

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт прикладной геофизики имени Е.К. Фёдорова»

На правах рукописи

Дышлевский Сергей Викторович

**ПЕРЕНОС ПРЯМОГО И РАССЕЯННОГО ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В
ЛИНИИ ЛАЙМАН-АЛЬФА В D И E -ОБЛАСТЯХ ИОНОСФЕРЫ**

25.00.29 – Физика атмосферы и гидросферы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель,
Доктор физико-математических наук
Беликов Юрий Евгеньевич

Москва –2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ ЛАЙМАН-АЛЬФА И ЛАЙМАН-БЕТА С ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРОЙ.....	19
1.1. Спектральные линии водорода Лайман-альфа и Лайман-бета.....	19
1.2. Потoki солнечного излучения в линиях L_{α} и L_{β}	20
1.3. Распространение излучения в линии L_{α} в D -области ионосферы.....	29
1.4. Ионизация E -области.....	30
1.5. Окись азота в мезосфере и нижней термосфере.....	32
1.5.1. Окись азота в D -области ионосферы.....	32
1.5.2. Окись азота в E -области ионосферы.....	34
1.6. Долгосрочный тренд снижения солнечной активности.....	36
1.7. Роль УФ излучения в ионизации области E	38
1.8. Влияние звёздного излучения на ионизацию верхней мезосферы и нижней термосферы.....	40
1.9. Корпускулярная ионизация.....	41
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА РАСЧЁТА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ ЛАЙМАН-АЛЬФА И ЛАЙМАН БЕТА.....	43
2.1. Входные модельные параметры.....	43
2.1.1. Исходные данные для вычисления рассеяния и поглощения.....	43
2.1.2. Принцип сумеречного эффекта.....	51
2.1.3. Описание модели переноса излучения.....	53
2.1.4. Верификация модели и оценка погрешностей.....	56
2.1.5. Детали вычислений потоков в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета.....	58
2.1.6. Привязка к абсолютным значениям.....	62
2.1.7. Расчёт концентрации электронов.....	63
2.2. Учёт явлений, влияющих на поле солнечной радиации в стратомезосфере.....	73
2.2.1. Учёт солнечной активности.....	73
2.2.2. Аномальные температурные колебания в стратосфере и мезосфере.....	74
2.2.3. Явление зимней аномалии.....	76
ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ПРЯМОГО И РАССЕЯННОГО ПОТОКОВ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ В D - И E -ОБЛАСТЯХ ИОНОСФЕРЫ.....	79
3.1. Прямое излучение в линии L_{α} в D -области ионосферы.....	79
3.2. Рассеянное излучение в линии L_{α} в D -области ионосферы.....	85

3.3. Граница дневных и сумеречных условий.....	89
3.4. Изменение полного потока с высотой.....	91
3.5. Условия зимней аномалии.....	93
3.5.1. Превышение зимних потоков над летними.....	93
3.5.2. Результаты вычисления электронной концентрации ниже 80 км.....	96
3.5.3. Учёт вариаций температуры в зимней мезосфере.....	97
3.5.4. Спорадические высокие зимние концентрации в <i>D</i> -области.....	99
3.6. Влияние солнечной активности на ионизацию <i>D</i> -области.....	100
3.7. Распространение излучения в <i>E</i> -области ионосферы.....	105
3.7.1. Результаты расчётов потоков УФ излучения.....	105
3.7.2. Расчёт электронной концентрации в <i>E</i> -области ионосферы.....	108
3.8. Оценка вклада ионизации области <i>E</i> ионосферы излучением звёзд.....	110
ГЛАВА 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.....	111
4.1. Ионизация <i>D</i> -области.....	111
4.2. Проблемы интерпретации результатов расчётов поля радиации в <i>E</i> -области ионосферы.....	113
ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ.....	119
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	122

ВВЕДЕНИЕ

Представляемая работа посвящена проблеме ионизации D - и E -областей ионосферы в сумеречных и ночных условиях рассеянием резонансного излучения в линии водорода Лайман-альфа (L_α). На основе модифицированной модели переноса излучения исследуется воздействие прямого и рассеянного солнечного излучения в далёком ультрафиолете в линии Лайман-альфа. Расчёты по модифицированной модели переноса излучения проводились также для линии Лайман-бета (L_β) для оценки соотношения вкладов излучения в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета на концентрацию электронов в верхней мезосфере и термосфере. Получены дополнительные обоснования о том, что ряд значимых аэрономических эффектов, таких, как зимняя аномалия электронной концентрации в D -области и максимум электронной концентрации в E -области N_mE в сумерки и ночью могут связаны, в первую очередь, со взаимодействием прямого либо рассеянного солнечного излучения в ультрафиолетовой области с окисью азота. Показано также, что вклад излучения в линии L_α в общую ионизацию E -области растёт при увеличении угла погружения Солнца и росте солнечной активности и может составлять до 30—50% ионизации излучением L_β . Приводятся количественные оценки этого взаимодействия, рассматриваются возможные источники неопределённости в расчётах. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с существующими моделями, ионосферы, в частности, с моделью IRI-2016 ¹.

Актуальность проблемы

Исследование нижней ионосферы является одной из важнейших проблем аэронавтики, радиофизики, климатологии. Изменение концентрации электронов $[e]$ в D - и E -областях ионосферы в дневное и ночное время существенным образом влияет на распространение радиоволн в среднем и длинноволновом диапазонах. При этом источники ионизации в дневное и ночное время могут быть различными.

Ещё на начальном этапе космических исследований было выдвинуто обоснование, о том, что ионизация D -области ионосферы связана с вариациями концентрации окиси азота $[NO]$ [Nicolet, Aikin, 1960]. Ионизирующими агентами могут быть также космические лучи, фотоионизация O_2 ($^1\Delta_g$) в диапазоне длин волн 102,7—111,8 нм

¹ https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php

[Hunten, McElroy, 1968]. Ионизация *D*-области может быть также вызвана жёстким рентгеновским излучением ($0,1\text{—}10\text{ \AA}$) [Brasseur, Solomon, 2005], [Barabash et al., 2012].

Кроме названных выше источников, ионизация *D*-области может быть вызвана потоками электронов различных энергий. На рис. 1 показаны профили потоков электронов, проникающих в атмосферу, по данным [Vasilyev et al., 2007], т.е. на высоту *D*-области ионосферы проникают электроны в широком диапазоне энергий: от 100 МэВ до 100 кэВ, и даже ниже.

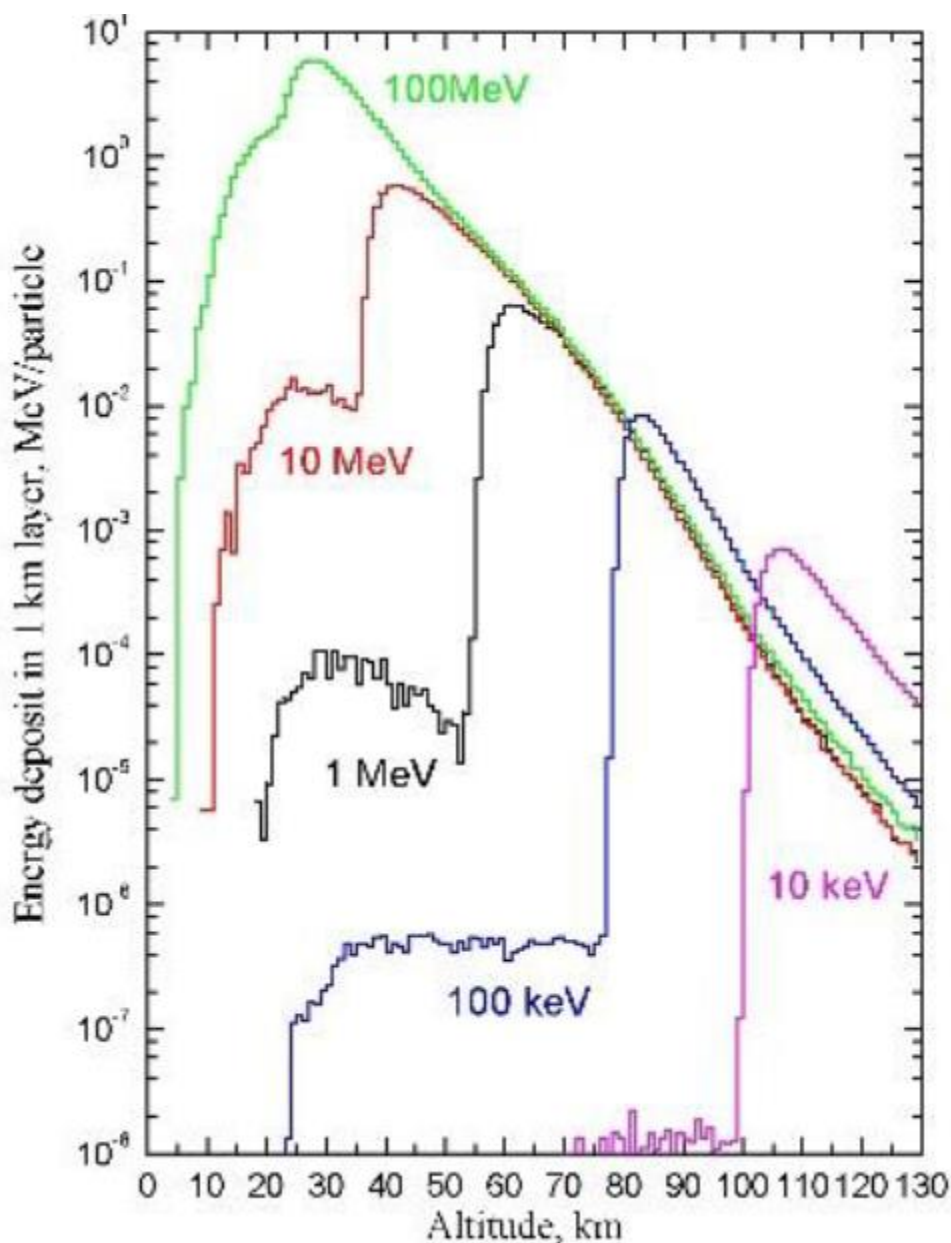


Рис. 1. Глубина проникновения электронов в диапазоне энергий 10 кэВ—100 МэВ в атмосферу [Vasilyev et al., 2007].

Таблица 1. Функция выхода ионизации (число ионных пар·стер·см²·г⁻¹) для первичных космических протонов с заданной кинетической энергией ГэВ на частицу (колонки 3—11) [Usoskin, Kovaltsov, 2006].

x	p	0,1	0,3	1	3	10	30	100	300	1000
25	3,85E-5	3,4E+2	4,1E+5	4,6E+5	6,0E+5	1,3E+6	2,3E+6	4,9E+6	8,5E+6	1,5E+7
75	1,2E-4	9,8E+1	4,3E+4	3,3E+5	6,3E+5	1,8E+6	4,2E+6	1,0E+7	2,3E+7	5,7E+7
125	2,0E-4	5,0E+1	4,4E+3	2,1E+5	5,2E+5	1,6E+6	4,4E+6	1,2E+7	2,9E+7	8,3E+7
175	2,7E-4	2,0E+1	2,5E+3	1,3E+5	4,0E+5	1,3E+6	3,8E+6	1,1E+7	3,0E+7	9,3E+7
225	3,5E-4	7,9E+0	1,4E+3	7,4E+4	2,9E+5	9,9E+5	3,1E+6	9,9E+6	2,8E+7	9,2E+7
275	4,2E-4	4,9E+0	8,5E+2	4,1E+4	2,1E+5	7,3E+5	2,4E+6	8,1E+6	2,4E+7	8,2E+7
325	4,8E-4	2,0E+0	4,9E+2	2,1E+4	1,1E+5	5,3E+5	1,8E+6	6,3E+6	2,0E+7	6,9E+7
375	5,4E-4	8,1E-1	2,9E+2	1,1E+4	1,0E+5	3,7E+5	1,4E+6	5,0E+6	1,6E+7	5,7E+7
425	5,9E-4	3,1E-1	1,8E+2	6,2E+3	7,2E+4	2,6E+5	1,0E+6	3,9E+6	1,3E+7	4,5E+7
475	6,5E-4	0	1,1E+2	3,9E+3	5,0E+4	1,9E+5	7,4E+5	3,1E+6	1,1E+7	3,7E+7
525	7,1E-4	0	6,3E+1	2,6E+3	3,5E+4	1,4E+5	5,6E+5	2,4E+6	8,5E+6	2,9E+7
575	7,6E-4	0	3,8E+1	1,5E+3	2,4E+4	9,8E+4	4,4E+5	1,9E+6	6,9E+6	2,4E+7
625	8,2E-4	0	1,8E+1	1,1E+3	1,6E+4	7,2E+4	3,5E+5	1,6E+6	5,7E+6	2,0E+7
675	8,7E-4	0	1,3E+1	7,3E+2	1,0E+4	5,3E+4	2,7E+5	1,3E+6	4,7E+6	1,7E+7
725	9,2E-4	0	6,3E+0	4,2E+2	6,9E+3	3,8E+4	2,2E+5	1,1E+6	3,9E+6	1,4E+7
775	9,7E-4	0	5,0E+0	3,1E+2	5,1E+3	2,9E+4	1,8E+5	9,3E+5	3,4E+6	1,2E+7
825	1,0E-3	0	4,9E+0	1,8E+2	3,0E+3	2,1E+4	1,5E+5	8,3E+5	3,0E+6	1,0E+7
875	1,1E-3	0	2,3E+0	1,1E+2	1,7E+3	1,4E+4	1,3E+5	7,3E+5	2,6E+6	9,1E+6
925	1,1E-3	0	1,2E+0	9,9E+1	1,7E+3	1,2E+4	1,1E+5	6,6E+5	2,4E+6	8,1E+6
975	1,2E-3	0	8,9E-1	6,8E+1	8,0E+2	9,0E+3	9,6E+4	6,0E+5	2,2E+6	7,3E+6
1025	1,2E-3	0	1,8E-1	6,0E+1	7,0E+2	7,4E+3	8,5E+4	5,5E+5	2,0E+6	6,7E+6

Колонка 1 –**x** – масса вышележащей атмосферы в столбе единичного сечения[г/см²];

колонка 2 – **p** – плотность атмосферы [г/см³]

Наконец, агентом ионизации является солнечное излучение в линии Лайман-альфа (L_α), являющейся самой интенсивной линией солнечного спектра в той части УФ области спектра, которая по классификации Международной комиссии по освещению (Commission internationale de l'éclairage, CIE) [<http://www.cie.co.at>] носит название UV-C (от 100 нм до 280 нм). Согласно стандартам Международной организации по стандартизации (ISO)² указанная область спектра также называется вакуумным ультрафиолетом (VUV), в которой выделяются области далёкого ультрафиолета (FUV), 122—280 нм, и экстремального ультрафиолета (EUV или XUV), 10—121 нм, и кроме того, излучение в линии водорода 121,6 нм выделяется отдельно в область линии Лайман-альфа (Hydrogen Lyman-alpha)³. Название «вакуумный ультрафиолет» связано с тем, что УФ излучение в этом диапазоне сильно поглощается в атмосфере и его исследование проходит в вакуумной среде. Ещё по одной классификации, часто используемой в отечественной научной литературе, термины «далёкий» (или «вакуумный») ультрафиолет относятся к области от 10 нм до 200 нм [Рябцев, 1998]. Термина «далёкая УФ область» для описания излучения на длинах волн согласно последней классификации автор диссертации и будет придерживаться в дальнейшем. Термина «далёкая УФ-область» (FUV) в отношении спектрального диапазона 1000—2000 Å придерживается также Meier [1991].

При этом излучение в этой линии приходится на диапазон длин волн, где поглощение молекулярным кислородом невелико, так называемое окно прозрачности молекулярного кислорода в ультрафиолете [Мак-Ивен, Филлипс Л., 1978], [Lemaire et al., 1978], [Lewis et al., 1983]. Все описанные выше механизмы могут участвовать в ионизации *D*-области ионосферы в дневное время [Данилов, 1981], [Kazil et al., 2003].

Большинство исследователей придерживаются мнения, что основным ионизирующим агентом в *D*-области является рассеянное солнечное излучение в линии L_α [Laštovička, 1976], [Brasseur, Solomon, 2005], [Pavlov, 2013]. Считается [Laštovička, 1976], [Solomon et al., 1982b], что ионизация *D*-области ионосферы обусловлена прямым потоком излучения в линии L_α , что вполне справедливо в дневных условиях, особенно летом, при малых зенитных углах Солнца χ . Повышенная ионизация обычно объясняется увеличением концентрации [NO], а поток в линии L_α в большинстве работ, посвящённых *D*-области, предполагается постоянным в сходных гелиогеофизических условиях. При этом аргюіі принимается, что вклад рассеянного излучения в линии L_α либо мал по

² www.iso.org

³ Стандарт ISO/DIS 21348

сравнению с прямым потоком, либо оценивается чисто качественно и с большой степенью неопределённости по причине сложности его параметризации.

В ночных условиях прямой поток не может вызывать ионизацию, но при этом концентрация электронов $[e]$ в D -области хотя и уменьшается, но не исчезает совсем [Данилов, 1981], причем механизмы образования дневной и ночной D -области ионосферы различны [Friedrich et al., 2017].

Следовательно, факт существования D -области в сумеречное и ночное время предполагает возможность существования другого источника ионизации, отличного от прямого излучения в линии L_α . Ряд исследователей считал [Spjeldvik, Thorne, 1976], что вклад рассеянного излучения в линии L_α водорода в ионизацию пренебрежимо мал и не может вызывать ночную ионизацию D -области, которую эти авторы объясняли переносом высыпавшихся в радиационных поясах энергичных электронов в нижнюю ионосферу умеренных широт. Однако большинство учёных [Strobel et al., 1974], [Laštovička, 1976] придерживались мнения, что основным источником ночной ионизации D -области ионосферы является многократно рассеянное излучение в линии L_α , на атмосферном атомарном водороде, и количественная оценка этого вклада становится важной задачей.

Повышение ионизации D -области, по крайней мере, в верхней её части на высотах от 80 км и выше, объясняется увеличением концентрации $[NO]$ вследствие, прежде всего, вертикального переноса окиси азота из нижней термосферы [Brasseur et al., 1983], [Bender et al., 2013], [Solomon et al., 1982, 1982b], причём Данилов [1986] связывает этот перенос с увеличением турбулентного режима в мезосфере и нижней термосфере: увеличение коэффициента турбулентной диффузии с 10^5 до $3 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ приводит к увеличению $[NO]$ на высотах 70—90 км на порядок величины – с 10^6 до $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Рост $[NO]$ возможен также в результате увеличения солнечной активности [Kuze, Ogawa, 1988], [Bender et al., 2013]. Власов и Медведев [1984] предложили другой механизм образования NO непосредственно в мезосфере вследствие реакции



Эта реакция наблюдается только в зимнее время в период повышения температуры в мезосфере на высоте 85 км со 180—200 К до 250—300 К, так называемые мезосферные инверсии (подробнее это явления будет рассмотрено ниже в разделе 2.2.2). Повышение температуры приводит к увеличению константы реакции (1) и, как следствие, к

увеличению концентрации $[\text{NO}]$ в 30 и более раз. Повышение содержания NO приводит к росту электронной концентрации $[e]$ и может объяснить явление зимней аномалии (ЗА).

В среднем зимой концентрации электронов $[e]$ в D -области выше, чем летом [Рапопорт, 1986], и кроме того, разброс значений $[e]$ относительно среднего профиля электронной концентрации зимой также значительно больше, чем летом [Данилов, Ледомская, 1979], [Данилов, 1986]. Кроме того, зимой в средних широтах часто наблюдается явление резкого повышения $[e]$ в D -области ионосферы, значительно – на порядок величины и даже больше – превышающие летние значения [Arnold, Krankowsky, 1979], [Solomon et al., 1982b]. Все эти явления объединяются под общим названием «зимняя аномалия» и объясняются вариациями $[\text{NO}]$ [Arnold, Krankowsky, 1979], которые зимой в области D значительно выше, чем летом [Brasseur et al., 1983]. При этом в условиях зимней аномалии меняются метеорологические параметры атмосферы, прежде всего, температура и концентрации газовых компонентов [Picone et al., 2002].

В E -области ионосферы (90—130 км) ионизация в дневное время обусловливается ультрафиолетовым излучением в диапазоне 10—102 нм, прежде всего потоками прямого излучения в линиях водорода Лайман-бета (1025,72 Å) и ионизированного углерода CIII (977 Å), и мягким рентгеновским излучением в диапазоне 3—10 нм [Laštovička, 1976], [Криволуцкий и др., 2015]. В течение нескольких десятилетий «каноническим» источником ионизации (по выражению Стенли Соломона (Stanley Solomon) [Solomon, 2006]) при этом считалось излучение в линии водорода L_β [Hinteregger et al., 1981]. Впоследствии были получены доказательства, что в дневных условиях значительный вклад в ионизацию вносит мягкое рентгеновское излучение в интервале 1—20 нм [Richards et al., 1994], [Solomon, 2006].

В ночных условиях эти источники перестают работать, концентрация электронов в E -области понижается, но так же, как и в D -области, никогда не падает до нуля. Исследователи высказывали предположение о том, что основным источником ионизации является рассеянное УФ излучение в линии водорода при этом допускалось, что основным источником ионизации ночью в E -области ионосферы является излучение в линии водорода L_β . Лайман-альфа и Лайман-бета (1025,72 Å), причем заметное влияние излучения в линии L_α на ионизацию начинает проявляться только в сумерки [Solomon, 2006]. Каширин [1986] на основании теоретических оценок сделал вывод, что основным источником ионизации ночью в E -области ионосферы является излучение в линии Лайман-бета (L_β), а влияние излучения в линии L_α на ионизацию проявляется на высотах 95 км и ниже.

Kockarts [2002] отмечал, что изучение рассеянного излучения в ионосфере в линии Лайман-альфа – это единственный путь для расчёта важных аэрономических параметров, в том числе, оценок содержания атомарного водорода в земной экзосфере. Сложности возникали при расчёте величины ионизирующих потоков, поэтому в большинстве случаев давалась лишь качественная оценка влияния рассеянного излучения в линиях Лаймана водорода на D - и E -области ионосферы. Главная проблема – необходимость решения уравнения радиационного переноса [Kockarts, 2002]. В качестве примера подобного решения можно указать работу [Reddmann, Uhl, 2003], где рассчитывались потоки излучения в линии Лайман-альфа в дневных условиях. Работ по оценке количественного вклада рассеянного излучения в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета в ионизацию E -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях мало, хотя попытки аналитических расчётов проводились [Каширин, 1986].

Этот факт определяет **актуальность** исследования

Степень разработанности темы исследования

Исследований, посвящённых влиянию солнечного излучения в линии Лайман-альфа и Лайман-бета на ионизацию атмосферы на высотах 60—130 км, проведено сравнительно мало, и, в основном, рассматриваются прямые потоки излучения в далёком ультрафиолете в дневное время [Reddmann, Uhl, 2003,], [Mikhailov, 2003]. Главными компонентами, влияющими на перенос ультрафиолетового излучения в указанном высотном диапазоне, являются атомарный водород H и молекулярный кислород O_2 : УФ-излучение рассеивается атомарным водородом и поглощается молекулярным кислородом [Reddmann, Uhl, 2003]. Согласно модели MSIS-00 [Picone et al., 2002] атомарный водород появляется в атмосфере выше 75 км. Оценки воздействия излучения на ионизацию ведутся, как правило, по центру линий L_α и L_β ; края линий рассматриваются реже. В частности, в работах [Vidal-Madjar, 1975], [Laštovička, 1976] был проведен анализ изменения «фиолетовой» части линии в зависимости от солнечной активности. Также мало исследован вопрос вклада кратных эффектов рассеяния в линии L_α в D - и E -областях, а также в линии L_β в E -области ионосферы. Следует выделить, в первую очередь, работу [Reddmann, Uhl, 2003], где расчеты кратных эффектов рассеяния в линии L_α проводились для малых и больших зенитных углов Солнца днем и в сумерки методом Монте-Карло на высотах 60—200 км. Авторы [Reddmann and Uhl, 2003] показали, что изменения температуры на этих высотах сильно влияют на величину потока в линии Лайман-альфа. С увеличением зенитного угла Солнца при больших интегральных концентрациях $[O_2]$

($>5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-2}$) в столбе вышележащей атмосферы рассеянный поток на атмосферном водороде в результате резонансного рассеяния превышает прямой поток в линии L_α [Reddmann and Uhl, 2003].

Однако исследований, посвящённых распространению излучения Лайман-альфа в мезосфере и нижней термосфере в сумерки и ночью практически нет. Высказывались предположения, что рассеянное излучение L_α может быть одним из источников ионизации D -области, однако количественных оценок этого вклада не проводилось.

Основной трудностью в этих исследованиях является решение уравнения переноса излучения с учетом кратных эффектов. Расчеты, для сумеречных и, особенно, ночных условий связаны с большими затратами вычислительного времени. По этим причинам выполнить расчеты методом Монте-Карло затруднительно.

В настоящей диссертации используется программа численного решения уравнения переноса излучения для сферической атмосферы на основе метода прогрессирующих порядков рассеяния, описанная в работах [Беликов, Николайшвили, Перадзе, 1993], [Belikov, 1996], [Belikov et al., 2000]. Эта модель – одна из немногих программ в мире, позволяющей за приемлемое время проводить расчеты распространения излучения для сумеречных и ночных условий с учетом вклада многократных эффектов рассеяния. Основной код программы прошел международное тестирование и сравнивался с другими моделями переноса излучения [Постыляков, 2004], [Petrovavlovskikh et al., 1996], [Postylyakov et al., 2000], [Postylyakov et al., 2001], [Postylyakov, 2004a, 2004 b] [Ugolnikov et al., 2004]. Эта программа была модифицирована автором диссертации и настроена на расчеты переноса излучения в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета [Беликов, Дышлевский, Николайшвили, 2018а, 2018б, 2018в]. Тестирование программы было проведено на сравнение с результатами расчётов Ван-де-Хюлста [Hulst, 1980] и Reddmann и Uhl [2003].

Что касается сумеречной и ночной ионизации E -области в интервале высот 90—130 км, то большинство исследователей высказывалось в пользу ионизации этой области рассеянным излучением в линии водорода Лайман-бета [Strobel et al, 1974], [Каширин, 1986], [Fritzenwallner, Kopp, 1997].

Цели и задачи работы

Основное направление работы: изучение возможных вариаций как прямого, так и рассеянного потоков в линиях L_α и L_β в зависимости от сезона, времени суток и солнечной

активности, а также связанных с этими вариациями изменениями электронной концентрации в D - и E -областях ионосферы.

Цели работы:

- 1) выяснить вопрос о том, насколько рассеянное излучение в линии L_α может поддерживать ионизацию D -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях;
- 2) определить, в какой степени прямое и рассеянное излучение в линии L_α может объяснить зимнюю аномалию D -области ионосферы;
- 3) оценить вклады потоков излучения в линиях L_α и L_β в сумеречную и ночную ионизацию в E -области ионосферы, и рассчитать соотношение вкладов обеих линий в ионизацию в зависимости от сезона, угла погружения Солнца и гелиогеофизической обстановки.

Объект исследования

Объектом исследования являются потоки прямой и рассеянной радиации в D - и E -областях ионосферы в водородных линиях L_α и L_β , а также, рассчитанные на основе этих потоков, вариации электронной концентрации в этих областях в сумеречных и ночных условиях.

Научные результаты и новизна

1. Проведена адаптация численной модели переноса излучения в сферической атмосфере, основанной на методе последовательных порядков рассеяния, к анализу переноса излучения в водородных линиях L_α и L_β в D - и E -областях ионосферы, а также её верификация, включая сравнение с другими моделями переноса излучения и теоретическими расчетами.

2. Установлено, что многократно рассеянное излучение в линии L_α достаточно глубоко проникает в D -область ионосферы, при этом в сумеречных и ночных условиях рассеянное излучение в линии L_α оказывается основным источником ионизации на высоте 65—85 км, при этом перенос излучения происходит на крыльях линии L_α .

3. Впервые получены количественные данные о вариациях потоков рассеянного излучения в линии L_α в сумерки и ночью. Сравнение проведённых автором диссертации расчётов прямых и рассеянных потоков в дневных условиях хорошо согласуются с результатами вычислений, представленных в работе [Reddmann, Uhl, 2003]. Оценки

электронной концентрации в D - и E -областях ионосферы согласуются также с экспериментальными данными и моделями ионосферы.

4. Впервые показано, что вариации потоков в линии L_α в D -области могут изменяться более, чем в 2 раза вследствие температурных аномалий в стратосфере и мезосфере, таких, как внезапные стратосферные потепления (ВСП) и температурные инверсии в верхней мезосфере, что позволяет частично объяснять эффект зимней аномалии.

5. Впервые показано, что в сумеречных и ночных условиях в D - и E -областях ионосферы возникает так называемый сумеречный эффект усиления потока рассеянного излучения в линиях L_α и L_β при больших зенитных углах Солнца.

6. Впервые исследовано изменение потоков излучения в линии водорода L_α в зависимости от солнечной активности. Установлено, что в условиях повышенной солнечной активности ионизирующие потоки в линии L_α в летнее время в области D возрастают в 3—8 раз в зависимости от высоты и зенитного угла Солнца по сравнению с условиями спокойного Солнца.

7. Впервые показано, что основным источником ионизации в E -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях является наряду с излучением в линии L_β также излучение в линии L_α ; причём вклад в ионизацию излучения в линии L_α может достигать 30—50% от вклада в ионизацию излучения в линии L_β .

Положения, выносимые на защиту

1. Результаты моделирования переноса излучения в линии L_α в D -области ионосферы в сумеречное и ночное время. Установлено, что рассеянное солнечное излучение в водородной линии L_α поддерживает ионизацию D -области практически на протяжении всей ночи, как зимой, так и летом, при этом электронная концентрация $[e]$ в D -области в течение ночи снижается незначительно благодаря эффекту многократного рассеяния солнечного излучения в земной атмосфере.

2. Анализ вариаций излучения в линии L_α в среднеширотной D -области ионосферы в спокойной геофизической обстановке в зависимости от времени суток и сезона. Моделирование показывает, что ряд особенностей проявления эффекта зимней аномалии является результатом вариаций потока солнечного излучения в водородной линии L_α . Согласно модельным расчётам, зимние потоки прямого излучения могут превосходить летние в 3—10 раз в зависимости от высоты и зенитного угла Солнца из-за различия температур зимней и летней мезосферы.

3. Анализ вариации излучения в линии L_α в D -области ионосферы при различных температурных аномалиях и изменении содержания окиси NO в мезосфере в зимнее время. Внезапные стратосферные потепления (ВСП), приводящие к сильным отрицательным аномалиям температуры в мезосфере, и положительные температурные инверсии в мезосфере, отмечаемые в зимнее время, объясняют значительные колебания $[e]$ в D -области ионосферы. Однако экстремальные изменения $[e]$ в зимнее время на 1—2 порядка, которые связывают с ростом концентрации $[NO]$ от 10^6 до 10^9 см⁻³ в этой области, нельзя объяснить изменениями метеорологических параметров атмосферы.

3. Анализ вариации излучения в линии L_α в D -области ионосферы при различных температурных аномалиях и изменении содержания окиси NO в мезосфере в зимнее время. Внезапные стратосферные потепления (ВСП), приводящие к сильным отрицательным аномалиям температуры в мезосфере, и положительные температурные инверсии в мезосфере, отмечаемые в зимнее время, объясняют значительные колебания $[e]$ в D -области ионосферы. Однако экстремальные изменения $[e]$ в зимнее время на 1—2 порядка, которые связывают с ростом концентрации $[NO]$ от 10^6 до 10^9 см⁻³ в этой области, нельзя объяснить изменениями метеорологических параметров атмосферы.

3. Анализ вариаций излучения в линии L_α в D -области ионосферы при различных температурных аномалиях и изменениях содержания окиси азота NO в мезосфере в зимнее время. Внезапные стратосферные потепления (ВСП), приводящие к сильным отрицательным аномалиям температуры в мезосфере, и положительные температурные инверсии в мезосфере, отмечаемые в зимнее время, объясняют значительные колебания $[e]$ в D -области ионосферы. В то же время оценки показывают, что экстремальные изменения $[e]$ в зимнее время на один и более порядков величины, связанные с проявлением эффекта зимней аномалии в D -области ионосферы, обусловлены сильным изменением концентрации окиси азота NO – от 10^6 до 10^9 см⁻³ – в этой области.

4. Определение соотношения вкладов в ионизацию E -области ионосферы рассеянной солнечной радиацией в линиях излучения водорода L_α и L_β в сумеречных и ночных условиях. Ионизация E -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях обусловлена главным образом рассеянной солнечной радиацией в линиях излучения водорода L_α и L_β . Причём, если при малых углах погружения Солнца (до $\sim 10^\circ$) основной вклад в ионизацию вносит излучение в линии L_β , то при увеличении зенитного угла Солнца и при повышении солнечной активности вклад в общую ионизацию излучения в линии L_α увеличивается и его вклад может достигать от 30 до 50% от вклада ионизирующего излучения в линии L_β . Результаты проведенных расчётов для E -области

ионосферы удовлетворительно согласуются с существующими моделями ионосферы, в частности, с моделью IRI-2016.

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные в настоящей работе результаты расчетов потоков многократно рассеянной радиации в линиях водорода L_α и L_β показывают, что эти потоки могут рассматриваться как основные источники ионизации областей D и E ионосферы в сумеречных и ночных условиях. Это подтверждается расчетом концентрации электронной концентрации на основе полученных потоков рассеянного излучения. Эти данные о концентрации электронов в нижней ионосфере, могут быть использованы для совершенствования прогноза распространения радиоволн в ДВ и СВ диапазонах. Результаты работы могут быть также использованы для коррекции существующих моделей нейтральных составляющих атмосферы, фотохимических моделей нижней ионосферы и ионосферных моделей электронной концентрации в различных гелиогеофизических условиях.

Личный вклад автора

Автор участвовал в проведении модификации модели переноса рассеянного излучения в приложении к мезосфере и нижней термосфере, лично проводил все расчёты потоков прямого и рассеянного в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета для различных сезонов и гелиогеофизических условий. Все результаты, описанные в диссертации и изложенные в опубликованных работах, получены автором самостоятельно либо на равных правах с соавторами.

Достоверность и научная обоснованность результатов

Достоверность и обоснованность результатов подтверждаются согласием модельных расчётов потоков излучения, выполненных автором, с результатами расчетов, полученных рядом исследователей с использованием других известных численных моделей переноса излучения при решения ряда геофизических задач, а также согласием полученных значений электронных концентраций с измерениями в D - и E -областях ионосферы и ионосферными моделями E -области, в частности, с моделью IRI-2016.

Апробация работы

Основные результаты диссертации были представлены в докладах на Международном симпозиуме «Атмосферная радиация и динамика» (МСАРД – 2017) 27—30 июня 2017 г. в г. Санкт-Петербург-Петергоф и на Международном симпозиуме «Атмосферная радиация и динамика» (МСАРД – 2019) 25—27 июня 2019 г. в г. Санкт-Петербург-Петергоф.

Результаты диссертации были представлены также на семинарах и заседаниях Учёного совета ФГБУ «ИПГ».

Публикации по теме диссертации

1. Дышлевский С.В., Беликов Ю.Е. Особенности переноса излучения в водородной линии Лайман-альфа и их возможная связь с изменениями электронной концентрации в *D*-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия, 2020, т. 60, № 3, с. 1—11. (Англ. вариант: Dyshlevsky S. V., Belikov Yu. E. Specific Features of Radiation Transfer in the Hydrogen Lyman-alpha Line and Their Possible Relationship with Changes in the Electron Concentration in the Ionospheric *D* Region // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, V. 60, No. 3, pp. 325—334, doi: 10.1134/S0016793220030056.)

2. Дышлевский С.В., Беликов Ю.Е. Вариации потоков излучения в водородной линии Лайман-альфа в *D*-области ионосферы // Гелиогеофизические исследования, 2018, вып. 17, с. 64—76.

3. Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Николайшвили Ш.С. Математическая модель переноса излучения в сферической гетерофазной среде. Часть 1. Гелиогеофизические исследования, выпуск 17, с. 77—86, 2018а.

4. Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Николайшвили Ш.С. Математическая модель переноса излучения в сферической гетерофазной среде. Часть 2. Гелиогеофизические исследования, выпуск 18, с. 18—31, 2018б.

5. Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Николайшвили Ш.С. Математическая модель переноса излучения в сферической гетерофазной среде. Часть 3. Гелиогеофизические исследования, выпуск 18, с. 32—39, 2018в.

6. Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Репин А.Ю. Влияние тонких высоких облаков и аэрозольных слоев на перенос солнечного излучения к поверхности Земли в условиях сумерек // Оптика атмосферы и океана, т.32, № 10, 844—847, 2019.

7. Дышлевский С.В. Особенности сумеречной и ночной ионизации E -области в средних широтах // Гелиогеофизические исследования, 2020, вып. 27, с. 9—22.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из Введения, четырёх глав и Заключения и выводов.

Общий объём диссертации: 136 страниц, включая 54 рисунка, 5 таблиц, список литературы из 187 наименований.

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, изложены цели и задачи работы, перечислены положения, выносимые на защиту, высказано, в чём заключается новизна исследования, указана практическая ценность результатов и описано содержание работы.

В первой главе представлен обзор результатов исследований, связанных с проблемами ионизации D - и E -областей ионосферы, с проникновением излучения в линиях водорода L_α и L_β в нижнюю термосферу и мезосферу, а также с оценками концентрации окиси азота [NO]. В ночное время проблема ионизации как D -, так E -области до конца не решена; рассматриваются возможные источники ночной ионизации указанных областей, но большинство исследователей называют в качестве основного источника ионизации рассеянное солнечное излучение в далёкой ультрафиолетовой области спектра, хотя количественные оценки вклада этого излучения практически отсутствуют.

Во второй главе описан принцип так называемого сумеречного эффекта усиления потоков рассеянного излучения на примере двухслойной атмосферы, приведена методика расчёта поля рассеянного излучения в линиях L_α и L_β в многослойной экспоненциальной среде по модифицированной модели переноса излучения, описанной в работах [Беликов, Николайшвили, Перадзе, 1993], [Belikov, Gurvich, 1995], [Belikov, Romanovsky, Nikolaishvili, Peradze, 2000]. В этой главе также подробно описаны входные параметры модели и способы их вычислений, проводится оценка достоверности результатов, а также метод оценки электронной концентрации с использованием рассчитанных потоков излучения в линиях L_α и L_β . Кроме того, проведен анализ воздействия температурных аномалий в стратомезосфере на потоки излучения и описаны проблемы трудностей интерпретации зимней аномалии (ЗА) электронной концентрации в D -области ионосферы.

В третьей главе приводятся результаты вычислений потоков и электронной концентрации $[e]$ для различных гелиогеофизических условий, сезона и времени суток. Показано, что при больших зенитных углах Солнца перенос излучения в линии

L_α происходит в основном на крыльях линии L_α в диапазонах 1214,9—1215,62 Å и 1215,72—1216,4 Å. Для потока рассеянного излучения характерна двугорбая структура с двумя ярко выраженными максимумами вблизи длин волн 1215,64 Å и 1215,69 Å, независимо от зенитного угла Солнца. В случае рассеянного излучения в линии L_β двугорбая структура проявляется очень слабо и видна только на высоте 100—110 км. В D -области ионосферы значения электронной концентрации $[e]$ при одинаковых зенитных углах Солнца, соответствующие условиям внезапных стратосферных потеплений (ВСП) и мезосферной инверсии, на высоте 80 км отличаются между собой в 1,5—2 раза.

Обсуждение результатов вычислений и возможных погрешностей представлено в четвёртой главе. Одним из важных выводов исследования является частичное объяснение метеорологического контроля области D вследствие температурных колебаний в мезосфере в зимнее время. Основным источником неопределённости при расчётах электронной концентрации в D - и E -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях является, по всей видимости, разброс в оценках коэффициента рекомбинации α_{NO}^+ .

ГЛАВА 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ ЛАЙМАН-АЛЬФА И ЛАЙМАН-БЕТА С ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРОЙ

1.1. Спектральные линии водорода Лайман-альфа и Лайман-бета

Излучение в серии Лаймана спектра атомного водорода находится в далёкой ультрафиолетовой области. Излучение всех линий водорода описывается обобщённой формулой Бальмера [Шпольский, 1974а]:

$$\nu = R_H (1/m^2 + 1/n^2), \quad (2)$$

где $\nu = 1/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения, $R_H = 109677,58 \text{ см}^{-1}$ – постоянная Ридберга для водорода; для спектральной серии Лаймана магнитное квантовое число $m=1$, главное квантовое число n принимает значения 2, 3, 4,...

Постоянная Ридберга R_H соответствует внесистемной энергетической единице Ридберг (Ry), связанной с величиной R_H формулой

$$Ry = R_H \cdot h \cdot c = 13,605 \text{ эВ} \approx 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж},$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света.

Излучение в линии L_α происходит при переходе электрона с орбитали $n=2$ (состояние 2P) на $n=1$ (состояние 1S). На орбитали $n=2$ возможны два состояния: $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. Таким образом, излучение в линии представляет собой дублет с переходами $^2P_{3/2} \rightarrow ^1S_{1/2}$ и $^2P_{1/2} \rightarrow ^1S_{1/2}$. Разность энергетических уровней можно рассчитать по приближенной формуле Дирака [Шпольский, 1974б]:

$$\Delta E = \alpha^2 \cdot Z^4 \cdot R_H / [n^3 \cdot l \cdot (l+1)] \quad (3)$$

где Z — порядковый номер атома ($Z=1$ для водорода);

l — орбитальное квантовое число, для серии Лаймана $l=1$;

параметр $\alpha = 1/137,036$.

Подставляя в формулу (3) значение $n=2$, соответствующее линии Лайман-альфа (L_α), получаем:

$$\Delta E = 4,52 \text{ эВ},$$

что соответствует разности длин волн дублета $\Delta\lambda = 0,0053 \text{ \AA}$, или 1215,668 и 1215,674 $\text{\AA}$, соответственно. Энергия излучения для более короткой длины волны в дублете, выше, чем для более длинной, поскольку энергия кванта с более короткой волной выше, чем с длинной; отношение интенсивностей равно 2:1 [Фриш, 1963]. Экспериментальное разделение компонентов дублета является достаточно сложной задачей и требует специального оборудования [Parthey, 2011].

Излучение в линии L_β происходит при переходе электрона с орбитали $n=3$ (состояние 3P) на $n=1$ (состояние 1S). На орбитали $n=3$ также возможны два состояния: $^3P_{1/2}$ и $^3P_{3/2}$. Таким образом, линия L_β также представляет дублет.

Подставляя в формулу (3) значение $n=3$, получаем:

$$\Delta E = 1,34 \text{ эВ},$$

что соответствует разности длин волн дублета $\Delta\lambda = 0,0011 \text{ \AA}$.

На приводимых в работе расчётах потоков прямого и рассеянного излучения в линиях L_α и L_β эти небольшие значения $\Delta\lambda$ на точности результатов не сказываются.

1.2. Потоки солнечного излучения в линиях L_α и L_β .

Линия Лайман-альфа (L_α) в спектре Солнца является самой интенсивной линией в далёкой ультрафиолетовой области (рис. 2). Внеатмосферный поток излучения вблизи минимума солнечной активности составляет $4,4 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($2,7 \cdot 10^{11} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), что примерно на два порядка величины превышает поток второй по интенсивности в далёкой ультрафиолетовой области линии L_β ($4,5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Что касается остальных линий излучения в серии Лаймана, то их можно не принимать во внимание при расчётах. Согласно [Meier, 1995] поток в линии L_β на земной орбите в минимуме солнечной активности равен $43,7 \cdot 10^8 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Следующие 8 линий серии Лаймана короче излучения в линии Лайман-бета (L_γ — L_κ), то суммарная величина их потоков в минимуме солнечной активности составляет $21,1 \cdot 10^8 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [Meier, 1995]. Однако третья по интенсивности линия серии водорода, Лайман-гамма (972,537 $\text{\AA}$), поток L_γ равен $8,2 \cdot 10^8$

$\text{фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, сильно поглощается атмосферным азотом. Оптическая толщина τ в центре линии L_γ на высоте 200 км равна 1 [Meier, 1995], в то время, как в центре линии Лайман-альфа $\tau=1$ на высотах 80—90 км в зависимости от зенитного угла Солнца [Kockarts, 2002]. На длине волны в линии L_γ сечение поглощения молекулярного азота равно $3,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, что более, чем на 5 порядков превышает соответствующую величину в линии Лайман-бета [Stolarski, Johnson, 1972]. Кроме того, на длине волны излучения Лайман-гамма сечение поглощения излучение кислородом σ_{O_2} более, чем на порядок превышает величину σ_{O_2} в линии Лайман-бета. Сечение поглощения молекулярным азотом и молекулярным кислородом на длинах волн, соответствующих другим линиям серии Лаймана водорода также превосходят соответствующие значения для излучения в линии L_β [Stolarski, Johnson, 1972] и могут не приниматься во внимание при расчётах поля излучения в D - и E -областях.

Ширина линии L_α , излучаемая поверхностью Солнца с температурой около 6000 К, вследствие доплеровского теплового уширения не превышает 1,5—2 Å [Иванов-Холодный, Никольский, 1969], [Reddmann and Uhl, 2003].

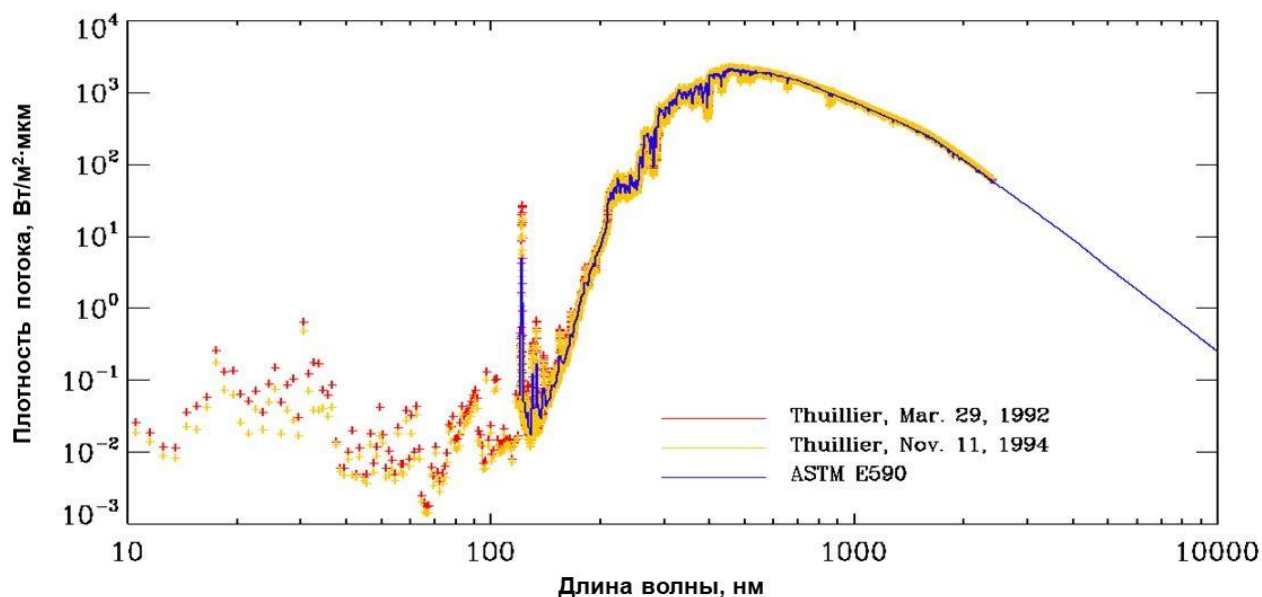


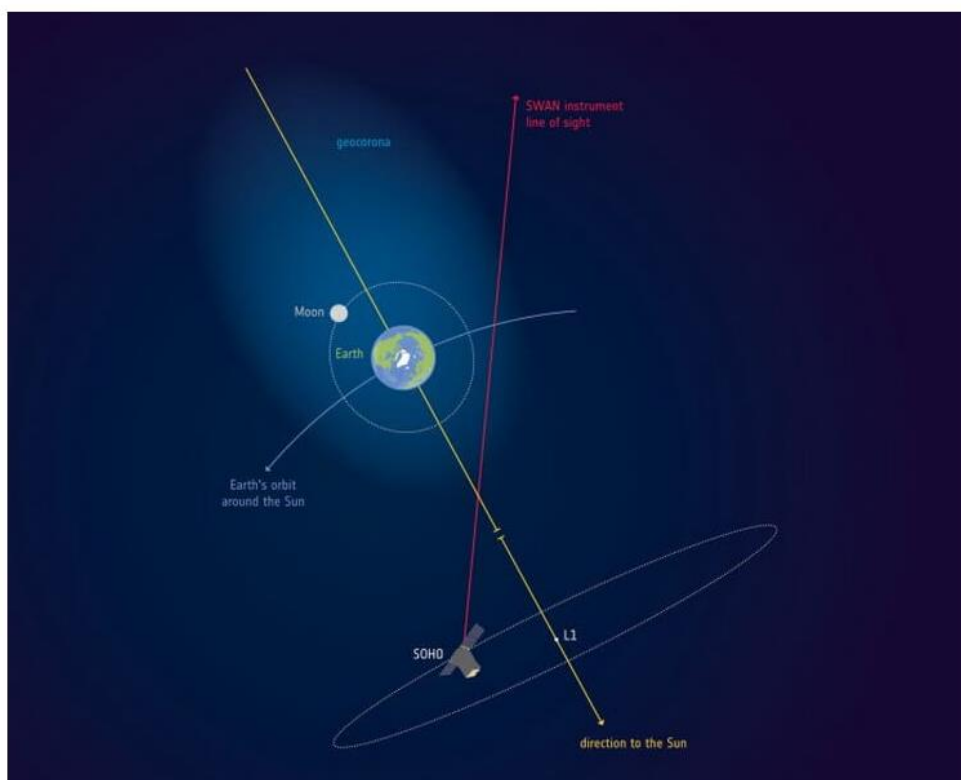
Рис. 2. Внеатмосферный солнечный спектр в спокойных гелиогеофизических условиях в диапазоне длин волн 10—10000 нм⁴.

Ещё в первые годы космических исследований было обнаружено, что при прохождении геокороны Земли происходит частичное поглощение и переизлучение в

⁴ https://www.nasa.gov/sites/default/files/thumbnails/image/thuill_astme590_lambda.png

линии Лайман-альфа: на входе в атмосферу линия приобретает характерный двугорбый вид с ярко выраженным провалом в центре линии шириной $0,25\text{--}0,4\text{ \AA}$, соответствующий температуре $800\text{--}2000\text{ K}$ [Purcell, Tousey, 1960]. Поскольку эта температура существенно ниже температуры поверхности Солнца, то авторами был сделан вывод, что резонансное поглощение происходит в геокороне Земли, где высоко содержание атомарного водорода. На крыльях линии поглощение практически отсутствует.

Измерения с космического аппарата Solar and Heliospheric Observatory (SOHO), находившегося в точке Лагранжа $L1$ системы Солнце-Земля на расстоянии около 1,5 млн. км от Земли (рис. 3), показали, что частичное поглощение и переизлучение вблизи центра линии L_α происходит в верхних слоях солнечной атмосферы (рис. 4.). [Kretzschmar et al., 2018].



Синим цветом отмечена граница геокороны Земли (не в масштабе)

Рис. 3. Траектория движения КА SOHO в точке Лагранжа $L1$.⁵

⁵ <https://hi-news.ru/research-development/atmosfera-zemli-okazalas-bolshe-chem-schitalos-ona-vykhodit-za-predely-orbity-luny.html>

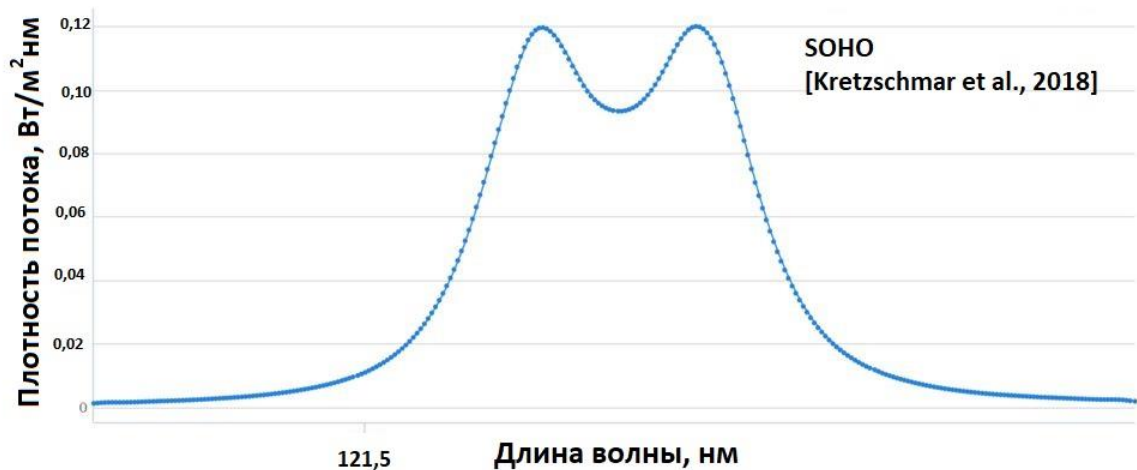


Рис. 4. Спектральная плотность потока (в $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1}$) в зависимости от длины волны солнечной линии Лайман-альфа в точке Лагранжа L_1 земной орбиты по данным измерений с КА SOHO [Kretzschmar et al., 2018]⁶.

Согласно [Nicolet, 1980], полуширина линии составляет $0,8 \text{ \AA}$, а интенсивность потока в центре линии составляет примерно четвертую часть от максимальных значений на её крыльях. В работе Lemaire et al. [1978] проведен анализ измерений УФ-излучения в линиях водорода L_α и L_β по всему солнечному диску со спутника OSO-8, обращающегося на низкоапогейной орбите на высотах 540—580 км. На рисунке 5 показан полученный в экспериментах несглаженный профиль линии L_α . Результаты наблюдений согласуются с выводами [Nicolet, 1980].

Сглаженный и калиброванный профиль в линии L_α , полученный Lemaire et al. [1978] показан на рис. 6.

Если сравнивать профили линии L_α на рисунках 4, 5 и 6, то видно, что провал в центре линии на рис. 4 составляет примерно 20% от максимальных значений на крыльях линии, а на рис. 5 – около 60%. Таким образом, поглощение излучения в линии водорода L_α может происходить как в хромосфере Солнца, так в геокороне [Laštovička, 1976].

⁶ https://lasp.colorado.edu/lisird/data/lyman_alpha_model_ssi/

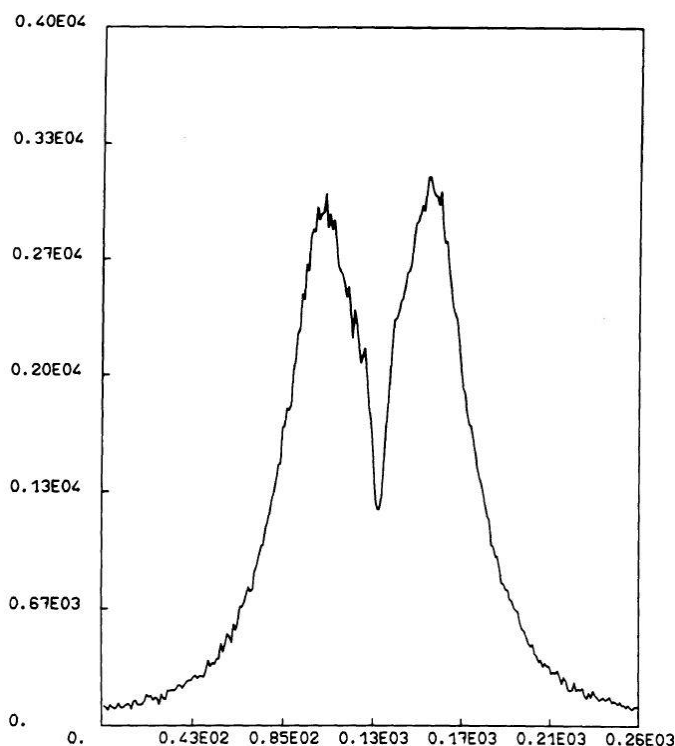


Рис. 5. Профиль линии L_α , полученный по данным измерений со спутника OSO-8 [Lemaire et al., 1978]. (Длины волн по оси абсцисс и плотность спектрального распределения по оси ординат приводятся в относительных единицах измерительного прибора).

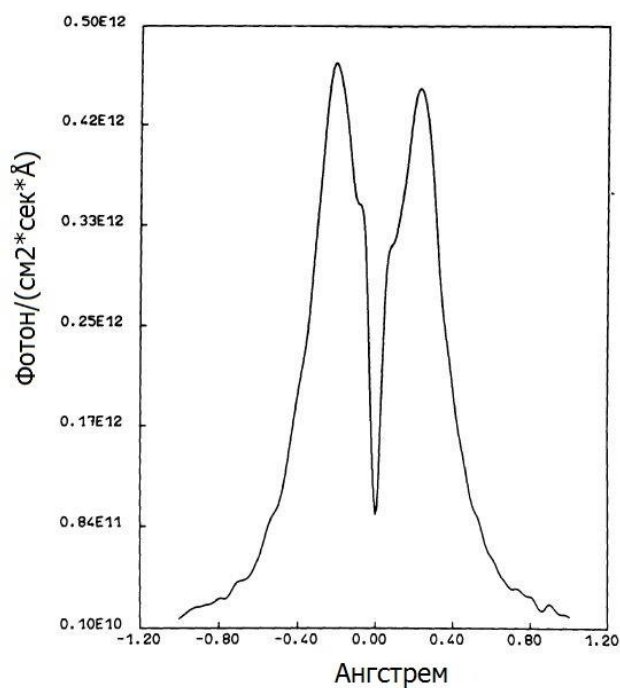


Рис. 6. Калиброванный профиль линии Лайман-альфа по данным [Lemaire et al., 1978]. На оси абсцисс отложены отклонения от центра линии L_α ($\lambda_0=1215,668 \text{ Å}$) в ангстремах.

На рисунке 6 также видно, что левое, «фиолетовое» крыло несколько больше по интенсивности, чем «красное». Этот эффект связан с процессами на Солнце. Ниже в разделе 3.6. он будет рассмотрен более подробно.

Однако исследование процессов поглощения и переизлучения в линии L_α не является целью диссертации, автор которой воспользовался профилем линии, задаваемой в приближении двойного гауссовского распределения к реальному профилю линии (рис.5), полученного в работе [Scherer et al., 2000]. Этот же профиль был использован в работе [Reddmann and Uhl, 2003] при расчётах потоков в линии водорода L_α в дневных условиях на высотах 60—200 км (рис. 7). Спектральная плотность потока на каждой длине волны по ширине линии пропорциональна значению внеатмосферного потока, зависящего от солнечной активности, но сама форма профиля не меняется; неизменность формы профиля можно проиллюстрировать также и в других исследования, например, на основе модели линии L_α , приведённой в работе [Kowalska-Leszczynska et al., 2018].

Следует обратить внимание на участок профиля, левее синей вертикальной линии, сдвинутой на $0,33 \text{ \AA}$ относительно центра профиля, отмеченного коричневой вертикальной линией ($\lambda_0=1215,668 \text{ \AA}$). Согласно Vidal-Madjar [1975], в спокойных гелиогеофизических условиях, когда интегрированный по ширине линии внеатмосферный поток солнечной линии водорода L_α $F=3,0 \cdot 10^{11} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, плотность распределения на левом, «фиолетовом» участке, на длине волны $\lambda=1215,338 \text{ \AA}$ равна $2,6 \cdot 10^{11} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$. «Красный» участок в работе [Vidal-Madjar, 1975] не рассматривался, но по форме он близок к левому участку. Расчёты показывают, что исходя из оценок [Vidal-Madjar, 1975] и приведенного на рис. 6 профиля, на крыльях линии Лайман-альфа, начиная от вершин профиля, соответствующих длинам волн $1215,45 \text{ \AA}$ и $1215,90 \text{ \AA}$ проходит около половины потока излучения (54%) в линии водорода Лайман-альфа. Интеграл по ширине линии L_α на рис. 7 нормирован к 1.

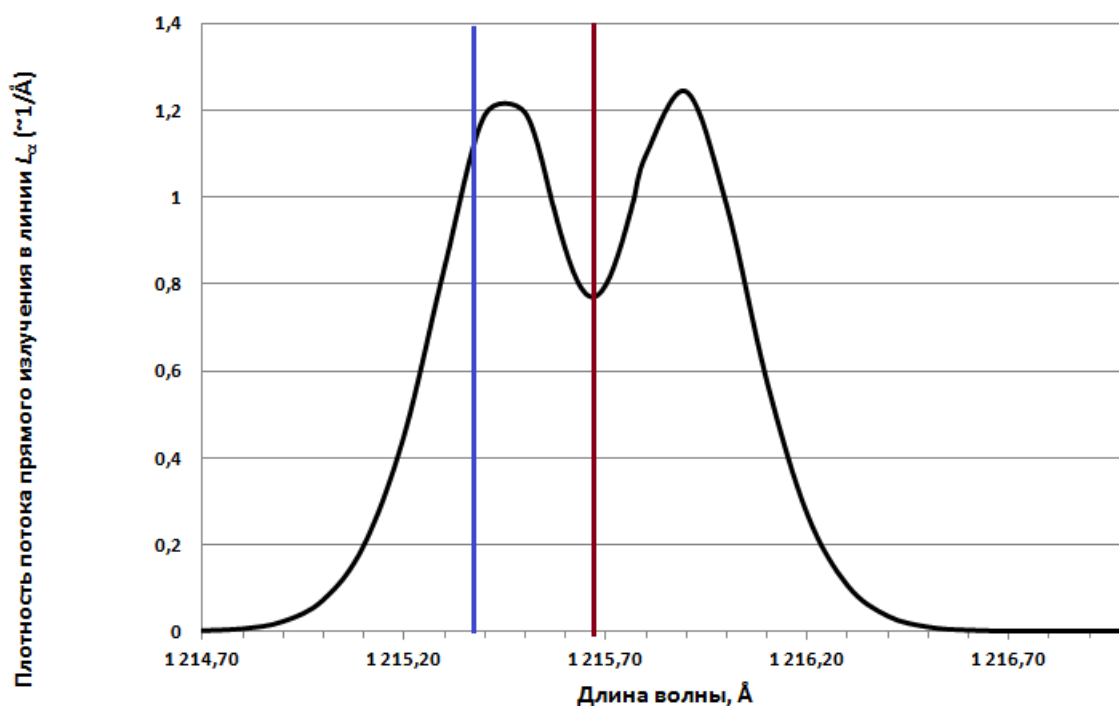


Рис. 7. Модельный профиль солнечного излучения L_α на границе земной атмосферы. Площадь контура, ограниченная двугорбой кривой, нормирована к единичному внеатмосферному потоку ($F=1$). Вертикальными линиями отмечены центр линии ($\lambda_0=1215,668 \text{ \AA}$) и граница «фиолетового» склона профиля ($\lambda \leq 1215,338 \text{ \AA}$).

Некоторая неопределённость связана с оценкой внеатмосферных потоков L_α и L_β в спокойных и, особенно, в возмущённых гелиогеофизических условиях. Внеатмосферные потоки F для L_α и L_β , интегрированные по ширине линий, в спокойных гелиогеофизических условиях равны, соответственно, $3,0 \cdot 10^{11} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [Vidal-Madjar, 1975], [Lemaire et al., 1978], [Meier, 1995] и $2,96 \cdot 10^9 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [Siskin et al., 2017] (Meier [1995] даёт несколько большую величину потока Лайман-бета: $4,37 \cdot 10^9 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). В любом случае очевидно, что поток излучения в линии L_β на два порядка величины меньше, чем поток в линии L_α . (Согласно Titheridge [1997], поток в линии L_α в 500 раз превышает поток в линии L_β).

На рисунке 8 показана зависимость потока излучения в линии L_α водорода в зависимости от индекса солнечной активности F10.7, построенная по данным спутниковых измерений [Макарова и др., 1991].

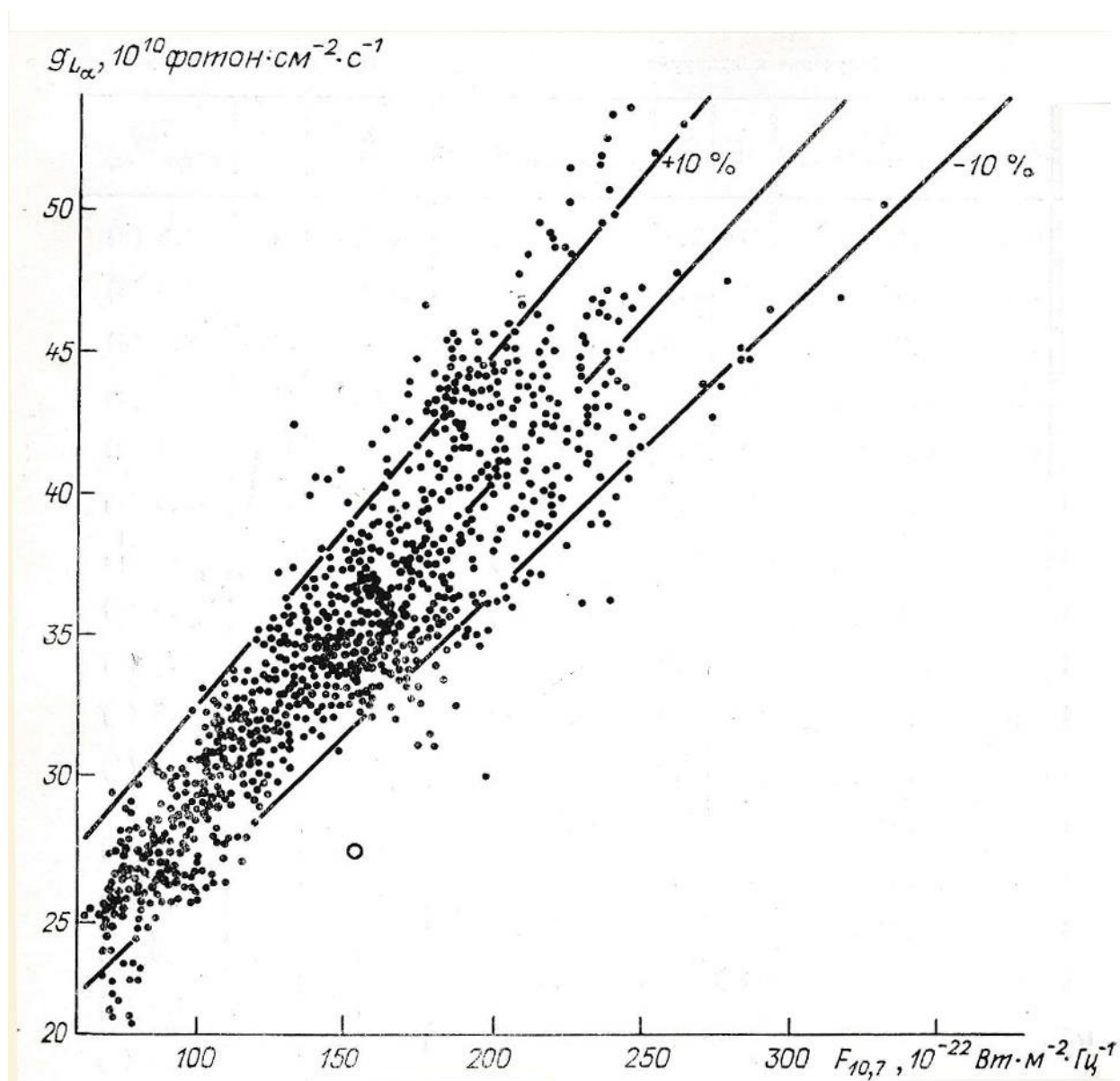


Рис. 8. Зависимость потока излучения в линии L_α водорода от индекса F10.7 по измерениям с ИСЗ OSO-5 и АЕ-Е в 1969—1980 гг.

Источники: [Макарова и др., 1991], [Авакян и др., 1994].

В работе [Tobiska et al., 1997] на основании спутниковых измерений был проведен анализ изменчивости потока в линии водорода L_α в зависимости от солнечной активности. В эпоху спокойного Солнца поток F в линии составил ту же самую величину, т.е. $(3,0 \pm 0,1) \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹. Авторы работы утверждают, что эта величина прослеживается на протяжении трёх солнечных минимумов. Такой же результат был получен [Lacoursière et al., 1999]: $F = 3,0 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹ в минимуме солнечной активности. В другой работе [Tobiska et al., 2000] описана модель, в которой внеатмосферный солнечный поток в линии L_α составляет $F = 3,5 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹, а скорректированные перерасчеты [Lemaire et al., 1978] дали также значение потока в

минимуме солнечной активности $F=3,0 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹. Можно взять эти оценки при расчётах потоков в минимуме солнечной активности, при этом в [Lacoursière et al., 1999] показано, что в условиях спокойного Солнца это значение потока повторяется от цикла к циклу солнечной активности. Однако нельзя утверждать, что величина потока в минимуме солнечной активности определяется с подобной точностью. [Bossy, Nicolet, 1981] определили значение внеатмосферного потока F в линии водорода L_α в минимуме солнечной активности по потоку радиоизлучения на длине волны 10,7 см ($F_{10.7}$) с достаточно большим разбросом: $(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹.

В периоды спокойного Солнца могут наблюдаться и более низкие значения потоков в линии L_α . В частности, в обзорной работе Иванова-Холодного и Нусинова [1987] показано, что, согласно спутниковым наблюдениям, величина F_0 достигает в минимуме $2,06 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹.

В максимуме солнечной активности разброс значений F больше. По данным [Tobiska et al., 1997] поток в линии увеличивается до $(6,75 \pm 0,25) \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹. По модели [Tobiska et al., 2000] среднее значение внеатмосферного потока в максимуме солнечной активности равно примерно $F \approx 6,0 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹, но при этом в обзоре [Kockarts, 2002] отмечено, что значение потока в максимуме сильно меняется от цикла к циклу в диапазоне $(5—7) \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹.

Woods и Rottman [1997] на основании спутниковых измерений, полученных в 21 и 22 циклах солнечной активности также оценивают величину потока в минимуме солнечной активности $F=3,0 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·с⁻¹, а в максимуме – по крайней мере в 2 раза больше, т.е $F=6,0 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·с⁻¹, с ошибками измерений порядка 10—18%.

Bossy [1983] по вариациям потока $F_{10.7}$ определил, что поток Лайман-альфа в период максимума солнечной активности возрастает на 60% по сравнению с годами минимума.

Lean и Skumanich [1983] утверждали, что вообще точно измерить внеатмосферный поток в линии L_α весьма трудно. Согласно предложенной ими модели величина потоков F в минимуме и максимуме равна $2,3 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·с⁻¹ и $5 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·с⁻¹, соответственно. Сравнение с измерениями, проведенными со спутника AE-E, показало, что модель занижает величины потоков на 40—80%. Защищая свою позицию, Lean и Skumanich [1983] утверждали, что в спутниковых данных присутствовала ошибка в калибровке.

Woods et al. [2000] провели анализ вариаций солнечного излучения в линии L_α по нескольким циклам солнечной активности на основании спутниковых измерений. Построенная ими модель позволила экстраполировать ряд в доспутниковую эпоху. При

сглаживании результатов по двухлетним периодам вблизи солнечного минимума и максимума различие потоков F в линии находится в среднем пределах фактора 1,5 – от 3,7 до $5,6 \cdot 10^{11}$ *фотон*·см⁻²·с⁻¹, соответственно, но максимальные отличия от минимума к максимуму солнечной активности составляют 2,1 раза, что вполне согласуется с приведёнными выше выводами. Woods et al. [2000] отмечают также, что относительная среднеквадратичная ошибка измерений излучения в линии L_α равна около 10%.

Внеатмосферный поток F для излучения в линии водорода L_β в спокойных гелиогеофизических условиях равен $\approx 3 \cdot 10^9$ *фотон*·см⁻²·сек⁻¹ [Meier, 1991, 1995], [Siskin et al., 2017]. В пике активности поток F в линии L_β возрастает по сравнению со спокойными годами на 80% [Bossy, 1983].

1.3. Распространение излучения в линии L_α в D-области ионосферы

Излучение в линии L_α испытывает рассеяние и поглощение в земной атмосфере. Рассеивающей средой является атомарный водород H, поглощающей – молекулярный кислород O₂. Атомарный водород обнаруживается только в верхней мезосфере и простирается до высот нескольких тысяч километров. Водород обуславливает резонансное рассеяние солнечного излучения в линии L_α с большим сечением рассеяния, однако в очень узком спектральном интервале $\sim 0.1\text{—}0.15$ Å [Дышлевский и Беликов, 2018], в то время, как полуширина прямого солнечного потока на границе атмосферы в линии L_α почти на порядок величины больше и составляет ~ 0.8 Å (рис.5—7). Несмотря на такое различие именно резонансное рассеяние на водороде обуславливает глубокое проникновение излучения в линии L_α в D-область в сумеречных и ночных условиях.

Поглощение излучения молекулярным кислородом становится ощутимым ниже высот 120—130 км. При дальнейшем уменьшении высоты прямой поток L_α уменьшается; при малых зенитных углах Солнца χ на высоте 60 км величина потока составляет менее 10^{-4} от величины потока на высоте 100 км [Reddmann and Uhl, 2003]. Вклад рассеянного излучения в суммарном потоке излучения в линии L_α зависит от содержания O₂ в вертикальном столбе атмосферы в интервале высот 60—200 км и от температуры в мезосфере и нижней термосфере. При этом температурный эффект сказывается при содержании O₂ в столбе, большем 10^{24} м⁻². При малом содержании O₂ в столбе ($< 10^{23}$ м⁻²) вклад рассеянного излучения в суммарный поток в линии невелик ($< 7\%$) в широком диапазоне зенитных углов Солнца χ . При высоком содержании O₂ в столбе ($> 5 \cdot 10^{24}$ м⁻²) и зенитных углах $\chi > 60^\circ$ поток рассеянного излучения сопоставим с прямым. Reddmann и Uhl [2003] рассчитывают потоки для условий зимнего солнцестояния и весеннего

равноденствия. Согласно модели MSIS-00 [Picone et al., 2002] весенние концентрации $[O_2]$ выше, чем зимние, и следует ожидать большего вклада потока рассеянного излучения в суммарный поток в тёплое время года.

При дальнейшем увеличении χ соотношение вкладов прямого и рассеянного излучения в суммарный поток L_α меняется, Reddmann и Uhl [2003] утверждают, что при очень больших зенитных углах χ рассеянный поток начинает превышать прямой (эти авторы рассматривают изменение потока с высотой для угла $\chi=83,5^\circ$). В сумеречных и ночных условиях вклад прямого потока, незначителен вследствие увеличения оптического пути, проходимого солнечными лучами, и, по сути, основную роль в общем потоке излучения в ионизацию вносит излучение, рассеиваемое на водороде земной атмосферы [Brasseur, Solomon, 2005].

Важно отметить, что говоря о рассеянном излучении в УФ области в сумеречных и ночных условиях, при расчетах необходимо учитывать многократное рассеяние [Kazil et al., 2003]. Как показали расчёты автора диссертации, вклад кратных эффектов выше второго порядка рассеяния может составлять значительную долю в общем потоке в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета (см разделы 3.2, 3.7 и рис. 34).

1.4. Ионизация E -области

Температура в E -области монотонно увеличивается с высотой, и, в отличие от D -области, летние температуры выше 100 км превышают зимние [Picone et al, 2002].

Согласно общепринятым теоретическим представлениям, во внеполярной области дневная ионизация E -области ионосферы (90—130 км) и максимум электронной концентрации на высотах 105—110 км N_mE , обусловлены практически полностью мягким рентгеновским излучением в диапазоне длин волн 32—70 Å [Павлов и Павлова, 2015], прямым солнечным излучением в дальнем ультрафиолете, прежде всего в линиях Лайман-бета L_β (1025,72 Å) и трижды ионизированного углерода CIII (977 Å), а также составом и температурой атмосферы [Solomon, 2006]. Что касается прямого солнечного излучения в линии Лайман-альфа L_α (1215,67 Å), интенсивность излучения которого хотя и превышает интенсивность всех остальных линий вместе взятых в коротковолновой части спектра (см., например, [Meier, 1991]), но его вклад в дневную ионизацию E -области невелик: согласно Titheridge [1997], он не превышает 2%, при том, что величины внеатмосферных потоков в линиях L_α и L_β в условиях спокойного Солнца, равны, соответственно, $3,0 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·с⁻¹ [Lemaire et al., 1978], [Meier, 1995] и $\approx 3,0 \cdot 10^9$ фотон·см⁻²·с⁻¹ [Siskin et al., 2017]. Концентрация электронов в местный полдень в спокойных гелиогеофизических

условиях в умеренных широтах, по оценкам Павлова и Павловой [2015], достигает $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

В работе [Anderson et al, 1980], основанной на ракетных экспериментах, было показано, что излучение в линии L_β резко падает на высотах ниже 120 км, что объясняется поглощением излучения молекулярным кислородом. То есть, этот поток практически не оказывает влияния на концентрацию электронов в максимуме ионизации $N_m E$, который расположен существенно ниже. На высотах выше 130 км поток излучения в линии L_β достаточно велик, но при этом на эмиссию Лайман-бета накладывается излучение в близкой по спектру линии OI (1027 Å), которое вносит вклад до 30% в общую эмиссию в линии [Anderson et al, 1980].

В целом, в дневные часы величина концентрации электронов на высоте максимума ионизации $N_m E$ существенно зависит от величины потока солнечного излучения [Barth et al., 2003].

В ночных условиях мягкое рентгеновское излучение не может поддерживать ионизацию E -области ионосферы. В сумерки и ночные часы при больших зенитных углах Солнца рентгеновские лучи не проникают ниже 160 км [Лазарев и др., 1987]. В этом случае можно было бы говорить об остаточной ионизации, порождённой рентгеновским излучением, а это было бы возможным только в случае достаточно низких коэффициентов рекомбинации $\alpha \sim 10^{-8} \text{—} 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [Данилов, 1989]. В действительности в E -области ионосферы величина $\alpha \sim 10^{-7} \text{—} 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [Vickrey et al., 1982], [Vondrak, Robinson, 1985], [Brasseur, De Baets, 1986]. При таких значениях коэффициента рекомбинации в отсутствие ночных источников ионизации область E должна к утру исчезать полностью. Но этого не происходит, согласно модели IRI-2016 концентрация электронов $[e]$ в ночной области E в средних широтах меняется от $1,6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ до $6,6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ в зависимости от времени года и солнечной активности, но никогда не падает до нуля. Следовательно, должен существовать дополнительный источник ионизации в E -области ионосферы.

Таким образом, должен существовать постоянный источник ионизации в области. Рассеянное излучение в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета давно рассматриваются как возможные источники ионизации E -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях. Однако, согласно существующим представлениям, они не могут дать необходимую концентрацию электронов для рассматриваемой области ионосферы. Причиной этого может быть недостаточная точность расчётов рассеянного излучения.

В качестве подобного источника рассматриваются различные механизмы. Например, в качестве возможного источника ионизации E -слоя ионосферы рассматриваются также потоки высыпавшихся мягких электронов с энергиями 1—10 кэВ

[Савельев и Фейгин, 1980]; в ряде работ исследовалось влияние излучения звёзд [Strobel et al., 1980] (см. далее параграф 1.8).

В целом, можно сделать вывод о том, что вопросам ночной ионизации *E*-области посвящено мало исследований по сравнению с ионизацией в дневных условиях, и даже по сравнению с исследованиями ночной ионизации *D*-области, при этом полученные результаты для *E*-области весьма противоречивы.

1.5. Окись азота в мезосфере и нижней термосфере

1.5.1. Окись азота в *D*-области ионосферы

Несмотря на то, что окись азота NO является малой составляющей ионосферы, и её концентрация на 4 порядка меньше, чем концентрация молекулярного кислорода, что учтено в моделях IRI-2016 и MSIS-00, её значение в образовании *D*-области ионосферы огромно. Энергия кванта излучения L_α равна 10,2 эВ, и она недостаточно высока, чтобы ионизировать молекулы азота N_2 и кислорода O_2 , потенциалы ионизации которых равны, соответственно, 15,58 эВ и 12,08 эВ [Равдель, 1999]. У окиси азота NO потенциал ионизации ниже: 9,25 эВ [Равдель, 1999], что соответствует длине волны 1338 Å, и энергии кванта L_α достаточно для ионизации молекулы NO. Следовательно, концентрация электронов $[e]$ зависит от концентрации окиси азота [NO]. При этом один квант L_α ионизирует одну молекулу окиси азота [Laštovička, 1976]:



При спокойных условиях на Солнце мягкое рентгеновское излучение, которое в состоянии ионизировать основные составляющие воздуха, достигает высот *E*-области ионосферы. В случае мощных солнечных вспышек рентгеновское излучение короче 2 Å в дневное время может проникнуть ниже, в *D*-область ионосферы вплоть до высот 70 км [Pacini, Raulin, 2006]. . Возможным источником ионов в *D*-области может быть также ионизация возбужденных молекул $O_2(^1\Delta_g)$ коротковолновым УФ излучением в диапазоне 1027—1118 Å [Hunten, McElroy, 1968]. Но основным механизмом ионизации *D*-области ионосферы является ионизация молекул окиси азота излучением в линии Лайман-альфа [Pavlov, 2013] согласно формуле (4) [Данилов, 1981, 1986].

Концентрация окиси азота [NO] в мезосфере и нижней термосфере, по разным данным, изменяется в пределах от 10^6 до 10^8 см⁻³ в дневное время и $5 \cdot 10^4$ — 10^7 см⁻³ в сумерки при зенитных углах Солнца $\chi > 94^\circ$ [Barabash, 2012].

Существует значительный разброс в оценках и измерениях вертикального распределения $[\text{NO}]$. В проводимых автором диссертации расчётах использовались вертикальные профили, построенные [Barabash et al., 2012] по фотохимическим моделям [Solomon et al., 1982a, 1982b] и экспериментальным данным [Callis et al., 2002], [Siskind et al., 1998].

В Таблице 2 показаны величины $[\text{NO}]$ в см^{-3} , полученные [Barabash et al., 2012] на основании некоторых из указанных выше работ для высот 75, 80 и 100 км. Значения $[\text{NO}]$ в столбцах 1, 2 и 3 получены из теоретических моделей Solomon et al., 1982b]. Столбец 1 – соответствует зимним условиям, 2 и 3 – летним. Величины, приведенные в столбцах 4 и 5, выведены [Barabash et al., 2012] по эмпирической модели [Siskind et al., 1998], построенной на основании измерений со спутников Solar Mesosphere Explorer (SME) в 1981—1986 гг. и UARS (Halogen Occultation Experiment, HALOE) в 1992—1995 гг. Поскольку SME измерял профиль NO в диапазоне высот 95—160 км, а HALOE на высотах от 50 до 125 км, то непосредственное сопоставление данных затруднительно. Однако [Siskind et al., 1998] отмечают, что концентрации $[\text{NO}]$ в мезосфере и нижней термосфере существенно увеличилась в 1990-е гг. по сравнению с 1980-и годами. Значения $[\text{NO}]$ в столбце 4 соответствуют условиям низкой солнечной активности, в столбце 5 – высокой. Siskind et al. [1998] отмечают, что неопределенность оценок по данным измерений SME и HALOE составляет от 20 до 60%. При этом к данным, полученным на высотах 75—80 км следует относиться с большой осторожностью, поскольку они близки к уровню порога

Таблица 2. Концентрация окиси азота в зимнее время на высотах 75, 80 и 100 км (см^{-3})

Высота	1	2	3	4	5
75 км	1,36E+07	3,78E+06	2,24E+07	1,17E+06	3,32E+06
80 км	1,45E+07	4,99E+05	1,16E+07	2,18E+06	4,34E+06
100 км	1,19E+08	8,89E+07	4,69E+07	5,76E+07	8,88E+07

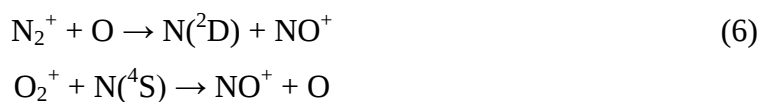
Разброс величин, полученных из теории и эксперимента очень велик и превышает порядок величины, достигая максимума на высоте 80 км. При дальнейшем увеличении высоты разброс оценок и данных измерений уменьшается. Тем не менее, на высоте 100 км результаты отличаются друг от друга более, чем в два раза.

1.5.2. Окись азота в *E*-области ионосферы

В *E*-области ионосферы наряду с реакцией (2) добавляется реакция ионизации излучением Лайман-бета:



Кроме того, в области *E* возможно возникновение иона NO^+ в результате реакций с участием ионизированных молекул кислорода и азота (см, например, [Fuller-Rowell et al, 2004]):



Что касается области *E*, то, по мнению ряда авторов, например, [Павлов и Павлова, 2015] в дневных условиях влияние окиси азота NO практически не оказывает влияния на величину электронной концентрации: изменение концентрации [NO] на всех высотах в три раза не приводит к уменьшению либо увеличению N_mE более чем на 5%.

Концентрация [NO] в *E*-области зависит от широты, времени суток и гелиогеофизических условий, при этом величины [NO] подвержены сильным изменениям. В зависимости от солнечной активности, определяемой по потоку радиоизлучения F10.7, N_mE меняется от $8 \cdot 10^7 \text{ см}^3$ до $1,3 \cdot 10^8 \text{ см}^3$ [Barth et al., 2003]. Gérard et al. [1993] по предлагаемой ими модели оценивают концентрацию [NO] на высоте 105 км в интервалах от $1,27 \cdot 10^7$ до $1,84 \cdot 10^7 \text{ см}^3$ и от $7,28 \cdot 10^7$ до $1,28 \cdot 10^8 \text{ см}^3$ в минимуме и максимуме солнечной активности, соответственно (рис 3). Siskind et al. [1998] дают близкие значения в максимуме концентрации: $5 \cdot 10^7 \text{ см}^3$ в дневные часы в спокойных гелиогеофизических и геомагнитных условиях и до $2 \cdot 10^8 \text{ см}^3$ при активном Солнце и высоких значениях индекса геомагнитной активности A_p во время весеннего и осеннего равноденствий.

При заходе Солнца прямое излучение на область *E* не воздействует. Этот факт дал основания в ранних теоретических исследованиях считать, что образование окиси азота прекращается, и концентрация [NO] должна уменьшаться в ночные часы более, чем на два порядка величины, поскольку иначе концентрации ионов $[\text{O}_2^+]$ «должны быть намного меньше наблюдаемых» [Chakrabarty, Chakrabarty, 1974].

Следует обратить внимание на то, что хотя неопределённость данных о концентрации $[\text{NO}]$ по результатам различных исследований в E -области ионосферы и существует, она гораздо меньше, чем в случае оценок $[\text{NO}]$ в D -области ионосферы [Дышлевский и Беликов, 2018].

Согласно [Bailey et al., 2002], концентрация $[\text{NO}]$ в E -области ионосферы слабо меняется в течение суток. Наблюдаемые изменения $[\text{NO}]$ на высоте максимума электронной концентрации в E -области находятся в пределах фактора 2,5 при изменении от минимума к максимуму солнечной активности [Gérard et al., 1990] (рис. 9), что согласуется с выводами [Vialatte et al., 2017], утверждающими, что относительные вариации $[\text{NO}]$ соответствуют подобным изменениям основных атмосферных газов. Ogawa et al. [1984] на основе ракетных пусков установили, что на высотах 105—110 км величина $[\text{NO}]$ в период максимумов солнечной активности возрастает примерно в 3 раза по сравнению со спокойными гелиогеофизическими условиями. Абсолютные значения $[\text{NO}]$ близки к результатам, полученным [Solomon et al., 1982b].

В дневных условиях образование NO^+ в E -области ионосферы возможно также вследствие ионизации молекул N_2 и O_2 солнечным излучением в диапазоне: 0,01—10 нм, но при больших зенитных углах Солнца излучение в рентгеновском диапазоне не проходит в D -область, и в сумеречных условиях вклад L_α в ионизацию окиси азота становится доминирующим.

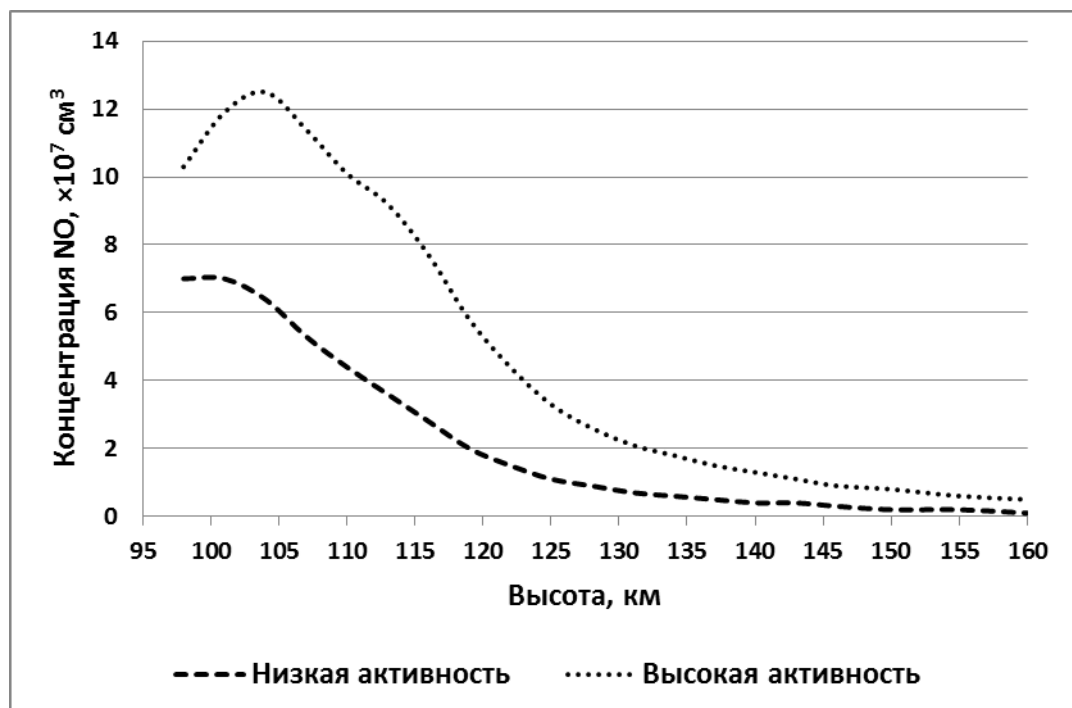


Рис. 9. Профили концентрации окиси азота в E -области ионосферы. Зима, дневные условия, средние широты [Gérard et al., 1993].

Концентрация $[\text{NO}^+]$ зависит также от концентрации ионов-связок, включающих этот ион [Данилов и Смирнова, 1993; Smirnova et al., 1988]. Поскольку скорость образования положительных ионов-связок пропорциональна $\sim T^{-14}$, то в условиях более тёплой зимней мезосферы по сравнению с летней концентрация ионов-связок зимой значительно ниже чем летом, а следовательно концентрация $[\text{NO}^+]$ в D -области ионосферы зимой должна быть выше, чем летом [Smirnova and Danilov, 1994].

Рекомбинация NO^+ происходит, главным образом, в результате реакций (см., например, [Strobel, 1971]):



1.6. Долгосрочный тренд снижения солнечной активности

При расчётах потоков в линии L_α в D -области ионосферы в максимуме солнечной активности авторы [Дышлевский, Беликов, 2020], [Dyshlevsky, Belikov, 2020] использовали значение интегрального потока F по всей ширине линии L_α равным $6,0 \cdot 10^{11}$ *фотон*·см⁻²·с⁻¹, согласно [Tobiska et al., 2000]. Эти же значения используются в дальнейшем автором диссертации при расчётах потоков прямого и рассеянного излучения в линиях Лайман-альфа. При расчётах потоков в линии Лайман-бета берутся значения $3 \cdot 10^9$ *фотон*·см⁻²·с⁻¹ и $6 \cdot 10^9$ *фотон*·см⁻²·с⁻¹ для условий спокойного и возмущённого Солнца, соответственно.

Значение F в пике солнечной активности может оказаться завышенным, поскольку астрономы отмечают общее снижение солнечной активности в течение последних солнечных циклов [Гвишиани и др., 2015]. Более того, Гвишиани и др. [2015] прогнозируют дальнейшее уменьшение солнечной активности вплоть до 2050—2060 гг., между 25 и 27 циклами солнечной активности, когда, по прогнозам авторов, должен наступить минимум 200-летнего цикла Солнечной активности, начало которого было отмечено так называемым минимумом Маундера (конец XVII—начало XVIII вв.). Кроме того, Гвишиани и др. [2015] прогнозируют также резкое снижение геомагнитной активности. Впрочем, некоторые исследователи с этим не согласны и ожидают, что в текущем 25-цикле солнечной активности может произойти смена понижательного тренда

и рост солнечной активности по сравнению с завершившимся 24-циклом [Bhowmik and Nandy, 2018].

Детальный анализ циклов солнечной активности представлен в работах [Zharkova et al., 2015], [Zharkova, 2020]. Согласно результатам проведённого в этих работах анализа исторических данных, мы живём в настоящее время в эпоху длительного периода пониженной солнечной активности, которая периодически повторяется с интервалом в несколько сотен лет. Что касается последних десятилетий, то идёт постепенное снижение солнечной активности в максимуме цикла. На рисунке 10 показано уменьшение солнечной активности и среднемесячного числа солнечных пятен в течении 21—24 солнечных циклов по данным, публикуемым бельгийским Solar Influence Data analysis Center (SIDC) [<http://www.sidc.be>].

Singh и Bhargawa [2019] прогнозируют дальнейшее падение солнечной активности в 25 и 26 солнечных циклах: следует ожидать снижение числа солнечных пятен, индекса F10.7 и солнечного потока Лайман-альфа. Величина последнего в максимумах 25 и 26 циклов солнечного цикла должна снизиться до $F \approx 4,5 \cdot 10^{11} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

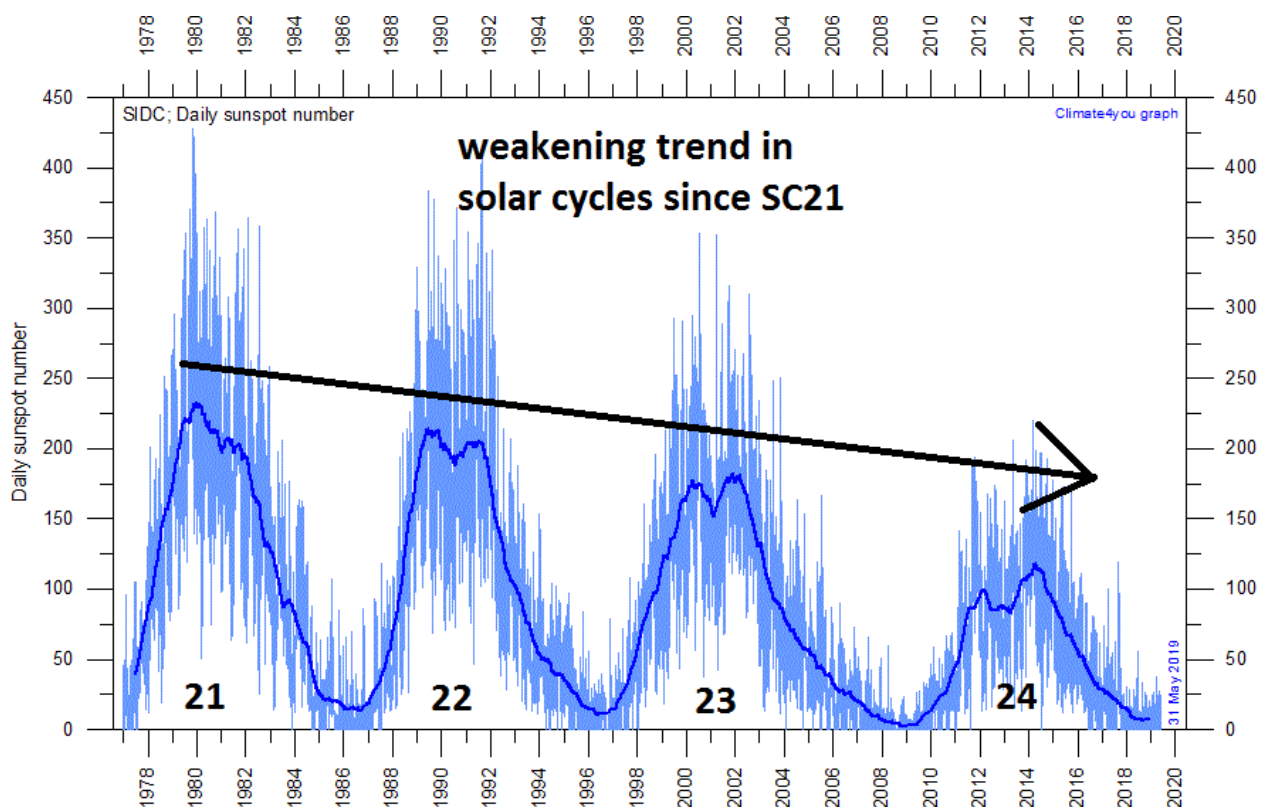


Рис. 10. Циклы солнечной активности и изменение числа солнечных пятен за период с 1977—2019 гг.⁷

⁷ <http://www.sidc.be>

Как будет показано ниже, это различие в данных мало сказывается на результатах расчётов, представленных в настоящей работе, поскольку основные неопределённости состоят в оценках величины коэффициента рекомбинации иона NO^+ для областей D - и E -ионосферы, а также в данных о профиле концентрации $[\text{NO}]$ в D -области.

1.7. Роль УФ излучения в ионизации области E

К понятию «ночная E -область» ионосферы следует относиться с осторожностью в летний период, когда угол погружения Солнца мал. В таблице 3 показаны максимальные углы погружения Солнца на широтах Ставрополя (45° с.ш.), Москвы (56° с.ш.) и Санкт-Петербурга (60° с.ш.) летом (22 июня и 1 августа), рассчитанные на основании алгоритма, предложенного шведским астрономом Шлайтером⁸.

При этом, согласно эмпирической формуле Розенберга [1963], высота сумеречного луча в километрах равна примерно квадрату угла погружения, выраженному в градусах. То есть, во время летнего солнцестояния на широте Ставрополя высота сумеречного луча в полночь равна примерно 460 км, а на широтах Москвы и Санкт-Петербурга – 116 км и 43 км, соответственно. То есть, летом на широте 45° область E ионосферы в полночь находится условно в ночной зоне, а на широтах севернее 56° – в дневной. Однако, как покажут результаты расчётов, представленные в Главе 3, при зенитных углах Солнца χ больших 90° поток прямого солнечного излучения в УФ диапазоне незначителен на высотах E -области ионосферы.

Таблица 3. Максимальный угол погружения Солнца летом в различных населённых пунктах России

Город	Географическая широта	Максимальный угол погружения Солнца	
		22 июня	1 августа
Ставрополь	45°	$-21,5^\circ$	$-27,1^\circ$
Москва	56°	$-10,8^\circ$	$-16,3^\circ$
Санкт-Петербург	60°	$-6,6^\circ$	$-12,1^\circ$

⁸ [Schlyter, <http://stjarnhimlen.se/>]

В большинстве исследований предполагается, что основной вклад в поддержание сумеречной и ночной ионизации E -слоя вносит рассеянное излучение в далёкой ультрафиолетовой области спектра.

Этой позиции придерживается, в частности, Каширин [1986], который при построении полуэмпирической модели рассматривает возможность ионизации E -области УФ рассеянным излучением в линиях водорода L_α и L_β , а также в линиях атомарного гелия He I ($\lambda=584,3$ Å) и однократно ионизированного гелия He II ($\lambda=303,8$ Å). Модель Каширина применима для широкого диапазона зенитных углов Солнца χ : от 90° до 150° . Сам автор модели утверждает, что влияние излучения в линиях He I и He II на ионизацию атмосферы ниже 140 км – собственно в E -области — ничтожно мало. Однако, по его мнению, основную роль в ночной ионизации на высотах 90—130 км вносит излучение в линии L_β , а L_α является основным источником ионизации ниже 95 км. То есть, в любом случае именно УФ рассеянное солнечное излучение в спокойных гелиогеофизических условиях является основным источником ионизации в средних широтах.

Надо отметить ещё один возможный источник ионизации – излучение в линии CIII ($\lambda=977$ Å). Согласно анализу, проведённому в работе [Антонова, Иванов-Холодный, 1989], излучение в линиях CIII и L_β практически полностью определяют ионизацию E -области ионосферы в дневных условиях, остальное излучение в области спектра 910—1026 Å вряд ли вносит больше 10% в общую ионизацию в E -области ионосферы. При этом максимум ионизации излучением L_β отмечается на высоте 105 км, а CIII – на высоте 115 км.

Strobel et al. [1980] пришли к выводу, что рассеянное излучение в линиях водорода L_α и L_β может, в принципе, объяснить наблюдаемые концентрации $[e]$ в E -области ионосферы, однако в этой работе её авторы указали на значительную степень неопределенности в оценках вкладов рассеянного излучения в линиях L_α и L_β , при этом привлекая также свет звёзд в качестве источников ионизации. Впрочем, Strobel et al. [1980] всё же считают, что выше 95 км ночная ионизация E -области ионосферы обусловлена, главным образом, рассеянным солнечным излучением в линии Лайман-бета.

Titheridge [1997] не отрицает возможности влияния на ионизацию в ночных условиях излучения Лайман-альфа – на высоте 130 км вклад L_α достигает 30% в общей ионизации. Проведённые в настоящей работе расчёты частично подтверждают предположения как Каширина [1986], так и Titheridge [1997], однако, как будет показано ниже, вклад рассеянного в линиях L_α и L_β излучения в общую ионизацию E -области ионосферы существенно зависит от зенитного угла Солнца и гелиогеофизической обстановки.

Как и для D -области ионосферы, изменения концентрации $[\text{NO}]$ должны влиять на соотношение во вкладах излучения в линиях L_α и L_β в общую ионизацию E -области. Измерения со спутника Solar Mesosphere Explorer (SME) показали, что значения $[\text{NO}]$ на высоте 110 км в эпоху высокой солнечной активности могут меняться в два раза за 27-суточный период обращения Солнца вокруг своей оси [Fuller-Rowell, 1993], [Barth et al., 1988]. При этом также должно меняться соотношение вкладов излучения в линиях L_α и L_β в ионизацию.

1.8. Влияние звездного излучения на ионизацию верхней мезосферы и нижней термосферы

Влияние звёздной составляющей на поле радиации в ночных условиях в D -области ионосферы нигде не рассматривается и не учитывается по причине её пренебрежимо малого влияния (расчёты, проведённые автором диссертации, это подтверждают).

В отношении области E высказываются предположения, что излучение в далёком ультрафиолете может оказывать влияние на ионизацию нижней термосферы. Strobel et al. [1980] придерживаются мнения о том, что ионизация области E обусловлена не только рассеянным излучением в далёкой УФ области, прежде всего излучением в линии L_β , но континуумом прямого звездного излучения в спектральном интервале 911–1026 Å. Совместное воздействие этих двух источников обуславливает поддержание концентрации электронов в E -слое ионосферы на уровне $(1\text{—}4)\cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. При этом звёздная составляющая может меняться в 2—4 раза в зависимости от широты и времени суток. Максимальный поток прямого звёздного излучения наблюдается под некоторыми областями Млечного Пути южного полушария и созвездия Ориона.

Не вполне понятно, как количественно оценивали авторы статьи [Strobel et al., 1980] вклад звездного излучения в ионизацию E -области. В работе [Henry, 2002] показано, что в межзвёздной среде происходит сильное поглощение фотонов в УФ области диапазоне 1000—1200 Å. На основании анализа излучения свыше 118 тыс. звёзд для различных случаев альбедо однократного рассеяния межзвёздной среды был сделан вывод о том, что внеатмосферная величина плотности потока УФ-излучения составляет примерно $\sim 10^5 \text{ фотон/см}^2 \text{ с} \cdot \text{стер} \cdot \text{Å}$, и, во всяком случае, не должна быть выше $2,8 \cdot 10^5 \text{ фотон/см}^2 \text{ с} \cdot \text{стер} \cdot \text{Å}$ (или $8,8 \cdot 10^5 \text{ фотон/см}^2 \text{ с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Å}$ [Мак-Картни, 1979].) При этом измерения с борта космического корабля Apollo-17 показали, что величина плотности потока составляет около $1,05 \cdot 10^5 \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{Å}$ ($\sim 3 \cdot 10^5 \text{ фотон/см}^2 \text{ с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Å}$), т.е. реальные значения оказываются ближе к нижней границе интервала оценок [Henry, 2002]

В работе [Ненгу, 2002] также отмечено, что в нижней термосфере при длинах волн $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ плотность потока излучения в этом интервале длин волн значительно уменьшается по причине поглощения излучения атмосферным кислородом.

1.9. Корпускулярная ионизация *E*-области ионосферы

Гипотеза о возможности ионизации ночной *E*-области ионосферы в средних широтах высыпавшимися электронами была высказана Г.С. Ивановым-Холодным и Л.А. Антоновой [1961].

Савельев и Фейгин [1980] в совместном советско-американском эксперименте провели измерения потоков электронов с использованием двухканальных спектрометров, размещенных на ракетах МР-12 во время пусков с борта НИС «Профессор Визе». Результаты показали, что потоки электронов в ночной среднеширотной атмосфере не превышают $6 \cdot 10^{-6} \text{ Вт/стер} \cdot \text{м}^2$, или $7,5 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$ при интегрировании потока по всей небесной сфере. Спектрометрические данные были получены на высотах примерно от 140 до 180 км (максимальной высоте подъёма ракеты МР-12); при этом величина потока практически не зависела от высоты. Следует также отметить, что в большинстве пусков величина потоков была существенно ниже приведённого выше значения, которое в расчётах Савельева и Фейгина [1980] можно принять за верхнюю оценку.

Morse и Rice [1976] проанализированы данные ракетных экспериментов по измерению потоков электронов с энергиями в диапазоне от 40 эВ до 5,5 кэВ в средних широтах северного полушария на высотах до 120 км в дневное и ночное время, а также составили обзор ранних измерений потоков фотоэлектронов в *E*-области ионосферы.

В эксперименте Morse и Rice [1976] поток фотоэлектронов не превосходил $10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$ (10^{-8} Вт/м^2), что на два порядка величины меньше, чем получили Савельев и Фейгин [1980]. Свои результаты Morse и Rice [1976] сравнивали с результатами других исследователей, в частности, с экспериментальными данными [Avdyushin et al., 1981], и оказалось, что разброс в оценках потоков электронов оказался очень значительным – до трёх порядков величины. Morse и Rice [1976] пришли к выводу, что, возможно, влияние фотоэлектронов на ионизацию ночной ионосферы и существует, но разброс, обусловленный географическими, гелиогеофизическими, сезонными и прочими вариациями не позволяет адекватно оценить их вклад.

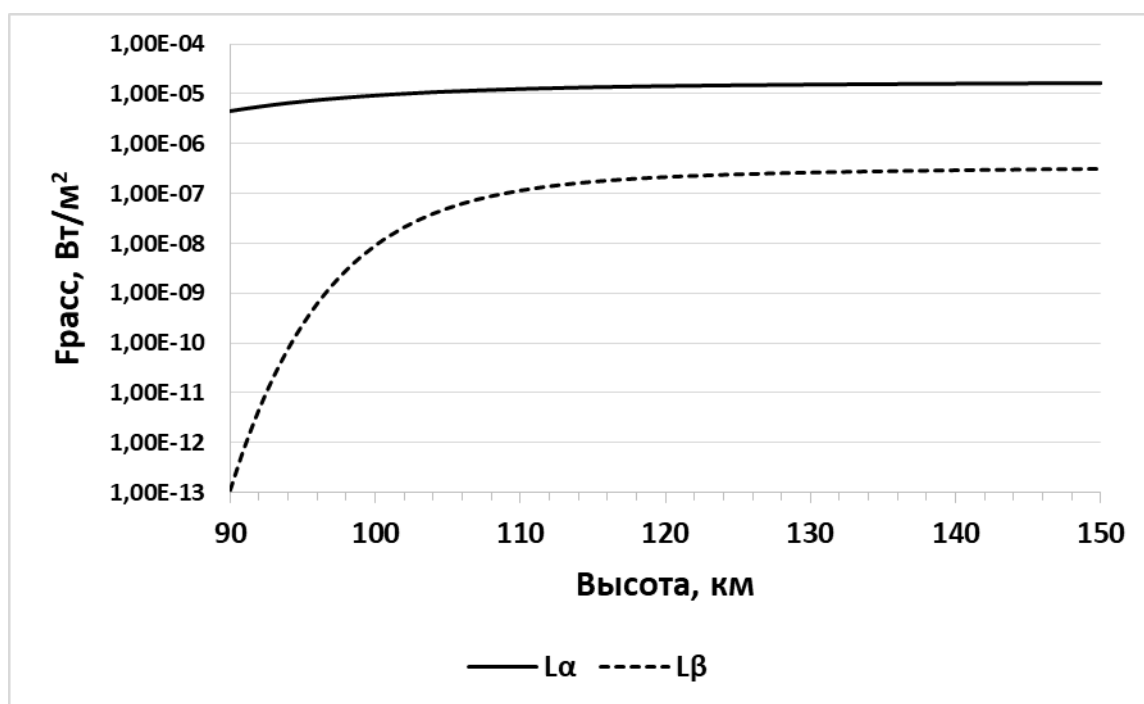


Рис. 11. Профили потоков рассеянного излучения в линиях L_α и L_β в спокойных гелиогеофизических условиях при зенитном угле Солнца $\chi=101^\circ$. Зима, 45° с.ш.

Следует обратить внимание также на порядок величин. Величины потоков рассеянного излучения в линиях L_α и L_β на высоте 115 км при угле погружения Солнца $\chi=101^\circ$ составляют около $5 \cdot 10^{-5}$ Вт/м² и $6 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² (рис. 11), соответственно, и в сумме существенно превышают величину потока фотоэлектронов, измеренному не только Morse и Rice [1976], но и Савельевым и Фейгиным [1980]. Хорошее согласие полученных автором диссертации результатов с моделями электронной концентрации IRI-2016 и ГОСТ-89 [Часовитин и др.] свидетельствует о том, что в сумеречных условиях вклад фотоэлектронов – если он есть – незначителен [Дышлевский, 2020].

Во всяком случае, в настоящий момент не удаётся должным образом параметризовать потоки фотоэлектронов либо построить глобальную модель их вклада в электронную концентрацию в E -области ионосферы.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА РАСЧЁТА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ ЛАЙМАН-АЛЬФА И ЛАЙМАН-БЕТА

2.1. Входные модельные параметры

2.1.1. Исходные данные для вычисления рассеяния и поглощения

Соотношение прямого и рассеянного потоков в линиях L_α и L_β рассчитывается в многослойной экспоненциальной атмосфере с поглощением и рассеянием излучения. Рассеивающей средой в мезосфере и нижней термосфере является атомарный водород H, поглощающей средой – молекулярный кислород O_2 . Концентрации атомарного водорода [H] молекулярного кислорода $[O_2]$ задаются по модели атмосферы MSIS-00 [Picone et al., 2002]. Водород обуславливает резонансное рассеяние солнечного излучения в линиях L_α и L_β с большим сечением рассеяния. Согласно модели MSIS-00, атомарный водород ниже 73 км полностью отсутствует.

В качестве входных данных в модельных расчётах использовались профили коэффициентов рассеяния атомарного водорода и поглощения молекулярного кислорода для диапазона высота 60—6000 км. Коэффициенты рассеяния водорода β_H и поглощения кислорода β_{O_2} рассчитываются как произведения сечений рассеяния молекулярного водорода σ_{sH} и поглощения молекулярного кислорода σ_{aO_2} на соответствующие значения концентраций [H] и $[O_2]$. Методика расчета коэффициентов приведена ниже.

Концентрации атомарного водорода и молекулярного кислорода на высотах 0—1000 км для широт Северного полушария 23, 45, 56 и 66° в дни летнего и зимнего солнцестояния оценивались по модели MSIS-00 [Picone et al., 2002].

Концентрации $[O_2]$ и [H] на высотах 1000—6000 км рассчитывались с использованием формулы высоты однородной атмосферы $H_{атм}$ для газовых компонентов атмосферы [Хргиан, 1978]:

$$H_{атм} = RT(h)/\mu g(h) \quad (8)$$

где

μ – молекулярный вес в молях; μ равен 1 для атомарного водорода и 32 – для молекулярного кислорода;

$R = 8,31446$ Дж/(моль·град) – универсальная газовая постоянная;

$g(h)$ – ускорение свободного падения на высоте h ;

$T(h)$ – температура на высоте h .

$$[H]_h \text{ или } [O_2]_h = ([H]_0 \text{ или } [O_2]_0) \cdot \exp(-h/H_{\text{атм}}); \quad (9)$$

где

$[H]_h$ и $[O_2]_h$ — концентрации атомарного водорода и молекулярного кислорода, соответственно, на заданной высоте h ;

$[H]_0$ и $[O_2]_0$ концентрации атомарного водорода и молекулярного кислорода, соответственно, на верхней модельной высоте h_0 (в данном случае $h_0 = 1000$ км).

Как показали расчёты, недоучёт рассеяния и поглощения излучения в экзосфере на высотах 1000—6000 км приводит к недооценке полученных значений потоков в областях D и E ионосферы примерно на 20—25%.

Теоретически расчёт сечения водорода σ_s не является сложной математической задачей и может быть определён по формулам, приведённым в работах [Краснопольский, 1987], [Reddmann, Uhl, 2003]:

$$\sigma_H = (f_{12} \mu_0 e^2 \lambda_0^2) / 4 \nu \pi m_e \Delta \lambda_D \times \exp(-((\lambda - \lambda_0) / \Delta \lambda_D)^2), \quad (10)$$

где

f_{12} - сила осциллятора, $f_{12} = 0,4163$ в линии L_α и $f_{12} = 0,0791$ в линии L_β ;

μ_0 - магнитная проницаемость вакуума;

e - заряд электрона;

m_e - масса электрона;

λ - длина волны излучения;

λ_0 - центры линий: $\lambda_0 = 121,5668$ нм для L_α ; $\lambda_0 = 102,572$ нм для L_β ,

$\Delta \lambda_D$ - величина доплеровского теплового уширения,

$$\Delta \lambda_D = \lambda_0 v / c \quad (11)$$

где v - тепловая скорость,

$$v = \sqrt{2kT/mH} \quad (12)$$

где

k - постоянная Больцмана;

T – температура в град. Кельвина;

m_H - масса атома водорода.

Сечения поглощения молекулярного кислорода σ_{O_2} для интервала температур от 150 до 1500°K и в диапазоне длин волн доплеровского уширения линии L_α рассчитывались на основании результатов работы [Lewis et al., 1983] методом линейной интерполяции и квадратичной экстраполяции. На рисунке 12 показана зависимость величины σ_{O_2} от длины волны вблизи в линии L_α для четырех значений температуры атмосферы, построенные по данным [Lewis et al., 1983] и [Carver et al., 1977].

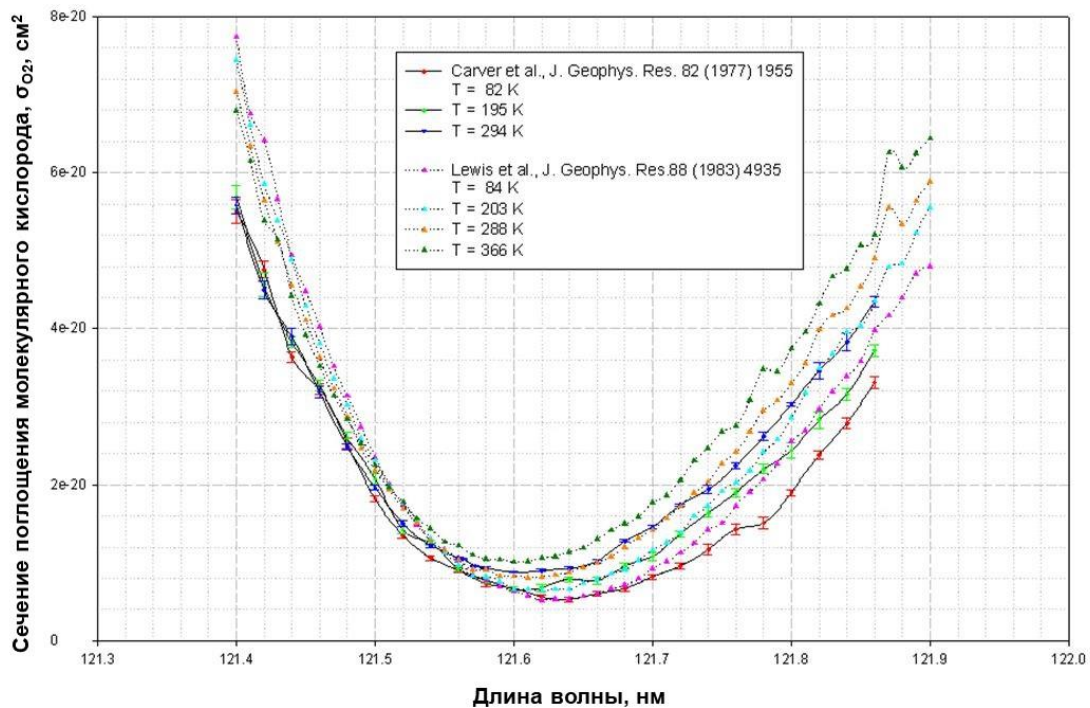


Рис. 12. Зависимость сечения поглощения молекулярного кислорода σ_{O_2} в окрестностях линии L_α от длины волны и температуры согласно указанным литературным источникам.

На рисунке 13 показано модельное распределение коэффициентов рассеяния водорода $\beta_H = \sigma_H \cdot [H]$ и поглощения кислорода $\beta_{O_2} = \sigma_{O_2} \cdot [O_2]$ и на различных длинах волн внутри провала профиля линии L_α (см. рис. 4—6), включая центр линии $\lambda_0 = 1215,668 \text{ \AA}$ и локальные максимумы профиля ($1215,640 \text{ \AA}$ и $1215,590 \text{ \AA}$), на высотах 60—140 км зимой и летом на географической широте $\varphi = 45^\circ$.

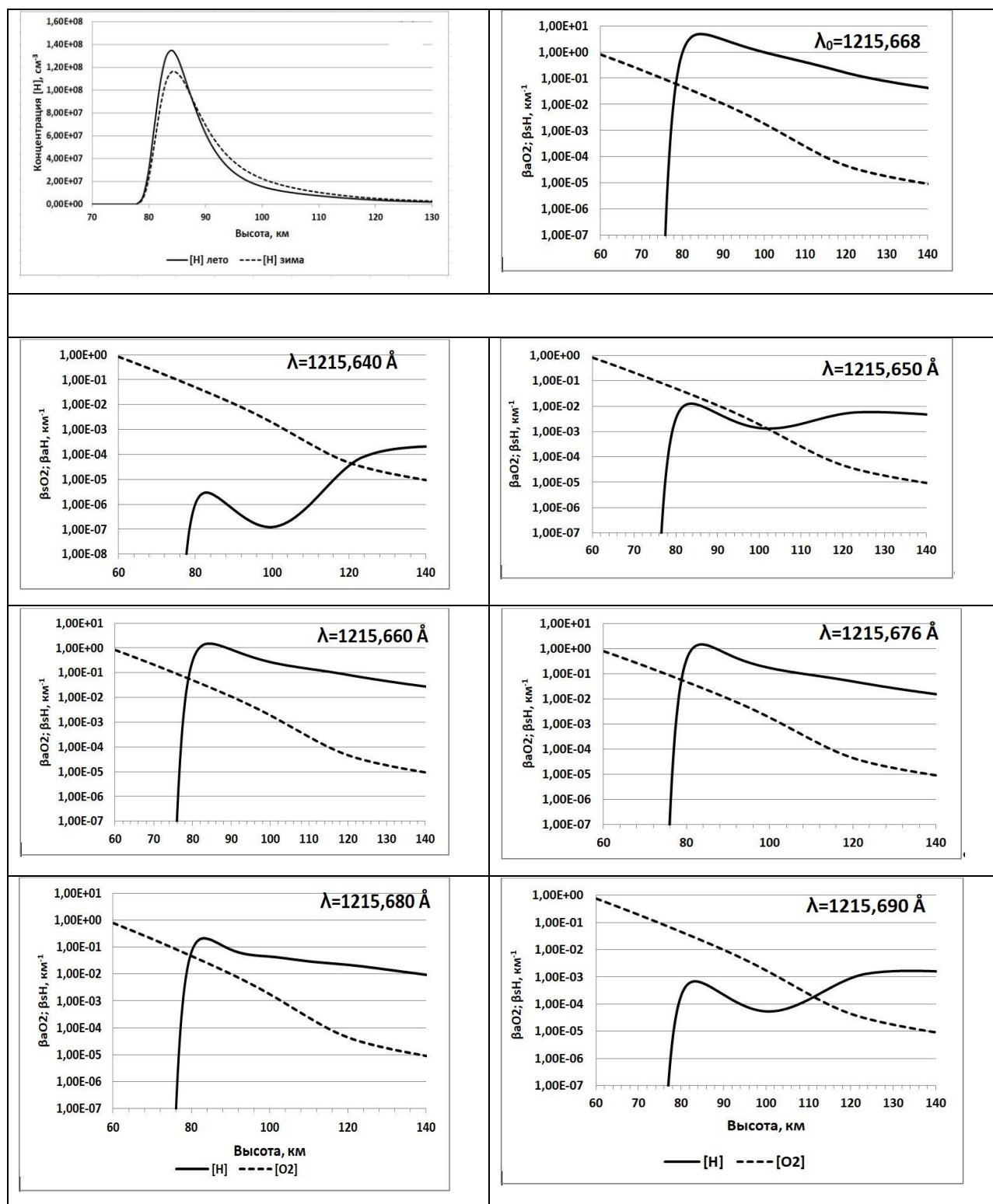


Рис. 13. Концентрация атомарного водорода [H] зимой и летом по модели MSIS-00 (левый верхний рисунок); профили коэффициентов поглощения молекулярным кислородом и рассеяния атомарным водородом излучения в линии Лайман-альфа в зимнее время в центре линии $\lambda_0 = 1215,668 \text{ \AA}$ (правый верхний рисунок) и на удалении от центра линии. Широта $\varphi = 45^\circ$ с.ш., спокойные гелиогеофизические условия.

Примечательно, что именно в провале линии на высотах 80—100 км значения коэффициента резонансного рассеяния водорода β_H превышают на соответствующих высотах значения коэффициента поглощения кислорода β_{O_2} .

В большинстве исследований сечение поглощения кислорода на длине волны 1215,7 Å предполагается постоянным и равным 10^{-20} см², в частности, в работе [Nicolet, 1980].

Однако в ряде работ, например [Chabrilat, Kockarts, 1997], авторы подчеркивают, что упрощенное однозначное задание сечения поглощения σ_{O_2} для излучения по ширине линии L_α приводит к существенным ошибкам в оценке ряда параметров, в частности, скорости фотоионизации окиси азота NO излучением L_α в средней атмосфере.

В условиях изменения концентрации газовых составляющих и температуры, а также вариаций солнечной активности следует ожидать изменения спектрального профиля потока L_α в рассматриваемом диапазоне высот. Причём меняться будет как прямой, так и рассеянный потоки. Но если в дневное время при малых зенитных углах Солнца доля рассеянного излучения в полном потоке как в линии L_α , так и в линии L_β сравнительно мала, то при больших зенитных углах в сумеречных и ночных условиях рассеянный поток даёт основной вклад в полный поток излучения в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета. Следует особо отметить, что с ростом зенитного угла Солнца возрастают оптические пути распространения излучения. При этом вариации концентраций газовых компонентов и температуры будут приводить к значительным вариациям оптических толщин, и, следовательно, к вариациям потоков прямого и рассеянного излучения. Большие оптические толщины при наличии в атмосфере водорода обуславливают многократное рассеяние [Meier, 1991], причём вклад кратных эффектов выше второго порядка рассеяния может составлять значительную долю в общем потоке в линиях L_α и L_β .

То есть, здесь можно сделать важный вывод: как прямой, так и рассеянный потоки в линиях L_α и L_β не являются неизменными даже при сходных гелиогеофизических и сезонных условиях.

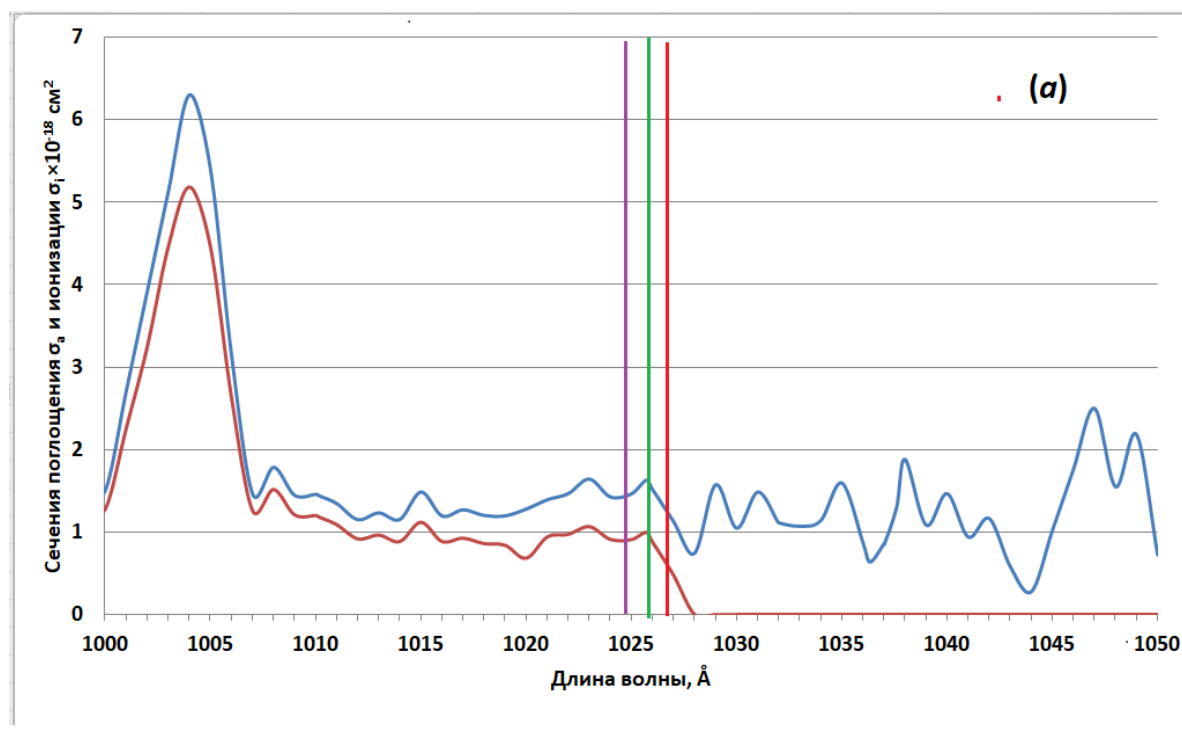
Несмотря на то, что, как отмечалось выше, внеземной поток в линии водорода L_α на 2 порядка величины превышает поток в линии L_β , излучение в линии Лайман-бета не только поглощается молекулярным кислородом, но, в отличие от излучения L_α , способно ионизировать молекулярный кислород. Следовательно, необходимо оценить вклад солнечного потока в линии водорода L_β на электронную концентрацию $[e]$ в нижних областях ионосферы. В область D излучение L_β не проходит. Большинство авторов

приводят к выводу, что этот поток в дневных условиях является одним из основных источников ионизации E -области ионосферы [Nusinov, 1992], [Richards, 1994].

Так как в ночных условиях прямой поток отсутствует, высказывается мнение, что рассеянный поток излучения считается преобладающим над всеми остальными источниками ионизации [Каширин, 1986], [Titheridge, 1997]. Однако в настоящее время существуют лишь приблизительные оценки вклада рассеянного излучения в линии L_β на $[e]$ в E -области ионосферы.

Сечение поглощения молекулярного кислорода σ_{O_2} в области линии L_β задавалось по таблицам [Conway, 1988] (рис.14). В отличие от профиля в линии L_α (рис. 12) сечение поглощения O_2 в окрестностях центра линии L_β меняется незначительно (рис. 14в) и равно примерно $1,6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. При этом отношение сечения поглощения к сечению ионизации $\sigma_{O_2}/\sigma_i = 1,6:1$. (К указанным величинам σ_a и σ_i очень близки величины сечений ионизации и поглощения для L_β , приведенные Huffman [1969]: $1,58 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и $0,98 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, соответственно, а также Ивановым-Холодным и Михайловым [1980]: $1,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и $0,97 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, соответственно.

В Справочнике, изданном ГОИ [Авакян и др.,1998], приводится также очень близкое значение величины $\sigma_{O_2} = 1,63 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.



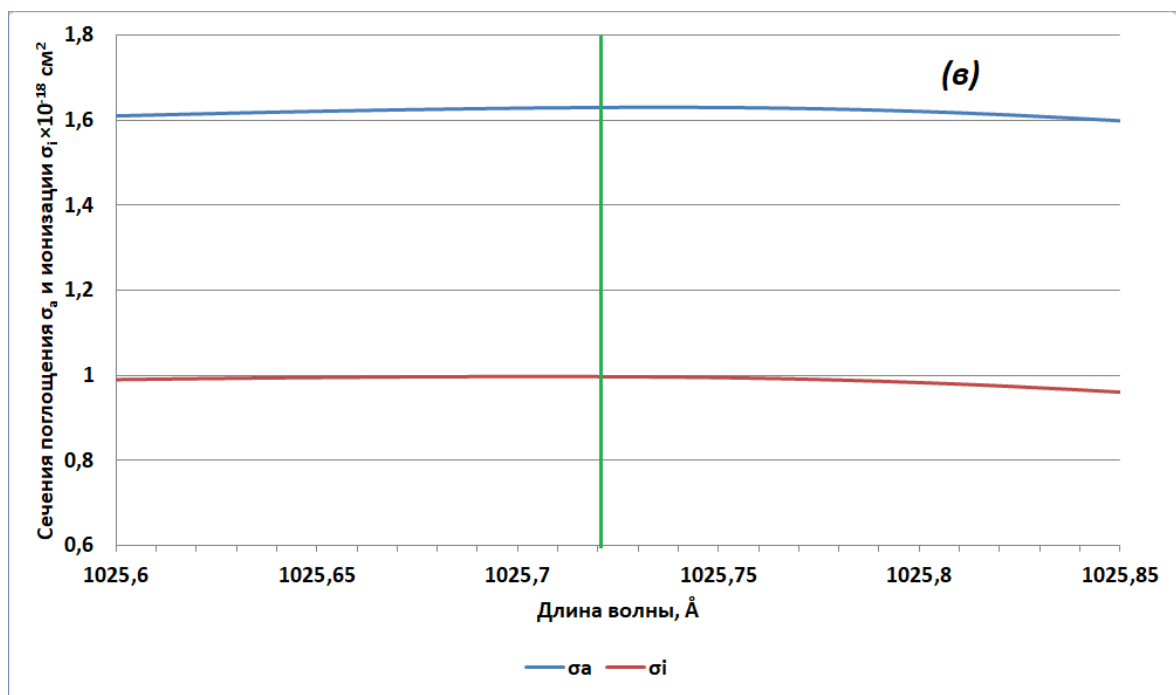
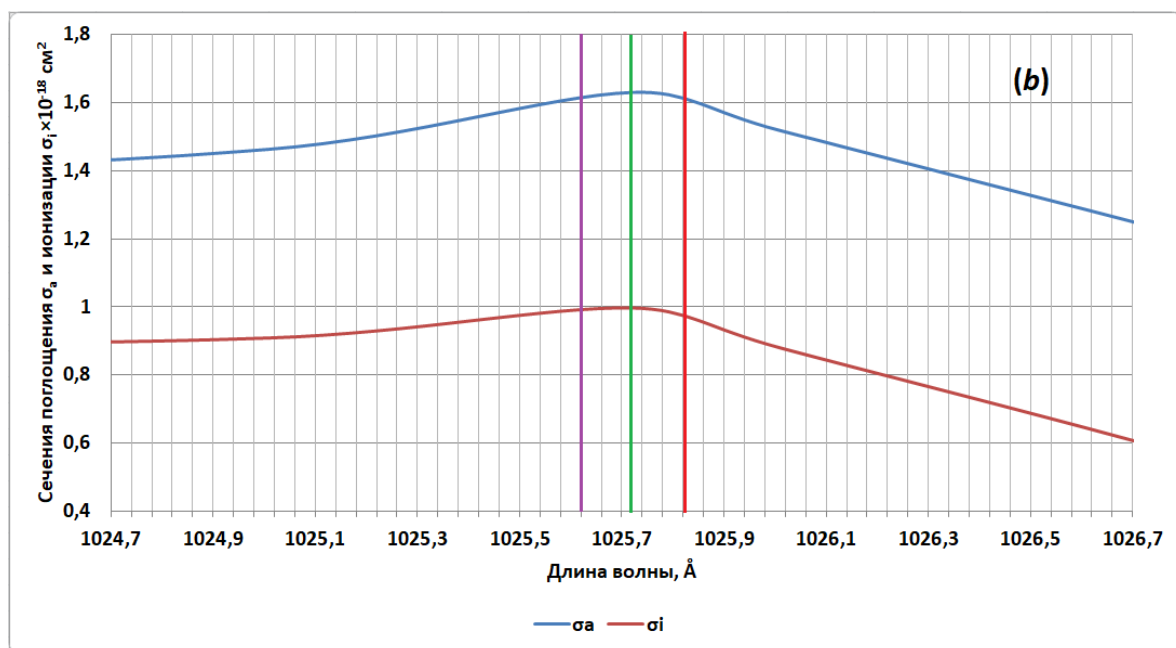


Рис. 14. Сечение поглощения σ_{aO_2} и ионизации σ_{iO_2} молекулярного кислорода: (а) в спектральном диапазоне 1000—1050 Å, вертикальными линиями выделен участок спектра, соответствующего ширине линии L_β ; (б) на участке спектра 1024,7—1026,7 Å, соответствующего ширине линии L_β , вертикальными линиями выделен участок спектра, значимый при учёте рассеянного излучения в линии L_β ; (в) на участке спектра ~1025,6—1025,85 Å, для которого рассчитывался вклад рассеянного излучения в линии L_β . Всюду на рисунках 12(а)—12(в) вертикальная зелёная линия соответствует центру линии $L_\beta = 1025,72$ Å (по данным [Conway, 1988]).

На рисунке 14 также видно, что энергия кванта L_β лишь немногим выше потенциала ионизации молекулы кислорода, кванты излучения с длиной волны больше $1027 \text{ \AA}$ уже не способны ионизировать молекулу O_2 .

На рисунке 15 – аналоге рисунка 13 для линии L_β – показано модельное распределение коэффициентов рассеяния водорода $\beta_H = \sigma_H \cdot [H]$ и поглощения кислорода $\beta_{O_2} = \sigma_{O_2} \cdot [O_2]$ в линии L_β на высотах 60—200 км в зимнее время на широте $\varphi = 45^\circ$. Обращает внимание тот факт, что в E -области ионосферы коэффициент рассеяния водорода превышает коэффициент поглощения кислорода лишь в очень узкой области спектрального интервала вблизи центра линии L_β .

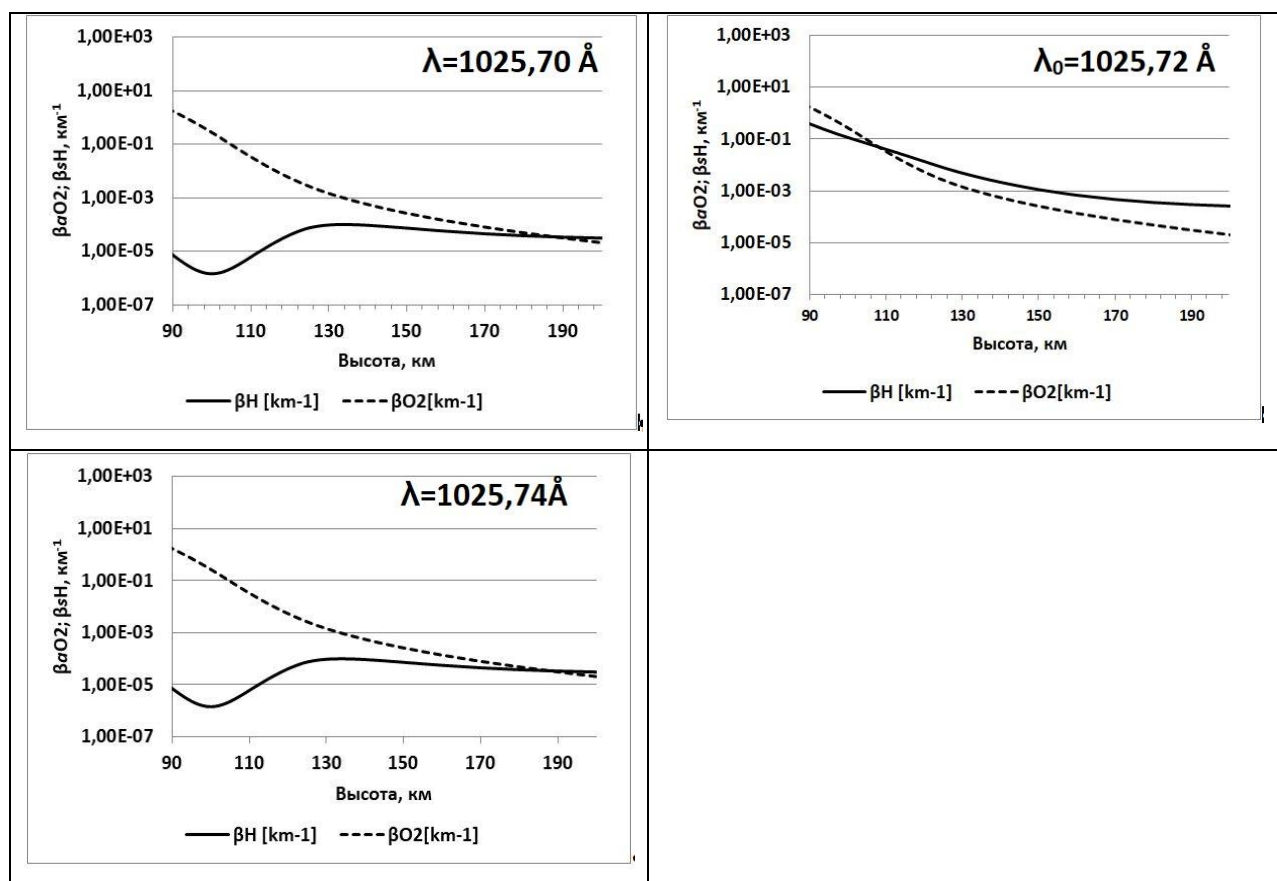


Рис. 15. Типичные профили коэффициентов поглощения молекулярным кислородом и рассеяния атомарным водородом излучения в центре линии Лайман-бета ($\lambda_0 = 1025,72 \text{ \AA}$) и на длинах волн $1025,7$ и $1025,74 \text{ \AA}$ в земной атмосфере. Зима, $\varphi = 45^\circ$ с.ш. Профиль β_H для $\lambda_0 = 1025,72 \text{ \AA}$ соответствует условиям резонансного рассеяния.

В линии L_α сечение ионизации окиси азота σ_{iNO} взято из работы [Laštovička, 1976], автор который использовал в своих расчётах $\sigma_{iNO} = 1,84 \times 10^{-18} \text{ см}^2$, при этом отмечал, что

сечение рассеяния $\sigma_{i\text{ NO}} = 2 \times 10^{-18} \text{ см}^2$, которое принимается при вычислениях рядом других исследователей, практически не влияет на точность расчётов скорости ионизации окиси азота излучением Лайман-альфа. Таким образом, величину сечения ионизации $\sigma_{i\text{ NO}}$ в интервале профиля линии L_α можно считать неизменной.

В линии L_β сечение ионизации окиси азота $\sigma_{i\text{ NO}}$, полученное путем интерполяции из таблиц [Sullivan and Holland, 1966], равно примерно $9,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Эта величина близка к экспериментальным данным [Chung Yang-Soo et al., 2006].

2.1.2. Принцип сумеречного эффекта

Из рисунков 13 и 15 видно, что, начиная с определенных высот, значения коэффициентов рассеяния водорода превышает значения коэффициентов поглощения кислорода. Причем ниже примерно 80 км происходит только поглощение кислородом излучения в линии водорода L_α . Что касается излучения в линии L_β , то оно практически полностью поглощается кислородом ниже 95 км. Распространение солнечного излучения в таких условиях весьма необычно. Для того, чтобы понять особенности распространения излучения, представим упрощенную схему, когда рассеивающий слой (слой атомарного водорода) находится над поглощающим слоем (слоем молекулярного кислорода) с большой оптической толщиной достаточной для того, чтобы полностью ослабить прямой поток излучения при больших зенитных углах Солнца. Если бы не существовало рассеивающего слоя водорода, то на выходе из поглощающего слоя в D -области ионосферы излучение практически равнялось нулю, т.е. при больших зенитных углах Солнца в сумеречных, а тем более ночных условиях ионосферы в D -области не существовало бы.

Парадоксальность ситуации заключается в том, что добавление рассеивающего водородного слоя сопровождается возникновением или увеличением потока излучения на выходе из поглощающего слоя при больших зенитных углах Солнца. Обычно считается, что при появлении любых слоев в атмосфере солнечное излучение ослабляется этими слоями. Это действительно наблюдается в случае прямого солнечного излучения, т.е. в дневных условиях, когда основной вклад в полный поток дает прямое излучение Солнца, рассеивающий водородный слой ослабляет поток излучения. Однако, как было отмечено выше, ситуация кардинальным образом изменяется при больших зенитных углах Солнца, а также в сумеречных и ночных условиях.

Следует отметить, что сумеречный эффект был обнаружен также при моделировании влияния выбросов аэрозоля во время извержения вулкана Эль-Чичон

[Michelangeli et al., 1989; Michelangeli et al., 1992]. Неожиданным для исследователей результатом моделирования переноса излучения в УФ области спектра оказалось увеличение потока излучения на земной поверхности при выбросах вулканических частиц в стратосферу выше максимума слоя озона [Michelangeli et al., 1989; Michelangeli et al., 1992]. В дальнейшем этот эффект, который проявляется в основном при больших зенитных углах Солнца, был исследован в целом ряде работ [Davies, 1993]; [Tsitas, Yung, 1996]; [Ожигина и др., 1996]; [Belikov, 2000].

В работе [Беликов, Дышлевский, Репин, 2019] проведено обобщение сумеречного эффекта для случая, когда нижний слой наряду с поглощением является также частично рассеивающим солнечное излучение слоем. При этом в приближении однократного рассеяния получены аналитические формулы относительного увеличения потока излучения в двухслойной атмосфере по сравнению с однослойной при больших зенитных углах Солнца [Беликов, Дышлевский, Репин, 2019].

При больших зенитных углах Солнца и особенно в сумеречных и ночных условиях роль прямых потоков в линиях L_α и L_β вследствие увеличения оптической массы атмосферы ослабевает до нуля, и, по сути, основной вклад в ионизацию вносит рассеянное излучение. Механизм проникновения излучения в сумерки качественно можно проиллюстрировать следующим образом (рис. 16). При малых зенитных углах Солнца χ прямой свет проходит через поглощающую среду, прибавление второго слоя только ослабляет свет. Однако с увеличением угла χ прямой свет может ослабиться практически до нуля при наличии одного поглощающего слоя в отсутствие рассеяния. В случае присутствия второго слоя с рассеивающей средой излучение проходит через два слоя, т.е. двухслойная атмосфера при больших зенитных углах Солнца начинает пропускать рассеянное излучение, которое не проходит в однослойной поглощающей атмосфере.

Следует обратить внимание на то, что лучи на рис. 16 соответствуют дневным условиям, но при больших зенитных углах Солнца. В сумерках и ночью прямой поток также не проходит однослойную поглощающую среду, но при наличии второго, рассеивающего слоя, рассеянное излучение проходит через двухслойную среду. Причём при глубоком погружении Солнца проходящее через второй слой излучение представляет собой многократно рассеянное излучение.

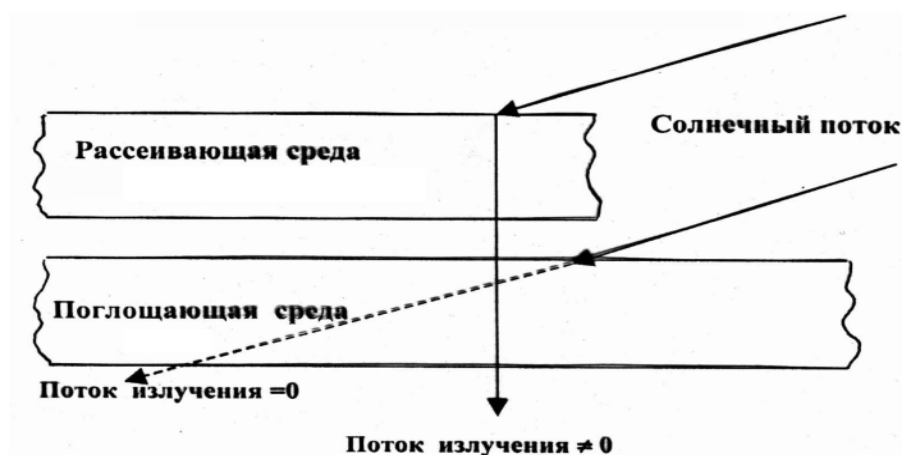


Рис. 16. Механизм проникновения излучения в двухслойной среде. При больших зенитных углах Солнца χ прямой поток излучения F_{dir} мал по сравнению с рассеянным потоком F_{scat} ($F_{\text{dir}} \ll F_{\text{scat}}$) [Беликов, Дышлевский, Репин, 2019]. Рассеивающая среда – атомарный водород (верхний слой), поглощающая среда – молекулярный кислород (нижний слой).

Основное поглощение излучения происходит вследствие присутствия кислорода в D -области – схематически соответствует нижнему слою на рис. 16, а рассеяние – в водородной среде, находящейся выше D -области – верхнему слою на рис. 16.

Отсюда можно сделать важный вывод: в отсутствие водорода ионизация D -области в дневное время при больших зенитных углах Солнца, а тем более в сумерки и ночью была бы невозможной. Таким образом, ночная D -область существует только благодаря наличию в атмосфере атомарного водорода.

2.1.3. Описание модели переноса излучения

Вычисления потоков прямого и рассеянного излучения проводились по модели, алгоритм расчёта которой был впервые предложен Ш.С. Николайшвили [Гонгадзе, Микиров, Николайшвили, 1983]. Модель основана на численном решении интегрального уравнения радиационного переноса методом дискретных ординат (методом прогрессирующих порядков рассеяния). Модифицированная и усовершенствованная Ю.Е. Беликовым модель (скалярный код Николайшвили-Беликова, sN&B) описана в работах [Беликов и др., 1993], [Belikov, Gurvich, 1995], [Belikov, 1996], [Belikov et al., 2000]

Подробное теоретическое описание используемой модели переноса излучения, а также ее тестирование и сравнение с другими моделями переноса излучения можно найти в работах [Беликов, Дышлевский, Николайшвили, 2018а, 2018б, 2018в].

Индикатриса рассеяния при расчётах имеет шарообразную форму, поскольку в диссертации исследуется резонансное рассеяние излучения в линиях L_α и L_β на водороде земной атмосферы.

Автор настоящей диссертации участвовал в тестировании и настройке модели для анализа переноса излучения в водородных линиях L_α и L_β [Беликов, Дышлевский, Николайшвили, 2018а, 2018б, 2018в], [Дышлевский и Беликов, 2018], [Дышлевский, 2020], [Дышлевский и Беликов, 2020].

На рисунке 17 представлен геометрический смысл входящих в вычисления переменных модели sN&B (x, y, z – декартовы координаты).

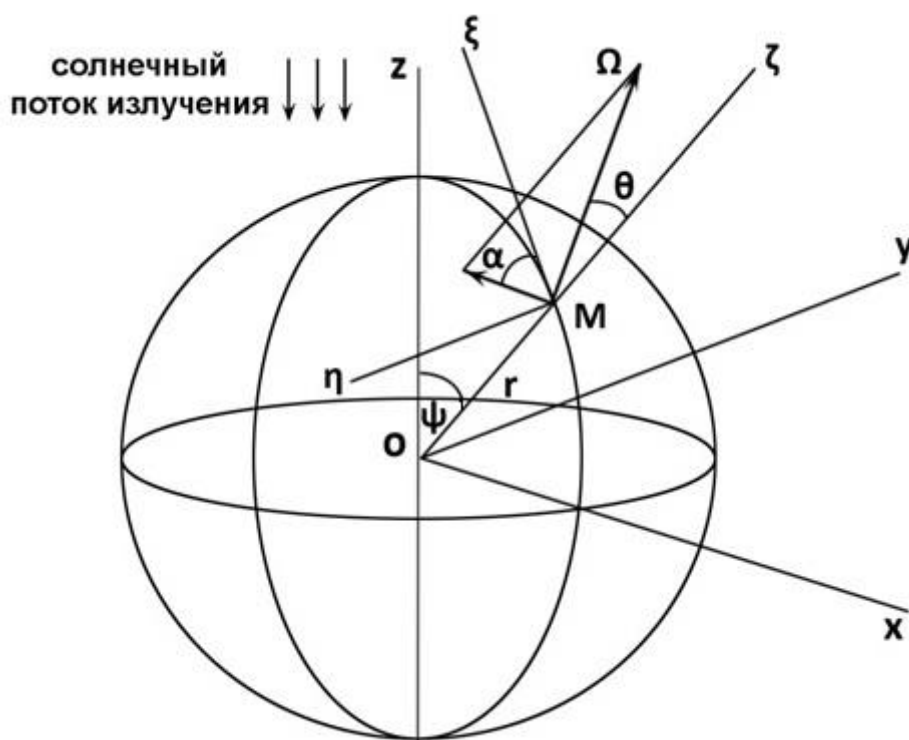


Рис. 17. Геометрия сферической модели переноса излучения. Обозначения – в тексте.

Пусть $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ – интенсивность потока рассеянного излучения, в точке с радиусом-вектором $\mathbf{r}$ в направлении единичного вектора $\mathbf{\Omega}$.

Эта интенсивность в общем виде задаётся уравнением:

$$\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \int [F(\mathbf{r}-s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}) + F^{(1)}(\mathbf{r}-s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega})] \cdot \exp\{-\tau_s(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})\} ds \quad (13)$$

где:

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \sigma(\mathbf{r}) \cdot \int g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') \cdot \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}') d\mathbf{\Omega}' \quad (14)$$

$$\tau_s(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \int \sigma(\mathbf{r}-s\mathbf{\Omega}) ds$$

$$\sigma(\mathbf{r}) = \sigma_s(\mathbf{r}) + \sigma_a(\mathbf{r})$$

$s(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ – расстояние точки $M(\mathbf{r})$ от точки входа солнечного луча $\mathbf{\Omega}_M$ в атмосферу, направленного вдоль вектора $\mathbf{\Omega}$ и проходящего через точку $M(\mathbf{r})$;

$\sigma_s(\mathbf{r})$ и $\sigma_a(\mathbf{r})$ – сечения рассеяния и поглощения фотонов, соответственно;

$g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')$ – нормированная индикатриса рассеяния. При условиях, рассматриваемых ниже, используется релеевская индикатриса, что несколько упрощает решение задачи;

$F^{(1)}(\mathbf{r}-s\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega})$ – функция распределения источников фотонов после однократного рассеяния излучения.

Рассматриваемый алгоритм может быть использован для индикатрисы любой формы. В расчётах автора диссертации используется сферическая индикатриса.

Решение уравнения (13) симметрично относительно оси, проведенной от Солнца к Земле, и зависит от четырёх скалярных величин:

$$r = |\mathbf{r}|$$

$$\cos\psi = -(\mathbf{\Omega}_0, \mathbf{r}/r)$$

$$\cos\theta = (\mathbf{\Omega}, \mathbf{r}/r)$$

$$\cos\psi \cdot \cos\theta + \sin\psi \cdot \sin\theta \cdot \cos\alpha = -(\mathbf{\Omega}_0, \mathbf{\Omega}),$$

где $\mathbf{\Omega}_0$ – единичный вектор направления первичных фотонов (до рассеяния и поглощения)

α – азимутальный угол

Уравнение (13) решается методом последовательных приближений [Беликов Дышлевский, Николайшвили, 2018а, 2018б]; решение находится в области:

$$G = G_r \times G_\Omega;$$

$$G_r = \{r, \psi: r_n \leq r \leq r_b, 0 \leq \psi \leq \psi_{\max}\};$$

$$G_\Omega = \{\theta, \alpha: 0 \leq \theta \leq \pi, -\pi \leq \alpha \leq \pi\};$$

где $\psi_{\max}$ – заданное положительное значение угла ψ , $\psi_{\max} \leq \pi$;

r_n и r_b – радиусы Земли (6731 км) и верхней границы атмосферы.

Для вычисления функции, заданной уравнением (9), зависимость функции $\Phi(r, \Omega')$, входящей в подынтегральное выражение, от азимутального угла α аппроксимируется тригонометрическими полиномами степени N . Коэффициенты этих полиномов задаются одномерными интегралами, рассчитываемых с использованием простых формул численного интегрирования. Каждая из точек, θ_j , где $j=0, 1, 2, \dots, J$, используемая для численного интегрирования, совпадает с точкой непрерывности интегрируемой функции.

Вычисление интеграла (13) проводится по формуле квадратурного приближения. В качестве точек интегрирования выбраны точки пересечения луча Ω_M со сферическими либо коническими поверхностями радиуса $r=r_k$, $k=0, 1, 2, \dots, K$, или через углы $\psi=\psi_i$, $i=0, 1, 2, \dots, I$, где r_k и ψ_i – точки сетки переменных величин r и ψ , соответственно.

При вычислениях потоков рассеянного излучения в начале каждой итерации порядка рассеяния на экран компьютера выводятся таблицы, включающие коэффициенты тригонометрических полиномов в точках (r_k, ψ_i, θ_j) . Одномерные сетки переменных r , ψ и θ задаются перед началом вычислений. Частота задаваемой сетки определяется вычислительными возможностями компьютера.

2.1.4. Верификация модели и оценка погрешностей

Предварительная верификация модели sN&B проводилась по табличным данным Ван-де-Хюлста [Hulst, 1980]. Результаты расчётов, проведенные автором диссертации совместно с Ю.Е. Беликовым, представлены в Таблице 4 [Беликов, Дышлевский, Николайшвили, 2018в].

В таблице 4 приведено сопоставление модельных расчетов, выполненных на основании рассматриваемой математической модели переноса излучения, с вычислениями Ван де Хюлста. В таблице 4 сопоставляются интенсивности рассеянного излучения, а также средние интенсивности излучения и потоки излучения для чисто рассеивающего слоя оптической толщиной 2 на его верхней (ВГ), так и на нижней границах (НГ) при зенитном угле Солнца 0 градусов (Солнце в зените). При этом единицы измерений

потоков и интенсивностей излучения даны в единицах πF — потока солнечного излучения на верхней границе атмосферы.

Кроме того, в таблице 4 приведены результаты расчетов интенсивностей и потоков излучения в многократном приближении (примерно 30 кратностей рассеяния, см. далее), а также прямые потоки излучения. Оптическая толщина слоя $\tau=2$

Таблица 4. Сравнение расчетов автора с использованием сферической модели переноса рассеянного излучения с расчетами Ван де Хюлста [Hulst, 1980].

Характеристики излучения	Интенсивность излучения		Средняя интенсивность		Поток излучения	
	Ван де Хюлст	Расчёты автора	Ван де Хюлст	Расчёты автора	Ван де Хюлст	Расчёты автора
Однократное рассеяние-ВГ	0,1227	0,1227	0,1726	0,1726	0,1523	0,1524
Однократное рассеяние-НГ	0,06767	0,06767	0,05521	0,05522	0,06151	0,06151
Двухкратное рассеяние-ВГ	0,07876	0,07877	0,09879	0,09907	0,09488	0,09395
Двухкратное рассеяние-НГ	0,05696	0,05567	0,04925	0,04901	0,05406	0,05369
Трёхкратное рассеяние-ВГ	0,05943	0,05698	0,06567	0,06602	0,06547	0,06511
Трёхкратное рассеяние -НГ	0,04699	0,04564	0,04246	0,04221	0,04591	0,04596
Прямой поток	-	-	0,06767	0,06767	0,13534	0,13534
Сумма НГ+прямой поток	0,35436	0,34782	0,39038	0,39142	0,48249	0,48229
Обозначения: ВГ- верхняя граница, НГ – нижняя граница рассеивающего слоя						

Подробная верификации используемой в настоящей работе модели была впервые проведена [Petrovavlovskikh et al., 1996] для условий стандартной атмосферы и зенитных углов Солнца 20—90°. Расчёты сопоставлялись с результатами вычислений по восьми другим моделям. Согласие результатов между используемой в расчётах модели последовательных порядков рассеяния и другими моделями составило 10—15%.

Более детальное и полное сравнение модели переноса для широкой области спектра и зенитных углов Солнца представлено в работах [Постыляков, 2004], [Postylyakov et al., 2000], [Postylyakov et al., 2001] [Postylyakov, 2004a, 2004b]. Расчёты по скалярному коду Николайшвили-Беликова (sN&B) сравнивались с вычислениями по методу Монте-Карло,

векторному и скалярному кодам Постылякова и скалярному коду Розанова. Расхождение между результатами вычислений по всем этим моделям не превысило 5—8%.

Учитывая, что расчеты в настоящей работе проведены по упомянутому выше методу последовательных порядков рассеяния, точность расчетов находится в пределах указанной оценки.

Описываемая модель может быть использована для решения других задач. В частности, используемый автором подход был успешно применен при расчёте поля солнечной радиации в Арктике [Беликов, Дышлевский, Репин, 2019].

2.1.5. Детали вычислений потоков в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета.

Применяемая модель позволяет в средах с большой оптической толщиной методом последовательных итераций проводить вычисления до очень высокой степени кратности рассеяния – до нескольких тысяч итераций, необходимость которых возникает в условиях оптических толщин τ , больших 20—30. Необходимое число итераций определяется по сходимости вычислений потоков, когда результаты последующей итерации не отличаются от результатов предыдущей. Для практических расчётов задавалась точность сходимости не хуже 1%.

Для линии Лайман-альфа расчёты потоков излучения проводились в диапазоне длин волн 1214,7—1217,0 Å с различными шагами по длине волны. В интервале от 1215,66 Å до 1215,68 Å, где изменчивость потоков рассеянного излучения и вклады кратных эффектов рассеяния велики, – с шагом 0,004 Å. В интервалах 1215,57—1215,66 Å и 1215,68—1215,77 Å шаг составил в 0,01 Å. В интервалах 1215,47—1215,50 Å и 1215,8—1217,0 Å, где вклад кратных эффектов незначителен, шаг был увеличен до 0,1 Å. Ширина линий Лайман-альфа и Лайман-бета примерно одинакова и составляет порядка $\sim 1\text{Å}$ [Meier, 1995], однако в силу меньшей интенсивности потока L_β по сравнению с L_α значимым для расчётов рассеянного излучения в линии Лайман-бета становится более узкий диапазон: 1025,62–1025,85 Å. (см. рис. 14б) На рис. 18 показан калиброванный профиль линии Лайман-бета, полученный [Lemaire et al, 1978]. На профиль линии накладываются излучения в линиях ионизованных гелия, водорода, кислорода и магния. Горб в «фиолетовой» части (отклонение от центра линии на 0,4—0,5 Å) обусловлен линией ионизованного гелия He II (1025,25 Å), небольшой горб в правом «красном» крыле профиля связан со вкладом излучения в линии ионизованного магния Mg II (1026,12 Å) [Gouttenbroze et al., 1978].

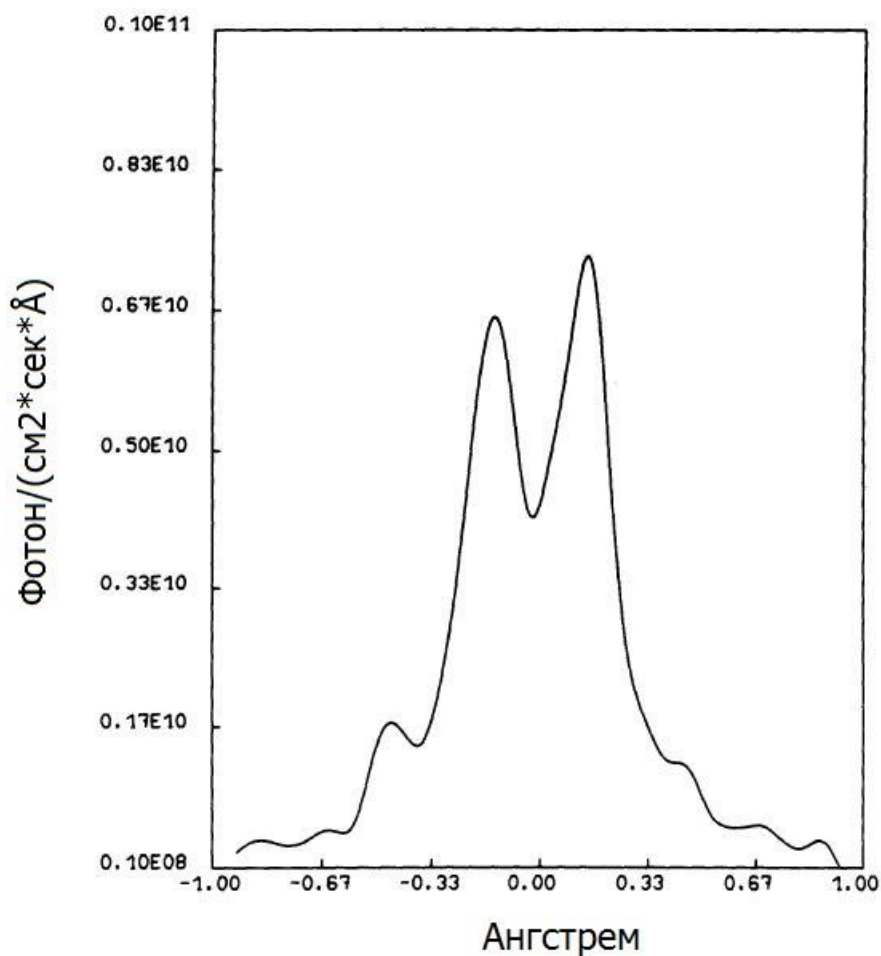


Рис. 18. Калиброванный профиль линии Лайман-бета по данным [Lemaire et al., 1978]. На оси абсцисс отложены отклонения от центра линии L_β ($\lambda_0=1025,72$ Å) в ангстремах.

Шаг расчёта профиля был равен $0,01$ Å в интервалах $1025,62—1025,70$ Å и $1025,73—1025,85$ Å. В интервале близ центра линии в спектральном диапазоне $1025,70—1025,73$ Å шаг составил $0,005$ Å.

Как и в случае профиля линии Лайман-альфа, «провал» в центре линии Лайман бета обусловлен поглощением излучения как в хромосфере Солнца, так и в земной геокороне. Разделить вклад этих двух компонентов довольно сложно. По оценкам [Lemaire et al, 1978], вклад геокороны в ослабление излучения в центре линии L_β составляет от 10 до 20%.

На рис. 19а и 19б показано число необходимых итераций при расчете рассеянных потоков излучения для получения точности сходимости в 1% в зависимости от длины волны в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета, соответственно.

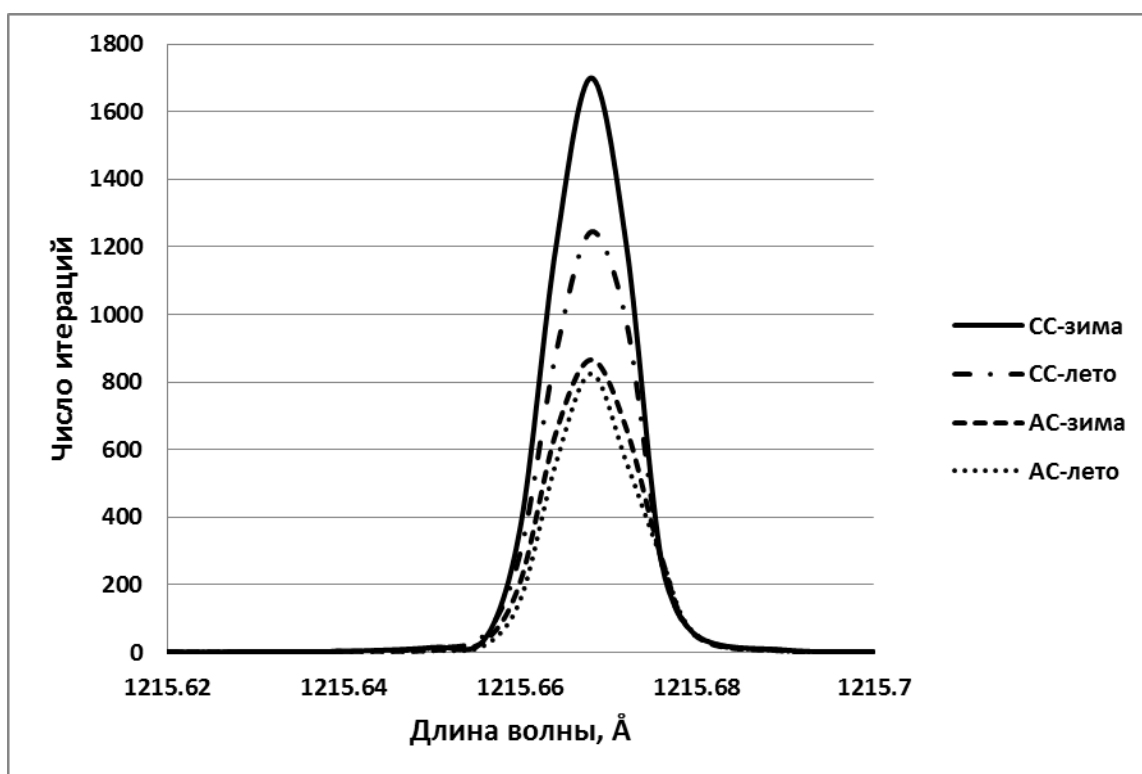


Рис. 19а. Необходимое число итераций при расчете рассеянных потоков излучения для получения сходимости результатов не хуже 1% в линии L_α в зимний и летний сезоны при спокойных (СС) и активных (АС) гелиогеофизических условиях.

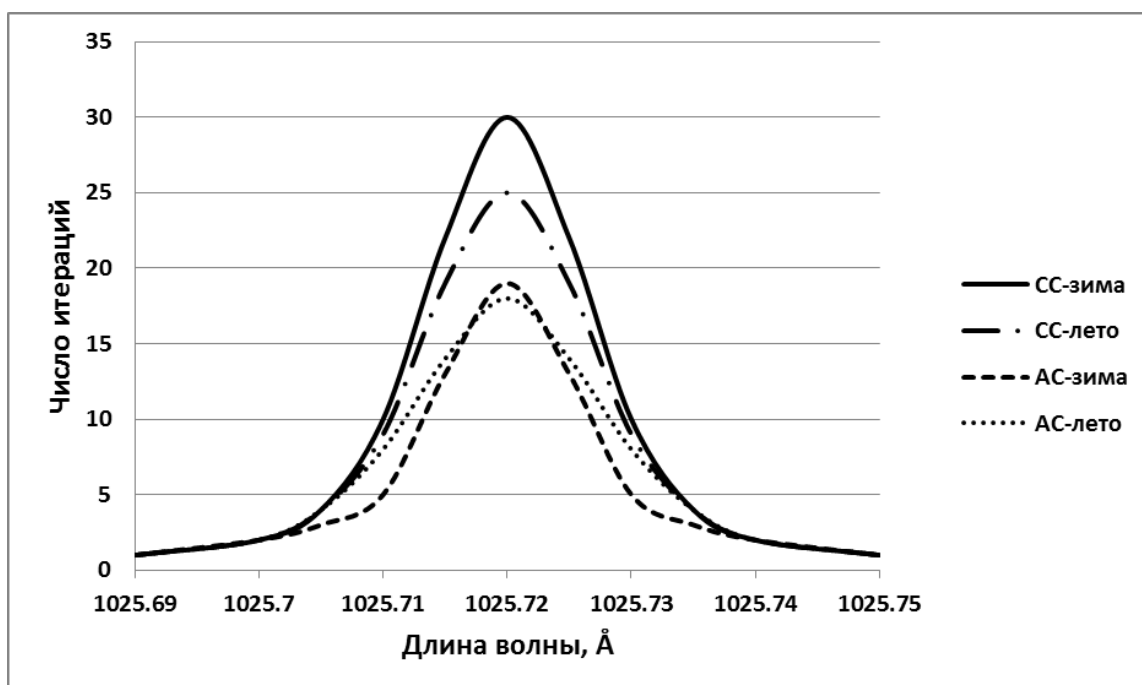


Рис. 19б. Необходимое число итераций при расчете рассеянных потоков излучения для получения сходимости результатов не хуже 1% в линии L_β в зимний и летний сезоны при спокойных (СС) и активных (АС) гелиогеофизических условиях.

Примечательно, что число итераций для конкретных гелиогеофизических условий практически одинаково для всех зенитных углов Солнца. Различие между необходимым числом итераций для получения сходимости в пределах 1% не превышает 5% для всех длин волн в пределах ширины линии излучения L_α и L_β ; при этом не выявлено статистически значимой зависимости числа итераций от зенитного угла Солнца

Проведенные вычисления показывают, что для расчетов в центре линии L_α (1215,668 Å) для получения точности сходимости не хуже 1% требуется от 800 до более 1500 итераций. При отклонении от центра линии число необходимых итераций резко падает. Для длин волн 1215,64 Å и 1215,69 Å, где происходит основной перенос рассеянного излучения (крылья линии, см. Главу 3), достаточно всего 3—7 итераций. Для длин волн короче 1215,69 Å и длиннее 1215,75 Å можно ограничиться первым порядком рассеяния. Следует отметить, что расчёты вблизи центра линии требуют значительных затрат машинного времени.

Что касается линии L_β , то объём вычислений рассеянных потоков оказывается много меньше, чем для линии L_α . Это связано, прежде всего, с тем, что излучение в далёкой ультрафиолетовой области гораздо сильнее поглощается в линии L_β по сравнению с линией L_α . Если различие в сечения поглощения кислорода в линиях L_α и L_β невелико, то сечение поглощения в линии окиси азота $\sigma_{\alpha\text{NO}}$ на длине волны L_β почти на порядок величины превышает соответствующую величину для молекулярного кислорода, однако концентрация [NO] ([Gérard et al., 1993], также см. рис. 8) на четыре порядка величины меньше концентрации молекулярного кислорода [O_2]: $(7\text{—}12) \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ на высоте 105 км — максимума концентрации [NO] — против $(4,2\text{—}7,9) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, соответственно, и практически не оказывает влияния на перенос излучения в линиях рассеяния водорода L_β и L_α .

Ван-де-Хюлст [Hulst, 1980] указывал, что при увеличении поглощения кратность рассеянного излучения снижается. Этот эффект можно наглядно показать на рисунках 19а и 19б. Рост концентрации кислорода в летний период, равно как и увеличение солнечной активности приводят к усилению поглощения, а, следовательно, к уменьшению числа итераций, необходимых для получения заданной точности вычисления рассеянных потоков.

2.1.6. Привязка к абсолютным значениям

Как указано в предыдущем разделе, величины потоков по описываемой модели π рассчитываются в единицах πF , где F – внеатмосферный поток в линиях Лайман-альфа и Лайман-бета, интегрированные по ширине линии. При анализе результатов возникает необходимость приведения полученных значений потоков к абсолютным величинам на каждой длине волны, т.е. плотности потоков.

Эмпирическое соотношение между $F(\lambda_\alpha)$ и $F_0(\lambda_\alpha)$, где F_0 – плотность потока в центре линий $L_\alpha(\lambda_\alpha)$, выраженная в [*фотон*·см⁻²·с⁻¹·нм⁻¹] или [*фотон*·см⁻²·с⁻¹·Å⁻¹] было впервые получено Vidal-Madjar [1975]:

$$F_0(\lambda_\alpha) = 0,54 \cdot F(\lambda_\alpha)^{1,53} \pm 0,33 \quad (15)$$

Впоследствии эта взаимосвязь между $F(\lambda_\alpha)$ и $F_0(\lambda_\alpha)$ была уточнена. [Lemaire et al., 2015] получили линейное соотношение между указанными величинами:

$$F_0(\lambda_\alpha) = -0,968(\pm 0,070) + 1,074(\pm 0,016) \cdot F(\lambda_\alpha) \quad (16)$$

Аналогичную формулу получили [Kretzschmar et al., 2018]:

$$F_0(\lambda_\alpha) = -1,037 + 1,089 \cdot F(\lambda_\alpha) \quad (17)$$

Формулы (16) и (17) в пределах ошибок практически совпадают [Kretzschmar et al., 2018]. В этих формулах F выражено в величинах [10^{11} *фотон*·см⁻²·с⁻¹], F_0 – в [10^{12} *фотон*·см⁻²·с⁻¹·нм⁻¹]

Если подставить в эти формулы используемые в настоящих расчётах значения $F(\lambda_\alpha) = 3 \cdot 10^{11}$ *фотон*·см⁻²·с⁻¹ ($4,9 \cdot 10^{-3}$ Вт/м²) и $6 \cdot 10^{11}$ *фотон*·см⁻²·с⁻¹ ($9,8 \cdot 10^{-3}$ Вт/м²) в минимуме и максимуме солнечной активности, соответственно, то получим в центре линии плотность потока F_0 равной $2,25 \cdot 10^{12}$ и $5,5 \cdot 10^{12}$ *фотон*·см⁻²·с⁻¹·нм⁻¹, соответственно, или, если переходить к энергетическим единицам, $3,69 \cdot 10^{-2}$ Вт·м⁻²·нм⁻¹ и $8,96 \cdot 10^{-2}$ Вт·м⁻²·нм⁻¹, соответственно.

Кроме того, [Lemaire et al., 2015] впервые получили аналогичное соотношение для линии L_β :

$$F_0(\lambda_\beta) = -0,248 + 1,482 \cdot F(\lambda_\beta) \quad (18)$$

где $F(\lambda_\beta)$ выражено в величинах $[10^9 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}]$, а $F_0(\lambda_\beta)$ – в $[10^{10} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}]$.

По аналогии с излучением в линии в условиях спокойного Солнца $F(\lambda_\beta) = 3 \cdot 10^9 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($5,82 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/м}^2$) и $= 6 \cdot 10^9 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ($11,64 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/м}^2$)

2.1.7. Расчёт концентрации электронов

Изменение концентрации электронов $[e]$ в квазистационарных условиях задаётся уравнением [Данилов, 1986]:

$$d[e]/dt \approx q - \alpha[e]^2 \quad (19)$$

где q – скорость ионизации, α – коэффициент рекомбинации.

В равновесных условиях $d[e]/dt = 0$, и тогда $[e] = \sqrt{q/\alpha}$.

Формула (19) является универсальной для нижней ионосферы [Gledhill, 1986; Данилов, 1986], однако коэффициент рекомбинации различен на разных высотах. Для верхней части D -области и E -области ионосферы коэффициент рекомбинации

$$\alpha = \alpha_{\text{NO}^+}$$

С другой стороны [Иванов-Холодный, Никольский, 1969],

$$q \sim F \times [\text{NO}] \times \sigma_{i\text{NO}}, \quad (20)$$

где F – ионизирующий поток, $\sigma_{i\text{NO}}$ – сечение ионизации молекул окиси азота.

Таким образом,

$$[e] = \sqrt{F[\text{NO}]\sigma_{i\text{NO}}/\alpha_{\text{NO}^+}} \quad (21)$$

Излучение в линии L_β практически не проходит в D -область, но в E -области оно способно ионизовать молекулу кислорода. Формула для расчёта вклада в электронную концентрацию излучения в линии аналогична формуле (20):

$$[e] = \sqrt{F_\beta[\text{O}_2]\sigma_{i\text{O}_2}/\alpha_{\text{O}_2^+}} \quad (22)$$

где $\sigma_{i\text{O}_2}$ – сечение ионизации молекулы O_2 ,

$\alpha_{\text{O}_2^+}$ – коэффициент рекомбинации иона O_2^+

При расчётах электронной концентрации в верхней части *D*-области (выше 80 км) и в *E*-области ионосферы значения сечений ионизации σ_{IO_2} , приведённые в таблицах [Сопвай, 1988], коэффициент рекомбинации O_2^+ и его зависимости от температуры – из работы [Biondi, 1969].

Коэффициент рекомбинации на NO^+ в результате реакций (5) задаётся формулой [Weller, Biondi, 1968]:

$$\alpha_{\text{NO}^+} = 10^{-7} \times (1000/T)^{1,5} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \quad (23)$$

Biondi [1969] и Pettrignani et al. [2005] предлагают, соответственно, следующие формулы для коэффициента α_{NO^+} :

$$\alpha_{\text{NO}^+} = 1,5 \times 10^{-6} (300/T)^{0,9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \quad (24)$$

$$\alpha_{\text{NO}^+} = 4,2 \times 10^{-7} (300/T)^{0,85} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \quad (25)$$

При расчётах электронной концентрации в соответствии с (21) использовались все три формулы (23)—(25), задающие коэффициент рекомбинации иона NO^+ .

Однако ещё в ранних работах, посвящённых исследованию ионизации *D*-области, было замечено, что расчёт электронной концентрации по формулам (19) и (20) допустим только в верхней части *D*-области ионосферы (выше 80 км), где доля отрицательных ионов сравнительно невелика. В экспериментальных исследованиях было обнаружено, что на высоте ниже 80 км величина скорости ионизации линейно связана с электронной концентрацией:

$$q \sim [e] \quad (26)$$

Основной причиной изменения зависимости связано с наличием в нижней части области *D* ионно-гидратных комплексов, так называемых ионов-связок. Был введен параметр, определяющий отношение ионов-связок к основным положительным ионам *D*-области ионосферы:

$$f^+ = [c_{\text{св}}^+]/[NO^+ + O_2^+] \quad (27)$$

При уменьшении высоты скорость ионизации снижается пропорционально отношению $1/(1+\Lambda)$, где параметр Λ – отношение концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов

$$\Lambda = [X]/[e] \quad (28)$$

В общем случае для D -области ионосферы в равновесных условиях вместо формулы (19) [Данилов, Симонов, 1975б] предлагают следующую формулу:

$$q = [e]^2 (1+\Lambda) \cdot \alpha_{\text{эфф}} \quad (29)$$

где $\alpha_{\text{эфф}} = (\alpha_D + f^+ \alpha_{\text{св}+})/(1 + f^+)$;

$\alpha_{\text{св}+-}$ коэффициент диссоциативной рекомбинации ионов-связок,

α_D – коэффициент диссоциативной рекомбинации пары основных ионов D -области:

$$\alpha_D = \alpha_{O_2} \approx \alpha_{NO+}$$

Значения коэффициентов диссоциативной рекомбинации ионов NO^+ и O_2^+ близки между собой ($\alpha_D \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$), в то время, как $\alpha_{\text{св}+} \approx 10^{-5} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Формула (28) хорошо согласуется с экспериментальными данными при $\Lambda \ll 1$ и сравнительно высокими значениями $[e] \geq 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$; при этом $f^+ \sim [e]^{-2}$ [Данилов, Симонов, 1975а]. Указанные условия в целом выполняются на высотах 70—80 км в дневные часы. С дальнейшим увеличением электронной концентрации параметр f^+ становится много меньше 1, и формула (28) преобразуется к виду (19).

Однако ночью концентрация отрицательных ионов возрастает, и, следовательно, растёт значение величины Λ , поскольку падает электронная концентрация $[e]$.

Данилов и Симонов [1975б] приводят следующую эмпирическую формулу зависимости параметра Λ от электронной концентрации:

$$\Lambda = 5 \cdot 10^2 [e]^{-1} \quad (30)$$

Подстановка формулы (30) в (29) и дает линейную зависимость скорости ионизации от электронной концентрации (26) в нижней части D -области ионосферы.

Величина параметра f^+ зависит от сезона. Зимой параметр f^+ очень изменчив и в целом соблюдается соотношение $f^+ \sim [e]^{-2}$. Летом сильных изменений этого параметра не наблюдается, и его величина почти на два порядка величины больше, чем зимой [Данилов, Симонов, 1982].

По данным [Brasseur, De Baets, 1986] эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha_{\text{эфф}}$ выше 90 км близок к $\alpha_D \approx 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, поскольку на указанных высотах $f^+ < 1$, в то время, как ниже 75 км кластерные ионы преобладают ($f^+ \gg 1$) и величина $\alpha_{\text{эфф}}$ на порядок величины больше $\sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, «или выше», как утверждают Hargreaves и Birch [2005]. Между этими высотами $\alpha_{\text{эфф}}$ сильно меняется с высотой, зависит от ионного состава, сезона, местных условий и т.д. Зимой в условиях тёплой мезопаузы параметр f^+ мал, так как ионы-связки быстро исчезают. Летом в условиях холодной мезопаузы наблюдается обратная ситуация.

Аналогично, [Данилов, Симонов, 19756] показали, что $\alpha_{\text{эфф}}$ на высоте 85 км близок к величине $5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, а на высоте порядка 75 км близко к значению коэффициента рекомбинации для ионов-связок: $\alpha_{\text{Св}^+} \approx 10^{-5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Значительный разброс значений величины $\alpha_{\text{эфф}}$ в D -области ионосферы отмечают и другие исследователи [Gledhill, 1986; Hargreaves, Birch, 2005]. При этом, согласно [Hargreaves, Birch, 2005], выше 80 км нет различий между коэффициентами рекомбинации для дневных и ночных условий.

В нижней части области D на ионизацию оказывает такое явление, как прилипание электронов [Rodger et al., 1998], и авторы этой работы используют следующую формулу для изменения электронной концентрации во времени:

$$d[e]/dt = q - \beta[e] - \alpha[e]^2 - \text{diff} \quad (31)$$

где β – коэффициент прилипания электронов,

diff – диффузионный член.

В равновесных условиях $d[e]/dt = 0$, а диффузией на высотах D -области ионосферы, по мнению Rodger et al. [1998], можно пренебречь:

$$q = \beta[e] + \alpha[e]^2 \quad (32)$$

Важно, что [Rodger et al., 1998] утверждают, что формула (32) эквивалентна формуле (29), в которой коэффициент прилипания электронов β учитывается неявным

образом через параметр Λ . Коэффициент β параметризован в работах [Rodriguez, Inan, 1994], [Rodger et al., 1998] и задаётся следующими уравнениями.

Прежде всего, коэффициент прилипания β состоит из двух компонентов, т.е.

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 \quad (33)$$

Коэффициент β_1 определяется реакцией тройного соударения для электронов с больших энергий (энергетический порог 4 эВ):



и вычисляется по формуле:

$$\beta_1 = 1,0 \cdot 10^{-43} \cdot [\text{O}_2] \cdot [\text{N}_2] \quad (35)$$

где концентрации кислорода и азота задаются в $[\text{м}^{-3}]$.

Коэффициент β_2 также определяется из реакции тройных соударений и характерен для электронов малых энергий:



Для вычисления коэффициента β_2 используется следующая система уравнений:

$$\beta_2 = \beta(T_n) \cdot (T_e)^{-0,65} \cdot \exp[-a_1/T_e - (a_2/T_e)^2 - (a_3/T_e)^3] \cdot [\text{O}_2]^2 \quad (37)$$

$$\beta(T_n) = 1,1617 \cdot 10^{-39} - 3,4665 \cdot 10^{-42} T_n + 3,2825 \cdot 10^{-45} T_n^2 \quad (38)$$

$$a_1(T_n) = 7,8193 \cdot 10^2 - 3,2964 \cdot T_n \quad (39)$$

$$a_2(T_n) = -1,9159 \cdot 10^2 + 3,7646 T_n - 4,5446 \cdot 10^{-3} T_n^2 \quad (40)$$

$$a_3(T_n) = -7,6834 \cdot 10^1 + 1,2277 \cdot 10^{-2} T_n - 7,6427 \cdot 10^{-3} T_n^2 + 1,7856 \cdot 10^{-5} T_n^3 \quad (41)$$

где T_n — температура нейтральной атмосферы;

T_e — электронная температура.

В уравнении (37) размерности β_2 в $[\text{с}^{-1}]$, $[\text{O}_2]$ — в $[\text{м}^{-3}]$.

Формулы (37)—(41) могут быть использованы в условиях возникновения возмущения в нижней ионосфере, влияющих на электронную концентрацию, в результате, например, ионосферных гроз, спрайтов («красных призраков»). В невозмущённых условиях в D -области ионосферы можно допустить, что

$$T_e \approx T_n$$

В возмущённых условиях T_e может возрасть в тысячи раз, однако время релаксации температуры электронов, т.е. снижения до температуры окружающей нейтральной атмосферы не превышает 0,1 с на высоте 70 км и 1 мс на высоте 90 км.

Кроме того, параллельно с прилипанием электронов идёт обратный процесс — отлипания электронов. Согласно [Rodriguez, Inan, 1994] коэффициент отлипания γ определяется по формуле:

$$\gamma = 3 \cdot 10^{-23} [n] \quad (42)$$

где $[n]$ — общая концентрация нейтральных составляющих атмосферы, т.е., прежде всего, $[O_2]$ и $[N_2]$ в $[m^{-3}]$.

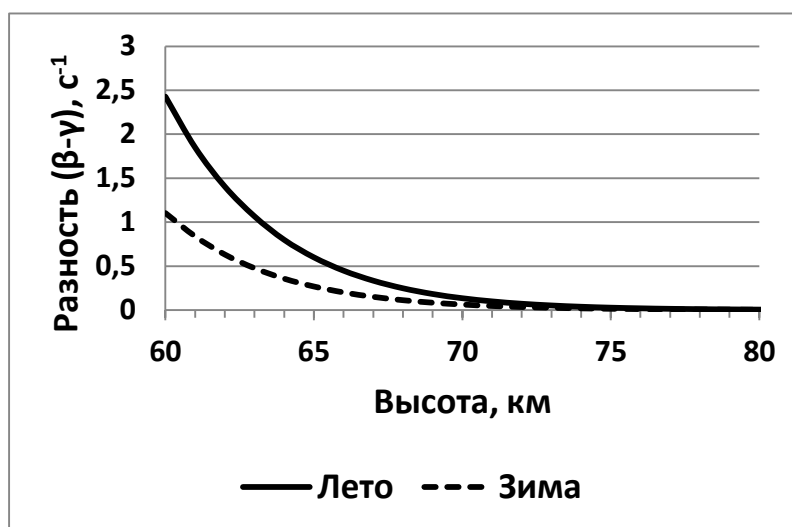


Рис. 20. Зависимость эффективного коэффициента прилипания от высоты зимой и летом. Спокойные гелиогеофизические условия, 45° с.ш.

На рисунке 20 показан высотный ход разности между коэффициентами прилипания и отлипания ($\beta-\gamma$) зимой и летом. Из рисунка видно, что летом процесс прилипания существенно выше, чем зимой, и кроме того, выше 80 км процессы прилипания и отлипания электронов становятся несущественными в процессе ионизации области D .

Вычисления коэффициента прилипания электронов β проводились по формулам (37)—(41), отлипания – по формуле (42); профили концентрации кислорода $[O_2]$ и азота $[N_2]$ были взяты из модели MSIS-00 [Picone et al., 2002]. Профили электронной концентрации рассчитывались по модели IRI-2016⁹

В формуле (32) используем эффективный коэффициент прилипания, задаваемый разностью β и γ :

$$\beta_{\text{эфф}} = \beta - \gamma \quad (43)$$

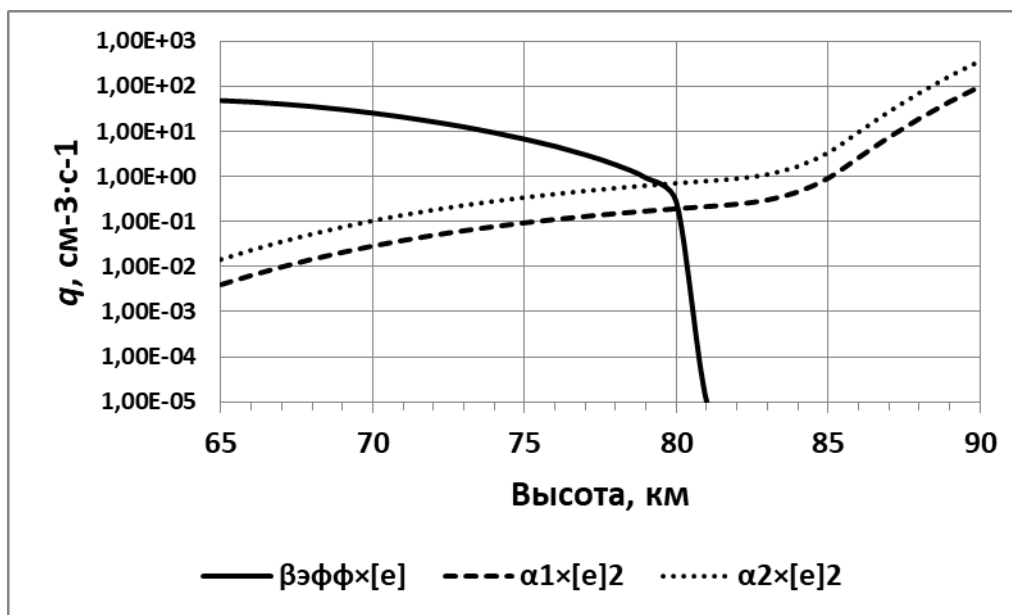


Рис. 21. Профили компонентов скорости ионизации в D -области ионосферы. Лето, полдень ($\chi \approx 30^\circ$), широта 45° . Другие пояснения в тексте.

⁹ [https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php].

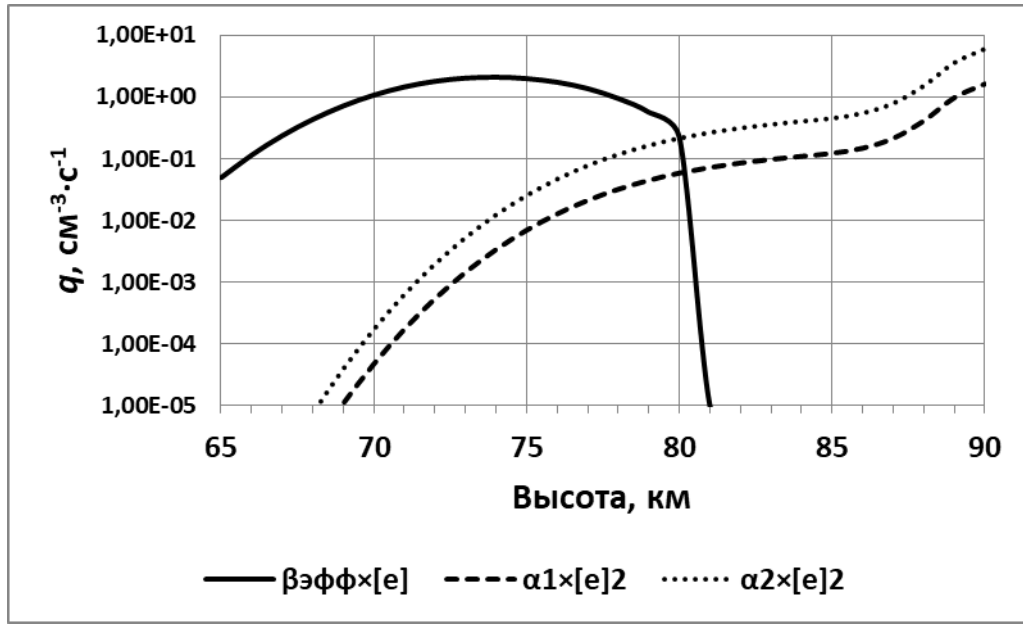


Рис. 22. То же, что на рис. 21, но для сумеречных условий ($\chi=95^\circ$).

На рисунках 21 и 22 показан высотный ход летом двух компонентов скорости ионизации, задаваемых уравнением (32) в спокойных гелиогеофизических условиях. Кривая $\beta \times [e]$ показывает вклад процесса прилипания электронов, кривые $\alpha_1 \times [e]^2$ и $\alpha_2 \times [e]^2$ соответствуют условиям ионизации вследствие процесса диссоциативной рекомбинации. Коэффициенты рекомбинации иона NO^+ α_{NO^+} рассчитывались по формулам, предложенных Biondi [1969] и Petrigani et al. [2005], соответственно (см. выше):

$$\alpha_1 = \alpha_{\text{NO}^+} = 1.5 \cdot 10^{-6} (300/T)^{0.9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \quad (24')$$

$$\alpha_2 = \alpha_{\text{NO}^+} = 4.2 \cdot 10^{-7} (300/T)^{0.85} \quad (25')$$

Рисунок 21 описывает дневные условия (зенитный угол Солнца $\chi \approx 30^\circ$), рисунок 22 – сумеречные ($\chi=95^\circ$).

Соответствующие высотные профили для зимних условий днём и в сумерки показаны на рисунках 23 и 24.

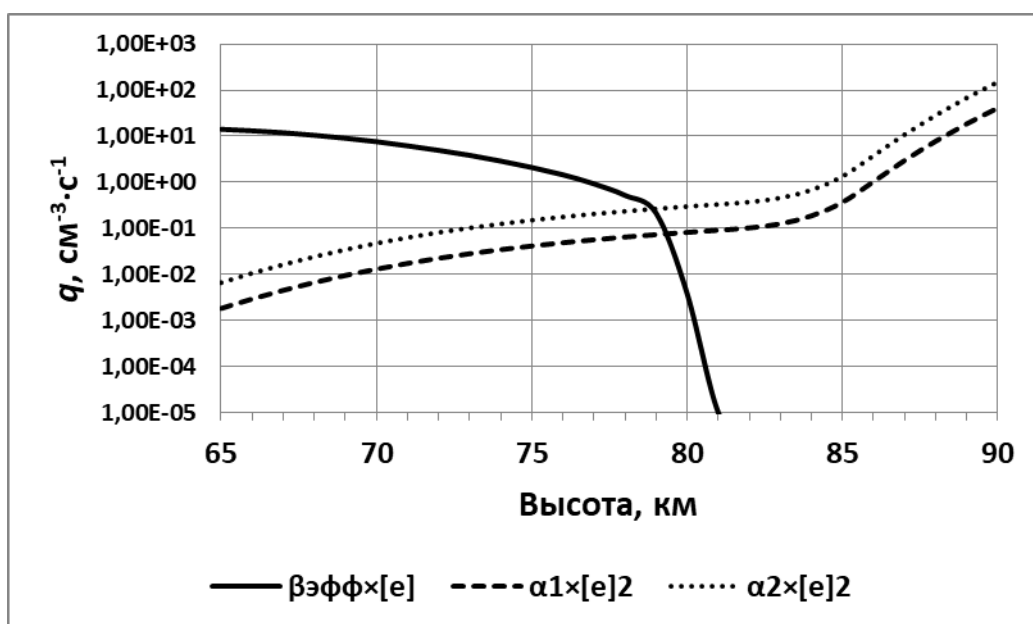


Рис. 23. То же, что на рис. 21, но для зимнего сезона. Зенитный угол Солнца $\chi \approx 70^\circ$.

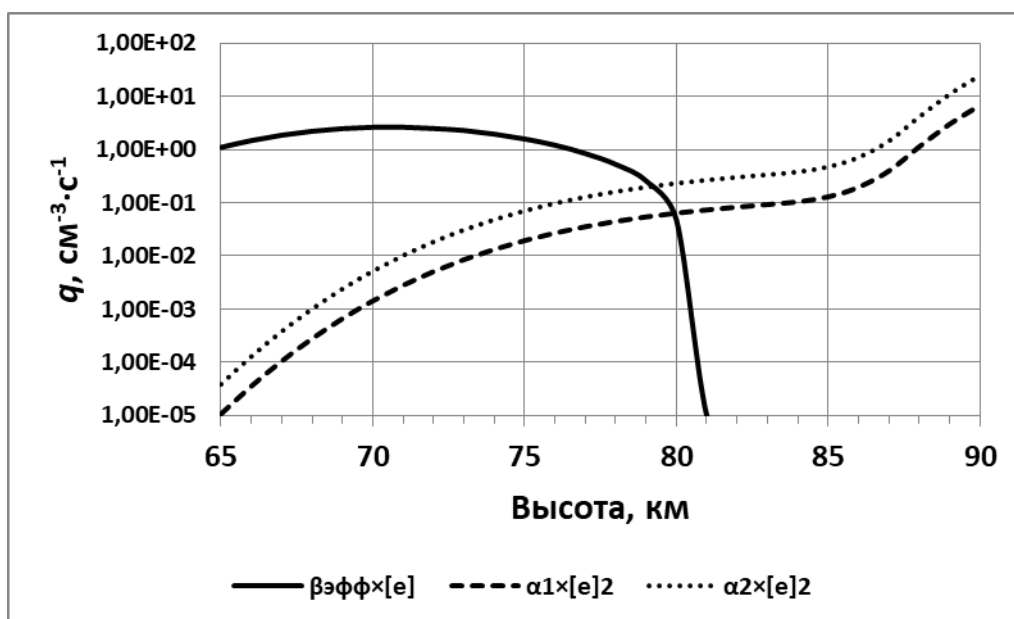


Рис. 24. То же, что на рис. 22, но для зимнего сезона. Зенитный угол Солнца $\chi \approx 95^\circ$.

Рисунки 21—24 качественно объясняют изменения вкладов прилипания электронов и диссоциативной рекомбинации с высотой. Согласно расчётам, выше 80 км скорость ионизации определяется практически полностью ионизацией молекул NO излучением в линии водорода Лайман-альфа. В дневные часы расчёты с использованием модели MSIS-00 показывают наличие различий между процессами ионизации летом и зимой излучением Лайман-альфа, что в принципе согласуется с результатами [Brasseur, De Baets,

1986]. Как отмечалось ранее, на высотах 90 км и выше эти авторы полагают равенство зимних и летних значений коэффициентов рекомбинации $\alpha_{\text{эфф}} = \alpha_{\text{NO}^+} \approx 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. (Если вычислять значения коэффициентов рекомбинации по формулам (24') и (25'), то получаются значения коэффициентов рекомбинации $6,25 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и $2,29 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, соответственно). На высоте 80—85 км летние значения $\alpha_{\text{эфф}}$ должны превышать зимние почти в 3 раза. С последующим уменьшением высоты сезонные различия уменьшаются и на высоте 70 км исчезают. Однако различия между величинами скорости ионизации летом и зимой в сумерки не обнаружено.

Можно сопоставить расчеты с использованием различных моделей ионосферы. На рисунке 25 показаны профили компонентов ионизации в дневное время зимой с профилем электронной концентрации по модели земной ионосферы ГОСТ-89 [Часовитин и др.]

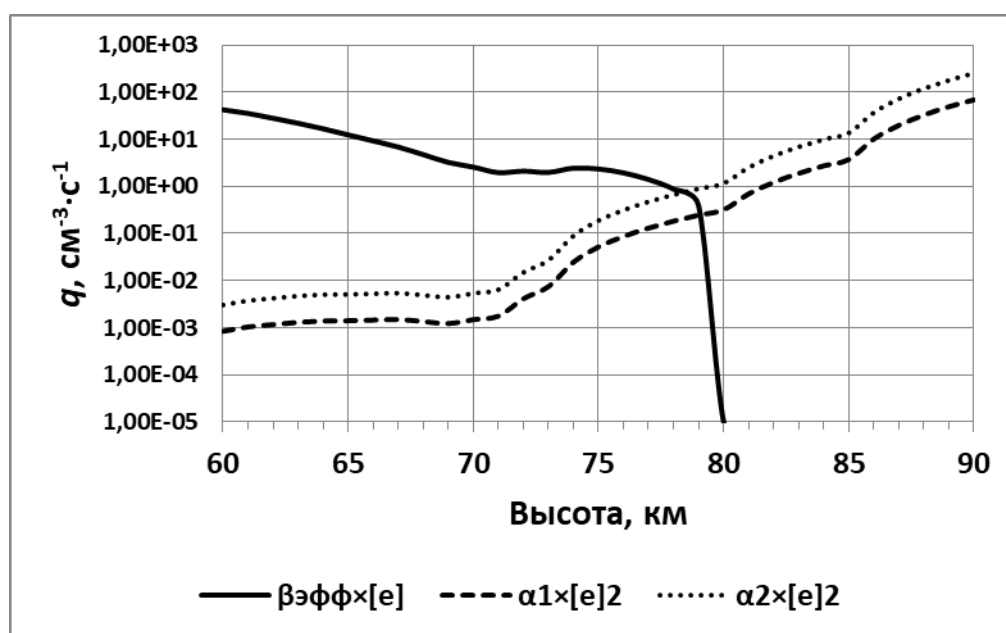


Рис. 25. Профили компонентов скорости ионизации в D-области ионосферы. Зима, ($\chi=70^\circ$), широта 50° . Электронная концентрация $[e]$ задана по модели ГОСТ-89

Профили на рисунках 23 и 25 близки между собой, хотя модель ГОСТ-89 использует больший шаг по высоте, чем IRI -2016, поэтому профили на рис. 25 оказываются менее гладкими, чем на рис. 23.

Однако приводимые на рис. 21—24 профили могут существенно меняться в условиях зимних мезосферных температурных инверсий, которые будут описаны в разделе 2.2.2 и оценка их влияния на электронную концентрацию $[e]$ – в разделе 3.5.3.

2.2. Учёт явлений, влияющих на поле солнечной радиации в стратомезосфере

2.2.1. Учёт солнечной активности

Модель MSIS-00 позволяет учитывать влияние солнечной активности на атмосферные параметры. На рис. 26 показано изменение измеренных и прогнозируемых потоков радиоизлучения $F_{10.7}$ на частоте 2,8 ГГц (т.е., на длине волны 10,7 см) в течение прошедших 23 и 24 циклов солнечной активности и начинающегося 25 цикла.

При проводимых в диссертации расчётах профилей потоков прямого и рассеянного излучения в линиях L_α и L_β концентрации O_2 и H по модели MSIS-00 задавались для условий спокойного и возмущённого Солнца по следующим параметрам: потоку радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см ($F_{10.7}$) и значению геомагнитной активности (A_p). Величины указанных параметров следующие: $F_{10.7}=70$, $A_p=4$ для спокойных условий и, соответственно, 220 и 150 для возмущённых условий.



Рис. 26. Измерения и оценки потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см в 23—25 солнечных циклах (источник: www.SpaceWeatherLive.com)

Следует отметить, что изменение индекса A_p в широких пределах слабо влияет на величины потоков прямого и рассеянного излучения в линиях водорода Лайман-альфа и Лайман-бета ($\sim 5\%$, т.е. находятся в пределах точности вычислений), в отличие от значения индекса $F_{10.7}$.

2.2.2. Аномальные температурные колебания в стратосфере и мезосфере.

Влияние атмосферных метеорологических параметров: температуры, давления, скорости ветра и т.п. – на нижнюю ионосферу получило название «метеорологический контроль области D » [Данилов, 1986]. Ниже будет показано, как температурные колебания в мезосфере влияют на интенсивность потоков в линии L_α , а, следовательно, и на ионизацию D -области.

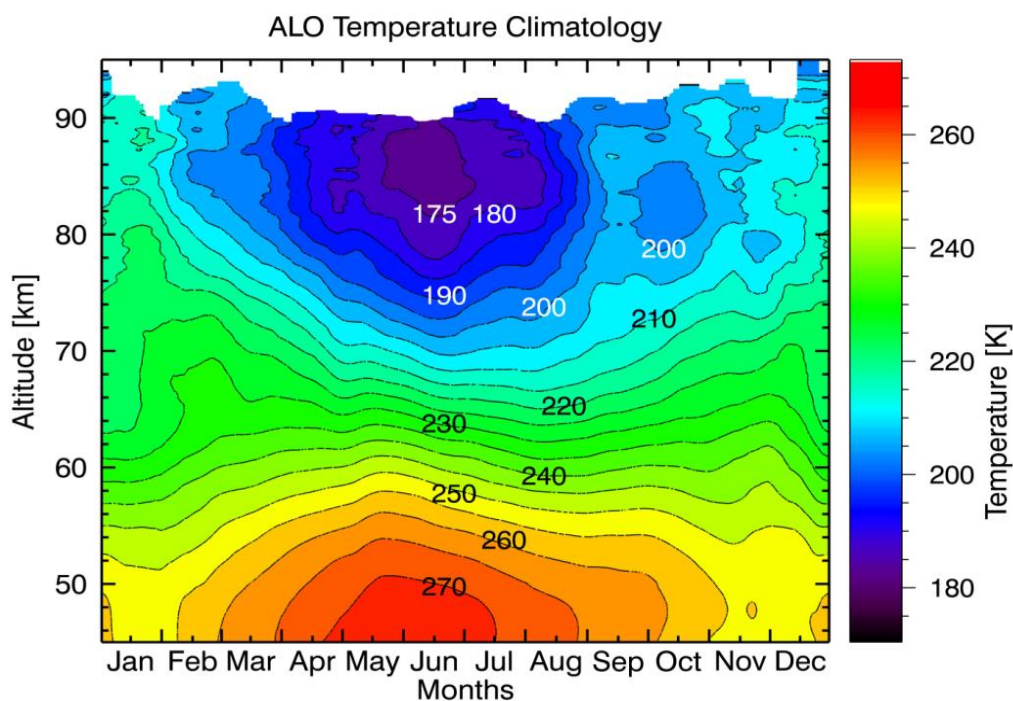


Рис. 27. Средний годовой ход температуры в стратосфере и мезосфере в умеренных широтах по данным [Sox et al., 2013].

Модель MSIS-00 задаёт некоторые средние значения концентрации атмосферных газов и температуры. Однако в реальных условиях в атмосфере наблюдаются значительные вариации атмосферных параметров, существенно отличающихся от модельных. Изменения концентрации кислорода $[O_2]$ и температуры могут привести к изменениям ионизирующего потока в линии Лайман-альфа в D -области ионосферы. К

подобным «аномальным» явлениям следует отнести, в первую очередь, внезапные стратосферные потепления и мезосферные инверсии.

На рисунке 27 показано типичное сезонное и высотное распределение температуры в мезосфере на широте 42° по данным [Sox et al., 2013], наглядно поясняющие тот факт, что зимняя мезосфера обычно теплее летней.

Однако во время внезапных стратосферных потеплений (ВСП), которые наблюдаются только в умеренных и высоких широтах и только в зимнее время, происходит резкое падение температуры в мезосфере.

В случае ВСП понижение температуры в области мезопаузы в большинстве случаев происходит с некоторым запаздыванием после повышения температуры стратосферы. В статье Медведевой и др. [2011] приведена следующая эмпирическая формула, связывающая температуры стратосферы и мезосферы:

$$T_m = - (0,35 \pm 0,04) T_s + 288^\circ \pm 12^\circ \quad (44)$$

где T_m – температура мезосферы,

T_s — температура стратосферы в градусах Цельсия.

В ряде случаев величина ВСП достигает очень больших значений: с 210—220 К до 280—290 К, т.е. превышает 60 К. В среднем, повышение температуры в стратосфере составляет 30 К, что приводит к падению температуры вблизи мезопаузы на 20 К [Медведева и др., 2011].

Другое характерное явление, мезосферные температурные инверсии, связано с повышением температуры в мезосфере. Механизм образования мезосферного инверсионного слоя связан с планетарными волнами Россби и изложен в ряде работ, в частности, в [Sassi et al., 2002]. Это явление наблюдается, главным образом, в умеренных широтах в зимнее время, хотя отмечается также и в другие сезоны и на других широтах. Однако максимальные значения отмечаются зимой, достигая на широте 45° значений порядка 45 К в январе. Рост температуры начинается на высотах от 65—75 км; высота слоя инверсии достигает 15 км, т.е. потепление охватывает значительную часть мезосферы.

На рисунке 28 показаны три профиля зимней температуры мезосферы и нижней термосферы, которые были использованы автором диссертации в модельных вычислениях: профиль по модели MSIS-00, соответствующий 45° с.ш. зимой, профиль для условий ВСП по оценкам [Медведева и др., 2011] и инверсионный температурный профиль, приведенный в работе [Sassi et al., 2002].

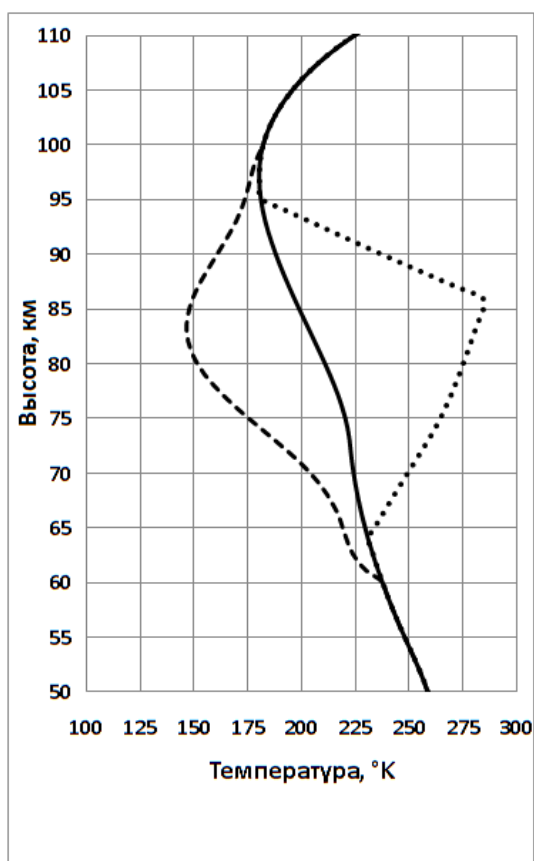


Рис. 28. Профили зимней температуры мезосферы, используемые в расчётах потоков излучения в линии L_{α} на 45° с.ш. (сплошная линия – по MSIS-00, пунктирная – при ВСП, точечная – при мезосферной инверсии).

2.2.3. Явление зимней аномалии

Зимняя аномалия (ЗА) поглощения радиоволн связана со значительным ростом электронной концентрации $[e]$ зимой на высотах области D в умеренных широтах; причем в ряде случаев зимние показатели $[e]$ превышают летние значения на два порядка величины. Это увеличение объясняется обычно изменениями концентрацией окиси азота $[NO]$ и воздействием метеорологических параметров атмосферы, т.е. обусловлены метеорологическим контролем области D .

А.Д. Данилов [1981, 1989] выделяет три проявления зимней аномалии: а) превышение средних зимних значений $[e]$ над летними; б) значительная нестабильность области D зимой, выражающаяся в разбросе значений электронной концентрации в 2—3 раза относительно средней кривой и в) очень высокие значения $[e]$ — на 1—2 порядка величины относительно средних значений в отдельные дни зимой.

Первые два проявления зимней аномалии в зарубежных источниках называют также «гладким», или «регулярным» видами аномалии [Garcia et al., 1987].

На рисунке 29 показана зависимость от зенитного угла Солнца χ величин $[e]$, измеренных в различных точках Земли, расположенных в умеренных широтах Северного полушария, т.е. в достаточно широком широтном диапазоне, в спокойных

гелиогеофизических условиях летом — рис. 29а и зимой — рис. 29б [Данилов, 1981, 1986, 1989].

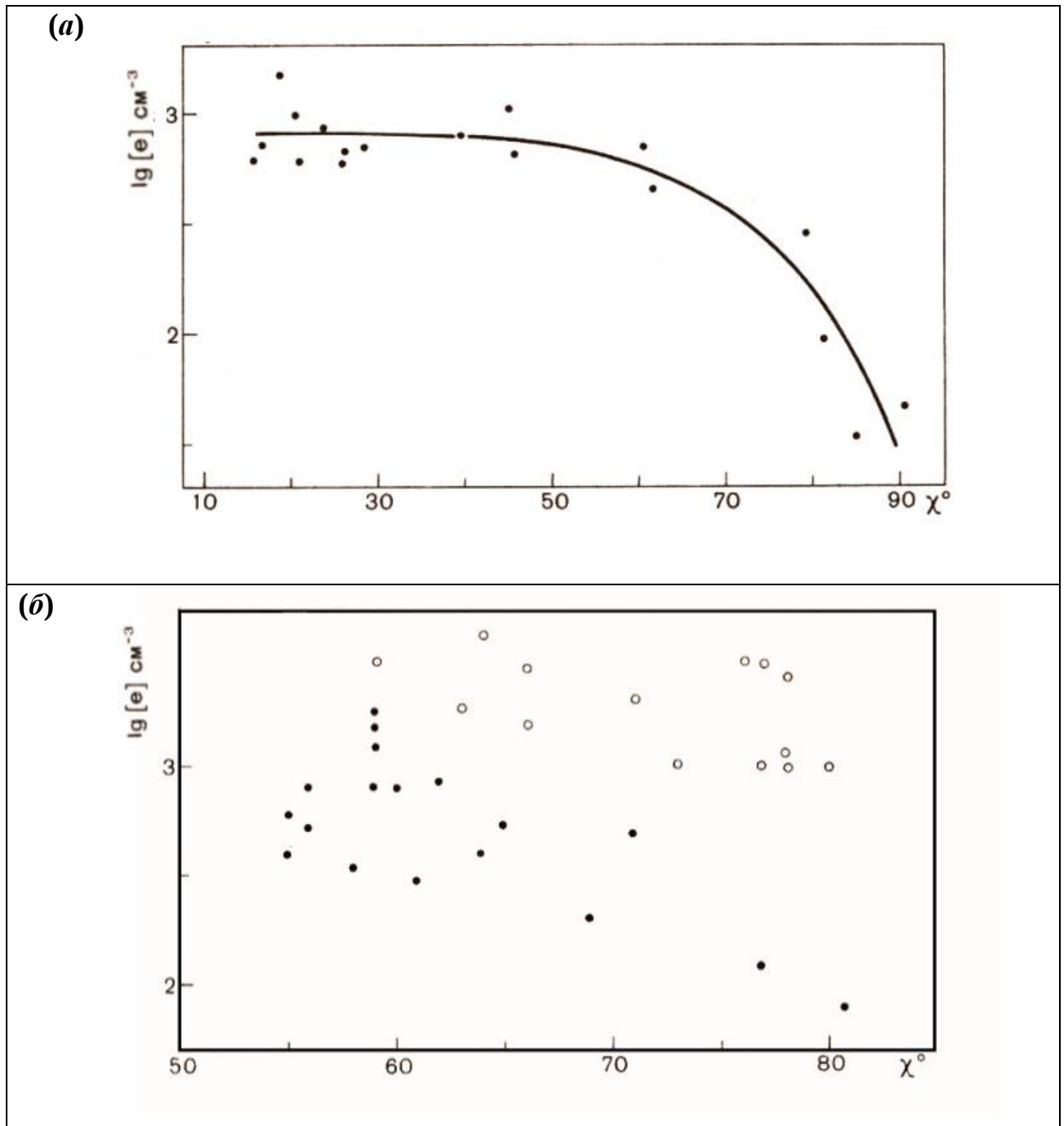


Рис. 29. Изменение электронной концентрации в зависимости от зенитного угла Солнца χ летом (а) и зимой (б). Белые кружки – проявление зимней аномалии в D-области. Умеренные широты, высота 80 км [Данилов, 1981, 1986, 1989].

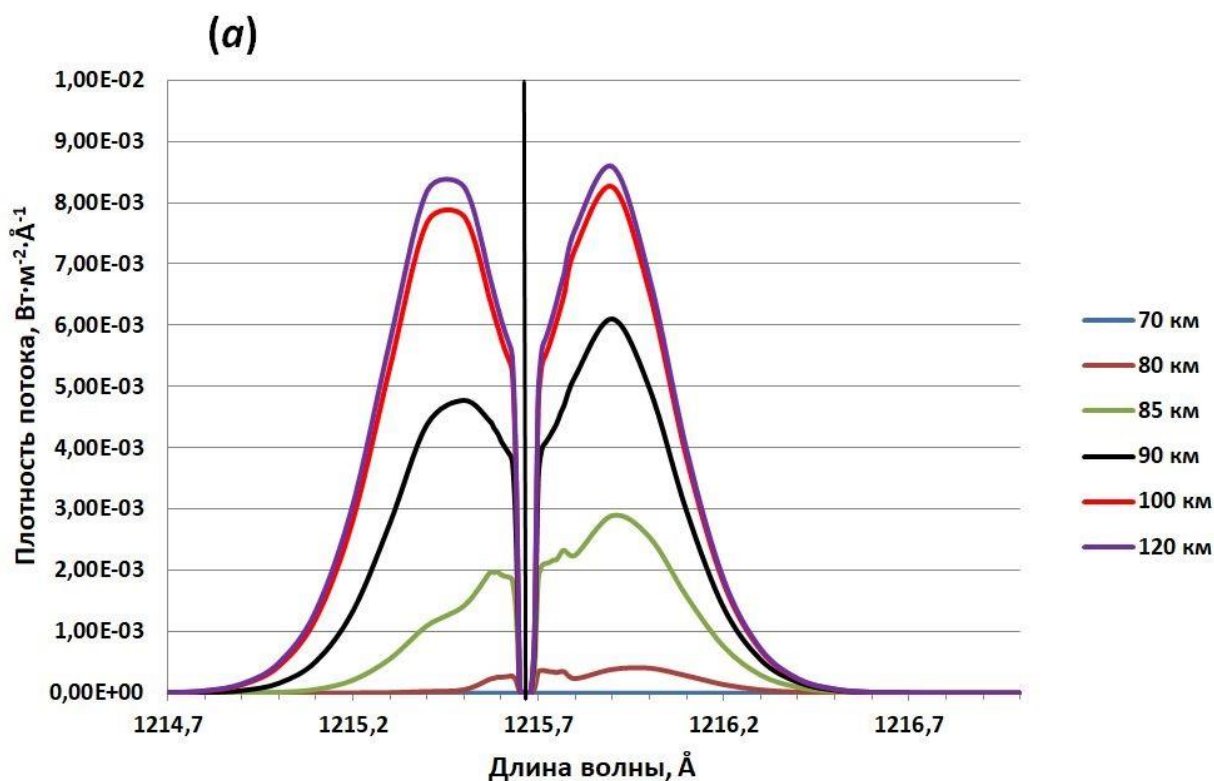
Чёрные кружки на рисунке 29б соответствуют условиям некоторых «средних значений» $[e]$; при одинаковых χ величина $[e]$ зимой незначительно превышает летние значения. При этом зимой в отсутствие аномалии наблюдается больший разброс значений $[e]$, чем летом.

Белыми кружками на рисунке 29б показан ход $[e]$ в зависимости от зенитного угла Солнца χ в случае третьего проявления зимней аномалии, или, по терминологии Garcia et al. [1987] — «спорадической» аномалии: значительного — примерно на порядок величины — превышения в D -области средних летних, а также зимних значений $[e]$.

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ПРЯМОГО И РАССЕЯННОГО ПОТОКОВ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ В *D*- И *E*-ОБЛАСТЯХ ИОНОСФЕРЫ

3.1. Прямое излучение в линии L_α в *D*-области ионосферы

При больших зенитных углах Солнца χ прямое излучение в центре линии L_α до высот *D*-области не проникает. Однако прохождение прямого излучения в линии L_α возможно на краях линии. На рисунке 30 показано изменение профилей прямых потоков по ширине линии L_α в диапазоне высот 70—120 км летом и зимой при большом зенитном угле Солнца ($\chi=82^\circ$). Фактически ниже 70 км прямой поток в линии L_α не проникает, но при этом зимой величина прямого потока на высотах 80—85 км выше, чем летом, что обусловлено различием концентрации $[O_2]$ и зависимости коэффициента поглощения β_{O_2} от температуры (см. ниже рис. 31), причём в «красной» области профиля линии Лайман-альфа температурная зависимость коэффициента β_{O_2} , а, следовательно, плотности потоков выражена сильнее, чем в «фиолетовой» части профиля линии.



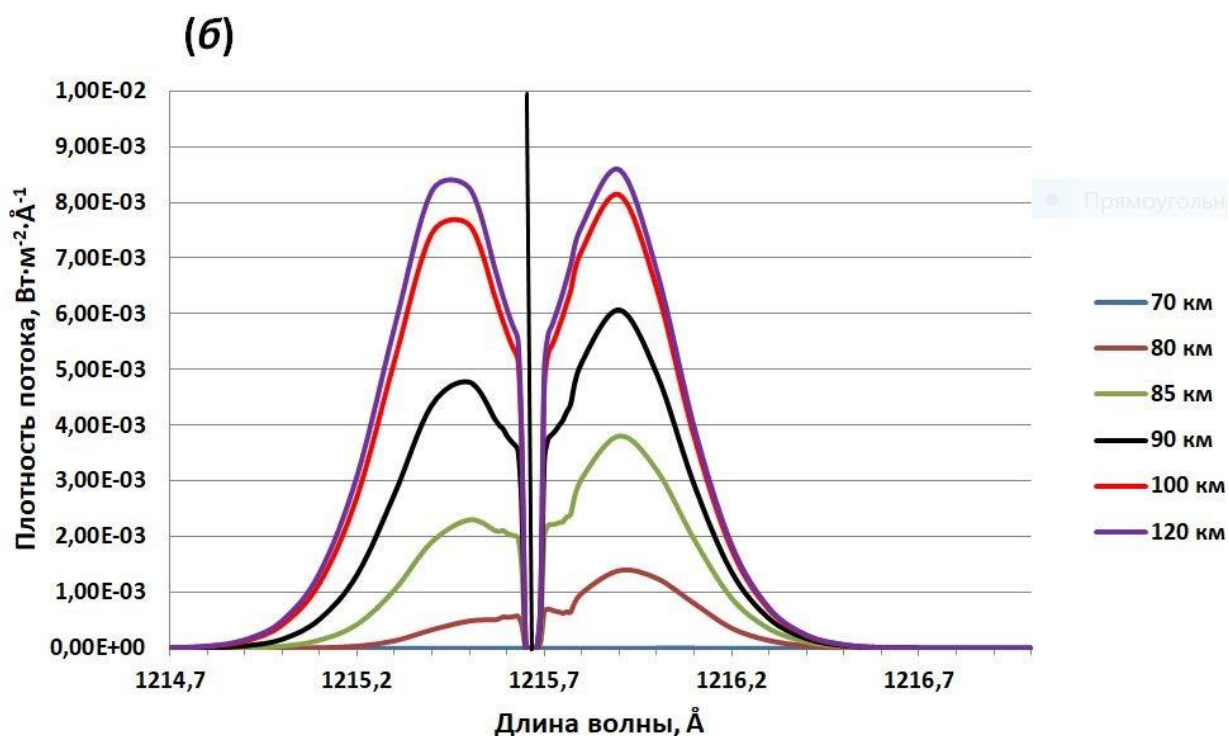


Рис. 30. Профили плотности прямого потока излучения в линии L_α на высотах $h=70$ —120 км летом (а) и зимой (б), $\varphi=45^\circ$ с.ш., зенитный угол Солнца $\chi=82^\circ$, спокойные гелиогеофизические условия. Вертикальной линией в середине графиков отмечен центр профиля линии L_α (1215,668 Å).

В разделе 1.2 на рис. 6 был показан профиль линии L_α , у которой левое «фиолетовое» крыло оказалось по интенсивности больше, чем правое «красное» крыло. Подобное различие в профиле было отмечено рядом исследователей, которые обнаружили также принципиальное отличие формы солнечных линий Лайман-альфа и Лайман-бета водорода за пределами земной атмосферы. Если в линии L_α интенсивность «фиолетового» крыла выше, чем «красного», то в линии L_β наблюдается противоположное соотношение между крыльями [Lemaire et al, 2015]. Gunàr et al. [2008] показали, что асимметрия крыльев линий серии Лаймана увеличивается с увеличением порядка линии, начиная с линии L_β ; при этом для всех линий серии Лаймана «красное» крыло интенсивнее, чем «фиолетовое», линия L_α , у которой «фиолетовое» крыло превышает по интенсивности «красное», является исключением. Однако во многих случаях наблюдается симметрия крыльев линии L_α . Tian et al [2009] утверждают, что доминирование «фиолетового» крыла над «красным» наблюдается не более, чем в 3% случаев. Асимметрия в линии L_β наблюдается гораздо чаще – не менее, чем в 17% случаев.

Причина асимметрии крыльев линии не до конца ясна [Lemaire et al, 2015]. Для объяснения привлекается эффект доплеровского смещения [Tian et al, 2009]. Gunar et al. [2008], применяя многопоточную модель солнечных протуберанцев в спокойных гелиогеофизических условиях, показали, что этот эффект может объяснить асимметрию при лучевых скоростях вдоль линии наблюдения, не превышающих 10 км/с.

Поэтому, согласно [Tian et al., 2009], незначительная асимметрия линии L_{α} не будет существенно влиять на количественные оценки поля излучения в этой линии. В модельных расчётах автора используется симметричный профиль линии L_{α} (как показано на рис. 7) и сглаженный профиль линии L_{β} с исключением «горбов», связанными с линиями ионизованного гелия в «фиолетовой» части и ионизованного магния «красном» крыле.

Оптическая толщина рассеяния водорода в центре линии велика и уменьшается к краям. В Таблице 5а показаны рассчитанные автором значения оптических толщин рассеяния водорода в линии L_{α} в спокойных гелиогеофизических условиях летом и зимой для высоты 80 км. Вертикальные профили концентрация водорода [H] и температура задавались по модели MSIS-00.

Таблица 5а

[illegible]

Таблица 56

[illegible]

Значения оптической толщины поглощения молекулярного кислорода для тех же условий показаны в Таблице 5б.

Как видно из Таблицы 5б, различие между оптическими толщинами поглощения молекулярного кислорода невелики для разных гелиогеофизических условий и сезонов; несколько отличаются толщины в летнее время для условий спокойного Солнца, что связано с более холодной мезосферой в летнее время по сравнению с зимой и условиями активного Солнца.

Отметим постепенное убывание оптической толщины поглощения O_2 с увеличением длины волны, что связано с уменьшением сечения поглощения σ_{O_2} в соответствии с рис. 31 (минимум соответствует значениям λ от 1216,0 до 1216,4 Å в зависимости от температуры).

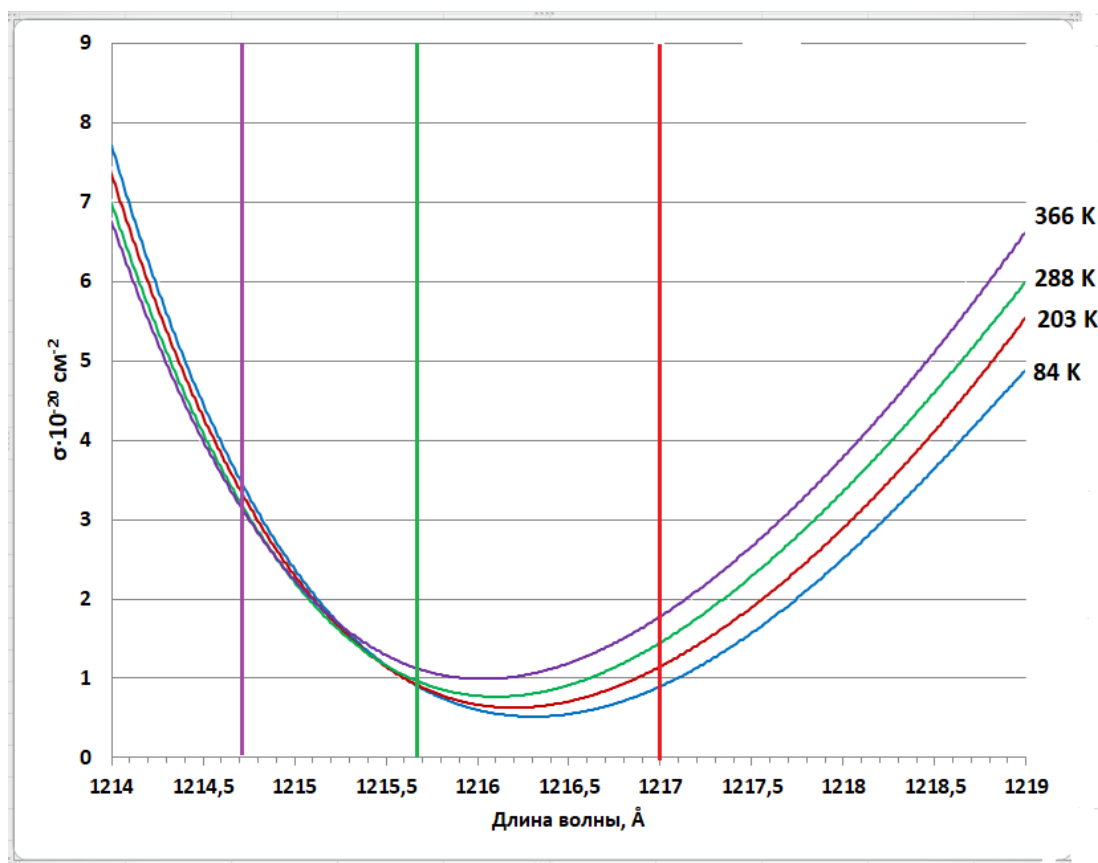


Рис. 31. Изменение сечения поглощения молекулярного кислорода σ_{O_2} в зависимости от длины волны и температуры (сглаженные кривые по данным [Lewis et al., 1983]. Вертикальная зелёная линия соответствует центру линии L_α ($\lambda=1215,67$ Å). Вертикальные фиолетовая и красная линия ограничивают спектральный диапазон, в котором автор проводил расчёты (1214,7—1217,0 Å).

Что касается атомарного водорода, то, как видно из Таблицы 5а, область вблизи центра линии L_α практически непрозрачна для излучения, и перенос излучения происходит, в основном, на крыльях линии с максимумами вблизи длин волн 1215,64 Å и 1215,69 Å. При понижении температуры атмосферы ширина линии L_α сужается, и, таким образом, мезопауза действует как своеобразные температурные «ворота», препятствуя проникновению излучения вблизи центра линии L_α ($\lambda_0=1215,668$ Å) в нижележащие слои мезосферы.

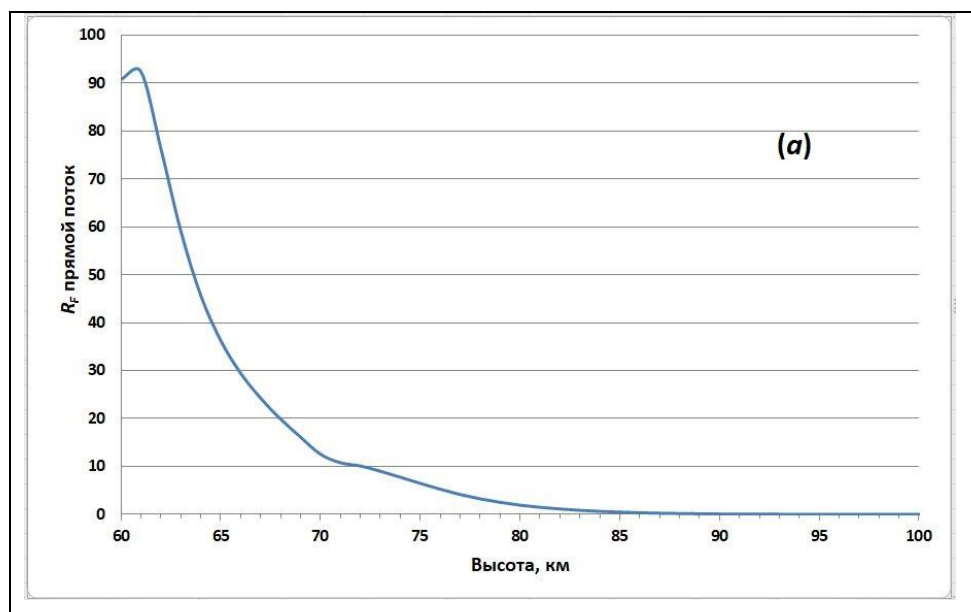
Отмеченный на рисунке 31 вертикальными линиями спектральный интервал включает целиком линию L_α шириной чуть более 1 Å, что соответствует доплеровскому уширению для температуры 6000°K, т.е. поверхности Солнца. Рассеянное в земной атмосфере излучение Лайман-альфа оказывает влияние на общий поток излучения в гораздо более узком спектральном интервале, поскольку доплеровское уширение невелико.

Влияние температуры на проникновение излучения L_α вглубь D-области ионосферы показано на рисунке 32, где приводятся графики соотношения прямых (а), рассеянных (б) и полных (в) потоков излучения в линии L_α в зимнее время на широте $\varphi=45^\circ$ с.ш. и зенитном угле Солнца $\chi=87,5^\circ$ для условий внезапных стратосферных потеплений (ВСП) и мезосферной инверсии. Величина отношения потоков R_F рассчитывается по формуле

$$R_F = (F_T - F_x) / F_x \quad (45)$$

где F_T относится к условиям мезосферной инверсии («тёплая мезосфера»);

F_x — к условиям ВСП («холодная мезосфера») в соответствии с температурными профилями, представленными на рис. 28.



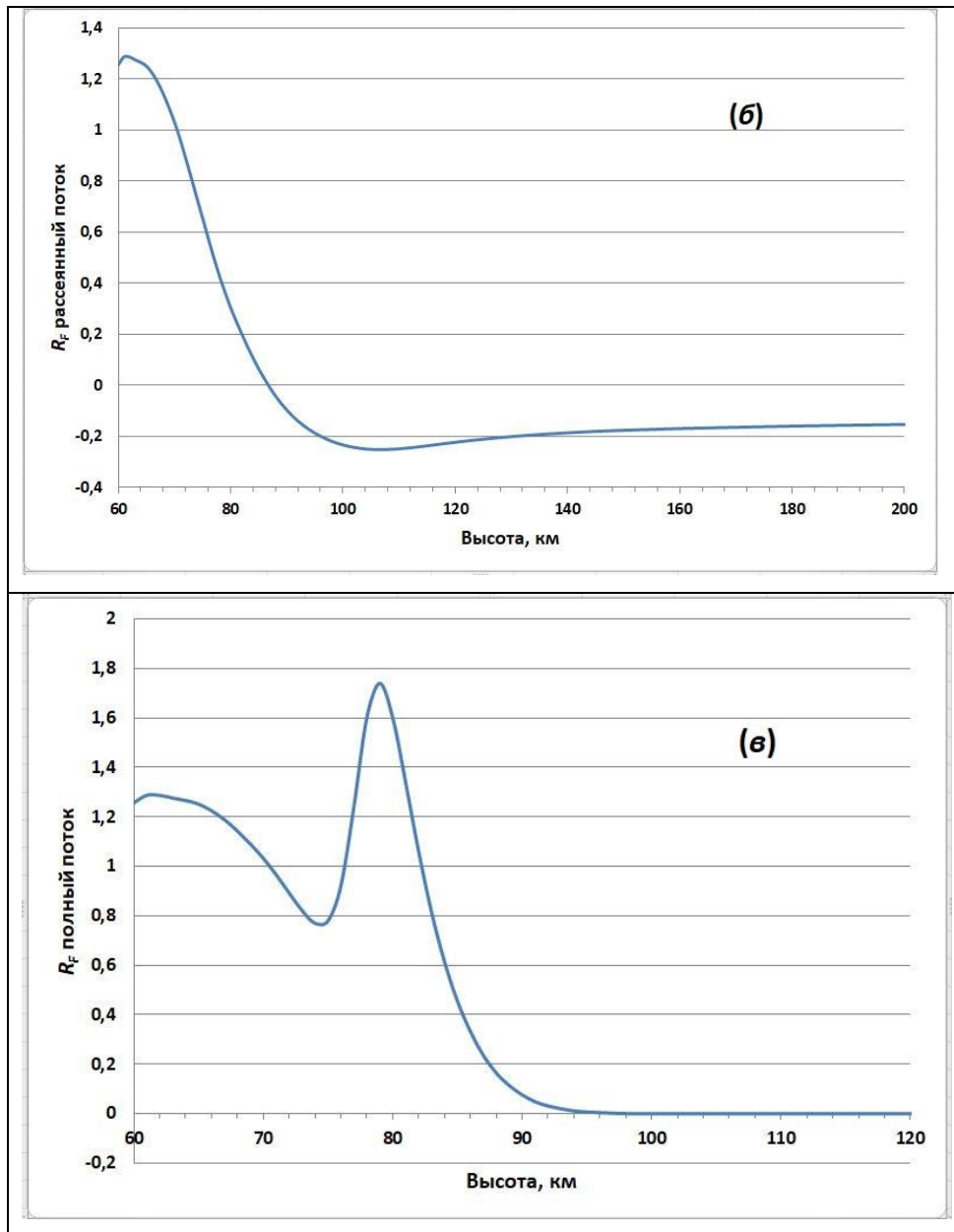


Рис. 32. Профили отношения R_F потоков излучения в линии L_α водорода в условиях мезосферных температурных инверсий и внезапных стратосферных потеплений в зимнее время в D - и E -областях ионосферы: (а) – для прямых потоков; (б) – рассеянных и (в) – полных потоков, $\varphi=45^\circ$, $\chi=87,5^\circ$.

Профили полных потоков в условиях «тёплой» и «холодной» зимней мезосферы в D -области ионосферы показаны на рис. 33. Потоки для условий «теплой» инверсионной и холодной мезосферы на соответствующих высотах отличаются по величине: примерно в 3 раза в нижней части области D и в 1,5—2 раза в её верхней части.

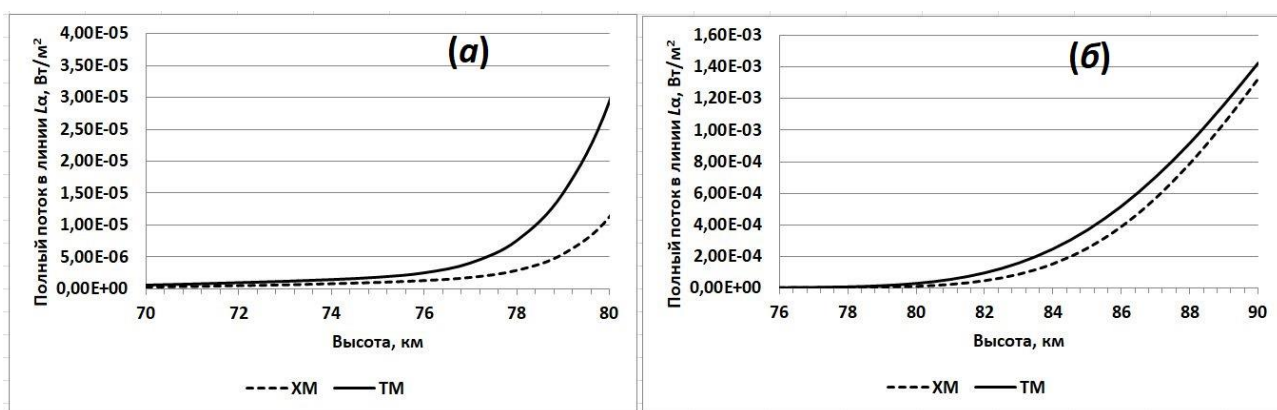


Рис. 33. Профили полных потоков условиях внезапных стратосферных потеплений (ВЗП), вызывающих падение температуры в мезосфере («холодная мезосфера», ХМ) и мезосферных температурных инверсий («тёплая мезосфера», ТМ). Для наглядности высотный диапазон разбит на два интервала: (а) – нижняя часть D -области и (б) верхняя часть D -области.

В условиях «тёплой» мезосферы прямой по ток превышает несколько раз по величине поток в «холодной мезосфере» вплоть до высот 85—90 км. Рассеянный поток в «тёплой» мезосфере незначительно превышает рассеянный поток в «холодной» мезосфере на высотах ниже 85 км. Выше этой высоты соотношение между потоками рассеянного излучения меняется: поток рассеянного излучения в «холодной» мезосфере выше, чем в «тёплой». Наиболее примечательной особенностью приведённого на рис. 32(б) профиля отношения потоков в «тёплой» и «холодной» мезосфере является резкий максимум величины полного потока на высоте около 80 км. Этот пик соответствует максимальной разности температур на высоте 85 км в условиях мезосферной инверсии относительно среднего зимнего профиля температуры по модели MSIS-00. Здесь проявляется влияние метеорологических параметров атмосферы – в данном случае, температуры – на проникновение потоков ультрафиолетового излучения в атмосферу. Это явление находится в соответствии с концепцией метеорологического контроля области D ионосферы и может быть одним из источников зимней аномалии, которая будет рассмотрена ниже.

3.2. Рассеянное излучение в линии L_α в D -области ионосферы

Вклад кратных эффектов при отклонении длины волны излучения от центра линии меняется. На рисунке 34 показана доля однократного рассеяния R в общем потоке излучения в линии L_α в сумеречных условиях. Подобное соотношение мало меняется на

разных высотах D - и E -областях, в различные сезоны и мало зависит от зенитных углов Солнца в сумеречных и ночных условиях, по крайней мере, для зенитных углов Солнца $\chi > 60^\circ$.

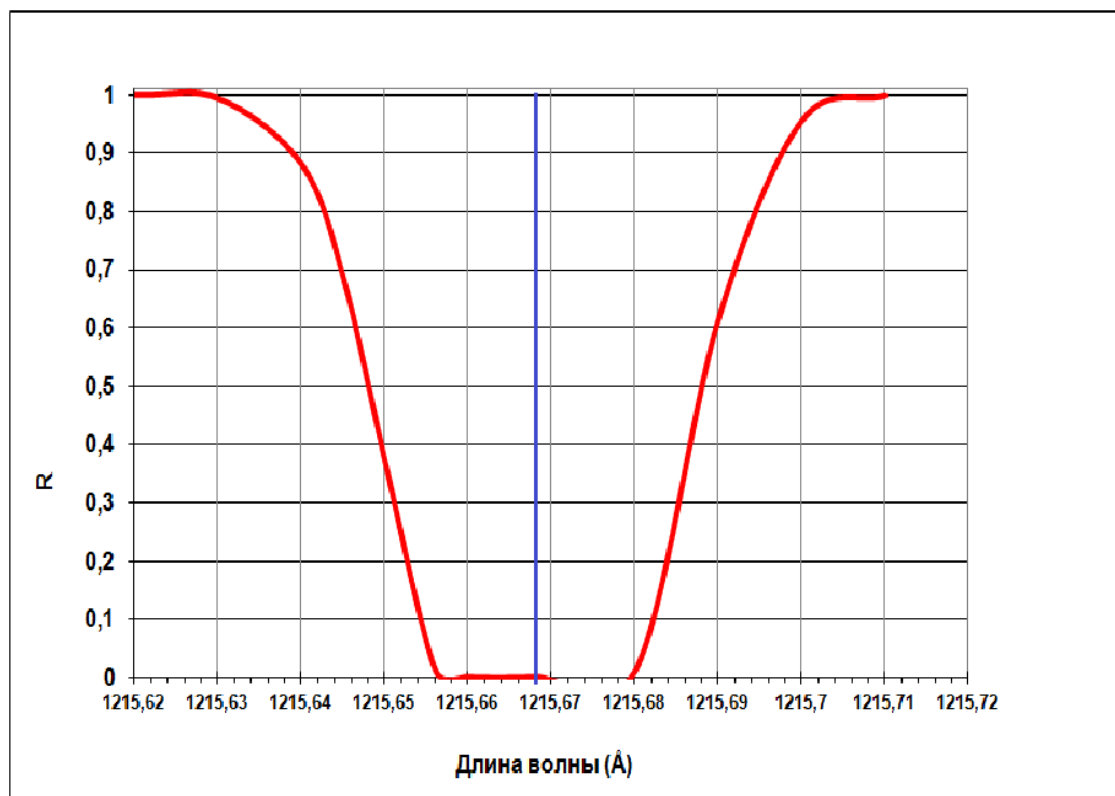


Рис. 34. Доля R однократно рассеянного потока в полном рассеянном потоке в зависимости от длины волны. Высота 80 км, $\varphi = 45^\circ$, лето. Вертикальной линией отмечен центр линии Лайман-альфа

В центре линии интенсивность рассеянного потока невелика, хотя она и многократно превосходит величину прямого потока: в полдень во время летнего солнцестояния на широте $\varphi = 56^\circ$ с.ш. указанное отношение составляет примерно 20 порядков величины на высоте 80 км, на 10 порядков на высоте 90 км и на 5 порядков на высоте 100 км. С увеличением зенитного угла Солнца различие возрастает. Зимой эта разница ещё больше, чем летом: например, на высоте 90 км она составляет примерно 30 порядков величины. С отклонением от центра линии интенсивность рассеянного излучения, как и прямого излучения, растёт, однако в силу конечности ширины линии при длинах волн короче $\lambda < 1215,61 \text{ Å}$ и длиннее $\lambda > 1215,71 \text{ Å}$ интенсивность потока рассеянного излучения резко падает. В D -области ионосферы возникает характерная двугорбая структура потока рассеянного излучения (рис. 35(a), 36(a), проявляющаяся на высотах $h > 70\text{—}75$ км, где начинает расти концентрация атомарного водорода. Таким

образом, интенсивность потока рассеянного излучения в линии L_α имеет два ярко выраженных максимума вблизи длин волн 1215,65 Å и 1215,69 Å, независимо от зенитного угла Солнца.

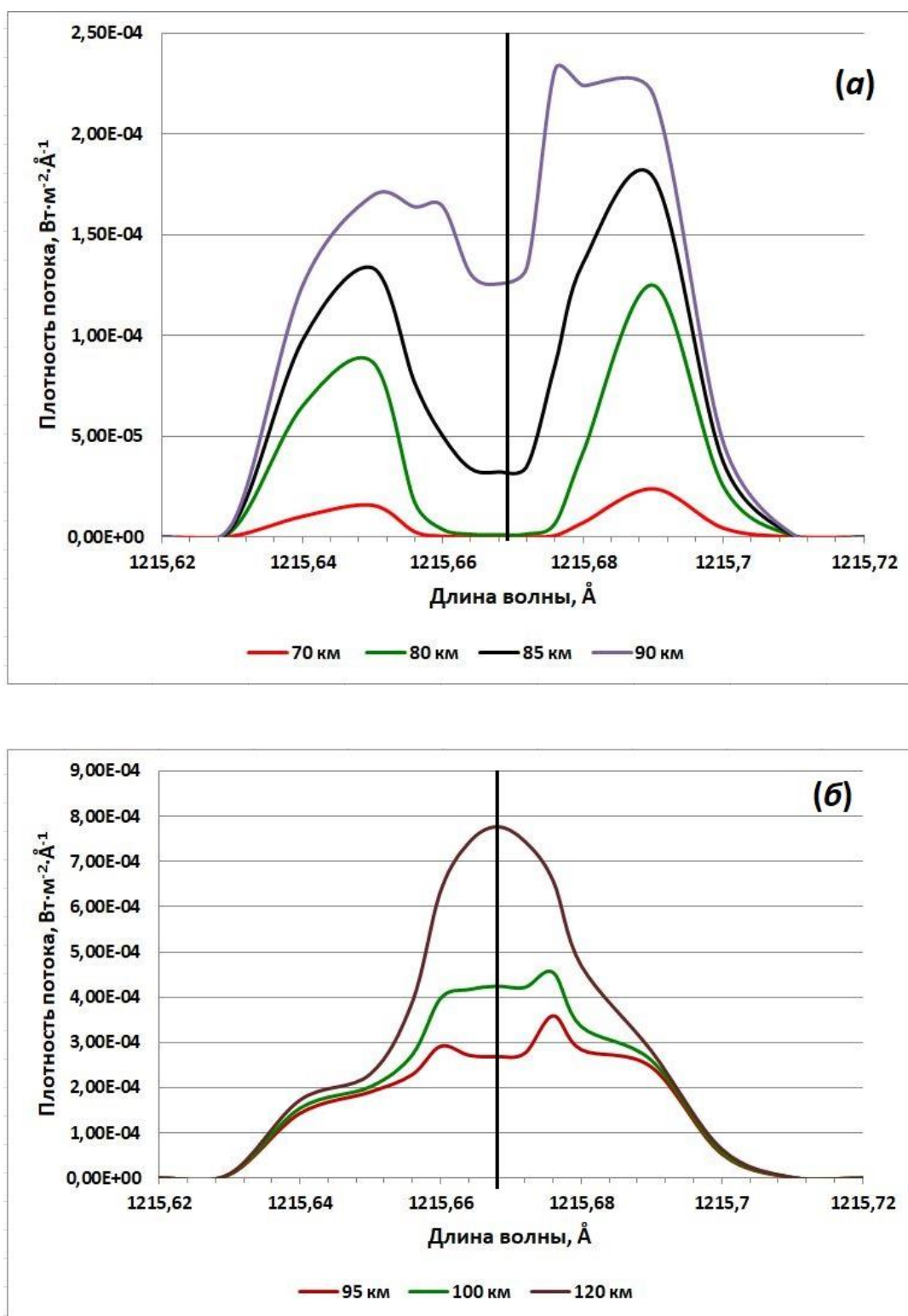


Рис. 35. Структура рассеянного излучения в линии L_α : (а) в D-области и (б) E-области ионосферы. Зима, спокойные гелиогеофизические условия, $\varphi=45^\circ$ с.ш., $\chi=101^\circ$. Вертикальными линиями отмечен центр линии Лайман-альфа.

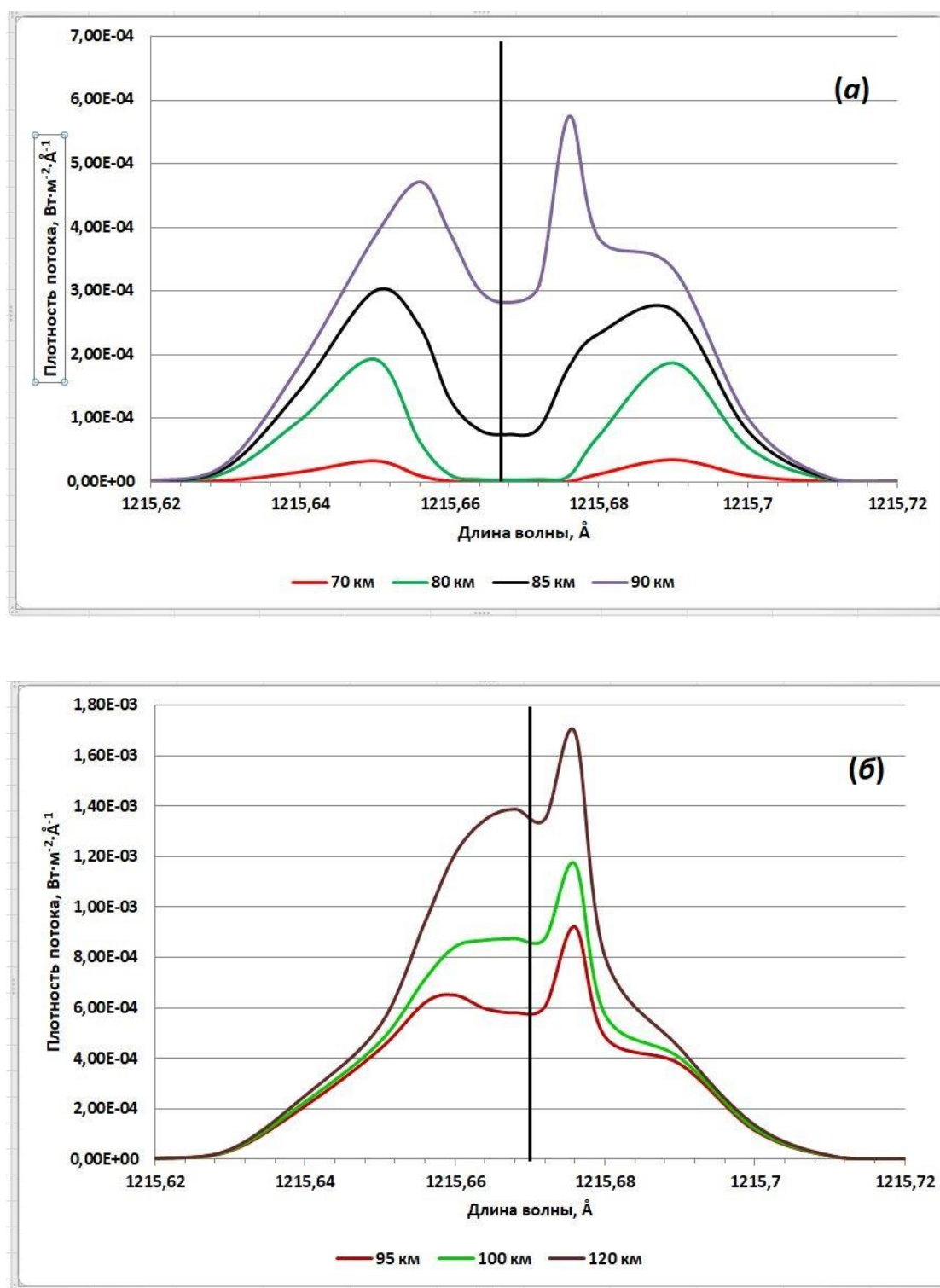


Рис. 36. Структура рассеянного излучения в линии L_α : (а) в D -области и (б) E -области ионосферы. Зима, возмущенные гелиогеофизические условия, $\varphi=45$ с.ш., $\chi=101^\circ$. Вертикальными линиями отмечен центр линии Лайман-альфа.

Однако в E -области ионосферы двугорбая структура рассеянного излучения в линии L_α : становится менее явной и на высоте 120 км исчезает (рис. 35(б), 36(б)).

При этом в условиях повышенной солнечной активности спектральная плотность потока рассеянного излучения вблизи центра линии L_α в D -, так и в E -области ионосферы возрастает примерно в 2,5—3 раза по сравнению со спокойными гелиогеофизическими условиями.

Структура «фиолетового» и «красного» горбов рассеянного излучения различна, что вызвано различиями сечения поглощения кислорода длинах волн, соответствующих этим горбам.

3.3. Граница дневных и сумеречных условий

Расчёты показывают, что с увеличением зенитного угла Солнца доля рассеянного излучения в общем потоке в линии L_α возрастает, и при некотором критическом значении зенитного угла Солнца $\chi_{кр}$, рассеянный поток сравнивается с прямым $F_{scat}=F_{dir}$, а затем становится больше прямого. То есть в сумерках рассеянное излучение начинает превышать прямое. Критический угол $\chi_{кр}$ задаёт в зависимости от сезона и солнечной активности значение критической высоты $h_{кр}$ над поверхностью земли, где потоки оказываются равными, причем при возрастании $\chi_{кр}$ увеличивается критическая высота.

Так как в диссертации рассматривается перенос УФ излучения в сумеречных условиях, то следует уточнить понятие «сумерек», поскольку в литературе возможна разные определения условий наступления и завершения сумерек. В видимой области спектра понятие сумерек определяется величиной освещённости земной поверхности; согласно классификации Розенберга [1963], принято подразделять сумерки на гражданские, когда зенитный угол Солнца находится в интервале от 83° до 96° , морские – от 96° до 102° и астрономические – от 102° до 108° . При дальнейшем погружении Солнца наступает ночь. Высота солнечной тени с большой точностью пропорциональна квадрату угла погружения Солнца в градусах для наблюдателя, находящегося на поверхности Земли [Розенберг, 1963]. То есть, на высоте 100 км сумерки наступают при угле погружения Солнца 10° . Розенберг [1963] утверждает, что эти границы сильно размыты, и зависят от ряда условий, например, снежный покров увеличивает освещённость земной поверхности в сумерки. Кроме того, согласно Розенбергу, наступление «сумерек» в далёкой ультрафиолетовой области отличается от подобного понятия в видимой области.

С увеличением высоты величина критического угла $\chi_{кр}$, возрастает. На рисунке 37 показано изменение критической высоты, при которой величины прямого и рассеянного потока сравниваются, от зенитного угла Солнца. В принципе, как показали расчёты,

сезонными изменениями критической высоты можно пренебречь при зенитных углах Солнца, больших $\sim 97\text{--}98^\circ$.

Выравнивание потоков на высоте 80 км происходит при значениях зенитных углов Солнца $\chi_{\text{кр}}=87^\circ$ и 88° для лета и зимы, соответственно, или менее 4 км по высоте для конкретного зенитного угла. По мнению автора диссертации, значение $\chi_{\text{кр}}=88^\circ$ можно принимать за начало сумерек в далёком ультрафиолете в D -области. Что касается E -области, то выравнивание прямого и рассеянного потоков в линии L_α происходит при углах $\chi_{\text{кр}}>96\text{--}97^\circ$ (рис. 37).

Следует ещё раз отметить, что интегрирование как прямого, так и рассеянного потоков излучения линии L_α проводилось в спектральном интервале $1214,7\text{--}1217,0 \text{ \AA}$. Однако расчёты показывают, что влияние прямого потока в линии L_α на параметры атмосферы следует учитывать в интервале «солнечной» линии L_α , шириной порядка $1,5 \text{ \AA}$, а рассеянного – в значительно более узком интервале «земной» линии L_α : $1215,62\text{--}1215,71 \text{ \AA}$, поскольку тепловое доплеровское уширение в земной атмосфере меньше солнечного.

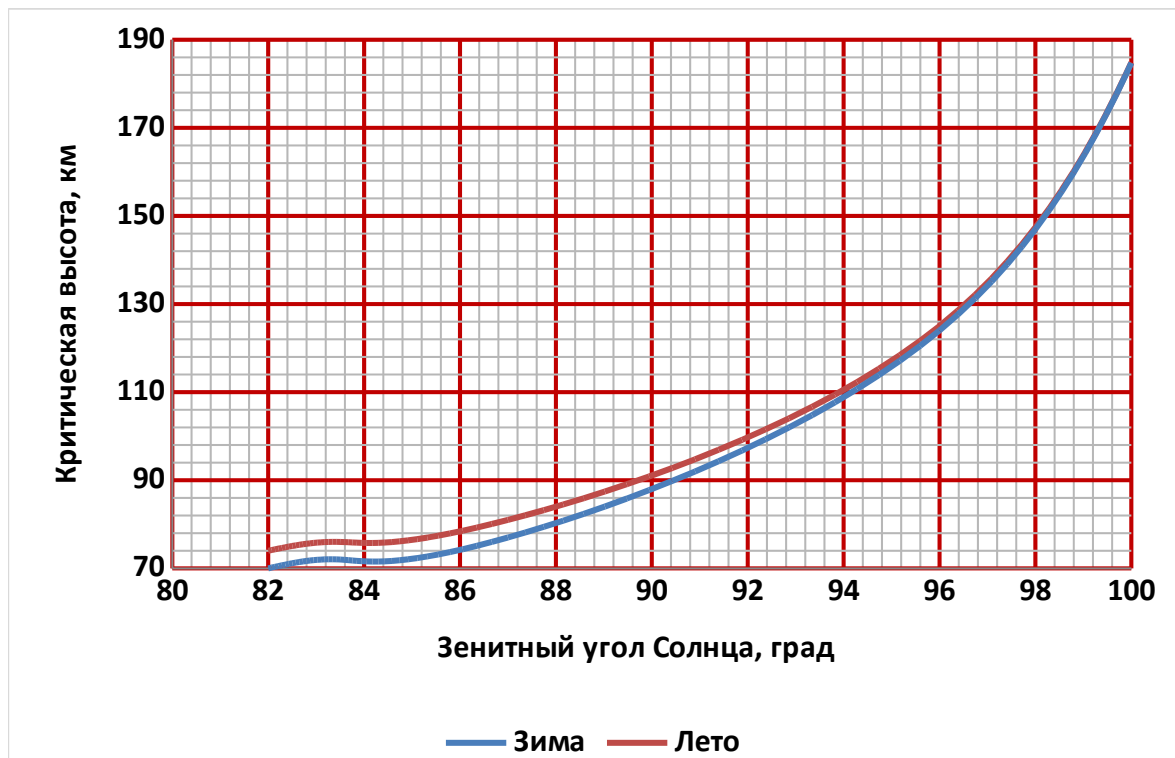


Рис. 37. Зависимость критической высоты (условие $F_{\text{dir}}=F_{\text{scat}}$) от зенитного угла Солнца χ на географической широте $\varphi=45^\circ$ с.ш.

3.4. Изменение полного потока с высотой

Результаты расчётов полного потока в линии L_α водорода согласуются с результатами работы [Reddmann, Uhl, 2003]. При малых зенитных углах Солнца прямой поток на высоте 70 км ослабляется более, чем на порядок величины по сравнению со значениями на высоте 100 км, а на высоте 60 км величина потока составляет около 10^{-5} — 10^{-4} от величины потока на высоте 100 км (рис. 38).

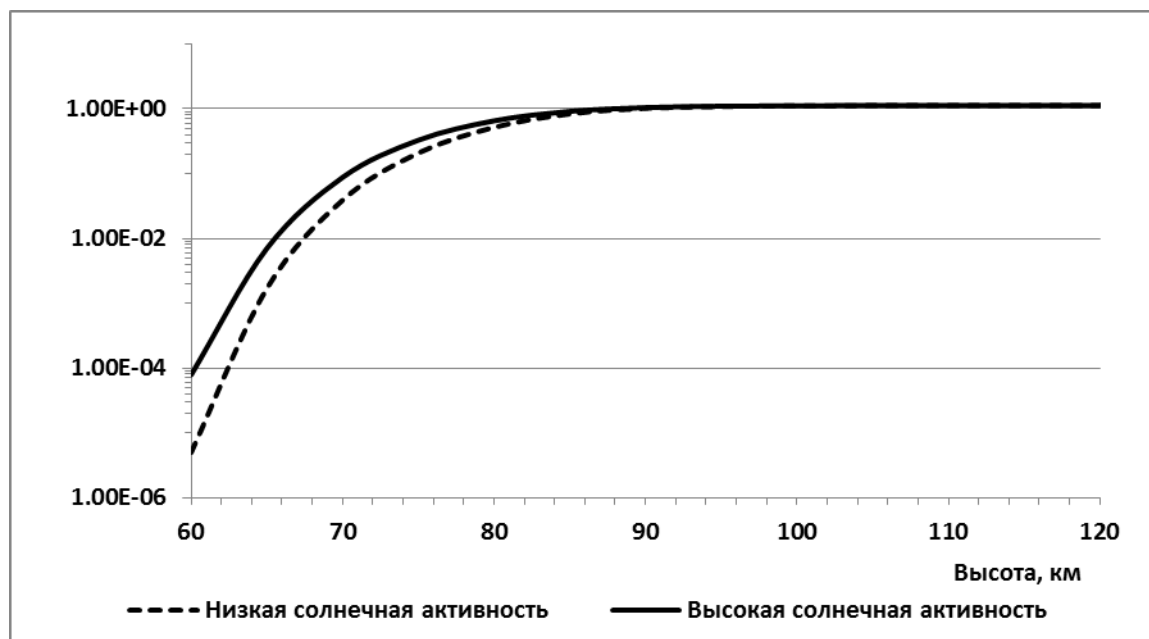


Рис. 38. Отношение интегрированных по ширине линии L_α прямых потоков на высотах 60—120 км к интенсивности прямых потоков в линии Лайман-альфа на высоте 100 км. Зенитный угол Солнца $\chi=32,3^\circ$, соответствующий полудню в день летнего солнцестояния на широте $\varphi=56^\circ$.

При этом при малых зенитных углах Солнца доля рассеянного потока от суммарного потока в линии L_α не превышает 1—2% на высоте 90 км и 2—4% на высоте 120 км. При увеличении зенитного угла Солнца прямой поток практически исчезает ниже 80 км. Однако рассеянный поток проникает ниже, вплоть до высоты 60 км.

На рисунке 39 показано распределение спектральной плотности полного потока для зенитного угла $83,5^\circ$ по данным [Reddmann, Uhl, 2003] и расчётам автора в зимнее время.

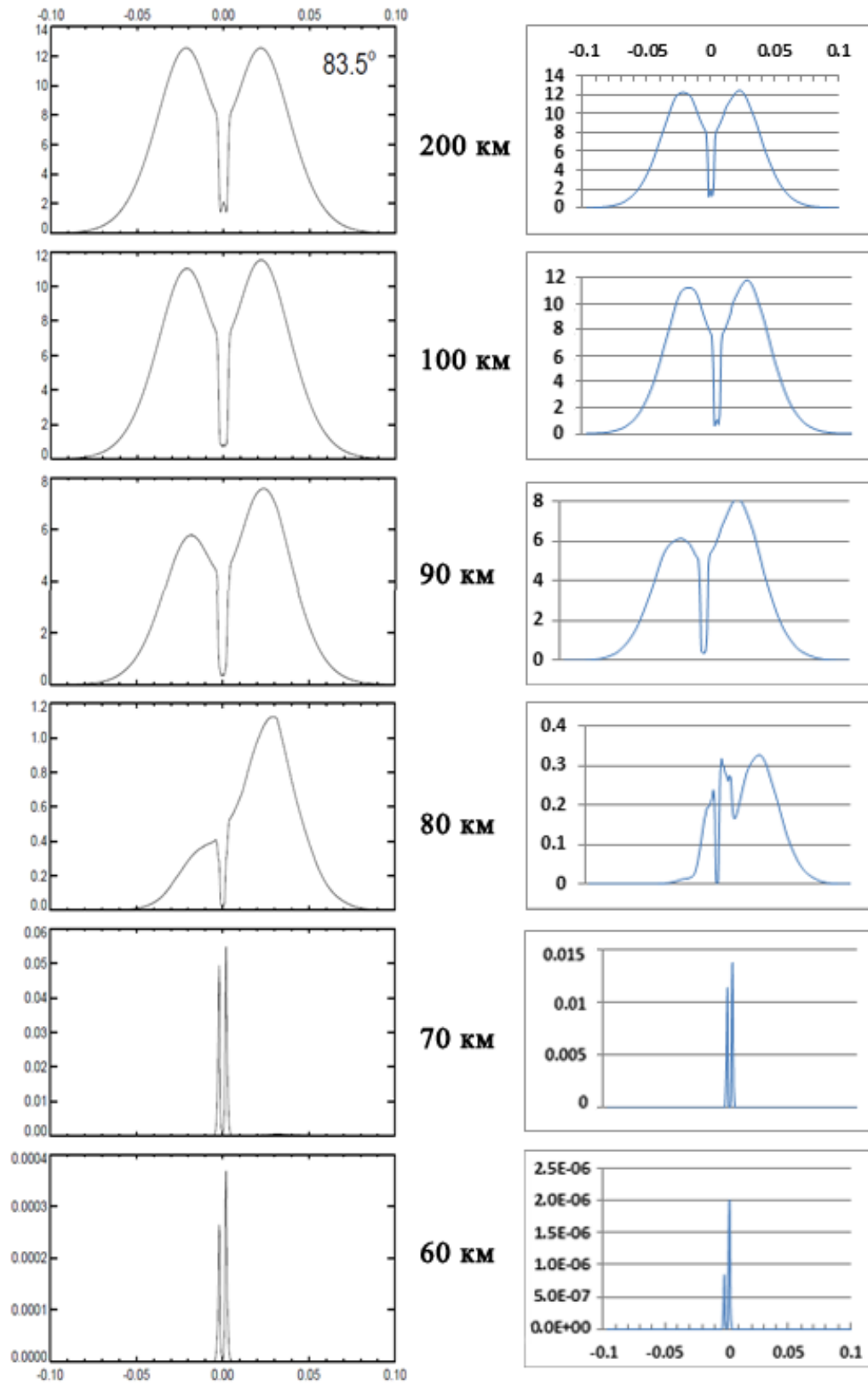


Рис. 39. Эволюция спектра плотности полного потока по высоте в линии водорода L_α для $\chi=83,5^\circ$ по данным [Reddmann, Uhl, 2003] (слева) и модельным вычислениям автора диссертации (справа). Внеатмосферный поток в линии L_α в обоих случаях нормирован к единице, а плотность потока пропорциональна $\sim F/\text{нм}$

В приводимом из работе [Reddmann, Uhl, 2003] графике отклонение от центра линии L_α по оси абсцисс дано в нанометрах, а значение внеатмосферного интегрального потока равно 1. Для сопоставления результатов автор диссертации приводит также нормировку внеатмосферного профиля линии к единице

Получено очень хорошее согласие расчётов автора диссертации с результатами [Reddmann, Uhl, 2003] на высотах 60—80 км. Reddmann и Uhl [2003] проводят расчёты для интегрального содержания кислорода в столбе и указывают на различный режим изменения потока с увеличением зенитного угла Солнца в зависимости от интегральной концентрации O_2 в столбе атмосферы.

Асимметрия правого («длинноволнового») и левого («коротковолнового») компонентов потока связана с асимметрией поглощения УФ кислородом в области линии водорода Лайман-альфа (см. рис. 12, 31) [Reddmann, Uhl, 2003].

Автор проводил тщательный анализ появления на высоте 80 км дополнительного максимума на длине волны 1215,70 Å. Расчеты неоднократно проверялись и не могут быть связаны с вычислительными ошибками. Кроме того, потоки излучения на высотах 70 и 60 км на левой и правой частях рис. 39 различаются по абсолютной величине. Возможно, что эти расхождения связаны с тем, Reddmann и Uhl [2003] использовали более раннюю модель атмосферы, а именно MSIS-86 [Hedin, 1991]. Кроме того, Reddmann и Uhl [2003] нигде не указывают, для какой широты и сезона они построили профили, показанные на рис. 39.

3.5. Условия зимней аномалии

Зимой концентрации электронов $[e]$ в D -области в среднем выше, чем летом, и кроме того, разброс значений $[e]$ относительно среднего профиля электронной концентрации зимой также значительно больше, чем летом. Кроме того, зимой часто наблюдается явление резкого повышения $[e]$ в D -области ионосферы, значительно – на порядок величины и даже больше – превышающие летние значения. Явления повышенной концентрации $[e]$ объединяются под общим названием «зимняя аномалия».

3.5.1. Превышение зимних потоков над летними

Расчеты потоков излучения с использованием входных параметров β_H и β_{O_2} , рассчитанных на основании профилей концентрации газовых составляющих и температуры, задаваемых моделью MSIS-00, позволяют описать первое проявление

зимней аномалии. Зимняя мезосфера теплее летней примерно на $40\text{—}50^\circ\text{K}$, что и отражено в модели MSIS-00. При этом а концентрации кислорода $[\text{O}_2]$ зимой ниже, чем летом; следовательно, и поглощение излучения в линии L_α зимой должно быть меньше, чем летом, и поэтому зимние потоки оказываются выше летних. На рисунке 40 показаны профили полных потоков излучения (прямой+рассеянный) в линии L_α зимой и летом с учетом профилей газовых составляющих по модели MSIS-00. До высоты 90 км зимние потоки превышают летние.

Небольшие вариации температуры и плотности воздуха на высотах h от 60 до 90 км в дневное время могут приводить к значительным вариациям $F(h)$ потоков прямого излучения в линии L_α , а так как зимой атмосфера менее стабильна, чем летом, то эффект большей изменчивости потоков излучения также должен сильнее проявляться в зимнее время.

При изменении температуры изменяется также давление, а, следовательно, концентрации газовых составляющих. Коэффициенты β_{H} и β_{O_2} пропорциональны сечениям, зависящим от температуры, и концентрациям соответствующих газовых компонентов. В вычислениях использовалась простая формула взаимосвязи концентрации и температуры.

$$N_1 T_1 = N_2 T_2 \quad (46)$$

Несмотря на то, что концентрация $[\text{NO}]$ может быть несколько выше летом, чем зимой [Biondi, 1969, Weller and Biondi, 1968], подстановка в формулу (20) более высоких значений потоков зимой и задаваемых формулами (23)—(25) различных значений коэффициента рекомбинации, имеющих обратную зависимость от температуры, приводит к более высоким значениям $[e]$ зимой, чем летом (рис. 41).

Таким образом, первое проявление зимней аномалии можно объяснить различиями в высотном распределении концентрации атмосферных газов в соответствии с моделью MSIS-00 по причине меньшего поглощения молекулярным кислородом излучения в линии L_α зимой, чем летом.

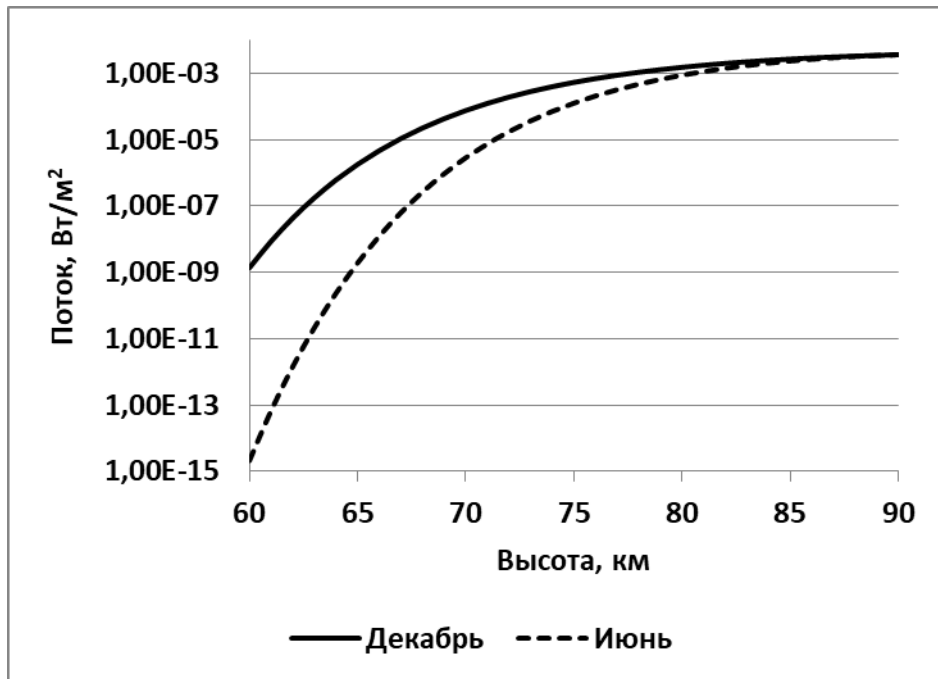


Рис. 40. Зимние и летние полные потоки прямого излучения в линии L_{α} , интегрированные по спектральному диапазону 1214,7—1217,0 Å в D -области ионосферы, $\varphi=45^\circ$ с.ш., $\chi=70^\circ$.

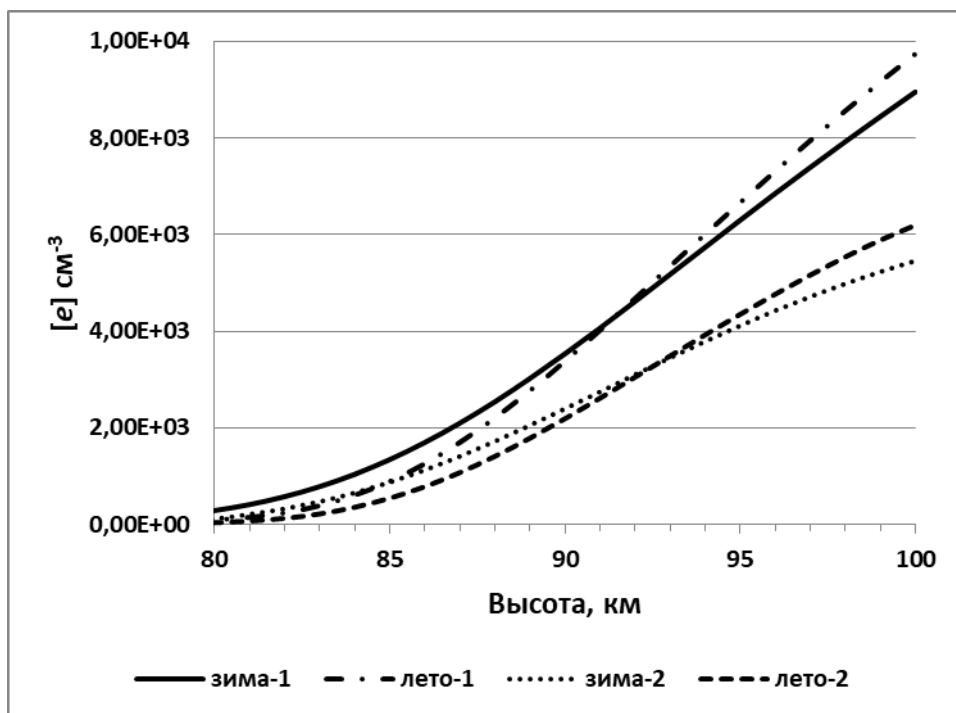


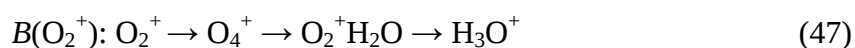
Рис. 41. Высотные профили электронной концентрации $[e]$ с использованием рассчитанных профилей потоков в линии L_{α} , концентрации $[NO]$ и коэффициента рекомбинации α_{NO^+} по данным [Biondi, 1969, Solomon et al., 1982b] (зима-1, лето-1) и [Siskind et al., 1998, Weller and Biondi, 1968] (зима-2, лето-2). Зенитный угол Солнца $\chi=85^\circ$.

3.5.2. Результаты вычисления электронной концентрации ниже 80 км

Проведённые автором расчёты показывают, что вклад рекомбинации в ионизацию начинает преобладать над процессом прилипания электронов выше 80 км, при этом основной вклад вносит ионизация молекул NO излучением в линии Лайман-альфа, что согласуется с результатами многих работ: [Kull et al., 1997], [Silber et al., 2016], [Beig, 2008], [Hargreaves, Birch, 2005], [Thomas, Bowman, 1985]. При этом Thomas и Bowman, [1985] утверждают, что превышение концентрации электронов над концентрацией отрицательных ионов (параметр Λ в формуле (28)) происходит в ночные часы на высоте 80 км, а днём – на более низких высотах: от 67 до 71 км. Кроме того, согласно [Hargreaves, Birch, 2005] на высотах от 80 км и выше нет различий в величинах коэффициентов рекомбинации в дневных и ночных условиях

Вполне возможно, однако, что формулы (35) и (37)—(41) дают завышенные значения коэффициента прилипания β , это касается, прежде всего, компонента β_1 , входящего в уравнение (33). В литературе отсутствуют данные о температурной зависимости параметра β_1 , кроме того, этот параметр фигурирует, в основном, в дневных фотохимических моделях [Rodger et al., 1998]. Некоторые исследователи, в частности [Dowden et al., 1994], оценивают величину коэффициента рекомбинации $\alpha=3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ на высоте 70 км, что позволяет при расчётах пренебречь влиянием прилипания. Впрочем, оценки [Dowden et al., 1994] подвергаются критике [Rodger et al., 1998].

Повышение температуры существенным образом влияет на концентрацию ионов-связок, или кластерных ионов. Не вдаваясь в сложную фотохимию образования ионов-связок, поскольку эта проблема не входит в цели настоящего диссертационного исследования, отмечу, что исследователи указывают на два основных канала образования гидратных ионов-связок – из ионов O_2^+ и NO^+ (каналы $\text{B}(\text{O}_2^+)$ и $\text{B}(\text{NO}^+)$, соответственно) [Данилов, Смирнова, 1993], [Smirnova et al, 1988], [Barabash et al., 2014].



Канал формирования ионов-связок (48) показывают чрезвычайно сильную зависимость от температуры: скорость образования кластерных ионов $\sim T^{13,9}$ в диапазоне температур $T=120\text{—}230 \text{ К}$ и $\sim T^{20,4}$ при температурах $T=180\text{—}240 \text{ К}$ [Smirnova et al., 1991]. То есть, в условиях мезосферной инверсии температуры, показанной на рис. 28, вклад канала (48) в формирование ионов будет пренебрежимо мал.

Канал (47) в меньшей степени зависит от температуры: скорость образования кластерных ионов $\sim T^{-4,4}$. Тем не менее, концентрация гидратных ионов на высоте 80 км упадёт относительно температурных условий, задаваемых моделью MSIS-00, многократно.

При рассмотрении процессов ионизации в нижней части области D используются приведенные выше формулы (27) и (28). В условиях мезосферных инверсий параметр f^+ , характеризующий отношение концентраций положительных ионов связок к суммарной концентрации ионов $[\text{NO}^+]$ и $[\text{O}_2^+]$, уменьшается, и, как показывают проведенные автором оценки, в условиях зимней аномалии высота перехода, где отношение $f^+=1$, приближается к 70 км, хотя в обычных, «неаномальных» зимних условиях, она близка к 80 км [Fritzenwallner, Корп, 1997]. При этом, как было показано выше на рис. 32 и 33, в условиях мезосферных инверсий в диапазоне высот 75—85 км увеличивается полный поток излучения в линии L_α . То есть, уменьшение концентрации ионов-связок сопровождается повышением электронной концентрации вследствие усиления ионизации окиси азота NO.

Что касается параметра отношения концентраций отрицательных ионов и электронов Λ , то, согласно [Kull et al., 1997], высота перехода $\Lambda=1$ зимой равна 75 км. Близкие высоты (72—75 км) определила группа исследователей [Raizada et al., 2008] с помощью радара некогерентного рассеяния в Аресибо (Пуэрто-Рико), причем в ранние утренние часы высота перехода $\Lambda=1$ находится в интервале 68—70 км. Thomas и Bowman [1985] указывают также близкие высоты: 67—71 км днём, но 80 км ночью. Тем не менее Thomas и Bowman [1985] утверждают, что в дневное время излучение в линии L_α является основным источником ионизации вплоть до высоты 66 км. Ниже ионизация NO вызывается, в основном, галактическим излучением.

3.5.3. Учёт вариаций температуры в зимней мезосфере

Сильный разброс значений электронной концентрации зимой (второе проявление зимней аномалии) нельзя объяснить только на основании модели MSIS-00.

Как отмечалось выше, зимняя атмосфера, в отличие от летней, является неустойчивой. Подтверждением этого положения являются как внезапные стратосферные потепления (ВСП), которые наблюдаются только в умеренных и высоких широтах и только в зимнее время, так и появление мезосферных инверсионных слоев, возникающих чаще всего в средних широтах и преимущественно в зимнее время (см. раздел 2.2.2).

Полученные профили потоков излучения использовались для расчёта электронной концентрации по описанной выше методике.

На рисунке 42 показана зависимость электронной концентрации $[e]$ от зенитного угла Солнца χ на высоте 80 км для одного из 15 профилей концентрации $[NO]$ (третий столбец в табл. 2). При использовании других профилей получают качественно близкие результаты, хотя величины $[e]$ при одинаковых χ могут отличаться в несколько раз, что свидетельствует о большой степени неопределенности в оценках концентрации $[NO]$ в средней атмосфере.

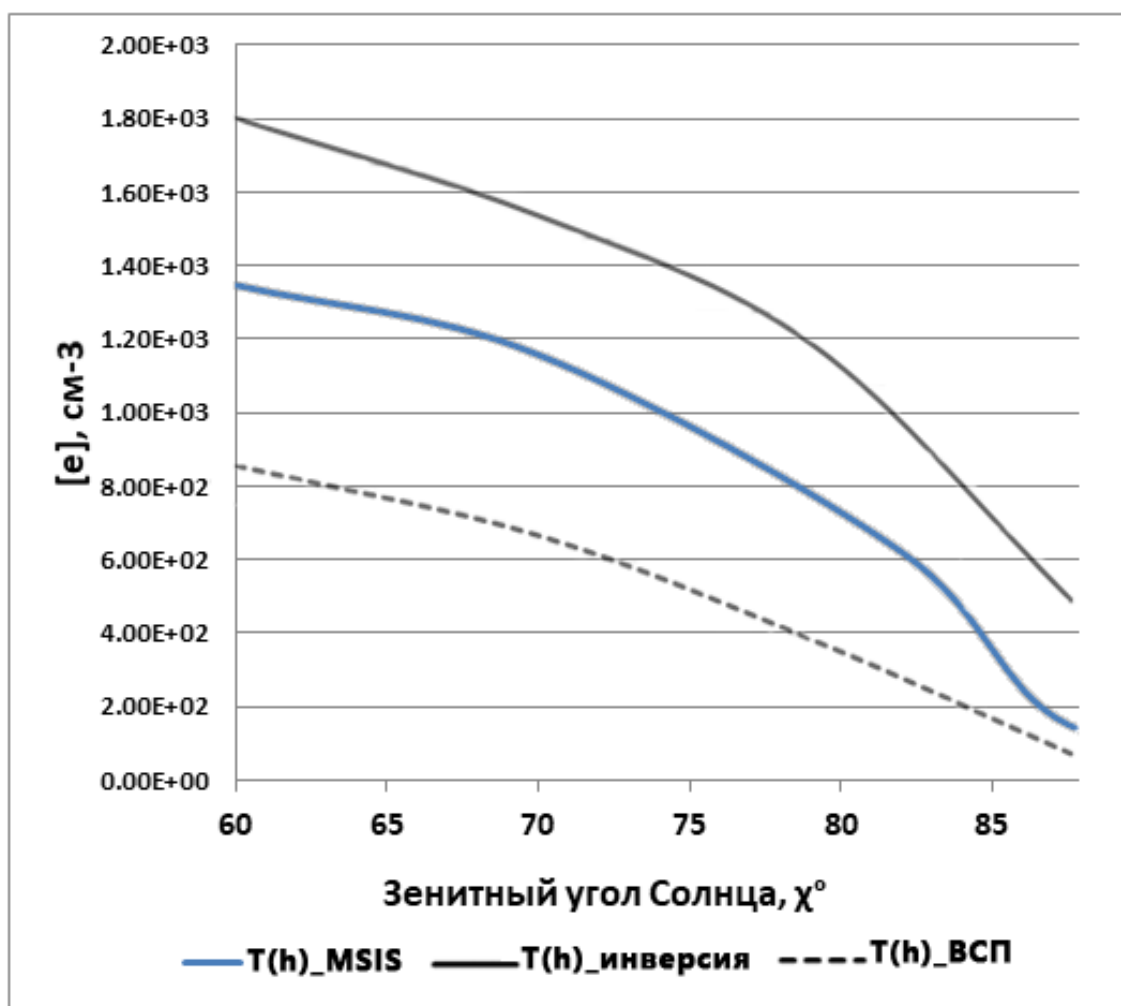


Рис. 42. Зависимость электронной концентрации от зенитного угла Солнца χ в зимнее время на высоте 80 км в условиях мезосферных инверсий и внезапных стратосферных потеплений (ВСП).

В условиях холодной мезосферы плотность поглощающего агента – молекулярного кислорода – выше, чем в теплой мезосфере. Вариации $[e]$ при одинаковых зенитных углах Солнца, соответствующие условиям внезапных стратосферных потеплений и мезосферной инверсии, на высоте 80 км отличаются между собой в 2,3—2,4 раза. С уменьшением высоты отличие величин $[e]$ увеличивается и достигает значений 10 на высоте 70 км.

Летом подобных различий не наблюдается. Величина $[e]$ при больших зенитных углах ($\chi \sim 80^\circ$) близка к значениям показанных в монографии С.И. Козлова [2021].

3.5.4. Спорадические высокие зимние концентрации в *D*-области

Третье – наиболее яркое проявление зимней аномалии, связанное со скачками электронной концентрации на 1—2 порядка величины – нельзя объяснить исключительно изменениями температуры и плотности атмосферы в *D*-области ионосферы.

В соответствии с формулой (11) повышенные значения $[e]$ может обусловить также рост концентрации окиси азота.

В большинстве исследований распределения окиси азота в *D*-области ионосферы получено, что величина $[NO]$ на высотах 70—80 км на основании теоретических оценок либо измерений составляет порядка $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ – в упомянутых выше работах [Barabash et al., 2012], [Siskind et al., 1998], [Solomon et al., 1982b], а также в более ранних исследованиях Meira [1971]. Согласно аналитической модели, предложенной в работе [Medvedev, Novikova, 2004], во время зимней аномалии максимум концентрации NO отмечается на высоте около 80 км и составляет $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Garcia et al. [1987], Тучков и Задорожный [1988] приводят более высокие значения $[NO]$ на высотах 75—85 км – порядка $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, при этом результаты ракетных экспериментов Тучкова и Задорожного были проведены в зимнее время. Поскольку величины $[NO]$, полученные в эксперименте [Тучков и Задорожный, 1988], значительно превышают значения, полученные при использовании теоретических фотохимических моделей, авторы делают заключение, что эти модели несовершенны и не позволяют получить концентрации NO даже порядка $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Даже включение в теоретические модели дополнительного источника нечётного азота как результат реакции «горячих» атомов $O(^1D)$ с молекулами N_2 не даёт значений $[NO]$ в 10^9 см^{-3} , полученных Тучковым и Задорожным [1988].

Впрочем, модельные расчёты Медведева и др. [20026], Медведева и Никитина [1999] в принципе согласуются с результатами эксперимента Тучкова и Задорожного [1988]. На высотах, больших 80 км повышение $[NO]$ на два порядка должно приводить к росту $[e]$ на порядок величины. На рисунке 43 показана зависимость $[e]$ от зенитного угла Солнца в зимнее время для стандартных атмосферных условий, задаваемых моделью MSIS-00 на широте 45° с.ш., для двух значений $[NO]$: $1,8 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ [Solomon et al., 1982b] и 10^9 см^{-3} на высоте 82 км. Необходимо отметить, что при таком соотношении концентраций $[NO]$ электронная концентрация $[e]$ возрастает больше, чем на порядок

величины. Более точных значений указать нельзя, поскольку результаты различных оценок $[NO]$, как отмечалось выше, сильно различаются между собой и являются основным источником неопределённости в расчётах.

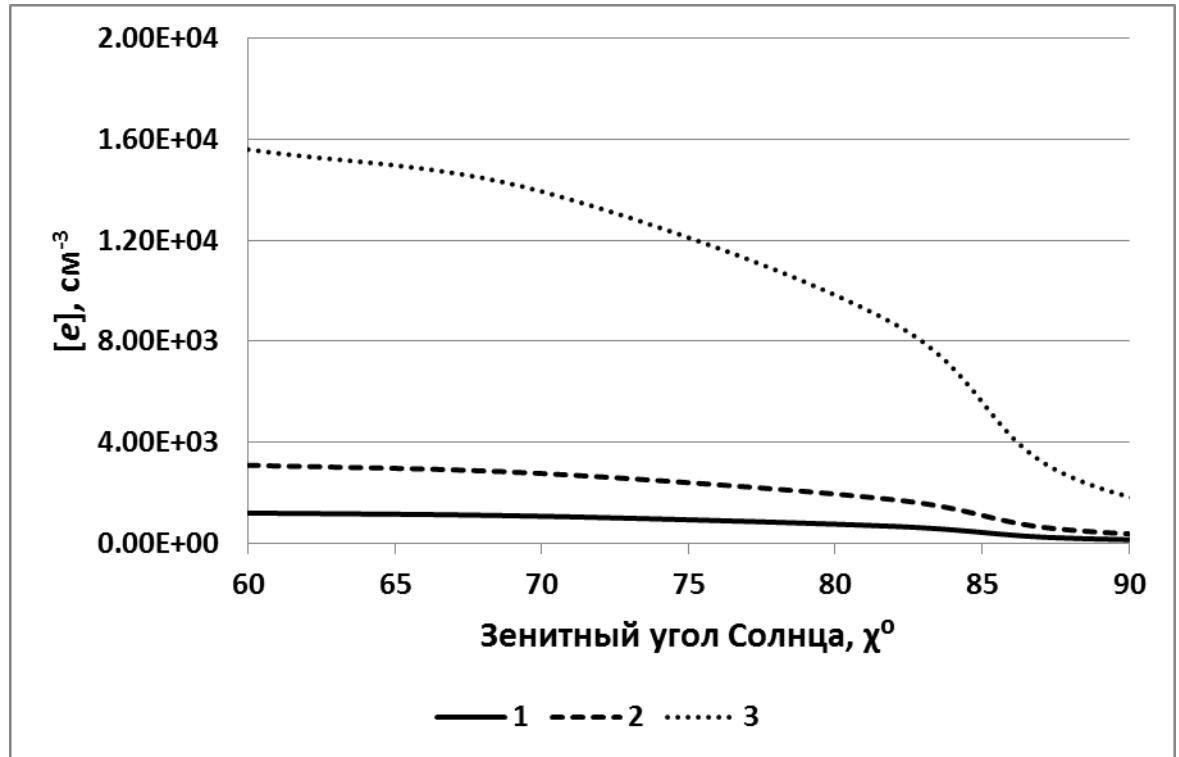


Рис. 43. Зависимость электронной концентрации $[e]$ от зенитного угла Солнца в зимнее время на высоте 82 км и широте 45° с.ш. Концентрация $[NO]$ приводится по данным Solomon et al. [1982b] и равна $1,781 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ (кривые 1 и 2). Кривая 3 соответствует значению $[NO] 10^9 \text{ см}^{-3}$. Коэффициенты рекомбинации α_{NO^+} для кривых 1 и 3 рассчитаны по формуле (25) [Petrignani et al. , 2005], для кривой 2 – по формуле (24) [Biondi, 1969].

3.6. Влияние солнечной активности на ионизацию D -области

В условиях высокой солнечной активности следует ожидать, что суммарные потоки в линии L_α в области D будут по абсолютной величине выше, чем в условиях низкой. Но при этом, как показали расчёты, характер изменения профиля потоков летом и зимой различен.

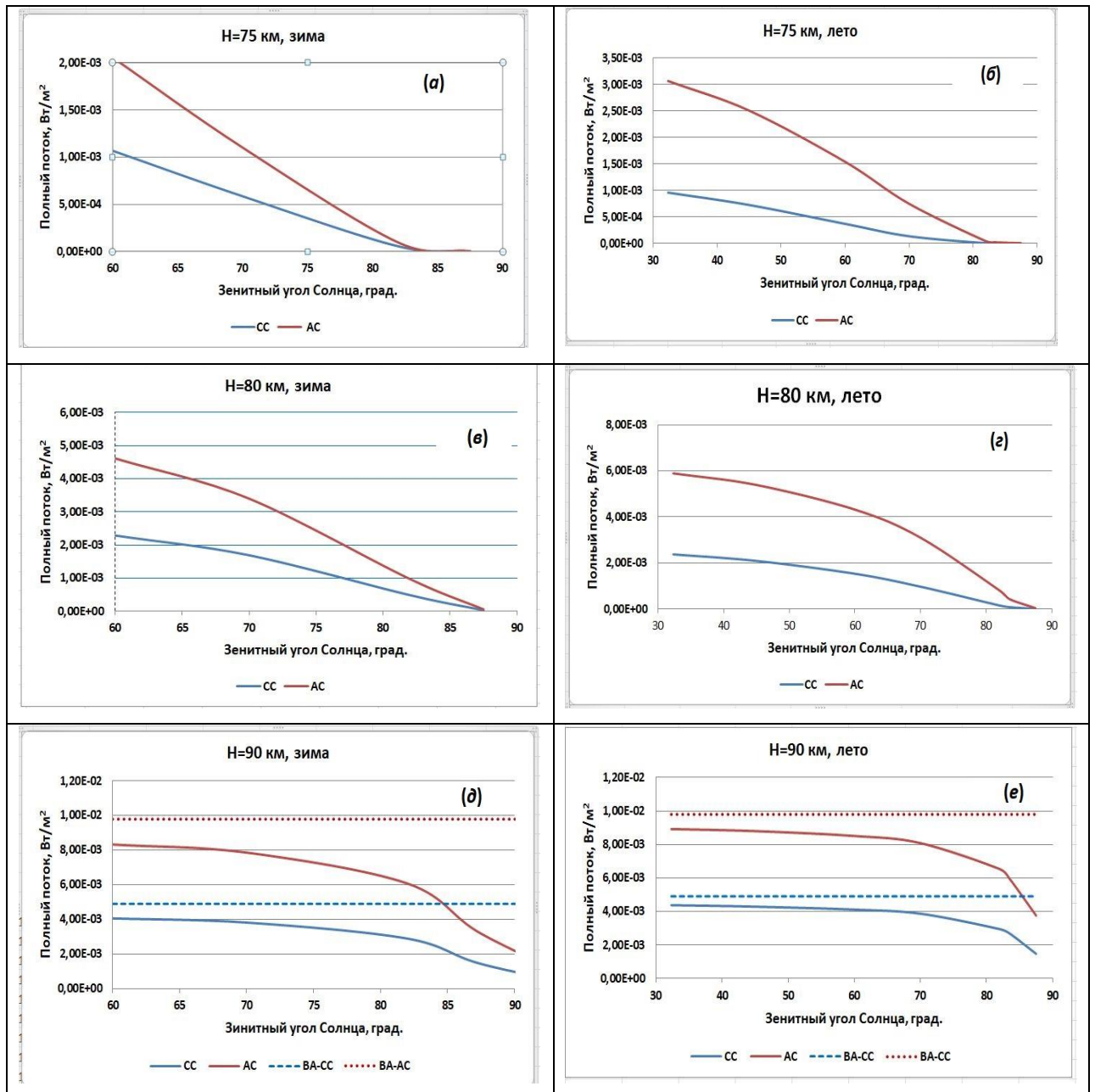


Рис. 44. Зависимость полного потока в линии L_{α} , интегрированного по ширине линии, в зависимости от зенитного угла Солнца χ° в зимнее и летнее время на высотах 70, 80 и 90 км в условиях высокой (AC) и низкой (CC) солнечной активности. На рисунках (д) и (е) пунктирными и точечными линиями показано внеатмосферные значения полного потока в линии L_{α} при низкой ($4,9 \text{ Вт/м}^2$) и высокой ($9,8 \text{ Вт/м}^2$) солнечной активности.

На рисунке 44 показано изменение профилей потоков в зависимости от зенитного угла Солнца на высотах 75, 80 и 90 км при высокой и низкой солнечной активности. Примечателен тот факт, что в зимнее время полные потоки в условиях активного Солнца превышают потоки в спокойных условиях на всех высотах в 2 раза, т.е. сохраняется

соотношение между потоками, задаваемое для условий за пределами атмосферы. Однако летом при активном Солнце потоки на высотах от 70 до 85 км превышают соответственные значения для спокойных гелиогеофизических условий в 3—4 раза, и только на высотах 90 км и выше потоки в условиях активного Солнца соотношение величин потоков находится в пределах фактора 2.

Увеличение потока летом при активном Солнце происходит, прежде всего, на крыльях линии Лайман-альфа, причем рост на «красном» крыле линии существенно превышает рост излучения в «фиолетовом» крыле. Как и в случае низкой солнечной активности, в условиях активного Солнца при больших зенитных углах поток рассеянного излучения превышает поток прямого излучения независимо от сезона на высотах от ~60 км до 75—80 км.

На рисунке 45 показаны рассчитанные профили электронной концентрации $[e]$ зимой в сумерки и ночью для условий спокойного (СС) и активного (АС) Солнца на высотах 82 и 88 км в предположении справедливости формулы (23) для коэффициента рекомбинации α_{NO}^+ [Weller, Biondi, 1968] и профиля концентрации $[\text{NO}]$ по данным Solomon et al. [1982b].

Рост потоков рассеянного излучения в сумеречных условиях при повышенной солнечной активности может приводить к росту электронной концентрации $[e]$ в D -области в 1,5—2 раза. Примечательно, что в условиях глубокой ночи $\chi \geq 120^\circ$ рассеянное излучение в линии L_α продолжает оставаться основным источником ионизации, и хотя величина $[e]$ глубокой ночью ниже, чем в сумерки, это уменьшение находится в пределах фактора 2 как в спокойных, так и возмущенных гелиогеофизических условиях. Это видно также при сопоставлении приводимых ниже на рис. 46 графиков (а), (б), (в) для спокойного Солнца и (г), (д), (е) – для возмущенного Солнца. Следует отметить, что использование значений коэффициента рекомбинации иона окиси азота α_{NO}^+ , рассчитанных по формулам (24) и (25), не приводит к качественному изменению зависимости $[e]$ от χ , показанной на рис. 45.

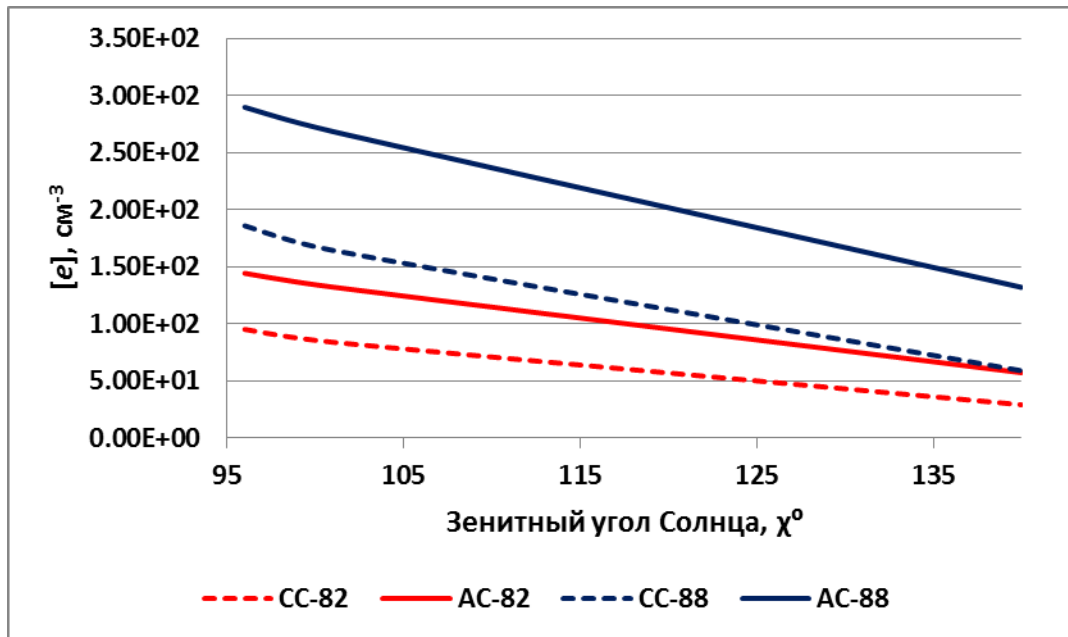


Рис. 45. Зависимость электронной концентрации от зенитного угла Солнца для спокойных и возмущённых гелиогеофизических условий на высотах 82 и 88 км. Зима, 45° с.ш.

Вместе с тем следует учитывать неопределенность, связанную с разбросами оценок концентрации окиси азота $[\text{NO}]$ и коэффициента рекомбинации иона окиси азота α_{NO^+} . Автором диссертации для D -области ионосферы были получены вертикальные профили $[e]$ для трёх значений коэффициента рекомбинации, задаваемых формулами(23)—(25) и 6 профилей концентрации $[\text{NO}]$, всего по 18 профилей для каждого сезона (лето, зима), гелиогеофизических условий (спокойного и возмущённого Солнца) и зенитного угла Солнца χ в сумеречных и ночных условиях (82, 96, 101 и 140°). На рисунке 46 показаны некоторые из рассчитанных профилей электронной концентрации $[e]$ для различных значений $[\text{NO}]$ и α_{NO^+} для зенитных углов χ 101° и 140° летом и зимой.

Как показывают расчёты, в верхней части D -области ионосферы в возмущённых гелиогеофизических условиях в сумерках на одинаковых высотах электронная концентрация оказывается выше по сравнению с условиями спокойного Солнца примерно на 20% (Рис. 46, а, б, з, д). Однако при больших углах погружения Солнца в условиях глубокой ночи, когда поле излучения в линии Лайман-альфа целиком определяется рассеянием, значения $[e]$ на одинаковых высотах при активном Солнце оказываются примерно в 2—2,5 раза выше, чем при спокойном Солнце (Рис. 46, в и е).

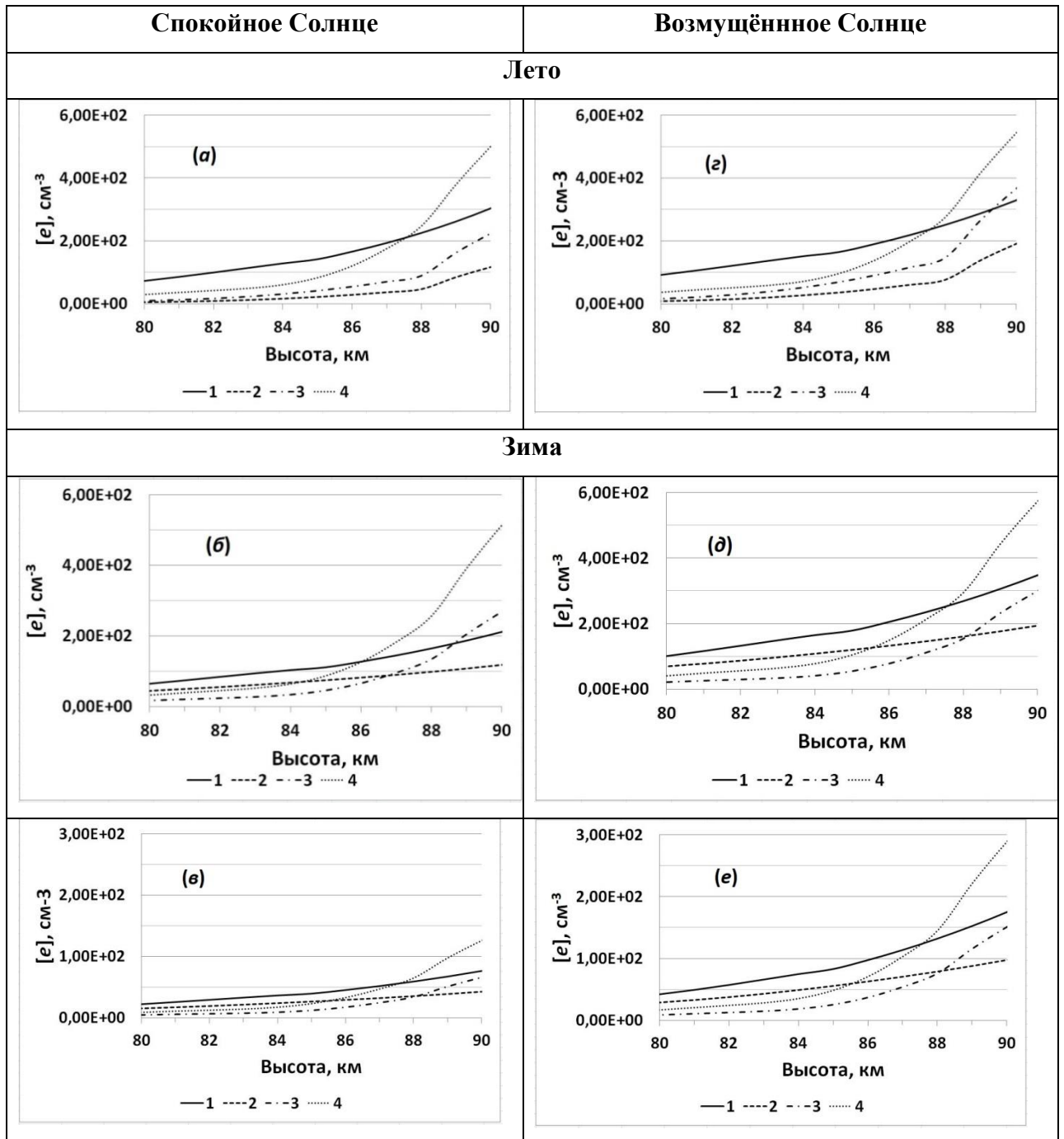


Рис. 46. Профили электронной концентрации $[e]$ в D -области ионосферы в спокойных (a , $б$, $в$) и возмущенных (z , $д$, $е$) гелиогеофизических условиях при различных значениях коэффициента рекомбинации α_{NO^+} . (a) и (z) – лето, зенитный угол Солнца $\chi=101^\circ$; ($б$) и ($д$) – зима, $\chi=101^\circ$; ($в$) и ($е$) – зима, $\chi=140^\circ$. Географическая широта $\varphi=45^\circ$.

Обозначения кривых:

- (a) и (z): 1 – $[NO]$: Solomon et al. [1982b]; α_{NO^+} : Biondi [1969];
 2 – $[NO]$: Ogawa et al. [1984]; α_{NO^+} : Petrignani et al. [2005];
 3 – $[NO]$: Ogawa et al. [1984]; α_{NO^+} : Biondi [1969];
 4 – $[NO]$: Siskind et al. [1998]; α_{NO^+} : Biondi [1969]

- (б, в, д, е): 1 – [NO]: Solomon et al. [1982b]; α_{NO^+} : Biondi [1969];
 2 – [NO]: Siskind et al., [1998] (4); α_{NO^+} : Biondi [1969];
 3 – [NO]: Siskind et al. [1998] (5); Petignani et al. [2005];
 4 – [NO]: Siskind et al., [1998] (5); α_{NO^+} : Biondi [1969]

Кривые 2, 3 и 4 на рисунках (б, в, д, е) построены по различным данным о концентрации [NO], приведенных в столбцах (4) и (5) Таблицы (Siskind et al. [1998])

3.7. Распространение излучения в E -области ионосферы

3.7.1. Результаты расчётов потоков УФ излучения

Согласно проведенным автором расчётам, прямые потоки излучения в линии L_β не проникают вглубь атмосферы ниже 95—100 км даже при малых зенитных углах Солнца, что полностью согласуется с теоретическими и экспериментальными результатами других исследователей [Solomon, 2006], [Каширин, 1986]). На рисунке 47 показана зависимость потока излучения от длины волны в линии Лайман-бета в полдень в июне в E -области ионосферы.

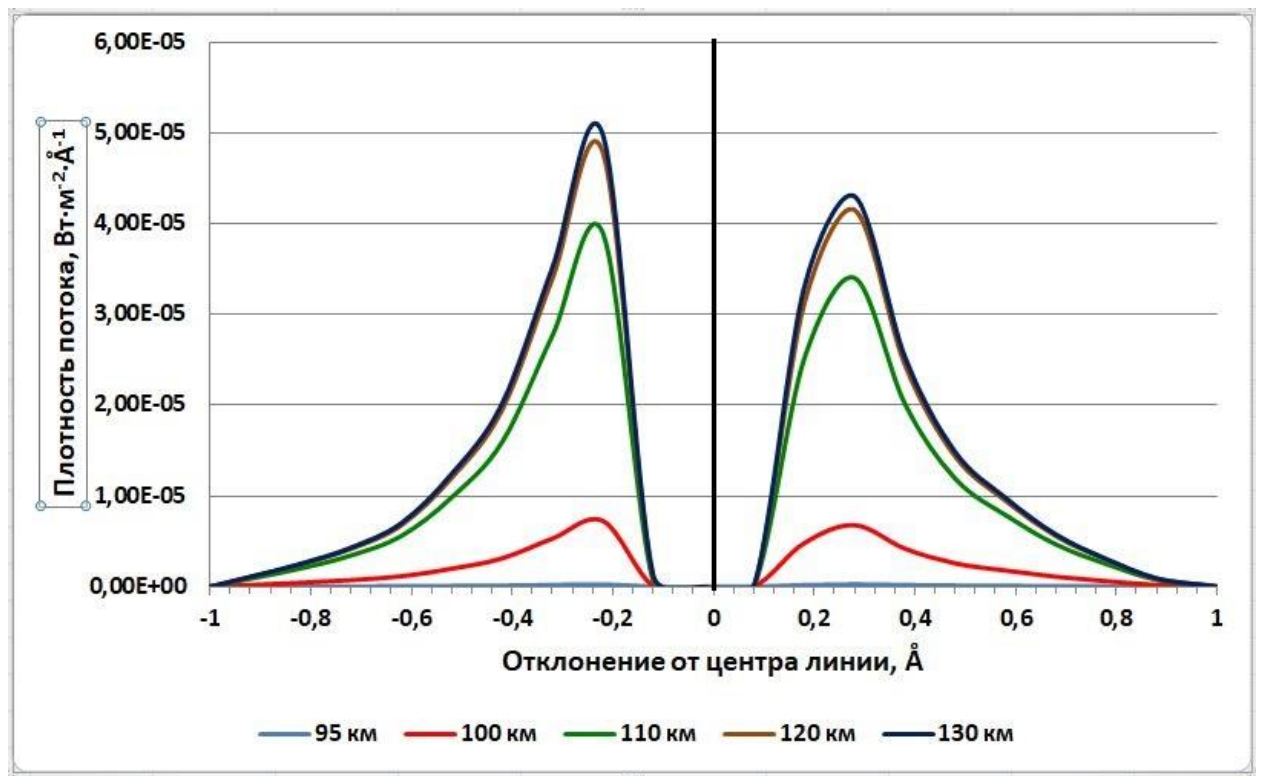


Рис. 47. Профили прямого потока излучения в линии L_β на высотах $h=95$ —130 км. Лето, $\varphi=45^\circ$ с.ш., $\chi=22^\circ$. Вертикалью отмечен центр линии Лайман-бета.

Характер изменения прямого потока с высотой в линии L_β имеет определённую схожесть с изменением с высотой потока в линии L_α , т.е. в центре профиля отмечается вполне ожидаемый «провал». Однако, согласно проведённым автором расчётам, ослабление излучения в линии L_β происходит на гораздо больших высотах, чем излучение в линии L_α . При малых зенитных углах Солнца ослабление прямого потока в линии L_β на высоте 120 км не превышает 40% (рис. 48) от его значения на границах атмосферы, в то время, как в линии L_α на этой высоте прямой поток ослабевает не более, чем на 5—10% от его внеатмосферного значения. Прямой поток в линии L_β на высоте 95 км практически не обнаруживается, в то время, как излучение в линии L_α проходит гораздо ниже: практически до высоты 75 км.

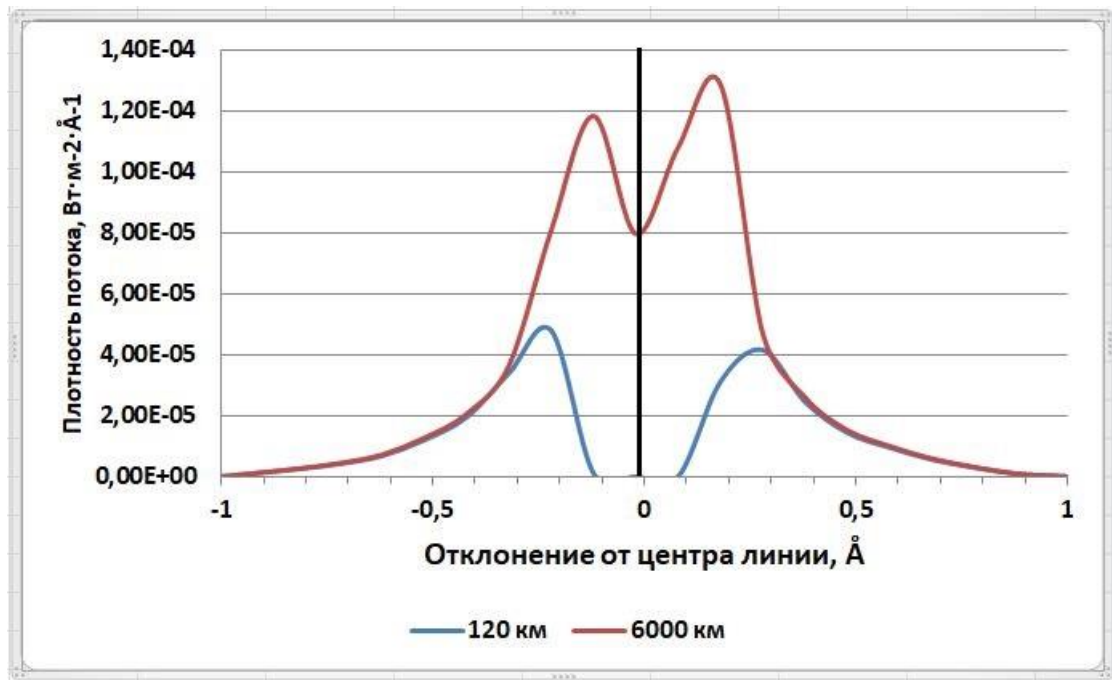


Рис. 48. Профили плотности потока в линии L_β на высотах 120 км и за пределами атмосферы. Лето, $\varphi=45^\circ$ с.ш., $\chi=22^\circ$. Вертикалью отмечен центр линии Лайман-бета.

Примечательно, что с уменьшением высоты изменяется асимметрия профиля в линии Лайман-бета: поток в «фиолетовой» части линии превышает поток в «красной», что по-видимому, более сильным поглощением излучения молекулярным кислородом в длинноволновой части линии.

Однако в случае рассеянного излучения изменение профиля потока в E -области в линии Лайман-бета отлично от аналогичного изменения в линии Лайман-альфа в D -области. На рисунке 49 показано изменение профиля рассеянного излучения в линии L_β на высотах 95—130 км. Характерная для линии L_α двугорбая структура, представленная на

рис. 32, в линии L_β проявляется слабо и видна только в высотном интервале 100—110 км. При этом излучение в центре линии L_β практически проходит до высоты 100 км. Это связано с тем, что коэффициент рассеяния водорода β_{H_2} в линии L_β на соответствующих высотах примерно на порядок ниже, чем в линии L_α при несколько большем коэффициенте поглощения β_{O_2} .

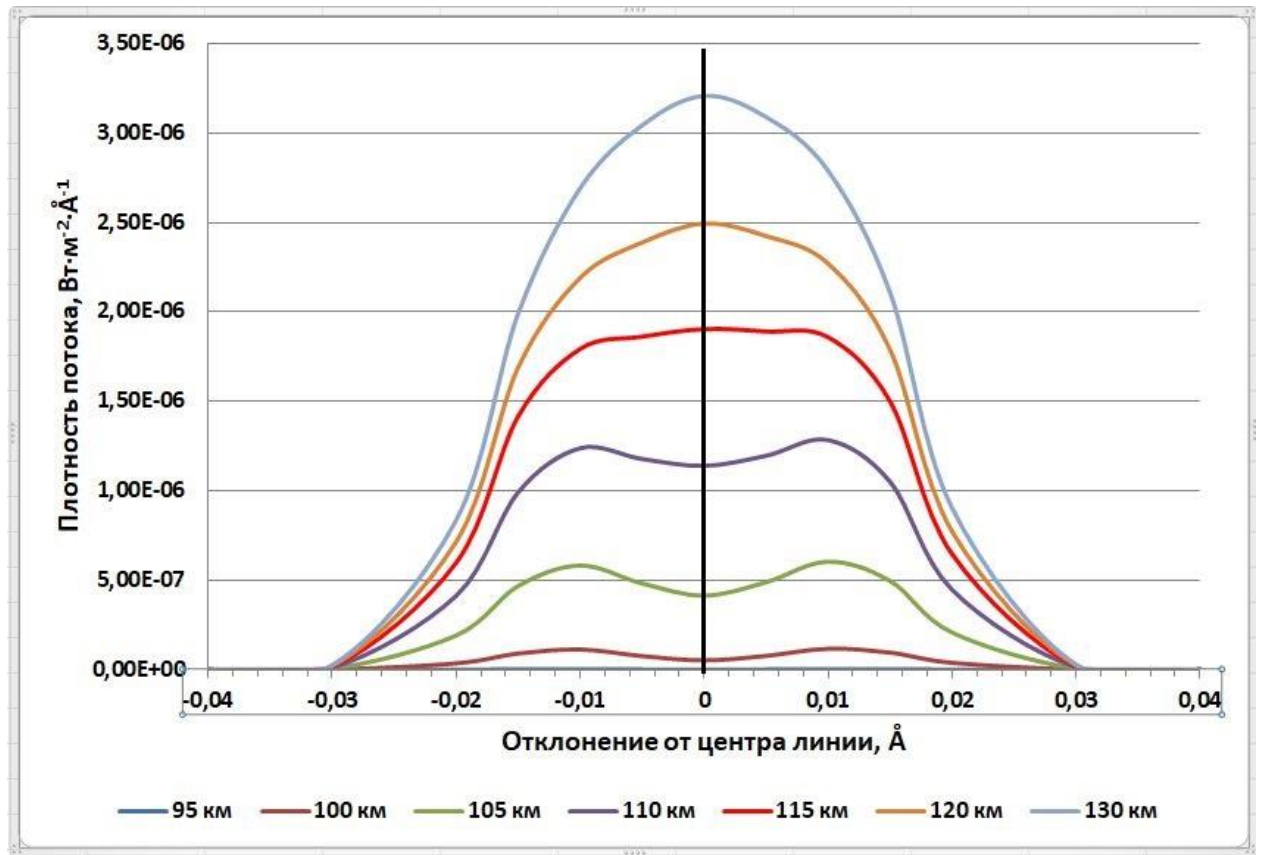


Рис. 49. Структура рассеянного излучения в линии L_β в E -области ионосферы. Зима, спокойные гелиогеофизические условия, $\varphi=45$ с.ш., $\chi=101^\circ$ Вертикалью отмечен центр линии Лайман-бета.

На рисунке 50 показаны профили потоков L_α и L_β зимой в спокойных гелиогеофизических условиях при зенитном угле Солнца $\chi=101^\circ$ в E -области ионосферы. Согласно расчётам, при таком зенитном угле Солнца потоки полностью формируются за счёт рассеянного излучения, вклад прямых потоков практически равен нулю. При этом следует также учесть, что хотя внеатмосферный поток L_α и выше на два порядка, чем поток L_β : $3,0 \cdot 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹ и $\sim 3,0 \cdot 10^9$ фотон·см⁻²·сек⁻¹, соответственно, в минимуме солнечной активности ([Lacoursière et al., 1999], [Siskind et al., 2017]) – но концентрация $[O_2]$ в E -области ионосферы на 4 порядка больше, чем $[NO]$. При том, что сечение ионизации $\sigma_i NO$ на длине волны 1026 Å почти на порядок больше значения

сечения ионизации для молекулярного кислорода ($9,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ против $1,0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$), этого недостаточно, чтобы «компенсировать» высокую разность между концентрациями $[\text{O}_2]$ и $[\text{NO}]$ («отыгрывается» только один порядок величины).

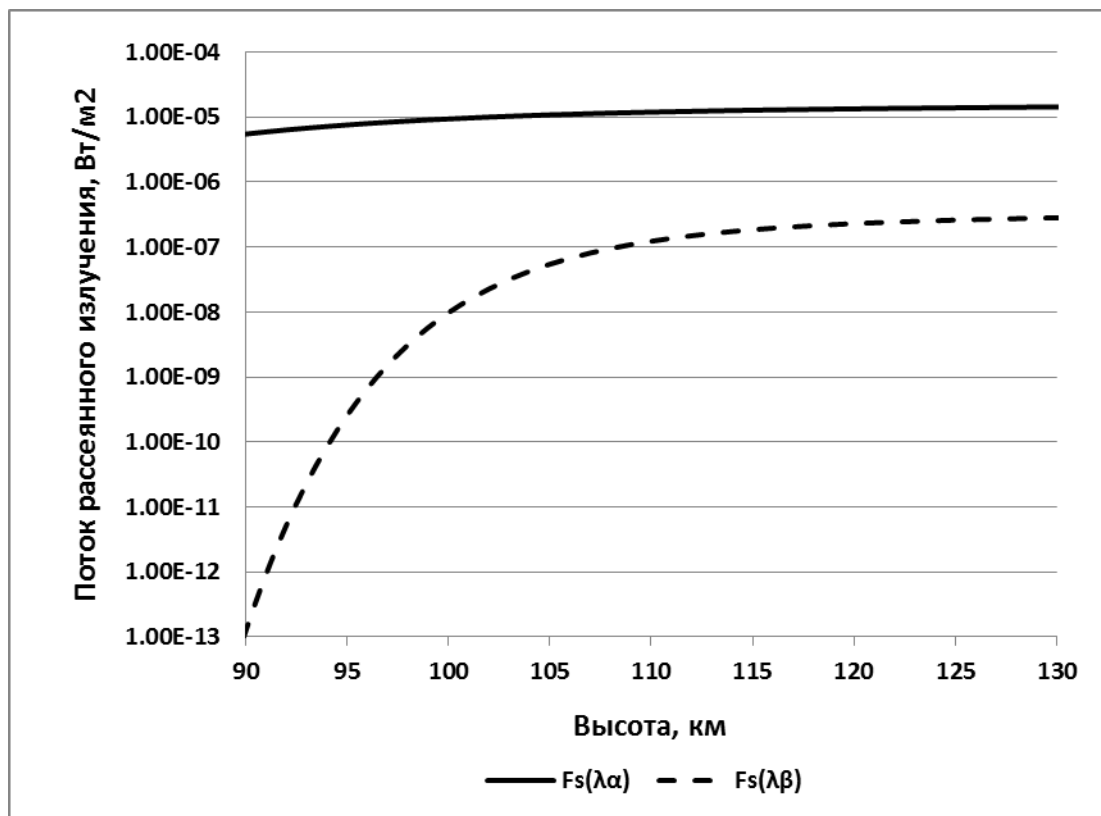


Рис. 50. Профили потоков рассеянного излучения в линиях L_α и L_β в спокойных гелиогеофизических условиях при зенитном угле Солнца $\chi=101^\circ$. Зима, 45° с.ш.

3.7.2. Расчёт электронной концентрации в E -области ионосферы

На рисунке 51 показаны рассчитанные профили электронной концентрации, создаваемые излучением в линиях L_α и L_β в сумерки зимой и летом ($\chi=101^\circ$) и зимой глубокой ночью ($\chi=140^\circ$) зимой, характерные для средних широтах северного полушария при спокойном и возмущённом Солнце. Примечателен тот факт, что ионизация молекул окиси азота излучением Лайман-бета слабо влияет на общую электронную концентрацию $[e]$, зато ионизация молекулы кислорода вносит основной вклад в профиль электронной концентрации.

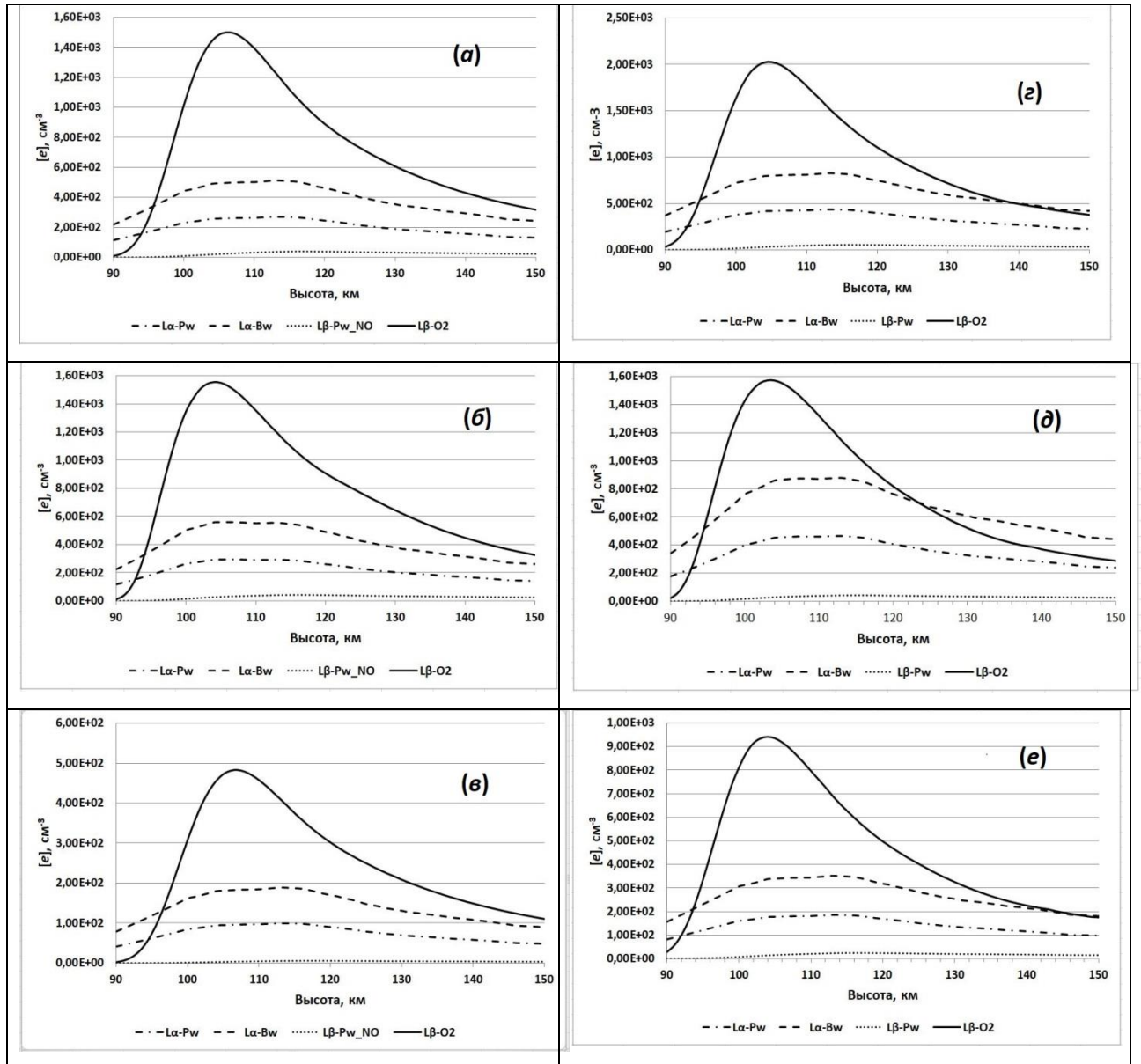


Рис. 51. Вклад излучения в линиях L_α и L_β в электронную концентрацию $[e]$ в E -области ионосферы в спокойных: (а), (б), (в) — и возмущенных гелиогеофизических условиях: (г), (д), (е). (а) и (г) — зима (w), $\chi=101^\circ$; (б) и (д) — лето (s), $\chi=101^\circ$; (в) и (е) — зима (w), $\chi=140^\circ$. Профили P_w , P_s построены с использованием величины коэффициентом рекомбинации α_{NO^+} по данным Pettrignani et al. [2005], B_w , B_s — по данным Biondi [1969]. Спокойные гелиогеофизические условия, широта 45° .

Результаты расчётов электронной концентрации в E -области ионосферы подтверждают выводы ряда исследователей о том, что в сумеречных и ночных условиях основным ионизирующим агентом является излучение в линии водорода Лайман-бета [Strobel et al, 1974], [Каширин, 1986], [Fritzenwallner, Kopp, 1997]. Однако рассеянное излучение в линии Лайман-альфа также вносит существенный вклад в общую ионизацию

и составляет от 15 до 30% от ионизации излучением L_β в спокойных гелиогеофизических условиях и от 30 до 50% при возмущённом Солнце. При этом эффект солнечной активности ярче выражен зимой, чем летом.

3.8. Оценка вклада ионизации области E ионосферы излучением звёзд

Оценку вклада звёздной составляющей в профиль электронной концентрации в E -области ионосферы автор диссертации проводил по той же самой модифицированной модели переноса излучения. Основной вклад звёздное излучение должно оказывать при малых зенитных углах источников УФ излучения. Следовательно, при расчёте потоков можно ограничиться прямым излучением, поскольку вклад рассеянного звёздного излучения в этих условиях незначителен.

На рисунке 52 показан рассчитанный автором вклад в электронную концентрацию звёздной составляющей в линии L_β (кривая Fstar) для условий глубокой ночи (зенитный угол Солнца $\chi=150^\circ$) зимой для спокойных гелиогеофизических условий. Для сравнения приведена кривая вклада рассеянного солнечного излучения в линии L_β ($L\beta$ -O2) для тех же условий. При этом приведенная кривая Fstar соответствует областям звёздного неба максимальной яркости, к которым астрономы относят отдельные участки Млечного Пути южного полушария небесной сферы и созвездие Ориона [Strobel et al., 1980].

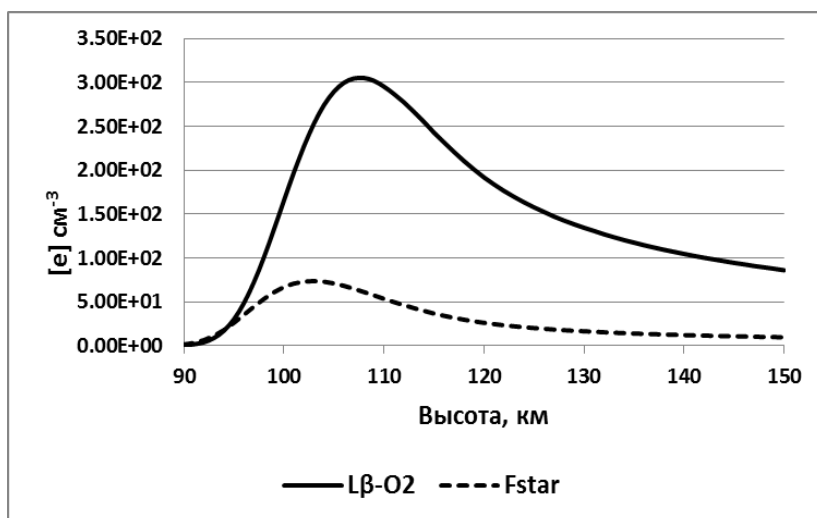


Рис. 52. Оценка вклада звёздной составляющей (Fstar) в ионизацию E -области ионосферы по сравнению с вкладом рассеянного солнечного излучения в линии L_β . Зима, $\varphi=45^\circ$ с.ш., $\chi=150^\circ$.

Сопоставляя две кривые на рис. 52 можно сделать вывод о том, что звёздный свет оказывает незначительное влияние на ионизацию E -области ионосферы.

ГЛАВА 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Ионизация *D*-области

Проведённые автором диссертации вычисления показывают, что в условиях многослойной экспоненциальной атмосферы с поглощением и рассеянием излучения происходит увеличение прозрачности атмосферы, и рассеивающее излучение в линии Лайман-альфа водорода проникает достаточно глубоко в *D*-область. Влияние на перенос оказывают в основном две составляющие – атомарный водород (рассеивающая среда) и молекулярный кислород (поглощающая среда). Для высот *D*-области ионосферы водород в основном сосредоточен над кислородом. При этом в сумерки и ночью основной вклад в поток излучения в линии L_α в *D*-области ионосферы вносит именно рассеянное излучение, которое зависит от концентрации атомарного водорода в земной атмосфере в *D*-области.

Важно также и то, что *D*-область ионосферы практически непрозрачна как для прямого, так и рассеянного излучения в центре линии L_α ($\lambda_0=1215,668 \text{ \AA}$). Однако прямое излучение в линии L_α всё же проходит до высот примерно 75 км на крыльях линии, ширина которой составляет порядка 1 $\text{\AA}$ вследствие доплеровского уширения линии, и глубина проникновения зависит как от концентрации молекулярного кислорода, так и от температуры. При этом мезопауза действует как «температурные ворота»: проникновение прямого излучения Лайман-альфа зависит от температуры мезопаузы. Рассеянное излучение проходит до более низких высот, вплоть до 60 км, при этом спектральный профиль рассеянного излучения проявляет двугорбую структуру с максимумами величин потоков вблизи длин волн 1215,64 $\text{\AA}$ и 1215,69 $\text{\AA}$, независимо от зенитного угла Солнца. На указанных длинах волн рассеянные потоки значительно превосходят прямые как зимой, так и летом для зенитных углов Солнца больших 50—60°. В центре и по краям линии Лайман-альфа значения рассеянных потоков невелики и не определяют структуру полного потока (прямой+рассеянный). При интегрировании потоков по всей длине линии Лайман-альфа (1214,7—1217,0 $\text{\AA}$) рассеянный поток превышает прямой при зенитных углах Солнца 87—88° на высоте 80 км, характерной для *D*-области.

В сумеречных условиях зимние потоки прямого и рассеянного излучения превышают летние в высотном интервале 75—90 км и 60—85 км, соответственно, что связано с меньшей концентрацией $[\text{O}_2]$ в мезосфере в зимнее время.

Важным приложением полученных результатов может быть расчёт влияния потоков в линии L_α на ионизацию окиси азота в *D*-области ионосферы.

Реальные температурные колебания в зимней мезосфере могут качественно объяснить первые два проявления зимней аномалии в *D*-области ионосферы, именно: превышение зимних значений электронной концентрации над летними и существенно большая дисперсия $[e]$ зимой по сравнению с летом относительно некоторых средних сезонных значений. Однако скачки в величинах $[e]$, показанные на рис. 13б, не удается объяснить только изменениями температуры. Для этого нужно привлекать данные о высокой концентрации окиси азота в *D*-области ионосферы.

Отсутствие чёткой параметризации концентрации окиси азота в средней атмосфере в зависимости от различных условий (географической широты, температуры, сезона, солнечной активности и т.д.) вносит основную неопределённость в оценках электронной концентрации $[e]$ в мезосфере, при том, что большинство работ, посвященных расчетам и измерениям $[NO]$, дают на высотах проявления зимней аномалии верхнюю оценку этой величины порядка $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ [Barabash et al., 2012], [Siskind et al., 1998], [Solomon et al., 1982b]. Тем не менее, в ряде исследований концентрация NO оценивается на два порядка выше, именно $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ [Garcia et al., 1987], [Тучков, Задорожный, 1988].

Результаты расчётов электронной концентрации в *D*-области $[e]$, проведенные автором, в принципе совпадают с данными измерений [Callis et al., 2002], [Siskind et al., 1998], а также находятся в согласии с рядом моделей, например, моделью Медведева и др. [2002a].

Полученные в настоящем диссертационном исследовании результаты об эффектах, связанных с особенностями изменения потоков излучения в линии Лайман-альфа и влияющих на ионизацию *D*-области, должны учитываться в современных фотохимических моделях, в том числе, в моделях, включающих ионы-связки.

Кроме того, необходимо вносить коррективы в существующие модели атмосферы. В частности, используемая модель MSIS-00 не учитывает такие явления, как внезапные стратосферные потепления (ВСП) или мезосферные температурные инверсии, что приводит к существенным ошибкам и неопределённостям в оценке важных параметров, таких, как электронная концентрация $[e]$ в *D*-области ионосферы.

В настоящее время могут быть дополнительные источники неопределённости, что может вносить ошибки в проведенные автором диссертации расчёты. Причины неопределённостей могут быть следующие.

1). А.Д. Данилов [1989] отмечает, что приводимые на рис. 29 результаты измерений электронной концентрации в зависимости от зенитного угла Солнца собраны в широком диапазоне умеренных широт, т.е. от 30 до 60° с.ш.

2). Применение упрощённой формулы (46) для оценки концентрации газовых составляющих может быть не оправданным в условиях нестабильной зимней атмосферы. Кроме того, процесс диссипации планетарных волн должен вызывать существенные изменения давления воздуха, и, следовательно, концентрации газовых примесей.

3) Эмпирические формулы (23)—(24), используемые для вычисления коэффициента рекомбинации дают разброс величин α_{NO}^+ в пределах фактора 2.

4) Вращение Земли вокруг Солнца может несколько искажать результаты расчётов. Если релятивистское изменение длины волны невелико: при скорости вращения Земли 30 км/с для длины волны $\lambda_0 = 1215,668 \text{ \AA}$ доплеровское смещение составит $6,08 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$, т.е. пренебрежимо малую величину. Несколько большие по величине смещения вызваны вращением Земли и Солнца вокруг их собственных осей (так называемое гелиоцентрическое доплеровское смещение) [Уокер, 1990]. Линейная скорость вращения Земли на экваторе $v_3 = 465 \text{ м/с}$, Солнца на экваторе – $v_c = 1993 \text{ м/с}$. Тогда доплеровское изменение длины волны света $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$ будет определяться по формуле:

$$\lambda_1 = \lambda_0 [1 \pm (v_c \pm v_3) / c] \quad (49)$$

где c – скорость света.

Максимальное изменение $\Delta\lambda$, согласно формуле (49), составит от $(-0,006)$ до $(+0,010) \text{ \AA}$, в среднем от $(-0,004)$ до $(+0,007) \text{ \AA}$. Эти изменения не сказываются на прямом потоке, и не влияют существенно на расчёты потоков рассеянного излучения.

4.2. Проблемы интерпретации результатов расчётов поля радиации в E -области ионосферы

Наиболее интересным выводом проведенного исследования можно считать обнаружение значимого вклада в сумеречную и ночную ионизацию рассеянного излучения в линии Лайман-альфа, которое при больших углах погружения Солнца χ может вызывать ионизацию E -области ионосферы в большей степени, чем излучение в линии Лайман-бета. Этот результат является совершенно новым в изучении источников ионизации E -области.

Важным также можно считать вывод о незначительном вкладе в общую ионизацию прямого звёздного излучения в линии: даже в случае максимальной засветки атмосферы

отдельными, наиболее яркими областями звёздного неба, электронная концентрация $[e]$ в максимуме слоя ионизации N_mE не превышает 20% от величины $[e]$, порождаемой излучением L_β вследствие ионизации молекулы O_2 , и примерно такую же долю от величины $[e]$, вызванной ионизацией молекулы NO рассеянным излучением в линии L_α . Таким образом, даже в самых благоприятных случаях вклад звёздного излучения в общую электронную концентрацию не превышает 8—10%. Поскольку большинство наблюдений проводится в направлении тусклых участков неба, то в этих случаях влиянием звёздной засветки можно пренебречь.

Сопоставление с существующими моделями ионосферы в отношении E -области позволяет оценить достоверность результатов, представленных в этой работе.

Полученные в настоящем исследовании профили электронной концентрации сопоставлялись с ионосферными моделями IRI-2016, а также более ранней отечественной моделью ГОСТ-89.

На рисунке 54 показаны профили электронной концентрации $[e]$, построенные автором на основании расчётов ΣB_w (ΣB_s) и ΣP_w (ΣP_s), и профили по моделям IRI-2016.

Профили ΣB_w , ΣB_s , ΣP_w и ΣP_s представляют общий вклад в электронную концентрацию $[e]$ излучения в линиях L_α и L_β с включением также звёздной составляющей F_{star} (рис. 52). Поток в линии L_α рассчитан на основании ионизации окиси азота NO , в линии L_β — NO и молекулярного кислорода в сумме. Суммарные профили ΣB_w и ΣB_s построены с использованием величины коэффициент рекомбинации окиси азота α_{NO^+} по данным Biondi [1969], ΣP_w и ΣP_s по данным Petrigani et al. [2005]. Индекс w обозначает зимние условия, s — летние.

Спокойные гелиогеофизические условия, соответствующие минимумам — завершающей стадии 23 и 24 солнечных циклов (2008 и 2019 гг.). Модель IRI-2016 практически не выявляет различий в минимумах циклов. Однако в возмущённых гелиогеофизических условиях, в отличие от спокойных, в максимумах 23 и 24 солнечных циклов (2000 и 2014 гг.) модель IRI-2016 выявляет определённые различия

Из рисунка 53 видно, что проведенные автором расчёты профилей близки к модельным на высотах 100—150 км для зенитного угла Солнца $\chi=101^\circ$ как зимой, так и летом.

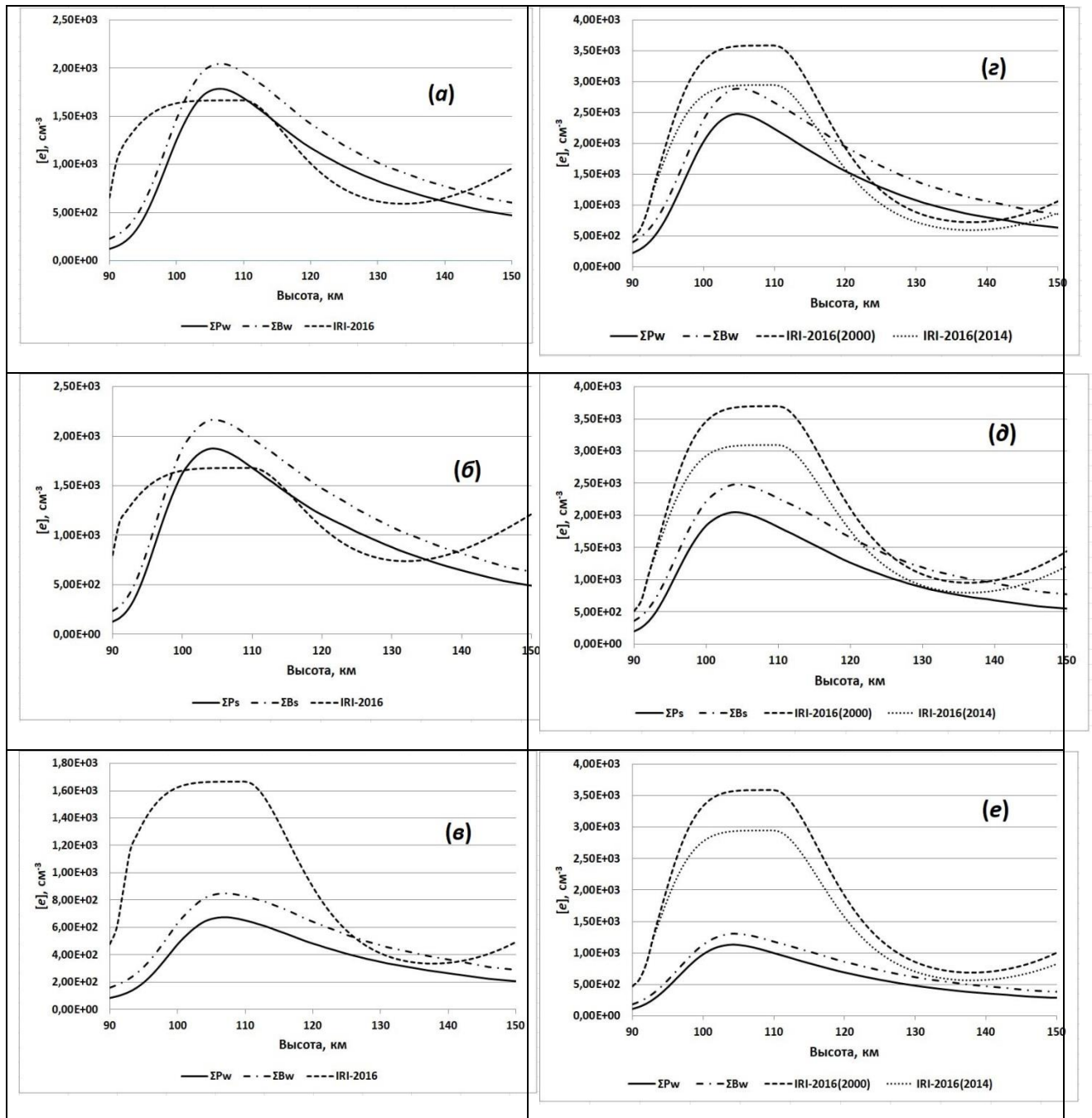


Рис. 53. Профили электронной концентрации на основании расчётов автора ΣB_w (ΣB_s) и ΣP_w (ΣP_s) и по модели IRI-2016 на 45° с.ш. в E -области ионосферы в спокойных: (а), (б), (в) — и возмущенных гелиогеофизических условиях: (г), (д), (е). (а) и (г) — зима (w), $\chi=101^\circ$; (б) и (д) — лето (s), $\chi=101^\circ$; (в) и (е) — зима (w), $\chi=140^\circ$.

Если рассматривать более глубокое погружение Солнца, наблюдаемое в зимний период в умеренных широтах, то согласие с моделью наблюдается только на высотах, больших 120 км. В диапазоне высот 110—120 км модельные значения электронной

концентрации превышают расчётные величины, полученные автором, примерно в 2 раза. (рис. 53 (e), (e)).

В чём может быть причина подобного расхождения? Оценим вклад в ионизацию излучения в линии трижды ионизированного углерода CIII (977Å). Величина внеатмосферного потока F в этой линии составляет в спокойных гелиогеофизических условиях $5,2 \cdot 10^9$ фотон·см⁻¹·с⁻¹ [Иванов-Холодный, Михайлов, 1980] (Torr et al., [1979] приводят несколько меньшую величину $4,84 \cdot 10^9$ фотон·см⁻¹·с⁻¹), т.е. поток по интенсивности немного превосходит поток в линии L_β . Но излучение в линии CIII сильно поглощается кислородом и слабо – молекулярным азотом. Сечение поглощения кислородом на длине волны 977Å равно $\sigma_a = 4,0 \cdot 10^{-18}$ см² [Иванов-Холодный, Михайлов, 1980], [Torr et al., 1979], т.е. в 2,5 раза больше, чем соответствующая величина на длине волны 1025,72 Å.

Необходимо оценить вклад излучения на длине волны $\lambda = 977\text{Å}$ при больших зенитных углах, т.е. в сумеречных условиях при зенитном угле Солнца $\chi = 101^\circ$ с использованием применяемой в расчётах сферической модели переноса излучения. Рассеивающей средой является водород, но рассеяние на его атомах происходит вне резонансных линий поглощения по релеевскому закону.

Проведенные автором расчёты показали, что поток в линии $\lambda = 977\text{Å}$ в сумеречных условиях почти на 30 порядков слабее, чем поток в линии L_β . Следовательно, он не оказывает практически никакого воздействия на ночную ионизацию E -области.

Проведенные автором расчеты согласуются количественно с данными модели IRI-2016 при углах погружения Солнца $\sim 10^\circ$, а также для высот, больших 120 км. При углах погружения Солнца $\sim 50^\circ$, наблюдаемых в средних широтах в зимнее время, электронная концентрация $[e]$ модели IRI-2016 оказывается примерно в 2 раза выше величин, рассчитанных автором.

Здесь возможны два варианта: либо в проведённых автором расчётах не учитывается ещё какой-либо источник ионизации, либо модель IRI-2016 даёт ошибочные значения N_mE в области максимума электронной концентрации.

О том, что модель IRI-2016 адекватно описывает ионосферные параметры только примерно в четверти случаев, отмечали ряд исследователей, в частности, на этот факт указали [Ляхов и др., 2019], однако анализ этих авторов относился к F -области ионосферы.

Отдельно можно сравнить результаты расчётов с широтно-долготной моделью ГОСТ-89 (рис. 54). В модели задан достаточно грубый шаг по высоте до уровня 140 км – 10 км, и 20 км выше 140 км. Расчёты автора удовлетворительно согласуются с

электронной концентрацией на высотах 120—130 км. Однако, согласно модели ГОСТ-89, на высоте 100 км от поверхности Земли, должны наблюдаться электронные концентрации порядка $\sim 3,5\text{—}4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, что превышает модельные значения $[e]$ по модели IRI-2016, а также рассчитанные автором величины более, чем в 2 раза как зимой, так и летом, при различных условиях гелиогеофизической активности. Сами авторы модели ГОСТ-89 указывают, что точность определения $[e]$ в E -области ионосферы составляет $\pm 30\%$.

При этом электронная концентрация $[e]$ по этой модели в дневное время выше, чем по модели IRI-2016 в диапазоне высот 70—85 км в пределах 2—3 раз на одинаковых высотах, а в сумерки – ниже. Летом существенных различий нет. Однако модель IRI-2016 не описывает электронную концентрацию в ночные часы ниже 80 км, что не даёт возможности полностью сопоставить модельные профили в разные сезоны и время суток.

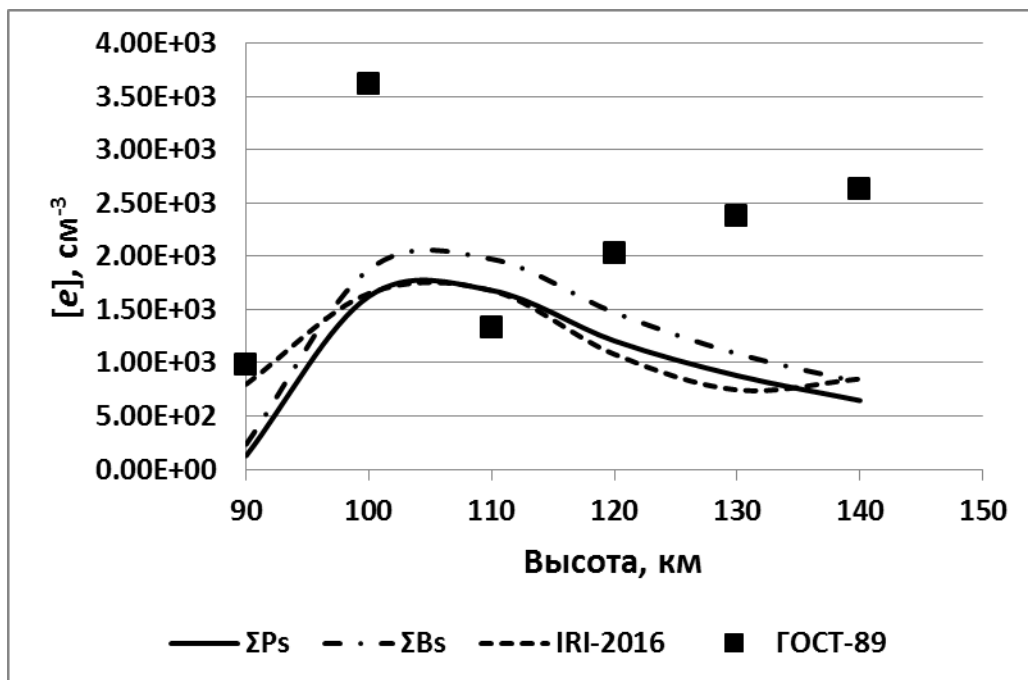


Рис. 54. Типичное соотношение профилей электронной концентрации на высотах 90—150 км по расчётам автора (ΣB_s и ΣP_s), моделям IRI-2016 и ГОСТ-89. Лето, $\chi=101^\circ$, спокойные гелиогеофизические условия.

В недавно разработанной эмпирической модели SIMP (System of Ionospheric Monitoring and Prediction) [Лапшин и др., 2016], предназначенной в качестве замены модели ГОСТ-89, отмечено, что модель SIMP в умеренных широтах на высотах E -области ионосферы лучше соответствуют реальным условиям, чем IRI-2016. Однако разработчики SIMP утверждают, что их модель не применима в условиях высокой солнечной

активности. Кроме того, основной целью создания модели SIMP был охват авроральной области земной атмосферы. Во всяком случае, автора настоящей диссертации настораживает тот факт, что, согласно ГОСТ-89, профиль электронной концентрации $[e]$ в E -области ионосферы сравнительно мало меняется в течение ночи. Подобные малые изменения задаёт также модель IRI-2016.

Расчёты автора диссертации показывают, что в отсутствии альтернативных источников ионизации зимой в условиях глубокой ночи на высоте максимума ионизации величина N_mE должна составлять порядка $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, что в целом соответствуют значениям, указанным Даниловым [1989].

Основным источником неопределённости при расчётах электронной концентрации в E -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях является, по всей видимости, разброс в оценках коэффициента рекомбинации α_{NO^+} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В условиях повышенной солнечной активности ионизирующие потоки в линии L_α в летнее время в области D возрастают по абсолютной величине в 3—8 раз в зависимости от высоты и зенитного угла Солнца по сравнению с условиями спокойного Солнца. Зимой солнечная активность оказывает существенно меньшее влияние на потоки в линии L_α выше 80 км: превышение потоков в возмущенных гелиогеофизических условиях по сравнению со спокойными не превышает фактора 2 по абсолютной величине. Поскольку электронная концентрация $[e] \sim \sqrt{F}$, то зимой при активном Солнце $[e]$ может быть выше значений, чем при спокойном, примерно в полтора раза, в то время, как летом соответствующее превышение может составлять 2—3 раза.

Тем не менее, зимние потоки более интенсивные, чем летние. В дневных условиях зимние потоки рассеянного излучения превышают летние примерно в 2—10 раз (первое проявление зимней аномалии).

Нестабильность зимней мезосферы вполне удовлетворительно объясняет высокую дисперсию электронной концентрацией зимой по сравнению с летом, при этом привлекать механизмы, связанные с переносом окиси азота не требуется (второе проявление зимней аномалии).

Основное проявление зимней аномалии нельзя объяснить без привлечения тех или иных механизмов вариации концентрации окиси азота NO.

В ночные часы как зимой, так и летом, рассеянное излучение в линии L_α поддерживает ионизацию D -области практически на протяжении всей ночи.

Главный результат работы состоит в том, что в условиях многослойной экспоненциальной атмосферы, среда, состоящая из рассеивающих слоёв (атомарный водород), расположена над поглощающей средой (молекулярный кислород), происходит увеличение прозрачности атмосферы, и рассеивающее излучение в линии Лайман-альфа проникает достаточно глубоко в D -область, при этом в сумерки и ночью основной вклад в потоки излучения в линии L_α в D -области ионосферы вносит именно рассеянное излучение, которое зависит от концентрации атомарного водорода в земной атмосфере.

Важно также и то, что D -область ионосферы практически непрозрачна как для прямого, так и рассеянного излучения в центре линии L_α ($\lambda_0 = 1215,668 \text{ \AA}$). Однако прямое излучение в линии L_α всё же проходит до высот примерно 75 км на крыльях линии, ширина которой составляет порядка $1 \text{ \AA}$ вследствие доплеровского уширения линии, и

глубина проникновения зависит как от концентрации молекулярного кислорода, так и от температуры. При этом мезопауза действует как «температурные ворота»: проникновение прямого излучения Лайман-альфа зависит от температуры мезопаузы. На рис. 32, 33 показано, как изменение температуры в мезопаузе влияет на проникновение прямого солнечного излучения в мезосферу. Фактически это свидетельствует о наличии так называемого метеорологического контроля D -области ионосферы, при котором параметры ионосферы зависят от метеорологических параметров атмосферы, в нашем случае, от температуры. Рассеянное излучение проходит до более низких высот, вплоть до 60 км, при этом спектральный профиль рассеянного излучения проявляет двугорбую структуру с максимумами величин потоков вблизи длин волн 1215,64 Å и 1215,69 Å, независимо от зенитного угла Солнца. На указанных длинах волн рассеянные потоки значительно превосходят прямые как зимой, так и летом для зенитных углов Солнца больших 50—60° в высотном интервале 60–80 км. В центре и по краям линии Лайман-альфа, т.е. за пределами спектральных горбов, упомянутых выше, значения рассеянных потоков невелики и не определяют структуру полного потока (прямой+рассеянный). При интегрировании потоков по всей длине линии Лайман-альфа (1214,7—1217,0 Å) рассеянный поток превышает прямой при зенитных углах Солнца 87—88° на характерной для D -области высоте 80 км.

В сумеречных условиях зимние потоки прямого и рассеянного излучения превышают летние в высотном интервале 75—90 км и 60—85 км, соответственно, что связано с меньшей концентрацией $[O_2]$ в мезосфере в зимнее время.

Одними из возможных приложений полученных результатов может быть расчёт влияния потоков в линии L_α на ионизацию окиси азота в D -области ионосферы.

Ионизация в сумеречной и ночной E -области зависит как от излучения в линии L_α , так и от излучения в линии L_β , при том, что большинство исследователей придерживаются мнения, что излучение в линии Лайман-альфа незначительно влияет на ионизацию E -области ионосферы в дневных условиях. Расчёты, проведённые автором диссертации, подтверждают этот вывод. Однако в настоящей диссертации показано, что ионизация в линии L_α в условиях глубокой ночи при больших углах погружения Солнца, характерного для зимнего времени в средних широтах, может быть значительным — до 50% вклада в общую ионизацию E -области ионосферы.

Другой важный результат работы в отношении E -области, подтверждающий выводы ряда исследователей, это — абсолютное преобладание в процессе ионизации области излучения в далёком ультрафиолете в линиях водорода Лайман-альфа и Лайман-бета.

Расчёты показали также, что влияние звёздного излучения на ионизацию E -области в большинстве случаев мало, и в практических задачах им можно пренебречь.

Более сложным является вопрос о вкладе фотоэлектронов в ночную ионизацию E -области. Поведенные в настоящей работе оценки свидетельствуют о том, что вклад фотоэлектронов, если он и есть, незначителен и находится в пределах точности расчётов поля излучения по модифицированной модели переноса излучения, основанной на методе последовательных порядков рассеяния.

Выводы:

1. Проведена верификация модели переноса излучения и ее адаптация для решения уравнения переноса солнечного излучения в водородных линиях L_α и L_β в D - и E -областях ионосферы. Расчёты подтверждают, что основным источником ионизации D -области ионосферы в сумеречных и ночных условиях выступает рассеянное излучение в линии водорода L_α как зимой, так и летом.

2. Выявлена сезонная изменчивость потоков излучения в линии L_α в дневное время в D -области среднеширотной ионосферы: согласно модельным расчётам, зимние потоки прямого излучения могут превосходить летние в 3—10 раз в зависимости от высоты и зенитного угла Солнца. Это связано с тем, что летом мезосфера холоднее, чем зимой.

3. Оценены изменения потоков излучения и электронной концентрации в зимнее время при внезапных стратосферных потеплениях (ВЗП) и мезосферных температурных инверсиях, которые приводят к изменению температуры атмосферы и плотности кислорода в D -области ионосферы. Эти колебания температуры и плотности в D -области могут приводить к изменению ионизирующего потока излучения в линии L_α водорода примерно в 2 раза на высоте 80 км и, как следствие, к вариациям концентрации $[e]$ примерно в 1,5 раза, частично объясняя известную концепцию метеорологического контроля области D .

4. Моделирование переноса излучения в ночной и сумеречной E -области ионосферы показывает, что ионизация в этих условиях связана, главным образом, с УФ-излучением в линиях водорода L_α и L_β . При этом вклад излучения в линии L_α в общую ионизацию E -области растёт при увеличении угла погружения Солнца и росте солнечной активности и может составлять до 30—50% ионизации излучением L_β . Результаты расчётов $[e]$ для E -области ионосферы удовлетворительно согласуются с существующими моделями ионосферы, в частности, с моделью IRI-2016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Авакян С.В., Вдовин А.И., Пустарнаков В.Ф. Ионизирующее и проникающее излучение в околоземном космическом пространстве. Справочник // СПб: Гидрометеиздат, 1994.—502 с.

Авакян С.В., Ильин Р.Н., Лавров В.М., Огурцов Г.Н. Сечения процессов ионизации с учётом и возбуждения УФ излучения при столкновениях электронов, ионов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов. Справочник // СПб: ГОИ, 1998, Грант РФФИ 98-02-30071 — 343 с.

Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С. Корпускулярная гипотеза ионизации ночной ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия, 1961, т. 1, с. 164—170.

Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С. Солнечная активность и ионосфера (на высотах 100—200 км) // М: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. — 168 с.

Беликов Ю.Е., Николайшвили Ш.С., Перадзе Р.К. Модель рассеяния солнечного света на искусственном сферическом газодисперсном облаке в верхней атмосфере Земли // Космические исследования, 1993, т. 31, № 1, с. 135—142.

Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Николайшвили Ш.С. Математическая модель переноса излучения в сферической гетерофазной среде. Часть 1. Гелиогеофизические исследования, 2018, вып. 17, с. 77—86. (2018а).

<http://vestnik.geospace.ru/php/download.php?id=UPLFe3371719b186369bf3dcbe9e8106823d.pdf>

Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Николайшвили Ш.С. Математическая модель переноса излучения в сферической гетерофазной среде. Часть 2. Гелиогеофизические исследования, 2018, вып. 18, с. 18—31. (2018б).

<http://vestnik.geospace.ru/php/download.php?id=UPLF80dc9597df5aa58bb8ecbc02fb50f50e.pdf>

Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Николайшвили Ш.С. Математическая модель переноса излучения в сферической гетерофазной среде. Часть 3. Гелиогеофизические исследования, 2018, вып. 18, с. 32—39. (2018в).

<http://vestnik.geospace.ru/php/download.php?id=UPLFe11eaf48d83f189c910ebd5575972e52.pdf>

Беликов Ю.Е., Дышлевский С.В., Репин А.Ю. Влияние тонких высоких облаков и аэрозольных слоев на перенос солнечного излучения к поверхности Земли в условиях сумерек // Оптика атмосферы и океана, т.32, № 10, 844—847, 2019.

Власов М.Н., Медведев В.В. О возможном механизме формирования зимней аномалии области *D* // Изв. Высших учебных заведений, 1984, т. 27, № 4, с. 415—419.

Гвишиани А.Д., Старостенко В.И., Сумарук Ю.П., Соловьёв А.А., Легостаева О.В. Уменьшение солнечной и геомагнитной активности с 19-го по 24-й цикл // Геомагнетизм

и аэрономия, 2015, т. 55, № 3, с. 314—322

Гонгадзе Ю.А., Микиров А.Е., Николайшвили Ш.С. К расчёту пространственных и угловых распределений рассеянного излучения атмосферы Земли // Тбилиси: Тбилисский государственный университет, Институт прикладной математики им. И.Н. Векуа, 1983. – 77 с.

Данилов А.Д., Симонов А.Г. Положительные ионы в области D. 3. Вариации эффективного коэффициента рекомбинации // Геомагнетизм и аэрономия, 1975б, т. 15, с. 1000—1004. (1975б)

Данилов А.Д., Симонов А.Г. Положительные ионы в области D. 1. Вариации ионного состава // Геомагнетизм и аэрономия, 1975, т. 15, с. 643—649. (1975а)

Данилов А.Д., Симонов А.Г. Сезонные вариации аэрономических параметров в области D // Геомагнетизм и аэрономия, 1982, т. 22, с. 560—564.

Данилов А.Д. Фотохимия области D // Ионосферные исследования, 1981, № 34, с. 6—35.

Данилов А.Д. Метеорологический контроль области D // Ионосферные исследования, 1986, № 39, с. 33—42.

Данилов А.Д. Популярная аэрономия. Изд. 2-е, доп. и перераб. // Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 230 с.

Данилов А.Д., Ледомская С.Ю. Зимняя аномалия области D – аэрономический и метеорологический аспекты // Геомагнетизм и аэрономия, 1979, т. 19, № 6, с. 961—980.

Данилов А.Д., Смирнова Н.В. Ионный состав и фотохимия нижней термосферы. 2. Ионный состав D- и E-областей // Геомагнетизм и аэрономия, 1993, т. 33, № 1, с. 120—133.

Дышлевский С.В. Особенности сумеречной и ночной ионизации E-области в средних широтах // Гелиогеофизические исследования, 2020, вып. 27, с. 9—22.

Дышлевский С.В., Беликов Ю.Е. Вариации потоков излучения в водородной линии Лайман-альфа в D-области ионосферы // Гелиогеофизические исследования, 2018, вып. 17, с. 64—76.

Дышлевский С.В., Беликов Ю.Е. Особенности переноса излучения в водородной линии Лайман-альфа и их возможная связь с изменениями электронной концентрации в D-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия, 2020, т. 60, № 3, с. 1—11.

Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы // Л.: Гидрометеиздат, 1980. – 190 с.

Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. Солнце и ионосфера: коротковолновое излучение Солнца и его воздействие на ионосферу / М. : Наука, 1969. – 455 с.

Иванов-Холодный Г.С., Нусинов А.А. Коротковолновое излучение Солнца и его воздействие на верхнюю атмосферу и ионосферу // М.: ВИНТИ, в сб. Итоги науки и техники: Исследование космического пространства, 1987, т.26, с. 80—153.

Каширин А.И. Фотоионизация в ночной ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия, 1986, т. 26, № 4, с. 563—568.

Козлов С.И. Аэрономия искусственно возмущённых атмосферы и ионосферы Земли // М.: Торус-Пресс, 2021. –268 с.

Краснопольский В.А. Физика свечения атмосфер планет и комет // М.: «Наука», Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 304 с.

Криволуцкий А.А., А.И. Репнев. Воздействие космических энергичных частиц на атмосферу Земли (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия, 2012, т. 52, № 4, с. 723—754.

Криволуцкий А.А., Черепанова Л.А., Вьюшкова Т.Ю., Репнев А.И. Трёхмерная глобальная численная фотохимическая модель CHARM-I. Учет процессов в области D ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия, 2015, т. 55, № 4, с. 483—503.

Лазарев А.И., Ковалёнок В.В., Авакян С.В. Исследование Земли с пилотируемых космических кораблей // Л.: Гидрометеиздат, 1987. —400 с.

Лапшин В. Б., Михайлов А. В., Данилов А. Д., Деминов М. Г., Карпачев А. Т., Шубин В. Н., Михайлов В. В., Цыбуля К. Г., Денисова В. Н. Модель SIMP как новый государственный стандарт распределения концентрации электронов в ионосфере (ГОСТ25645.146) // Труды XXV Всероссийской открытой конференции «Распространение радиоволн»: Томск, 2016, с. 51–56.

Ляхов А.Н., Козлов С.И., Беккер С.З. Оценка точности по Международной справочной модели ионосферы IRI-2016. I. Концентрации электронов // Геомагнетизм и аэрономия, 2019, т. 59, № 1, с. 50—58.

Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В. Поток солнечного излучения // М.: Наука, 1991. – 396 с.

Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы // М.: Мир, 1978. – 376 с.

Мак-Картни Э. Оптика атмосферы // М.: Мир, 1979. – 424 с.

Медведев В.В., Ишанов С.А., Зенкин В.И. Самосогласованная модель нижней ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия, 2002, т. 42, № 6, с. 780–789. (2002а).

Медведев В.В., Латышев К.С., Никитин М.Б. К вопросу об аналитической аппроксимации // Геомагнетизм и аэрономия, 2002, т. 42, № 5, с. 646–648.(2002б).

Медведев В.В., Никитин М.Б. Аналитическая аппроксимация высотного распределения [NO] в мезосфере// Геомагнетизм и аэрономия. Т. 39. № 5. С. 124—127. 1999.

Медведева И.В., Белецкий А.Б., Перминов В.И., Семёнов А.И., Черниговская М.А., Шефов Н.Н. Вариации температуры атмосферы на высотах мезопаузы и нижней термосферы в периоды стратосферных потеплений по данным наземных и спутниковых измерений в различных долготных секторах // Соврем. проблемы дистанц. зондир. Земли из космоса // 2011, т.8, № 4, с. 127—135.

Ожигина Н.А., Е.В. Розанов, И.Л. Кароль. Роль стратосферного аэрозоля в формировании потока ультрафиолетовой радиации при больших зенитных углах Солнца, Известия АН, Физика атмосферы и океана, 1996, т. 32, №4, с. 456—463.

Павлов А.В., Павлова Н.М. Сравнение измеренных ионозондом Москвы и вычисленных концентраций электронов максимума слоя E ионосферы в весенних условиях // Геомагнетизм и аэрономия, 2015, т. 55, N 2, с. 247—257.

Постыляков О.В. Модель переноса радиации в сферической атмосфере с расчётом послонных воздушных масс и некоторые её приложения // Физика атмосферы и океана, 2004, т. 40, № 3, с. 314—329. (*англ*: Postylyakov, O.V. Spherical radiative transfer model with computation of layer air mass factors and some of its applications // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2004, 40(3), pp. 276-290).

Равдель А.А. / Краткий справочник физико-химических величин. Изд. 9-е / Под ред. А.А. Равделя и А.М. Пономарёвой // СПб.: Специальная литература, 1998. — 232 с.

Рапопорт З.Ц. Зимняя изменчивость нижней ионосферы // Ионосферные исследования, 1986, № 39, с. 43—51.

Розенберг Г.В. Сумерки // М.: Физматгиз, 1963. — 380 с.

Рябцев А. Н. Ультрафиолетовое излучение / Физическая энциклопедия под ред. академика А. М. Прохорова // М.: Большая Российская энциклопедия, т. 5, с. 221, 1998.— 760 с.

Савельев М.А., Фейгин В.М. Корпускулярный энергетический источник в ночной среднеширотной ионосфере //Труды ГосНИЦИПР, 1980, вып. 11, с. 90—99.

Стандарт Международной организации по стандартизации ISO/DIS 21348 // www.acttr.com

Тучков Г.А. Задорожный А.М. Прямые измерения окиси азота в средней атмосфере // Космич. исслед., 1988, т. 26, Вып. 3, с. 474—477.

Уокер Г. Астрономические наблюдения. М.: Мир, 1990. —352 с.

Фриш С.Э. Оптические спектры атомов // М.-Л.: Физматгиз, 1963. — 640 с.

Хргиан А.Х. Физика атмосферы, т. 1 // Л.: Гидрометеиздат, 1978. — 247 с.

Часовитин Ю.К., Авдюшин С.И., Арменская О.А., Беспрозванная А.К., Данилов, А.Д., Двинских Н.И., Иванова С.Е., Каширин А.И., Ключева Н.М., Корякина Е.А.,

Лесновский Е.Н., Миронова Л.С., Михайлов А.В., Панфилова Т.Н., Поляков В.М., Суходольская В.Е., Сикилинда Т.Н., Чумичева В.П., Широчков А.В., Шушкова В.Б. ГОСТ 25645.146-89 Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов // М. , Госстандарт СССР, 1990. – 812 с.

Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 1 // М.: Физматгиз, 1974а. – 576 с.

Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 2 // М.: Физматгиз, 1974б. – 447 с.

Anderson D.E., Jr, Feldman P.D., Gentieu E.P., Meier R.R. The UV Dayglow 2, Ly α and Ly β emissions and the H distribution in the mesosphere and thermosphere // Geophysical Research Letters, v.7, No. 7, pp. 529—532, July 1980.

Arnold, F., Krankowsky D. Mid-latitude lower ionosphere structure and composition measurements during winter // J. Atmos. Terr. Phys., 1979, N 41, Iss. 10—11, pp. 1127—1140.

Avdyushin S.I., Bukusova L.L., Feigin V.M., Ivanov-Kholodny G.S., Kazachevskaya T.V., Savelyev M.A., Tulinov V.F. Experimental testing of “corpuscular” hypothesis of night-time mid-latitude ionosphere—results of simultaneous rocket-satellite investigations // Adv. Space Res., 1981, v.1, No. 12, pp. 107—110. doi: 10.1016/0273-1177(81)90423-3.

Barabash V., Osepian A., Dalin P., Kirkwood S. Electron density profiles in the quiet lower ionosphere based on the results of modeling and experimental data // Ann. Geophys., 2012, v. 30, pp. 1345–1360.

Barabash V., Osepian A., Dalin P. Influence of water vapour on the height distribution of positive ions, effective recombination coefficient and ionisation balance in the quiet lower ionosphere // Ann. Geophys., 2014, v. 32, pp. 207–222. doi:10.5194/angeo-32-207-2014

Bailey S.M., Barth Ch.A., Solomon S.C. A model of nitric oxide in the lower thermosphere // J. Geophys. Res., 2002, v. 107, No. A8, 1205, 10.1029/2001JA000258

Barth C. A., Mankoff K. D., Bailey S. M., Solomon S. C. Global observations of nitric oxide in the thermosphere // J. Geophys. Res., 2003, v. 108, No. A1, 1027, doi:10.1029/2002JA009458

Barth C. A., Tobiska W.K., Siskind D.E., Cleary D.D. Solar- terrestrial coupling: Low-latitude thermospheric nitric oxide // Geophys. Res. Lett., 1988, v. 15, pp. 92—94. doi: 10.1029/GL015i001p00092

Beig G. Global change induced trends in ion composition of the troposphere to the lower thermosphere // Ann. Geophys., 2008, 26, pp. 1181–1187.

Belikov Yu. E. Modelling of the twilight sky brightness using a numerical solution of the radiation transfer equation. // J. of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1996, vol.58, No.16, pp. 1843—1848.

Belikov Yu.E. Dependence of Solar Radiation in the Polar Stratosphere on the Distribution of Ozone and Stratospheric Aerosol // *J. Physics and Chemistry of the Earth, part B*, 2000, v.25, No. 5-6, pp. 423—426.

Belikov Yu. E., Gurvich A.V. Images of optical thick artificial aerosol clouds in the near-Earth space // *Adv. Space Res.*, 1995, v. 15, No. 12, pp. (12)103-(12)106.

Belikov Yu., Romanovsky Yu., Nikolaishvili Sh., Peradze R. Numerical model of scattering radiation in the Earth atmosphere for scientific investigations and Applications // *Phys. Chem. Earth (b)*, 2000, v. 25, No. 5-6, pp. 427—430.

Bender S., Sinnhuber M., Burrows J.P., Langowski M., Funke B., López-Puertas M. Retrieval of nitric oxide in the mesosphere and lower thermosphere from SCIAMACHY limb spectra // *Atmos. Meas. Tech.*, 6, 2521–2531, 2013, doi:10.5194/amt-6-2521-2013

Bhowmik P., Nandy D. Prediction of the strength and timing of sunspot cycle 25 reveal decadal-scale space environmental conditions // *Nature Communications*, 2018, 9: 5209, doi.org/10.1038/s41467-018-07690-0.

Biondi M.A. Atmospheric electron-ion and ion-ion recombination processes // *Can. J. Chem*, 1969.v. 47, pp. 1711—1719.

Bossy L., Nicolet M. On the variability of Lyman-alpha with solar activity // *Planet. Space Sci.*, 1981, v. 29, No. 8, pp. 907—914.

Bossy L. Solar indices and solar UV irradiances // *Planet. Space Sci.*, 1983, v. 31, N 9, pp. 977—985.

Brasseur G., De Baets P. Ions in the mesosphere and lower thermosphere: a two-dimensional model // *J. Geophys. Res.*, March 20, 1986, v. 91, No. D3, pp. 4025—4046.

Brasseur G., De Baets P., De Rudder. Solar variability and minor constituents in the lower thermosphere and in the mesosphere // *Space Sci. Rev.*, 1983, 34, pp. 377—385.

Brasseur G.P, Solomon S. Aeronomy of the middle atmosphere. Chemistry and physics of the stratosphere and mesosphere. 3rd ed. // Dordrecht: Springer, 2005. – 646 p.

Callis L. B., Natarajan M., Lambeth J. D. Observed and calculated mesospheric NO, 1992—1997 // *Geophys. Res. Lett.*, 2002, v. 29, No. 2. 1030, pp. 17-1—17-4. 10.1029/2001GL013995. 2002.

Carver J.H., Gies H.P., Hobbs T.I., Lewis B.R., McCoy D.G. Temperature dependence of the molecular oxygen photoabsorption cross section near the H Lyman α line // *J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, No. 13, pp. 1955—1960. <https://doi.org/10.1029/JA082i013p01955>

Chabrillat S., Kockarts G. Simple parameterization of the absorption of the solar Lyman-alpha line // *Geoph. Res. Letters*, 1997, v. 21, No. 21, pp. 2659—2662.

Chakrabarty P., Chakrabarty D.K. Nitric oxide in the mesosphere and lower thermosphere under different conditions // Indian Journal of radio and space physics, v.3, December 1974, pp. 319—322

Chung Yang-Soo, Kim Hyun, Chung Young-Min. Measurements of photoabsorption cross section of nitric oxide by using double-ionization chamber // J. of the Optical Society Korea, v. 10, No. 4, Dec. 2006, pp. 157—161.

Commission internationale de l'éclairage (CIE) // <http://www.cie.co.at>

Conway R.R. Photoabsorption and photoionization cross section of O, O₂, and N₂ for photoelectron production calculation: A compilation of recent laboratory measurements // NRL Mem Rep. 6155, Nav. Res. Lab. Washington, D.C. 1988—81 p.

Davies, R. Increased transmission of ultraviolet radiation to the surface due to stratospheric scattering // J. Geophys. Res., 1993, vol.98, No. D4, pp. 7251-7253.

Dyshlevsky S. V., Belikov Yu. E. Specific Features of Radiation Transfer in the Hydrogen Lyman-alpha Line and Their Possible Relationship with Changes in the Electron Concentration in the Ionospheric D Region // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, v. 60, No. 3, pp. 325–334, doi: 10.1134/S0016793220030056.

Friedrich M, Pock C, Torkar K. Long-term trends in the D- and E-region based on rocket-borne measurements // Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics—6 p. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2017.04.009>

Fritzenwallner J., Kopp E. A global D- and E-region ion model // Proceedings 13th ESA Symposium on European Rockets and Balloon Programs and Related Research. Öland, Sweeden, 26—29 May 1997, ESA SP-397 (September 1997).

Fuller-Rowell T.J. Modeling the solar cycle change in nitric oxide in the thermosphere and upper mesosphere // J. Geophys. Res., 1993, v. 98, No. A2, pp. 1559—1570, doi: 10.1029/92JA02201.

Fuller-Rowell T., Solomon S., Roble R., Viereck R. Impact of Solar EUV, XUV, and X-Ray Variations on Earth's Atmosphere // In: Solar variability and its effect on climate, Geophysical Monograph Series, No. 141, pp. 341-354, January 2004. doi: 10.1029/141GM23

Garcia R.R., Solomon S., Avery S.K., Reid G.C. Transport of nitric oxide and D region winter anomaly // J. Geophys. Res., 1987, v. 92. No. D1, pp. 977—994.

Gérard J.-C., Fesen C.G., Rusch D.W. Solar cycle variation of thermospheric nitric oxide at solstice // J. Geophys. Res., 1990, v. 95, A8, pp. 12235-12242. doi:10.1029/JA095iA08p12235

Gérard J.-C., Shematovich V.I., Bisikalo D.V. Effect of hot N(⁴S) atoms on the NO solar cycle variations in the lower thermosphere // J. Geophys. Res., 1993, v. 98, N A7, pp. 11581—11586. July, 1993.

Gledhill J. A. The effective recombination coefficient of electrons in the ionosphere between 50 and 150 km // *Radio Science*, Volume 21, Number 3, Pages 399-408, May-June 1986.

Gouttebroze P, Lemaire P, Vial J.C., Artzner G. The solar hydrogen Lyman- α and Lyman- β lines: Disk central observation from OSO-8 compared with theoretical profiles // *Astrophys. J.*, 1978 October 15, v. 225, pp. 655-664.

Gunár S, Heinzel P., Anzer U., Schmieder B. On Lyman-line asymmetries in quiescent prominences // *Astron. Astrophys.*, 2008, v. 490, pp. 307—313. doi: 10.1051/0004-6361:200810127

Hargreaves J. K., Birch M. J. On the relations between proton influx and D-region electron densities during the polar-cap absorption event of 28–29 October 2003 // *Annales Geophysicae*, 2005, 23, pp. 3267–3276. SRef-ID: 1432-0576/ag/2005-23-3267.

Hedin, A. E.: Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere // *J. Geophys. Res.*, 1991, v. 96, pp. 1159–1172.

Henry R.C. The local interstellar ultraviolet radiation field // *Astrophys. J.*, 2002, v. 570, pp. 697—707.

Hinteregger H.E., Fukui K., Gilson B.R. Observational, reference, and model data on solar EUV, from measurements on AE-E // *Geophys. Res. Lett.*, 1981, v. 8, No. 11, pp. 1147—1150.

Hulst, Van de H.C. Multiple light scattering. Tables, Formulas, and Applications. // Academic Press, N.Y., 1980. – Vol.1 – 300 p.; vol. 2. – 439 p.

Huffman R.E. Absorption cross-sections of atmospheric gases for use in aeronomy // *Canadian Journal of Chemistry*, 1969, 47, pp. 1823—1834.

Hunten D. M., McElroy M. B.: Metastable $O_2(^1\Delta)$ as a major source of ions in the D region // *J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, pp. 2421–2428.

International reference ionosphere (IRI-2016) // https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php

Kazil J., Kopp E., Chabrilat S., Bishop J. The University of Bern Atmospheric Ion Model: Time-dependent modeling of the ions in the mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res.*, 2003, v.108, No. D14, 4432, 15 p. doi: 10.1029/2002JD003024.

Kockarts G. Aeronomy, a 20th Century emergent science: the role of solar Lyman series // *Annales Geophysicae*, 2002, v. 20, pp. 585–598.

Kretschmar M., Snow M., Curdt W. An Empirical Model of the Variation of the Solar Lyman- α Spectral Irradiance // *Geophys. Res. Lett.*, 2018, 45, pp. 2138–2144. <https://doi.org/10.1002/2017GL076318>

Kull A., Kopp E., C. Granier C., Brasseur G. Ions and electrons of the lower-latitude D region // *J. Geophys. Res.*, v. 102, No. A5, pp. 9705-9716, May 1, 1997.

Kuze A., Ogawa T. Solar cycle variation of thermospheric NO: A model sensitivity study // *J. Geomag. Geoelectr.*, 1988, 40, pp. 1053-1065.

Lacoursière J., Meyer, S. A., Faris, G. W., Slanger, T. G., Lewis, B. R., Gibson S. T. The $O(^1D)$ yield from O_2 photodissociation near H Lyman- α (121.6 nm) // *Journ. Chem. Phys.*, V. 110, No. 4, P. 1949—1958. 1999.

Lacoursière J., Meyer, S. A., Faris, G. W., Slanger, T. G., Lewis, B. R., Gibson S. T. The $O(^1D)$ yield from O_2 photodissociation near H Lyman- α (121.6 nm) // *Journ. Chem. Phys.*, V. 110, No. 4, P. 1949—1958. 1999.

Laštovička J. On some sources of uncertainty in the Lyman- α ionization rate calculations // *Studia geoph. et geod.*, 1976, v. 20, pp. 273—283

Lean J.L., Skumanich A. Variability of the Lyman alpha flux with solar activity // *J. Geophys. Res.*, v. 88, No. A7, pp. 5751–5759, 1 July 1983.

Lemaire, P., Charra, J., Jouchoux, A., Vidal-Madjar, A., Artzner, G. E., Vial, J., Bonnet, R. M., and Skumanich, A.: Calibrated full-disk H I Lyman- α and Lyman- β profiles // *Astrophys. J.*, 1978, v. 223, L55-L58.

Lemaire P., Vial J.-C., Curdt W., Schühle U., Wilhelm K. Hydrogen Ly- α and Ly- β full Sun line profiles observed with SUMER/SOHO (1996–2009) // *Astronomy and Astrophysics*, 2015, 581, A26, 7 p., doi: 10.1051/0004-6361/201526059

Lewis B.R., Vardavas I.M., Carver J.H. The aeronomic dissociation of water vapor by solar H Lyman α radiation // *J. Geophys. Res.*, 1983, v. 88, p. 4935-4940.

Loughman R.P., Griffioen E., Oikarinen L., Postlyakov O.V., Rozanov A., Flittner D.E., Rault D.F. Comparison of radiative transfer models for limb-viewing scattered sunlight measurements // *J. Geophys. Res.*, 2004, v. 109, D06303, doi:10.1029/2003JD003854.

Medvedev V., Novikova E. Analytical model of [NO], N_e and T_n in the D-region of the ionosphere // In the “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXVII Annual Seminar, Apatity, pp. 109—111, 2004.

Meier R.R. Solar Lyman series line profiles and atomic hydrogen excitation rates // *Asrophys. J.*, 1995, October 10, 452, p. 462—471.

Meier R.R. Ultraviolet spectroscopy remote sensing of the upper atmosphere // *Space Science Reviews*, 1991, 58, pp. 1—185.

Meira, L. G. Rocket measurements of upper atmospheric nitric oxide and their consequences to the lower ionosphere // *J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, pp. 202–212.

Michelangeli D. V., Allen M., Yung Y. L. The effect of El Chichon volcanic aerosols on the chemistry of the stratosphere through radiative coupling // J. Geophys Res., 1989, v. 94, pp. 18429—18443.

Michelangeli D. V., Allen M., Yung Y. L., Shia R.-L., Crisp D., Eluszkiewicz J., Enhancement of atmospheric radiation by an aerosol layer // J. Geophys. Res., 1992, v. 97, pp. 865—874.

Mikhailov A.V. Model results for the midlatitude daytime E region: EUV ionization rate and $\alpha(\text{NO}^+)$ relationship // International journal of geomagnetism and aeronomy, April 2003, v. 4, No. 1, pp. 47–55.

Morse F.A., Rice C.J. Mid-latitude E region: An examination of the existence of a corpuscular source // J. Geophys. Res., 1976, v. 81, N 16, pp. 2795—2804.

Nicolet M. Solar UV radiation and its absorption in the mesosphere and stratosphere // Pageoph, 1980, v. 118 Birkhauser Verlag, Basel.

Nicolet M., Aikin A.C. The formation of D-region of the ionosphere // J. Geophys. Res., 1960, v. 65, p. 1469—1483.

Ogawa T., Iwagami N., Kondo Y. Solar Cycle Variation of Thermospheric Nitric Oxide // Journal of geomagnetism and geoelectricity, 1984, v. 36, No. 8, pp. 317—340, doi <https://doi.org/10.5636/jgg.36.317>

Pacini, A. A., Raulin J.-P. Solar X-ray flares and ionospheric sudden phase anomalies relationship: A solar cycle phase dependence // J. Geophys. Res., 2006, v. 111, A09301, doi:10.1029/2006JA011613. — 4 p.

Parthey Ch. G. Precision spectroscopy on atomic hydrogen (PhD) // Ludwig-Maximilians-Universität, München, 2011. — 114 p. https://edoc.ub.uni-muenchen.de/13943/2/Parthey_Christian.pdf

Pavlov A. V. Photochemistry of Ions at D-region Altitudes of the Ionosphere: A Review. Surv Geophys Springer Science+Business Media Dordrecht, 76 p. 2013.

Pavlov A.V. Ion chemistry of the ionosphere at the E- and F-region altitudes: A review, Surv. Geophys., 2012, vol. 33, no. 5, pp. 1133–1172, doi 10.1007/s10712-012-9189-8

Petropavlovskikh I., DeLuisi J., Herman B., Loughman Bartia P.K., Mateer C.L., Lenoble J., and Belikov Yu.E. A comparison of radiance calculations by spherical atmosphere radiation transfer codes for modelling the Umkehr effect // Proc. of the XVIII Quadrennial Ozone Symposium, L'Aquila, Italy, p.163-166, 1996.

Petrignani A., Andersson PU, Pettersson JBC, Thomas RD, Hellberg F, Ehlerding A, Larsson M, van der Zande WJ (2005) Dissociative recombination of the weakly bound NO-

dimer cation: cross sections and three-body dynamics.// J. Chem. Phys., 2005, No.123(19), pp.194306–194311. doi:10.1063/1.2116927.

Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res., 2002, v. 107, No. A12, 1468. - 16 p.; doi:10.1029/2002JA009430.

Postylyakov O.V. Radiative transfer model MCC++ with evaluation of weighting functions in spherical atmosphere for use in retrieval algorithms // Adv. Space Res., 2004, 34, 4, pp. 721—726. doi: 10.1016/j.asr.2003.07.070.

Postylyakov O.V. Linearized vector radiative transfer model MCC++ for a spherical atmosphere // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 2004, 88, 1—3, pp. 297—317. doi: 10.1016/j.jqsrt.2004.01.009.

Postylyakov O.V., Masleev A.N., Antyufeyev V.S., Ukhinov S.A., Belikov Yu.E., Nikolaishvili Sh.S., Gogohia V.V. A comparison of radiation transfer algorithms for modelling of the zenith sky radiance observations used for determination of stratospheric trace gases and aerosol // Abstracts of The International Radiation Symposium IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation. Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, Russia, July 24—29, 2000, pp.189—190.

Postylyakov O.V., Belikov Yu.E., Nikolaishvili Sh.S., Rozanov A. A. Comparison of radiation transfer algorithms for modelling of the zenith sky radiance observations used for determination of stratospheric trace gases and aerosol // IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation, W. L. Smith and Yu. M. Timofeyev (Eds.). A Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 2001, pp. 885—888.

Purcell J.D., Tousey R. J. The profile of solar hydrogen Lyman- α // J. Geophys. Res., v. 65, iss. 1, 370 (January 1960).

Raizada S, Sulzer M.P., Tepley C.A., Gonzalez S.A., Nicolls M.J. Inferring D region parameters using improved incoherent scatter radar techniques at Arecibo // J. Geophys. Res., 2008, v. 113, A12302, <https://doi.org/10.1029/2007JA012882>

Reddmann T, Uhl R. The H Lyman- α actinic flux in the middle atmosphere // Atmos. Chem. Phys., 2003, v. 3, pp. 225–231.

Richards P.G., Fenenelly J.A., Torr D.G. EUVAC: a solar EUV flux model for aeronomic calculations // J. Geophys. Res., 1994, v. 99, No. A5, pp. 8981—8992. doi: 10.1029/94JA00518.

Rodger C.J., Molchanov O.A., Thompson N.R. Relaxation of transient ionization in the lower ionosphere // J. Geophys. Res., v. 103, No. A4, pp. 6969—6975, April 1, 1998.

Rodriguez, J. V., U.S. Inan. Electron density changes in the nighttime D region due to heating by very-low-frequency transmitters // Geophys. Res. Lett., 21, 93-96, 1994.

Sassi F, Garcia R.R., Boville D.F., Liu H. On temperature inversions and the mesospheric surf zone // 2002, *J. Geophys. Res.*, v. 107, No. D19. P. 4380, doi:10.1029/2001JD001525.

Scherer H., Fahr H.J., Bzowski M., Ruciński. The influence of fluctuations of the solar emission line profile on the Doppler shift of Interplanetary $H_{Ly\alpha}$ lines observed by the Hubble-Space-Telescope // 2000, *Astrophysics and Space Science*, 274, pp. 133—141.

Schlyter P. Computing planetary position – a tutorial with worked examples // <http://stjarnhimlen.se/>

Silber I., Price C., Craig J. Rodger C.J. Semi-annual oscillation (SAO) of the nighttime ionospheric D region as detected through ground-based VLF receivers // *Atmos. Chem. Phys.*, 16, 2016, pp. 3279–3288. doi:10.5194/acp-16-3279-2016.

Singh A.K., Bhargawa A. Prediction of declining solar activity trends during solar cycles 25 and 26 and indication of other solar minimum // *Astrophys. Space Sci.*, 2019, 364:12, p. 1—7. <https://doi.org/10.1007/s10509-019-3500-9>

Siskind D. E., Barth C. A., Russel J. M. A climatology of nitric oxide in the mesosphere and thermosphere // *Adv. Space Res.*, 1998, v. 21, pp. 1353–1362.

Siskind D. E., Zawdie K., Sassi F., Drob D., Friedrich M. (2017), Global modeling of the low and mid latitude ionospheric D and lower E regions and implications for HF radio wave absorption // *Space Weather*, 15, 115–130, doi:10.1002/2016SW001546.

Smirnova N.V., Danilov A.D. Rocket data on the D-region positive ion composition // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 56. №8. P. 887–892. 1994.

Smirnova N.V., Ogloblina O.F., Vlaskov V.F. Modeling of the lower ionosphere // *PAGEOPH.* V. 127. № 2/3. P. 411–412. 1988.

Smirnova N.V., Ogloblina O.F., Vlaskov V.F., Velinov P.I. An improvement of low ionosphere model in comparison with International Reference Ionosphere (IRI) and other empirical models // *Българска Академия на науките, Bulgarian Academy of Sciences Аерокосмически изследвания България*, 7. *Aerospace Research in Bulgaria*, София, 1991, Sofia, c. 3—10.

Solar Influences Data Analysis Center, SIDC (sidc.oma.be; <http://www.sidc.be>).

Solomon S.C. Numerical models of the E-region ionosphere // *Advances in Space Research*, 2006, v. 37, 1021—1037.

Solomon S., Reid G. C., Roble R. G. Photochemical Coupling Between the Thermosphere and the Lower Atmosphere. 1. Odd nitrogen from 50 to 120 km // *J. Geophys. Res.* V. 87, P. 7206–7220. 1982a.

Solomon S., Reid G. C., Roble R. G., Crutzen P. J. Photochemical coupling between the thermosphere and the lower atmosphere. 2. D region ion chemistry and the winter anomaly // *J. Geophys. Res.* V.87. P.7221–7227. 1982b

Sox L., Wickwar V., Fish Ch., Herron J.P. The Mid-Latitude Mesosphere's Response to Sudden Stratospheric Warmings as Determined from Rayleigh Lidar Temperatures // Utah State University Presentations, 8-27-2013.

Spjeldvik W.N., Thorne R.M. Maintenance of the middle-latitude nocturnal D-layer by energetic electron precipitation // *Pageoph.*, 1976, v. 114, pp. 497—508.

Stolarski R.S., Johnson N.P. Photoionization and photoabsorption cross sections for ionospheric calculations // *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 1972, v. 34, p. 1691—1701.

Strobel D.F. Diurnal variation of nitric oxide in the upper atmosphere // *J. Geophys. Res.*, 1971, v.76, No. 10, pp. 2441—2452.

Strobel D.F., Opal C.B., Meier R.R. Photoionization rates in the night-time E- and F-region ionosphere // *Planet. Space Sci.*, v. 28, N 11, pp.1027-1033, November 1980, doi:10.1016/0032-0633(80)90050-1

Strobel D.F., Young T.R., Meier R.R., Coffey T.P., Ali A.W. The Nighttime Ionosphere's E Region and Lower F Region // *J. Geophys. Res.*, 1974, V. 79, No. 22, pp. 3171—3178.

Sullivan J.O., Holland A.C. A congeries of absorption cross-sections for wavelengths less than 3000 Å // NASA CR-37, Tech. Rep. No. 60-20-N, 1966.—170 p.

Thomas L., Bowman M.R. Model studies of the D-region negative-ion composition during day-time and night-time // *J. Atmos. Terr. Physics*, Vol. 47. No 6, pp. 547-556, 1985.

Tian H., Curdt W., Marsch E., Schühle U. Hydrogen Lyman- α and Lyman- β spectral radiance profiles in the quiet Sun // *Astronomy & Astrophysics*, 2009, 504, 239—248. doi: 10.1051/0004-6361/200811445

Titheridge J. E. Model results for the ionospheric E region: solar and seasonal changes // *Ann. Geophysicae* 15, 63-78 (1997).

Tobiska W.R., Pryor W.R, Ajello J.M. Solar hydrogen Lyman- α variation during solar cycles 21 and 22 // *Geophysical Research letters*, v.24, No. 9, pp. 1123—1126, 1997.

Tobiska K. W., Woods T., Eparvier F., Viereck R., Floyd L., Bouwer D., Rootman G. J., White O. R.: The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 2000, v.62, pp. 1233–1250.

Torr, M. R., D. G. Torr, R. A. Ong, and H. E. Hinteregger (1979), Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21 // *Geophys. Res. Lett.*, 6, pp. 771–774.

Tsitas, S.R., Yung, Y.L. The effect of volcanic aerosols on ultraviolet radiation in Antarctica // *Geophysical Research Letters*, 1996, vol.23, pp. 157-160.

Ugolnikov O.S., Postilyakov O.V., Maslov I.A. Effects of multiple scattering and atmospheric aerosol on the polarization of the twilight sky // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2003, 88, pp. 233 – 241.

Usoskin I. G., Kovaltsov G. A. Cosmic ray induced ionization in the atmosphere: Full modeling and practical applications // *J. Geophys. Res.*, vol. 111, D21206, doi:10.1029/2006JD007150, 2006

<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2006JD007150>

Vasilyev G.I., V.M.Ostryakov, A.A.Pavlov, A.K.Pavlov. Ion Production in the Atmosphere by Incident Electrons and Protons // *ICRC Proceedings-Pre-Conference Edition*, 30th international cosmic rays conference, Merida, Mexico, 2007/ - 4 p. <https://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2007/preliminary/pdf/icrc0472.pdf>

Vialatte A., M. Barthélemy M., Lilensten J. Impact of Energetic Electron Precipitation on the Upper Atmosphere: Nitric Monoxide // *The Open Atmospheric Science Journal*, 2017, 11, 88—104.

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, vol. 87, No. A7, pp. 5184–5196.

Vidal-Madjar A. Evolution of the solar Lyman alpha flux during four consecutive years // *Solar Physics*, 40 (1975), pp. 69—86.

Warren, H. P. (2005), A solar minimum irradiance spectrum for wavelengths below 1200 Å // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 157, pp. 147–173.

Weller C.S., Biondi M.A. Recombination, attachment, and ambipolar diffusion of electrons in photoionized NO afterglow // *Phys. Rev*, 1968, v. 172, pp. 198—206.

Vondrak R., Robinson R., Inference of high-latitude ionization and conductivity from AE-C measurements of auroral electron fluxes // *J. Geophys. Res.*, 1985, vol. 90, no. A8, pp. 7505–7512.

Woods T. N., Rottman G.J. Solar Lyman irradiance measurements during two solar cycles // *J. Geophys. Res.*, v. 102, No. D7, pp. 8769—8779, April 20, 1997

Woods T.N., Tobiska W.K., Rottman G.J., Worden J.R. Improved solar Lyman α irradiance modeling from 1947 through 1999 based on UARS observations // *J. Geophys. Res.*, v. 105, Iss. A12, pp. 27195–27215, 1 December 2000.

Zharkova V. Modern Grand Solar Minimum will lead to terrestrial cooling // *Temperature*, 2020, 6 pp. doi: 10.1080/23328940.2020.1796243

Zharkova V.V., Shepherd S.J, Popova E., Zharkov S.I. Heartbeat of the Sun from Principal Component Analysis and prediction of solar activity on a millenium timescale // Sci Rep., 5, No. 15689 (2015). <https://doi.org/10.1038/srep15689>.