

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ «ПОЛЯРНЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ»



На правах рукописи

УДК 550.388, 551.510.535

Дашкевич Жанна Владимировна

**МОДЕЛИРОВАНИЕ И ДИСТАНЦИОННОЕ
ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ
ЭЛЕКТРОННЫХ ВЫСЫПАНИЙ**

1.6.18 - науки об атмосфере и климате

диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Апатиты - 2024

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	7
ГЛАВА 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ОБЛАСТИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ	
Введение.....	17
1.1. Система балансных уравнений, описывающих ионно-молекулярные циклы.....	20
1.2. Возбуждение триплетных состояний молекулярного азота N_2	34
1.3. Возбуждение синглетных состояний молекулярного азота N_2	40
Результаты главы 1.....	46
ГЛАВА 2. АПРОБАЦИЯ МОДЕЛИ ВОЗМУЩЕННОЙ ИОНОСФЕРЫ НА ДААННЫХ КОМПЛЕКСНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ	
2.1. Входные параметры.....	47
2.2. Результаты моделирования.....	54
Результаты главы 2.....	57
ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ ОСНОВНЫХ ЭМИССИЙ И КОНЦЕНТРАЦИЙ ИОНОВ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ	
Введение.....	58
3.1. Полосы первой отрицательной системы иона молекулярного азота $1NG N_2^+$	61
3.2. Эмиссии атомарного кислорода $\lambda 630.0$ нм и $\lambda 557.7$ нм	
3.2.1. Возбуждение эмиссий атомарного кислорода $\lambda 630.0$ нм и $\lambda 557.7$ нм.....	68

3.2.2. Высотные профили объемных интенсивностей эмиссий $\lambda 630.0$ нм и $\lambda 557.7$ нм.....	74
3.2.3. Эффективности каналов возбуждения 1D уровня атомарного кислорода.....	81
3.2.4. Эффективности каналов возбуждения 1S уровня атомарного кислорода.....	88
3.2.5. Влияние окиси азота на интенсивность эмиссий $\lambda 630.0$ нм и $\lambda 557.7$ нм в столбе полярного сияния	93
3.3. Отношения интенсивностей эмиссий $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ в полярных сияниях.	
3.3.1. Зависимость отношений $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ от параметров потока электронов и состава атмосферы.....	99
3.3.2. Влияние концентрации NO на отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях.....	108
3.4. Полосы возбужденного молекулярного азота N_2 .	
3.4.1. Колебательная заселенность триплетных уровней N_2	111
3.4.2. Колебательная заселенность синглетных уровней N_2	120
3.4.3. Высотные профили объемной интенсивности излучения полос первой положительной системы 1PG N_2 , второй положительной системы 2PG N_2 и системы Вегарда – Каплана VK N_2	124
3.4.4. Высотные профили интенсивности излучения полос системы Лаймана-Берджа-Хопфилда LBH N_2	131
3.5. Ионный состав ионосферной плазмы в области электронных высыпаний.....	138
3.6. Характерные времена выхода на стационарный режим концентраций возбужденных компонент ионосферной плазмы в процессе электронных высыпаний.....	148
Результаты главы 3.....	152

ГЛАВА 4. ДИАГНОСТИКА СОСТОЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ ПО ДАННЫМ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Введение.....	156
4.1. Методы получения оценок параметров энергетических спектров потока высыпающихся электронов по данным фотометрических наблюдений	
4.1.1. Восстановление энергетического спектра потока высыпающихся электронов по вертикальным профилям объемной интенсивности излучения полос первой отрицательной системы N_2^+	160
4.4.2. Оценка параметров потока высыпающихся электронов по отношению интенсивностей I_{6300}/I_{4278}	164
4.4.3. Оценка средней энергии потока высыпающихся электронов по отношению интенсивностей излучения полос системы LBH	168
4.2. Характерные особенности энергетических спектров потока высыпающихся электронов, ответственных за формирование лучистых структур в полярных сияниях.	
4.2.1. Экспериментальные данные.....	172
4.2.2. Восстановление высотных профилей объемной интенсивности свечения в лучистых структурах.....	176
4.2.3. Восстановление высотных профилей выделившейся энергии.....	182
4.2.4. Особенности энергетических спектров потока высыпающихся электронов, формирующих авроральные лучистые структуры	187
4.3. Двумерная структура отдельных форм полярных сияний по данным оптической томографии.	
4.3.1. Томографические эксперименты.....	190
4.3.2. Описание томографического эксперимента на Кольском полуострове.....	192
4.3.3. Томографические реконструкции интенсивности свечения авроральных эмиссий.....	196

4.3.4. Характерные особенности двумерного распределения объемной интенсивности излучения и параметров электронного потока в полосах полярного сияния.....	202
4.3.5. Сравнение результатов радиофизической и авроральной томографии.....	208
4.4. Диагностика планетарного распределения интенсивностей основных авроральных эмиссий и электронной концентрации по данным эмпирических моделей электронных высыпаний	
4.4.1. Эффективности возбуждения авроральных эмиссий.....	210
4.4.2. Эффективность формирования электронной концентрации.....	216
4.4.3. Планетарная картина полярных сияний.....	218
4.5. Отношения интенсивностей эмиссий I_{6300}/I_{4278} и I_{5577}/I_{4278} в полярных сияниях по данным сканирующих фотометров.....	220
4.6. Оценка концентрации окиси азота в области полярных сияний по данным фотометрических наблюдений	
4.6.1. Об окиси азота в полярных сияниях.....	226
4.6.2. Методика получения оценок концентрации окиси азота по данным измерений интенсивностей эмиссий $\lambda 427.8$, $\lambda 557.7$ и $\lambda 630.0$ нм.....	228
4.6.3. Концентрация окиси азота в полярных сияниях в полуночном секторе аврорального овала.....	234
4.7. Влияние параметров потока высыпающихся электронов на эффективный коэффициент диссоциативной рекомбинации.....	238
Результаты главы 4.....	245
ГЛАВА 5. СИНТЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ СИСТЕМ ПОЛОС В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ	
5.1. Алгоритм расчета синтетических спектров молекулярных систем.....	249
5.2. Синтетический спектр системы полос Лаймана-Берджа-Хопфилда LBH N ₂	256

5.3. Синтетический спектр системы полос Вегарда-Каплана VK N ₂	263
5.4. Синтетический спектр первой положительной системы полос 1PG N ₂	266
5.5. Синтетический спектр второй положительной системы полос 2PG N ₂	270
5.6 Синтетический спектр первой отрицательной системы полос 1NG N ₂ ⁺ ...	273
5.7 Синтетический спектр системы полос Мейнела N ₂ ⁺	276
Результаты главы 5.....	280
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	281
ОБОЗНАЧЕНИЯ.....	290
ЛИТЕРАТУРА.....	293

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проблемы

Исследование структуры высокоширотной ионосферы и понимание физики протекающих в ней процессов имеет как фундаментальное, так и большое практическое значение. Связано это в первую очередь с задачами обеспечения работоспособности спутниковых систем и с особенностями распространения радиоволн, поскольку ионосфера, как среда их распространения, существенным образом влияет на работу различных систем навигации, локации и связи. В высоких широтах ионосфера Земли постоянно подвергается воздействию потоков высыпавшихся авроральных электронов, которые в неосвещенной Солнцем ионосфере являются доминирующим источником, определяющим как ее структуру, так и динамику протекающих в ней процессов. Одним из наиболее ярких проявлений авроральных высыпаний в полярной ионосфере являются полярные сияния, излучение которых состоит из эмиссий атомарных линий и полос систем возбужденных атмосферных газов. Наиболее яркие из них в видимой и ультрафиолетовой областях спектра это эмиссии $\lambda 557.7$ OI и $\lambda 630.0$ OI атомарного кислорода, полосы 1NG первой отрицательной системы иона молекулярного азота, полосы первой положительной системы 1PG, второй положительной системы 2PG, системы Вегарда-Каплана VK, системы Лаймана-Берджа-Хопфилда LBH молекулярного азота. В настоящее время основными экспериментальными средствами в проведении исследований полярных сияний являются прямые измерения на космических аппаратах и наземные наблюдения с помощью радиофизической и спектрофотометрической аппаратуры. При этом отличительной особенностью оптических наблюдений является возможность проведения непрерывного мониторинга и исследование процессов, происходящих в конкретных формах полярных сияний.

Следует отметить, что, несмотря на многолетние исследования, опирающиеся на результаты спектрофотометрических наблюдений, в литературе

существует ряд противоречий в результатах, касающихся, в первую очередь, количественных оценок эффективности отдельных каналов диссипации энергии, ответственных за излучение эмиссий в полярных сияниях и ряд нерешенных задач, таких как: а) разработка методов диагностики малых, но химически активных компонент ионосферной плазмы в области полярных сияний; б) исследование характерных особенностей двумерного распределения объемной интенсивности излучения в конкретных формах полярных сияний; в) исследование характерных особенностей вида энергетических спектров высыпающихся электронов, ответственных за формирование отдельных форм полярных сияний; г) создание эффективных и обоснованных методик для получения планетарного распределения интенсивности излучения.

Основой для решения поставленных задач является создание вычислительной модели для расчета характеристик возмущенной ионосферной плазмы и интенсивностей оптического излучения для заданного потока высыпающихся электронов. Анализ получаемых в рамках данной модели результатов позволит разработать методики и соответствующие алгоритмы для диагностики состояния среды и оценки параметров потока высыпающихся электронов по данным спектрофотометрических наблюдений и тем самым приблизиться к решению актуальной в настоящее время проблеме прогнозирования космической погоды.

Цель и задачи работы

Целью работы является исследование физико-химических процессов, инициированных высыпающимися в ионосферу авроральными электронами, анализ эффективности механизмов, ответственных за излучение основных эмиссий в полярных сияниях, разработка методов диагностики состояния возмущенной ионосферы и восстановления параметров потока авроральных электронов по данным спектрометрических наблюдений. В связи с этим выделяются следующие основные задачи:

1. Создание нестационарной модели авроральной ионосферы, описывающей процессы перераспределения выделившейся в области электронных высыпаний энергии, включающей в себя корректный учет электронно-колебательной кинетики в процессах возбуждения триплетных и синглетных состояний молекулярного азота.
2. Исследование каналов возбуждения и особенностей основных авроральных эмиссий, регистрируемых в полярных сияниях, а именно: эмиссий 557.7 и 630.0 нм атомарного кислорода, полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N_2^+ , полос первой и второй положительной системы молекулярного азота 1PG и 2PG N_2 , полос системы Вегарда-Каплана VK N_2 и полос системы Лайман-Бердж-Хопфилда LBH N_2 .
3. Исследование влияния параметров потоков высыпающихся электронов и количества содержания атмосферных газов, в особенности, окиси азота NO на эффективность каналов возбуждения 1D и 1S термов атомарного кислорода и интенсивность эмиссий 557.7 и 630.0 нм.
4. Исследование характерных особенностей двумерного распределения объемной интенсивности излучения в конкретных формах полярных сияний с использованием метода оптической томографии.
5. Разработка методов восстановления характеристик потока высыпающихся электронов по данным спектро-фотометрических наблюдений.
6. Разработка методов диагностики химического состава и свойств ионосферы в области полярных сияний.
7. Исследование характерных особенностей энергетических спектров потоков высыпающихся электронов, формирующих полярные сияния.

Методы исследования

Основным методом исследования, разработанным и примененным в диссертации, является численное моделирование физико-химических процессов, протекающих в высокоширотной ионосферной плазме во время авроральных

высыпаний. Численное моделирование основано на решении системы нестационарных балансных уравнений, которые описывают процессы диссипации и перераспределения энергии в области полярных сияний, инициированных потоками высыпающихся авроральных электронов.

Научная новизна

1. Создана нестационарная физико-химическая модель авроральной ионосферы, описывающая процессы возбуждения электронно-колебательных состояний компонент ионосферной плазмы прямым электронным ударом и последующее перераспределение выделившейся энергии вследствие химических реакций для произвольно заданной формы энергетического спектра высыпающегося потока электронов в локальной зоне аврорального овала. С ее помощью можно проводить моделирование ионного состава и электронного содержания ионосферы в зоне электронных высыпаний, в том числе получать высотные профили концентраций электронов и ионов O_2^+ , N_2^+ , $O^+(^4S)$, $O^+(^2D)$, O^+ , NO^+ , N^+ , а также рассчитывать высотные профили концентрации возбужденных компонент $O(^1D)$, $O(^1S)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(W^3\Delta_u)$, $N_2(B'^3\Sigma_u^-)$, $N_2(a^1\Pi_g)$, $N_2(w^1\Delta_u)$, $N_2(a'\Sigma_u^-)$ на высотах 95-250 км.
 - Для расчета скоростей образования возбужденных и ионизированных составляющих ионосферы в модели использовался эффективный механизм, связывающий скорость образования ионосферной компоненты с выделившейся в атмосфере энергией прямым соотношением, в котором учтены все рожденные в ионизационных процессах поколения электронов, что существенно упрощает процедуру расчетов и позволяет судить о процессах, происходящих в ионосфере в реальном времени.
 - В модель включен детальный учет электронно-колебательной кинетики триплетных и синглетных уровней молекулярного азота, что позволяет получить полную картину образования во время полярных сияний

возбужденных атомов и молекул, являющихся источниками аврорального излучения.

2. Впервые показано, что в возбуждение 1D терма атомарного кислорода существенный вклад могут вносить парциально незначительные столкновительные реакции $N(^2D)+O$, $N(^2D)+O_2$, $N(^2P)+O_2$, N^++O_2 . Их суммарный вклад в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм может быть вторым по эффективности в области высот $\sim 110-150$ км.
3. Впервые показано, что относительный вклад реакции $O_2^++e_{th}$ в интенсивность эмиссии 557.7 нм уменьшается с ростом концентрации окиси азота. Вклад этой реакции составляет $>10\%$, когда концентрация окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO]_{max} > 10^8 \text{ см}^{-3}$ и достигает 40 % при $[NO]_{max} = 10^7 \text{ см}^{-3}$.
4. Впервые показано, что основным каналом подавления интенсивности эмиссии 557.7 нм является реакция $O_2^+ + NO$, которая уменьшает вклад реакции диссоциативной рекомбинации иона O_2^+ в формирование 1S состояния атомарного кислорода, когда как на интенсивность красной линии 630.0 нм атомарного кислорода данная реакция не оказывает значительного влияния.
5. Впервые показано, что величина концентрации окиси азота влияет на отношение интенсивностей эмиссий $I_{557.7}/I_{427.8}$, а наблюдаемые в полярных сияниях вариации отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ могут быть обусловлены вариациями концентрации NO в области полярных сияний.
6. Разработана методика восстановления высотных профилей энерговыделения, сформированных потоками высыпающихся электронов из триангуляционных наблюдений структур полярных сияний камерами с приемниками, регистрирующими излучение в широком диапазоне длин волн.
7. Впервые восстановлены и исследованы особенности энергетических спектров высыпающихся электронов $f(E)$, формирующих лучистые структуры в полярных сияниях. Обнаружено, что полученные распределения $f(E)$ хорошо аппроксимируются суммой двух функций, носящих степенной характер и максвелловское распределение по энергиям

8. Разработана методика оценки концентрации NO в области полярных сияний по данным фотометрических измерений эмиссий 391.4 нм, 557.7 нм и 630.0 нм.
9. Разработан алгоритм для расчета планетарного распределения интенсивностей свечения и полной электронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей электронных высыпаний без априорных предположений о виде энергетического спектра потока высыпающихся электронов.
10. Впервые проведено исследование влияния параметров высыпающегося потока электронов на эффективный коэффициент рекомбинации. Найдено, что в *F1* области ионосферы эффективный коэффициент рекомбинации зависит как от потока энергии, так и от вида энергетического спектра высыпающегося потока авроральных электронов.

Достоверность полученных результатов

Достоверность разработанной модели, описывающей процессы диссипации энергии в области электронных высыпаний, и предложенных методик диагностики опирается в первую очередь на детальное описание возможных каналов диссипации энергии авроральных электронов в ионосфере Земли и подтверждается согласием полученных модельных расчетов с результатами измерений ионного состава и интенсивностей излучения авроральных эмиссий в ракетно-спутниковых и наземных экспериментах.

Научная и практическая значимость работы

Представленная в диссертации нестационарная физико-химическая модель авроральной ионосферы позволяет установить количественную связь между параметрами потока высыпающихся авроральных электронов и высотными профилями объемной интенсивности излучения основных эмиссий в полярных сияниях, а также высотные профили концентраций ионного состава ионосферной плазмы.

Нестационарная физико-химическая модель авроральной ионосферы, может быть использована как часть глобальных динамических моделей ионосферы Земли для исследований крупномасштабных процессов, происходящих в космическом земном пространстве.

Проведенные в работе исследование каналов возбуждения атмосферных газов, ответственных за наблюдаемые в полярных сияниях оптические эмиссии, имеют фундаментальное значение и вместе с моделью авроральной ионосферы открывают возможности для дальнейшего решения научных задач в области ионосферной химии.

Исследования особенностей внутренней структуры отдельных форм полярных сияний и параметров высыпающихся потоков авроральных электронов, полученные из данных описанных в работе экспериментов с помощью представленной модели, полезны для изучения процессов, происходящих в магнитосфере Земли и близлежащем космосе.

Методики, предложенные в диссертационной работе, могут быть использованы напрямую в задачах прогнозирования космической погоды и определения характеристик ионосферы в реальном времени. В том числе для прогнозирования планетарного распределения интенсивностей излучения в конкретных эмиссиях в видимой и ультрафиолетовой областях оптического спектра, распределение электронной концентрации по данным эмпирических моделей планетарного распределения электронных высыпаний. Кроме того, представленная модель способствует дальнейшей разработке необходимой теоретической основы для проведения диагностики состояния ионосферы в области полярных сияний, а также разработке методов для прогнозирования условий сцинтилляции радиосигналов.

Результаты работы могут быть использованы для проведения исследований атмосфер других планет Солнечной системы.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Разработанная нестационарная физико-химическая модель авроральной ионосферы описывает диссипативные процессы в ионосферной плазме, инициированные потоками высыпающихся авроральных электронов, и позволяет рассчитывать высотные профили объемной интенсивности излучения эмиссий $\lambda 557.7$ нм, $\lambda 630.0$ нм атомарного кислорода, полос 1PG, 2PG, V-K и LBH систем молекулярного азота, полос 1NG системы иона молекулярного азота, высотные профили концентраций ионов O_2^+ , N_2^+ , O^+ , NO^+ , N^+ , и концентрацию электронов в области полярных сияний в процессе высыпания авроральных электронов
2. Результаты исследования эффективности механизмов возбуждения и дезактивации 1D и 1S состояний атомарного кислорода демонстрируют влияние окиси азота NO на процессы возбуждения эмиссий $\lambda 557.7$ нм и $\lambda 630.0$ нм, эффективность совокупности источников $N(^2D)+O$; $N(^2D)+O_2$; $N(^2P)+O_2$; N^++O_2 , $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu_{557.7}$ в возбуждении эмиссии $\lambda 630.0$ нм на высотах 110-150 км, эффективность диссоциативной рекомбинацией иона молекулярного кислорода $O_2^+ + e_{th}$ в возбуждение эмиссии $\lambda 557.7$ нм, уменьшение отношения интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ с увеличением концентрации NO.
3. Численные оценки содержания окиси азота в области электронных высыпаний, полученные на основе экспериментальных данных фотометрических наблюдений, демонстрируют интервал концентрации NO в максимуме высотного профиля $1-3.3 \cdot 10^8$ см⁻³.
4. Восстановленные на основе экспериментальных данных из наблюдений полярных сияний двумя разнесенными по расстоянию камерами всего неба энергетические спектры высыпающихся электронов $f(E)$, формирующие лучистые структуры полярных сияний, аппроксимируются суммой двух функций, носящих степенной характер и максвелловское распределение по энергиям, что позволяет связать появление лучей с высыпаниями электронов, имеющими степенной энергетический спектр $f(E) \sim NE^{-\alpha}$.

5. Разработанный комплекс диагностических методик позволяет восстанавливать параметры потока высыпающихся электронов и оценивать величину концентрации окиси азота по данным спектро-фотометрических наблюдений интенсивностей излучения $\lambda 427.8$ нм, $\lambda 557.7$ нм, $\lambda 630.0$ нм и полос системы LBH, восстанавливать высотные профили энерговыделения на основе триангуляционных наблюдений полярных сияний камерами с приемниками, регистрирующими излучение в широком диапазоне длин волн, а также моделировать планетарное распределение интенсивностей излучения в полярных сияниях по данным эмпирических моделей электронных высыпаний, не привлекая априорных предположений о виде энергетического спектра потока высыпающихся электронов.

Апробация работы.

Результаты исследований представлялись следующих международных конференциях:

- 18th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods (Tromso, Norway, 1991);
- 19th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods (Kiruna, Sweden, 1992);
- 20 Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods (Apatity, Russia, 1993);
- the XIX General Assembly of the European Geophysical Society (Grenoble, France, 1994);
- 26 Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods (Stockholm, Sweden, 2000);
- The International Beacon Satellite Symposium, Boston College (Massachusetts, USA, 2001);
- 31 Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods (Ambleside, The Lake District, UK, 2004);

- 10 Workshop "Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere" (Болгария, Приморско, 2018);
- 45 Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods (Kiruna, Sweden, 2018);
- 11 Workshop "Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere" (Болгария, Приморско, 2019);
- 10-я anniversary international conference "Solar-terrestrial relationships and physics of earthquakes precursor" (Paratunka, Kamchatckykrai, 2019);
- 46 Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods, (Oulu, Finland, 2019);

а также на Всероссийских ежегодных семинарах «Физика авроральных явлений» (г. Апатиты в 2001, 2002, 2003, 2010, 2015, 2016, 2018, 2019, 2021, 2022, 2024), на ежегодных конференциях «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, 2018, 2024), на конференции Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды (Москва, 2018)

Публикации.

По теме диссертации опубликовано 30 публикаций, из них 14 работ в рецензируемых журналах, 12 статей в трудах международных конференций, 4 статьи в сборниках трудов Кольского научного центра РАН и ПГИ.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из Введения, пяти глав и Заключения. Общий объем 314 стр., включая 127 рисунков, 14 таблиц, библиографию из 223 наименований.

ГЛАВА 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ОБЛАСТИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Введение

Моделирование процессов, протекающих в ионосфере во время высыпания авроральных электронов, является важным элементом в исследовании и понимании физики возмущенной полярной ионосферы. Модели данного класса должны описывать как процессы возбуждения электронно-колебательных состояний компонент ионосферной плазмы прямым электронным ударом, так и последующее перераспределение энергии, выделившейся вследствие инициированных химических реакций. Основными входными параметрами таких моделей являются параметры высыпающего потока электронов, модель нейтральной атмосферы и набор химических реакций с соответствующими коэффициентами скоростей. В работах [Rees and Vallance Jones, 1973; Vallance Jones and Rees, 1973; Rees et al., 1977] была представлена нестационарная модель возмущенной электронным потоком ионосферы, включающая в себя 29 химических реакций и рассчитывающая концентрацию ионосферных составляющих N_2^+ , O_2^+ , $O^+(^2D)$, $O^+(^2P)$, NO^+ , He^+ , H^+ , $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, NO . В рамках этой модели была исследована временная динамика ионного состава ионосферы и интенсивности основных авроральных эмиссий. Позднее тестирование модели было проведено на данных координированного ракетно-спутникового эксперимента, результаты которого приведены в работах [Rees et al., 1977; Sharp et al., 1979]. По результатам тестирования в этих работах удовлетворительное согласие результатов моделирования с экспериментальными данными можно видеть только для интенсивностей эмиссий 391.4 и 557.7 нм, в то время как для концентраций ионов рассчитанные значения значительно

превышают измеренные. Эта модель была улучшена в работах [Rees and Lummerzheim, 1989], [Lummenzheim and Lilensten, 1994].

В работе [Gerard and Rush, 1979] для моделирования ионного состава использовалась нестационарная модель авроральной ионосферы, включающая в себя процессы с участием нечетного азота NO , $\text{N}(^2\text{D})$ и $\text{N}(^4\text{S})$. Авторы этой работы получили удовлетворительное согласие измеренных в работах [Rees et al, 1977; Sharp et al., 1979] и рассчитанных величин для концентраций ионов O_2^+ , O^+ и NO^+ на всех высотах, но рассчитанные концентрации N_2^+ превышали измеренные в три раза.

В работах [Strickland et al., 1976], [Strickland et al., 1983] и [Strickland et al., 1989] на основе электронно-транспортной модели создана авроральная эмиссионная модель, рассчитывающая плотности 17 ионных и возбужденных компонент ионосферы, в том числе O_2^+ , N_2^+ , NO^+ , $\text{O}(^4\text{S})$, $\text{O}(^2\text{P})$, N^+ , $\text{N}(^4\text{S})$, $\text{N}(^2\text{D})$, $\text{N}(^2\text{P})$, $\text{O}(^1\text{D})$, $\text{O}(^1\text{S})$, NO , $\text{N}_2(\text{A}^3)$. По утверждению авторов, результаты их моделирования близки к согласию в высотных профилях эмиссий 391.4 нм и 337.1 нм. В дальнейшем, данная модель была развита в работах [Basu et al., 1993] и [Strickland et al., 1993].

Модель GLOW представлена сначала в работах [Solomon et al., 1988; Solomon, 1989] и далее развита в работах [Solomon, 2001], [Solomon, 2017] и улучшена [Grubbs et al., 2018]. С помощью модели GLOW, помимо концентрации ионосферных ионов и нечетного азота, можно получить концентрации возбужденного атомарного кислорода $\text{O}(^1\text{S})$ и $\text{O}(^1\text{D})$, а также скорости возбуждения некоторых авроральных эмиссий возбужденных атомарного кислорода и молекулярного азота.

Все эти модели имеют плюсы и минусы. Однако они не принадлежат российской науке. Поэтому возникла необходимость в создании отечественной модели авроральной ионосферы, которая может быть использована для исследования ионосферной среды в области авроральных высыпаний и диагностики характеристик возмущенных областей полярной ионосферы .

В данной главе представлена нестационарная физико-химическая модель авроральных областей ионосферы, описывающая перераспределение выделившейся в среде энергии во время высыпаний авроральных электронов. В модель включены процессы взаимодействия основных возбужденных и ионизированных компонент атмосферы во время авроральных электронных высыпаний. Модель составлена на основе имеющихся в научной литературе данных и содержит 56 физико-химических реакции. Модель позволяет рассчитать: высотные профили концентрации: O_2^+ , N_2^+ , $O^+(^4S)$, $O^+(^2D)$, $O^+(^2P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, NO , NO^+ , N^+ , $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(W^3\Delta_u)$, $N_2(B'^3\Sigma_u^-)$, $N_2(a^1\Pi_g)$, $N_2(w^1\Delta_u)$, $N_2(a'\Sigma_u^-)$ и концентрацию тепловых электронов во время электронных высыпаний на высотах 95-250 км, а также временную динамику концентраций ионосферных компонент, высотные профили интенсивности основных авроральных эмиссий. Отличительной особенностью данной модели от других моделей аналогичного класса является способ расчета скоростей возбуждения компонент ионосферной плазмы, позволяющий избежать расчета деградиационного спектра на определенной высоте. В модель также включен детальный учет колебательной заселенности триплетных и синглетных уровней молекулярного азота. Входными параметрами модели являются состав нейтральной атмосферы и первичный спектр электронов на верхней границе высыпаний. Во входных параметрах модели заложен учет солнечной и геомагнитной активностей, поскольку состав нейтральной атмосферы зависит от уровня солнечной и геомагнитной активности. Кроме того, спектр высыпающихся электронов, его вид и интенсивность, определяется активностью солнечно-земной системы.

1.1. Система балансных уравнений, описывающих ионно-молекулярные циклы

Высыпающиеся в полярную ионосферу авроральные электроны, теряя свою энергию при столкновениях с атомами и молекулами атмосферы, инициируют перераспределение своей энергии на возбуждение и ионизацию атмосферных газов. Как следствие, возникает сложный комплекс физико-химических реакций, определяющий состав возмущенной ионосферы. Для высокоширотной ионосферы на высотах, где процессами масса-переноса можно пренебречь, численное моделирование данных процессов сводится к решению системы нестационарных одномерных уравнений неразрывности вида:

$$\frac{d[N_{Yk}(h,t)]}{dt} = Q_{Yk}(h,t) + Q_{Yk}^*(h,t) - L_{Yk}(h,t) \quad (1.1),$$

где: $[N_{Yk}(h,t)]$ – концентрация Y -компоненты атмосферного газа, возбужденного в k -е состояние, $Q_{Yk}(h,t)$ – скорость образования Yk -состояния за счет прямого удара, $Q_{Yk}^*(h,t)$ – скорость образования Yk -состояния в химических реакциях, $L_{Yk}(h,t)$ – скорость гашения Yk -состояния в химических реакциях и излучательных переходах, h – высота над поверхностью Земли, t – продолжительность высыпаний.

Определим скорость образования возбужденной компоненты за счет прямого удара $Q_{Yk}(h,t)$. Для расчета высотных профилей скоростей образования атмосферных газов в конкретных возбужденных состояниях требуется знание энергетических спектров $f(E,h)$, образующихся на разных высотах при высыпании электронов. Это влечет за собой необходимость решения транспортной задачи переноса высыпающихся в ионосферу авроральных электронов.

Альтернативным подходом, позволяющим построить эффективный алгоритм для расчета скоростей возбуждения $Q_{Yk}(h)$ для произвольно заданного

энергетического спектра потока высыпающихся электронов $f(E)$, является метод, основанный на знании дифференциальных энергетических цен возбуждения частицы сорта Y в k -ое состояние и безразмерной функции диссипации энергии. Дифференциальная энергетическая цена представляет собой величину энергии, затраченную на возбуждение частицы сорта Y в k -ое возбужденное состояние [Sergienko and Ivanov, 1993]:

$$\varepsilon_{Yk} = \frac{W_Y(E, z)}{Q_{Yk}(E, z)} \quad (1.2),$$

где $W_Y(E, z)$ - энергия, затраченная на возбуждение газа сорта Y на расстоянии z от источника в эВ, $Q_{Yk}(E, z)$ - число частиц сорта Y , возбужденных в k -ое состояние в $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$, E - энергия электрона в источнике в эВ.

Отличительной особенностью дифференциальной энергетической цены, как было показано в работе [Sergienko and Ivanov, 1993], является ее слабая зависимость от начальной энергии электрона для $E > 50$ эВ. Безразмерная функция диссипации энергии, в свою очередь, определяет долю начальной энергии, затраченной на возбуждение среды на расстоянии z от источника. В данной работе для расчета высотных профилей скоростей возбуждения $Q_{Yk}(h)$, будет использован функционал, предложенный в работах [Sergienko and Ivanov, 1993; Иванов и Козелов, 2001], который позволяет аналитически связать высотные профили скоростей возбуждения различных компонент ионосферы $Q_{Yk}(h)$ с первичным энергетическим спектром потока авроральных электронов $f(E)$ на высоте высыпаний

$$Q_{Yk}(h) = \frac{P_Y(h) \cdot W(h)}{\varepsilon_{Yk}} \quad (1.3a)$$

$$W(h) = \rho(h) \int_E \frac{E \cdot f(E)[1 - T(E)]}{R(E)} \lambda(E, \chi) dE \quad (1.3b)$$

где $W(h)$ - выделившееся на высоте h энергия в $\text{эВ}\cdot\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$, $P_Y(h)$ - доля энергии, затраченной на возбуждение газа сорта Y , $\rho(h)$ - плотность атмосферы в $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$, ε_{Yk} - дифференциальная энергетическая цена возбуждения газа сорта Y в k -ое состояние в эВ , E - энергия высыпающихся электронов на высоте высыпаний в эВ , $f(E)$ - энергетический спектр потока высыпающихся электронов в единицах $\text{эВ}^{-1}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $T_E(E)$ - величина альбедопотока, $R(E)$ - интегральная длина пробега в единицах $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$, $\lambda(E, \chi)$ - безразмерная функция диссипации энергии, χ - безразмерный параметр, равный отношению массы вещества, пройденной от источника до высоты h , к величине интегрального пробега $R(E)$.

В дальнейшем при расчетах $Q_{Yk}(h)$ для ε_{Yk} , $T_E(E)$, $R(E)$ и $\lambda(E, \chi)$ будут использованы результаты, опубликованные в работе [Иванов и Козелов, 2001].

Скорость возбуждения k -го состояния Y -ой составляющей атмосферы в столкновительных реакциях :

$$Q_{Yk}^*(h, t) = \sum_X \sum_Z [N_X(h, t)][N_Z(h, t)]k_{XZ} \quad (1.4)$$

где: $[N_X(h, t)]$ и $[N_Z(h, t)]$ – концентрации атмосферных газов сорта X и Z в см^{-3} , k_{XZ} – константа скорости столкновительной реакции в $\text{см}^3\text{с}^{-1}$.

Скорость гашения возбужденной составляющей $L_{Yk}(h, t)$ складываются из потерь в столкновительных реакциях и гашения в излучательных переходах и определяется как:

$$L_{Yk}(h, t) = \sum_X [N_{Yk}(h, t)][N_X(h, t)]k_{YX} + \sum_i A_{Yk \rightarrow Yi} [N_{Yk}(h, t)] \quad (1.5)$$

где: $N_{Yk}(h, t)$ и $N_X(h, t)$ – концентрации атмосферных составляющих сорта Y в k -состоянии и сорта X в см^{-3} , k_{YX} – константа скорости реакции дезактивации составляющих сорта Y в возбужденном k -состоянии в $\text{см}^3\text{с}^{-1}$, $A_{Yk \rightarrow Yi}$ – вероятность спонтанного излучения Yk -состояния атмосферной составляющей с переходом в состояние Yi в с^{-1} .

Из формул (1.3) следует, что высотный профиль скорости возбуждения атмосферных компонент прямым ударом $Q_{Yk}(h)$ зависит от начального энергетического распределения электронов по энергиям, т.е от вида спектра высыпавшихся электронов $f(E)$. Выделяют три вида энергетического спектра потока авроральных электронов:

-моноэнергетический
$$f(E) = \frac{F_E}{E} \delta(x - E), \quad (1.6)$$

-поток с экспоненциальным распределением по энергиям

$$f(E) = \frac{F_E}{E_{cp}^2} \exp\left(-\frac{E}{E_{cp}}\right) \quad (1.7)$$

-поток с максвелловским распределением по энергиям соответственно:

$$f(E) = \frac{F_E}{2E_M^3} \exp\left(-\frac{E}{E_M}\right) \quad (1.8),$$

где F_E —поток энергии высыпавшихся электронов, E_M -характеристическая энергия максвелловского распределения, E_{cp} – средняя энергия потока электронов, причем $E_{cp} = 2E_M$.

В представленной здесь модели концентрации ионосферных составляющих O_2^+ , N_2^+ , $O^+(^4S)$, $O^+(^2D)$, $O^+(^2P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, NO , NO^+ , N^+ связаны 56-ю химическими реакциями. Перечень реакций и соответствующих им констант скоростей приведен в таблице 1.1.

Выпишем скорости возбуждения за счет прямого удара Q_{Yk} в соответствии с формулой (1.3а), скорости возбуждения в столкновительных реакциях Q_{Yk}^* в соответствии с формулой (1.4) и потери L_{Yk} в соответствии с формулой (1.5) для ионосферных составляющих в соответствии с таблицей 1.1 для выбранной высоты h . Номера констант скоростей химических реакций k_i соответствуют номеру реакции в таблице.

$$\mathbf{N}_2^+: Q_{N_2^+} = \frac{W_{N_2}}{\varepsilon_{N_2^+}} \quad (1.9)$$

$$Q_{N_2^+}^* = [N_2] \cdot [O^+(^2D)] \cdot k_{13} + [N_2] \cdot [O^+(^2P)] \cdot k_{21}$$

$$L_{N_2^+} = [N_2^+]([O_2]k_1 + [O](k_2 + k_3) + [NO]k_4 + [e]k_5)$$

$$\mathbf{O}_2^+: Q_{O_2^+} = \frac{W_{O_2}}{\varepsilon_{O_2^+}} \quad (1.10)$$

$$Q_{O_2^+}^* = [O_2][N_2^+]k_1 + [O_2][O^+(^4S)]k_{11} + [O_2][O^+(^2D)]k_{15}$$

$$+ [O_2][O^+(^2P)]k_{23} + [O_2][N^+]k_{52}$$

$$L_{O_2^+} = [O_2^+]([e]k_6 + [N(^4S)]k_7 + [NO]k_8 + [N(^4D)]k_9)$$

$$\mathbf{O}^+(^4S): Q_{O^+(^4S)} = \frac{W_o}{\varepsilon_{O^+(^4S)}} \quad (1.11)$$

$$Q_{O^+(^4S)}^* = [O][N_2^+]k_2 + [O_2][O^+(^2D)]k_{16} + [O][O^+(^2D)]k_{17}$$

$$+ [e][O^+(^2D)]k_{18} + [O^+(^2D)]k_{19} + [N_2][O^+(^2P)]k_{20}$$

$$+ [O][O^+(^2P)]k_{22} + [O^+(^2P)]k_{25} + [e][O^+(^2P)]k_{27}$$

$$+ [O_2][N^+]k_{54} + [O][N^+]k_{55}$$

$$L_{O^+(^4S)} = [O^+(^4S)]([N_2]k_{10} + [O_2]k_{11} + [NO]k_{12})$$

$$\mathbf{O}^+(^2D): Q_{O^+(^2D)} = \frac{W_o}{\varepsilon_{O^+(^2D)}^1} + \frac{W_{O_2}}{\varepsilon_{O^+(^2D)}^2} \quad (1.12)$$

$$Q_{O^+(^2D)}^* = [O^+(^2P)]k_{24} + [e][O^+(^2P)]k_{26}$$

$$L_{O^+(^2D)} = [O^+(^2D)]([N_2](k_{13} + k_{14}) + [O_2](k_{15} + k_{16})$$

$$+ [O]k_{17} + [e]k_{18} + A_{19})$$

$$\mathbf{O}^+(\ ^2\mathbf{P}): Q_{O^+(\ ^2P)} = \frac{W_O}{\varepsilon_{O^+(\ ^2P)}^1} + \frac{W_{O_2}}{\varepsilon_{O^+(\ ^2P)}^2} \quad (1.13)$$

$$L_{O^+(\ ^2P)} = [O^+(\ ^2P)]([N_2](k_{20} + k_{21}) + [O_2]k_{23} + [O]k_{22} \\ + [e](k_{26} + k_{27}) + A_{24} + A_{25})$$

$$\mathbf{N}^+: Q_{N^+} = \frac{W_{N_2}}{\varepsilon_{N^+}} \quad (1.14)$$

$$L_{N^+} = [N^+]([O_2](k_{52} + k_{53} + k_{54}) + [O]k_{55})$$

$$\mathbf{O}(\ ^1\mathbf{D}): Q_{O(\ ^1D)} = \frac{W_O}{\varepsilon'_{O(\ ^1D)}} + \frac{W_{O_2}}{\varepsilon''_{O(\ ^1D)}} \quad (1.15)$$

$$Q_{O(\ ^1D)}^* = [O_2^+][e]k_6f_{1D} + [O(\ ^1S)]A_{34} + [O_2][N(\ ^2D)]k_{40}f_{1D} \\ + [O][N(\ ^2D)]k_{41}f_{1D} + [O_2][N(\ ^2P)]k_{46}f_{1D} \\ + [O_2][N^+]k_{53}f_{1D}$$

$$L_{O(\ ^1D)} = [O(\ ^1D)]([N_2]k_{28} + [O_2]k_{29} + [O]k_{30} + [e]k_{32} + A_{31})$$

$$\mathbf{O}(\ ^1\mathbf{S}): Q_{O(\ ^1S)} = \frac{E_O}{\varepsilon_{O(\ ^1S)}} \quad (1.16)$$

$$Q_{O(\ ^1S)}^* = [O_2^+][e]k_6f_{1S} + [O_2^+][N(\ ^4S)]k_7f_{1S} + [O_2][N(\ ^2P)]k_{46}f_{1S} \\ + [O_2][N^+]k_{53}f_{1S} + \sum_{i=1}^9 [N_2^i(\ ^3\Sigma_u^+)] [O]k_{56}f_i$$

$$L_{O(\ ^1S)} = [O(\ ^1S)]([O]k_{33} + [O_2]k_{36} + [NO]k_{37} + A_{34} + A_{35})$$

$$\mathbf{N}(\ ^4\mathbf{S}): Q_{N(\ ^4S)} = \frac{E_{N_2}}{\varepsilon_{N(\ ^4S)}} \quad (1.17)$$

$$Q_{N(\ ^4S)}^* = [N_2^+][e]k_5f_{4S} + [N_2] \cdot [O^+(\ ^4S)]k_{10} + [NO][N(\ ^2D)]k_{43} \\ + [e][N(\ ^2D)]k_{44} + [N(\ ^2D)]A_{45} + [N(\ ^2P)]A_{49} + [e]k_{51}f_{4S} \\ + [O_2][N^+]k_{52}f_{4S} + [O][N^+]k_{55}$$

$$L_{N(\ ^4S)} = [N(\ ^4S)]([O_2^+]k_7 + [O_2]k_{38} + [NO]k_{39})$$

$$\mathbf{N}(^2\mathbf{D}): Q_{N(^2D)} = \frac{E_{N_2}}{\varepsilon_{N(^2D)}} \quad (1.18)$$

$$Q_{N(^2D)}^* = [N_2^+][O]k_3f_{2D} + [N_2^+][e]k_5f_{2D} + [O][N(^2P)]k_{47} \\ + [N(^2P)]A_{48} + [NO^+][e]k_{51}f_{2D} + [O_2][N^+]k_{52}f_{2D} \\ L_{N(^2D)} = [N(^2D)]([O_2^+]k_9 + [O_2]k_{40} + [O]k_{41} + [NO](k_{42} + k_{43}) \\ + [e]k_{44} + A_{45})$$

$$\mathbf{N}(^2\mathbf{P}): Q_{N(^2P)} = \frac{E_{N_2}}{\varepsilon_{N(^2P)}} \quad (1.19)$$

$$L_{N(^2P)} = [N(^2P)]([O_2]k_{46} + [O]k_{47} + [NO]k_{50} + A_{48} + A_{49})$$

$$\mathbf{NO}: Q_{NO}^* = [O_2][N(^4S)]k_{38} + [O_2][N(^2D)]k_{40} \quad (1.20)$$

$$+ [O_2][N(^2P)]k_{46} + [O_2][N^+]k_{54}$$

$$L_{NO} = [NO]([N_2^+]k_4 + [O_2^+]k_8 + [O^+(^4S)]k_{12} \\ + [N(^4S)]k_{39} + [N(^2D)]k_{43})$$

$$\mathbf{NO}^+: Q_{NO^+}^* = [O][N_2^+]k_3 + [NO][N_2^+]k_4 + [O_2^+][N(^4S)]k_7 \quad (1.21)$$

$$+ [O_2^+][NO]k_8 + [N_2][O^+(^2D)]k_{14} + [N_2][O^+(^4S)]k_{10}$$

$$+ [NO][O^+(^4S)]k_{12} + [O_2][N^+]k_{53} + [O_2^+][N(^2D)]k_9$$

$$L_{NO^+} = [NO^+][e]k_{48}$$

В формулах W_Y - энергия, пошедшая на возбуждение атмосферного газа сорта Y (формула 1.36), ε_{Yk} - энергетическая цена возбуждения k -состояния атмосферного газа сорта Y . Энергетические цены представлены в таблицах 1.2 и 1.3 в соответствии с работой [Иванов и Козелов, 2001]

Концентрация электронов рассчитывается в условиях термодинамического равновесия как сумма концентраций всех ионов:

$$[e] = [N_2^+] + [O_2^+] + [O^+(^4S)] + [O^+(^2D)] + [O^+(^2P)] + [NO^+] + [N^+] \quad (1.22)$$

Таким образом, подставляя выписанные скорости возбуждения и потерь в уравнения неразрывности (1.1), получаем систему уравнений баланса для расчета концентраций компонент ионосферной плазмы в процессе электронных высыпаний.

Таблица 1.1. Используемые в модели реакции и их константы скоростей.

№	Реакции	Коэффициент скорости реакции, $\text{см}^3\text{с}^{-1}$	Источник
1	$\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2^+$	$k_1 = 5 \cdot 10^{-11} \cdot (300/T_i)^{0.8}$	[Lindinger et al.,1974]
2	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}^+(\text{}^4\text{S})$	$k_2 = 9.8 \cdot 10^{-12} \cdot (300/T_i)^{0.23}$	[McFarland et al.,1974]
3	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}(\text{}^2\text{D})$	$k_3 = 1.4 \cdot 10^{-10} \cdot (300/T_i)^{0.44} - k_2$ <u>$f_{2D} = 0.9$</u>	[McFarland et al.,1974]
4	$\text{N}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{NO}^+$	$k_4 = 3.3 \cdot 10^{-10}$	[McFarland et al.,1974]
5	$\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N}(\text{}^4\text{S}) + \text{N}(\text{}^2\text{D})$	$k_5 = 3.5 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5}$ $f_{4S} = 0.1, f_{2D} = 1.9$	[Mul and McGowen,1979] [Queffelec et al.,1985]
6	$\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O}(\text{}^1\text{D}, \text{}^1\text{S}) + \text{O}$	$k_6 = 1.9 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5}$ $f_{1D} = 1.2, f_{1S} = 0.1$	[Mul and McGowen,1979] [Abreu et al.,1983]
7	$\text{O}_2^+ + \text{N}(\text{}^4\text{S}) \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}(\text{}^1\text{S})$	$k_7 = 1.2 \cdot 10^{-10}$ $f_{1S} = 0.2$	[Fensenfeld ,1977] [Kopp et al.,1977]
8	$\text{O}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	$k_8 = 4.4 \cdot 10^{-10}$	[Lindinger and Ferguson, 1983]
9	$\text{O}_2^+ + \text{N}(\text{}^2\text{D}) \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$	$k_9 = 1.8 \cdot 10^{-10}$	[Goldan et al.,1966]

10	$O^+(^4S) + N_2 \rightarrow NO^+ + N(^4S)$	$k_{10} = 1.533 \cdot 10^{-12} - 5.92 \cdot 10^{-13} \cdot (T_i/300) + 8.6 \cdot 10^{-14} \cdot (T_i/300)^2$	[St-Maurice and Torr,1978]
11	$O^+(^4S) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$k_{11} = 2.82 \cdot 10^{-11} - 7.74 \cdot 10^{-12} \cdot (T_i/300) + 1.073 \cdot 10^{-14} (T_i/300)^2 - 5.17 \cdot 10^{-14} \cdot (T_i/300)^3 + 9.65 \cdot 10^{-16} \cdot (T_i/300)^4$	[St-Maurice and Torr,1978]
12	$O^+(^4S) + NO \rightarrow NO^+ + O$	$k_{12} = 8.36 \cdot 10^{-13} - 2.02 \cdot 10^{-13} \cdot (T_i/300) + 6.95 \cdot 10^{-14} (T_i/300)^2$	[St-Maurice and Torr,1978]
13	$O^+(^2D) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	$k_{13} = 7.2 \cdot 10^{-10}$	[Johnsen and Biondi,1980]
14	$O^+(^2D) + N_2 \rightarrow NO^+ + N(^4S)$	$k_{14} = 8 \cdot 10^{-11}$	[Johnsen and Biondi,1980]
15	$O^+(^2D) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$k_{15} = 6.3 \cdot 10^{-10}$	[Johnsen and Biondi,1980]
16	$O^+(^2D) + O_2 \rightarrow O^+(^4S) + O_2$	$k_{16} = 7 \cdot 10^{-11}$	[Johnsen and Biondi,1980]
17	$O^+(^2D) + O \rightarrow O^+(^4S) + O$	$k_{17} = 1 \cdot 10^{-11}$	[Torr and Torr,1979]
18	$O^+(^2D) + e \rightarrow O^+(^4S) + e$	$k_{18} = 6.6 \cdot 10^{-8} \cdot (300/T_e)^{0.5}$	[Prandhan,1976]
19	$O^+(^2D) \rightarrow O^+(^4S) + h\nu$	$A_{19} = 0.97 \cdot 10^{-4}$	[Kernahan and Pang,1975]

[20]	$O^+(^2P) + N_2 \rightarrow O^+(^4S) + N_2$	$k_{20} = 4 \cdot 10^{-10}$	[Oppenheimer,1977]
[21]	$O^+(^2P) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	$k_{21} = 5 \cdot 10^{-11}$	[Oppenheimer,1977]
[22]	$O^+(^2P) + O \rightarrow O^+(^4S) + O$	$k_{22} = 5 \cdot 10^{-11}$	[Rusch et al.,1977]
[23]	$O^+(^2P) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$k_{23} = 4.8 \cdot 10^{-10}$	[Solomon et al.,1988]
[24]	$O^+(^2P) \rightarrow O^+(^2D) + hv$	$A_{24} = 0.171$	[Wiese et al.,1966]
[25]	$O^+(^2P) \rightarrow O^+(^4S) + hv$	$A_{25} = 0.048$	[Seaton and Osterbrook,1957]
[26]	$O^+(^2P) + e \rightarrow O^+(^2D) + e$	$k_{26} = 1.4 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5}$	[Henry et al.,1969]
[27]	$O^+(^2P) + e \rightarrow O^+(^4S) + e$	$k_{27} = 4.4 \cdot 10^{-8} \cdot (300/T_e)^{0.5}$	[Henry et al.,1969]
[28]	$O(^1D) + N_2 \rightarrow O + N_2$	$k_{28} = 2 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(107.8/T_n)$	[Streit et al.,1976]
[29]	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$k_{29} = 2.9 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(67.5/T_n)$	[Streit et al.,1976]
[30]	$O(^1D) + O \rightarrow O + O$	$k_{30} = 8 \cdot 10^{-12}$	[Abreu et al., ,1986]
[31]	$O(^1D) \rightarrow O + hv$	$A_{31} = 9.3 \cdot 10^{-3}$	[Fischer and Saha,1983]
[32]	$O(^1D) + e \rightarrow O + e$	$k_{32} = 1.6 \cdot 10^{-12} \cdot T_e^{0.91}$	[Berrington and Burte,1981]
[33]	$O(^1S) + O \rightarrow O + O$	$k_{33} = 2 \cdot 10^{-14}$	[Berrington and Burte,1981]
[34]	$O(^1S) \rightarrow O(^1D) + hv$	$A_{34} = 1.06$	[Kernahan and Pang,1975]

[35]	$\text{O}(^1\text{S}) \rightarrow \text{O} + h\nu$	$A_{35} = 0.045$	[Kernahan and Pang,1975]
[36]	$\text{O}(^1\text{S}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{O} + \text{O}_2$	$k_{36} = 4 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-860/T_n)$	[Slander and Black,1973]
[37]	$\text{O}(^1\text{S}) + \text{NO} \rightarrow \text{O} + \text{NO}$	$k_{37} = 5.5 \cdot 10^{-13}$	[Black et al.,1969]
[38]	$\text{N}(^4\text{S}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$	$k_{38} = 4.4 \cdot 10^{-12} \exp(-3600/T_n)$	[DeMore et al.,1990]
[39]	$\text{N}(^4\text{S}) + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	$k_{39} = 3.4 \cdot 10^{-11}$	[Gerard,1992]
[40]	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}(^3\text{P}, ^1\text{D})$	$k_{40} = 6 \cdot 10^{-12}$ $f_{1D} = 0.1$	[Lin and Kaufman,1971] [Link,1983]
[41]	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{O} \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{O}(^3\text{P}, ^1\text{D})$	$k_{41} = 6.9 \cdot 10^{-13}$ $f_{1D} = 0.1$	[Fell and Steinfeld,1990]
[42]	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	$k_{42} = 6.7 \cdot 10^{-11}$	[Gerard,1992]
[43]	$\text{N}(^2\text{D}) + \text{NO} \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + \text{NO}$	$k_{43} = 6.3 \cdot 10^{-11}$	[Schofield,1979]
[44]	$\text{N}(^2\text{D}) + e \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + e$	$k_{44} = 5.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T_e/300)^{0.5}$	[Frederick and Rusch,1977]
[45]	$\text{N}(^2\text{D}) \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + h\nu$	$A_{45} = 1.07 \cdot 10^{-5}$	[Wiese et al.,1966]
[46]	$\text{N}(^2\text{P}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}(^1\text{S}, ^1\text{D}, ^3\text{P})$	$k_{46} = 3.5 \cdot 10^{-12}$ $f_{1S^1D^3P} = 0.33$	[Gerard,1992]

47	$\text{N}(^2\text{P}) + \text{O} \rightarrow \text{N}(^2\text{D}) + \text{O}$	$k_{47} = 1 \cdot 10^{-11}$	[Bates,1989]
48	$\text{N}(^2\text{P}) \rightarrow \text{N}(^2\text{D}) + h\nu$	$A_{48} = 5.4 \cdot 10^{-3}$	[Garstang,1956]
49	$\text{N}(^2\text{P}) \rightarrow \text{N}(^4\text{S}) + h\nu$	$A_{49} = 7.9 \cdot 10^{-2}$	[Garstang,1956]
50	$\text{N}(^2\text{P}) + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	$k_{50} = 2.9 \cdot 10^{-11}$	[Herron,1999]
51	$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{N}(^4\text{S}, ^2\text{D})$	$k_{51} = 2.3 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5}$ $f_{4S} = 0.24, f_{2D} = 0.76$	[Mul and McGowen,1979] [Kley et al.,1977]
52	$\text{N}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}(^4\text{S}, ^2\text{D})$	$k_{52} = 3 \cdot 10^{-10}$ $f_{4S} = 0.8, f_{2D} = 0.2$	[Langford et al.,1985]
53	$\text{N}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}(^1\text{D}, ^1\text{S})$	$k_{53} = 2.6 \cdot 10^{-10}$ $f_{1D} = 0.7, f_{1S} = 0.01$	[Langford et al.,1985]
54	$\text{N}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}^+(^4\text{S}) + \text{NO}$	$k_{54} = 4 \cdot 10^{-11}$	[Langford et al.,1985]
55	$\text{N}^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+(^4\text{S}) + \text{N}(^4\text{S})$	$k_{55} = 1 \cdot 10^{-12}$	[Torr,1985]
56	$\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+) + \text{O} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}(^1\text{S})$	$k_{56} = (2.8 + 0.8861g\nu) \cdot 10^{-11}$ $f_{1S} = 0.55, 0.12, 0.16, 0.26, 0.13, 0.16,$ $0.23, 0.16, 0.12$	[Кириллов и Аладьев, 1998]

f_{Y^*} - выход возбужденной составляющей Y^* в реакции

Таблица 1.2.

Энергетические цены основных возбужденных составляющих ионосферы
[Иванов и Козелов , 2001].

	ε		ε
N_2^+	47.5	$N(^4S)$	110
O_2^+	42	$N(^2D)$	140
N^+	170	$N(^2P)$	360
$O^+(^4S)$	64	$O(^1D)$	$12(\lg r^{-0.275} - 0.343)$
$O^+(^2D)$	360	$O(^1S)$	$200(\lg r^{-0.319} - 0.565)$
$O^+(^2P)$	1100		

r - интегральная длина пробега $R(E)$

Таблица 1.3.

Энергетические цены возбужденного молекулярного азота
 N_2^* [Иванов и Козелов , 2001].

	ε		ε
$a^1\Pi_g$	350	$B^3\Pi_g$	230
$a'^1\Sigma_g^+$	1270	$W^3\Delta_u$	272
$w^1\Delta_u$	1215	$B'^3\Sigma_u^-$	1010
$A^3\Sigma_u^+$	$240(\lg \rho^{-0.65} + 0.674)$	$C^3\Pi_u$	550

ρ - плотность атмосферы

1.2. Возбуждение триплетных состояний молекулярного азота N_2

В области полярных сияний активно возбуждаются триплетные состояния молекулярного азота N_2 : $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$, $E^3\Sigma_g^+$, $C'^3\Pi_u$, $F^3\Pi_u$, $G^3\Pi_u$ и $D^3\Sigma_u^+$ с порогами возбуждения от 6.17 до 12.85 эВ. На рисунке 1.1 приведена схема расположения триплетных термов N_2 , на которой стрелками обозначены оптические переходы между триплетными уровнями. Многие из триплетных термов являются источниками целого ряда систем полос, регистрируемых в спектрах полярных сияний. Наиболее интенсивные из них: система полос Вегарда-Каплана $VK N_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+)$, первая положительная система полос $1PG N_2(B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+)$, вторая положительная система полос $2PG N_2(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$, инфракрасная система утренней зари $N_2(B'^3\Sigma_u^- \rightarrow B^3\Pi_g)$. Помимо перечисленных можно выделить также четвертую положительную систему полос $N_2(D^3\Sigma_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g)$ и системы полос Ву-Бенеша $N_2(W^3\Delta_u \rightarrow B^3\Pi_g)$. Следует также отметить, что реакция с участием триплетного терма $N_2(A^3\Sigma_u^+)+O$ является одним из основных каналов возбуждения 1S состояния атомарного кислорода - источника авроральной эмиссии 557.7 нм.

В полярных сияниях возбуждение триплетных состояний молекулярного азота происходит вследствие следующих процессов: прямой электронный удар, межсистемные каскадные переходы с триплетных состояний [Cartwright, 1978; Solomon, 1989; Strickland et al., 1993] и передача энергии между триплетными состояниями посредством столкновительных реакций возбужденных молекул азота [Morrill and Benesch, 1996; Kirillov, 2008]. Гашение триплетных состояний происходит за счет спонтанного излучения и неупругих столкновений с основными атмосферными газами.

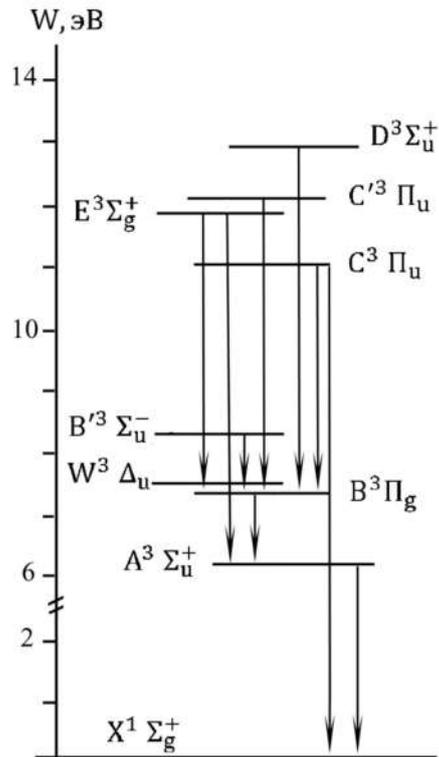
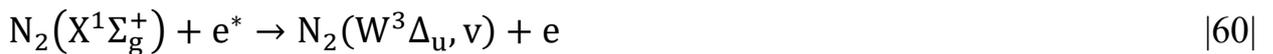


Рисунок 1.1. Схема расположения триплетных термов молекулы N_2 . Стрелки – оптические переходы между триплетными уровнями

Общая схема физико-химических процессов, в которые вовлечены триплетные состояния в области электронных высыпаний выглядит следующим образом:

а) возбуждение триплетных состояний молекулярного азота высыпавшимися электронами



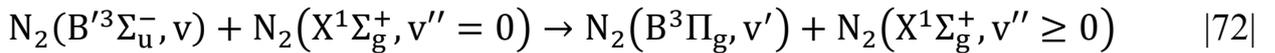
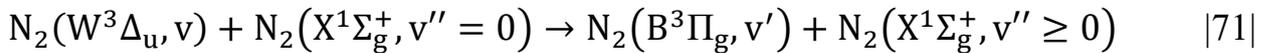
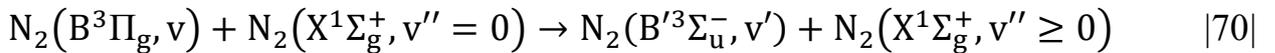
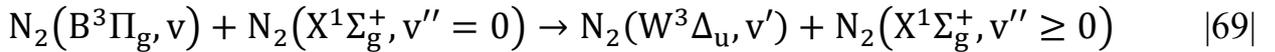
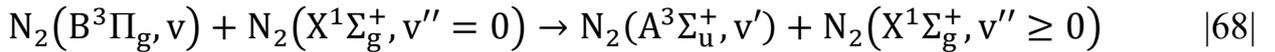
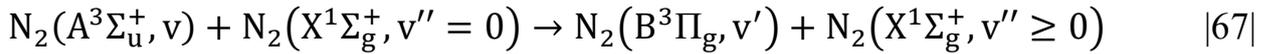
б) излучательные спонтанные переходы



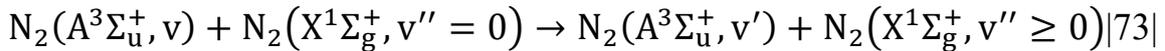
в) межсистемные каскадные переходы



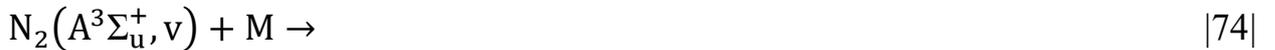
г) переносы энергии в столкновительных реакциях



д) перераспределение энергии между колебательными уровнями $A^3\Sigma_u^+$ терма



е) гашение триплетных состояний в столкновительных реакциях с основными атмосферными газами:



где M – компоненты нейтральной атмосферы O_2 и O .

В столкновительных реакциях |67|–|72| происходит обмен энергией как между колебательными уровнями термов $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$ и $B'^3\Sigma_u^-$ внутри молекулы N_2 , так и перераспределением возбуждения между сталкивающимися молекулами азота [Morrill and Venech, 1996; Kirillov, 2008]. Как было показано в [Bachmann et al., 1992; Bachmann et al., 1993], в процессах перераспределения энергии преобладают переходы между колебательными уровнями $B^3\Pi_g$ и $A^3\Sigma_u^+$,

$W^3\Delta_u$, $B^3\Sigma_u^-$ термами. Поэтому, в уравнениях баланса процессы перераспределения энергии в столкновительных реакциях между колебательными уровнями в других комбинациях учитываться не будут. В общую схему электронно-колебательной кинетики не включены вклады переходов с термов $E^3\Sigma_g^+$, $C'^3\Pi_u$ и $D^3\Sigma_u^+$ на нижележащие уровни в силу того, что сечения возбуждения данных термов более чем на порядок меньше сечений возбуждения нижележащих уровней [Юрова и Иванов, 1989]. Перераспределение энергии внутри молекулы возбужденного азота в столкновительных реакциях с атмосферными O_2 и O также не рассматриваются в данной методике ввиду невысоких констант скоростей реакций [Kirillov, 2008] и в разы меньшей, чем для N_2 , концентраций O_2 и O на высотах полярных сияний.

Другим процессом, где происходит передача энергии является реакция под номером [73], где внутри возбужденной молекулы $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ происходит перераспределение энергии между колебательными уровнями данного терма. В работах [Dreyer and Perner, 1973] и [Dreyer et al, 1974] показано, что столкновение между $N_2(A^3\Sigma_u^+, v > 2)$ и $N_2(X^1\Sigma_g^+, v'' = 0)$ приводит к уменьшению колебательного квантового числа на 2.

Для того, чтобы получить колебательные заселенности триплетных состояний, необходимо решить систему балансных уравнений. С учетом вышеописанных реакций, балансные уравнения для триплетов следующие:

для $A^3\Sigma_u^+$: (1.23)

$$\begin{aligned} \frac{dN_v^A}{dt} = & Q^A \cdot q_v^A + \sum_{v'} N_{v'}^B \cdot A_{v'v}^{BA} + \sum_{v'} N_{v'}^B \cdot [N_2] \cdot k_{v'}^{BA} + \sum_{v'} N_{v'}^A \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{AA} - \\ & \sum_{v'} N_v^A \cdot A_{vv'}^{AX} - \sum_{v'} N_v^A \cdot A_{vv'}^{AB} - \sum_{v'} N_v^A \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{AA} - \sum_{v'} N_v^A \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{AB} - \\ & - N_v^A \cdot [O_2] \cdot k_v^{AO_2} - N_v^A \cdot [O] \cdot k_v^{AO} ; \end{aligned}$$

для $\mathbf{B}^3 \Pi_g$: (1.24)

$$\begin{aligned} \frac{dN_v^B}{dt} = & Q^B \cdot q_v^B + \sum_{v'} N_{v'}^C \cdot A_{v'v}^{CB} + \sum_{v'} N_{v'}^A \cdot A_{v'v}^{AB} + \sum_{v'} N_{v'}^W \cdot A_{v'v}^{WB} + \sum_{v'} N_{v'}^{B'} \cdot A_{v'v}^{B'B} + \\ & \sum_{v'} N_{v'}^A \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{AB} + \sum_{v'} N_{v'}^W \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{WB} + \sum_{v'} N_{v'}^{B'} \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{B'B} - \sum_{v'} N_v^B \cdot A_{vv'}^{BA} - \\ & \sum_{v'} N_v^B \cdot A_{vv'}^{BW} - \sum_{v'} N_v^B \cdot A_{vv'}^{BB'} - \sum_{v'} N_v^B \cdot [N_2] \cdot k_v^{BA} - \sum_{v'} N_v^B \cdot [N_2] \cdot k_v^{BW} - \\ & \sum_{v'} N_v^B \cdot [N_2] \cdot k_v^{BB'} - N_v^B \cdot [N_2] \cdot k_v^{BN_2} - N_v^B \cdot [O_2] \cdot k_v^{BO_2} - N_v^B \cdot [O] \cdot k_v^{BO} \end{aligned}$$

для $\mathbf{W}^3 \Delta_u$: (1.25)

$$\begin{aligned} \frac{dN_v^W}{dt} = & Q^W \cdot q_v^W + \sum_{v'} N_{v'}^B \cdot A_{v'v}^{BW} + \sum_{v'} N_{v'}^B \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{BW} - \sum_{v'} N_v^W \cdot A_{vv'}^{WB} - \\ & \sum_{v'} N_v^W \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{WB} - N_v^W \cdot [N_2] \cdot k_v^{WN_2} - N_v^W \cdot [O_2] \cdot k_v^{WO_2} - N_v^W \cdot [O] \cdot k_v^{WO} \end{aligned}$$

для $\mathbf{B}'^3 \Sigma_u^-$: (1.26)

$$\begin{aligned} \frac{dN_v^{B'}}{dt} = & Q^{B'} \cdot q_v^{B'} + \sum_{v'} N_{v'}^B \cdot A_{v'v}^{BB'} + \sum_{v'} N_{v'}^B \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{BB'} - \sum_{v'} N_v^{B'} \cdot A_{vv'}^{B'B} - \\ & \sum_{v'} N_v^{B'} \cdot [N_2] \cdot k_{v'v}^{B'B} - N_v^{B'} \cdot [N_2] \cdot k_v^{B'N_2} - N_v^{B'} \cdot [O_2] \cdot k_v^{B'O_2} - N_v^{B'} \cdot [O] \cdot k_v^{B'O} \end{aligned}$$

Для $\mathbf{C}^3 \Pi_u$: (1.27)

$$\frac{dN_v^C}{dt} = Q^C \cdot q_v^C - \sum_{v'} N_v^C \cdot A_{vv'}^{CB} \quad (1.15)$$

В формулах (1.23)-(1.27): N_v^X – заселенность колебательного уровня v терма X , Q^X – скорость образования триплетного терма X посредством прямого удара, q_v^X – факторы Франка-Кондона; $A_{vv'}^{XY}$ – коэффициенты Эйнштейна для перехода с уровня X, v на уровень Y, v' ; $k_{vv'}^{XY}$ – скорость столкновительной реакции с межмолекулярной передачей энергии с уровня X, v на уровень Y, v' ; k_v^{XZ} – скорость гашение уровня X, v атмосферным газом Z ; $[Z]$ – концентрация атмосферного газа Z .

Окончательная система уравнений баланса для расчета колебательной заселенности триплетных уровней представляет собой систему из 73 линейных уравнений: для 22-х колебательных уровней $A^3\Sigma_u^+$ терма, 13-ти колебательных уровней $B^3\Pi_g$ терма (начиная с тринадцатого колебательного уровня этот терм преддиссоциирует), 19-ти колебательных уровней $W^3\Delta_u$ терма, 14-ти колебательных уровней $B^3\Sigma_u^-$ терма и 5-ти колебательных уровней $C^3\Pi_u$ терма. Количество уровней выбиралось исходя из принципа целесообразности, учитывая расположение колебательных уровней триплетов относительно друг друга.

1.3. Возбуждение синглетных состояний молекулярного азота N₂

В отличие от триплетных состояний N₂ синглетные термы делятся на две группы, соответствующие дипольно-разрешенным и дипольно-запрещенным переходам с основного уровня. На рисунке 1.2 приведена схема расположения синглетных термов N₂. Дипольно-разрешенным переходам соответствует возбуждение $b^1\Pi_u$, $b^1\Sigma_u^+$, $c^1\Pi_u$, $c^1\Sigma_u^+$ уровней с суммарным сечением возбуждения в максимуме порядка $2.8 \cdot 10^{-16}$ см². Оценки, сделанные в [Rees and Roble, 1975], свидетельствуют о том, что около 16% поглощенной в авроральной зоне энергии высыпавшихся электронов идет на возбуждение $b^1\Pi_u$, $b^1\Sigma_u^+$, $c^1\Pi_u$, $c^1\Sigma_u^+$, $o^1\Pi_u$ и $e^1\Pi_u$ уровней и, следовательно, должно проявляться в излучении в интервале 90.0–110.0 нм. Однако измерения показали, что данная область спектра не такая яркая, как ожидалось [Christensen, 1976; Park et al., 1977]. Физическое объяснение данного противоречия было дано в работе [Zipf and McLaughlin, 1978], в которой установлено, что большая часть возбужденных синглетных состояний N₂ преддиссоциируют, не успев совершить радиационный переход. Оценки, полученные в работе, свидетельствуют о том, что преддиссоциация данных синглетов дает в итоге более 85% полного сечения диссоциации.

Дипольно запрещенным переходам соответствует возбуждение $w^1\Delta_u$, $a^1\Pi_g$, $a^1\Sigma_u^-$ и $a^1\Sigma_g^+$ уровней N₂. В области полярных сияний значительный вклад в ультрафиолетовую область свечения в интервале ~ 110 – 260 нм вносит система полос Лаймана-Берджа-Хопфилда (LBH), источником которой является результат радиационных переходов с синглетного терма $a^1\Pi_g$ на основной уровень $X^1\Sigma_u^+$ молекулярного азота [Meier et al., 1982; Eastes and Sharp, 1987; Torr et al., 1994]. Переход $w^1\Delta_u \rightarrow a^1\Pi_g$ является источником свечения ИК системы полос Мак-

Фарлана, а при переходе с терма $a'^1\Sigma_u^-$ на основной уровень $X^1\Sigma_g^+$ образуется система полос Отавы-Танаки-Уикнинсона-Малликена [Хьюбер и Герцберг, 1984].

Ближайшими энергетическими «соседями» терма $a^1\Pi_g$ являются синглетные уровни $a'^1\Sigma_u^-$ и $w^1\Delta_u$. Колебательные уровни этих термов находятся очень близко друг от друга и перемешиваются между собой. Схематическое изображение положения колебательных уровней синглетных термов $a'^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$ и $w^1\Delta_u$ приведено на рисунке 1.3.

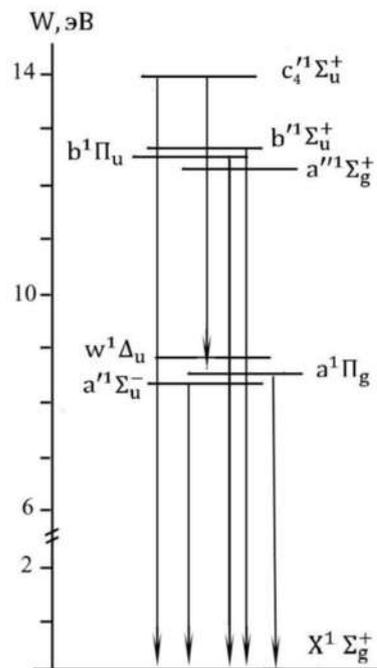


Рисунок 1.2. Схема расположения синглетных термов молекулы N_2 . Стрелки – оптические переходы между синглетными уровнями.

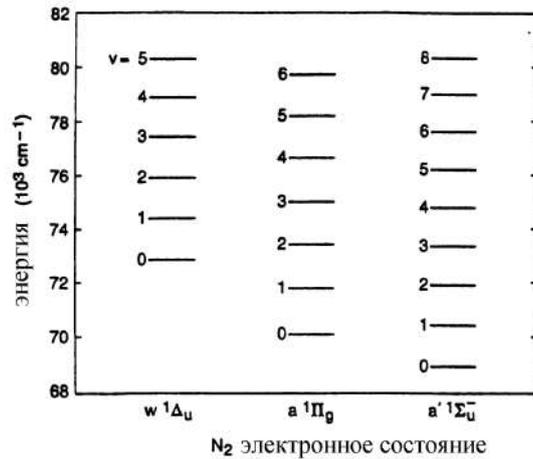


Рисунок 1.3. Расположение колебательных уровней термов $a^1\Pi_g$, $a'^1\Sigma_u^-$, $w^1\Delta_u$ относительно друг друга

В условиях полярных сияний первопричиной возбуждения $a^1\Pi_g$ терма является прямой удар высыпающихся электронов с молекулой азота. Однако в работах [Eastes et al., 1985; Estes and Sharp, 1987; Torr et al., 1994; Budzein et al., 1994] было показано, что только электронный удар не может объяснить наблюдаемое распределение заселенности колебательных уровней $a^1\Pi_g$ терма. Как и в случае возбуждения триплетных термов, при расчете колебательной заселенности $a^1\Pi_g$ состояния необходимо учитывать следующие процессы: межсистемные каскадные переходы между колебательными уровнями $a'^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$ и $w^1\Delta_u$ термов [Cartwright, 1978; Meier et al., 1982; Dashkevich et al., 1993] и перераспределение энергии колебательных уровней в столкновительных реакциях с невозбужденной молекулой азота [Eastes and Dentamaro, 1996; Кириллов, 2011]. Гашение синглетных уровней происходит в столкновительных реакциях с основными атмосферными газами, а также за счет спонтанных переходов на основной терм $X^1\Sigma_g^+$ молекулярного азота. Общая схема физико-химических реакций, в которые вовлечены синглетные термы молекулярного азота $a^1\Pi_g$, $a'^1\Sigma_u^-$ и $w^1\Delta_u$ в условиях полярных сияний выглядит следующим образом:

а) возбуждения термов электронным ударом



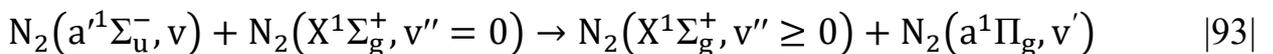
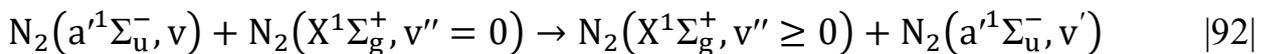
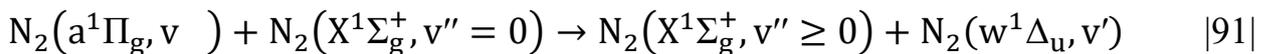
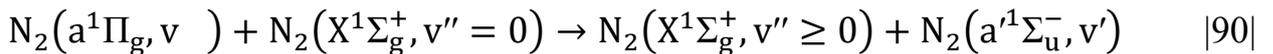
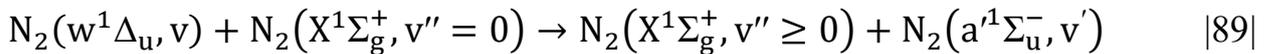
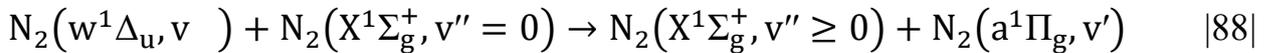
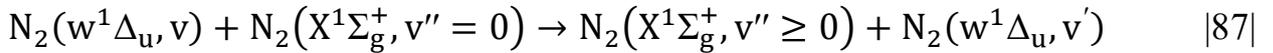
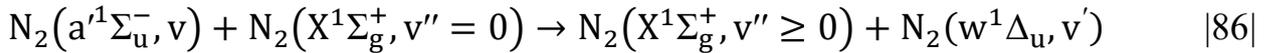
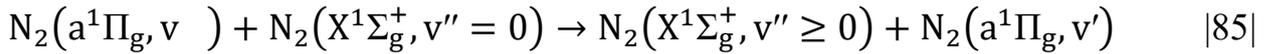
б) излучательные спонтанные переходы



1) межсистемные излучательные переходы



2) столкновительные переносы энергии



3) гашение синглетных термов в столкновительных реакциях с атмосферными газами



В процессах [85]-[89] происходит энергообмен между сталкивающимися возбужденной и невозбужденной молекулами азота – межмолекулярный перенос энергии. В столкновительных реакциях [90]-[93] происходит как межмолекулярный перенос энергии, так и внутримолекулярный - обмен энергией между колебательными уровнями термов $a'^1\Sigma_u^-$, $a^1\Pi_g$ и $w^1\Delta_u$ посредством каскадных переходов. Перераспределение энергии внутри молекулы возбужденного азота в столкновительных реакциях с атмосферными O_2 и O не рассматриваются в данной методике ввиду в разы меньшей, чем для N_2 , концентраций O_2 и O на высотах полярных сияний и невысоких констант скоростей реакций [Кириллов, 2011].

Колебательные заселенности возбужденных состояний из решения системы балансных уравнений. С учетом вышеописанных реакций, балансные уравнения для синглетных состояний следующие:

для $a^1\Pi_g$ (1.28)

$$\begin{aligned} \frac{dN_v^a}{dt} = & Q^a \cdot q_v^a + \sum_{v'} N_{v'}^w \cdot A_{v'v}^{aw} + \sum_{v'} N_{v'}^{a'} \cdot A_{vv'}^{aa'} + \\ & \sum_{v' > v} N_{v'}^a [N_2] \cdot k_{v'v}^{aa} + \sum_{v'} N_{v'}^w [N_2] k_{v'v}^{wa} + \sum_{v'} N_{v'}^{a'} [N_2] k_{v'v}^{a'a} - N_v^a \cdot (\sum_{v'} A_{vv'}^{ax} + \\ & \sum_{v'} A_{v'v}^{aw} + \sum_{v'} A_{vv'}^{aa} + \sum_{v' < v} [N_2] k_{vv'}^{aa} + \sum_{v'} [N_2] k_{vv'}^{aw} + \sum_{v'} [N_2] k_{vv'}^{aa'} + \\ & [N_2] k_v^{aN_2} + [O_2] k_v^{aO_2} + [O] k_v^{aO}) \end{aligned}$$

для $a'^1\Sigma_u^-$ (1.29)

$$\frac{dN_v^{a'}}{dt} = Q^{a'} \cdot q_v^{a'} + \sum_{v'} N_{v'}^a \cdot A_{v'v}^{aa'} + \sum_{v' > v} N_{v'}^{a'} [N_2] \cdot k_{v'v}^{a'a'} +$$

$$\begin{aligned} & \sum_{v'} N_{v'}^w [N_2] k_{v'v}^{wa'} + \sum_{v'} N_{v'}^a [N_2] k_{v'v}^{aa'} - N_v^{a'} \cdot \left(\sum_{v'} A_{vv'}^{a'X} + \sum_{v'} A_{vv'}^{aa'} + \right. \\ & \left. \sum_{v' < v} [N_2] k_{vv'}^{a'a'} + \sum_{v'} [N_2] k_{vv'}^{a'a} + \sum_{v'} [N_2] k_{vv'}^{a'w} + [N_2] k_v^{a'N_2} + \right. \\ & \left. [O_2] k_v^{a'O_2} + [O] k_v^{a'O} \right) \end{aligned}$$

$$\text{для } w^1\Delta_u \quad (1.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_v^w}{dt} = & Q^w \cdot q_v^w + \sum_{v'} N_{v'}^a \cdot A_{vv'}^{aw} + \sum_{v' > v} N_{v'}^w [N_2] \cdot k_{v'v}^{ww} + \sum_{v'} N_{v'}^a [N_2] k_{v'v}^{aw} + \\ & \sum_{v'} N_{v'}^{a'} [N_2] k_{v'v}^{a'w} - N_v^w \cdot \left(\sum_{v'} A_{vv'}^{aw} + \sum_{v' < v} [N_2] k_{vv'}^{ww} + \sum_{v'} [N_2] k_{vv'}^{wa} + \right. \\ & \left. \sum_{v'} [N_2] k_{vv'}^{wa'} + [N_2] k_v^{wN_2} + [O_2] k_v^{wO_2} + [O] k_v^{wO} \right) \quad (1.18) \end{aligned}$$

В формулах (1.27)-(1.30):

N_v^X – заселенность колебательного уровня v терма X , Q^X – скорость образования синглетного терма X , q_v^X – факторы Франка-Кондона; $A_{vv'}^{XY}$ – коэффициенты Энштейна для перехода с уровня X, v на уровень Y, v' ; $k_{vv'}^{XY}$ – скорость столкновительной реакции с межмолекулярной передачей энергии с уровня X, v на уровень Y, v' ; k_v^{XZ} – скорость гашение уровня X, v атмосферным газом Z ; $[Z]$ – концентрация атмосферного газа Z .

Таким образом рассчитываются заселенности для 7-ми колебательных уровней $a^1\Pi_g$ терма (с седьмого колебательного уровня этот терм преддисоциирует), 14-ти колебательных уровня $w^1\Delta_u$ терма (с тринадцатого колебательного уровня этот терм преддисоциирует), 15-ти колебательных уровня $a^1\Sigma_u^-$ терма.

Результаты главы 1

1. Представлена численная нестационарная физико-химическая модель авроральной ионосферы, которая описывает процессы взаимодействия основных возбужденных и ионизированных компонент атмосферы во время авроральных электронных высыпаний на высотах 95-250 км. Модель составлена на основе имеющихся в научной литературе данных и позволяет рассчитать: высотные профили концентраций ионосферных компонент: O_2^+ , N_2^+ , $O^+(^4S)$, $O^+(^2D)$, $O^+(^2P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, NO , NO^+ , N^+ , $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(W^3\Delta_u)$, $N_2(B'^3\Sigma_u^-)$, $N_2(a^1\Pi_g)$, $N_2(w^1\Delta_u)$, $N_2(a'\Sigma_u^-)$ и концентрацию электронов во время электронных высыпаний, временную динамику концентраций ионосферных компонент, высотные профили интенсивности основных авроральных эмиссий. Входными параметрами модели являются состав нейтральной атмосферы и поток первичных электронов на верхней границе высыпаний. Учет солнечной и геомагнитной активностей заложен во входных параметрах модели: состав нейтральной атмосферы, вид и интенсивность первичного потока высыпавшихся электронов зависят от активности солнечно-земной системы.

Отличительными особенностями данной модели являются следующие:

- а) детальный учет физико-химических процессов, включающий в себя 56 реакций, описывающих процессы перераспределения выделившейся в ионосфере энергии вследствие высыпания потока авроральных электронов,
- б) корректный учет электронно-колебательной кинетики в процессах перераспределения энергии, что является существенным фактором для расчета заселенности колебательных уровней триплетных и синглетных термов молекулярного азота,
- в) эффективный алгоритм для расчета вертикальных профилей скоростей образования возбужденных состояний атмосферных газов для произвольно

заданного потока высыпавшихся в ионосферу авроральных электронов, позволяющий избежать расчета деградиационных спектров..

2. Предложена методика расчета электронно-колебательной заселенности триплетных и синглетных термов молекулярного азота, в которой на заселенность колебательных уровней влияют прямой удар молекулярного кислорода с энергичными электронами, межсистемные каскадные переходы между колебательными уровнями электронных термов, процессы переноса энергии в столкновительных реакциях возбужденного азота с атмосферными газами.

Материалы, представленные в данной главе, опубликованы в работах [Дашкевич и др., 2015] - параграф 1.1, [Дашкевич и др., 2017]–параграфы 1.1, 1.3, [Dashkevich et al., 1993] –параграф 1.4, [Dashkevich et al.,2018]-параграф 1.1.

ГЛАВА 2. АПРОБАЦИЯ МОДЕЛИ АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ НА ДАННЫХ КОМПЛЕКСНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

2.1. Входные параметры

Для тестирования модели, представленной в главе 1, были использованы результаты координированного ракетно-спутникового эксперимента. Во время этого эксперимента 10 марта 1974 г спутник Atmosphere Explorer находился почти над ракетным полигоном Fort Churchill в то время, как ракета вертикального зондирования Мичиганского университета была запущена в область полярного сияния. Апогей ракеты -250 км, высота спутника - 491 км. Дневной индекс солнечной активности на этот день $F_{10.7}=80$, геомагнитная активность $A_p=22.9$. По данным наземных фотометров за время полета ракеты в течении 20 минут, флуктуации полярное сияния были незначительны. Приборами спутника были измерены первичные энергетические спектры авроральных электронов в диапазоне 0.2-25 кэВ, концентрации атмосферных газов N_2 , O_2 и O в интервале высот 160-240 км. Приборы, установленные на ракете фиксировали высотные профили концентрации ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ и NO^+ , высотный профиль электронной концентрации, высотные профили интенсивностей эмиссий 557.7 и 630.0 нм атомарного кислорода, 391.4 нм первой отрицательной системы полос N_2^+ , 337.1 нм второй положительной системы полос N_2 и 320.0 нм системы полос Вегарда-Каплана. Детальное описание эксперимента приведено в работах [Rees et al.,1977] и [Sharp et al.,1979]. Кроме того, в работе [Sharp et al., 1979] проводилось сравнение модельных расчетов с экспериментальными данными и удовлетворительное согласие было достигнуто только для данных по интенсивностям эмиссий 391.4 и 557.7 нм. Для ионного состава рассчитанные значения превышают измеренные: для иона O_2^+ в среднем на фактор 2.5, для иона

O^+ в среднем на фактор 2 во всем интервале высот, для иона NO^+ наблюдается увеличение разницы между измеренными и рассчитанными концентрациями с уменьшением высоты от 170 до 110 км. В работе [Gerard and Rush, 1979] нестационарная модель авроральной ионосферы также использовалась для моделирования ионного состава, измеренного в координированном ракетно-спутниковом эксперименте, описанном в работе [Rees et al., 1977]. Авторы работы получили удовлетворительное согласие измеренных и рассчитанных величин для концентраций ионов O_2^+ , O^+ и NO^+ на всех высотах. Однако рассчитанные концентрации иона молекулярного азота N_2^+ превышали измеренные в среднем на фактор 3. Достичь удовлетворительного согласия измеренных в эксперименте [Rees et al, 1977; Sharp et al., 1979] и модельных величин концентраций ионов и интенсивностей эмиссий пока никому не удавалось.

Исходя из условий эксперимента, расчеты по формуле (1.1) проводились в предположении, что высыпание электронов длится 20 минут. Этого времени достаточно, чтобы концентрации ионов и интенсивности излучения авроральных эмиссий вышли на стационарное состояние. Необходимо отметить, что по данным наземных фотометрических измерений в период запуска ракеты интенсивность эмиссии 391.4 нм дуги полярного сияния не испытывала значительных вариаций в течение 20 минут. Данный факт позволяет считать поток высыпающихся электронов постоянным в период проведения ракетных измерений.

Модель нейтральной атмосферы была адаптирована под условия наблюдений. В качестве исходной модели нейтральной атмосферы была выбрана модель MSIS-90 [Hedin, 1991]. Выше 160 км концентрации N_2 , O_2 и O были приведены в соответствие с измеренными концентрациями этих газов в эксперименте. Ниже 160 км концентрации молекулярного и атомарного кислорода были скорректированы для получения наилучшего согласия вычисляемых и экспериментальных концентраций соответствующих ионов. На рисунке 2.1 приведены использованные в расчетах высотные профили концентраций N_2 , O_2 и O .

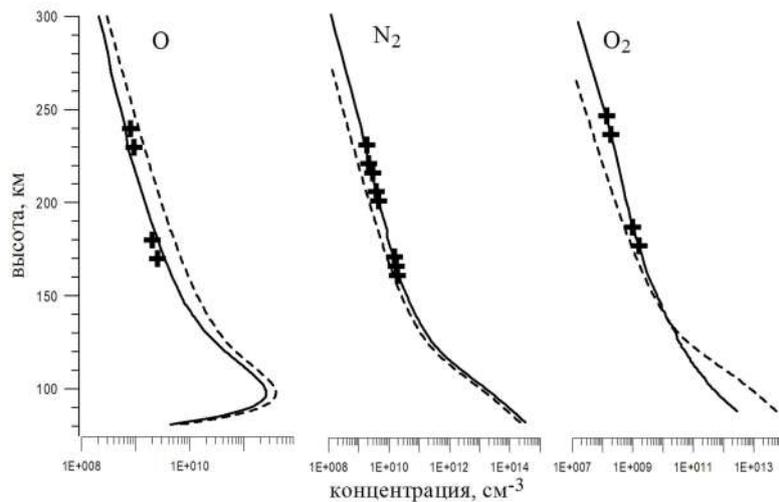


Рисунок 2.1. Высотные профили концентраций атмосферных газов N₂, O₂ и O: сплошная линия- профиль, использованный в модельных расчетах, крестики- экспериментальные данные [Sharp et al., 1979], пунктирная линия- MSIS-90.

В качестве первичного спектра электронов был использован спектр, рассчитанный по описанному далее в параграфе 4.1 алгоритму восстановления спектра высыпающих электронов из измеренного в эксперименте высотного профиля интенсивности эмиссии 391.4 нм [Дашкевич и др., 2017]. Распределение по питч-углам считалось изотропным над нижней полусферой. На рисунке 2.2 сплошной линией представлен восстановленный энергетический спектр высыпающих электронов. Пунктирные линии на рисунке соответствуют трем последовательным измерениям, проведенным с борта спутника во время эксперимента. Видно, что экспериментальные и рассчитанный спектры не противоречат друг другу. Здесь необходимо учесть, что во время измерений спутник находился на расстоянии от 800 до 500 километров от ракеты, и измеренные спутником энергетические спектры электронов могут несколько отличаться от спектров непосредственно над областью полета ракеты. Поэтому в дальнейшем при апробации будет использоваться восстановленный поток высыпающих электронов, который адекватно описывает высотный профиль интенсивности в эмиссии 391.4 нм. Это продемонстрировано на рисунке 2.3, где

показано сравнение измеренного в эксперименте и рассчитанного по восстановленному энергетическому спектру высыпающих электронов высотного профиля интенсивности в эмиссии 391.4 нм.

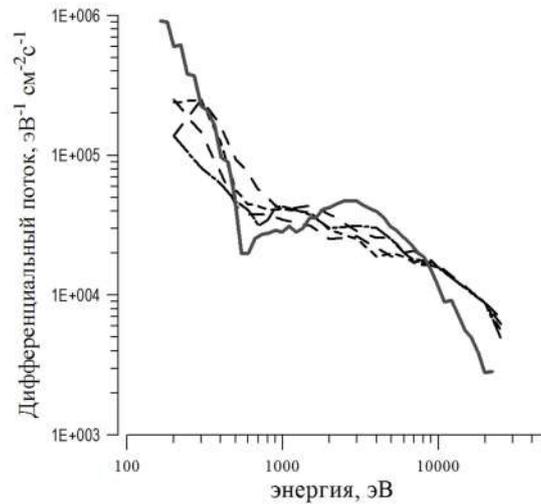


Рисунок 2.2. Энергетический спектр высыпающих электронов: сплошная толстая линия – восстановленный спектр, пунктирные линии – энергетический спектр, измеренный с борта спутника [Rees et al., 1977].

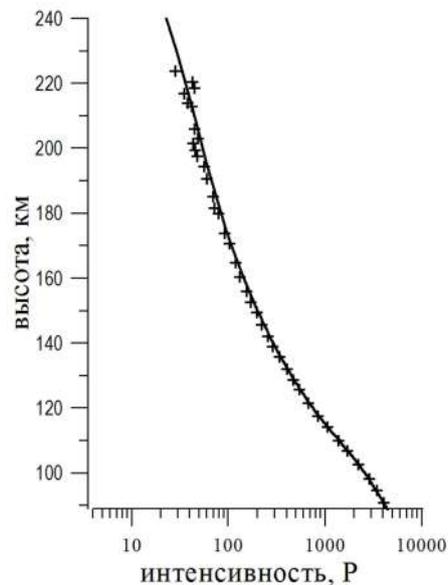


Рисунок 2.3. Высотный профиль интенсивности в эмиссии $\lambda 391.4$ нм: сплошная линия – рассчитанный по восстановленному спектру высыпающих электронов, крестики – измеренный с борта ракеты [Sharp et al., 1979].

Для окиси азота NO время выхода на стационарное состояние, как и время его жизни после прекращения высыпания, составляет несколько суток. В работе [Sharp,1978] по излучению континуума NO₂ авторами сделана оценка концентрации окиси азота для дня эксперимента равная $1.1 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ на высоте 110 км. Такое количество молекул NO не может быть достигнуто за 20 минут. Поэтому в модельных расчетах использовался высотный профиль NO, полученный из профиля, рассчитанного для двадцатиминутного интервала, путем его нормировки на основе минимизации отклонений рассчитанных концентраций всех ионов и интенсивностей эмиссий от полученных в эксперименте. На рисунке 3.4 этот профиль показан сплошной линией. Пик концентрации NO получился равным $6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ на высоте 105 км, и на высоте 110 км полученная величина лежит в пределах погрешности из работы [Sharp,1978]. Здесь же показаны профили, рассчитанные за двадцатиминутный интервал в данной работе и в работе [Sharp et al.,1979]. Ни тот, ни другой профиль не удовлетворяют оценке работы [Sharp,1978], так как такое количество окиси азота не может быть достаточным для получения концентраций ионов, измеренных в эксперименте.

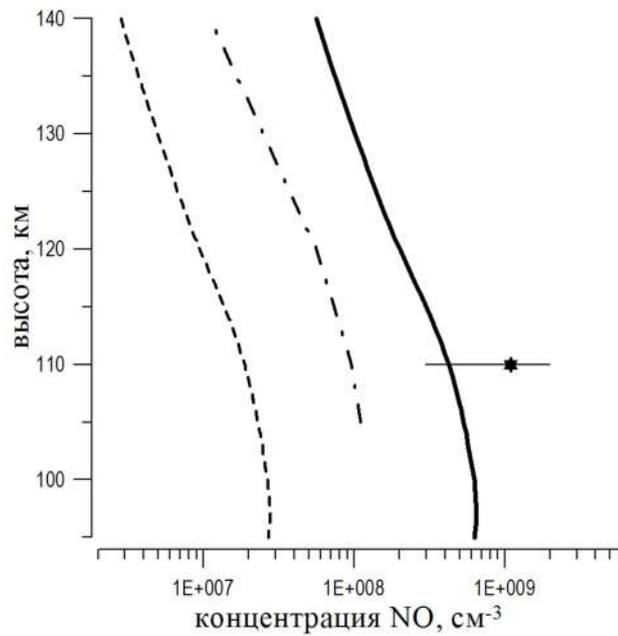


Рисунок 2.4. Концентрация окиси азота NO: толстая сплошная линия- профиль, полученный в рамках данной модели; пунктир – профиль, рассчитанный для двадцатиминутного интервала, пунктир с точкой – профиль, полученный в работе [Sharp et al.,1979] для двадцатиминутного интервала, звездочка- измеренная в работе [Sharp, 1978] концентрация с погрешность измерения.

2.2. Результаты моделирования

На рисунке 2.5 представлены высотные профили концентрации ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , NO^+ и концентрации электронов и высотные профили интенсивностей эмиссий 557.7 нм, 630.0 нм, 391.4 нм, 337.1 нм и 320.0 нм, рассчитанные по представленной в главе 1 модели и измеренные в эксперименте. Подробности моделирования этих эмиссий и расчета высотных профилей концентраций ионов будут описаны далее в главе 3. Видно, что рассчитанные и экспериментальные профили интенсивностей эмиссий и концентраций ионов близки друг к другу.

На рисунке 2.6 приведено высотное распределение отношений измеренных плотностей ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , NO^+ и электронов, а также отношений измеренных интенсивностей излучения в эмиссиях 391.4, 320.0, 337.1, 557.7 и 630.0 нм к соответствующим величинам, рассчитанным в рамках данной модели. Горизонтальными линиями показаны погрешности измерений плотностей ионов и интенсивностей, для интенсивности излучения эмиссии 320,0 нм погрешность составляет приблизительно 35%, для остальных интенсивностей - около 30%. Видно, что в большинстве случаев отношения модельных и экспериментальных величин лежат в пределах погрешностей, что говорит о хорошем согласии экспериментальных и расчетных величин.

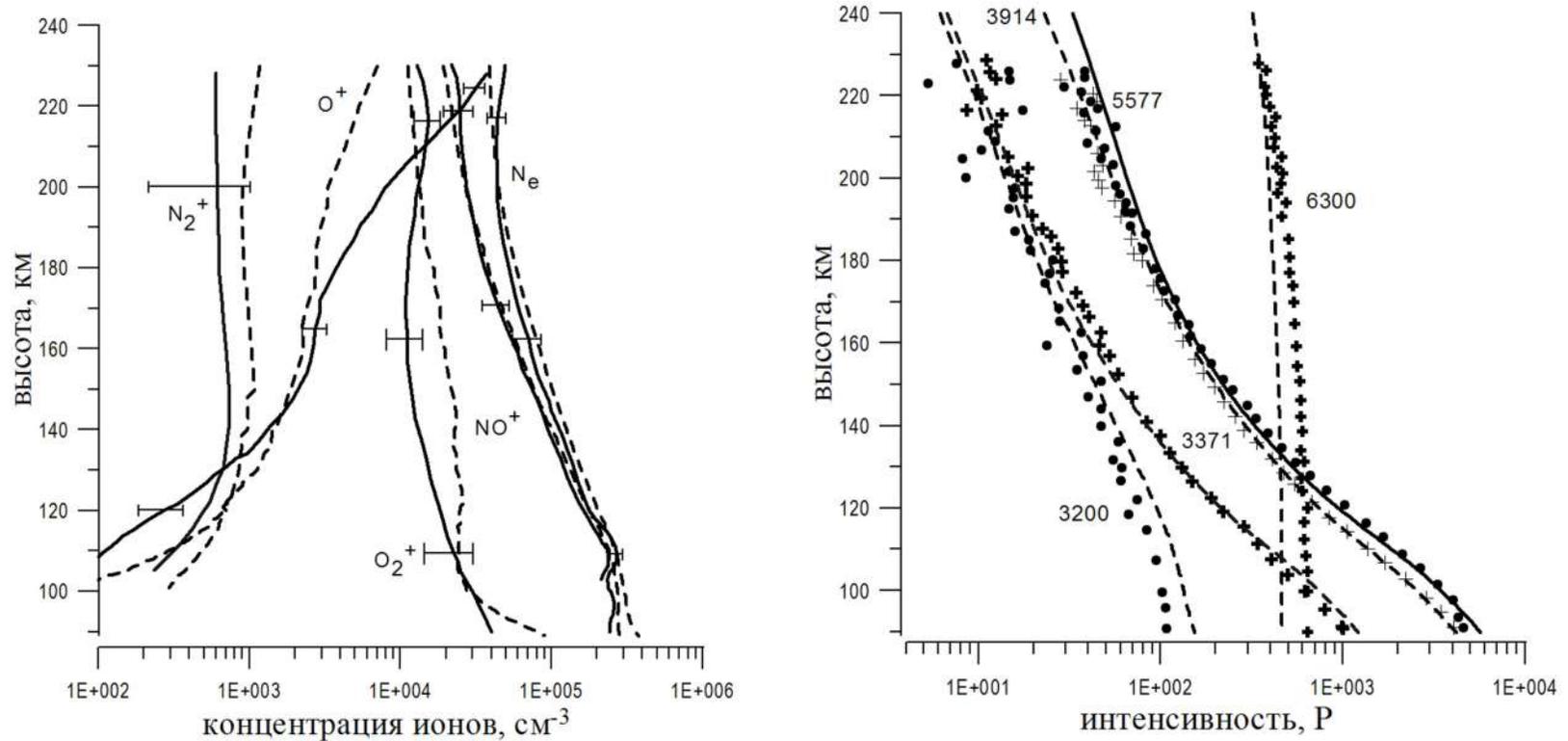


Рисунок 2.5. Результаты моделирования: а) высотные профили концентрации ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , NO^+ и концентрации электронов: пунктирные линии - результаты моделирования, сплошные линии- экспериментальные данные из [Sharp et al.,1979]; б) высотные профили интенсивностей эмиссий 557.7 нм, 630.0 нм 391.4 нм, 337.1 нм и 320.0 нм: линии- результаты моделирования, кружки и крестики- экспериментальные данные [Sharp et al.,1979]. Горизонтальными чертами показаны погрешности измерений.

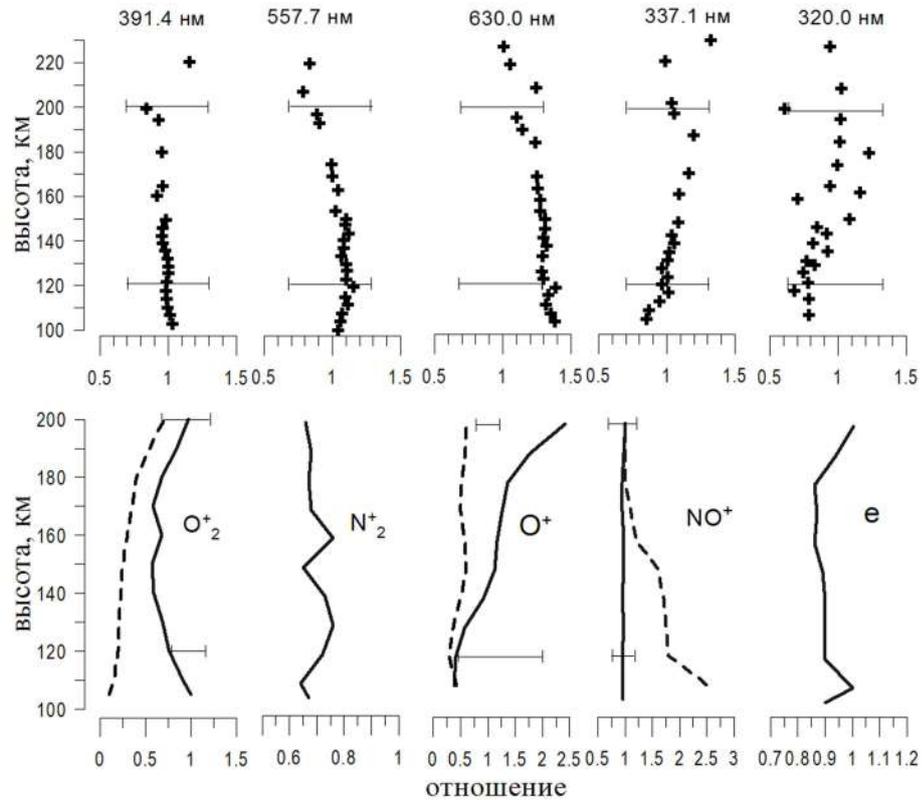


Рисунок 2.6. Высотное распределение отношений измеренных и рассчитанных величин: на верхней панели - интенсивностей излучения в эмиссиях 391.4, 320.0, 337.1, 557.7 и 630.0 нм, на нижней панели - плотностей N_2^+ , O_2^+ , O^+ , NO^+ и n_e . Пунктирной линией показаны результаты работы [Sharp et al., 1979], горизонтальными чертами - погрешности измерений.

Результаты главы 2

Аппробация представленной в главе 1 нестационарной модели авроральной ионосферы проведена на данных уникального комплексного ракетно-спутникового эксперимента, в котором в ходе аврорального события были измерены энергетический спектр авроральных электронов, концентрации атмосферных газов, высотные профили концентрации, высотные профили интенсивностей авроральных эмиссий. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных показывает, что в большинстве случаев отношения их величин лежат в пределах погрешностей измерений. Таким образом, впервые достигнуто удовлетворительное согласие всех измеренных в эксперименте величин с модельными результатами. Представленная нестационарная модель авроральной ионосферы хорошо описывает процессы в верхней атмосфере Земли в условиях полярных сияний

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в работе [Дашкевич и др., 2017].

ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ ОСНОВНЫХ ЭМИССИЙ И КОНЦЕНТРАЦИЙ ИОНОВ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

Введение

При высыпании энергичных частиц в атмосферу Земли происходят их столкновения с атомами и молекулами атмосферных газов, что приводит к диссипации энергии первичного потока. Высотный профиль энерговыделения зависит от начального энергетического распределения в пучке, сорта частиц, состава и состояния верхней атмосферы. Диссипируемая энергия идет на возбуждение различных электронных состояний атмосферных газов и их ионов и далее в ходе излучательных переходов приводит к высвечиванию наблюдаемых авроральных эмиссий. Высвечивания конкретных эмиссии зависит от специфики физико-химических процессов, происходящих с возбужденным атмосферным газом.

В видимой области спектра в свечении полярных сияний большой интенсивностью отличаются эмиссии возбужденного атомарного кислорода. Это «зеленая» линия с длиной волны 557.7 нм и «красная» линия с длиной волны 630.0 нм. В спектре полярных сияний также различают несколько систем полос, излучающиеся молекулярным азотом и его ионом. Из них наиболее интенсивной является первая отрицательная система полос 1NG иона молекулярного азота N_2^+ , излучение которой находится в ближней ультрафиолетовой и видимой области спектра. На видимую область спектра приходится также излучение наиболее интенсивных полос первой 1PG и второй 2PG положительных систем, системы Вегарда-Каплана VK молекулярного азота N_2 . В ультрафиолетовой области спектра излучает система полос Лаймана-Берджа-Хопфильда LBH, а в красной и ближней инфракрасной областях - полосы Мейнела N_2^+ [Vallance Jones, 1974].

Оптические переходы, соответствующие этим эмиссиям и оптический диапазон, содержащий интенсивные полосы систем, приведены в таблице 3.1.

Излучения полярного сияния формируется благодаря спонтанным переходом с вышележащего уровня k' возбужденной Y -составляющей атмосферы на ее нижележащий уровень k'' . Каждому спонтанному переходу соответствует своя длина волны λ , определяющая цвет излучения полярного сияния.

Объемная интенсивность эмиссии с длиной волны λ на высоте h определяется выражением:

$$\eta_{\lambda}(h) = A_{Yk' \rightarrow Y, k''} [N_{Yk'}(h)] \quad (3.1),$$

где $\eta_{\lambda}(h)$ —объемная интенсивность излучения на высоте h в $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $A_{Yk' \rightarrow Y, k''}$ - коэффициенты Эйнштейна для перехода $Yk' \rightarrow Yk''$ с вышележащего уровня k' возбужденной Y -составляющей атмосферы на ее нижележащий уровень k'' , $[N_{Yk'}(h)]$ - концентрация Y -компоненты атмосферного газа, возбужденного в k' -е состояние.

Под интенсивностью эмиссии в столбе полярного сияния или просто «интенсивностью эмиссии» будем понимать поверхностную яркость свечения с длиной волны λ на нижней границе полярного сияния. Интенсивность эмиссии I_{λ} может быть рассчитана из высотного профиля объемной интенсивности излучения:

$$I_{\lambda} = \int \eta_{\lambda}(h) dh \quad (3.2),$$

где I_{λ} - величина интенсивности эмиссии с длинной волны λ на нижней или верхней границе полярного сияния в $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

В этой главе исследованы характеристик излучения линий и полос полярного сияния, проведено исследование механизмов, приводящих к излучению ряда основных эмиссий, сделан расчет ионного состава возбужденной полярной ионосферы и характеристик временной динамики выхода на стационарный режим концентраций возбужденных и образованных во время электронных высыпаний компонент ионосферной плазмы.

Таблица 3.1.

Оптические переходы, формирующие эмиссии полярных сияний

Название		Переходы O	λ , нм
Зеленая линия	OI	$^1S \rightarrow ^1D$	557.7
Красная линия	OI	$^1D \rightarrow ^3P$	630.0
		Переходы N₂	Диапазон λ , нм
Первая положительная система полос	1PG	$B^3P_g, v' \rightarrow A^3\Sigma_u^+, v''$	540-1800
Вторая положительная система полос	2PG	$C^3P_u, v' \rightarrow B^3P_g, v''$	290-500
Система полос Вегарда-Каплана	VK	$A^3\Sigma_g^+, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$	200-600
Система полос Лаймана-Берджа- Нопфилда	LBN	$a^1P_g, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$	130-180
		Переходы N₂⁺	
Первая отрицательная система полос	1NG	$B^2\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v''$	350-520

3.1. Полосы первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N₂⁺

Одним из наиболее интенсивных свечений, регистрируемых в спектрах полярных сияний, является свечение полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N₂⁺, возникающей вследствие разрешенных переходов между уровнями B²Σ_u⁺ и X²Σ_g⁺.

Полосы 1NG N₂⁺ присутствуют в синей и ближней ультрафиолетовой областях спектра в диапазоне ~350 ÷ 520 нм. Наиболее интенсивными и уверенно регистрируемыми в полярных сияниях являются полосы с λ = 391.4, 427.8 и 470.9 нм, которые соответствуют переходам с колебательных уровней v' = 0 терма B²Σ_u⁺ на колебательный уровень v'' = 0,1,2 терма X²Σ_g⁺.

Объемная интенсивность излучения полосы определяется выражением:

$$\eta_{v'v''}(h) = A_{v'v''} [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'), h] \quad (3.3)$$

где $\eta_{v'v''}(h)$ - объемная интенсивность полосы на высоте h в единицах *фотон·см⁻³·с⁻¹*, $A_{v'v''}$ - вероятность перехода B²Σ_u⁺, v' → X²Σ_g⁺, v'', в с⁻¹, $[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'), h]$ - концентрация иона молекулярного азота, возбужденных до состояния B²Σ_u⁺, v' на высоте h , см⁻³.

Состояние N₂⁺(B²Σ_u⁺, v') возбуждается в результате соударения авроральных электронов с молекулами азота и их ионами. Так как концентрации N₂⁺ на высотах полярных сияний на 8-9 порядков меньше чем концентрации молекул N₂, ионизация с возбуждением электронного состояния может рассматриваться как единственный механизм образования терма B²Σ_u⁺. Таким образом, уравнение баланса (1.1) для расчета заселенности колебательных уровней B²Σ_u⁺, v' будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{d}{dt} [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'), h] = Q_{v'}(h) - \sum_{v''} A_{v'v''} [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'), h] -$$

$$- \sum_Y k_Y [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'), h] \quad (3.4)$$

где первый член $Q_{v'}(h)$ - скорость возбуждения $B^2\Sigma_u^+, v'$ состояния иона N_2^+ электронным ударом на высоте h , $см^{-3}с^{-1}$, второй член – потери v' - колебательного уровня $B^2\Sigma_u^+$ состояния в результате радиационных переходов на основное состояние иона молекулярного азота $X^2\Sigma_g^+$ на высоте h , $см^{-3}с^{-1}$, третий член – гашение возбужденного состояния $B^2\Sigma_u^+, v'$ за счет столкновительной дезактивации на высоте h , $см^{-3}с^{-1}$, $A_{v'v''}$ -вероятность перехода (коэффициент Эйнштейна) $B^2\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v''$, k_Y - константа реакции взаимодействия молекулы $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v')$ с составляющей атмосферы Y , $см^3с^{-1}$.

Принимая во внимание малое время жизни $B^2\Sigma_u^+$ терма иона молекулярного азота ($\sim 10^{-7}$ сек), третьим членом уравнения (3.4), столкновительной дезактивацией этого состояния, можно пренебречь, считая, что этот терм целиком гасится благодаря радиационным переходам на терм $X^2\Sigma_g^+$. Тогда концентрация $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v')$ в условиях фотохимического равновесия будет определяться простым стационарным уравнением баланса:

$$0 = Q_{v'}(h) - \sum_{v''} A_{v'v''} [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'), h] \quad (3.5)$$

В этом случае интенсивность полосы $\eta_{v'v''}(h)$ (3.3) будет определяться как:

$$\eta_{v'v''}(h) = \frac{A_{v'v''}}{\sum_{v''} A_{v'v''}} Q_{v'}(h) \quad (3.6)$$

Как было показано в первой главе, скорости образования возбужденных состояний атомов и молекул атмосферных газов в результате столкновений с авроральными электронами может быть описана функционалом (1.3). В случае первой отрицательной системы полос $1NG N_2^+$ скорость образования v' колебательного уровня $B^2\Sigma_u^+$ состояния иона N_2^+ будет определяться формулой:

$$Q_{v'}(h) = P_{N_2}(h) \rho(h) \frac{q_{v'}}{\varepsilon_{B^2\Sigma_u^+}} \int_E \frac{E \cdot f(E) [1 - T(E)]}{R(E)} \lambda(E, \chi) dE \quad (3.7)$$

где $P_{N_2}(h)$ - относительная доля энергии, пошедшая на возбуждение молекулы N_2 на высоте h , $\rho(h)$ - плотность нейтральной атмосферы, $g \cdot \text{см}^{-3}$, $q_{v'}$ - фактор Франка – Кондона, определяющий относительную заселенность v' колебательного уровня терма $B^2\Sigma_u^+$ в результате возбуждения основного состояния $X^2\Sigma_g^+$, $\varepsilon_{B^2\Sigma_u^+}$ - «энергетическая цена» возбуждения $B^2\Sigma_u^+$ состояния иона N_2^+ .

На рисунке 3.1 приведены примеры результатов расчета высотных профилей объемной интенсивности излучения эмиссии 391.4 нм. Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [Hedin, 1991]. Источник электронов помещался на высоте 700 км. Коэффициенты Эйнштейна и факторы Франка-Кондона взяты из работ [Gilmore et al., 1992]. Рассматривалось два вида энергетического спектра потока высыпающихся электронов: моноэнергетический (1.6) и поток с максвелловским распределением по энергиям (1.8). Распределение по пичч-углам задавалось мононаправленным вдоль силовых линий магнитного поля или изотропным в нижней полусфере. Средняя энергия дифференциального потока высыпающихся электронов варьировалась в диапазоне 0.5÷20 кэВ, который является типичным для авроральных электронов, возбуждающих полярные сияния [Spiro et al, 1982; Hardy et al., 1985; Hardy et al., 1989; Vorobjev et al., 2013]. Поток энергии задавался равным $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Из рисунка 3.1 видно как форма высотного распределения объемной интенсивности эмиссии 394.1 нм меняется в зависимости от начальных параметров дифференциального потока авроральных электронов.

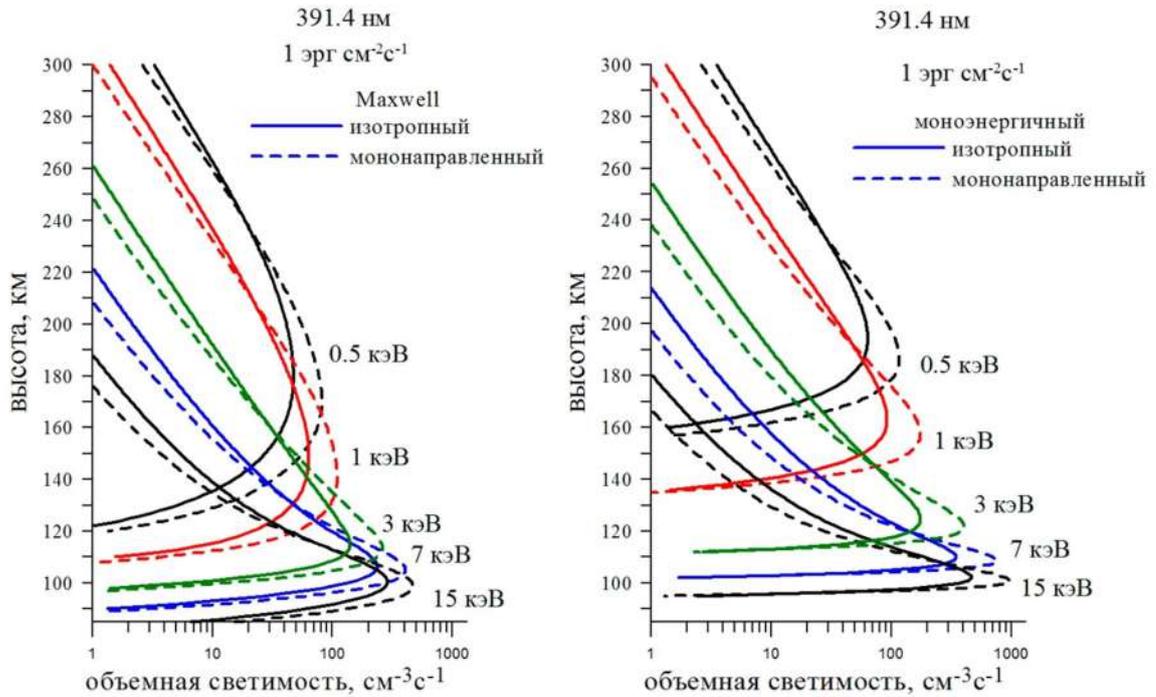


Рисунок 3.1. Высотные профили объемной интенсивности эмиссии 391.4 нм для электронных потоков со средней энергией $E_{cp} = 0.5, 1.0, 3.0, 7.0$ и 15.0 кэВ.

Основными характеристиками высотных профилей объемной интенсивности излучения являются высота максимума излучения и ширина высотного профиля. Обозначим высоту локализации максимума профиля объемной интенсивности излучения как h_{max} . Под шириной высотного профиля Δh будем понимать вертикальную протяженность свечения между точками высотного профиля объемной интенсивности излучения, соответствующим величине, равной 0.3 от максимальной интенсивности излучения. Исследуем поведение h_{max} от средней энергии потока высыпающих электронов. На рисунке 3.2 аб приведены зависимости h_{max} от средней энергии для четырех видов начального дифференциального потока электронов. Из рисунка видно, что высота максимума слабо зависит от вида начального дифференциального потока высыпающих электронов и определяется в основном величиной средней энергии. Среднее квадратичное отклонение не превышает 5% в рассмотренном диапазоне энергий. Средние значения h_{max} приведены в таблице 3.2.

Заметим здесь, что согласно формулам (1.3) и (3.7), высота максимальной интенсивности свечения первой отрицательной системы полос $1NG N_2^+$ совпадает с высотой максимума выделившейся при высыпании электронов энергией, а форма высотной зависимости объемной интенсивности эмиссий $1NG N_2^+$ совпадает с высотным распределением выделившейся в атмосфере энергии. Это важно при исследовании свойств полярных сияний как таковых.

На рисунке 3.3 приведены зависимости ширины профиля объемной интенсивности излучения Δh от средней энергии для четырех видов начального дифференциального потока электронов. Как и следовало ожидать максимальная величина ширины профиля Δh_{max} соответствует потоку высыпающихся электронов с максвелловским распределением по энергиям и изотропному распределению по питч-углам в рассмотренном диапазоне средних энергий. Минимальная ширина профиля Δh_{min} соответствует моноэнергетическому потоку высыпающихся электронов, инжектированным вдоль магнитного поля. Соответствующие значения Δh_{min} и Δh_{max} приведены в таблице 3.3.

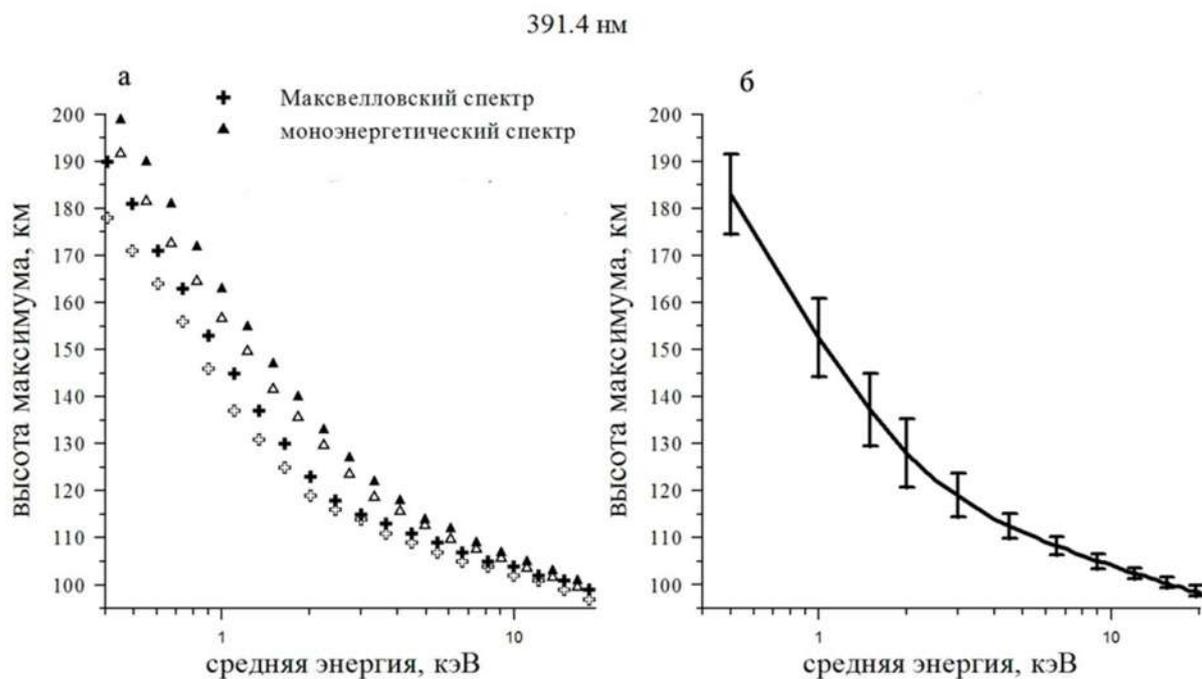


Рисунок 3.2. а - зависимость h_{max} от средней энергии потока высыпавшихся электронов, закрашенные фигуры соответствуют изотропному потоку электронов в нижнюю полусферу, пустые - мононаправленному; б - усредненная зависимость h_{max} от средней энергии потока высыпавшихся электронов, вертикальные линии - среднеквадратичное отклонение.

Таблица 3.2.

Высота h_{max} локализации максимума профиля объемной интенсивности эмиссии 391.4 нм

E_{cp} , кэВ	0.5	1	3	5	7	10	15	20
h_{max} , км	183	152.5	119	111.3	107.8	104.3	100.5	98.5

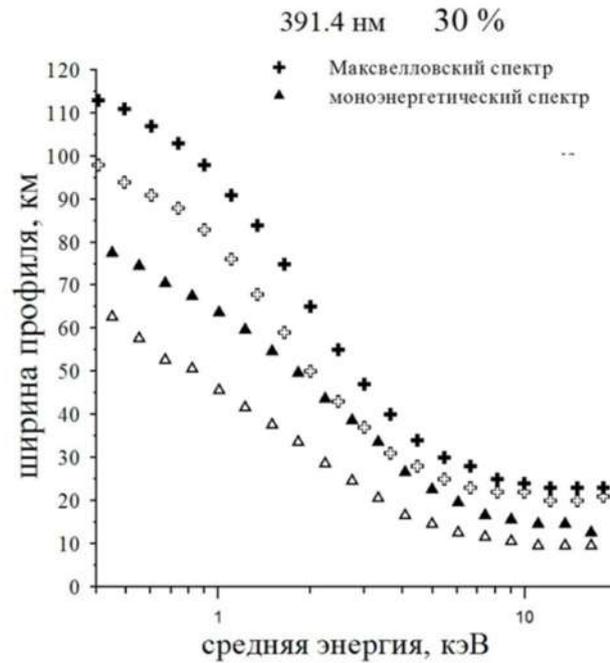


Рисунок 3.3. Зависимость ширины профиля объемной интенсивности излучения Δh от средней энергии для четырех видов начального дифференциального потока электронов, закрашенные фигуры соответствуют изотропному потоку электронов в нижнюю полусферу, пустые- мононаправленному.

Таблица 3.3.

Ширина профиля объемной интенсивности миссии 391.4 нм

E_{cp} , кэВ	0.5	1	3	5	7	10	15	20
Δh_{max} , км	115	95	47	33	27	24	23	23
Δh_{min} , км	65	45	23	15	13	10	10	10

3.2. Эмиссии атомарного кислорода $\lambda 630.0$ нм и $\lambda 557.7$ нм

3.2.1. Возбуждение эмиссий атомарного кислорода $\lambda 630.0$ нм и $\lambda 557.7$ нм

Значительный интерес с точки зрения исследования полярных сияний представляют процессы возбуждения метастабильных термов 1D и 1S атомарного кислорода, которые являются источниками красного дублета 630.0 – 636.4 нм (излучательный переход $^1D \rightarrow ^3P$) и зеленой линии 557.7 нм (излучательный переход $^1S \rightarrow ^1D$). На рисунке 3.4 приведена упрощенная схема электронных уровней для основной конфигурации атомарного кислорода, стрелками указаны переходы, соответствующие зеленой эмиссии 557.7 нм и красному дуплету 630.0– $\lambda 636.4$ нм.

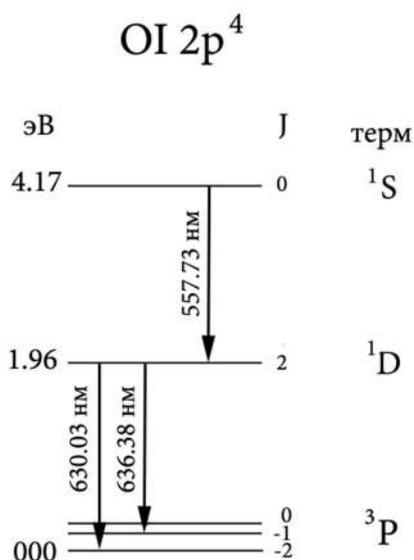


Рисунок 3.4. Схема электронных уровней атомарного кислорода

Механизмы возбуждения зеленой эмиссии атомарного кислорода 557.7 нм обсуждались во многих научных работах. Поскольку наблюдаемую интенсивность зеленой линии нельзя было объяснить возбуждением только прямым ударом быстрыми электронами атомов кислорода [Rees et al., 1967], были предложены альтернативные источники возбуждения атомов $O(^1S)$. [Donahue et al., 1968] рассматривали реакцию рекомбинации молекулярного кислорода быстрыми электронами $O_2 + e^*$, но нашли, что эта реакция требует большого значения сечения реакции. На основе ракетных данных по интенсивностям эмиссий 557.7 и 391.4 нм авторы работы [Donahue et al., 1968] заключили, что главным источником возбуждения может быть диссоциативная рекомбинация иона молекулярного азота $O_2^+ + e_{th}$, как предложили [Dalgarno and Khare, 1967]. Авторы работы [Parkinson et al., 1970] показали, что на высотах слоя ионосферы реакция $O_2^+ + e_{th}$ является главным источником зеленой линии. Проведя серию лабораторных опытов [Mayer et al., 1970] пришли к выводу, что реакция переноса энергии $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$ является кандидатом в источники возбужденных атомов $O(^1S)$ в полярных сияниях. [Rees, 1984] предложил рассмотреть реакцию $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1S)$, которая может быть доминирующей в процессах возбуждения атомарного кислорода. Однако позднее [Landford, 1985] и [O'Keefe et al., 1986] показали, что выход атомов $O(^1S)$ в этой реакции мал. Кроме перечисленных реакций, в качестве источников возбуждений атомарного кислорода рассматривались термосферные реакции $N(^2P) + O_2 \rightarrow NO + O(^1S, ^1D, ^3P)$ [Gerard, 1992] и $O_2^+ + N(^4S) \rightarrow NO^+ + O(^1S)$ [Shepherd et al., 1996].

Вышеперечисленные реакции, определенные как источники возбужденного атомарного кислорода $O(^1S)$ в полярных сияниях, подвергались анализу и критике много лет: [Sharp and Torr, 1979; Solheim and Llewellyn, 1979; Deans and Shepherd, 1978; McDade et al., 1985; Gattinger et al., 1985; Steele and McEwen, 1990; Yee and Killean, 1986; Gerdjikova and Shepherd, 1987]. Большинство исследователей определяют столкновительную реакцию $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$ как

доминирующую в процессах образования возбужденного атомарного кислорода $O(^1S)$ в полярных сияниях.

Исследования эффективности каналов возбуждения эмиссии 630.0 нм проводилось в работах [Rees et al., 1967; Rees and Roble, 1975; Sharp et al., 1979; Rees and Roble, 1987; Solomon et al., 1988], результаты которых были проанализированы в обзорной работе [Meier et al., 1989]. Традиционно в качестве основных каналов возбуждения 1D терма атома кислорода в теоретических моделях рассматривалось два «классических» механизма, а именно: прямой электронный удар $O+e^*$ и реакция диссоциативной рекомбинации с термальными электронами $O_2^+ + e_{th}$. Однако, анализ экспериментальных результатов координированных ракетно-спутниковых наблюдений, полученных в ходе авроральной кампании [Sharp et al., 1979; Rees et al., 1977], показал, что механизмов прямого электронного удара и реакции диссоциативной рекомбинации явно недостаточно для объяснения наблюдаемой в эксперименте [Sharp et al., 1979] интенсивности излучения эмиссии 630.0 нм. Этот факт привел к поиску дополнительных источников возбуждения 1D терма в полярных сияниях. В работе [Rees and Roble, 1987] для объяснения интенсивности эмиссии 630.0 нм был привлечен процесс столкновительного взаимодействия $N(^2D)+O_2 \rightarrow NO+O(^1D)$, ранее предложенный в [Rusch et al., 1978]. Однако, для того, чтобы реакция $N(^2D)+O_2$ играла роль значимого механизма возбуждения 1D терма и смогла улучшить согласие результатов модельных расчетов интенсивности эмиссии 630.0 нм с экспериментальными данными [Sharp et al., 1979], авторами [Rees and Roble, 1987] было сделано предположение о высоком квантовом выходе 1D терма до величины порядка 100%. В свою очередь, данное предположение не согласовывалось с результатами ракетных и лабораторных экспериментов [Link, 1983, McDade et al., 1985, Kennealy et al., 1978], из которых следовало, что квантовый выход 1D терма в реакции $N(^2D)+O_2$ не может превышать 10%. Детальный анализ «за» и «против» реакции $N(^2D)+O_2$ как третьего по значимости источника возбуждения эмиссии 630.0 нм, проведенный в [Meier et al., 1989], позволил прийти к заключению, что предположение о

высоком квантовом выходе 1D терма в реакции $N(^2D)+O_2$, сделанное в работе [Rees and Roble, 1987], является сомнительным и квантовый выход 1D терма следует полагать равным 10%. В обзоре [Meier et al., 1989], посвященном анализу источников производства 1D терма атомарного кислорода в полярных сияниях, было сделано заключение о том, что основными источниками возбуждения эмиссии 630.0 нм по прежнему остаются процесс прямого электронного удара $O+e^*$ и реакция диссоциативной рекомбинации с термальными электронами $O_2^+ + e_{th}$, а реакцию $N(^2D)+O_2$ следует отнести к разряду незначительных источников. К разряду незначительных источников возбуждения 1D терма априори в [Meier et al., 1989] также были отнесены: прямой электронный удар O_2+e^* , реакции столкновительных взаимодействий $N(^2D)+O$, $N(^2P)+O_2$, N^++O_2 и радиационный переход $O(^1S \rightarrow ^1D)$. Однако количественные оценки вкладов малых источников в возбуждение эмиссии 630.0 нм в работе [Meier et al., 1989] не приводились. Основанием для отнесения, перечисленных выше источников, к разряду слабых каналов в [Meier et al., 1989] послужили величины сечений возбуждения 1D и 1S термов прямым электронным ударом в процессах $O_2+e^* \rightarrow O(^3P)+O(^1D)$ и $O+e^* \rightarrow O(^1S)+e$ и малые значения констант скоростей соответствующих столкновительных реакций. Не рассматривался в [Meier et al., 1989] и суммарный вклад малых источников в возбуждение эмиссии 630.0 нм, который может оказаться существенным в области высот 100÷120 км, где концентрации молекулы кислорода достаточно высоки.

Таким образом, возбуждение атомов $O(^1D)$ и $O(^1S)$ в полярных сияниях происходит как за счет прямого электронного удара, так и в процессах столкновительного взаимодействия между компонентами атмосферных газов. Данные процессы можно условно разбить на четыре группы.

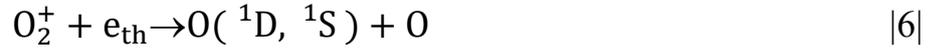
К первой группе отнесем процессы возбуждения 1D и 1S состояний за счет прямого электронного удара:





где e^* - высыпавшиеся авроральные электроны.

Во вторую группу включим процессы столкновительных взаимодействий между компонентами атмосферных газов, в которых образуются одновременно ^1D и ^1S термы возбужденного атома кислорода:

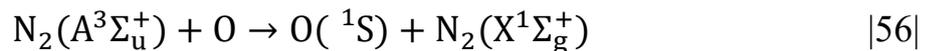


где: e_{th} - термальные электроны ионосферной плазмы.

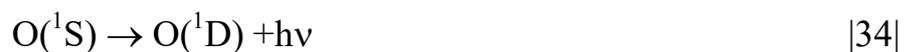
В третьей группе объединим процессы, в которых образуется только ^1D терм возбужденного атома кислорода:

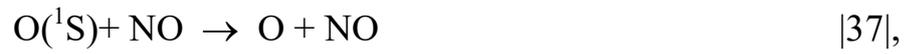
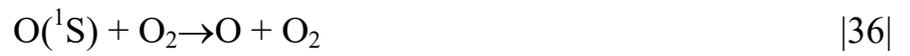


К четвертой группе отнесем процессы, в которых образуется только ^1S терм возбужденного атома кислорода:



Поскольку термы атомарного кислорода ^1D и ^1S являются метастабильными (время жизни $\text{O}(^1\text{D})$ порядка 110 сек., $\text{O}(^1\text{S})$ - порядка 0.74 сек.), то гашение их происходит не только за счет спонтанного излучения на нижележащие уровни атомарного кислорода, но и в результате столкновительных реакций с составляющими атмосферных газов:





где: e_{th} - термальные электроны ионосферной плазмы.

3.2.2. Высотные профили интенсивности объемных эмиссий $\lambda_{630.0}$ и $\lambda_{557.7}$ нм

Интенсивности объемных эмиссий 630.0 нм и 557.7 нм определяются следующими выражениями:

$$\eta_{630.0} = A_{630.0} [O(^1D)] \quad (3.9)$$

$$\eta_{557.7} = A_{557.7} [O(^1S)] \quad (3.10),$$

где: $\eta_{630.0}$ и $\eta_{557.7}$ - интенсивности объемных эмиссий в единицах *фотон·см³·с⁻¹*, $A_{630.0}$ и $A_{557.7}$ - коэффициенты Эйнштейна, $[O(^1D)]$ и $[O(^1S)]$ - концентрации атома кислорода в ¹D и ¹S состояниях, в единицах *см⁻³*. Принимая во внимание механизмы возбуждения и дезактивации возбужденных термов ¹D и ¹S атомарного кислорода (раздел 3.2.1), уравнения баланса (1.1) для расчета концентрации возбужденных атомов будет выглядеть следующим образом:

-для $[O(^1S)]$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [O(^1S), h] = & Q_{1S}(h) + \sum_{XY} k_{XY} [X(h)] [Y(h)] - \\ & - (A_{1S \rightarrow 1D} + A_{1S \rightarrow 3P}) [O(^1S), h] - \sum_Y k_Y [Y(h)] [O(^1S), h] \end{aligned} \quad (3.11),$$

где в правой части первый член $Q_{1S}(h)$ - скорость возбуждения ¹S терма атома кислорода электронным ударом на высоте h (реакции 99), второй член - возбуждение ¹S терма в результате столкновительных взаимодействий частиц сорта X с частицами сорта Y (реакции 7 и 53), третий член - дезактивация терма ¹S за счет радиационных переходов на уровень ¹D и ³P атомарного кислорода (реакции 34 и 35), четвертый член - дезактивация терма ¹S в результате столкновительных взаимодействий (реакции 33, 36, 37), k_{XY} - константы скоростей реакций, $A_{1S \rightarrow 1D}$, $A_{1S \rightarrow 3P}$ - коэффициенты Эйнштейна

-для $O(^1D)$:

$$\frac{d}{dt} [O(^1D), h] = Q_{1D}(h) + \sum_{XY} k_{XY} [X(h)][Y(h)] + A_{1S \rightarrow 1D} [O(^1S), h] - A_{1D \rightarrow 3P} [O(^1D), h] - \sum_Y k_Y [Y(h)][O(^1D), h] \quad (3.12),$$

где в правой части первый член $Q_{1D}(h)$ - скорость возбуждения 1D терма атома кислорода электронным ударом на высоте h (реакции 97, 98), второй член - возбуждение 1D терма в результате столкновительных взаимодействий частиц сорта X с частицами сорта Y (реакции 6, 46, 53, 40, 41), третий член - возбуждение 1D терма за счет радиационного перехода с 1S терма атомарного кислорода (реакция 34), четвертый член - дезактивация терма 1D за счет радиационного перехода (реакция 31), пятый член - дезактивация термов 1D и 1S в результате столкновительных взаимодействий (реакции 28, 29, 30, 32), k_{XY} - константы скоростей реакций, $A_{1S \rightarrow 1D}, A_{1D \rightarrow 3P}$ - коэффициенты Эйнштейна соответствующих переходов

Как было показано в первой главе, скорости образования возбужденных состояний атомов и молекул атмосферных газов в результате столкновений с авроральными электронами может быть описана функционалом (1.3). В случае возбуждения эмиссий $\lambda 630.0$ и $\lambda 557.7$ нм скорости возбуждения 1D и 1S состояний атома кислорода будут определяться следующими формулами:

$$Q_{1D}(h) = \left(\frac{P_O(h)}{\varepsilon_{1D}^O} + \frac{P_{O_2}(h)}{\varepsilon_{1D}^{O_2}} \right) \rho(h) \int_E \frac{E \cdot f(E)[1 - T(E)]}{R(E)} \lambda(E, \chi) dE \quad (3.13)$$

$$Q_{1S}(h) = \frac{P_O(h)}{\varepsilon_{1S}^O} \rho(h) \int_E \frac{E \cdot f(E)[1 - T(E)]}{R(E)} \lambda(E, \chi) dE \quad (3.14)$$

где $P_O(h)$ и $P_{O_2}(h)$ - относительная доля энергии, идущая на возбуждение атома или молекулы кислорода на высоте h , $\rho(h)$ - плотность нейтральной атмосферы, ε_{1D}^O , $\varepsilon_{1D}^{O_2}$ и ε_{1S}^O - «энергетические цены» возбуждения 1D и 1S термов атома или молекулы кислорода (реакции 97, 98 и 99), $z(h)$ - масса, проходимая электроном

до высоты h , $R(E)$ - интегральная длина пробега, $f(E)$ – первичный энергетический спектр потока высыпающихся электронов, $\lambda(E, \chi)$ - безразмерная функция диссипации энергии.

На рисунках 3.5 и 3.6 приведены примеры результатов расчета высотных профилей объемных интенсивности эмиссий 630.0 и 557.7 нм. Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [Hedin, 1991]. Источник электронов помещался на высоте 700 км. Коэффициенты Эйнштейна и коэффициенты скоростей реакций приведены в таблице 1.1. В работе [Дашкевич и Иванов, 2017] было показано, что интенсивность зеленой линии $\lambda 557.7$ нм зависит от величины концентрации окиси азота в атмосфере. При численном моделировании высотных профилей интенсивности излучения эмиссии 557.7 нм концентрация окиси азота в максимуме ее высотного профиля полагалась равной 10^{-8} см⁻³, что соответствует средним значениям концентрации NO в полярных сияниях, полученных в экспериментах [Дашкевич и Иванов, 2019; Swider and Narcisi, 1977; Sharp, 1978]. Рассматривалось два вида энергетического спектра потока высыпающихся электронов: моноэнергетический (1.6) и поток с максвелловским распределением по энергиям (1.8). Распределение по питч-углам задавалось мононаправленным вдоль силовых линий магнитного поля и изотропным в нижней полусфере. Средняя энергия E_{cp} дифференциального потока высыпающихся электронов варьировалась в диапазоне 0.5÷20 кэВ, который является типичным для авроральных электронов, возбуждающих полярные сияния [Spiro et.al, 1982; Hardy et al.,1985; Hardy et al.,1987; Vorobjev et al., 2013]. Поток энергии F_E задавался равным 1 эрг·см⁻²с⁻¹.

Из приведенных рисунков видно, что высотные профили объемной интенсивности эмиссий 630.0 и 557.7 нм носят различный характер. Высотные профили $\eta_{630.0}$ не имеют ярко выраженного максимума, демонстрируя плавное изменение в рассматриваемом диапазоне высот, в то время как для высотных профилей $\eta_{557.7}$ характерно наличие ярко выраженного максимума.

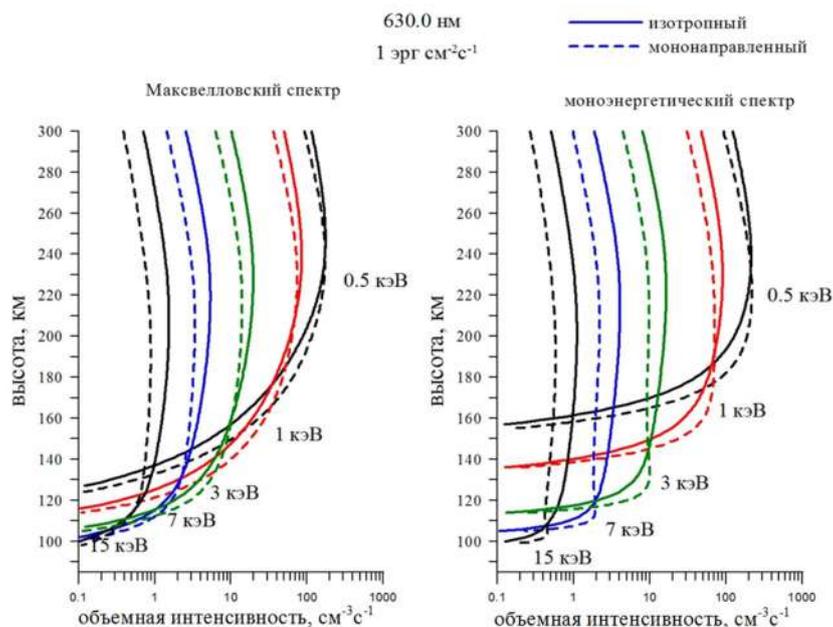


Рисунок 3.5. Высотные профили интенсивности объемной эмиссии $\lambda 630.0$ нм для электронных потоков со средней энергией $E_{cp} = 0.5, 1.0, 3.0, 7.0$ и 15.0 кэВ.

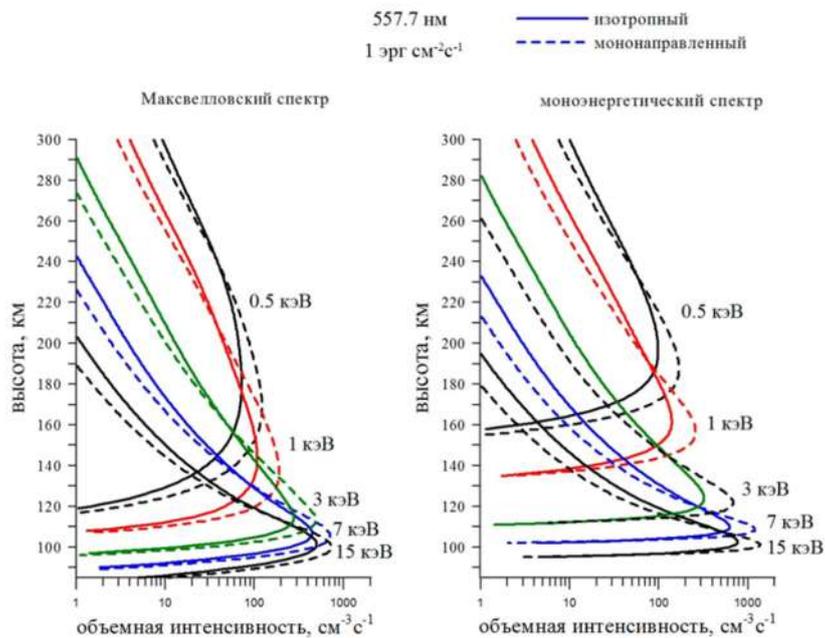


Рисунок 3.6. Высотные профили интенсивности объемной эмиссии $\lambda 557.7$ нм для электронных потоков со средней энергией $E_{cp} = 0.5, 1.0, 3.0, 7.0$ и 15.0 кэВ.

На рисунке 3.7 приведены зависимости высоты локализации максимума объемной интенсивности эмиссии 557.7 нм h_{max} от средней энергии потока высыпавшихся электронов для четырех видов начального дифференциального потока электронов. Из рисунка видно, что высота максимума слабо зависит от вида начального дифференциального потока высыпавшихся электронов и определяется в основном величиной средней энергии. Среднее квадратичное отклонение не превышает 10% в рассмотренном диапазоне энергий. Средние значения h_{max} приведены в таблице 3.5.

На рисунке 3.8 приведены зависимости ширины профиля объемной интенсивности эмиссии 557.7 нм Δh от средней энергии для четырех видов начального дифференциального потока электронов. Как и следовало ожидать максимальная величина ширины профиля Δh_{max} соответствует потоку высыпавшихся электронов с максвелловским распределением по энергиям и изотропному распределению по питч-углам в рассмотренном диапазоне средних энергий. Минимальная ширина профиля Δh_{min} соответствует моноэнергетическому потоку высыпавшихся электронов, инжектированным вдоль магнитного поля. Соответствующие значения Δh_{min} и Δh_{max} приведены в таблице 3.6.

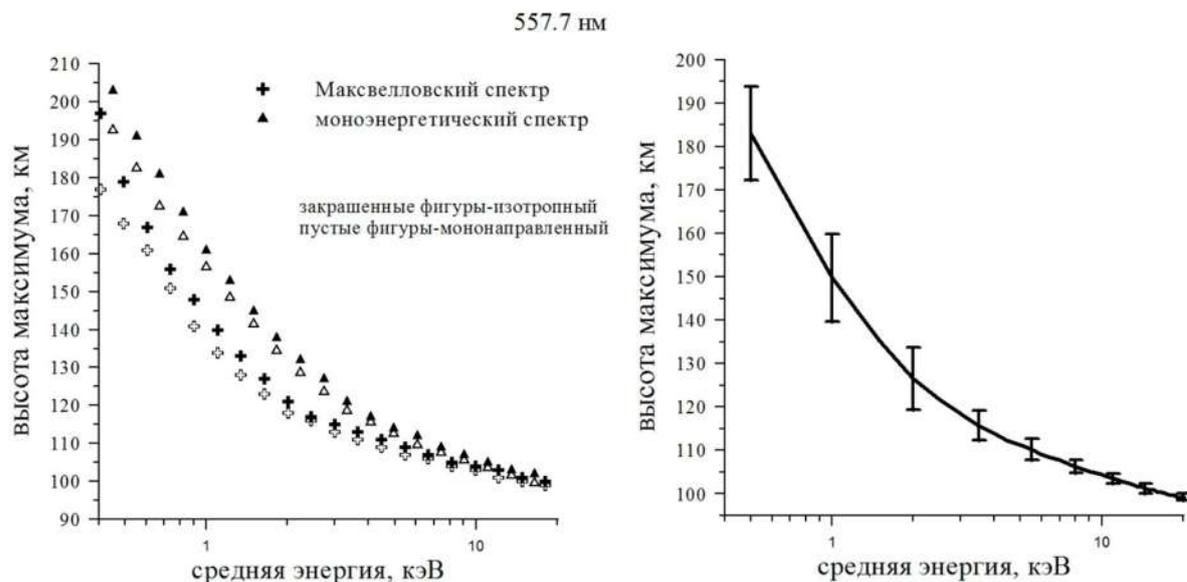


Рисунок 3.7. Левая панель - зависимость высоты максимального свечения эмиссии 557.7 нм h_{\max} от средней энергии потока высыпающих электронов; правая панель - усредненная зависимость h_{\max} от средней энергии потока высыпающих электронов, вертикальные линии - среднеквадратичное отклонение.

Таблица 3.5.

Высота максимума интенсивности эмиссии 557.7нм

$E_{\text{ср}}$, кэВ	0.5	1	3	5	7	10	15	20
h_{\max} , км	183	149.8	118.5	111.3	107.8	104.5	101	99.3

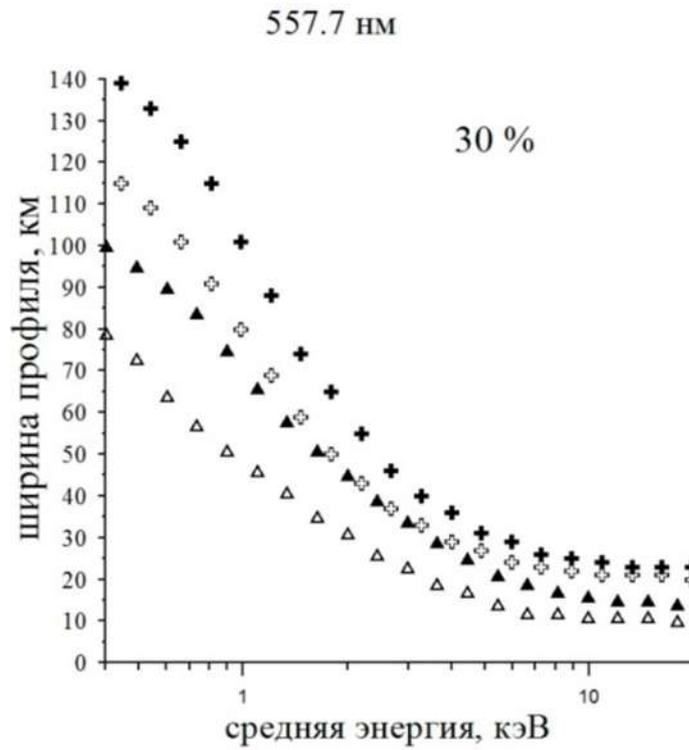


Рисунок 3.8. Зависимость ширины профиля Δh объемной интенсивности эмиссии 557.7 нм от средней энергии для четырех видов начального дифференциального потока электронов

Таблица 3.6.

Ширина профиля интенсивности объемного излучения эмиссии 557.7 нм для различных значений средней энергии высыпающих электронов.

$E_{\text{ср}}$, кэВ	0.5	1	3	5	7	10	15	20
Δh_{max} , км	135	100	42	30	25	24	23	23
Δh_{min} , км	72	47	22	15	13	10	10	10

3.2.3. Эффективности каналов возбуждения 1D уровня атомарного кислорода

Исследуем эффективности вкладов в объемную интенсивность эмиссии 630.0 нм всей совокупности каналов возбуждения 1D термина в рамках нестационарной модели авроральной ионосферы, представленной в первой главе. Расчеты проводились, как и ранее, в модели нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [Hedin, 1991] для изотропного потока электронов с максвелловским распределением по энергиям (1.8), источник электронов помещался на высоте 700 км. На рисунке 3.9 приведены результаты расчета высотных профилей интенсивности объемного излучения эмиссий 630.0 нм, соответствующие восьми каналам возбуждения 1D термина атомарного кислорода для средних энергий $E_{ср}$, равных 1, 3 и 7 кэВ. Сплошная линия соответствует суммарному вкладу всех источников.

Из рисунка 3.9 можно видеть, что на высотах $h > 110$ км доминирующим каналом возбуждения эмиссии 630.0 нм является прямой электронный удар $O+e^*$. Реакция диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th}$ является вторым по значимости каналом в интервале высот $\sim 180 \div 240$ км. В диапазоне высот $\sim 100 \div 180$ км реакции 98, 53, 34, 40 и 41 вносят сравнимые по величине вклады. Незначительным источником возбуждения эмиссии 630.0 нм во всем диапазоне высот является лишь реакция $N(^2P)+O_2$.

Рассмотрим высотные зависимости относительных вкладов источников возбуждения эмиссии 630.0 нм- реакций 97; 98, 6, 46, 53, 34, 40 и 4, принимая величину суммарной объемной интенсивности эмиссии на высоте h за единицу. Рассчитанные высотные зависимости относительных вкладов рассматриваемых каналов представлены на рисунке 3.10.

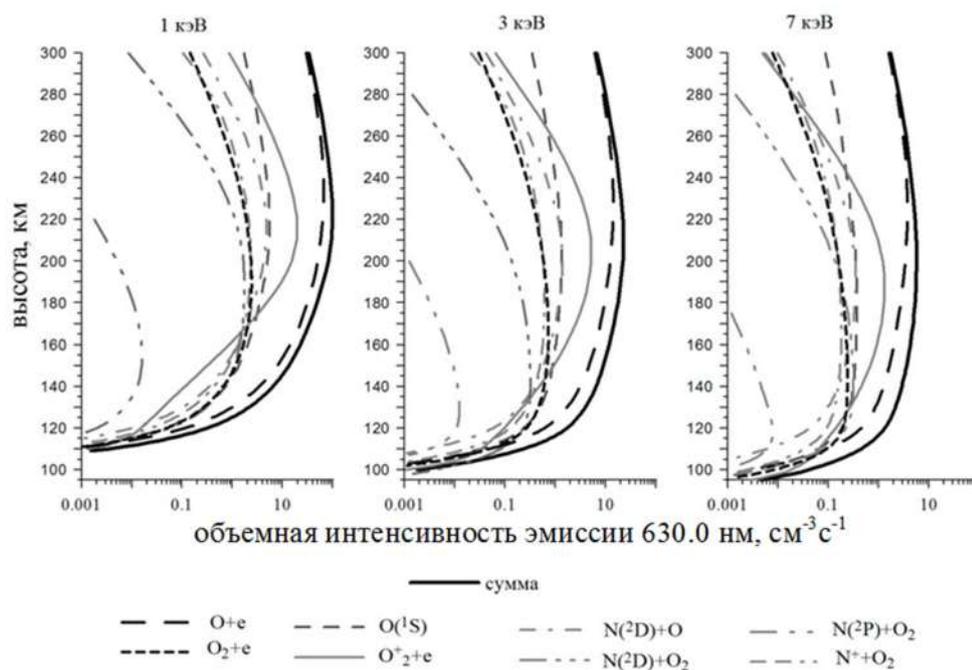


Рисунок 3.9. Высотные профили интенсивности объемной эмиссии 630.0 нм, соответствующие восьми каналам возбуждения. Сплошная линия – суммарный вклад всех каналов.

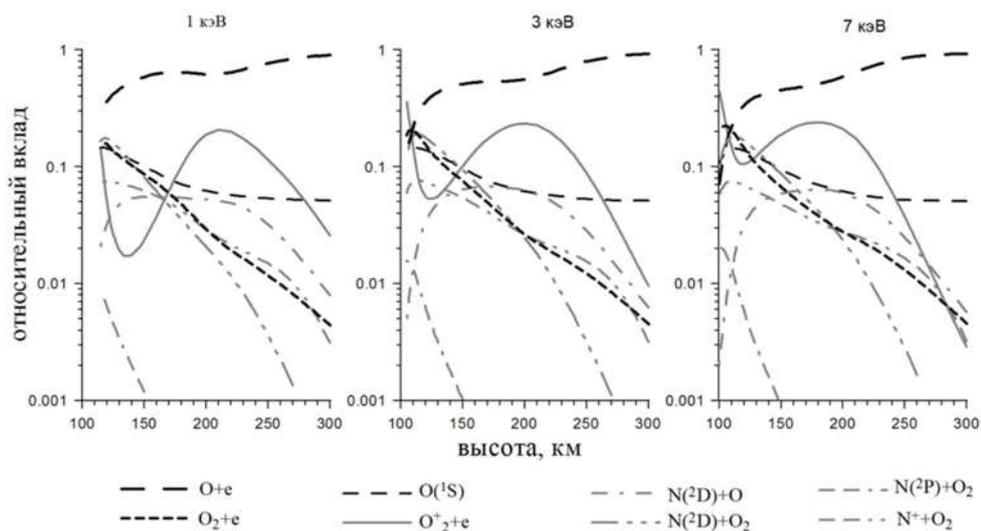


Рисунок 3.10. Высотная зависимость относительных вкладов каналов возбуждения ^1D терма атомарного кислорода в объемную интенсивность эмиссии $\lambda 630.0$ нм.

Из рисунка 3.10 хорошо видно, что среди всех рассмотренных каналов возбуждения 1D уровня, вносящих вклад в объемную интенсивность эмиссии $\lambda 630.0$ нм, только один канал $N(^2P)+O_2$, можно считать незначительным. В интервале высот $\sim 100\div 110$ км его вклад не превышает 2 % с последующим быстрым убыванием с увеличением высоты. Вклад прямого электронного удара $O+e^*$ демонстрирует плавное возрастание от 6 до 93% в области высот $100\div 300$ км. На высотах свыше 150 км он составляет более 50%. Для вклада прямого электронного удара O_2+e^* характерно постепенное уменьшение от 20 до 0.5% в интервале высот $100\div 300$ км. Парциальные вклады в возбуждение 1D состояние столкновительных реакций и радиационного перехода с 1S терма не столь значительны и не превышают 18% в области высот $100\div 300$ км, однако их суммарный вклад в интенсивность объемной эмиссии 630.0 нм может оказаться достаточно существенным. Обращает на себя внимание характер высотной зависимости относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th}$, график которой демонстрирует наличие минимума, локализованного в области высот $120\div 140$ км, которые соответствуют высотам максимума энерговыделения для рассматриваемых потоков высыпающихся электронов.

Каналы возбуждения 1D состояния атома кислорода можно условно разбить на две основные группы. К первой группе отнесем возбуждение 1D терма прямым электронным ударом: $O+e^*$ и O_2+e^* . Во второй группе объединим процессы столкновительных взаимодействий атома и молекулы кислорода с нечетным азотом: $N(^2D)+O$; $N(^2D)+O_2$; $N(^2P)+O_2$; N^++O_2 . Отдельно рассмотрим радиационный переход с 1S терма и реакцию диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th}$. На рисунке 3.11 представлены высотные распределение относительных вкладов в объемную интенсивность эмиссии 630.0 нм сгруппированных каналов возбуждения 1D терма.

Из рисунка 3.11 видно, что суммарный вклад прямого электронного удара $O+e^*$ и O_2+e^* демонстрирует непрерывный рост от 40 до 90% в диапазоне высот $100-300$ км. Суммарный вклад столкновительных взаимодействий $N(^2D)+O$;

$N(^2D)+O_2$; $N(^2P)+O_2$; N^++O_2 и вклад радиационного перехода с 1S терма сравнимы по величине и демонстрируют уменьшение с увеличением высоты от 28 до 1% и от 18 до 5% соответственно. Суммарная эффективность столкновительных и радиационного каналов варьируется в диапазоне 46÷6% в интервале высот 100 – 300 км и является существенной на высотах ниже 200 км.

В отличие от других каналов, для диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th}$ характерно наличие в высотной зависимости ее вклада в возбуждение 1D терма локального минимума в интервале высот 110÷150 км и максимума, локализованного в интервале 180÷220 км. Для рассматриваемых средних энергий потока высыпающихся электронов 1, 3 и 7 кэВ эффективность относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации в объемную интенсивность эмиссии $\lambda 630.0$ нм лежит в диапазоне 38÷59% в районе 100 км, уменьшается в области высот 110÷150 км до 2÷14%, а затем опять увеличивается в области высот 180÷220 км до 15÷24%. Наличие минимума в кривой высотного распределения относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации приводит к тому, что в области высот 110÷150 км вторым по эффективности механизмом возбуждения эмиссии 630.0 нм становится совокупность каналов столкновительных взаимодействий и радиационного перехода с 1S терма. Зависимости величины вкладов реакции диссоциативной рекомбинации в локальном минимуме и локальном максимуме от средней энергии потока высыпающихся электронов в приведены на рисунке 3.12. Из рисунка видно, что величина вклада реакции диссоциативной рекомбинации в области максимума испытывает слабую зависимость от средней энергии потока высыпающихся электронов. Однако величина вклада в области минимума демонстрирует зависимость от средней энергии и возрастает от 1 до 16 % при увеличении средней энергии от 0.5 до 20 кэВ.

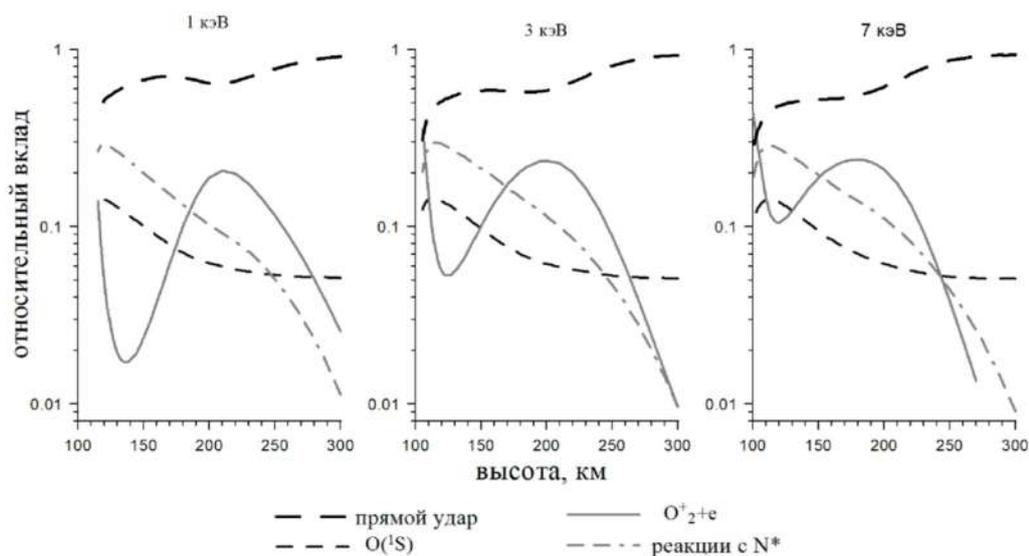


Рисунок 3.11. Высотные распределение относительных вкладов в объемную интенсивность эмиссии $\lambda 630.0$ нм сгруппированных каналов возбуждения 1D терма, а именно: суммы прямых электронных ударов $O+e^*$ и O_2+e^* ; суммы каналов столкновительных реакций $N(^2D)+O$; $N(^2D)+O_2$; $N(^2P)+O_2$; N^++O_2 , радиационного перехода $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu_{557.7}$ и реакции диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th}$.

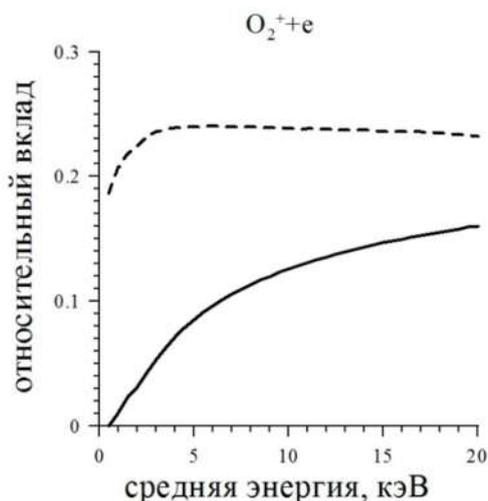


Рисунок 3.12. Эффективности вкладов реакции диссоциативной рекомбинации в возбуждение эмиссии $\lambda 630.0$ нм в областях минимума (сплошная линия) и максимума (пунктирная линия) в зависимости от средней энергии потока высыпающихся электронов.

Динамика высотного изменения величины относительного вклада реакции $O_2^+ + e_{th}$ в объемную интенсивность эмиссии 630.0 в зависимости от концентрации NO в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{max}$. На рисунке 3.13 приведены результаты расчетов высотного распределения вклада диссоциативной рекомбинации для $[NO]_{max}$, лежащих в диапазоне $10^7 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$, что соответствует результатам измерений окиси азота в полярных сияниях. Из рисунка видно как сильно изменяется величина вклада реакции $O_2^+ + e_{th}$ в интенсивность эмиссии 630.0 нм в области локального минимума в зависимости от концентрации окиси азота. При концентрациях $[NO]_{max}$ порядка 10^9 см^{-3} вклад реакции диссоциативной рекомбинации составляет меньше 1%. С уменьшением концентрации $[NO]_{max}$ до величин порядка 10^7 см^{-3} вклад реакции диссоциативной рекомбинации возрастает до 20÷30%. Относительный вклад реакции диссоциативной рекомбинации в интенсивность эмиссии 630.0 нм в области высот 110÷150 км зависит от содержания окиси азота в полярной атмосфере.

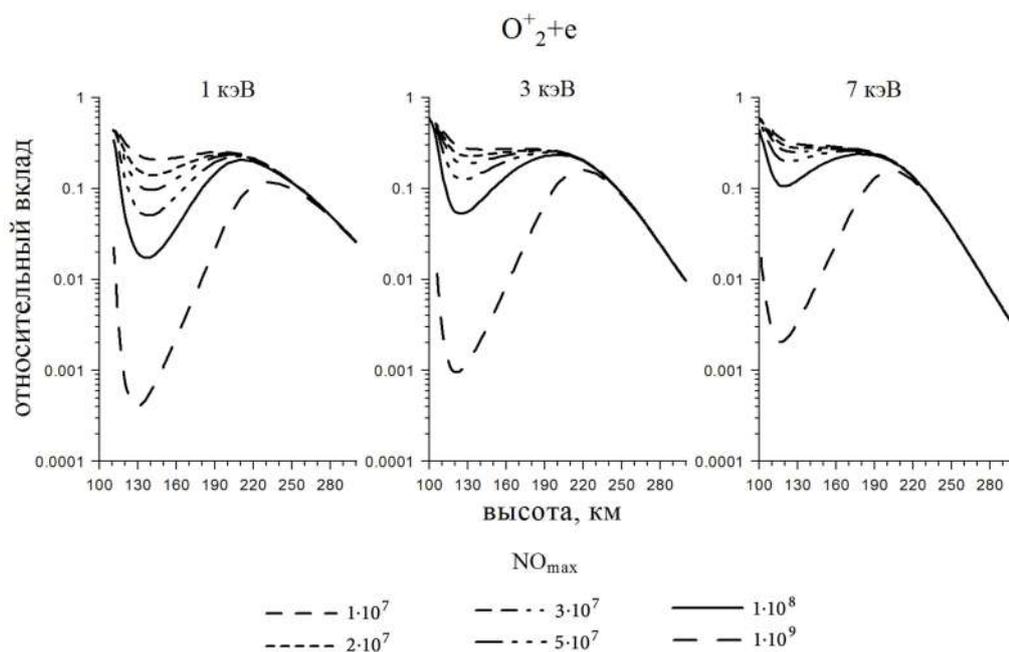


Рисунок 3.13. Высотное распределение величины относительного вклада реакции $O_2^+ + e_{th}$ в объемную интенсивность эмиссии $\lambda 630.0$ нм в зависимости от концентрации NO в максимуме ее высотного профиля.

Возможными причинами формирования минимума в высотном распределении относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации в интенсивность объемной эмиссии 630.0 нм могут являться столкновительные реакции иона молекулярного кислорода O_2^+ с нечетным азотом $N(^4S)$, $N(^2D)$ и NO . Константы скоростей реакций $O_2^+ + N(^4S)$, $O_2^+ + N(^2D)$ и $O_2^+ + NO$ сравнимы между собой [Goldan et al., 1966, Lindinger and Ferguson, 1983], тогда как концентрации $N(^4S)$ и $N(^2D)$ в полярных сияниях на порядки меньше концентраций NO . Поэтому можно считать, что основным процессом дезактивации иона O_2^+ является реакция $O_2^+ + NO$.

Таким образом, основным источником эмиссии 630.0 нм в полярном сиянии является прямой удар энергичного электрона с атомарным кислородом. Уменьшение вклада реакции диссоциативной рекомбинации O_2^+ приводит к тому, что в области высот 110–150 км совокупность реакций столкновительных взаимодействий компонент ионосферной плазмы $N(^2D) + O$, $N(^2D) + O_2$, $N(^2P) + O_2$ и $N^+ + O_2$ становится вторым по эффективности источником, вносящим вклад в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм.

3.2.4. Эффективности каналов возбуждения 1S уровня атомарного кислорода.

Исследуем эффективности вкладов в объемную интенсивность эмиссии 557.7 нм всех каналов возбуждения 1S терма атомарного кислорода. Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [Hedin, 1991] для изотропного потока электронов с максвелловским распределением по энергиям, источник электронов помещался на высоте 700 км. Концентрация окиси азота в максимуме ее высотного профиля полагалась равной 10^{-8} см $^{-3}$, что соответствует средним значениям концентрации NO в полярных сияниях, полученных в экспериментах [Дашкевич и Иванов, 2019; Swider and Narcisi, 1977; Sharp, 1978]. На рисунке 3.14 приведены результаты расчета высотных профилей объемной интенсивности эмиссий 557.7 нм, соответствующие шести каналам возбуждения 1S терма атомарного кислорода для средних энергий E_{cp} , равных 1, 3 и 7 кэВ. Сплошная линия соответствует суммарному вкладу всех источников.

Из рисунка можно видеть, что на высотах $h < 170$ км доминирующим каналом возбуждения эмиссии 557.7 нм является столкновительная реакция $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow O(^1S) + N_2(X^1\Sigma_g^+)$, а на высотах $h > 170$ км прямой электронный удар.

Рассмотрим высотные зависимости относительных вкладов источников возбуждения эмиссии 557.7 нм, принимая величину суммарной объемной интенсивности излучения на высоте h за единицу. Рассчитанные высотные зависимости относительных вкладов рассматриваемых каналов представлены на рисунке 3.15.

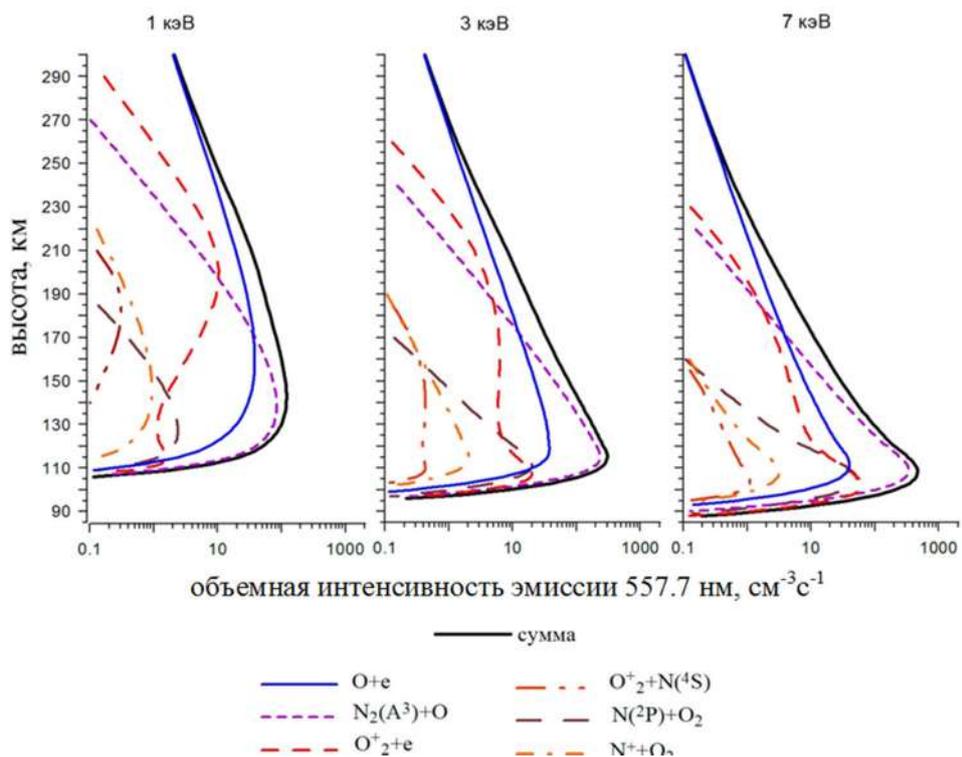


Рисунок 3.14. Высотные профили интенсивности объемной эмиссии 557.7 нм, соответствующие семи каналам возбуждения эмиссии. Сплошная линия — суммарный вклад всех каналов.

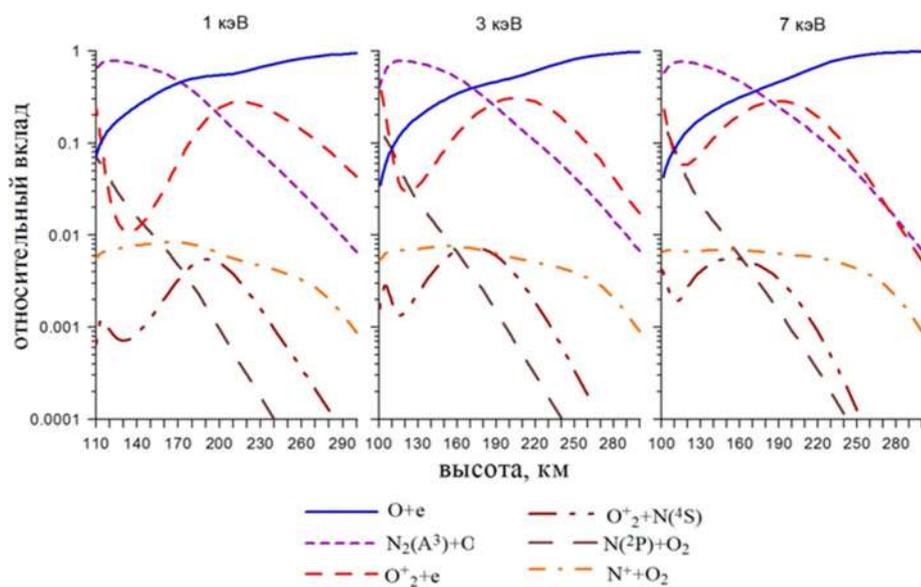


Рисунок 3.15. Высотная зависимость относительных вкладов каналов возбуждения 1S состояния атомарного кислорода в объемную интенсивность эмиссии $\lambda 557.7$ нм.

Из рисунка 3.15 видно, что в диапазоне высот 90-200 км доминирующий вклад в возбуждение атомов $O(^1S)$ вносит прямой удар и реакция дезактивации возбужденного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow O(^1S) + N_2(X^1\Sigma_g^+)$. Их суммарный вклад в области максимума высотного профиля концентрации атомов $O(^1S)$ составляет 94% и уменьшается до 71% на высоте 200 км для средней энергии $E_{cp}=1$ кэВ. Следует отметить, что высотные зависимости величин вкладов прямого удара и реакции дезактивации носят диаметрально противоположный характер. К примеру, эффективность прямого удара $E_{cp}=7$ кэВ возрастает с 7% до 52%, в то время как эффективность реакции дезактивации падает с 74% до 20%. Из рисунка 3.15 видно, что вклад прямого удара имеет большие значения на высотах >170 км, но с увеличением средней энергии высыпавшиеся электроны проникают все глубже в атмосферу до высот порядка 100 км, где главную роль играют другие реакции возбуждения зеленой эмиссии.

Для канала возбуждения $N(^2P) + O_2 \rightarrow NO + O(^1S)$ характерно резкое уменьшение его вклада с увеличением высоты. Вклад этой реакции проявляется в области максимума высотного профиля $O(^1S)$ и составляет 4% и 9% для E_{cp} , равных 1 кэВ и 7 кэВ соответственно. Вклады реакций $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1D, ^1S)$ и $O_2^+ + N(^4S) \rightarrow NO^+ + O(^1S)$ составляют менее 1%.

Отличительной особенностью канала диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода $O_2^+ + e_{th} \rightarrow O(^1S) + O$ является ярко выраженный минимум его вклада $<1\%$ в области локализации высоты максимума высотного профиля эмиссии 557.7 нм, что хорошо видно на рисунке 3.15. На высотах 100-110 км вклад диссоциативной рекомбинации иона O_2^+ значительно больше процента и составляет 30-10% и 10-28% на высотах 150-200 км. Рассмотрим, как меняется вклад этой реакции на высотах экстремумов в зависимости от средней энергии высыпавшихся электронов. Зависимость вкладов реакции диссоциативной рекомбинации в возбуждение эмиссии 557.7 нм в областях минимума и максимума от средней энергии потока высыпавшихся электронов показана на рисунке 3.16. Из рисунка видно, что величина вклада реакции

диссоциативной рекомбинации в области минимума испытывает слабую зависимость от средней энергии потока высыпающихся электронов и увеличивается до 7 % с ростом энергии до 20 кэВ. Однако величина вклада в области максимума убывает с 31 до 22 % с увеличением средней энергии электронов от 3 до 20 кэВ.

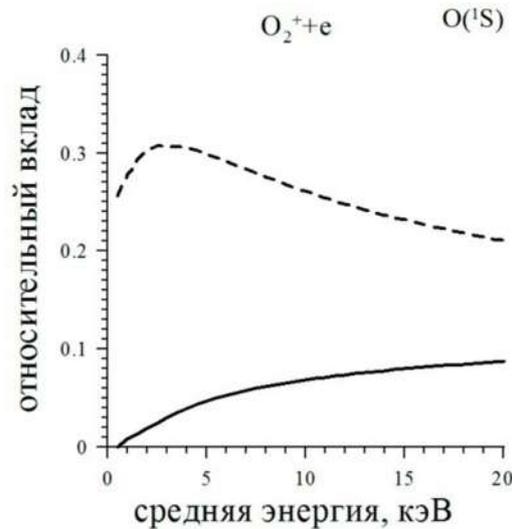


Рисунок 3.16. Эффективности вкладов реакции диссоциативной рекомбинации в возбуждение эмиссии $\lambda 557.7$ нм в областях минимума (сплошная линия) и максимума (пунктирная линия) в зависимости от средней энергии потока высыпающихся электронов.

Динамика высотного распределения величины относительного вклада реакции $O_2^+ + e_{th}$ в объемную интенсивность эмиссии 557.7 нм в зависимости от концентрации NO в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{max}$ дана на рисунке 3.17. Из рисунка видно, что величина вклада реакции диссоциативной рекомбинации в интенсивность эмиссии 557.7 нм в области локального минимума сильно изменяется в зависимости от концентрации окиси азота. При уменьшении концентрации $[NO]_{max}$ с 10^9 см⁻³ до величин порядка 10^7 см⁻³ вклад реакции диссоциативной рекомбинации увеличивается с долей процента до 30 %. Таким образом, относительный вклад реакции диссоциативной рекомбинации в

интенсивность эмиссии 557.7 нм в области высот 110÷150 км зависит от содержания окиси азота в полярной атмосфере и уменьшается с увеличением концентрации NO.

Причиной формирования минимума в высотном распределении относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации в интенсивность объемной эмиссии 557.7 нм, как и в случае с эмиссией 630.0 нм, является процесс дезактивации иона молекулярного кислорода окисью азота $O_2^+ + NO$.

Таким образом, доминирующим каналом возбуждения эмиссии 557.7 нм на высотах $h < 170$ км является столкновительная реакция $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow O(^1S) + N_2(X^1\Sigma_g^+)$, на высотах $h > 170$ км прямой электронный удар. Третьей по величине вклада является реакция диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th} \rightarrow O(^1S) + O$.

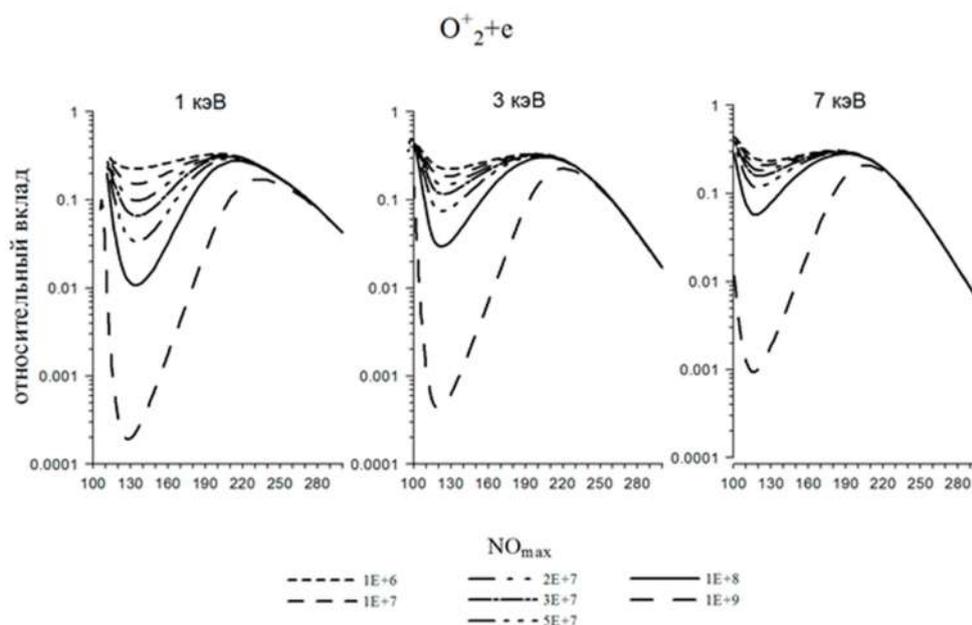


Рисунок 3.17. Высотное распределение величины относительного вклада реакции $O_2^+ + e_{th}$ в интенсивность излучения эмиссии $\lambda 557.7$ нм в зависимости от концентрации NO в максимуме ее высотного профиля.

3.2.5. Влияние окиси азота на интенсивность эмиссий $\lambda 630.0$ нм и $\lambda 557.7$ нм в столбе полярного сияния

Рассмотрим вклады реакций возбуждения атомов $O(^1D)$ в интенсивность в столбе полярного сияния эмиссии 630.0 нм $I_{630.0}$ в зависимости от плотности окиси азота. Интенсивность $I_{630.0}$ рассчитывается по формуле (3.2). На рисунке 3.18 показаны зависимости вкладов реакций для различных средних энергий потока высыпающихся электронов. Концентрация окиси азота в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{\max}$ варьировалась от 10^6 до 10^9 см^{-3} , средняя энергия E_{cp} в интервале 1 -20 кэВ, что соответствует характерному диапазону средней энергии высыпающихся электронов, вызывающих полярные сияния типа дуг и полос. Из рисунка видно, что наибольший вклад $\sim 67-80\%$ прямого электронного удар с атомарным кислородом очень медленно возрастает с увеличением плотности окиси азота в максимуме его высотного профиля $[NO]_{\max}$ с 10^6 до 10^9 см^{-3} для всех средних энергий потока. Второй по величине вклада является реакция диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{\text{th}} \rightarrow O(^1D) + O$, ее вклад уменьшается \sim с 18 до 6% с увеличением концентрации окиси азота. Вклад в интенсивность эмиссии 630.0 нм реакции спонтанного излучения возбужденного атома $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu_{557.7}$ не меняется с вариацией концентрации окиси азота и составляет $\sim 6\%$. Вклад реакций возбуждения столкновительных реакций с участием нечетного возбужденного азота $N(^2D)+O$, $N(^2D)+O_2$, $N(^2P)+O_2$ и N^++O_2 мало меняется с вариацией концентрации окиси азота для $E_{\text{cp}} > 1$ кэВ и составляет 4-8% для средней энергии 1 кэВ и 10-12% для $E_{\text{cp}} = 15$ кэВ. С увеличением средней энергии электронов вклад столкновительных реакций возрастает и начинает конкурировать с вкладом в интенсивность эмиссии 630.0 нм диссоциативной рекомбинации иона молекулярного азота для концентраций для $[NO]_{\max} > 10^7 \text{см}^{-3}$.

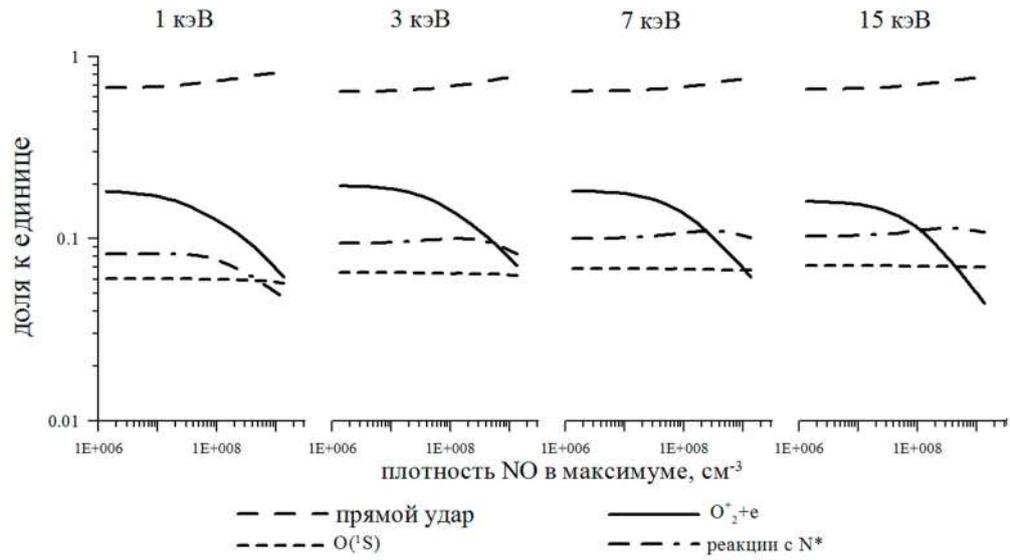


Рисунок 3.18. Парциальные вклады реакций возбуждения 1D состояния атомарного кислорода в интенсивность эмиссии 630.0 нм.

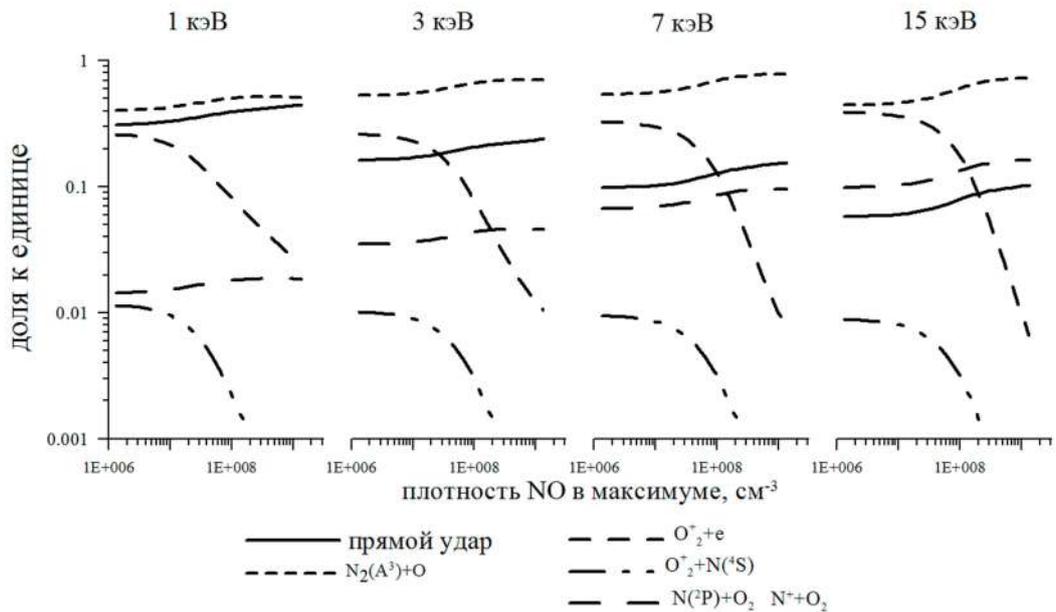


Рисунок 3.19. Парциальные вклады реакций возбуждения 1S состояния атомарного кислорода в интенсивность эмиссии 557.7 нм.

Относительный вклад всех каналов возбуждения атомов $O(^1S)$ в интенсивность эмиссии 557.7 нм в столбе полярного сияния $I_{557.7}$ в зависимости от плотности NO для различных средних энергий электронов показан на рисунке 3.19. Из рисунка видно, что для основного канала, реакции $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow O(^1S) + N_2(X^1\Sigma_g^+)$, вклад в образование атомов $O(^1S)$ медленно повышается с увеличением $[NO]_{\max}$: для $E_{\text{cp}}=1$ кэВ с 40 до 52%, для $E_{\text{cp}}=15$ кэВ с 44 до 70%. Вклад прямого удара $O + e^* \rightarrow O(^1S) + e$ слабо зависит от концентрации окиси азота и уменьшается с увеличением средней энергии высыпающихся электронов: для $E_{\text{cp}}=1$ кэВ вклад прямого удара увеличивается с увеличением $[NO]_{\max}$ с 30 до 44%, а для $E_{\text{cp}}=15$ кэВ - с 6 до 10%. При увеличении жесткости потока электронов, прямой удар отдает свои позиции другим реакциям, в том числе, столкновительной реакция $N(^2P) + O_2 \rightarrow O(^1S) + NO$, вклад которой для $E_{\text{cp}}=15$ кэВ больше вклада прямого удара и составляет 9-15 10%. Реакция диссоциативной рекомбинация иона молекулярного кислорода O_2^+ вносит значительный вклад в образование эмиссии зеленой линии и быстро убывает с увеличением концентрации окиси азота.

Для всего рассмотренного диапазона средних энергий потока высыпающихся электронов сильную зависимость от $[NO]_{\max}$ демонстрируют только вклады от реакций: $O_2^+ + e_{\text{th}}$ и $O_2^+ + N(^4S)$. Однако абсолютная величина относительного вклада реакции $O_2^+ + N(^4S)$ незначительная и составляет менее 1% во всем диапазоне средних энергий электронного потока. Поэтому более детально рассмотрим поведение величины относительного вклада реакции $O_2^+ + e_{\text{th}}$ от концентрации окиси азота $[NO]_{\max}$. Рассчитанные зависимости вклада реакции $O_2^+ + e_{\text{th}}$ в возбуждение 1S состояния атомарного кислорода приведены на рисунке 3.20 для диапазона средних энергий электронного потока от 1 до 20 кэВ. Из рисунка можно видеть, что при $[NO]_{\max} < 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ в интервале E_{cp} от 1 до 20 кэВ вклад реакции диссоциативной рекомбинации O_2^+ в возбуждение эмиссии $\lambda_{557.7}$ нм составляет менее 10% и продолжает уменьшаться с ростом содержания окиси азота, что согласуется с оценками, полученными в [Gattinger et al., 1985] и

[Gattinger et al., 1996]. Однако, при уменьшении $[\text{NO}]_{\text{max}}$ от величины $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ относительный вклад реакции диссоциативной рекомбинации начинает возрастать. При $[\text{NO}]_{\text{max}} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ относительный вклад реакции $\text{O}_2^+ + e_{\text{th}}$ лежит в интервале от 20 до 41% для диапазона E_{cp} от 1 до 20 кэВ. Подобный характер поведения этой реакции, как источника возбуждения ^1S состояния атомарного кислорода, с неизбежностью приведет к вариациям интенсивности эмиссии 557.7 нм в зависимости от величины концентрации окиси азота в полярном сиянии.

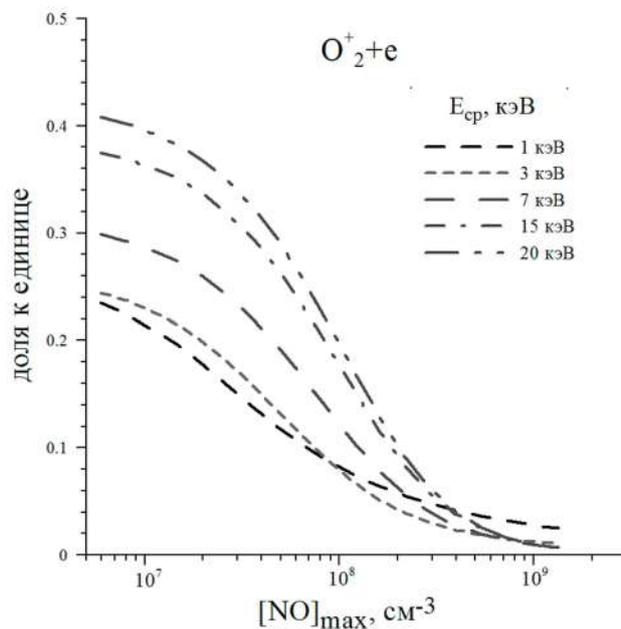


Рисунок 3.20. Зависимость относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации O_2^+ в возбуждение ^1S состояние атомарного кислорода от $[\text{NO}]_{\text{max}}$ для средних энергий электронного потока

Исходя из вышесказанного, интенсивности эмиссий красной и зеленой линий полярных сияний должны зависеть от концентрации окисей азота. На рисунке 3.21 показаны зависимости интенсивностей эмиссии линии атомарного кислорода $I_{557.7}$ и $I_{630.0}$, от плотности окиси азота в максимуме его высотного профиля. Интенсивности $I_{557.7}$ и $I_{630.0}$ рассчитывались по формуле (3.2). Видно, что с увеличением плотности окиси азота в максимуме высотного профиля $[\text{NO}]_{\text{max}}$ от

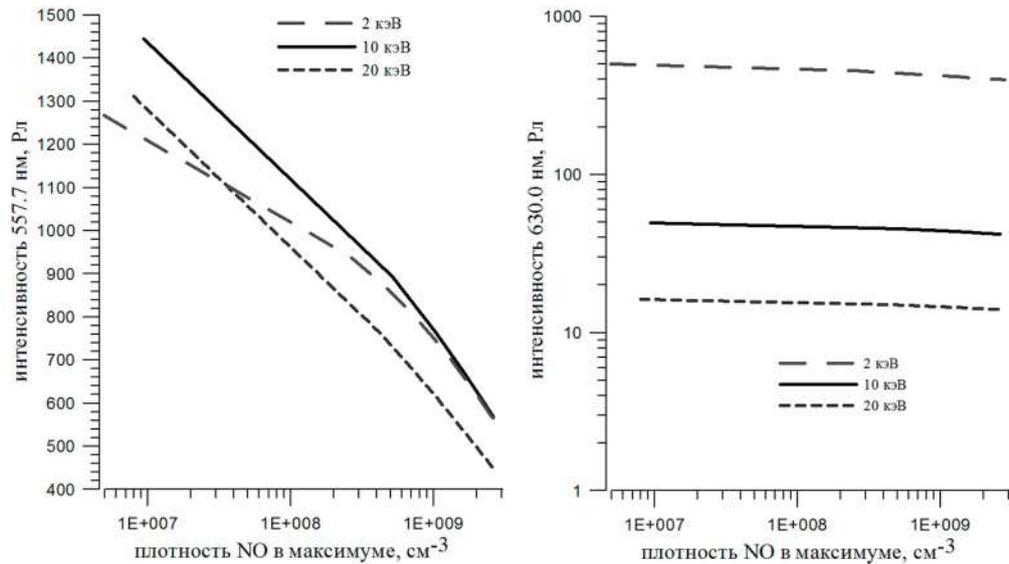


Рисунок 3.21. Зависимость интенсивностей эмиссии 557.7 нм и 630.0 нм от плотности окиси азота в максимуме высотного профиля.

10^7 до 10^{10} см⁻³ интенсивность зеленой линии 557.7 нм падает на 30 -70% для диапазона E_{cp} от 2 до 20 кэВ. В то же время, можно говорить о том, что интенсивность эмиссии 630.0 нм не зависит от концентрации окиси азота.

Разный вид этих зависимостей объясняется ролью реакции диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода $O_2^+ + e_{th}$ в возбуждение эмиссий 557.7 нм и 630.0 нм. Как было показано в разделе 3.2.3, в возбуждении атомов $O(^1D)$, источника эмиссии 630.0 нм, основную роль играет прямой удар, а парциальный вклад диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода более чем в три раза меньше парциального вклада прямого удара. Для атомов $O(^1S)$ диссоциативная рекомбинация иона молекулярного кислорода является одним из сильных источников возбуждения, что показано в разделе 3.2.4.

Роль реакции диссоциативной рекомбинации O_2^+ определяется количеством ионов O_2^+ в атмосфере. Однако, ионы молекулярного кислорода вступают в взаимодействие с окисью азота $O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$ с достаточно большой скоростью реакции $k=4.4 \cdot 10^{-10}$ см³с⁻¹, и именно эта реакция служит причиной уменьшения концентрации O_2^+ в ионосфере. Излучение 630.0 нм происходит в

основном на высотах выше 130 км, в то время как эмиссия 557.7 нм располагается на высотах около 100 км. Разница концентрации окиси азота для этих высот может достигать 10 раз. Следовательно, на высотах эмиссии 557.7 нм реакция дезактивации более $O_2^+ + NO$ эффективна и уменьшение интенсивности зеленой линии происходит более активно. Таким образом, реакцию $O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$ можно считать каналом подавления интенсивности эмиссии 557.7 нм.

Итак, основным каналом подавления интенсивности эмиссии 557.7 нм можно считать реакцию $O_2^+ + NO$, которая уменьшает вклад диссоциативной рекомбинации иона O_2^+ в формирование 1S состояния атомарного кислорода. На интенсивность красной линии 630.0 нм атомарного кислорода данная реакция не оказывает значительного влияния

3.3. Отношения интенсивностей излучения эмиссий $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ в полярных сияниях

3.3.1. Зависимость отношений $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ от параметров потока электронов и состава атмосферы

Исследуем поведение отношений интенсивностей авроральных эмиссий возбужденного атомарного кислорода 557.7 нм и 630.0 нм к интенсивностям полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота $1NG N_2^+$ на примере эмиссии 427.8 нм.

Отношения интенсивностей эмиссий рассчитывались с помощью физико-химической модели авроральной ионосферы, представленной в главе 1. Входные параметры модели аналогичны использованным ранее при расчетах интенсивностей эмиссий: модель нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [Hedin, 1991], максвелловское распределение высыпающихся электронов по энергиям (1,8), источник электронов располагался на высоте 700 км, концентрация окиси азота в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{\max}$ равна 10^{-8} см^{-3} [Дашкевич и Иванов, 2019].

На рисунке 3.22 представлена высотная зависимость отношений объемных интенсивностей эмиссий и $\eta_{557.7}/\eta_{427.8}$ и $\eta_{630.0}/\eta_{427.8}$ для различных средних энергий высыпающихся электронов. Объемные интенсивности рассчитаны в соответствии с формулами (3.3), (3.9) и (3.10)

Отношение объемных интенсивностей эмиссий $\eta_{557.7}/\eta_{427.8}$ имеет сложную высотную зависимость, конфигурация линий которой меняется с изменением средней энергии высыпающихся электронов. При этом максимальное значение

отношения объемных интенсивностей эмиссий $\eta_{557.7}/\eta_{427.8}$ приходится на высоты 90-110 км. Зависимости отношений объемных скоростей эмиссий $\eta_{630.0}/\eta_{427.8}$ для разных средних энергий электронов отличаются друг от друга незначительно как высотным ходом, так и абсолютными значениями.

Различное поведение высотного хода отношений объемных скоростей эмиссий $\eta_{557.7}/\eta_{427.8}$ и $\eta_{630.0}/\eta_{427.8}$ влечет за собой и разный характер энергетических зависимостей отношений интенсивностей эмиссий в столбе полярного сияния $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ от параметров высыпающего потока электронов: средней энергии E_{cp} и потока энергии F_E .

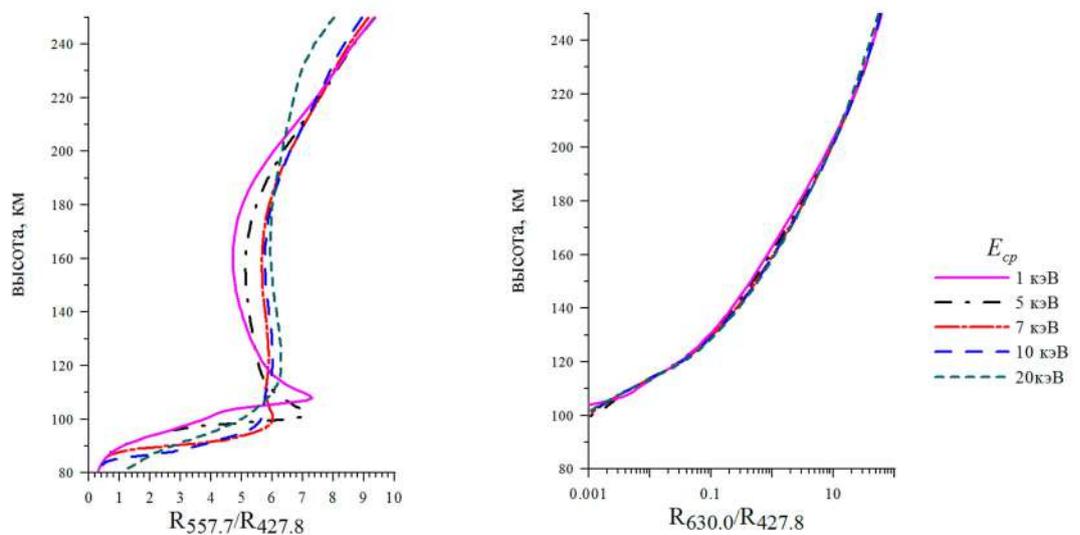


Рисунок 3.22. Высотная зависимость отношений объемных скоростей авроральных эмиссий для различных средних энергий высыпавшихся электронов. Поток энергии $F_E=1$ эрг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Отношения интенсивностей в столбе полярного сияния эмиссий определяется выражениями:

$$\frac{I_{557.7}}{I_{427.8}} = \frac{\int_{h_1}^{h_2} A_{1S \rightarrow 1D} [O(^1S), h] dh}{\int_{h_1}^{h_2} A_{B^2 \rightarrow X^2} [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v' = 0), h] dh} \quad (3.15)$$

$$\frac{I_{630.0}}{I_{427.8}} = \frac{\int_{h_1}^{h_2} A_{1D \rightarrow 3P} [O(^1D), h] dh}{\int_{h_1}^{h_2} A_{B^2 \rightarrow X^2} [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v' = 0), h] dh}$$

где $A_{1S \rightarrow 1D}$ – коэффициент Эйнштейна для перехода $O(^1S \rightarrow ^1D)$ с излучением на 557.7 нм; $A_{1D \rightarrow 3P}$ – коэффициент Эйнштейна для перехода $O(^1D \rightarrow ^3P)$ с излучением на 630.0 нм; $A_{B^2 \rightarrow X^2}$ – коэффициент Эйнштейна для излучательного перехода $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v' = 0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v'' = 1)$ с излучением на 427.8 нм; $[O(^1S), h]$, $[O(^1D), h]$ и $[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v' = 0), h]$ – концентрации атомарного кислорода в 1S , 1D состоянии и иона молекулярного азота в $B^2\Sigma_u^+$ состоянии соответственно, h – высота. Концентрации возбужденных компонент находятся из уравнений баланса (3.5), (3.11) и (3.12).

На рисунке 3.23а показаны рассчитанные зависимости отношений $I_{557.7}/I_{427.8}$ от средней энергии электронов для различных величин потоков энергии. Изменения величин отношения на интервале средних энергий E_{cp} 1-20 кэВ лежит в пределах 10%. При этом, разным значениям потока энергии F_E соответствуют разные кривые зависимостей отношения от средней энергии.

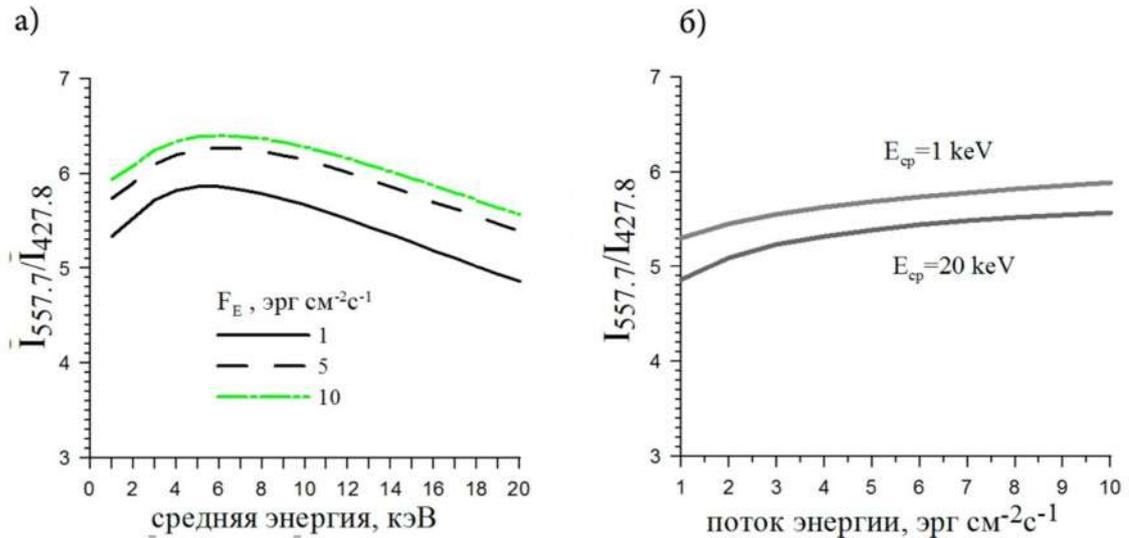


Рисунок 3.23. Зависимости отношения интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ от параметров высыпающегося потока электронов.

Как показывает рисунок 3.23б, где приведены рассчитанные зависимости отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ от величины потока энергии F_E для разных средних энергий, отношение интенсивностей эмиссий 557.7 нм и 427.8 нм, различия в величинах отношений при изменении величины потока энергии от 1 до 10 $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ также лежат в пределах 10%. Можно сказать, что отношение имеет слабую зависимость от параметров высыпающихся потока электронов.

На рисунке 3.24а показаны рассчитанные зависимости отношений $I_{630.0}/I_{427.8}$ от средней энергии электронов E_{cp} для различных величин потоков энергии. Как видим, отношение интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ имеет явную зависимость от средней энергии электронов: величина отношения меняется на два порядка с диапазоне средних энергий 1-20 кэВ.

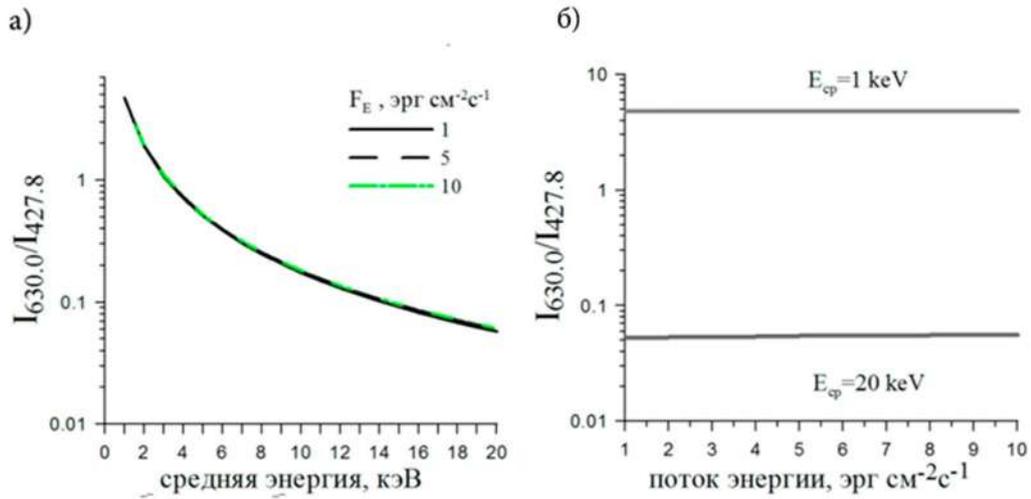


Рисунок 3.24. Зависимости отношения интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ от параметров высыпающегося потока электронов.

В тоже время, отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ практически не изменяется при увеличении потока энергии F_E высыпающихся электронов, что показано на рисунке 3.24б, где представлены зависимости $I_{630.0}/I_{427.8}$ отношения от величины потока электронов для различных средних энергий.

Описанный выше характер зависимостей отношений интенсивностей эмиссий связан с особенностями возбуждения при высыпании энергичных частиц атомов $\text{O}(^1\text{S})$ и $\text{O}(^1\text{D})$, источников эмиссий 557.7 нм и 630.0 нм соответственно. В то время как ион молекулярного азота $\text{N}_2^+(\ ^2\text{B})$, источник эмиссии 427.8 нм, возбуждается только посредством прямого удара, атомы $\text{O}(^1\text{S})$ и $\text{O}(^1\text{D})$ образуются еще и в процессе химических реакций между составляющими атмосферы (раздел 3.2.1). Особенности зависимостей отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$, как высотного, так и от параметров потока электронов, происходит из-за дополнительного возбуждения атомарного кислорода в химических реакциях между составляющими атмосферы, поскольку именно химические реакции играют важную роль в возбуждении $\text{O}(^1\text{S})$ (раздел 3.2.4). В то же время, главенствующим источником атомов $\text{O}(^1\text{D})$ является прямой удар (раздел 3.2.3), поэтому их образование

происходит практически синхронно с образованием ионов $N_2^+ (^2B)$, и отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ не зависит от потока энергии высыпающих частиц. Зависимость этого отношения от средней энергии возникает вследствие разницы в высотах максимума образования атомов $O(^1D)$ и $N_2^+ (^2B)$. Атомы $O(^1D)$ образуются в основном на высотах >150 км. Чем выше средняя энергия высыпающих частиц, тем глубже в атмосферу проникает поток электронов, возбуждение происходит на меньших высотах. С увеличением средней энергии количество атомов $O(^1D)$ в столбе полярного сияния уменьшается (рисунок 3.5), что приводит к уменьшению отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$.

Сравнение рассчитанных зависимостей отношений интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ от средней энергии высыпающих частиц с экспериментально полученными представлено на рисунке 3.25. Здесь показаны отношения интенсивностей эмиссий в зависимости от средней энергии высыпающих электронов совместно экспериментальными результатами [Steele and McEwen, 1990], полученными в диффузной авроре и дискретных дугах, экспериментальные результаты [Vallance Jones et al., 1987] и [Дашкевич и др., 2006]. Как видно из рисунка, полученные теоретические зависимости хорошо описывают экспериментальные данные.

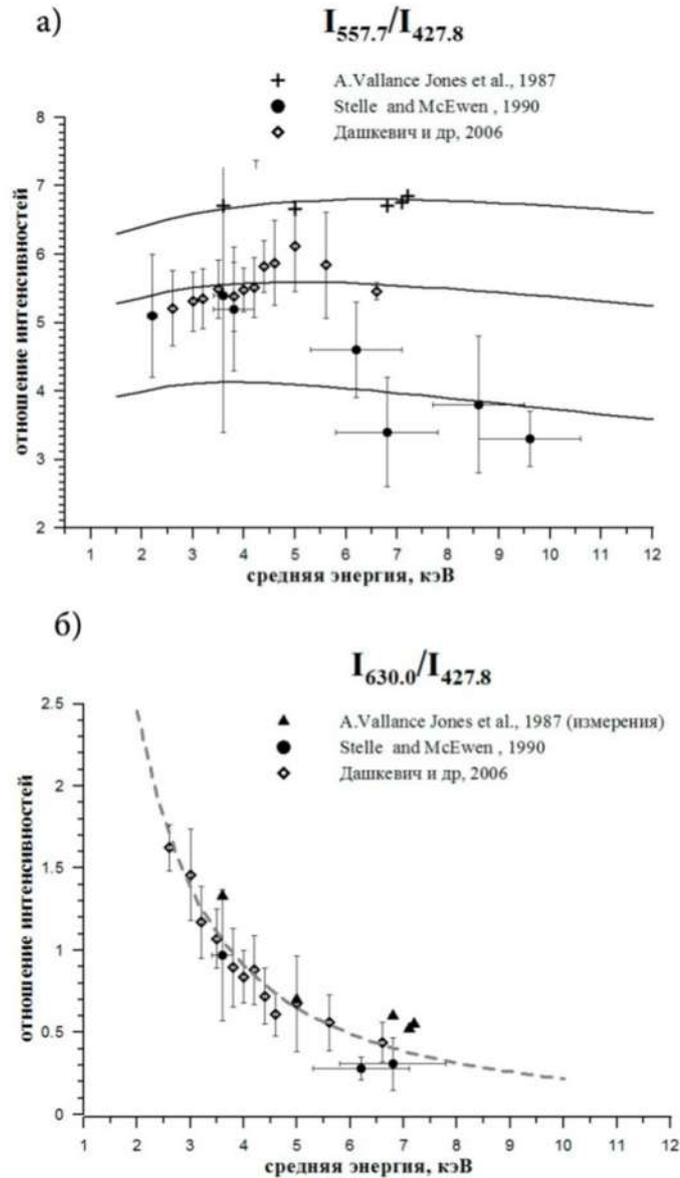


Рисунок 3.25. Сравнение экспериментальных данных и рассчитанных отношений интенсивностей основных авроральных эмиссий: а) $I_{557.7}/I_{427.8}$, сплошными линиями показаны отношения, рассчитанные для различных сочетаний параметров потока высыпающихся электронов и состава атмосферы; б) $I_{630.0}/I_{427.8}$, пунктирная линия - рассчитанная зависимость.

Поскольку атомы $O(^1S)$ и $O(^1D)$ вовлечены в химические реакции с составляющими атмосферы, то можно ожидать, что отношения интенсивностей эмиссий 557.7 и 630.0 нм к 427.8 нм будут зависеть от состава ионосферы. В параграфах 3.2.3 и 3.2.4 показано, как возбуждение атомов $O(^1S)$ и $O(^1D)$ зависит от содержания окиси азота в полярной атмосфере. На рисунке 3.26 показаны зависимости отношений от средней энергии электронов для разных значений концентрации окиси азота в максимуме его высотного профиля $[NO]_{\max}$. Как можно видеть, при изменении концентрации окиси азота отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ практически не меняется, в то время как отношение интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ изменяется в пределах 75% с изменением $[NO]_{\max}$ с 10^6 до 10^9 см⁻³.

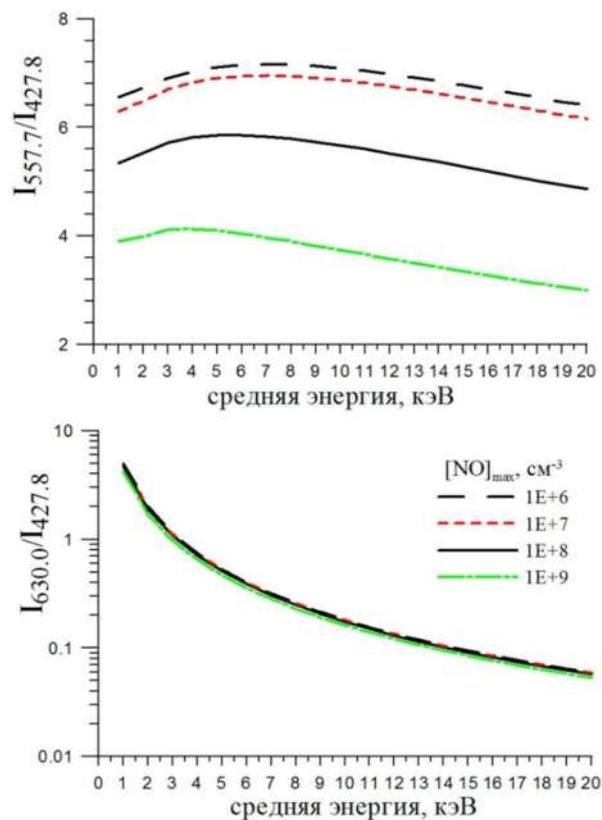


Рисунок 3.26. Зависимости отношений интенсивностей эмиссий 557.7 и 630.0 нм к интенсивности 427.8 нм от средней энергии потока авроральных электронов для разных концентраций окиси азота в ионосфере.

Прямой удар энергичных электронов, в результате которых образуются атомы $O(^1S)$ и $O(^1D)$, происходит с атомарным кислородом. На рисунке 3.27 представлены энергетические зависимости отношений интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ для разных концентраций атомарного кислорода в полярной атмосфере: концентрация, полученная из модели MSIS-90 и концентраций в два раза больше и в два раза меньше MSIS-90. Из рисунка видно, что изменение концентрации O в 2 раза изменяет отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ на 60-65% для средних энергий $E_{cp}=1-20$ кэВ. Заметим здесь, что количество атомарного кислорода влияет также на вид зависимости отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ от средней энергии. В то же время, отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ не претерпевает существенных изменений с изменений концентрации атомарного кислорода.

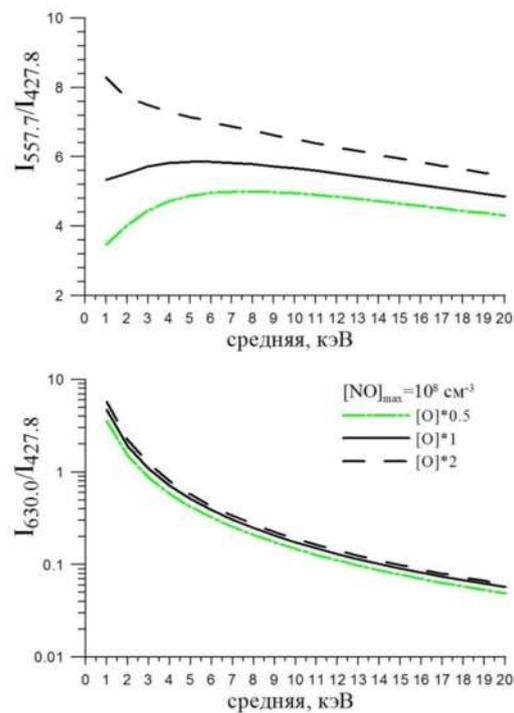


Рисунок 3.27. Зависимости отношений интенсивностей эмиссий 557.7 и 630.0 нм к 427.8 нм для разных концентраций атомарного кислорода в ионосфере.

3.3.2. Влияние концентрации NO на отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях

В предыдущем параграфе было показано, что отношение интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ меняется с изменением концентрации окиси азота в атмосфере. В этом параграфе этот вопрос исследуется более подробно.

В полярных сияниях отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ варьируется в достаточно широком диапазоне величин от 1 до 10. Возможные причины наблюдаемой variability отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ рассматривались в работах [Shepherd and Gerdjikova, 1988; Shepherd and Shepherd, 1995; Gattinger et al., 1996], в которых анализировалось влияние двух источников, приводящих к возбуждению 1S состояния атомарного кислорода нейтральной атмосферы, а именно вариаций параметров энергетического спектра потока высыпавшихся электронов и вариаций концентрации атомарного кислорода. При этом в моделях, описывающих каналы возбуждения 1S состояния атомарного кислорода, было включено только два основных процесса: прямой электронный удар $O + e^* \rightarrow O(^1S) + e$ и реакция $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow O(^1S) + N_2(X^1\Sigma_g^+)$. В результате в работах [Shepherd and Gerdjikova, 1988; Shepherd and Shepherd, 1995] было показано, что наблюдаемый диапазон от 2 до 10 отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ не может быть вызван вариациями энергетического спектра потока высыпавшихся электронов, но может быть объяснен вариациями концентрации атомарного кислорода и в этом случае концентрация атомарного кислорода $[O]$ должна варьироваться в диапазоне $0.6 \div 2[O]_{MSIS}$. В работе [Gattinger et al., 1996] были получены аналогичные выводы и определен интервал изменения концентрации атомарного кислорода $[O]$, составляющий диапазон $0.5 \div 1[O]_{MSIS}$. Однако, в работах [Shepherd and Gerdjikova, 1988; Shepherd and Shepherd, 1995; Gattinger et al., 1996]

не рассматривалась реакция диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th} \rightarrow O(^1S) + O(^1D)$ как один из возможных каналов возбуждения 1S состояния атомарного кислорода, поскольку по полученным в работах [Gattinger et al., 1996; Gattinger et al., 1985] оценкам вклад реакции диссоциативной рекомбинации в возбуждение 1S состояния составляет менее 10%. Как было показано в разделе 3.2, диссоциативной рекомбинации является одним из значимых источников в возбуждении атомов $O(^1S)$ (рисунок 3.20) и величина вклада этой реакции в значительной степени зависит от $[NO]$, поскольку дезактивация иона O_2^+ происходит в столкновительной реакции с окисью азота $O_2^+ + NO$. В работах [Gattinger et al., 1996; Gattinger et al., 1985] величина концентрации NO задавалась равной $4 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ и 10^9 см^{-3} в максимуме ее высотного профиля, что и привело к оценке вклада реакции диссоциативной рекомбинации в возбуждение 1S менее 10%. Непосредственные оценки концентрации окиси азота в полярных сияниях демонстрируют достаточно широкий диапазон изменения концентрации окиси азота в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{max}$ [Swider and Narcisi, 1977; Sharp, 1978; Sharp et al, 1979; Дашкевич и Иванов, 2019].

Отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$, рассчитанные в зависимости от концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO]_{max}$ для средних энергий потока высыпающихся электронов, лежащих в диапазоне от 1 до 20 кэВ, приведены на рисунке 3.28. Из рисунка видно, что отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ испытывает сильную зависимость от концентрации окиси азота $[NO]_{max}$ во всем рассмотренном диапазоне средних энергий потока высыпающихся электронов. С увеличением $[NO]_{max}$ от 10^7 см^{-3} до $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ величина отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ уменьшается с 7 до 3. Полученные значения отношения интенсивностей эмиссий 557.7 нм и 427.8 нм находится в удовлетворительном согласии с величинами, наблюдаемыми в полярных сияниях. [Maseide, 1967; Brekke and Henriksen K., 1972;

Gettinger and Vallance Jones A, 1972; Henriksen, 1972; Mende and Eather., 1975; Gerdjikova and Shepherd, 1987; Steele and McEwen, 1990; Дашкевич и др., 2006].

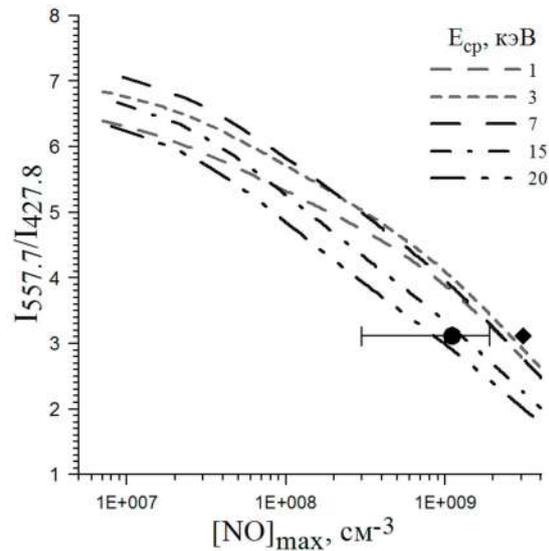


Рисунок 3.28. Зависимость отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ от концентрации $[NO]_{\max}$ для разных средних энергий. Сплошной кружок и ромб – экспериментальные данные работы [Sharp, 1978]

В работе [Sharp, 1978] были приведены результаты одновременных измерений интенсивностей излучения эмиссий 391.4 нм, 5557.7 нм и концентрации окиси азота NO в области полярного сияния. Интенсивность излучения эмиссии 391.4 нм была пересчитана в интенсивность эмиссии 427.8 нм. Полученное отношение интенсивностей излучения $I_{557.7}/I_{427.8}$ и измеренные концентрации окиси азота $[NO]_{\max}$ приведены на рисунке 3.28 ромбом и кружком. Из рисунка видно, что результаты модельных расчетов находятся в согласии экспериментальными данными.

Таким образом, наблюдаемые в полярных сияниях значения отношения интенсивностей эмиссий $I_{557.7}/I_{427.8}$ могут быть обусловлены не вариациями атомарного кислорода, а различным содержанием в ионосфере окиси азота.

3.4. Полосы возбужденного молекулярного азота N_2

3.4.1. Колебательная заселенность триплетных уровней N_2

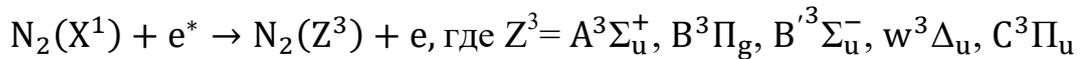
Спонтанные переходы с колебательных уровней электронных состояний молекулярного азота $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $B'^3\Sigma_u^-$, $W^3\Delta_u$, $C^3\Pi_u$ образуют наиболее интенсивные по свечению системы полос полярного сияния в различных диапазонах оптического диапазона.

Наиболее известная методика расчета заселенностей колебательных уровней триплетных термов была разработана в работах [Cartwright et al, 1971; Cartwright, 1978]. В работе [Cartwright, 1978] были учтены вклады в возбуждении триплетных уровней прямого удара высыпавшихся электронов на молекулярный азот и межсистемных переходов триплетных уровней, а также гашение электронно-возбужденных триплетных состояний на атмосферных газах N_2 , O_2 , O . В этой работе была показана важность межсистемных переходов в возбуждении триплетных уровней N_2 и зависимость процесса гашения возбужденного азота от колебательного квантового числа. Внимание на межсистемные переходы при моделировании колебательной заселенности триплетных термов N_2 обращено также в работах [Solomon, 1989; Strickland et al., 1993]. Модель расчета заселенностей колебательных уровней триплетов [Morrill and Venesh, 1996] помимо учитываемых в перечисленных выше работах включает еще два процесса возбуждения триплетных состояний, происходящих при столкновении с атмосферными газами. Это перенос энергии между колебательными уровнями триплетов посредством межсистемных переходов и перераспределение энергии в $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ молекуле. В работе было показано, что учет столкновительных процессов при моделировании заселенности колебательных уровней триплетных состояний N_2 может значительно улучшить совпадение модельных и экспериментальных результатов. В работах [Kirillov, 2008, 2010] показано, что

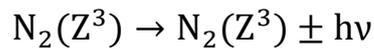
заселенности триплетных состояний N_2 на высотах ионосферы зависит от столкновительных процессов. При этом в модели [Kirillov, 2008], помимо столкновительных реакций с межсистемными переходами внутри возбужденной молекулы, рассматриваются межмолекулярные перераспределения энергии при столкновении между возбужденной и невозбужденной молекулами азота.

В описанной в главе 1.2 методике расчета заселенностей колебательных уровней триплетных термов молекулярного азота рассматриваются следующие механизмы возбуждения:

-прямой электронный удар



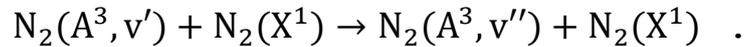
-межсистемные переходы с триплетных уровней



-передача энергии между триплетными состояниями в столкновительных реакциях (межмолекулярные и внутримолекулярные)



-колебательное перераспределение внутри молекулы азота



Для расчета колебательной заселенности триплетных уровней была решена линейная система из 73 балансных уравнений (1.23)-(1.27): для 22-х колебательных уровней $A^3\Sigma_u^+$ терма, 19-ти колебательных уровней $B^3\Pi_g$, 13-ти колебательных уровней $W^3\Delta_u$, 14 -ти колебательных уровней $B'^3\Sigma_u^-$ и 5-ти колебательных уровней $C^3\Pi_u$. Скорость образования электронных термов Q_z рассчитывалась по формуле (1.7), энергетические цены взяты из работы [Иванов и Козелов, 2001]. Были использованы факторы Франка–Кондона и коэффициенты Энштейна, опубликованные в работе [Gilmore et al., 1992]. Скорости столкновительных реакций с передачей энергии взяты из работы [Kirillov, 2008], скорости реакций гашения триплетных уровней атмосферными газами из [Morrill and Benesh, 1996].

Рассчитанные заселенности колебательных уровней триплетных состояний N_2 представлены на рисунке 3.29. Заселенности рассчитаны для содержания возбужденных молекул в столбе полярного сияния.

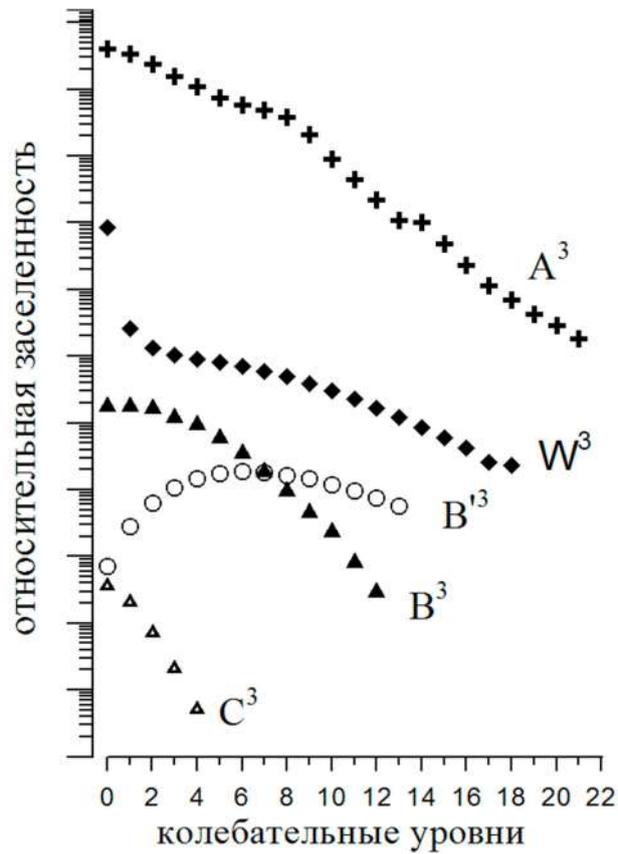


Рисунок 3.29. Относительные заселенности молекулярного азота термов $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $B'^3\Sigma_u^-$, $W^3\Delta_u$, $C^3\Pi_u$ молекулярного азота.

На рисунке 3.30 показано сравнение рассчитанных значений заселенностей колебательных уровней триплетных термов с экспериментальными данными [Rees et al., 1976]. Здесь же показаны модельные результаты из [Morrill and Benesh, 1996], которые близки по значению с рассчитанными по описанной выше методике.

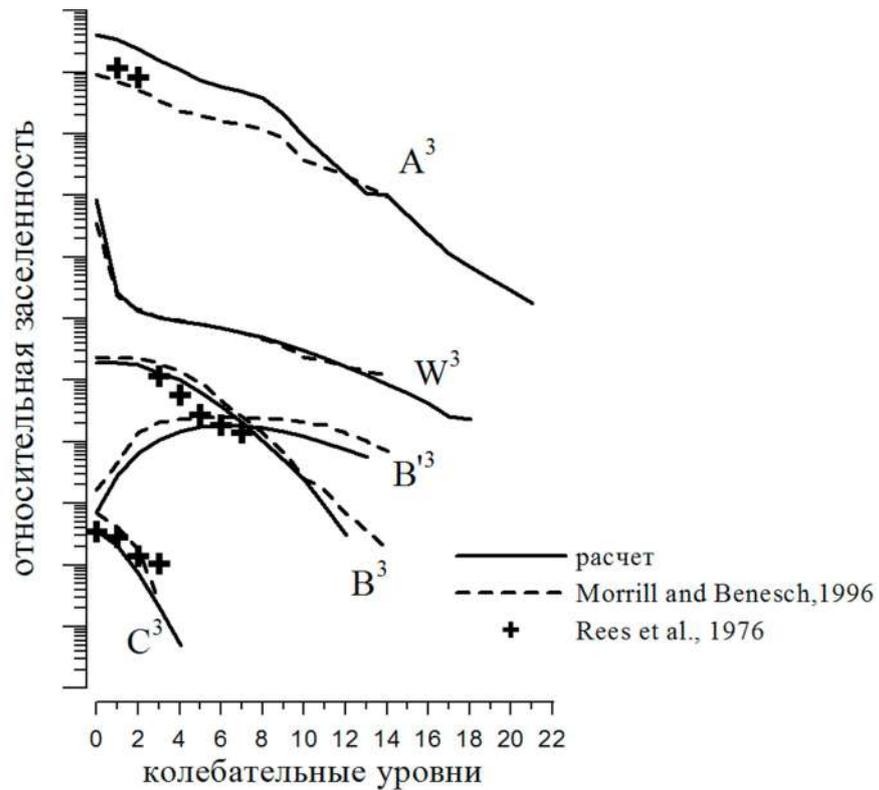


Рисунок 3.30. Сравнение модельных расчетов относительных заселенностей триплетных уровней N_2 и экспериментальных данных [Rees et al., 1976].

Сравним колебательные заселенности отдельных триплетных уровней N_2 . На рисунке 3.31 показано сравнение результатов расчетов заселенности терма $A^3\Sigma_u^+$ для высоты 110 км с расчетами других авторов (а) и с экспериментальными данными (б). Здесь и далее полученные значения нормированы к величине заселенности четвертого колебательного уровня. На рисунке 3.31а наблюдается согласие между сделанными расчетами и результатами работы [Morrill and Benesch, 1996] и [Kirillov, 2008], однако у последнего заселенности колебательных уровней $v=1,2,3$ меньше по величине. Результаты работы [Cartwright, 1978] дают наименьшее по сравнению с другими расчетами значения для нижних колебательных уровней, что вполне объяснимо тем, что в его расчетах не была учтена передача энергии в столкновительных реакциях. Следовательно, учет столкновительной передачи энергии меняет картину заселенности колебательных уровней $A^3\Sigma_u^+$ терма N_2 . Сравнение рассчитанных величин заселенности нижних колебательных уровней $A^3\Sigma_u^+$ с экспериментальными данными [Vallance Jones and Gattinger, 1976], представленное на рисунке 3.31б, показывает удовлетворительное согласие. Также, расчетные значения близки к экспериментальным величинам для колебательных уровней 4-8, полученным [Eastes and Sharp, 1987].

На рисунке 3.32 представлены рассчитанные заселенности колебательных уровней терма $B^3\Pi_g$ молекулярного азота вместе с расчетами других авторов (а) и экспериментальными данными (б). Видно, что рассчитанные величины близки к полученным в работе [Kirillov, 2008], но меньше величин, полученным [Morrill and Benesch, 1996]. Хорошее согласие теоретически и экспериментально величин наблюдается для экспериментов, проведенных в авроральных условиях.

На рисунке 3.33 представлены рассчитанные относительные заселенности термов $B^3\Sigma_u^-$, $W^3\Delta_u$, $C^3\Pi_u$ вместе с результатами расчетов других авторов. Можно видеть, что различия наблюдаются для нижних уровней $W^3\Delta_u$ терма.

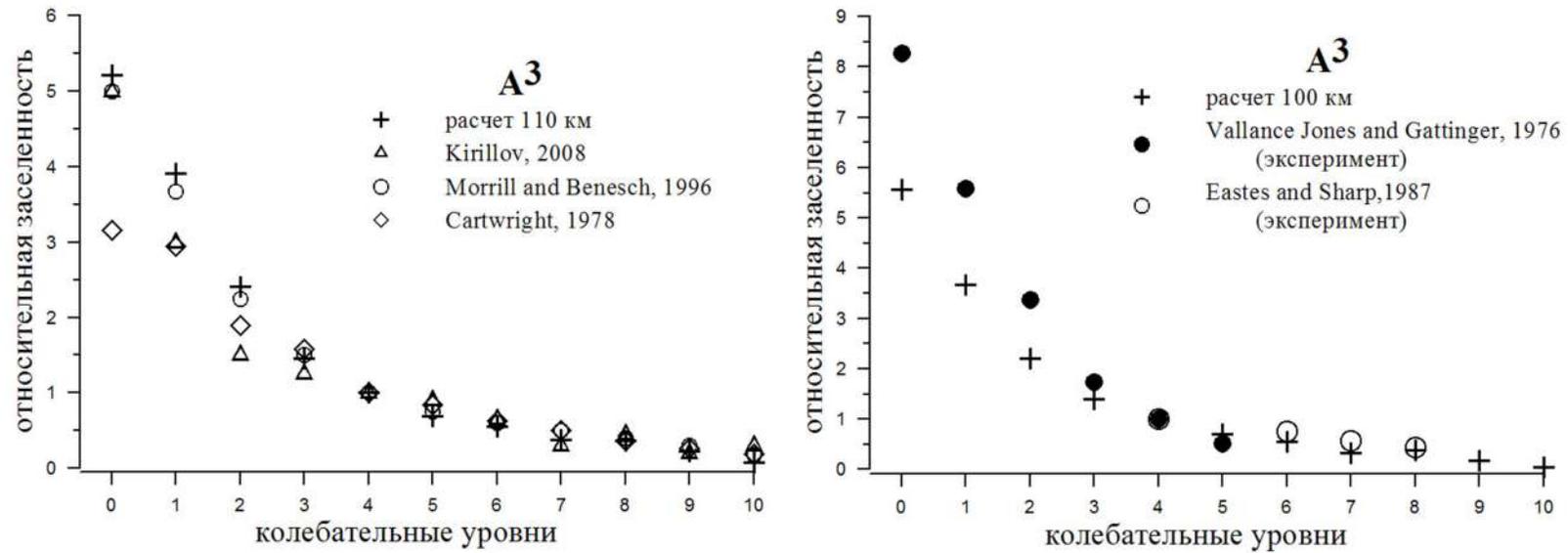


Рисунок 3.31. Относительные заселенности колебательных уровней $A^3\Sigma_u^+$ состояния молекулярного азота.

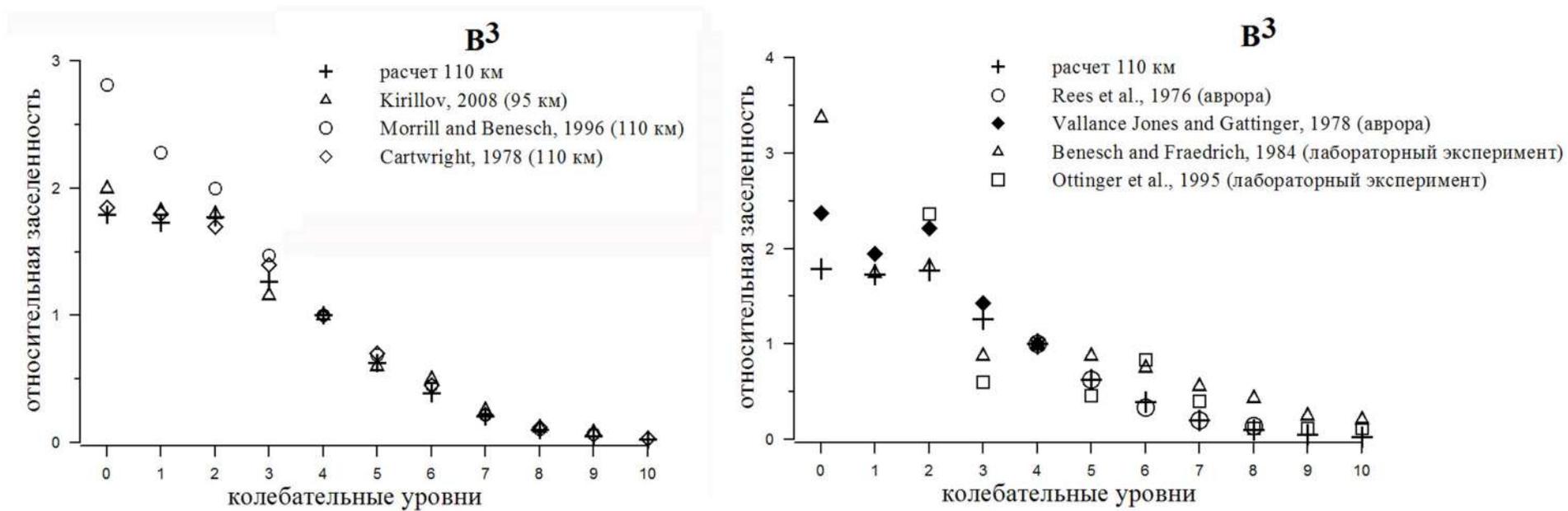


Рисунок 3.32. Относительные заселенности колебательных уровней V^3P_g состояния молекулярного азота

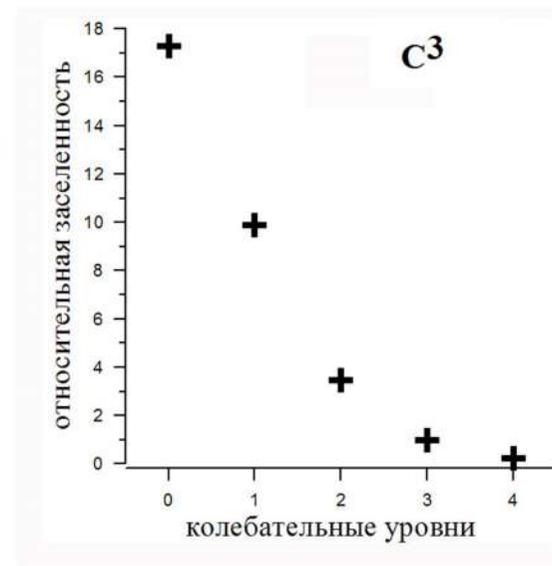
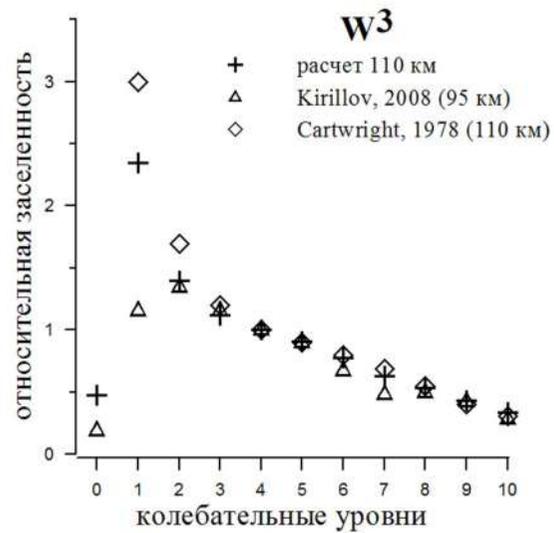
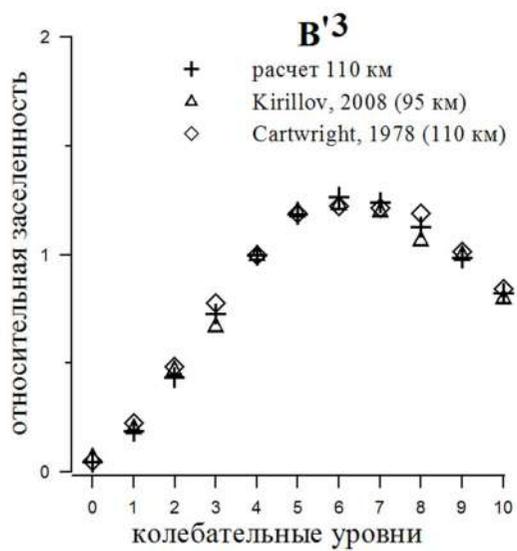


Рисунок 3.33. Относительные заселенности колебательных уровней $B^3\Sigma_u^-$, $W^3\Delta_u$, $C^3\Pi_u$ состояния молекулярного азота

Распределение концентраций атмосферных газов имеет высотную зависимость и поэтому столкновительные реакции возбужденного до триплетного состояния N_2 с атмосферными газами будут влиять на распределение колебательной заселенности ввиду разницы в константах скоростей столкновительных реакций для различных колебательных уровней. Характер распределение заселенностей по колебательным уровням также будет зависеть от высоты. На рисунке 3.34 показаны относительные заселенности колебательных уровней триплетных термов для различных высот. Как видно, наиболее изменение с высотой испытывают нижние колебательные уровни термов $A^3\Sigma_u^+$ и $W^3\Delta_u$, причем для последнего изменения достигают нескольких порядков.

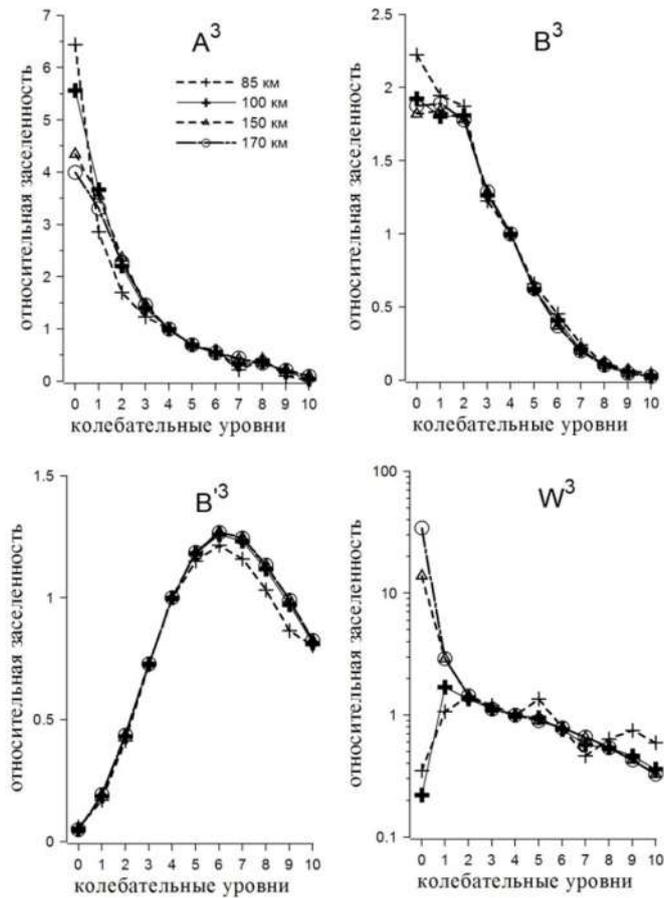


Рисунок 3.34. Относительные заселенности колебательных уровней триплетных термов молекулярного азота для различных высот.

3.4.2. Колебательная заселенность синглетных уровней N_2

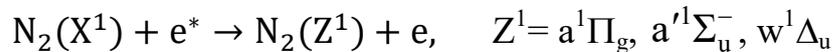
Спонтанные переходы с колебательных уровней синглетных термов молекулярного азота образуют авроральные свечения полос систем Лаймана-Берджа-Хопфилда, Мак-Фарлана, Отавы-Танаки-Уикнинсона-Малликена. Наиболее сильной по интенсивности из них является система Лаймана-Берджа-Хопфилда LBH, образующаяся в результате переходов $a^1\Pi_g, v' \rightarrow X^1\Sigma_u^+, v''$.

В теоретических расчетах [Cartwright, 1978], базирующихся на экспериментально и теоретически полученных вероятностях спонтанных переходов, было учтено возбуждение $a^1\Pi_g$ уровня N_2 прямым ударом и посредством межсистемных переходов синглетных состояний N_2 . В работе было сделан вывод, что межсистемные переходы составляют 50-70% от общей заселенности первого и второго колебательного уровня $a^1\Pi_g$ терма. В работе [Dashkevich et al., 1993] на основе сравнения теоретических расчетов и экспериментальных данных был сделан вывод о необходимости учета межсистемных каскадных переходов при расчете заселенностей колебательных уровней $a^1\Pi_g$ состояния. Однако в работе [Eastes and Denmaro, 1996] отмечено, что результаты [Cartwright, 1978] и [Dashkevich et al., 1993] дают завышенные значения заселенностей нижних колебательных уровней. Для невилирования данного несоответствия теории и эксперимента, в работе [Eastes and Denmaro, 1996] предложено включать в механизм возбуждения колебательных уровней синглетных состояний межсистемные переносы энергии в возбужденной молекуле азота в столкновительных с атмосферными газами. Позднее в работе [Eastes, 2000] показано, что оба механизма, радиационные переходы и столкновительные межсистемные переносы энергии важны в полярных сияниях, когда пик энерговыделения приходится на 110 км, где происходит множество столкновений между составляющими ионосферы. В работе [Кириллов, 2011] предложена модель электронной кинетики синглетных состояний молекулярного азота, в которой в столкновительном процессе заселения колебательных уровней

синглетов участвуют не только внутримолекулярные межсистемные каскады, но и межмолекулярный обмен энергиями между возбужденной и невозбужденной молекулой. В этой работе представлены рассчитанные скорости столкновительных реакций, в которых происходят внутримолекулярные и межмолекулярные переносы энергии.

Методика расчета заселенностей колебательных уровней синглетных состояний молекулярного азота, описанная в разделе 1.3, включает в себя следующие механизмы возбуждения

-прямой электронный удар:



-межсистемные переходы с синглетных уровней



-передача энергии между синглетными состояниями в столкновительных реакциях (межмолекулярные и внутримолекулярные)



Для того, чтобы вычислить заселенность колебательных уровней синглетных термов, была решена система из 29 балансных уравнений (1.28-1.30). В рассмотрение были включены 7 нижних колебательных уровней $a^1\Pi_g$ состояния, 7 колебательных уровней $w^1\Delta_u$, 15 колебательных уровней $a'^1\Sigma_u^-$. Факторы Франка–Кондона и коэффициенты Эйнштейна взяты из [Gilmore et al. 1992]. Скорости столкновительных реакций с межмолекулярной передачей и внутримолекулярным перераспределением энергии k_{vv}^{XY} рассчитаны в работе [Кириллов, 2011]. Скорости гашения синглетных уровней атмосферными газами O и O₂ взяты из работ [Marinelli et al., 1989; Gudirati et al., 2002; Umamoto et al., 1994]. На рисунке 3.35 представлены заселенности колебательных уровней синглетных состояний молекулярного азота. Заселенности рассчитаны для содержания возбужденных молекул в столбе полярного сияния..

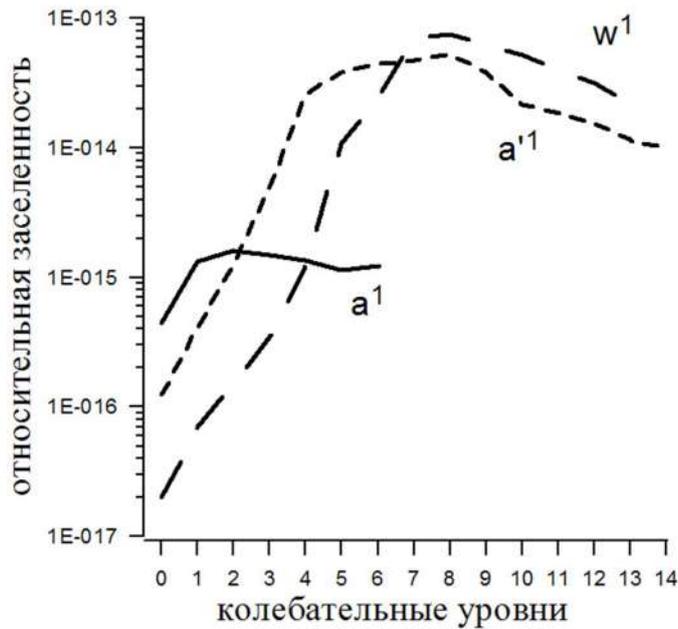


Рисунок 3.35. Заселенности колебательных уровней синглетных состояний молекулярного азота.

На рисунке 3.36 представлены рассчитанные относительные заселенности колебательных уровней $a^1\Pi_g$ терма вместе с теоретическими результатами из работ [Cartwright, 1978], [Eastes and Denmaro, 1996] и [Кириллов. 2011]. Величины заселенностей нормированы к 4 колебательному уровню. Полученные результаты близки к расчетам [Eastes and Denmaro, 1996] и [Кириллов. 2011]. Видно, что учет переноса энергии в столкновительных реакциях уменьшает относительную заселенность нижних колебательных уровней.

На рисунке 3.37 показано сравнение рассчитанных относительных заселенностей колебательных уровней $a^1\Pi_g$ терма с экспериментальными данными, полученными в авроральных условиях. Из рисунка видно удовлетворительное согласие рассчитанных и экспериментальных величин.

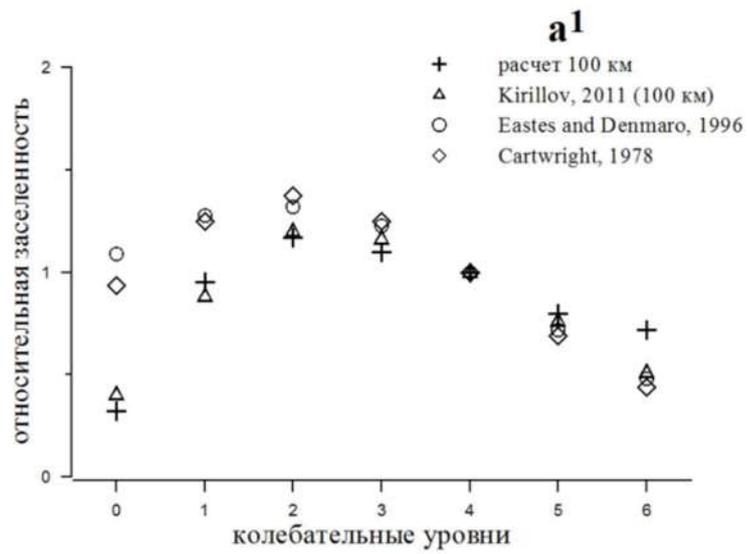


Рисунок 3.36. Рассчитанные относительные заселенности колебательных уровней $a^1\Pi_g$ термина молекулярного азота.

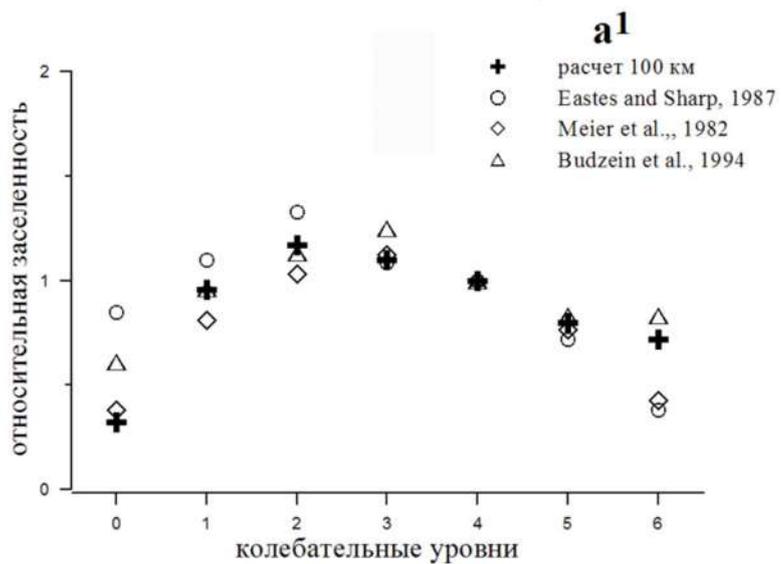


Рисунок 3.37. Сравнение рассчитанных относительных заселенностей колебательных уровней $a^1\Pi_g$ термина молекулярного азота с экспериментальными данными.

3.4.3. Высотные профили объемной интенсивности излучения полос первой положительной системы 1PG N₂, второй положительной системы 2PG N₂ и системы Вегарда – Каплана VK N₂

Молекулярный азот, возбужденный высыпаящимися во время полярных сияний энергичными электронами, является источником ряда ярких эмиссионных особенностей. Среди них эмиссии полос первой положительной системы 1PG, второй положительной системы 2PG и системы Вегарда-Каплана VK. Результаты измерений в полярных сияниях показывают, что интенсивность свечения полос этих систем сравнимы с интенсивностями свечения основных авроральных эмиссий 391.4 нм 1NG N₂⁺ и 557.7 нм OI [Sharp et al, 1979; Ягодкина и др., 1986; Кириллов и др., 1987; Solomon, 1989; Gattinger et al., 1991]

Эмиссии первой положительной системы полос образуются в результате перехода между триплетными уровнями молекулярного азота $B^3\Pi_g$ и $A^3\Sigma_u^+$. Полосы 1PG лежат в видимом и инфракрасном диапазоне оптического спектра от 540 нм вплоть до 1800 нм. Эмиссия полосы, образующуюся при переходе с колебательного уровня $v'=1$ терма $B^3\Pi_g$ на уровень $v''=0$ терма $A^3\Sigma_u^+$ и находящийся в ближней инфракрасной области спектра длиной волны $\lambda=888.3$ нм, имеет среди полос системы наибольшую интенсивность. В видимой области спектра наиболее сильными по интенсивности являются эмиссии полосы (4,2) с $\lambda=748.4$ нм, полосы (3,1) с $\lambda=760.6$ нм и полосы (2,0) с $\lambda=773.2$ нм. В инфракрасной области спектра можно выделить эмиссии полосы (2,1) с $\lambda=869.5$ нм и полосы (0,0) с $\lambda=1046.9$ нм [Gilmore et al., 1992]. Абсолютные интенсивности излучения полос 1PG в инфракрасной области в полярных сияниях III балла яркости достигает 2000 кРл при потоке энергии $4 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ [Чемберлен, 1963]. Терм $B^3\Pi_g$ имеет время жизни τ порядка $4-9.1\cdot 10^{-6}$ сек [Кузнецова и др., 1980]. Несмотря на малое жизни, молекулы N₂($B^3\Pi_g$) в столкновительных обменах энергии между молекулами (см. параграф 1.2)

Эмиссии второй положительной системы полос образуются в результате перехода между триплетными уровнями молекулярного азота $C^3\Pi_u$ и $V^3\Pi_g$. Полосы 2PG лежат в ближней ультрафиолетовой видимой области оптического спектра 290-500 нм. Наибольшую относительно других полос интенсивность ~ 30 кРл имеет полоса, образующаяся при переходе с колебательного уровня $v'=0$ терма $C^3\Pi_u$ на уровень $v''=0$ терма $V^3\Pi_g$ с длиной волны $\lambda=337.0$ нм [Gilmore et al., 1992]. Наиболее сильными по интенсивности являются также эмиссии полосы (1,0) с $\lambda=315.8$ нм и полосы (0,1) с $\lambda=357.6$ нм. Абсолютные интенсивности излучения полос 2PG в инфракрасной области в полярных сияниях III балла яркости достигает 100 кРл при потоке энергии $0.6 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ [Чемберлен, 1963]. Терм $C^3\Pi_u$ имеет время жизни τ порядка $4\cdot 10^{-8}$ сек. [Кузнецова и др., 1980]. Считается, что время жизни этого терма достаточно мало, чтобы можно было пренебречь его столкновительным гашением.

Система полос Вегарда-Каплана менее интенсивная по сравнению с описанными выше системами, но испускающий терм $A^3\Sigma_u^+$ играет важную роль в физико-химических процессах, происходящих в возбужденной полярной атмосфере. Эмиссии полос системы Вегарда-Каплана VK образуются в результате перехода между уровнями молекулярного азота $A^3\Sigma_u^+$ и $X^1\Sigma_g^+$. Полосы VK лежат в ультрафиолетовой и видимой области спектра 200-600 нм. Наиболее сильные полосы системы лежат в ультрафиолетовой области – это эмиссии полосы (0,4) с $\lambda=246.3$, полосы (0,5) с $\lambda=260.5$ нм, полосы (0,7) с $\lambda=293.7$ нм, полосы (0,8) с $\lambda=313.3$ нм и полосы (1,9) с $\lambda=320.0$ нм [Gilmore et al., 1992]. Абсолютные интенсивности излучения полос 1PG в инфракрасной области в полярных сияниях III балла яркости достигает 120 кРл при потоке энергии $1.2 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ [Чемберлен, 1963]. Время жизни терма $A^3\Sigma_u^+$ по оценкам разных источников $\tau\sim 0.9 \div 10$ сек. [Кузнецова и др., 1980]. Время жизни терма достаточно велико для того, чтобы участвовать в столкновительных процессах, что делает его активным участником физико-химического процесса возбужденной ионосферы.

Объемная интенсивность эмиссии полосы определяется выражением:

$$\eta_{v'v''}(h) = A_{v'v''}[N_2(Y, v'), h] \quad (3.16),$$

где $A_{v'v''}$ - вероятность спонтанного перехода $B^3\Pi_g, v' \rightarrow A^3\Sigma_u^+, v''$ для 1PG системы, перехода $C^3\Pi_u, v' \rightarrow B^3\Pi_g, v''$ для 2PG системы и перехода $A^3\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$ для системы VK в $с^{-1}$, $[N_2(Y, v')]$ – концентрация молекул азота, находящихся в возбужденном состоянии колебательного уровня v' терма $B^3\Pi_g$ для 1PG системы терма, $C^3\Pi_u$ для 2PG системы и терма $A^3\Sigma_u^+$ для системы VK в $см^{-3}$.

Концентрации молекул с возбуждением до триплетных уровней находится из решения системы балансных уравнений, описанной в параграфе 1.2. Рассчитанные относительные заселенности колебательных уровней триплетных термов представлены в разделе 3.4.1.

Рассчитанные высотные профили объемных интенсивностей эмиссий с триплетных уровней молекулярного азота представлены на рисунках 3.38 и 3.39. Для исследований выбраны полоса (5,2) 1PG с длиной волны $\lambda=670.4$ нм, полоса (0,0) 2PG с длиной волны $\lambda=337.1$ нм и полоса (1,9) VK с длиной волны $\lambda=320.0$ нм. Эти полосы наиболее часто регистрируются в полярных сияниях ракетными и наземными фотометрами. Профили рассчитаны для максвелловского (1.8) и моноэнергетического (1.6) распределения высыпающихся электронов со средней энергией в интервале $0.5 \div 15$ кэВ и потоком энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Из рисунка 3.38 можно видеть, что высотные профили объемных интенсивностей первой и второй положительных систем молекулярного азота (1PG и 2PG) схожи между собой. Максимальные интенсивности эмиссий полос систем увеличиваются с увеличением средней энергии электронов и высоты локализации этих максимумов h_{\max} одинаковые для обеих систем. Это показано на рисунке 3.40 где представлены высоты локализации максимальных интенсивностей эмиссий 670.4 нм 1PG N_2 и 337.1 нм 2PG N_2 в зависимости от средней энергии максвелловского изотропного распределения высыпающихся

частиц. Для сравнения на рисунке показаны высоты максимума для эмиссии 391.4 нм 1NG N_2^+ , высотный профиль которой, как было сказано в параграфе 3.1, повторяет высотный профиль выделившейся в атмосфере энергии высыпавшихся электронов. Видно, что h_{\max} для систем 1PG N_2 , 2PG N_2 и 1NG N_2^+ совпадают.

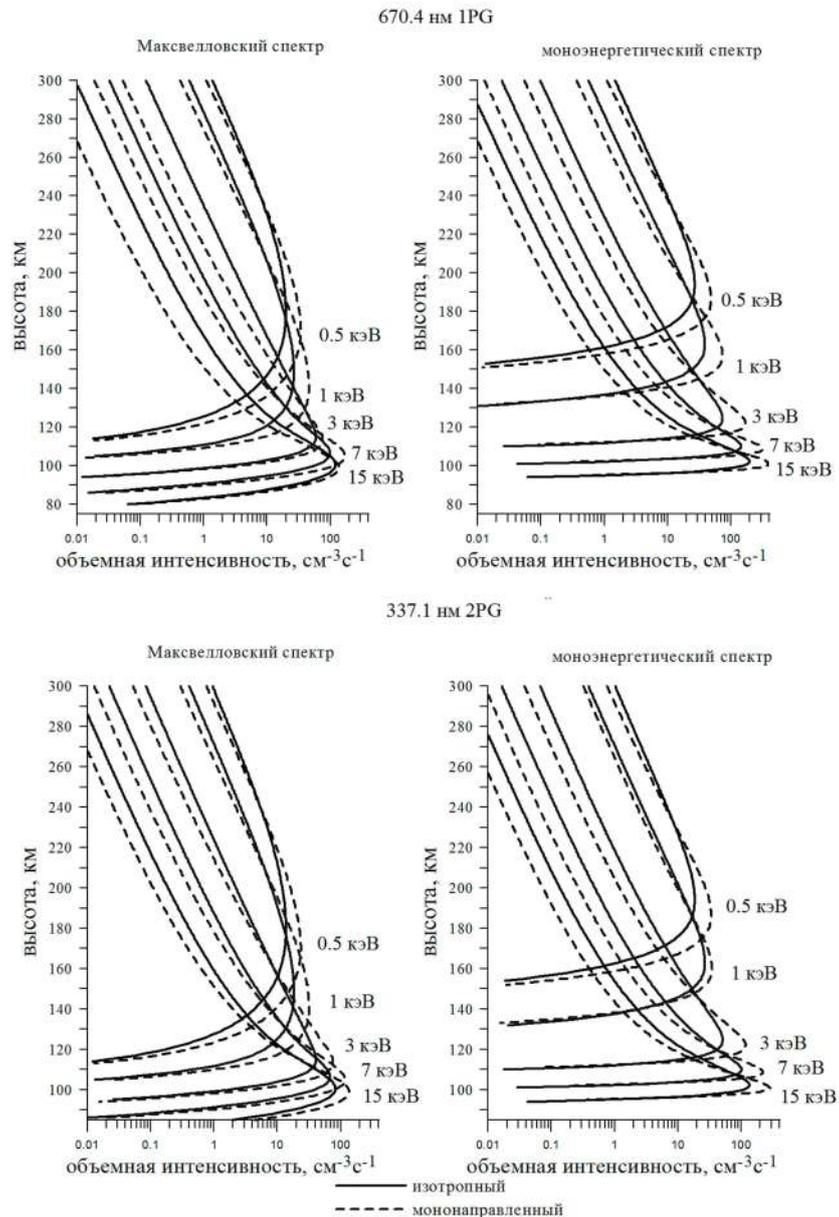


Рисунок 3.38. Высотные профили объемной интенсивности эмиссий 1PG и 2PG систем N_2 азота для электронных потоков со средней энергией $E_{cp} = 0.5, 1.0, 3.0, 7.0$ и 15.0 кэВ. Поток энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

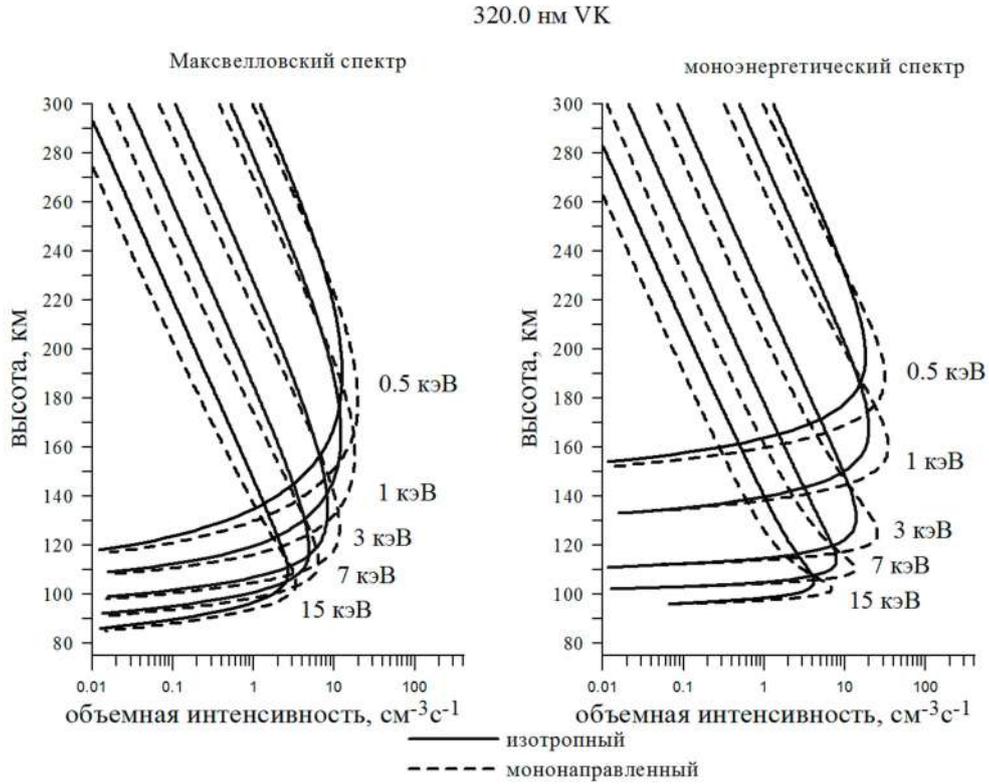


Рисунок 3.39. Высотные профили объемной интенсивности эмиссии 320.0 нм системы VK N₂ для электронных потоков со средней энергией $E_{cp} = 0.5, 1.0, 3.0, 7.0$ и 15.0 кэВ. Поток энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

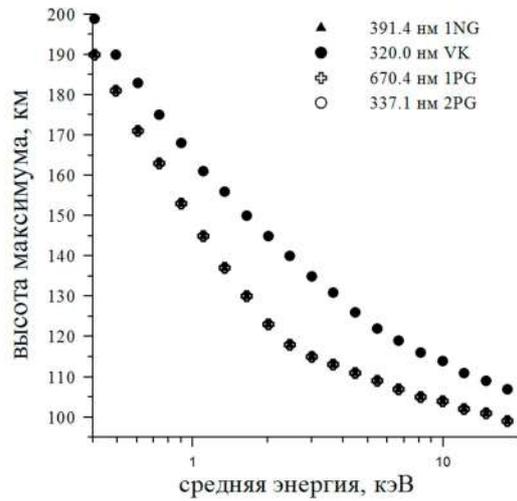


Рисунок 3.40. Зависимость h_{max} для интенсивностей эмиссий 1PG, 2PG и VK от средней энергии потока высыпавшихся электронов.

В то же время интенсивность эмиссий полосы системы Вегарда-Каплана уменьшается с увеличением средней энергии электронов, что видно из рисунка 3.40. А высота локализации максимума интенсивности системы Вегарда-Каплана находится на больших высотах, чем высота максимального выделения энергии высыпавшихся электронов, что видно из рисунка 3.40.

Разница в высотных профилях объемных интенсивностей эмиссий 1PG, 2PG и VK обусловлена разным временем жизни источников этих эмиссий. Время жизни источника первой положительной системы V^3P_g порядка $4-9.1 \cdot 10^{-6}$ сек и столкновительные реакции, в которых он участвует не меняют существенно высотный профиль эмиссий системы. Время жизни источника второй положительной системы S^3P_u порядка $4 \cdot 10^{-8}$ сек. достаточно мало, чтобы можно было пренебречь его столкновительным гашением и высотный профиль этих эмиссий, как и для $1NG N_2^+$, повторяет профиль выделившейся в атмосфере энергии. А вот время жизни источника эмиссий системы Вегарда-Каплана $A^3\Sigma_u^+ \sim 0.9 \div 10$ сек. Из-за большого времени жизни терм $A^3\Sigma_u^+$ принимает активное участие в физико-химических процессах полярной ионосферы и помимо спонтанного испускания на нижележащие уровни этот терм гасится посредством столкновительных реакций с нейтральными газами атмосферы N_2 , O_2 и O . Влияние столкновительной дезактивации показано на рисунке 3.41, где представлены высотные профили объемных интенсивностей эмиссии 320.0 нм VK для трех средних энергий электронов с учетом и без учета столкновительного гашения $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Видно, что профили, рассчитанные без учета гашения аналогичны профилям эмиссий 1PG и 2PG. Учет гашения “поджимает” высотные профили – они становятся более пологими и их максимумы сдвигаются выше. На рисунке 3.43 показано, как меняется ширина профиля объемной интенсивности Δh излучения с учетом столкновительного гашения. Видно, что ширина профиля становится больше, профиль “расплывается”.

Таким образом, полосы первой и второй положительных систем 1PG и 2PG N_2 имеют одинаковый ход высотных профилей объемных интенсивностей эмиссий,

в то время как высотная зависимость объемных интенсивностей эмиссий VK N_2 отличается от них из-за гашения терма $A^3\Sigma_u^+$ в столкновительных реакциях. Влияние столкновительной дезактивации терма $A^3\Sigma_u^+$ изменяет высотные профили объемной интенсивности эмиссий полос системы Вегарда –Каплана N_2 . Максимум высотных профилей сдвигается на большие высоты по сравнению с максимумом функции диссипации энергии.

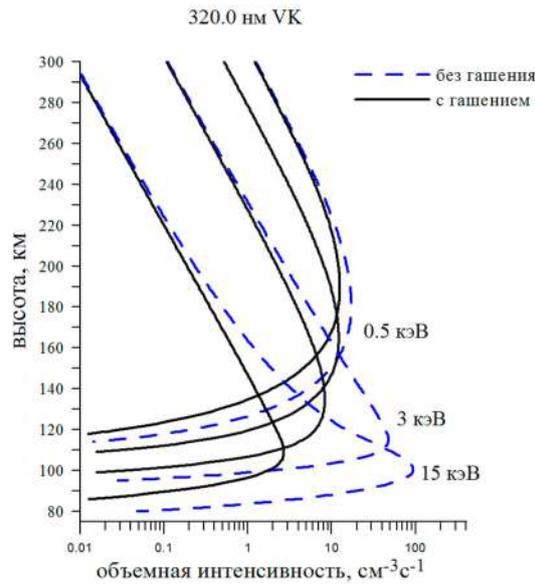


Рисунок 3.41. Влияние столкновительной дезактивации $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ на высотные профили объемной интенсивности эмиссии 320.0 нм VK N_2

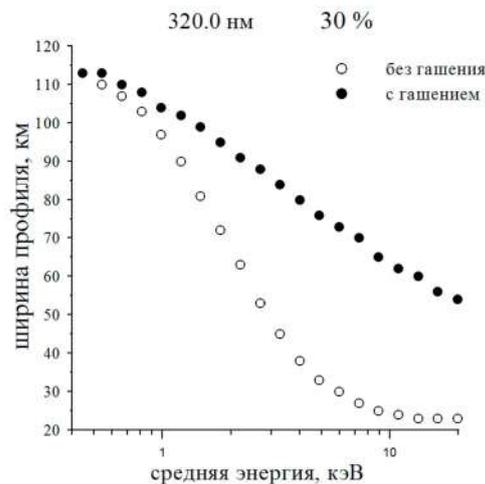


Рисунок 3.42. Влияние столкновительной дезактивации $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ на высоту максимума интенсивности полос системы VK

3.4.4. Высотные профили интенсивности излучения полос системы Лаймана-Берджа-Хопфилда LBH N₂

Система полос Лаймана-Берджа-Хопфилда молекулярного азота (LBH) есть результат запрещенного электродипольного перехода с терма $\mathbf{a}^1\Pi_g$ на $\mathbf{X}^1\Sigma_u^+$ в молекуле азота. Свечение полос LBH наблюдается в ультрафиолетовой области спектра 125-180 нм.

Основным источником образования молекул N₂($\mathbf{a}^1\Pi_g$) в полярных сияниях является прямой удар энергичной частицей. Кроме того, возбуждение терма $\mathbf{a}^1\Pi_g$ происходит за счет вклада межсистемных излучательных переходов с близлежащих колебательных уровней синглетных термов N₂ и столкновительных переносов энергии между уровнями $\mathbf{a}^1\Pi_g$, $\mathbf{a}'\Sigma_u^-$, $\mathbf{w}^1\Delta_u$. Отметим здесь также, что колебательные уровни $\mathbf{a}^1\Pi_g$ состояния предиссоциируют начиная с 6-го.

Время жизни терма $\mathbf{a}^1\Pi_g$ $\tau \sim 0.8 \div 1.5 \cdot 10^{-4}$ [Кузнецова и др., 1980] является достаточным, чтобы возбужденный N₂($\mathbf{a}^1\Pi_g$) принимал участие в физико-химическом процессе, происходящем в авроральной атмосфере. Поэтому дезактивация возбужденного молекулярного азота N₂($\mathbf{a}^1\Pi_g$) происходит, двумя путями: спонтанные переходы с колебательных уровней терма $\mathbf{a}^1\Pi_g$ на нижележащие колебательные уровни синглетных термов $\mathbf{a}'\Sigma_u^-$, $\mathbf{w}^1\Delta_u$ и столкновительные реакции N₂($\mathbf{a}^1\Pi_g$) с нейтральными составляющими атмосферы.

Объемная интенсивность эмиссии полосы LBH определяется выражением:

$$\eta_{v'v''}(h) = A_{v'v''} [N_2(\mathbf{a}^1\Pi_g, v'), h] \quad (3.17),$$

где $A_{v'v''}$ - вероятность спонтанного перехода $\mathbf{a}^1\Pi_g, v' \rightarrow \mathbf{X}^1\Sigma_u^+, v''$, c^{-1} , $[N_2(\mathbf{a}^1\Pi_g, v')]$ - концентрация молекул азота, находящегося в $\mathbf{a}^1\Pi_g, v'$ возбужденном состоянии, cm^{-3} .

Концентрация молекул $N_2(a^1\Pi_g)$ находится из решения системы балансных уравнений для синглетных уровней $a^1\Pi_g$, $a'\Sigma_u^-$, $w^1\Delta_u$ молекулярного азота (см. разделы 1.3 и 3.4.2).

При прохождении через атмосферу излучение системы LBH поглощается атмосферными газами, в частности, молекулярным кислородом в континууме Шумана-Рунге [Meier, 1991] и молекулярным азотом - так называемое самопоглощение. Учитывая этот факт, интенсивность полосы LBH в столбе полярного сияния на высоте h можно рассчитать по формуле [Conway, 1982]:

$$I_{v'v''}(h) = \int \eta_{v'v''}(h) \cdot \tilde{T}(\lambda_{v'v''}, s) \exp\left\{-\sigma_{O_2}(\lambda_{v'v''}) \cdot \int [O_2(h)] ds\right\} ds \quad (3.18)$$

где $\sigma_{O_2}(\lambda_{v'v''})$ - сечение поглощения излучения с длиной волны $\lambda_{v'v''}$ атмосферным молекулярным кислородом O_2 , $\tilde{T}(\lambda_{v'v''}, s)$ -функция переноса, учитывающая поглощение полос LBH молекулярным азотом (самопоглощение), s - пройденный эмиссионным лучом путь в атмосфере, $[O_2(h)]$ - концентрация молекулярного кислорода на высоте h .

Пример рассчитанных объемных интенсивностей представлен на рисунке 3.43 для LBH полосы (6,0) с началом 127.3 нм, поглощения которой в континууме Шумана-Рунге мало. Профили рассчитаны по формуле (3.17) для максвелловского (1.8) и моноэнергетического (1.6) спектра высыпавшихся электронов при условии их мононаправленного и изотропного углового распределения. Средняя энергия электронов E_{cp} варьировалась в интервале 1-20 кэВ для потока энергии F_E 1 эрг·см⁻²·с⁻¹. Из рисунка видно, что с увеличением средней энергии потока уменьшается высота максимума объемной интенсивности возбуждения, в то время как профиль скорости возбуждения сужается. То есть с увеличением жесткости потока электронов светящийся слой эмиссии LBH становится уже и располагается на меньших высотах. Кроме того, максимум объемной интенсивности возбуждения для моноэнергетического распределения

электронов расположен выше, чем для той же средней энергии, но максвелловского распределения.

Выберем некоторые полосы LBH системы, чтобы на их примере показать влияние различных факторов на интенсивность излучения. Это полосы (2,0)+(5,2) 138.3 нм, (4,0) 132.5 нм, (6,0) 127.3 нм. Эти полосы хорошо видны в спектрах полярных сияний, так как не перемешиваются с другими линиями. Сечение поглощения в континууме Шумана-Рунге O_2 для полосы (6,0) практически равно нулю, в то время как для полос (2,0), (5,2) оно близко к максимуму, что позволит показать различное влияние O_2 поглощения на LBH излучение.

Рассмотрим влияние на интенсивность LBH полос столкновительной дезактивации атмосферными газами. Молекула $N_2(a^1\Pi_g)$ гасится в атмосфере посредством столкновительных реакций с молекулами N_2 и O_2 с константами реакций $(1.6-27) \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ и $4.3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ соответственно [Marinelli et al., 1989]. Поскольку эти константы малы, можно ожидать, что гашение $N_2(a^1\Pi_g)$ в столкновительных реакциях будет иметь значение на низких высотах, где плотность N_2 и O_2 достаточно велика. Это показано на рисунке 3.44, где представлены результаты расчетов объемной интенсивности эмиссии с учетом и без учета дезактивации для трех выбранных полос системы LBH для двух средних энергий электронов.

Как и следовало ожидать, столкновительное гашение оказывает влияние на интенсивность полос в случае больших характеристических энергий, для которых максимум интенсивности лежит ниже 110 км. В остальных случаях изменение интенсивности настолько мало, что дезактивацией можно пренебречь для простоты расчетов.

Как было сказано выше, поглощение излучения полос LBH в континууме Шумана-Рунге молекулами O_2 , а также самопоглощение излучения молекулами N_2 оказывают влияние на интенсивность излучения полос системы LBH. Можно ожидать, что форма высотного профиля интенсивности LBH полос будет зависеть от средней энергии электронов и состава атмосферы. На рисунке 3.45 приведены

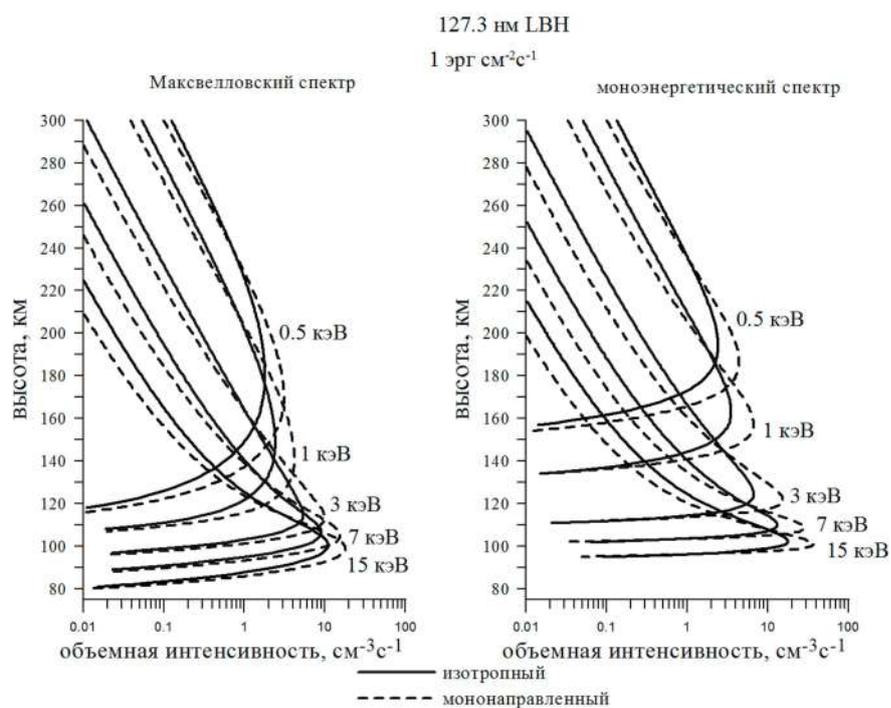


Рисунок 3.43. Профили объемных интенсивностей эмиссии полосы (6,0) LBH

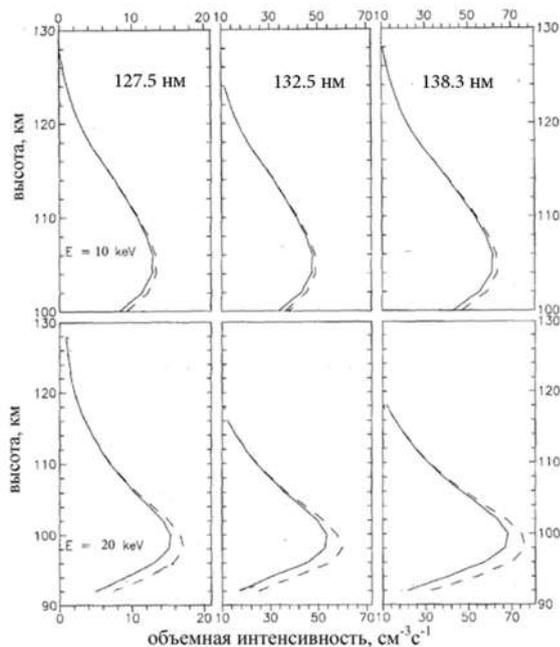


Рисунок 3.44. Объемные интенсивности эмиссии некоторых полос LBH (сплошная линия). Длинный пунктир соответствует расчету без учета гашения терма $a^1\Pi_g$ молекулами N_2 и O_2 .

высотные профили интенсивностей в столбе полярного сияния для трех полос ЛВН. Интенсивности рассчитаны по формуле (3.18) для двух средних энергий высыпавшихся электронов. Используемое сечение поглощения ЛВН континуумом Шумана-Рунге $\sigma_{O_2}(\lambda_{v'v''})$ взято из работы [Rees et al., 1988]. Функция переноса полосы $\tilde{T}(\lambda_{v'v''}, s)$ для поглощения ЛВН излучения молекулярным азотом дана в работе [Conway, 1982]. На рисунке показано влияние поглощения ЛВН излучения в N_2 и O_2 . Как видно из рисунка, эффекты поглощения больше проявляются на низких высотах, где плотность поглотителей велика. Поглощение излучения в континууме Шумана-Рунге доминирует над самопоглощением для полос (2,0) и (4,0), причем эффект самопоглощения для полосы (2,0) очень мал. Для полосы (6,0) эффект противоположный. Здесь поглощение излучения в молекулярном азоте доминирует над поглощением в O_2 для полосы (6,0). Это можно было ожидать, если учесть тот факт, что сечение поглощения в O_2 для полосы (6,0) 127.5 нм практически равно нулю.

На рисунке 3.46 дано сравнение данных ракетного эксперимента из работы [Meier et al., 1982] и теоретически рассчитанных высотных профилей интенсивности двух полос ЛВН: (6,0) и (4,0). В эксперименте [Meier et al., 1982] величины заселенностей высших колебательных уровней близки к полученным [Eastes and Sharp, 1987]. Кроме того, излучение полос (6,0) и (4,0) в сияниях достаточно сильное и, в отличие от излучения слабых полос с нижних колебательных уровней, измеряется с большей точностью. Наилучшим образом к экспериментальным результатам подходят профили интенсивности, вычисленные для пучка электронов с максвелловским распределением с характеристической энергией 1.8 кэВ и величиной потока энергии $3.8 \text{ эрг см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Здесь же пунктирной линией нанесены результаты расчетов, при которых вклад межсистемных переходов в заселенность a^1P_g терма не учитывался. Кривая интенсивности, для которой каскады учтены, хорошо описывает экспериментальные данные, что еще раз убеждает в необходимости учета вклада межсистемных переходов в заселенность a^1P_g терма.

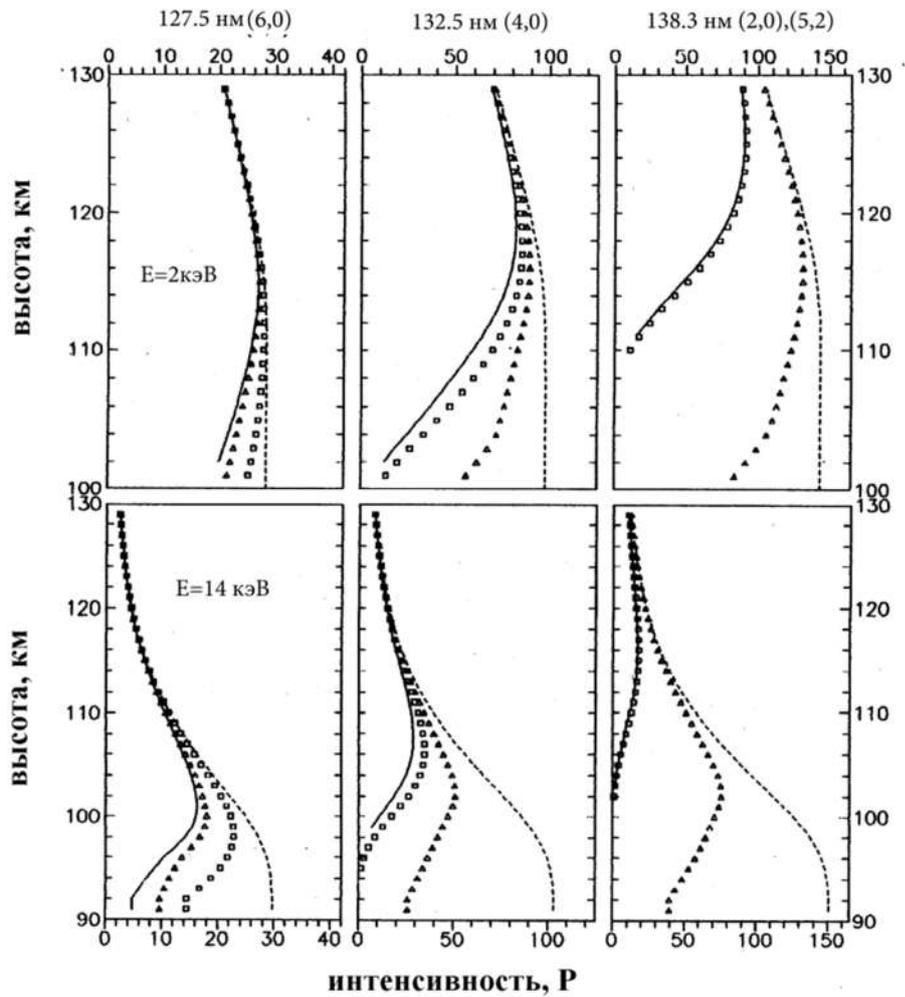


Рисунок 3.45. Высотные профили интегральной интенсивности некоторых полос ЛВН (сплошная линия). Пунктирная линия соответствует расчету без учета поглощения ЛВН излучения атмосферой, квадраты- расчет с учетом только поглощения ЛВН излучения O_2 (поглощение континуумом Шумана-Рунге), треугольники-расчет с учетом только поглощения ЛВН излучения в N_2 .

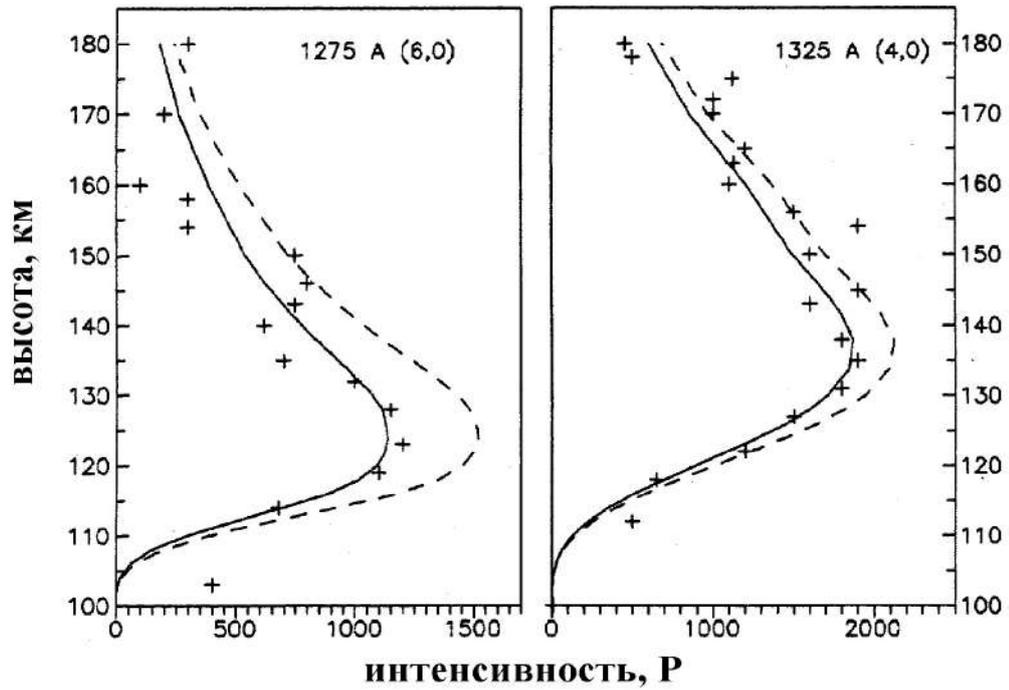
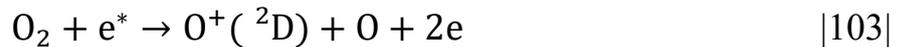
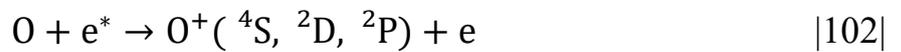


Рисунок 3.46. Высотных профилей интенсивностей LBV полос (сплошная линия). Пунктирная линия соответствует расчету, сделанному без учета межсистемных переходов между синглетными уровнями молекулярного азота, крестики - данные ракетного эксперимента [Meier et al., 1982].

3.5. Ионный состав ионосферной плазмы в области электронных высыпаний.

Воздействие высыпающихся во время полярных сияний высокоэнергичных частиц меняет содержание и распределение ионов в атмосфере. Образование ионов происходит как посредством химических реакций, так и путем прямого удара энергичных электронов с нейтральными газами:



Образование и гибель ионов в химических реакциях происходит благодаря переносу энергии от одного иона к другому при их столкновении. Деактивация ионов происходит также в реакциях диссоциативной рекомбинации при столкновении иона с ионосферным электроном. Реакции, в которых участвуют атмосферные ионы в условиях полярных сияний, сведены в таблицу 3.7.

Как известно, сумма концентраций всех содержащихся в ионосфере ионов равна концентрации ионосферных электронов. Изменение высотного профиля концентрации электронов для разных видов спектра и средних энергий высыпающихся электронов показано на рисунке 3.47. Профили использованы с использованием модели возбужденной авроральной ионосферы, описанной в главе 1, для высыпающихся частиц с потоком энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Из рисунка видно, что высота максимума электронной концентрации, так же, как и ширина высотного профиля, зависят от вида начального дифференциального потока электронов. Сравним высоты максимумов концентрации вторичных электронов и выделившейся при высыпании энергичных частиц энергии. Это сравнение показано на рисунке 3.48 для маквелловского распределения высыпающихся

частиц (формула 1.10) . Как видно из рисунка, для средних энергий высыпавшихся электронов <1 кэВ максимум концентрации электронов лежит выше высоты максимального энерговыделения.

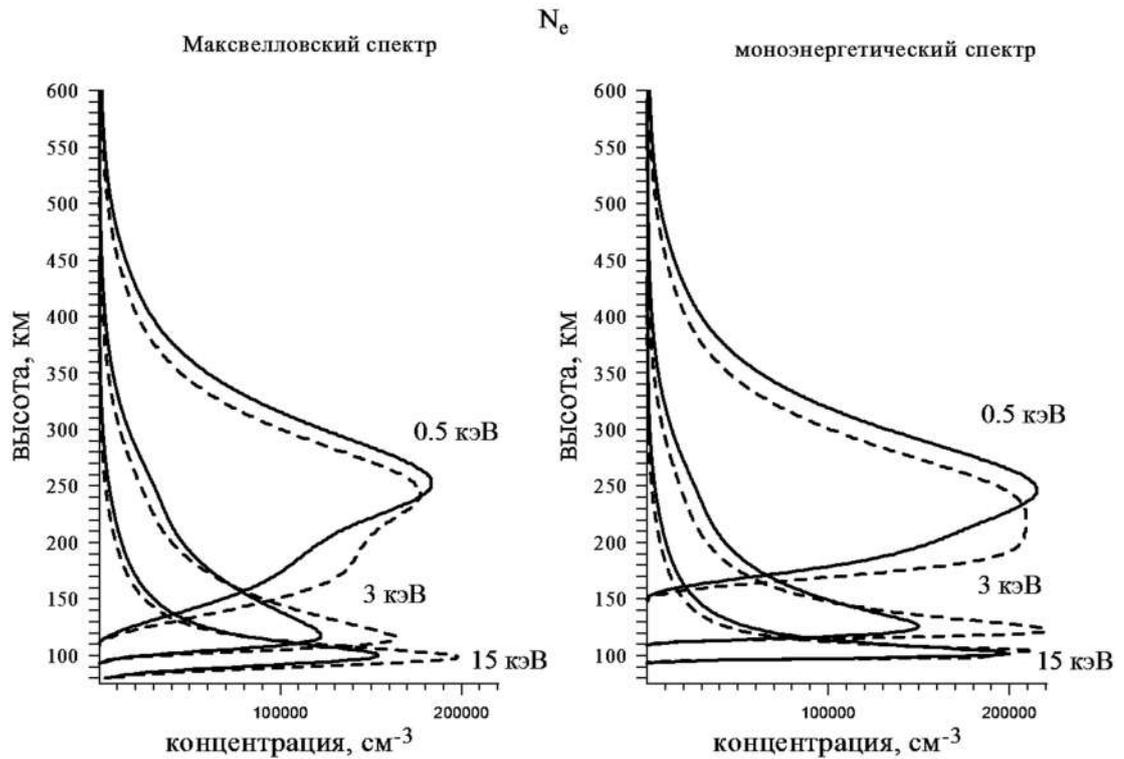


Рисунок 3.47. Высотные профили вторичных электронов, рассчитанные для разных средних энергий двух видов дифференциального спектра высыпавшихся электронов. Сплошная линия соответствует изотропному пучку, прерывистая – мононаправленному. Поток энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Таблица 3.7.

Реакции образования и гибели атмосферных ионов

N_2^+	O^+
$N_2^+ + e \rightarrow N(^4S) + N(^2D)$ $N_2^+ + O_2 \rightarrow N_2 + O_2^+$ $N_2^+ + O \rightarrow N_2 + O(^4S)$ $N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N(^2D)$ $N_2^+ + NO \rightarrow N_2 + NO^+$	$O(^4S) + N_2 \rightarrow NO^+ + N(^4S)$ $O(^4S) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ $O(^4S) + NO \rightarrow NO^+ + O$ $O(^2D) + e \rightarrow O(^4S) + e$ $O(^2D) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$ $O(^2D) + N_2 \rightarrow NO^+ + N(^4S)$ $O(^2D) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ $O(^2D) + O_2 \rightarrow O(^4S) + O_2$ $O(^2D) + O \rightarrow O(^4S) + O$ $O(^2D) \rightarrow O(^4S) + hv$ $O(^2P) + N_2 \rightarrow O(^4S) + N_2$ $O(^2P) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$ $O(^2P) + O \rightarrow O(^4S) + O$ $O(^2P) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ $O(^2P) \rightarrow O(^2D) + hv$ $O(^2P) \rightarrow O(^4S) + hv$ $O(^2P) + e \rightarrow O(^2D) + e$ $O(^2P) + e \rightarrow O(^4S) + e$
O_2^+	
$O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O(^1D)$ $O_2^+ + N(^4S) \rightarrow NO^+ + O(^1S)$ $O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$ $O_2^+ + N(^2D) \rightarrow NO^+ + O$	
N^+	
$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N(^4S, ^2D)$ $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1D, ^1S)$ $N^+ + O_2 \rightarrow O(^4S) + NO$ $N^+ + O \rightarrow O(^4S) + N(^4S)$	
$NO^+ + e \rightarrow O + N(^4S, ^2D)$	

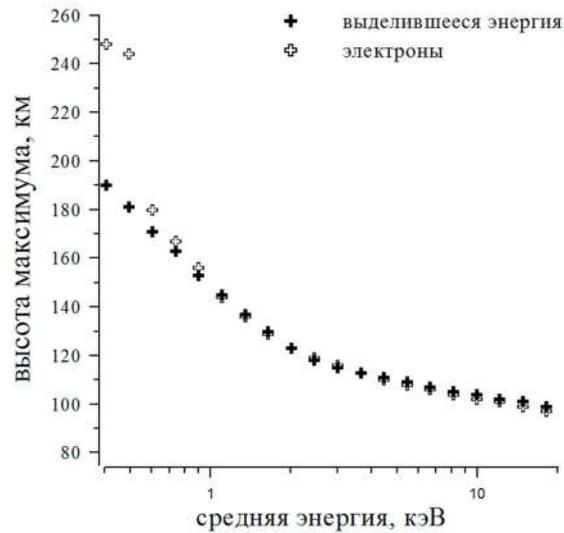


Рисунок 3.48. Высоты максимумов профилей концентрации тепловых электронов и выделившейся при высыпании энергичных частиц энергии.

Рассмотрим, как изменяется при высыпании энергичных частиц высотный профиль концентрации ионов. Концентрации ионов рассчитаны в модели полярной ионосферы, представленной в главе 1, в соответствии с уравнениями баланса 1.9-1.14, 1.21. На рисунке 3.49 проиллюстрирована общая картина высотного распределения ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ и NO^+ для трех средних энергий высыпающихся электронов с максвелловским распределением по энергиям (1.8). Видно, что для малых средних энергий на высотах >200 км доминирует ион атомарного кислорода O^+ . С увеличением средней энергии энергичных электронов этот ион теряет свое преимущество и на высотах $200\div 450$ км конкурирует с ионами окиси азота NO^+ и молекулярного кислорода O_2^+ . На высотах <200 км превалирует ион окиси азота NO^+ , ион молекулярного кислорода O_2^+ занимает вторую позицию. На этих высотах начинает быстро расти концентрация молекулярного азота N_2 и молекулярного кислорода O_2 , которые являются гасителями иона O^+ , в столкновительных реакциях которых образуются ионы NO^+ и O_2^+ (правая колонка таблицы). Кроме того, с увеличением концентраций N_2 и O_2 вследствие прямого удара их энергичными электронами увеличивается образование ионов N_2^+ и O_2^+ . Увеличение концентрации ионов N_2^+

и O_2^+ ведет к увеличению количества ионов окиси азота NO^+ как продукта столкновительных реакций молекулярных ионов с нейтральными составляющими атмосферы (левая колонка таблицы 3.7).

Изменение высотного профиля с изменением средней энергии максвелловского потока энергичных электронов показано на рисунке 3.50. Обращает внимания факт уменьшения на всех высотах концентрации ионов O^+ и N^+ с увеличением средней энергии электронов. При этом высота максимальной концентрации не меняется: $h_{\max} \sim 320$ км для N^+ и $h_{\max} \sim 250$ км для O^+ . Уменьшение количества с опусканием высоты максимальной концентрации h_{\max} демонстрирует и ион молекулярного азота N_2^+ . Высота максимума концентрации ионов NO^+ и O_2^+ также уменьшается с увеличением жесткости выпадающих электронов. При увеличении жесткости электронов максимум энерговыделения опускается, при этом на больших высотах образуется меньшее количество ионов вследствие прямого удара. Для $E_{\text{cp}} > 1$ кэВ с максимумом энерговыделения на высотах < 150 км концентрация ионов O^+ и N^+ , как было сказано выше, мала из-за столкновительных реакций с нейтральными молекулами азота и кислорода. Это же столкновительная дезактивация на молекулах N_2 и O_2 уменьшает с увеличением средней энергии и концентрацию иона молекулярного азота N_2^+ , не смотря на возросшее увеличение образования N_2^+ вследствие прямого удара. Увеличение концентрации иона молекулярного кислорода происходит благодаря возросшему образованию этого иона посредством прямого удара энергичных электронов с молекулой кислорода O_2 , концентрация которого возрастает на высотах < 200 км, поскольку этот ион не дезактивируется молекулами азота и кислорода.

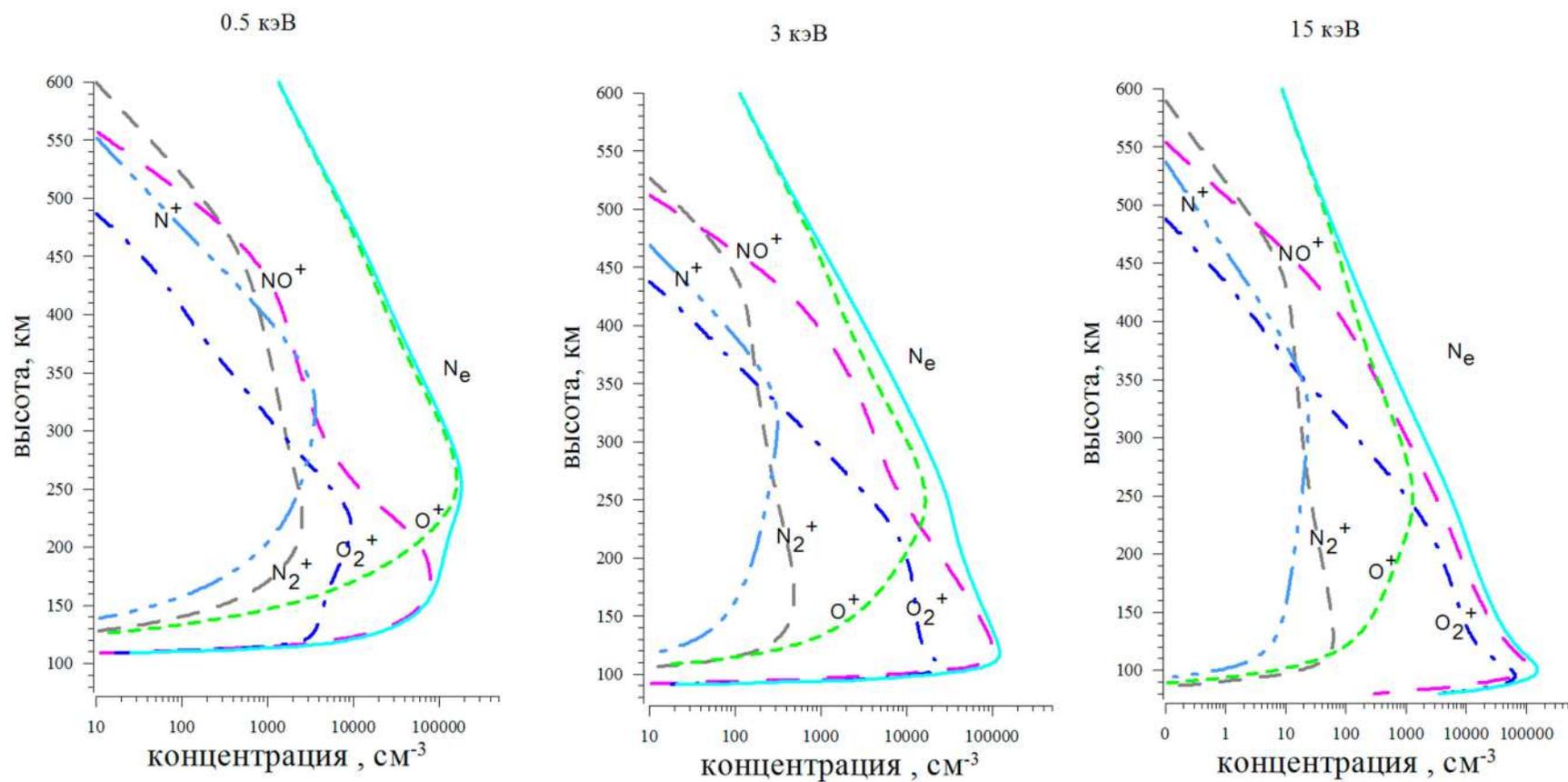


Рисунок 3.49. Высотное распределение ионов во время высыпаний электронов, имеющий максвелловское распределение по энергии, с $E_{cp} = 0.5, 3.0$ и 15.0 кэВ. Поток энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

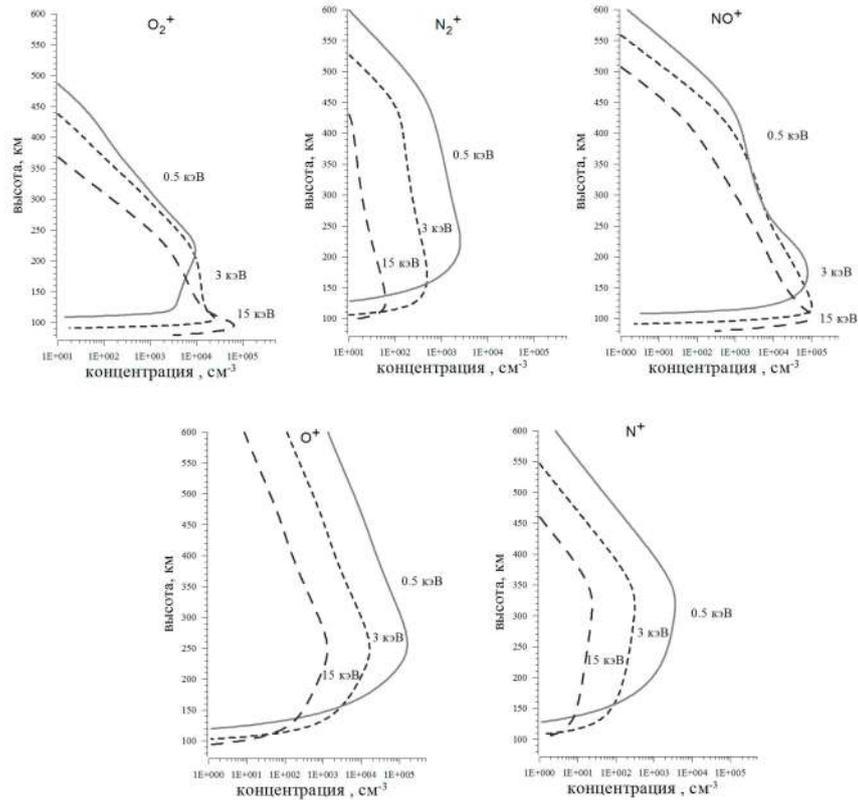
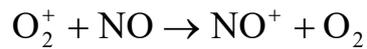


Рисунок 3.50. Высотные профили ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ и NO^+ для различных средних энергий электронов, имеющих максвелловское распределение по энергиям, с $E_{cp} = 0.5, 3.0$ и 15.0 кэВ. Поток энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Изменение общего содержания в столбе полярного сияния ионосферных ионов при увеличении средней энергии высыпающихся электронов с максвелловским распределением показано на рисунке 3.51. Из рисунка видно, что содержание ионов N_2^+ , O^+ и N^+ уменьшается ~ 100 раз при изменении средней энергии 0.5 кэВ до 20 кэВ. Общее содержание иона NO^+ уменьшается $\sim 40\%$ с увеличением жесткости потока для $E_{cp} > 2$ кэВ. Для иона O_2^+ наблюдается увеличение общего содержания в столбе полярного сияния на 20% в интервале $E_{cp} = 0.5 \div 5$ кэВ. При этом суммарное содержание ионов в столбе полярного сияния, как видно по поведению содержания вторичных электронов, уменьшается с увеличением средней энергии.

На рисунке 3.52 показано изменение содержания ионов и электронов в столбе полярного сияния в зависимости от величины потока энергии высыпавшихся частиц. Как и следовало ожидать, с увеличением потока энергии содержание всех ионов и вторичных электронов увеличивается.

Среди реакций дезактивации ионов N_2^+ , O_2^+ и O^+ есть столкновительные реакции этих ионов с окисью азота NO:



На рисунке 3.53 показано, как влияет окись азота на содержание в столбе полярного сияния ионов N_2^+ , O_2^+ и O^+ . Видно, что содержание иона молекулярного кислорода O_2^+ в столбе полярного сияния уменьшается с увеличением концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO]_{\max}$, поскольку окись азота является гасителем иона O_2^+ в реакции $O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$ с константой скорости $4.4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [Lindinger and Ferguson, 1983]. Для ионов молекулярного азота N_2^+ и атомарного кислорода O^+ такого эффекта не наблюдается, поскольку эти ионы быстрее дезактивируются в столкновительных реакциях с нейтральными молекулами азота и кислорода, из-за большей, чем $[NO]$, концентрации в атмосфере N_2 и O_2 . Общее содержание ионов и, соответственно, вторичных электронов, не изменяется, поскольку уменьшение содержания O_2^+ компенсируется увеличением содержания NO^+ , образующегося в столкновительных реакциях дезактивации ионов N_2^+ и O^+ на молекулах N_2 и O_2 .

Таким образом, высыпания энергичных электронов в атмосферу изменяет высотное распределение и общее содержание ионов и вторичных электронов в полярной ионосфере. С увеличением жесткости потока энергичных электронов содержание ионов O_2^+ незначительно увеличивается, в то время как содержание ионов N_2^+ , O^+ и N^+ уменьшается на несколько порядков в интервале $E_{\text{ср}}$ 1-20 кэВ. Содержание иона молекулярного кислорода O_2^+ в столбе полярного сияния падает с увеличением в атмосфере концентрации окиси азота NO.

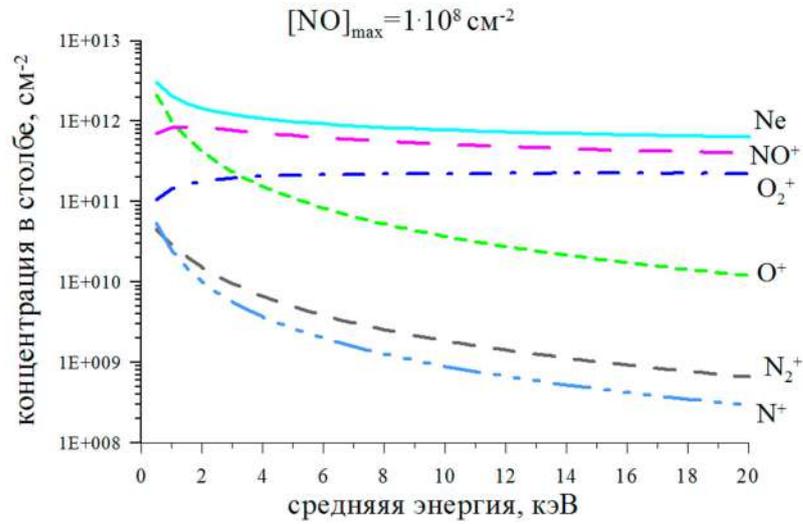


Рисунок 3.51. Изменение содержания ионов и вторичных электронов в столбе полярного сияния в зависимости от средней энергии электронов.

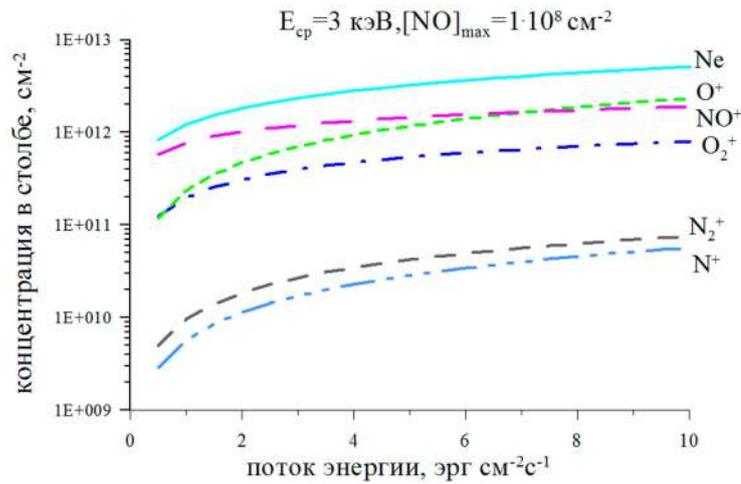


Рисунок 3.52. Изменение содержания ионов и вторичных электронов в столбе полярного сияния в зависимости от потока энергии электронов,

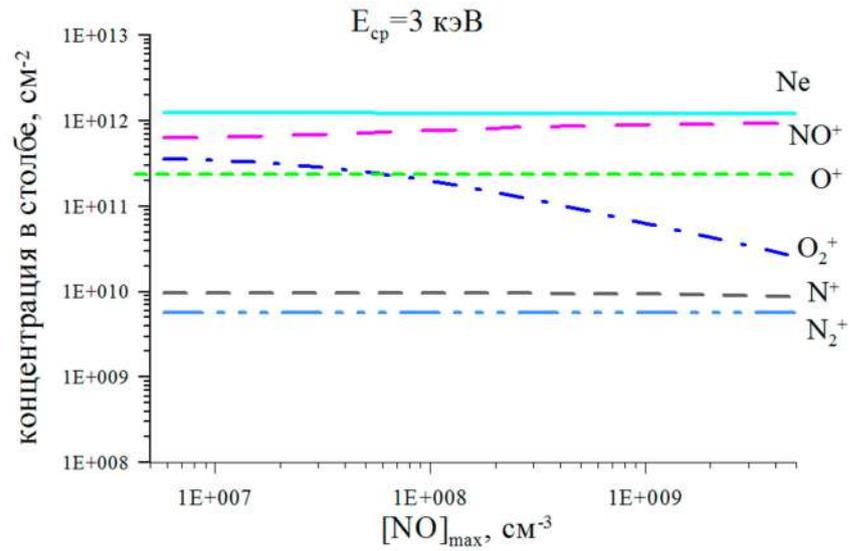


Рисунок 3.53. Изменение содержания ионов и вторичных электронов в столбе полярного сияния в зависимости от концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля $[\text{NO}]_{\text{max}}$. Поток энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

3.6. Характерные времена выхода на стационарный режим концентраций компонент ионосферной плазмы в процессе электронных высыпаний

Во время высыпаний энергичных частиц в атмосфере происходит возбуждение и ионизация атомов и молекул атмосферы. Образованные возбужденные и ионизированные компоненты ионосферы вступают друг с другом в химические реакции, если имеют достаточные для осуществления процесса взаимодействия времена жизни. Продуктами совокупности химических реакций являются новые возбужденные и ионизированные составляющие. В результате с началом высыпаний электронов, инициирующих возбуждение и ионизацию, концентрация компонент ионосферы будет нарастать некоторое количество времени до максимально возможного в конкретных авроральных условиях значения.

Назовем временем выхода на стационарный режим время, за которое концентрация компоненты ионосферной плазмы достигает величины, не изменяющейся далее со временем больше, чем на 10 %. Расчеты выхода на стационарный режим ионосферных компонент проводились в рамках модели, описанной в главе 1 с входными параметрами: MSIS-90 для нейтральной атмосферы и максвелловское распределение по энергиям для высыпающегося потока электронов (1.8). Средняя энергия электронов варьировалась в интервале 1-15 кэВ, поток энергии $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Возникающие во время полярных сияний ионы имеют достаточное время жизни для того, чтобы участвовать протекающем в ионосфере физико-химическом процессе. На рисунке 3.54 показана временная динамика с начала электронных высыпаний содержания ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ , NO^+ и концентрации электронов в столбе полярного сияния. Как видно из рисунка, форма кривой изменения концентрации ионов со течением времени зависит от средней энергии высыпающихся частиц. Следовательно, время выхода на стационарный режим

различно не только для различных ионов, но и для разных средних энергий для одного и того же иона. Так, в диапазоне средних энергий 1-15 кэВ время выхода на стационарный режим составляет для иона N_2^+ ~100÷140 с, для O_2^+ ~110÷200 с, для O^+ ~950÷1000 с, для N^+ ~650÷750 с, для NO^+ ~150÷500 с. Длинным временами выхода на стационарный режим имеют ион атомарных кислорода O^+ и азота N^+ . Для стабилизации концентрации в столбе вторичных электронов требуется от 350 до 750 с.

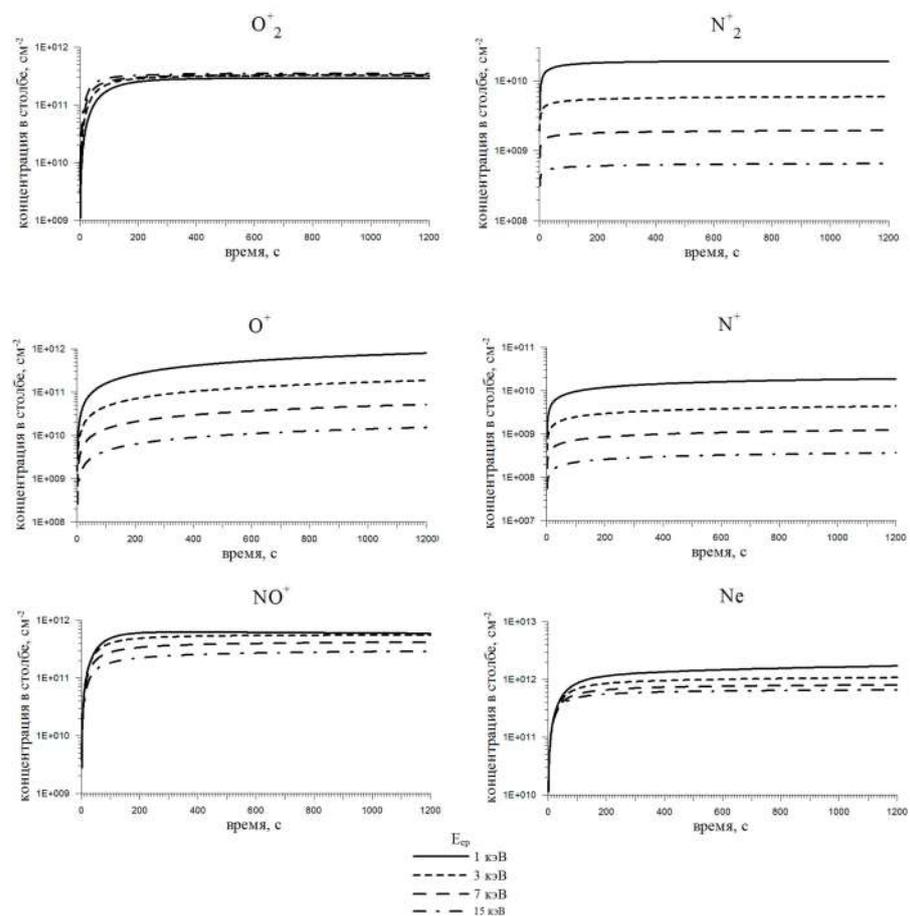


Рисунок 3.54. Временная динамика концентраций ионосферных ионов с начала высыпания электронных потоков.

Время жизни возбужденных атомов кислорода $O(^1S)$ и $O(^1D)$ составляет порядка 0.94 с и 110 с соответственно, и поэтому они являются активными участниками физико-химического процесса в ионосфере. На рисунке 3.55 показана временная динамика концентраций атомов $O(^1S)$ и $O(^1D)$ в столбе полярного сияния. Как и для ионов, наблюдается различное поведение концентраций возбужденных атомов от времени для разных средних энергий высыпавшихся электронов. И если для атомов $O(^1S)$ характерно резкое возрастание интенсивности в первые секунды, то для $O(^1D)$ наблюдается постепенный рост интенсивности. Как и следовало ожидать из сравнений времен жизни возбужденных атомов кислорода, время выхода на стационарный режим для атомов $O(^1D)$ больше, чем для $O(^1S)$. Для $O(^1D)$ это время равно 300÷400 с, для $O(^1S)$ ~60÷200 с. Поскольку спонтанное излучение с уровней 1S и 1D порождает свечение с длиной волны 557.7 нм и 630.0 нм, интенсивности этих эмиссий будут вести себя соответствующим образом.

Еще одна возбужденная компонента, имеющая достаточное для вступления в химические реакции время жизни это молекула $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, являющаяся источником свечения полос системы Вегарда-Каплана молекулярного азота. По разным оценкам время жизни этой молекулы от 0.9 до 10 с. Из рисунка 3.55 видно, что время выхода на стационарный режим концентрации молекулы $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ очень мало и составляет ~1.5 с.

Разные времена выхода на стационарный режим для различных компонент ионосферной плазмы связано с разной химической активностью этих компонент. Различие в величинах времен выхода на стационарный режим одной и той же компоненты для разных средних энергий объясняется разными высотами максимумов диссипации электронной энергии и разной эффективностью химических процессов на различных высотах из-за высотной неоднородности концентрации нейтральных компонент. Для достижения стационарного режима требуется порядка 1000с после момента высыпания электронов в атмосферу.

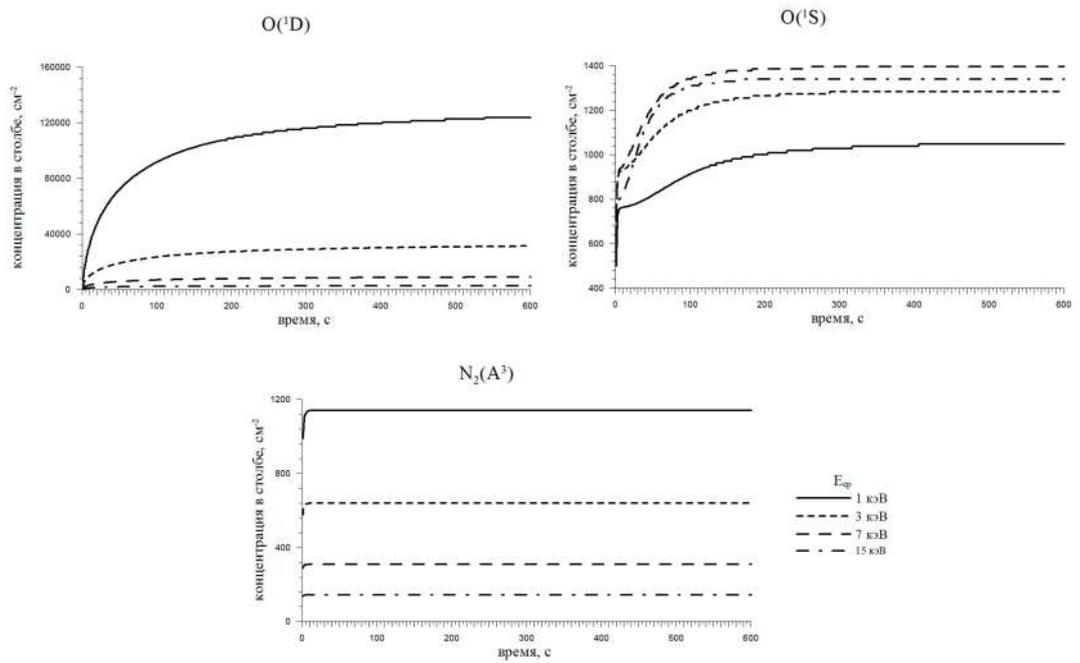


Рисунок 3.55. Временная динамика концентраций возбужденных компонент атмосферы с начала высыпания электронного потока.

Результаты главы 3

1. Представлены характеристики излучения основных авроральных эмиссий: эмиссии OI $\lambda 557.7$ и OI $\lambda 630.0$ возбужденного атомарного кислорода, эмиссии полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG, эмиссии полос первой положительной системы 1PG, второй положительной системы 2PG, системы Вегарда-Каплана VK, системы Лаймана-Берджа-Хопфилда LBH возбужденного молекулярного азота.
2. Рассмотрена роль всех известных потенциальных источников возбуждения 1D терма атомарного кислорода и величина их относительных вкладов в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм в интервале высот 100–300 км. Найдено, что:
 - а) несмотря на небольшие парциальные вклады слабых источников возбуждения 1D терма, таких как столкновительные взаимодействия между компонентами атмосферных газов $N(^2D)+O$, $N(^2D)+O_2$, $N(^2P)+O_2$, N^++O_2 и радиационный переход $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu_{557.7}$ в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм, их суммарный вклад может быть достаточно существенным. Суммарная эффективность данных источников варьируется в диапазоне от 45 до 6% при увеличении высоты от 100 до 300 км и является значимой на высотах ниже 200 км.
 - б) для высотного распределения величины относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th} \rightarrow O(^1D) + O$ характерен ярко выраженный минимум в области высот ~ 110 – 150 км, который формируется благодаря процессу дезактивации иона молекулярного кислорода окисью азота $O_2^+ + NO$. Влияние процесса дезактивации $O_2^+ + NO$ приводит к тому, что в области высот 110–150 км совокупность реакций столкновительных взаимодействий компонент ионосферной плазмы $N(^2D)+O$, $N(^2D)+O_2$,

$N(^2P)+O_2$ и N^++O_2 становится вторым по эффективности источником, вносящим вклад в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм.

3. Рассмотрена роль всех известных потенциальных источников возбуждения 1S терма атомарного кислорода и величина их относительных вкладов в интенсивность излучения эмиссии 557.7 нм в интервале высот 100–300 км. Найдено, что:

а) на высотах $h < 170$ км основным источником возбуждения атомов $O(^1S)$ является реакция дезактивации $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow O(^1S) + N_2(X^1\Sigma_g^+)$, в то время как на высотах $h > 170$ км главным источником является прямой удар $O + e^* \rightarrow O(^1S) + e$. На высотах 100-110 км вклад в возбуждение $O(^1S)$ столкновительной реакции $N(^2P) + O_2 \rightarrow O(^1S, ^1D, ^3P) + NO$ становится больше вклада прямого удара и составляет ~10%.

б) Отличительной особенностью канала диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода $O_2^+ + e_{th} \rightarrow O(^1S) + O(^1D)$ в объемную интенсивность эмиссии 557.7 нм является минимум его вклада в области локализации высоты максимума высотного профиля эмиссии 557.7 нм, который формируется благодаря процессу дезактивации иона молекулярного кислорода окисью азота $O_2^+ + NO$. При этом величина относительного вклада в области минимума зависит от концентрации окиси азота..

в) Окись азота оказывает слабое влияние на относительные вклады каналов возбуждения атомов $O(^1S)$, за исключением реакции диссоциативной рекомбинации иона молекулярного кислорода. Вклад этой реакции в интенсивность зеленой линии уменьшается с ростом концентрации окиси азота и составляет >10%, когда концентрация окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO]_{max} < 10^8 \text{ см}^{-3}$. При $[NO]_{max} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ относительный вклад реакции $O_2^+ + e_{th}$ достигает 40%

4. Исследовано влияние концентрации окиси азота на интенсивность эмиссий атомарного кислорода 557.7 и 630.0 нм. Найдено, что основным каналом подавления интенсивности эмиссии 557.7 нм является реакция $O_2^+ + NO$,

которая уменьшает вклад диссоциативной рекомбинации иона O_2^+ в формирование 1S состояния атомарного кислорода. На интенсивность красной линии 630.0 нм атомарного кислорода данная реакция не оказывает значительного влияния.

5. Исследовано влияние параметров высыпавшего потока электронов на отношение интенсивностей эмиссий 557.7 нм и 630.0 нм OI к интенсивности эмиссии 427.8 нм $NG N_2^+$. Найдено, что:

а) отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ изменяется почти на два порядка с изменением средней

энергии E_{cp} потока высыпавшихся электронов с 1 до 20 кэВ и не меняется с изменением величины потока энергии F_E . Величина отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$

имеет слабую зависимость от параметров высыпавшегося потока электронов: средней энергии E_{cp} и потока энергии F_E : относительное изменение величин лежит в пределах 10%.

б) отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ испытывает сильную зависимость от концентрации NO.

Отношение уменьшается с 7 до 3 при увеличении концентрации окиси азота в максимуме ее высотного профиля от 10^7 до $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. Полученные зависимость отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ от концентрации NO находится в согласии с

экспериментальными данными. Показано, что наблюдаемые в полярных сияниях вариации отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ могут быть обусловлены вариациями концентрации окиси азота в области полярных сияний. Величина отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ с изменением концентрации NO меняется незначительно.

с) количество атомарного кислорода в атмосфере влияет на форму энергетической зависимости отношения интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$. Изменения отношения

$I_{630.0}/I_{427.8}$ при вариациях [O] незначительны.

6. Рассчитаны заселенности колебательных уровней пяти триплетных: $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $B'^3\Sigma_u^-$ и трех синглетных $a^1\Pi_g$, $w^1\Delta_u$, $a'\Sigma_u^-$ уровней молекулярного азота, которые являются источниками излучения полос систем возбужденного молекулярного азота. Результаты расчетов показали удовлетворительное согласие с результатами как лабораторных экспериментов так и с оценками колебательной заселенности, полученными по данным спектрометрических наблюдений полярных сияний.
7. Смоделированы высотные профили концентраций ионосферных ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ и NO^+ и вторичных электронов в условиях полярных сияний. Показано, как изменяется высотный профиль концентраций и общее содержание ионов в зависимости от средней энергии авроральных электронов и концентрации окиси азота в полярной атмосфере. Увеличение средней энергии вторгающихся электронов с 1 до 20 кэВ ведет к уменьшению содержания ионов N_2^+ , O^+ и N^+ на два порядка, ионов NO^+ на 40%. При этом содержание ионов O_2^+ увеличивается на 20%, вторичных электронов уменьшается на 20%. Показано, что содержание иона молекулярного кислорода O_2^+ в столбе полярного сияния падает с увеличением в атмосфере концентрации окиси азота NO .
8. Рассчитаны вариации содержания ионосферных ионов и интенсивностей эмиссий с течением времени от начала высыпаний авроральных электронов в атмосферу. Показано, что стабилизации концентраций всех ионов и интенсивностей эмиссий необходимо время порядка 1000 сек.

Материалы, представленные в данной главе, опубликованы в работах [Дашкевич и Иванов, 2016] – параграф 3.2, [Дашкевич и Иванов, 2018с] – параграф 3.2, [Dashkevich and Ivanov, 2019a] – параграф 3.2, [Дашкевич и Иванов, 2022b] – параграф 3.2, [Дашкевич и др., 2006] – параграф 3.3, [Dashkevich et al., 1993] – параграф 3.4, [Дашкевич и Иванов, 2024] – параграф 3.3.

ГЛАВА 4. ДИАГНОСТИКА СОСТОЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ ПО ДАННЫМ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Введение

В проблеме глобального контроля и прогноза космической погоды важным является диагностика состояния полярной ионосферы. При высыпаниях энергичные частицы изменяют состояние ионосферы благодаря выделению энергии электронов, в результате чего происходит возбуждение атмосферных газов. В этой главе представлены исследования по диагностике состояния ионосферы во время электронных высыпаний.

Прямые спутниковые и ракетно-оптические наблюдения полярных сияний, проводившиеся в течение многих лет, позволили собрать большой объем информации о процессах, происходящих в верхних слоях атмосферы во время авроральных высыпаний. Такие измерения довольно дороги, но они не могут предоставить данные, необходимые для проведения всесторонних исследований потока электронов, генерирующих авроральные формы в ионосфере. Наземные наблюдения помогают получить необходимые сведения о пространственном распределении интенсивности авроральной эмиссии и характеристиках потока электронов. Важные задачи, такие как объяснение тонкой структуры параметров потоков электронов, образующих дискретные авроральные образования (дуги, пояса и отдельные лучи), структурных и динамических свойств высыпаний в различных авроральных формах, могут быть решены косвенными наземными методами.

Одним из подходов к изучению механизмов, приводящие к высыпанию авроральных электронов в атмосферу Земли и, как следствие, формированию структурированных форм полярных сияний является исследование особенностей

энергетических спектров высыпающих электронов. Например, форма энергетического спектра и величина потока высыпающих электронов могут быть восстановлены из измеренных высотных профилей интенсивностей эмиссий полярных сияний. Данные наземных, спутниковых и ракетных спектрометрических измерений полярных сияний могут быть использованы для оценки характеристической энергии высыпающих электронов и состава верхней атмосферы [Rees and Lucky, 1974; Strickland et al., 1989; Meier et al., 1989; Necht et al., 1989].

Оптические наблюдения полярных сияний позволяют получать информацию о пространственно-временной динамике околоземной плазмы. Особый интерес представляют структурированные полярные сияния, лучи и лучевые структуры, поскольку механизмы, вызывающие такие сияния до сих пор полностью не изучены. И если характер энергетических спектров авроральных электронов, вызывающих полярные сияния, наблюдаемые в виде дуг и полос, исследованы достаточно хорошо, то спектральные характеристики электронных потоков, формирующих конкретные лучистые структуры, практически не исследованы.

Одним из методов является исследование особенностей пространственной структуры свечения полярных сияний в ходе эксперименты по оптической авроральной томографии. Начало в этом направлении было положено в середине двадцатого века. Штёрмер [Stormer, 1955] применил фотографический метод для определения высоты и позиции авроральных дуг. В дальнейшем для исследования полярных сияний с помощью томографических методов использовались камеры всего неба [Brandy and Hill, 1964; Hill, 1965; Rees, 1963; Dandekar, 1974; Kaila, 1987], наземные фотометры [Romick и Belon, 1967ab; Boyd et al., 1971], телевизионные камеры [Brown et al., 1976; Gattinger et al., 1985], фотометры, установленные на ракетах [McDade and Llewellyn, 1991; McDade et al., 1991;] и фотометры, установленные на спутниках [Solomon et al., 1985; Solomon et al., 1988]. В рамках кампании ARIES проведено исследование системы авроральных дуг с использованием ракетных измерений и данных трех меридиональных сканирующих фотометров [Vallance Jones et al., 1991]. Томографические

реконструкции излучения полярного сияния в дугах полярной шапки сделаны в работе [Doe et al., 1997]. В рамках программы ALIS, шведской многостанционной системе, томографические реконструкции аврорального свечения получены камерами всего неба. [Gustavsson, 1998], [Gustavsson et al., 2001]. Результатом совместного шведско-японского эксперимента по авроральной томографии в марте 1996 г. стало трехмерное распределение интенсивности эмиссии 557.7 нм [Aso et al., 1998a], [Aso et al., 1998b]. CEDAR оптическая меридиональная цепочка спектрографов используется для получения двумерных реконструкций среднеширотных авроральных особенностей [Semeter et al., 1999].

В вопросах диагностики и прогноза состояния возмущенной полярной ионосферы одно из центральных мест занимает задача прогнозирования планетарного распределения интенсивностей свечения полярных сияний в различных спектральных интервалах и полного содержания электронной концентрации в периоды магнитосферных возмущений. Попытки создания глобальных моделей аврорального свечения были предприняты в работах [Иванов и др., 1993], [Воробьев и др., 2013]. Необходима разработка методики, позволяющей построить эффективные алгоритмы для расчета планетарного распределения интенсивностей свечения в полярных сияниях и полной электронной концентрации, не делая предположений о виде энергетического спектра потока высыпающихся электронов, а опираясь только на величины средних энергий и потоков энергий высыпающихся электронов, представленных в эмпирических моделях авроральных высыпаний.

Для анализа перераспределения энергии высыпающихся частиц посредством химических реакций в первую очередь необходимо знание содержания атмосферных составляющих. Окись азота NO является активной малой составляющей атмосферы и играет существенную роль в цикле физико-химических процессов, протекающих в высокоширотной атмосфере в области полярных сияний. Из-за большого времени жизни, окись азота накапливается в атмосфере высоких широт. Прямые масс-спектрометрические измерения концентрации NO непосредственно в полярных сияниях отсутствуют. Оценки

содержания NO в авроральной зоне показывают, что величина концентрации окиси азота в полярных сияниях меняется в диапазоне от 10^6 до 10^9 см⁻³ [Swider and Narcisi, 1977; Sharp, 1978; Rusch and Barth, 1975; Gerard and Barth, 1977; Gerard and Noel, 1986; Siskind et al., 1989; Stevens et al., 1997; Solomon and Barth, 1999]. Построение методики для диагностики концентрации окиси азота по интенсивностям авроральных эмиссий 427.8 нм, 557.7 нм и 630.0 нм, и оценка содержания окиси азота в полярных сияниях по данным наземных фотометрических наблюдений представляет собой большой интерес.

4.1. Методы получения оценок параметров энергетических спектров потока высыпающих электронов по данным фотометрических наблюдений

4.4.1. Восстановление энергетического спектра потока высыпающих электронов по вертикальным профилям объемной интенсивности излучения полос первой отрицательной системы N_2^+

Энергетический спектр высыпающих электронов определяет характер полярного сияния, и в первую очередь высотный профиль выделившейся при прохождении электронов энергии. Высотное распределение выделившейся в атмосфере энергии при инжекции электронного потока можно представить в виде с функционала (1.3b) [Иванов и Козелов, 2001]:

$$W(h) = \rho(h) \int_E \frac{E}{R(E)} \lambda(h, E) f(E) dE \quad (1.3b)$$

где $W(h)$ -энергия, выделившаяся на высоте h , $\text{эВ}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}$; $\rho(h)$ -плотность атмосферы на высоте h , $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$; E - энергия электрона в источнике , эВ ; $R(E)$ - интегральная длина пробега, $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$; $\lambda(h, E)$ – безразмерная функция диссипации энергии, $f(E)$ -энергетический спектр высыпающих электронов, $\text{эВ}^{-1} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Решая интегральное уравнение (1.3b) относительно функции $f(E)$, получаем зависимость величины потока электронов от энергии электронов – дифференциальный энергетический спектр. Таким образом, знание высотного профиля энерговыведения в полярных сияниях, возникающих вследствие электронных высыпаний, позволяет восстановить параметры энергетического спектра высыпающих электронов.

Представим интеграл в формуле (1.3b) в виде суммы через формулу трапеций:

$$W(h) = \rho(h) \sum_{k=2}^n \frac{[K(h, E_k)F_k + K(h, E_{k-1})F_{k-1}][E_k - E_{k-1}]}{2} \quad (4.1),$$

где $K(h, E) = \frac{E}{R(E)} \lambda(h, E)$, n – количество точек на высотном профиле энерговыделения.

После принятия дополнительных ограничений в том, что F_k должны быть положительными, а искомая $f(E)$ – достаточно плавной функцией в зависимости от энергии, приходим к задаче о минимизации следующего функционала:

$$G = \sum_j^m \left\{ \sum_i^n (W(h_i) - W_i^{\text{экс}}(h_i))^2 + \gamma \sum_{k=2}^n (F_k - F_{k-1})^2 \right\} \quad (4.2),$$

где $W(h_i)$ – интеграл (4.1), представленный в виде суммы, $W_i^{\text{экс}}(h_i)$ – экспериментально измеренная величина выделившейся энергии, γ – регуляризирующий параметр, m – количество экспериментальных точек на высотном профиле объемной интенсивности излучения

Обычно в реальных экспериментах измеряется не профиль энерговыделения, а высотные профили интенсивностей авроральных эмиссий. Для такой задачи подходят профили эмиссий короткоживущих составляющих ионосферы, не участвующих ни в каких ионосферных химических реакциях. Короткоживущей составляющей ионосферы является ион молекулярного азота $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, дающий начало эмиссиям первой отрицательной системы полос: 391.4, 427.8 и 470.9 нм.

Излучение полос первой отрицательной системы было рассмотрено в параграфе 3.1. Объемная интенсивность полосы $1NG N_2^+$, соответствующей переходу $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v'')$ определяется уравнением (3.6):

$$\eta_{v'v''}(h) = \frac{A_{v'v''}}{\Sigma_{v''} A_{v'v''}} Q_{v'}(h),$$

где $\eta_{v'v''}(h)$ – объемная интенсивность полосы на высоте h в единицах $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $A_{v'v''}$ – вероятность перехода $B^2\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v''$, с^{-1} , $Q_{v'}(h)$ – скорость возбуждения $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v')$ электронным ударом на высоте h , $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Таким образом, если известен какой-либо измеренный высотный профиль объемной интенсивности эмиссии полосы 1NG N_2^+ $\eta_{v'v''}(h)$ -то, обобщая формулу (2.6) и принимая во внимание функционал (1.3), получим интегральное уравнение относительно функции $f(E)$:

$$\eta_{v'v''}(h) = B \int_E \tilde{K}(h, E) f(E) dE \quad (4.3),$$

$$B = \frac{A_{v'v''}}{\sum_{v''} A_{v'v''}} P_{N_2}(h) \rho(h) \frac{q_{v'}}{\varepsilon_{B^2\Sigma_u^+}}, \quad \tilde{K}(h, E) = \int_E \frac{E[1 - T(E)]}{R(E)} \lambda(E, \chi),$$

где $P_{N_2}(h)$ - относительная доля энергии, пошедшая на возбуждение молекулы N_2 азота на высоте h , $\rho(h)$ - плотность нейтрально атмосферы, $z \cdot \text{см}^{-3}$, $q_{v'}$ - фактор Франка – Кондона, определяющий относительную заселенность v' колебательного терма $B^2\Sigma_u^+$ состояния в результате возбуждения основного состояния $X^2\Sigma_g^+$ молекулы азота электронным ударом, $\varepsilon_{B^2\Sigma_u^+}$ - «энергетическая цена» возбуждения $B^2\Sigma_u^+$ состояния иона N_2^+ , эВ. Энергетическая цена $\varepsilon_{B^2\Sigma_u^+}$, взятая из работы [Sergienko and Ivanov, 1993] дана в таблице 1.3, коэффициенты Эйнштейна $A_{v'v''}$ и факторы Франка-Кондона $q_{v'}$ взяты из работы [Gilmore et al., 1992].

Тестирование предложенной выше методики проведено для двух произвольно-заданных начальных распределений авроральных электронов: а именно, максвелловского и степенного распределений. Для этих спектров были рассчитаны высотные профили объемной интенсивности эмиссии 427.8 нм 1 NG N_2^+ , которые в свою очередь использовались для обратного восстановления спектров. Результаты тестирования показаны на рисунке 4.1, где представлены заданные и восстановленные спектры электронов. Восстановленные спектры сглажены по трем точкам. Из качественного сравнения заданных и рассчитанных спектров можно сделать вывод о том, что предложенная методика восстановления электронных спектров дает хорошие результаты.

Методика восстановления энергетического спектра также была апробирована на результатах ракетно-спутникового эксперимента, описанного в работах [Rees et al., 1977] и [Sharp et al., 1979]. Результаты апробирования показаны на рисунке 2.2, где представлены экспериментальные спектры высыпающихся электронов вместе со спектром, восстановленным по предложенной выше методике. Пунктирные линии на рисунке соответствуют четырем последовательным измерениям, проведенным с борта спутника во время эксперимента. Видно, что экспериментальные и рассчитанный спектры не противоречат друг другу. Некоторые несущественные различия в форме рассчитанного и экспериментального спектра объясняются геометрией ракетно-спутникового эксперимента. В то время, когда ракета поднялась до ста километров, спутник, измеряющий поток, находился в 800 км юго-западнее, только входя в авроральный овал. Но то, что измеренная объемная интенсивность эмиссии $391.4 \text{ нм } 1\text{NG } \text{N}_2^+$ была постоянной в течение 20 минут, говорит о том, что спектр электронов не мог измениться координальным образом.

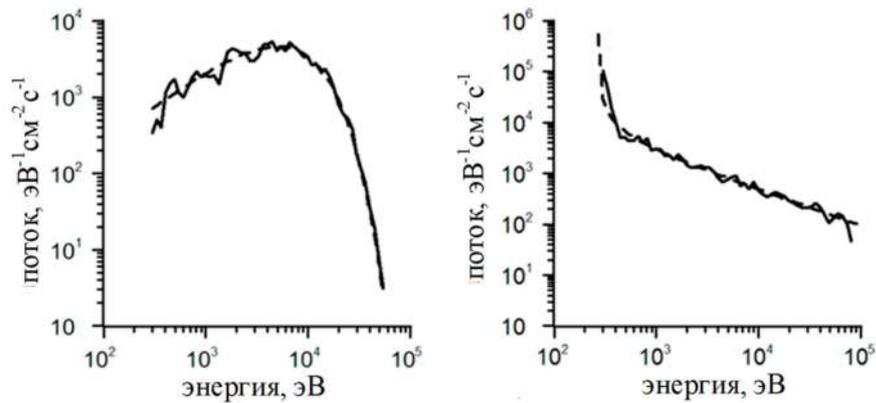


Рисунок 4.1 Примеры восстановленных энергетических спектров (сплошная линия) для максвелловского и степенного начального распределений (пунктирная линия).

4.1.2. Оценка средней энергии потока высыпающихся электронов по отношению интенсивности $I_{630.0}/I_{427.8}$

Фотометрические измерения излучений полярных сияний используются в основном для оценки характеристической энергии высыпающихся частиц на основе алгоритма, предложенного в работе [Rees and Luckey, 1974]. Значительный прогресс в задаче восстановления параметров авроральных частиц и состава верхней атмосферы был достигнут в цикле работ [Strickland et al., 1989; [Meier et al., 1989; Necht et al., 1989]. Авторы этих работ разработали алгоритм для восстановления характеристической энергии электронов, концентрации атомарного и молекулярного кислорода по измерениям эмиссий 427.8 нм 1NG N_2^+ , 630.0 нм OI и 777.4 нм OI.

В параграфе 3.3 было показано, что отношение интенсивностей в столбе полярного сияния авроральной эмиссии 630.0 нм и полосы 427.8 нм $I_{630.0}/I_{427.8}$ имеет однозначную зависимость от средней энергии высыпающегося потока электронов. Это отношение слабо зависит от величины потока энергии высыпающихся электронов и состава атмосферы, в частности от количества в атмосфере окиси азота и атомарного кислорода. Определенный характер зависимости отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ от средней энергии подтверждается и экспериментальными данными (рисунок 3.25б). Такое поведение отношения интенсивностей красной и синей авроральных линий дает возможность восстановления характеристик потоков авроральных электронов.

На рисунке 4.2 показаны результаты расчетов зависимости отношения интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ от средней энергии высыпающихся электронов для разных форм энергетического спектра: моноэнергетического (1.6), экспоненциальное распределение (1.7) и максвелловское распределение (1.8)

электронов по энергиям. Расчеты проводились для средних энергий в диапазоне от 0.1 до 20 кэВ, который является типичным для авроральных электронов, возбуждающих полярные сияния [Vorobjev et al., 2013]. Распределение по питч-углам задавалось изотропным в нижней полусфере. Как видно из рисунка 4.2 на отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ форма энергетического спектра электронов не влияет существенным образом. Максимальные отклонения от средней кривой зависимости составляют меньше 10%.

Таким образом, при определении параметров электронного потока является корректно делать предположение о максвелловском распределении высыпавшихся электронов $f(E) = \frac{F_E}{2E_M^3} \exp\left(-\frac{E}{E_M}\right)$. Тогда средняя энергия высыпавшихся частиц будет определяться как $E_{cp} = 2E_M$, где E_M – характеристическая энергия высыпавшихся электронов, определяемая по экспериментально измеренной величине отношения интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ из теоретической кривой, полученной для конкретных авроральных условий. Зависимость характеристической энергии E_M от величины отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ показан на рисунке 4.3 .

Абсолютная величина потока энергии $|F_E|$ определяется из условия нормировки интенсивности, полученной в эксперименте $I_{427.8}^{экс}$, к рассчитанной для единичного потока энергии максвелловского распределения высыпавшихся электронов теоретической интенсивности в столбе полярного сияния $I_{427.8}^{теор}$:

$$I_{427.8}^{экс} = |F_E| \cdot I_{427.8}^{теор} \quad (4.4)$$

Учитывая формулы (4.3) и (4.4) получаем:

$$I_{427.8}^{экс} = |F_E| \cdot B \int_h \int_E \tilde{K}(h, E) \frac{E \exp(-E/E_M)}{E_M^3} dE dh \quad (4.5)$$

$$|F_E| = \frac{I_{427.8}^{\text{эк}}}{B \int_h \int_E \tilde{K}(h, E) \frac{E \exp(-E/E_M)}{E_M^3} dE dh} \quad (4.6)$$

Величина потока энергии F_E связана с величиной потоков высыпающихся электронов N_0 соотношением

$$F_E = N_0 E_{\text{ср}} \quad (4.7).$$

Таким образом, имея экспериментально измеренные интенсивности эмиссии 427.8 нм первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N_2^+ и эмиссии 630.0 нм атомарного кислорода OI , можно определять:

- 1) среднюю энергию высыпающихся частиц $E_{\text{ср}}$, используя рисунок 4.3;
- 2) поток энергии высыпающихся электронов, используя формулу (4.6);
- 3) поток частиц высыпающихся электронов, используя формулу (4.7).

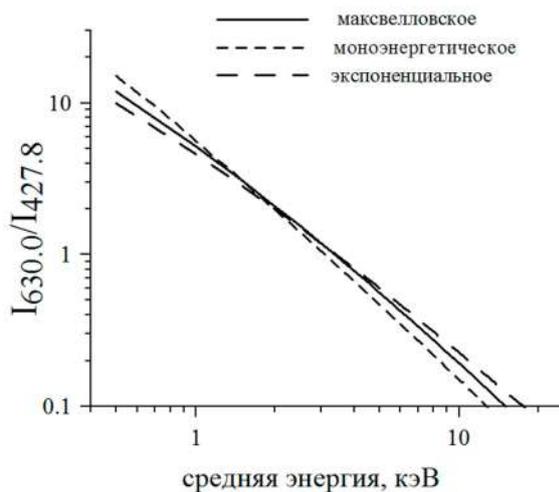


Рисунок 4.2 . Зависимости отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ от средней энергии для трех видов энергетического спектра высыпавшихся электронов.

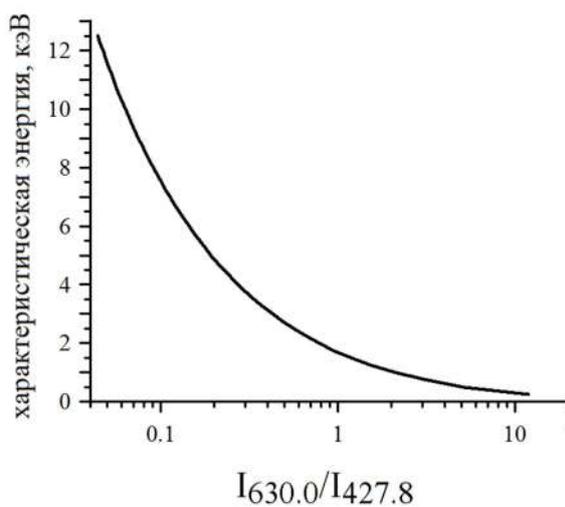


Рисунок 4.3. Зависимости характеристической энергии E_m от величины отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$.

4.1.3. Оценка средней энергии потока высыпающихся электронов по отношению интенсивностей излучения полос системы LBH

Излучение полос системы Лаймана-Берджа-Хопфилда (LBH) молекулярного азота наблюдается в ультрафиолетовой области спектра 125-180 нм. В этой области спектра свечение поглощается континуумом Шумана-Рунге молекулярного кислорода. Величина сечения поглощения в O_2 континууме изменяется примерно в сто раз в интервале 125.0-150.0 нм. С увеличением энергии вторгающихся в атмосферу частиц, увеличивается глубина их проникновения в атмосферу. Поэтому высота максимума объемной интенсивности излучения $a^1\Pi_g$ уровня тем меньше, чем больше средняя энергия частиц (рисунок 3.43), и при отсутствии поглощения ожидается увеличение интегральной LBH интенсивности при увеличении энергии. Но с уменьшением высоты максимума увеличивается толщина O_2 поглотителя для LBH излучения, регистрируемого прибором с определенной высоты, и, следовательно, форма зависимости от средней энергии интенсивности LBH полосы, наблюдаемая прибором в надире, будет неоднозначной. Это иллюстрирует рисунок 4.4, где показана зависимость интенсивности излучения трех полос LBH в столбе полярного сияния от изменения энергии электронов. Поскольку форма спектра высыпающихся электронов очевидно не будет изменять существенным образом отношение интенсивностей двух полос LBH [Дашкевич и Иванов, 2022b], здесь использовано максвелловское распределение электронов по энергиям и предполагается, что высота регистрирующего прибора, смотрящего в надир, равна 300 км. Как видно из рисунка, интенсивности всех трех полос по-разному ведут себя с изменением характеристической энергии. Их поведение напрямую зависит от величины сечения поглощения излучения молекулярным кислородом. Чем больше поглощение, тем сильнее выражена зависимость интенсивности от энергии. Такое поведение интенсивности полос дает возможность для диагностики параметров высыпающихся электронов. Хорошим индикатором

средней энергии служит отношение интенсивностей излучения двух полос ЛВН, имеющих разную степень поглощения в O_2 . На рисунке 4.5 показано отношение интенсивностей коротковолновой полосы ЛВН, для которой сечение поглощения O_2 велико, и длинноволновой полосы, где поглощения нет, в зависимости от характеристической энергии. Как можно видеть, отношение интенсивностей полос ЛВН, испытывающих различную степень поглощения молекулярным кислородом, очень чувствительно к изменению характеристической энергии и, принимая во внимание $E_{cp}=2E_M$, по его величине можно однозначно судить о величине средней энергии высыпающихся электронов.

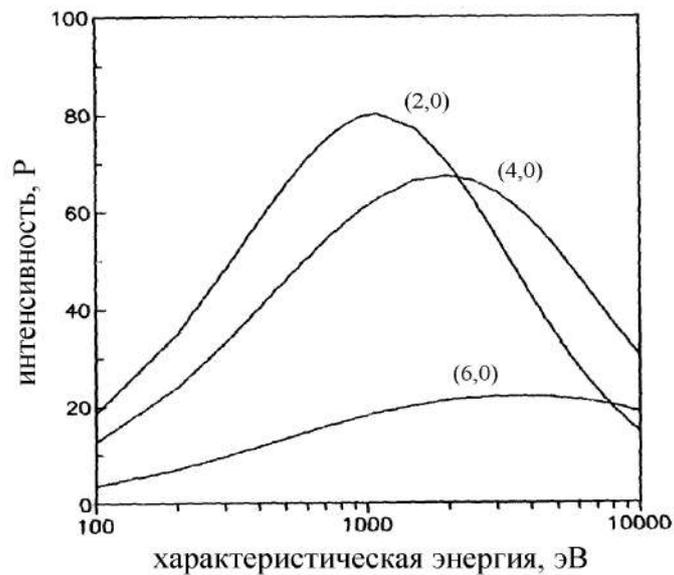


Рисунок 4.4. Зависимость интенсивности ЛВН полос от энергии высыпающихся электронов.

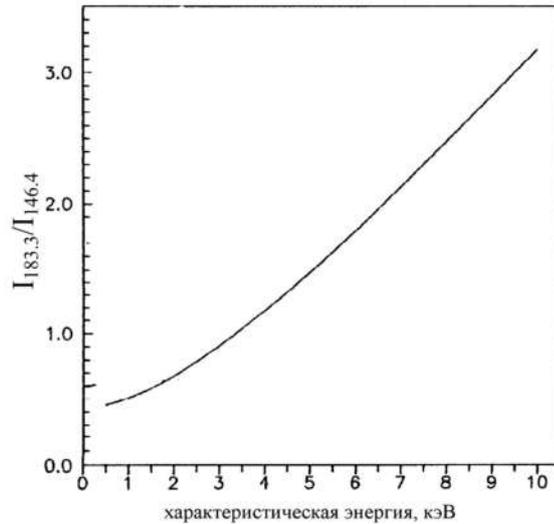


Рисунок 4.5. Зависимость отношения интенсивностей двух ЛВН полос, испытывающих различную степень поглощения молекулярным кислородом от характеристической энергии максвелловского распределения высыпающихся электронов .

Рассмотрим чувствительность отношения интенсивностей двух полос ЛВН к изменениям ионосферных и геофизических условий. На рисунке 4.6 показано отношение двух полос ЛВН в зависимости от характеристической энергии для разных времен года и разных уровней активности. Как видно из рисунков, ни изменение геомагнитной активности, ни смена времен года не оказывают большого влияния на величину отношения интенсивности ЛВН полос. Следовательно, определение средней энергии электронов по отношению интенсивности двух полос ЛВН однозначно определено в любое время года и при любых геомагнитных условиях.

Таким образом, в случае электронных высыпаний отношение интенсивностей двух полос ЛВН, имеющих разную степень поглощения молекулярным кислородом может быть использовано для определения средней энергии высыпающихся электронов. Такие отношения изменяются в 4 раза в интервале характеристической энергии электронов 0.1-10 кэВ. Величина этих отношений не чувствительна к изменению уровней геомагнитной активности и смене сезона.

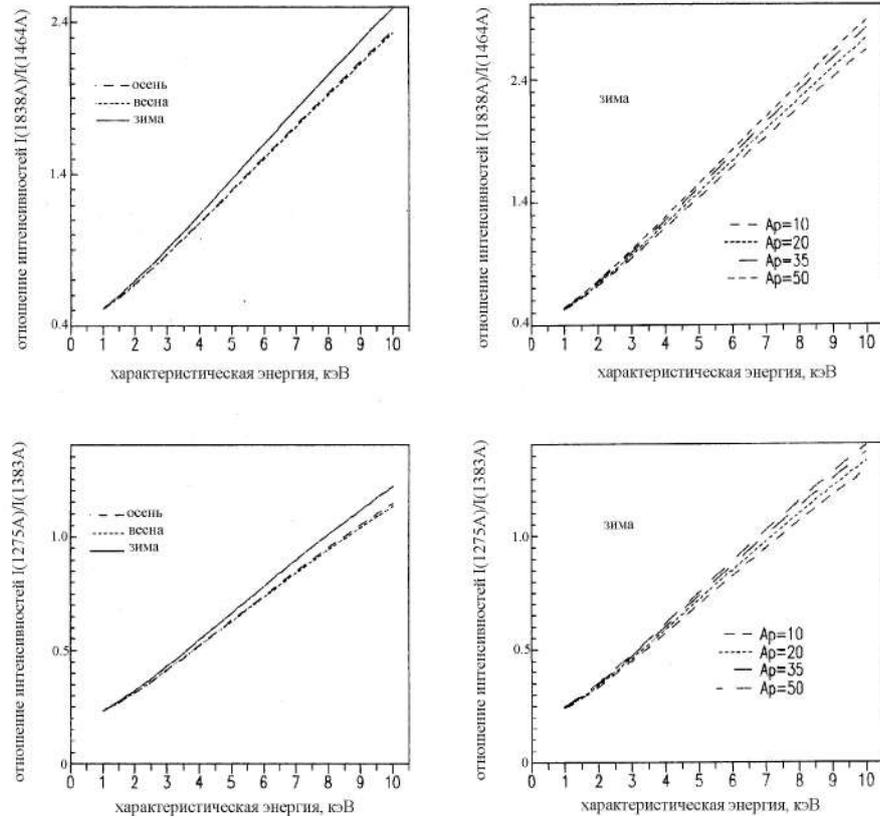


Рисунок 4.6. Чувствительность отношения интенсивностей двух LFN полос к сезонным и геомагнитным изменениям.

4.2. Характерные особенности энергетических спектров потока высыпающихся электронов, ответственных за формирование лучистых структур в полярных сияниях

4.2.1. Экспериментальные данные

Лучистые формы сияний сложны для исследований из-за своей большой высотной протяженности от 100 км и больше. Один из подходов к исследованию структурированных форм полярных сияний основан на триангуляции авроральной структуры при одновременном наблюдении из разнесенных точек. При проведении триангуляционных наблюдений отдельных лучей и лучистых структур в полярных сияниях удобно использовать систему камер с небольшим полем зрения и небольшой базой в несколько километров. Использование такой системы позволяет избежать проблему идентификации авроральных структур: на камерах будет наблюдаться практически одна и та же структура, но смещенная на фоне отдаленных звезд. Система таких камер MAIN (MultiscaleAuroralImagingNetwork) была использована для наблюдения полярных сияний в Полярном геофизическом институте, полное описание системы приведено в работе [Kozelov et al., 2012]. Две камеры Guppy-1 и Guppy-2 в этой системе идентичны, имеют поле зрения 18 градусов по диагонали и расположены на расстоянии 4.12 км друг от друга в направлении восток-запад. Камеры ориентированы на область вблизи магнитного зенита, и их работа синхронизована по сигналам GPS. Несмотря на небольшое расстояние между камерами, углового разрешения в 0.038 градусов на пиксел оказывается достаточно для того, чтобы определить угловой параллакс для определения эффективной высоты структур аврорального свечения. В то же время, из-за малого расстояния существенно возрастает уверенность в правильной идентификации одних и тех же элементов сияния на разных изображениях, что не всегда возможно при большем разнесении

камер. Камеры снабжены одинаковыми стеклянными фильтрами, подавляющими красную часть спектра. С коротковолновой части спектра полоса регистрируемых длин волн ограничена полосой чувствительности ПЗС матрицы. В итоге спектральная полоса пропускания камер ограничена диапазоном 380 – 580 нм. Полоса пропускания и калибровка регистрируемых скоростей счета камер к абсолютным значениям обсуждается в работе [Kozelov et al, 2012]. Наблюдения системой MAIN проводились в течение сезонов 2011-2020 гг.

Для анализа были отобраны пары изображений лучистых структур полярных сияний с явно различимыми лучами без заметного перекрытия авроральных структур. Всего было выбрано 11 случаев, представленных на рисунке 4.7. Положения магнитного зенита на изображениях отмечено крестом и соединены пунктирным отрезком соответствующей экиполярной линии. Отрезками сплошной линий выделены изображения одного и того же аврорального луча. Видно, что отрезки по-разному ориентированы на кадрах, что соответствует большему относительному смещению (параллаксу) вблизи максимума интенсивности луча и уменьшению параллакса при приближении к магнитному зениту.

Вдоль выделенного аврорального луча в каждой точке триангуляционными методами определялось соответствие между скоростью отсчета широкополосного приемника R_c (в *отсчетах* ПЗС матрицы регистрирующего прибора) и эффективной высотой луча. Методика обработки полученных камерами изображений описана в статье [Козелов и др., 2021]. В результате были получены высотные профили скоростей отсчета приемника для всех 11 выбранных случаев лучистых структур. Пример высотного распределения скоростей отсчета приемника R_c вдоль луча для одного из случаев приведены на рисунке 4.8.

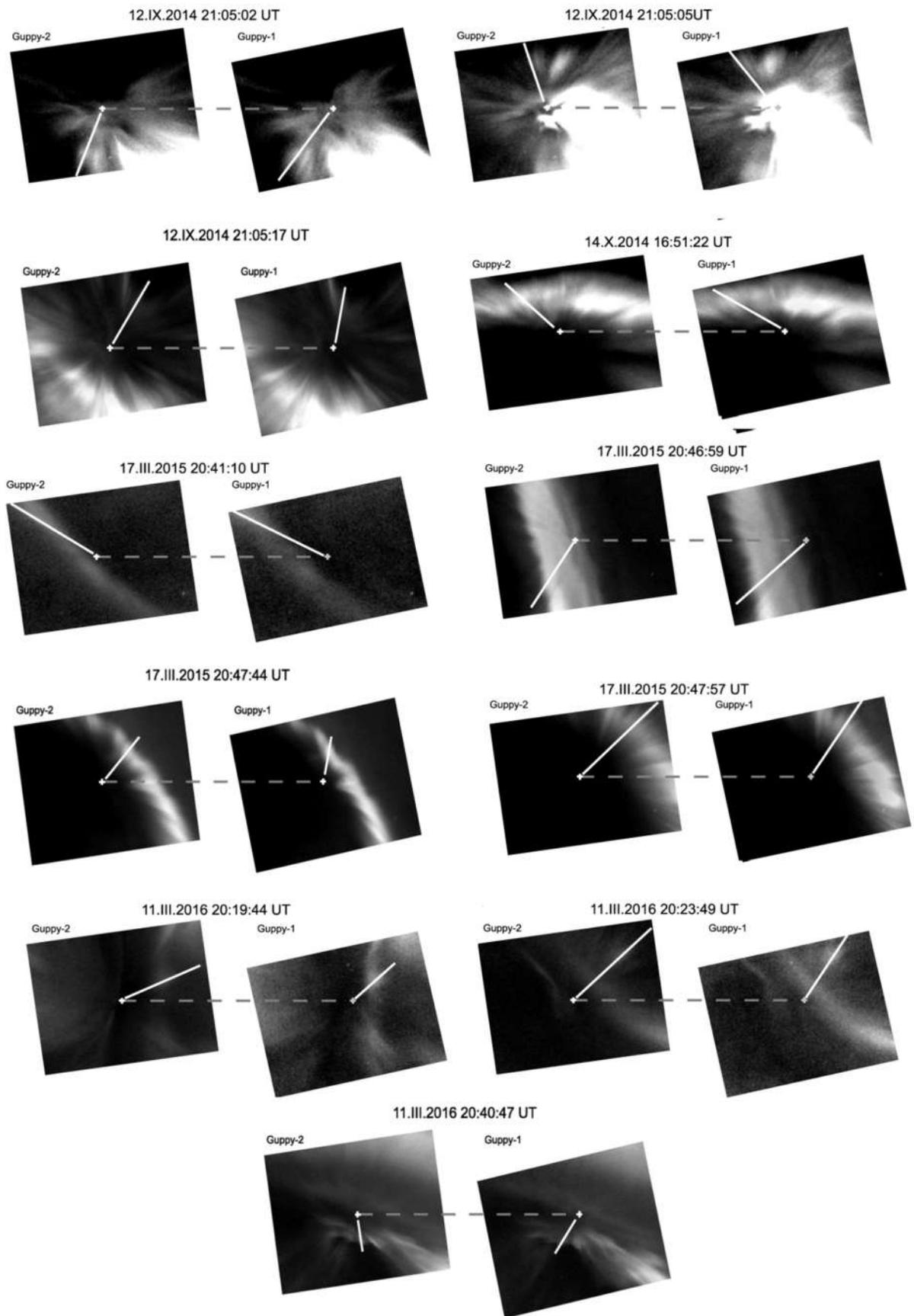


Рисунок 4.7. Зарегистрированные камерами системы MAIN изображения для 11-ти случаев лучистых форм полярных сияний.

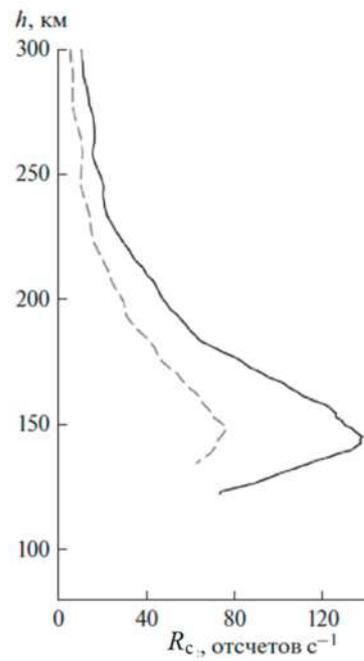


Рисунок 4.8. Высотные распределения скорости отсчета широкополосного приемника R_c вдоль выделенного луча на кадрах 14.IX.2014 16:51:28 UT: сплошная линия – для камеры Gurru-2, пунктир – для камеры Gurru-1.

4.2.2. Восстановление высотных профилей объемной интенсивности свечения в лучистых структурах

В камерах Guppy приемником сигналов служат ПЗС матрицы, которые регистрируют суммарную скорость отсчетов в широком интервале длин волн в диапазоне спектральной чувствительности приемника.

При известном составе линий и полос свечений в регистрируемом спектре можно определить связь между единицами отсчета ПЗС матрицы с величиной поверхностной интенсивности свечения вдоль луча ($\text{фотон}\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$). График спектральной чувствительности оптической системы камер взят из работы [Kozelov et al., 2013] и приведен на рисунке 4.9. Здесь же схематически изображены наиболее сильные по интенсивности линии и полосы полярного сияния, попадающие в спектральный диапазон камер.

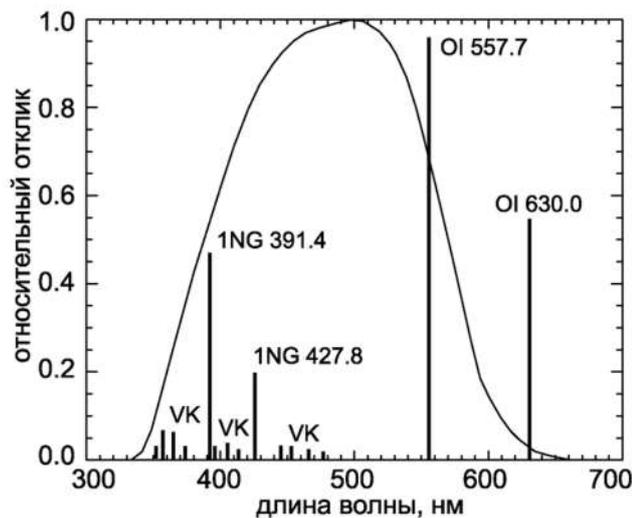


Рисунок 4.9. Спектральная чувствительность камер Guppy, входящих в систему MAIN, со схематическим изображением линий и полос полярных сияний, входящих в оптический диапазон чувствительности камер.

Из рисунка видно, что камеры хорошо регистрируют эмиссии и полосы, лежащие в диапазоне 380÷580 нм. В этом диапазоне длин волн находятся следующие линии и полосы: зеленая линия атомарного кислорода OI 557.7 нм; более 20-ти полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N₂⁺, наиболее сильные из них - это полосы (1,1)-388.4 нм, (0,0)- 391.4 нм, (1,2)-423.6 нм, (0,1)- 427.8 нм, (1,3)-465.1 нм, (0,2)-470.9 нм; более 50-ти полос системы VK Вегарда-Каплана молекулярного азота, из них наиболее сильные- (3,13) -385.6 нм, (1,12) – 397.8 нм, (2,13) -407.2 нм, (3,14)- 416.9 нм, (2,14)-442.4 нм, (3,15)-453.4 нм; более 20-ти полос второй положительной системы молекулярного азота 2PG N₂, наиболее сильные из них - (0,2) -380.4 нм, (2,5) - 394.3 нм, (1,4) – 399.8 нм, (0,3) - 405.8 нм, (1,5)- 426.8 нм [Vallance Jones, 1974]. Оценки показывают, что эмиссия 557.7 нм и полосы систем 1NG N₂⁺, VK и 2PG N₂ составляют более 90% от суммарной интенсивности излучения, регистрируемого камерами.

Введем понятие эффективного калибровочного коэффициента $k_{эфф}$, который связывает скорость отсчета широкополосного приемника с поверхностной интенсивностью излучения вдоль луча:

$$I_h = k_{эфф} \cdot R_c \quad (4.8),$$

где I_h - поверхностная интенсивность излучения вдоль лучистой структуры полярного сияния, $фотон \cdot см^{-2} \cdot с^{-1}$; R_c - регистрируемая скорость отсчета широкополосного приемника, $отсчет \cdot с^{-1}$; $k_{эфф}$ - эффективный калибровочный коэффициент, $фотон \cdot см^{-2} \cdot отсчет^{-1}$.

Эффективный калибровочный коэффициент $k_{эфф}$ можно выразить через входящие в диапазон регистрации прибора спектральные компоненты, в виде:

$$k_{эфф} = \frac{\sum_{\lambda} I'_{\lambda}}{\sum_{\lambda} \frac{I'_{\lambda}}{k_{\lambda}}} \quad (4.9),$$

где I'_λ - интенсивность излучения вдоль луча эмиссии или полосы с длиной волны λ , $\text{фотон}\cdot\text{см}^{-2}\text{ с}^{-1}$; k_λ - спектральный калибровочный коэффициент, соответствующий излучению эмиссии или полосы с длиной волны λ , $\text{см}^{-2}\text{ отс}^{-1}$ [Kozelov et al., 2013].

В общем случае относительный вклад I'_λ для разных длин волн λ , может зависеть от параметров высыпающего потока электронов, поэтому далее исследование поведение k_{eff} в области полярных сияний проводились в рамках нестационарной модели авроральной ионосферы, представленной в главе 1. С этой целью моделировались высотные профили интенсивностей эмиссий и полос, лежащих в диапазоне спектральной чувствительности камер. Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-90. Энергетический спектр высыпающихся электронов задавался в виде максвелловского распределения с изотропным распределением по питч-углам в нижней полусфере (формула 1.8). Характеристическая энергия E_m варьировалась в интервале 1–10 кэВ, поток энергии F_E - в интервале 1–10 эрг $\text{см}^{-2}\text{ с}^{-1}$. Данный диапазон начальных параметров электронного потока, инициирующего полярные сияния, охватывает широкий интервал интенсивностей излучения в эмиссии 557.7 нм от 0.2 до 15 кРл. Поскольку содержание окиси азота NO в области полярных сияний оказывает значительное влияние на интенсивность излучения зеленой линии (557.7 нм), величина плотности NO в максимуме ее высотного профиля варьировалась в диапазоне $10^6 - 10^8\text{ см}^{-3}$, что соответствует наблюдаемым в полярных сияниях плотностям окиси азота [Swider and Narcisi, 1977; Дашкевич и Иванов, 2019]. Спектральный калибровочный коэффициент k_λ для камер Guppy взят из работы [Kozelov et al., 2013,]. На рисунке 4.10 приведена рассчитанная усредненная зависимость $k_{эфф}$ от высоты h . Горизонтальным черточкам соответствуют среднеквадратичные отклонения, которые не превышают 2% во всем интервале высот. Из рисунка видно, что во всем диапазоне высот эффективный калибровочный коэффициент k_{eff} можно считать константой, равной $9\cdot 10^8\text{ фотон}\text{ см}^{-2}\text{ отсчет}^{-1}$.

Теперь можно провести калибровку и коррекцию высотного профиля для получения объемной интенсивности свечения по формуле:

$$\eta_{380-580}(h) = \frac{I_h}{L} = \frac{k_{eff}R_c}{2d/\sin v} = \frac{k_{eff}R_c \sin(f \sqrt{x^2+y^2})}{2d} \quad (4.10),$$

где $\eta_{380-580}(h)$ – объемная интенсивность свечения на высоте h , $\text{фотон}\cdot\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$, I_h – поверхностная интенсивность излучения вдоль лучистой структуры, $\text{фотон}\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, R_c – скорость отсчета широкополосного приемника, $\text{отсчет}\cdot\text{с}^{-1}$, k_{eff} – эффективный калибровочный коэффициент, $\text{фотон}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{отсчет}^{-1}$, L – эффективная длина пути луча зрения в авроральном луче, см , d – полуширина поперечного сечения аврорального луча, см , v – угол луча зрения с направлением на магнитный зенит, x, y – положение пиксела на изображении относительно проекции магнитного зенита, $f = 0.038$ градусов - угловое разрешение камер.

Детальное рассмотрение входящей в формулу (4.10) геометрии области свечения, а именно, как излучение распределено вдоль луча зрения, проектирующегося на каждый пиксел приведено в работе [Козелов и др., 2021].

Полученные высотные профили объемной интенсивности эмиссии, соответствующие скорости отсчета широкополосного приемника R_c в рассматриваемом ранее авроральном луче (рисунок 4.8) после калибровки и коррекции приведены на рисунке 4.11. На рисунке $\eta_{380-580}(h)$ обозначена как I_v . Как видим, профили по данным обеих камер совпадают как по форме, так и по абсолютным значениям с погрешностью, не превышающей 10%. Это является дополнительной проверкой корректности всей процедуры от идентификации луча до получения профиля объемной скорости эмиссии.

На рисунке 4.12 показаны полученные по формуле (4.10) высотные профили объемной интенсивности излучения в оптическом диапазоне 380÷580 нм для 11 выбранных случаев лучистых форм полярных сияний.

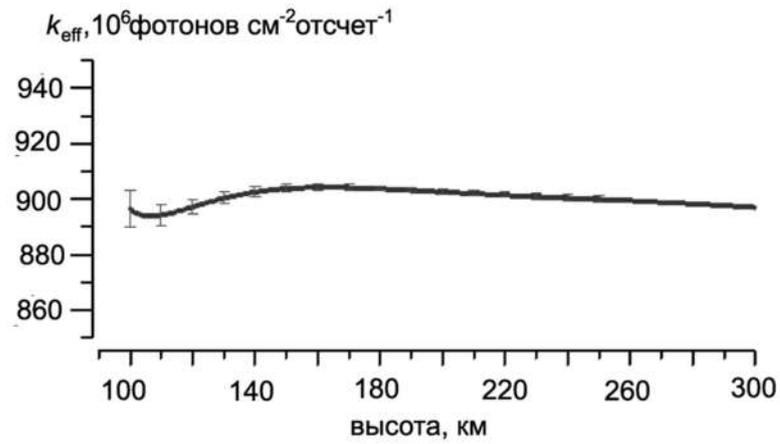


Рисунок 4.10. Высотная зависимость эффективного коэффициента $k_{\text{эфф}}$. Горизонтальными линиями указаны среднеквадратичные отклонения.

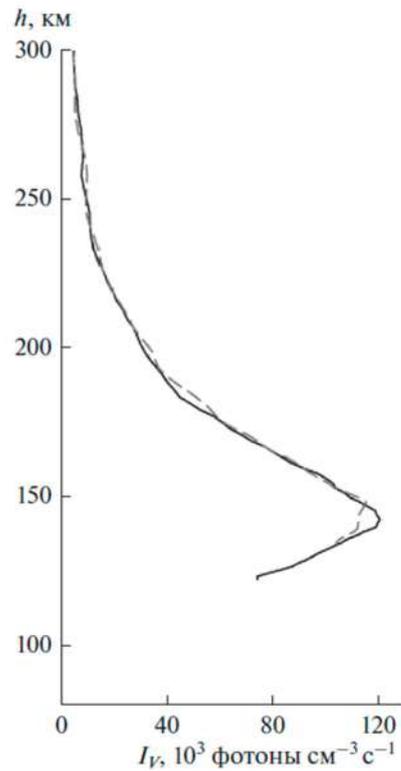


Рисунок 4.11. Высотные распределения объемные интенсивности эмиссии вдоль выделенного луча на кадрах 14.IX.2014 16:51:28 UT: сплошная линия – для камеры Gyrro-2, пунктир – для камеры Gyrro-1

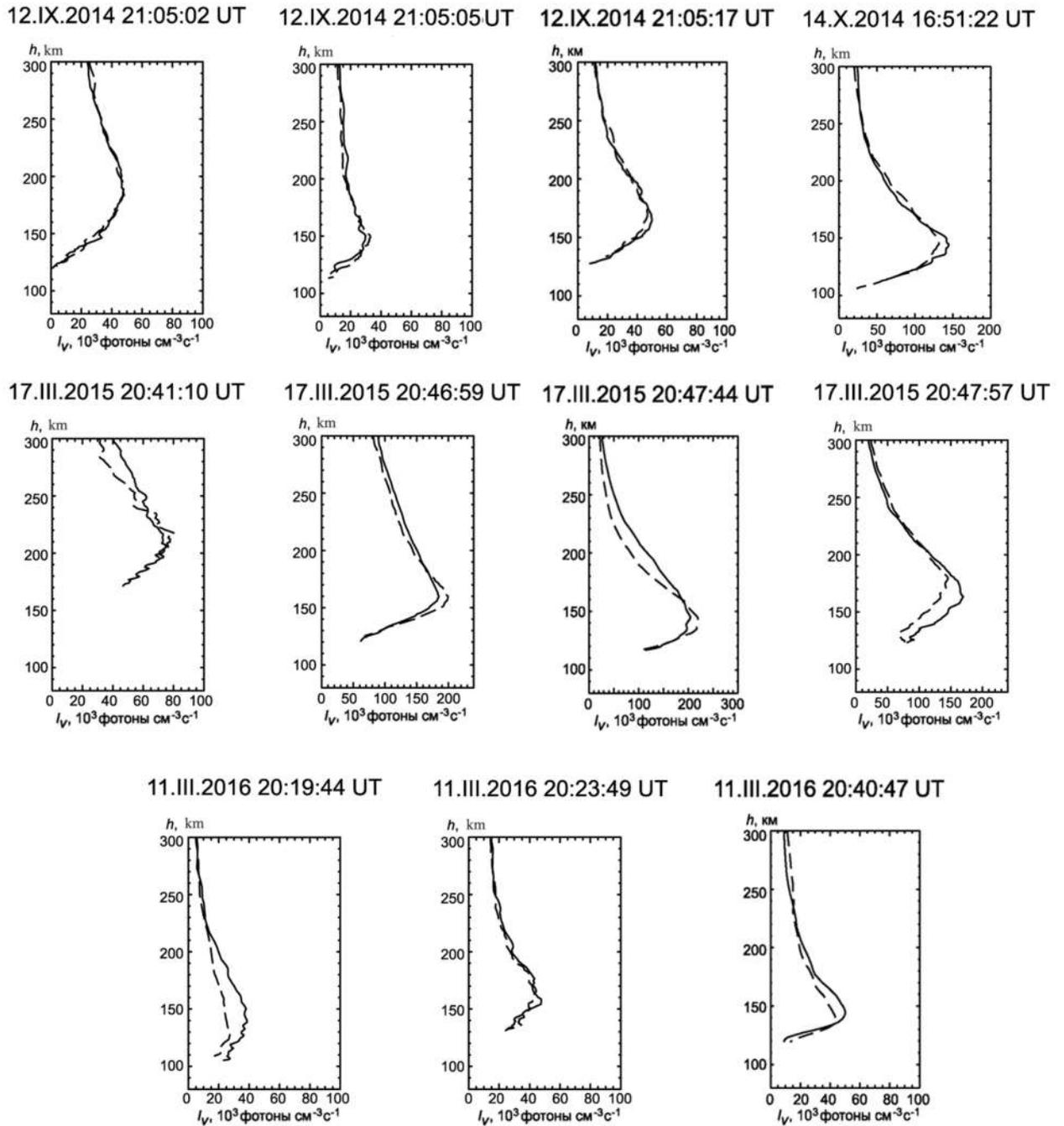


Рисунок 4.12. Полученные высотные профили объемной интенсивности свечения излучения в оптическом диапазоне 380÷580 нм для 11 случаев авроральных лучистых структур.

4.2.3. Восстановление высотных профилей выделившейся энергии

Полученные в параграфе 4.2.2. высотные профили объемной интенсивности излучения лучистых структур могут быть использованы для получения высотного профиля выделившейся во время высыпаний электронов энергии. Для этого установим связь между суммарной объемной интенсивностью свечения в диапазоне 380-580 нм $\eta_{380-580}(h)$ и величиной суммарного энерговыделения:

$$W(h) = k(h) \cdot \eta_{380-580} \quad (4.11),$$

где $W(h)$ - энергия, выделившаяся на высоте h в единицах $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\eta_{380-580}$ - объемная интенсивность излучения в единицах $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $k(h)$ - коэффициент взаимосвязи в единицах $\text{эрг} \cdot \text{фотон}^{-1}$.

Для расчетов коэффициента взаимосвязи моделировались высотные профили интенсивностей эмиссий и полос, лежащих в диапазоне спектральной чувствительности камер. На рисунке 4.13 приведены рассчитанные высотные зависимости отношений интенсивности эмиссии, входящих в регистрируемый камерами оптический диапазон: 557.7 нм атомарного кислорода $\eta_{557.7}$, суммарной интенсивности излучения полос первой отрицательной системы полос N_2^+ - η_{1NG} и суммарной интенсивности 57 полос системы Вегарда-Каплана - η_{VK} к общей выделившейся при высыпании электронов энергии $W(h)$. Из рисунка видно, что высотные зависимости $\eta_{557.7}/W$, η_{1NG}/W , η_{VK}/W носят различный характер.

Отношение η_{VK}/W возрастает с увеличением высоты и начинает превалировать на высотах $h > 150$ км. Отношение η_{1NG}/W практически постоянно во всем интервале высот, в то время как отношение $\eta_{557.7}/W$ имеет ярко выраженный максимум в интервале высот 100 – 120 км и уменьшается с увеличением высоты.

Несмотря на это, высотные распределения отношений полной выделившейся энергии $W(h)$ к суммарной объемной интенсивности излучения η_{38} в спектральном диапазоне 380-580 нм, обозначенные как $k(h)$, носят другой характер. На рисунке 4.14 приведены рассчитанные зависимости $k(h)$. Из рисунка можно видеть, что коэффициент $k(h)$ демонстрируют идентичное поведение для всего диапазона вариаций характеристической энергии, потока энергии высыпающихся электронов и величины концентрации окиси азота.

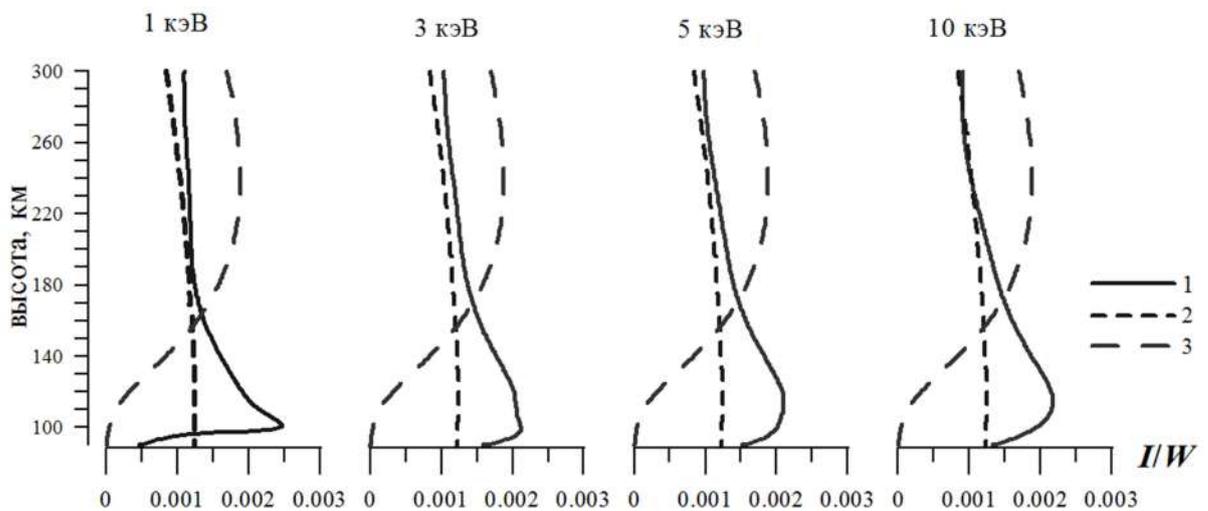


Рисунок 4.13. Рассчитанные высотные профили отношений объемных интенсивностей эмиссии 557.7нм (кривая 1), суммарной объемной интенсивности полос системы 1NGN_2^+ (кривая 2) и полос системы VK(кривая 3) к общей выделившейся энергии $W(h)$, $F_E = 5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $E_M = 1, 3, 5$ и 10 кэВ .

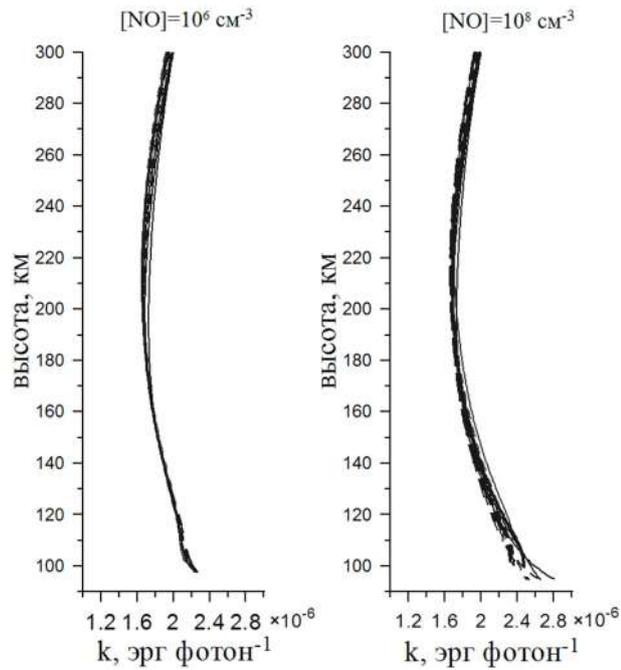


Рисунок 4.14. Высотные профили отношения выделившейся энергии $W(h)$ к суммарной объемной интенсивности излучения $\eta_{380-580}$ в спектральном диапазоне 380-580 нм. E_M варьировалась в интервале 1 – 10 кэВ, поток энергии F_E в интервале 1 – 10 эргсм⁻² с⁻¹.

Такое поведение отношения $\eta_{380-580}/W(h)$ позволяет рассчитать усредненную зависимость коэффициента k от высоты h , которая показана на рисунке 4.15. Здесь же приведены среднеквадратичные отклонения этого параметра на нескольких высотах. Видно, что среднеквадратичная ошибка для коэффициента $k(h)$ лежит в пределах 10%. Таким образом, применение данного коэффициента открывает возможность использовать результаты наблюдений полярных сияний камерами с широким спектральным интервалом для восстановления высотных профилей энерговыведения и, следовательно, для оценки параметров потока высыпающихся электронов.

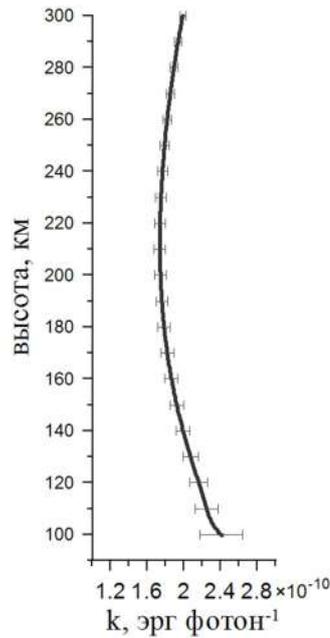


Рисунок 4.15. Усредненная высотная зависимость коэффициента $k(h)$, горизонтальные черточки соответствуют среднеквадратичным отклонениям.

Используя соотношение (4.11) и усредненные значения коэффициента $k(h)$, высотные профили объемной интенсивности излучения $\eta_{380-580}$, полученные из экспериментальных данных в разделе 4.2.2 были преобразованы в высотные профили $W_{\text{экс}}(h)$ - энергия, выделившееся при прохождении авроральных электронов в каждом конкретном рассматриваемом случае лучистых структур полярных сияний. Полученные высотные профили энерговыделения $W_{\text{экс}}(h)$ показаны на рисунке 4.16 для каждого рассматриваемого случая на правой панели толстой линией.

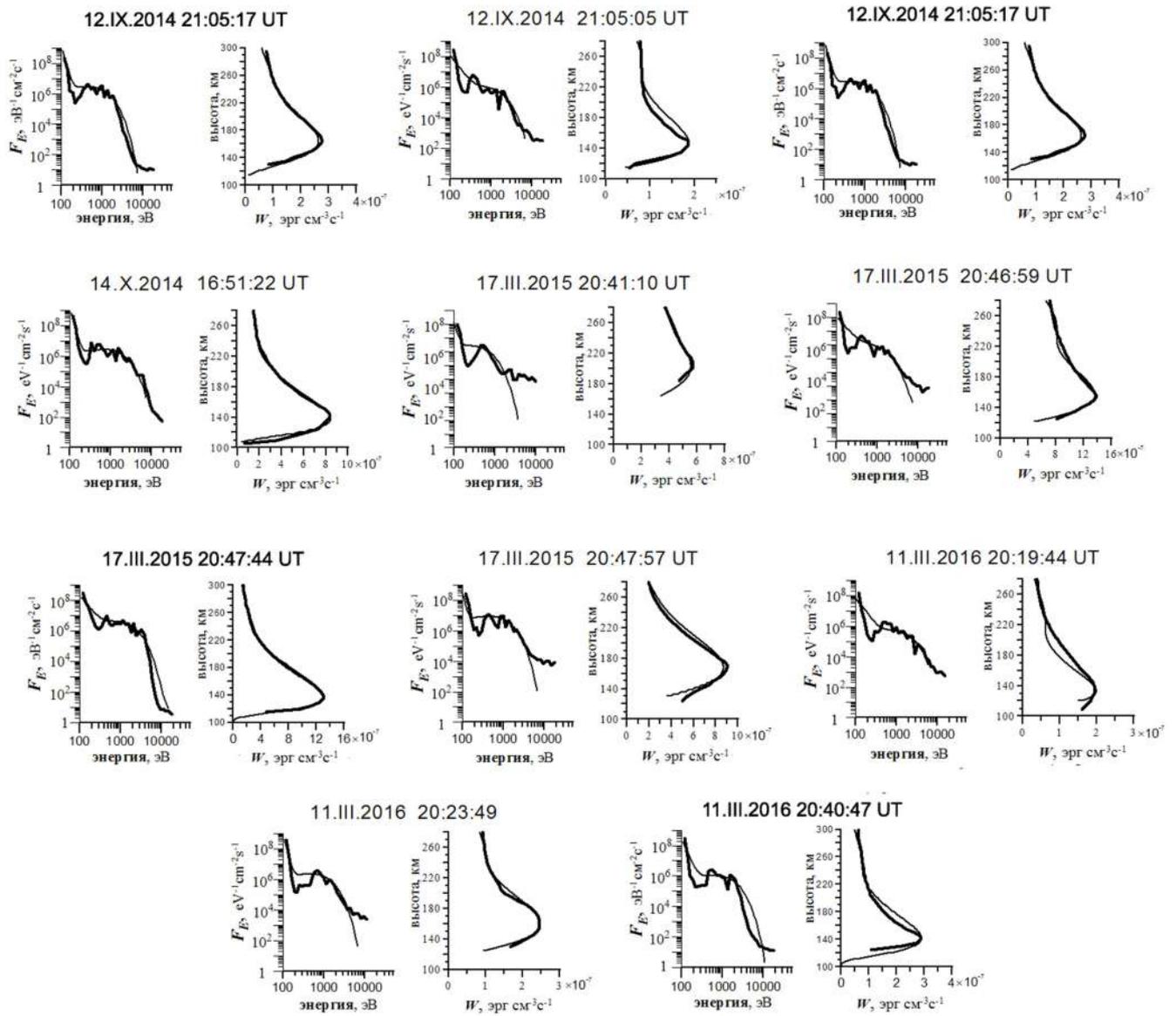


Рисунок 4.16. Левая панель - восстановленные энергетические спектры $f_{экс}(E)$ (толстая линия), аппроксимация восстановленных энергетических спектров формулой (4.20)- $f(E)$ (тонкая линия). Правая панель - полученные из экспериментальных данных высотные профили энерговыведения $W_{экс}(h)$ (толстая линия); рассчитанные с использованием восстановленных спектров высотные профили энерговыведения $W(h)$ (тонкая линия)

4.2.4. Особенности энергетических спектров потока высыпающих электронов, ответственных за формирование лучистых структур в полярных сияниях

В параграфе 4.1.1 описан алгоритм восстановления энергетических спектров потоков высыпающих электронов по высотному профилю выделившейся энергии. Используя полученные из эксперимента профили энерговыделения были восстановлены спектры высыпающих электронов для каждого рассматриваемого случая лучистых структур полярного сияния. При решении интегрального уравнения (4.1) функция диссипации энергии $\lambda(h, E)$, интегральные длины пробега $R(E)$ задавались в соответствии с работой [Иванов и Козелов 2001]. Полученные из уравнения (4.1) энергетические спектры $f_{\text{экс}}(E)$ для 11-ти случаев лучистых полярных сияний приведены на рисунке 4.15 левой панели толстой линией. Из рисунка можно видеть две характерные особенности в поведении энергетического спектра $f_{\text{экс}}(E)$. В области энергий $E \sim 500 \div 1000 \text{ эВ}$ наблюдается локальный максимум, в то время как в области энергий $E \leq 200 \text{ эВ}$ величина дифференциального потока электронов демонстрирует резкое возрастание с уменьшением энергии близкое к степенной зависимости $E^{-\alpha}$. Подобный характер поведения кривой $f(E)$ позволяет аппроксимировать восстановленные энергетические спектры суммой следующих функций:

$$f(E) = N_1 E^{-\alpha} + N_2 \cdot \frac{\exp(-E/E_M)}{E_M^2} \quad (4.12),$$

где N_1 и N_2 - потоки высыпающих электронов в единицах $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, E - энергия электронов в эВ, E_M - характеристическая энергия в эВ.

На рисунке 4.16 в левой панели тонкой линией приведена иллюстрация результатов аппроксимации восстановленных энергетических спектров функционалом (4.12). Рассчитанные для аппроксимированных потоков интегральные интенсивности эмиссии 557.7 нм лежат в интервале от 4.4 -15 кРл, что соответствует величинам, наблюдаемым в полярных сияниях. Прямые

расчеты высотных профилей энерговыведения $W(h)$ с использованием восстановленных энергетических спектров $f_{\text{экс}}(E)$ по формуле (4.1) демонстрируют хорошее согласие с высотными профилями энерговыведения, полученными из экспериментальных данных. Эти результаты сравнения показаны на рисунке 4.16 в правой панели, где тонкой линией показанные рассчитанные по формуле (4.1) профили энерговыведения $W(h)$.

Рассмотрим парциальные вклады в суммарное высотное энерговыведение $W(h)$ электронных потоков, имеющих степенной энергетический спектр $f(E) = N_1 E^{-\alpha}$ и максвелловское распределение по энергиям $f(E) = N_2 \cdot \frac{\exp(-E/E_M)}{E_M^2}$ для рассматриваемых случаев лучистых полярных сияний. Высотные профили таких вкладов приведены на рисунке 4.16. Видно, что на высотах больше 250 км именно потоки электронов со степенным распределением по энергии формируют значительную высотную протяженность профиля энерговыведения, и, следовательно, интенсивности излучения, в лучистых структурах, что является принципиальным отличием от высотного распределения энерговыведения в спокойных дугах и полосах полярных сияний.

Морфологически события, рассмотренные в данной работе, представляли собой лучистые полосы. Поэтому, полученные результаты позволяют предположить, что лучистые структуры в полярных сияниях формируются благодаря сбросу в ионосферу электронов, имеющих степенное распределение по энергиям.

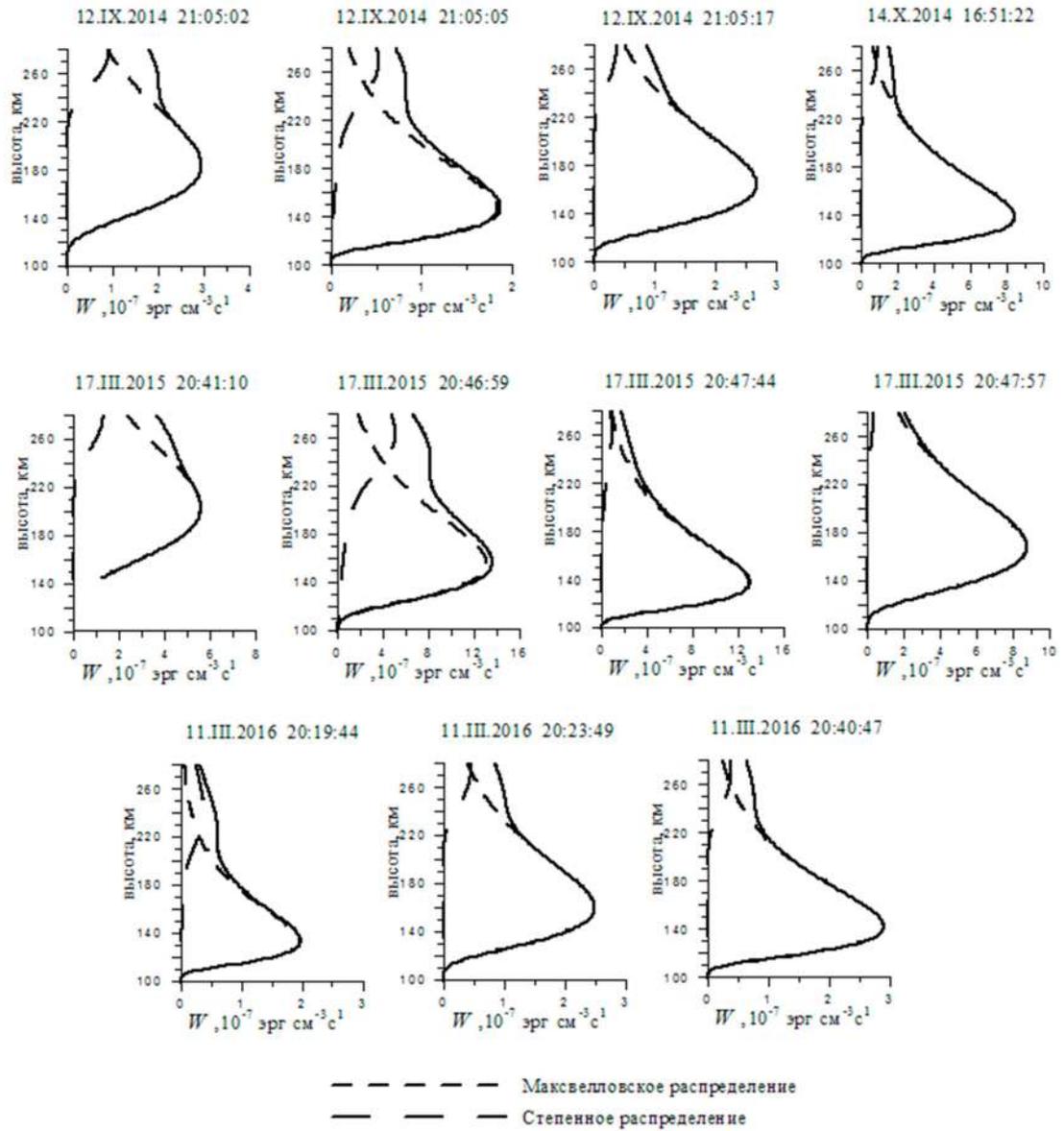


Рисунок 4.17. Парциальные вклады в высотные профили энерговыведения $W(h)$ (сплошная линия) электронных потоков с максвелловским распределением по энергиям (длинный пунктир) и степенным распределением (короткий пунктир).

4.3. Двумерная структура отдельных форм полярных сияний по данным оптической томографии

4.3.1. Томографические эксперименты

В ранних работах по исследованию особенностей пространственной структуры свечения полярных сияний используются данные, полученные в результате фотографических или фотометрических наблюдений, выполненных на двух разнесенных станциях [Stormer, 1955; Romick and Belon, 1967ab]. Затем восстанавливаются высотные распределения интенсивности объемного свечения в предположении, что структура полярного сияния представляет собой тонкий слой однородного свечения поперек авроральной формы. Поэтому такие эксперименты могут привести только к оценке высоты нижней границы и максимума свечения. Дальнейшее развитие исследований может быть связано с авроральной томографией, когда набор авроральных характеристик записывается одновременно в нескольких местах. Томографическую инверсию можно использовать для оценки пространственного распределения скорости объемного излучения в физической системе координат. Это позволяет избежать аппроксимаций, сделанных в случае двух пунктов наблюдения. Если область интереса находится на расстоянии 80-500 км, детекторы оптического томографа также должны быть разнесены на сопоставимые расстояния. В работах [McDade и Llewellyn, 1991; Frey et al., 1996] дано подробное описание алгоритма томографической инверсии, который используется для восстановления высотных профилей интенсивности и основан как на данных ракетной фотометрии, так и на наземных наблюдениях. Исследование системы авроральной дуги, возбужденной низкоэнергичными электронами, проводилось с использованием одновременных ракетных и наземных измерений во время кампании ARIES [Vallance Jones et al., 1991; McDade et al., 1991] Авторы исследовали высотные распределения

интенсивности излучения эмиссий 470.9, 557.7, 630.0 и 844.6 нм, сравнение томографических и прямых ракетных наблюдений показывает разумное согласие. Показано, что наблюдаемые авроральные дуги могут создаваться авроральным потоком электронов максвелловского или гауссовского энергетического спектра с характерными энергиями порядка 3 кэВ. [Frey et al., 1998] оценили некоторые параметры распределения электропроводности путем одновременных измерений электронной плотности и спектра, выполненных радаром EISCAT и тремя ПЗС-камерами. В работах [Doe et al., 1997] и [Semeter et al., 1999] с использованием томографического подхода исследованы некоторые свойства светимости в эмиссиях 557.7 и 630.0 нм для дуг полярной шапки и среднеширотных полярных сияний. Однако особенности распределения светимости в пределах отдельной изолированной авроральной формы в приведенных выше работах не проводилось.

4.3.2. Описание томографического эксперимента на Кольском полуострове

Во время зимнего сезона 1999 г на базе обсерваторий ПГИ был проведен томографический эксперимент, где данные по интенсивности аврорального свечения получены на меридиональной цепочке из трех сканирующих фотометров. В эксперименте интенсивности эмиссий 630.0 нм, 557.7 нм и 427.8 нм регистрировались сканирующими фотометрами, расположенными на меридиональной цепочке: г. Апатиты ($67^{\circ}34'$, $33^{\circ}24'$) – п. Верхнетуломский ($68^{\circ}35'$, $31^{\circ}45'$) - п. Корзуново ($69^{\circ}24'$, $30^{\circ}59'$). Четырехканальные сканирующие фотометры описаны в работе [Коротков и др.,1997]. Скорость сканирования фотометров составляет четыре сканирования в минуту, а точность синхронизации компьютеров составляет около одной секунды. В ходе фотометрических наблюдений также были получены изображения камеры всего неба в обсерватории Ловозеро, расположенной недалеко от южной станции. На рисунке 4.18 представлена геометрия эксперимента. Основная линия обзора сканеров между Апатитами и Никелем имеет азимут 323.82 , линия обзора сканера на Верхнетуломском также была параллельна основному направлению обзора. Местоположение этого сканера находилось в 8 км к западу от линии между Апатитами и Никелем. Приборы были наведены по рабочему азимуту с точностью около $\pm 0.25^{\circ}$.

На рисунке 4.19 показана временная динамика яркости 557.7 нм, наблюдаемая фотометрами. Сюда же включена магнитограмма, зарегистрированная в Ловозерской обсерватории. Из магнитограммы видно, что до 00:35 UT ионосфера была спокойной, далее произошел брейк-ап с максимумом возмущения около 01:00 UT. Часовой магнитный K-индекс в 23:20 UT 10 февраля равнялся 1, а в момент брейк-апа в 01:00 UT 11 февраля равнялся 5.

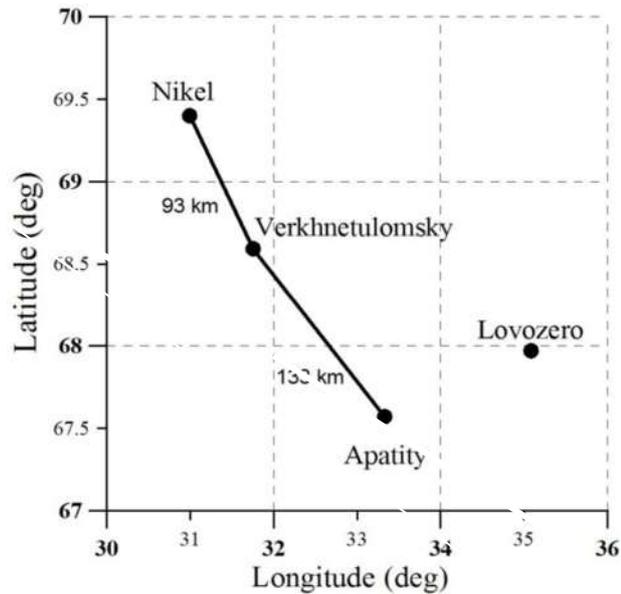


Рисунок 4.18. Геометрия эксперимента по оптической томографии зимой 1999 г.

Детальный просмотр телевизионных изображений камеры всего неба показал, что примерно до 00:30 UT наблюдалось достаточно стабильное свечение в виде одной-двух слабо подвижных дуг. На рисунке 4.20 представлены телевизионные изображения, полученные камерой всего неба в обл. Лопарская для всех времен наблюдения. На первом кадре этого рисунка показаны траектория приемной цепочки и приемные станции, спроектированные на высоту 100 км. На кадрах восток находится слева. Из рисунка хорошо видно существование системы из двух практически одинаковых по интенсивности дуг в моменты времени 23:17, 23:19 и 23:21 UT.

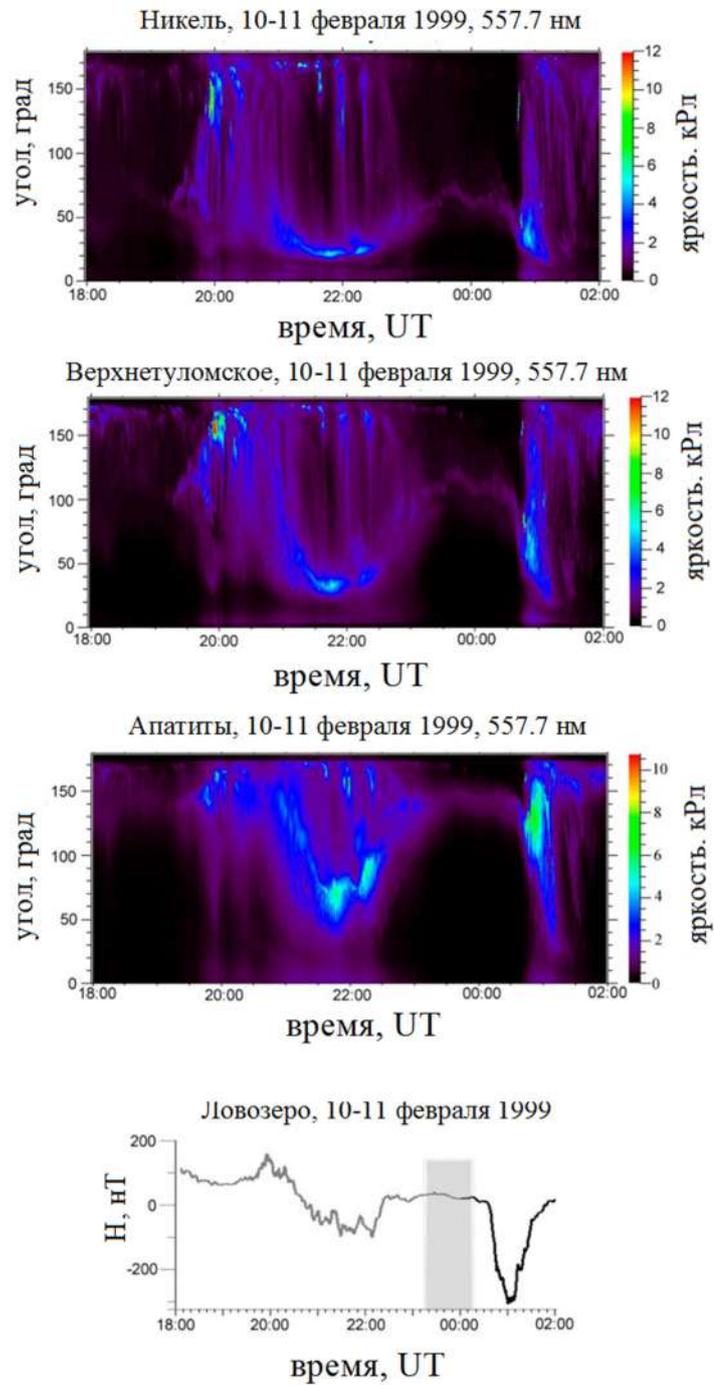


Рисунок 4.19. Интенсивности излучения 557.7 нм, измеренные в трех пунктах, а также магнитограмма, полученная в обсерватории Ловозеро 10-11 февраля 1999 г. Серая полоса показывает период наблюдения полярных сияний

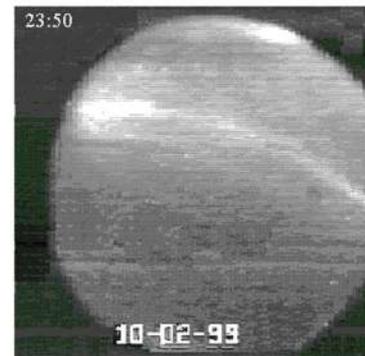
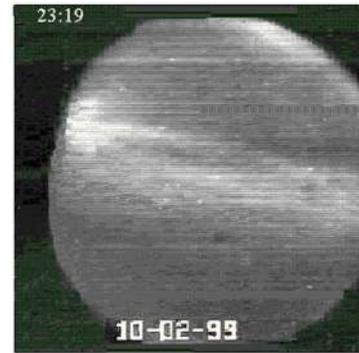
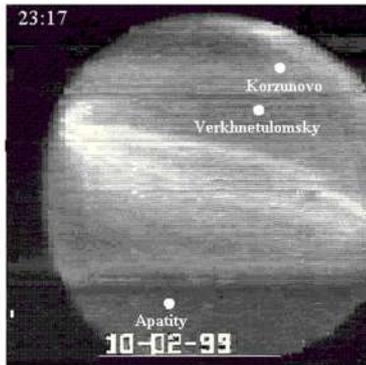


Рисунок 4.20. Телевизионные изображения, полученные камерой всего неба в обс. Лопарская для всех времен наблюдения. Кружками показаны положения г.Апатиты, обс.Верхнетуломская и п. Корзуново. Север - сверху, восток - слева.

4.3.3. Томографические реконструкции интенсивности свечения авроральных эмиссий.

Для реконструкции пространственного распределения авроральных эмиссий был использован метод томографической инверсии, описанной в работах [Makkanen et al., 1995; Худукон, 1995; Nygren et al., 1996; Kunitsyn and Tereshchenko, 2003]. На рисунке 4.21 показаны исходные данные записи интенсивности свечения 557.7 нм одновременно для трех точек наблюдения в 23:17 UT 10.02.1999 г., плавными пунктирными линиями нанесены данные, полученные из реконструкций. Степень различия кривых до и после реконструкции зависит от качества данных, стабильности исследуемого процесса за период его регистрации и от правильности выбора профиля регуляризации. Показанные на рисунке реконструируемые кривые являются наиболее точными после проведения более 10 повторных реконструкций для каждого случая с меняющимся профилем регуляризации.

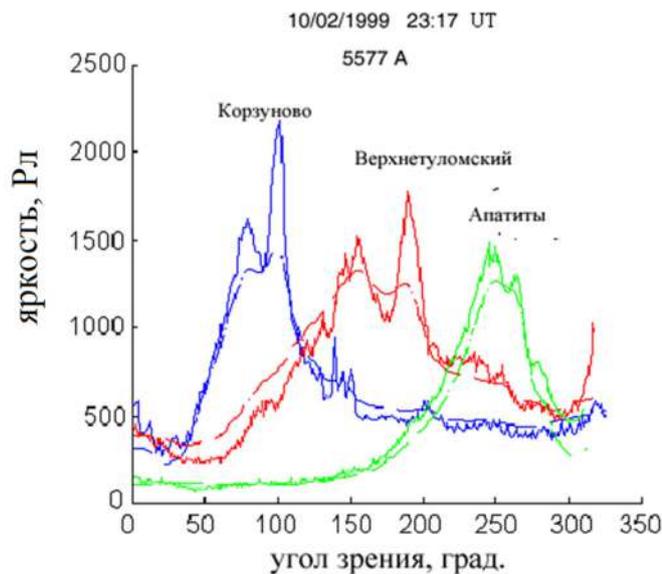


Рисунок 4.21. Примеры сканов яркости эмиссии 557.7 нм. Сплошная линия — сканограмма фотометров, пунктирная — реконструированные кривые.

Полученные реконструкции пространственного распределения объемной интенсивности эмиссии 557.7 нм и 427.8 нм для моментов времени: 23:17, 23:19, 23:21, 23:50, 00:01, 00:15 UT представлены на рисунках 4.22 и 4.23 соответственно. По оси абсцисс отложена высота в километрах, по оси ординат – приведенное расстояние в километрах (для полигона Апатиты это расстояние равно 0 км, для обсерватории Верхнетуломская- 133 км, для поселка Корзуново- 226 км). Полученная толщина светящегося слоя составляет ~40 км. Отчетливо виден слой максимального свечения толщиной около 20 км. Протяженность диффузной дуги вдоль меридиана порядка 150 км. Точка максимального свечения дуги -визуально определенное место наибольшей яркости, смещается относительно станций наблюдения с течением времени.

Реконструкции имеют наклон относительно земной поверхности, направление которого совпадает с направлением геомагнитного поля: ≈ 11 градусов относительно перпендикуляра к Земле. На рисунке направление линий геомагнитного поля отмечено пунктирной линией.

Размер элементарной ячейки томографической сетки позволяет разрешать по крайней мере две близко расположенные дуги свечения (23:17, 23:19, 23:21UT). С 23:17 UT существует две дуги свечения с переменной яркостью и различной высотой максимума интенсивности. С течением времени, около 00:01 UT две полосы сливаются, и дальше мы можем наблюдать одну дугу с объемной скоростью эмиссии 557.7 нм около $200 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Однако, наиболее характерной особенностью полученных двумерных распределений является тенденция к уменьшению высоты как нижнего края всего аврорального образования, так и высоты максимальной интенсивности излучения внутри авроральной формы в направлении с юга на север, что в первую очередь свидетельствует о систематическом увеличении жесткости потока высыпающихся электронов.

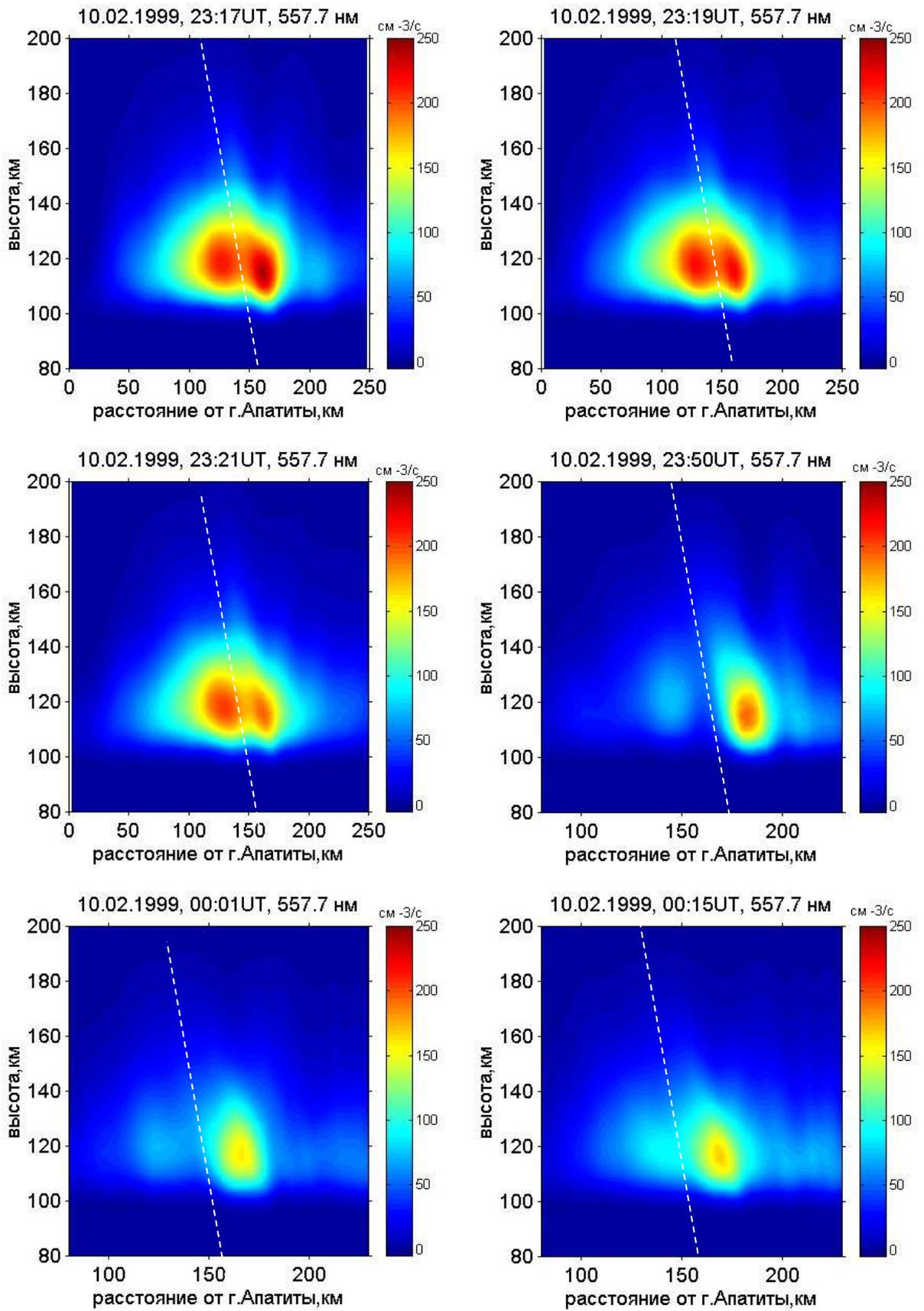


Рисунок 4.22. Томографические реконструкции объемной интенсивности эмиссии 557.7 нм.

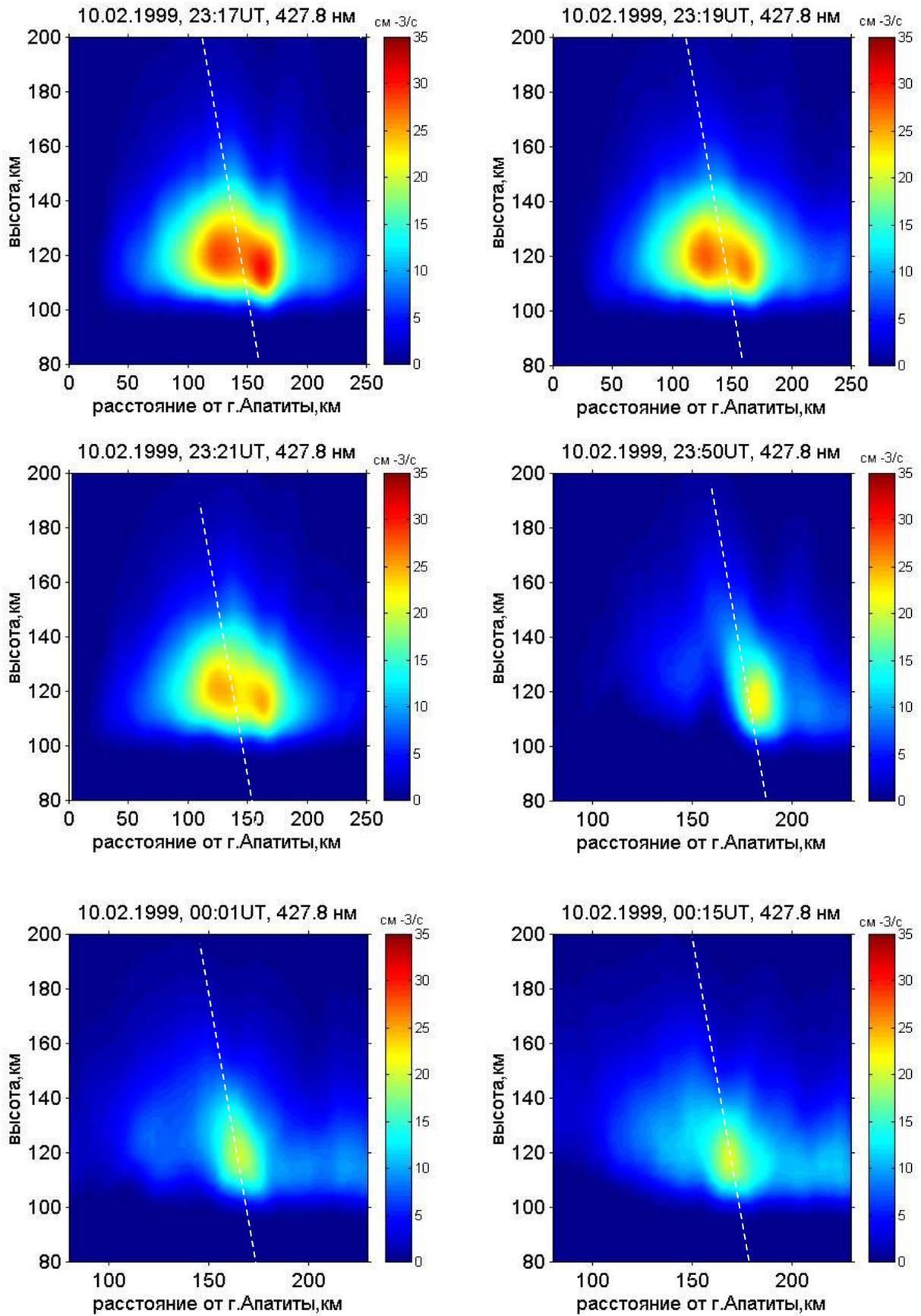


Рисунок 4.23. Томографические реконструкции объемной интенсивности эмиссии 427.8 нм.

Из томографических реконструкций получены высотные профили объемных интенсивностей авроральных эмиссий 427.8 нм и 557.7 нм. На рисунке 4.24а показаны высотные профили для максимального свечения в дугах для разных времен наблюдения. Из рисунка можно видеть, что в 23:19 UT, когда наблюдалось наблюдались две дуги, для южной дуги максимальное свечение расположено на расстоянии 130 км от Апатитов, для северной дуги - 165 км. Визуально видно, что южная дуга находится выше северной. Этот эффект также хорошо виден и на рисунке 4.24а. Уменьшения высоты максимальной яркости в направлении с юга на север показано на рисунке 4.23б для времени наблюдения 23:21UT. Здесь показаны профили объемной интенсивности эмиссии 427.8 нм, полученные на различных расстояниях от г. Апатиты. Из рисунка видно, что по мере удаления от Апатитов высота пика объемной эмиссии H_{\max} уменьшается.

Высотные профили отношений объемных интенсивностей эмиссий 557.7 нм и 427.8 нм для разных времен наблюдений представлены на рисунке 4.25 вместе с некоторыми экспериментальными результатами, полученными разными исследователями для сходных типов полярных сияний [Feldman, 1978; Vallance Jones A., 1979; Sharp et al., 1979; Deans and Shepherd, 1978; McDade et al., 1985; Steele and McEwen, 1990]. Видно, что полученные нами величины отношений интенсивности находятся в том же интервале, что и в указанных выше статьях. Значения отношений $I_{557.7}/I_{427.8}$ составляют 6-9 на высотах от 90 до 120 км, где наблюдается максимум светимости сияний.

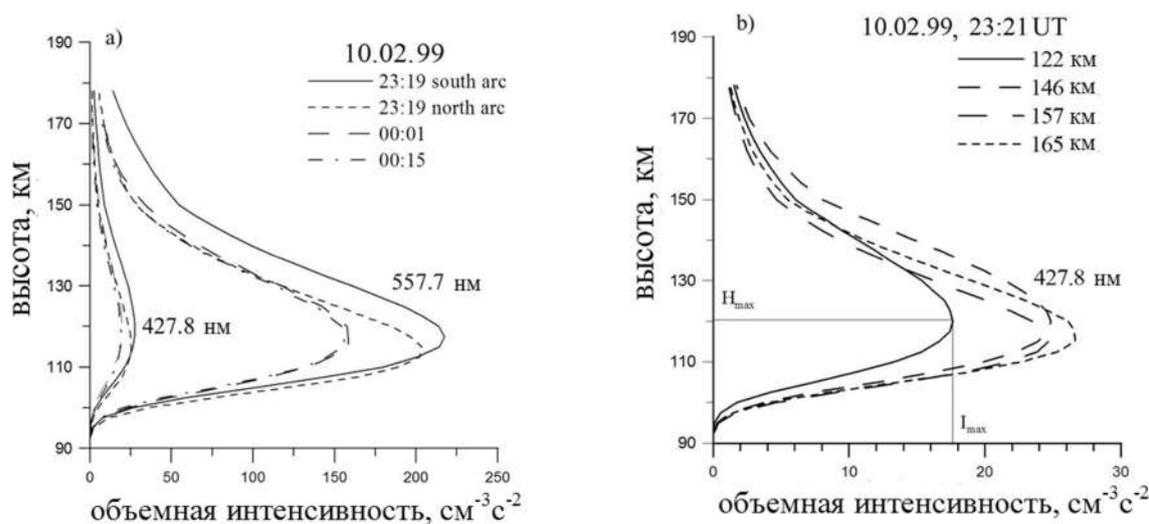


Рисунок 4.24. Объемные интенсивности эмиссии 427.8 и 557.7 нм, полученные в различных условиях наблюдений.

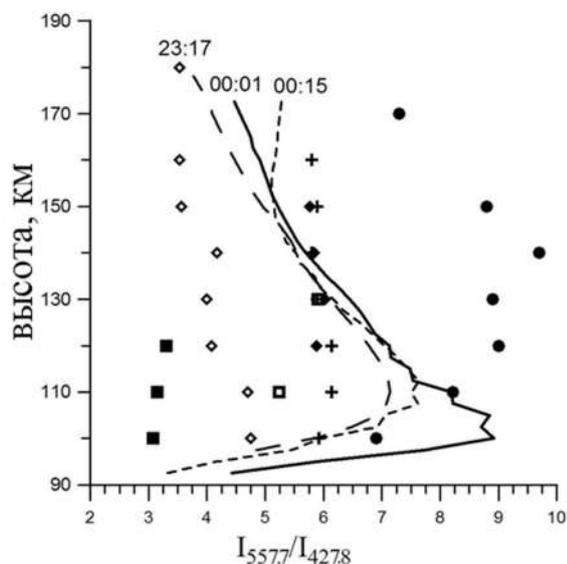


Рисунок 4.25. Отношение интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$. Линиями показаны результаты, полученные с помощью томографических реконструкций, крестиками отмечены результаты [Feldman, 1978], сплошной ромб – заселенность из работы [Vallance Jones A., 1979], пустой ромб – [Sharp et al., 1979], кружок – [Deans and Shepherd, 1978], сплошной квадрат – [McDade et al., 1985], пустой квадрат – [Steele and McEwen, 1990].

4.3.4. Характерные особенности двумерного распределения объемной интенсивности излучения и параметров электронного потока в полосах полярного сияния

В исследовании природы полярных сияний важную роль играют изучение динамики характеристик излучения основных авроральных эмиссий и параметров вызывающих их потоков частиц.

Спектры высыпающихся электронов были восстановлены согласно методике, описанной в разделе 4.1.1, по высотному профилю объемной интенсивности эмиссии 427.8 нм 1NG N₂⁺, полученные из томографических реконструкций. Примеры восстановленных спектров авроральных электронов представлены на рисунке 4.26 в левом столбце. Здесь же в правом столбце приведены высотные профили объемной интенсивности излучения 427.8 нм, полученные из реконструкций и рассчитанные с использованием восстановленных электронных спектров по формулам параграфа 2.1.

Рассмотрим особенности поведения вдоль меридиана в направлении с юга на север характеристик, отражающих основные особенности распределения интенсивности излучения и параметров электронных потоков. Рассмотрим, как следующие параметры ведут себя внутри аврорального образования: $I_{427.8}$ — интенсивность излучения на длине волны 427.8 нм, интегрированная по вертикальному столбу, $I_{557.7}/I_{427.8}$ — отношение интенсивностей, H_{\max} — высота максимуму объемной скорости эмиссии 427.8 нм (I_{\max}), F_E — поток энергии, а $E_{\text{ср}}$ — средняя энергия потока высыпающихся электронов. На рисунке 4.27 представлены некоторые примеры изменения этих характеристик в меридиональном направлении внутри аврорального образования в период между 23:17 и 00:15 UT, охватывающий длительную спокойную фазу полярного сияния. Обращает на себя внимание тот факт, что в 23:17, 23:19, 23:21 UT наблюдаются две дуги, а в 00:01 и 00:15 UT наблюдается только одна дуга полярных сияний.

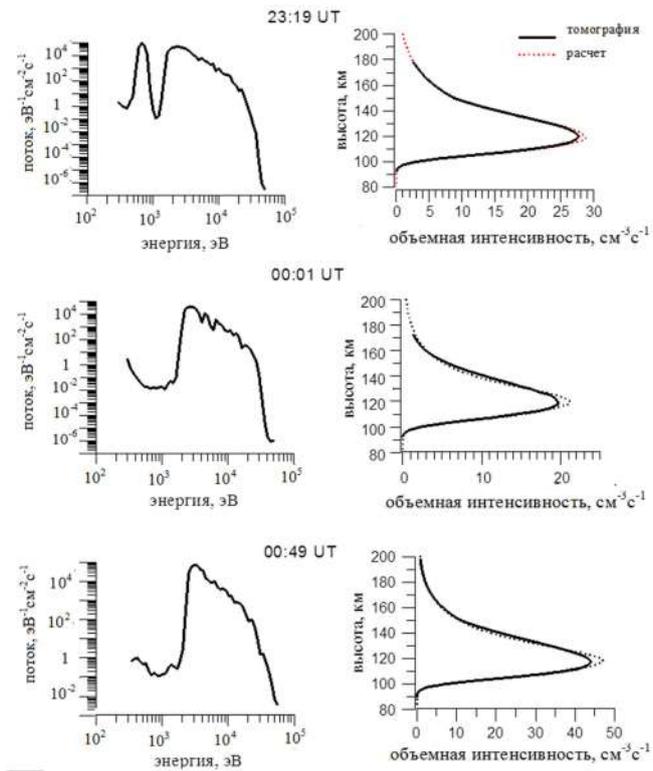


Рисунок 4.26. Примеры восстановленных спектров авроральных электронов (левый столбец) и объемная интенсивность эмиссии 427.8 нм (правый столбец)

Несмотря на это, выбранные для рассмотрения параметры ведут себя аналогичным образом в обоих случаях. Высота максимума интенсивности эмиссии 427.8 нм были оценены по томографическим реконструкциям. Наблюдается тенденция уменьшения H_{max} в направлении юг-север примерно на 4-14 км, что соответствует увеличению средней энергии электронов вдоль меридиана на 1-2 кэВ. В большинстве случаев отношение интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ колеблется от 7 до 5, демонстрируя тенденцию к уменьшению к северу. В то же время ожидалось, что поток энергии должен иметь максимум вблизи центра области свечения и уменьшаться к краям дуги, а также коррелировать с интенсивностью излучения 427.8 нм.

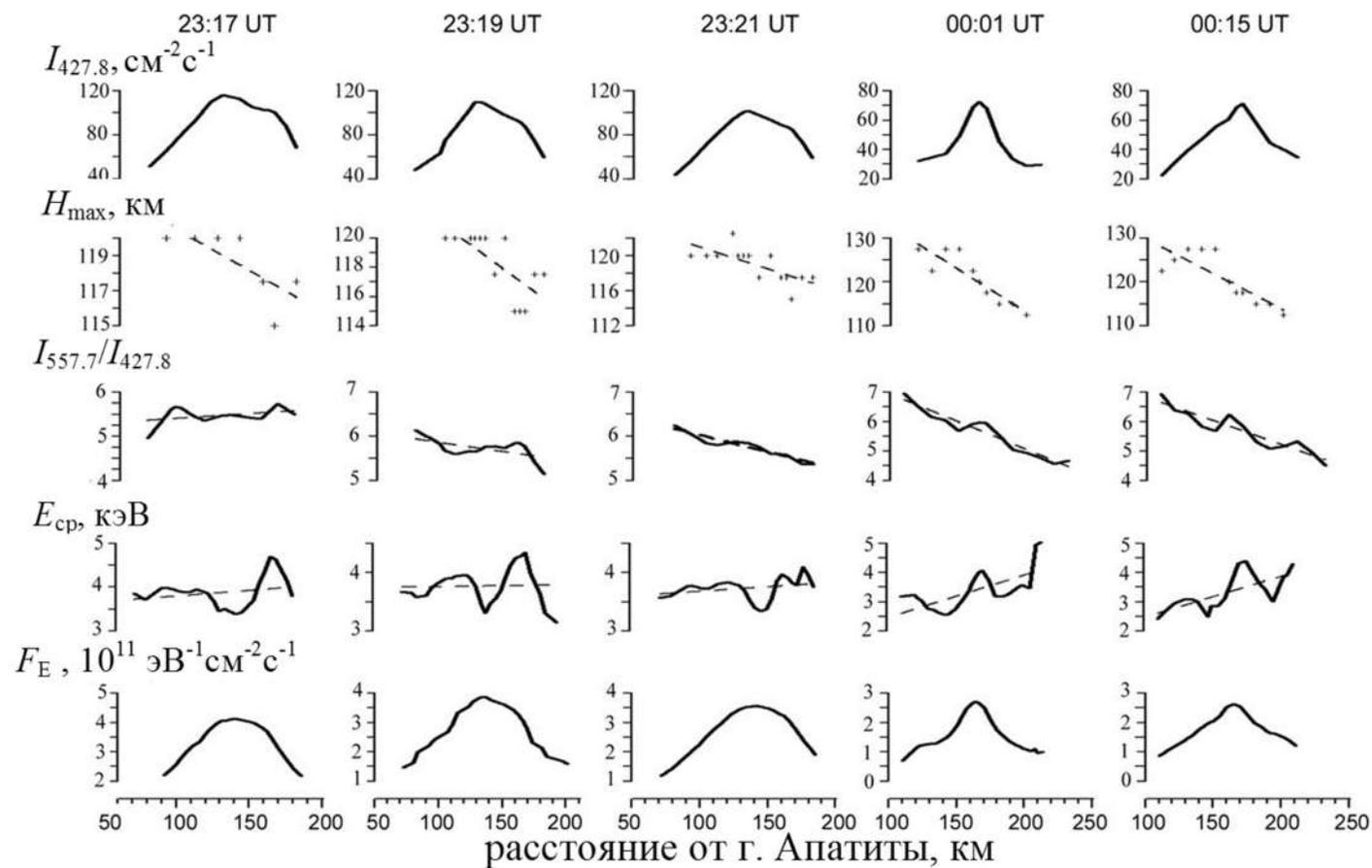


Рисунок 4.27. Меридиональное изменение характеристик свечения эмиссии 427.8 нм и параметров потока высыпавшихся электронов внутри всего аврорального образования.

На рисунке 4.28 показана общая тенденция изменения как высоты пика объемной интенсивности эмиссии 427.8 нм, так и средней энергии потока высыпаний вдоль меридиана. События были сгруппированы во временных интервалах 23:17-23:21 UT и 23:50-00:15 UT. Видно, что высота пика объемной интенсивности эмиссии уменьшается в направлении юг-север вдоль геомагнитного меридиана, а средняя энергия электронов увеличивается.

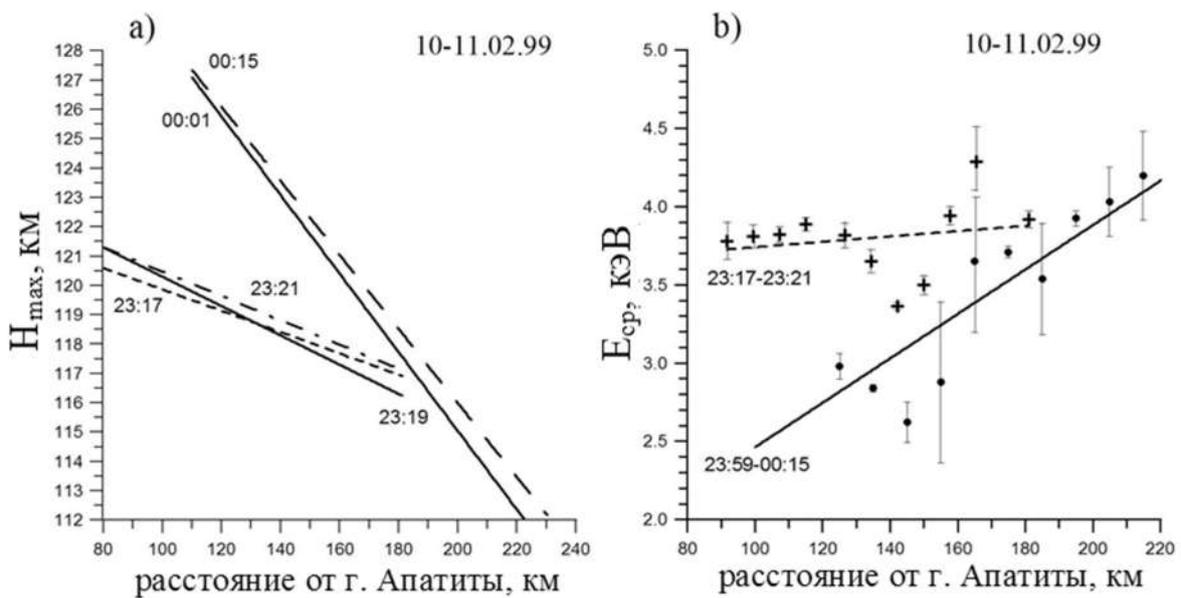


Рисунок 4.28. Изменение высоты максимума объемной скорости эмиссии 427.8 нм вдоль меридиана (верхний рисунок) и средней энергии высыпавшихся электронов (нижний рисунок) в различные моменты времени в широком секторе наблюдения. Средняя энергия электронов усреднялась отдельно для обоих событий, когда мы наблюдали только одну дугу в 23:17-23:21 UT или две дуги в 23:50-00:15 UT. Вертикальные полосы указывают доверительный интервал.

Рассмотрим мелкомасштабной структуры распределения характеристик светимости и параметров потока электронов. На рисунке 4.29 представлены кривые, описывающие особенности пика объемной интенсивности эмиссии 427.8 нм I_{\max} и высоты этого пика H_{\max} . В 23:17-23:21 UT представлена только северная дуга. Из рисунка видно, что вариации пика объемной интенсивности эмиссии I_{\max} прямо противоположны вариациям высоты этого пика H_{\max} . Поскольку эти параметры меняются поперек дуги, можно, заключить, что жесткость электронного пучка внутри дуги вблизи ее центра максимальна. Это обусловлено меридиональным распределением средней энергии внутри потока электронов, формирующего отдельные авроральные дуги. Видны вариации параметров потока электронов поперек дуг: энергии F_E , средней энергии потока высыпающихся электронов $E_{\text{ср}}$ которые показаны на нижних панелях рисунка. Также отчетливо видна перевернутая V-структура в значениях средней энергии электронов поперек дуги для всех случаев нашего исследования. Однако особенности изменения потоков энергии и частиц в разные моменты времени различны. Мы видим аналогичную V-структуру как в значениях энергии, так и в значениях потока частиц через дугу в 00:01 и 00:15 UT, когда наблюдается только одна дуга. При появлении двух дуг в 23:17, 23:19 и 23:21 UT перевернутая V-структура наблюдается только в средней энергии электронов, тогда как энергия и потоки электронов плавно уменьшаются с юга на север. Полученные результаты показывают, что если существует только одна дуга, то вдоль этой авроральной дуги все параметры высыпающихся электронов (средняя энергия, поток энергии и поток частиц) имеют инвертированные V-формы. При наличии нескольких дуг инвертированная V-структура наблюдается только в средней энергии электронов. Поток энергии и поток частиц плавно уменьшаются к северу.

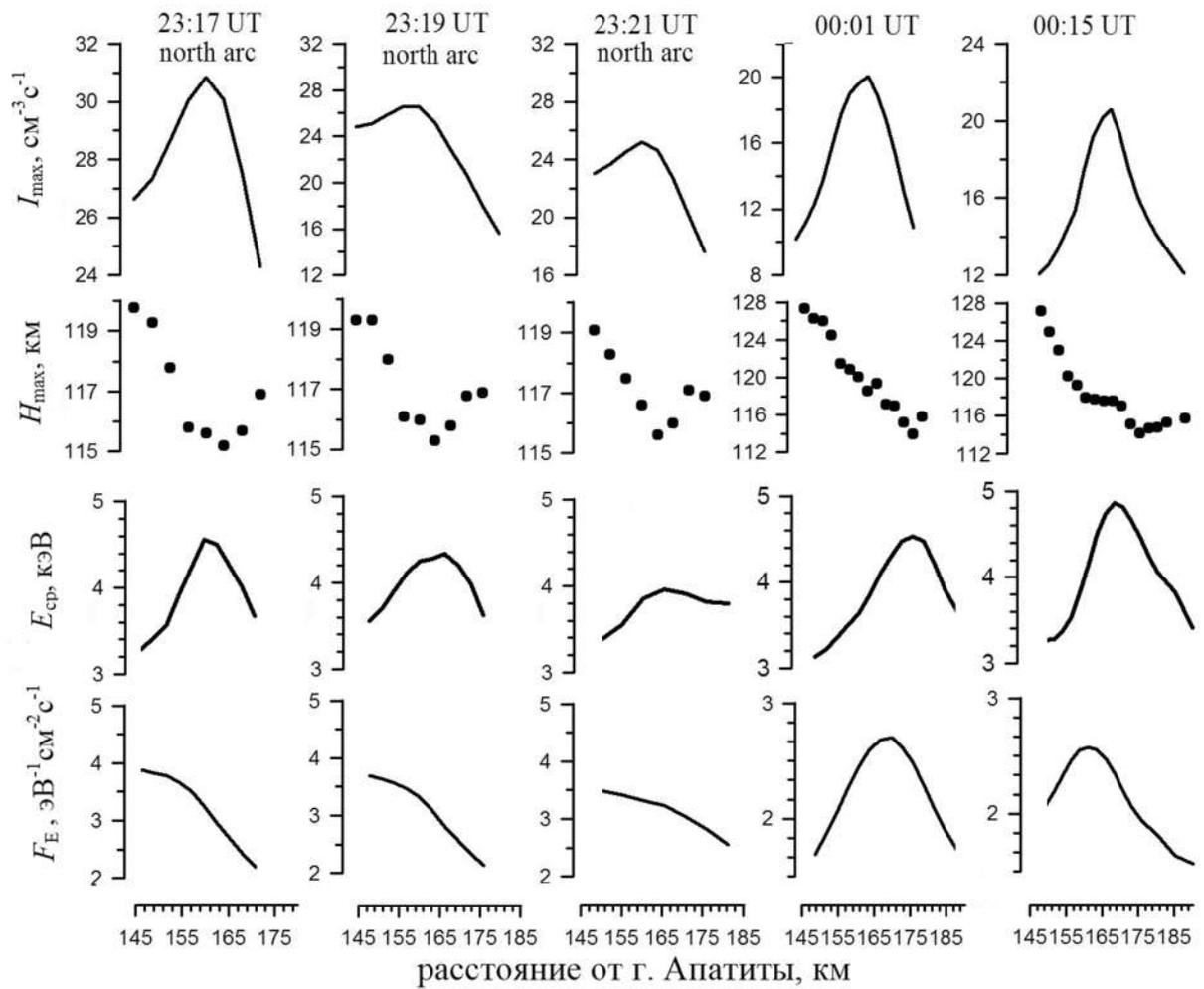


Рисунок 4.29. Меридиональное поведение характеристик интенсивности авроральной эмиссии и параметров потока высыпающих электронов внутри отдельных дуг.

4.3.5. Сравнение результатов радиофизической и авроральной томографии

Спутниковая радиотомография в первую очередь направлена на исследование крупномасштабных структур в распределении электронных концентраций в достаточно большом диапазоне широт, в основном в F -области ионосферы. В то же время, основными задачами авроральной томографии является исследование особенностей структуры пространственного распределения излучения в дискретных формах полярных сияний, представляющих собой относительно мелкомасштабные образования, в основном в E -области.

Для проведения корректного количественного сопоставления результатов спутниковой (радиофизической) и авроральной томографии необходимо, чтобы выбранная для анализа авроральная форма представляла собой относительно стабильное образование, по крайней мере в течение 20 минут (характерное время пролета спутника над цепочкой приемных станций). К сожалению “идеальной” ситуации для проведения сравнительного анализа в материалах данного эксперимента выбрать не удалось. Отобранный для совместной обработки случай (00:50–01:10 UT, рисунок 4.19) соответствует моменту брейк-апа, когда говорить о наличии изолированной спокойной дуги сияния не представляется возможным. Тем не менее, качественный анализ дает обнадеживающие результаты.

На рисунке 4.30 приведены примеры томографической реконструкции электронной плотности по спутниковым данным и объемной интенсивности эмиссии 557.7 нм. Из рисунков видно, что локализация свечения эмиссии 557.7 нм по размерам (расстояние от г. Апатиты в пределах 0-150 км) и высоте (от 100 до 200 км интенсивности излучения совпадает с положением E -слоя электронной плотности, полученной в спутниковой томографии. Также отчетливы видны две области с отдельными локализациями максимума, как в пространственном распределении концентрации электронов, так и в пространственном распределении интенсивности свечения полярного сияния.

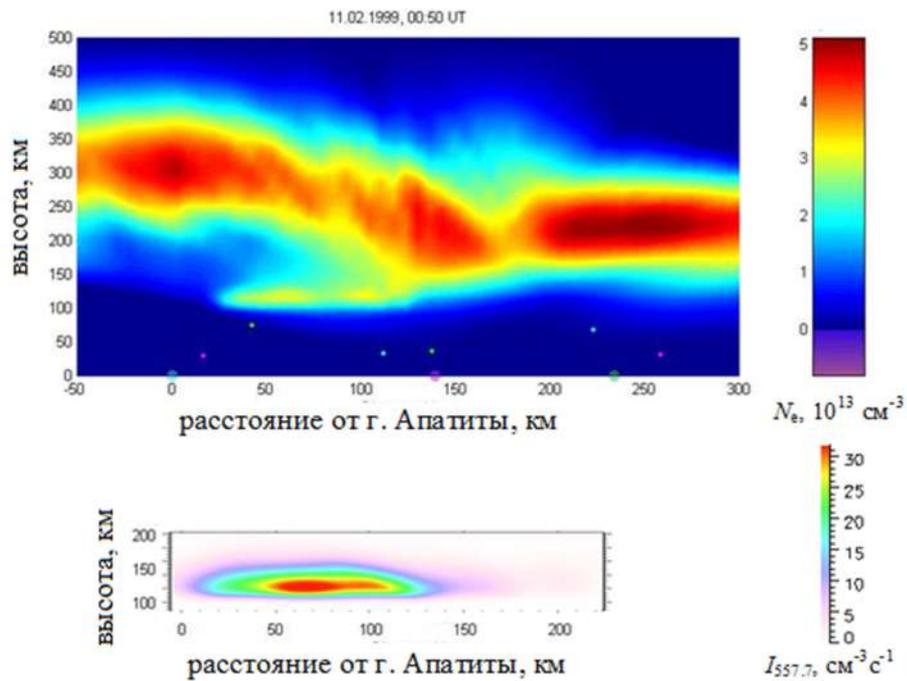


Рисунок 4.30. Сравнение результатов радиофизической и авроральной томографии для времени 00:50 UT 11.02.99: томографическая реконструкция электронной плотности (верхняя панель) и интенсивности свечения эмиссии 5577 Å (нижняя панель).

Таким образом, проведенные исследования полученных двумерных изображений устойчивой диффузной дуги, наблюдавшейся 10-11 февраля 1999 г, показывают, что высота пика интенсивности излучения уменьшается в направлении юг-север и могут составлять около 4-14 км на расстоянии около 140 км. Видна также тенденция увеличения средней энергии электронов в том же направлении до 2 кэВ. Типичной особенностью внутри отдельной изолированной дуги является перевернутая V-структура, наблюдаемая в средней энергии электронов вдоль меридиана, а также соответствующие V-образные изменения высоты пика интенсивности излучения поперек дуги.

4.4. Диагностика планетарного распределения интенсивностей основных авроральных эмиссий и электронной концентрации по данным эмпирических моделей электронных высыпаний

4.4.1. Эффективности возбуждения авроральных эмиссий

Основой для проведения данных исследований послужили эмпирические модели высыпаний, представляющие собой пространственное распределение средних энергий и потока энергии высыпающихся электронов для разных уровней магнитной активности. В работе [Иванов и др., 1993] для вычислений интегральных интенсивностей свечения авроральных эмиссий авторы использовали эмпирическую модель планетарного распределения электронных высыпаний, предложенную в работе [Spiro et al, 1982]. Расчеты интенсивностей свечения проводились в предположении, что энергетический спектр потока высыпающихся электронов имеет экспоненциальный характер. В работе [Воробьев и др., 2013] для вычислений интегральных интенсивностей свечения авторы использовали модель авроральных высыпаний, представленную в работах [Воробьев и Ягодкина, 2005; Воробьев и Ягодкина, 2007]. Расчеты интенсивностей свечения проводились в предположении, что энергетический спектр потока высыпающихся электронов имеет максвелловское распределение. В обеих работах для проведения расчетов делалось априорное предположение о виде энергетического спектра потока высыпающихся электронов.

Введем понятие эффективности возбуждения оптической эмиссии как отношение интегральной интенсивности излучения с длиной волны λ к полному потоку энергии высыпающихся электронов:

$$\Phi_{\lambda} = I_{\lambda} / F_E \quad (4.13),$$

где I_λ - интенсивность эмиссии в столбе полярного сияния, измеряемая в *Рэлях*, F_E - поток энергии высыпающихся электронов в $\text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.

Интенсивность соответствует суммарной интенсивности в вертикальном столбе полярного сияния и может быть рассчитана из высотного профиля объемной интенсивности излучения по формуле (3.2.):

$$I_\lambda = \int \eta_\lambda(h) dh,$$

где $\eta_\lambda(h)$ – объемная интенсивность излучения на высоте h в $\text{фотон}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$

Рассмотрим влияние параметров потока высыпающихся электронов на эффективность возбуждения эмиссий в вертикальном столбе полярных сияний. Под параметрами потока будем понимать форму энергетического спектра и среднюю энергию высыпающихся электронов. Для моделирования интенсивностей излучения были выбраны наиболее характерные и интенсивные полосы, наблюдаемые в полярных сияниях, а именно: эмиссия $\lambda 391.4$ нм первой отрицательной системы полос N_2^+ , эмиссия $\lambda 670.4$ нм первой положительной системы полос N_2 , эмиссия $\lambda 337.1$ нм второй положительной системы полос N_2 , эмиссия $\lambda 320.0$ нм системы полос Вегарда-Каплана N_2 , эмиссия $\lambda 127.3$ нм системы полос Лаймана-Берджа-Хопфилда N_2 , эмиссии атомарного кислорода $\lambda 557.7$ и $\lambda 630.0$ нм. Оптические переходы, соответствующие выбранным эмиссиям, приведены в таблице 4.1.

Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [Hedin, 1991]. Источник электронов помещался на высоте 700 км. Рассматривалось три вида энергетического спектра потока высыпающихся электронов: моноэнергетический, поток с экспоненциальным распределением по энергиям и поток с максвелловским распределением по энергиям соответственно (формулы (1.6)-(1.8):

$$f(E) = \frac{F_E}{E} \delta(x - E), f(E) = \frac{F_E}{E_{cp}^2} \exp\left(-\frac{E}{E_{cp}}\right), f(E) = \frac{F_E}{2E_M^3} \exp\left(-\frac{E}{E_M}\right)$$

Распределение по питч-углам задавалось изотропным в нижней полусфере. Расчеты проводились для средних энергий в диапазоне от 0.1 до 20 кэВ, который является типичным для авроральных электронов, возбуждающих полярные сияния [Spiro et al, 1982; Hardy et al.,1985; Hardy et al.,1987; Vorobjev et al., 2013]. Поскольку спутники, измеряющие потоки высыпающихся частиц работают на разных высотах, при моделировании излучения авроральных эмиссий необходимо учитывать величины альbedo потоков. Поэтому расчеты проводились как без учета альbedo-потоков, так и с учетом альbedo-потоков в соответствии с результатами работы [Иванов и Козелов, 2001].

Исследуем зависимости эффективностей возбуждения оптических эмиссий Φ_λ от средней энергии потока высыпающихся электронов E_{cp} . Эмиссии первой отрицательной системы полос иона молекулярного азота $1NG N_2^+$ возбуждаются только благодаря прямому возбуждению электронным ударом, следовательно они могут служить эффективным инструментом для оценки процессов энергообмена между магнитосферой и ионосферой. На рисунке 4.31 приведены рассчитанные зависимости эффективности возбуждения эмиссии $\lambda 391.4$ нм $1NG N_2^+$ от средней энергии высыпающихся электронов E_{cp} для трех видов энергетических спектров авроральных электронов (формулы (1.8)-(1.10). Из рисунка видно, что отношение интегральной интенсивности излучения эмиссии $\lambda 391.4$ нм к энергии, вносимой в ионосферу авроральными электронами, слабо зависит от вида начального дифференциального потока частиц (1.8-1.10). На рисунке также показаны эффективности, полученные из данных наземных фотометров и спутника HILAT в диффузной авроре и авроральной дуге [Stelle and McEwen, 1990].

Максимальное отклонение $\Phi_{391.4}$ от среднего значения в рассматриваемом диапазоне средней энергии электронов не превышает 8 %.

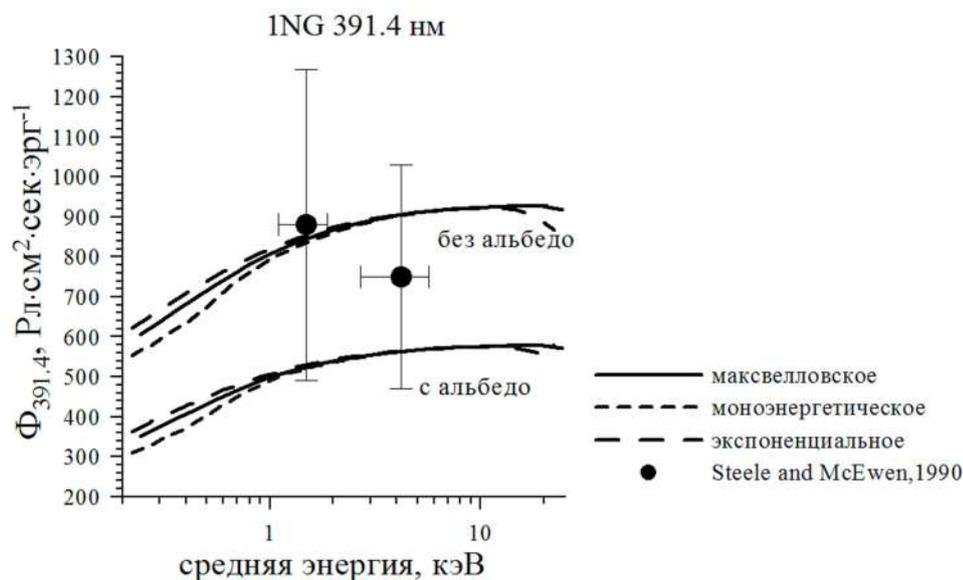


Рисунок 4.31. Эффективность возбуждения эмиссии $\lambda 391.1$ нм, рассчитанная для трех видов спектра высыпающихся электронов. Кружок- экспериментальные данные из работы [Steele and McEwen, 1990]

На рисунке 4.32 приведены зависимости эффективностей от средней энергии высыпающихся электронов $\Phi_{\lambda}(E_{cp})$, рассчитанные для эмиссий $\lambda 670.4$ нм 1PG N_2 , $\lambda 337.1$ нм 2PG N_2 , $\lambda 320.0$ нм VK N_2 и $\lambda 127.3$ нм LBH N_2 . В отличие от эмиссии $\lambda 391.4$ нм, в возбуждение перечисленных выше эмиссий кроме прямого удара вносит вклад процессы перераспределения энергии в результате химических реакций [Дашкевич и др. 2017]. Из рисунка видно, что для данных эмиссий также наблюдается слабая зависимость $\Phi_{\lambda}(E_{cp})$ от вида энергетического спектра потока высыпающихся электронов. Максимальные отклонения наблюдаются только для эмиссии VK N_2 $\lambda 320.0$ нм, интенсивность которой сильно зависит от физико-химических процессов переноса энергии. Но максимальное отклонение $\Phi_{320.0}$ от среднего значения не превышает 12%. На рисунке 4.33 приведены зависимости $\Phi_{\lambda}(E_{cp})$ для эмиссий возбужденного атомарного кислорода $\lambda 557.7$ и $\lambda 630.0$ нм, в возбуждение которых также значительный вклад вносят процессы перераспределения энергии в результате химических реакций, происходящих в атмосфере в результате электронных высыпаний [Дашкевич и Иванов, 2018]. Из

рисунка видно, что эффективности возбуждения этих эмиссий атомарного кислорода $\Phi_{557.7}$ и $\Phi_{630.0}$ также слабо зависят от вида энергетического спектра потока высыпавшихся электронов, максимальное отклонение от среднего значения не более 10%. На рисунке отмечены значения, полученные экспериментально и приведенные в работе [Steele and McEwen, 1990].

Таким образом, эффективности возбуждения рассматриваемых авроральных эмиссий Φ_λ зависят в основном от средней энергии высыпавшихся электронов $E_{\text{ср}}$.

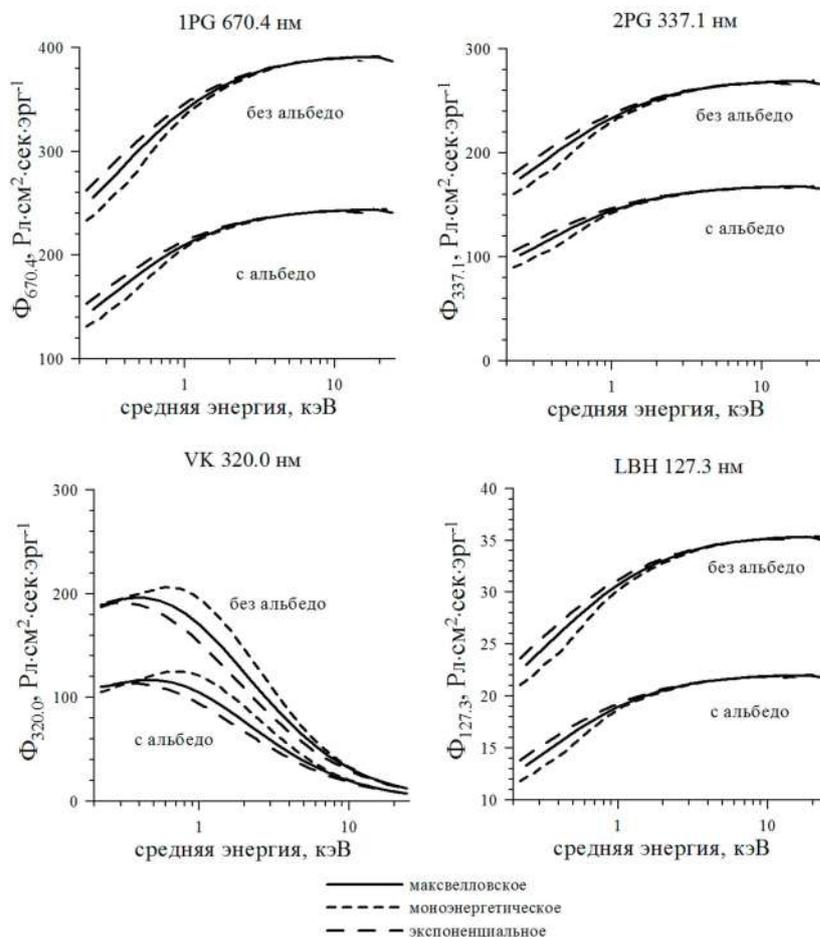


Рисунок 4.32. Эффективности возбуждения эмиссий молекулярного азота, рассчитанные для трех видов спектра высыпавшихся электронов.

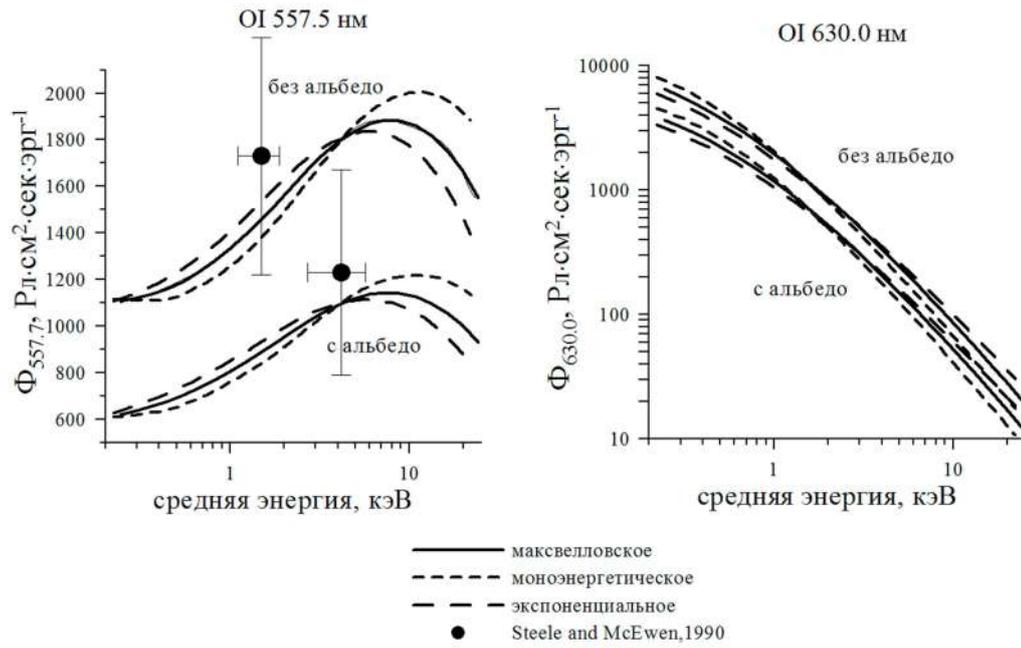


Рисунок 4.33. Эффективности возбуждения эмиссий возбужденного атомарного кислорода, рассчитанные для трех видов спектра высыпавшихся электронов. Кружок- экспериментальные данные из работы [Stelle and McEwen, 1990]

4.4.2. Эффективность формирования электронной концентрации

Эффективность формирования электронной концентрации в столбе полярного сияния определим как отношение полного содержания электронной концентрации в столбе полярного сияния к величине потока энергии высыпавшихся электронов:

$$\Phi_e = N_e / F_E, \quad (4.14),$$

где

$$N_e = \int_0^{\infty} n_e(h) dh. \quad (4.15).$$

В формулах: N_e - полное содержание электронной концентрации в столбе полярного сияния в $см^{-2} \cdot с^{-1}$, $n_e(h)$ – концентрация электронов на высоте h в $см^3 с^{-1}$

Электронная концентрация рассчитывалась в рамках физико-химической модели авроральной ионосферы, описанной в главе 1 при условии термодинамического равновесия как сумма концентрации ионов на высоте h (формула 1.22):

$$n_e = [N_2^+] + [O_2^+] + [O^+(^4S)] + [O^+(^2D)] + [O^+(^2P)] + [NO^+] + [N^+]$$

На рисунке 4.34 приведена зависимость эффективности формирования электронной концентрации $\Phi_e(E_{cp})$ от средней энергии высыпавшихся электронов, рассчитанная для трех видов энергетического спектра потока высыпавшихся электронов (1.6-1.8). Можно видеть, что максимальные отклонения Φ_e от среднего значения не превышают 5% в рассмотренном диапазоне средних энергий высыпавшихся электронов 0.1–20 кэВ. Таким образом, эффективность формирования электронной концентрации также, как и эффективности возбуждения оптических эмиссий, слабо зависит от формы спектра высыпавшихся электронов и определяется их средней энергией.

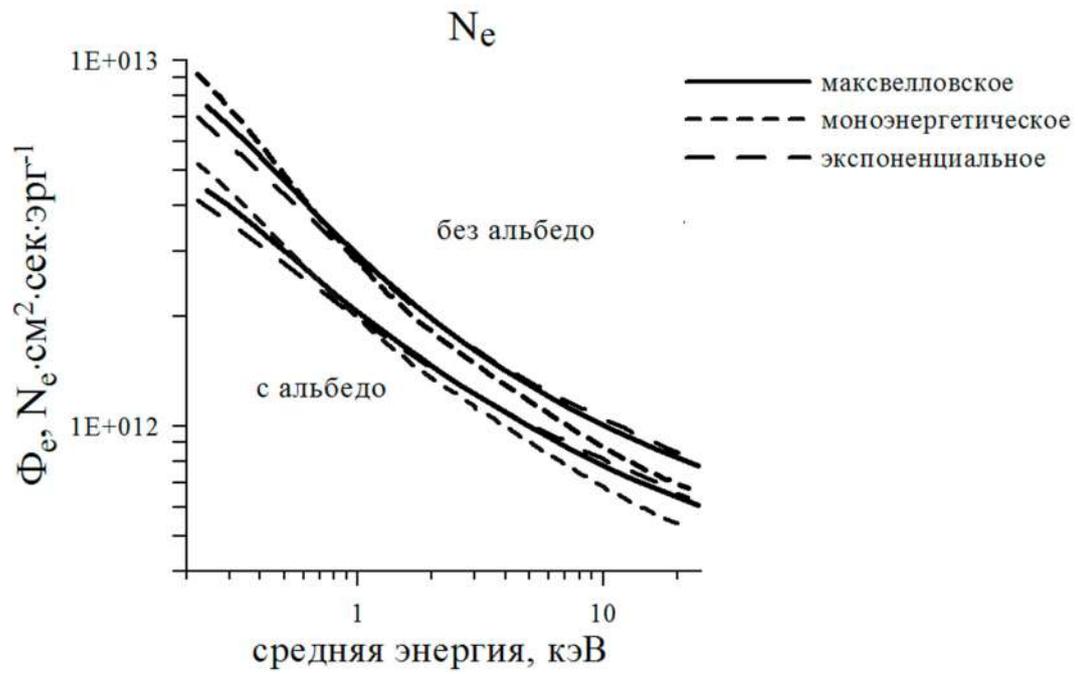


Рисунок 4.34. Эффективность формирования электронной концентрации в столбе полярного, рассчитанная для трех видов спектра высыпающих электронов.

4.4.3. Планетарная картина полярных сияний

Слабая зависимость $\Phi_\lambda(E_{cp})$ от вида энергетического спектра потока высыпающихся электронов позволяет в алгоритмах, реализующих прогноз планетарного распределения интенсивности излучения в полярных сияниях на основе эмпирических моделей авроральных высыпания, использовать следующую связь:

$$I_\lambda = F_E \cdot \Phi_\lambda(E_{cp}) \quad (4.16),$$

где I_λ - интенсивность излучения эмиссии с длиной волны λ , F_E и E_{cp} - поток энергии и средняя энергия электронов, представленных в эмпирических моделях авроральных высыпаний.

Величина $\Phi_\lambda(E_{cp})$ определяется как усредненное значение соответствующих кривых на рисунках 4.32-4.34.

Аналогично, для расчетов планетарного распределения электронной концентрации в столбе полярного сияния можно использовать формулу:

$$N_e = F_E \cdot \Phi_e(E_{cp}) \quad (4.17),$$

где N_e - полное содержание электронной концентрации в вертикальном столбе полярного сияния.

На рисунке 4.35 приведены примеры планетарного распределения интенсивности свечения эмиссий $\lambda 391.4$, $\lambda 557.7$, $\lambda 630.0$ нм и электронной концентрации в столбе полярного сияния, рассчитанные с использованием формул (4.16) и (4.17), для трех уровней магнитных возмущений. Слабое возмущение: индексы AL и D_{st} равны -100 нТ и -5 нТ соответственно, среднее возмущение: $AL = -300$ нТ и $D_{st} = -5$ нТ, сильное возмущение $AL = -1000$ нТ и $D_{st} = -100$ нТ. Расчеты были сделаны по данным эмпирической модели авроральных электронных высыпаний [Vorobjev et al., 2013], где представлены пространственные распределения средних энергий и потока энергии высыпающихся электронов для разных уровней магнитной активности. На

рисунке хорошо видны вариации как планетарного распределения, так и величин интенсивностей свечения авроральных эмиссий и содержания электронной концентрации.

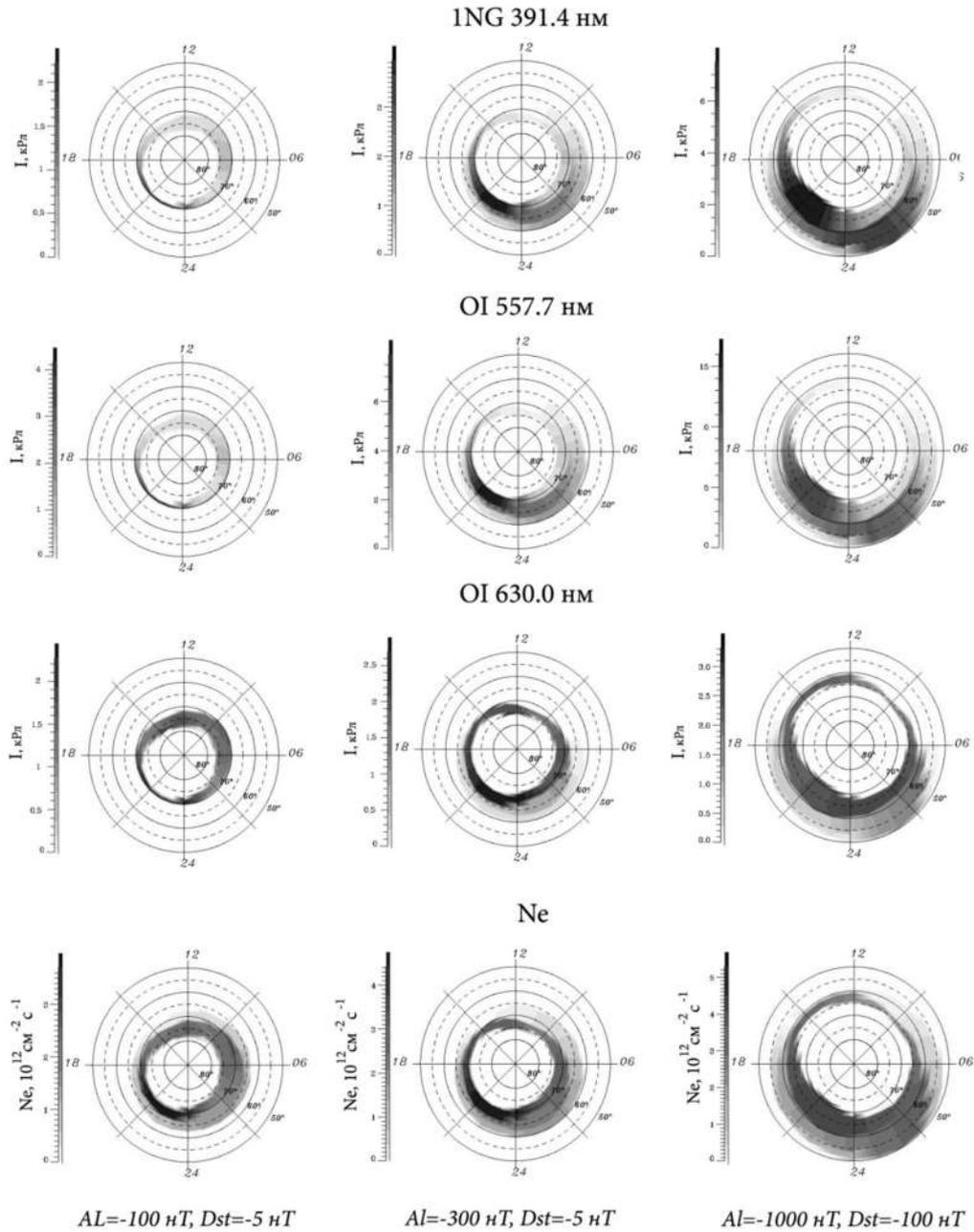


Рисунок 4.35. Планетарное распределения интенсивности свечения эмиссий $\lambda 391.4$, $\lambda 557.7$ нм, $\lambda 630.0$ нм и электронной концентрации в столбе полярного сияния для трех уровней магнитной активности: левая колонка - индексы $AL=-100$ нТ и $D_{st} = -5$ нТ, средняя колонка - $AL= -300$ нТ и $D_{st}=-5$ нТ, правая колонка - $AL= -1000$ нТ и $D_{st}=-100$ нТ.

4.5. Отношения интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях по данным сканирующих фотометров

Результаты проведенных фотометрических наблюдений показывают различные значения отношения интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$. В работе [Eather, 1969] показано, что внутри авроральной зоны (60°-70° широты) отношение интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ составляло 0.5-0.9, отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ на этих же широтах имело значения в пределах 2.7-3.5. В работе [Gattinger and Vallance Jones, 1972] было получено систематическое уменьшение отношений $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ с увеличением интенсивности эмиссии 427.8 нм. Одновременные измерения интенсивностей эмиссий полярных сияний в магнитном зените с помощью сканирующего фотометра и измерения электронных потоков на спутнике HILAT [Steele and McEwen, 1990] (рисунок 3.24) показали, что при увеличении характеристической энергии вторгающихся электронов величины этих отношений уменьшались. С другой стороны, при оценке средней энергии вторгающихся первичных электронов по оптическим и радарным наблюдениям в работе [Vallance Jones et al., 1987b] было получено, что если отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ уменьшалось с ростом средней энергии вторгающегося потока, то отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ оставалось практически постоянным. Аналогичное поведение рассматриваемых отношений от интенсивности эмиссии 427.8 нм было получено в работе [Vallance Jones et al., 1991]. Измерения, выполненные в различные моменты местного времени и в различных формах полярных сияний, показывают существенный разброс

величины отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ [Shepherd and Shepherd, 1995; Gattinger et al., 1996].

В этом разделе приведены результаты статистической обработки фотометрических наблюдений интенсивностей эмиссий 557.7 нм, 630.0 нм и 427.8 нм в зените, сделанных в обсерватории ПГИ КНЦ РАН в течение сезонов 1998-2000 гг. многоканальными сканирующими фотометрами, принцип работы и технические характеристики которых приведены в работе [Коротков и др., 1997]. Фотометры были установлены в обсерваториях Ловозеро ($\Phi'=64.17^\circ\text{N}$), Туманный ($\Phi'=65.24^\circ\text{N}$) и высокоширотной ст. Баренцбург ($\Phi'=74.9^\circ\text{N}$). Отбор данных происходил по нескольким критериям: наличие свечения в зените, отсутствие подсветки Луной и облачности. По обсерваториям Ловозеро и Туманный выбраны наблюдения, которые проводились в полуночные часы. В связи с тем, что высокоширотная станция Баренцбург в ночные часы располагается в полярной шапке, измерения отбирались из тех, которые проводились в вечерние и утренние часы, когда на интенсивность эмиссии 427.8 нм не влияет резонансное рассеяние солнечного света ионами N_2^+ . Для исследования отбирались интенсивности эмиссий, измеренные в зените.

При обработке экспериментальных данных учтено поглощение излучения при его прохождении через атмосферу. Для исследуемых эмиссий p_λ в среднем равны: $p_{427.8}=0.6$; $p_{557.7}=0.76$; $p_{630.0}=0.87$ [Фришман, 1959]. В измерениях интенсивности эмиссии 557.7 нм также учитывался вклад свечения ночного неба, равный 150 Рл в зените, для эмиссий 630.0 нм и 427.8 нм вклад свечения ночного неба незначителен (менее 50 Р) [Steele and McEwen, 1990].

Поведение отношений $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ рассматривается в зависимости от интенсивности эмиссии 427.8 нм. Диапазон изменения интенсивности эмиссии 427.8 нм, от 0.1 до 3 кРл, был разбит на интервалы по 100

Рл. Внутри этих интервалов проводилось усреднение отношений $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$.

Для получения отношения интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ было отобрано 13 ночных интервалов с 1100 измерениями во всех упомянутых обсерваториях. На рисунке 4.36 показано полученное поведение отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ в зависимости от интенсивности эмиссии 427.8 нм. Крестиками показаны полученные изменения отношения по данным фотометра обс. Ловозеро за декабрь – январь 1998 – 1999 г, кружками – по данным обс. Туманный и квадратиками – по данным ст. Баренцбург за декабрь 2000 г. Среднеквадратичные ошибки измерений показаны вертикальными линиями. Отношение $I_{630.0}/I_{427.8}$ изменяется от 2 до 0.4 при изменении интенсивности 427.8 нм от 0.1 до 3 кРл, и уменьшается с ростом интенсивности для всех наборов данных. Такое поведение и величина данного отношения согласуются с результатами, полученными в работах [Gattinger and Vallance Jones, 1972; Eather and Mende, 1972]. В этих работах для измерений были использованы фотометры, установленные на борту самолета и направленные в зенит. Кривая зависимости усредненных отношений $I_{630.0}/I_{427.8}$ от интенсивности эмиссии 427.8 нм из работы [Eather and Mende, 1972] точно совпадает с экспериментально полученными отношениями $I_{630.0}/I_{427.8}$. Однако существуют некоторые отличия в величинах наших отношений $I_{630.0}/I_{427.8}$ и отношений из работы [Gattinger and Vallance Jones, 1972]. Объяснение этого отличия может быть скрыто в условиях проведения экспериментов.

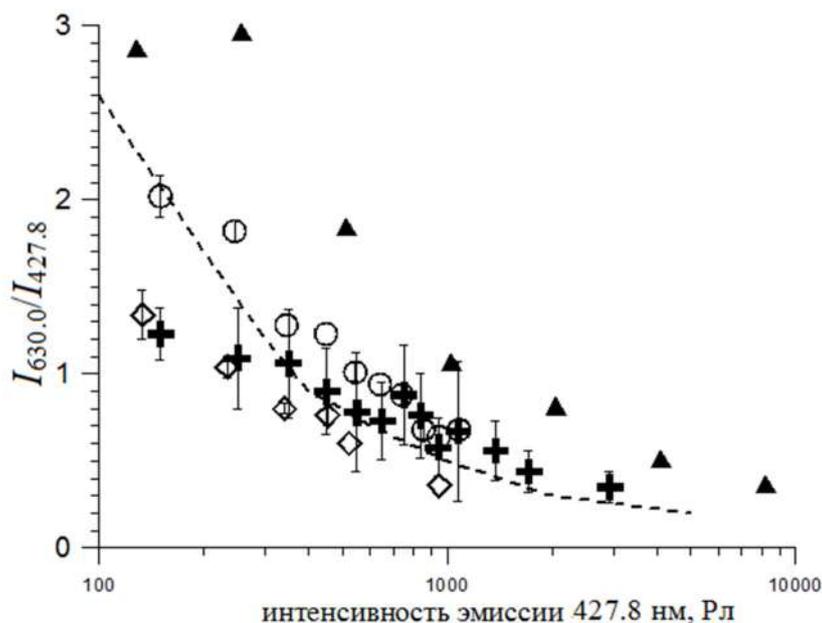


Рисунок 4.36. Поведение отношения интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ в зависимости от интенсивности эмиссии 427.8 нм: крестики – данные обс. Ловозеро, кружки – данные обс. Туманный, квадратики – данные ст. Баренцбург, треугольники – данные работы [Gattinger and Vallance Jones, 1972], пунктирная линия- данные работы [Eather and Mende, 1972].

На рисунке 4.37 показан ход отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ в зависимости от интенсивности эмиссии 427.8 нм на трёх станциях. Среднеквадратичные ошибки измерений отношений отмечены вертикальными линиями. Использовано 1335 измерений в 8 ночных сериях наблюдений в обс. Ловозеро, 1200 измерений в 8 ночных сериях наблюдений в обс. Туманный, 225 измерений в 12 сериях наблюдений на ст. Баренцбург. Несмотря на то, что данные по обс. Ловозеро и обс. Туманный получены в полуночные часы, а по ст. Баренцбург в утренние и вечерние часы, абсолютные величины отношений близки для всех точек наблюдения. Отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ принимает значение от 4.2 до 6.4 в интервале

интенсивности эмиссии 427.8 нм от 0.1 до 1.7 кРл. Такое поведение $I_{557.7}/I_{427.8}$ отчасти подтверждается результатами работ [Vallance Jones et al., 1987; Steele and McEwen, 1990], где получено увеличение отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ с увеличением средней энергии вторгающихся электронов. В работе [Gattinger and Vallance Jones, 1972] в исследованном диапазоне $I_{427.8}$ 0.15-1.7 кРл приведены всего три близких по значению отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$, поэтому судить о тенденции в поведении данного отношения в этом диапазоне интенсивностей по этой работе не представляется возможным. В общем случае в работе [Gattinger and Vallance Jones, 1972] получено уменьшение отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ с ростом интенсивности эмиссии 427.8 нм от 0.03 до 8 кРл, что противоположно полученной в эксперименте тенденции к увеличению. Сделанные нами теоретические расчеты также показывают увеличение отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ при увеличении интенсивности эмиссии 427.8 нм.

В проведенном эксперименте получено, что величина отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ уменьшается от 2 до 0.4 при изменении интенсивности эмиссии 427.8 нм от 0.1 до 3 кРл. В диапазоне интенсивности 427.8 нм 0.1-1.8 кРл величина отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ имеет тенденцию к возрастанию и принимает значения 4.2-6.4.

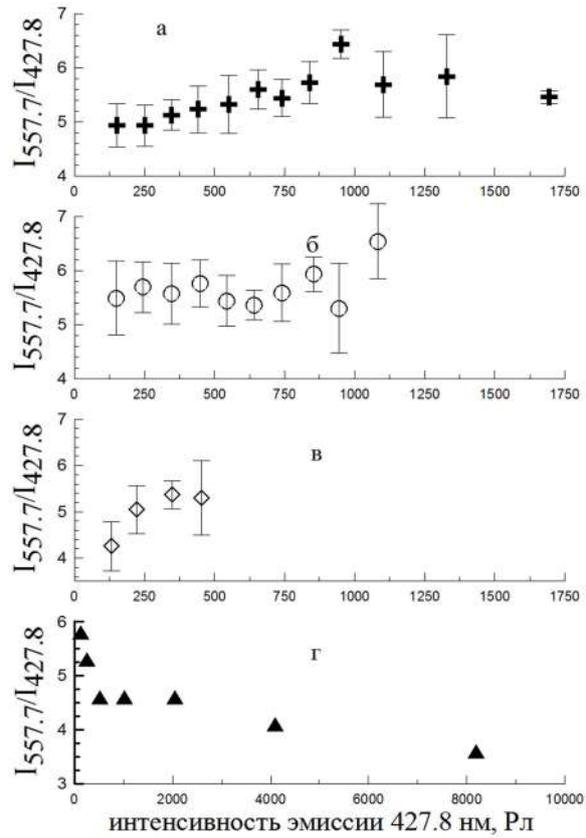


Рисунок 4.37. Поведение $I_{557.7}/I_{427.8}$ в зависимости от интенсивности эмиссии 4278 нм: крестики – данные obs. Ловозеро, кружки – данные obs. Туманный, квадратики – данные ст. Баренцбург, треугольники – данные работы [Gattinger and Vallance Jones, 1972].

4.6. Оценка концентрации окиси азота в области полярных сияний по данным фотометрических наблюдений.

4.6.1. Об окиси азота в полярных сияниях

Окись азота NO является активной малой составляющей атмосферы и играет существенную роль в цикле физико-химических процессов, протекающих в высокоширотной атмосфере в области полярных сияний. Оценки содержания NO в мезосфере и нижней термосфере [Stevens et al., 1997; Growley et al., 1998; Solomon and Barth 1999], полученные по данным спутниковых измерений, показали, что концентрация NO в авроральных широтах в разы больше чем в средних широтах. Это происходит в том числе и благодаря образованию окиси азота во время выпадения заряженных частиц в атмосферу Земли. Увеличение концентрации окиси азота с течением времени проиллюстрировано на рисунке 4.38. Из рисунка видно, что из-за большого времени жизни, окись азота накапливается в атмосфере высоких широт с течением времени.

Прямые масс-спектрометрические измерения концентрации NO непосредственно в полярных сияниях отсутствуют. Оценки содержания NO в авроральной зоне были сделаны на основе анализа ракетных измерений либо ионного состава атмосферы, либо интенсивности NO₂ континуума в эмиссии 520.0 нм [Swider and Narcisi, 1977; Sharp, 1978], а также анализа спутниковых измерений интенсивности полосы NO [Rush and Barth, 1975; Gerard and Barth, 1977; Gerard and Noel, 1986; Siskind et al., 1989; Stevens et al., 1997; Solomon and Barth, 1999]. На рисунке 4.39 приведены высотные профили концентрации NO, полученные на основе измерений, сделанных непосредственно в полярных сияниях. Из рисунка видно, что концентрация NO в максимуме его профиля может меняться в диапазоне от 10^7 до 10^9 см⁻³.

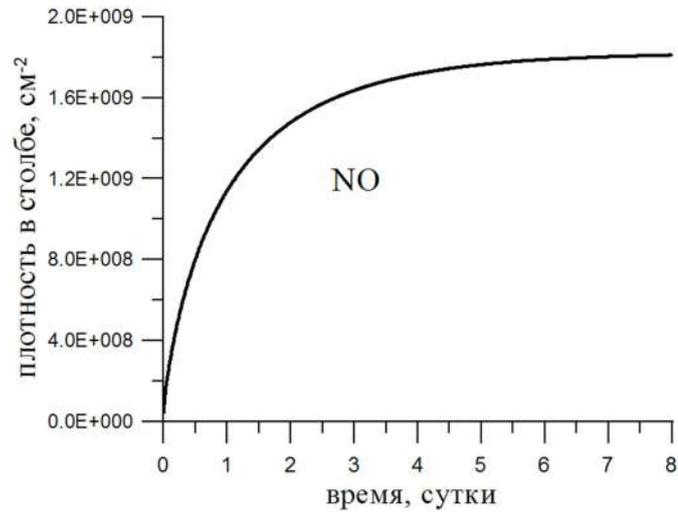


Рисунок 4.38. Иллюстрация увеличение концентрации окиси азота с течением времени.

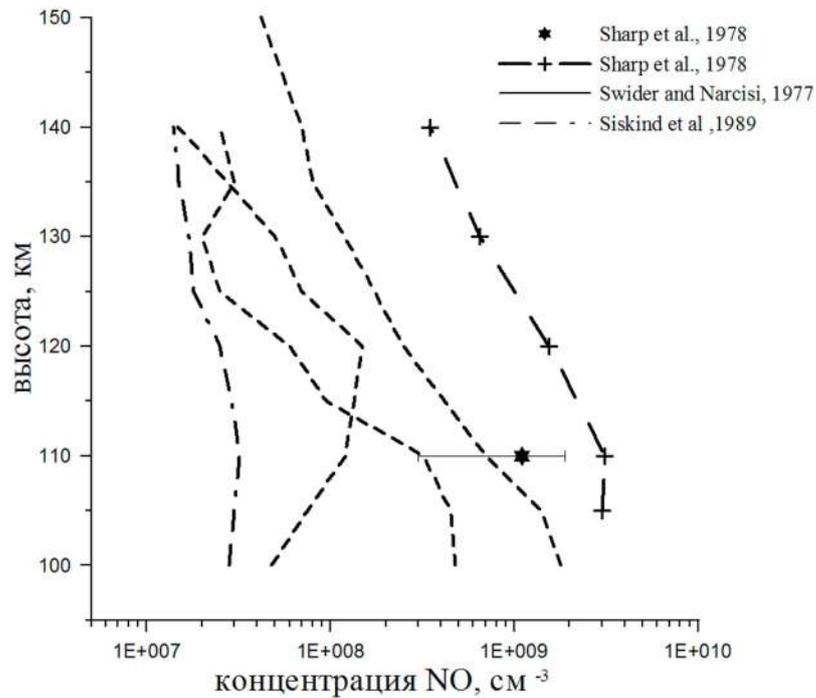


Рисунок 4.39. Высотные зависимости концентрации окиси азота: звездочки – данные из работы [Sharp,1978], полученные из отношения $[NO^+]/[O_2^+]$, пунктирная линия- данные из работы [Sharp,1978], полученные по интенсивности эмиссии континуума NO_2

4.6.2. Методика получения оценок концентрации окиси азота по данным измерений интенсивностей эмиссий $\lambda 427.8$, $\lambda 557.7$ и $\lambda 630.0$ нм

Одними из основных эмиссий полярных сияний в видимой области спектра являются 1 NG N_2^+ 427.8 нм, OI 557.7 нм и OI 630.0 нм. Источник эмиссий 557.7 нм и 630.0 нм, возбужденный атомарный кислород, играет важную роль в физико-химическом процессе, происходящем во время полярных сияний. Количество возбужденных атомов $O(^1S)$ и $O(^1D)$ напрямую зависит от концентрации окиси азота (параграф 3.2). В свою очередь, поскольку ионы $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, являющиеся источником эмиссии 427.8 нм имеют малое время жизни и не участвуют в физико-химическом процессе, интенсивность этой эмиссии в полярных сияниях напрямую зависит от величины потока энергии и от средней энергии высыпавшихся частиц. Поэтому по интенсивности основных авроральных эмиссий могут быть использованы как для диагностики параметров высыпавшегося протока электронов, так и для оценки концентраций атмосферных газов.

При высыпании энергичных электронов в атмосферу образование возбужденного атомарного кислорода $O(^1S)$ и $O(^1D)$ происходит не только за счет прямого удара, но и в столкновительных реакциях между составляющими ионосферы. В параграфе 3.2 показано, что среди этих реакций существует одна, подверженная дезактивации окисью азота - диссоциативная рекомбинация $O_2^+ + e_{th} = O(^1S) + O(^1D)$, соучастники которой, ионы молекулярного кислорода, вступают в реакцию с окисью азота $O_2^+ + NO = NO^+ + O_2$. Это уменьшает вклад реакции диссоциативной рекомбинации в возбуждение термов 1S и 1D атомарного кислорода. В параграфе 3.2. показано, что диссоциативная рекомбинация O_2^+ вносит существенный вклад в образование атомов $O(^1S)$ и поэтому интенсивность эмиссии 557.7 нм зависит от содержания окиси азота в атмосфере. В то же время, вклад в возбуждение атомов $O(^1D)$ диссоциативной

рекомбинации существенно ниже вклада прямого электронного удара и поэтому интегральная интенсивность 630.0 нм имеет очень слабую зависимость от концентрации NO, что показано в разделе 3.2.4. Эти факты положены в основу методики определения концентрации окиси азота в области полярных сияний.

Рассмотрим возможность проведения оценок концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля $[\text{NO}]_{\text{max}}$ по данным измерений интенсивностей свечения в столбе полярного сияния в эмиссиях 427.8, 557.7 и 630.0 нм. В параграфе 4.4 было показано, что интенсивности эмиссий возбужденного атомарного кислорода 557.7 нм и 630.0 нм, а также интенсивности эмиссий полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота слабо зависят от формы энергетического спектра и определяются в основном значениями средних энергий потока электронов. Поэтому, будем предполагать, что спектр высыпающихся электронов имеет максвелловское распределение (1.8): $f(E) = \frac{F_E}{E_M^3} E \exp\left(-\frac{E}{E_M}\right)$, где F_E и E_M - начальный поток энергии и характеристическая энергия соответственно, при этом средняя энергия высыпающихся электронов связана с характеристической соотношением $E_{\text{cp}} = 2E_M$.

Интенсивности авроральных эмиссий в столбе полярного сияния зависят от величины потока высыпающихся электронов, и это лишает нас определенности при диагностике концентрации NO. Поэтому будем рассматривать отношений интегральных интенсивностей эмиссий атомарного кислорода 557.7 нм и 630.0 нм к интенсивности эмиссии первой отрицательной системы N_2^+ 427.8 нм: $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$. Как было показано в параграфе 3.3 это отношения слабо зависят от потока энергии высыпающихся электронов (рисунки 3.23 и 3.24). В то время как отношение интенсивности зеленой и синей линий $I_{557.7}/I_{427.8}$ меняется с изменением содержания окиси азота в ионосфере, отношение красной и синей линии $I_{630.0}/I_{427.8}$ остается практически неизменной (рисунок 3.26). Это

проиллюстрировано также на рисунке 4.40, где показана зависимость отношений интенсивностей от концентрации NO в максимуме высотного профиля.

Таким образом, отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ будут в основном определяться величинами характеристической энергии E_m и концентрацией окиси азота $[NO]_{\max}$. В то же время, отношение интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ не зависит от концентрации окиси азота и однозначно определяется характеристической энергией E_m . Следовательно, характеристическая энергия E_m может быть оценена по полученным в эксперименте отношениям интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$, используя метод, описанный в разделе 4.1.2.

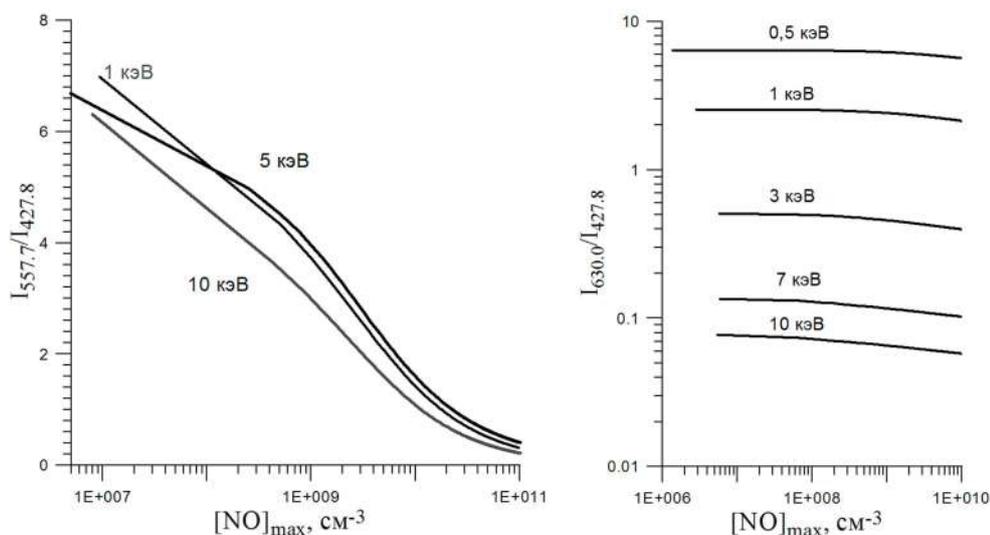


Рисунок 4.40. Зависимость отношения интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ и $I_{630.0}/I_{427.8}$ от $[NO]_{\max}$ для разных максвелловских энергий высыпавшихся электронов.

Алгоритм оценки концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля сводится к следующему:

- 1) По полученному из эксперимента отношению интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ определяем оценку характеристической энергии E_m и потока энергии F_E высыпающегося потока электронов (раздел 4.1.2);
- 2) Для полученного значения характеристической энергии E_m рассчитывается кривая зависимости отношения интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ от $[\text{NO}]_{\text{max}}$. Здесь следует также заметить, что хотя отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ слабо зависит от потока энергии высыпающихся частиц F_E , для более корректной оценки концентрации окиси азота при расчете данной зависимости следует учесть значение F_E ;
- 3) По рассчитанной кривой делается оценка концентрации окиси азота $[\text{NO}]_{\text{max}}$ в максимуме высотного профиля в конкретный момент времени;
- 4) По найденной концентрации окиси азота в максимуме его высотного профиля $[\text{NO}]_{\text{max}}$ восстанавливается сам высотный профиль окиси азота, используя физико-химическую модель авроральной ионосферы (глава 1).

Данная методика была апробирована на данных координационного ракетно-спутникового эксперимента, описанного в работах [Rees et al., 1977, Sharp et al., 1979], где вместе с измерениями интенсивностей эмиссий 391.4, 557.7 и 630.0 нм даны оценки содержания NO в полярном сиянии. Используя данные, приведенные в этих работах, а также соотношение $I_{391.4} \frac{A_{391.4}}{A_{427.8}} I_{427.8}$, и изложенную выше методику, была получена характеристическую энергию высыпающегося потока электронов E_m и получим оценку концентрации окиси азота $[\text{NO}]_{\text{max}}$. Результаты расчетов приведены в таблице 4.1.

Полученное значение $[\text{NO}]_{\text{max}}$ приведено на рисунке 4.41 вместе с нормированным на этот максимум высотным профилем концентрации NO, рассчитанным в рамках модели авроральной ионосферы (глава 1). Входным параметром модели был спектр электронов с максвелловского распределения с

оцененной характеристической энергией. Здесь же представлены результаты оценок концентрации NO, полученные в [Sharp, 1978] на основе анализа континуума NO₂ в эмиссии 552.0 нм и восстановленной из измеренного отношения концентраций [NO⁺]/[O₂⁺]. Из рисунка видно хорошее согласие полученной в рамках предлагаемой в данной работе методики оценки NO с экспериментальными величинам

Таблица 4.1.

Оценка [NO]_{max} по отношениям интенсивностей авроральных эмиссий

$I_{630.0}/I_{391.4}^*$	$I_{557.7}/I_{391.4}^*$	E_m , кэВ	[NO] _{max} , см ⁻³
0.17	1.4	3.25	$1.5 \cdot 10^9$

* данные взяты из работ [Rees et al., 1977, Sharp et al., 1979]

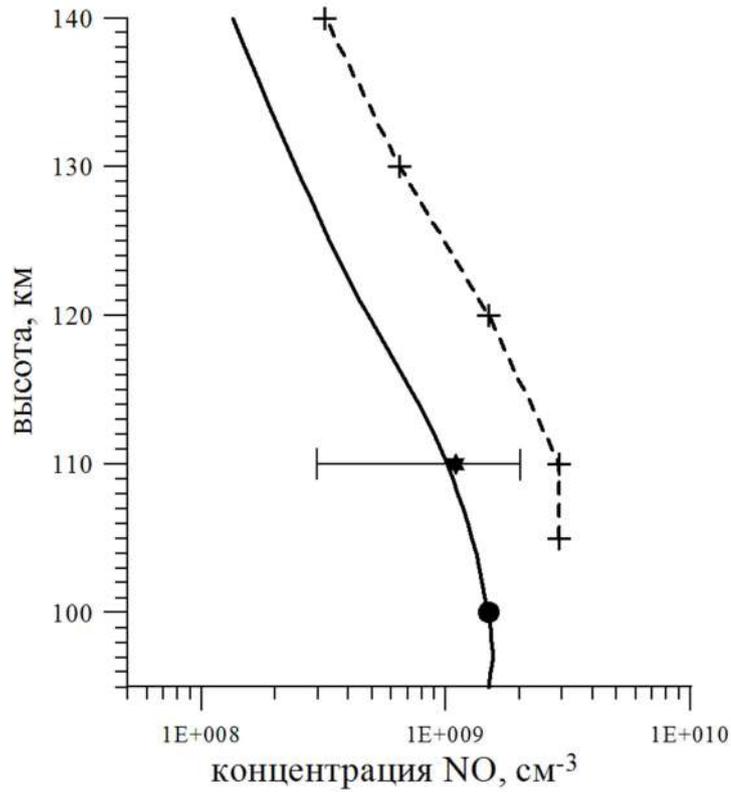


Рисунок 4.41. Концентрация NO в полярных сияниях: кружок – $[\text{NO}]_{\text{max}}$, полученная в данной работе; сплошная линия – профиль $[\text{NO}]$, рассчитанный в рамках модели авральной атмосферы; пунктирная линия с крестиками – концентрация NO, полученная в [Sharp, 1978] по отношению $[\text{NO}^+]/[\text{O}_2^+]$, звездочка – величина $[\text{NO}]$, полученный в [Sharp, 1978] из континуума NO_2 .

4.6.3. Концентрация окиси азота в полярных сияниях в полуночном секторе аврорального овала

Для оценки концентрации окиси азота по описанной выше методике были использованы результаты фотометрических наблюдений интенсивностей эмиссий 427.8, 557.7 и 630.0 нм в полярных сияниях, проведенных в обсерваториях Полярного геофизического института в течение сезонов 1998-2001 гг (параграф 4.5). Усредненные по двум станциям результаты измерений, сгруппированные по значениям интенсивностей эмиссии 427.8 нм показаны на рисунке 4.42. В таблице 4.2 результаты измерений интенсивностей эмиссий приведены в первых трех колонках. Диапазон изменения интенсивности эмиссии 427.8 нм разбит на интервалы по 100 Рл.

Процедура восстановления высотных профилей концентрации NO описана в предыдущем разделе 4.5.2 и в работе [Дашкевич и Иванов, 2017]. На первом этапе определялись параметры заданного в модели потока высыпающихся электронов (1.8), а именно: характеристическая энергия E_m и величина потока частиц N_0 , которые обеспечивают наблюдаемые в эксперименте интенсивности излучения в эмиссиях 427.8 и 630.0 нм. Значения характеристической энергии E_m оценивались по полученным в эксперименте отношениям интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$ в соответствие с кривой, показанной на рисунке 4.3. Величины потоков высыпающихся электронов N_0 определялись из условия (4.7): $N_0 = F_E / E_{cp}$, где величина потока энергии F_E найдена в соответствии с формулой (4.6).

Определенные E_m и N_0 приведены в четвертой и пятой колонке таблицы 4.2. Далее по рассчитанной для найденных значений F_E и E_m кривой зависимости отношения интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ от $[NO]_{max}$ получены оценки NO в максимуме высотного профиля $[NO]_{max}$, которые приведены в таблице 4.3 в шестой колонке. В седьмой колонке для сравнения с экспериментальными

данными приведены смоделированные значения интенсивности эмиссии 557.7 нм для найденный значений F_E , E_M и $[\text{NO}]_{\text{max}}$. Видно, что экспериментальные и рассчитанные величины очень близки.

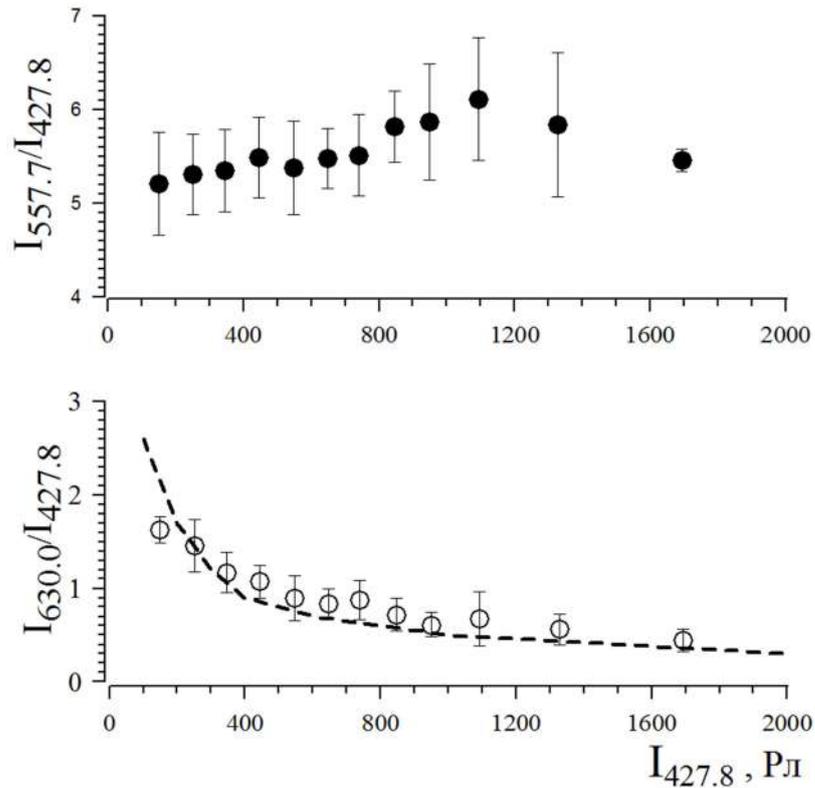


Рисунок 4.42. Усредненные данные фотометрических наблюдений интенсивностей эмиссий 427.8, 557.7 и 630.0 нм в полярных сияниях, проведенных в обсерваториях Полярного геофизического института в течение сезонов 1998-2001 гг. Вертикальными чертами показаны среднеквадратичные отклонения.

Таблица 4.2.

Результаты оценок концентрации окиси азота.

$I_{427.8}$, РЛ эксп.	$I_{557.7}$, РЛ эксп.	$I_{630.0}$, РЛ эксп.	E_0 , эВ расчет	N_0 , 10^9 $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ расчет	$[\text{NO}]_{\text{max}}$, 10^8 см^{-3} расчет	$I_{557.7}$, РЛ расчет
150	782	273	1039	0.5	1.6	780
250	1330	365	1116	0.8	1.6	1330
350	1845	403	1291	0.9	1.8	1845
450	2437	475	1370	1.1	1.7	2432
550	2945	490	1541	1.2	2.3	2941
650	3551	544	1607	1.3	2.2	3543
750	4075	650	1559	1.5	2.2	4072
850	4930	609	1780	1.5	1.5	4927
950	5567	578	1987	1.5	1.4	5554
1100	6683	737	1858	1.9	1.0	6679
1350	7755	744	2102	2.0	1.7	7754
1700	9243	745	2465	2.1	3.3	9223

Из таблицы видно, что оценки концентрации NO в области полярных сияний, полученные на основе фотометрических измерений интенсивности свечения в эмиссиях 427.8, 557.7 и 630.0 нм, лежат в интервале $1\text{--}3.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ для диапазона интенсивностей эмиссии 427.8 нм от 0.1 до 2 кРЛ. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с результатами оценок концентрации NO, полученными на основе анализа ионного состава в полярных сияниях, измеренного в ракетных экспериментах [Swider and Narcisi, 1977] и [Sharp, 1978].

Далее для найденных значений F_E , E_M и $[\text{NO}]_{\text{max}}$ рассчитаны соответствующие высотные распределения концентрации окиси азота NO. Смоделированные высотные профили концентрации окиси азота NO представлены на рисунке 4.43.

Следует также отметить, что полученные в данной работе результаты свидетельствуют об отсутствии прямой корреляции между интенсивностью свечения эмиссии 427.8 нм и величиной концентрации $[\text{NO}]_{\text{max}}$. На данный факт ранее обращалось внимание и в работе [Gerard and Barth, 1977]. Причину отсутствия такой корреляции можно объяснить большим временем жизни окиси азота, которая может накапливаться в ионосфере. Поэтому концентрация NO в каждом конкретном полярном сиянии может определяться не только продолжительностью и интенсивностью высыпающих электронных потоков, но и от продолжительности и интенсивности авроральной активности, предшествующей исследуемому событию.

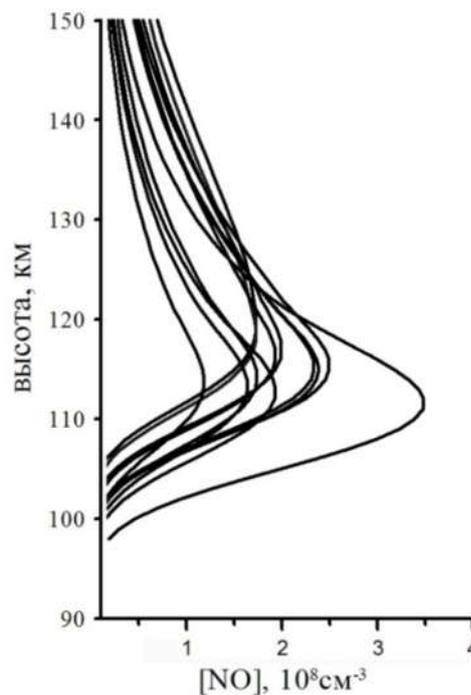


Рисунок 4.43. Смоделированные высотные профили концентрации окиси азота.

Каждая кривая соответствует одной паре отношений интенсивностей $I_{630.0}/I_{427.8}$

и $I_{557.7}/I_{427.8}$.

4.7. Влияние параметров потока высыпающихся электронов на эффективный коэффициент диссоциативной рекомбинации

Многие авторы в задачах моделирования, интерпретации и анализа экспериментальных данных, описывающих структуру возмущенной ионосферы, широко используют понятие эффективного коэффициента диссоциативной рекомбинации, устанавливающего простую связь между скоростью ионообразования и электронной концентрацией. При этом считается, что в E и F_1 областях ионосферы эффективный коэффициент рекомбинации является параметром, который определяется в основном составом нейтральной атмосферы и коэффициентами скоростей химических реакций. Так в работе [Vickrey et al., 1982] приведено выражение для усредненного по различным экспериментальным данным высотного профиля коэффициента рекомбинации $\alpha_{эф}(h) = 2.5 \cdot 10^{-6} \exp(\frac{-h}{51.2})$ для высот $h > 85$ км. Автор работы [Gledhill, 1986] проанализировал и обобщил результат 18-ти экспериментальных работ и предложил близкое к предыдущему по величине аппроксимационное выражение для высотной зависимости эффективного коэффициента рекомбинации для ночных авроральных событий

$$\alpha_{эф}(h) = 4.3 \cdot 10^{-6} \exp(-2.42 \cdot 10^{-2}h) + 8.16 \cdot 10^{-12} \exp(-0.524h)$$

для высот $h = 50-150$ км. Как видно, предложенные в этих работах аппроксимации высотных профилей предполагают, что $\alpha_{эф}$ зависит только от физико-химических свойств среды.

В авроральных условиях выделившееся при высыпании энергичных частиц энергия оказывает влияние на происходящие в атмосфере процессы. Поскольку эффективный коэффициент рекомбинации является показателем атмосферных химических процессов с участием ионов, то его величина должна зависеть от параметров потока высыпающихся электронов.

В ночной высокоширотной ионосфере на высотах E ($90 < h < 140$ км) и $F1$ ($140 < h < 200$ км) областей образование электронов происходит путем ионизации молекул O_2 , N_2 и атома O потоком высыпающихся авроральных электронов, а исчезновение – в реакциях диссоциативной рекомбинации ионов O_2^+ , N_2^+ и NO^+ . Запишем уравнение непрерывности электронов в фотохимическом приближении, то есть в пренебрежении членов переноса:

$$\frac{dn_e(h)}{dt} = Q_e(h) - L_e(h) \quad (4.18),$$

где $n_e(h)$, $Q_e(h)$, $L_e(h)$ - концентрация, скорость образования и скорость исчезновения электронов на высоте h соответственно. Это приближение справедливо на высотах E и $F1$ областей ионосферы, где изменения электронной концентрации за счет физико-химических процессов происходит быстрее, чем за счет процессов переноса.

В случае трехкомпонентной модели нейтральной атмосферы:

$$Q_e(h) = q_{O_2}(h) + q_{N_2}(h) + q_O(h) \quad (4.19)$$

где $q_{O_2}(h)$, $q_{N_2}(h)$, $q_O(h)$ - скорости ионизации O_2 , N_2 и O на высоте h соответственно.

Скорость исчезновения электронов в реакциях диссоциативной рекомбинации будет выражаться как:

$$L_e(h) = n_e(h) \cdot \{k_{O_2^+}[O_2^+(h)] + k_{N_2^+}[N_2^+(h)] + k_{NO^+}[NO^+(h)]\} \quad (4.20)$$

где $k_{O_2^+}$, $k_{N_2^+}$, k_{NO^+} - коэффициенты скоростей реакций диссоциативной рекомбинации для соответствующих ионов, $[O_2^+(h)]$, $[N_2^+(h)]$, $[NO^+(h)]$ - концентрации ионов на высоте h .

Вводя эффективный коэффициент рекомбинации [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]:

$$\alpha_{эф}(h) = \frac{k_{O_2^+}[O_2^+(h)] + k_{N_2^+}[N_2^+(h)] + k_{NO^+}[NO^+(h)]}{n_e(h)} \quad (4.21)$$

уравнение непрерывности можно записать в виде:

$$\frac{dn_e(h)}{dt} = Q_e(h) - \alpha_{\text{эф}}(h) \cdot n_e^2(h) \quad (4.22)$$

В стационарном случае $\alpha_{\text{эф}}(h)$ будет выражаться как:

$$\alpha_{\text{эф}}(h) = \frac{Q_e(h)}{n_e^2(h)} \quad (4.23)$$

Численное исследование особенностей поведения $\alpha_{\text{эф}}(h)$ на разных высотах в области полярных сияний проводилось в рамках нестационарной физико-химической модели авроральной ионосферы, детально описанной в главе 1. Из 56-ти физико-химических реакций, описывающих перераспределение в ионосфере выделившейся вследствие высыпания потока авроральных электронов энергии, 32 реакции- процессы образования и гибели атмосферных ионов. Эти реакции, были ранее анонсированы в таблице 3.6. .

Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-90 для потоков высыпающихся электронов с начальным энергетическим спектром (1.10): $f(E) = \frac{F_E}{2E_M^3} \exp\left(-\frac{E}{E_M}\right)$, где F_E –поток энергии высыпающихся электронов, E_M - характеристическая энергия максвелловского распределения высыпающихся электронов.

На рисунке 4.44 приведена рассчитанная зависимость коэффициента рекомбинации от скорости ионообразования для высот, лежащих в интервале 90 - 200 км. Из рисунка можно видеть, что в интервале высот 90 - 140 км эффективный коэффициент рекомбинации практически не зависит от скорости ионообразования Q_e , а, следовательно, и от выделившейся на данной высоте ионосферы энергии электронного потока. Однако, с увеличением высоты $\alpha_{\text{эф}}$ демонстрирует уменьшение с увеличением скорости ионообразования. На высотах выше 140 км эффективный коэффициент рекомбинации, определенный по формуле (4.23), перестает быть «универсальным» параметром, отражающим в основном физико-химические свойства среды, а становится зависимым также и от выделившейся

на данной высоте энергии и, следовательно, от вида энергетического спектра и потока энергии высыпавшихся электронов.

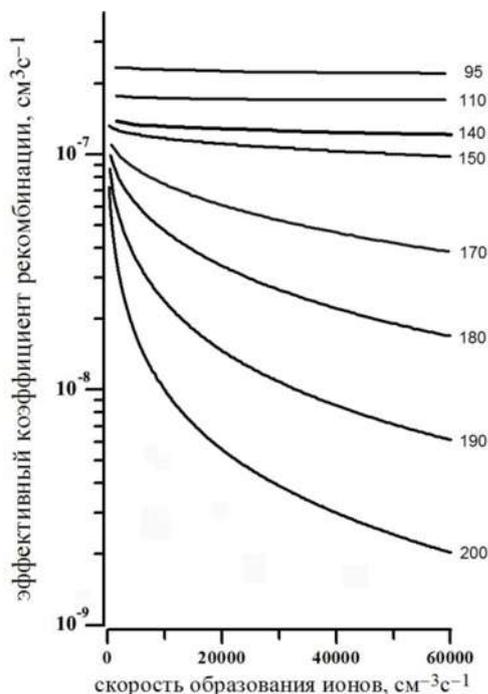


Рисунок 4.44. Зависимость эффективного коэффициента диссоциативной рекомбинации от скорости ионообразования. Цифрами на рисунке обозначены соответствующие линиям высоты в километрах.

Как известно, в условиях термодинамического равновесия концентрация электронов равна сумме концентраций ионов. В E области преобладающими ионами являются O_2^+ и NO^+ , концентрация же ионов O^+ и N_2^+ мала. И согласно формуле (4.21), коэффициент рекомбинации $\alpha_{эф}$ будет приблизительно равен скорости дезактивации ионов O_2^+ и NO^+ . С увеличением высоты, в F_1 области, в составе атмосферы начинает преобладать атомарный кислород и доля ионов O^+ в ионном составе растет. В этом случае количеством ионов O^+ нельзя пренебрегать при оценке концентрации электронов. Поскольку ионы атомарного кислорода не подвержены реакции дезактивации, то $\alpha_{эф}$ в области F_1 будет тем меньше, чем больше концентрация O^+ . Поскольку количество ионов в

авроральной атмосфере зависит от количества выделившейся энергии, то можно ожидать, что эффективный коэффициент рекомбинации будет зависеть от параметров высыпающего потока.

С увеличением средней энергии потока электронов максимум выделившейся энергии смещается на все более низкие высоты атмосферы и как следствие этого на больших высотах образуется меньшее количество ионов. В то же время с ростом потока электронов количество образующихся ионов на выбранной высоте растет. Поэтому, согласно формуле (4.22), эффективный коэффициент рекомбинации с увеличением средней энергии электронов будет увеличиваться и уменьшаться с ростом потока электронов. Влияния параметров потока на эффективный коэффициент рекомбинации проиллюстрировано на рисунке 4.45. На левой панели приведены высотные зависимости $\alpha_{эф}$, рассчитанные для максвелловских энергетических спектров (1.8) с характеристической энергией E_m , лежащей в интервале от 1 до 15 кэВ и потока высыпающихся электронов с $F_E = 1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, на правой панели - высотные зависимости эффективного коэффициента рекомбинации $\alpha_{эф}$, рассчитанные для начального энергетического спектра высыпающихся электронов с $E_m = 5 \text{ кэВ}$ и потоков энергии F_E , лежащими в интервале $1 - 10 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Из рисунка видно, что на высотах ионосферы выше 140 км начинает сказываться влияние как характеристической энергии E_m так и потока энергии F_E на величину эффективного коэффициента рекомбинации. Так, на высоте 200 км при изменении характеристической энергии E_m с 1 до 15 кэВ относительное изменение эффективного коэффициента рекомбинации достигает величины порядка 200%, а при изменении величины потока F_E с 1 до 10 $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ - порядка 70%.

Сравнение результатов модельных расчетов с полученными экспериментально данными высотной зависимости эффективного коэффициента рекомбинации показано на рисунке 4.46. В работе [Vondrak and Robinson, 1985] на основе одновременных радарных измерений электронной концентрации и спутниковых результатов измерений высыпающихся электронов были рассчитаны

высотные зависимости эффективного коэффициента рекомбинации $\alpha_{эф}$. Полученные ими результаты вместе с оценкой ошибки измерения представлены на рисунке 4.46 кружками. Здесь же пунктирной линией нарисована аппроксимация высотного профиля $\alpha_{эф}$ из работы [Vickrey et al., 1982]. Из рисунка видно, что начиная с высоты 140 км «обобщенный» эффективный коэффициент рекомбинации из работы [Vickrey et al., 1982] систематически меньше $\alpha_{эф}$, полученным в конкретных измерениях [Vondrak and Robinson, 1985]. Экспериментальная высотная зависимость $\alpha_{эф}$ может быть объяснена вариациями параметров высыпающегося потока авроральных электронов. Для примера, на рисунке 4.46 сплошными линиями показана высотная зависимость $\alpha_{эф}$, рассчитанная для максвелловского высыпающегося потока электронов (1.8), имеющего поток энергии $F_E = 1 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ и разные характеристические энергии E_m . Из рисунка видно, что электронные потоки с $E_m = 1, 15$ и 3 кэВ достаточно хорошо описывают высотную зависимость эффективного коэффициента рекомбинации, полученную в эксперименте [Vondrak and Robinson, 1985].

Проведенное исследование показало, в F_1 области ионосферы, где с увеличением высоты в составе нейтральной атмосферы начинает превалировать атомарный кислород и образуется большое количество ионов O^+ , которые не подвержены процессу диссоциативной рекомбинации, эффективный коэффициент рекомбинации становится зависимым как от потока энергии, так и от средней энергии высыпающегося потока авроральных электронов.

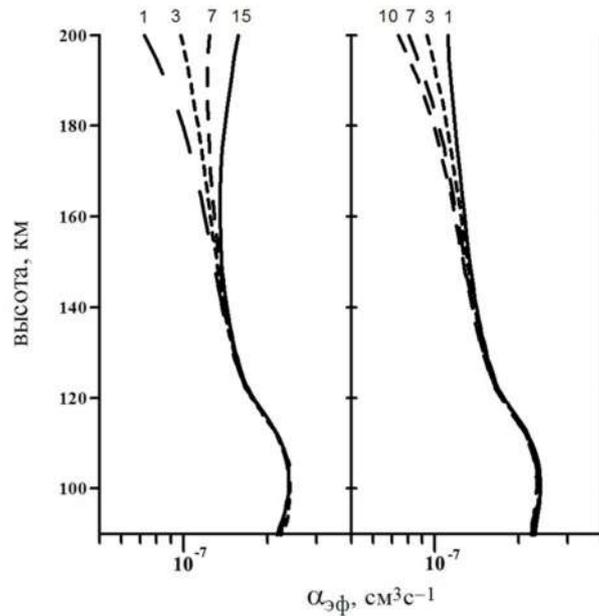


Рисунок 4.45. Влияние параметров высыпающего потока электронов на эффективный коэффициент диссоциативной рекомбинации: левая панель - модельные расчеты для $F_E = 1$ эрг·см⁻²·с⁻¹ и $E_M = 1, 3, 7$ и 15 кэВ, правая панель - для $E_M = 5$ кэВ $F_E = 1, 3, 7, 10$ эрг·см⁻²·с⁻¹.

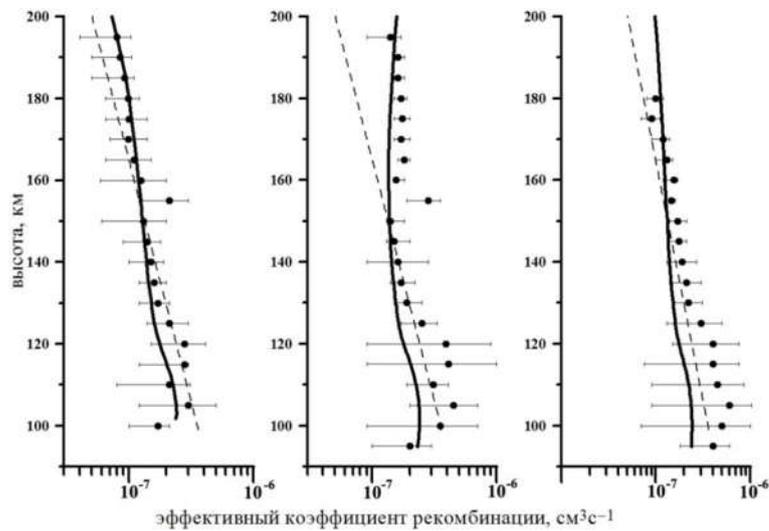


Рисунок 4.46. Высотные профили эффективного коэффициента рекомбинации: кружки- данные из работы [Vondrak and Robinson, 1985], пунктирная линия - аппроксимация $\alpha_{эф}$ из работы [Vickrey et al., 1982].

Результаты главы 4

1. Предложены методики восстановления параметров энергетического спектра потока высыпающихся электронов по данным спектрофотометрических наблюдений:
 - а) методика восстановления формы энергетического спектра потока высыпающихся электронов по высотным профилям объемной интенсивности излучения полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота $1NG N_2^+$.
 - б) методика оценки средней энергии потока высыпающихся электронов по отношению интенсивности излучения эмиссий $1NG N_2^+$ 427.8 нм и OI 630.0 нм.
 - с) методика оценки средней энергии потока высыпающихся электронов по отношению интенсивностей двух полос системы $LBN N_2$, имеющих различную степень поглощения в континууме Шумана-Рунге молекулярного кислорода.
2. Разработана методика восстановления высотных профилей энерговыведения по триангуляционным наблюдениям полярных сияний с использованием камер, регистрирующих излучение на ПЗС матрицу с чувствительностью в широком спектральном интервале длин волн (380-580нм). Рассчитаны коэффициенты, определяющие взаимосвязь между скоростью отсчетов ПЗС матрицы приемника и полной интенсивностью излучения. Восстановлены высотные профили объемной интенсивности излучения для 11 отобранных случаев с ярко выраженной лучистой структурой.
3. Восстановлены дифференциальные спектры высыпающихся электронов $f(E)$ для 11 случаев лучистых структур в полярных сияниях. Выявлены особенности полученных энергетических спектров электронов. Показано, что в области энергий $E \sim 500 \div 1000$ эВ наблюдается локальный максимум. В области энергий $E \leq 250$ эВ наблюдается резкое возрастание дифференциального потока электронов с уменьшением энергии, близкое к степенной зависимости $E^{-\alpha}$.

Показано, что полученные распределения $f(E)$ хорошо аппроксимируются суммой двух функций, носящих степенной характер на малых энергиях и максвелловское распределение по энергиям на энергиях >250 эВ: $f(E) = N_1 E^{-\alpha} + N_2 \cdot \frac{\exp(-E/E_M)}{E_M^2}$. Потоки электронов со степенным распределением по энергии формируют значительную высотную протяженность профиля энерговыделения, что является принципиальным отличием от высотного распределения энерговыделения в спокойных дугах и полосах полярных сияний.

4. В результате проведенного на базе обсерваторий Полярного геофизического института во время зимнего сезона 1999 г. томографического эксперимента получены двумерные изображения устойчивой диффузной дуги, наблюдаемой 10-11 февраля 1999 г., в виде распределений интенсивности эмиссий 557.7 и 427.8 нм. Получено, что высота светящегося слоя ≈ 40 км; протяженность свечения ≈ 150 км. Восстановлены спектры высыпаний электронов, инициирующие свечение дуги. Выявлен ряд особенностей меридиональных вариаций как параметров высыпающихся электронов, так и характеристик интенсивности аврорального излучения, а именно:

а) значения отношений интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$ лежат между 6 и 9 на высотах

90—120 км, что согласуется с данными в других экспериментальных работах.

б) особенностью внутри отдельной изолированной дуги является перевернутая V-структура, наблюдаемая в средней энергии электронов вдоль меридиана, а также соответствующие V-образные изменения высоты пика интенсивности излучения поперек дуги.

5. Введено понятие эффективности возбуждения оптической эмиссии Φ_λ , определяемое как отношение интегральной интенсивности излучения с длиной волны λ к полному потоку энергии высыпающихся электронов и, по аналогии, эффективности формирования полного содержания электронной концентрации в столбе полярного сияния Φ_e . Расчеты Φ_λ и Φ_e проводились для трех видов

энергетического спектра авроральных электронов: моноэнергетического, экспоненциального и потока с максвелловским распределением. Показано, что эффективности Φ_λ и Φ_e слабо зависят от формы энергетического спектра и определяются в основном значениями средних энергий потока электронов. Рассчитанные зависимости Φ_λ и Φ_e от средних энергий позволяют построить эффективные алгоритмы для расчета планетарного распределения интенсивностей свечения и полной электронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей электронных высыпаний, не делая априорных предположений о виде энергетического спектра потока высыпающихся электронов.

6. На основании более 3800 измерений интенсивностей эмиссий 630.0 нм, 557.7 нм и 427.8 нм в зените во время полярных сияний получено:

а) величина отношения $I_{630.0}/I_{427.8}$ уменьшается с 2 до 0.4 с ростом интенсивности эмиссии 427.8 нм, что согласуется с известными литературными данными и представлениями о возбуждении красной линии 630.0 нм.

б) Величина отношения $I_{557.7}/I_{427.8}$ с ростом интенсивности эмиссии 427.8 нм в исследованном диапазоне 0.15-1.7 кРл имеет тенденцию к возрастанию и принимает значения в интервале 4.2-6.4.

7. Разработана методика оценки концентрации NO в области полярных сияний по данным фотометрических измерений эмиссий 427.8 нм, 557.7 нм и 630.0 нм. Методика апробирована на данных одновременных измерений интенсивностей эмиссий и концентрации окиси азота в полярном сиянии, полученных в ракетно-спутниковом эксперименте. Получено хорошее согласие сделанных по методике оценок концентрации NO с экспериментальными данными.

8. Представлены численные оценки содержания окиси азота NO в полярных сияниях, сделанные на основе наземных фотометрических измерений интенсивностей свечения в эмиссиях 427.8, 557.7 и 630.0 нм в полуночном секторе аврорального овала. Найдено, что концентрация NO в максимуме ее

высотного профиля $[\text{NO}]_{\text{max}}$ лежит в интервале $1 - 3.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Не обнаружена прямая корреляция величины концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля $[\text{NO}]_{\text{max}}$ с интенсивностями свечения в эмиссии 427.8 нм.

9. Исследовано влияние параметров высыпающегося потока электронов на величину эффективного коэффициента диссоциативной рекомбинации. Показано, что в *E* области ионосферы величина эффективного коэффициента рекомбинации не зависит от параметров высыпающегося потока электронов и определяется в основном нейтральным составом атмосферы и соответствующими коэффициентами скоростей реакций. Найдено, что в *F1* области ионосферы, где с увеличением высоты в составе нейтральной атмосферы начинает превалировать атомарный кислород и образуется большое количество ионов O^+ , которые не подвержены процессу диссоциативной рекомбинации, эффективный коэффициент диссоциативной рекомбинации перестает быть параметром, определяемым в основном составом среды, а становится зависимым как от потока энергии, так и от средней энергии высыпающегося потока авроральных электронов.

Результаты, представленные в данной главе опубликованы в работах: [Дашкевич и др., 2017] –параграф 4.1; [Дашкевич и др., 2018], [Иванов и Дашкевич, 2019], [Дашкевич и др, 2021], [Козелов и др.,2021] ,[Dashkevich et al.,2021] -параграф 4.2; [Dashkevich et al.,2000], [Dashkevich et al.,2001],[Dashkevich et al.,2002], [Dashkevich et al.,2007] –параграф 4.3; [Дашкевич и Иванов, 2018b], [Дашкевич и Иванов, 2022a] –параграф 4.4; [Dashkevich and Ivanov, 2019b] –параграф 4.5; [Дашкевич и Иванов, 2017]-параграфы 4.1, 4.5; [Дашкевич и Иванов, 2018a] –параграф 4.6., [Иванов и др., 2023]-параграф 4.4.

ГЛАВА 5. СИНТЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ СИСТЕМ ПОЛОС В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

5.1. Алгоритм расчета синтетических спектров молекулярных систем

Анализ экспериментально полученных спектров свечения полярных сияний предполагает владение методикой моделирования спектров в широком диапазоне длин волн. Молекулярные полосы и атомарные линии, образующие спектр сияний в диапазоне от ультрафиолетовой до инфракрасной областей, накладываются друг на друга. Перед исследователями стоит задача разделения суммарного спектра на полосы и линии, соответствующие конкретным радиационным переходам атомов и молекул атмосферных газов. Синтетические спектры используются в авроральных и лабораторных исследованиях, включающих в себя спектральную идентификацию экспериментально полученных спектров, определение вращательных температур молекул, сечений возбуждения атмосферных газов.

Алгоритм расчета синтетического спектра системы полос состоит в определении для каждой полосы набора интенсивностей всех ее вращательных переходов. Полоса системы образуется при переходе в рассматриваемой молекуле M с колебательного уровня v' верхнего терма Z на колебательный уровень v'' нижнего терма Y перехода $M(Z, v' \rightarrow Y, v'')$. При этом каждый колебательный уровень содержит определенное количество вращательных уровней, с которых и происходят излучательные переходы. Все вращательные переходы образуют ветви полос системы. Количество ветвей индивидуально для каждой молекулы и зависит от спектрометрических свойств молекулы.

Интенсивность линии электронно – колебательно - вращательного перехода с уровня Z, v', J' на уровень Y, v'', J'' с длиной волны $\lambda_{J'J''}$ может быть получена из формулы:

$$E_{J'J''}(\lambda_{J'J''}) = A_{J'J''} N_{v'} (2J' + 1) \frac{(1 + \delta_S)}{2} \cdot \frac{hcB_{v'}}{kT} \exp \left[-\frac{hc}{kT} F(J') \right] \quad (5.1),$$

где T - вращательная температура, $F(J')$ – положение уровней вращательной энергии, $N_{v'}$ – заселенность колебательного уровня, определяемая факторами Франка-Кондона, $B_{v'}$ – вращательная постоянная, h - постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, c – скорость света, δ_S - дельта функция, равная 1 для симметричных вращательных подуровней и 0 для несимметричных. Здесь и далее в формулах v - колебательное квантовое число, J - вращательное квантовое число, один штрих соответствует верхнему электронному состоянию, два штриха – нижнему.

Положение уровней вращательной энергии определяется исходя из типа связи Гунда и мультиплетности молекулы.

Для синглетных состояний положение вращательного уровня J определяется формулой [Кузнецова и др., 1980]:

$$F(J) = \nu_0 + B_v(J(J + 1) - \Lambda^2) \quad (5.2)$$

Положение вращательных уровней для дуплетных состояний:

-случай Гунда “а”, каждое электронное состояние расщепляется на два ($\Lambda > 0$):

$$F_{K=J-1/2}(J) = \nu_0 + B_v \left[\left(J + \frac{1}{3} \right) - \Lambda^2 + \frac{1}{2} \sqrt{4J(J + 1)^2 + Y(Y - 4)\Lambda^2} \right] \quad (5.3)$$

$$F_{K=J+1/2}(J) = \nu_0 + B_v \left[\left(J + \frac{1}{3} \right) - \Lambda^2 - \frac{1}{2} \sqrt{4J(J + 1)^2 + Y(Y - 4)\Lambda^2} \right]$$

$$Y = \frac{A_e}{B_v}$$

- случай Гунда “b”, каждый вращательный уровень расщепляется на два подуровня ($\Lambda=0$):

$$F_{K=J-1/2}(J) = \nu_0 + B_v K(+1) + \frac{1}{2} \gamma K \quad (5.4)$$

$$F_{K=J+1/2}(J) = \nu_0 + B_v K(+1) - \frac{1}{2} \gamma (K + 1)$$

Положение вращательных уровней триплетных состояний молекулы:

- случай Гунда “a”, каждое электронное состояние расщепляется на три ($\Lambda>0$)

$$F_{K=J-1}(J) = \nu_0 + B_v \left[-\Lambda^2 + \frac{2}{3} + J(J+1) - \sqrt{y_1 + 4J(J+1)} - \frac{2(y_2 - 2J(J+1))}{3(y_1 + 4J(J+1))} + \dots \right] \quad (5.5)$$

$$F_{K=J}(J) = \nu_0 + B_v \left[-\Lambda^2 + \frac{2}{3} + J(J+1) + \frac{4(y_2 - 2J(J+1))}{3(y_1 + 4J(J+1))} + \dots \right]$$

$$F_{K=J+1}(J) = \nu_0 + B_v \left[-\Lambda^2 + \frac{2}{3} + J(J+1) + \sqrt{y_1 + 4J(J+1)} - \frac{2(y_2 - 2J(J+1))}{3(y_1 + 4J(J+1))} + \dots \right]$$

$$y_1 = \Lambda^2 Y(Y-4) + \frac{4}{3}, \quad y_2 = \Lambda^2 Y(Y-1) - \frac{4}{9}, \quad Y = \frac{A_e}{B_v}$$

- случай Гунда “b”, каждый вращательный уровень расщепляется на три подуровня ($\Lambda=0$):

$$F_{K=J-1}(J) = \nu_0 + B_v K(+1) - \frac{K}{2K+3} + \gamma K \quad (5.6)$$

$$F_{K=J}(J) = \nu_0 + B_v K(+1) - \gamma + \varepsilon$$

$$F_{K=J+1}(J) = \nu_0 + B_v K(+1) - \frac{K}{2K+3} - \gamma(K+1)$$

В формулах (5.2) –(5.6): L -квантовое число полного орбитального момента количества движения относительно оси молекулы, A_e – молекулярная константа соответствующего терма рассматриваемой молекулы, ε - константа спин-спинового взаимодействия, γ – константа взаимодействия моментов, обусловленных спином и вращением.

Положение нулевого колебательного уровня ν_0 :

$$\nu_0 = T_e + G(\nu) \quad (5.7),$$

где T_e -положение уровней электронной энергии, $G(\nu)$ - положение уровней колебательной энергии, которое определяется выражением:

$$G(\nu) = \omega_e(\nu + 0.5) + \omega_e x_e(\nu + 0.5)^2 \quad (5.8)$$

Вращательная постоянная B_ν является функцией колебательного квантового числа ν :

$$B_\nu = B_e - \alpha_e(\nu + 0.5) + \gamma_e(\nu + 0.5)^2 \quad (5.9)$$

Молекулярные константы B_e , α_e , γ_e , T_e , ω_e , $\omega_e x_e$ даны в большинстве справочников по молекулярной спектроскопии и для некоторых термов молекулярного азота приведены в таблицах 5.1 и 5.2.

Вероятность спонтанных переходов $A_{J'J''}$:

-для дипольного излучения

$$A_{J'J''} = \frac{64\pi^4}{3h} \nu_{J'J''}^3 q_{\nu'\nu''} (R_e^D)^2 \frac{S_{J'J''}^D}{2J' + 1} \quad (5.10);$$

-для квадрупольного излучения

$$A_{J'J''} = \frac{32\pi^6}{3h} \nu_{J'J''}^5 q_{\nu'\nu''} (R_e^Q)^2 \frac{S_{J'J''}^Q}{2J' + 1} \quad (5.11),$$

где $q_{v'v''}$ - фактор Франка-Кондона соответствующего перехода, $\nu_{J'J''}$ —волновое число электронно – колебательно - вращательного перехода, R_e^D - дипольный момент молекулы, R_e^Q - квадрупольный момент молекулы, $S_{J'J''}^D$ и $S_{J'J''}^Q$ - факторы Хенля-Лондона, определяющие распределение интенсивностей во вращательной структуре полосы для дипольного и квадрупольного перехода соответственно.

Волновое число электронно-колебательно-вращательного перехода $\nu_{J'J''}$ может быть вычислено по формулам:

$$\nu_{J'J''} = F(J') - F(J'') \quad (5.12)$$

Таким образом для всех ветвей каждой из полос заданной системы рассчитывается набор интенсивностей $E_{J'J''}(\lambda_{J'J''})$ электронно - колебательно-вращательных переходов с длиной волны:

$$\lambda_{J'J''} = 1/\nu_{J'J''} \quad (5.13).$$

Для получения синтетического спектра с заданным спектральным разрешением делается свертка предполагаемой аппаратной функции прибора $\varphi(\lambda, \Delta\lambda)$ с интенсивностью $E(\lambda)$:

$$I(\lambda) = \int_{\lambda} E(\lambda)\varphi(\lambda, \Delta\lambda)d\lambda \quad (5.14)$$

Входными параметрами расчета синтетического спектра в полярных сияниях являются начальные параметры потоков авроральных электронов, модель нейтральной атмосферы и характеристики регистрирующего прибора.

Таблица 5.1

Молекулярные константы для некоторых термов молекулярного азота
 [Хьюбер и Герцберг, 1984], [Vanderslise et al., 1965]

	$a^1\Pi_g$	$A^3\Sigma_u^+$	$B^3\Pi_g$	$C^3\Pi_u$	$X^1\Sigma_g^+$
Λ	1	0	1	1	0
T_e, cm^{-1}	69283.01	50203.6	59619.3	89136.88	0
ω_e	1694.2	1460.64	1733.39	2047.17	2359.57
$\omega_e x_e$	13.9491	13.87	14.122	28.445	14.324
B_e	1.6169	1.4546	1.6374	1.8247	1.9982
α_e	0.01793	0.018	0.0179	0.01868	0.01731
γ_e	-0.0000292	-0.00008	-0.00007	-0.002228	
A_e			42.24	39.2	
γ		-0.003			
ε		-1.33			

Таблица 5.2

Молекулярные константы для некоторых термов молекулярного азота
 [Хьюбер и Герцберг, 1984], [Vanderslise et al., 1965]

	$A^2\Pi_u$	$B^2\Sigma_u^+$	$X^2\Sigma_g^+$
Λ	1	0	0
T_e, cm^{-1}	91166.9	25461.4	0
ω_e	1903.7	2419.84	2207.00
$\omega_e x_e$	15.02	23.18	16.10
B_e	1.7444	2.07456	1.93176
α_e	0.0188	0.024	0.01881
A_e	-74.62		

5.2. Синтетический спектр системы полос Лаймана-Берджа-Хопфилда ЛВН N₂

Полосы Лаймана – Берджа - Хопфилда являются результатом запрещенного электродипольного перехода $a^1\Pi_g, v' \rightarrow X^1\Sigma_u^+, v''$ в молекуле N₂. В соответствии с правилами отбора между этими двумя состояниями разрешены магнитный дипольный и электрический квадрупольный переходы. Каждая колебательная полоса, получающаяся при переходе с колебательного числа v' состояния $a^1\Pi_g$ на колебательное число v'' состояния $X^1\Sigma_u^+$ представлена пятью ветвями. Вращательная структура магнитного дипольного перехода дает три ветвями P , R и Q , для которых разность вращательных квантовых чисел равна $J=-1, 0, 1$ соответственно. Электрический квадрупольный переход дает две дополнительные ветви S и O с $J=\pm 2$. Схема электронно-колебательно- вращательных переходов для ЛВН полосы представлена на рисунке 5.1. Для N₂($a^1\Pi_g$) молекулы орбитальное квантовое число $\Lambda=1$, поэтому имеет место λ -удвоение, которое выражается в расщеплении дважды вырожденных уровней под действием вращения. Расщепленные уровни имеют разные типы симметрии и, как следствие формулы (5.1), один из уровней имеет заселенность в два раза больше другого. Молекула N₂($a^1\Pi_g$) преддиссоциирует начиная с уровня $v=6$, $J=13$.

Вычисление интенсивности отдельных линий ЛВН системы проводилось в соответствии с формулой (5.1). Правая часть формулы (5.1) содержит в себе $N_{v'}$ -заселенность колебательного уровня, в данном случае уровня $a^1\Pi_g, v'$ молекулярного кислорода. При электронных высыпаниях $a^1\Pi_g$ состояние молекулярного азота возбуждается за счет прямого удара, межсистемных спонтанных переходов между синглетными термами $a^1\Pi_g$, $a'\Sigma_u^-$, $w^1\Delta_u$ и передаче энергии в столкновительных реакциях. Методика для расчета заселенностей колебательных уровней терма $a^1\Pi_g$, вызванная электронными высыпаниями

представлена в параграфе 1.3. Используя эту методику, в параграфе 3.4.1 рассчитаны заселенности колебательных уровней синглетного терма $a^1\Pi_g$.

Положение вращательных уровней $a^1\Pi_g$ определяется формулой (5.2). Поскольку излучение ЛВН есть сумма дипольного и квадрупольного переходов, то вероятность спонтанных переходов $A_{J'J''}$ для ЛВН системы будет выражаться суммой вероятностей по формулам (5.10) и (5.11).

Для расчетов были использованы факторы Хенля-Лондона $S_{J'J''}^D$ и $S_{J'J''}^Q$ для переходов $a^1\Pi_g, v' \rightarrow X^1\Sigma_u^+, v''$ из работы [Kovacs, 1969]. Дипольный момент молекулы R_e^D и квадрупольный момент молекулы R_e^Q для ЛВН системы были измерены в работах [Shemansky, 1969] и [Pilling et al., 1971]. Согласно работе [Shemansky, 1969]: $(R_e^Q)^2 / (R_e^D)^2 = 8.5 \cdot 10^{-12}$. Используемые при расчетах

молекулярные константы $B_e, \alpha_e, \gamma_e, T_e, \omega_e, \omega_e x_e$ для термов $a^1\Pi_g$ и $X^1\Sigma_u^+$ даны в таблице 5.1.

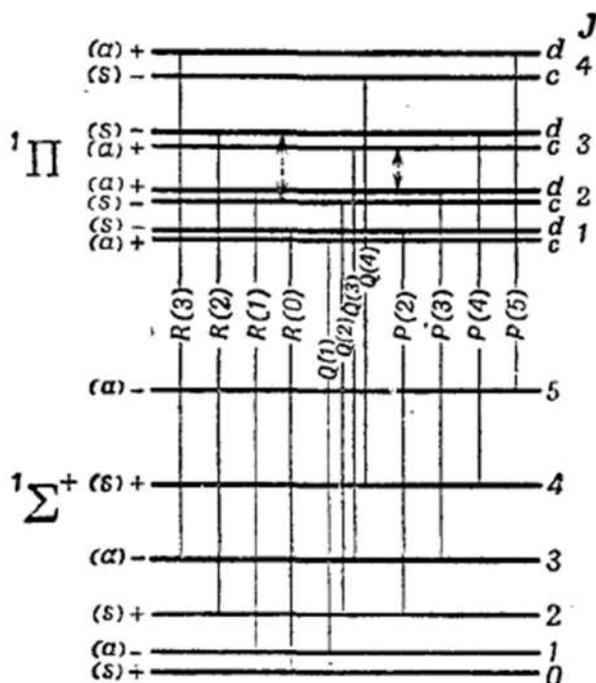


Рисунок 5.1. Схема колебательного перехода $a^1\Pi_g, v' \rightarrow X^1\Sigma_u^+, v''$ [Герцберг, 1949]

На рисунке 5.2 показаны рассчитанные относительные интенсивности пяти ветвей P, Q, R, S и O полосы (5,0) в зависимости от колебательного квантового числа. Здесь для сравнения показаны экспериментальные результаты, опубликованные в работе [Vanderslise et al., 1965], где был проведен анализ вкладов электроквадрупольной и магнитодипольной компоненты по полученной в лабораторных условиях спектрограмме поглощения высокого разрешения и получены относительные интенсивности всех пяти ветвей полосы (5,0). Как видно из рисунка, рассчитанные и полученные экспериментально в работе [Vanderslise et al., 1965] значения интенсивностей ветвей полосы (5,0) не противоречат друг другу.

На рисунке 5.3 представлен рассчитанный синтетический спектр ЛВН системы для спектрального разрешения 3.5 Å. Аппаратная функция прибора $\varphi(\lambda, \Delta\lambda)$ (формула (5.13) была задана в форме гауссовского распределения. На рисунке толстой линией нанесено сечение поглощения O_2 континуума Шумана-Рунге [Rees et al., 1988], которое уменьшает интенсивность ЛВН излучения при прохождении его через атмосферу.

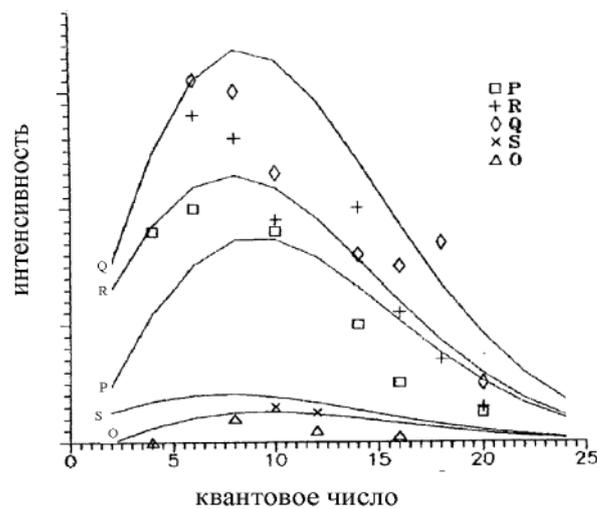


Рисунок 5.2. Интенсивности пяти ветвей полосы (5,0) ЛВН. Экспериментальные значения, обозначенные фигурами, взяты из работы [Vandeslise et al., 1965].

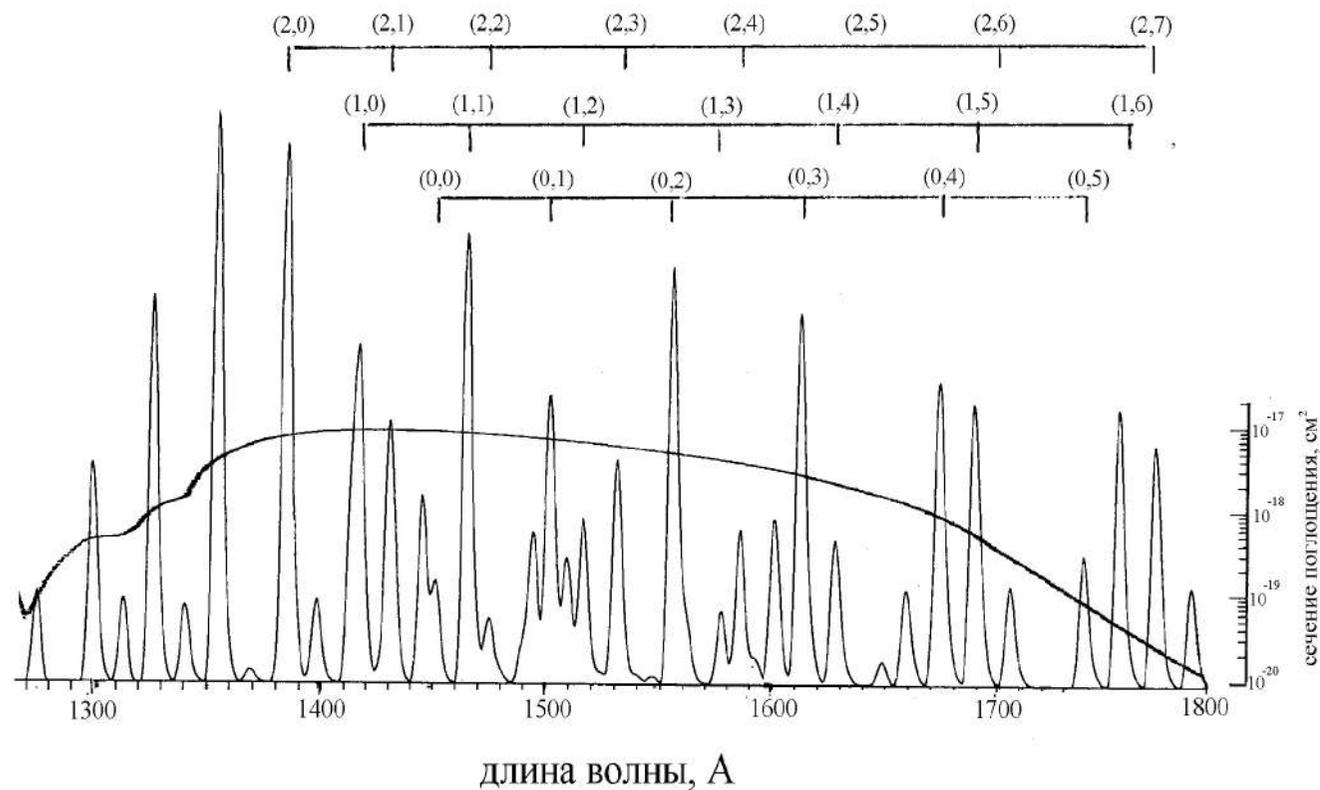


Рисунок 5.3. Синтетический спектр системы полос Лаймана-Берджа-Хопфилда молекулярного азота. Спектральное разрешение 3.5 \AA . Толстой линией нанесено сечение поглощения излучения в O_2 континууме Шумана-Рунге из работы [Rees et al., 1988].

Интенсивность спектральной линии, согласно формуле (5.1), зависит от величины вращательной температуры молекулы. Можно ожидать, что с увеличением вращательной температуры ширина ЛВН полосы будет увеличиваться, а их интенсивность уменьшаться. Этот эффект показан на рисунке 5.4 для полосы (5,0) ЛВН на трех сильных по интенсивности ветвей Р, R и Q для двух величин вращательных температур: 300°K и 700°K. Видно, что с увеличением вращательной температуры максимумы интенсивности ветвей становятся более плоскими, и расстояние между ними увеличивается. Полосы как бы «расплываются». Для примера влияния вращательной температуры на весь спектр системы ЛВН на рисунке 5.5 показаны рассчитанные синтетические спектры для двух вращательных температур. Как видно из рисунка, интенсивность в максимумах ЛВН полос уменьшается, а ширина полосы увеличивается при повышении вращательной температуры молекулы.

Излучение основных полос ЛВН системы поглощается в атмосфере молекулярным кислородом. Сечение поглощения молекулярным кислородом из работы [Rees et al., 1988] показано на рисунке 5.3. Глубина проникновения заряженных частиц в атмосферу увеличивается с увеличением их средней энергии, и, следовательно, увеличивается оптическая толщина поглощения ЛВН излучения. Таким образом, интенсивность ЛВН излучения, регистрируемого прибором, смотрящим вниз с определенной высоты, неоднозначно зависит от энергии высыпающих частиц (раздел 2.4.3). Поскольку величина сечения поглощения ЛВН излучения изменяется приблизительно в 100 раз в диапазоне длин волн 125-180 нм, можно ожидать, что форма синтетического спектра будет сильно изменяться с увеличением энергии высыпающих частиц. Этот эффект показан на рисунке 5.6, где представлены рассчитанные синтетические спектры ЛВН системы для двух характеристических энергий максвелловского распределения высыпающих частиц для высоты прибора, регистрирующего ЛВН излучение в надире, равной 300 км.

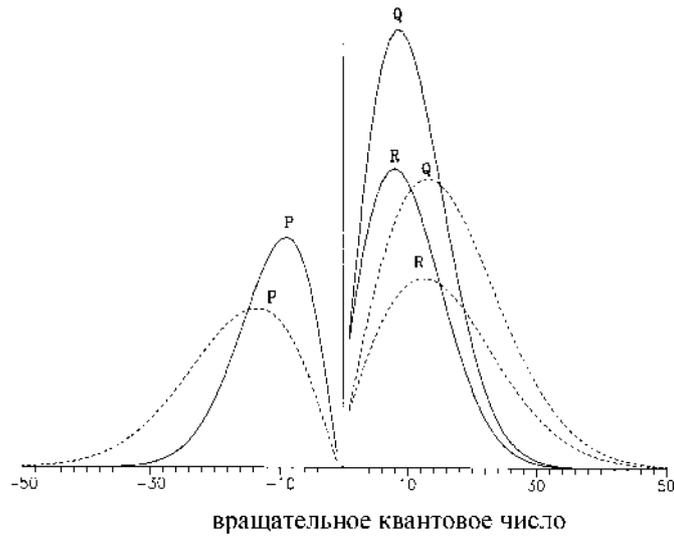


Рисунок 5.4. Изменение интенсивности ветвей полосы (5,0) с изменением вращательной температуры молекулы: сплошная линия соответствует температуре 300°K, пунктирная-700°K.

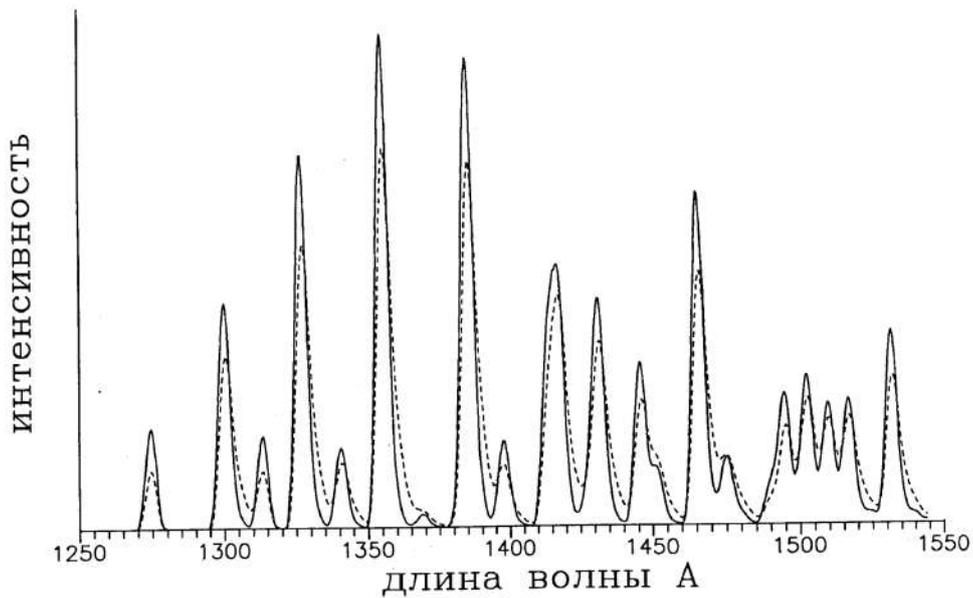


Рисунок 5.5. Влияние вращательной температуры молекулы на интенсивность полос системы LVH: сплошная линия соответствует температуре 300°K, пунктирная-700°K.

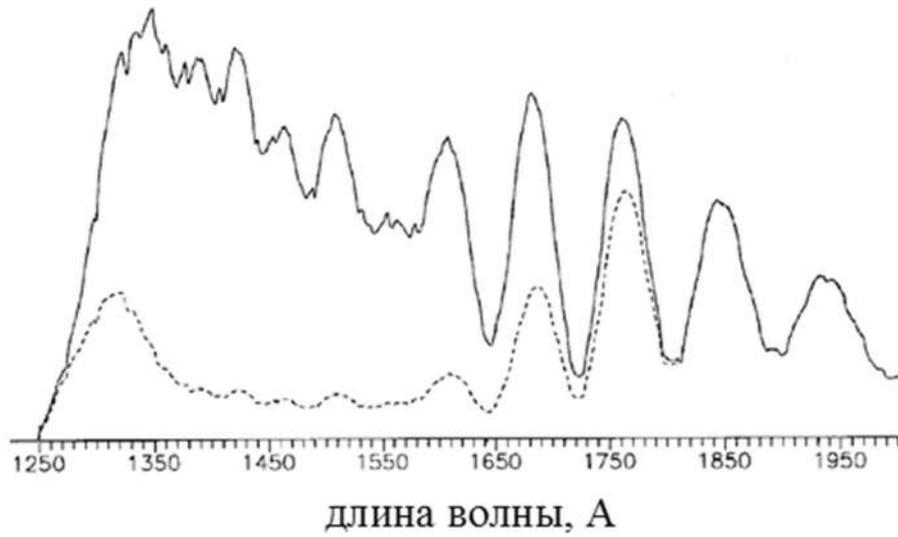


Рисунок 5.6. Зависимость формы регистрируемого в надире синтетического спектра ЛВН системы от характеристической энергии высыпающихся частиц. Сплошная линия соответствует энергии 1 кэВ, пунктирная-10 кэВ. Спектральное разрешение 25 Å.

5.3. Синтетический спектр системы полос Вегарда-Каплана VK N₂

Система полос Вегарда-Каплана VK N₂ есть результат электродипольного перехода $A^3\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$ в молекуле азота. Каждая полоса $v' \rightarrow v''$ имеет 4 ветви: $P_{Q1}, R_{Q2}, R_{R2}, P_{P2}$. Орбитальный момент Λ молекулы N₂ ($A^3\Sigma_u^+$) равен 0, взаимодействие происходит по типу связи Гунда “b”, когда вращение молекулы преобладает над спин-орбитальным взаимодействием. Каждая вращательная линия термина $A^3\Sigma_u^+$ расщепляется на три подуровня вследствие взаимодействия вращательного и орбитального моментов. Интенсивности свечения полос Вегарда-Каплана рассчитывались в соответствии с формулой (5.1). Заселенности соответствующей каждой полосе колебательного уровня была найдена по методике, описанной в параграфе 1.2 с учетом возбуждения термина $A^3\Sigma_u^+$ молекулярного азота за счет прямого удара, межсистемных спонтанных переходов с вышележащих термов и передаче энергии в столкновительных реакциях. Полученные заселенности колебательных уровней представлены в разделе 3.4.1.

Положение вращательных уровней $A^3\Sigma_u^+$ определяется формулами (5.6), вращательных уровней $X^1\Sigma_g^+$ - формулой (5.2). Вероятность спонтанных переходов $A_{J'J''}$ для системы Вегарда-Каплана рассчитывается по формуле (5.10). Факторы Хенля-Лондона для переходов $A^3\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$ взяты из книги [Kovacs, 1969]. Константы $B_e, \alpha_e, \gamma_e, T_e, \omega_e, \omega_e x_e, \gamma, \epsilon$ для термина $A^3\Sigma_u^+$ даны в таблице 5.1.

На рисунке 5.7 представлен рассчитанный синтетический спектр систем полос Вегарда-Каплана со спектрального разрешения 4 Å. Аппаратная функция прибора в случае системы Вегарда-Каплана была выбрана в форме гауссовского распределения.

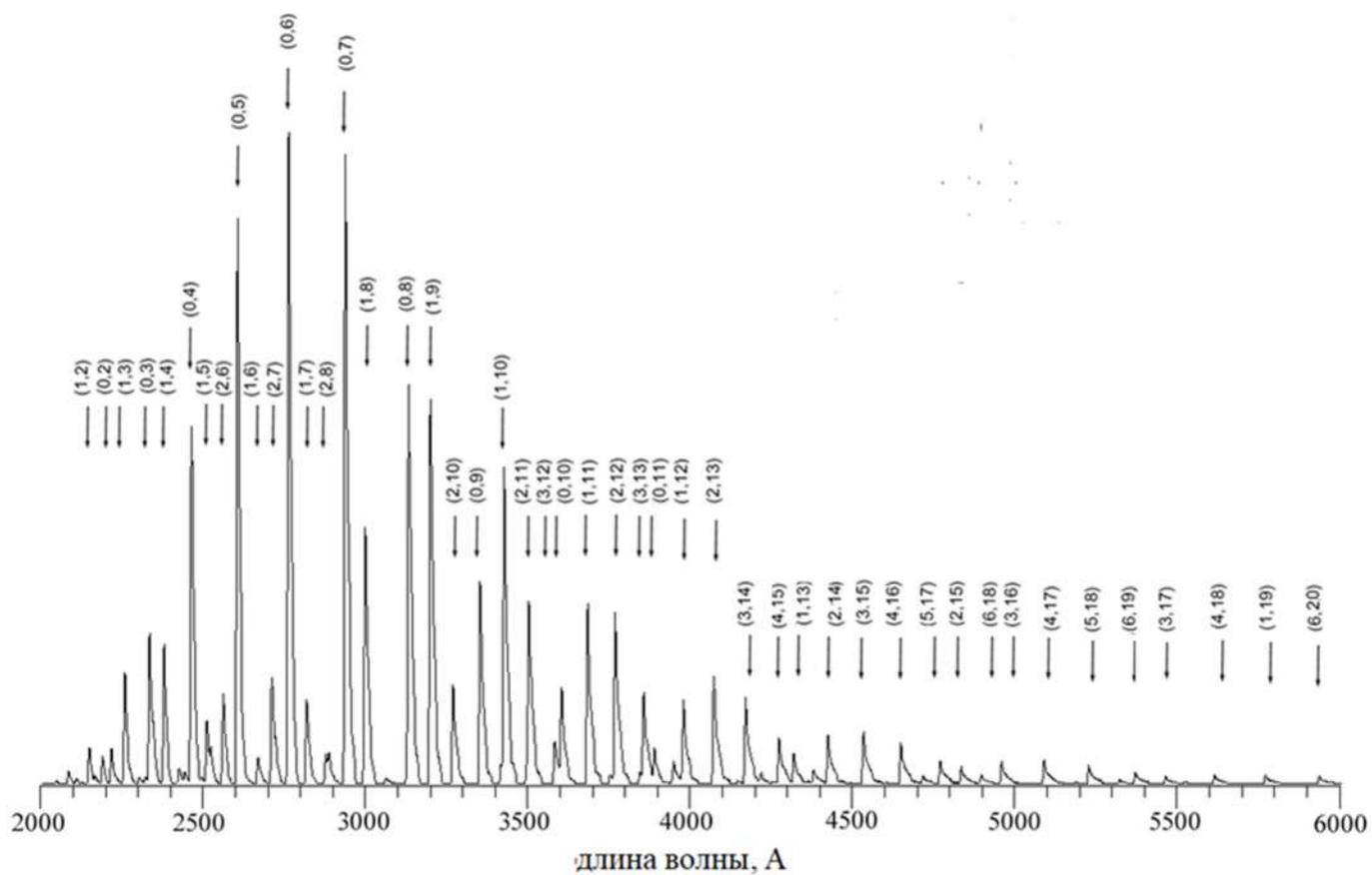


Рисунок 5.7. Синтетический спектр системы полос Вегарда-Каплана молекулярного азота.

На рисунке 5.8 приведено сравнение рассчитанных синтетических спектров системы полос Вегарда-Каплана с полученным [Piper, 1993] в лабораторном эксперименте. Как видим, результаты моделирования вполне удовлетворительны.

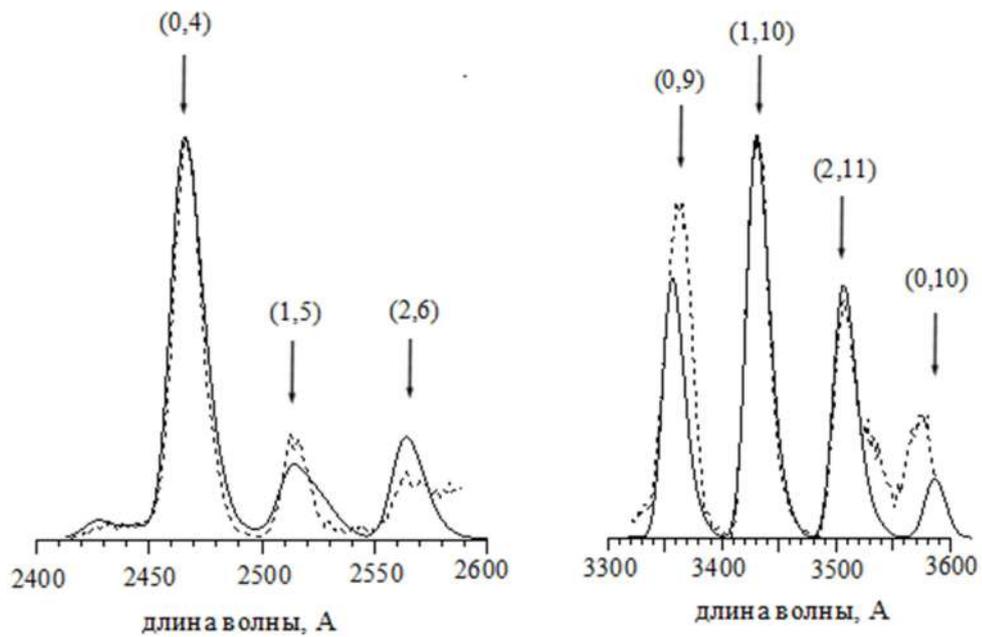


Рисунок 5.8 Сравнение рассчитанных (сплошная линия) и экспериментальных спектров (пунктирная линия) системы полос Вегарда-Каплана, экспериментальный спектр взят из [Piper, 1993].

5.4. Синтетический спектр первой положительной системы полос 1PG N₂

Первая положительная система полос 1PG N₂ есть результат электродипольного перехода $B^3\Pi_g, v' \rightarrow A^3\Sigma_u^+, v''$ в молекуле азота. Каждая полоса $v' \rightarrow v''$ из-за вращательной структуры имеет 27 ветвей. Взаимодействие в молекуле N₂(B³Π_g) происходит по типу связи Гунда “a”, поэтому уровень B³Π_g расщепляется на три подуровня. Орбитальный момент молекулы N₂(B³Π_g) равен Λ= 1, поэтому для этого терма имеет место λ-удвоение, которое выражается в расщеплении вращательных уровней еще на два подуровня, причем один из вырожденных уровней становится отрицательным, другой положительным. Отметим также, что молекулы N₂(B³Π_g) с колебательно-вращательными уровнями с v>12, k>33 предиссоциируют и не участвуют в образовании этой системы полос. В то же время взаимодействие в молекуле N₂(A³Σ_u⁺) имеет тип связи Гунда “b”, каждый вращательный уровень расщепляется на три подуровня. Поэтому структура колебательного перехода $B^3\Pi_g, v' \rightarrow A^3\Sigma_u^+, v''$ довольно сложна.

Интенсивности свечения полос первой положительной системы молекулярного азота рассчитывалась в соответствии с формулой (5.1). Заселенности соответствующей каждой полосе колебательных уровней термов B³Π_g и A³Σ_u⁺ были найдены по методике, описанной в параграфе 1.2 с учетом возбуждения триплетных термов молекулярного азота за счет прямого удара, межсистемных спонтанных переходов с вышележащих термов и передаче энергии в столкновительных реакциях. Полученные заселенности колебательных уровней приведены в разделе 3.4.1.

Положение вращательных уровней B³Π_g определяется формулами (5.5), для вращательных уровней A³Σ_u⁺ терма - формулами (5.6). Вероятность спонтанных переходов A_{J'J''} для первой положительной системы молекулярного азота

рассчитывается по формуле (5.10). Факторы Хенля-Лондона для переходов $V^3\Pi_g, v' \rightarrow A^3\Sigma_u^+, v''$ взяты из книги [Kovacs, 1969]. Константы $B_e, \alpha_e, \gamma_e, T_e, A_e, \omega_e, \omega_e x_e, \gamma, \varepsilon$ для терма $A^3\Sigma_u^+$ и $V^3\Pi_g$ даны в таблице 5.1. При расчетах учтена преддиссоциация $V^3\Pi_g$ терма.

На рисунке 5.9 представлены рассчитанный синтетический спектр первой положительной системы молекулярного азота 1PG N_2 для спектрального разрешения 4 Å. Аппаратная функция прибора была выбрана в форме прямоугольника. На рисунке 5.10 дано сравнение синтетических спектров первой положительной системы с экспериментальными лабораторными данными из работы [Morrill and Benesch, 1990]. Наблюдается хорошее соответствие между расчетом и экспериментом.

Как уже было сказано выше, форма синтетического спектра зависит от вращательной температуры молекулы. Этот эффект хорошо виден на рисунке 5.10, где представлен спектр 1PG для различных вращательных температур. Видно уменьшение пиковой интенсивности спектра с повышением вращательной температуры молекулы.

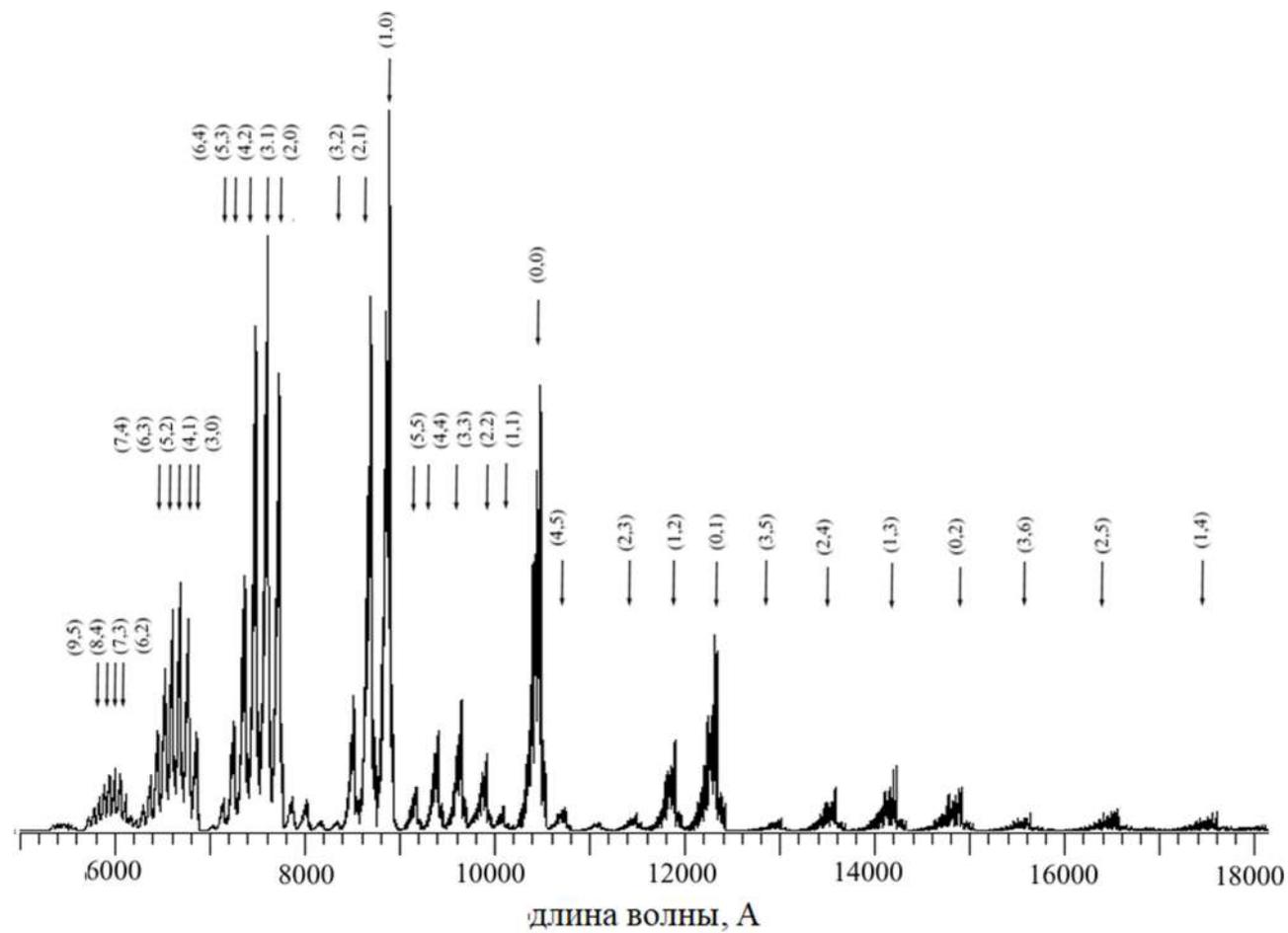


Рисунок 5.8. Синтетический спектр первой положительной системы молекулярного азота. Спектральное разрешение 4 Å.

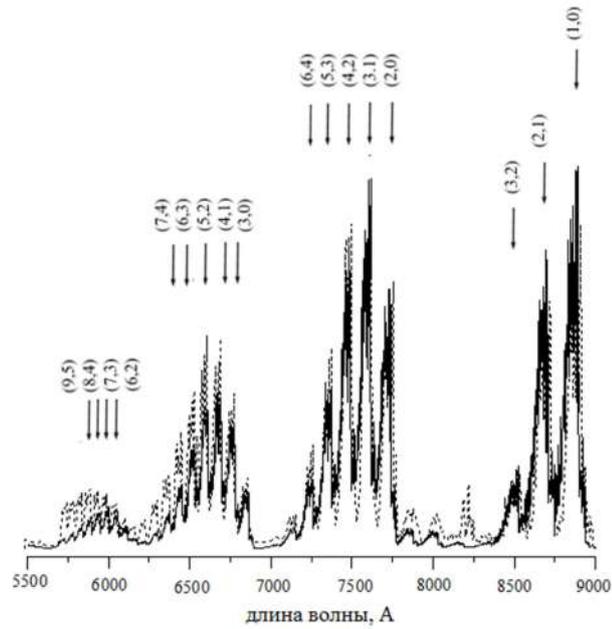


Рисунок 5.9. Сравнение рассчитанных (сплошная линия) и экспериментальных спектров (пунктирная линия) полос первой положительной системы молекулярного азота, экспериментальный спектр взят из [Morrill and Benesch, 1990].

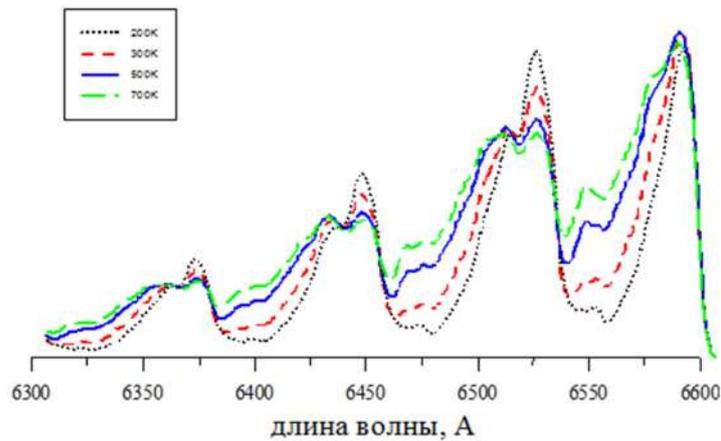


Рисунок 5.10. Зависимость синтетического спектра первой положительной системы N_2 от вращательной температуры молекулы.

5.5. Синтетический спектр второй положительной системы полос 2PG N₂.

Вторая положительная система полос молекулярного азота N₂ есть результат разрешенного электродипольного перехода между его триплетными уровнями $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$. Поскольку термы $C^3\Pi_u$ и $B^3\Pi_g$ имеют мультиплетность три, то каждый вращательный уровень расщепляется на три подуровня. Квантовое число Λ -абсолютная величина полного орбитального момента на ось молекулы- для обоих термов равна 1, поэтому все уровни еще и дважды вырождены, причем один из вырожденных уровней становится отрицательным, другой положительным. Последовательные вращательные уровни имеют противоположную симметрию, т.е. положительные и отрицательные уровни чередуются. Каждая полоса, образуемая при переходе $v' \rightarrow v''$ из-за вращательной структуры имеет 27 ветвей. Термы $C^3\Pi_u$ и $B^3\Pi_g$ относятся к «а» связи Гунда (тип связи между электронным и вращательным движением молекулы). На рисунке 5.11 показано возникновение шести главных ветвей перехода.

Интенсивности свечения полос второй положительной системы молекулярного азота рассчитывалась в соответствии с формулой (5.1). Заселенности соответствующей каждой полосе колебательных уровней термов $C^3\Pi_u$ и $B^3\Pi_g$ были найдены по методике, описанной в параграфе 1.3 с учетом возбуждения триплетных термов молекулярного азота за счет прямого удара, межсистемных спонтанных переходов с вышележащих термов и передаче энергии в столкновительных реакциях. Полученные заселенности колебательных уровней приведены в разделе 3.4.1.

Положение вращательных уровней $C^3\Pi_u$ и $B^3\Pi_g$ определяется формулами (5.5). Вероятности спонтанных переходов $A_{J'J''}$ для второй положительной системы молекулярного азота рассчитывается по формуле (5.10). Факторы Хенля-

Лондона для вращательных переходов с термина $C^3\Pi_u$ на $V^3\Pi_g$ взяты из книги [Kovacs, 1969]. Константы $B_e, \alpha_e, \gamma_e, T_e, A_e, \omega_e, \omega_e x_e$ для термов $C^3\Pi_u$ и $V^3\Pi_g$ даны в таблице 5.1.

На рисунке 5.12 представлены рассчитанный синтетический спектр второй положительной системы молекулярного азота $2PG\ N_2$ для спектрального разрешения $4\ \text{\AA}$. Аппаратная функция прибора была выбрана в форме прямоугольника.

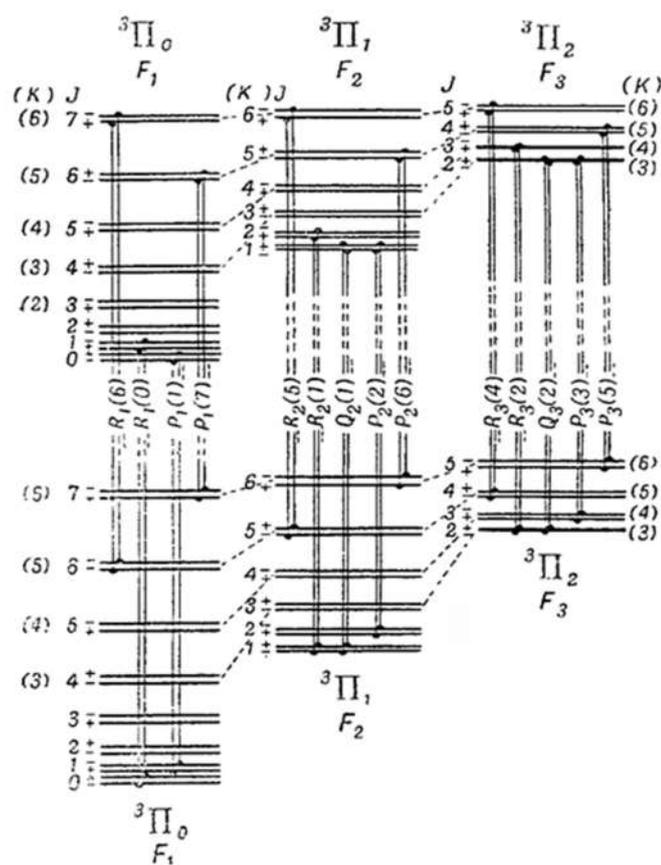


Рисунок 5.11. Структура перехода $C^3\Pi_u \rightarrow V^3\Pi_g$ [Герцберг, 1949].

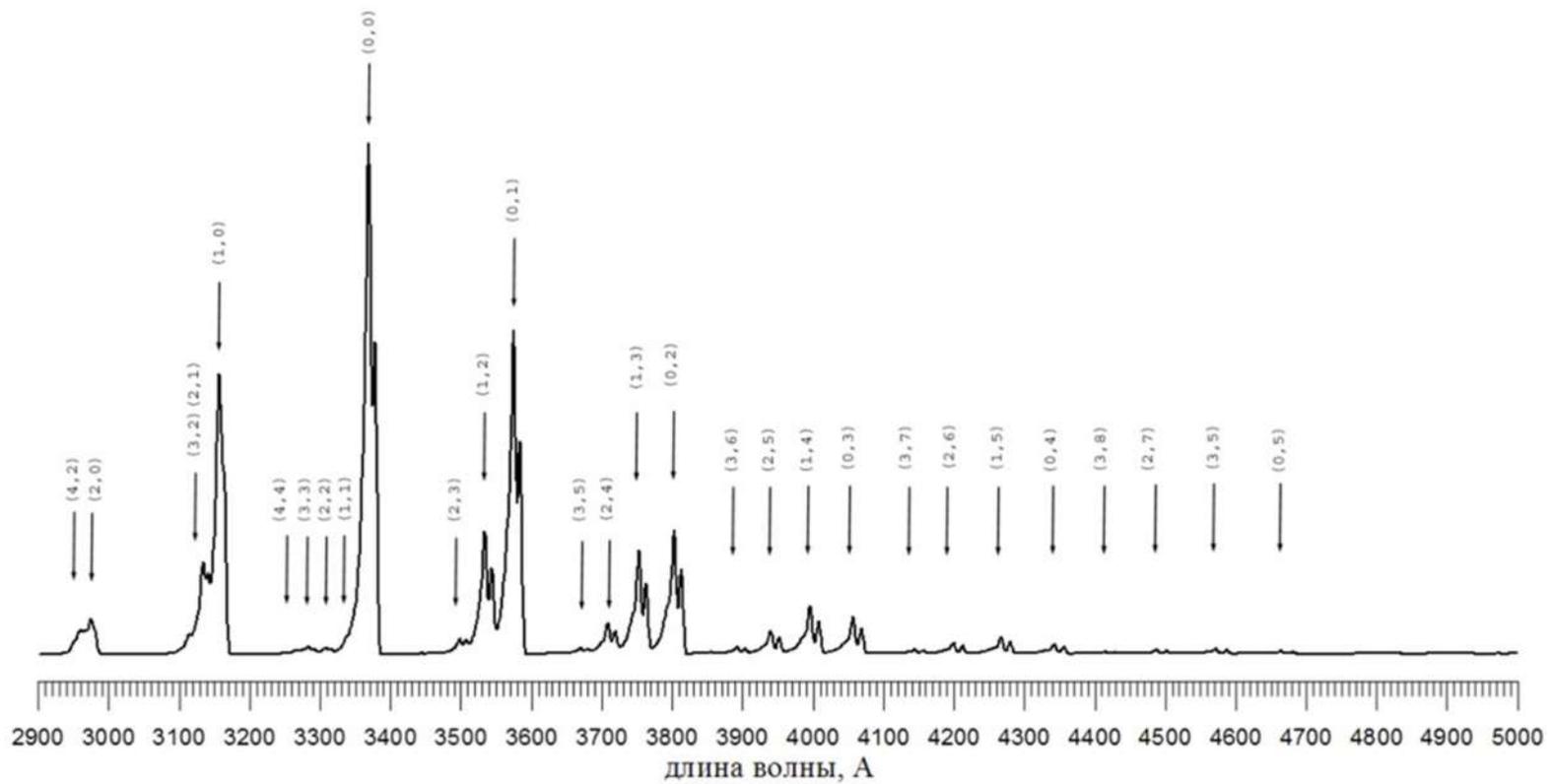


Рисунок 5.12. Рассчитанный синтетический спектр второй положительной системы полос $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$.

5.6. Синтетический спектр первой отрицательной системы полос $1NG\ N_2^+$

Первая отрицательная система полос иона молекулярного азота N_2^+ есть результат электродипольных переходов $V^2\Sigma_u^+, v' \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v''$. Термы $V^2\Sigma_u^+$ и $X^2\Sigma_g^+$ имеют мультиплетность два, поэтому каждый вращательный уровень расщепляется на два подуровня. Каждая полоса, образуемая при переходе с колебательного уровня терма $V^2\Sigma_u^+, v'$ на колебательный уровень терма $X^2\Sigma_g^+, v''$, имеет 8 ветвей: $R_1, R_2, P_1, P_2, {}^R Q_{21}, {}^P Q_{12}$. Квантовое число Λ -абсолютная величина полного орбитального момента на ось молекулы- для обоих термов равно 0. Терм $V^2\Sigma_u^+$ и $X^2\Sigma_g^+$ относятся к «а» связи Гунда. На рисунке 5.13 показана схема переходов $V^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$.

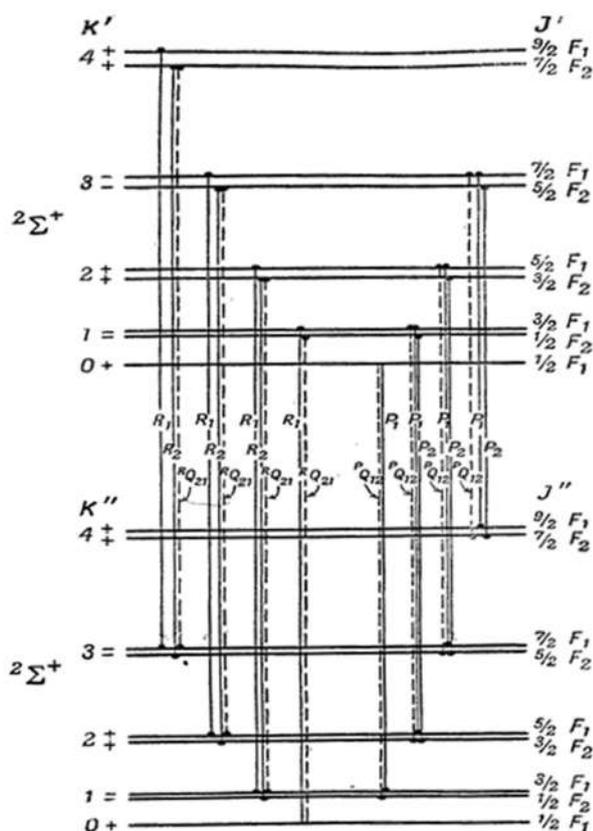


Рисунок 5.13. Структура перехода $V^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ [Герцберг, 1949]

Интенсивности свечения полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота $N_2^+ 1NG$ рассчитываются в соответствии с формулой (5.1). Терм $V^2\Sigma_u^+$ в полярных сияниях возбуждается посредством прямого удара, поэтому заселенность колебательных уровней терма происходит в соответствии с факторами Франка-Кондона. Заселенность колебательных уровней $V^2\Sigma_u^+$ состояния рассчитывается в соответствии с формулами (3.5) и (3.7)

Положение вращательных уровней $V^2\Sigma_u^+$ и $X^2\Sigma_g^+$ определяется формулами (5.3). Вероятности спонтанных переходов $A_{J'J''}$ для первой отрицательной системы иона молекулярного азота рассчитывается по формуле (5.10). Факторы Хенля-Лондона для вращательных переходов $V^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ взяты из книги [Kovacs, 1969]. Константы $B_e, \alpha_e, T_e, \omega_e, \omega_e x_e$ для термов $V^2\Sigma_u^+$ и $X^2\Sigma_g^+$ даны в таблице 5.2.

На рисунке 5.14 представлены рассчитанный синтетический спектр первой отрицательной системы иона молекулярного азота $N_2^+ 1NG$ для спектрального разрешения 4 Å. Аппаратная функция прибора была выбрана в форме гауссовского распределения.

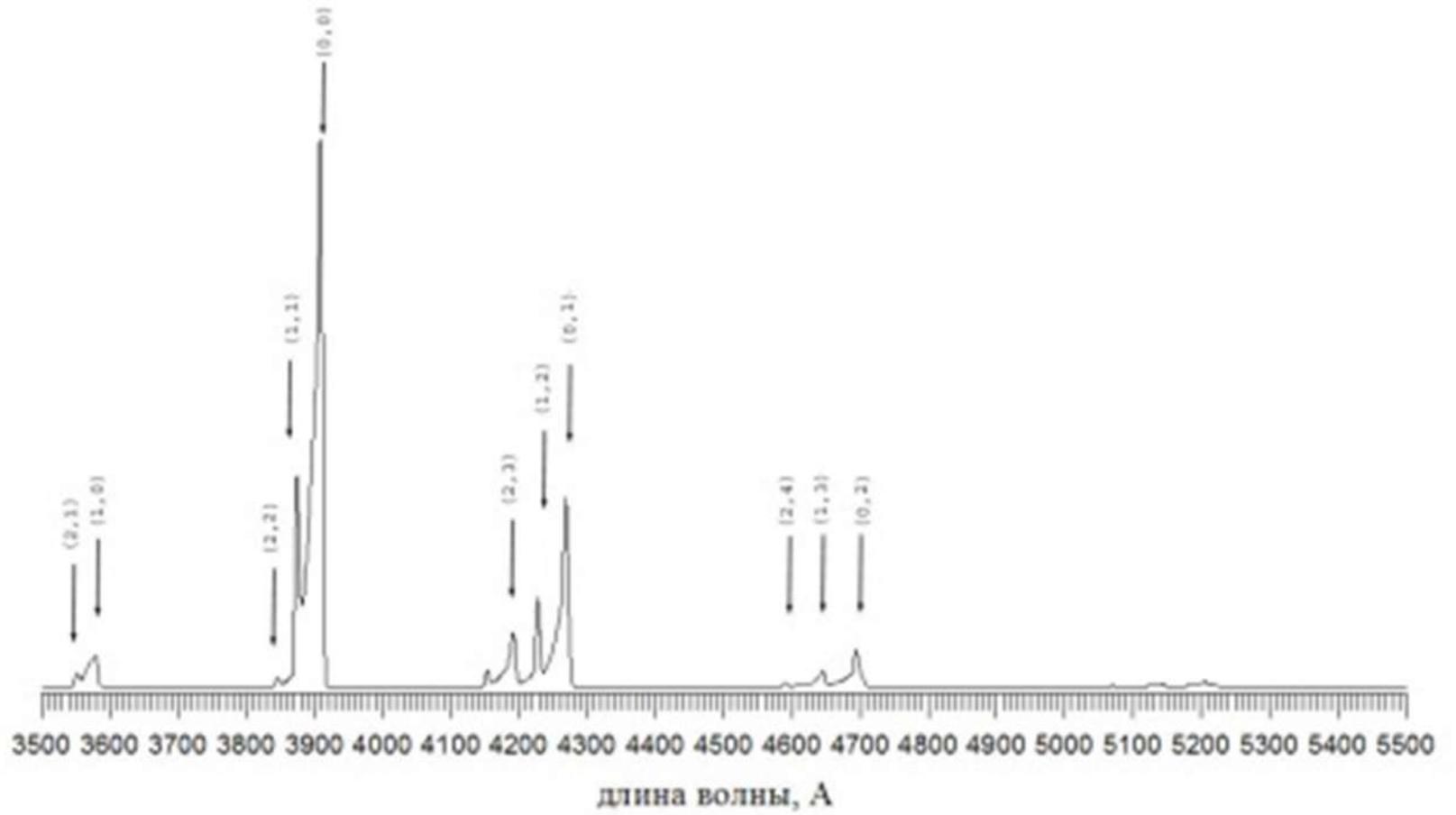


Рисунок 5.14 . Синтетический спектр первой отрицательной системы N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$).

5.7. Синтетический спектр системы полос Мейнела 1NG N₂⁺

Система полос Мейнела есть результат разрешенного электродипольного перехода $A^2\Pi_u, v' \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v''$ в молекуле иона молекулярного азота N₂⁺. Вращательные уровни как верхнего $A^2\Pi_u$, так нижнего состояния $X^2\Sigma_g^+$ испытывают дуплетное расщепление. В то время как состояние $^2\Sigma$ всегда принадлежит к случаю связи Гунда «*b*», состояние $^2\Pi$ может принадлежать как к случаю «*a*», когда спин-орбитальное взаимодействие достаточно велико для разделения вращательных уровней и его нужно учитывать раньше, чем вращение, так и к случаю связи «*b*», когда дуплетное расщепление мало по сравнению с расстояниями между вращательными уровнями. В нашем случае уровень $^2\Pi$ принадлежит к промежуточному случаю связи Гунда, и мы будем иметь две схемы переходов $A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$. Вследствии того, что для состояния $^2\Pi$ орбитальный момент не равен нулю $\Lambda=1$, вращательные уровни термина $A^2\Pi_u$ еще и дважды вырождены.

Для случая связи «*a*», имеющего место для нижних вращательных уровней $A^2\Pi_u$ состояния с квантовым числом $J < 10$, диаграмма перехода показана на рисунке 5.15 левая панель. В этом случае мы можем разделить каждую полосу перехода $^2\Pi \rightarrow ^2\Sigma$ на две полосы $^2\Pi_{1/2} \rightarrow ^2\Sigma$ и $^2\Pi_{3/2} \rightarrow ^2\Sigma$, которые отстоят одна от другой на величину дуплетного расщепления состояния $^2\Pi$. Для каждой полосы соответственно имеются две нулевые линии, расстояние между которыми приблизительно постоянно для различных полос системы. Из рисунка видно, что для каждой полосы мы имеем 6 ветвей, так что всего мы получим двенадцать ветвей.

На рисунке 5.15 правая панель представлена диаграмма перехода в случае связи «*b*», имеющего место для верхних вращательных уровней термина $A^2\Pi_u$. В этом случае расстояние между линиями дуплета в обоих состояниях $^2\Pi$ и $^2\Sigma$ так мало, что компоненты дуплета нельзя разделить на спектрограмме. В этом случае

для перехода ${}^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ получим ветви P , Q , R , причем ветвь Q будет самой интенсивной. Кроме того, каждая линия этих трех ветвей расщепляется на две компоненты. Кроме главных ветвей, имеются также четыре ветви-саттелиты: ${}^R Q_{21}$, ${}^Q R_{12}$, ${}^Q P_{21}$, ${}^P Q_{12}$.

Напомним здесь, что для каждой из двенадцати ветвей действуют свои правила отбора. Кроме того, квантовое число Λ (проекция полного орбитального момента на ось молекулы) для состояния $A^2\Pi_u$ равно 1 и в этом случае имеет место Λ - удвоение вращательных уровней (разделение на симметричные и антисимметричные). Для переходов ${}^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ этот эффект не дает дополнительного удвоения линий, а лишь комбинационный дефект (различие между верхними состояниями главных ветвей Q и верхними состояниями ветвей R и P).

Интенсивности свечения полос системы Мейнела $N_2^+ 1NG$ в соответствии с формулой (5.1). Относительная заселенность колебательных уровней для электронного состояния $A^2\Pi_u$ взята из работы [Holland and Meier, 1972].

Положение вращательных уровней терма $A^2\Pi_u$ и $X^2\Sigma_g^+$ определяется формулами (5.3) для нижних вращательных уровней $J < 10$ и формулами (5.4) для верхних вращательных уровней. Положение вращательных уровней терма $X^2\Sigma_g^+$ рассчитывается по формулам (5.3) Вероятности спонтанных переходов $A_{J'J''}$ для системы полос Мейнела иона молекулярного азота рассчитывается по формуле (5.10). Факторы Хенля-Лондона для вращательных переходов $A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ взяты из книги [Kovacs, 1969]. Молекулярные константы для термов $A^2\Pi_u$ и $X^2\Sigma_g^+$ даны в таблице 5.2.

Рассчитанный спектр системы полос Мейнела иона молекулярного азота показан на рисунке 5.17. Спектральное разрешение 1 Å. Аппаратная функция задана в виде прямоугольника.

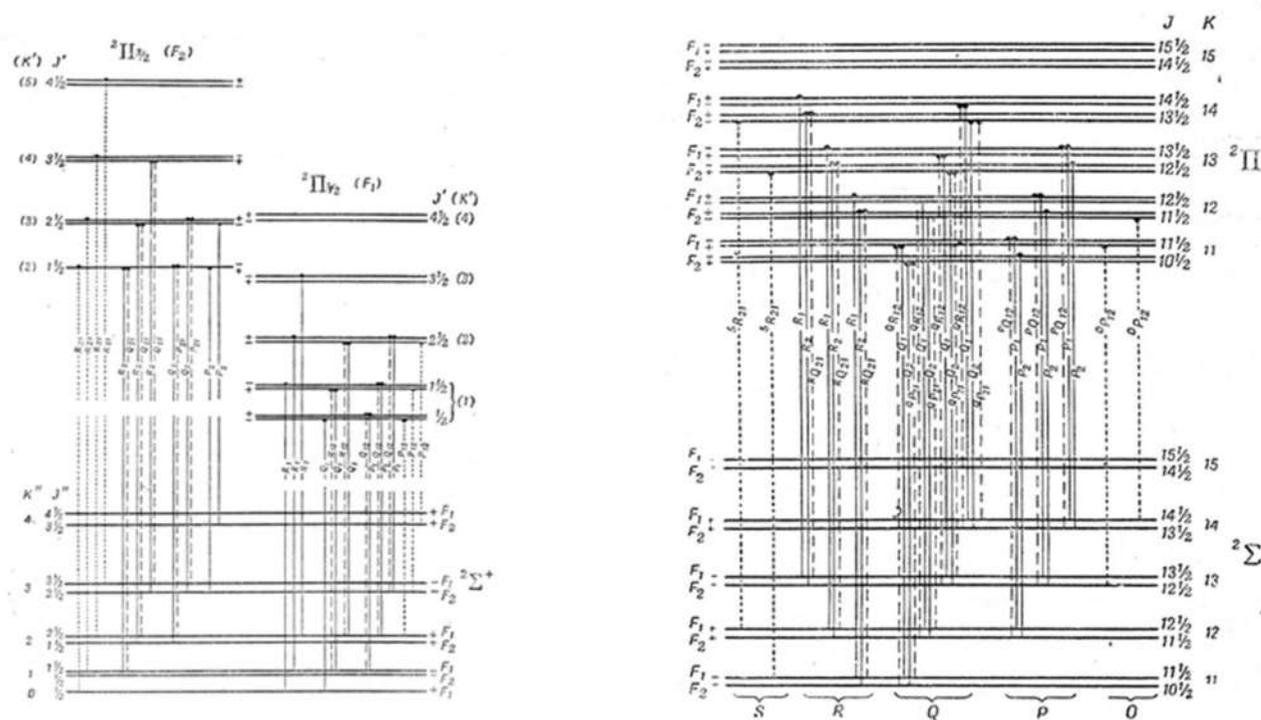


Рисунок 5.15. Диаграмма перехода N_2^+ ($A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) : правая панель – для нижних вращательных уровней $J < 10$, левая панель – для верхних вращательных уровней [Герцберг, 1949].

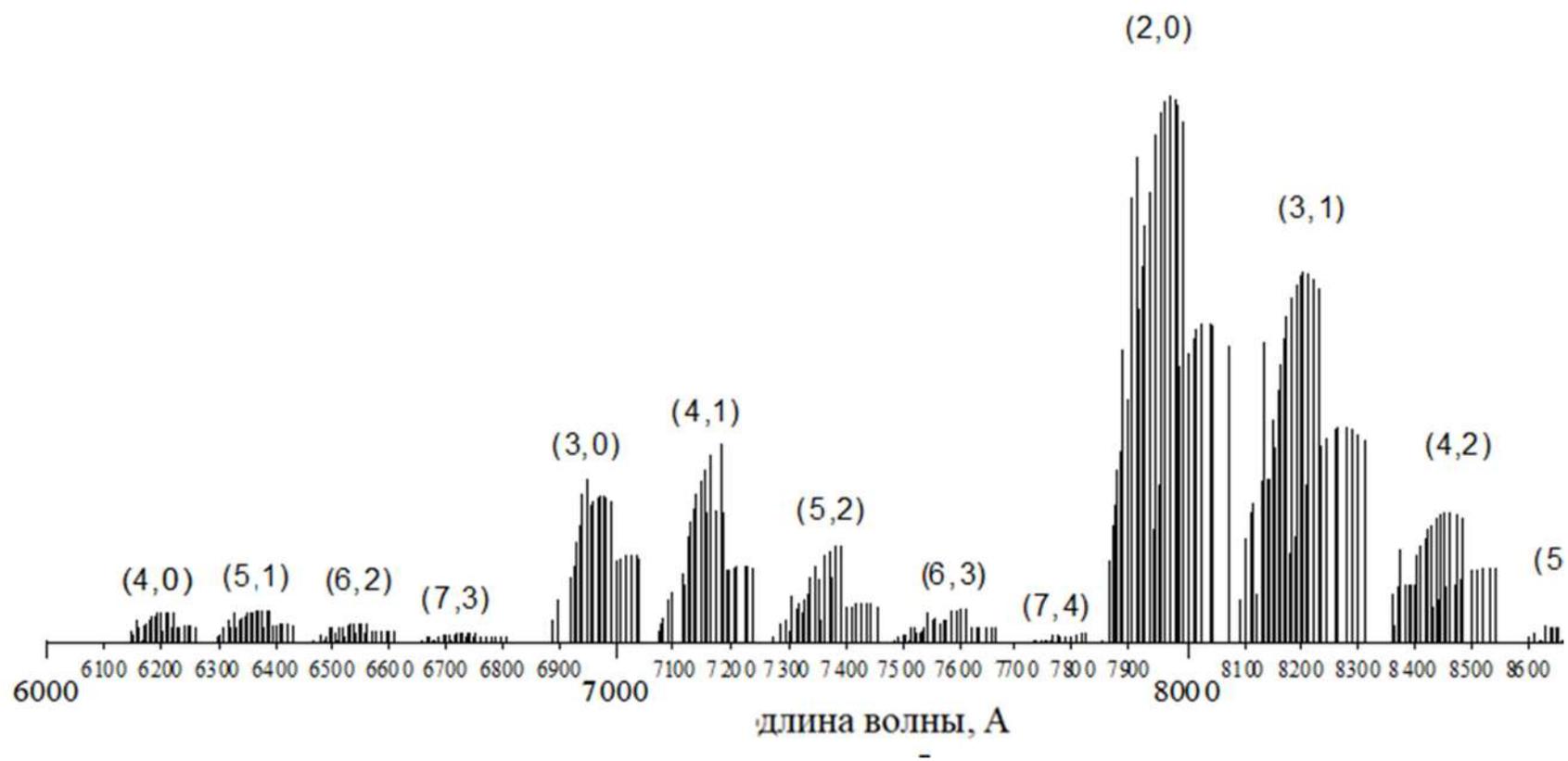


Рисунок 5.17. Синтетический спектр системы полос Мейнела иона молекулярного азота.

Результаты главы 5

1. Составлен алгоритм расчета синтетических спектров излучения полос молекулярных систем в полярных сияниях. Входными параметрами в этом алгоритме являются модель нейтральной атмосферы, начальные параметры высыпающихся частиц.
2. Рассчитаны синтетические спектры первой отрицательной системы иона молекулярного азота 1NG N_2^+ , системы полос Мейнела иона молекулярного азота N_2^+ , системы полос Лаймана-Берджа-Хопфилда LBH N_2 , системы полос Вегарда-Каплана VK N_2 , первой положительной системы молекулярного азота 1PG N_2 , второй положительной системы молекулярного азота 2PG N_2 . Рассчитанные синтетические спектры показывают хорошее согласие с экспериментальными данными.

Материалы, представленные в этой главе опубликованы в работах: [Дашкевич и др., 1997]- параграф 5.2, [Дашкевич и Козелов, 2015]- параграфы 5.1, 5.5 ,5.6, [Дашкевич и Иванов, 2023]-параграфы 5.1,5.3,5.4, 5.5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы:

1. Разработана нестационарная физико-химическая модель авроральной ионосферы, описывающая процессы возбуждения электронно-колебательных состояний компонент ионосферной плазмы прямым электронным ударом с последующим перераспределением выделившейся энергии посредством физико-химических реакций, протекающих в области полярных сияний на высотах 95-250 км. Модель включает в себя 56 реакций взаимодействия между составляющими ионосферы. Входными параметрами модели являются модель нейтральной атмосферы и энергетический спектр потока высыпающихся электронов. Во входных параметрах модели заложен учет солнечной и геомагнитной активностей: состав нейтральной атмосферы, вид и интенсивность первичного потока высыпающихся электронов зависят от активности солнечно-земной системы

1) Модель позволяет:

- проводить детальное исследование процессов взаимодействия аврорального электронного потока с составляющими ионосферы с целью выявления механизмов возбуждения оптических эмиссий и оценки состава ионосферы;
- проводить моделирование ионного состава и электронного содержания ионосферы в зоне авроральных электронных высыпаний, в том числе получать высотные профили концентраций электронов и следующих ионов: O_2^+ , N_2^+ , $O^+(^4S)$, $O^+(^2D)$, O^+ , NO^+ , N^+ ;
- рассчитывать высотные профили концентрации следующих возбужденных компонент: $O(^1D)$, $O(^1S)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(W^3\Delta_u)$, $N_2(B'^3\Sigma_u^-)$, $N_2(a^1\Pi_g)$, $N_2(w^1\Delta_u)$, $N_2(a'\Sigma_u^-)$;

- 2) В модели для расчета скоростей образования возбужденных и ионизированных составляющих ионосферы использовался эффективный механизм, связывающий скорость образования с выделившейся в атмосфере энергией прямым соотношением, в котором учтены все рожденные в ионизационных процессах поколения электронов, что существенно упрощает процедуру расчетов и позволяет судить о процессах, происходящих в ионосфере в реальном времени.
- 3) В модель включен детальный учет электронно-колебательной кинетики триплетных и синглетных уровней возбужденного молекулярного азота, что позволяет получить полную картину образования во время полярных сияний возбужденных атомов и молекул, являющихся источниками аврорального излучения.
2. В области фундаментальных исследований получены следующие результаты:
- 1) Исследованы эффективности всех известных потенциальных каналов возбуждения 1D состояния атомарного кислорода, являющегося источником эмиссии $\lambda 630.0$ нм. Показано, что влияние процесса дезактивации иона молекулярного кислорода окисью азота $O_2^+ + NO$ приводит к тому, что в области высот $\sim 110 \div 150$ км суммарный вклад источников возбуждения 1D состояния атомарного кислорода $N(^2D) + O$; $N(^2D) + O_2$; $N(^2P) + O_2$; и $N^+ + O_2$ становится вторым по эффективности источником, вносящим вклад в интенсивность излучения эмиссии $\lambda 630.0$ нм.
- 2) Исследовано влияние окиси азота на относительные вклады различных каналов в возбуждение атомов $O(^1S)$. Показано, что реакция диссоциативной рекомбинации $O_2^+ + e_{th}$ является значимым источником возбуждения 1S атомарного кислорода и ее вклад в интенсивность эмиссии $\lambda 557.7$ нм составляет $>10\%$, когда концентрация окиси азота в максимуме высотного профиля $[NO]_{max} < 10^8$ см $^{-3}$. Показано, что основным каналом подавления интенсивности эмиссии 557.7 нм является реакция $O_2^+ + NO$,

которая уменьшает вклад диссоциативной рекомбинации иона O_2^+ в формирование 1S состояния атомарного кислорода.

- 3) Исследовано влияние концентрации окиси азота NO на отношение интенсивностей эмиссий $\lambda 557.7$ нм OI и $\lambda 427.8$ нм 1NG N_2^+ , регистрируемых в полярных сияниях. Показано, что с ростом концентрации NO в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{\max}$ от 10^7 до 3×10^9 см^{-3} отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ уменьшается от 7 до 2, что хорошо согласуется с экспериментальными данными и позволяет объяснить наблюдаемую в полярных сияниях вариабельность отношения интенсивностей $I_{557.7}/I_{427.8}$.
- 4) Получены численные оценки содержания окиси азота NO в полярных сияниях, сделанные на основе наземных фотометрических измерений интенсивности излучения в эмиссиях $\lambda 427.8$ 1NG N_2^+ , $\lambda 557.7$ и $\lambda 630.0$ нм OI в полуночном секторе аврорального овала. Показано, что концентрации NO в максимуме ее высотного профиля $[NO]_{\max}$ лежат в интервале $(1 \div 3.3) \times 10^8$ см^{-3} , что хорошо согласуется с результатами прямых измерений.
- 5) Восстановлены и исследованы энергетические спектры высыпавшихся электронов $f(E)$, формирующих лучистые структуры в полярных сияниях. Показано, что в поведении $f(E)$ наблюдаются две характерные особенности. В области энергий $E \sim 500 \div 1000$ эВ наблюдается локальный максимум, в то время как в области энергий $E \leq 250$ эВ величина дифференциального потока электронов демонстрирует резкое возрастание с уменьшением энергии близкое к степенной зависимости $E^{-\alpha}$. Показано, что полученные распределения $f(E)$ хорошо аппроксимируются суммой двух функций, носящих степенной характер и максвелловское распределение по энергиям.
- 6) На основе данных оптической томографии исследованы особенности двумерного распределения объемной интенсивности излучения внутри полосы полярного сияния. Реконструкции двумерного распределения интенсивностей эмиссий $\lambda 557.7$ нм OI и $\lambda 427.8$ нм 1NG N_2^+ выполнены на основе данных измерений, полученных на меридиональной цепочке из трех

сканирующих фотометров. Показано, что характерной особенностью распределения вдоль меридиана объемной интенсивности излучения и средней энергии потока авроральных электронов является структура, имеющая вид перевернутого «V» и соответствующее «V»-образное распределение высоты максимальной интенсивности свечения.

- 7) Исследовано влияния параметров потока высыпающихся электронов на эффективный коэффициент рекомбинации. Показано, что на высотах $h < 140$ км величина эффективного коэффициента рекомбинации не зависит от параметров потока высыпающихся электронов и определяется нейтральным составом атмосферы и коэффициентами скоростей реакций, протекающих в ионосферной плазме. В области высот $h > 140$ км эффективный коэффициент рекомбинации демонстрирует сильную зависимость как от потока энергии, так и от вида энергетического спектра потока высыпающихся авроральных электронов, что позволяет объяснить наблюдаемые высотные профили электронной концентрации, получаемые по данным радаров некогерентного рассеяния.
3. Разработаны и предложены методики дистанционной диагностики параметров потока высыпающихся электронов и состояния ионосферной плазмы в области полярных сияний по данным спектрофотометрических наблюдений:
- 1) методики оценки параметров потока высыпающихся электронов по данным измерений интенсивности излучения LBH полос молекулярного азота, полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота и эмиссии 630.0 нм атомарного кислорода;
 - 2) методика восстановления высотных профилей энерговыделения, сформированных потоками высыпающихся электронов, на основе триангуляционных наблюдений структур полярных сияний камерами с приемниками, регистрирующими излучение в широком диапазоне длин волн 380.0 ÷ 580.0 нм;

- 3) методика оценки высотных профилей концентрации окиси азота NO в полярных сияниях по данным измерения интенсивностей излучения в эмиссиях 427.8, 557.7 и 630.0 нм;
- 4) методика для моделирования планетарного распределения интенсивностей свечения и полной электронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей электронных высыпаний, включающих в себя планетарное распределение потоков энергии и средней энергии высыпающихся авроральных электронов и не требующая каких либо априорных предположений о форме энергетического спектра потока высыпающихся электронов;
- 5) представлен алгоритм для расчета синтетических спектров полос первой отрицательной системы иона молекулярного азота (1NG N_2^+), полос первой и второй положительной системы молекулярного азота (1PG и 2PG N_2), полос системы Вегарда-Каплана (VK N_2) и полос системы Лайман-Бердж-Хопфилда (LBH N_2). Входными параметрами являются энергетический спектр потока высыпающихся электронов, модель нейтрально атмосферы и характеристики регистрирующего прибора.

Основные результаты опубликованы в следующих работах:

- **категория К1**

1. Dashkevich Z.V., Sergienko T.I., Ivanov V.I. The Lyman-Birge-Hopfield bands in aurora // Planet.Space.Sci. 1993. V.41. №1. P.81-87.

2. Дашкевич Ж.В., Зверев В.Л., Иванов В.Е. Отношения интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэроном. 2006ю Т.46. №3. С.366-370ю

3. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Khudukon B.Z.. Features of stable diffuse arcs observed by means of auroral tomography// Annales Geophysicae. 2007. V. 25.№5. P. 1131-1139.

4. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космические исследования. 2017. Т.55. №2. С.94-106. doi:10.7868/S0023420617020029

5. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в области полярных сияний по интенсивностям эмиссий 391.4, 557.7 и 630.0 нм // Космические исслед. 2018. Т.55. №5. С.337-341. 2017. doi:10.7868/S0023420617050028

6. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Влияние электронных высыпаний на эффективный коэффициент рекомбинации // Геомагнетизм и аэроном. 2018. Т.58. №2. С. 304-308. doi:10.7868/S0016794018020177

7. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка содержания окиси азота в полярных сияниях по данным наземных фотометрических наблюдений. // Солнечно-Земная физика.2019. Т.5. № 1.С.77-81. doi: 10.12737/szf-51201908

8. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Козелов Б.В. Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами: 2. Энергетические спектры высыпающихся электронов // Космические исслед. 2021. Т.59. С. 355-360. doi: 10.31857/ S0023420621050034

9. Козелов Б.В., Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами: 1. Высотный

профиль объемной интенсивности свечения // Космические исслед. 2021. Т.59, С. 267-274. doi: 10.31857/S0023420621040038

10. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Диагностика интенсивностей излучения и электронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей высыпаний // Солнечно-земная физика. 2022. Т. 8. № 2. С. 61-66. doi: 10.12737/szf-82202208

11. Дашкевич Ж.В. Иванов В.Е. Анализ источников эмиссии 630.0 нм в полярных сияниях // Космические исслед. 2022. Т. 60. № 5. С. 368–376. doi: 10.31857/S0023420622050016

12. Иванов В.Е., Дашкевич Ж.В., Ягодкина О.И. Эффективности возбуждения эмиссий и формирования электронной концентрации в полярных сияниях // Известия РАН. Серия физическая. 2023.Т.87. №2. С. 285-289. doi:10.31857/S0367676522700508

13. Иванов В.Е., Дашкевич Ж.В. Влияние концентрации NO на отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях // Солнечно-земная физика. 2024. Т.10. № 1. С. 31–36. doi:10.12737/szf101202404

- **категория К2**

14. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Козелов Б.В. Потoki авроральных электронов в высокоширотной атмосфере: диагностика по оптическим наблюдениям // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского, Выпуск 662: Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды. 2018. С.78-81.

- **без категории**

15. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка эффективности каналов возбуждения атомов $O(^1S)$ и $O(^1D)$ в полярных сияниях // Труды Кольского научного центра РАН. 2018. вып.5. С.69-75. doi: 10.25702/KSC.2307-5252.2018.9.5.69-75

16. Иванов В.Е., Дашкевич Ж.В. О возможности исследования спектров высыпающихся электронов с помощью оптических наблюдений системой

MAIN // Труды Кольского научного центра РАН, серия «Гелиогеофизика». 2019. вып. 5. С. 28-34. doi: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.28-33

17. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Методика расчета синтетических спектров излучения триплетных состояний молекулярного азота в полярных сияниях // Труды Кольского научного центра РАН. 2023. т.2. с.58-69. doi: 10.37614/2949-1185.2023.2.2.007

18. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. Синтетические спектры системы Лаймана-Берджа-Хопфилда молекулярного азота // Приборы и методика геофизического эксперимента. КНЦ РАН. 1997. С.133-140.

19. Dashkevich Zh. V., Korotkov V.G., Leontyev S.V., Roldugin A.V., Sergienko T.I., Evstafiev O. Reconstruction of characteristics of auroral ionosphere and thermosphere using the method of optical tomography // Proceeding XXIII Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomana". 2000. Apatity. P.65-68.

20. Dashkevich Zh. V., Ivanov V.E., Leontyev S.V., Khudukon B.Z., Evstafiev O., Korotkov V.G., Roldugin A.V., Sergienko T.I. The luminosity dynamics and precipitated particle flux characteristics during an optical tomography experiment in February 1999 // Proceeding XXIV Annual Seminar "Physics of Aurora Phenomana". 2001. Apatity. P. 107-110.

21. Dashkevich Zh. V., Ivanov V.E. Some features of meridional dependence of electron flux parameters inside auroral arcs // Proceeding XXV Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomana". 2002. Apatity. P. 99-102.

22. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Козелов Б.В. Модель возмущенной полярной ионосферы // Proceeding 38 Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. 2015. Apatity. С.119-122.

23. Дашкевич Ж.В., Козелов Б.В. Синтетические спектры излучения некоторых систем полос сине-зеленой области спектра // Proceeding 38 Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. 2015. Apatity. P.123-126.

24. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. О влиянии концентрации окиси азота на интенсивность эмиссии 557.7 нм // Proceeding 39 Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. 2016. Apatity. P.112-114.

25. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Sergienko T.I., Kozelov B.V. Time dependent physicochemical model of the auroral ionosphere // Book of Proceedings of 10 Workshop Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere. 2018. P.156-161. doi:10.31401/WS.2018.proc

26. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E. The effect of auroral electron precipitation on the effective recombination coefficient// Book of Proceedings of 10 Workshop Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere. 2018. P.162-166. doi:10.31401/WS.2018.proc

27. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в области полярных сияний по данным наземных фотометрических наблюдений // Proceeding 42 Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. 2018. P.126-129. doi: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.126-128

28. Dashkevich Zh.V, Ivanov V.E. The nitric oxide density in the polar region from ground-based photometer data / Proceeding of 11 Workshop “Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere”. 2019. P. 129-133. doi:10.31401/WS.2019.proc

29. Dashkevich Zh.V, Ivanov V.E. The efficiencies of O(¹S) and O(¹D) excitation mechanisms in aurora / Proceeding of Eleventh Workshop “Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere”. 2019. P. 134-138. doi:10.31401/WS.2019.proc

30. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Kozelov B.V. The features of precipitating electron spectra in the rayed auroras.// Proceeding 44-th Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. 2021. P. 118-122.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

A_e : молекулярная константа

$\alpha_{эф}(h)$: эффективный коэффициент рекомбинации на высоте h , $см^3 \cdot с^{-1}$

α_e : молекулярная константа для возбужденного состояния молекулы

γ_e : молекулярная константа для возбужденного состояния молекулы

Δh : ширина профиля объемной интенсивности излучения, $см$

ε : константа спин-спинового взаимодействия, γ – константа взаимодействия моментов, обусловленных спином и вращением.

ε_{Yk} : дифференциальная энергетическая цена возбуждения газа сорта Y в k -ое состояние

$\eta_\lambda(h)$: объемная интенсивность излучения на высоте h в $фотон \cdot см^{-3} \cdot с^{-1}$

$\lambda(E, \chi)$: безразмерная функция диссипации энергии

$\lambda_{J,J'}$: длина волны колебательно- вращательного перехода, $см$ или Å

Λ : квантовое число полного орбитального момента количества движения относительно оси молекулы

$\rho(h)$: плотность атмосферы, $г \cdot см^{-3}$

Φ_λ : эффективности возбуждения оптической эмиссии с длиной волны λ , $Рл \cdot см^2 \cdot с \cdot эрг^{-1}$

Φ_e : эффективность формирования электронной концентрации, $частиц \cdot см^2 \cdot с \cdot эрг^{-1}$

$\nu_{J,J'}$: волновое число колебательно- вращательного перехода

χ : безразмерный параметр, равный отношению массы вещества, пройденной от источника до высоты h , к величине интегрального пробега $R(E)$

$A_{Yk \rightarrow Yi}$: вероятность спонтанного излучения Yk -состояния атмосферной составляющей с переходом в состояние Yi , c^{-1} .

B_e : молекулярная константа для возбужденного состояния молекулы

B_v : вращательная постоянная для возбужденного состояния молекулы

E : энергия высыпающихся электронов в источнике, эВ

E_m : характеристическая энергия потока высыпающихся электронов с максвелловским распределением по энергиям, эВ .

E_{cp} : средняя энергия потока с высыпающихся электронов, эВ .

e_{th} : термальные электроны

e^* : энергичные электроны, высыпающиеся в атмосферу

$f(E)$: энергетический спектр потока высыпающихся электронов, $\text{эВ}^{-1} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$

$F(J')$: положение уровней вращательной энергии

F_E : поток энергии высыпающихся электронов, $\text{эВ} \cdot \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$

I_h : поверхностная интенсивность излучения вдоль лучистой структуры полярного сияния, $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$

h : высота над поверхностью Земли, см

h_{max} : высота локализации максимума профиля объемной интенсивности излучения, км

I_λ : интенсивность излучения с длиной волны λ в столбе полярного сияния в $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$

J' : вращательное квантовое число

k_{XZ} : константа скорости столкновительной реакции атмосферной составляющей сорта X с атмосферной составляющей сорта Z , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$

$k_{\text{эфф}}$: эффективный калибровочный коэффициент для приемников камер Guppy, $\text{фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{отсчет}^{-1}$.

$L_{Yk}(h)$: скорость гашения Yk -состояния в химических реакциях и излучательных переходах на высоте h , $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$

$n_e(h)$: концентрация электронов на высоте h , см^{-3}

N_0 : величина потока высыпающихся электронов, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$

N_e : содержание электронов в столбе полярного сияния, $см^2$

N_v : заселенность колебательного уровня

высоте h , $см^{-3}с^{-1}$

$[N_X(h)]$: концентрации атмосферной составляющей сорта X на высоте h , $см^{-3}$

$[N_{Yk}(h)]$: концентрация Y -компоненты атмосферной составляющей, возбужденной в k -е состояние на высоте h , $см^{-3}$

$[NO]_{max}$: концентрация окиси азота в максимуме высотного профиля, $см^{-3}$

$P_Y(h)$: доля выделившейся энергии высыпавшихся электронов, затраченной на возбуждение газа сорта Y

$R(E)$: интегральная длина пробега, $г \cdot см^{-2}$

R_c : регистрируемая скорость отсчета широкополосного приемника, $отсчет \cdot с^{-1}$

R_e^D : дипольный момент молекулы

R_e^Q : квадрупольный момент молекулы

$q_{v',v''}$: фактор Франка-Кондона

$[Q_{Yk}(h)]$: скорость образования Yk -состояния за счет прямого удара на

$Q_{Yk}^*(h)$: скорость образования Yk -состояния в химических реакциях на высоте h ,
 $см^{-3}с^{-1}$

$S_{J',J''}^D$: факторы Хенля-Лондона

$T_E(E)$: величина альбедопотока

v' : колебательное квантовое число

$W(h)$: энергия, выделившаяся при высыпании электронов на высоте h

ЛИТЕРАТУРА

1. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 527 с. 1988.
2. Воробьев В.Г., Кириллов А.С., Катъкалов Ю.В., Ягодкина О.И. Планетарное распределение интенсивности аврорального свечения, полученное с помощью модели авроральных высыпаний // Геомагнетизм и аэроном. 2013. Т.53. С. 757-761. doi:10.7868/S0016794013060163
3. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Влияние магнитной активности на глобальное распределение зон авроральных вторжений // Геомагнетизм и аэроном. 2005. Т.45. С. 467-473.
4. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Динамика авроральных высыпаний в периода сильных магнитных бурь // Геомагнетизм и аэроном. 2007. Т.47. С. 198-205. doi:10.1134/S0016793207020065
5. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. Перевод с английского языка // М: Иностранной литературы. 1949. 404 с
6. Дашкевич Ж.В. Иванов В.Е. Анализ источников эмиссии 630.0 нм в полярных сияниях // Космические исслед. 2022а. Т. 60, № 5. С. 368–376. DOI: 10.31857/S0023420622050016
7. Дашкевич Ж.В., Зверев В.Л., Иванов В.Е. Отношение интенсивностей эмиссий $I_{630.0}/I_{427.8}$ и $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэроном. 2006. Т. 46. №3. С. 385– 389.
8. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е, Козелов Б.В. Модель возмущенной полярной ионосферы // Proceeding 38 Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. 2015. С.119-122.
9. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Влияние электронных высыпаний на эффективный коэффициент рекомбинации // Геомагнетизм и аэроном. 2018а. Т.58. №2. С. 304-308. doi:10.7868/S0016794018020177

10. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Диагностика интенсивностей излучения и электронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей высыпаний // Солнечно-земная физика. 2022b. Т. 8. С. 61-66 № 2 ..DOI: 10.12737/szf-82202208
11. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в области полярных сияний по интенсивностям эмиссий 391.4, 557.7 и 630.0 нм // Космические исслед. Т.55.№5.С.337-341.2017. doi:10.7868/S0023420617050028
12. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка концентрации NO в области полярных сияний по данным наземных фотометрических наблюдений. // Proceeding 42 Annualseminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. P.126-129. 2018b. DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2018.41.126-128
13. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка содержания окиси азота в полярных сияниях по данным наземных фотометрических наблюдений. // Солнечно-Земная физика. 2019. Т.5. № 1. С.77-81. DOI: 10.12737/szf-51201908
14. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка эффективности каналов возбуждения атомов O(¹S) и O(¹D) в полярных сияниях // Труды Кольского научного центра РАН. 2018с. вып.5. С.69-75. DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.
15. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Козелов Б.В. Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами: 2. Энергетические спектры высыпающихся электронов // Космические исслед. 2021. Т.59. №5. С. 355-360. DOI: 10.31857/ S0023420621050034
16. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Козелов Б.В. Потоки авроральных электронов в высокоширотной атмосфере: диагностика по оптическим наблюдениям // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского, Выпуск 662: Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды. 2018.С.78-81.
17. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. Синтетические спектры системы Лаймана-Берджа-Хопфилда молекулярного азота // Приборы и методика геофизического эксперимента. КНЦ РАН.1997. С.133-140.

18. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И., Козелов Б.В. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космич.исслед. 2017. Т.55. №2. С. 94–106.
19. Дашкевич Ж.В., Козелов Б.В. Синтетические спектры излучения некоторых систем полос сине-зеленой области спектра // Proceeding 38 Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. 2015. P.123-126.
20. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. О влиянии концентрации окиси азота на интенсивность эмиссии 557.7 нм // Proceeding 39 Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. 2016. P.112-114.
21. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Диагностика интенсивностей излучения и электронной концентрации в полярных сияниях по данным эмпирических моделей высыпаний // Солнечно-земная физика. 2022. Т. 8. С. 61-66 № 2. doi: 10.12737/szf-82202208
22. Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Методика расчета синтетических спектров излучения триплетных состояний молекулярного азота в полярных сияниях // Труды Кольского научного центра РАН. 2023. т.2. с.58-69. doi: 10.37614/2949-1185.2023.2.2.007
23. Иванов В.Е., Дашкевич Ж.В. О возможности исследования спектров высыпающихся электронов с помощью оптических наблюдений системой MAIN // Труды Кольского научного центра РАН, серия «Гелиогеофизика», 2019. вып. 5. С. 28-34. DOI: 10.25702/KSC.2307-5252.2019.10.8.28-33
24. Иванов В.Е., Дашкевич Ж.В., Ягодкина О.И. Эффективности возбуждения эмиссий и формирования электронной концентрации в полярных сияниях // Известия РАН. Серия физическая. 2023. Т.87. №2. С. 285-289. doi:10.31857/S0367676522700508
25. Иванов В.Е., Дашкевич Ж.В. Влияние концентрации NO на отношение $I_{557.7}/I_{427.8}$ в полярных сияниях // Солнечно-земная физика. 2024. Т.10. № 1. С. 31–36. doi:10.12737/szf101202404

26. Иванов В.Е., Козелов Б.В. Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли // Апатиты: изд. Кольского научного центра РАН. 260 с. 2001.
27. Иванов В.Е., Кириллов А.С., Мальков М.В., Сергиенко Т.И., Старков Г.В. Границы овала сияний и планетарная модель интенсивности свечения // Геомагнетизм и аэроном. 1993. Т.33. С.80-88.
28. Кириллов А.С. Синглетный молекулярный азот в авроральной ионосфере и в условиях лабораторного разряда. // Журнал технической физики. 2011. Т.81. №.12.С. 39-46.
29. Кириллов А.С., Аладьев Г.А. Роль реакции $N_2(A^3\Sigma_{u,v}^+)+O$ в свечении зеленой линии и колебательной кинетике молекулярного азота в высокоширотной верхней атмосфере // Космич. исслед. 1998. Т.36. № 5. С.451-457.
30. Кириллов А.С., Ягодкина О.И., Иванов В.Е., Воробьев В.Г. Механизмы возбуждения 1PG системы N_2 в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэроном. 1987. Т. XXVII. №3. С. 419-427.1987.
31. Козелов Б.В., Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Исследование лучистых структур в полярных сияниях триангуляционными методами: 1. Высотный профиль объемной интенсивности свечения // Космические исслед. 2021. Т.59.№4. С. 267-274. DOI: 10.31857/S0023420621040038
32. Коротков В.Г., Козелов Б.В., Леонтьев С.В. Авроральный механический сканирующий фотометр ФСК-2 // Приборы и методика геофизического эксперимента. Кольский научный центр РАН. 1997. С. 15-20.
33. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул// М: Наука. Главная редакция физ.-мат. литературы. 320 с. 1980.
34. Фришман И.Г. Распределение энергии в спектрах полярных сияний в области 3900-8700 Å // Оптика и спектроскопия. Т. 6.1959.№ 3. С. 323-328. 1959.
35. Худукон Б.З. Байесовский вероятностный подход в лучевой радиотомографии и результаты его практического применения для исследования

- неоднородностей электронной плотности ионосферы (обзор) // Сб. ПГИ Моделирование процессов в верхней атмосфере. 1995. С.63-118.
36. Хьюбер К.-П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. Том 2. // М: Мир. 365 с. 1984.
 37. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы // М. Издательство иностранной литературы. 1963. 777 стр.
 38. Юрова И.Ю., Иванов В.Е. Сечение рассеяния электронов атмосферными газами // Ленинград: Наука, 1889, 144 стр.
 39. Ягодкина О.И., Воробьев В.Г., Колосова Т.Н. Высотное распределение свечения полос молекулярного азота в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэроном. Т. XXVI. №3. С. 421-425. 1986.
 40. Abreu V.J., Solomon S. C., Sharp W. E., Hays P. B. The dissociative recombination of O_2^+ : The quantum yield of $O(^1S)$ and $O(^1D)$ // J.Geophys.Res. 1983. V.88. № A5. P.4140-4144.
 41. Abreu V.J., Yee J.H, Solomon S.C., Dalgarno A. The quenching rate of $O(^1D)$ by $O(^3P)$ // Planet. Space Sci. 1986. V 34. №11. P.1143-1146 .
 42. Aso T., Ejiri M., Urashima A., Miyaoka H., Steen A., Brandstrom U., Gustavsson B. First results of auroral tomography from ALIS-Japan multi-station observations in March, 1995 // Earth. Planet.Space. 1998a. V.50. P.81-86..
 43. Aso T., Ejiri M., Urashima A., Miyaoka H., Steen A., Brandstrom U., Gustavsson B. Auroral tomography analysis of a folded arc observed at the ALIS-Japan multi-station campaign on March 26. 1995 // Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys. 1998b. V.11. P.1-10.
 44. Bachmann R., Ottinger Ch., Vilesov A.F. Molecular-beam study of the collisional intramolecular coupling of $N_2(B^3\Pi_g)$ with $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ and $N_2(w^3\Delta_u)$ states // J.Chem.Phys. 1992. V.96. №7. P.5151-5164.
 45. Bachmann R., Ottinger Ch., Vilesov A.F., Wulfmeier V. Vibrational-state-to-state collision-induced intramolecular energy transfer $N_2(A^3\Sigma_u^+, v'' \rightarrow B^3\Pi_g, v')$ // J.Chem.Phys. 1993. V.98. №11. P.8606-8625.

46. Basu B., Jasperse J.R., Strickland D.J., Daniell R.E. Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora 1. Theory // J. Geophys. Res. 1993. V.98. №A1. P. 21517-21532.
47. Bates D. R. Theoretical considerations regarding some inelastic atomic collision processes of interest in aeronomy: Deactivation and charge transfer // Planet.Space Sci. 1989. V.37. № 3. P.363-368.
48. Berrington K. A., Burke P. G. Effective collision strengths for forbidden transitions in e-N and e-O scattering // Planet. Space Sci. 1981. V. 29. № 3. P. 377-380.
49. Black G., Slander T. G., St. John G. A., Young R. A. Vacuum-ultraviolet photolysis of N₂O. IV. Deactivation of N(²D) // J. Chem. Phys. 1969. V.51. №1. P.116-121.
50. Boyd J.S., Belon A.E., Romick G.J. Latitude and time variations in precipitating electron energy inferred from measurements of auroral heights // J. Geophys. Res. 1971. V.76. №31. P.7694-7700.
51. Brandy J.H., Hill J.E. Rapid determination of auroral heights // Can. J. Phys. 1964. V.42. №9. P.1813-1819.
52. Brekke A., Henriksen K. The intensity ratio I(5577)/I(4278) and the effective life time of O(¹S) atoms in pulsating aurora // Planet. Space Sci. 1972. V. 20. P. 53-60.
53. Brown N.B., Davis T.N., Hallinan T.J., Stenback-Nielsen H.C. Altitude of pulsating aurora determined by a new instrumental technique // Geophys. Res. Lett. 1976.V.3. №7. P.403-404.
54. Budzien S.A., Feldman P.D., Conway R.R. Observations of the far ultraviolet airglow by the ultraviolet limb imaging experiment on STS-39 // J. Geophys. Res. 1994. V.99. №A12. P.23275-23287.
55. Cartwright D.C. Vibrational populations of the excited states of N₂ under auroral conditions // J. Geophys. Res. 1978. V.83. №A2. P.517-531.
56. Carwright D.C., Trajman S., Williams W. Vibrational populations of the A³Σ_u⁺ and B³Π_g states of N₂ on normal auroras.//J.Geophys.Res.1971.V.6.№34.P.8368-8377.

57. Conway R.R. Self-absorption of the N₂ Lyman-Birge-Hopfield bands in the far ultraviolet dayglow // J. Geophys. Res. 1982.V.87. №A2. P.859-866.
58. Christensen A.B., Lyons L.R., Hecht J.H., Sivjee G., Meer R.R., Strickland D.J. Magnetic field-aligned electric field acceleration and characteristics of the optical aurora // J.Geophys.Res. 1987. V. 92.№6. P. 6163-6167.
59. Christensen A.B. A rocket measurement of the extreme ultraviolet dayglow // Geophys. Res.Lett. 1976 .V.3. №4. P.221-224.
60. Crowley G., Ridley A., Winningham D., Frahm R., Sharber J. Nitric oxide variations in the mesosphere and lower thermosphere during the November 1993 storm period // J.Geophys.Res. 1998. V.103. №A11. P.26,395-26,407.
61. Dalgano A., Khare S.P. The $\lambda 5577/\lambda 3914$ intensity ration in aurora // Planet. Space Sci. 1967. V.15. №5. P. 938-940.
62. Dandekar B.S. Simplified formula for the determination of the altitude of an auroral arc from a single station // J. Atmos.Terr.Phys. 1974. V.36. №5. P.829-834.
63. Daniell R.E., Strickland D.J. Dependence of auroral middle UV emissions on the incident electron spectrum and neutral atmosphere // J.Geophys.Res. 1986. V.91. №A1. P.321-327.
64. Dashkevich Z. V.,Sergienko T.I., Ivanov V.I. The Lyman-Birge- Hopfield bands in aurora // Planet. Space Sci. 1993. V.41. №1. P.81-87.
65. DashkevichZh. V., Ivanov V.E. Some features of meridional dependence of electron flux parameters inside auroral arcs.// Proceeding XXV Annual Seminar "Physics of AuroralPhenomana".Apatity. 2002. P. 99-102.
66. Dashkevich Zh. V., IvanovV.E., LeontyevS.V., KhudukonB.Z., Evstafiev O., KorotkovV.G., RolduginA.V., SergienkoT.I. The luminosity dynamics and precipitated particle flux characteristics during an optical tomography experiment in February 1999// Proceeding XXIV Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomana". Apatity. 2001. P. 107-110.
67. Dashkevich Zh. V., Korotkov V.G., Leontyev S.V., Roldugin A.V., Sergienko T.I., Evstafiev O. Reconstruction of characteristics of auroralionosphere and thermosphere

- using the method of optical tomography // Proceeding XXIII Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena". Apatity. 2000. P.65-68.
68. Dashkevich Zh.D., Ivanov V.E. The effect of auroral electron precipitation on the effective recombination coefficient// Book of Proceedings of 10 Workshop Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere . 2018. P.162-166. DOI:10.31401/WS.2018.proc
 69. Dashkevich Zh.V, Ivanov V.E. The efficiencies of $O(^1S)$ and $O(^1D)$ excitation mechanisms in aurora / Proceeding of 11 Workshop "Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere". 2019a . P. 134-138. DOI:10.31401/WS.2019.proc
 70. Dashkevich Zh.V, Ivanov V.E. The nitric oxide density in the polar region from ground-based photometer data / Proceeding of 11 Workshop "Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere". 2019b. P.129-133. DOI:10.31401/WS.2019.proc
 71. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Khudukon B.Z.. Features of stable diffuse arcs observed by means of auroral tomography// *Annales Geophysicae*. 2007. V. 25.№5. P. 1131-1139.
 72. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Kozelov B.V. The features of precipitating electron spectra in the rayed auroras.// Proceeding 44 th Annual seminar: Physics of Auroral Phenomena. Apatity. 2021.P. 118-122.
 73. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Sergienko T.I., Kozelov B.V. Time dependent physicochemical model of the auroral ionosphere // Book of Proceedings of 10 Workshop Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere . 2018. P.156-161. DOI:10.31401/WS.2018.proc
 74. Deans A.J., Shepherd G.G. Rocket measurements of oxygen and nitrogen emissions in the aurora // *Planet. Space Sci.* 1978. V.26.№4. P.319-333.
 75. DeMore W.B., Sander S.P., Golden D.M., Molina M.T., Hampson R.F., Kurylo M.J., Howard C.J., Ravishankara A.R. Chemical kinetics and photochemical data

- for use in stratospheric modeling // Evaluation number 9. JPL publication 90-1. Pasadena. CA.1990.
76. Doe A.R., Kelly J.D., Semeter J.L., Steele D. P. Tomographic reconstruction of 630.0 nm emission structure for a polar cap arc // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V.24. №9. P.1119-1122.
 77. Donahue T.M., Parkinson T, Zipf E.C., Doering J.P., Fastie W.G., Miller R.E. Excitation of the auroral green line by dissociative recombination of the molecular ion: Analysis of two rocket experiments // *Planet. Space Sci.* 1968. V.16. №6. P. 737-747.
 78. Dreyer J.W., Perner D. Deactivation of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0 - 7)$ by ground state nitrogen, ethane and ethylene measured by kinetic absorption spectroscopy.// *J.Chem.Phys.*1973. V.58 . №3.P.1195-1201.
 79. Dreyer J.W., Perner D., Roy C.R. Rate constants for quenching of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0 - 8)$ by CO, CO₂, NH₃, NO and O₂ // *J.Chem.Phys.*1974.V.61.№8. P.3164-3169.
 80. Eastes R.W. Modeling the N₂ Lyman-Birge-Hopfield band in the dayglow: Including radiative and collisional cascading between the singlet states // *J. Geophys. Res.* 2000.V.105. №A12. P.18557-18573. doi:10.1029/1999JA000378
 81. Eastes R.W., Dentamaro A. V. Collision-induced transitions between the $a^1\Pi_g$, $a'^1\Sigma_u^-$, and $w^1\Delta_u$ states of N₂: Can they affect auroral N₂ Lyman-Birge-Hopfield band emissions? // *J. Geophys. Res.* 1996.V.101. №A12. P.26931-26940.
 82. Eastes R.W., Feldman P.D., Gentieu E. P., Chistensen A.B. The ultraviolet dayglow at solar maximum 1. Far UV spectroscopy at 3.5 Å resolution // *J. Geophys. Res.* 1985. V.90. №A7. P.6594-6600.
 83. Eastes R.W., Sharp W.E. Rocket-borne spectroscopic measurements in the ultraviolet aurora: the Lyman-Birge-Hopfield bands // *J. Geophys. Res.* 1987. V.92. №A9. P.10095-10100.
 84. Eather R.H. Latitudinal distribution of auroral and airglow emissions: the “soft” auroral zone // *J. Geophys. Res.* 1969. V.74. № 1. P.153-158.

85. Eather R.H., Mende S.B. Systematics in auroral energy spectra // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. № 4. P.660-673.
86. Feldman P.D., Auroral excitation of optical emissions of atomic and molecular oxygen // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. №A6. P. 2511-2516.
87. Fell C., Steinfeld J.I. Miller S. Quenching of $N(^2D)$ by $O(^3P)$ // J. Chem. Phys. 1990. V.92. №8. P.4768-4777.
88. Fensenfeld F. C. The reaction of O_2^+ with atomic nitrogen and $NO^+ \cdot H_2O$ and NO_2^+ with atomic oxygen.// Planet.Space Sci. 1977. V. 25. №2. P.195-196.
89. Frederick J. E., D. W. Rusch. On the chemistry of metastable atomic nitrogen in the F region deduced from simultaneous satellite measurement of the 5200-Å airglow and atmospheric composition // J. Geophys. Res. 1977. V 82. №25. P.3509-3517.
90. Frey H.U., FreyS., LanchesterB.S., and KoschM. Optical tomography of the aurora and EISCAT // Ann. Geophysicae. 1998. V.16. №10. P.1332-1342.
91. Frey S., FreyH.U., CarrD.J., BauerO.H., HaerendelG. Auroral emission profiles extracted from three-dimensionallyreconstructed arcs// J. Geophys. Res. 1996. V.101. № A10. P.21731-21741.
92. Garstang R. H. Transition probabilities in auroral lines, in airglow and aurora // Pergamon. New York. 1956.
93. Gattinger R.L., Harris F.R. Vallance Jones A. The height, spectrum and mechanism of type-B red aurora and its bearing on the excitation of $O(^1S)$ in aurora // Planet. Space Sci. 1985.V.33.№2.P.207-221.
94. Gattinger R.L., Llewellyn E.J., A.Vallance Jones. On I(5577A) and I(7620A) auroral emissions and atomic oxygen densities // Ann. Geophysicae. 1996. V.14. №7. P. 687-698.
95. Gattinger R.L., Vallance Jones A. The intensity ratios of auroral emission features // Ann. Geophys. 1972. V.28. №1. P. 91-97.
96. Gattinger R.L., Vallance Jones A., Hecht J.H., Strickland D.J., Kelly J. Comparison of ground-based optical observations of N_2 Second Positive to N_2^+

- First Negative emission ratios with electron precipitation energies inferred from the Sondre Stromfjord radar // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. №A7. P.11341–11351.
97. Gerard J.-C. Thermospheric ODD nitroden // Planet. Space Sci. 1992. V.40. № 2/3. P.337-353.
 98. Gerard J.-C., Barth C.A. High-latitude nitric oxide in the lower thermosphere // J. Geophys. Res. 1977. V. 82.№4. P.674–680.
 99. Gerard J.C., Noel C.E. AE-D measurements of the NO geomagnetic latitudinal distribution and contamination by $N^+(\text{S})$ emission // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. №A9. P. 10136–10140.
 100. Gerard J.-C., Rusch D.W. The auroral ionosphere: comparison of time-dependent model with composition measurements. // J. Geophys. Res. 1979. V.84. №A8. P.4335-4340.
 101. Gerdjikova M. G., Sherherd G.G, Evaluation of auroral 5577-Å excitation processes using Intercosmos Bulgaria 1300 satellite measurements // J. Geophys. Res. 1987. V.92. №A4. P. 3367-3374.
 102. Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V.21. №5. P.1005-1107.
 103. Gledhill J.A. The effective recombination coefficient of electrons in the ionosphere between 50 and 150 km // Radio. Sci. 1986. V.21. №A3. P. 399–408.
 104. Goldan P.D., Schmeltekopf A.L., Fehsenfeld F.C., Schiff H.I., Ferguson E.E. Thermal energy ion-neutral reaction rates. II. Some reactions of ionospheric interest // J. Chem. Phys. 1966. V.44. №11. P.4095-4103.
 105. Crowley G., Ridley A., Winningham D., Frahm R., Sharber J. Nitric oxide variations in the mesosphere and lower thermosphere during the November 1993 storm period // J. Geophys. Res. 1998. V.103. №A11. P.26395-26407.
 106. Grubbs G., Michell R., Samara M., Hampton D., Hecht J., Solomon S., Jahn J-M. A comparative study of spectral auroral intensity predictions from multiple

- electron transport models / J. Geophys. Res: Space Physics. 2018. V.123. №1. P. 993-1005.
107. Gudirati M.S., Copeland R.A., Ginter M. L. Collisional removal rate constants for N_2 ($a, v=0$ and 1) with N_2 , O_2 and O colliders at 300, 240 and 150 K // EOS Trans. AGU. 2002. V.83(19) Spring Meet. Suppl., Abstract SA32A-14.
108. Gustavsson B. Tomographic inversion for ALIS noise and resolution // J. Geophys. Res. 1998.V.103. №A11. P.26621-26632.
109. Gustavsson B., Sergienko T.I., Rietveld M.T., Honary F., Steen A., Brandstrom B.U.E., Leyser T.B., Aruliah A.L., Aso T., Ejiri M., Marple S. First tomographic estimate of volume distribution of HF-pump enhanced airglow emission // J. Geophys. Res. 2001.V.106. №A12. P.29105-29123.
110. Hardy D.A., Gussenhoven M.S., Brautigam D. A statistical model of auroral ion precipitation // J. Geophys. Res.1989. V.94. №A1. P.370-392.
111. Hardy D.A., Gussenhoven M.S. , Holeman E. A statistical model of auroral electron precipitation // J. Geophys. Res. 1985.V.90. №A5. P.4229-4248.
112. Hecht J.H., Christensen A.B., Strickland J.B., and Meier R.R. Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements: Variation in oxygen density // J. Geophys. Res. 1989.V.94. №A10. P.13563-13574.
113. Hedin A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. 1991.V.96.№A2. P. 1159-1172.
114. Henriksen K. Photometric investigation of 4278 Å and 5577 Å emissions in aurora // J. Atmos. Terr. Phys.1973. V.35. №7. P.1341-1350.
115. Henry R. J, Burke P. G., Sinfailam A.-L. Scattering of electrons by C, N, O, N^+ , O^+ and O^{++} // Phys. Rev. 1969.V. 178. №1. P.218-225.
116. Herron J.T. Evaluated chemical kinetics data for reactions of $N(^2D)$, $N(^2P)$, and $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in the gas phase // J.Phys.Chem.Ref.Data. 1999.V.28.№5. P.1453-1483.
117. Hill J.E. Auroral heights over Churchill, Manitoba, during International Quiet Solar Year // Can. J. Phys. 1965. V.43. №10. P.1917-1919.

118. Holland R.F., Maier W.B. Study of the $A \rightarrow X$ transition in N_2^+ and CO^+ // J. Chem.Phys.1972. V.56.№11. P. 5229-5246.
119. Johnsen R., Biondi M. A. Laboratory measurement of the $O^+(^2D) + N_2$ and $O^+(^2D) + O_2$ reaction rate coefficients and their ionospheric implications // Geophys. Res. Lett. 1980.V.7. №5.P.401-403.
120. Kaila K.U. An iterative method for calculating the altitudes and positions of auroras along the arc // Planet. Space Sci. 1987. V.35. №2. P.245-258.
121. Kennealy J.P., Del Greco F.P., Caledonia G.E. et al. Nitric oxide chemiexcitation occurring in the reaction between metastable nitrogen atoms and oxygen molecules // J. Chem. Phys. 1978. V.69. № 4. P.1574-1584.
122. Kernahan J. H., Pang H. L. Experimental determination of absolute A coefficients for 'forbidden' atomic oxygen lines // Can. J. Phys.1975. V.53. №5. P.455-458.
123. Kirillov A.S. The study of intermolecular energy transfers in electronic energy quenching for molecular collisions N_2-N_2 , N_2-O_2 , O_2-O_2 // Ann.Geophys.2008. V.26. P.1149-1157.
124. Kirillov A.S. Electronic kinetics of main atmospheric components in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // Ann.Geophys.2010. V.28. № 5. P.181-192.
125. Kirillov A.S. Influence of electronically excited N_2 and O_2 on vibrational kinetics of these molecules in lower thermosphere and mesosphere during auroral electron precipitation.// J.Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys. 2012. V.81-82. P.9-19.
126. Kley D., Lawrence G. M., Stone E. J. The yield of $N(^2D)$ atoms in the dissociative recombination of NO^+ // J.Chem.Phys. 1977. V.66. №9. P.4157-4165.
127. Kopp J. P., Rusch P. W, Roble R. G., Victor G. A., Hays P. B. Photoemission in the second position system of molecular nitrogen in the Earth's dayglow // J. Geophys. Res. 1977. V.82. №4. P.555-560.
128. Kovacs J. Rotational structure in the spectra of diatomic molecules.-Budapest: Academia Kiado. 320 p. 1969.

129. Kozelov B. V., Pilgaev S. V., Borovkov, L. P., Yurov V. E. Multi-scale auroral observations in Apatity: winter 2010–2011 // *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.* 2012.V.1.№1. P. 1–6.
130. Kozelov B. V., Brändström B. U. E., Sigernes F., Roldugin A.V., Chernouss S.A. Practice of CCD cameras' calibration by LED low-light source // "Physics of Auroral Phenomena". Proc. XXXVI Annual Seminar. Apatity. 2013. P. 151 – 154.
131. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. Ionospheric tomography // Springer-Verlag. Berlin. Heidelberg. 259 p. 2003.
132. Langford A. O., Bierbaum V. M., Leone S.R. Auroral implications of recent measurements on $O(^1S)$ and $O(^1D)$ formation in the reaction of N^+ with O_2 // *Planet. Space Sci.* 1985. V. 33. №10. P.1225-1228.
133. Lin C.-L., Kaufman F. Reactions of metastable nitroden atoms // *J. Chem. Phys.* 1971.V.55. №8. P.3760-3769.
134. Lindinger W., Fehsenfeld F. C., Schmeltekopf A. L., Ferguson E. E. Temperature dependence of some ionospheric ion-neutral reactions from 300° to 900°K // *J.Geophys.Res.* 1974.V. 79. №31. P.4753-4756.
135. Lindinger W., Ferguson E. E. Laboratory investigation of the ionospheric $O_2^+(X^2\Pi_g, v = 0)$ reaction with NO // *Planet. Space Sci.* 1983. V.31. №10. P.1181-1182.
136. Link R. A rocket observation of 6300A/5200A intensity ratio in the dayside aurora: Implications for the production of $O(^1D)$ via the reaction $N(^2D)+O_2 \rightarrow NO+O(^1D)$ // *Geophys. Res. Lett.* 1983. V.10. №3. P.225-228.
137. Lummerzheim D., Liliensten, J. Electron transport and energy degradation in the ionosphere: Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations // *Annales Geophysicae.* 1994. V.12. № 10/11. P. 1039–1051.
138. Makkanen M., Lehtinen M., Nygren T., Pirttila J., Henelius P. Vilenius E., Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z. Bayesian approach to satellite radiotomography

- with applications in the Scandinavian sector // *Ann. Geophysicae*. 1995. V.13. №12. P.1277-1287.
139. Marinelli E.J., Kessler W.J., Green B.D., Blunberg W.A. M. Quenching of $N_2(a^1\Pi_g, v'=0)$ by N_2 , O_2 , CO , CO_2 , CH_4 , H_2 and Ar // *J. Chem. Phys.* 1989. V.90. №4. P.2167-2173.
140. Maseide K. Rocket measurements of the volume emission profiles for auroral glow // *Planet. Space Sci.* 1967. V.15. P. 899-905.
141. Mayer J.A., Setser D.W., Stedman D.H. Energy transfer reactions of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, 2, Quenching and emission by oxygen and nitrogen // *J. Chem. Phys.* 1970. V.74. №10. P. 2238-2240.
142. McDade I.C., Llewellyn E.J. Inversion techniques for recovering two-dimensional distributions of auroral emission rates from tomographic rocket photometer measurement // *Can.J.Phys.*1991. V.69. P.1059-1068.
143. McDade I.C., Llewellyn E.J., Solheim B.H. A rocket measurement of $O(^1S)$ and N_2^+ emissions in a pulsating aurora // *Can. J. Phys.*1985. V.63. №7. P.983-987.
144. McDade I.C., Lloyd N.D., Llewellyn E.J. A rocket tomography measurement of the N_2^+ 3914 Å emission rates within an auroral arc // *Planet. Space Sci.* 1991. V.6. P.895-906.
145. McFarland M, Albritton D. L., Fehsenfeld F. C., Ferguson E. E, Schmeltekopf A. L. Energy dependence and branching ratio of the $N_2^+ + O$ reaction // *J. Geophys. Res.*1974.V.79.№19.P.2925-2926.
146. Meier R.R. Ultraviolet spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere // *Space.Sci.Rev.* 1991.V.58. №1/2.
147. Meier R.R., Conway R.R, Feldman P.D., Strickland D.J., Gentieu E. P. Analysis of nitrogen and oxygen ultraviolet auroral emissions // *J. Geophys. Res.* 1982. V.87. №A4. P.2444-2452.
148. Meier R.R., Strickland D.J., Hecht J.H., Christensen A.B. Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements: A

- study of auroral red line processes // J. Geophys. Res. 1989.V.94. №A10. P.13541-13552.
149. Mende S.B., Eather R.A. Spectroscopic determination of the characteristics of precipitating auroral particles // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 3211-3216.
150. Morrill J., Benesch W. Plasma preconditioning and the role of elevated vibrational temperature in production on excited N₂ vibrational distributions // J. Geophys. Res. 1990. V.95, №A6. P.7711-7724.
151. Morrill J.S., Benesch W.M. Auroral N₂ emissions and effect of collisional processes on N₂ state vibrational populations.// J.Geophys.Res. 1996. V. 101. №A1. P.261-274.
152. Mul P. M., McGowan J. W. Merged electron-ion beam experiments, III, Temperature dependence of dissociative recombination for atmospheric ions NO⁺, O₂⁺ and N₂⁺// J.Phys.B. 1979. V.12. №9. P.1591-1602.
153. Nygren T., Makkanen M., Lehtinen M., Kaila K. Application of stochastic inversion in auroral tomography //Ann. Geophysicae. 1996. V.14. №11. P.1124-1133.
154. O'Keefe A, Mauclaire A.G., Parent D., Bowers M.T. Product energy disposal in the reaction of N⁺(³P) with O₂(X³Σ) // J. Chem. Phys. 1986. V.84. №1. P. 215-219.
155. Oppenheimer M., Constantinides E. R., Kirby-Docken K., Victor G. A., Dalgarno A., Hoffman J.H. Ion photochemistry of the thermosphere from Atmospheric Explorer-C measurements // J. Geophys. Res. 1977. V.82. №35. P.5485-5492.
156. Park H., Feldman P. D., Fastie W. G. The extreme ultraviolet (750-1230 A) spectrum of an aurora // Geophys. Res.Letters. 1977. V.4. №1. P.41-44.
157. Parkinson T.D., Zipf E.C., Donahue T.M. Rocket investigation of the auroral green line // Planet. Space Sci. 1970. V.18. № 2. P. 187-198.
158. Pilling M.J., Bass A.M., Braun W. A curve of growth determination of the f-value for the fourth positive system of CO and Lyman-Birge-Hopfield system of N₂ // J.Quant.Spectrosc. Transfer. 1971. V.11. №11. P.1593-1604.

159. Piper L.G. Reevaluation of the transition-moment function and Einstein coefficients for the $N_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+)$ transition // *J. Chem. Phys.* 1993. V.99. №5. P.3174-3181.
160. Prandhan A. K. Close-coupling calculations for electron collisions with O^+ and for bound states of neutral oxygen.// *Proc. Phys. Soc. London At. Mol. Phys.* 1976. V.9. P.433.
161. Queffelec J. L., Rowe B. R., Morlais M., Gomet J. C., Vallee F. The dissociative recombination of N_2^+ ($v=0,1$) as source of metastable atoms in planetary atmosphere // *Planet. Space Sci.* 1985. V.33. №3. P.263-270.
162. Rees M.H. A method for determining the height and geographic position of an auroral arc from one observing station// *J. Geophys. Res.* 1963.V.68.№1.P.175-184.
163. Rees M.H. Excitation of $O(^1S)$ and emission of 5577Å radiation in aurora // *Planet. Space Sci.* 1984. V.32. № 3. P.373-378
164. Rees M.H., Luckey D. Auroral electron energy derived from ratio of spectroscopic emission. 1. Model computations // *J. Geophys. Res.* 1974.V.79.№34.P.5181-5186.
165. Rees M., Lummerzheim D. Characteristics of auroral electron precipitation derived from optical spectroscopy // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. №A6. P. 6799–6815.
166. Rees M.H., Lummerzheim, Roble R.G., Winningham J.D., Craven J.D., Frank L.A. Auroral energy deposition rate, characteristic electron energy and ionospheric parameters derived from Dynamics Explorer 1 images // *J. Geophys. Res.* 1988. V.93. №A11. P.12841-12860.
167. Rees M.H., Roble R.G. Excitation of $O(^1D)$ atoms in aurorae and emission of the OI 6300Å line // *Can. J. Phys.* 1987.V.64.№12. P.1608-1613.
168. Rees M.H., Roble R.G. Observations and theory of the formation of stable auroral red arcs // *Rev. Geophys.* 1975. V.16. №1. P.201-242.
169. Rees M.H., Stewart A.I., Sharp W.E., Hays P.B., Hoffman R.A., Brace L.H., Doering J.P., Peterson W.K. Coordinated rocket and satellite measurements of an

- auroral event, 1, Satellite observation and analysis // *J. Geophys. Res.* 1977. V.82. №16. P.2250-2261.
170. Rees M.H., Vallance Jones A. Time dependent studies of the aurora – II. Spectroscopic morphology. // *Planet.Space.Sci.* 1973. V.21. № 7. P. 1213-1235.
171. Rees M.H., Walker J.C.G., Dalgarno A. Auroral excitation of the forbidden lines of atomic oxygen // *Planet. Space Sci.* 1967. V.15. №7. P.1097-1110.
172. Rees M.N., Sivjee G.G., Dick K.A. Studies of molecular nitrogen bands from airborne auroral spectroscopy.// *J.Geophys.Res.* 1976. V.81. №34. P.6046-6058.
173. Romick G.J., Belon A.E. The spatial variations of auroral luminosity –I. The behaviour of synthetic model auroras // *Planet. Space Sci.* 1967a. V.15. №3. P.475-493.
174. Romick G.J., Belon A.E. The spatial variations of auroral luminosity –II. Determinations of volume emission rate profile // *Planet. Space Sci.* 1967b. V.15. №11. P.1695-1716.
175. Rusch D.W., Barth C.A. Satellite measurements of nitric oxide in the polar region // *J. Geophys. Res.* 1975. V. 80. P. 3719–3721.
176. Rusch D. W., Torr D. G., Hays P. B., Walker C. G. The OII (7319-7330 Å) dayglow // *J. Geophys. Res.* 1977.V.82.№4.P.719-722.
177. Rusch D.W., Gerard J.C., Sharp W.E. The reaction of N(²D) with O₂ as source O(¹D) atoms in aurorae // *Geophys. Res. Lett.* 1978. V.5. № 12.P.1043-1046.
178. Schofield K. Critically evaluated rate constants for gaseous reactions of several electronically excited species // *J.Phys.Chem. Ref. Data.* 1979. V.8. №3.P.723-798.
179. Seaton M.J., Osterbrock D.E. Relative OII intensities in gaseous nebulae // *Astrophys J.* 1957. V.125. P. 66-83.
180. Semeter J., Mendillo M., Baumgardner J. Multispectral tomographic imaging of the midlatitude aurora // *J. Geophys. Res.* 1999. V.104. №A12. P.24565-24585.
181. 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. №8. P.717-724.

182. Sharp W.E. NO₂ continuum in aurora. //J.Geophys.Res. 1978. V.83. P.4373-4376.
183. Sharp W.E., Rees M.N., Stewart A.I. Coordinated rocket and satellite measurements of on auroral event. 2. The rocket observations and analysis // J. Geophys. Res. 1979 V.84. №A5. P.1977-1984.
184. Shemansky D.E. Transition probabilities and collision broadening cross section of the N₂ Lyman-Birge-Hopfield system // J. Chem. Phys. 1969.V.51.№12. P.5487-5494.
185. Shepherd G.G., Gerdjikova M.J. Thermospheric atomic oxygen concentrations inferred from the aroral I(5577)/I(4278) emission rate ratio // Planet. Space Sci. 1988. V.36. P. 893-895.
186. Shepherd M.J., Shepherd G.G. On the I(557.7nm)/I(427.8nm) emission rate in aurora // J. Atmos. Terr. Phys. 1995. V.57. P. 933-943.
187. Shepherd M.G., Shepherd G.G. On the I(557.7 nm)/I(427.8 nm) emission rate ratio in aurora // J. Atmos. Terr. Phys.1995. V. 57. № 8. P. 933–943.
188. Siskind D.E., Barth C.A., Evans D.S., Roble R.G. The response of thermospheric nitric oxide to an auroral storm 2.Auroral latitudes // J. Geophys. Res. 1989.V.94. № A12. P.16899- 16911.
189. Slander T. G., Black G. O(¹S) quenching profile between 75 and 115 km. // Planet. Space Sci. 1973. V.21. №10. P.1757-1761.
190. Solheim B.H., Llewellyn E.J. An indirect mechanism for the production of O(¹S) in the aurora// Planet. Space Sci. 1979. V.27. №4. P. 473-479.
191. Solomon S. C. Auroral excitation of N₂ 2P(0,0) and VK(0,9) bands. // J.Geophys.Res.1989. V.94. №A12. P.17215-17222.
192. Solomon S. C. Auroral particle transport using Monte Carlo and hybrid methods// J. Geophys. Res. 2001. V. 106. №A1. P. 107–116.
193. Solomon, S. C. Global modeling of thermospheric airglow in the far ultraviolet // J.Geophys. Res. 2017. V. 122. №A1. P. 7834-7848.
194. Solomon S. C., Hays P. B., Abreu V. J. The auroral 6300Å emission: observations and modelling // J.Geophys. Res.1988. V. 93. №A9. P.9867-9882.

195. Solomon S.C., Barth C.A. Auroral production of nitric oxide measured by the SNOE satellite // *Geophys.Res.Lett.* 1999. V.26. №9. P.1259-1262.
196. Spiro R.V., Reiff P.H., Maher L.J. Jr. Precipitating electron energy flux and auroral zone conductance –an empirical model // *J.Geophys. Res.* 1982.V.87.P.8215-8227.
197. Steele D. P., McEwen D.J. Electron auroral excitation efficiencies and intensity ratios // *J. Geophys. Res.* 1990. V.95. №A7. P.10321-10336.
198. Stevens M.H., Conway R.R., Cardon J.G., Russell J.M. MAHRSI observations of nitric oxide in the mesosphere and lower thermosphere // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. № 24. P. 3213–3216.
199. St-Maurice J.-P., Torr D. G. Nonthermal rate coefficients in the ionosphere: The reaction of O^+ with N_2 , O_2 and NO // *J. Geophys. Res.* 1978. V.83. №A3. P.969-977.
200. Stormer C. *The polar aurora* // Clarendon. Oxford. 1955.
201. Streit G. E., Carleton J. Howard, Schmeltekopf A. L., Davidson J. A., Schiff H.I. Temperature dependence of $O(^1D)$ rate constants for reactions with O_2 , N_2 , CO_2 , O_3 , and H_2O // *J. Chem. Phys.* 1976.V.65. №11.P.4761-4764.
202. Strickland D., Daniell R.E., Jasperse J.R., Basu B. Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora, 2, Model results.// *J.Geophys.Res.*1993. V.98. №A12. P.21533-21532.
203. 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. №A10. P.8051-8062.
204. Strickland D.J., Meier R.R., Hecht J.H., Christensen A.B. Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements: Theory and model results // *J. Geophys. Res.*1989. V.94. №A10. P.13527-13540.
205. Strickland D.J., Book D.L., Coffey T. P., Fedder J.A. Transport equation techniques for the deposition of auroral electrons // *J. Geophys. Res.* 1976. V.81. №16. P.2755-2764.

206. Swider W., Narcisi R.S. Auroral E-region: ion composition and nitric oxide // Planet. Space Sci. 1977.V. 25. № 2. P. 103-116.
207. Torr D. G., Torr M. R. Chemistry of the thermosphere and ionosphere // J. Atm. Terr. Phys.1979. V.41. №7/8. P.797-839.
208. Torr M.R. The NII 2143 Å dayglow from Spacelab 1 // J. Geophys. Res. 1985.V.90. №A7. P.6679-6684.
209. Umemoto H., OkuM., Iwai T. Collisional intersystem crossing of $N_2(a^1\Sigma_u^-)$ to produce triplet-state molecular nitrogen // J.Chem.Phys.2011. V.118. №22. P.10006-10011.
210. Vallance Jones A. Aurora//Boston:D.Reidel Published Company.1974.
211. Vallance Jones A. Measurements of the optical emission height profiles of medium intensity aurora // Planet. Space Sci.1979. V. 27. № 3. P.307-312.
212. Vallance Jones A., Gattinger R.L. Quenching of the N_2 Vegard-Kaplan system in aurora.// J.Geophys.Res.1976. V.81. №4. P.497-450.
213. Vallance Jones A., Gattinger R.L., Creutzberg F., Harris F.R., McNamara A.G., Llewellyn E.J., Lummerzheim D., Rees M.N., McDade I.C., Margot J. The ARIES auroral modelling campaign: characterization and modeling of evening auroral arc observed from a rocket and a ground-based line of meridian scanners // Planet. Space Sci. 1991. V.39. №12. P.1677-1705.
214. Vallance Jones A., Gattinger R.L., Creutzberg F., King R.A., Prikryl P., Cogger L.L., McEwen D.J., Harris F.R., Anger C.D., Murphree J.S., Koehler R.A. A comparison of Canopus ground optical data with images from the Viking UV camera // Geophys. Res. Lett. 1987a. V.14. №4. P.391-394.
215. Vallance Jones A., Gattinger R.L., Shin P., Meriwether J.W., Wickwar V.B., Kelly J. Optical and radar characterization of a short-lived auroral event at high latitude. // J.Geophys.Res. 1987b. V. 92. №A5. P.4575-4589,
216. Vallance Jones A., Rees M.H. Time dependent studies of the aurora – I. Ion density and composition.// Planet.Space.Sci. 1973. V.21. №4 . P.537-557.

217. Vanderslise J.T., Tilford S.G., Wilkinson P.G. The high-resolution absorption spectrum of nitrogen from 1060 to 1520 Å 1. $a^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+$ system // *Astrophys. J.* 1965.V.141. №2. P.395-426.
218. Vickrey J.F., Vondrak R.R., Matthews S.J. Energy deposition by precipitating particles and Joule dissipation in the auroral ionosphere // *J. Geophys. Res.* 1982. V.87. №A7. P. 5184–5196.
219. Vondrak R., Robinson R. Inference of high-latitude ionization and conductivity from AE-C measurements of auroral electron fluxes // *J. Geophys. Res.* 1985. V.90. №A8. P. 7505–7512.
220. Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral precipitation model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2013. V.102. P.157-171.
221. Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M. Atomic transition probabilities, vol.1 // *Natl. Stand. Ref. Data Ser.-U.S. Nat. Bur. Stand.* 1966.
222. Yee J., Killeen T.I. Thermospheric production of $O(^1S)$ by dissociative recombination of vibrationally excited O_2^+ // *Planet.Space Sci.* 1986. V.34. № 11. P. 1101-1107.
223. Zipf E.C., McLaughlin R.W. On the dissociation of nitrogen by electron impact and by E.U.V. photo-absorption // *Planet.Space.Sci.* 1978. V.26. №5. P.449-462.