, авторы которых распространили данный метод решения кинетического уравнения вплоть до энергий порядка нескольких десятков килоэлектронвольт. При этом в /311/ была реализована новая, более корректная процедура сшивания направленных вверх и вниз потоков и более точный учет дискретности в потерях энергии электронами при неупругих соударениях.

На рисунке 5.22а приведены примеры расчета дифференциальных потоков $F^{\downarrow}(E,z)$ (ломаные линии), выполненые в двухпотоковом приближении. Источник электронов помещался на высоте 400 км. Распределение электронов в источнике задавалось в виде

$$F(E_0)dE_0 = 2\pi \exp\left[-\left((E-E_0)/0.63E_0\right)\right]dE_0\,, \qquad (5.16)$$

где E_0=500 эВ.

Сплошными кривыми на рис.5.22 представлены энергетические спектры, рассчитанные методом статистического моделирования для идентичных работе /311/ условий переноса и начальных параметров инжектируемых в газ электронов. Сравнение результатов расчета энергетических спектров обратно рассеянных электронов, полученных в рамках двухпотокового приближения, с результатами, полученными нами, показывает удовлетворительное согласие. Такое согласие наблюдается и для направленных в нижнюю полусферу потоков $F^{\downarrow}(E)$ для $h\geq$ 200 км (рис.5.22б). На более низких высотах, т.е. больших глубинах проникновения первичного пучка электронов в

газ, можно видеть согласие только для интервала энергий менее 50 эВ. В интервале свыше 50 эВ наблюдается систематическое превышение потоков, рассчитанных методом статистического моделирования. На рис.5.22б приведены также энергетические спектры, рассчитанные в работе /298/ в рамках многопотокового приближения (пунктирные кривые). Из рисунка видно, что результаты расчета $F^{\uparrow}(E,h$=400 км) и $F^{\downarrow}(E,h$>200 км), полученные при решении кинетического уравнения в многопотоковом приближении, хорошо согласуются с таковыми в случае двухпотокового приближения и моделирования переноса методом Монте-Карло. При больших глубинах проникновения первичного пучка электронов в газ (h<200 км) дифференциальные потоки $F^{\downarrow}(E)$, рассчитанные в многопотоковом приближении, демонстрируют значительное превышение во всем энергетическом диапазоне. Отметим, что для электронов с начальной энергией E_0=500 эВ высота 200 км в модели нейтральной атмосферы CIRA-1965, для которой проводились расчеты, для источника локализованного на высоте 400 км, соответствует пройденной массе 1.08×10^{-6} г см$^{-2}$. Данная масса в долях длины экстраполированного пробега R_e для мононаправленного потока электронов с θ_0=0 соответствует величине 0.5.

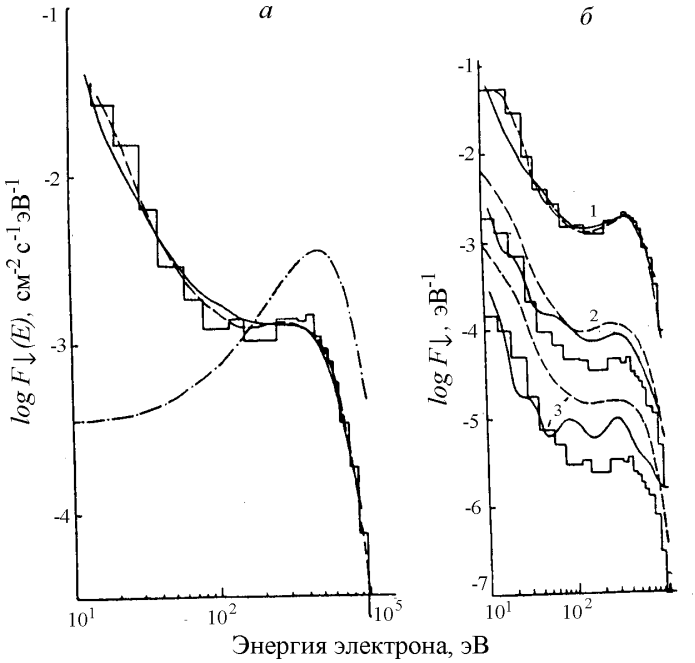


Рис.5.22. Энергетические спектры электронов на различных высотах.
а - потоки обратнорассеянных электронов на высоте 400 км; б - 1,2,3 соответствуют потокам, направленным в нижнюю полусферу на высотах 200, 152, 143 км; штрих-пунктир - заданный поток высыпающихся электронов (5.16)

5.2..4 Особенности структуры энергетических спектров в интервале 10-100 эВ

Большое значение для апробации теоретических моделей переноса электронов в атмосферных газах могли бы играть результаты одновременных измерений энергетических спектров авроральных электронов на разных высотах в достаточно широком энергетическом интервале при заданном (или измеренном) потоке высыпающихся частиц. Отсутствие экспериментальной информации данного типа

вынуждает исследователей привлекать для проверки теоретических моделей результаты отдельных, носящих фрагментарный характер, измерений.

На рис.5.23 приведен дифференциальный поток обратнорассеянных электронов $F^{\uparrow}(E)$, зарегистрированный с борта ракеты, запущенной в область дуги полярного сияния с интенсивностью эмиссии 557.7 нм порядка 40 килорэлеев /223/. Сплошной кривой представлены результаты расчета спектра методом статистического моделирования, пунктирная кривая соответствует результатам, полученным в работе /223/ путем решения кинетического уравнения переноса в рамках многопотокового приближения. Оба расчета проведены для одного и того же первичного потока $F^{\uparrow}(E)$, измеренного ракетой. Из рисунка видно, что $F^{\uparrow}(E)$, рассчитанные методом статистического моделирования, демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными.

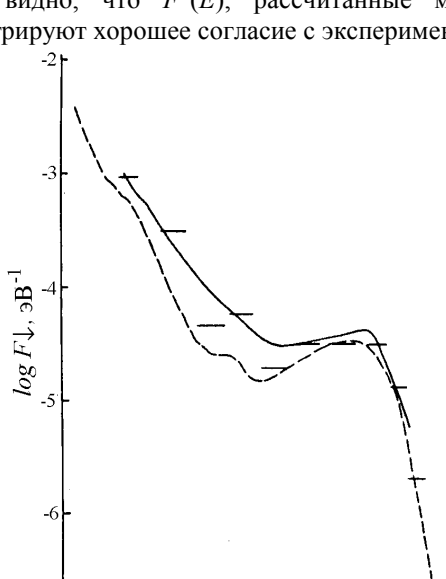


Рис.5.23. Энергетический спектр обратнорассеянных электронов: горизонтальные черточки – ракетные измерения /223/

В разделе 5.2.1 обращалось внимание на тот факт, что экспериментальные данные свидетельствуют о наличие определенной особенности в структуре дифференциального потока *F(E)* в интервале энергий 10-100 эВ /87,146,246,249,291/. Эта особенность заключается в том, что кривая *F(E)* как бы испытывает излом в области энергий 20-30 эВ.

Очевидно, что в столкновительных моделях переноса структура *F(E)* будет в первую очередь определяться точностью учета дискретного характера потерь энергии электронами при неупругих столкновениях всех типов (возбуждение, ионизация). Особую важность учет дискретности потерь энергии приобретает в диапазоне малых энергий электронов, когда потери энергии сравнимы с энергией электрона.

Столкновительная модель, описанная в главе 4, реализует учет вероятностного характера потерь энергии электронов в каждом индивидуальном акте рассеяния, являясь по сути точной имитацией реального процесса торможения электронов в газе. Посмотрим, приводит ли к каким-либо структурным особенностям дифференциального потока в интервале 10-100 эВ корректный учет потерь энергии электронами при неупругих соударениях. Уже на рисунке 5.17, иллюстрирующем поведение $F^{\downarrow}(E,\chi)$, можно было заметить присутствие в структуре дифференциального потока излома в

области энергий 20-30 эВ. Представим, что дифференциальный поток *F(E)* аппроксимирован степенной функцией $E^{\gamma(E)}$ в интервале 10-100 эВ и рассчитаем $\gamma(E)$. Полученный таким образом спектральный индекс γ(E) для $F^{\downarrow}(E,\chi)$ приведен на рис.5.24 для моноэнергетических начальных пучков электронов с энергиями 0.5, 1 и 5 кэВ при двух видах углового распределения в источнике: мононаправленным с θ_0=0 (верхние графики) и изотропным в нижней полусфере. Черные кружки, плюсы и светлые кружки на рисунке соответствуют трем глубинам проникновения: 0.01, 0.2 и 0.7 R_e.

На рис.5.24 отчетливо видно, что в интервале энергий 20-25 эВ кривая спектрального индекса γ(E) испытывает резкий излом. Сплошной линией выделено поведение спектрального индекса только для потоков вторичных электронов - $\gamma_S(E)$ Тенденция к превышению γ(E) над $\gamma_S(E)$ по мере возрастания глубины проникновения электронного пучка в газ связана с постепенным заплыванием деградированных первичных электронов в сторону малых энергий. По аналогии с методикой обработки экспериментальных энергетических спектров авроральных электронов аппроксимируем теоретические потоки $F^{\downarrow}(E,\chi)$ и $F^{\uparrow}(E,\chi)$ двумя степенными функциями в интервалах 10-20эВ и 20-100 эВ. Методом наименьших квадратов определим γ_1 и γ_2 на 8 уровнях χ, задаваемых в интервале от 0.01 до 0.8 R_e.

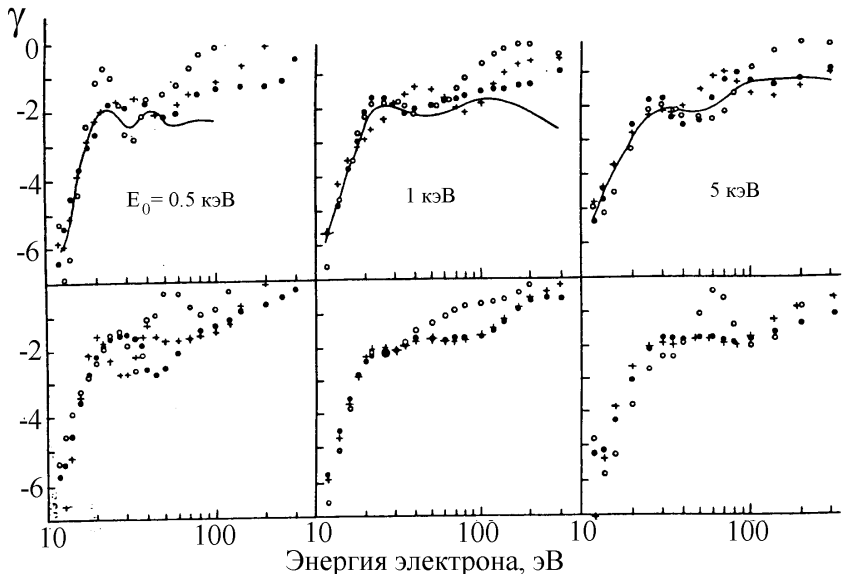


Рис.5.24. Поведение спектрального индекса $\gamma(E)$ на различных расстояниях от источника

На рис.5.25 построены усредненные по всем уровням χ спектральные индексы $\bar{\gamma}_1$ и $\bar{\gamma}_2$ в зависимости от начальной энергии электронов E_0. Плюсы соответствуют γ_2, определенным по данным измерений электронных потоков на спутнике DE-2 /155/ в интервале высот 300-400 км. Расчеты показывают, что для потоков электронов с начальными энергиями 0.1-10 кэВ спектральный индекс γ_1 лежит в интервале -3 - -4, а γ_2 - в интервале -1.2 - -2.2, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными (см. рис.5.15 и 5.16).

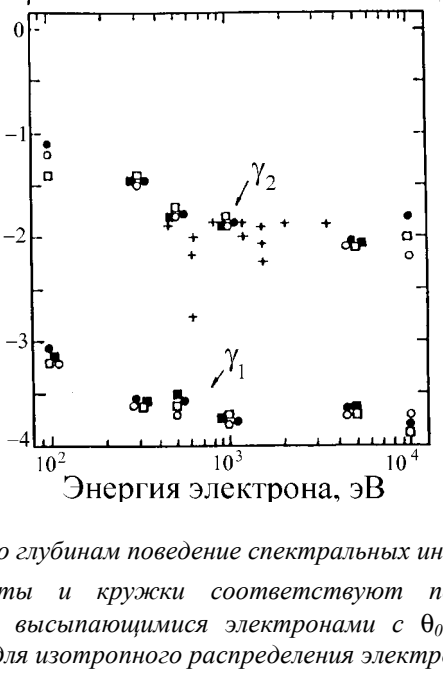


Рис.5.25. Усредненное по глубинам поведение спектральных индексов $\bar{\gamma}_1(E_0)$ *и* $\bar{\gamma}_2(E_0)$*: светлые квадраты и кружки соответствуют потокам* $F^{\downarrow}(E)$ и $F^{\uparrow}(E)$*, сформированным высыпающимися электронами с* $\theta_0=0^0$*; черные квадраты и кружки - то же для изотропного распределения электронов в источнике*

Такое поведение спектрального индекса в области энергий, близких к 20 эВ, по-видимому, связано с характером поведения функции потерь энергии (см. раздел .2.7), имеющей излом в данной области энергий. Возрастание γ_1 и γ_2 с уменьшением энергии вызвано "заплыванием" в эту область деградировавших первичных электронов

5.2.5. Особенности углового распределения авроральных электронов

Рассмотрим особенности угловых распределений инжектированных в газ электронов. В основу анализа положим исследование формы дифференциального потока электронов $F(\theta)$ в различных энергетических интервалах ΔE. С учетом характера энергетических спектров электронов, формирующихся в газе (рис.5.17), представляется целесообразным выделить три группы электронов. К первой отнесем электроны, претерпевшие малое число неупругих соударений и, как следствие, имеющих энергии, близкие к начальной энергии пучка: $E_0/2<E\leq E_0$. Данные электроны в соответствии с терминологией, предложенной в работе /310,311/, будем называть непоглощенными. Во вторую группу включим электроны с энергиями $E\approx E_0/2$, которые образуют область минимума в кривой энергетического спектра. Отметим, что данный участок дифференциального спектра формируется как первичными электронами, потерявшими значительную часть своей энергии, так и высокоэнергичным хвостом вторичных электронов. Относительный вклад в суммарный поток деградированных первичных и рожденных в газе вторичных электронов определяется глубиной проникновения пучка в поглотитель (рис.5.20). В качестве третьей группы выберем электроны с энергиями $E\leq 0.1E_0$, которые в основном являются электронами ионизационного каскада.

Рассмотрим поведение углового распределения непоглощенных электронов на различных расстояния от источника. Основная особенность поведения $F(\theta,z)$ непоглощенных электронов заключается в том, что характер углового распределения потока в нижней полусфере ($\theta = 0 - 90^0$) с ростом z стремится к диффузной форме: $F(\theta)\sim$

$A\cos^2\theta\sin\theta$. При этом такое поведение $F(\theta,z)$ наблюдается вне зависимости от величины начальной энергии и типа углового распределения электронов в источнике.

На рис.5.26 в качестве примера приведены угловые распределения потока электронов из энергетического интервала 3.5-5 кэВ, рассчитанные для начальных пучков, имеющих в источнике энергию E_0=5 кэВ и два типа углового распределения: мононаправленное с $\theta=0^o$ (рис.5.26а) и изотропное в нижней полусфере (рис.5.26б).

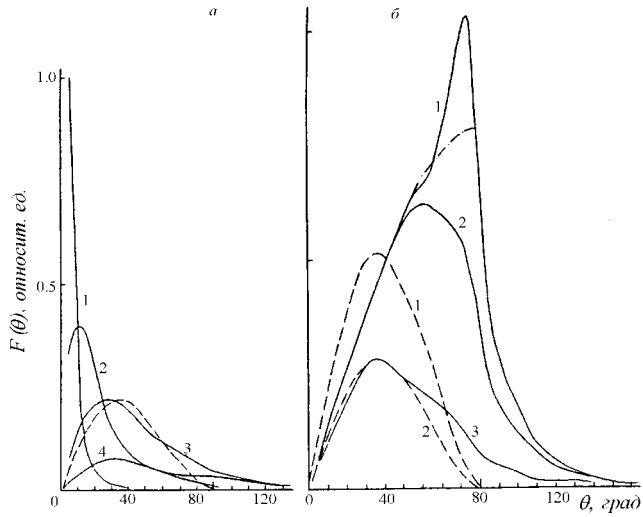


Рис.5.26. Угловое распределение дифференциального потока электронов в интервале 3.5-5 кэВ (для E_o=5 кэВ):
сплошные кривые - результаты статистического моделирования, пунктир диффузионное распределение, штрих-пунктир - изотропное.
а - 1,2,3,4 - z/R_e=0.01, 0.1, 0.3, 0.55 для $\theta_0=0^o$; б - сплошные кривые 1,2,3 - z/R_e =0.01, 0.05, 0.3 для изотропного распределения в источнике

Угловое распределение отнесенных к третьей группе электронов проиллюстрировано на рис.5.27 для энергетического интервала 10-40 эВ. Из рисунка видно, что $F(\theta,z)$ на всех z близко к изотропному распределению. Полученный результат легко объясняется тем, что электроны, формирующие поток в данном диапазоне энергий, являются в основном вторичными электронами, рожденными в процессе ионизации с заданным в модели изотропным угловым распределением. Поскольку источник вторичных электронов не локализован в одной точке, а распределен по z (в соответствии с функцией ионообразования), то на всех глубинах будет наблюдаться стремление потока сохранить форму углового распределения, заложенную в источнике.

Из вышесказанного следует, что вне зависимости от формы углового распределения первичных (высыпающихся) электронов низкоэнергетичная часть дифференциального потока в атмосфере Земли будет демонстрировать изотропное угловое распределение на всем пути проникновения первичного потока.

Примеры угловых распределений электронов второй группы, формирующие поток в области минимума энергетического спектра, приведены на рис.5.28.

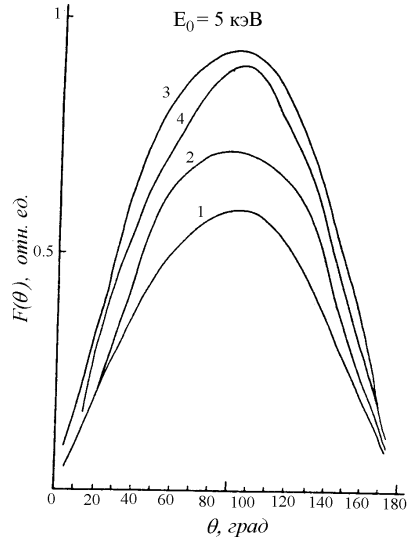


Рис.5.27. Угловое распределение дифференциального потока электронов в интервале 10-40 эВ (E_o=5 кэВ):
1,2,3,4 - z/R_e=0.01, 0.1, 0.3, 0.55 соответственно

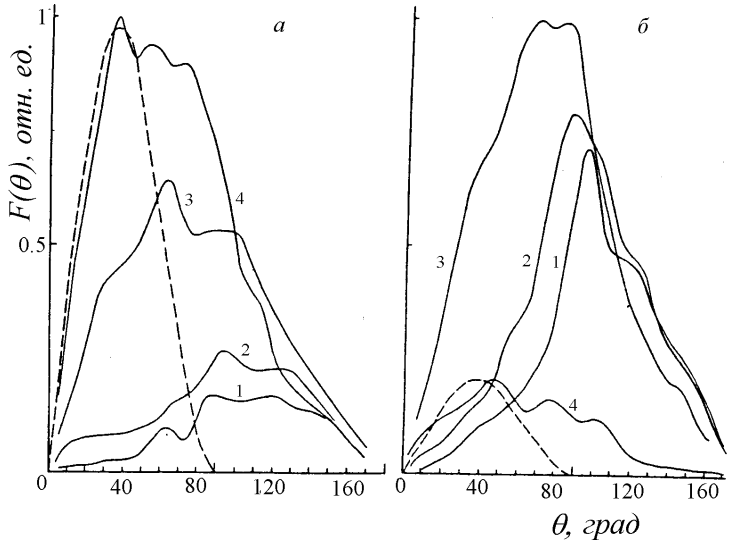


Рис.5.28. Угловое распределение дифференциального потока электронов в интервале 0.4-3.5 кэВ (E_o=5 кэВ). Обозначения те же, что и на рис.5.27

Рис.5.29 иллюстрирует угловые распределения суммарного потока на различных расстояниях от источника. Из рисунка видно, что с увеличением *z* у кривой дифференциального потока сначала наблюдается тенденция трансформироваться к форме диффузионного распределения. Однако с дальнейшим ростом *z* кривая *F(θ,z)* отчетливо трансформируется к изотропному распределению. Полученная эволюция углового распределения суммарного потока с увеличением глубины проникновения связана с возрастанием в общем потоке доли вторичных электронов, имеющих изотропное угловое распределение.

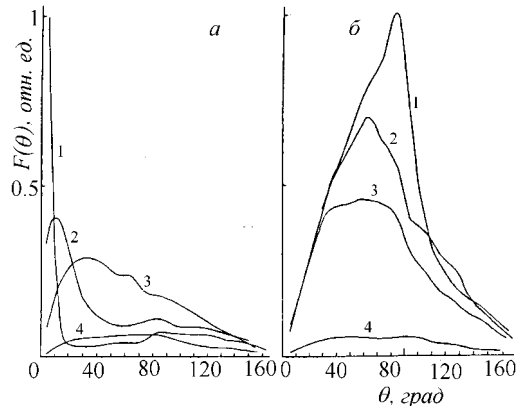


Рис.5.29. Угловое распределение полного потока электронов (E_o=5 кэВ).
а - $\theta_o=0^o$; б - изотропное угловое распределение в источнике; 1,2,3,4 - результаты статистического моделирования для z/R_e=0.01, 0.05, 0.3, 0.8 соответственно.

Дифференциальной характеристикой, используемой для описания отражательной способности поглотителя, часто служит коэффициент обратного рассеяния *K(E,z),* определяемый как отношение потока, направленного в верхнюю полусферу, к потоку в нижнюю:

$$K(E,z)=F^{\uparrow}(E,z)/F^{\downarrow}(E,z). \qquad (5.17)$$

Примеры *K(E,z)* представлены на рис.5.30 для электронов, имеющих в источнике энергию E_0=5 кэВ и два типа угловых распределений: мононаправленного с $\theta_0=0^0$ (рис.5.30а) и изотропного в нижней полусфере(рис.5.30б).

Для экспериментальной апробации результатов, изложенных в данном разделе, воспользуемся данными измерений питч-угловых распределений авроральных электронов в полярной ионосфере /223/. Результаты расчетов угловых распределений, проведенные для энергетических каналов в соответствии с экспериментом /223/, представлены на рис.5.31. Этот рисунок подтверждает удовлетворительное согласие рассчитанных и измеренных угловых распределений во всех диапазонах энергий. Поэтому, в отличие от выводов, сделанных в работе /223/, мы полагаем, что основания для предположений о реализации каких-либо дополнительных механизмов диссипации энергии, кроме столкновительных, отсутствуют.

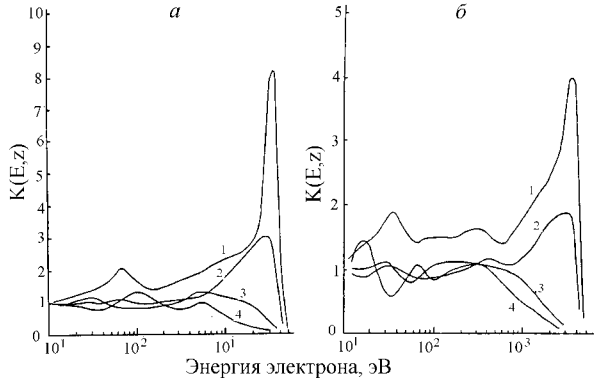


Рис.5.30. Коэффициент обратного рассеяния K(E,z):
1,2,3,4 - результаты статистического моделирования для z/R_e=0.01, 0.05, 0.3, 0.8 соответственно; E_o=5 кэВ

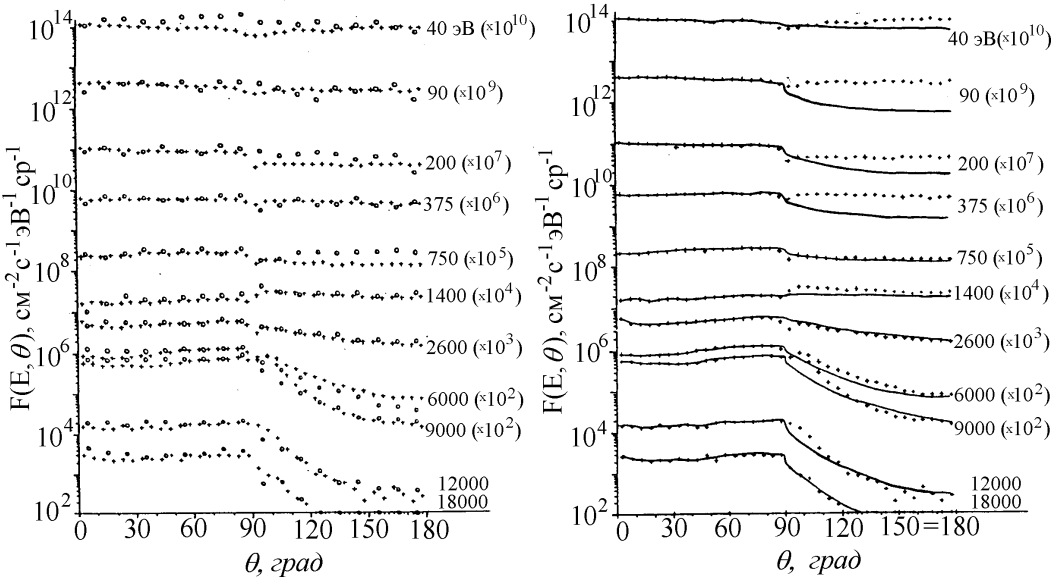


Рис.5.31. Угловое распределение авроральных электронов в различных энергетических интервалах.
+ - эксперимент /223/, сплошные кривые - расчет в многопотоковом приближении /223/, o *-результаты статистического моделирования*

5.3. Особенности переноса авроральных электронов в атмосфере Земли

В предыдущих главах был рассмотрен процесс переноса электронов в N_2, O_2 и O и рассчитаны его основные характеристики. Из полученных результатов можно сделать вывод о том, что влияние сорта поглотителя на характеристики переноса электронов не столь значительны, чтобы привести к существенным ошибкам при использовании этих характеристик, полученных для однокомпонентной среды, в различных вариантах газовых смесей. Этот вывод несомненно важен при анализе или численном моделировании физических процессов в различных моделях нейтральной атмосферы Земли. Однако следует учитывать то обстоятельство, что полученные характеристики переноса, если их применять к реальной атмосфере Земли, полностью справедливы только при условии движения электронов в постоянном и безградиентном магнитном поле. Данное замечание относится также и к большинству аналогичных результатов, полученных другими авторами как экспериментальным, так и теоретическим путем.

Степень влияния магнитного поля Земли на электронные траектории связана в первую очередь с учетом градиентных дрейфов и изменением питч-углов электронов на длине свободного пробега между двумя последовательными соударениями с частицами атмосферы. В работе /19/ были получены оценки дрейфа электронов на длине свободного пробега за счет $\nabla_{\perp}B$ и кривизны силовых линий, которые позволяют пренебречь данными эффектами при расчетах характеристик переноса на высотах h<1000 км. В этой же работе была предпринята попытка учета изменения питч-угла электрона при его движении из источника до первого соударения и получено, как следствие, значительное возрастание альбедо-потока. По-видимому, следующим шагом в исследовании влияния магнитного поля Земли на характеристики переноса авроральных электронов должен явиться строгий учет движения электронов в дипольном магнитном поле до полного их торможения в атмосфере.

5.3.1. Влияние магнитного поля Земли на интегральные характеристики переноса авроральных электронов

Рассмотрим влияние геомагнитного поля на интегральные характеристики переноса авроральных электронов в атмосфере Земли. Представленные ниже результаты расчетов получены для моноэнергетических потоков электронов с двумя типами питч-углового распределения в источнике: мононаправленным с $\theta_0=0$ и изотропным в нижней полусфере. Источник электронов расположен на высоте 700 км. На рис.5.32 построены энергетические зависимости величины альбедо-потока. Из рисунка видно, что даже при $\theta_0=0$ включение дипольного магнитного поля приводит к возрастанию $T_E(E_0)$. При изотропном питч-угловом распределении в источнике наблюдается существенное увеличение величины альбедо-потока во всем диапазоне энергий. Кроме увеличения, для изотропного потока наблюдается и качественное изменение зависимости T_E от начальной энергии, проявившееся в менее крутом спадании альбедо-потока с ростом E_0 в случае учета дипольности геомагнитного поля. Это можно объяснить увеличением вклада в альбедо-поток электронов, имеющих питч-углы, близкие к 90^o, часть которых начинает отражаться магнитным полем на первых длинах свободного пробега. Так как вероятность вылета из среды отраженного магнитным полем электрона пропорциональна длине свободного пробега, которая в свою очередь растет с увеличением энергии.

Примеры высотного распределения $W(h,E_0)$, рассчитанные для электронов с E_0=100, 500 и 1000 эВ при наличии или отсутствии дипольного магнитного поля, представлены на рис.5.33. Из рисунка видно, что в диапазоне высот, где локализована основная часть выделившейся в атмосфере энергия электронов, включение магнитного поля не оказывает существенного влияния на $W(h,E_0)$. Детально влияние магнитного поля на характер высотного распределения выделившейся энергии можно проиллюстрировать высотным распределением относительного отклонения, определенного как

$$\Delta(h,E_0)=\frac{W_B(h,E_0)-W(h,E_0)}{W_B(h,E_o)}, \qquad (5.18)$$

где $W_B(h,E_0)$ и $W(h,E_0)$ - функции высотного распределения выделившейся в атмосфере энергии при наличии и отсутствии дипольного магнитного поля.

Высотные профили $\Delta(h,E_0)$ приведены на рис.5.34.

Анализ влияния дипольного магнитного поля на функции энерговыделения электронов в атмосфере Земли показал, что для мононаправленного потока это влияние незначительно (максимальное отличие в максимуме $W(h,E_0)$ не более 5%). Для изотропного потока эти отличия более существенны, но величина $\Delta(h,E_0)$ практически не зависит от высоты и равна относительному отклонению величины альбедо-потока в случае учета дипольного магнитного поля от альбедо-потока в отсутствии поля. Таким образом, можно сделать вывод, что для решения задач ионосферной физики можно использовать функцию диссипации, полученную в разделе 5.1.3. .Функция высотного распределения выделившейся в атмосфере энергии потока электронов в этом случае будет описываться выражением:

$$W(h,E_0)=\frac{E_0}{\overline{R}(E_0)}\left[1-T_E^B(E_0)\right]\lambda(\chi,E_0)\times\rho(h), \qquad (5.19)$$

где $T_E^B(E_0)$ - величина альбедо-потока, рассчитанная при учете дипольного магнитного поля Земли.

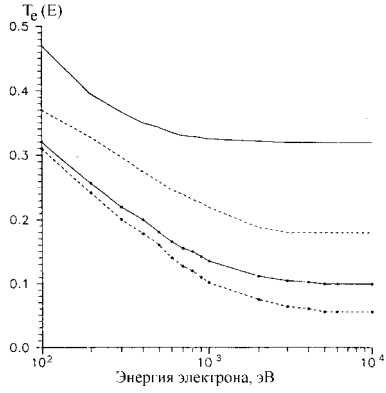


Рис.5.32. Интегральный альбедо-поток $T_E^B(E_0)$:
сплошные линии - расчет с учетом дипольного магнитного поля, пунктир - без учета магнитного поля; отмеченные звездочками линии - начальный поток с $\theta_0=0^o$; неотмеченные линии - начальный поток с изотропным угловым распределением

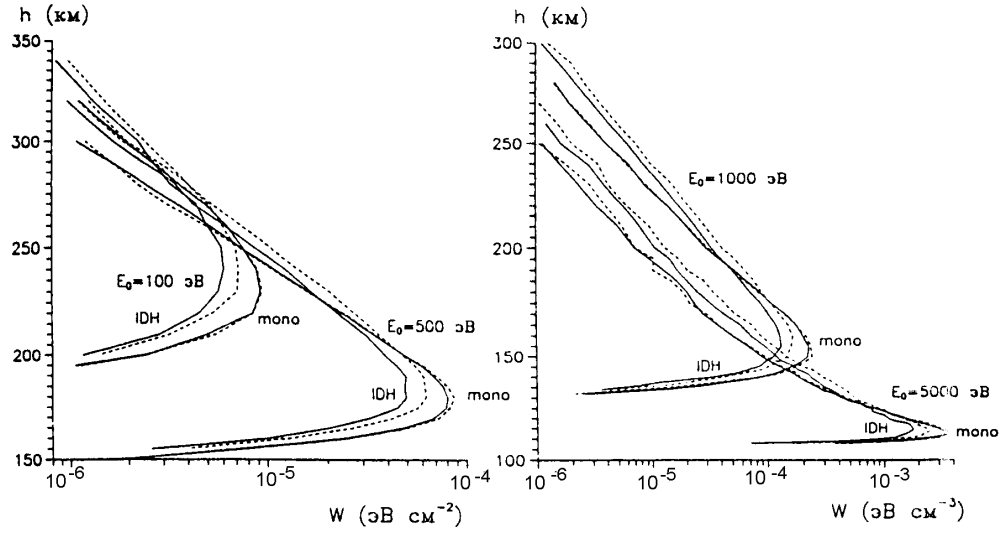


Рис.5.33. Высотное распределение выделившейся в атмосфере энергии:
сплошные линии - расчет с учетом дипольного магнитного поля, пунктир - без учета

Построенная модель переноса авроральных электронов в атмосфере позволяет сделать количественные оценки направляющего эффекта магнитного поля, качественные рассуждения о котором были приведены в разделе 5.1. На рис.5.35 приведены результаты расчетов, позволяющие оценить данный эффект. Расчеты проводились для точечного источника электронов, расположенного на высоте 700 км. Начальный поток электронов задавался моноэнергетическим с двумя типами питч-углового распределения: мононаправленным вдоль силовой линии магнитного поля и изотропным в нижней полусфере. По оси абсцисс на графике отложено расстояние от силовой линии, на которой располагался источник, по оси ординат - высота от поверхности Земли. Кривые на графике представляют собой изолинии, внутри которых заключена отмеченная числом на линии доля выделившейся на данной высоте энергии. Из рисунка видно, что максимальное размывание потока независимо от энергии и питч-углового распределения наблюдается ниже максимума функции энерговыделения и не превышает четырех ларморовских радиуса электрона.

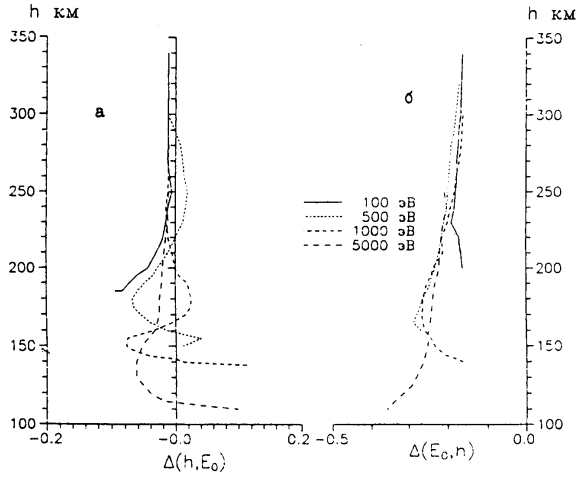


Рис.5.34. Высотный профиль $\Delta(h, E_0)$*:*

а - для начального потока с $\theta_0=0^o$*; б - для начального потока с изотропным угловым распределением*

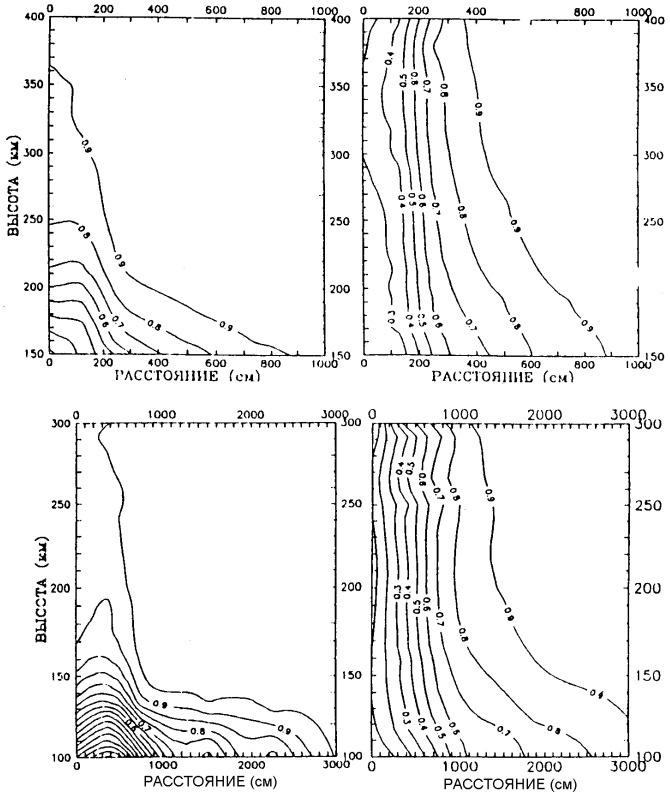


Рис.5.35. Радиальное расплывание потока электронов в атмосфере при наличии дипольного магнитного поля:

а,б - для потоков с E_0*=500 эВ; в,г - для потоков с* E_0*=5000 эВ; а,в - для начальных потоков с* $\theta_0=0^0$*; б,г - для начальных потоков с изотропным угловым распределением*

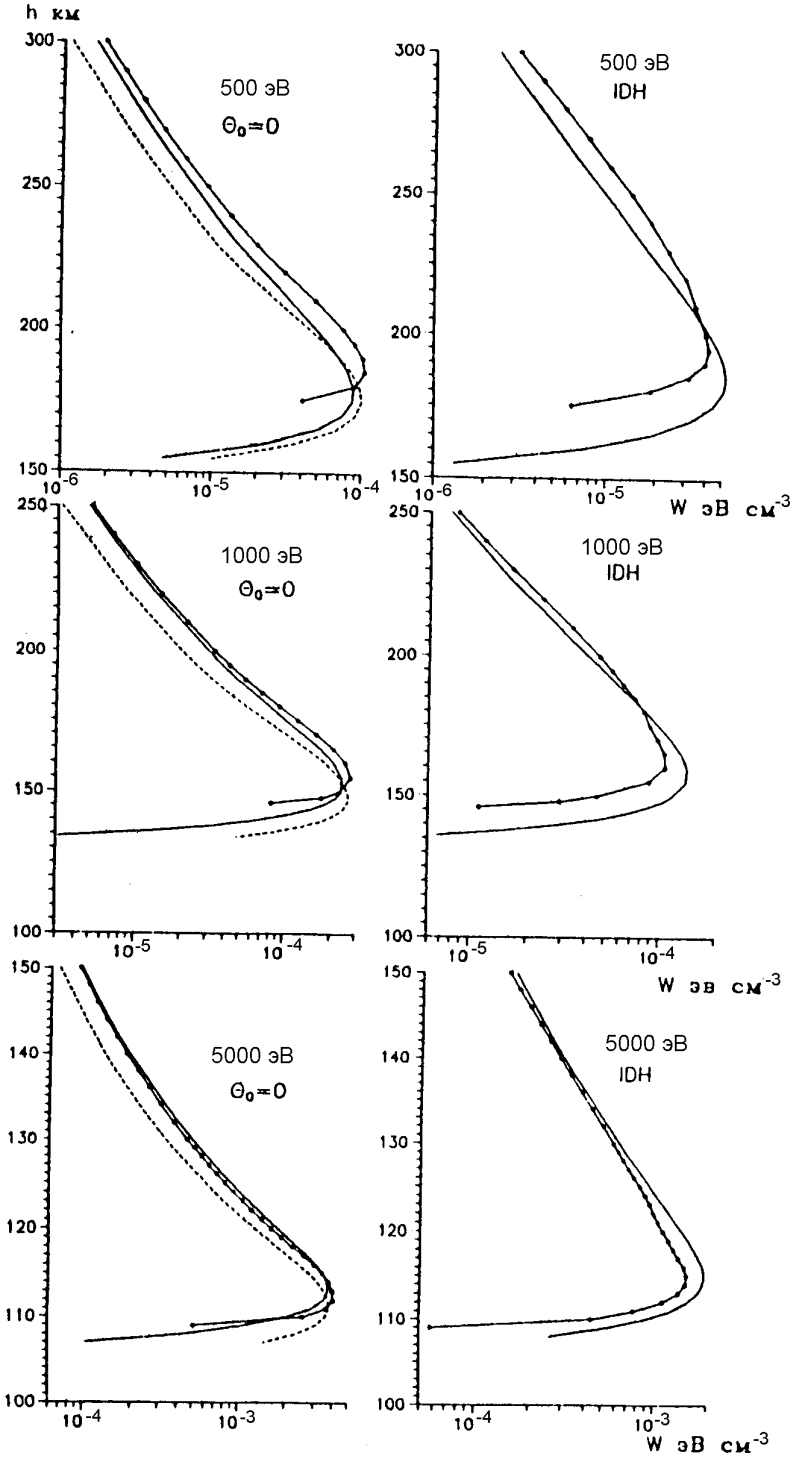


Рис.5.36. Высотные профили выделившейся в атмосфере энергии, рассчитанные на основе функций диссипации энергии, полученных разными авторами: сплошная линия - расчет согласно формуле (5.19), сплошная линия со звездочками - расчет согласно работе /265/, пунктир - расчет согласно /39/

В разделе 5.1.3 было представлено сравнение функций диссипации, полученных разными авторами, показавшее значительные различия результатов. В силу того, что атмосфера представляет собой сильно не однородную по высоте газовую среду, оценить ошибку, вносимую в реальные геофизические расчеты этим различием из сравнения безразмерных функций диссипации, затруднительно. Поэтому здесь мы приведем результаты сравнения расчетов высотного распределения выделившейся в атмосфере энергии, выполненные с использованием $\lambda(\chi,E_0)$, полученными разными авторами. На рис.5.36 представлены результаты такого сравнения для потоков электронов с начальными энергиями E_0=100, 500 и 1000 эВ. Как и следовало ожидать, использование функции диссипации из работы /39/ приводит к значительным ошибкам в $W(h,E_0)$ на всех энергиях. Использование же функции диссипации из работы /254/, в случае мононаправленного начального потока, дает ошибку только на низких начальных энергиях. Для изотропного в нижней полусфере начального потока отличие $W(h,E_0)$, рассчитанной на основе выражения (4.4) и результатах работы /265/, наблюдается для всех начальных энергий электронов.

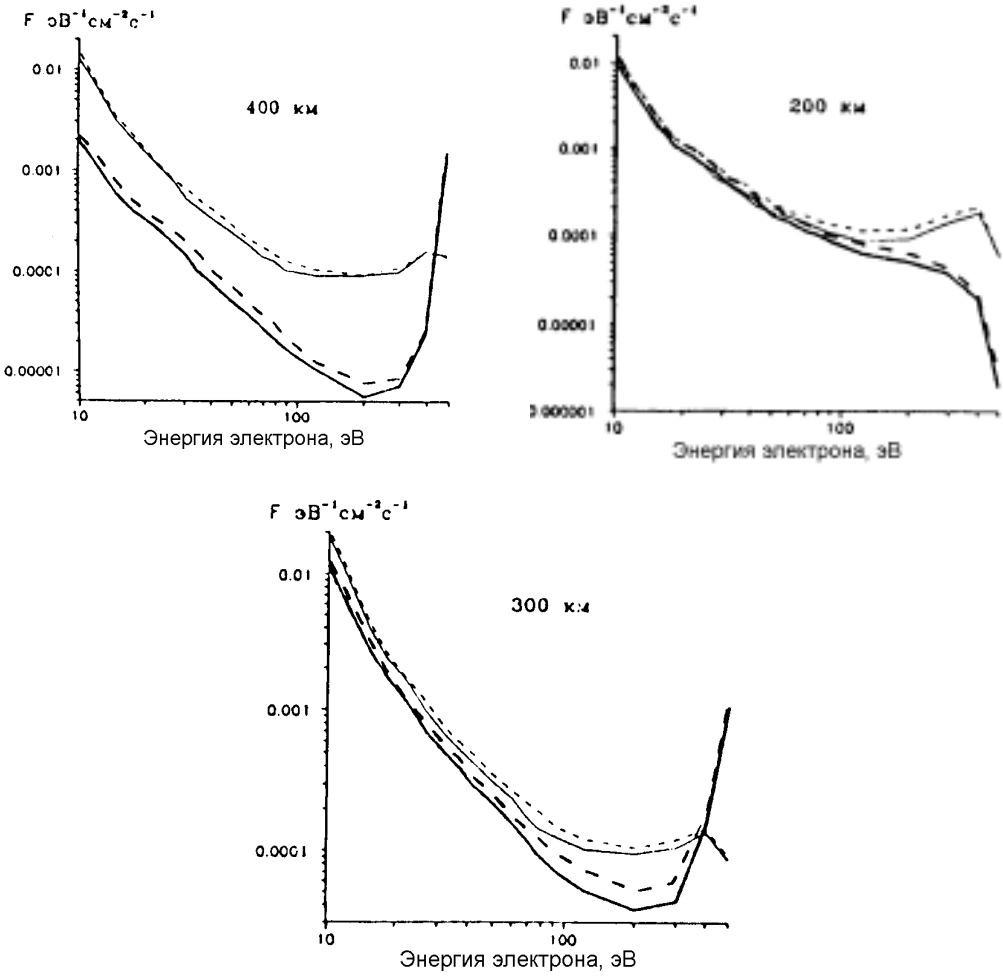


Рис.5.37. Энергетический спектр потока электронов с начальной энергией 500 эВ: сплошные линии - расчет с учетом дипольного магнитного поля, пунктир - без учета; тонкие линии - полный поток вверх, толстые линии - полный поток вниз

5.3.2. Влияние магнитного поля Земли на дифференциальные характеристики переноса авроральных электронов

Как следует из результатов, полученных в предыдущем разделе, наиболее сильное влияние дипольности магнитного поля Земли испытывают характеристики переноса изотропных в нижней полусфере потоков электронов. И наиболее значимо это влияние сказывается на величине альбедо-потока. Поэтому здесь мы не будем рассматривать дифференциальные потоки для мононаправленных начальных потоков электронов и остановимся на случае изотропного в нижней полусфере начального питч-углового распределения. Все результаты, представленные в этом параграфе, рассчитаны для моноэнергетического начального потока электронов, источник которых располагался на высоте 700 км. Величина начального потока составляла 1 $эВ^{-1}$ $см^{-2}$ $с^{-1}$.

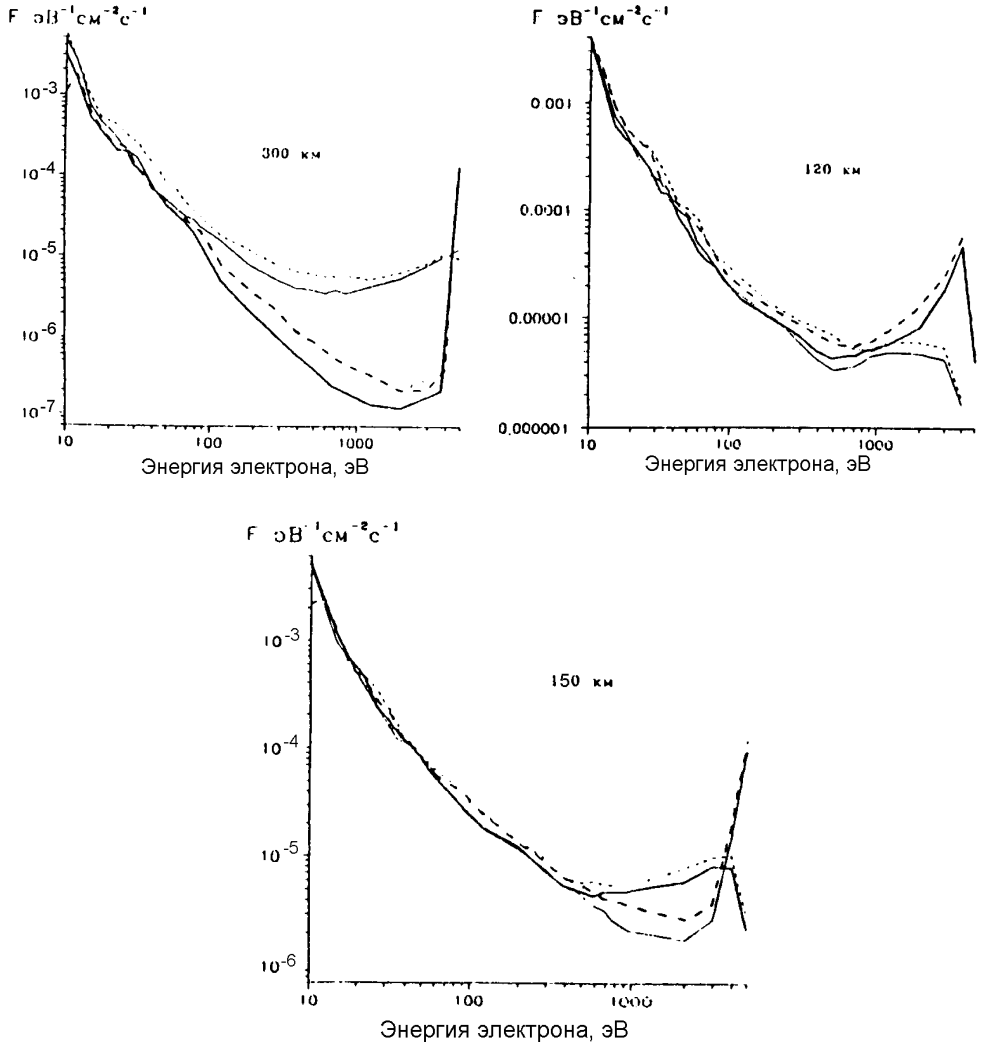


Рис.5.38. Энергетический спектр потока электронов с начальной энергией 5000 эВ: сплошные линии - расчет с учетом дипольного магнитного поля, пунктир - без учета; тонкие линии - полный поток вверх, толстые линии - полный поток вниз

На рис.5.37 и 5.38 представлены результаты расчетов энергетических спектров потоков электронов, направленных вверх и вниз для E_0 = 500 и 5000 эВ соответственно. Из рисунков видно, что учет дипольности магнитного поля не приводит к качественным различиям в энергетических спектрах. Количественный анализ рассчитанных величин демонстрирует превышение величин потоков электронов в случае неучета дипольности магнитного поля над величинами, полученными при его учете, во всем диапазоне энергий и на всех высотах. Несколько большее влияние дипольность магитного поля оказывает на угловые распределения электронов. На рис.5.39 и 5.40 представлены результаты расчета таких распределений для трех диапазонов энергий электронов. Видно, что наибольшее влияние наличие дипольного магнитного поля оказывает на угловые распределения на больших высотах. В области низкоэнергичных электронов и в интервале энергий, близких к начальным, учет дипольного поля приводит к относительному увеличению потоков обратнорассеянных электронов (с питч-углами, большими 90^o).

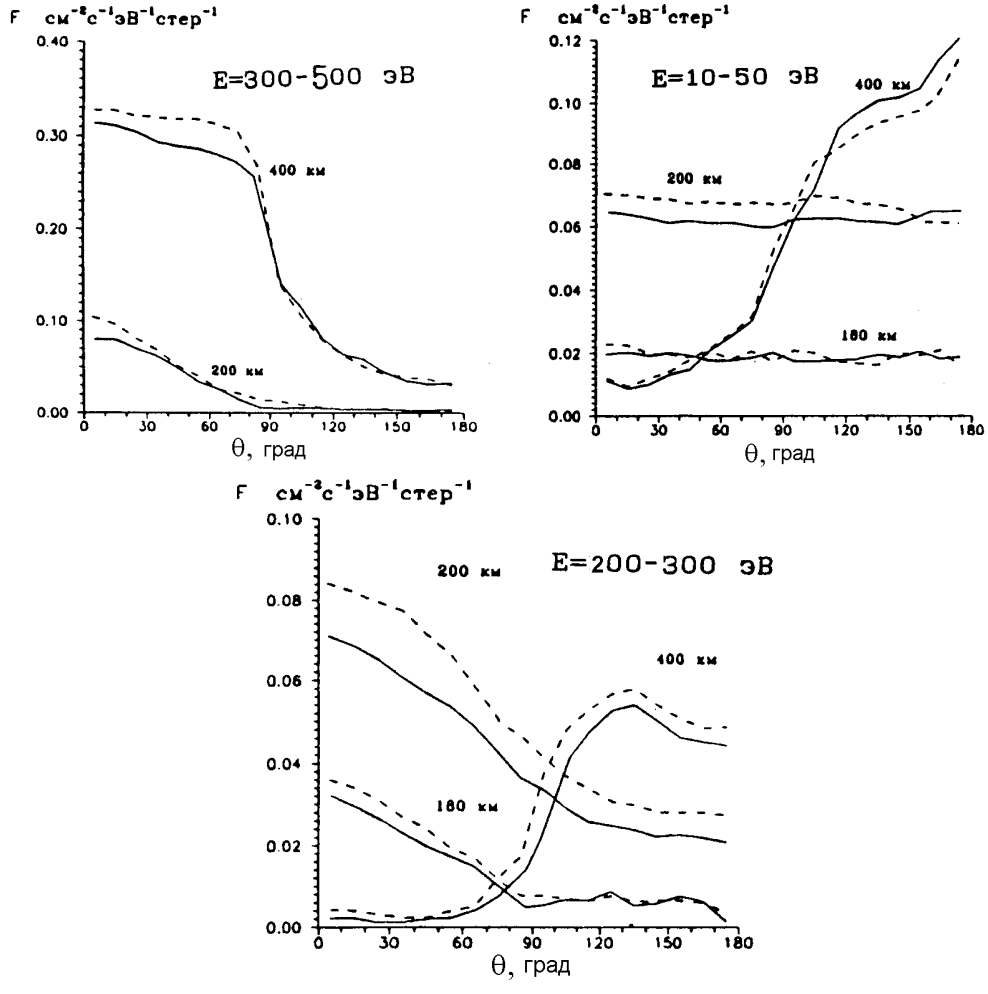


Рис.5.39. Питч-угловое распределение потока электронов с начальной энергией 500 эВ: сплошные линии - с учетом дипольного магнитного поля, пунктир - без учета

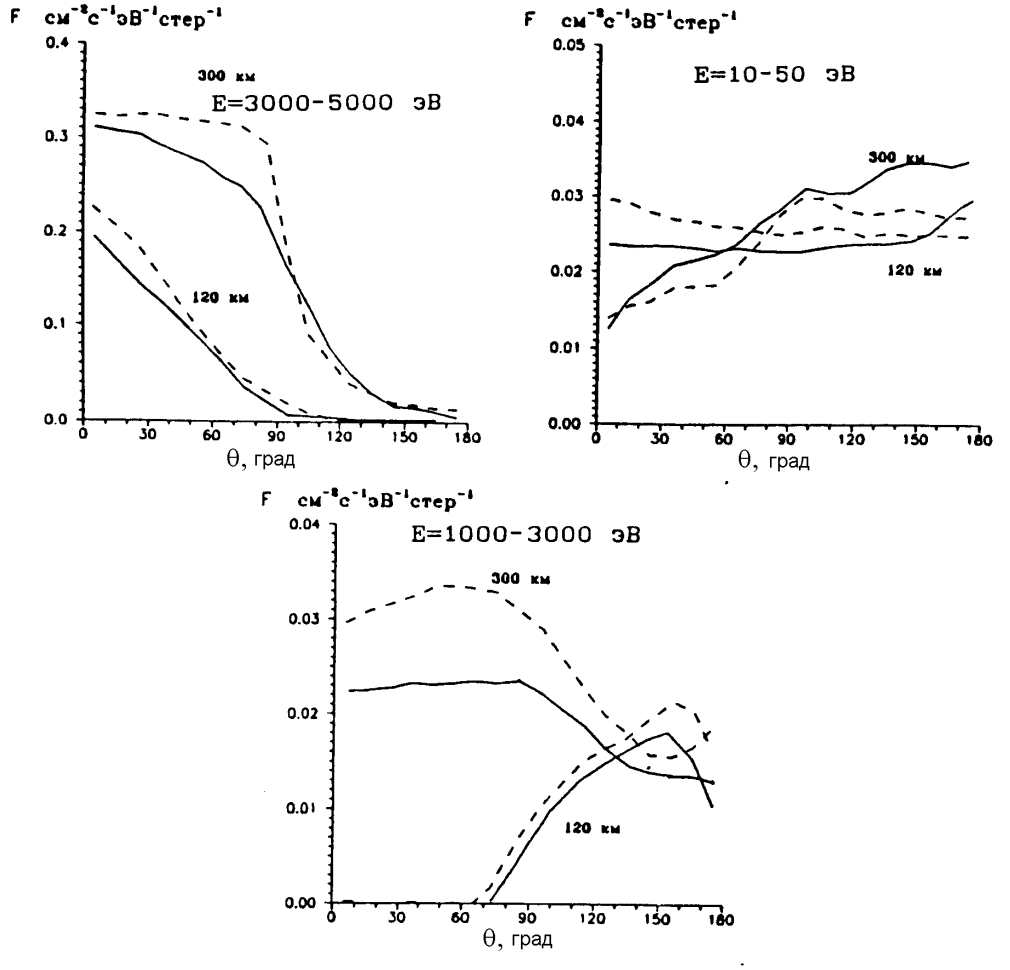


Рис.5.40. Питч-угловое распределение потока электронов с начальной энергией 5000 эВ: сплошные линии - с учетом дипольного магнитного поля, пунктир - без учета

Глава 6

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОХОЖДЕНИЯ ПОТОКОВ АВРОРАЛЬНЫХ ПРОТОНОВ В ОДНОРОДНЫХ ГАЗАХ И В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

6.1. Пространственное распределение выделившейся энергии и интегральные длины пробегов

Основным аспектам прохождения частиц высоких энергий в однородном поглотителе уделялось достаточно много внимания /1,53/, так как знание таких фундаментальных характеристик переноса частиц в веществе, как глубина проникновения частиц и распределение выделившейся энергии, необходимо во многих практических приложениях. Однако, для случая прохождения протонно-водородных (*p*-H) пучков авроральных энергий (1кэВ-100 кэВ) в атмосферных газах существуют противоречия между результатами разных авторов.

В работе /267/ для упрощения расчетов, связанных с прохождением протонных потоков в атмосфере, предложена нормированная функция диссипации (определение функции диссипации см. раздел 5.1.3). Однако в работе /90/ с помощью линейной теории переноса для *p*-H пучков с энергиями 5-60 кэВ были рассчитаны нормированные функции распределения выделившейся энергии и сделан вывод, что, по крайней мере для пучков рассмотренных энергий, эти функции зависят от энергии и не совпадают с функцией, предложенной в работе /267/.

В работе /251/ было проведено сравнение расчетов характеристик переноса протонных пучков с начальной энергией 1 кэВ в однородном N_2 методом Монте-Карло и в приближении непрерывных потерь энергии (CSDA). Были получены некоторые различия в пространственных распределениях выделившейся энергии и частиц пучка, полученных разными методами. Однако для других энергий подобное сравнение не проводилось.

Целью данного раздела является сравнение основных характеристик переноса *p*-H пучков с энергиями от 1 кэВ до 1 МэВ в однородном N_2, полученных методом Монте-Карло и с использованием CSDA. При этом особое внимание будет уделяться ответу на вопрос, может ли малое угловое рассеяние частиц *p*-H пучка внести значительные изменения в характеристики переноса по сравнению с моделью без углового рассеяния.

Основные результаты, представленные в данной главе, были опубликованы в работах /196,212-215/.

Для расчетов использован алгоритм метода Монте-Карло, описанный в главе 4. Расчеты в приближении непрерывных потерь энергии (CSDA) проводились по формуле:

$$-\frac{1}{n}\frac{dE}{dl} = L(E), \tag{6.1}$$

где l - расстояние вдоль траектории частицы, E - энергия частицы, n - плотность азота, $L(E)$ - функция потерь энергии для равновесного *p*-H пучка (см. рис.3.9).

В приведенных здесь расчетах предполагалось, что траектории частиц линейные, поэтому для частиц, вылетевших из источника вдоль оси Z, пройденный путь вдоль траектории (l) и глубина проникновения частицы (z) равны.

В качестве характеристики глубины проникновения протонного пучка в поглотитель будем рассматривать полную длину пробега $R(E_0)$ (определение пробегов см. в разделе 5.1). Отметим, что для протонов, в отличие от электронов, полная длина пробегов является достаточно корректной характеристикой. Связано это, в первую

очередь, с тем, что протон испытывает при столкновениях крайне незначительное угловое рассеяние.

Определим $R(E_0)$ для протонных пучков как:

$$R(E_0) = \int_0^{\infty} z\rho(z, E_0)dz \approx \frac{1}{K}\sum_{i=1}^{K} z_i^{max}, \qquad (6.2)$$

где $\rho(z,E_0)$ - распределение поглощенных частиц, K - количество моделированных траекторий, z_i^{max} - максимальная глубина проникновения для i-й частицы.

Примеры рассчитанных методом Монте-Карло распределений поглощенных частиц $\rho_m(z,E_0)$ для мононаправленных пучков представлены на рис.6.1. Здесь и далее при проведении расчетов будут использоваться три варианта моделей для описания углового рассеяния p-H частиц: а) угловое рассеяние отсутствует (рассеяние вперед), б) частицы рассеиваются на средний угол, в) частицы рассеиваются на "максимальный" угол. Определения среднего и "максимального" углов рассеяния были даны в разделе 3.7. Индексы "m" и "i" будут соответствовать протонным потокам, имеющим мононаправленное и изотропное в нижней полусфере угловое распределение в источнике.

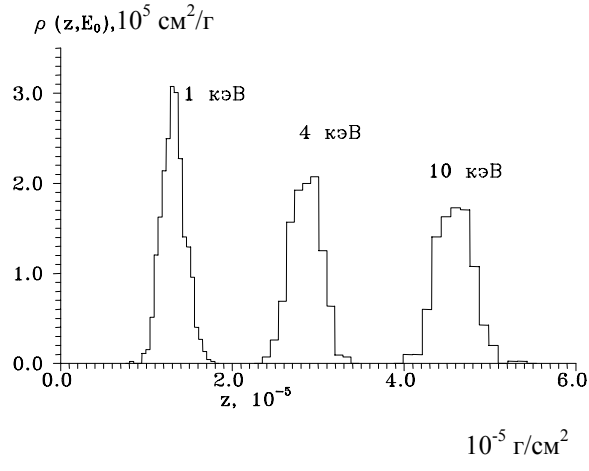


Рис.6.1. Распределение поглощенных частиц при прохождении протонно-водородных пучков в N_2*: расчет методом Монте-Карло.* E_{min}*=0.1 кэВ*

В приближении непрерывных потерь энергии (CSDA) глубина проникновения для мононаправленного пучка может быть найдена как:

$$R_m(E_0) = -\frac{1}{n}\int_{E_0}^{E_{min}} [L(E)]^{-1} dE. \qquad (6.3)$$

Необходимо подчеркнуть, что $\rho_m(z,E_0)$ зависит от E_0. Наши расчеты проводились для E_{min} =0.1 кэВ. Для меньших энергий сечения рассеяния недостаточно достоверны. Однако, экстраполируя функцию потерь энергии, можно оценить среднюю глубину проникновения частиц с E=0.1 кэВ. По нашим оценкам для модели рассеяния вперед эта глубина примерно 5×10^{-6} г/см^2.

Зная распределение $\rho_m(z,E_0)$ для мононаправленного пучка, мы можем вычислить распределение поглощенных частиц для пучка с произвольным начальным угловым распределением $f(\Omega)$:

$$\rho_i(z,E_0)=\int f(\Omega)\frac{\rho_m(z/\cos\theta,E_0)}{\cos\theta}d\Omega. \qquad (6.4)$$

В предельном случае, если $\rho_m(z,E_0) = \delta(R_m(E_0)-z)$ (δ -функция Дирака), то для пучка с изотропным в нижней полусфере начальным угловым распределением (IDH) имеем:

$$\rho_i(z,E_0)=\frac{1}{I}\int_0^{\pi/2}\delta(R_m(E_0)-z/\cos\theta)\cos\theta\sin\theta d\theta=\begin{cases}2z/IR_m^2(E_0) & 0<z<R_m(E_0)\\ 0 & z>R_m(E_0)\end{cases}.$$

Нормировочный множитель I находится из условия:

$$\int_0^{+\infty}\rho_i(z,E_0)dz=1.$$

Тогда полная глубина проникновения для IDH пучка может быть выражена как:

$$R_i(E_0)=\frac{2}{3}R_m(E_0). \qquad (6.5)$$

Значения $R_m(E_0)$ и $R_i(E_0)$, полученные прямым расчетом методом Монте-Карло, представлены в табл.6.1. Для сравнения также приведены значения, вычисленные по формуле (6.5) и значения $R_m(E_0)$, полученные по CSDA. Видно, что значения, полученные различными методами, близки, то есть учет разброса по глубинам проникновения не приводит к значительным изменениям при вычислении полной глубины проникновения.

Таблица 6.1

Средние глубины проникновения для протонных пучков, сравнение расчетов методом Монте-Карло (МК) и приближения непрерывных потерь (CSDA). Статистическая погрешность для МК - в скобках.

E_0, кэВ	R_m, г/см^2		R_i, г/см^2	
	МК (0.5%)	CSDA	МК (2%)	CSDA
1	1.31(-5)	1.30(-5)	8.84(-6)	8.67(-6)
4	2.85(-5)	2.81(-5)	1.91(-5)	1.87(-5)
10	4.59(-5)	4.50(-5)	3.02(-5)	3.00(-5)
100	2.04(-4)	2.04(-4)	1.37(-4)	1.36(-4)
400	7.35(-4)	7.38(-4)	4.91(-4)	4.92(-4)
1000	2.35(-3)	2.37(-3)	1.50(-3)	1.50(-3)

Энергетические зависимости полной глубины проникновения, рассчитанные для мононаправленных и для IDH пучков, приведены на рис.6.2. Для сравнения приведены полуэмпирические зависимости из работ /137,267/.

Результаты расчетов функции распределения выделившейся энергии $W(z,E_0)$ методом Монте-Карло для модели рассеяния вперед представлены на рис.6.3. Начальный протонный пучок предполагался моноэнергетичным и мононаправленным.

Статистическая погрешность расчетов $W(z,E_0)$ не превосходит 5%. Разбиение на каналы на рис.6.3 такое же, как на рис.3.10а для тормозной способности. Приведена также функция распределения выделившейся энергии, полученная в CSDA. Видно, что некоторые различия имеются только вблизи источника (для энергий <10 кэв) и на максимальных глубинах проникновения. Причина этих различий в следующем.

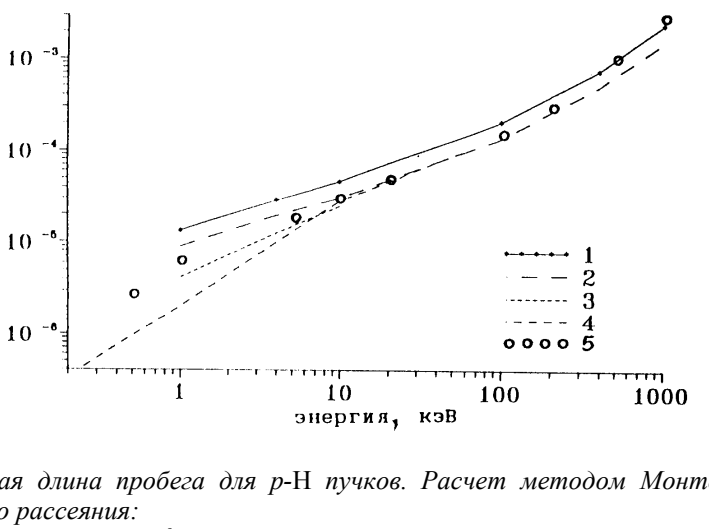


*Рис.6.2. Полная длина пробега для p-*H *пучков. Расчет методом Монте-Карло без углового рассеяния:*
1 - для пучков с $\theta_0=0^0$*; 2 - для изотропных пучков; 3 - для изотропных пучков, расчет с рассеянием на "максимальный" угол; 4,5 - результаты /267,137/ соответственно*

Функция потерь энергии, используемая в CSDA, определяется для равновесного протонно-водородного пучка. Около 80% частиц в равновесном p-H пучке на малых энергиях (<10 кэВ) в N_2 являются нейтральными атомами водорода. Различие между эффективным торможением чисто протонного пучка и равновесного пучка показаны на рис.3.12. Поэтому вблизи источника, пока пучок не придет в зарядовое равновесие, функции распределения выделившейся энергии, полученные методом Монте-Карло и CSDA, не совпадают. На рис.6.4 в более крупном масштабе показана форма функции распределения выделившейся энергии для чисто протонного, чисто водородного и равновесного пучков с начальной энергией E_0 = 1 кэВ. Для пучков с начальной энергией >100 кэВ протоны составляют большую часть равновесного пучка, поэтому таких различий в расчетах вблизи источника нет.

Различия на максимальных глубинах проникновения объясняются разбросом частиц по глубинам проникновения в расчетах методом Монте-Карло, что отражает вероятностный характер взаимодействия частиц со средой.

Функцию распределения выделившейся энергии для пучка с произвольным начальным угловым распределением $f(\Omega)$ можно вычислить по формуле:

$$W_i(z,E_0)=\int_0^{\pi/2} f(\Omega)\frac{W_m(z/\cos\theta,E_0)}{\cos\theta}\sin\theta d\theta, \qquad (6.6)$$

где $W_m(z,E_0)$ - функция распределения выделившейся энергии для мононаправленного $\theta_0=0^0$ пучка. Для IDH пучка (с начальным угловым распределением изотропным в нижней полусфере) $f(\Omega)=\sin\theta\cos\theta$. Контрольные расчеты методом Монте-Карло для IDH пучков показали хорошее согласие с расчетами по формуле (6.6) (рис.6.5).

Рис.6.6 иллюстрирует зависимость от начальной энергии нормированной функция распределения выделившейся энергии для мононаправленных и для IDH пучков. Нормировка проводилась на соответствующую среднюю глубину проникновения. Расчеты показали, что форма этой зависимости сильно зависит от E_0 и ни при какой начальной энергии не совпадает с универсальной функцией, предложенной в работе /267/. В то же время характер изменения этой зависимости от E_0 хорошо согласуется с результатами расчетов в /90/, основанными на линейной теории переноса.

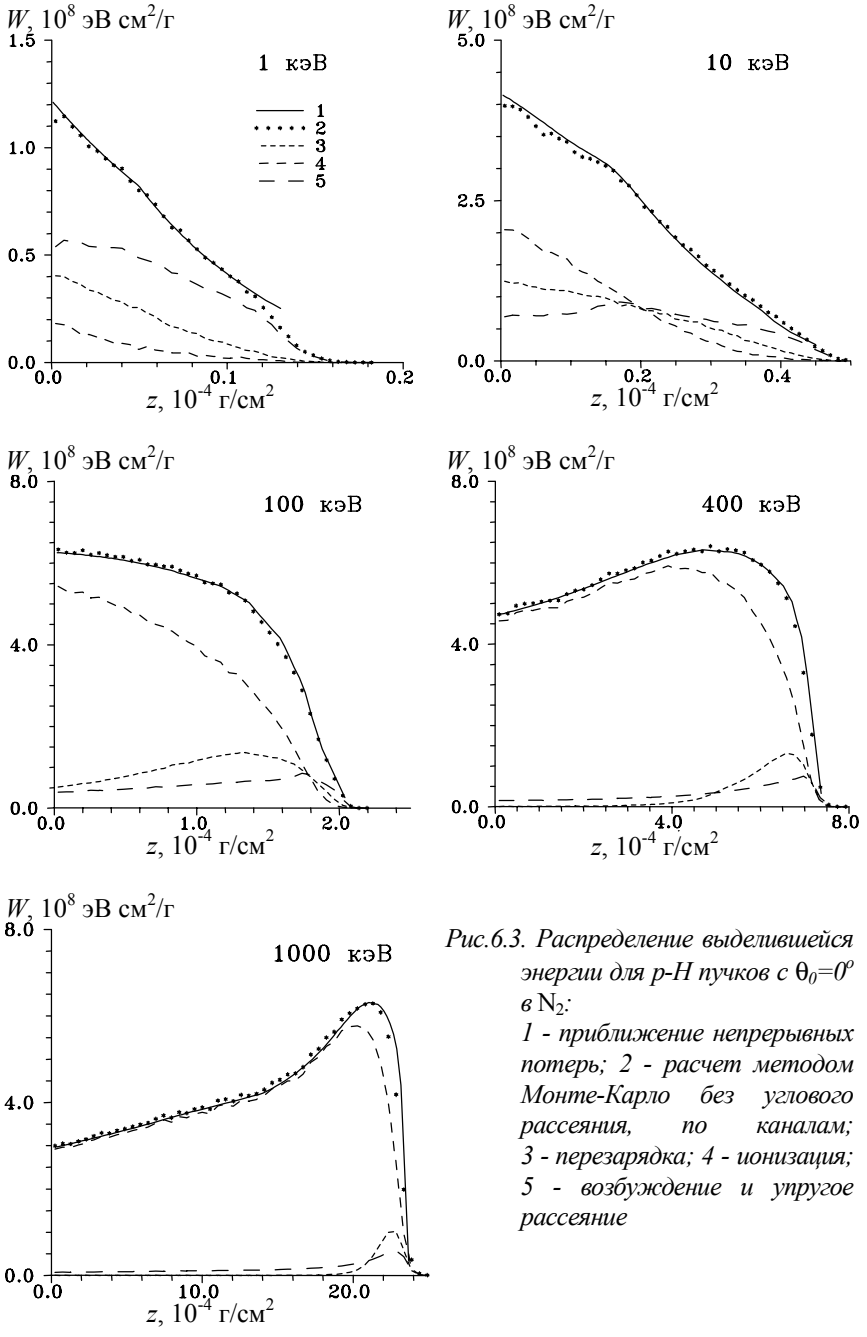


Рис.6.3. Распределение выделившейся энергии для p-H пучков с $\theta_0=0^o$ в N_2:
1 - приближение непрерывных потерь; 2 - расчет методом Монте-Карло без углового рассеяния, по каналам; 3 - перезарядка; 4 - ионизация; 5 - возбуждение и упругое рассеяние

Чтобы исследовать возможное влияние углового рассеяния на глубину проникновения, были проведены расчеты с использованием моделей рассеяния на средний и на "максимальный" угол. Полученные значения приведены в табл.6.2 и на рис.6.2. Видно, что изменения средней глубины проникновения в модели с рассеянием на средний угол по сравнению с моделью рассеяния вперед не превышают статистической погрешности (<2%). Согласно работе /267/, глубина проникновения резко уменьшается при уменьшении энергии пучка ниже 10 кэВ. При этом никаких дополнительных каналов потерь энергии в работе /267/ не предполагается. Из приведенных на рис.6.2 результатов расчетов очевидно, что для того, чтобы обеспечить такое поведение глубины проникновения за счет углового рассеяния, необходимо предположить, что рассеяние происходит на углы, значительно большие, чем "максимальный". Однако это противоречит данным по дифференциальным сечениям рассеяния.

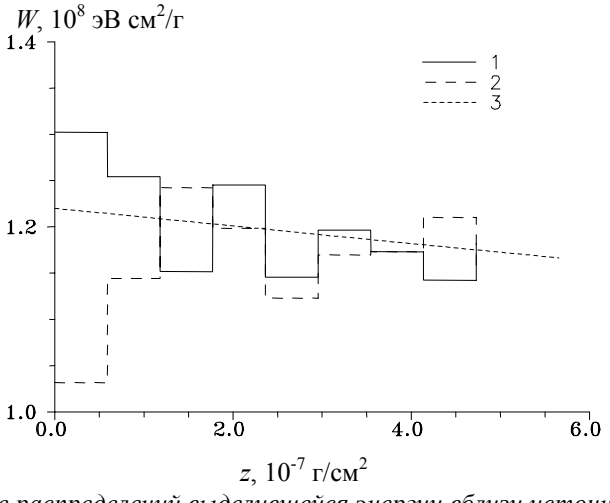


Рис.6.4. Сравнение распределений выделившейся энергии вблизи источника для пучков с $\theta_0=0^o$ с разным начальным зарядовым составом:
1 - атомы водорода, 2 - протоны, 3 - равновесный пучок

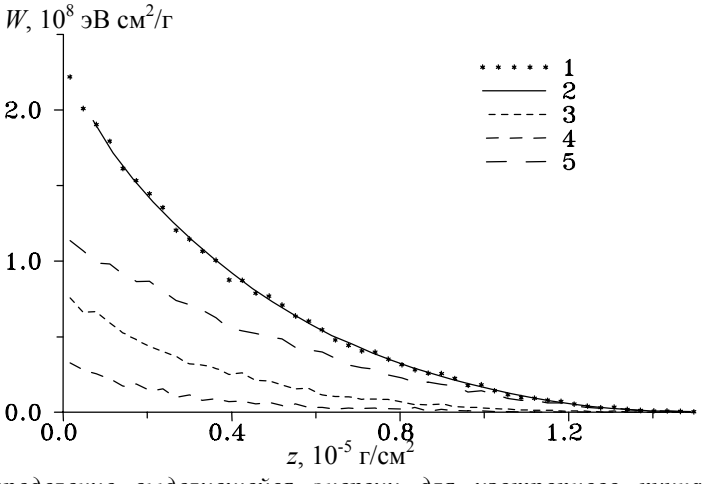


Рис.6.5. Распределение выделившейся энергии для изотропного пучка протонов с начальной энергией 1 кэВ:
1 - расчет методом Монте-Карло без углового рассеяния, по каналам: 3 - перезарядка, 4 - ионизация, 5 - возбуждение и упругое рассеяние; 2 - расчет по формуле (6.6)

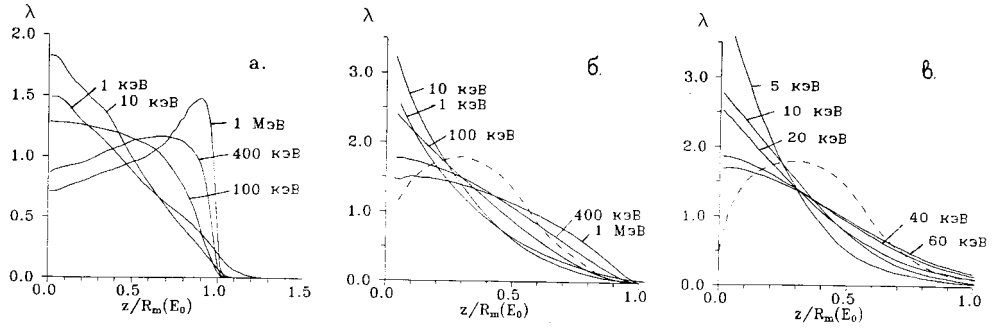


Рис.6.6. Нормированная функция распределения выделившейся энергии для пучков протонов в N_2*:*
расчет методом Монте-Карло: а - для пучков с $\theta_0=0^o$*; б - для изотропных пучков; в - расчет с использованием линейной теории переноса из работы /90/ для изотропных пучков, пунктир - нормированная функция диссипации из работы /267/*

Таблица 6.2

Полные глубины проникновения для IDH пучков, сравнение расчетов методом Монте-Карло с использованием рассеяния на средний и на "максимальный" угол. Статистическая погрешность 2%

E_0, кэВ	R_i, г/см^2	
	средний	"максимальный"
1	8.70 (-6)	4.21 (-6)
4	1.90 (-5)	1.23 (-5)
40	3.01 (-5)	2.43 (-5)

Расчеты также показали, что возможные величины альбедо (по частицам и по энергии) для модели с рассеянием на средний угол не превышают 0.1%.

Влияние углового рассеяния на функцию распределения выделившейся энергии показано на рис.6.7. Представлено сравнение расчетов методом Монте-Карло по модели рассеяния вперед и рассеяния на "максимальный" угол. Рассеяние на средний угол не оказывает заметного влияния на функцию распределения выделившейся энергии для начальных энергий пучка >1 кэВ.

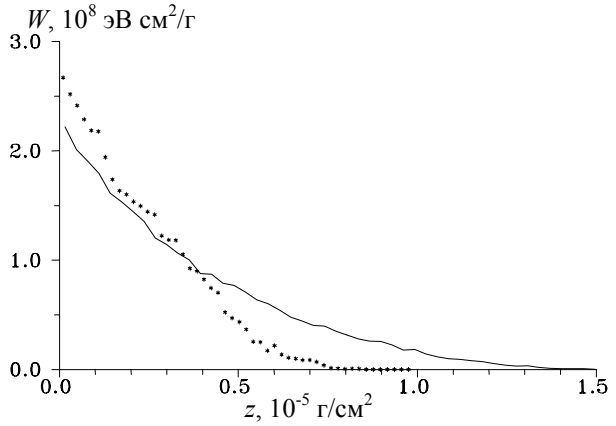


*Рис.6.7. Распределение выделившейся энергии для изотропного пучка протонов с начальной энергией 1 кэВ: расчет методом Монте-Карло, сплошная линия - модель без учета углового рассеяния, * - модель с рассеянием на "максимальный" угол*

6.2. Влияние магнитного поля Земли на интегральные и дифференциальные характеристики переноса

Магнитное поле Земли, наложенное на атмосферу с плотностью, зависящей от высоты, значительно усложняет картину переноса *p*-H пучков. На рис.4.2 были схематически представлены примеры возможных траекторий движения частиц p-H пучка в атмосфере с магнитным полем. В верхней разреженной атмосфере столкновения частицы с атмосферными составляющими редки, поэтому между актами перезарядки частица пролетает большие расстояния. При этом неоднородное (дипольное) магнитное поле Земли действует только на протоны, стремясь "вытолкнуть" их из атмосферы. Наличие прямолинейных участков пролета нейтральных атомов водорода, в отличие от ларморовского вращения протонов, является важной особенностью переноса *p*-H пучков, которую необходимо учитывать при изучении пространственных характеристик переноса. После попадания в более плотные слои атмосферы (<150 км) частота столкновений становится больше частоты ларморовского вращения протонов и частица начинает эффективно терять энергию.

В главе 4 было выделено два механизма влияния магнитного поля Земли на траекторию *p*-H частицы: 1) изменение питч-углов протонов вследствие сохранения первого адиабатического инварианта; 2) изменение питч-углов атомов водорода при "перескакивании" на другую силовую линию.

Рассмотрим основные характеристики переноса *p*-H пучков в атмосфере при наличии дипольного магнитного поля. Для исследования влияния на эти характеристики упомянутых выше механизмов, будем сравнивать результаты расчетов, проведенных с использованием четырех вариантов вычислительной модели:

1. Поля нет ("field OFF").
2. Включены оба механизма ("field ON").
3. Учитывается только первый механизм ("field ON for *p*").
4. Учитывается только второй механизм ("field ON for H").

6.2.1. Интегральные альбедо-потоки

Как было показано в предыдущем параграфе, столкновительное рассеяние *p*-H частиц для изотропных пучков в однородном N_2 приводит к появлению очень слабых альбедо-потоков (< 0.1%). Однако при наличии дипольного магнитного поля возможны значительно большие величины альбедо. Будем различать альбедо по количеству частиц T_N и по энергии T_E (см. раздел 5.1).

На рисунке 6.8а представлены зависимости альбедо по количеству частиц T_N от величины начального питч-угла для мононаправленных моноэнергетичных пучков протонов с источником на 700 км. Аналогичные зависимости для альбедо по энергии T_E представлены на рис.6.8б. Видно, что в отличие от пучков электронов, всегда имеющих ненулевое альбедо /160/ (см. рис.4.7 и 5.9), для протонных пучков существует широкий диапазон питч-углов, при которых альбедо-поток равен нулю. В то же время для питч-углов вблизи 90^o альбедо близко к 100%. Граница между этими крайними случаями очень узкая ($\approx 5^o$). Поэтому пучок с произвольным начальным питч-угловым распределением можно разделить на "высыпающуюся" и "захваченную" части. В качестве границы при таком разделении используем угол $\theta_{0.5}$, для которого 50% частиц начального пучка (или начальной энергии) покидают атмосферу. Из рис.6.8 видно, что этот граничный угол зависит от начальной энергии протонов в пучке. Зависимости $\theta_{0.5}$ от E_0 для альбедо по энергии и по количеству частиц представлены в табл.6.3. Ясно, что $\theta_{0.5}$ для T_N меньше, чем $\theta_{0.5}$ для T_E, так как отраженные частицы могут оставлять часть своей энергии в атмосфере.

Можно было бы думать, что определить, попадет частица в альбедо-поток или нет, можно, прослеживая траекторию частицы от источника только до первой реакции

перезарядки. Если перезарядка происходит после точки отражения, то частица покидает атмосферу. В противоположном случае частица попадает в плотные нижние слои атмосферы и поглощается. Если использовать это рассуждение, то угол $\theta_{0.5}$ (для T_N) можно оценить как питч-угол, при котором точка отражения совпадает с точкой, в которой в среднем происходит первая перезарядка. Для проверки этого рассуждения были получены значения θ_υ, при которых определенная доля (υ) частиц имеет питч-углы $>90^o$ уже после первой перезарядки. Зависимости θ_υ от начальной энергии протонов для υ = 50, 10 и 1% показаны на рис.6.9. Видно, что даже для υ = 1% угол θ_υ больше, чем угол $\theta_{0.5}$, полученный при моделировании полных траекторий частиц. То есть альбедо-поток формируется не только в течение первого, но и в последующих циклах перезарядки.

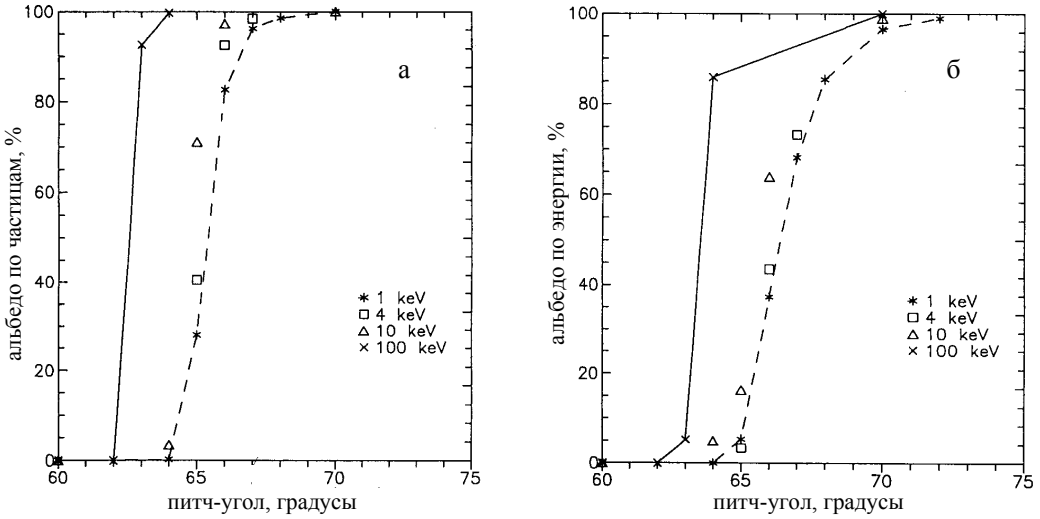


Рис.6.8. Альбедо-поток как функция начального питч-угла для мононаправленных моноэнергетичных пучков протонов:
а - альбедо-поток по частицам T_N, б - альбедо-поток по энергии T_E

Таблица 6.3

Зависимости $\theta_{0.5}$ от начальной энергии протонов для альбедо по энергии (T_E) и для альбедо по количеству частиц (T_N). Высота источника протонов 700 км. Расчет по модели "field ON"

E_0, кэВ	$\theta_{0.5}$, град	
	T_N	T_E
1	65.5	66.4
4	65.2	66.2
10	64.7	65.8
100	62.7	63.5

Для выявления роли различных механизмов влияния поля на формирование альбедо-потоков, были рассчитаны величины альбедо (по количеству частиц и по энергии) для моноэнергетических пучков протонов с изотропным в нижней полусфере начальным питч-угловым распределением.

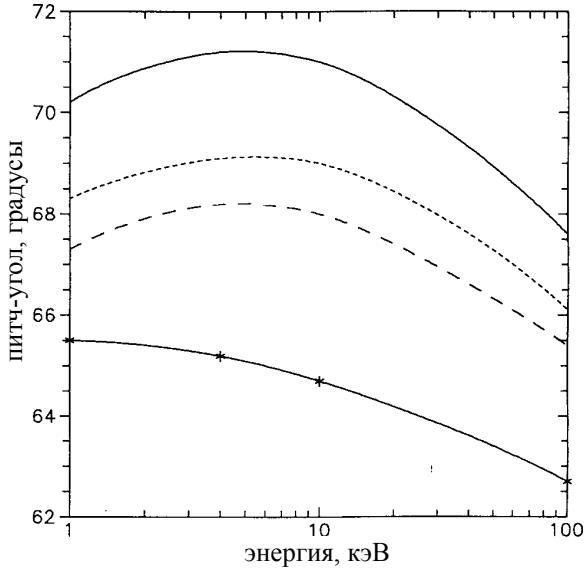


Рис.6.9. Зависимость θ_υ *(см. текст) от начальной энергии протонов в пучке при расчете траекторий частиц:*
До первой перезарядки: сплошная линия - для $\upsilon=0.5$*, короткий пунктир - для* $\upsilon=0.1$*, длинный пунктир - для* $\upsilon=0.01$*. Линия со звездочками -* $\theta_{0.5}$ *при расчете полных траекторий*

Использовались три модели: "field ON", "field ON for *p*" и "field ON for H". (Напомним, что для модели без поля альбедо-потоки <0.1%) Из результатов расчетов, представленных в табл.6.4. видно, что модель "field ON for H" дает величины альбедо примерно в два раза меньше, чем модель "field ON", а для модели "field ON for *p*" величины альбедо лишь на 10-15% меньше, чем для модели "field ON". То есть выталкивание протонов магнитным полем оказывает большее влияние на формирование альбедо-потоков, чем изменение питч-углов атомов водорода при "перескакивании" на другую силовую линию.

Таблица 6.4

Альбедо по количеству частиц и по энергии в зависимости от начальной энергии в изотропном моноэнергетичном пучке протонов. Высота источника протонов 700 км. Расчет по трем моделям: "field ON", "field ON for H" и "field ON for *p*". Статистическая погрешность менее 3%

E_0, кэВ	"field ON"		"field ON" for H		"field ON" for *p*	
	T_N, %	T_E, %	T_N, %	T_E, %	T_N, %	T_E, %
1	17.3	15.4	9.4	8.0	14.0	12.5
4	17.7	15.9	10.0	9.0	13.7	12.5
10	18.2	16.7	10.0	8.8	14.4	13.0
40	20.0	19.0	9.4	8.6	18.0	17.4
100	21.3	20.0	-	-	-	-

Зная углы $\theta_{0.5}$, можно рассчитать величину альбедо для пучка с произвольным начальным питч-угловым распределением $f(\theta)$ в источнике. Например, для IDH пучков $f(\theta) = 2\cos\theta\sin\theta$, тогда величина альбедо (в процентах):

$$T_E = 100\int_{\theta_{0.5}}^{\pi/2} f(\theta)d\theta = 200\int_{\theta_{0.5}}^{\pi/2} cos\,\theta\, sin\,\theta d\theta = 100\, cos^2\theta_{0.5}\,. \qquad (6.7)$$

Величины альбедо, вычисленные по (6.7) со значениями $\theta_{0.5}$ из табл.6.3 совпадают с величинами, рассчитанными по модели "field ON" с погрешностью не более 3% от величины альбедо.

Очевидно, что значения $\theta_{0.5}$ зависят от высоты источника. Однако, так как плотность атмосферы на высотах >500 км мала, и, как было показано выше, величина альбедо в основном определяется влиянием магнитного поля на протоны, то из соотношения для первого адиабатического инварианта получаем формулу для пересчета значений $\theta_{0.5}$ при высотах источника от 500 до 1000 км:

$$sin^2\,\theta_{0.5}(h) = \left(\frac{B(700\,км)}{B(h)}\right) sin^2\,\theta_{0.5}(700), \qquad (6.8)$$

где h - высота источника в километрах, $\theta_{0.5}(700)$ - значения из табл.6.3, $B(h)$ - величина магнитного поля Земли на высоте h.

6.2.2. Высотный профиль выделения энергии.

Рассмотрим влияние магнитного поля на высотное распределение (профиль) выделения энергии для мононаправленных моноэнергетичных протонных пучков. На рис.6.10 приведено сравнение результатов расчетов по моделям "field ON" и "field OFF" для пучков с начальной энергией 1 кэВ. Высотные профили для пучков с начальными энергиями 10 кэВ и 100 кэВ, полученные по модели "field ON", показаны на рис.6.11а,б.

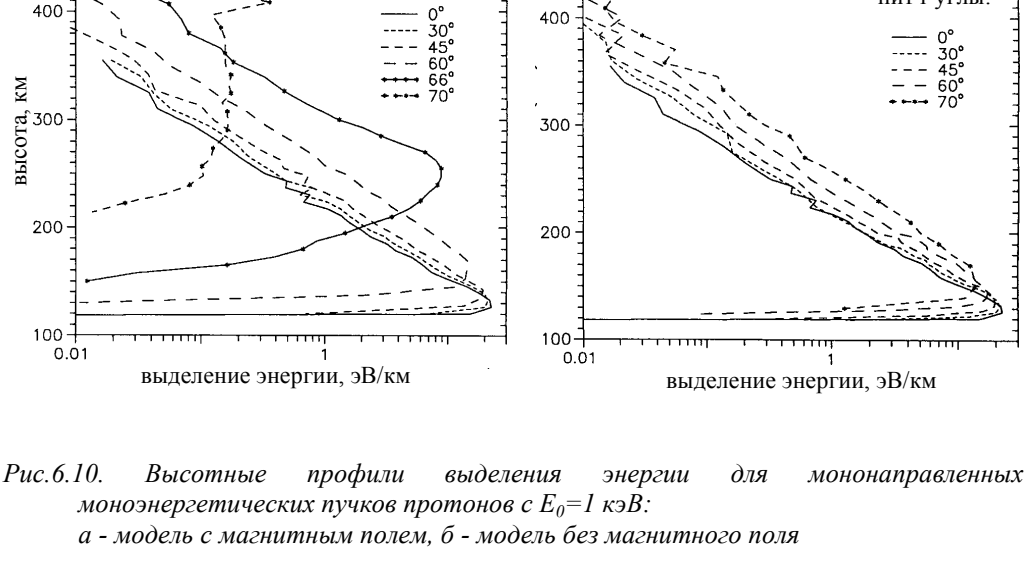


Рис.6.10. Высотные профили выделения энергии для мононаправленных моноэнергетических пучков протонов с E_0=1 кэВ:
а - модель с магнитным полем, б - модель без магнитного поля

Как и следовало ожидать, дипольное магнитное поле сильнее влияет на пучки с начальными питч-углами, близкими к 90°. Интересно, что для таких пучков профиль

выделения энергии имеет пик вблизи высоты точки отражения (например, ≈410 км для пучков с θ_0 =70°). Для объяснения этого эффекта вернемся к рассуждению, использованному при обсуждении рис.6.9. Начальный пучок протонов можно разбить на две части. Для одной части протонов первая реакция перезарядки происходит после прохождения ими точки отражения. Для другой части протонов перезарядка происходит до того, как они достигнут точки отражения, поэтому они, как нейтральные атомы водорода, попадают на высоты ниже точки отражения. Ясно, что высотные распределения выделившейся энергии для этих двух частей пучка имеют максимумы на разных высотах, чем и объясняется наличие дополнительного максимума в суммарном профиле на высоте точки отражения. Соотношение, в котором при этом делится начальный пучок, зависит от сечения перезарядки. Поэтому величина дополнительного максимума различна для пучков разных энергий.

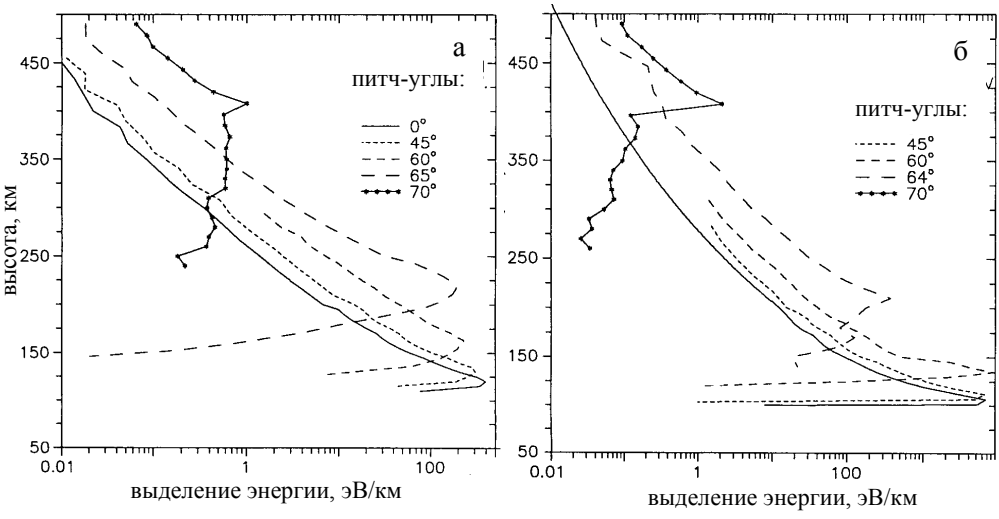


Рис.6.11. Высотные профили выделения энергии для мононаправленных моноэнергетических пучков протонов с начальной энергией: а - E_0=10 кэВ. б - E_0=100 кэВ. Модель с магнитным полем

Из рисунков 6.10-6.11 можно сделать вывод, что для пучков с каким-либо непрерывным начальным питч-угловым распределением влияние дипольного поля на высотный профиль выделения энергии зависит от того, какая часть пучка имеет питч-углы, большие чем $\theta_{0.5}$.

На рисунке 6.12 показаны высотные профили выделения энергии для пучков с изотропным начальным питч-угловым распределением, рассчитанные по модели с полем. На рис.6.13 для каждого пучка приведены высотные зависимости относительного уменьшения выделения энергии, рассчитанного по модели "field ON", по сравнению с моделью "field OFF". Видно, что влияние магнитного поля приводит к перераспределению выделенной энергии по высотам, и характер этого перераспределения зависит от энергии пучка. Так, для энергий 1-10 кэВ на высотах <200 км относительное уменьшение выделенной энергии примерно (в пределах 5%) постоянно и равно величине альбедо по энергии. Для энергий 40-100 кэВ уже на высотах ~150 км это уменьшение равно 20-30% и растет с увеличением энергии до 50-60%. Однако, как показали расчеты, высота максимума в высотном профиле выделения энергии для изотропных пучков с начальными энергиями 1-100 кэВ практически не зависит от наличия магнитного поля. (Смещение высоты максимума не превышает 2 км).

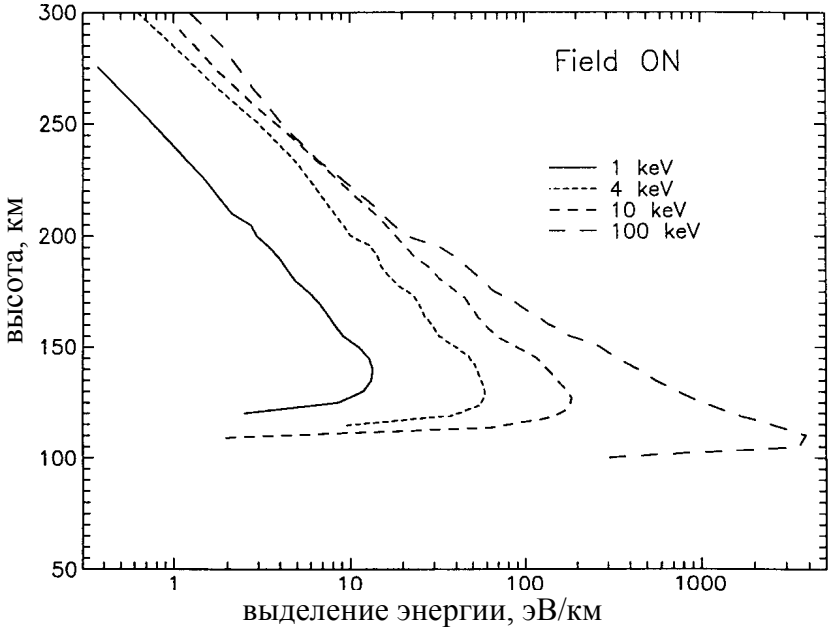


Рис.6.12. Высотные профили выделения энергии для изотропных моноэнергетичных пучков протонов с различными начальными энергиями. Модель с магнитным полем

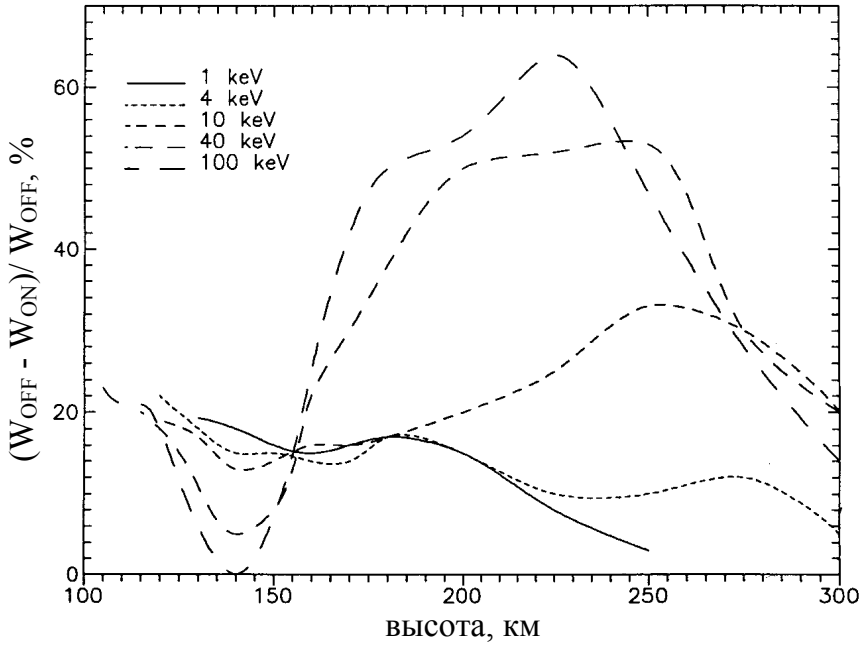


Рис.6.13. Относительное уменьшение выделения энергии при расчете по модели с магнитным полем по сравнению с расчетом без магнитного поля для изотропных моноэнергетичных пучков протонов с различными начальными энергиями

6.2.3. Радиальное расплывание пучка

Хорошо известно, что в вакууме заряженные частицы, испускаемые точечным источником с произвольным начальным угловым распределением, фокусируются магнитным полем в узкий пучок с радиусом, равным гирорадиусу частиц пучка (например, в ионосфере Земли гирорадиус протонов с энергией 10 кэВ меньше 1 км). При прохождении через газовый поглотитель такой пучок будет расплываться, однако причины этого расплывания для электронных и протонных пучков разные. Пучки электронов с плотностями, при которых можно пренебречь коллективными взаимодействиями в пучке, расплываются за счет столкновительного углового рассеяния на молекулах поглотителя (см. рис.5.35). Для пучков протонов такое рассеяние мало, однако расплывание происходит в результате реакций перезарядки, при которых нейтральные атомы водорода вылетают из сфокусированного пучка протонов. В работах /127,205/ было показано, что такой механизм может привести к расплыванию протонного пучка в атмосфере на несколько сотен километров, и что это расплывание должно зависеть от начальной энергии протонов. Очевидно, что от величины расплывания зависят оптические эффекты при протонных авроральных высыпаниях.

В работах /201,202,88,89,90/ при расчетах характеристик переноса *p*-H пучков в атмосфере эффект расплывания учитывался с помощью поправочного множителя к полной интенсивности пучка. Этот множитель считался не зависящим ни от энергии протонов, ни от высоты. Тем самым предполагалось, что после первоначального расплывания пучка на больших высотах радиус пучка остается постоянным до полного его поглощения.

Метод Монте-Карло позволяет подробно исследовать высотную зависимость расплывания *p*-H пучков в атмосфере при наличии магнитного поля. Примеры рассчитанных по модели "field ON" распределений *p*-H частиц на нескольких высотах показаны на рис.6.14 для изотропного пучка протонов с начальной энергией 10 кэВ. Представленные кривые (функция $Q(\rho,h)$) являются зависимостью доли частиц начального пучка, пересекших высоту h на расстоянии от оси пучка меньшем, чем R, от величины $\rho=R/(H_0-h)$. Расчет проводился для высоты источника H_0=700 км. Такое представление удобно для рассмотрения радиального расплывания, т.к. в предельном случае - пучок в вакууме без поля - функция $Q(\rho)$ не зависит от расстояния от источника и определяется только начальным угловым распределением. Из рисунка видно, что при наличии поля пучок фокусируется, и форма зависимости $Q(\rho,h)$ от ρ различна для разных высот h.

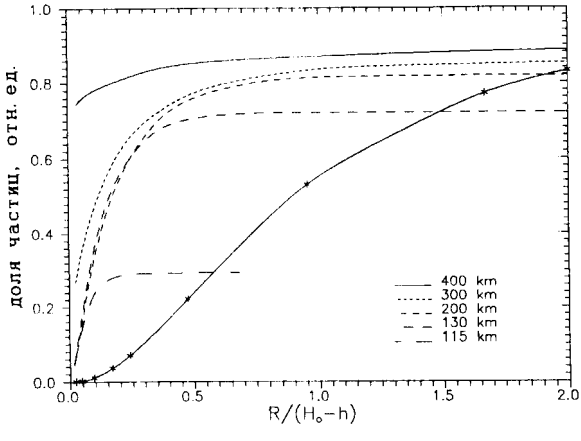


Рис.6.14. Зависимость $Q(\rho,h)$ на разных высотах для изотропного пучка протонов с E_0=10 кэВ. Модель с магнитным полем. Линия со звездочками - зависимость $Q(\rho)$ для пучка в вакууме без магнитного поля

Для более наглядной иллюстрации процесса фокусировки- расплывания *p*-H пучка на рис.6.15 приведены зависимости эффективных радиусов от высоты для изотропных пучков с начальными энергиями 1-100 кэВ. Эффективный радиус определялся как радиус окружности, внутри которой пересекают данную высоту 80% частиц. На каждой кривой звездочкой отмечена высота максимума соответствующего профиля выделения энергии. Ясно видно, что вблизи максимума профиля выделения энергии радиус пучка быстро уменьшается с уменьшением высоты.

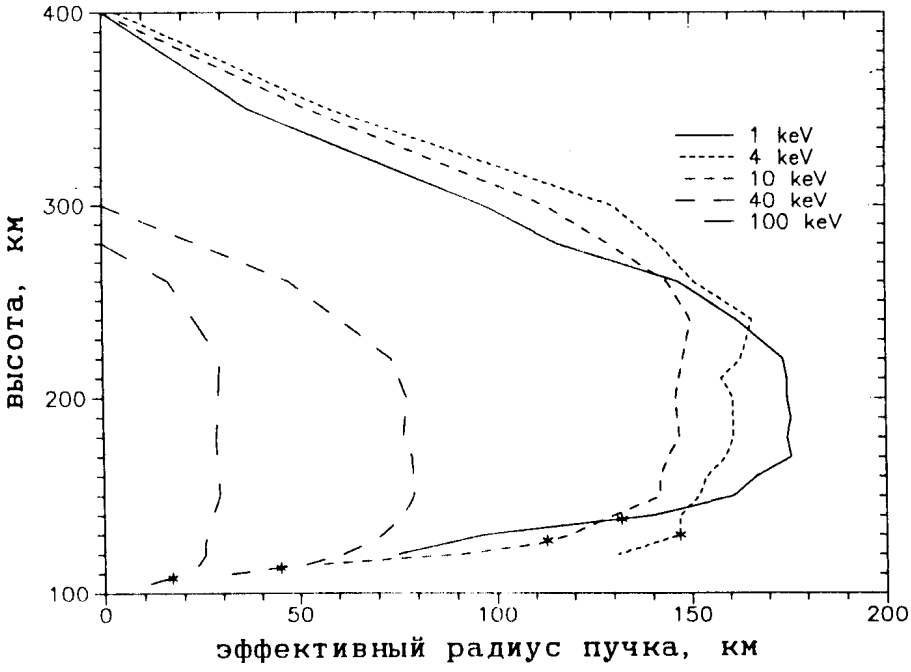


Рис.6.15. Эффективный радиус пучка в зависимости от высоты в атмосфере для изотропных протонно-водородных пучков с различными начальными энергиями

6.2.4. Эволюция зарядового состава пучка

Известно, что при прохождении протонного пучка в газе в результате многократных циклов перезарядки пучок становится зарядово-равновесным (см. главу 3), причем доли протонов и атомов водорода в равновесном пучке зависят только от сечений перезарядки и обдирки для частиц данной энергии в данном газе. Однако в атмосфере при наличии неоднородного (дипольного) магнитного поля происходит разделение частиц по заряду: поле задерживает протоны на больших высотах, а нейтральные H-атомы проходят ниже. В частности, это приводит к появлению дополнительного максимума в высотном профиле выделения энергии для мононаправленных пучков с большими питч-углами, что обсуждалось выше. Таким образом, в этом случае нельзя говорить о зарядовом равновесии в том же смысле, что в случае однородного газа без поля. Имеет место только приблизительное равновесие.

Рассмотрим эволюцию зарядового состава пучка в зависимости от высоты в атмосфере. На рис.6.16-6.17 показаны высотные профили потоков протонов и атомов водорода, рассчитанные по четырем моделям учета магнитного поля. Предполагалось, что источник на высоте 700 км испускает изотропный пучок протонов единичной интенсивности.

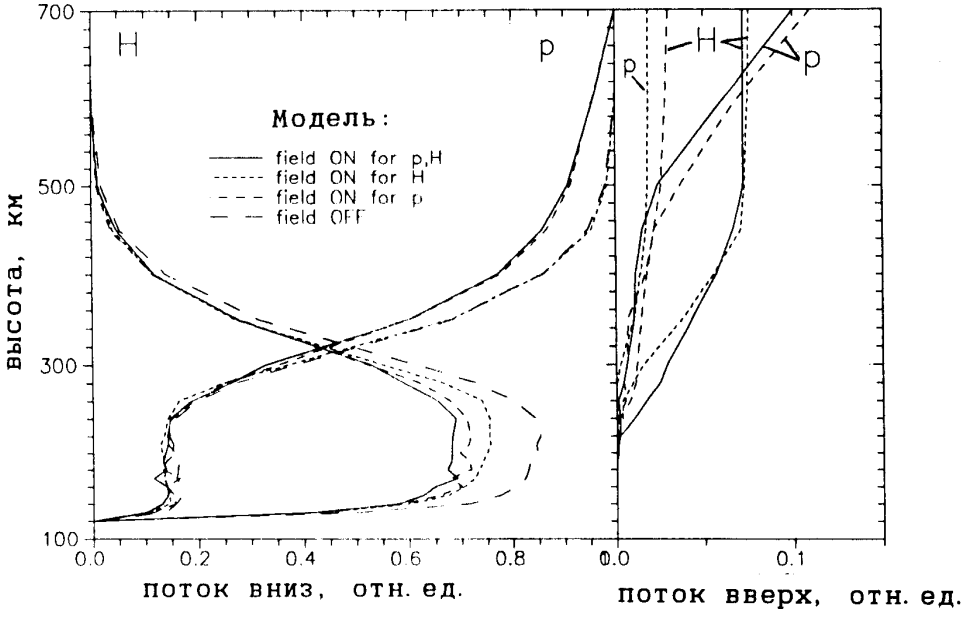


Рис.6.16. Потоки протонов и атомов водорода вверх и вниз в зависимости от высоты в атмосфере. Сравнение различных моделей учета магнитного поля. Начальный пучок - изотропный и моноэнергетичный с E_0=1 кэВ

Видно, что для потоков вниз модели "field ON" и "field ON for *p*" дают близкие (различие ~ 5%) высотные профили как для потока протонов, так и для потока H-атомов. Однако, для потоков вверх учет каждого механизма влияния поля отдельно не отражает их суммарного влияния. Можно заметить, что их влияние на поток частиц сказывается на разных высотах по-разному. Из расчета по модели "field ON for H" видно, что атомы водорода, в основном, отражаются в атмосфере на высотах 200-400 км, а на больших высотах поток отраженных частиц меняется мало. В модели "field ON for *p*" отражение протонов происходит на высотах >200 км и поток отраженных протонов растет с увеличением высоты.

По рисункам 6.16-6.17 можно оценить высоту, на которой наступает приблизительное зарядовое равновесие в пучке. Такие оценки, проведенные по результатам расчетов по моделям "field ON" и "field OFF" приведены в табл.6.5. Видно, что наличие дипольного магнитного поля приводит к увеличению высоты зарядового равновесия в среднем на 20 км.

Таблица 6.5

Высоты зарядового расновесия в пучках с изотропным моноэнергетичным начальным распределением. Расчет по моделям "field ON" и "field OFF".

E_0, кэВ	h_{eq}, км	
	"field ON"	"field OFF"
1	240	225
4	275	250
10	280	260
40	270	250
100	230	-

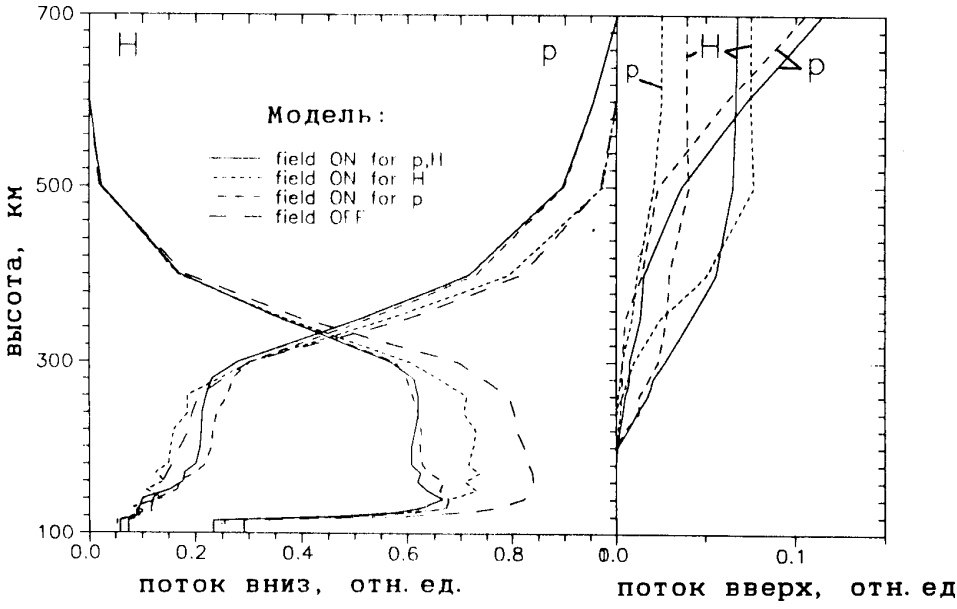


Рис.6.17. Потоки протонов и атомов водорода вверх и вниз в зависимости от высоты в атмосфере. Сравнение различных моделей учета магнитного поля. Начальный пучок - изотропный и моноэнергетичный с E_0=10 кэВ

6.3. Особенности прохождения протонно-водородных потоков в атмосфере Земли

Теоретическим и экспериментальным изучением прохождения потоков энергичных частиц в веществе занимаются в разных разделах физики, чему посвящены многочисленные статьи и монографии. Однако, как это видно из результатов, представленных в этой и предыдущей главах, распространение потоков протонов, высыпающихся в атмосферу Земли, имеет ряд особенностей, выделяющих его теоретическое описание из ряда схожих задач.

Эти особенности вызываются, в основном, следующими тремя причинами: 1) тем, что характерные энергии вторгающихся авроральных протонов (1-100 кэВ) лежат ниже энергии максимума тормозной способности атмосферных газов; 2) наличием процессов перезарядки; 3) весьма малым угловым рассеянием протонов и атомов водорода на атмосферных газах. К этому добавляются также своеобразие атмосферы Земли как поглотителя, а именно, наличие неоднородного магнитного поля и значительное изменение плотности и состава атмосферы на пути распространения частиц.

Обсудим подробнее эти причины и вызванные ими особенности транспортных характеристик.

На высотах 100-700 км атмосфера состоит в основном из трех газов: молекулярного азота (N_2), молекулярного кислорода (O_2) и атомного кислорода (O). Тормозные способности N_2, O_2 и O приведены на рис.3.10. Отметим, что максимумы тормозных способностей для всех трех газов лежат на энергиях 100-200 кэВ, то есть выше энергий типичных авроральных высыпаний. Для сравнения заметим, что для электронов тормозные способности основных атмосферных составляющих имеют максимум около 100 эВ (см. раздел 2.7). Это приводит к тому, что диапазон высот, на которые проникают в атмосферу протоны авроральных энергий, значительно уже, чем для авроральных электронов.

Наличие реакций перезарядки принципиально отличает процесс переноса протонно-водородных потоков от переноса потоков электронов. Это касается в первую очередь того, что нейтральные атомы водорода “не замечают” магнитного поля Земли, в

отличие от заряженных частиц - протонов и электронов, - которые на уровне ионосферы практически “привязаны” к силовым линиям магнитного поля, вдоль которых высыпаются.

При попадании в атмосферу зарядовый состав потока энергичных частиц начинает меняться, стремясь к зарядовому равновесию (см. рис.3.9). Сечения реакции захвата электрона для авроральных энергий значительно превышают сечения обдирки атома водорода, то есть протоны авроральных энергий эффективно нейтрализуются. Обратный переход в заряженное состояние значительно менее вероятен, поэтому энергичный нейтральный атом может пролететь значительное расстояние до того, как потеряет электрон в последующих столкновениях. Этим объясняется большое поперечное расплывание протонно-водородных пучков авроральных энергий.

При изучении характеристик переноса пучков заряженных частиц в среде принято рассматривать нормированную функцию распределения выделившейся энергии. При этом оказывается, что для электронов с энергиями выше 1 кэВ эта функция не зависит от начальной энергии частиц в пучке (см. гл.5). Однако для протонно-водородных пучков это не так. Форма этих кривых сильно зависит от начальной энергии частиц в пучке. Кроме того, форма кривых заметно отличается для мононаправленных пучков и для пучков с изотропным начальным питч-угловым распределением.

Основной причиной такого качественного отличия поведения нормированной функции распределения выделившейся энергии для протонно-водородных пучков и пучков электронов является качественное отличие в характере углового рассеяния. Действительно, для электронов авроральных энергий соотношение между транспортной длиной и средним пробегом $l_{тр} \le R_0$, то есть электроны быстро теряют информацию о своем начальном направлении движения, и пучок становится изотропным. Наличие максимума в кривой обеспечивается тем, что начальные энергии лежат выше энергии максимума тормозной способности атмосферных газов для электронов.

Для мононаправленных протонно-водородных пучков из-за малого углового рассеяния направление движения частиц не меняется, поэтому потери энергии частиц на данной глубине определяются только тормозной способностью поглотителя. Именно поэтому для пучков с энергиями <100 кэВ нормированная функция распределения выделившейся энергии не имеет максимума, а для энергий > 200 кэВ появляется максимум. Положение этого максимума меняется в зависимости от начальной энергии, так как он фактически соответствует глубине, на которой частицы пучка имеют среднюю энергию наиболее эффективного торможения средой (100-200 кэВ). Нахождения нормированной функции распределения выделившейся энергии для протонно-водородных пучков с изотропным начальным угловым распределением сводится к интегрированию по начальному углу функции для мононаправленного пучка данной энергии.

Угловое рассеяние протонов и атомов водорода обсуждалось в разделе 3.7. Отметим, что малое угловое рассеяние приводит также к тому, что для протонно-водородных пучков в однородном поглотителе альбедо-потоки практически отсутствуют. В реальной атмосфере альбедо-потоки формируются в основном за счет магнитного поля Земли. При этом играют свою роль два фактора. Во-первых, адиабатическое движение протонов в дипольном магнитном поле. Во-вторых, при движении нейтрального атома поперек силовых линий его питч-угол тоже увеличивается. Совместное действие этих двух факторов при формировании альбедо-потоков обсуждалось в разделе 6.2.1.

Некоторые другие особенности прохождения протонно-водородных потоков будут обсуждаться далее в главе 7.

Глава 7

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ N_2,O_2 И O ЭЛЕКТРОННЫМИ И ПРОТОННЫМИ ПОТОКАМИ

Как уже упоминалось ранее, процессы неупругого взаимодействия высыпающихся электронов и протонов с нейтралами атмосферы являются одним из доминирующих механизмов передачи энергии из магнитосферы в верхние слои высокоширотной атмосферы Земли. Через ионизацию и возбуждение авроральные электроны и протоны инициируют сложный комплекс физико-химических процессов, определяющих параметры ионосферной плазмы. В этой главе будут рассмотрены методы и результаты расчетов распределения потерь энергии тормозящимися авроральными частицами по внутренним степеням свободы молекулярных азота и кислорода, атомарного кислорода, их ионов и продуктов диссоциации.

7.1. Полярная ионосфера как неравновесная плазма

Область полярной ионосферы представляет собой среду, заполненную низкотемпературной плазмой и состоящую из атомов, молекул, ионов различного сорта и тепловых электронов. В ионосфере присутствуют молекулы и атомы различных газов: O_2, N_2, O, N и другие, различные ионы: O_2^+, N_2^+, NO^+, O^+, N^+, а также свободные тепловые электроны. Многочисленные нейтральные и ионизованные компоненты ионосферной плазмы постоянно находятся в различных состояниях внутреннего электронно-колебательного возбуждения, являясь источником оптического излучения, широко известного как полярные сияния. Поэтому спектральные исследования свечения в широком диапазоне длин волн (от крайнего ультрафиолета до дальней инфракрасной области) служат одним из информативных экспериментальных методов диагностики характеристик возмущенной ионосферной плазмы. Поскольку возникновение и существование ионосферной плазмы обеспечивается за счет притока энергии из внешней среды, которой являются различные области магнитосферы Земли, ионосфера всегда представляет собой систему открытую в термодинамическом смысле. Хорошо известно, что в формировании полярной ионосферы участвуют не только потоки высыпающихся электронов и протонов. В различных областях авроральной зоны, на различных высотах и в различных секторах местного времени ионосферная плазма подпитывается и за счет электромагнитного излучения Солнца, электрических полей и других внешних источников. Однако, учитывая направленность данной работы, мы будем рассматривать и анализировать только процессы и следствия столкновительного взаимодействия электронов, протонов и атомов водорода с нейтралами.

Если параметры потоков высыпающихся авроральных частиц меняются во времени, ионосферная плазма оказывается нестационарной. Частным случаем нестационарной плазмы является так называемая релаксирующая плазма, получаемая, когда воздействие внешних сил изменяется по величине или прекращается. При изменении величины потока частиц или его начального энергетического (или углового) спектра ионосферная плазма релаксирует к новому неравновесному стационарному состоянию. В природе в различной степени реализуются все три возможные состояния системы. Спокойные и долгоживущие дуги и полосы, диффузное свечение больших участков ионосферы является отражением стационарного неравновесного состояния ионосферной плазмы. Пульсирующие сияния представляют собой яркий пример сугубо нестационарного режима. Примеры релаксирующей плазмы проявляются в ситуациях, связанных с мгновенным или кратковременным уярчением отдельных дискретных форм

полярных сияний или диффузного свечения, связанного с внезапными началами магнитных бурь.

В целом полярная ионосфера является примером сугубо неоднородной плазмы. Основными причинами неоднородности служат: крайне неравномерное распределение по широте, долготе и во времени характеристик потоков высыпающихся авроральных частиц, неоднородный высотный состав нейтральной атмосферы.

7.2. Функции распределения по внутренним степеням свободы

Довольно широкий круг явлений, протекающих в ионосферной плазме, может быть описан на уровне функций распределения отдельных сортов частиц. Поведение каждого выделенного сорта частиц N может быть описано функцией распределения $f_N(\boldsymbol{V},\boldsymbol{r},t)$, которая характеризует долю частиц, имеющих скорость в интервале $\boldsymbol{V}_N+d\boldsymbol{V}_N$ и находящихся в окрестности заданной точки пространства $\boldsymbol{r}+d\boldsymbol{r}$ в заданный момент времени t /64/:

$$d\left[N\left(\boldsymbol{V},\boldsymbol{r},t\right)\right]=f_N\left(\boldsymbol{V},\boldsymbol{r},t\right)d\boldsymbol{V}_N d\boldsymbol{r}\,; \tag{7.1}$$

с нормировкой:

$$\int f_N\left(\boldsymbol{V},\boldsymbol{r},t\right)d\boldsymbol{V}_N=\left[N\left(\boldsymbol{r},t\right)\right],\quad \int\left[N\left(\boldsymbol{r},t\right)\right]d\boldsymbol{r}=\left[N\left(t\right)\right], \tag{7.2}$$

где $[N(\boldsymbol{r}, t)]$ - объемная концентрация, $[N(t)]$ - полное число частиц сорта N в системе.

Распределение частиц сорта N по уровням внутреннего возбуждения вследствие их дискретности можно описать функциями, отражающими относительную заселенность уровня j в данной точке пространства $\boldsymbol{r}$ в заданный момент времени t /64/:

$$f_N\left(j,\boldsymbol{r},t\right)=\left[N\left(j,\boldsymbol{r},t\right)\right]/\left[N\left(\boldsymbol{r},t\right)\right]; \tag{7.3}$$

с нормировкой:

$$\sum_j f_N\left(j,\boldsymbol{r},t\right)=1\,. \tag{7.4}$$

Для краткости записи в (7.3) и (7.4) символом j обозначен полный набор квантовых чисел, характеризующий состояние внутреннего возбуждения частицы.

Нахождение самосогласованных функций распределения частиц по скоростям и уровням внутреннего возбуждения связано с решением системы кинетических уравнений, каждое из которых имеет вид нелинейного интегродифференциального уравнения:

$$\frac{\partial\left[N(t)\right]f_{N_j}}{\partial t}+\boldsymbol{V}_{N_j}\frac{\partial\left[N(t)\right]f_{N_j}}{\partial\boldsymbol{r}}=Q_{N_j}+\sum_S R_S^{N_j}+\sum_Y R_Y^{N_j}+\sum_X R_{N_j}^X\,, \tag{7.5}$$

где $R_S^{N_j}, R_Y^{N_j}, R_{N_j}^X$ - интегралы химических реакций, приводящие к возникновению, дезактивации и исчезновению частиц сорта N_j.

С целью упрощения мы опустили при написании (7.5) переменные $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{V}$, в левой части отбросили член, описывающий поведение частиц в поле действия внешних сил, в правой части пренебрегли интегралом упругих столкновений. Интегрируя (7.5) по скоростям частицы N с учетом нормировки (7.2), можно получить балансные кинетические уравнения для нахождения концентрации частиц сорта N в j-м

возбужденном состоянии. В этом случае интегралы химических реакций преобразуются к виду:

$$\sum_S R_S^{N_j} = \sum_{S,X,i,j} k_{S_i}^{X_j}[S_i][X_j];$$

$$\sum_Y R_Y^{N_j} = \sum_{Y,i} k_{Y_i}^{N_j}[Y_i][N_j];$$

$$\sum_X R_{N_j}^{X} = \sum_{X,i} k_{N_j}^{X_i}[N_j][X_i], \qquad (7.6)$$

где k - коэффициенты скоростей соответствующих бимолекулярных реакций.

Используя кинетические уравнения типа (7.5) и балансные уравнения с интегралами химических реакций типа (7.6), можно задачу нахождения самосогласованных функций распределения по скоростям и уровням внутреннего возбуждения разбить на две отдельные. Первая задача сводится к нахождению функции распределения частиц различного химического сорта по скоростям при известном (или заданном) распределении частиц по уровням внутреннего возбуждения. Вторая задача сводится к нахождению концентрации частиц на разных уровнях N_j при известных коэффициентах скоростей соответствующих бимолекулярных реакций. Во втором случае при нахождении N_j в ионосферной плазме, как правило, пользуются коэффициентами k, измеренными в лабораторных экспериментах.

В свою очередь, в правой части (7.5) отдельным членом Q_{Nj} мы ввели скорость образования частиц сорта N в j-м возбужденном состоянии, которая целиком определяется в рамках нашего рассмотрения процессами неупругого взаимодействия электронов, протонов и атомов водорода с нейтралами среды. Данный подход представляется оправданным шагом, поскольку через Q_{Nj} осуществляется связь протекающих в ионосферной плазме процессов с параметрами высыпающихся в ионосферу авроральных частиц. Нахождение Q_{Nj} как функции высоты и параметров инжектированных в газ электронов и протонов связано с решением отдельной и достаточно сложной задачи переноса авроральных частиц в атмосфере Земли. Построению эффективных методов расчета Q_{Nj} будут посвящены следующие разделы данной главы.

7.3. Особенности распределения энергии по электронным и колебательным уровням N_2, O_2 и O

Введем понятие энергетической цены ε_j, под которой будем понимать величину средней энергии, израсходованной энергичной частицей при полном ее торможении на образование одной частицы газа в конкретном j-м состоянии. Через η_j обозначим долю энергии, затраченную на данный канал торможения. Тогда, исходя из определения ε_j *и* η_j, можно написать следующее соотношение:

$$\varepsilon_j = \frac{W}{N_j} = \frac{W}{(\eta_j W)/W_j} = \frac{W_j}{\eta_j}, \qquad (7.7)$$

где W - величина энергии, поглощенной в среде, W_j - порог возбуждения j-го уровня частицы сорта N. Отметим, что в случае полного поглощения инжектированных частиц средой W равно начальному потоку энергии инжектированных частиц.

Из (7.7) видно, что ε_j и η_j связаны простым соотношением:

$$\varepsilon_j \eta_j = W_j \, .$$

Можно выделить ряд основных подходов к решению задачи определения ε_j и η_j. Мы сознательно не будем приводить обширную библиографию по данному вопросу, ограничившись лишь ссылками на несколько ключевых работ, в которых были рассмотрены процессы диссипации заряженных частиц в газах N_2, O_2, и O и в качестве результатов были приведены рассчитанные значения ε_j или η_j.

Первые попытки расчета ε_j в газах N_2, O_2, и O /208,316/ были предприняты в рамках моделей непрерывного замедления, согласно которым электроны (протоны) при движении в газе теряют энергию не дискретными порциями, а непрерывным образом в соответствии со средними потерями. Данный метод, как было показано в /248/, дает удовлетворительные результаты только тогда, когда в процессе деградации энергии реализуются условия, при которых порция потерянной энергии гораздо меньше энергии провзаимодействовавшей с молекулой частицы.

В дальнейшем модель непрерывного замедления претерпела значительную модификацию в работах /125,164/, авторы которых предложили и использовали процедуру расчета деградационного спектра электронов с попыткой учета дискретного характера потерь энергии. Суть предложенной процедуры заключалась в разбиении энергетической оси на ряд узких интервалов, в которые и перераспределялись электроны после неупругих взаимодействий в соответствии с вероятностями, определяемыми сечениями неупругого рассеяния.

Традиционный подход к проблеме определения ε_j или η_j связан с определением функции распределения электронов (протонов) *f(E)* на основе решения кинетического уравнения. Знание *f(E)* позволяет рассчитать η_j, определяемую следующим образом:

$$\eta_j = \int_0^\infty f(E) E \sigma_j(E) W_j \, dE \Big/ \int_0^\infty f(E) E \left(\sum_j \sigma_j(E) W_j \right) dE \, ,$$

где $\sigma_j(E)$, W_j - сечение возбуждения и порог возбуждения *j*-го состояния соответственно.

В рамках кинетического подхода, реализованного в работе /37/, была решена задача возбуждения N_2, O_2, пучком релятивистских электронов, однородно-распределенных в газе, и рассчитаны энергетические цены ряда неупругих процессов.

Альтернативным рассмотренным выше методам является метод статистических испытаний. Представляя собой прямую имитацию процесса переноса, метод Монте-Карло позволяет наиболее корректно учесть вероятностный характер потерь энергии в индивидуальных актах рассеяния, сведя систематическую ошибку вычислений в рамках заданной физической модели среды к точности нашего знания характеристик элементарных актов рассеяния. В различных модификациях прямое моделирование процесса торможения электронов (протонов) в атмосферных газах с целью расчета энергетических цен было использовано в работах /24,167,197/. Отметим, что при этом все характеристики взаимодействия - число актов ионизации и возбуждения, роль электронов ионизационного каскада в различных поколениях и т.д - анализируются непосредственно в процессе моделирования, а не определяются через спектр деградации, что делает их более надежными.

Рассмотрим результаты расчетов распределения энергии по электронным состояниям молекул N_2, O_2, и атома O, их ионов и колебательным уровням основного состояния N_2 и O_2. Расчеты были проведены для потоков моноэнергетических электронов с энергиями в интервале 0.05-10 кэВ в рамках модели , описанной в гл. 4.

Оценка доли энергии, затраченной на возбуждение *j*-го состояния, определялась по формуле

$$\eta_j = \overline{n}_j \frac{W_j}{E_0}, \tag{7.8}$$

где $\overline{n}_j$ - среднее число j-х состояний при единичной плотности инжектированного потока, W_j- порог возбуждения j-го состояния, E_0 - начальная энергия электрона.

Молекулярный азот

На рис.7.1-7.4 приведены зависимости $\eta_j(E_0)$ для основных каналов возбуждения N_2, описанных в соответствии с сечениями рассеяния, представленными в главе 2. Общая особенность всех кривых, как следует из расчетов, заключается в стремлении $\eta_j(E_0)$ с увеличением энергии к постоянному для данного уровня значению. Следовательно, среднее число актов возбуждения при больших энергиях становится пропорциональным начальной энергии электрона:

$$\overline{n}_j = C_j E_0 \quad ; \quad E_0 \geq 1 \text{ кэВ}.$$

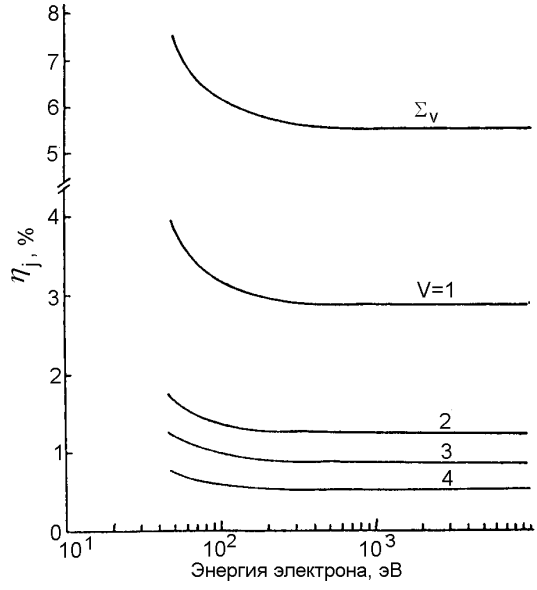


Рис.7.1. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по колебательным уровням основного состояния N_2 *(в процентах):*
Σ_v *- сумма первых четырех колебательных термов*

Значительную часть энергии электроны всего ионизационного каскада в азоте расходуют на ионизацию. При увеличении начальной энергии затраты на полную ионизацию возрастают, достигая при E_0>250 эВ более 50%. Вторым по интенсивности каналом поглощения является возбуждение электронных уровней. В отличие от ионизации суммарные потери на возбуждение электронных состояний уменьшаются с увеличением начальной энергии с 60% при E_0≈0.05 кэВ до 37% при E_0≈10 кэВ. Затраты на возбуждение первых четырех колебательных уровней основного состояния N_2 составляют величину ~6.5% при E_0≈10 кэВ. Однако полученная величина может рассматриваться только как верхняя оценка эффективности данного канала, поскольку в диапазоне возбуждения колебательных уровней возможно включение новых каналов диссипации энергии, например, возбуждение вращательных степеней свободы.

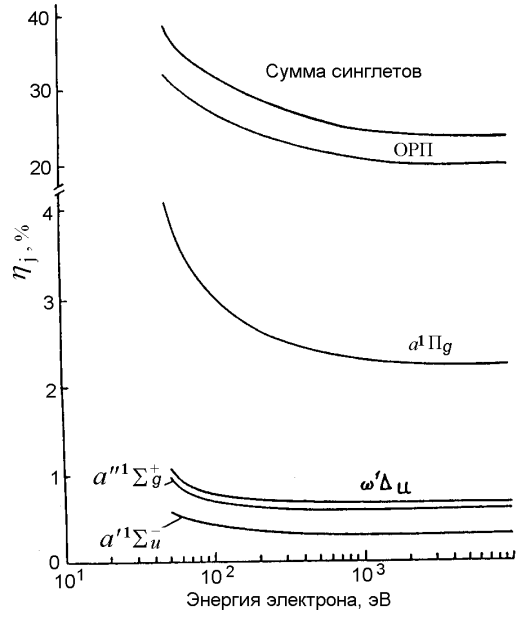


Рис.7.2. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по синглетным термам N_2 *(в процентах):*
ОРП - сумма состояний, соответствующих оптически-разрешенным переходам

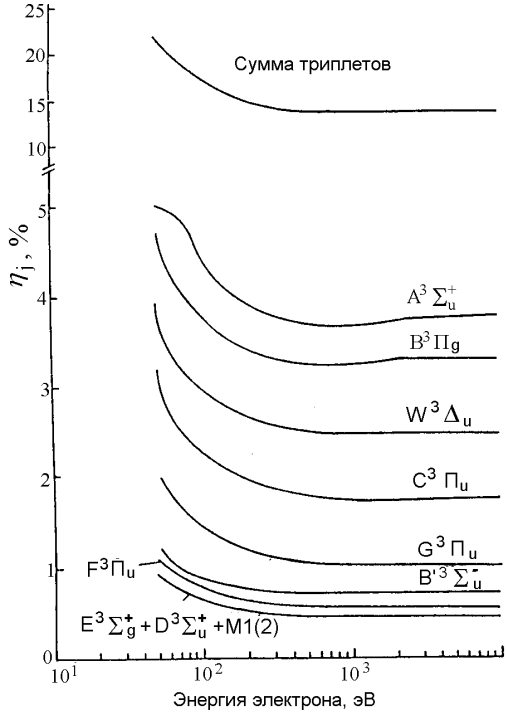


Рис.7.3. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по триплетным термам N_2 *(в процентах)*

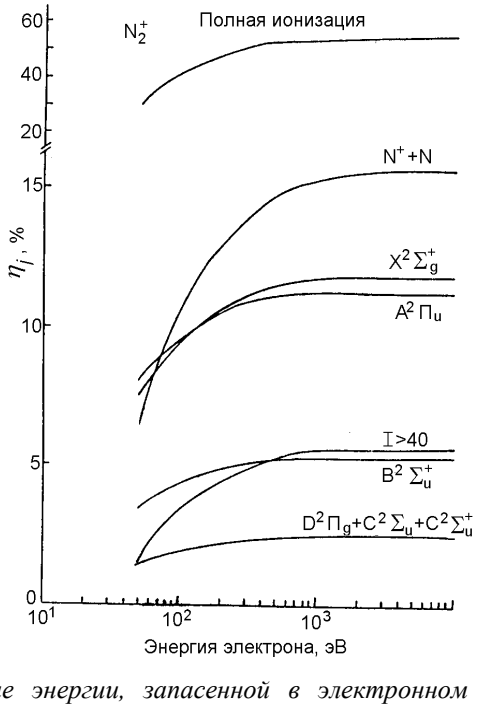


Рис.7.4. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по различным каналам ионизации N_2 *(в процентах)*

Анализ распределения энергии по каналам ионизации показывает, что наиболее энергоемким каналом является производство ионов N_2^+, на которое тратится около 39% энергии. На долю диссоциативной ионизации падает ~ 16% начальной энергии электрона. Полученные оценки показывают, что число молекулярных ионов N_2^+, образованных пучком электронов, сравнимо с числом атомарных ионов N^+ ($N_2^+/N^+ \approx 2.4$). При этом отношение N_2^+/N^+ слабо зависит от начальной энергии электрона. Таким образом, при моделировании плазмохимических процессов в плазме азота необходимо учитывать реакции с участием N_2^+ и N^+.

Единственной, определенной в лабораторном эксперименте, является энергетическая цена процесса полной ионизации, характеризующая среднюю энергию, затраченную на образование одной ионно-электронной пары. На рис.7.5 приведено сравнение экспериментальных результатов /114,164,208,301/ с данными теоретических расчетов. Из рисунка можно видеть удовлетворительное согласие между результатами теоретических расчетов и экспериментальными данными.

Молекулярный кислород

На рис.7.6 и 7.7 приведены зависимости $\eta_j(E_0)$ для основных каналов возбуждения O_2. Все $\eta_j(E_0)$ демонстрируют, как и в случае N_2, стремление к постоянному значению при увеличении начальной энергии электрона. Из рисунков видно, что значительную часть энергии электроны ионизационного каскада в молекулярном кислороде расходуют на ионизацию. С ростом начальной энергии затраты на полную ионизацию возрастают, достигая при $E_0 \geq 100$ эВ более 50%. Аналогичным образом ведут себя затраты энергии на возбуждение отдельных состояний O_2^+, что видно из приведенных рисунков. Исключение составляет основное состояние иона $O_2^+(X^2\Pi_g)$, для которого поведение $\eta_j(E_0)$ подобно поведению затрат энергии, идущих на возбуждение электронных состояний O_2. В отличие от ионизации суммарные потери на возбуждение электронных

состояний уменьшаются с увеличением начальной энергии с 57% при $E_0 \approx 0.05$ кэВ до 38% при $E_0 \approx 10$ кэВ. Потери энергии на возбуждение первых четырех колебательных уровней основного состояния O_2 составляют величину ~ 2.6% при $E_0 \approx 10$ кэВ.

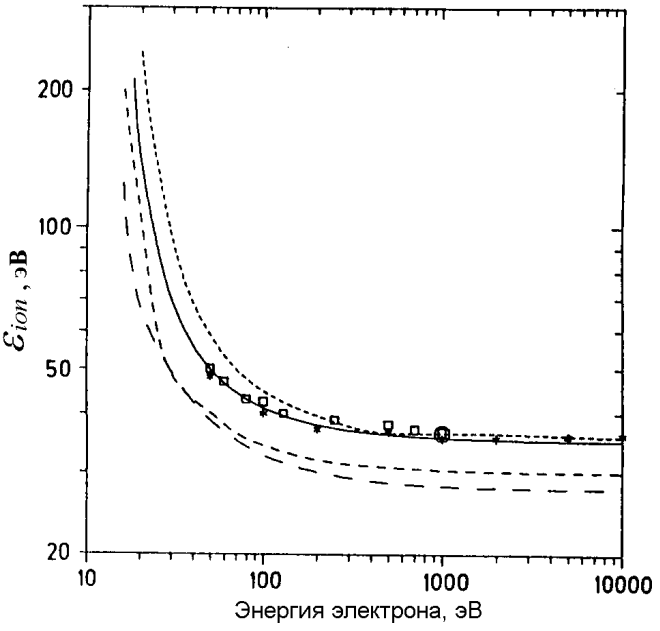


*Рис.7.5. Энергетическая цена ионизации ε_i для электронных пучков: короткий, средний и длинный пунктир - результаты статистического моделирования в N_2, O_2 и O; * - расчет /164/, o - расчет /208,301/, - эксперимент /114/, + - эксперимент /203/, - эксперимент /167/; сплошная линия - аппроксимация согласно (7.9)*

Анализ распределения по каналам ионизации показывает, что самым энергоемким каналом является производство ионов O_2^+, на которое тратится около 38% энергии при $E_0 \approx 10$ кэВ. На долю диссоциативной ионизации приходится около 22% начальной энергии электронного пучка. Полученные оценки показывают, что число молекулярных ионов O_2^+, образованных пучком электронов, сравнимо с числом атомарных ионов O^+($O_2^+/O^+ \approx 1.7$). При этом отношение O_2^+/O^+ слабо зависит от начальной энергии электрона. Таким образом, при моделировании плазмохимических процессов в молекулярном кислороде, так же как и в N_2, необходимо учитывать реакции с участием O_2^+ и O^+.

Среди электронных состояний O_2 самыми энергоемкими являются состояния с порогами возбуждения, локализованными в интервале 7.1-9.5 эВ. На их долю приходится около 21% энергии при начальной энергии электрона ~10 кэВ. Электронные состояния с порогами возбуждения в данном интервале формируют хорошо известный континуум Шумана-Рунге (Ш-Р), основной вклад в который приписывают возбуждению терма $B^3\Sigma_u^-$. Континуум Ш-Р является эффективным каналом предиссоциации молекулярного кислорода.

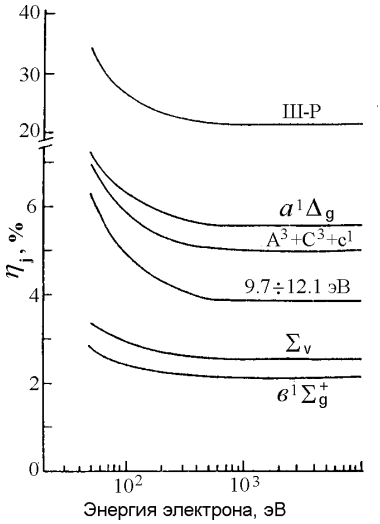


Рис.7.6. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по возбужденным уровням O_2 *(в процентах).* Σ_v *- сумма первых четырех колебательных уровней основного состояния, Ш-Р - континуум Шумана-Рунге*

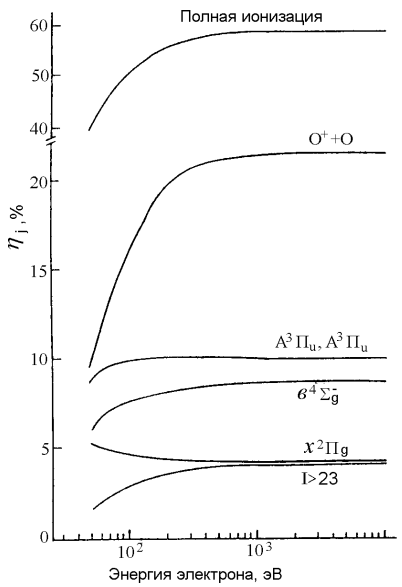


Рис.7.7. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по различным каналам ионизации O_2 *(в процентах)*

Энергоемкость $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ состояний, являющихся источниками инфракрасной атмосферной и атмосферной полос, сравнительно невелика и составляет 5.6 и 2.2% при $E_0 \approx 10$ кэВ.

Атомарный кислород

Атомарный кислород характеризуется большим числом каналов диссипации энергии, представляющих собой ридберговские серии, сходящиеся к трем состояниям

иона O^+. Поэтому модель, используемая в расчетах, была реализована в рамках схемы "укрупненных" соударений.

В результате "укрупнения" каналы неупругого рассеяния электронов атомом кислорода включили в себя:

два уровня основной конфигурации ^1D и ^1S;

девять состояний из ридберговских серий, сходящихся к ^4S уровню иона O^+, имеющих конфигурации $3s^5S$, $4s^5S$, $(n\geq5)s^5S$, $3p^5P$, $4p^5P$, $(n\geq5)p^5P$, $3d^5D$, $4d^5D$, $(n\geq5)d^5D$;

совокупность состояний из ридберговских серий, сходящихся к ^{2}D и ^{2}P уровням иона O^+ с $\sigma(E\to\infty)\sim E^{-3}$;

три состояния из ридберговской серии, сходящейся к ^4S уровню иона O^+, имеющих конфигурации $3p^3P$, $4p^3P$, $(n\geq5)p^3P$;

совокупность состояний из ридберговских серий, сходящихся к ^{2}D и ^{2}P уровням иона O^+ с $\sigma(E\to\infty)\sim E^{-1}$;

шесть состояний из ридберговских серий, сходящихся к ^4S уровню иона O^+, имеющих конфигурации $3s^3S$, $4s^3S$, $(n\geq5)s^3S$, $3d^3D$, $4d^3D$, $(n\geq5)d^3D$,

совокупность состояний из ридберговских серий, сходящихся к ^2D и ^2P уровням иона O^+ с $\sigma(E\to\infty)\sim(\ln E)/E$;

три канала ионизации, приводящих к образованию иона O^+ в ^4S, ^2D и ^2P состояниях

На рис.7.8-7.10 построены зависимости $\eta_j(E_0)$ для основных каналов возбуждения O. Все $\eta_j(E_0)$ также демонстрируют стремление к постоянному значению при увеличении начальной энергии. Из рисунков видно, что значительную часть энергии электроны расходуют на ионизацию. С ростом начальной энергии затраты на полную ионизацию возрастают, достигая при E_0>130эВ более 50%. В отличие от ионизации суммарные потери на возбуждение электронных состояний уменьшаются с увеличением начальной энергии с 54% при $E_0\approx0.05$ кэВ до 44% при $E_0\approx10$ кэВ.

Анализ распределения энергии по каналам ионизации показывает, что самыми энергоемкими являются каналы образования ионов O^+ в ^2D и ^4S состояниях, на которые тратится около 24 и 21% энергии при $E_0\approx10$ кэВ. Среди термов атома кислорода максимальная $\eta_j(E_0)$ соответствует ^1D состоянию, диапазон изменения которой составляет 16-13% при увеличении начальной энергии от 0.05 до 10 кэВ.

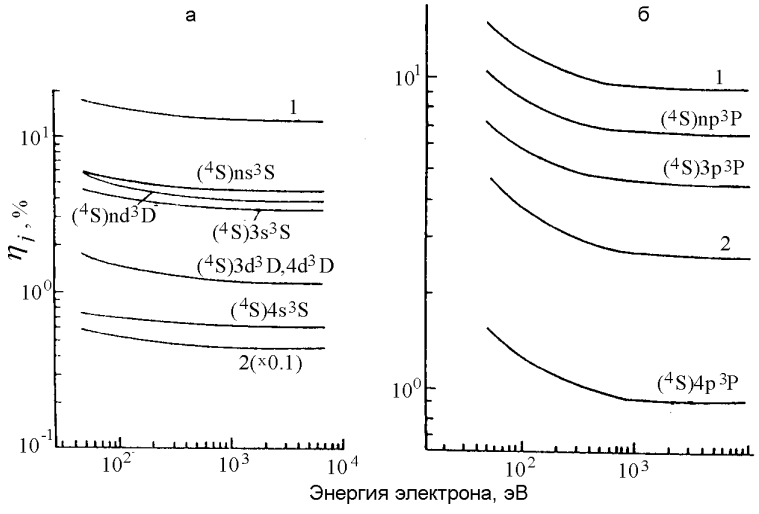


Рис.7.8. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по ^3S и ^3D уровням (а) и ^3P уровню (б) атома O *(в процентах).*

1 - затраты на возбуждение суммы термов (разрешенные переходы), сходящихся к ^4S, ^2D и ^2P уровням иона O^+*; 2 - затраты на возбуждение суммы термов (запрещенные переходы), сходящихся к ^2D и ^2P уровням иона* O^+

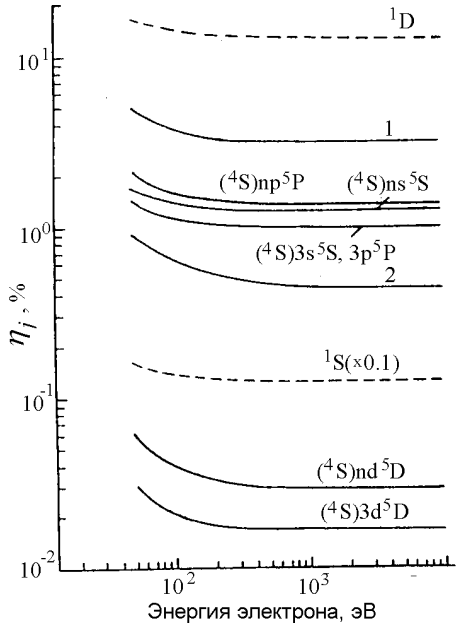


Рис.7.9. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по ^{5}S, ^{5}D, ^{5}P, ^{1}D, ^{1}S уровням атома O *(в процентах). Обозначения те же, что и на рис.7.8*

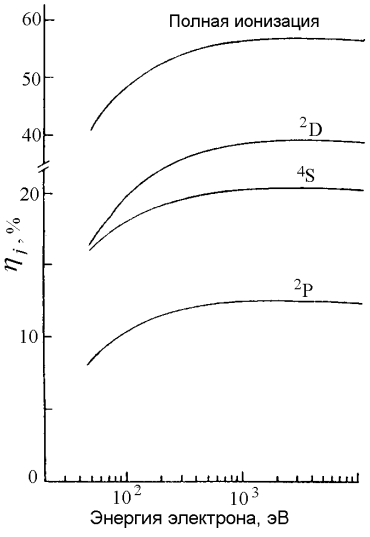


Рис.7.10. Распределение энергии, запасенной в электронном потоке, по электронным уровням иона O^+ *(в процентах)*

7.4. Роль электронов ионизационного каскада

Оценка вклада электронов различных поколений, рожденных в ионизационных взаимодействиях, представляется важной для понимания характера поведения энергетических цен возбуждения нейтралов и ионов плазмы. Более того, данные оценки важны и в методическом плане при реализации конкретных моделей и методов решения задач переноса электронных пучков в газовых средах.

Вклад электронов различных поколений в формирование *j*-го состояния молекулы (атома) рассчитывался по формуле:

$$\lambda_{jk}(E_0) = \overline{n}_{jk}(E_0) / \sum_k \overline{n}_{jk}(E_o),$$

где $\overline{n}_{jk}$ - среднее число актов возбуждения *j*-го состояния электронами *k*-го поколения.

На рис.7.11-7.14 приведены примеры $\lambda_{jk}(E_0)$, рассчитанные для электронных состояний N_2, O_2, O и их ионов с различными типами асимптотической зависимости сечений их возбуждения в области высоких энергий. Первой группе отвечают процессы, описываемые сечением с асимптотикой типа $\ln E/E$ - это процессы ионизации и дипольно-разрешенные переходы. Ко второй группе относятся процессы, описываемые сечением с асимптотикой типа E^{-1} и к третьей - с асимптотикой типа E^{-3}. Из рис.7.11 и 7.12 видно, что для ионизации и возбуждения состояний, соответствующих дипольно-разрешенным переходам, вклад первичных электронов λ_{j1} остается значительным в широком диапазоне начальных энергий. Например, при ионизации N_2 с образованием основного состояния $X^2\Sigma_g^+$ иона N_2^+ он составляет 97% при $E_0 \approx 0.1$ кэВ и падает лишь до 66.5% с увеличением начальной энергии до 5 кэВ. Вклад вторичных электронов незначителен и достигает к 5 кэВ лишь 33.5%. Иную картину мы наблюдаем при формировании уровней, характеризующихся сечениями возбуждения с асимптотикой E^{-3}, рисунок 7.14. В этом случае наблюдается резкий, с увеличением начальной энергии, спад величины вклада первичных электронов в интенсивность возбуждаемого состояния. В случае формирования $A^3\Sigma_u^+$ состояния N_2 величина λ_{j1} уменьшается от 77%, при $E_0 \approx 0.05$ кэВ до 4.5% при $E_0 \approx 1$ кэВ. В то же время вклад потоков вторичных электронов в образование данного уровня превышает 50% уже при $E_0 > 100$ эВ. А при начальной энергии более 0.5 кэВ уже заметен и вклад электронов третьего поколения, достигший 10% и продолжающий расти с увеличением энергии. Промежуточной ситуации в поведении λ_{jk} отвечают процессы, описываемые сечениями с асимптотикой типа E^{-1} (рис.7.13).

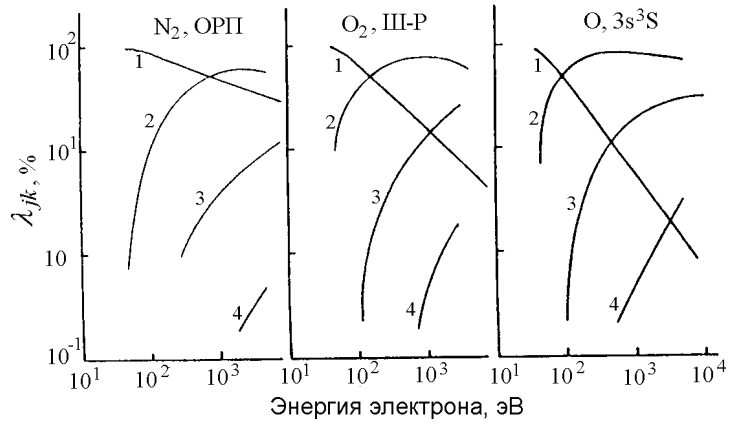


Рис.7.11. Вклады вторичных электронов в возбуждение термов N_2, O_2, *и* O, *описываемых сечениями возбуждения с асимптотикой при высоких энергиях ln(BE)/E (в процентах):*

1 - первичные электроны, 2,3,4 - вторичные электроны соответственно первого, второго и третьего поколений

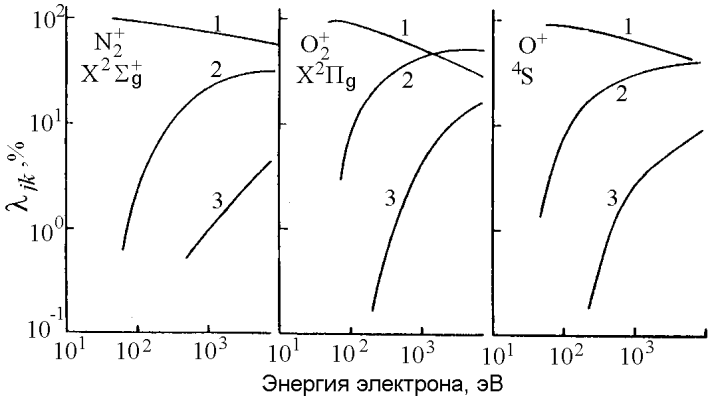


Рис.7.12. Вклады вторичных электронов в возбуждение термов N_2, O_2, *и* O *(в процентах). Обозначения те же, что и на рис.7.11*

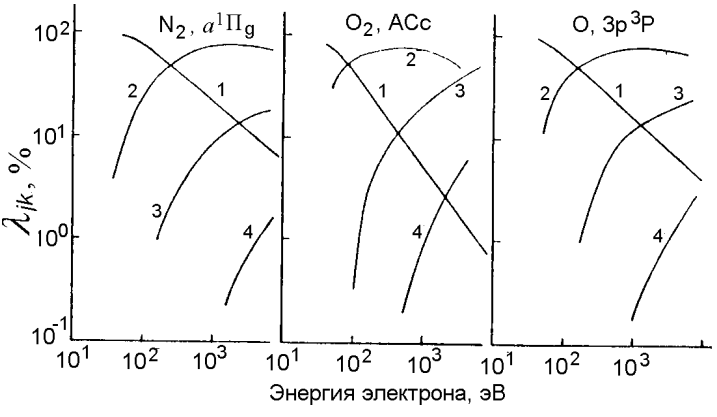


Рис.7.13. Вклады вторичных электронов в возбуждение термов N_2, O_2, *и* O, *описываемых сечениями возбуждения с асимптотикой при высоких энергиях* E^{-1} *(в процентах). Обозначения те же, что и на рис.7.11*

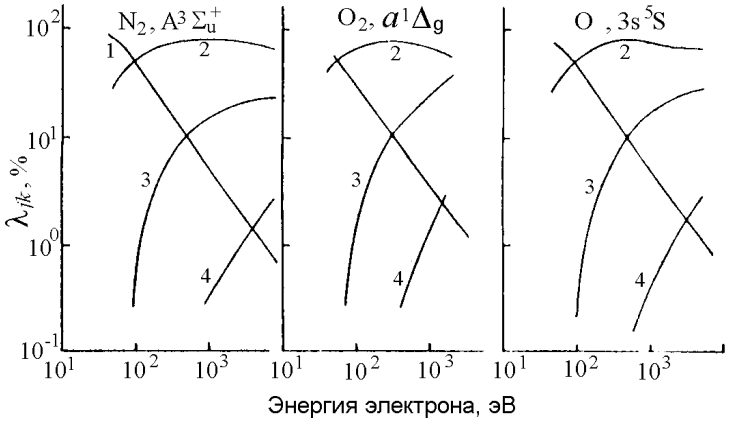


Рис.7.14. Вклады вторичных электронов в возбуждение термов N_2, O_2, *и* O, *описываемых сечениями возбуждения с асимптотикой при высоких энергиях* E^{-3} *(в процентах). Обозначения те же, что и на рис.7.11*

Полезной является и характеристика, описывающая долю энергии, запасенную в электронных потоках различных поколений в зависимости от начальной энергии тормозящегося электрона:

$$\overline{W}_k(E_0) = \overline{E}_k(E_0)/E_0,$$

где $\overline{E}_k$ - средняя энергия электронов *k*-го поколения.

На рисунке 7.15 приведены $\overline{W}_k$ для N_2, O_2, и O. Из рисунка видно, что характер зависимостей $\overline{W}_k(E_0)$ подобен для всех трех газов. Расчеты показали, что во втором и в третьем поколении электронов ионизационного каскада запасается более 50 и 10% начальной энергии инжектированного в газ потока электронов уже при E_0>5 кэВ.

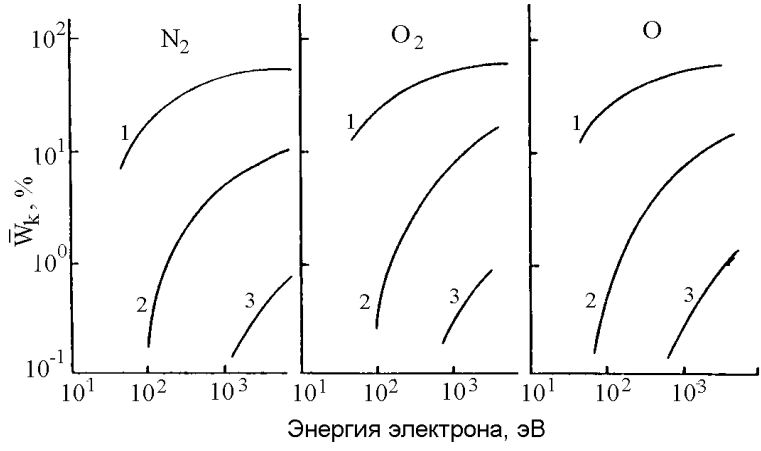


Рис.7.15. Средняя энергия $\overline{W}_k$, запасенная в потоках вторичных электронов разных поколений (в процентах):
1 - вторичные электроны первого поколения; 2 - второго поколения; 3 - третьего поколения

7.5. Характеристики ионизации для протонных высыпаний

В данном разделе будут представлены результаты расчета и анализа средних потерь энергии, идущих на образование одной ион-электронной пары (энергетическая цена ионизации), для случая чисто протонных высыпаний. Расчеты были проведены для моноэнергетических пучков протонов с начальными энергиями лежащими в интервале 0.1 кэВ-1 МэВ в трехкомпонентной (N_2, O_2, O) модели атмосферы.

В соответствии с (7.7) энергетическая цена ионизации определялась по формуле:

$$\varepsilon_{ion}(E_0) = \frac{\overline{W}}{N_{tot}^{ion}},$$

где $\overline{W}$ - средняя энергия, выделившаяся в поглотителе при инжекции протонного пучка единичной интенсивности, N_{tot}^{ion} - число рожденных ион-электронных пар.

В случае протонных высыпаний ион-электронные пары рождаются в следующих реакциях:

1) прямая ионизация p-H частицами

$$p + M \rightarrow p + M^+ + e;$$
$$H + M \rightarrow H + M^+ + e;$$

2) реакции перезарядки

$$p + \mathrm{H} \rightarrow \mathrm{H} + \mathrm{M}^{+};$$
$$\mathrm{H} + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{M} + e;$$

3) ионизация вторичными электронами

$$e + \mathrm{M} \rightarrow \mathrm{M}^{+} + 2e,$$

где M - N_2, O_2, O

Вклад реакций 1 и 2 в образование ион-электронных пар рассчитывался в рамках прямого моделирования процесса переноса. Вклад вторичных электронов ионизационного каскада рассчитывался в рамках приближения локальных потерь энергии с использованием энергетических цен ионизации, полученных в разделе 7.3 для электронных потоков. Для удобства электронная энергетическая цена ε_e была аппроксимирована выражением:

$$\varepsilon_e(E_s) = 35E_s / (E_s - 15), \tag{7.9}$$

где E_s - энергия вторичного электрона.

Характер аппроксимации (7.9) представлен на рис.7.5. Точные расчеты показали, что использование (7.9) приводит к ошибке в расчетах ε_{ion}, не превышающей 0.2 эВ.

Используя (7.9), вклад каждого вторичного электрона, рожденного в реакциях с протонами или атомами водорода, в создание ион-электронных пар, можно учитывать, введя следующий весовой фактор:

$$\omega(E_s) = 1 + E_s/\varepsilon_e(E_s) = 1 + (E_s - 15) / 35, \tag{7.10}$$

где E_s/ε_e - суммарное число электронов всех последующих поколений, рожденных электроном с энергией E_s.

Другими словами фактор $\omega(E_s)$ включает все поколения вторичных электронов.

На рис.7.16а представлены результаты расчета ε_{ion} как функции начальной энергии протонного пучка, инжектированного в атмосферу Земли. Относительные вклады в полную ионизацию каналов прямой ионизации *p*-H частицами, реакций перезарядки и ионизации потоками электронов ионизационного каскада представлены на рис.7.16б.

Для протонных пучков ε_{ion} исследованы значительно хуже, чем для электронных высыпаний. Имеются значительные отличия не только в абсолютных значениях, но и в форме энергетической зависимости ε_{ion}, полученной разными авторами (см. рис.7.16а). Наиболее интересный интервал начальных энергий для протонных сияний лежит в диапазоне 0.1-100 кэВ. Именно в этом интервале эффективно работает цикл реакций перезарядки. С другой стороны можно видеть, что с ростом начальной энергии протонного пучка, уже при E_0>100 кэВ, энергетическая цена все более и более начинает определяться потоками рожденных вторичных электронов. Поэтому естественно ожидать, что асимптотическое значение ε_{ion} для протонов должно быть близко к асимптотическому значению ε_{ion} для электронных потоков.

Очевидно, что абсолютные значения и форму ε_{ion} в значительной мере определяют сечения рассеяния. Однако наборы сечений для реакций, определяющих непосредственно процесс полной ионизации, демонстрируют различия, не превышающие 15%. Поэтому причину основных различий в результатах, полученных разными авторами /89,139,202,214,319,339/, по-видимому, следует искать: либо в используемых функциях, описывающих эффективное торможение, либо в функции распределения родившихся вторичных электронов, либо в определении потерь энергии при упругих столкновениях.

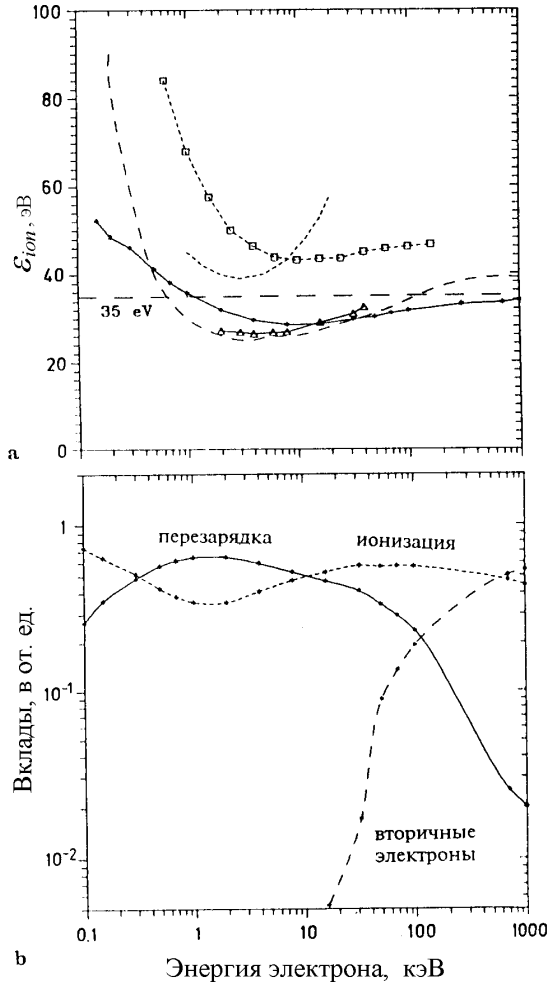


Рис.7.16. Энергетическая цена ионизации ε_i для протонных пучков (а). Относительные вклады основных каналов ионизации в ε_i (б):
кривая со звездочками - результаты статистического моделирования; длинный пунктир - /139/, - /338/, короткий пунктир - /202/, Δ - частное сообщение /Decker and Jasperse, 1993/

В соответствии с работой /269/ функция потерь энергии для *p*-H пучков в T_2 имеет широкий максимум в районе 80 кэВ с пиковым значением ~ $(370\pm52)\times10^{-16}$ эВ см^2. В наших расчетах было использовано выражение для тормозной способности, представленное в разделе 3.8, которое дает пиковое значение ≈ 320×10^{-16} эВ см^2. В работе /338/ пиковое значение соответствующей функции составляло 420×10^{-16} эВ см^2. В этом и заключается основная причина, почему кривая, полученная в работе /338/, лежит выше кривой, рассчитанной нами /214/. Если перенормировать кривую /338/, используя тормозную способность, приведенную в разделе 3.8, результаты оказываются близкими для протонных пучков с начальными энергиями > 4 кэВ.

Из приведенных на рис.7.16а результатов можно видеть значительное отличие формы ε_{ion}, полученной в работе /202/, от результатов других авторов. На основании

своих расчетов авторы работы /202/ сделали вывод о том, что энергетический спектр вторичных электронов, инициированный протонными пучками, спадает гораздо резче, чем в случае электронных высыпаний. Данный вывод представляется сомнительным. Далее попытаемся показать, что на ε_{ion}, в первую очередь, оказывает влияние не форма энергетического спектра, а среднее значение энергии вторичных электронов.

Число ион-электронных пар, созданных моноэнергетическим протонным потоком с энергией E, определяется следующим образом:

$$N_{tot}(E) = \int S(E, E_s)\omega(E_s)dE_s \,, \tag{7.11}$$

где $S(E,E_s)$ - дифференциальное сечение производства вторичных электронов.

Используя (7.10) и принимая во внимание, что:

$$\int S(E, E_s)dE_s = N_1(E);$$

$$\int S(E, E_s)E_s dE_s = N_1(E)\langle E_s(E)\rangle \,,$$

где $N_1(E)$ - число вторичных электронов первого поколения, $\langle E_s(E)\rangle$ - средняя энергия вторичных электронов., можно записать (7.11) в виде:

$$N_{tot}(E) = \int S(E, E_s)dE_s + \int S(E, E_s)\frac{(E_s - 15)}{35}dE_s = N_1(E)\left[1 + \frac{\langle E_s(E)\rangle - 15}{35}\right].$$

Средняя энергия вторичных электронов $\langle E_s(E)\rangle$ представлена на рисунке 7.17 как функция начальной энергии протонного пучка. Из рисунка можно видеть, что различия в значениях $\langle E_s(E)\rangle$, используемые в различных работах, достигают фактора 3. Чтобы оценить влияние $\langle E_s(E)\rangle$ на ε_{ion}, были рассчитаны два предельных случая: один в соответствии с $\langle E_s(E)\rangle$, представленной в данной работе, второй - в соответствии с работой /88/. Результаты расчетов представлены на рис.7.18.

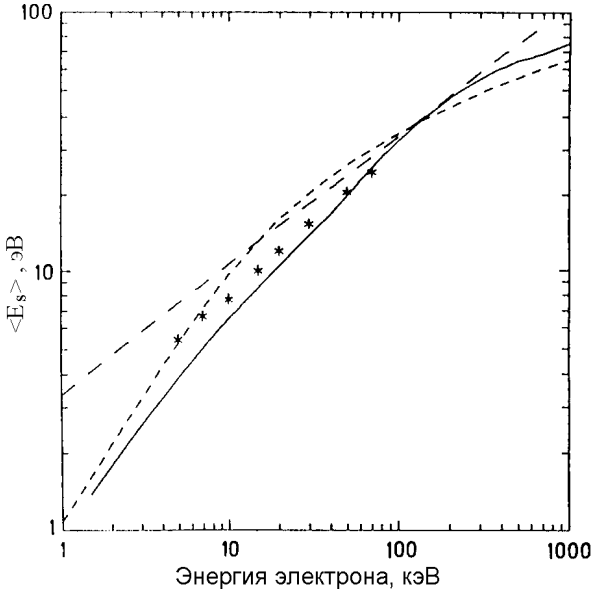


Рис.7.17. Средняя энергия вторичного электрона, рожденного при ионизации N_2 *протонным ударом:*
пунктирные линии - /88,131/; звездочки - /277/, сплошная линия - /212/

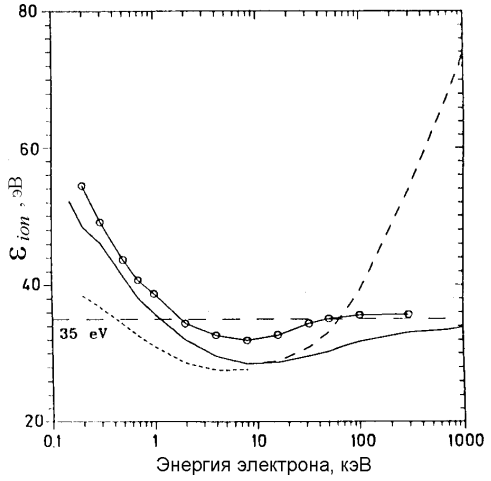


Рис.7.18. Зависимость энергетической цены ионизации от ряда транспортных параметров:
сплошная линия - учтены все поколения вторичных электронов; длинный пунктир - учтены только электроны первого поколения; короткий пунктир - без учета потерь при упругих соударениях; кружки - средняя энергия согласно работе /88/

Для начальных энергий менее 10 кэВ ε_{ion} растет с уменьшением энергии. Но форма кривой ε_{ion} для этих энергий зависит от сечения изменения импульса при упругих столкновениях. Более того, этот канал энергетических потерь становится доминирующим каналом для начальных энергий менее 100 эВ. Рис.7.18 иллюстрирует сравнение результатов, полученных в рамках двух приближений: а) без учета потерь энергии в упругих столкновениях, б) с учетом таковых в соответствии с аппроксимацией по формуле (3.34) раздела 3.8.

В заключение отметим, что результаты, полученные авторами работы /202/ после усовершенствования их модели, демонстрируют более удовлетворительное согласие с нашими результатами.

7.6. Скорость образования возбужденных молекул и атомов в атмосфере Земли

7.6.1. Дифференциальные энергетические цены

Нахождение функции распределения частиц по уровням внутреннего возбуждения в ионосферной плазме связано с решением балансных кинетических уравнений. В каждое из этих уравнений входит член Q_{Nj}, который определяет скорость образования частицы сорта N в j-м возбужденном состоянии, обусловленную высыпающимися в ионосферу авроральными частицами. Знание энергетических цен $\varepsilon_j(E_0)$ позволяет получить удобное для расчетов Q_{Nj} выражение, связывающее Q_{Nj} с начальными параметрами потока высыпающихся частиц. Получим выражение для оценки средней по объему скорости образования возбужденных частиц в случае произвольного потока $F(E_0)$ инжектированных в газ частиц. Исходя из определения энергетической цены (7.7) для однокомпонентного газа можно написать следующее выражение:

$$Q_j = \frac{S}{V}\int_0^\infty \frac{E_0 F(E_0)}{\varepsilon_j(E_0)} dE_0 ,$$

где S - поперечное сечение окна, через которое инжектируются частицы, V - объем, заполненный газом.

Однако для широкого круга прикладных задач и, в первую очередь, обратных задач диагностики параметров ионосферной плазмы, недостаточно знания только средней по объему оценки Q_j Существенным звеном становится необходимость получения оценок Q_j на различных расстояниях от места локализации источника частиц. Представим, что пучок частиц впрыскивается в газ вдоль выделенного направления z в однородный однокомпонентный газ сорта N. Введем понятие дифференциальной энергетической цены:

$$\tilde{\varepsilon}_{N_j} = \frac{W_N(E_0, z)}{Q_{N_j}(E_0, z)}, \tag{7.12}$$

где $W_N(E_0,z)$ - энергия, выделившаяся в единице объема на расстоянии z от источника, $Q_{N_j}(E_0, z)$ - число частиц сорта N в j-м возбужденном состоянии, образовавшихся в единице объема.

Характер связи между ε_j и дифференциальной ценой $\tilde{\varepsilon}_j$ можно установить в первом приближении (в рамках непрерывных потерь энергии) следующим образом:

$$\frac{1}{\tilde{\varepsilon}_j} \approx \frac{d}{dE}\left(\frac{E}{\varepsilon_j}\right) = \frac{1}{\varepsilon_j}\left(1 - \frac{E}{\varepsilon_j}\frac{d\varepsilon_j}{dE}\right).$$

Воспользовавшись определением функции диссипации энергии $\lambda(E,\chi)$ (см. формулу (5.11)), можно получить выражение для расчета $Q_j(z)$ для произвольного потока $F(E_0)$ частиц, инжектированных в однокомпонентный газ:

$$Q_j(z) = \rho(z)\int_0^{\infty} \frac{E_0 F(E_0)}{\tilde{\varepsilon}_j(E_0) R(E_0)} \lambda(E_0, \chi) dE_0 , \tag{7.13}$$

где $\rho(z)$ - плотность газа в слое на расстоянии z от источника.

Все предыдущие рассуждения относились к случаю однокомпонентной среды. Ионосфера представляет собой сугубо многокомпонентный газ, состоящий из частиц разного сорта (N_2, O_2, O) с различным характером высотного распределения их концентраций. Поэтому представляется оправданным провести корректное исследование поведения дифференциальных энергетических цен в реальной модели атмосферы Земли.

Определение дифференциальной энергетической цены (7.12), введенной для однокомпонентной среды, легко обобщается для случая многокомпонентного поглотителя, если под $W_N(E_0,z)$ понимать величину энергии, затраченную на возбуждение газа сорта N /287/.

Расчеты были проведены для потоков моноэнергетических электронов с энергиями, лежащими в диапазоне 100 эВ-10000 эВ в модели нейтральной атмосферы MSIS-86. Каналы торможения включали в себя:

для N_2 - 4 колебательных уровня основного состояния; 20 электронных состояний N_2; 6 каналов ионизации и диссоциативную ионизацию;

для O_2 - 4 колебательных уровня основного состояния; 7 электронных состояний O_2; 5 каналов ионизации и диссоциативную ионизацию;

для O - 113 электронных состояний O; три канала ионизации.

Примеры результатов расчетов $\tilde{\varepsilon}_{N_j}(E_0)$ для N_2, O_2 и O представлены на рис.7.19-7.21. Как можно видеть, $\tilde{\varepsilon}_{N_j}(E_0)$ для начальных энергий E_0>300 эВ не зависит ни от начальной энергии электрона, ни от глубины проникновения в атмосферу. Исключения представляют электронные состояния с порогами возбуждения меньшими 6 эВ. Поведение $\tilde{\varepsilon}_{N_j}(E_0)$ данных состояний как функции пройденной массы проиллюстрировано на рис.7.22. для различных начальных энергий электронного потока. Из рисунка видно, что $\tilde{\varepsilon}_{N_j}(E_0)$ определенным образом зависит от глубины проникновения и может быть аппроксимирована выражением:

$$\widetilde{\varepsilon}_{N_j}\left(z(h)\right)=\varepsilon^*_{N_j}\left[A_{N_j}\left(\lg\left(z(h)\right)+B_{N_j}\right)\right]. \qquad (7.14)$$

Полученное выражение справедливо для $z(h) \geq 10^{-7}$г см$^{-2}$. Данная величина пройденной массы соответствует высотам 350-400 км для электронного источника, локализованного на высоте 500-700 км.

Рассчитанные $\widetilde{\varepsilon}_{N_j}$ представлены в табл.7.1-7.3, значения параметров (7.14) представлены в табл.7.4.

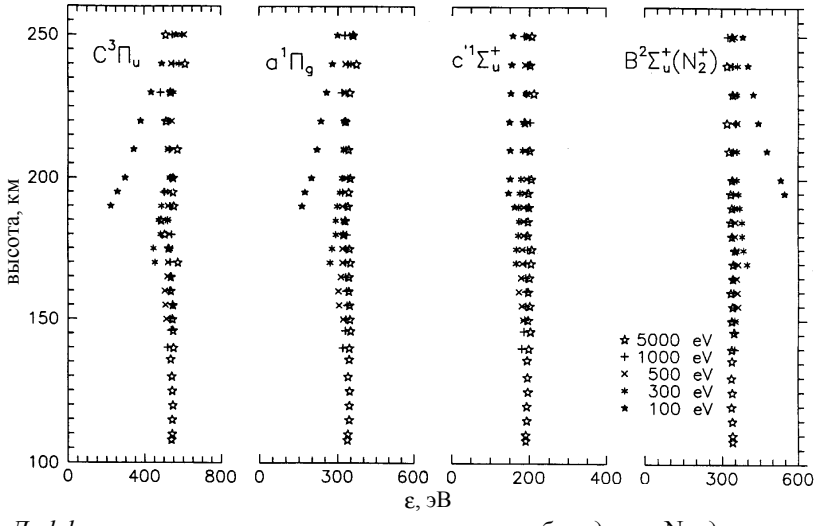


Рис.7.19. Дифференциальные энергетические цены возбуждения N_2 *для электронов с различными начальными энергиями*

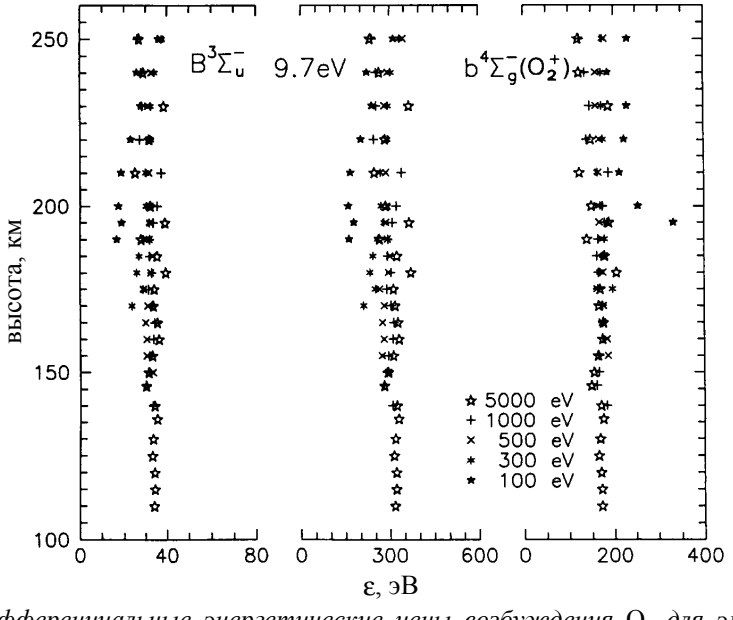


Рис.7.20. Дифференциальные энергетические цены возбуждения O_2 *для электронов с различными начальными энергиями*

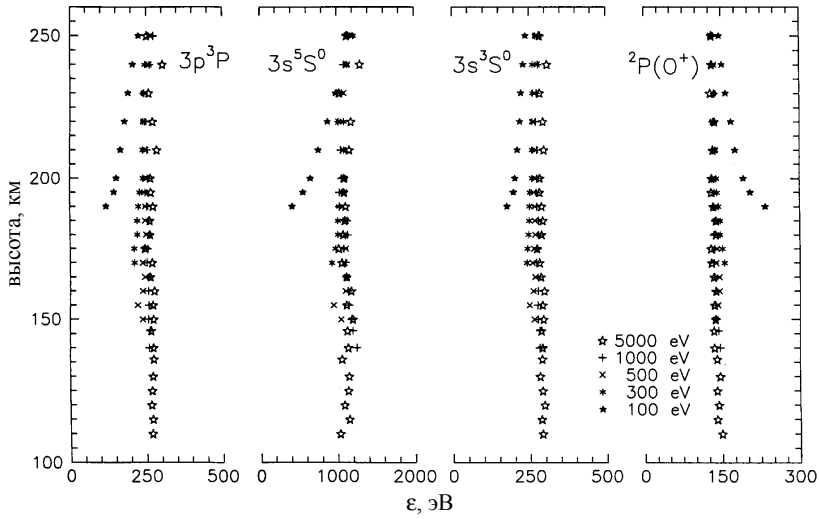


Рис.7.21. Дифференциальные энергетические цены возбуждения O *для электронов с различными начальными энергиями*

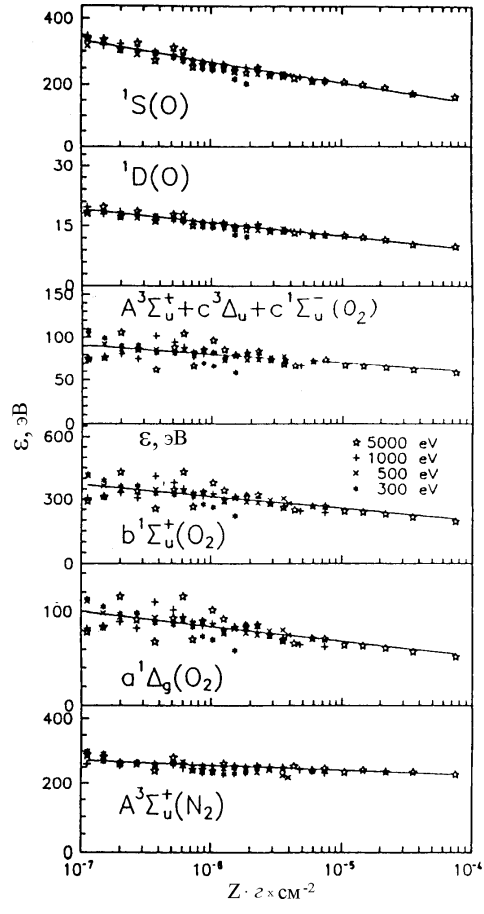


Рис.7.22. Дифференциальные энергетические цены возбуждения N_2, O_2, O *с порогами возбуждения ≤6 эВ*

Таблица 7.1

Дифференциальные энергетические цены возбуждения молекулярного азота

N_2								
Состояние	$B^3\Pi_g$	$W^3\Delta_u$	$B^3\Sigma_u^-$	$C^3\Pi_u$	$E^3\Sigma_g^+$	$F^3\Pi_u$	$G^3\Pi_u$	$D^3\Sigma_u^+$
W, эВ	7.35	7.36	8.16	11.03	11.88	12.75	12.80	12.85
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	230	272	1010	550	31050	2180	1220	6950
Состояние	M1(2)	$a'^1\Sigma_u^-$	$a^1\Pi_g$	$w^1\Delta_u$	$a''^1\Sigma_g^+$	*SUM* *	$c'^1\Sigma_u^-$	
W, эВ	13.15	8.40	8.55	8.89	12.25	12.50	12.94	
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	4700	1270	350	1215	4070	89	210	
N_2^+								
W, эВ	15.58	16.73	18.75	22.00	23.60	40.00	26.00	
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	130	145	350	900	940	690	165	

* $SUM = b^1\Pi_u + b'^1\Sigma_u^+ + -c^1\Pi_u + o^1\Pi_u + e^1\Pi_u$.

Таблица 7.2

Дифференциальные энергетические цены возбуждения молекулярного кислорода

	O_2		O_2^+		
Состояние	Ш-Р	9.7-12.1	$X^2\Pi_g$	$a^4\Pi_u$	$A^2\Pi_u$
W, эВ	7.1	9.7	12.1	16.1	16.9
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	35	315	280	150	160
			O_2^+		
Состояние	$b^4\Sigma_g^-$	I>23эВ	$O+O^+$	$O+O^+$	$O+O^+$
W, эВ	18.2	23.0	18.9	21.3	23.7
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	190	480	170	260	520

7.6.2. Высотные профили скорости образования возбужденных молекул и атомов в атмосфере Земли

Независимость энергетических цен от начальной энергии электронного потока позволяет построить эффективный алгоритм для расчета высотных профилей скоростей производства $Q_{Nj}(h)$ для произвольно заданного энергетического распределения высыпающихся электронов. Из уравнения (7.12) следует, что скорость образования частицы N в j-м состоянии на высоте h определяется следующим образом:

$$Q_{N_j}(h) = \frac{W_N(h)}{\tilde{\varepsilon}_{N_j}(h)}. \qquad (7.15)$$

Напомним, что $W_N(h)$ в (7.15) есть энергия, затраченная на высоте h на полное возбуждение частицы сорта N.

Таблица 7.3

Дифференциальные энергетические цены возбуждения атомарного кислорода

O						
Состояние	$3p^3P$	$4p^3P$	Σnp^3P	$\Sigma 1/E$	$3s^5S^0$	$4s^5S^0$
W, эВ	11.05	12.36	12.87	13.99	9.21	11.81
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	260	1470	1400	570	1130	13800
O						
Состояние	Σns^5S^0	$3p^5P$	$4p^5P$	Σnp^5P	$3d^5D$	$4d^5D$
W, эВ	12.64	10.76	12.26	12.83	12.08	12.75
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	21800	1320	7200	7600	75000	215000
O						
Состояние	Σnd^5D	$\Sigma 1/E^3$	$3s^3S^0$	$4s^3S^0$	Σns^3S^0	$3d^3D^0$
W, эВ	13.05	12.79	9.53	11.91	12.68	12.08
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	155000	3550	290	1900	2400	1000
O				O^+		
Состояние	$4d^3D^0$	Σnd^3D^0	$\Sigma \ln E$	^4S	^2D	^2P
W, эВ	12.75	13.05	12.65	13.6	16.9	18.5
$\tilde{\varepsilon}_j$, эВ	1200	840	290	64	69	140

ПРИМЕЧАНИЕ. $\Sigma 1/E$ - сумма состояний с асимптотикой сечений при высоких энергиях E^{-1}; $\Sigma 1/E^3$ - сумма состояний с асимптотикой сечений при высоких энергиях E^{-3}; $\Sigma \ln E$ - сумма состояний с асимптотикой сечений при высоких энергиях $\ln(E)/E$

Потери энергии на полное возбуждение газа сорта N можно представить как:

$$W_N(h) = [N(h)] \int_E f(E,h) \sum_j \omega_{N_j} \sigma_{N_j}(E) dE , \tag{7.16}$$

где $f(E,h)$ - дифференциальный электронный поток на высоте h, эВ$^{-1}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, $[N(h)]$ - плотность газа сорта N, ед. см$^{-3}$; ω_{Nj}- порог возбуждения j-го состояния газа сорта N, эВ; $\sigma_{N_j}(E)$ - сечение возбуждения соответствующего уровня, см^2.

Умножим и разделим подынтегральный член в (7.16) на следующее выражение:

$$\sum_{l=1}^{3} [N_l(h)] \sum_j \omega_{N_j} \sigma_{N_j}(E),$$

здесь l=1,2,3 соответствуют N_2, O_2 и O.

Рассмотрим выражение:

$$P_{N_l}(E,h) = [N_l(h)] \sum_j \omega_{N_j} \sigma_{N_j}(E) / \sum_{l=1}^{3} [N_l(h)] \sum_j \omega_{N_l j} \sigma_{N_l j}(E). \tag{7.17}$$

Если предположить, что $P_{N_j}(E,h)$ слабо меняется в зависимости от E, то уравнение (7.16) можно записать следующим образом:

$$W_N(h) \approx P_N(h) \int_E f(E,h) \sum_{l=1}^{3} [N_l(h)] \sum_j \omega_{N_l} \sigma_{N_l j}(E) dE . \tag{7.18}$$

Таблица 7.4

Параметры для выражения (7.14)

Состояние	$\varepsilon^*_{N_j}$	A_{N_j}	B_{N_j}
$A^3\Sigma_u^+(N_2)$	240	-0.065	0.674
$a^1\Delta_g(O_2)$	60	-0.260	-0.157
$b^1\Sigma_g^+(O_2)$	290	-0.197	-1.03
$ACc(O_2)$	80	-0.130	0.228
$^1D(O)$	12	-0.275	-0.343
$^1S(O)$	200	-0.319	0.565

Интеграл в (7.18) представляет собой полную энергию, затраченную на возбуждение всех атмосферных газов на высоте *h*. Как будет показано ниже, он легко может быть записан через нормированную функцию диссипации энергии и начальное энергетическое распределение потока высыпающихся электронов. Из (7.17) видно, что $P_{N_j}(E,h)$ будет не зависеть от энергии *E* в том случае, если отношения:

$$\sum_j \omega_{O_2 j}\sigma_{O_2 j}(E)/\sum_j \omega_{N_2 j}\sigma_{N_2 j}(E), \quad \sum_j \omega_{Oj}\sigma_{Oj}(E)/\sum_j \omega_{N_2 j}\sigma_{N_2 j}(E)$$

являются независимыми от энергии величинами. На рис.7.23 данные отношения построены как функции энергии. Из рисунка можно видеть, что при *E*>90 эВ они являются константами. Однако при *E*<90 эВ данные отношения ведут себя сложным образом, что может привести к ошибкам при расчете $W_N(h)$ по формуле (7.18). Чтобы оценить погрешность, которую будет давать выражение (7.18), сравним результаты точных расчетов $W_N(h)$, проведенных в рамках изложенной в данной работе модели переноса электронных потоков в атмосфере Земли, с результатами приближенного выражения (7.18), преобразовав выражение для расчета $P_N(h)$ к следующему виду:

$$P_{N_i}(h) = \frac{N_i(h)k_i}{\sum_{l\in\{N_2,O_2,O\}} N_l(h)k_l}, \tag{7.19}$$

где $k_{N_2}=1, k_{O_2}=0.70, k_O=0.40$.

Результаты сравнения приведены на рис.7.24. Анализ показал, что выражение (7.18) дает удовлетворительную точность для расчетов высотного распределения энергии, затраченной на возбуждение отдельных составляющих атмосферы (N_2, O_2, O) для электронных потоков с начальными энергиями E_0>100 эВ.

Таким образом, выражение для расчета высотного распределения скоростей образования основных компонент ионосферной плазмы в различных возбужденных состояниях можно представить следующим образом:

$$Q_{N_j}(h) = P_N(h)\rho(h)\frac{1}{\tilde{\varepsilon}_{N_j}(h)}\int_{E_0}\frac{E_0 F(E_0)}{R(E_0)}\lambda(E_0,\chi)dE_0 . \tag{7.20}$$

Сравним высотные профили скорости образования N_2, O_2 и O в различных возбужденных состояниях, рассчитанных с использованием уравнения (7.20), с результатами точного расчета в рамках модели переноса. Расчеты проведем для моноэнергетических и мононаправленных потоков электронов с начальными питч-углами равными 0^o и начальными энергиями в интервале 500-10000 эВ. Поток частиц в

источнике зададим равным 1 $см^{-2}с^{-1}$. Результаты расчетов представлены на рис.7.25-7.27. Из рисунков можно видеть удовлетворительное согласие между $Q_{Nj}(h)$, рассчитанным с использованием полученного приближенного выражения (7.20), с результатами прямого моделирования процесса переноса электронных потоков в атмосфере Земли.

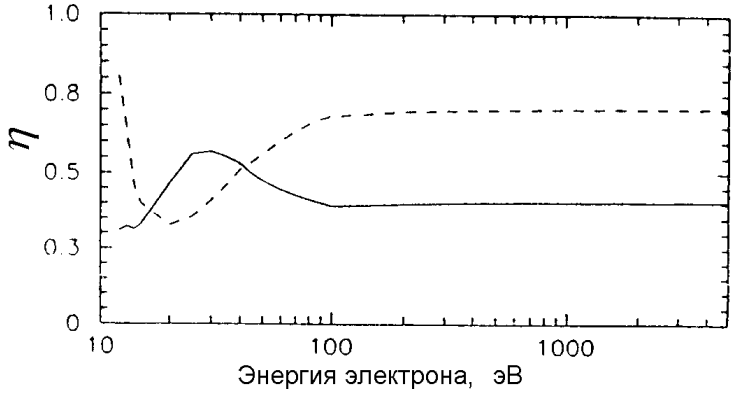


Рис.7.23. Энергетические зависимости отношений:

$\sum_j \omega_{O_{2j}} \sigma_{O_{2j}}(E) / \sum_j \omega_{N_{2j}} \sigma_{N_{2j}}(E)$ *(пунктирная линия) и*

$\sum_j \omega_{O_j} \sigma_{O_j}(E) / \sum_j \omega_{N_{2j}} \sigma_{N_{2j}}(E)$ *(сплошная линия)*

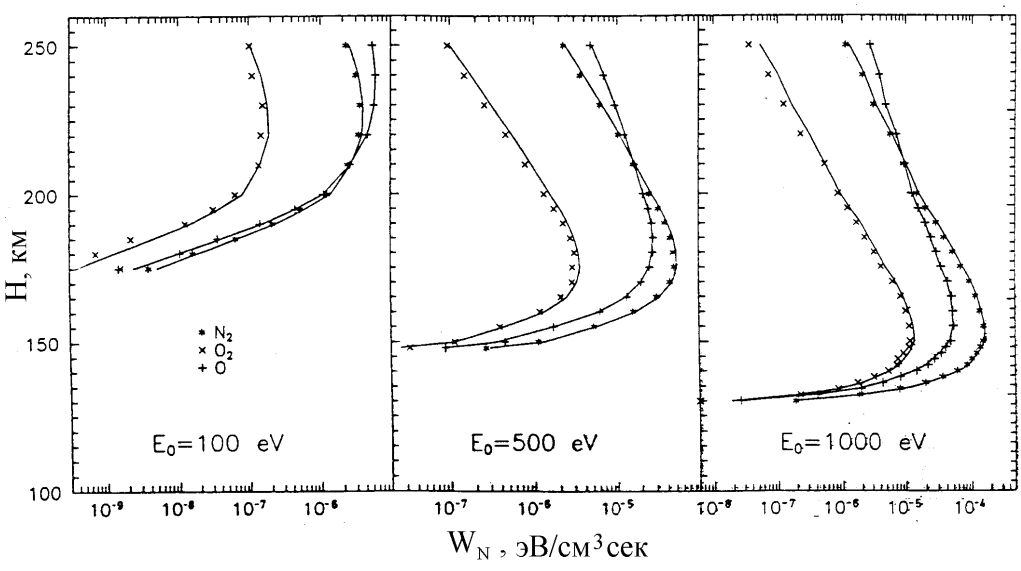


Рис.7.24. Высотные профили энергии, затраченной на возбуждение и ионизацию N_2, O_2, O *символы - расчеты методом Монте-Карло; сплошные линии - расчеты согласно приближенной формуле (7.16)*

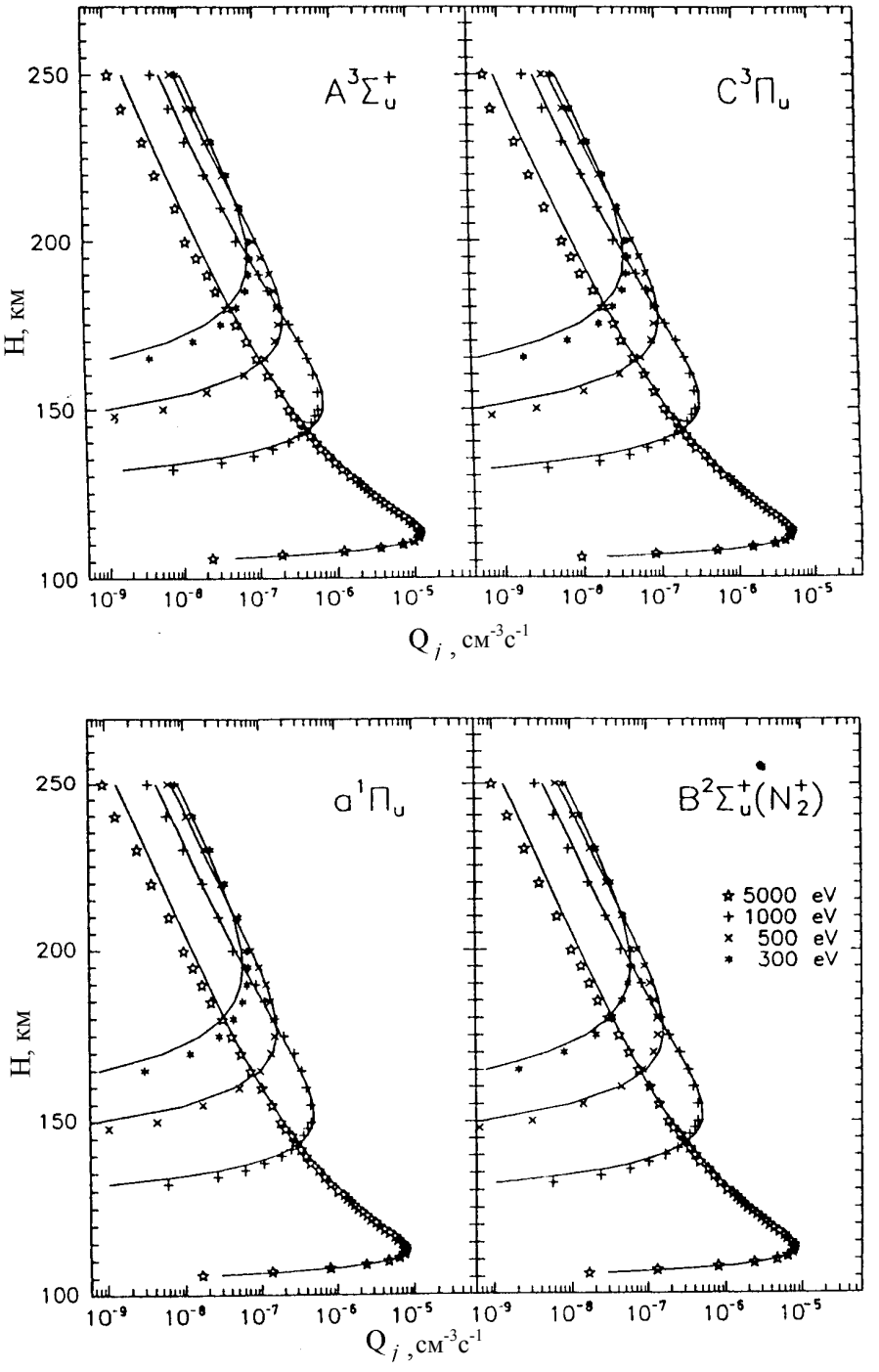


Рис.7.25. Высотные профили скорости производства N_2 *в различных возбужденных состояниях:*
символы - расчеты методом Монте-Карло; сплошные линии - расчеты согласно приближенной формуле (7.18)

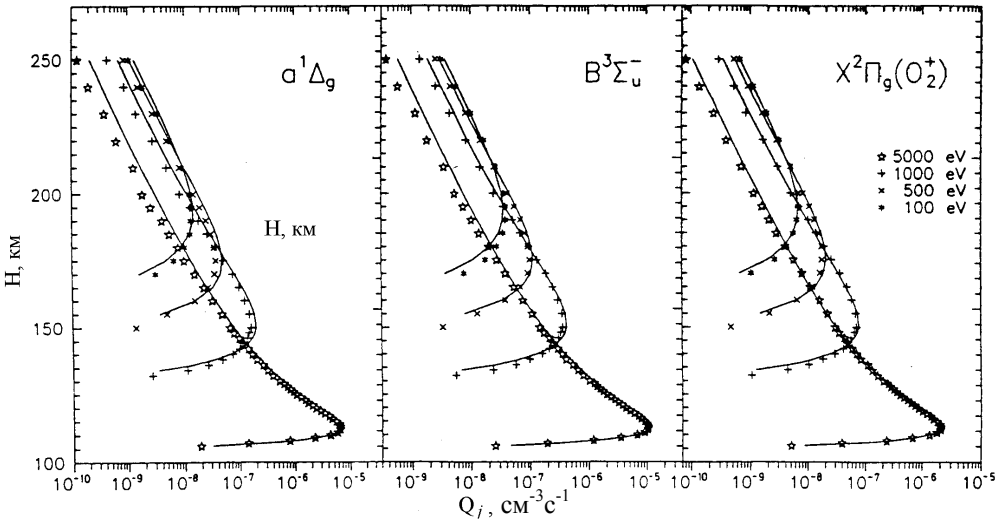


Рис.7.26. Высотные профили скорости производства O_2 *в различных возбужденных состояниях:*
символы - расчеты методом Монте-Карло; сплошные линии - расчеты согласно приближенной формуле (7.18)

7.6.3. Поведение энергетических цен на низких энергиях

К сожалению, независимость энергетических цен от начальной энергии сохраняется только для достаточно больших начальных энергий электронов. Для малых энергий (<100 эВ), а особенно вблизи порогов возбуждения, энергетические цены существенно зависят от энергии. В ряде случаев, например для учета вклада вторичных электронов в протонно-водородном потоке, необходимо знать эту зависимость. Для электронов малых энергий можно пренебречь переносом, поэтому для удобства последующего использования, несколько изменим определение. Далее будем считать эффективной энергетической ценой $\varepsilon_j^i(E_0)$ возбуждения терма j атмосферной составляющей i моноэнергетичным пучком электронов с начальной энергией E_0 величину:

$$\varepsilon_j^i(E_0) = P_i E_0 / Q_j^i(E_o) \tag{7.21}$$

здесь Q_j^i - скорость возбуждения состояния j атмосферной составляющей i. Выражение для P_i взято в соответствии с (7.19):

$$P_i = \frac{N_i k_i}{\sum\limits_{l\in\{N_2,O_2,O\}} N_l k_l}, \tag{7.22}$$

где N_i - концентрация i–й атмосферной составляющей, константы: $k_{N_2} = 1$, $k_{O_2} = 0.70$, $k_O = 0.40$.

Для высоких энергий $P_i E_0 \approx W_i$, где W_i – энергетические потери электрона на столкновения с газом i. Таким образом, для высоких энергий определение (7.22) эквивалентно (7.7) (см. также работу /287/). Для низких энергий W_i в формуле (7.7) существенно зависит от энергии, поэтому пользоваться эффективной энергетической ценой согласно определению (7.22) проще.

Например, пусть мы имеем поток электронов с начальным энергетическим распределением $F(E_0)$ и знаем эффективную энергетическую цену, как функцию энергии, тогда скорость возбуждения данным потоком электронов можно получить по формуле:

$$Q_j^i = \int F(E) \frac{P_i E}{\varepsilon_j^i(E)} dE \qquad (7.23)$$

Если в качестве $F(E)$ в (7.23) использовать спектр вторичных электронов, образующихся в данной точке при прохождении протонно-водородного пучка, то величина $Q^i{}_j$ даст искомый вклад электронов ионизационного каскада в возбуждение j-го состояния i-го атмосферного газа. Данный подход использовался в работах /7,126/ при расчете эмиссий полос системы *LBH* в протонных полярных сияниях.

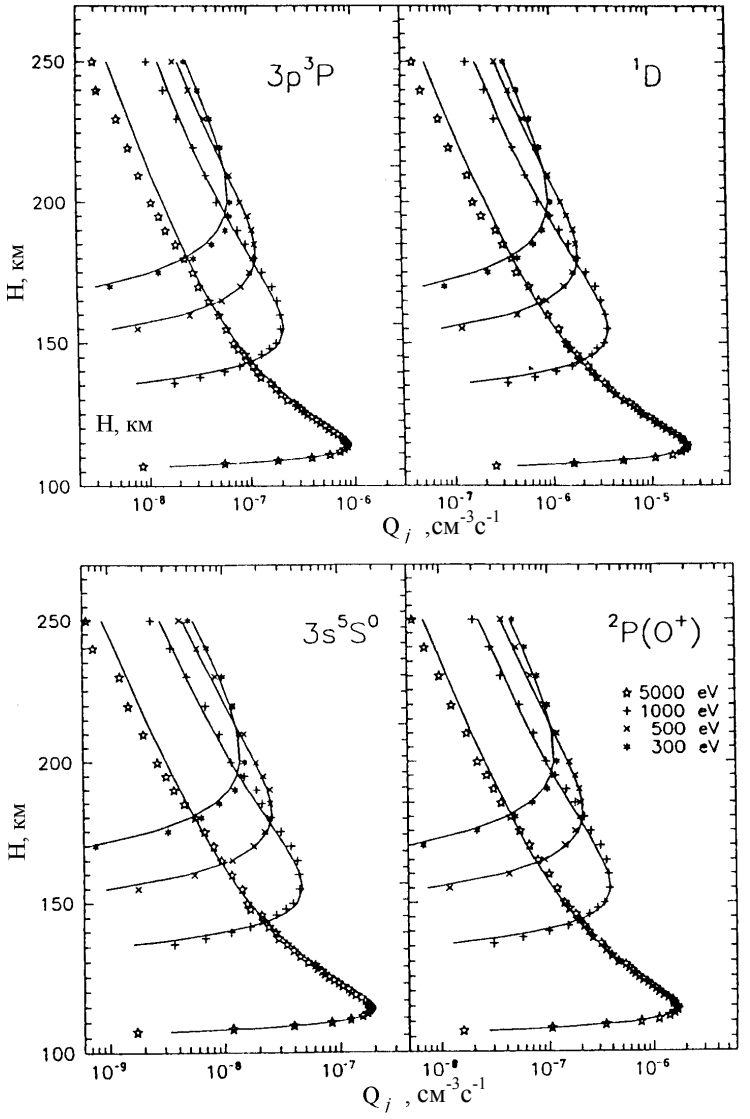


Рис.7.27. Высотные профили скорости производства O *в различных возбужденных состояниях:*
символы - расчеты методом Монте-Карло; сплошные линии - расчеты согласно приближенной формуле (7.18)

При вычислении эффективных энергетических цен на малых энергиях использовался тот же набор сечений рассеяния /75/, что и в разделах, за исключением сечения возбуждения O^1S состояния при столкновении электрона с атомным кислородом. В данном случае сечение было увеличено в 1.7 раз, согласно работе /296/. Расчет проводился для потоков электронов с начальными энергиями от 2 до 50 эВ с шагом 1 эВ. Для каждой начальной энергии методом Монте-Карло моделировалось 40000 траекторий электронов. Деградация каждого электрона прослеживалась до энергии 1эВ. Информация о числе возбуждений рассматриваемых электронных состояний накапливалась с использованием метода статистических весов.

Результаты расчета эффективных энергетических цен приведены на рис.7.28-7.35 /218/. Величина эффективной цены, вообще говоря, может зависеть от состава газовой смеси поглотителя. Поэтому рассматривались случаи как однородных газов (N_2, O и O_2), так и трех газовых смесей, характерных для высот полярных сияний (табл.7.5). Пороги электронных состояний N_2, O и O_2 приведены на рисунках около нижней оси. Порог для представленного на рисунке электронного состояния выделен штрих-пунктирной линией. Сплошная линия соответствует зависимости $\varepsilon_j^i(E_0)$ в однородном газе. Для состояний N_2 и O прерывистая линия представляет зависимость $\varepsilon_j^i(E_0)$ в смеси №1 (см. табл.7.5), пунктирная линия - в смеси №2. Для O_2 прерывистая линия соответствует смеси №2, пунктирная линия - смеси №3. Статистическая погрешность значений эффективных энергетических цен не превышает 0.2%.

Таблица 7.5

Смеси газов, использованные в вычислениях

№	Доля газа			Высота в атмосфере
	N_2	O_2	O	
1	0.5	-	0.5	200 км
2	0.7	0.1	0.2	120 км
3	0.8	0.2	-	100 км

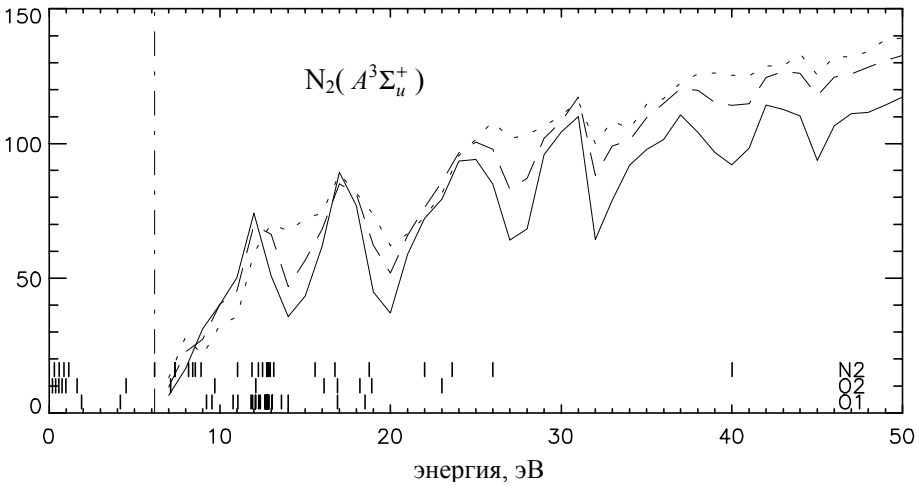
Из приведенных рисунков видно, что на энергиях 2-50 эВ для всех неионизованных электронных состояний N_2, O и O_2 наблюдается ступенчатая или осцилляционная структура на зависимости эффективной цены возбуждения от энергии. Это согласуется с ранней работой /125/ для O. Эффективная цена возбуждения зависит от состава газовой смеси, причем наиболее чувствительными являются термы с порогами ниже 7 эВ: $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, O^1D, O^1S, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $O_2(A^3\Sigma_u^+ + c^3\Delta_u + c^1\Sigma_u^-)$,. Для этих термов эффективная цена может меняться на 50-100% для высот в атмосфере от 100 до 200 км. Однако для термов с более высокими порогами зависимость от состава газовой смеси не превышает 10%.

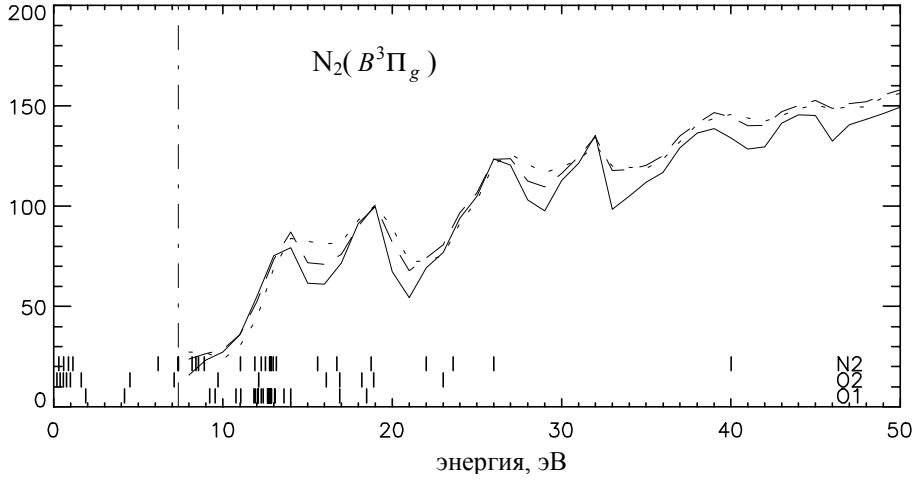
7.6.4. Влияние примеси ионизованной компоненты

Влияние примеси ионизованной компоненты на характеристики возбуждения электронных состояний атмосферных газов и их ионов должно сказываться прежде всего на высотах с большой концентрацией свободных электронов (~200 км). Для оценки этого влияния в алгоритм Монте-Карло был добавлен еще один канал потерь энергии - потери на электрон-электронное взаимодействие с эффективной функцией потерь:

$$L_{ee}(E) = 3.1\times10^{-12}/E, \qquad (7.24)$$

где E - энергия электрона в электрон-вольтах, L_{ee} - в электрон-вольтах на квадратный сантиметр. Аппроксимация получена согласно результатам работы /285/.





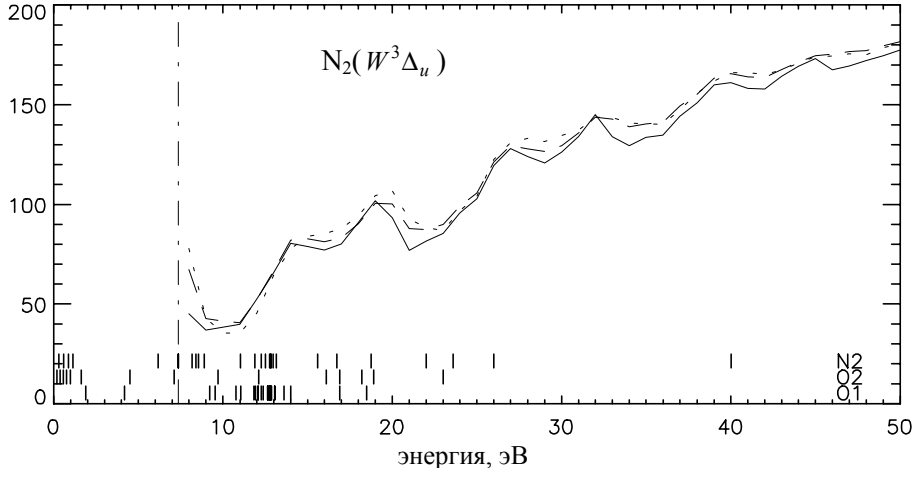
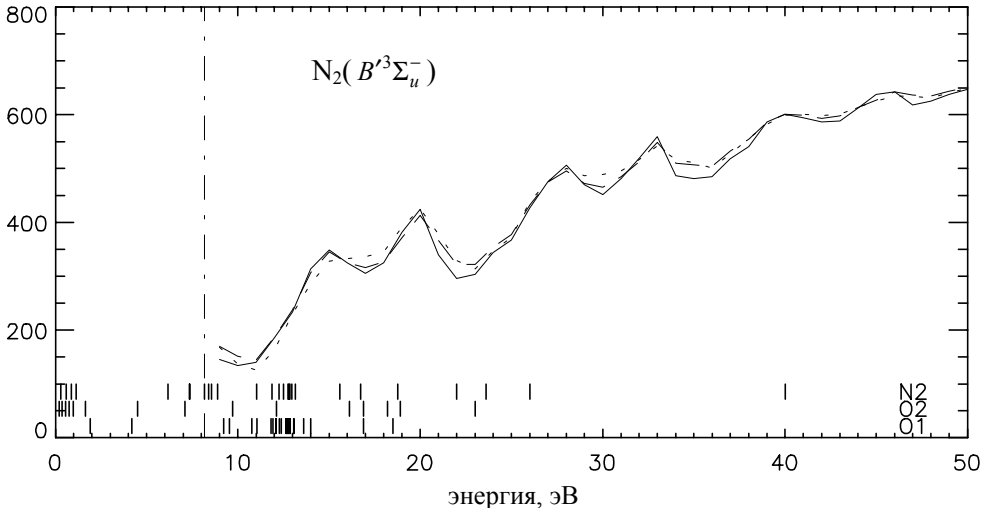
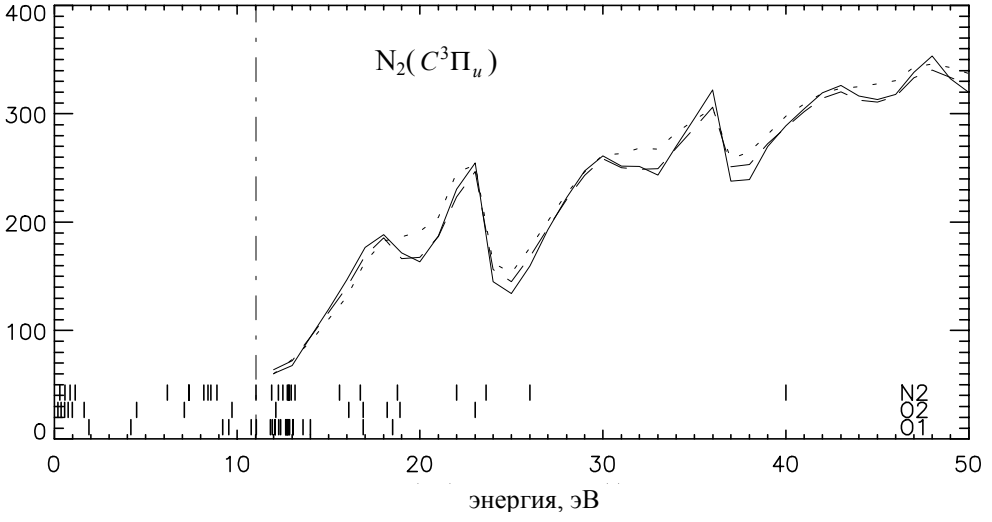


Рис.7.28. Эффективные энергетические цены возбуждения термов молекулярного азота электронами. Зависимость от энергии на низких энергиях. Обозначения - см. текст





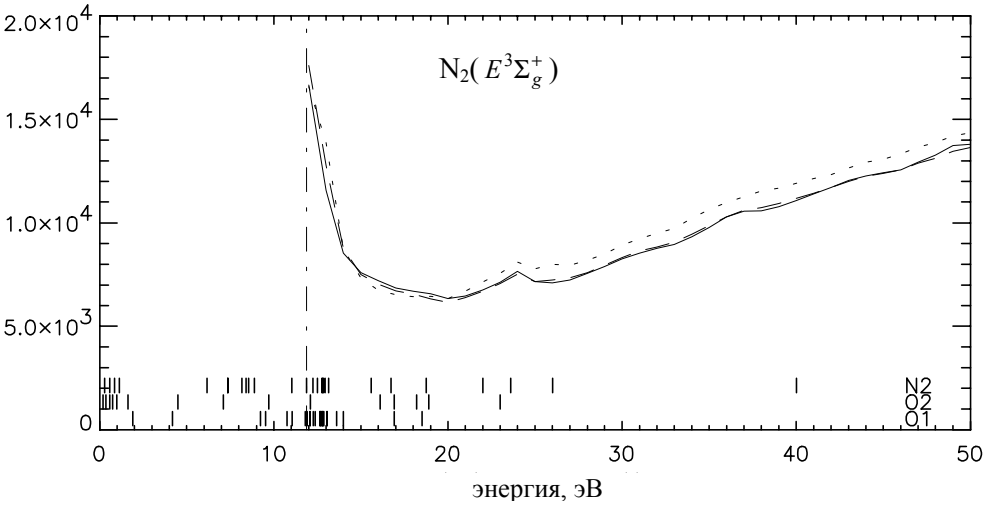
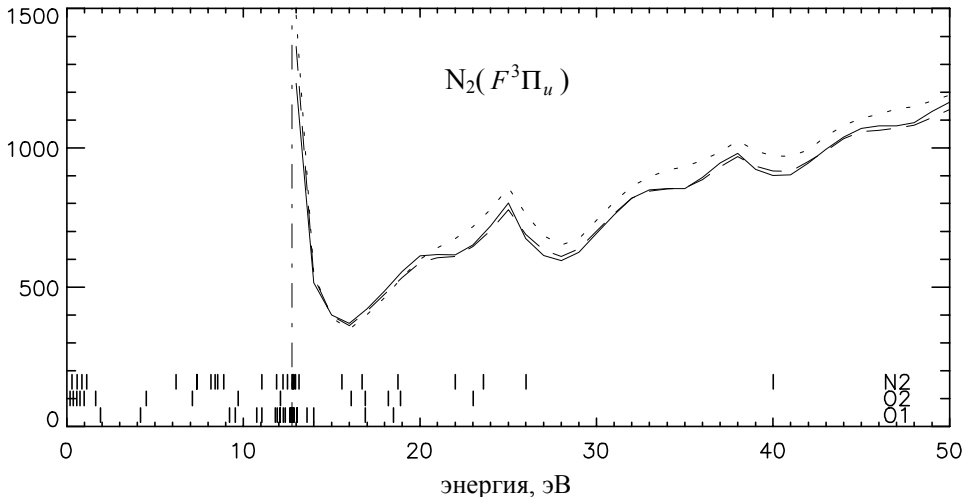
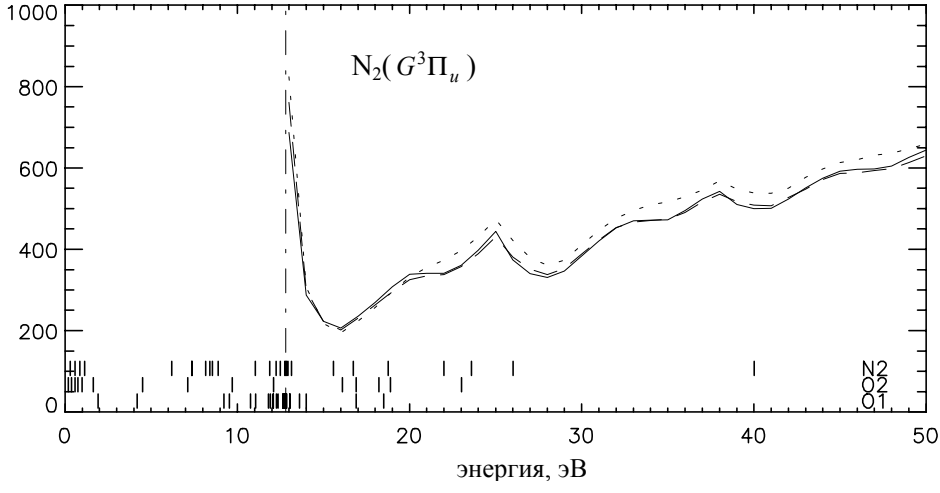


Рис.7.28. Продолжение





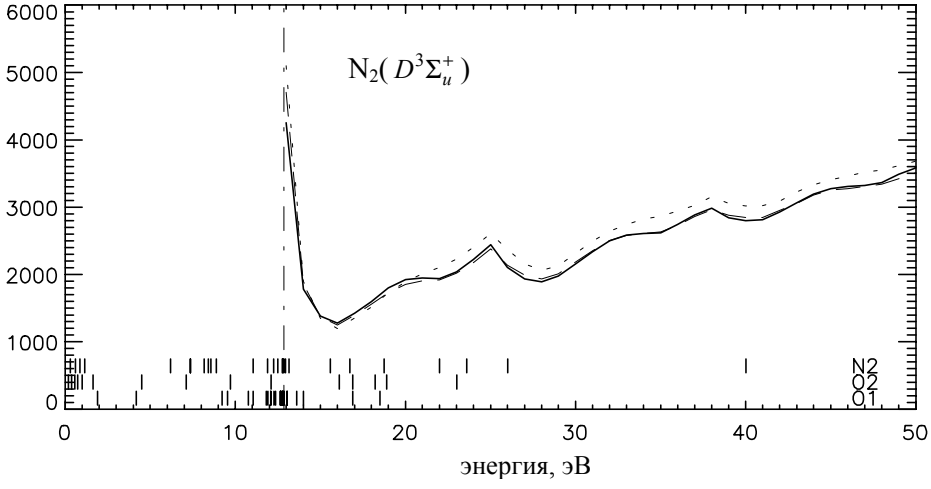
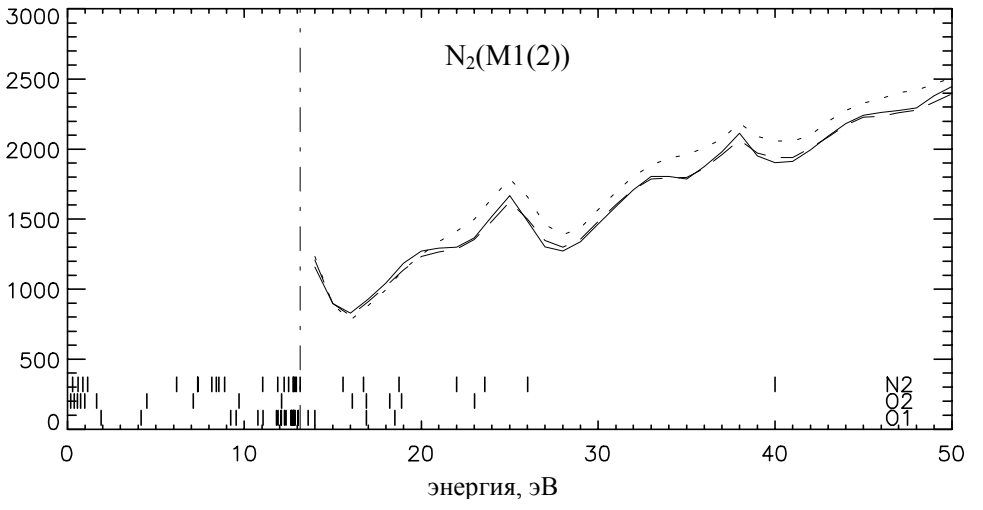
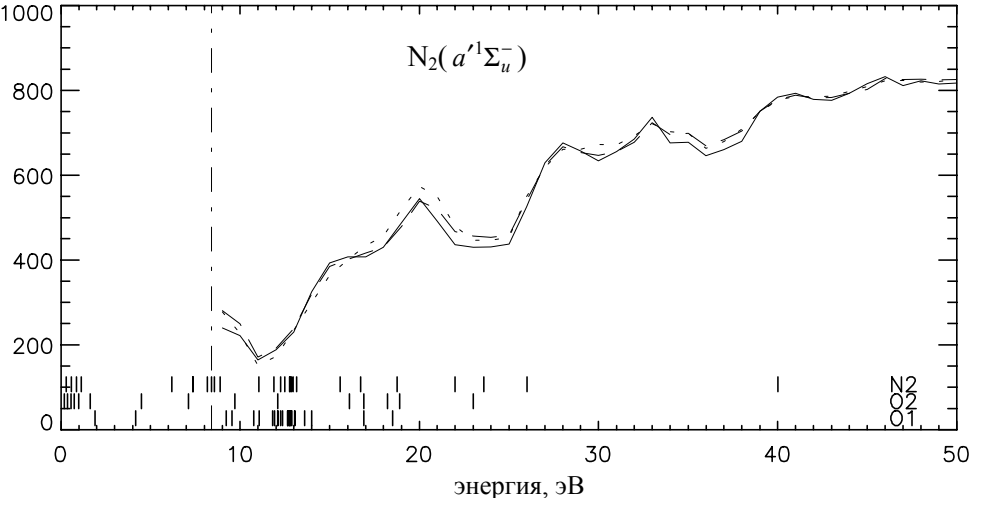


Рис.7.28. Продолжение





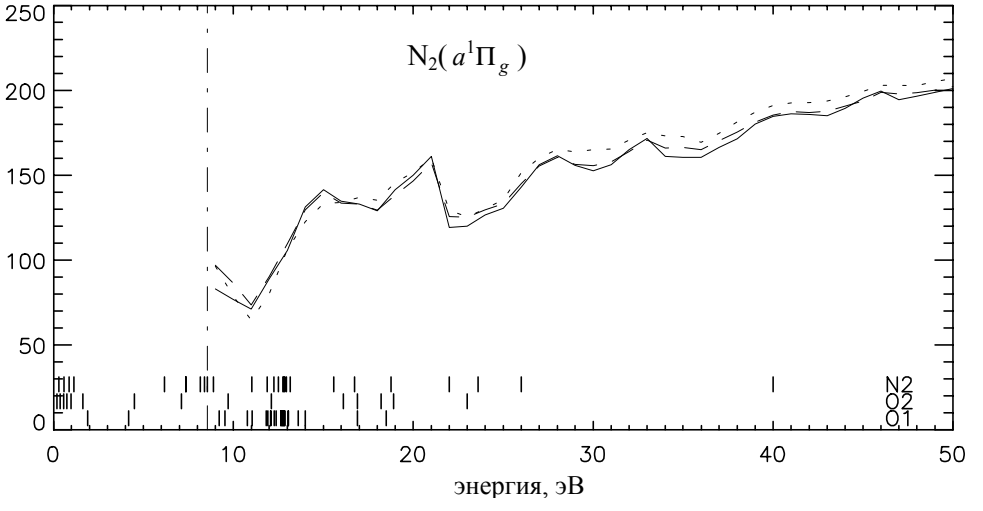
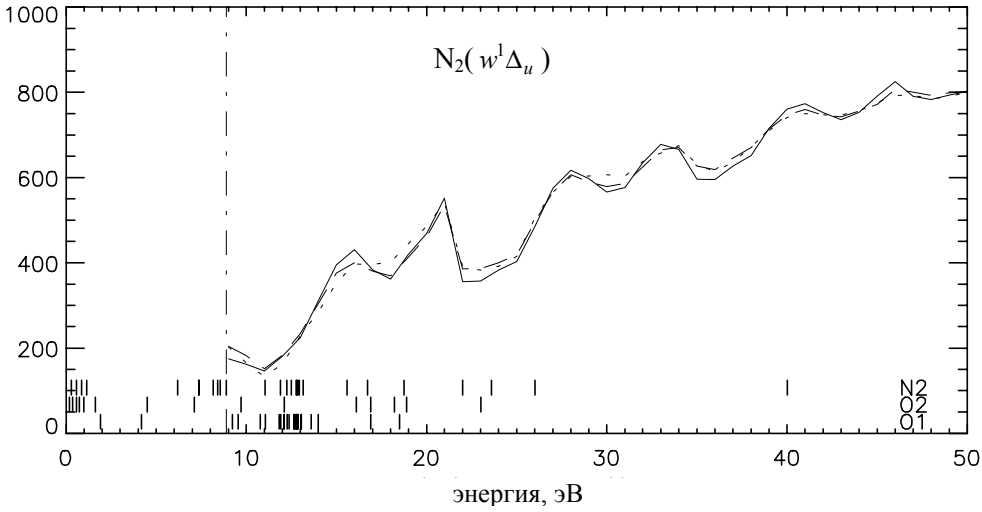
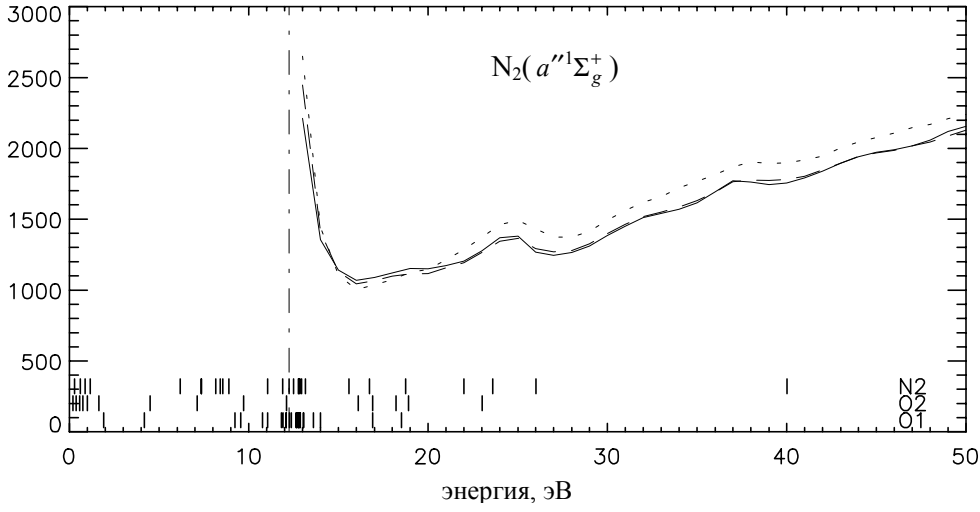


Рис.7.28. Продолжение





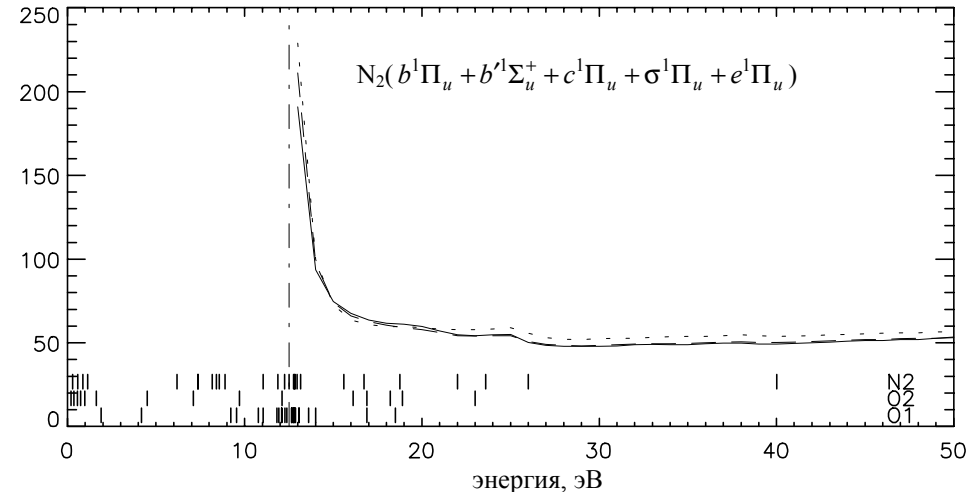


Рис.7.28. Продолжение

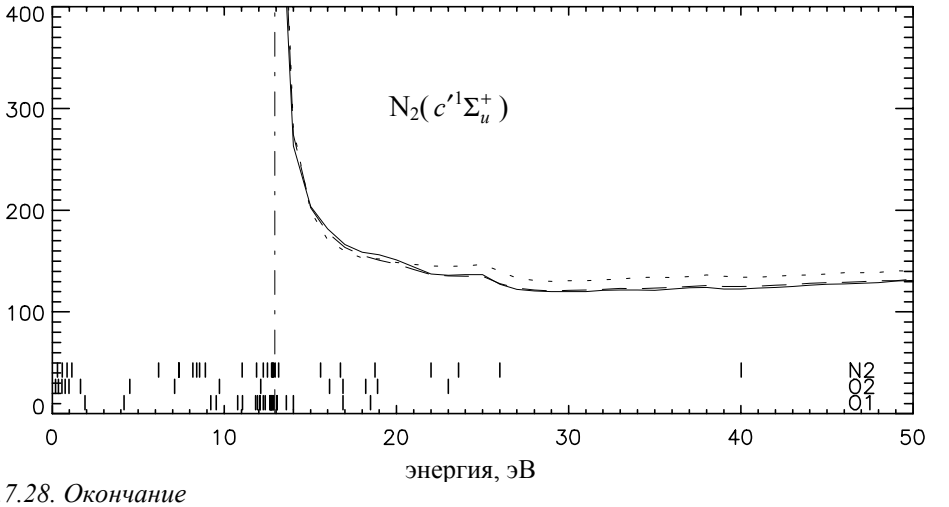
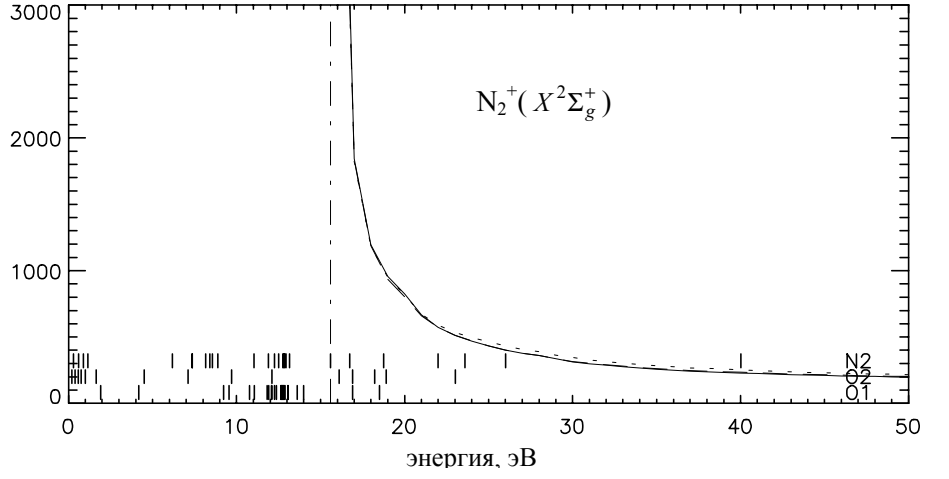


Рис.7.28. Окончание



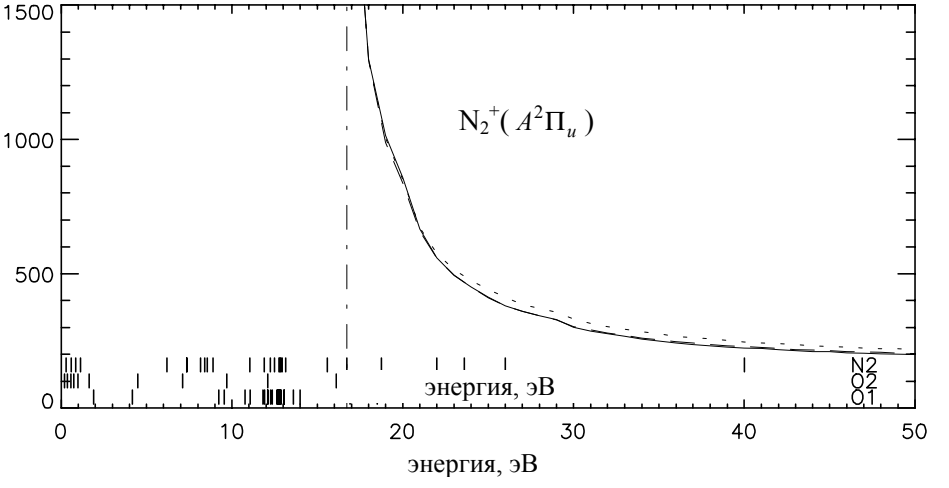
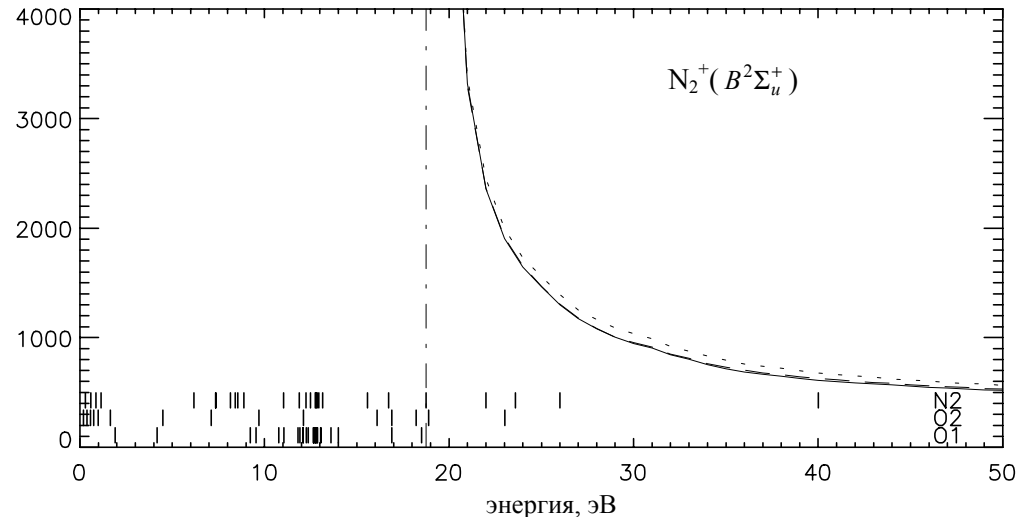
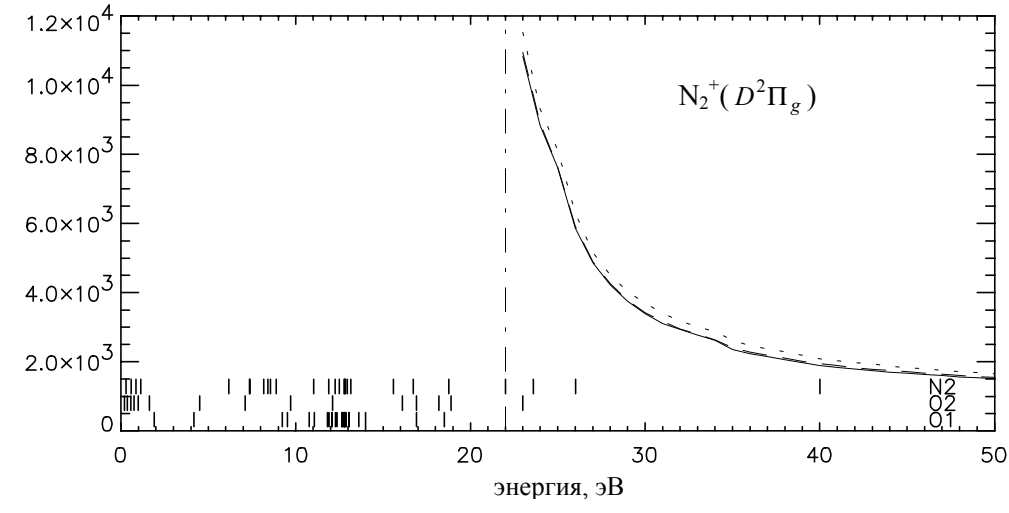


Рис.7.29. Эффективные энергетические цены ионизации с возбуждением термов иона азота. Зависимость от энергии на низких энергиях





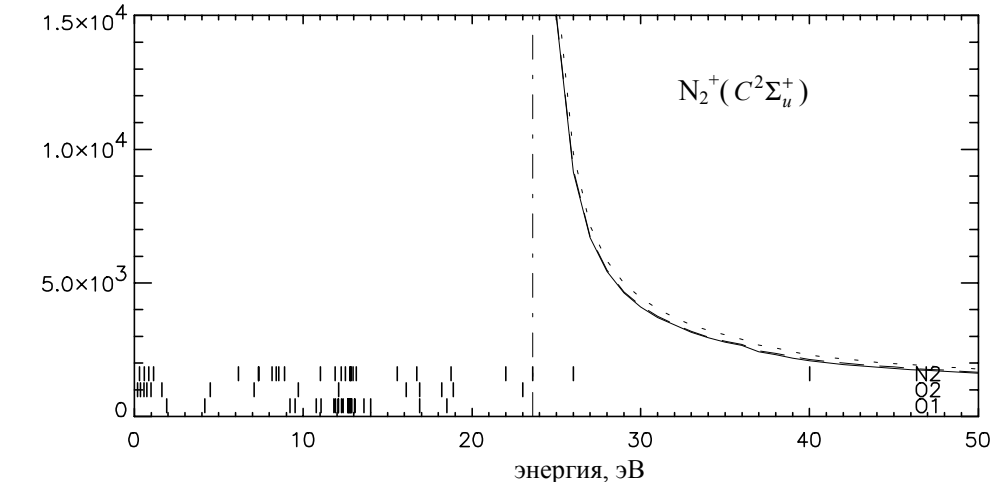


Рис.7.29. Продолжение

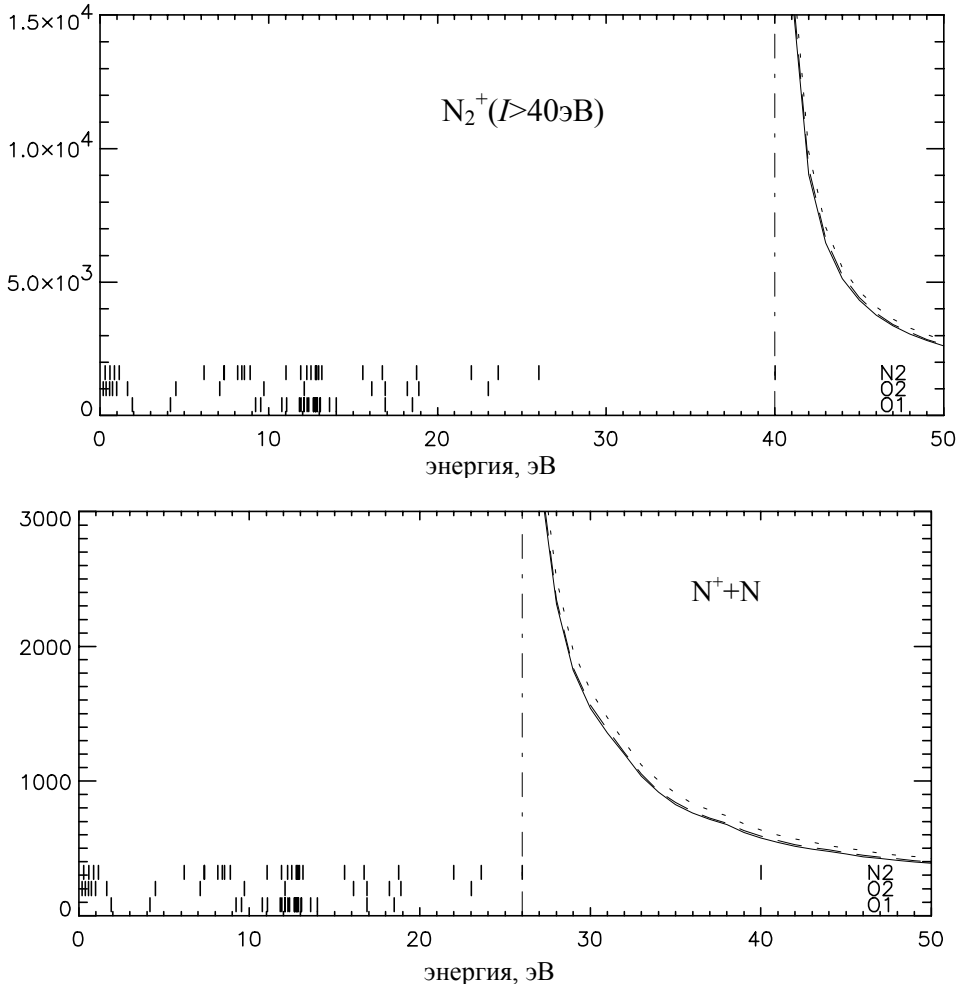
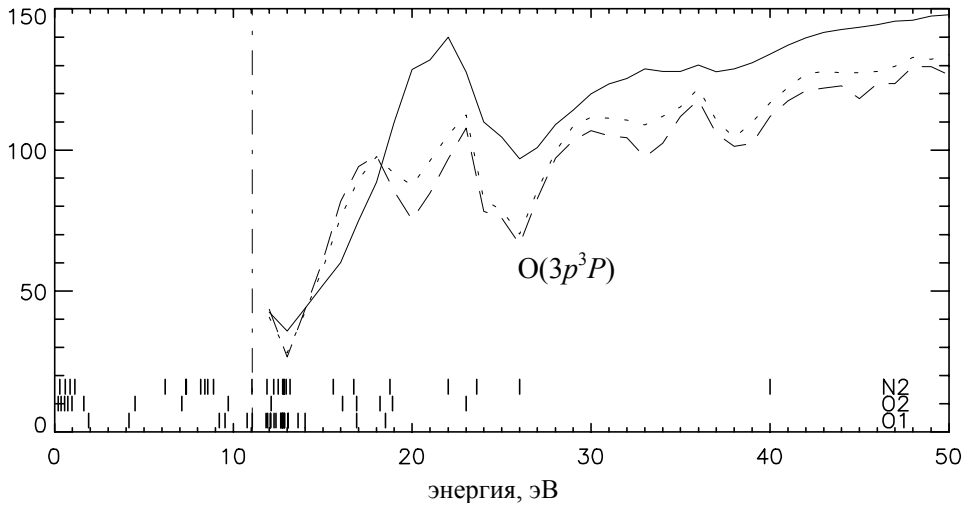


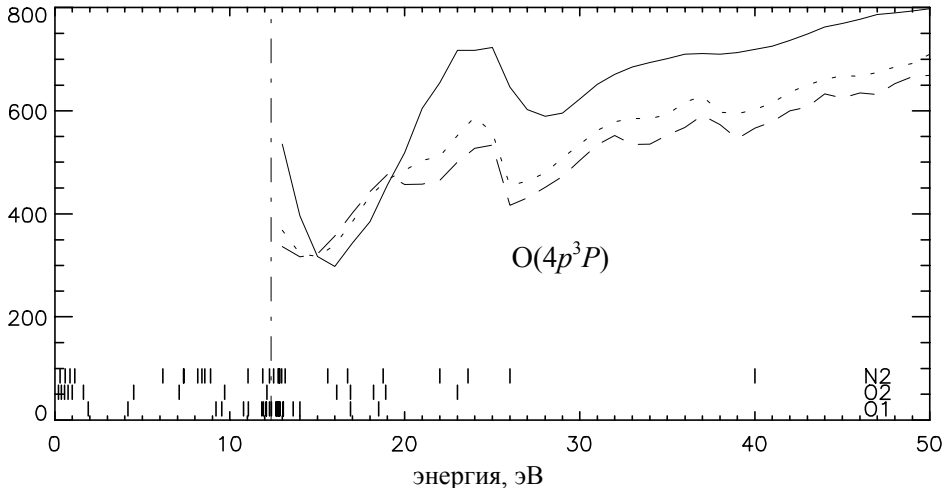
Рис.7.29. Окончание

Из (7.24) видно, что влияние этого дополнительного канала потерь энергии является наиболее существенным при малых энергиях взаимодействия, поэтому для его иллюстрации были рассчитаны эффективные энергетические цены возбуждения электронных состояний N_2 и O (см. предыдущий раздел) при учете примеси свободных электронов к газовой смеси №1 (см. табл.7.5).

Наиболее чувствительными к примеси свободных электронов оказались термы с порогами ниже 7 эВ. Зависимости для этих термов $\varepsilon_j^i(E_0)$ приведены на рис.7.34а и рис.7.35а,б. Примеры зависимостей для некоторых других термов приведены на рис.7.34б,в и рис.7.35в. На рисунках сплошная линия соответствует чистой неионизованной газовой смеси, прерывистая линия – смесь с примесью 0.001% ионизованной компоненты, пунктирная линия - примесь 0.01% ионизованной компоненты. Для атмосферы Земли на высотах 100-200 км примесь ионизованной компоненты не превышает 0.001%.

Примесь ионизованной компоненты приводит к повышению эффективной цены возбуждения электронных состояний с низкими порогами возбуждения. Для остальных состояний эффективные цены немного уменьшаются, однако это изменение не превышает 10% для газовых смесей, соответствующих высотам 100-200 км в атмосфере Земли.





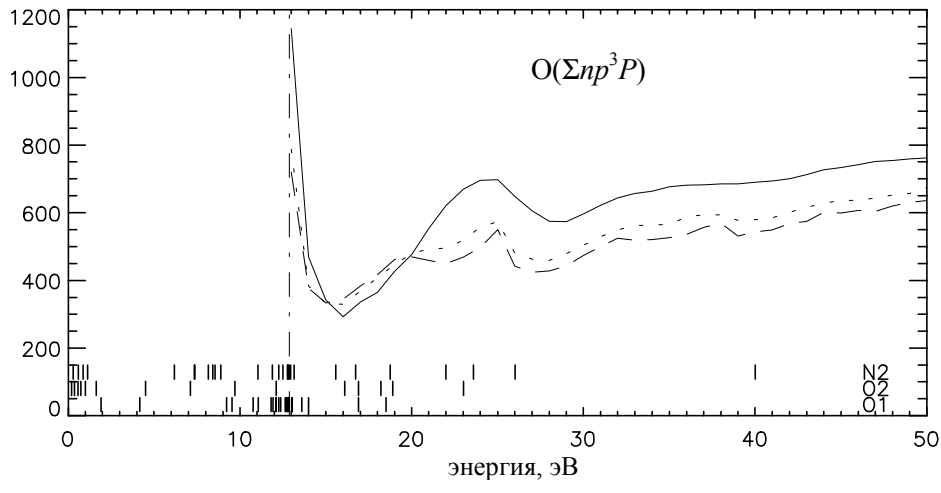
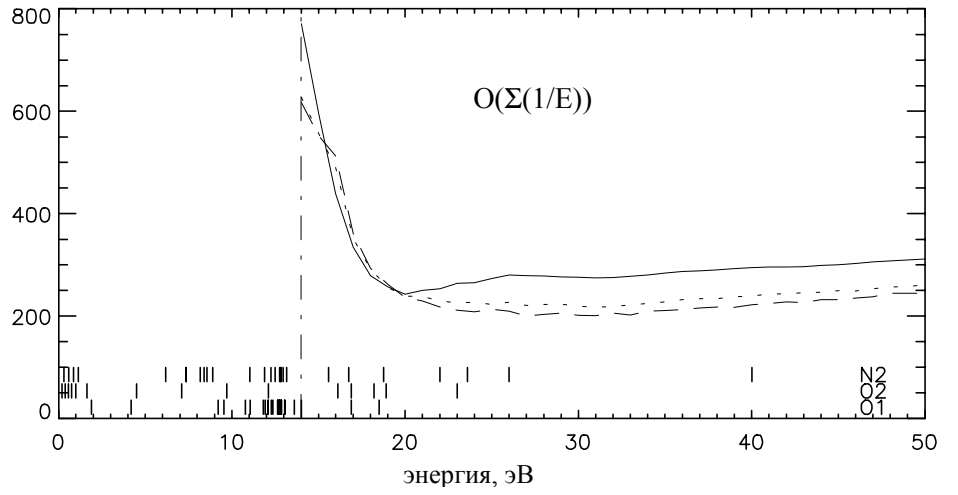
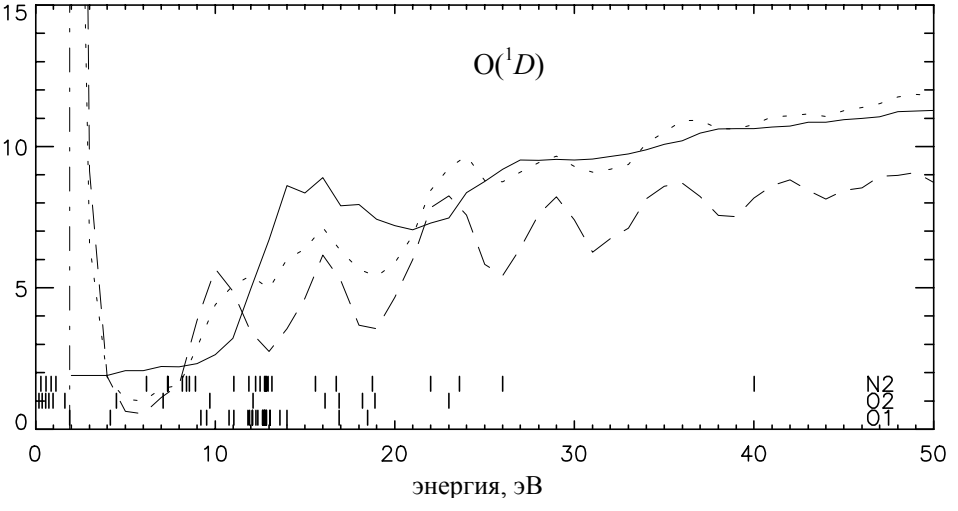


Рис.7.30. Эффективные энергетические цены возбуждения термов атомного кислорода электронами. Зависимость от энергии на низких энергиях. Обозначения - см. текст





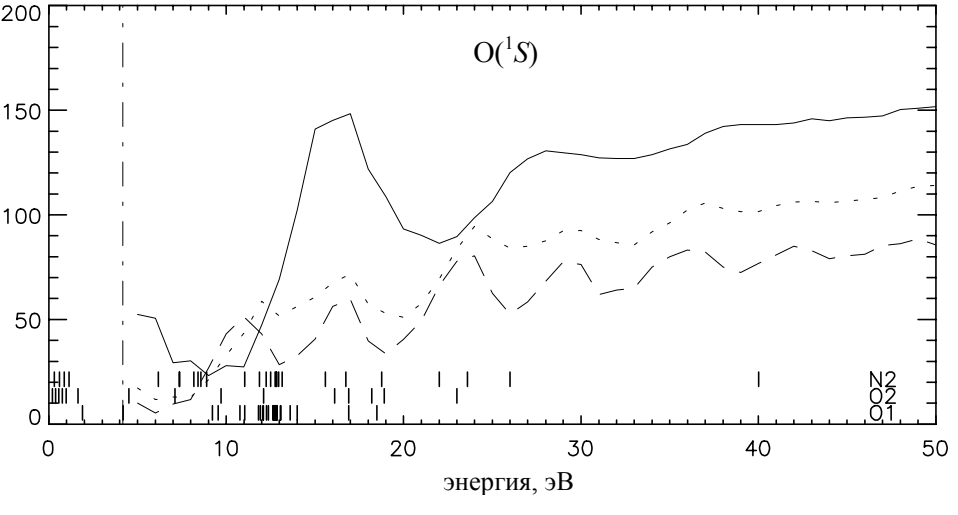
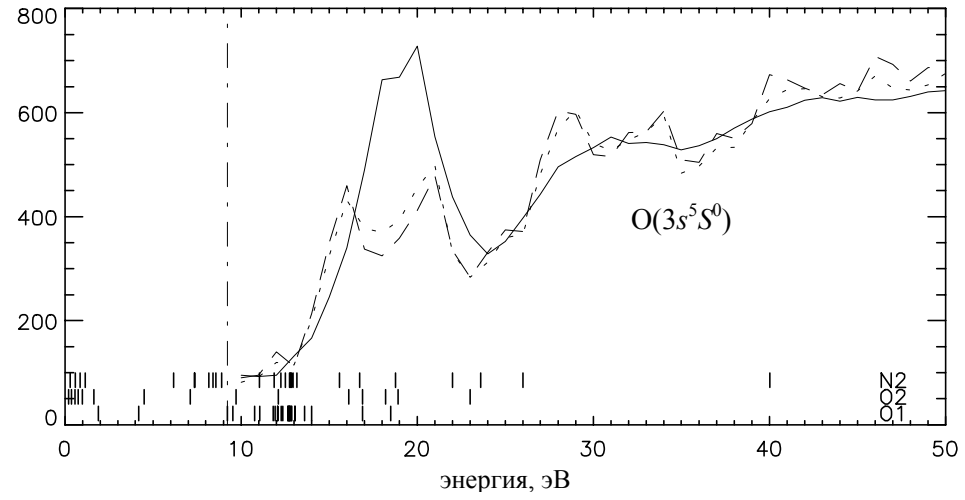
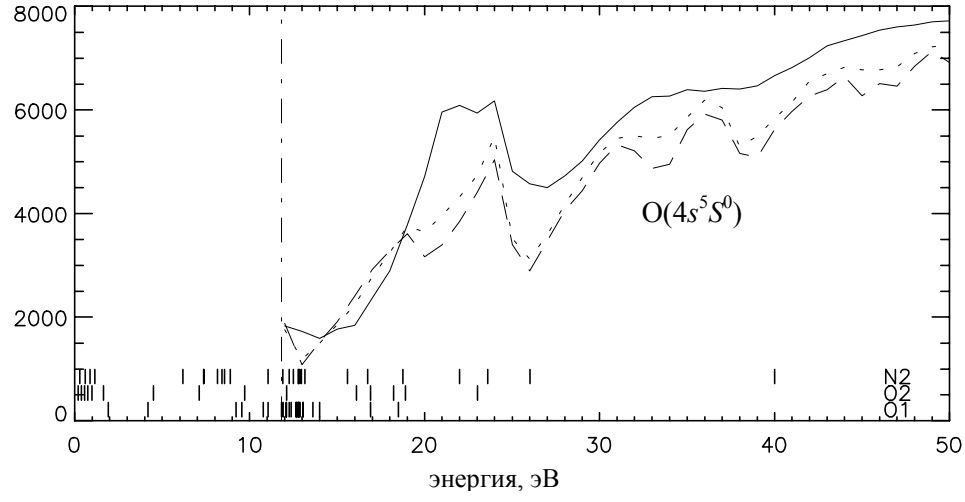


Рис.7.30. Продолжение





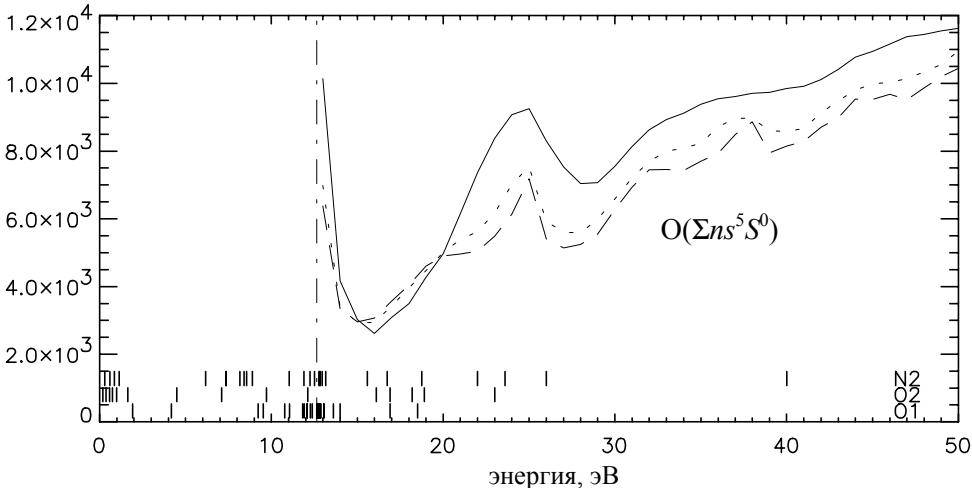
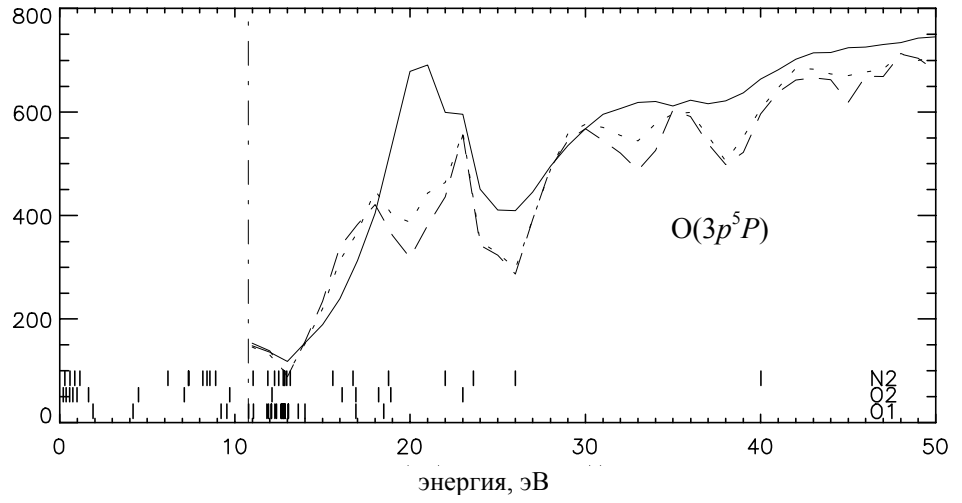
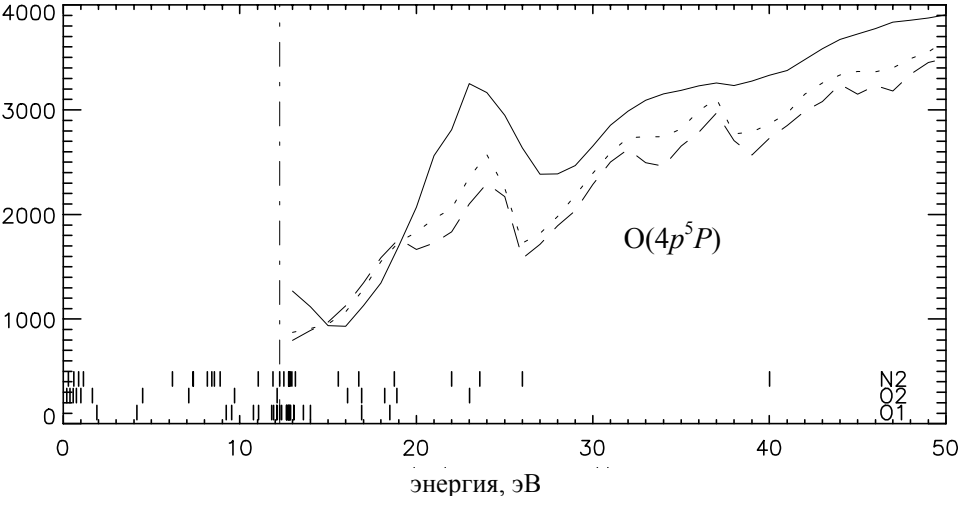


Рис.7.30. Продолжение





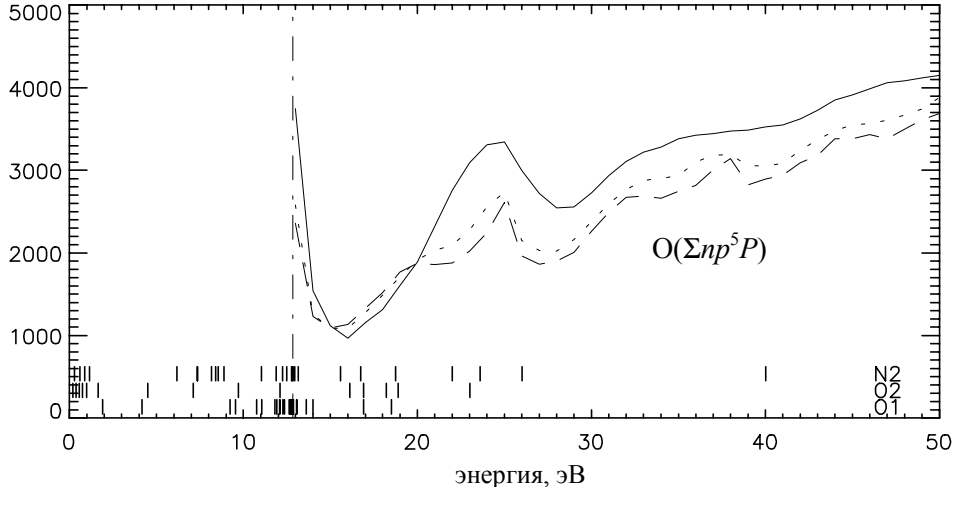
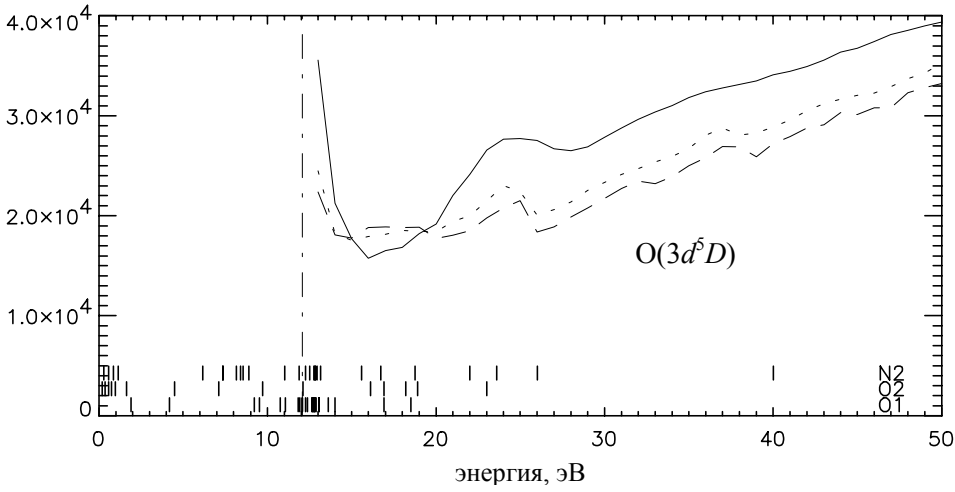
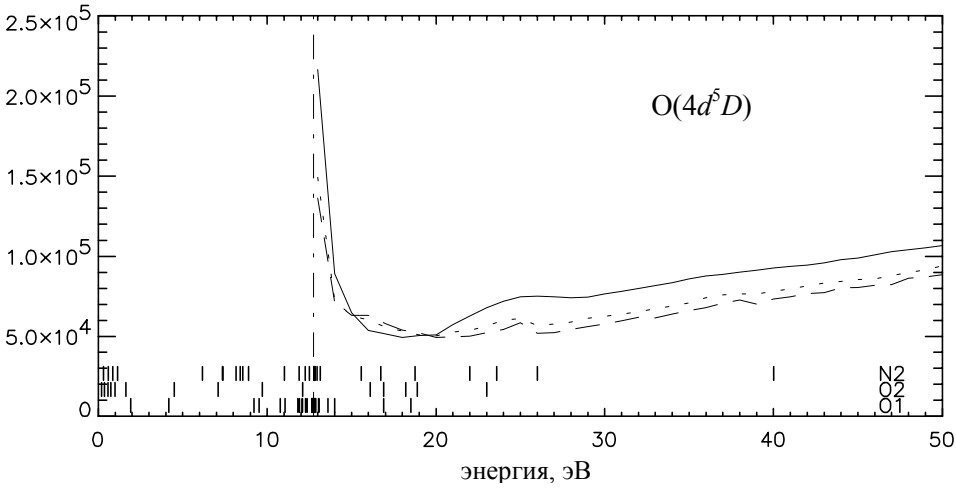


Рис.7.30. Продолжение





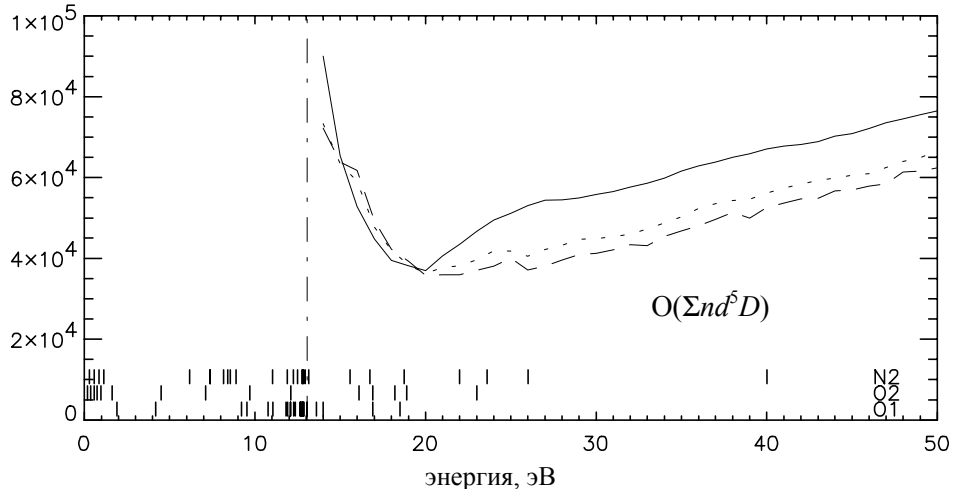
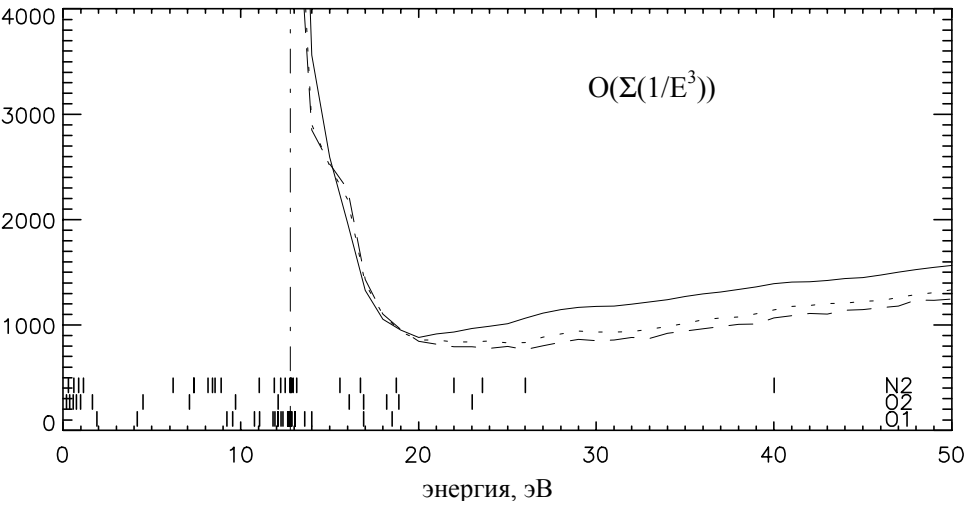
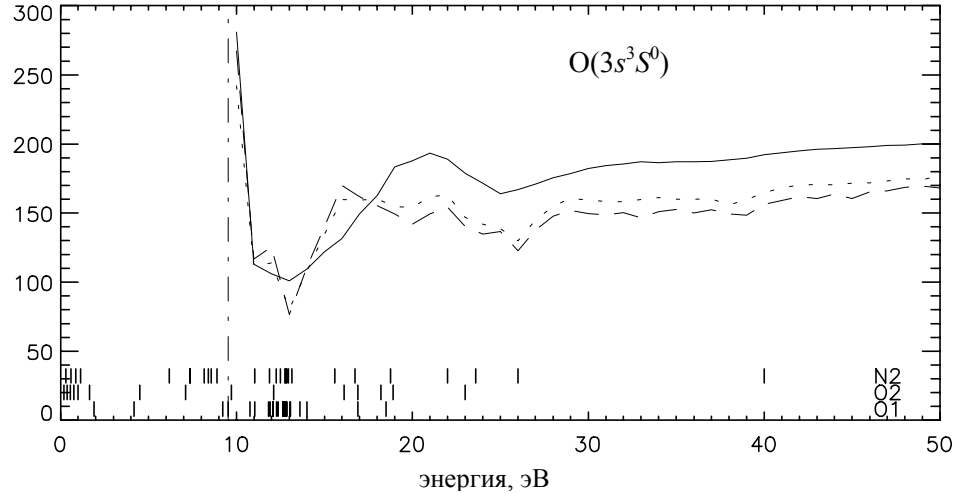


Рис.7.30. Продолжение





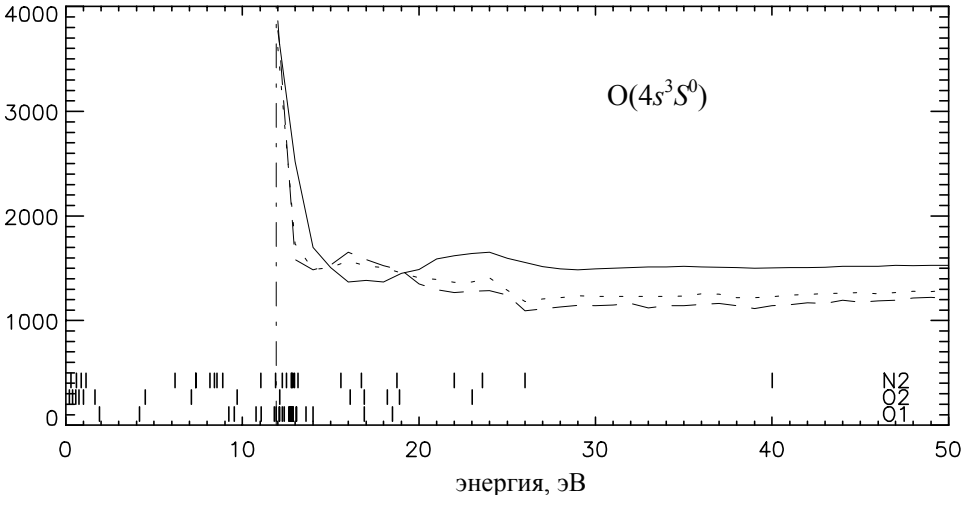
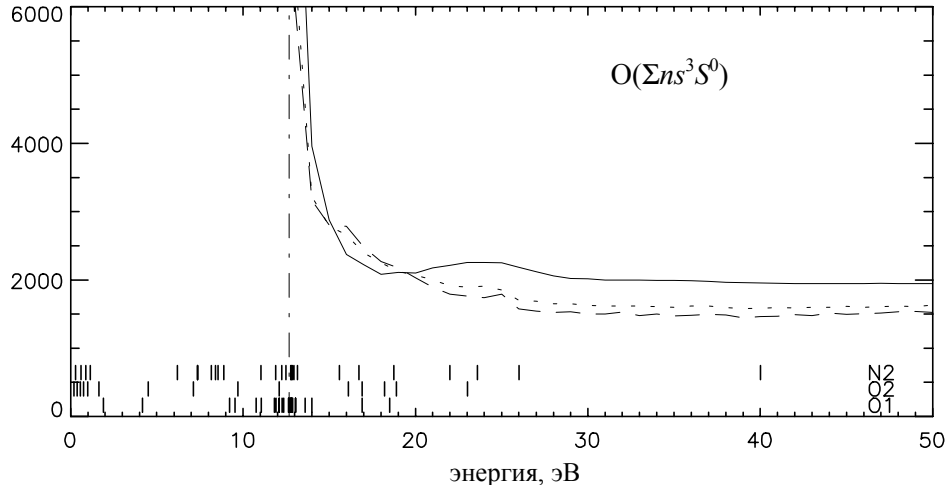
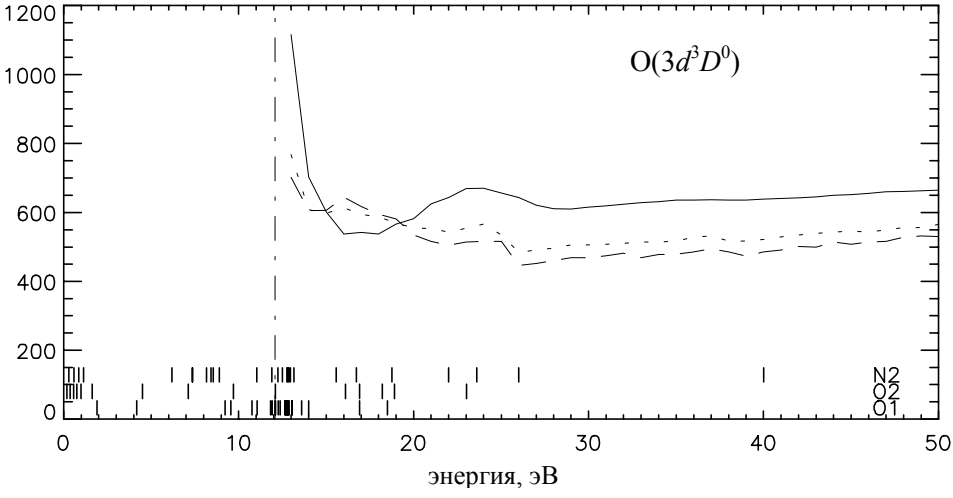


Рис.7.30. Продолжение





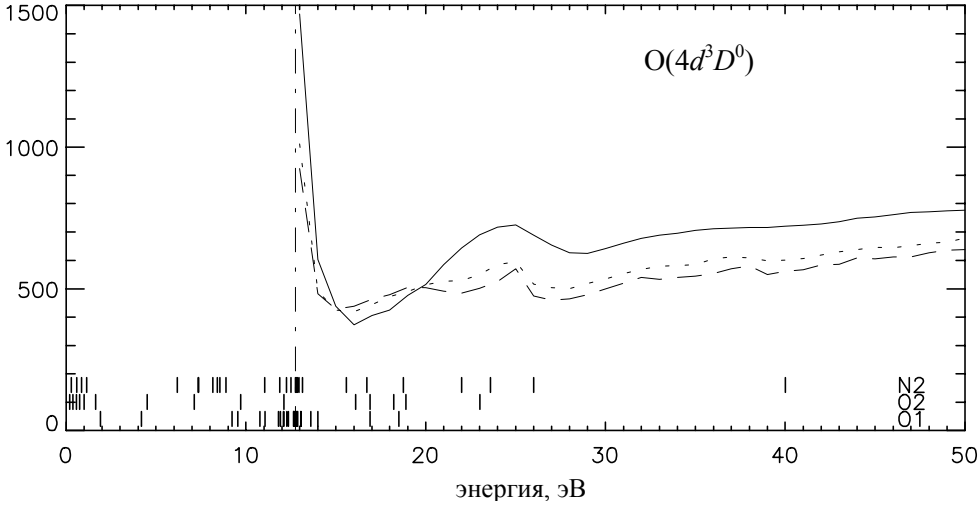
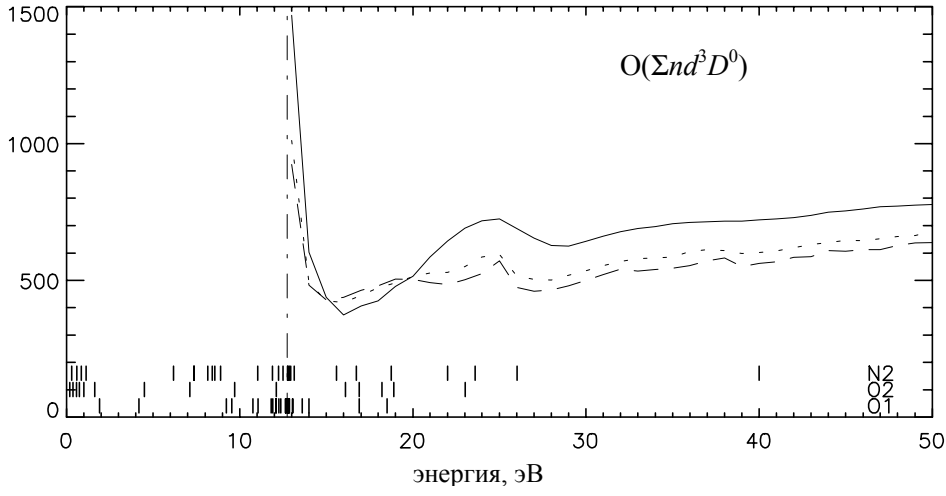


Рис.7.30. Продолжение



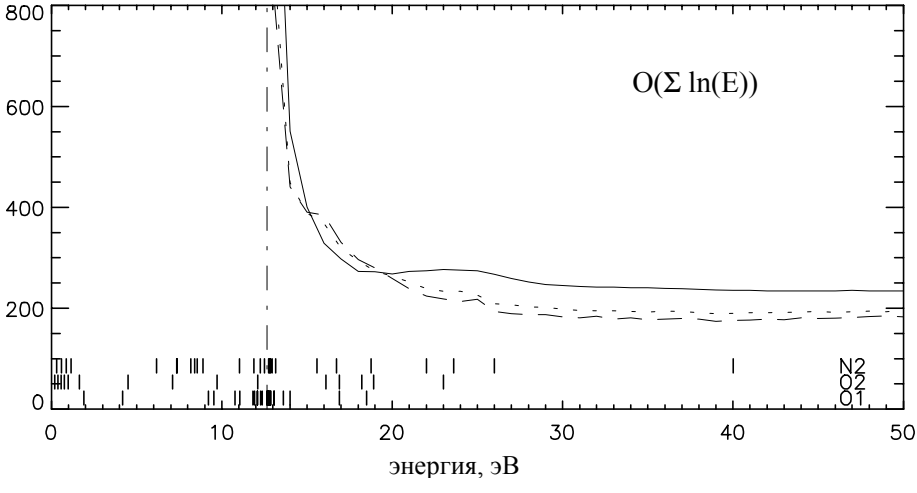


Рис.7.30. Окончание

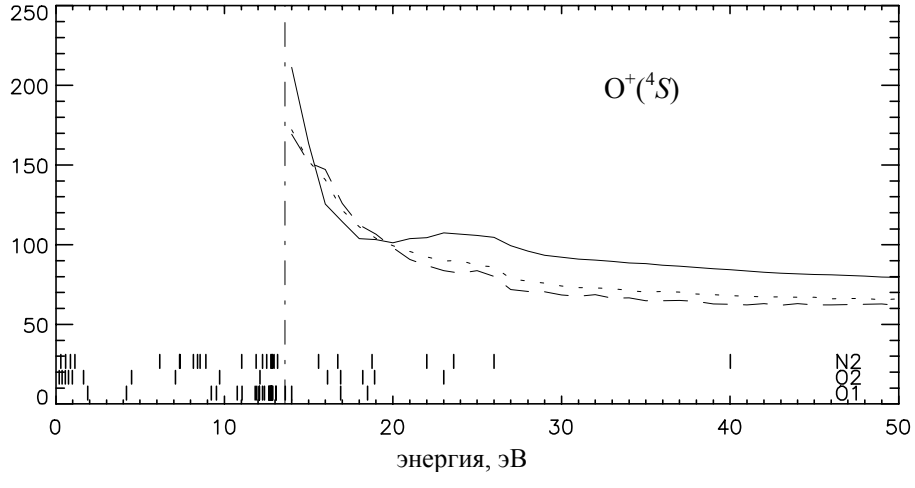
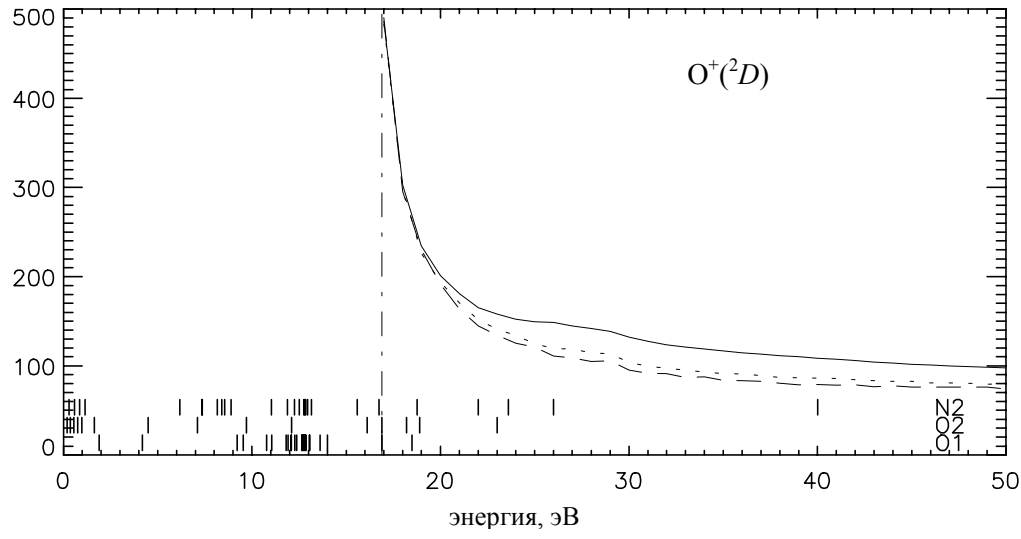


Рис.7.31. Эффективные энергетические цены ионизации с возбуждением иона кислорода. Зависимость от энергии на низких энергиях



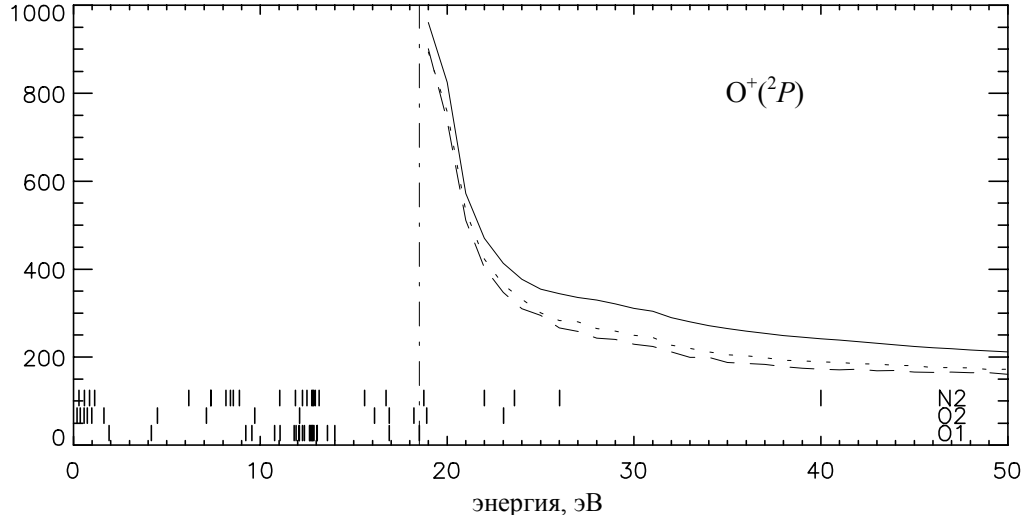
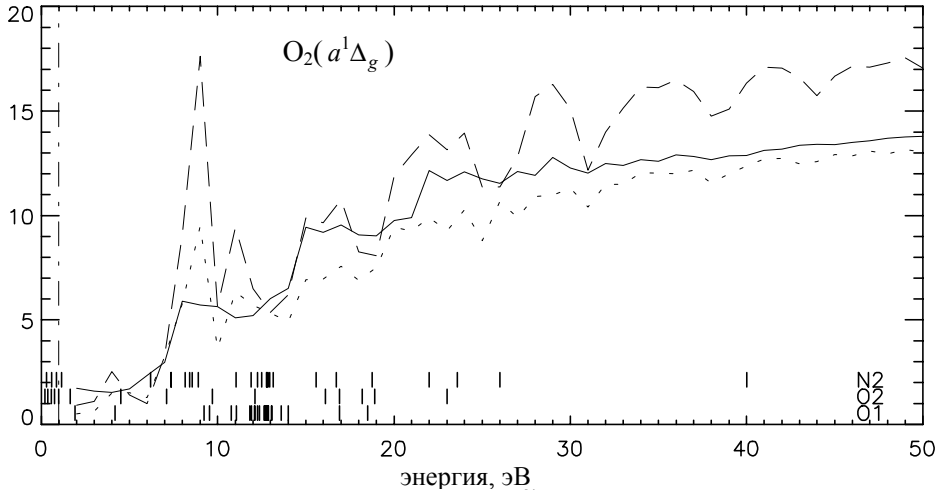
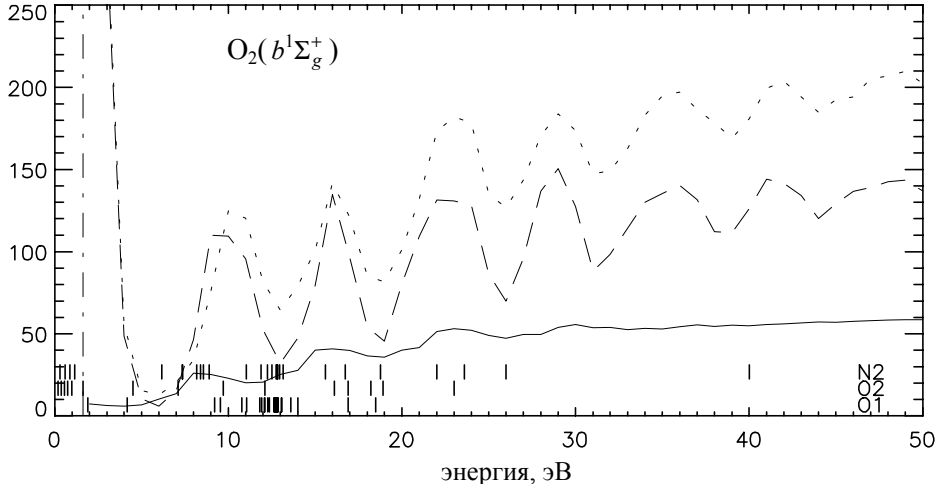


Рис.7.31. Окончание





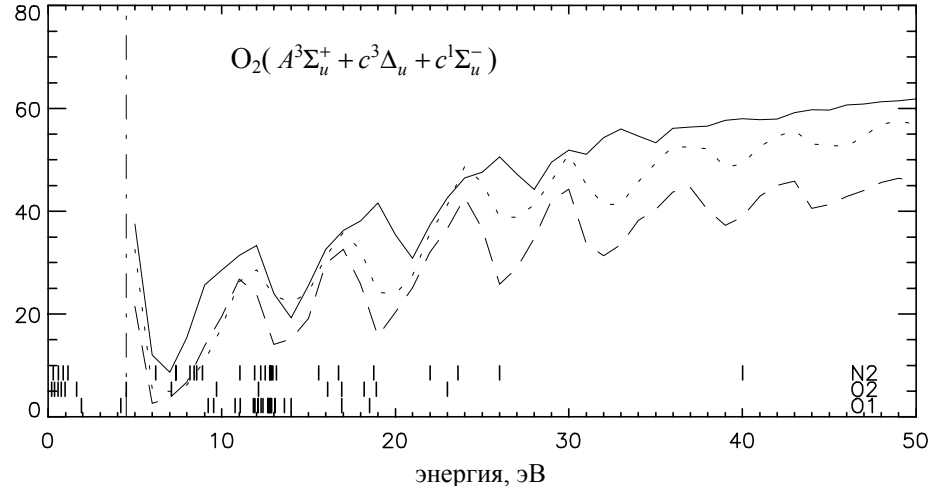
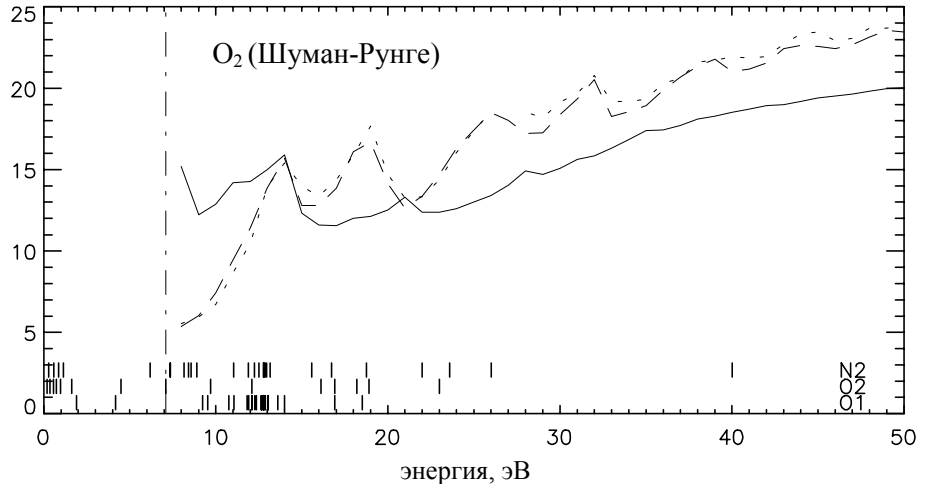


Рис.7.32. Эффективные энергетические цены возбуждения термов молекулярного кислорода электронами. Зависимость от энергии на низких энергиях. Обозначения - см. текст



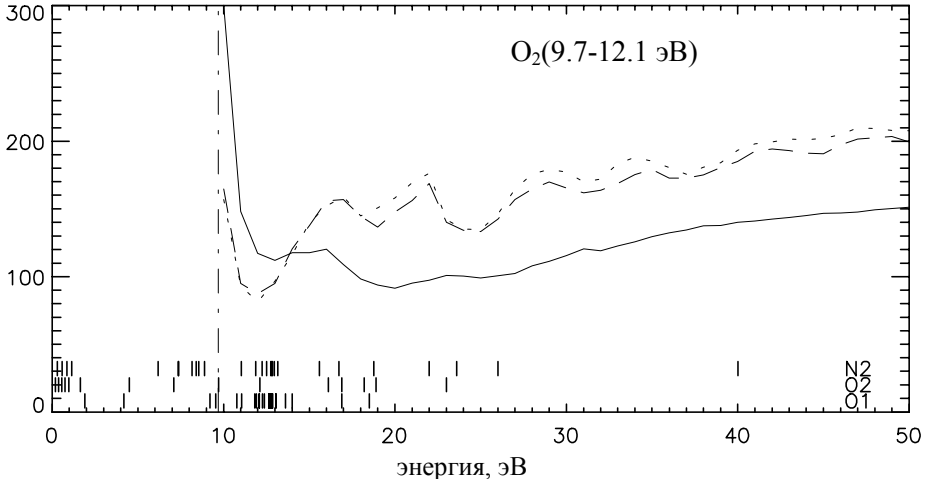


Рис.7.32. Окончание

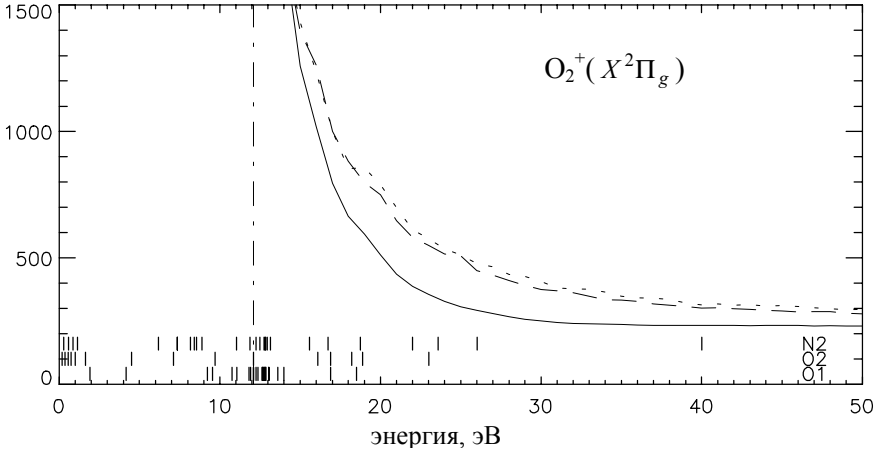
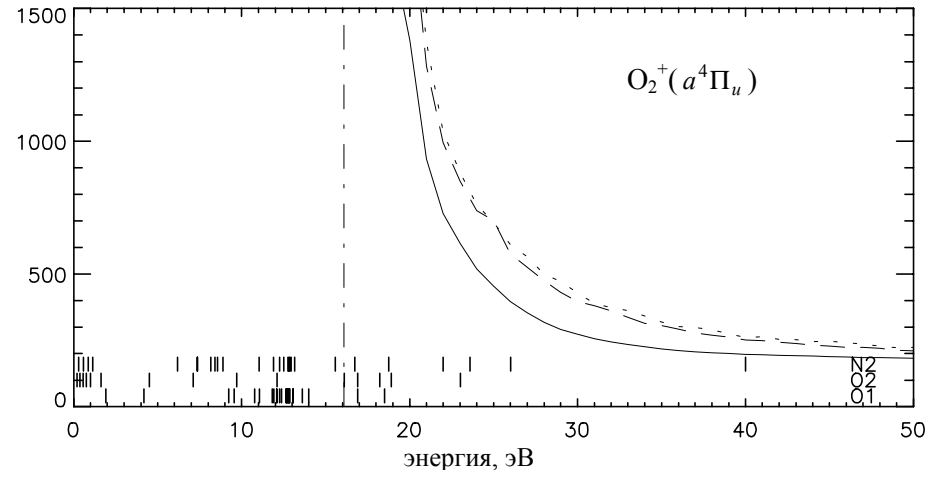
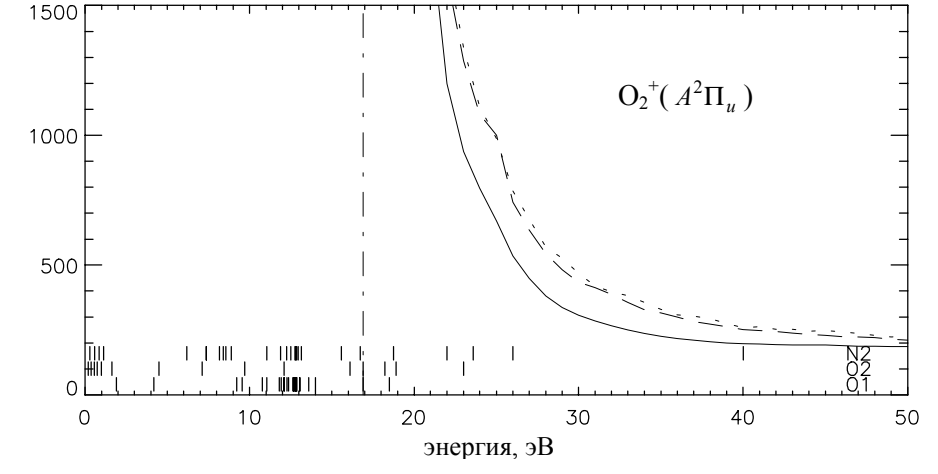


Рис.7.33. Эффективные энергетические цены ионизации с возбуждением иона молекулярного кислорода электронами. Зависимость от энергии на низких энергиях





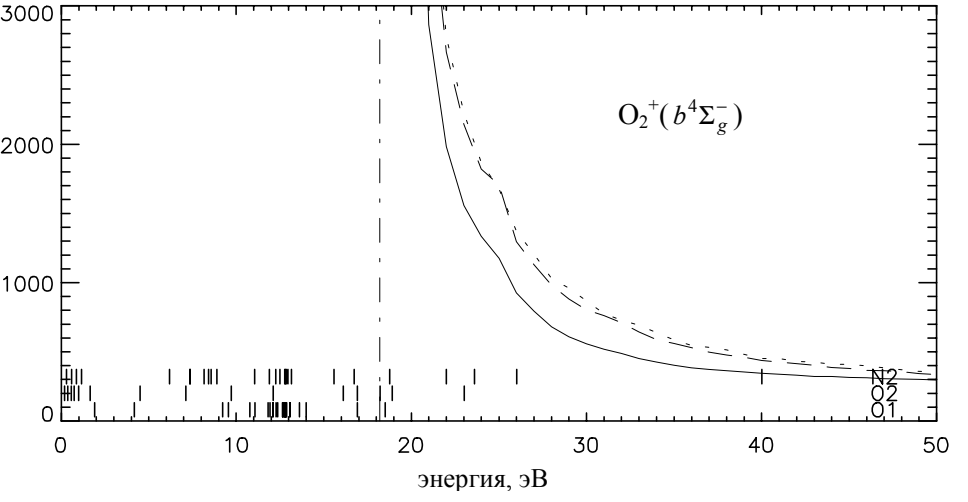
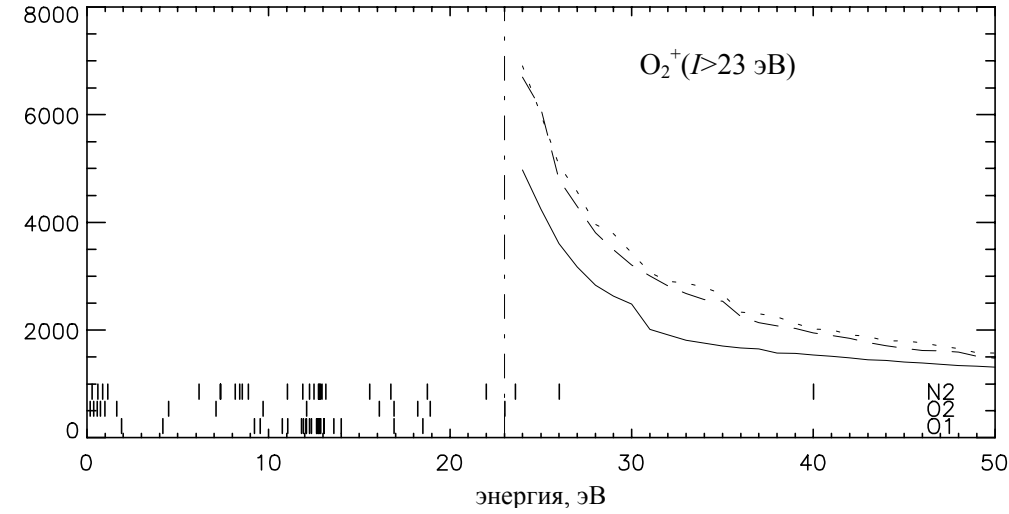


Рис.7.33. Продолжение



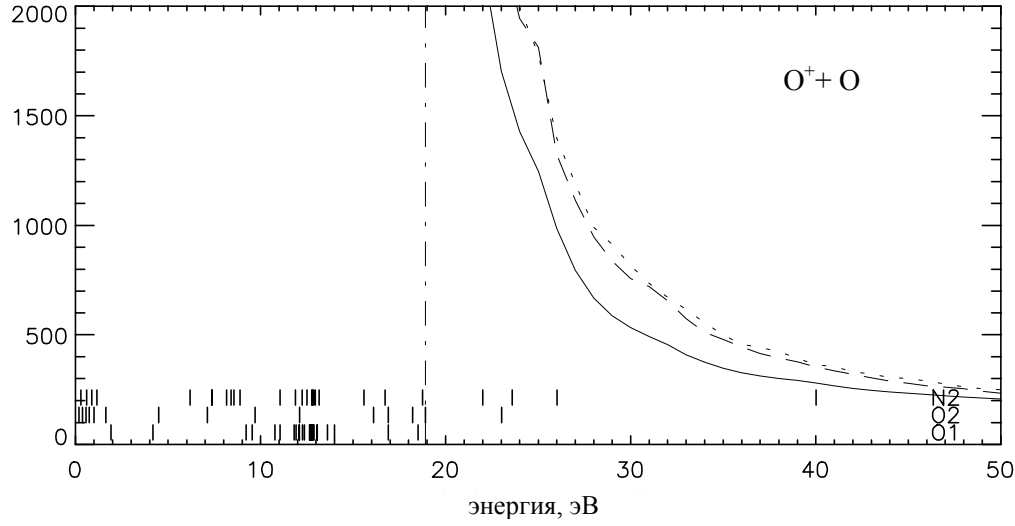


Рис.7.33. Окончание

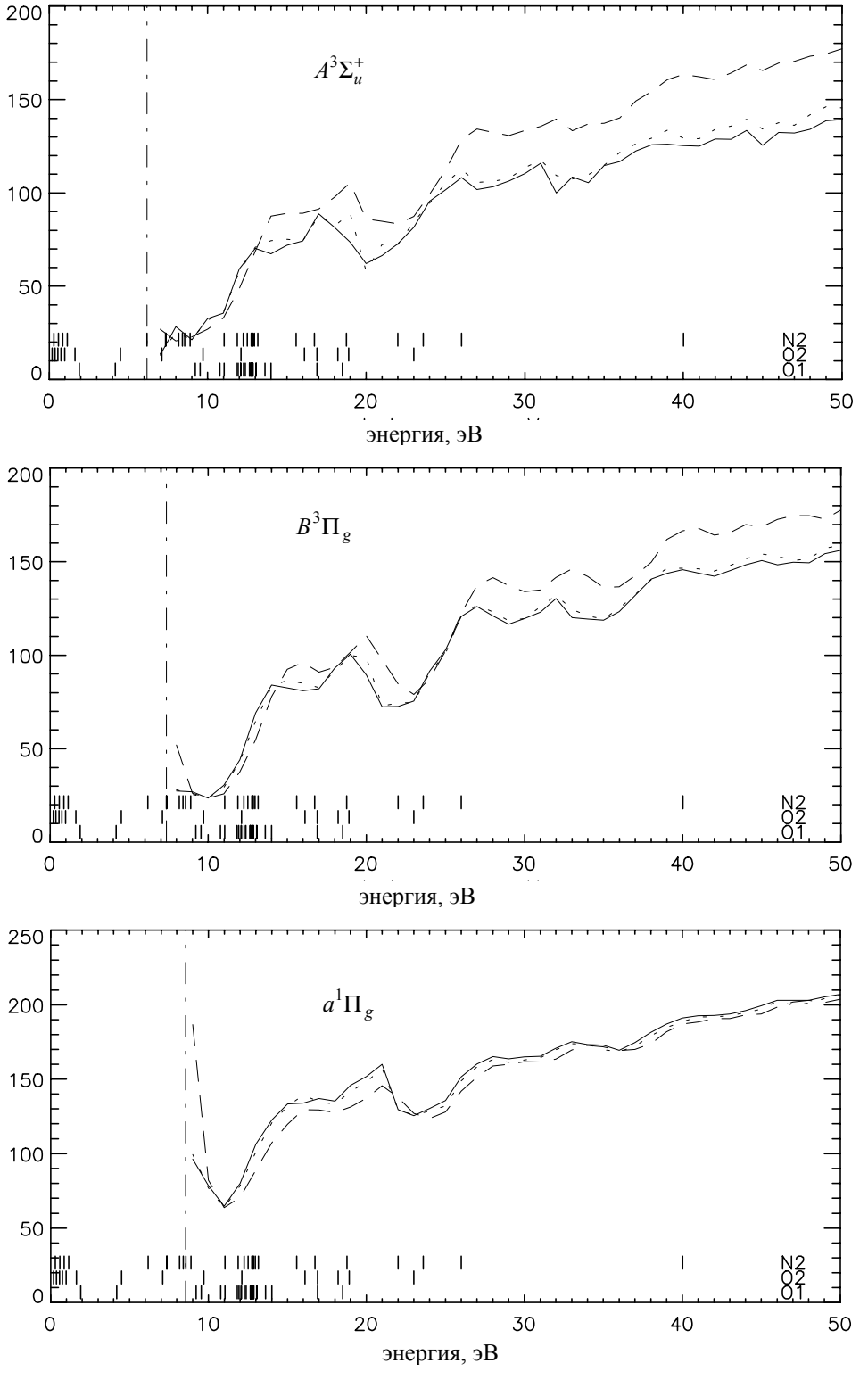


Рис.7.34. Эффективная энергетическая цена возбуждения термов молекулярного азота электронами. Влияние примеси ионизированной компоненты (см. текст)

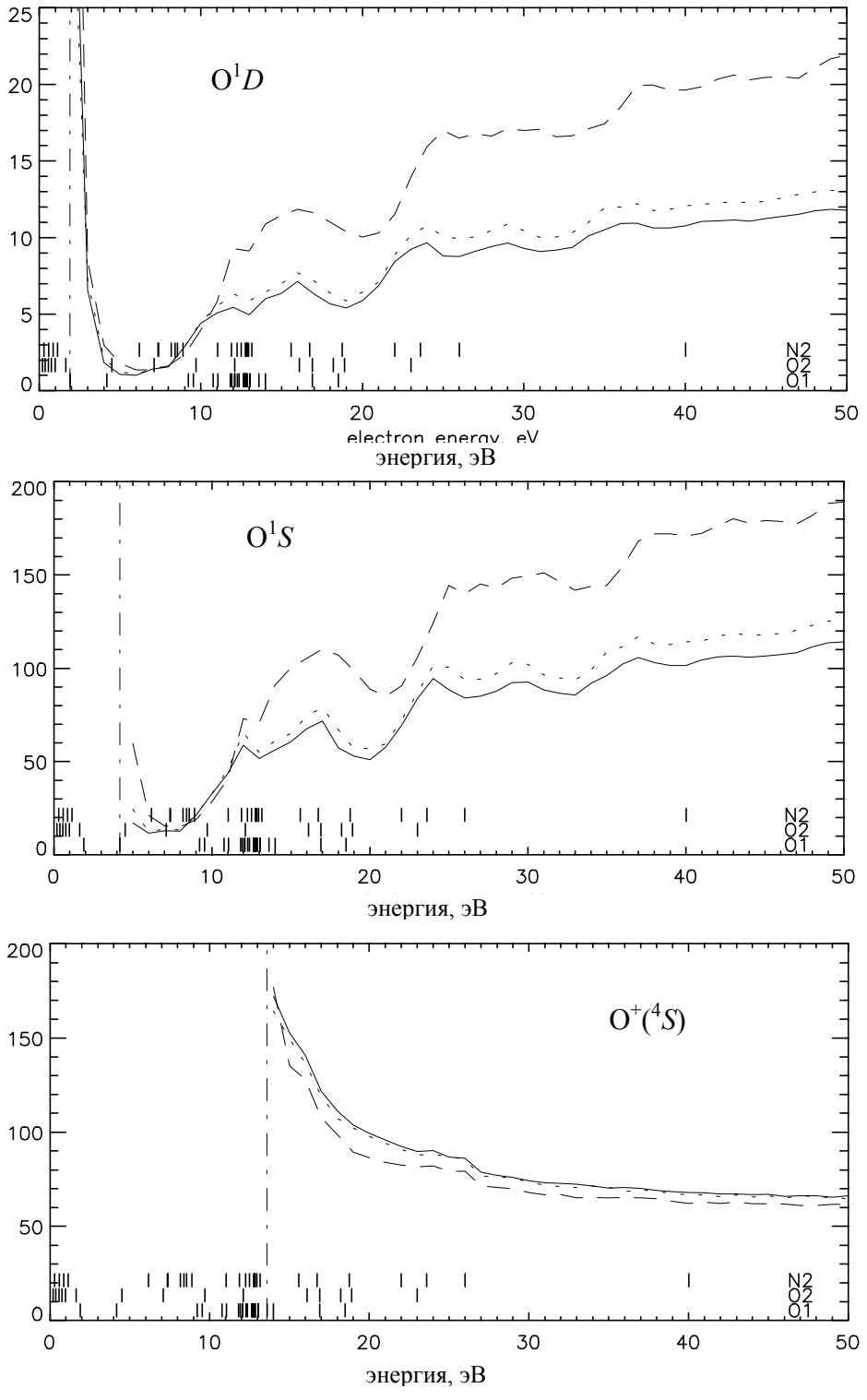


Рис.7.35. Эффективная энергетическая цена возбуждения термов атомного кислорода электронами. Влияние примеси ионизированной компоненты (см. текст)

7.7. Пространственная структура ионообразования в протонных высыпаниях

Концентрация электронов является важной характеристикой состояния ионосферы. Основным источником ионизации высокоширотной ионосферы являются высыпающиеся потоки энергичных электронов и протонов. В большинстве случаев широкие (100-300 км) диффузные протонные высыпания являются фоном для более интенсивных высыпаний электронов. Из наблюдений известно (глава 1, рис.1.2), что в вечернем секторе протонные высыпания происходят ближе к экватору, чем электронные, то есть существует большая область чисто протонных высыпаний на широтах 63-68°. Типичные энергетические спектры авроральных протонных высыпаний в этой области (см. рис.1.5) могут быть аппроксимированы Максвелловскими распределениями вида /170/:

$$F(E)=\left[\frac{F_E}{2\pi E_0^3}\right]E\exp(-E/E_0), \tag{7.25}$$

где E_0 - характеристическая энергия (обычно в пределах 4 - 30 кэВ), F_E - поток энергии, переносимый пучком (обычно < 1 эрг см$^{-2}$ с$^{-1}$).

Характерные пространственные размеры, на которых изменяются характеристики высыпающихся потоков в направлении восток-запад значительно больше, чем в направлении север-юг. Поэтому можно считать оправданным представление зоны высыпания в виде бесконечной полосы, однородной в направлении восток-запад. Тогда, имея данные низковысотных (<1000 км) спутников о потоках частиц при пересечении зоны высыпания, можно рассчитать скорость ионизации в ионосфере.

В шестой главе для исследования основных характеристик переноса протонно-водородных пучков в атмосфере использовался метод Монте-Карло. Однако использование данного метода для моделирования процесса ионообразования, когда имеются большие массивы экспериментальных данных о параметрах высыпающихся протонов, неэффективно из-за большого времени счета. Поэтому представляется актуальным на основании результатов детального моделирования процесса переноса протонно-водородных пучков методом Монте-Карло построение упрощенной вычислительной модели для получения пространственного распределения скорости ионизации на высотах 100-200 км. В упрощенном алгоритме эффекты магнитного отражения протонов и расплывания-фокусировки пучка в магнитном поле Земли учитываются с помощью поправочных коэффициентов. Проводится сравнение детального и упрощенного модельного расчета с экспериментальными данными одновременных спутниковых и радарных измерений /90/, а также с теоретическими расчетами из той же работы.

7.7.1. Использованные транспортные модели

Для получения приближенных высотных профилей скоростей энерговыделения использовался простейший метод непрерывных потерь энергии (CSDA) в модификации, изложенной ниже.

Предположим, что протоны и атомы водорода одинаковой энергии находятся в зарядово-равновесном состоянии в каждой точке своей траектории. Это предположение в среднем справедливо для высот <200 км (см. табл.6.5). Тогда равновесные фракции для протонов и атомов водорода с энергией E на высоте z определяются как:

$$f_1(E,z)=\frac{\sum_i \sigma_{01}^i(E)n_i(z)}{\sum_i\left(\sigma_{01}^i(E)+\sigma_{10}^i(E)\right)n_i(z)} \qquad f_0(E,z)=\frac{\sum_i \sigma_{10}^i(E)n_i(z)}{\sum_i\left(\sigma_{01}^i(E)+\sigma_{10}^i(E)\right)n_i(z)}, \tag{7.26}$$

где подразумевается суммирование по составляющим атмосферы, $n_i(z)$- плотность i-й составляющей на высоте z, σ_{10}^i и σ_{01}^i - сечения перезарядки для i-й составляющей.

Тогда функцию потерь энергии на высоте h для равновесного протонно-водородного пучка можно определить как:

$$L_{tot}(E,z)=\frac{\sum_i n_i(z)[L_1^i(E)f_1(E,z)+L_0^i(E)f_0(E,z)]}{\sum_i n_i(z)}, \tag{7.27}$$

где $L_1^i(E)$ и $L_0^i(E)$ - функции потерь энергии для протонов и атомов водорода, соответственно, в i-й составляющей атмосферы.

В приближении непрерывного замедления:

$$\frac{dE}{dl}=-L_{tot}(E,z)\sum_i n_i(z). \tag{7.28}$$

Здесь dE/dl - изменение энергии частицы вдоль траектории.

Считая траекторию пучка прямолинейной, а атмосферу слоисто-однородной, потери энергии в тонком слое толщиной Δz будут равны:

$$\Delta E = F_0 L_{tot}(E,z)\frac{\Delta z}{cos\,\theta}\sum_i n_i(z), \tag{7.29}$$

где F_0 - начальный поток частиц, θ - угол между направлением распространения пучка и перпендикуляром к поверхностям равной плотности атмосферы.

Функции потерь энергии и сечения перезарядки, необходимые для расчетов по формулам (7.26) - (7.29) обсуждались в главе 3.

Аналогично, выделяя в уравнении (7.27) в потерях энергии долю реакций с образованием вторичных электронов, можно получить профиль скорости ионизации. Однако с хорошей точностью для протонов с начальными энергиями >1 кэВ профиль скорости ионизации можно получить из профиля скорости энерговыделения делением на величину средних затрат энергии на образование ионно-электронной пары (см. разделы 7.5 и 7.6). Этот более простой способ и будет использован в упрощенном алгоритме.

Очевидно, что при расчете методом непрерывных потерь энергии не учитываются эффекты, имеющие место при наличии магнитного поля: наличие альбедо-потоков и расплывание-фокусировка пучка. Поэтому для учета этих эффектов необходимо вносить поправки. Для получения поправок использовался метод Монте-Карло в модификации, учитывающей дипольное магнитное поле и трехкомпонентную (N_2, O_2 и O) атмосферу (см. главу 4). Предполагалось, что питч-угловое распределение протонов в источнике является изотропным.

В расчетах использовалась модель нейтральной атмосферы MSIS-86 /175/ в нескольких вариантах. Высотные профили плотности для использованных вариантов атмосферы показаны на рис.7.36. Большая часть расчетов проведена в атмосфере, соответствующей профилю 2. Остальные варианты атмосферы применялись для выявления зависимости поправочных коэффициентов от плотности атмосферы.

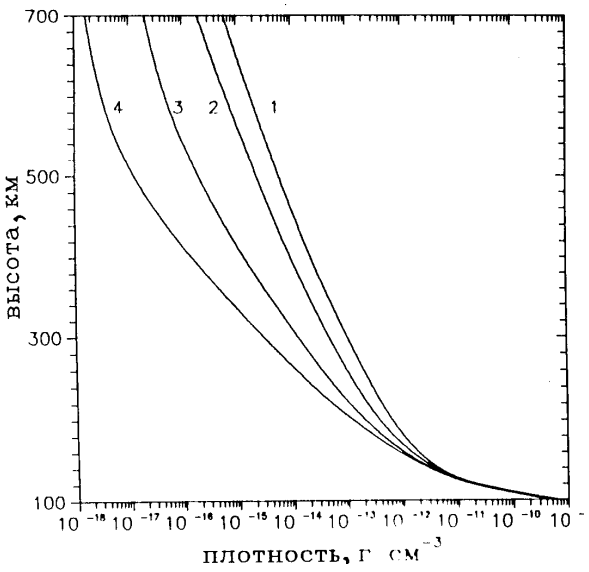


Рис.7.36. Использованные варианты модели атмосферы MSIS-86: координаты - 68.7° с.ш., 202.7°в.д.; 9 декабря; 19.00LT;A_p=15; $F_{10.7}$: вариант 1 - 4×10^{-16} Вт/см^{2}Гц; вариант 2 - 2×10^{-16} Вт/см^{2}Гц; вариант 3 - 10^{-16} Вт/см^{2}Гц; вариант 4 - 0.5×10^{-16} Вт/см^{2}Гц

7.7.2. Коррекция профилей ионообразования на альбедо-поток

На рисунке 7.37 представлены высотные профили скорости энерговыделения *W(z),* рассчитанные методами Монте-Карло и непрерывных потерь энергии для изотропного Максвелловского пучка протонов с E_0=4 кэВ. Метод непрерывных потерь не учитывает выталкивание протонов магнитным полем и поэтому дает несколько большие значения скорости энерговыделения. Проще всего учесть этот эффект с помощью поправки на величину альбедо по энергии:

$$W'(z) = (1 - T_E(E_0))W(z), \tag{7.30}$$

где *W(z)* - профиль, полученный методом непрерывных потерь, $T_E(E_0)$ - величина альбедо по энергии для пучка данной энергии.

Зависимости $T_E(E_0)$ для моноэнергетичных изотропных пучков с источником на h_0=700 км, рассчитанные методом Монте-Карло для двух вариантов атмосферы, представлены на рис.7.40. Для пучков с Максвелловским начальным энергетическим распределением следует брать $T_E(2E_0)$. Расчеты показали, что для E_0=2-32 кэВ профили, полученные методом непрерывных потерь и скорректированные по формуле (7.30), отклоняются на высотах <200 км от точного расчета не более, чем на 10%.

Величина альбедо, очевидно, зависит от высоты источника. Из уравнений (6.7) и (6.8) можно получить формулу для пересчета величины альбедо для пучка с изотропным начальным угловым распределением с источником на произвольной высоте h_o в диапазоне 500-1000 км:

$$T_E(h_0) = 1 - \left[\left(\frac{B(700)}{B(h_0)}\right)(1 - T_E(700))\right], \tag{7.31}$$

где T_E(700) - величина альбедо для источника на высоте 700 км.

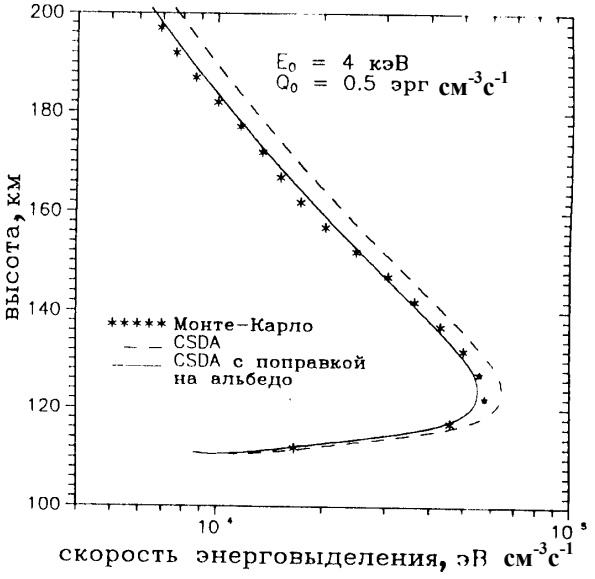


Рис.7.37. Сравнение высотных профилей энерговыделения, рассчитанных методом Монте-Карло и в приближении непрерывного замедления (CSDA)

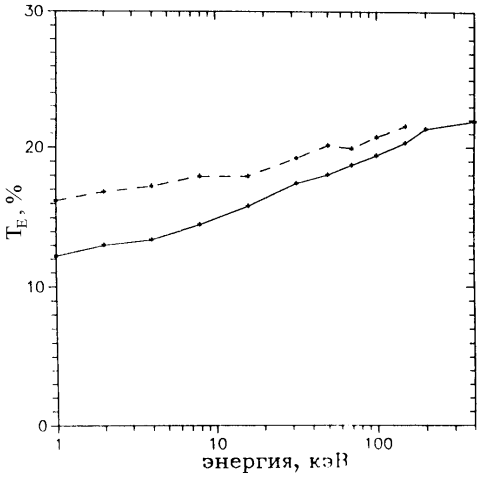


Рис.7.38. Зависимость альбедо-потока T_E от энергии для моноэнергетического изотропного пучка протонов:
сплошная линия - расчет для 2-го варианта атмосферы (см. рис. 7.33), пунктир - для третьего варианта атмосферы

Как видно из рис.7.38, величина альбедо также зависит от высотного профиля плотности атмосферы. В разделе 6.2.1 было показано, что конус потерь для протонов в атмосфере имеет резкую границу, и что в качестве этой границы можно использовать угол $\theta_{0.5}$. Высота точки отражения z^* для протонов с начальным углом $\theta_{0.5}$ определяется из соотношения (6.8):

$$z^* = (R_E + h_0)\sin^{2/3}\theta_{0.5} = (R_E + h_0)(1 - T_E)^{1/3}, \qquad (7.32)$$

где R_E - радиус Земли, h_0 - высота источника.

Для пересчета величин альбедо при замене атмосферы используем предположение, что масса атмосферного столба:

$$\mu = \int_{z^*}^{h_0} \rho(z)dz\,; \tag{7.33}$$

над высотой, определенной по (7.32) для данного пучка, не зависит от атмосферы. На рис.7.39 показаны зависимости $\mu(T_E)$ для четырех вариантов атмосферы. Тогда для получения величины альбедо T'_E в атмосфере, отличающейся от варианта 2, с рис.7.33 надо:

1) построить кривую $\mu'(T_E)$ для данной атмосферы по формуле (7.33);

2) по кривой $\mu(T_E)$ для атмосферы 2 определить величину μ для пучка данной энергии;

3) по величине $\mu'=\mu$ и кривой $\mu'(T_E)$ получить новое значение T'_E .

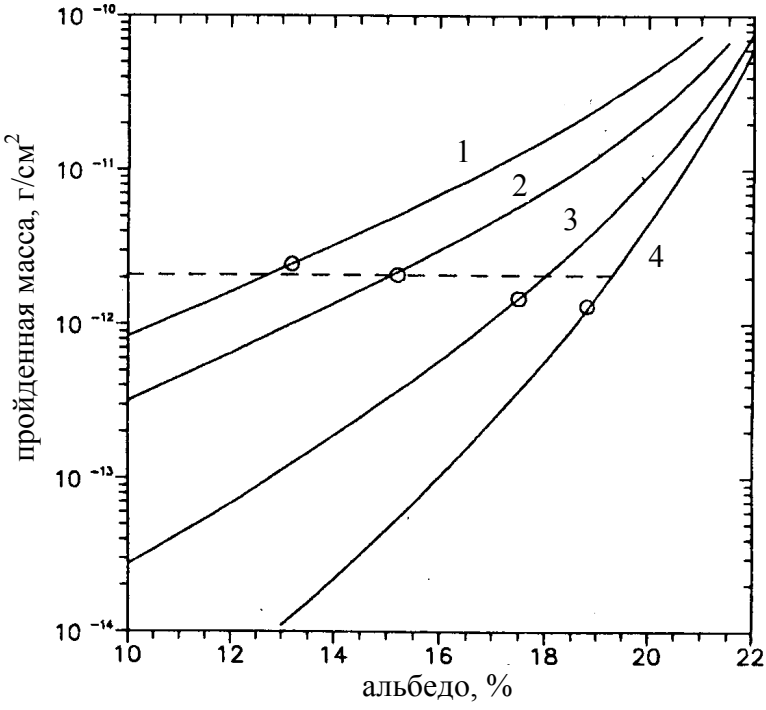


Рис.7.39. Пересчет величины альбедо-потока T_E для произвольной атмосферы: 1,2,3,4 – для вариантов атмосферы (см. рис.7.36); о - расчет методом Монте-Карло для изотропного Максвелловского пучка с E_0 = 4 кэВ

Контрольный расчет альбедо методом Монте-Карло, результаты которого нанесены на рис.7.39, показал, что предположение о постоянстве $\mu(T_E)$ позволяет пересчитывать величины альбедо с погрешностью не превышающей 10%.

Для получения высотных профилей скорости ионообразования $Q_{ion}(z)$ из профилей выделения энергии использовалась рассчитанная нами зависимость $\varepsilon_{ion}(E)$, (раздел 7.5, рис.7.16а). Для пучков с Максвелловским энергетическим распределением брались значения $\varepsilon_{ion}(2E_0)$, где E_0 - характеристическая энергия Максвелловского распределения. Тогда:

$$Q_{ion}(z) = W'(z) / \varepsilon_{ion}(2E_0)\,. \tag{7.34}$$

На рис.7.40 приводится сравнение прямого расчета профиля скорости ионизации методом Монте-Карло и расчета с использованием метода непрерывных потерь энергии и формул (7.30) и (7.34). Видно, что что для E_0=2-32 кэВ профили, полученные с помощью упрощенного алгоритма отклоняются на высотах <200 км от точного расчета не более, чем на 10%. Для пучков меньших энергий наблюдается систематическое занижение высоты максимума в профилях, рассчитанных с использованием метода непрерывных потерь энергии.

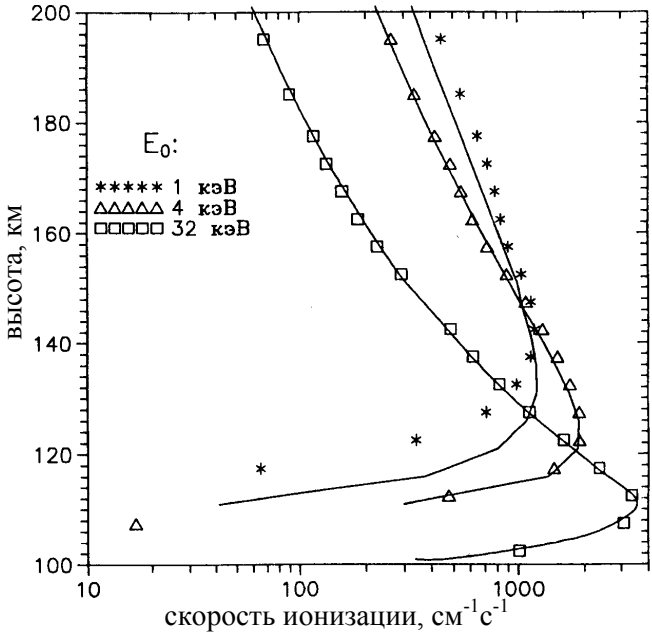


Рис.7.40. Сравнение высотных профилей скорости ионообразования, рассчитанных методом Монте-Карло (символы) и по упрощенному алгоритму (кривые): угловое распределение протонов в источнике - изотропное; энергетический спектр - Максвелловский с F_E=0.5 эрг/см^{2}с

7.7.3. Коррекция профилей ионообразования на радиальное расплывание пучка

В рассмотренном выше расчете профилей скоростей энерговыделения и ионообразования не учитывалась геометрия области высыпания. Строго говоря, эти профили применимы только в случае неограниченного однородного высыпания. В случае ограниченной области высыпания или при неоднородном высыпании значительное расплывание протонно-водородного пучка приводит к искажению высотных профилей.

С использованием детальной модели Монте-Карло были рассчитаны широтные распределения (т.е. распределения в зависимости от удаления от середины полосы) для скорости ионообразования в предположении, что источником протонов является бесконечная полоса, ориентированная вдоль оси *y* с шириной *dl*, ориентированной вдоль оси *x*. Расчеты показали, что в этом случае распределения хорошо описываются формулой:

$$Q_{ion}(E_0, z, x)dy = Q_{ion}(E_0, z)\exp[-x / K(E_0, z)]/2K(E_0, z), \qquad (7.35)$$

где *x* - расстояние от середины полосы, $K(E_0,z)$ - коэффициент, характеризующий крутизну расплывания на высоте *z* Максвелловского пучка с характеристической энергией E_0.

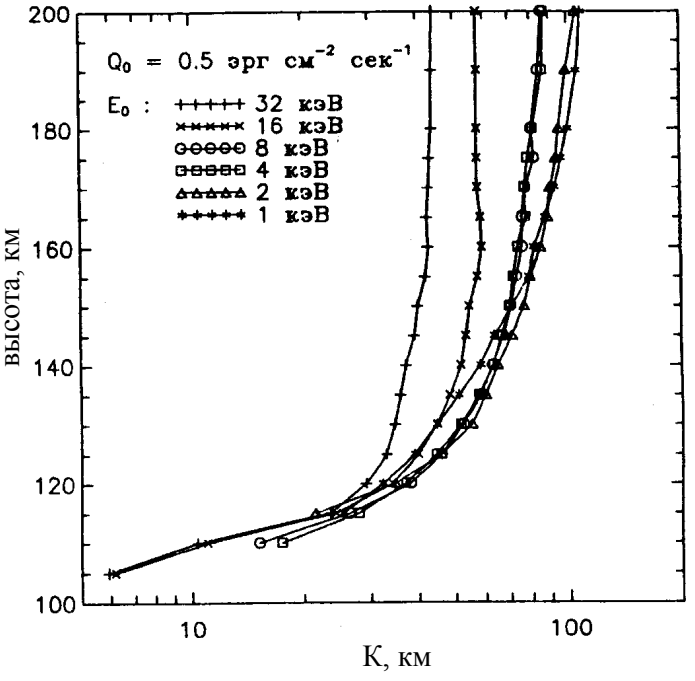


Рис.7.41. Высотные зависимости коэффициента расплывания $K(E_0,z)$ для Максвелловских пучков с характеристическими энергиями E_0=1-32 кэВ

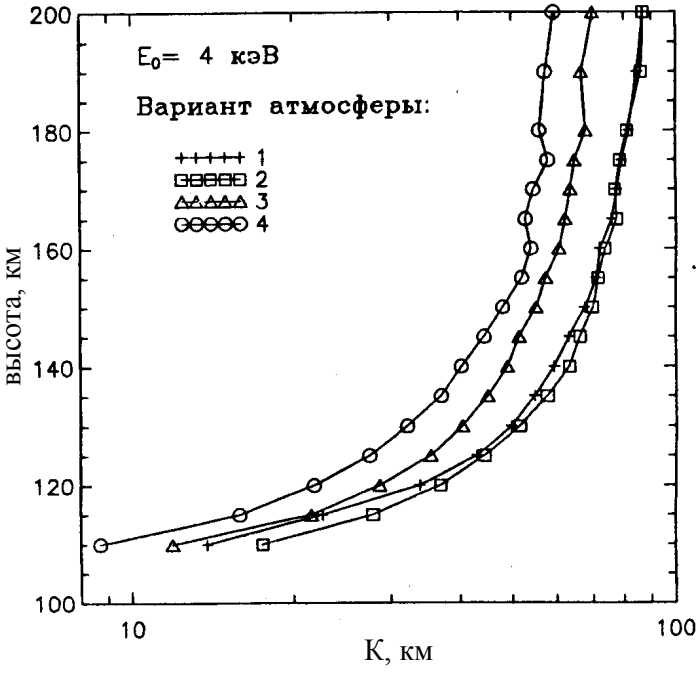


Рис.7.42. Высотные зависимости коэффициента расплывания $K(E_0,z)$ для Максвелловского пучка с характеристической энергией E_0=4 кэВ для различных вариантов моделей атмосферы

Зависимости $K(E_0,z)$ приведены на рис.7.43. Погрешность аппроксимации распределений $Q_{ion}(x)$ по формуле (7.35) для E_0<16 кэВ не превышает 10%, для E_0=16 кэВ и 32 кэВ - 20-30%.

Коэффициенты $K(E_0,z)$ зависят также и от использованной модели атмосферы (см. рис.7.44). Интересно, что в более плотной атмосфере пучок расплывается сильнее, чем в менее плотной. Это связано с тем, что в более плотной атмосфере протоны нейтрализуются в среднем на больших высотах, поэтому пучок успевает расплыться сильнее. Однако форма высотной зависимости $K(E_0,z)$ от высотного профиля плотности атмосферы зависит слабо.

Подставляя в (7.35) выражения (7.34) и (7.30) и интегрируя по dl, получаем:

$$Q_{ion}(z,x)=\int_L \frac{[1-T_E(E_0)]W(F(E,l),z)}{2\varepsilon_{ion}(2E_0)K(E_0,z)}\exp\left[-\frac{|1-l|}{K(E_0,z)}\right]dl, \qquad (7.36)$$

где: L - ширина полосы высыпания, $F(E,l)$ - энергетический спектр высыпающихся протонов.

Выражение (7.36) легко преобразуется к виду, удобному для организации эффективного вычислительного алгоритма. Пусть $F_E(l)$ и $E_0(l)$ - зависимости потока энергии и характеристической энергии энергетического спектра от положения поперек полосы; $W^*(E_0,z)$ - высотный профиль выделившейся энергии, рассчитанный для протонных пучков с единичным потоком энергии. Тогда (7.36) можно переписать в виде:

$$Q_{ion}(z,x)=\int_L \frac{F_E(l)[1-T_E(E_0)]W^*(E_0,z)}{2\varepsilon_{ion}(2E_0)K(E_0,z)}\exp\left[-\frac{|l-x|}{K(E_0,z)}\right]dl\,. \qquad (7.37)$$

Таким образом, имея зависимости параметров $\varepsilon_{ion}(2E_0)$, $T_E(E_0)$ и $K(E_0,z)$ согласно детальному расчету методом Монте-Карло и профили $W^*(E_0,z)$, полученные методом непрерывных потерь, значения $Q_{ion}(z,x)$ можно рассчитать по (7.37) значительно быстрее, чем прямым расчетом методом Монте-Карло. При этом результаты расчетов будут соответствовать точному расчету методом Монте-Карло с погрешностью не более 20%.

Для расчета электронной концентрации по скорости ионообразования на высотах 100-200 км можно использовать формулу

$$n_e(z)=[Q_{ion}(z)/\alpha(z)]^{1/2}\,, \qquad (7.38)$$

где для эффективного коэффициента рекомбинации $\alpha(z)$ можно использовать аппроксимацию из работы /343/:

$$\alpha(z)=(2.5\times10^{-6})\exp[-z(км)/51.2]. \qquad (7.39)$$

Для демонстрации влияния расплывания пучка при ограниченной области высыпания, на рис.7.43-7.44 представлены примеры расчета высотных профилей концентрации электронов на различных расстояниях от середины дуги. Представлены расчеты для дуг шириной 100 и 300 км. Видно, что:

1) даже в центре полосы высотный профиль $n_e(z)$ не совпадает с профилем, рассчитанным без учета расплывания;

2) по мере удаления от середины полосы, меняется не только амплитуда профиля $n_e(z)$, но и его форма;

3) высота максимума в профиле $n_e(z)$ увеличивается при удалении от середины полосы;

4) ионизация, вызванная высыпанием протонов, наблюдается на значительных расстояниях от границы высыпания. Так, концентрация электронов падает на порядок на расстояниях 150-350 км (на разных высотах) от границы полосы высыпания.

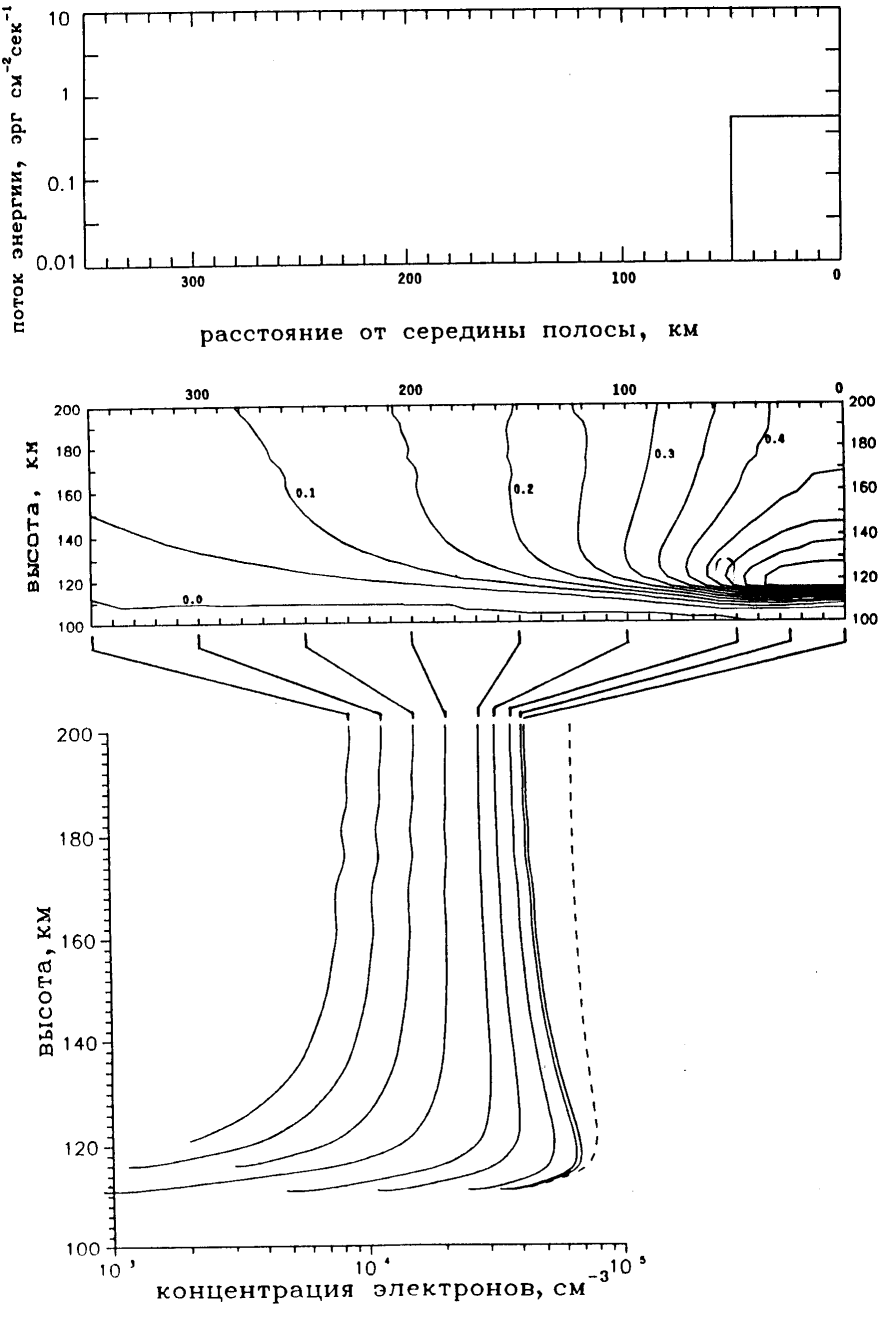


Рис.7.43. Распределение n_e для модельной полосы однородного протонного высыпания шириной 100 км:
начальные параметры протонного пучка: Максвелловский энергетический спектр с E_0=8 кэВ, изотропное угловое распределение. Верхний рисунок - поток энергии в источнике; средний рисунок - изолинии элетронной концентрации (в $10^5 см^{-3}$), нижний рисунок - высотные профили n_e на различных расстояниях от середины полосы; пунктир - профиль, полученный без учета расплывания пучка

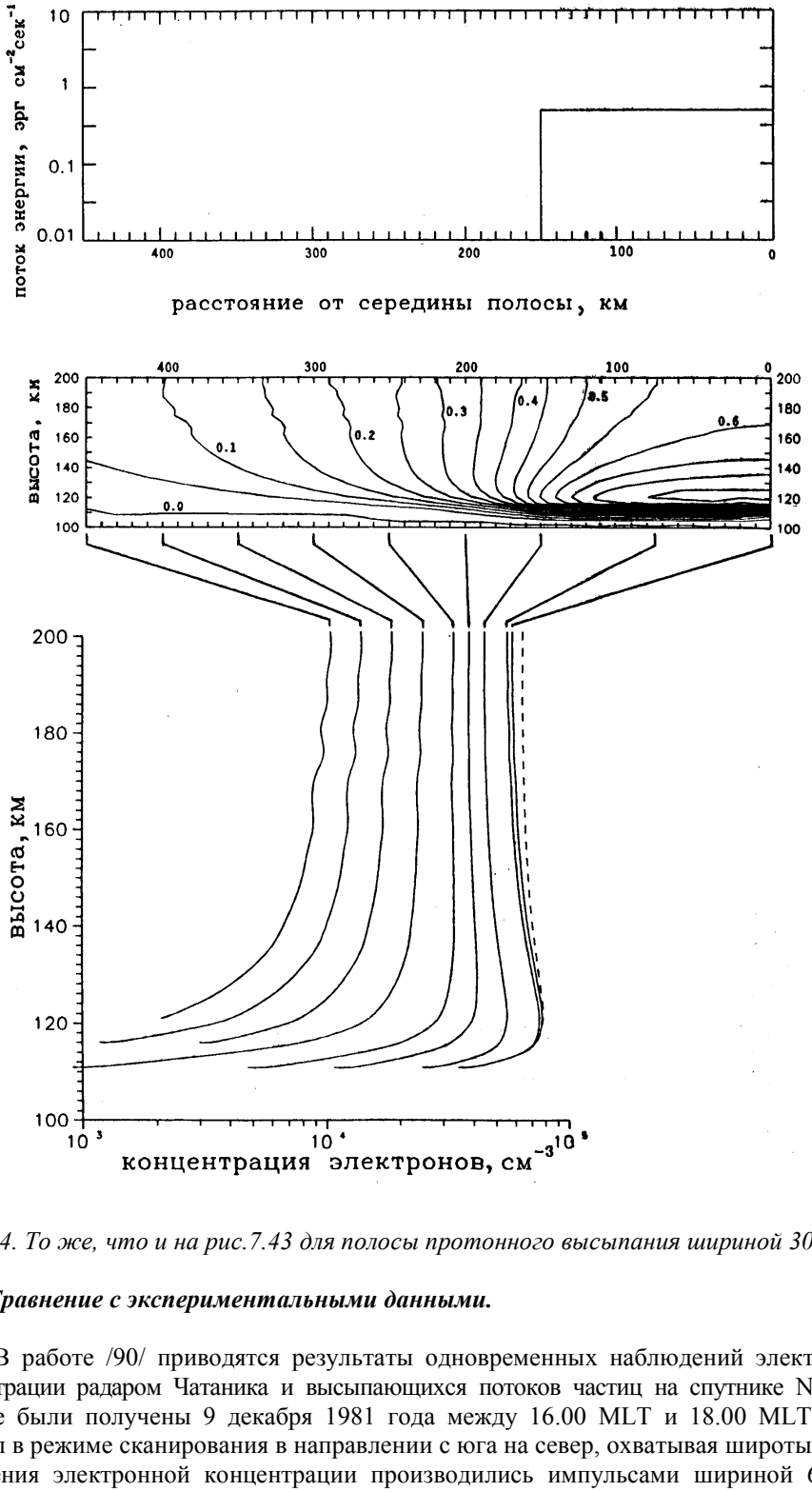


Рис.7.44. То же, что и на рис.7.43 для полосы протонного высыпания шириной 300 км

7.7.4. Сравнение с экспериментальными данными.

В работе /90/ приводятся результаты одновременных наблюдений электронной концентрации радаром Чатаника и высыпающихся потоков частиц на спутнике NOAA-6. Данные были получены 9 декабря 1981 года между 16.00 MLT и 18.00 MLT. Радар работал в режиме сканирования в направлении с юга на север, охватывая широты 63-68°. Измерения электронной концентрации производились импульсами шириной 60 мкс, поэтому эффективное разрешение вдоль луча зрения составляло 9 км. Каждое измерение

проводилось в течении 30 с. Таким образом, за один 15-минутный скан поля зрения радара (500 км) производилось 30 измерений электронной концентрации, то есть разрешение в горизонтальной плоскости составляло 15-40 км.

Одновременно над этой же областью на высоте 800 км находился спутник NOAA-6. Приборы, находящиеся на борту спутника, позволяют измерять характеристики высыпающихся потоков частиц. Измерялись раздельно поток энергии, переносимый ионами и электронами, а также потоки заряженных частиц в нескольких энергетических каналах, что позволяет восстановить вид энергетического спектра высыпающихся частиц.

Результаты наблюдений представлены на рис.7.45-7.48. Распределения электронной концентрации, полученные для трех сканов радара, показаны на рис.7.45. На рис.7.46 показано соответствие между потоками энергии для протонов и электронов по данным NOAA-6 и электронными концентрациями, по радарным данным. Видно, что на широтах от 63 до 67.2° в ионосферу высыпались только протоны.

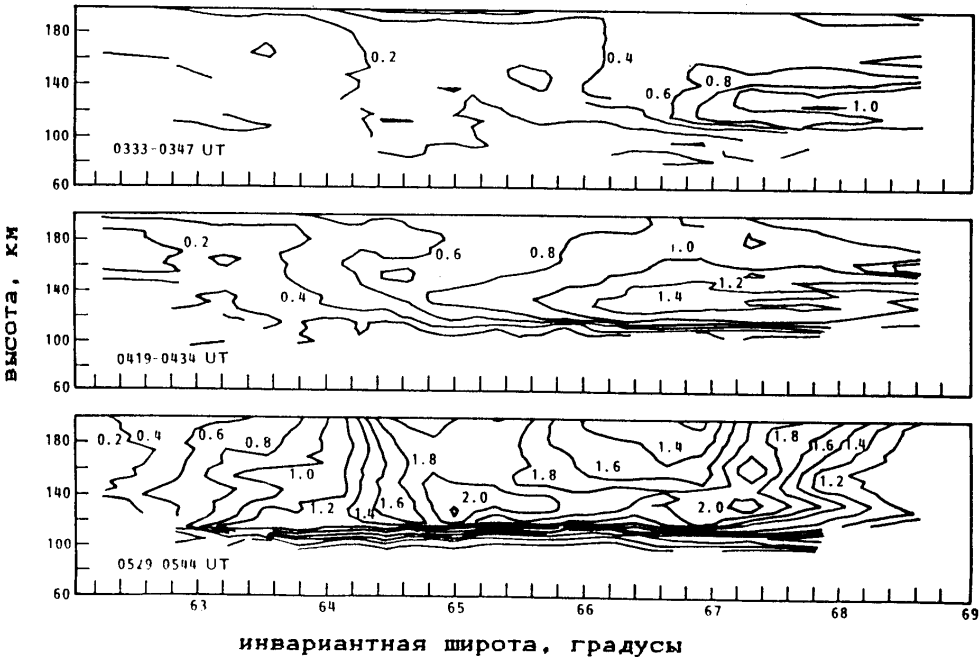


Рис.7.45. Распределение электронной концентрации (в 10^5 $см^3$), построенные по данным измерений радаром Чатаника /86

Необходимо отметить, что наблюдения не были точно одновременными. На рис.7.47 показана зависимость электронной концентрации на высоте 130 км от широты и местного времени. Пунктирными линиями отмечены траектории луча радара при сканировании. Также нанесена проекция траектории NOAA-6 на область наблюдений. Видно, что спутник при пролете над областью наблюдений находился несколько западнее радара.

К сожалению, энергетические распределения протонов в работе /90/ приведены только для 3 точек траектории спутника, соответствующих широтам Λ = 64.42, 66.78 и 67.11°. Измеренные NOAA-6 распределения и аппроксимации Максвелловскими спектрами по формуле (7.25) приведены на рис.7.48. Видно, что поток энергии, F_E, полученный по энергетическим спектрам, несколько выше, чем согласно прямым измерениям. В работе /90/ это расхождение объясняется возможным систематическим занижением измеренного потока энергии на 50%.

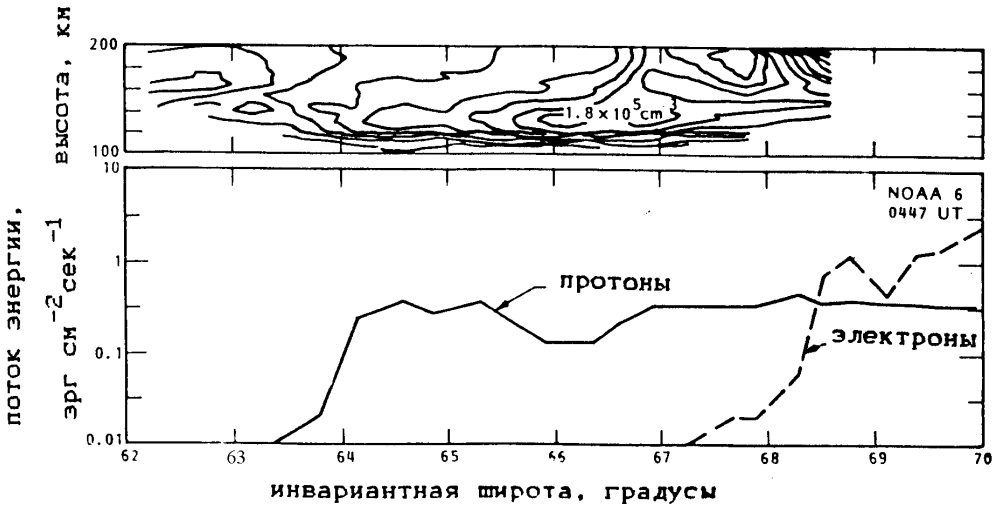


Рис.7.46. Зависимость потока энергии от инвариантной широты для протонов и электронов по данным спутника NOAA-6 (снизу). Сверху приведено распределение электронной концентрации, построенное по данным измерений радаром Чатаника, по времени приблизительно соответствующее потокам, наблюдаемым на спутнике /90/

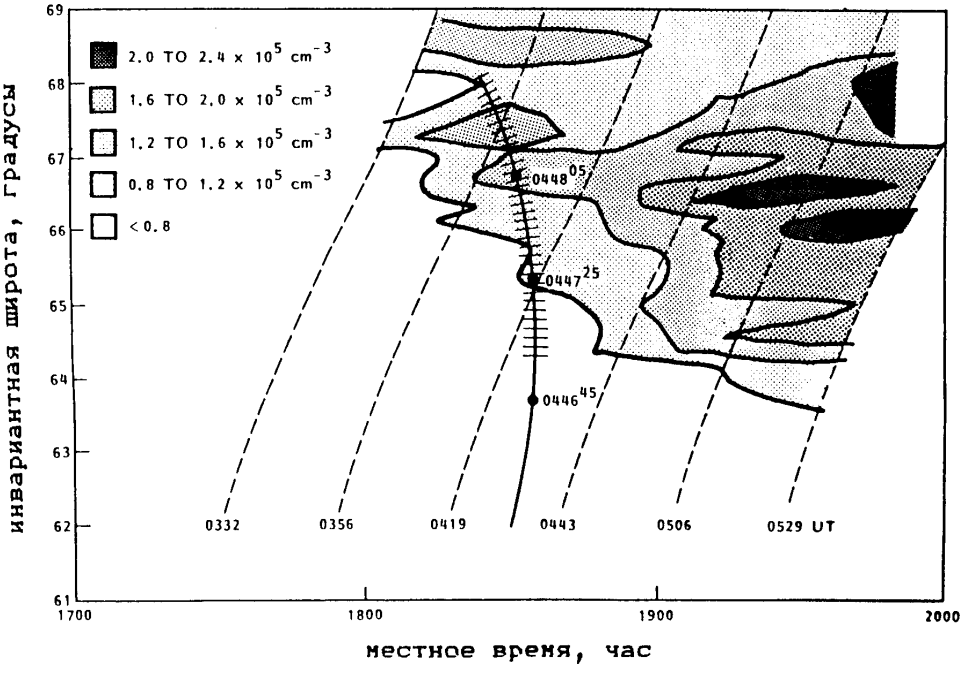


Рис.7.47. Распределение электронной концентрации на высоте 130 км в зависимости от инвариантной широты и местного времени, построенное по радарным данным /90/:
пунктирные линии - траектории сканирования лучом радара; линии со штрихами - проекция траектории спутника NOAA-6

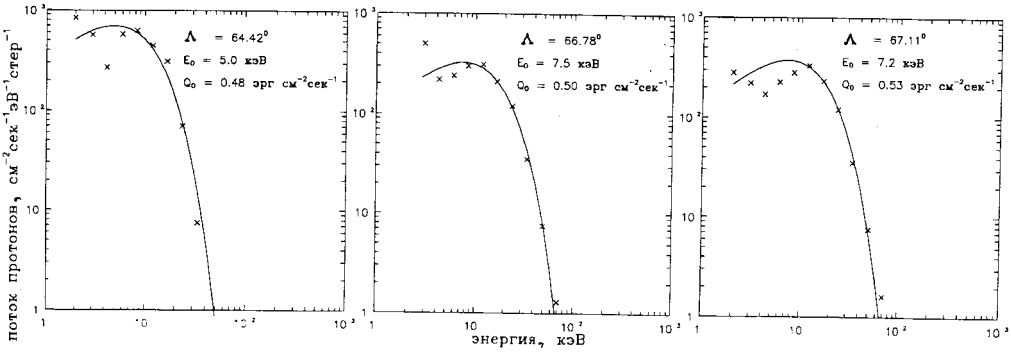


Рис.7.48. Энергетические спектры протонов по данным спутника NOAA-6 в трех точках траектории, соответствующих инвариантным широтам Λ=64.42, 66.78 и 67.11°:
данные измерений - крестики, линии - аппроксимации Максвелловским спектром по (7.25) /90/

Для моделирования полосы высыпания, исходя из имеющихся данных, используем следующие предположения. Предположим, что на участках 63-66, 66-67 и 67-70° энергетические спектры высыпающихся потоков протонов оставались неизменными, а поток энергии изменялся согласно рис.7.46. При этом абсолютные величины потока энергии увеличим в 1.5 раза.

Согласно этой модели высыпания были рассчитаны пространственные распределения концентрации электронов двумя методами: прямым расчетом методом Монте-Карло (с использованием экспериментальных спектров с рис.7.48) и по упрощенному алгоритму. В расчетах использовался 2-й вариант модели атмосферы (см. рис.7.36). Результаты приведены на рис.7.49.

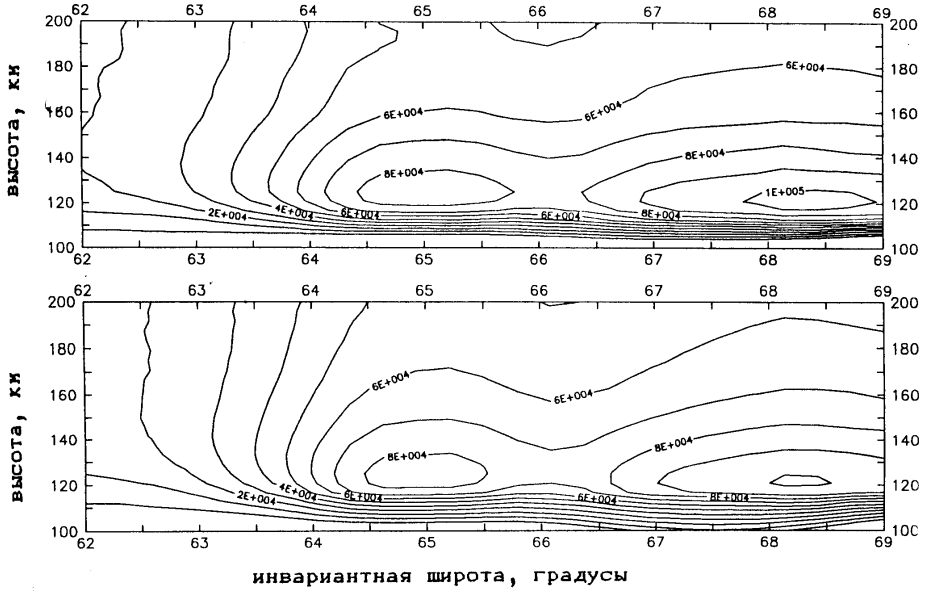


Рис.7.49. Распределения электронной концентрации, рассчитанные для модельного высыпания (см. текст):
сверху - расчет методом Монте-Карло, снизу - расчет по упрощенному алгоритму

Сравнение рассчитанных профилей электронной концентрации для точек Λ= 64.42, 66.78 и 67.11° с радарными данными и результатами расчетов из работы /90/ приведены на рис.7.50 и 7.51. Необходимо отметить, что экспериментальные профили являются оценочными из-за неполного временного соответствия измерений радара и спутника. Из рис.7.49-7.51 можно сделать следующие выводы:

1) результаты расчетов по упрощенному алгоритму хорошо согласуются с результатами прямого расчета методом Монте-Карло;

2) результаты расчетов удовлетворительно согласуются с результатами радарных измерений;

3) рассчитанные профили лучше согласуются с расчетом по линейной теории переноса /90/, чем с расчетом по модели /267/.

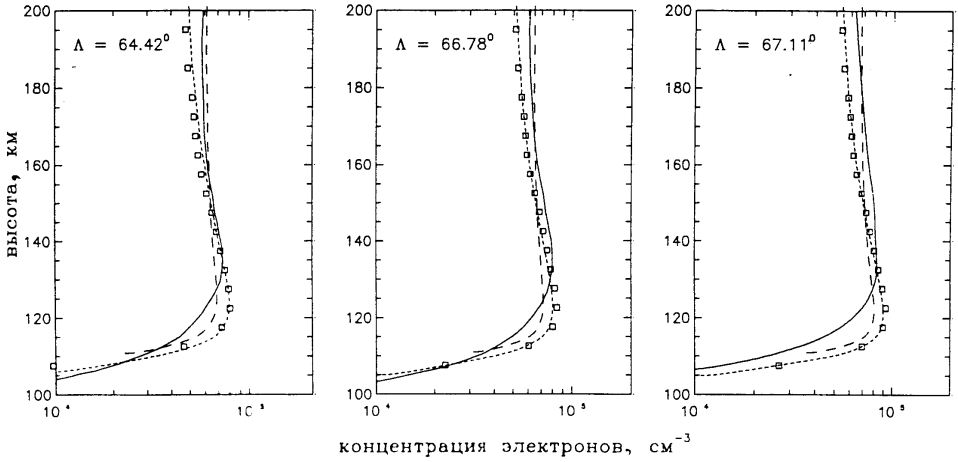


Рис.7.50. Высотные профили электронной концентрации:
сплошные линии - радарные данные, квадраты - расчет методом Монте-Карло, короткий пунктир - расчет по упрощенному алгоритму, длинный пунктир - расчет в более плотной атмосфере (вариант атмосферы 1 с рис.7.36)

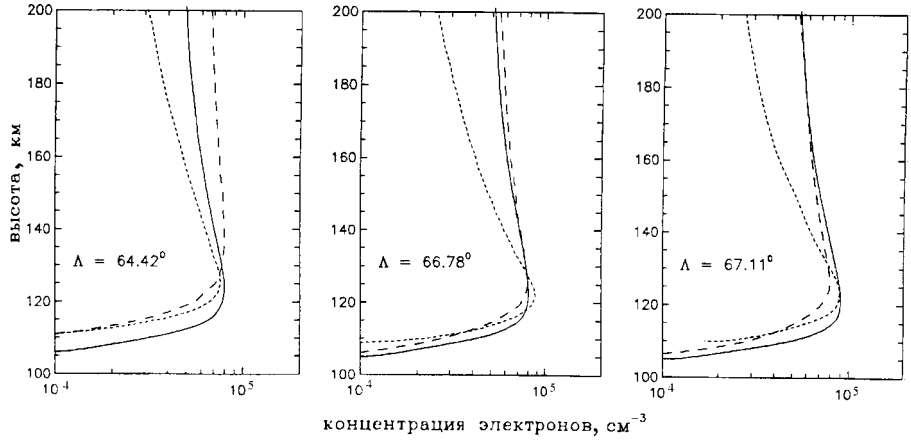


Рис.7.51. Высотные профили электронной концентрации:
сплошные линии - расчет по упрощенному алгоритму, короткий пунктир - расчет методом Риса /267/, длинный пунктир - расчет по линейной теории переноса /90/

7.8. Дополнительная ионизация в F_2 слое

Как уже отмечалось в главе 6, при прохождении в атмосфере протонно-водородный пучок стремится к зарядовому равновесию, определяемому сечениями реакций перезарядки. Однако из магнитосферы в атмосферу высыпаются потоки заряженных частиц. Поток заряженных частиц есть не что иное, как ток, для которого должен соблюдаться закон неразрывности. Электроны авроральных энергий проникают в ионосферу до высот Е-слоя, поэтому для токов, связанных с высыпаниями электронов, неразрывность сохраняется замыканием через токи Е-слоя. Для высыпаний протонов ситуация сложнее. На рис.6.16-6.17 были представлены примеры модельного расчета эволюции зарядового состава протонно-водородного пучка с высотой. Видно, что зарядовое равновесие в пучке устанавливается на высотах выше 200 км, то есть на уровне F_2-слоя. Таким образом, высыпающийся протонный пучок теряет большую часть своего заряда на высотах, существенно выше высот, на которых преимущественно выделяется его энергия. Этот эффект подробнее рассматривался в работе /219/. Для пучков высыпающихся протонов с различной начальной энергией были рассчитаны высотные профили скоростей образования ионов и электронов (раздельно). Разность этих профилей дала профиль дополнительной ионизации. Для пучка с начальной энергией 1 кэВ профили представлены на рис.7.52. Оказалось, что для потоков протонов авроральных энергий (0.2-16 кэВ) профиль дополнительной ионизации практически не зависит от энергии. Это, очевидно, связано с тем, что сечение реакции захвата электрона протоном в атомном кислороде в диапазоне авроральных энергий меняется всего в два раза (см. рис.3.1). В то же время высота максимума профиля дополнительной ионизации существенно зависит от состояния атмосферы и меняется от 270 до 470 км при изменении параметра $F_{10.7}$ в модели MSIS-86 от 70 до 200.

Положительный заряд, который теряется потоками вторгающихся протонов на высоте слоя F_2, должен компенсироваться, по-видимому, в основном продольными токами, переносимыми низкоэнергичными (тепловыми) электронами. В то же время он может быть дополнительным фактором, способствующим вымыванию ионов атомного кислорода из верхней термосферы.

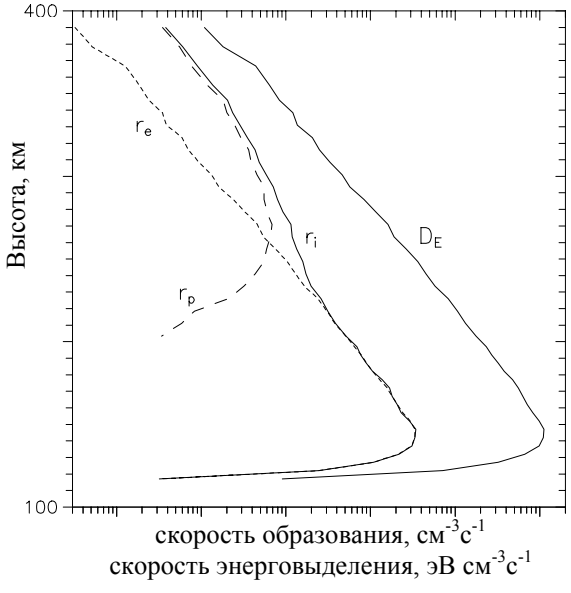


Рис.7.52. Высотные профили скоростей образования ионов r_i и электронов r_e. D_E - профиль скорости энерговыделения, r_p - профиль дополнительной ионизации

7.9. Моделирование активного эксперимента

Существует ряд задач для решения которых необходимо знать транспортные характеристики высокоэнергичных (E_0>1 МэВ) пучков протонов в атмосфере. Например, это задачи, связанные с поглощением радиоволн в полярной шапке (ППШ), а также с искусственными инжекциями частиц с космических аппаратов. Энергии таких частиц лежат значительно выше энергии максимума тормозной способности атмосферных газов, и для описания индивидуальных столкновений применимо Борновское приближение. Основным типом реакции при столкновении с молекулой газа для частиц таких энергий является реакция ионизации. Реакции захвата электрона крайне маловероятны, поэтому равновесный протонно-водородный пучок в основном (>99.9%) состоит из протонов. Оценки, приведенные в разделе 3.7 относительно углового рассеяния протонов, остаются справедливыми. Таким образом, для моделирования прохождения высокоэнергичных (E_0>1 МэВ) пучков протонов в атмосфере достаточно обоснованно можно пользоваться приближением непрерывных потерь энергии (см. раздел 1.2.2). Однако в этом численном алгоритме можно произвести некоторые изменения.

В работе /215/ проводились оценки возможных оптических эффектов при инжекции пучков протонов (P), атомов водорода (H) и отрицательных ионов (H^-) с борта ИСЗ или ракеты. Рассматривались мононаправленные моноэнергетичные пучки с E_0=2 МэВ, состоящие из частиц в одном начальном зарядовом состоянии. Деградация частиц пучка прослеживалась до энергии 10 кэВ (т.е. 0.5% от начальной энергии).

Для чисто протонных пучков можно считать, что выделение энергии происходит в цилиндре с радиусом не более гирорадиуса протона (≈7 км для E=2 МэВ), причем все частицы двигаются по одинаковым траекториям. Тогда потери энергии пучка вдоль траектории можно получить, используя приближение непрерывных потерь:

$$\frac{dE}{dl} = -\sum_{\alpha\in\{N_2,O_2,O\}} n_\alpha(z) L_{\alpha,P}(E) \cdot \qquad (7.40)$$

Здесь dl - элемент траектории; $dl=dz$ / cos $\vartheta(z)$, где $\vartheta(z)$ - питч-угол протонов на высоте z. В формуле (7.40) по сравнению с исходным алгоритмом непрерывных потерь энергии полностью исключен незначительный в данном случае вклад нейтральных атомов, но добавлена явная зависимость питч-угола протонов от высоты, что невозможно было сделать для пучков авроральных энергий. Уравнение (7.40) решалось численно, с учетом адиабатического движения протонов в дипольном магнитном поле согласно соотношению:

$$\frac{\sin^2\vartheta(h)}{B(h)} = (h+R_E)^3 \sin^2\vartheta(h) = const\ . \qquad (7.41)$$

Здесь ϑ - питч-угол протона, $B(h)$ - напряженность магнитного поля на высоте h, R_E - радиус Земли. Концентрации атмосферных составляющих рассчитывались по модели MSIS-86.

Для моделирования прохождения пучка атомов водорода необходимо рассмотреть два процесса: 1) прохождение пучка атомов водорода по прямолинейной траектории с постепенной перезарядкой в чисто протонный пучок; 2) деградация чисто протонного пучка, описываемая уравнением (7.40). Распространение пучка атомов водорода локализовано в полосе. Полуширина полосы должна быть близка к величине гирорадиуса протона начальной энергии, а длина определяется начальным питч-углом частиц.

Процесс перезарядки атомов водорода с образованием протонов описывается уравнением:

$$\frac{d\Phi_P(z)}{dl} = \Phi_H(z)\sum_{\alpha} n_{\alpha}(z)\,\sigma_{\alpha}^{01}(E) \qquad (7.42)$$

Здесь $dl=dz$ / cos $\vartheta(z)$, зависимость питч-угла атома водорода от высоты может быть получена из (7.40). В уравнении (7.42) исключены члены, описывающие маловероятную для данных энергий обратную реакцию - захват протоном электрона. Уравнение (7.42) также решается численно с учетом условия сохранения количества частиц $\Phi_P(z) + \Phi_H(z) = \Phi_H(z_0)$, где z_0 - высота источника частиц. После этого распределение выделенной протонами энергии определялось по уравнению (7.40) для распределенного источника протонов.

Случай, когда инжектируемый пучок состоит из отрицательных ионов водорода, является наиболее сложным и интересным. Отрицательные ионы водорода движутся в магнитном поле по спиральным траекториям. При перезарядке ионы H^- могут превращаться как в нейтральные атомы, так и в протоны. Эти процессы можно описать уравнениями, аналогичными уравнению (7.42):

$$\frac{d\Phi_P(z)}{dl} = \Phi_{H^-}(z)\sum_{\alpha} n_{\alpha}(z)\,\sigma_{\alpha}^{-11}(E)\ ; \qquad (7.43)$$

$$\frac{d\Phi_H(z)}{dl} = \Phi_{H^-}(z)\sum_{\alpha} n_{\alpha}(z)\,\sigma_{\alpha}^{-10}(E)\ . \qquad (7.44)$$

Здесь σ_{α}^{-11} - сечение реакции потери двух электронов, σ_{α}^{-10} - сечение реакции потери одного электрона ионом H^-. Уравнения (7.43) и (7.44) решаются численно с учетом условия сохранения количества частиц $\Phi_P(z) + \Phi_H(z) + \Phi_{H^-}(z) = \Phi_{H^-}(z_0)$. После этого задача о прохождении образовавшихся потоков протонов и нейтральных атомов водорода сводится к рассмотренным выше случаям. Область локализации пучка отрицательных ионов водорода симметрична относительно силовой линии, на которой расположен источник. Из-за расплывания пучка при перезарядке, радиус пучка должен быть больше гирорадиуса протонов и должен зависеть от питч-угла в источнике.

На рисунках 7.53 и 7.54 представлены примеры рассчитанных по описанной выше схеме пространственных распределений скорости энерговыделения для пучков, соответственно, атомов водорода и отрицательных ионов водорода для двух значений начальных питч-углов. Оценки возможных оптических эффектов при прохождении рассматриваемых пучков можно получить, добавив к транспортной модели возможность учета вклада каскада вторичных электронов согласно разделу 7.6.3. Результаты проведенных оценок для трех характерных эмиссий приведены в табл.7.6. Расчеты проводились для интенсивности пучка порядка 10^{17} частиц/с. Исходя из оценок пространственного распределения можно ожидать, что пиковые значения интенсивностей этих эмиссий, которые могут быть получены в реальном эксперименте при измерении с поверхности Земли, будут для всех трех типов пучков приблизительно одинаковыми и составлять: I(427.8нм) ≈ 1.2 килорэлеев, I(337.1нм) ≈ 250 рэлеев, I(656.3нм) ≈ 70 рэлеев.

7.10. Вариации интенсивности эмиссий полярных сияний в области совместных *e-p*-H высыпаний в зависимости от параметров потоков высыпающихся частиц

В данном разделе представлены результаты исследования особенностей совместных электронно-протонных полярных сияний. Исследование базируется на модели совместного электронно-протонного возбуждения термосферы, представленной в работах /196,217/. Основными задачами исследования являлись: 1) исследование влияния присутствия протонных высыпаний на интенсивности эмиссий полярных сияний, стимулированных электронными высыпаниями; 2) выявление возможных путей диагностики параметров высыпающихся потоков частиц.

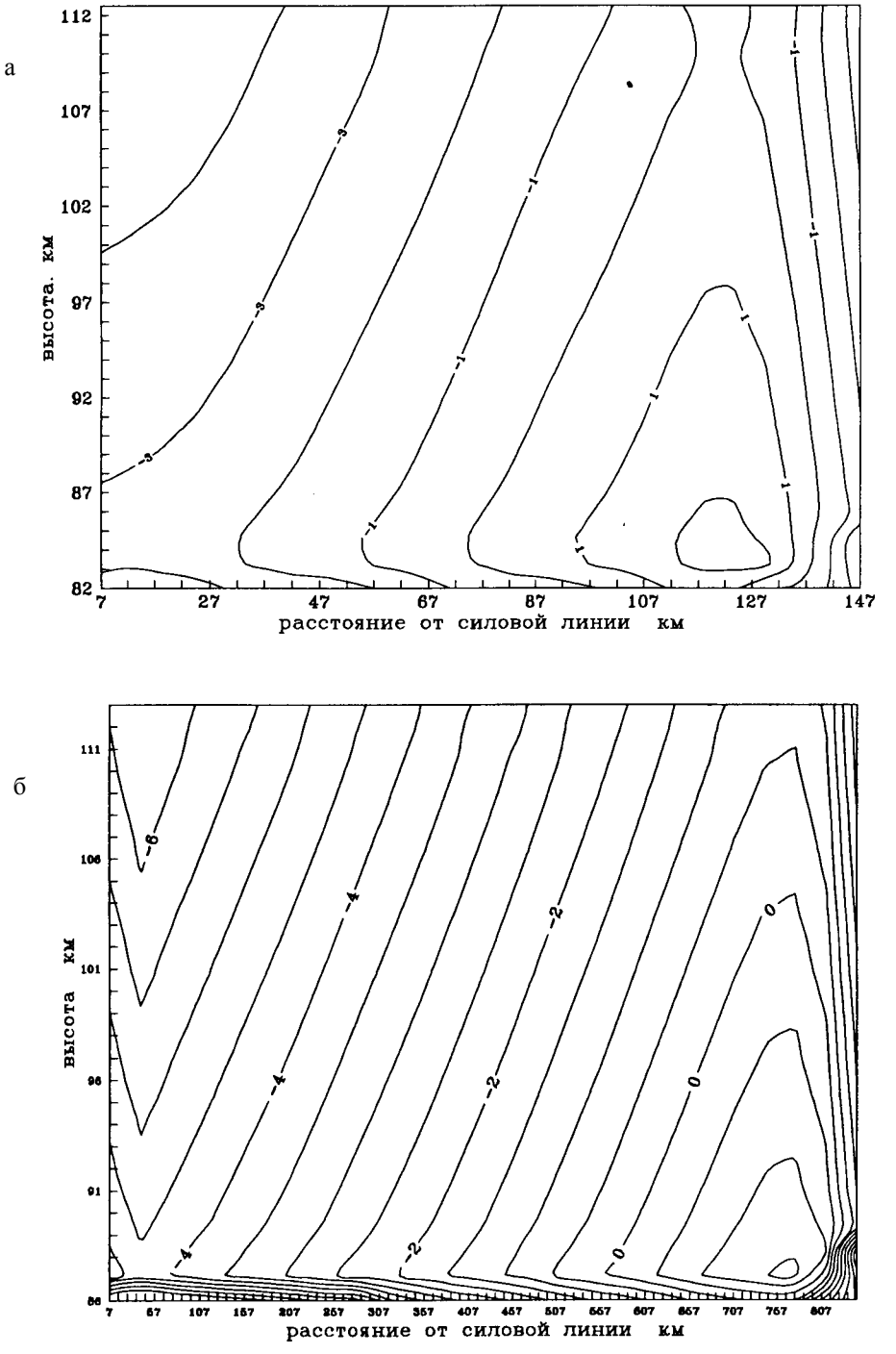


Рис.7.53. Пространственные распределения выделившейся энергии при прохождении мононаправленных пучков атомов водорода с начальными питч-углами: а) - 10^O; б) - 45^O; источник на 700 км; изолинии - десятичный логарифм скорости энерговыделения (эВ $см^{-3}$ $с^{-1}$)

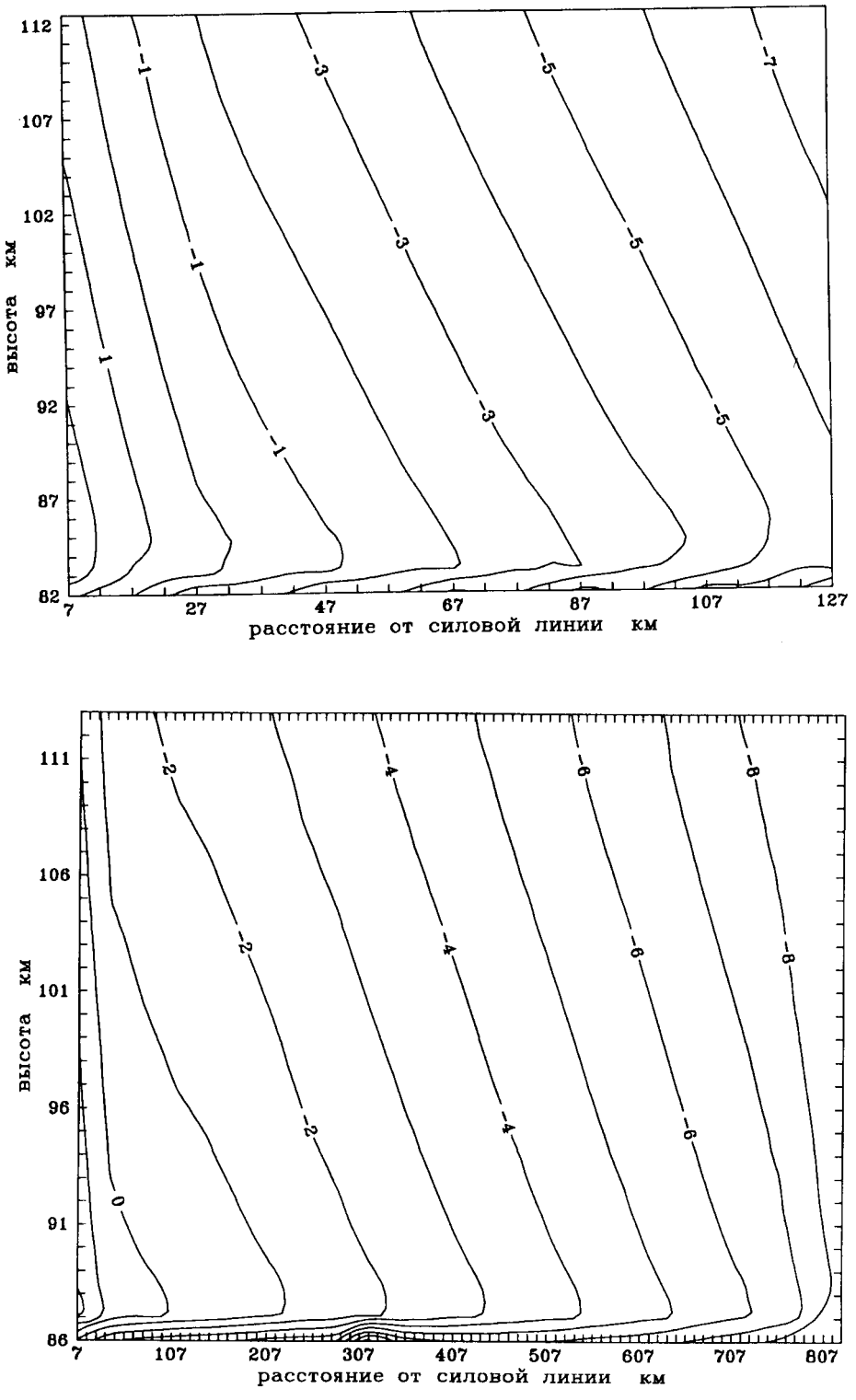


Рис.7.54. То же, что и рис.7.53, но для пучков отрицательных ионов водорода

Таблица 7.6

Интегральное количество фотонов (10^{17} фотон/с) для пучков с различными начальными питч-углами.

Протонный пучок				
Эмиссия	0^O	45^O	50^O	55^O
1NG(427.8 нм)	9.0	9.4	10.	8.5
2PG(337.1 нм)	1.9	2.0	2.0	1.8
Hα(656.3 нм)	0.14	0.19	0.55	0.03
Водородный пучок				
Эмиссия	0^O	45^O	50^O	55^O
1NG(427.8 нм)	9.3	8.9	9.8	8.7
2PG(337.1 нм)	1.8	1.8	1.7	1.7
Hα(656.3 нм)	0.45	0.30	0.50	0.43
Пучок отрицательных ионов водорода				
Эмиссия	0^O	45^O	50^O	55^O
1NG(427.8 нм)	9.3	9.5	9.6	9.4
2PG(337.1 нм)	1.9	1.8	1.6	1.9
Hα(656.3 нм)	0.4	0.59	0.59	0.44

7.10.1. Сравнение эмиссий полярных сияний, вызванных электронными и протонными высыпаниями

Примеры расчетов высотных профилей объемной светимости эмиссий 320.0 нм (Вегард-Каплан), 670.5 нм (1PG), 337.1 нм (2PG) и 391.4 нм (1NG) представлены на рис.7.55-7.58. Начальный поток частиц предполагался равным 1 эрг $см^{-2}с^{-1}$ с изотропным питч-угловым и Максвелловским энергетическим распределением, характеристические энергии указаны на рисунках.

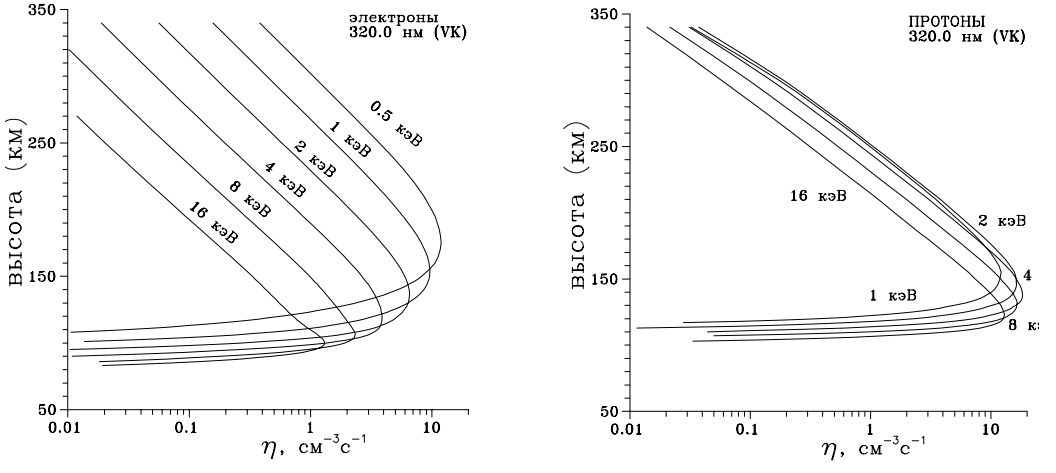


Рис.7.55. Сравнение высотных профилей эмиссии 320.0 нм системы Вегарда-Каплана при электронных и протонных высыпаниях

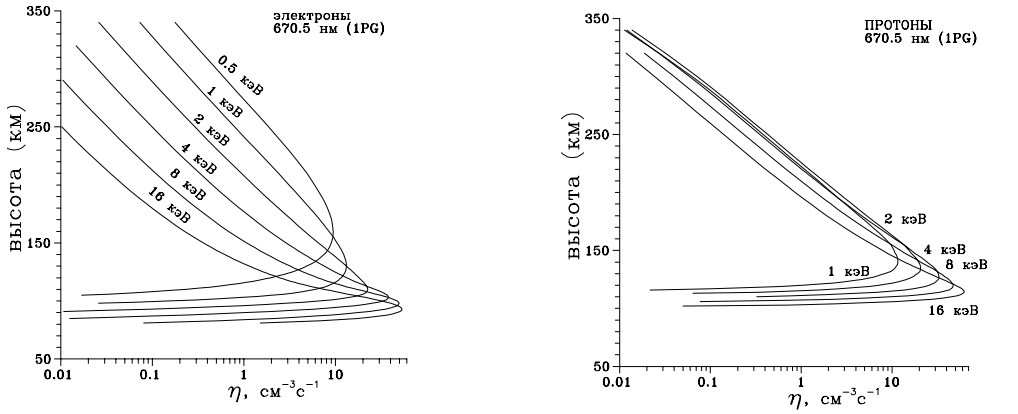


Рис.7.56. То же, что и рис.7.55, но для эмиссии 670.5 нм (1PG)

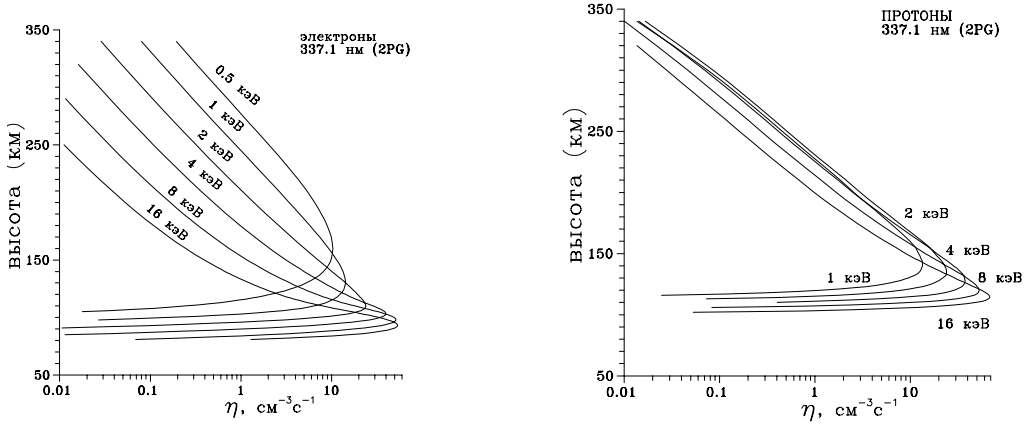


Рис.7.57. То же, что и рис.7.55, но для эмиссии 337.1 нм (2PG)

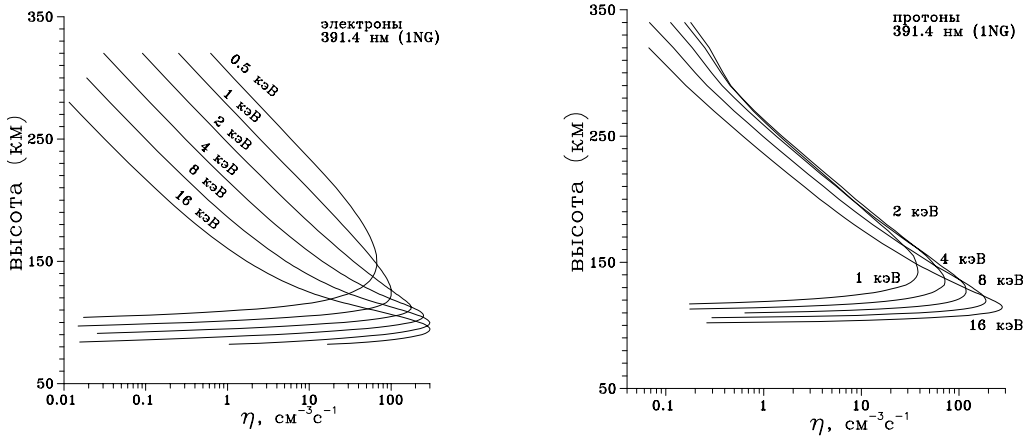


Рис.7.58. То же, что и рис.7.55, но для эмиссии 391.4 нм (1NG)

Заметными особенностями на представленных рисунках являются:

1) качественное отличие в поведении эмиссии 320.0 нм системы Вегарда-Каплана от поведения других эмиссий при возбуждении электронами, связанное со значительным гашением этой эмиссии на меньших высотах;

2) значительно меньшая зависимость формы профиля эмиссии 320.0 нм от энергии высыпающихся частиц при возбуждении протонами, чем при возбуждении электронами.

Более наглядно эти особенности проявляются при рассмотрении интегральных интенсивностей. Интегральные интенсивности тех же эмиссий в зависимости от энергии высыпающегося потока частиц приведены на рис.7.59. Видно, что с увеличением храктеристической энергии потока электронов от 0.5 до 16 кэВ интегральная интенсивность эмиссии 320.0 нм системы Вегарда-Каплана падает в 20 раз, в то же время при возбуждении потоком протонов изменения не превышают 2 раз. Необходимо отметить, что для энергий более 2 кэВ эффективность возбуждения данной эмиссии протонами значительно выше. Это обстоятельство необходимо учитывать при попытке какой-либо диагностики по данной эмиссии.

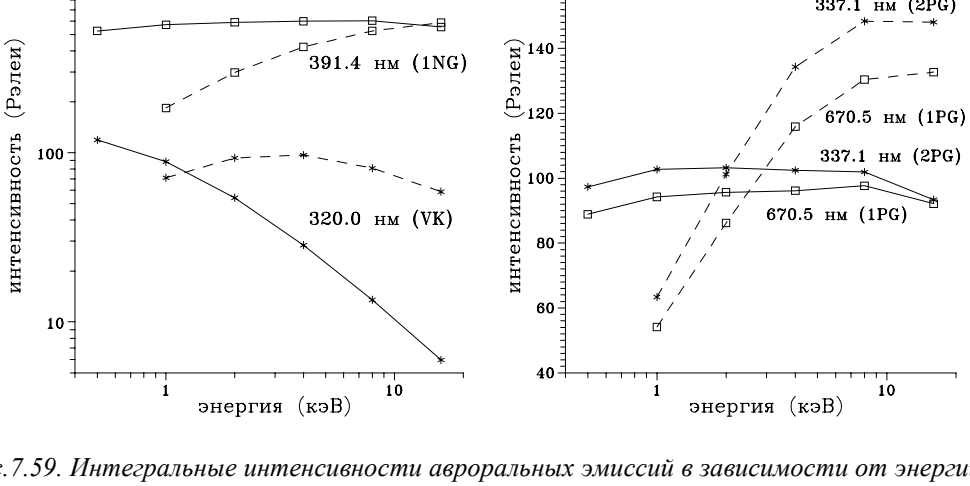


Рис.7.59. Интегральные интенсивности авроральных эмиссий в зависимости от энергии высыпающегося потока частиц. Сплошные линии – для электронов, пунктир – для протонов

Как видно из представленных результатов (рис.7.59), эффективность возбуждения эмиссий 391.4 нм (1NG), 670.5 нм (1PG) и 337.1 нм (2PG) электронами практически не зависит от энергии (отклонения от константы не превышают 10%). Для протонных пучков эффективность возбуждения этих эмиссий с ростом характеристической энергии от 1 до 16 кэВ растет в 2.5-3 раза, однако в наиболее интересном энергетическом диапазоне 4-16 кэВ этот рост не превышает 25%. Поэтому, хотя это обстоятельство может быть использовано при диагностике параметров потоков протонов, ожидать хорошей точности нельзя.

7.10.2. Диагностика параметров высыпающихся потоков при совместном e-p-H высыпании

На рис.7.60 представлены результаты расчетов интегральной интенсивности эмиссии 320.0 нм системы Вегарда-Каплана и эмиссии 391.4 нм (1NG) при совместном e-p-H высыпании. Показаны зависимости от энергии электронов. В качестве базового взят поток электронов 1 эрг $см^{-2}с^{-1}$ (кривая 1). К этому потоку добавлялся поток

протонов с характеристической энергией 8 кэВ. Кривая 2 соответствует потоку протонов 0.25 эрг $см^{-2}с^{-1}$; кривая 3 - 0.5 эрг $см^{-2}с^{-1}$ и кривая 4 -1 эрг $см^{-2}с^{-1}$. Можно отметить, что если для эмиссии 391.4 нм примесь протонов изменяет только абсолютную величину интенсивности эмиссии, то для эмиссии 320.0 нм меняется относительная величина изменения интенсивности с ростом энергии (для чисто электронного потока - в 20 раз, для потока F_e/F_p=1 (кривая 4) - только в 2 раза).

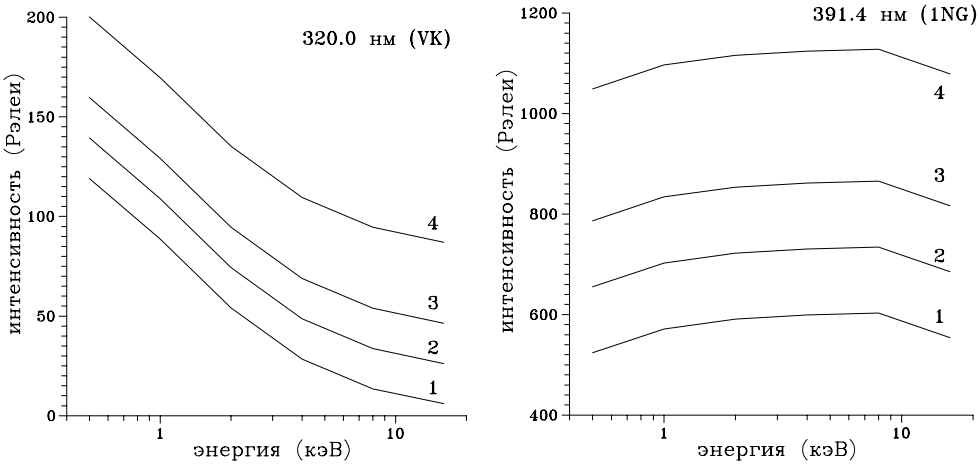


Рис.7.60. Интегральная интенсивность эмиссии 320.0 нм системы Вегарда-Каплана и эмиссии 391.4 нм (1NG) при совместном e-p-H высыпании в зависимости от энергии электронов:
кривая 1 - для чисто электронного потока; кривые 2-4 - для различных относительных примесей протонов (см. текст)

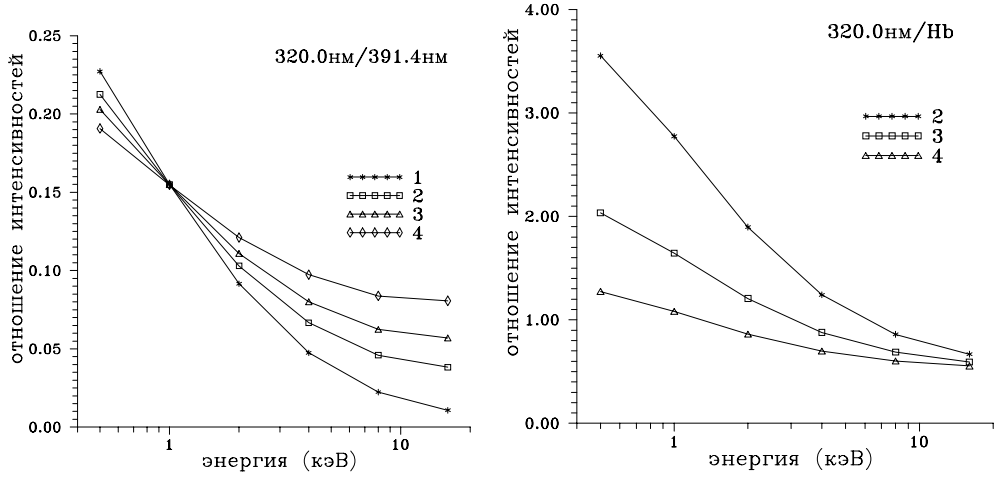


Рис.7.61. Отношения интегральных интенсивностей эмиссий 320.0 нм к 391.4 нм и к Hβ при совместном e-p-H высыпании в зависимости от энергии электронов:
кривая 1 - для чисто электронного потока, кривые 2-4 - для различных относительных примесей протонов (детали - см. текст)

Соответствующие рассмотренным случаям совместных высыпаний зависимости отношения интенсивностей эмиссий 320.0 и 391.4 нм приведены на рис.7.61. Для диагностики присутствия протонов в высыпающемся потоке обычно используются водородные линии. Соответствующие рассмотренным случаям совместных высыпаний зависимости отношения интенсивностей эмиссий 320.0 нм и Hβ также приведены на рис.7.61.

Для решения задачи диагностики параметров высыпающихся потоков частиц даже в простейшем приближении Максвелловских энергетических спектров необходимо определить 4 параметра: F_e, F_p (потоки энергии в электронном и протонном высыпании) и E_e, E_p (характеристические энергии потоков). В общем случае это приводит к системе из (минимум) 4 уравнений с 4 неизвестными. Эти уравнения имеют вид:

$$F_e f(E_e) + F_p g(E_p) = I,$$

где $f(E_e)$ и $g(E_p)$ - эффективности возбуждения данной эмиссии электронами и протонами; I - наблюдаемая интенсивность. В общем случае функции $f(E_e)$ и $g(E_p)$ нелинейны и известны со значительной погрешностью. Имеют погрешность также наблюдаемые величины интенсивностей эмиссий. Это приводит в необходимости уменьшить число уравнений и неизвестных функций в них для увеличения достоверности восстановленых параметров.

Наличие эмиссий, эффективность возбуждения которых электронами практически не зависит от энергии электронов, а также водородных эмиссий, возбуждаемых только протонными высыпаниями, позволяет сильно упростить задачу диагностики параметров протонных потоков. В этом случае достаточно иметь систему 3 уравнений:

$$F_e c_1 + F_p g_1(E_p) = I_1;$$

$$F_e c_2 + F_p g_2(E_p) = I_2;$$

$$F_p g_3(E_p) = I_3.$$

После преобразований получаем:

$$c_2 [g_1(E_p)/g_3(E_p) - I_1/I_3] = c_1 [g_2(E_p)/g_3(E_p) - I_2/I_3]$$

Для решения этого уравнения относительно E_p надо: 1) для двух эмиссий знать зависимости от энергии отношений их интенсивностей к интенсивности водородной эмиссии в чисто протонной авроре; 2) знать эффективности возбуждения этих эмиссий электронами (постоянные c_1 и c_2); 3) знать наблюдаемые отношения I_1/I_3 и I_2/I_3.

Отношения интенсивностей эмиссий 320.0 нм (Вегард-Каплан), 337.1 (2PG), 670.5 (1PG) и 391.4 нм (1NG) к интенсивности линии Hβ в протонной авроре представлены на рис.7.62. Так как эти зависимости для пары эмиссий 337.1 и 670.5 нм имеют практически одинаковый вид (их отношение ~ const), то они не пригодны для использования в алгоритме.

Используя пару эмиссий 391.4 и 337.1 нм, постоянные c_{3914} = 550 Рэлеев/эрг и c_{3371} = 100 Рэлеев/эрг, после аппроксимации получаем:

$$E_p [кэВ] = exp(-(D+38.7)/69.8);$$

где $D = 100*I_{3914}/I_{H\beta} - 550*I_{3371}/I_{H\beta}$.

Несмотря на значительные упрощения, для получения удовлетворительной точности (ΔE_p<50%) при использовании этой формулы необходимо знать наблюдаемые

отношения $I_{3914}/I_{H\beta}$ и $I_{3371}/I_{H\beta}$ с погрешностью не более 10%. Дополнительная сложность заключается в том, что константы c_{3914} и c_{3371} должны зависеть от состояния атмосферы.

Зная E_p, величины потоков энергии протонов и электронов можно получить из третьего и второго уравнений системы:

$$F_p = I_3/g_3(E_p);$$

$$F_e = (I_2 - g_2(E_p))/c_2.$$

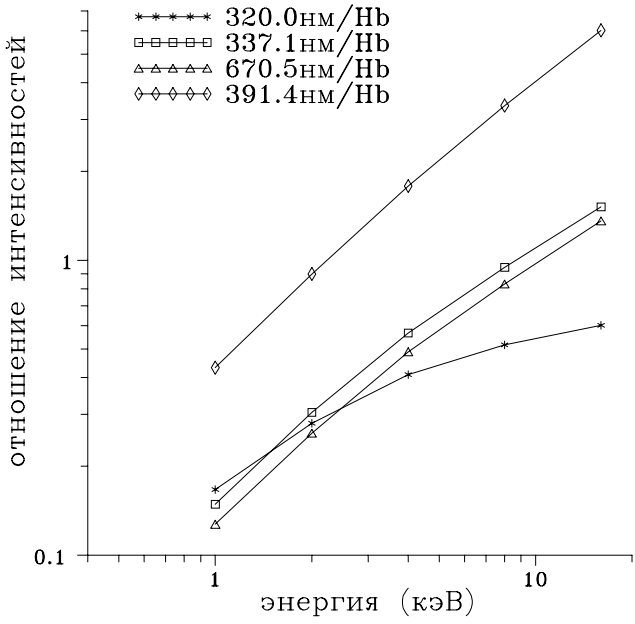


Рис.7.62. Отношения интегральных интенсивностей эмиссий 320.0 нм (Вегард-Каплан), 337.1 нм (2PG), 670.5 нм (1PG) и 391.4 нм (1NG) к интенсивности линии Hβ в чисто протонной авроре в зависимости от энергии высыпающихся протонов.

Таким образом, диагностика потока энергии и характеристической энергии высыпающихся протонов по эмиссиям 391.4 нм (1NG), 337.1 нм (2PG) и Hβ в совместной электронно-протонной авроре в принципе возможна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аккерман А.Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. - М.: Энергоатомиздат. - 1991. - 200 с.
2. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе, А.А. Физика ионосферы. - М.: Наука, 1988. - 527 с.
3. Бучельников Н.С. Эффективные поперечные сечения захвата медленных электронов некоторыми галоидосодержащими молекулами, O_2 и НО // ЖЭТФ. - 1958. - Т.35. - С. 1119-1130.
4. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. - М.: Наука, 1973. - 144 с.
5. Воробьев В.Г., Зверев В.Л., Иванов В.Е., Старков Г.В. Географическое распределение и динамика полярных сияний // Природа и хозяйство Севера. - Петрозаводск: Карелия, 1977. - Вып.6 - С. 104-131.
6. Гальперин Ю.И., Полуэктов И.А., Собельман И.И. О потоке и энергетическом спектре протонов, ответственных за свечение водорода в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэрономия. - 1966. - Т.6. - С. 633.
7. Дашкевич Ж.В., Козелов Б.В. Полосы системы Лаймана-Берджа-Хопфилда в протонных полярных сияниях // Геомагнетизм и аэрономия. - 1995. - Т.35. - №6. - С.109-116.
8. Евлашин Л.С. Некоторые результаты исследования полярных сияний на спектральной камере С-180-S во время МГГ // Исследования полярных сияний. - М.: Изд-во АН СССР. - 1960. - Т. 4. - С.7-13.
9. Евлашин Л.С. Пространственно-временные вариации водорода в полярных сияниях и их связь с магнитными возмущениями // Геомагнетизм и аэрономия. - 1961. - Т. 1. - С.52.
10. Елец И.С., Казанский А.Н. Квазиклассическое представление для сечений колебательного возбуждения молекул медленными электронами // ЖЭТФ. - 1981. - Т. 80. - С. 982-991.
11. Елецкий, А.В., Смирнов Б.М. Диссоциативное прилипание электронов в молекулах // УФН. - 1985. - Т. 147. - С. 459-484.
12. Иванов В.Е. Характеристики потоков электронов, обратнорассеянных атмосферой Земли в области энергий первичных электронов 0.1-1 кэВ // Моделирование физических процессов в полярной ионосфере. Апатиты: Изд. КФАН СССР. - 1979. - С.111-127.
13. Иванов В.Е. Перенос малоэнергичных электронов в атмосфере Земли. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. - Апатиты. - 1979. - С. 15.
14. Иванов В.Е., Осипов Н.К. Закономерности взаимодействия электронов с массивными газовыми поглотителями // ПМТФ. - 1981. № 1. - С. 20-27.
15. Иванов В.Е., Осипов Н.К. Пробеги электронов малых энергий при различных углах вхождения в массивный газовый поглотитель // ПМТФ. - 1981. - №. 2. - С. 34-37.
16. Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. Взаимодействие авроральных электронов с атмосферными газами (статистическое моделирование). - СПб: Наука. - 1992. - 144 с.
17. Иванов В.Е., Козелов Б.В., Сергиенко Т.И. Перенос электронов в атмосферных газах 2. Дифференциальные спектры // Геомагнетизм и аэрономия. - 1991. - Т. 31. - С. 643.
18. Иванов В.Е., Осипов Н.К., Шнейдер В.А. Аналитическое представление сечений упругого рассеяния электронов малых энергий атмосферными газами // Геомагнетизм и аэрономия. - 1977. - Т. 17. - С. 242.
19. Иванов В.Е., Осипов Н.К., Старков Г.В., Хвостенко Л.К. Метод Монте-Карло в задачах переноса малоэнергичных (E<1 кэВ) авроральных электронов через атмосферу // Полярные сияния и свечение ночного неба. - М.: Наука. - 1981. - С. 64-81.

20. Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Оценка погрешности определения профилей энерговыделения в задачах о прохождении электронов в газовых средах // Геомагнетизм и аэрономия. - 1991.- Т. 31. - С. 944.
21. Иванов Г.А., Иванов В.Е. О моделировании углового распределения электронов при упругом рассеянии на N_2 и O_2 // Распространение радиоволн в возмущенной ионосфере. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. - 1983. С. 113-125.
22. Иванов Г.А., Иванов В.Е. Об аналитическом представлении сечения упругого рассеяния электронов молекулярным азотом // Математическое моделирование комплексных процессов. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. - 1982. - С. 57-66.
23. Иванов Г.А., Иванов В.Е. Распределение энергии электронов ионизационного каскада в молекулярном азоте и кислороде в области энергий 0.02-10 кэВ // Моделирование физико-химических процессов в полярной ионосфере. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. - 1986. С. 75-81.
24. Иванов Г.А., Иванов В.Е. Распределение энергии электронов ионизационного каскада в молекулярном азоте // Численные модели динамических процессов. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. - 1984. - С. 38-47.
25. Иванов Г.А., Иванов В.Е., Кириллов А.С., Конахина А.И. Эффективные сечения рассеяния электронов атмосферными газами. 3. Атомарный кислород. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. - Препринт ПГИ 84-06-34. - 1984. - 27 с.
26. Иванов Г.А., Конахина А.И., Иванов В.Е. Эффективные сечения рассеяния электронов атмосферными газами. 1. Молекулярный кислород. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. ПГИ (Препр. 83-10-29). - 1984. - 42 с.
27. Ивлиев Д.Я., Пудовкин М.И. К энергетическому спектру авроральных протонов // Геофизические исследования в зоне полярных сияний. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. - 1972. - С 33-40.
28. Исаев С.И., Пудовкин М.И. Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. - Л.: Наука - 1972. 244 с.
29. Кириллов А.С., Иванов В.Е., Осипов Н.К. Поглощение энергии электронного пучка в смеси газов O, O_2 и N_2 // Геомагнетизм и аэрономия. - 1986. - Т. 23. - С. 625.
30. Кириллов А.С., Иванов В.Е., Иванов Г.А., Конахина А.И. Процессы передачи энергии потока электронов атомам кислорода // Геомагнетизм и аэрономия. - 1986. - Т.26. - С. 93.
31. Кириллов А.С., Конахина А.И., Иванов Г.А., Иванов В.Е. Эффективные сечения рассеяния электронов атмосферными газами. 2. Молекулярный азот. - Апатиты: Изд. КФАН СССР. - Препринт ПГИ-84-05-33. - 1984. 63 с.
32. Козелов Б.В. Взаимодействие протонно-водородных пучков с молекулярным и атомарным кислородом. - Апатиты: Изд. КНЦ РАН. - Препринт ПГИ-92-01-86. - 1992. - 40 с.
33. Козелов Б.В. Перенос протонно-водородных пучков в атмосфере Земли. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. - СПб. - 1993. - С.9.
34. Козелов Б.В., Иванов В.Е. Особенности прохождения протонно-водородных потоков в атмосфере Земли и его моделирования. // Моделирование верхней атмосферы - Апатиты: Изд. КНЦ РАН - 1998. - С. 119-151.
35. Козелов Б.В., Юрова И.Ю. Взаимодействие протонно-водородного пучка с молекулярным азотом. - Апатиты: Изд. КНЦ РАН. - Препринт ПГИ-91-3-83. - 1991. - 44 с.
36. Козелов Б.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. Перенос электронов в атмосферных газах 3. Угловые распределения // Геомагнетизм и аэрономия. - 1991. - Т. 31. - С. 940.
37. Коновалов В.П., Сон Э.Я. Функция распределения электронов и сосотав молекулярной плазмы, возбуждаемой пучком электронов // ЖТФ. - 1980. - Т. 50. - С.300-310.

38. Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. - М.: Наука. - 1978. - 214 с.
39. Лазарев В.И. Поглощение энергии электронного пучка в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. - 1967. - Т. 7. - С. 278.
40. Лазутин Л.Л. Рентгеновское излучение авроральных электронов и динамика магнитосферы. - Л.: Наука. - 1979. - 200 с.
41. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. - М.: Наука. - 1976. - 319 с.
42. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. - М.: Атомиздат. - 1981. - С. 454.
43. Мизун Ю.Г. Полярная ионосфера. - Ленинград: Наука. - 1980. - 216 с.
44. Михайлов Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. - Новосибирск: Наука. - 1974. - 141 с.
45. Мишин Е.В., Ружин Е.Я., Телегин В.А. Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой. - Л.: Гидрометеоиздат. - 1989. - 264с.
46. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. - М.: Мир. -1969. -765 с.
47. Оксюк Ю.Д. Возбуждение вращательных уровней двухатомных молекул при электронном ударе в адиабатическом приближении // ЖЭТФ. - 1965. - Т. 49. - С.1261.
48. Пилипенко В.И., Гусев В.А., Фогель Я.М. Потеря электрона и образование медленных отрицательных ионов при столкновениях атомов Н и ионов H^- с молекулами газов // ЖЭТФ. - 1965. - Т.49. С.1402.
49. Пилипенко Д.В., Фогель Я.М. Состав медленных ионов, образующихся при прохождении быстрых атомов водорода через молекулярные газы // ЖЭТФ. - 1965. - Т.48. - С.404.
50. Питкевич В.А., Виденский В.Г. Сечения взаимодействия протонов и электронов с атомами водорода, углерода, азота, кислорода // Атомная энергия. - 1986. - Т. 40. - С. 311.
51. Пономарев Ю.Н. Вторжение в полярную верхнюю атмосферу моноэнергетических и мононаправленных пучков протонов // Космические исследования - 1976. - Т. 14. - С.144.
52. Радциг А.А., Смирнов Б.Н. Параметры атомов и атомных ионов. - М.: Энергоатомиздат. - 1986. - 344 с.
53. Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Рязанов М.И. Флуктуации пробегов заряженных частиц. - М.: Энергоатомиздат. - 1988. - 240 с.
54. Ришбет Г., Гарриот О.К. Введение в физику ионосферы. - Л.: Гидрометеоиздат. - 1975. - 304 с.
55. Рыжов В.В., Ястремский А.Г. Распределение энергии электронного пучка в плазме азота // Физика плазмы. - 1978. - Т. 4. - С. 1262-1266.
56. Сергиенко Т.И. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. - СПб. - 1993. - С.13.
57. Сергиенко Т.И., Иванов В.Е. Перенос электронов в атмосферных газах 1. Интегральные характеристики // Геомагнетизм и аэрономия - 1991. - Т.31. - С. 635.
58. Сергиенко Т.И., Иванов В.Е., Иванов Г.А. Численное моделирование процесса переноса электронов в молекулярном азоте // Геомагнетизм и аэрономия. - 1988. - Т. 28. - С. 984-988.
59. Сергиенко Т.И., Иванов Г.А., Иванов В.Е., Кириллов А.С. Метод расчета скоростей образования составляющих ионосферного газа при электронном ударе // Геомагнетизм и аэрономия. - 1987. - Т.27. -С.948-951.
60. Скубенич В.В., Запесочный И.П. Возбуждение двухатомных молекул при столкновении с моноэнергетическими электронами. 1. Азот, спектральные полосы // Химия высоких энергий. - 1975. - №.9. - С.387.
61. Скубенич В.В., Запесочный И.П. Возбуждение состояний молекулярных ионов при столкновениях моноэнергетических электронов с молекулами атмосферных газов. 1. Ион N_2^+, спектральные полосы // Геомагнетизм и аэрономия. - 1981. - Т.21. - С.482-488.

62. Скубенич В.В. Возбуждение молекулярного кислорода электронами малых энергий // Оптика и спектроскопия. - 1968. - Т.25. - С.169-170.
63. Скубенич В.В., Повч М.Н., Запесочный И.П. Возбуждение двухатомных молекул при столкновении с моноэнергетическими электронами. 3. Азот и окись азота, колебательные уровни и электронные состояния // Химия высоких энергий. - 1977. - Т.2. - С.116-120.
64. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. - М.: Наука. - 1980. - 310 с.
65. Соболь М.М. Численные методы Монте-Карло. - М.: Наука. - 1973. 311 с.
66. Соловьев Е.С., Ильин Р.Н., Опарин В.А., Федоренко Н.В. Ионизация газов быстрыми атомами водорода и протонами // ЖЭТФ. - 1962. - Т.42. - С. 659.
67. Флоренский А.А., Ивлиев Д.Я. Зависимость доплеровских и высотных профилей эмиссии H_β от энергетического спектра // Геомагнитные исследования. - М.: Наука. - 1975. Т.14. - С.152-158.
68. Фогель Я.М., Митин Р.В. Образование отрицательных ионов водорода при столкновениях протонов с молекулами газов // ЖЭТФ. - 1956. - Т.30. - С.450.
69. Фогель Я.М., Анкудинов В.А., Слабоспицкий Р.Е. Потеря двух электронов при однократных столкновениях отрицательных ионов водорода с молекулами газов // ЖЭТФ. - 1957. - Т.32. - С.453.
70. Фогель Я.М., Анкудинов В.А., Пилипенко Д.В., Тополя Н.В. Захват и потеря электрона при столкновении быстрых атомов водорода с молекулами газов // ЖЭТФ. - 1958. - Т.34. - С.579.
71. Хазанов Г.В. Кинетика электронной компоненты плазмы верхней атмосферы. - М.: Наука. - 1979. - 123 с.
72. Харгривс Дж.К. Верхняя атмосфера и солнечно-земные связи. - Л.: Гидрометеоиздат. - 1982. - 351 с.
73. Хьюбер К.П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. - М.: Мир. - Ч.1. Молекулы - 1984. - С.408.
74. Чемберлен Д. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. - М.: Иностранная литература. - 1963. - 332 С.
75. Юрова И.Ю., Иванов В.Е. Сечения рассеяния электронов атмосферными газами. - Л.: Наука. - 1989. - 144 с.
76. Aarts J.F.M., De Heer F.J., Vroom D.A. Emission cross sections of the first band system of N_2 by electron impact // Phys. - 1968. - V.40. - P.197.
77. Abbe J., Adloff J. Sur les reaction d'ions positifs avec l'argon, l'azot et l'hydrogene // Bull. Soc. Chim. Fr. - 1964. - V.6. - P.1212.
78. Ackerson K.L., Frank L.A. Correlated satellite measurements of low-energy electron precipitation and ground-based observations of a visible auroral arc // J. Geophys. Res. - 1972. - V.77. - P.1128.
79. Ajello J.M. Emission cross section of N_2 in vacuum ultraviolet by electron impact // J. Chem. Phys. - 1980. - V.53. - P.1156-1165.
80. Allan M. Excitation of vibrational levels up to V=17 in N_2 by electron impact in the 0-5 eV region // J. Phys. B. - 1985. - V.18. - P. 4511-4517.
81. Allison S.K. Experimental results on charge-changing collisions of hydrogen atoms and ions at kinetic energies above 0.2 keV // Rev. Mod. Phys. - 1958. - V.30. - P.1137.
82. Andersen N.N., Besenbacher F., Hvelplund P., Knudsen H. // Math. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. - 1979. - V.40. - P.3.
83. Asundi R.K., Craggs J.P., Kurepa M.V. Electron attachment and ionization in oxygen, carbon monoxide and carbon dioxide // Proc. Phys. Soc. (London). - 1963. - V.82. - P.967-978.
84. Bailey T.L., Mahadevan P. Transfer and detachment in collisions of low-energy negative ions with O_2 // J. Chem. Phys. - 1970. - V.52. - P.179.

85. Banks P.M., Chappel C.R., Nagy A.F. A new model for the interaction of auroral electrons with atmosphere: spectral degradation, backscatter, optical emission and ionization // J. Geophys. Res. - 1974. - V.79. - P.1459-1470.
86. Barrett J.L., Hays P.B. Spatial distribution of energy deposited in nitrogen by electrons // J. Chem. Phys. - 1976. - V.64. - P.743-750.
87. Basto R.A., Raitt W.J., Soika J.J. A high resolution low energy electrostatic analyser for rocket payloads // Planet. Space Sci. - 1976. - V.24. - P.115-129.
88. Basu B., Jasperse J.R., Grossbard N.J. A numerical solusion of the coupled proton-H atom transport equations for the proton aurora // J. Geophys. Res. - 1990. - V.95. - P.19069.
89. Basu B., Jasperse J.R., Strickland D.J., Daniel R.E. Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora 1. Theory // J. Geophys. Res. - 1993. - V.98. - P.21517.
90. Basu B., Jasperse J.R., Robinson R.M., Vondrak R.R., Evans D.S. Linear transport theory of auroral proton precipitation: A comparison with observations // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P.5920.
91. Berger M.J., Seltzer S.M., Maeda K. Energy deposition by auroral electrons in the atmosphere // J. Atmos. Terr. Phys. - 1970. - V.32. - P.1015-1045.
92. Berger M.J., Seltzer S.M., Maeda K. Some new results on electron transport in the atmosphere // J. Atmos. Terr. Phys. - 1974. - V.36 - P.591-617.
93. Bethe H.A., Rose M.E., Smith L.P. The multiple scattering of electrons // Proc. Am. Philos. Soc. - 1938. - V.78. - P.573.
94. Birely J.H., McNeal R.J. Lyman alpha emissions for collisions of H^+ with N_2 and O_2 // J. Geophys. Res. - 1971. - V.76. - P.3700.
95. Birely J.H. Formation of $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ and $N_2 C^2\Pi_u$ in collisions of H^+ and H with N_2 // Phys. Rev. - 1974. - V.10. - P.550.
96. Blaauw Y.J., De Heer F.J., Wagenaar R.W., Barends D.H. Total cross sections for electron scattering from N_2 and He // J. Phys. B. - 1977. - V.10. - P. L299-L303.
97. Blaha M., Davis J. Elastic scattering of electrons by oxygen and nitrogen at intermediate energies // Phys. Reports. - 1975. - V.12. - P.2319-2324.
98. Borst M.L., Zipf E.C. Cross section for electron impact excitation of the (0,0) first negative band of N_2^+ from threshold to 3 keV // Phys. Rev. A. - 1970. - V.1. - P.834.
99. Borst W.L. Excitation of several important metastable states of N_2 by electron impact // Phys. Rev. A. - 1972. - V.5. - P.648-656.
100. Bransden B.H., McDowell M.R.C. Electron scattering by atoms at imtermediate energies. 1. Theoretical models // Phys. Reports. - 1977. - V.30. - P.207-303.
101. Bransden B.H., McDowell M.R.C. Electron scattering by atoms at intermediate energies. 2. Theoretical and experimental data for light atoms // Phys. Reports. - 1978. - V.46. - P.249-394.
102. Brinkmann R.T., Trajmar S. Electron impact excitation of N_2 // Ann. Geophys. - 1970. - V.26. - P.201-207.
103. Bromberg J.P. Absolute differential cross sections of elastically scattering electrons. 2. CO and N_2 at 500,400 and 300 eV // J. Chem. Phys. - 1970. - V.52. - P.1243-1247.
104. Bromberg J.P. Absolute differential cross sections of elastically scattering electrons. 5. O_2 and CO_2 at 500, 400 and 300 eV // J. Chem. Phys. - 1974. - V.60. - P.1717-1730.
105. Brook R., Harrison M.F.A., Smith A.C.H. Measurements of the electron impact ionization cross sections of He,C,O and N atoms // J. Phys. B. - 1978. - V.11. - P.3115-3132.
106. Browning R., Gilbody H.B. Fragmentation of molecular gases by 5-45 keV protons // J. Phys. B. - 1968. - V.1. - P.1149.
107. Bruche E. Uber die querschnittskurve des chlorwasserstoffes gegenuber langsamen elektronen und ihren vergleich mit der argonkurve // Ann. Physik. - 1927. - V.82. - P.25-38.

108. Burnett T., Rountree S.P. Differential and total cross sections for electron impact ionization of atomic oxygen // Phys. Rev. A. - 1979. - V.20. - P.1468-1473.
109. Cartwright D.C., Trajmar S., Chutjian A., Williams W. Electron impact excitation of the electronic states of N_2. 2. Integral cross section at incident energies from 10 to 50 eV // Phys. Rev. A. - 1977. - V.16. - P.1041-1051.
110. Cartwright D.C. Total cross section for the excitation of the triplet states in molecular nitrogen // Phys. Rev. A. - 1970. - V.2. - P.1331-1348.
111. Cartwright D.C., Hunt W., Williams W., et.al. Theoretical and experimental (electron-impact) studies of low-lying Rydberg states in O_2 // Phys. Rev. A. - 1983. - V.8. - P.2436.
112. Chase L.M. Energy spectrum of auroral zone particles // J. Geophys. Res. - 1970. - V.75. - P.7128.
113. Christensen A.B. A rocket measurement of the extreme ultraviolet dayglow // Geophys. Res. Lett. - 1976. - V.3. - P.221.
114. Christophoru L.G. Total ionization produced in gases by high-energy charged particles // Atomic and Radiation Phys. N.Y. - 1971. - P.33-61.
115. Chung S., Lin C.C. Oscillator strength and electron impact excitation of the Schuman-Runge continiuum of the oxygen molecule // Phys. Rev. A. - 1980. - V.21. - P.1075-1081.
116. Chutjian A., Cartwright D.C., Trajmar S. Elecrton impact excitation of the electronic states of N_2. 3.Transitions in the 12.5-14.2 eV energy-loss region at incident energies of 40 and 60 eV // Phys. Rev. A. - 1977. - V.16. - P.1052-1060.
117. Cisneros C., Alvares I., Barnett C.F., Ray J.A. Differential scattering and total cross sections of hydrogen and deuterium atoms on nitrogen // Phys. Rev. A. - 1976. - V.14. - P.84.
118. Cohn A., Caledonia G. Spatial distribution of the fluorescent radiation emission caused by an electron beam // J. Appl. Phys. - 1970. - V.41. - P.3767-3775.
119. Craggs J.D., Thorburn R., Tozer B.A. The attachment of slow electrons in oxygen // Proc. Roy. Soc. - 1957. - V.240. - P.473-483.
120. Crooks J.B., Rudd M.E. Angular and energy distribution of cross sections for electron production by 50-300 keV proton impact on N_2,O_2, Ne and Ar // Phys. Rev. A. - 1971. - V.3. - P.1628.
121. Crowe A., McConkey J.W. Dissociative ionization by electron impact. 2.N^+ and N^{2+} from N_2 // J. Phys. B. - 1973. - V.6. - P.2108-2117.
122. Culcicel E.E., Doering J.P. Absolute differential and integral electron cross sections of the atomic oxygen ^3P and ^5P states at 30 eV // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P.3445 - 3448.
123. Dahlberg D.A., Anderson K., Dayton I.E. Optical emission produced by proton and hydrogen-atom impact on nitrogen // Phys. Rev. - 1967. - V.164. - P.20.
124. Dalba G., Fornasini P., Grisenti R. et al. Absolute total cross section measurements for intermediate energy electron scattering. 2. N_2,O_2 and NO // J. Phys. B. - 1980. - V.13. - P.4695-4701.
125. Dalgarno A., Lejeune G. The absorption of electrons in atomic oxygen // Planet. Space Sci. - 1971. - V.19. - P.1653-1667.
126. Dashkevich Z.V., Kozelov B.V., Ivanov V.E. Excitation of the LBH bands by proton precipitations // Геомагнетизм и аэрономия. - 1994. Т.34.- №5.- С.76-80.
127. Davidson G.T. Expected spatial distribution of low-energy proton precipitated in the auroral zones // J. Geophys. Res. - 1965. - V.70. - P.1061.
128. Dawson H.R., Loyd D.H. Electron transfer into the n=3 states of hydrogen by proton impact on gases // Phys. Rev. A. - 1977. - V.15. - P.43.
129. Decker D.T., Kozelov B.V., Basu B., Jasperse J.R., Ivanov V.E. Collisional degradation of the proton-H atom fluxes in the atmosphere: A comparison of theoretical techniques // J. Geophys. Res. - 1996. - V.101. - P.26947-26960.
130. De Heer F.J., Aarts J.F.M. Emission cross sections for the first negative system of N_2^+ produced by proton impact // Phys. - 1970. - V.48. - P.620.

131. De Heer F.J., Schutten J., Moustafa H. Ionization and electron capture cross sections for protons incident on noble and diatomic gases between 10 and 140 keV // Phys. - 1966. - V.32. - P.1766.
132. Desesquelles J., Cao G.D., Dufay M. Etude de l'ionisation de quelques gaz par des ions acceleres H^+ et H_2^+ // Compt. Rend. - 1966. - V. B262. - P.1329.
133. Dose V., Sele G. // Z. Phys. A. - 1975. - V.272, 273. - P.2975.
134. Dube L., Herzenberg A. Absolute cross sections from the "boomerang model" for resonant electron-molecule scattering // Phys. Rev. A. - 1979. - V.20. - P.194-213.
135. Dubois R.D., Rudd M.E. Differential cross sections for elastic scattering of electrons from argon, neon, nitrogen and carbon monoxide // J. Phys. B. - 1976. - V.9. - P.2657-2667.
136. Eather R.H., Mende S.B. Systematic in auroral energy spectra // J. Geophys. Res. - 1972. - V.77. - P.660.
137. Eather R.H. Auroral proton precipitation and hydrogen emissions // Rev. Geophys. - 1967. - V.5. - P.207.
138. Edgar B.C., Porter H.S., Green A.E.S. Proton energy deposition in molecular and atomic oxygen and applications to the polar cap // Planet. Space Sci. - 1975. - V.23. - P.787.
139. Edgar B.C., Miles W.T., Green A.E.S. Energy deposition of protons in molecular nitrogen and applications of proton auroral phenomenon // J. Geophys. Res. - 1973. - V.78. - P.6595.
140. Ehrhardt H., Kresling A. Die dissoziative ionization von N_2,O_2,H_2O,CO_2 and athan // Z. Naturf. - 1967. - V.22a. - P.2036-2043.
141. Ehrhardt H., Willmann K. Die Winkelabhangigkeit des rezonanzstreuung niederenergetischer electronen und N_2 // Z. Phys. - 1967. - V.204. - P.462-473.
142. Ejiri M., Ono T., Hirasawa T., Oguti T. Auroral images and particle precipitations observed by S-310JA-8,-9, and -10 at Syowa station // J.eomag.eoelectr. - 1988. - V.40. - P.799-815.
143. Eliasson B., Kogelschatz V. Electron impact dissociation in oxygen // J. Phys. B. - 1986. - V.19. - P.1241-1248.
144. Erdman P.W., Zipf E.C. Electron impact on O_2 // J. Chem. Phys. - 1987. - V.87. - P.4540.
145. Evans D.S. The observations of the near monoenergetic flux of auroral electrons // J. Geophys. Res. - 1968. - V.73. - P.2315-2323.
146. Feldman P.D., Doering J.P. Auroral electrons and optical emissions of nitrogen // J. Geophys. Res. - 1975. - V.80. - P.2808-2812.
147. Fisk J.B. Theory of the scattering of slow electrons by diatomic molecules // Phys. Reports. - 1936. - V.49. - P.167.
148. Fite W.L., Brackmann R.T. Ionization of atomic oxygen on electron impact // Phys. Reports. - 1959. - V.113. - P.815-816.
149. Fleischmann H.H., Young R.A. Stripping and ionization in low-energy collisions of H on O_2 and N_2 // Phys. Lett. - 1969. - V.A29. - P.287.
150. Fleischmann H.H., Barnett C.F., Ray J.A. Small-angle scattering in stripping collisions of hydrogen atoms having energies of 1-10 keV in various gases // Phys. Rev. A. - 1974. - V.10. - P.569.
151. Fleischmann H.H., Young R.A., McGowan J.W. Differential charge-transfer cross sections for collisions of H^+ on O^2 // Phys. Rev. - 1967. - V. 153. - P.19.
152. Ford J.C., Thomas E.W. Formation of fast exited H atoms. II. Charge-transfer neutralization of H^+ on molecular gases // Phys. Rev. A. - 1972. - V.5. - P.1701.
153. Frank L.A., Gurnett D.A. Distributions of plasmas and electric fields over the auroral zones and polar caps // J. Geophys. Res. - 1971. - V.76.- P.6829.
154. Frank L.A., Ackerson K.L. Observations of charged particles precipitation into the auroral zone // J. Geophys. Res. - 1971. - V.76. - P.3612.
155. Fung S.F., Hoffman R.A. On the spectrum of the secondary auroral electrons // J. Geophys. Res. - 1988. - V.93. - P.2715-2724.

156. Galand M., Lilensten J., Kofman W. Proton transport model in the ionosphere. 1. Multistream approach of the transport equations // J. Geophys. Res. - 1997. - V.102 (A10). - P.22261-22272.
157. Galperin Yu.I., Kovrazhkin R.A., Ponomarev Yu.N., Crasnier J., Sadaud J.A.. Pitch angle distributions of auroral protons // Ann. Geophys. - 1976. - V.32. - P.109.
158. Gao R.S., Johnson L.K., Hakes C.L., Smith K.A., Stebbing R.F. Collisions of kilo-electron-volt H^+ and He^+ with molecules at small angles: Absolute differential cross sections for charge transfer // Phys. Rev. A. - 1990. - V.41. - P.5929.
159. Gerjuoy E., Stein S. Rotational excitation by slow electrons // Phys. Rev. - 1955. - V.97. - P.1671-1679.
160. Gledhill J.A. The range-energy relation for 0.1-600 keV electrons // J. Phys. A. - 1973. - V.6. - P.1420-1428.
161. Golden D.E. Low-energy resonanses in e-N_2 total scattering cross sections: the temporary formation of N_2 - // Phys. Rev. Lett. - 1966. - V.17. - P.847-848.
162. Green A.E.S., Sawada T. Ionization cross sections and secondary electron distributions // J. Atmos. Terr. Phys. - 1972. - V.34. - P.1719-1728.
163. Green A.E.S., McNeal R.J. Analytic cross sections for inelastic collisions of protons and hydrogen atoms with atomic and molecular gases // J. Geophys. Res. - 1971. - V.76. - P.133.
164. Green A.E.S., Jackman C.H., Garvey R.H.. Electron impact on atmospheric gases. 2. Yield spectra // J. Geophys. Res. - 1977. - V.82. - P.5104-5111.
165. Green A.E.S., Schippnick P.F., Rio D.E., Ganas P.S. An analitic model of electron-oxygen elastic scattering in 1-500 eV range // Quantum chemistry symposium. - 1980. - V.14. - P.71-82.
166. Grosswendt B., Waibel E. Determination of backscattering coefficients for low energy electrons in different gases // Sixth symp.microdos. Brussel. - 1978. - V.1. - P.311-320.
167. Grosswendt B., Waibel E. Transport of low energy electrons in nitrogen and air // Nucl. Instr. Methods. - 1978. - V.155. - P.145-156.
168. Grun A.E. Lumineszenz-photometrische messungen der energie-absorption im strahlungsfeld von elektronenguellen eidimensionalert fall in luft // Z. Naturf. - 1957. - V.12a. - P.89-95.
169. Gussenhoven M.S., Hardy D.A., Heinemann N. The equatorword boundary of auroral ion precipitation // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P.3273.
170. Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Brautigam D. A statistical model of auroral ion precipitation // J. Geophys. Res. - 1989. - V.94. - P.370.
171. Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Holeman E. A statistical model of auroral electron precipitation // J. Geophys. Res. - 1985. - V.90. - P.4229.
172. Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Raistrick R., McNeil W.J. Statistical and functional representation of the pattern of auroral energy flux,number flux and conductivity // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P. 12275.
173. Hardy D.A., McNeil W.J., Gussenhoven M.S., Brautigam D.H. A statistical model of auroral ion precipitation. 2. Functional representation of the auroral pattern // J. Geophys. Res. - 1991. - V.96. - P.5539.
174. Hazi A.U., Resigno T.N., Kurilla M.. Cross section for resonant vibrational of N_2 by electron impact // Phys. Rev. A. - 1981. - V.23. - P. 1089-1099.
175. Hedin A.E. MSIS-86 thermospheric model // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P.4649.
176. Heikkila W.J., Winningham J.D., Eather R.H., Akasofu S.I. Auroral emissions and particle precipitation in the noon sector // J. Geophys. Res. - 1972. - V.77. - P. 4100.
177. Heinemeier J., Hvelplund P., Simpson F.R. Collisional detachment cross sections for H- and He- at high energies // J. Phys. B. - 1976. - V.9. - P.2669.
178. Helas St., Adamszyk B. Cross sections for the production of N_2^+ ,N^+ and N_2^{2+} from nitrogen by electrons in the energy range 16-600 eV // Int. Mass. Spectrom. and Ion Phys. - 1972. - V.10. - P.157-160.

179. Henriksen K. Variations of proton energy and pitch angle spectra in the upper atmosphere // J. Atmos. Terr. Phys. - 1979. - V.41. - P.633.
180. Henry R.J.W., Burke P.G., Sinfailam A.L. Scattering of electron by C,N,O,N^+,and O^{++} // Phys. Reports. - 1969. - V.178. - P.218-225.
181. Herrman D., Jost K., Kessler J. Differential cross sections for elastic electron scattering. 2. Charge cloud polarization in N_2 // J. Chem. Phys. - 1976. - V.64. - P.1-5.
182. Hoffman K.R., Dababneh M.S., Hsieh Y.F. et al. Total cross section measurements for positrons and electrons colliding with H_2, N_2 and CO_2 // Phys. Rev. A. - 1982. - V.25. - P.1393.
183. Holland R.F., Cobb D.D, Maier W.B., Clodius W.B. Production of N_2^+ first negative emission by impact of 1-MeV H0, H^+ and H- on N_2 // Phys. Rev. A. - 1990. - V.41. - P. 2429.
184. Holland R.F. Excitation of nitrogen by electrons: the Lyman-Hopfield system of N_2 // J. Chem. Phys. - 1969. - V.51. - P. 3940-3950.
185. Hughes R.H., Kouri R.F. Excitation of H atoms to the 4s state by 10 to 35 keV ground-state H atom impact on H_2 and N_2 // J. Chem. Phys. - 1971. - V.57. - P. 4503.
186. Hughes R.H., Choe S.S. Excitation to the 2s states of hydrogen by 20 to 120 keV hydrogen-atom impact on He, Ne, Ar and N_2 // Phys. Rev. A. - 1972. - V.5. - P.1758.
187. Hughes R.H., Srigers C.A., Doughty B.M., Stokes E.D. Electron capture into the n=3 states of H by the fast H^+ impact on gases. // Phys. Rev. A. - 1970. - V.1. - P.1424.
188. Hughes R.H., Stokes E.D., Choe S.S., King T.J. Electron capture into the n=2 states of hydrogen by fast proton impact on gases // Phys. Rev. A. - 1971. - V.5. - P.1453.
189. Hughes R.H., Petefish H.M., Kisner H. Excitation of H atoms to the 3s states by the impact of 10 to 35 keV grouned state H atoms on He, Ne, Ar, O_2 and N_2 // Phys. Rev. A. - 1972. - V.5. - P.2103.
190. Hughes R.H., Dawson H.R., Doughty B.M. Electron capture into the 4s state of H by fast H^+ impact on gases // Phys. Rev. - 1967. - V.164. - P.166.
191. Hultqvist B. Rocket and satellite observations of energetic particle precipitation in relation to optical aurora // Ann. Geophys. - 1974. - V.30, - P. 223.
192. Hultqvist B. The hot ion component of the magnetospheric plasma and some relations to the electron component observations and physical implications // Space Sci. Rev. - 1979. - V.23. - P.581.
193. Iglesias G.E., Vondrak R.R. Atmospheric spreading of protons in auroral arcs // J. Geophys. Res. - 1974. - V.79. - P.280.
194. Imami W., Borst W.L. Electron excitation of the (0,0) second positive band of nitrogen from threshold to 1000 eV // J. Chem. Phys. - 1974. - V.61. - P.1115-1117.
195. Itikawa Y., Hayashi M., Ichimura A. et al. Cross sections for collisions of electrons and protons with nitrogen molecules // J. Phys. Chem. Ref. Data. - 1986. - V.15. - P.985-1010.
196. Ivanov B.E., Kozelov B.V., Sergienko T.I. Modelling of electron and proton aurora // Airglow and aurora. Proc.SPIE 2050. - Washington: SPIE-The International Society for Optical Engineering - 1993. - P.68-79.
197. Ivanov G.A., Kirillov A.S., Ivanov V.E. Program and abstracts of international association of geomagnetism and aeronomy. 5th Gen. Ass. IAGA/IAMAP, Prague. - 1985. - P.350.
198. Jackman C.H., Green A.E.S. Electron impact on atmospheric gases. 3.Spatial yield spectra for N_2 // J. Geophys. Res. - 1979. - V.84. - P.2715-2724.
199. Jackman C.H., Garvey R.H., Green A.E.S. Electron impact on atmospheric gases. 1. Updated cross section // J. Geophys. Res. - 1977. - V.82. - P.5081-5090.
200. Jansen R.H.J., De Heer F.G., Luyken H.J. et al. Absolute differential cross sections for elestic scattering of electrons by helium, neon, argon and molecular nitrogen // J. Phys. B. - 1976. - V.9. - P.185-212.
201. Jasperse J.R., Basu B. Transport theoretic solutions for auroral proton and H atom fluxes and related quantities // J. Geophys. Res. - 1982. - V.87. - P.811.

202. Jasperse J.R., Basu B., Strickland D.J., Daniell R.E. A theory for the combined electron-proton-hydrogen atom aurora // Proceed.19th Ann.European Meeting on Atmosph.Studies by Optic.Meth. - Kiruna,Sweden: IRF. - 1992.
203. Jesse W.P., Sadaukis J. Absolute energy to produce ion pair by beta particles from S35 // Phys. Rev. - 1957. - V.107. - P.766-771.
204. Johnstone A.D. Correlation between electron and proton fluxes in postbreakup aurora // J. Geophys. Res. - 1971. - V.76. - P.5259.
205. Johnstone A.D. The spreading of a proton beam by the atmosphere // Planet. Space Sci. - 1972. - V.20. - P.292.
206. Kennerly R.E. Absolute total electron scattering cross sections for N_2 between 0.5 and 50 eV // Phys. Rev. A. - 1980. - V.21. - P.1876-1883.
207. Khakoo M.A., Newell W.R., Smith A.C.H. Inelastic electron scattering from atomic oxygen // J. Phys. B. - 1979. - V.12. - P.L425.
208. Khare S.P. Mean energy expended per ion pair by electrons in atmospheric gases // J. Phys. B. - 1970. - V. 3. - P.971-975.
209. Kieffer L.J., Dunn G.H. Electron impact ionization cross section data for atoms, atomic ions and diatomic molecules: 1. Experimentale data // Rev. Mod. Phys. - 1966. - V.38. - P.1-38.
210. Koopman D.W. Light-ion charge exchange in atmospheric gases // Phys. Rev. - 1968. - V.166. - P.57.
211. Kovacs I. One and two electron loss cross sections of H- ions in CO_2 or N_2 gas // Nuclear instruments and methods. - 1967. - V.51. - P.224.
212. Kozelov B.V., Ivanov V.E. Monte-Carlo calculation of proton-hydrogen atom transport in N_2 // Planet. Space Sci. - 1992. - V.40. - P.1501.
213. Kozelov B.V. Influence of the dipolar magnetic field on transport of proton-hydrogen atom fluxes is the atmosphere // Ann. Geophys. - 1993. - V.11. - P.697.
214. Kozelov B.V., Ivanov V.E. Effective energy loss per electron-ion pair in proton aurora // Ann. Geophys. - 1994. - V.12. - P.1071.
215. Kozelov B.V., Sergienko T.I., Ivanov V.E. et al. Preliminary estimation of optical effects stimulated by artificial proton beams in the Earth's atmosphere // Airglow and Aurora. Proc.SPIE 2050. - Washington: SPIE-The International Society for Optical Engineering. - 1993. - P.121-125.
216. Kozelov B.V. Calculation of Hβ emission in aurora. Comparison with observation // Геомагнетизм и аэрономия. - 1994. - Т.34. - №5. - Р.86-90.
217. Kozelov B.V., Ivanov V.E., Sergienko T.I. Simplified algorithm for precise calculation of spatial distributions in combined electron-proton-hydrogen atom aurora // Геомагнетизм и аэрономия. - 1994. - Т.34. - №5. - С.81-85.
218. Kozelov B.V., Ivanov V.E., Sergienko T.I. Excitation of N_2, O and O_2 by low-energetic electrons // Apatity. - 1995. - Preprint PGI-95-02-97. - P.37
219. Kozelov B.V., Kozelova T.V. Charge loss of proton flux as an additional source of plasma in F_2 region // Adv. Space Res. - 1995. - V.16. - N.1. - P.159-162.
220. Kutcher J.L., Green A.E.S. Multiple elastic scattering of slow electrons: Parametric study for H_2 // J. Appl. Phys. - 1976. - V.47. - P.2175-2183.
221. Lichtenberg W.J., Bethqe K., Schmidt-Bocking H. Electron-loss cross sections for negative ions at high energies // J. Phys. B. - 1980. - V.13. - P.343.
222. Linder F., Schmidt H. Experimental study of low energy e-O_2 collision processes // Z. Naturf. - 1971. - V.26a. - P.1617-1625.
223. Lummerzheim D., Rees M.H. Angular dependent transport of auroral electrons in the upper atmosphere // Planet. Space Sci. - 1989. - V.37. - P.109-129.
224. Lyons L.R., Evans D.S. An association between discreate aurora and energetic particle boundaries // J. Geophys. Res. - 1984. - V.89. - P.2395.

225. Mark T.D. Cross section for single and double ionization of N_2 and O_2 molecules by electron impact from threshold up to 170 eV // J. Chem. Phys. - 1975. - V.63. - P.3731-3736.
226. McConkey J.W., Simpson F.R. Electron impact excitation of the $B^3\Pi_g$ -state of N_2 // J. Phys. B. - 1969. - V.2. - P.923-929.
227. McConkey J.W., Woolsey J.M. Excitation of O_2^+ band by electron impact // J. Phys. B. - 1969. - V.2. - P.529-533.
228. McConkey J.W., Woolsey J.M., Burns D.J. Absolute cross section for electron impact excitation of 3914A N_2^+ // Planet. Space Sci. - 1967. - V.15. - P.1132.
229. McNeal R.J., Clark D.C. Ionization and excitation of nitrogen by protons and hydrogen atoms in the energy range 1-25 keV // J. Geophys. Res. - 1969. - V.74. - P.5065.
230. McNeal R.J., Birely J.H. Laboratory studies of collisions of energetic H^+ and hydrogen with atmospheric constituents // Rev. Geophys. Space Phys. - 1973. - V.11. - P.633.
231. Meinel A.B. Hydrogen lines in aurora // Astrophys. J. - 1950. - V.111. - P.555.
232. Moliere G. Theorie der Streuung schneller geladener teilchen. 2. Mehrfach und vielfachstreuung // Z. Naturf. - 1949. - V.3a. - P.78-97.
233. Monnom G., Eliot M., Guidini J., Valcks F.P.G. Echange de charge de protons d'energie 100 a 2500 eV passant a travers differentes cibles gazeises // Compt. Rend. - 1975. - V.281. - P.4425.
234. Moore T.E., Evans D.S. Distribution of energetic positive ion species above a diffuse midnight aurora // J. Geophys. Res. - 1979. - V.84. - P.6443.
235. Morgan H.D., Mentall J.E. EUV studies of N_2 and O_2 produced by low energy electron impact // J. Chem. Phys. - 1983. - V.78. - P.1744.
236. Morgan L.A. Resonant vibrational excitation of N_2 by low-energy electron impact // J. Phys. B. - 1986. - V.19. - P.L439-L445.
237. Nagy A.F., Banks P.M. Photoelectron fluxes in the ionosphere // J. Geophys. Res. - 1970. - V.75. - P.6260.
238. Nakai Y., Shiral T., Tabata T., Ito R. Cross sections for charge transfer of hydrogen atoms and ions colliding with gaseous atoms and molecules // At. Data. Nucl. Data Tables. - 1987. - V.37. - P.69.
239. Newman J.H., Chen Y.S., Smith K.A., Stebbing R.F. Differential cross sections for scattering of 0.5,1.5 and 5.0 keV hydrogen atoms by He, N_2 and O_2 // J. Geophys. Res. - 1986. - V.91. - P.8947.
240. Niehaus A. Anregung und dissoziation von moleculen beim elecrtononbeschuss // Z. Naturf. - 1967. - V.22a. - P.690-700.
241. Nishimura H. Excitation of N_2^+, O_2^+ and CO_2^+ band by electron impact // J. Phys. Soc. Japan. - 1968. - V.24. - P.130-143.
242. Oda N., Osawa T. Generalized oscillator strength and total cross sections for the $X^1\Sigma_g^+ - a^1\Pi_g$ transition in molecular nitrogen at 500 to 2000 eV incident electron energies // J. Phys. B. - 1981. - V.14. - L563-L568.
243. Opal C.B., Beaty E.C., Peterson W.K. Tables of secondary electron production cross section // Atomic Data. - 1972. - V.4. - P.209-253.
244. Opal C.B., Peterson W.K., Beaty E.C. Measurements of secondary electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases // J. Chem. Phys. - 1971. - V.55. - P.4100-4106.
245. Pande A.K., Tripathi D.N., Singh R.S. Close-coupling approach to low energy electron scattering by oxygen molecule // Indian J. Pure Appl. Phys. - 1980. - V.18. - P.408-412.
246. Papandopoulos K., Rowland H.L. Collisionless effects of the spectrum of secondary auroral electrons at low altitudes // J. Geophys. Res. - 1978. - V.83. - P.5768-5772.

247. Park H., Feldman P.D., Fastie W.G. The extreme ultraviolet (750-1230A) spectrum of an aurora // Geophys. Res. Lett. - 1977. - V.4. - P.41.
248. Peterson L.R. Discrete deposition of energy by electrons in gases // Phys. Rev. - 1969. - V.187. - P.105-111.
249. Peterson W.K., Doering J.P., Potemra T.A. et al. Observations of 10 eV to 25 keV electrons in steady diffuse aurora from atmosphere explorer C and D // J. Geophys. Res. - 1977. - V.82. - P.43-47.
250. Philpot J.L., Hughes R.H. Spectroscopic study of controlled proton impact on molecular nitrogen // Phys. Rev. A. - 1964. - V.133. - P.107.
251. Porter H.S., Green A.E.S. Comparison of Monte Carlo and continuous slowing-down approximation treatments of 1-keV proton energy deposition in N_2 // J. Appl. Phys. - 1975. - V.46. - P.5030.
252. Porter H.S., Edgar B.C., Green A.E.S. Dissociative recombination contributions to I(5577) and I(6300) and N_mF_2 enhancements resulting from moderate proton PCA events // Planet.Space Sci. - 1975. - V.23. - P.935.
253. Porter H.S., Jackman C.H., Green A.E.S. Efficiencies for production of atoms nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air // J. Chem. Phys. - 1976. - V.65. - P.154.
254. Porter H.S., Varosi F., Vayer H.G. Iterative solution of the multistream electron transport equation. 1. Comparison with laboratory beam injection experiments // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P.5933-5959.
255. Porter H.S., Szydlik P.P., Green A.E.S. Phenomenological treatment of cross sections for proton and hydrogen impact below 1 keV on molecular nitrogen // J. Chem. Phys. - 1975. - V.62. - P.5605.
256. Prolss G.W. Radiation production and energy deposition by ring current protons precipitated into the mid-latitude upper atmosphere // Planet. Space Sci. - 1973. - V.21. - P.1681.
257. Pulliam D.M., Anderson H.R., Stamnes K., Rees M.H. Auroral electron acceleration and atmospheric interaction (1) rocket-born observation and (2) scattering calculation // J. Geophys. Res. - 1981. - V.86. - P.2397-2404.
258. Rapp D., Briglia D.D. Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact. 2. Negative ion formation // J. Chem. Phys. - 1965. - V.43. - P.1480-1489.
259. Rapp D., Englander-Golden P. Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact. 1. Positive ionization // J. Chem. Phys. - 1965. - V.43. - P.1464-1479.
260. Rapp D., Englander-Golden P., Briglia D.D. Cross sections for dissociative ionization of molecules by electron impact // J. Chem. Phys. - 1965. - V.42. - P.4082-4085.
261. Rearwin S. Rocket measurements of low-energy auroral electrons // J. Geophys. Res. - 1971. - V.76. - P.4505-4517.
262. Rees M.H., Lummerzheim D. Characteristics of auroral electron precipitation derived from optical spectroscopy // J. Geophys. Res. - 1989. - V.94. - P.6799.
263. Rees M.H., Maeda K. Auroral electron spectra // J. Geophys. Res. - 1973. - V.78. - P.8391.
264. Rees M.H., Jones R.A. Time-dependent studies of the aurora. II. Spectroscopic morfology // Planet. Space Sci. - 1973. - V.21. - P.1213.
265. Rees M.H. Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons // Planet. Space Sci. - 1963. - V.11. - P.1209-1218.
266. Rees M.H. Magnetospheric substorm energy dissipation in the atmosphere // Planet. Space Sci. - 1975. - V.23. - P.1589.
267. Rees M.H. On the interaction of auroral protons with the Earth's atmosphere // Planet. Space Sci. - 1982. - V.30. - P.463.
268. Rees M.H., Abreu V.J., Hays P.B. The production efficiency of $O^+(^2P)$ ions by auroral electron impact ionization // J. Geophys. Res. - 1982. - V.87. - P.3612-3616.
269. Reynolds H.K., Dunbar D.N., Wenzel W.A., Whaling W. The stopping cross section of gases for protons, 30-600 keV // Phys. Rev. - 1953. - V.92. - P.742.

270. Risley J.S., Geballe R. Absolute H^- detachment cross sections // Phys. Rev. A. - 1974. - V.9. - P.2485.
271. Robinson, J.M., Gilbody H.B. Excitation of He, N_2 and NO by fast proton and hydrogen atoms // Proc. Phys. Soc.(London). - 1967. - V.92. - P.589.
272. Rothe E.W., Marino L.L., Neynaber R.N., Trujillo S.M. Electron impact ionization of atomic hydrogen and atomic oxygen // Phys. Reports. - 1962. - V.125. - P.582-583.
273. Rountree S.P. Electron impact excitation of atomic oxygen:^3P-$3s^5S^0$ // J. Phys. B. - 1977. - V.10. - P.2719-2725.
274. Rountree S.P., Henry R.J.W. Electron impact excitation cross section for atomic oxygen:^3P-$3s^3S$ // Phys. Rev. A. - 1972. - V.6. - P.2106-2109.
275. Rudd M.E., Gregoire D., Crooks J.B. Comparison of experimental and theoretical value of cross sections for electron production by proton impact // Phys. Rev. A. - 1971. - V.3. - P.1635.
276. Rudd M.E. Differential cross sections for secondary electron production by proton impact // Phys. Rev. A. - 1988. - V.38. - P.6129.
277. Rudd M.E. Energy and angular distribution of secondary electrons from 5 to 100 keV proton collisions with hydrogen and nitrogen molecules // Phys. Rev. A. - 1979. - V.20. - P.787.
278. Rudd M.E., Kim Y.-K., Madison D.H., Gallagher J.W. Electron production in proton collisions: Total cross sections // Rev. Mod. Phys. - 1985. - V.57. - P.965.
279. Salop A., Nakano H.H. Total electron scattering cross sections in O_2 and Ne // Phys. Rev. A. - 1970. - V.2. - P.127-131.
280. Sawada T., Ganas P.S.. Distorted wave calculation of electron impact excitation of atomic oxygen // Phys. Rev. A. - 1973. - V.7. - P.617-626.
281. Schram B.L., De Heer F.J., Van der Wiel M.J., Kistermaker J. Ionization cross sections for electrons (0.6-20 keV) in noble and diatomic gases // Phys. - 1965. - V.31. - P.94-112.
282. Schryber U. Elektroneneinfang schneller protonen in gasen // Helv. Phys. Acta. - 1967. - V.A40. - P.1023.
283. Schulz G.J. Cross sections and affinity for O ions from O_2, CO and CO_2 by electron impact // Phys. Reports. - 1962. - V.128. - P.178-186.
284. Schulz G.J. Resonances in electron impact on atoms and diatomic molecules // Rev. Mod. Phys. - 1973. - V.45. - P.378-422.
285. Schunk R.W., Hays P.B. Photoelectron energy losses to thermal electrons // Planet. Space Sci. - 1971. - V.19. - P.113-117.
286. Seaton M.J. Electron impact ionization of Ne,O and N // Phys. Reports. - 1959. - V.113. - P.814.
287. Sergienko T.I., Ivanov V.E. A new approach to calculate the excitation of atmospheric gases by auroral electron impact // Ann. Geophys. - 1993. - V.11. - P.717.
288. Shan M.B., Geddes J., Gilbody H.B. Absolute cross sections for H(2s) formation in electron capture by protons in gases // J. Phys. B. - 1980. - V.20. - P.4049.
289. Sharp R.D., Johnson R.G. Satellite measurements of auroral particle precipitation // Earth's particles and fields. - New York: Reinhold Co. - 1967. - P.113-125.
290. Sharp R.D., Carr D.L., Johnson R.G. Satellite observations of the average properties of auroral particle precipitations.Latitude variations // J. Geophys. Res. - 1969. - V.19. - P.4618.
291. Sharp W.E., Hays P.B. Low-energy auroral electrons // J. Geophys. Res. - 1974. - V.79. - P.4319-4321.
292. Sheridan J.R., Vidmar R.J.. Excitation of Balmer alpha and Lyman alpha emissions in collisions of 1.87 to 24.6 keV hydrogen atoms with N_2 and O_2 // J. Geophys. Res. - 1979. - V.84. - P.1319.
293. Sheridan W.F., Oldenberg O., Carleton N.P. Excitation of nitrogen by fast protons and electrons // J. Geophys. Res. - 1971. - V.76. - P.2429.

294. Shyn T.W., Carignan G.R. Angular distribution of electrons elastically scattered from gases:1.5-400 eV on N // Phys. Rev. A. - 1980. - V.22. - P.923-929.
295. Shyn T.W, Sharp W.E. Diffrential excitation cross section of atomic oxygen by electron impact:(^{3}P-^{1}D transition) // J. Geophys. Res. - 1986. - V.91. - P.1691-1697.
296. Shyn T.W., Cho S.Y., Sharp W.E. Differential excitation cross section of atomic oxygen by electron impact:(^{3}P-^{1}S transition) // J. Geophys. Res. - 1986. - V.91. - P.13751-13754.
297. Simpson F.R., McConkey J.W. Excitation of the $A^2\Pi_u$ state of N_2^+ by electrons // Planet. Space Sci. - 1969. - V.17. - P.1941.
298. Singh V., Singhal R.P. Binary encounter calculations of proton energy deposition in N_2 // J. Geophys. Res. - 1978. - V.83. - P.1655.
299. Singh V. Energy loss of protons in molecular oxygen // Planet Space Sci. - 1981. - V.29. - P.261.
300. Singhal R.P., Green A.E.S. Spatial aspects of electron energy degradation in atomic oxygen // J. Geophys. Res. - 1981. - V.86. - P.4776-4780.
301. Slinker S.P., Ali A.W., Taylor R.D. High-energy electron beam deposition and plasma velocity distribution in partially ionized N_2 // J. Appl. Phys. - 1990. - V.67. - P.679.
302. Smith Ed.R. Electron impact excitation of atomic oxygen // Phys. Rev. A. - 1976. - V.13. - P.65-73.
303. Smith K.A., Duncan M.D., Geis M.W., Rundel R.D. Measurement of electrons for 0.25 to 5 keV hydrogen atoms in atmospheric gases // J. Geophys. Res. - 1976. - V.81. - P.2231.
304. Smythe R., Toevs J.W. Collisional electron detachment from hydrogen atoms and negative hydrogen ions between 4 and 18 MeV // Phys. Rev. - 1965. - V.139. - P.A15.
305. Söraas F., Lindalen H.R., Maseide K., Egeland A., Sten T.A., Evans D.S. Proton precipitation and the Hβ emission in a postbreakup auroral glow // J. Geophys. Res. - 1979. - V.79. - P.1851-1859.
306. Spiro R.W., Reiff P.H., Maher L.J. Precipitating electron energy flux and auroral zone conductances - an empirical model // J. Geophys. Res. - 1982. - V.87. - P.8215-8227.
307. Srivastava B.W., Mirza I.M. Measurements of the electron impact excitation cross section of N_2^+ first negative bands // Phys. Reports. - 1968. - V.176. - P.137.
308. Srivastava B.W., Mirza I.M. Excitation function of the N_2^+ Meinel bands by electron impact // Can. J. Phys. - 1969. - V.47. - P.475.
309. Srivastava S.K., Chutjian A., Trajmar S. Absolute elastic differential electron scattering cross section in the intermediate energy region // J. Chem. Phys. - 1976. - V.64. - P.1340-1344.
310. Stamnes K. Analytic approach to electron transport and energy degradation // Planet. Space Sci. - 1980. - V.28. - P.427-441.
311. Stamnes K. On two-stream approach electron transport and thermalization // J. Geophys. Res. - 1981. - V.86. - P.2405-2410.
312. Stanton P.N., John R.M.St. Electron excitation of the first positive bands of N_2 and of the first negative and Meinel bands of N_2^+ // J. Opt. Soc. Amer. - 1969. - V.59. - P.252.
313. Stebbings R.F., Smith A.C.H., Ehrhardt H. Charge transfer between oxygen atoms and O^+ and H^+ ions // J. Geophys. Res. - 1964. - V.69. - P.2349.
314. Stewart D.T., Gabathuler E. Some electron collision cross sections for nitrogen and oxygen // Proc. Phys.Soc. (London). - 1958. - V.72. - P.287-289.
315. Stier P.M., Barnett C.F. Charge exchange cross sections of hydrogen ions in gases // Phys. Rev. - 1956. - V.103. - P.896.
316. Stolarski R.S., Green A.E.S. Calculations of auroral intensities from electron impact // J. Geophys. Res. - 1967. - V.72. - P.3967-3974.
317. Stone E.J., Zipf E.C. Electron-impact excitation of the $^3S^o$-and $^5S^o$-states of atomic oxygen // J. Chem. Phys. - 1974. - V.60. - P.4237-4243.

318. Strickland D.J., Jasperse J.R., Whalen J.A. Dependence of auroral FUV emissions on the incident electron spectrum and neutral atmosphere // J. Geophys. Res. - 1983. - V.88. - P.8051.
319. Strickland D.J., Daniell R.E.Jr., Jasperse J.R., Basu B. Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora 2. Model results // J. Geophys. Res. A. - 1993. - V.98. - P.21533.
320. Strickland D.J., Meier R.R., Hecht J.H., Christenson A.B. Deducing composition and incident electron spectra from ground based auroral optical measurements: Theory and model results // J. Geophys. Res. - 1989. - V.94. - P.13527.
321. Strickland D.J., Brook T.P., Coffey T.P., Fedder J.A. Transport equation for the deposition of auroral electrons // J. Geophys. Res. - 1976. - V.81. - P.2755-2764.
322. Sunshine G., Aubrey B.B., Bederson B. Absolute measurements of total cross sections for the scattering of low energy electrons by atomic and molecular oxygen // Phys. Reports. - 1967. - V.154. - P.1-8.
323. Swint J.B., Prior R.M., Ramirez J.J. Nucl.Instr.Methods. - 1970. - V.80. - P.134.
324. Tate J.T., Smith P.T. The efficiencies of ionization potentials of various gases under electron impact // Phys. Reports. - 1932. - V.139. - P.270-277.
325. Tawara H., Kato T. Total and partial ionization cross sections of atoms and ions by electron impact // At. Data. Nucl. Data Tables. - 1987. - V.36. - P.167-353.
326. Teillet-Billy D., Malegat L., Gauyaeg J.P. Electron excitation as resonant process e-O_2 collision // J. Phys. B. - 1987. - V.20. - P.3201-3216.
327. Thomas L.D., Nesbet R.K. Addendum: Low-energy electron scattering by atomic oxygen // Phys. Reports. - 1975. - V.12. - P.1729-1730.
328. Thomas L.D., Nesbet R.K. Low-energy electron scattering by atomic oxygen // Phys. Reports. - 1975. - V.11. - P.170-173.
329. Toburen L.H. Distribution in energy and angle of electrons ejected from molecular nitrogen by 0.3-1.7 MeV protons // Phys. Rev. A. - 1971. - V.3. - P.216-228.
330. Toburen L.N., Nakai M.Y., Langley R.A. Measurement of high energy charge transfer cross sections for incident protons and atomic hydrogen in various gases // Phys. Rev. - 1968. - V.171. - P.114.
331. Trajmar S., Cartwright D.C., Williams W. Differential and integral cross sections for the excitation of the $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ states of O_2 // Phys. Rev. A. - 1971. - V.4. - P.1482-1492.
332. Trajmar S., Rejister D.E., Chutjian A. Electron scattering by molecules. 2. Experimental methods and data // Phys. Reports. - 1983. - V.97. - P.219-356.
333. Trajmar S., Williams W., Kuppermann A. Angular dependence electron impact cross sections of O_2 // J. Chem. Phys. - 1972. - V.56. - P.3759-3765.
334. Van Zyl B. Charge-state-equilibrated H^+/H flux fractions for analysis of the hydrogen aurora // Fairbanks:Univ.of Alaska. - 1978. - P.15.
335. Van Zyl B., Neumann H. Hl and Hb emission cross sections for low-energy H and H^+ collisions with N_2 and O_2// J. Geophys. Res. - 1980. - V.85. - P.6006.
336. Van Zyl B., Neumann H. Lyman a emission cross sections for low-energy H and H^+ collisions with N_2 and O_2 // J. Geophys. Res. - 1988. - V.93. - P.1023.
337. Van Zyl B., Gealy B.W., Neumann H. N_2^+ first negative emission cross sections for low-energy H^+ and H impact on N_2 // Phys. Rev. A. - 1983. - V.28. - P.2141.
338. Van Zyl B., Gealy B.W., Neumann H. Prediction of photon yields for proton aurorae in N_2 atmosphere // J. Geophys. Res. - 1984. - V.89. - P.1701.
339. Van Zyl B., Neumann H., Le T.Q., Amme R.C. H+N_2 and H+O_2 collisions: Experimental charge-production cross sections and differential scattering calculations // Phys. Rev. A. - 1978. - V.18. - P.506.
340. Varghess S.L., Bissinger G., Joyce J.M., Laubert R. Atomic total electron-capture cross sections from C^-, O^-, F^- and S^- bearing molecular gases for MeV/u H^+ and He^+ projectiles // Phys. Rev. - 1985. - V.A3. - P.2202.

341. Vaughan S.O., Doering J.P. Absolute experimental differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen. 3. The(^3P-$^3D^0$) transition (989A) from 20 to 200eV with improved values for the (^3P-$3S^0$-transition(1340A)) // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P.7749-7752.
342. Vegard L. Hydrogen showers in the auroral region // Nature. - 1939. - V.144. - P.1089.
343. Vickrey J.F., Vondrak R.R., Matthews S.J. Energy deposition by precipitation particles and Joule dissipations in the auroral ionosphere // J. Geophys. Res. - 1982. - V.87. - P.5184.
344. Vlasov V.G. Collective relaxation of electron beam in aurora // Ann. Geophys. - 1985. - V.3. - P.145-156.
345. Vo Ky Lan., Feautrier N., Dourneuf M.Le., Regemorter H. Cross sections calculations for electron-oxygen scattering using the polarized orbital close coupling theory // J. Phys. B. - 1972. - V.5. - P.1506-1515.
346. Wadzinski H.T., Jasperse J.R. Low energy electron and proton cross sections for O, N_2 and O_2, and related data // Bedford: Air Force Geophys. Lab. AFGL-TR-82-0008. - 1982.
347. Wakija K. Differential and integral cross sections for electron impact excitation of O_2. 1. Optically allowed transitions from the ground state // J. Phys. B. - 1978. - V.11. - P.3913-930.
348. Wakija K. Differential and integral cross sections for the electrons excitation of O_2. 2. Opticaly forbidden transitions from the ground state // J. Phys. B. - 1978. - V.11. - P.3931.
349. Walt M., McDonald W.M., Francis W.E. Penetration of auroral electrons into the atmosphere // Physics of the Magnetosphere. - Netherlands: Reidel,D.,Dordrecht. - 1967. - P.534-555.
350. Wedde T., Strand T.G. Scattering cross sections for 40 eV to 1 keV electrons colliding elastically with nitrogen and oxygen // J. Phys. B. - 1974. - V.7. - P.1091-1100.
351. Welsh L.M., Berkner K.H., Kaplan S.N., Pyle R.V.. Cross sections for electron capture by fast protons in H_2, He, N_2 and Ar // Phys. Rev. - 1967. - V.158. - P.85.
352. Westerlund L.N. The auroral electron energy spectrum extended to 45 eV // J. Geophys. Res. - 1969. - V.74. - P.351.
353. Williams I.D., Geddes J., Gilbody H.B. Electron capture, loss and excitation in collisions of H^+, H(2s) and H- in atomic oxygen // J. Phys. B. - 1984. - V.17. - P.1547.
354. Winter H.F. Ionic absorption and dissociation cross section for nitrogen // J. Chem. Phys. - 1966. - V.44. - P.1472-1476.
355. Zecca A., Brusa R.S., Grisenti R. et al. Electron-molecule absolute total cross sections O_2 from 0.2 to 100 eV // J. Phys. B. - 1986. - V.19. - P.3353-3360.
356. Zipf E.C., Gorman M.R. Electron impact excitation of the singlet states of N_2. 1. The Birge-Hopfield system ($b^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$) // J. Chem. Phys. - 1980. - V.73. - P.813-819.
357. Zipf E.C., McLaughlin R.W. On the dissociation of nitrogen by electron impact and by EUV photoabsorption // Planet. Space Sci. - 1978. - V.26. - P. 449-462.
358. Zipf E.C. On the direct and dissociative excitation of the O($3s^3S^0$) state by electron impact on atomic and molecular oxygen // J. Phys. B. - 1986. - V.19. - P.2199.
359. Zipf E.C., Espy P.J., Royle C.F. The excitation and collisional deactivation of metastable N(^2P) atoms in aurora // J. Geophys. Res. - 1980. - V.85. - P.687.

альбедо-потоки 22, 23, 111, 112, 120, 141, 146, 155, 156, 165
Альбедо-ионизация 104, 105, 112

Глубина проникновения 13, 22, 150, 151

Длина пробега,
- интегральная 111, 112, 116
- полная 112, 150
- средняя 112, 118
- транспортная 84, 123
- экстраполированная 104, 112, 118

Ионизационный каскад, см. электроны вторичные
ионосфера 13, 139, 167, 219, 233

Кинетическое уравнение переноса 18, 19, 20, 21, 170
коэффициент обратного рассеяния 139

Линейная теория переноса 152, 231

Магнитное поле 92, 93, 111, 141, 146, 156, 219
метод Монте-Карло 18, 19, 23, 91, 113, 131, 149, 152, 170, 231
моделирование статистическое, см. метод Монте-Карло

Питч-угол 125
приближение
- двухпотоковое 18, 126, 132
- многопотоковое 18, 126
- непрерывного замедления 18, 19, 149, 170, 220, 231
- непрерывных потерь энергии, см. - непрерывного замедления

Равновесие зарядовое 85, 152, 219, 233
расплывание радиальное 111, 162, 219, 224, 235
распределение
- выделившейся энергии 141, 159, 224
- Максвелловское 219
- поглощенных частиц 151
рассеяние
- вперед 150
- многократное 83, 99
- на «максимальный» угол 85, 154
- неупругое 63, 99, 104, 120
- упругое 25, 63, 82, 87, 98

Сечение рассеяния
- дифференциальное 25, 85
- интегральное 26
- полное 26, 34, 45, 56, 67
- суммарное, см. - полное
скорость ионообразования 112, 220, 233

Тормозная способность 63, 85, 107, 150, 165, 182, 220

Функция
- диссипации энергии 22, 23, 121, 141, 149, 152, 166
- потерь энергии, см. тормозная способность
- распределения выделившейся энергии, см. - диссипации энергии

Электронная концентрация 13, 226
электроны вторичные 19, 20, 22, 23, 61, 68, 72, 87, 96, 128, 170, 174, 178, 181, 193, 220, 235
электрон-электронное взаимодействие 64, 195
эмиссия
- Hα 235
- Hβ 108, 242
- 320.0 нм (VK) 238
- 337.1 нм (2PG) 235, 238
- 391.4 нм (1NG) 103, 238
- 427.8 нм (1NG) 108, 235
- 557.7 нм 127
- 670.5 нм (1PG) 240
энергетическая цена, 169
- дифференциальная 184
- ионизации 170, 180, 224
- эффективная 193