



ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОДОРОДНОЙ ЛИНИИ ЛАЙМАН-АЛЬФА В D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

С. В. Дышлевский, Ю. Е. Беликов

Рассматриваются особенности проникновения солнечного излучения в водородной линии Лайман-альфа ($\lambda_0=1215,668 \text{ \AA}$) в D-область ионосферы. При этом учитываются не только прямые, но рассеянные на атомарном водороде в верхней атмосфере потоки излучения. Вычисления рассеянных потоков излучения проводились по модифицированной модели переноса излучения, позволяющей рассчитывать вклад многократного рассеяния. Особое внимание уделялось сумеречным условиям, когда прямое излучения не проникает в D-область ионосферы или когда вклад прямого излучения мал. В этих условиях основную роль играет рассеянное на атомарном водороде излучение Лайман-альфа (L_α). При этом глубокое проникновение рассеянного излучения в D-область ионосферы обусловлено так называемым сумеречным эффектом, заключающегося в том, что добавление рассеивающего слоя над сильно поглощающим слоем увеличивает прозрачность атмосферы, несмотря на увеличение общей оптической толщины. В рассматриваемом случае рассеивающим слоем является атомарный водород верхней атмосферы, который расположен над поглощающей средой — атмосферным молекулярным кислородом. Рассмотрены также другие особенности и эффекты при переносе излучения в водородной линии Лайман-альфа.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ, ЛИНИЯ ЛАЙМАН-АЛЬФА, D-ОБЛАСТЬ ИОНОСФЕРЫ

1 ВВЕДЕНИЕ

Проблема источников ионизации D-области ионосферы считается в целом решенной, хотя не все детали механизма ионизации остаются раскрытыми. В классической монографии А. Д. Данилова [2] перечислены возможные источники ионизации: космические лучи, потоки высокоэнергичных электронов ($E_e > 100 \text{ МэВ}$), фотоионизация O_2 ($^1\Delta_g$) в диапазоне длин волн 102,7–111,8 нм, коротковолновое излучение звезд, солнечное рентгеновское излучение (10–80 $\text{\AA}$), высокоэнергичные протоны с энергиями выше 1 ГэВ, наконец, излучение в линии Лайман-альфа (L_α), являющейся самой интенсивной линией солнечного спектра в далёкой УФ-области. При этом излучение в этой линии приходится на диапазон длин волн, где поглощение молекулярным кислородом невелико, так называемое «окно прозрачности молекулярного кислорода в далёком ультрафиолете». Все описанные выше механизмы могут участвовать в ионизации D-области ионосферы.

Тем не менее, в целом общепризнано, что формирование D-области ионосферы связано, в первую очередь, с взаимодействием потока излучения в солнечной линии L_α с молекулами NO. Считается, что повышенная ионизация объясняется увеличением концентрации NO, а поток в линии L_α , центр который приходится на длину волны $\lambda_0 = 1215,668 \text{ \AA}$, при сходных гелиогеофизических условиях принимается либо «неизменным во времени», либо меняющимся незначительно — «нет оснований предполагать, что существуют сильные вариации L_α » [2].

При этом *a priori* предполагается, что ионизация обусловлена, прежде всего, прямым потоком излучения в линии L_α , что вполне справедливо в дневных условиях, особенно летом при малых зенитных углах Солнца Z_c .

В сумеречных условиях прямой поток не может вызывать ионизацию. Однако факт существования D-области в сумеречное и ночное время позволяет предположить, что основной вклад

в ионизацию вносит резонансное рассеяние излучения на водороде излучение в линии L_α , несмотря на узкий спектральный интервал этой линии.

Целью настоящей работы является оценка возможных сезонных вариаций прямого и рассеянного потоков в линии L_α в сумеречных и ночных условиях, что важно для расчётов ряда важных аэрономических параметров, в частности, электронной концентрации в D -области ионосферы.

2 ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ ЛАЙМАН-АЛЬФА В D -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

2.1 Взаимодействие излучения в линии Лайман-альфа с двухслойной средой

В сумеречных и ночных условиях роль прямого потока в линии L_α ослабевает вследствие увеличения оптической толщины, проходимой солнечными лучами и, по сути, основной вклад в ионизацию вносит рассеянное излучение. Механизм проникновения излучения в сумерки в D -области ионосферы качественно можно проиллюстрировать следующим образом (рис. 1). При достаточно большой оптической толщине поглощающего слоя (в окрестности центра линии $\tau_{O_2} \sim 10$ –20 и более) и больших зенитных углах Солнца излучение практически не проникает в нижележащие слои при наличии только одного поглощающего слоя. В то же время, наличие рассеивающего слоя небольшой оптической толщины над поглощающим слоем может увеличить прозрачность атмосферы. При этом излучение, рассеянное в направлениях, близких к надиру эффективно проходит через нижний поглощающий слой.

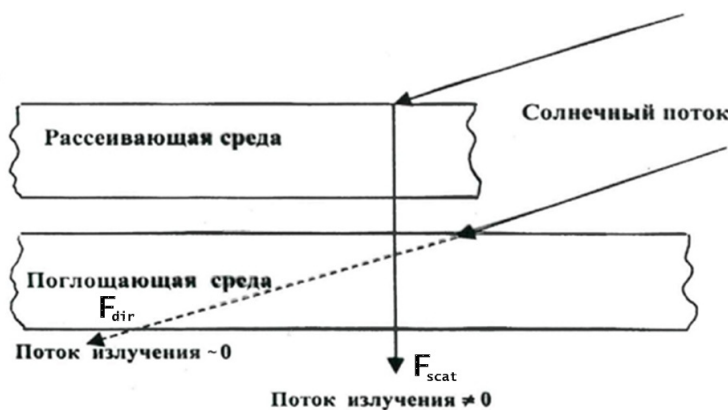


Рис. 1. Механизм проникновения излучения в двухслойной среде. При больших зенитных углах Солнца Z_c поток F_{dir} мал по сравнению с рассеянным потоком F_{scat} ($F_{dir} \ll F_{scat}$). Рассеивающая среда — атомарный водород, поглощающая среда — молекулярный кислород

В рассматриваемом случае рассеивающей средой является атомарный водород H , поглощающей средой — молекулярный кислород O_2 . Водород обуславливает резонансное рассеяние солнечного излучения в линии L_α с большим сечением рассеяния. Этот эффект будет проявляться в сумеречных и ночных условиях, несмотря на то, что прямой поток распространяется в относительно широкой области порядка $1 \text{ \AA}$ (рис. 3), а спектральная ширина рассеянного потока будет меньше примерно на порядок величины.

Согласно модели MSIS-00 [13], атомарный водород ниже 73 км полностью отсутствует.

На рисунке 2 показано модельное распределение коэффициентов рассеяния водорода $\beta_H = \sigma_H \times [H]$ и поглощения кислорода $\beta_{O_2} = \sigma_{O_2} \times [O_2]$ в центре линии L_α ($\lambda = 1215,668 \text{ \AA}$) на высотах 60–200 км (зима, широта $\varphi = 45^\circ$). Сечения рассеяния водородом σ_H и поглощения молекулярным кислородом σ_{O_2} вычислялись по формулам, приведённым в [3, 14], и результатам [11], соответственно, концентрации $[H]$ и $[O_2]$ рассчитывались по модели MSIS-00 [13].

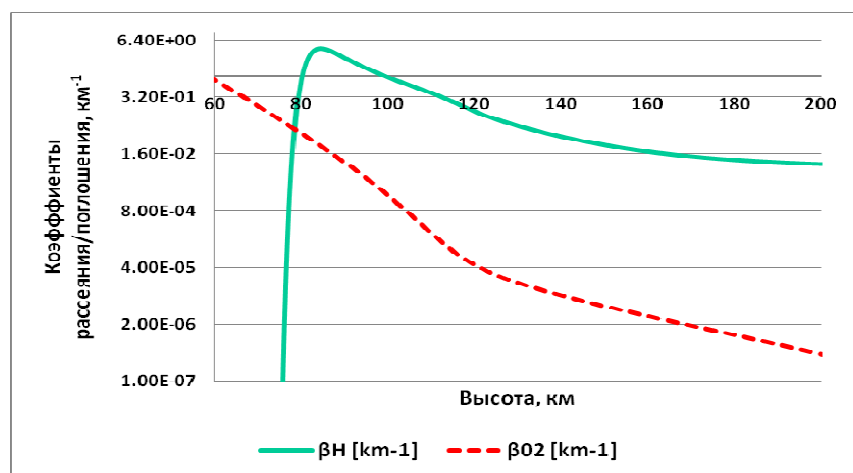


Рис. 2. Типичные профили коэффициентов поглощения молекулярным кислородом и рассеяния атомарным водородом излучения в центре линии Лайман-альфа ($\lambda = \lambda_0 = 1215,668 \text{ \AA}$) в земной атмосфере. Зима, $\varphi = 45^\circ \text{ с. ш.}$

Молекулярный кислород — основной поглощающий агент для излучения в далекой ультрафиолетовой области. При этом в большинстве исследований сечение поглощения кислорода на длине волны $1215,7 \text{ \AA}$ предполагается постоянным и равным 10^{-20} см^2 , в частности, в работе [12].

В работе [7] авторы подчеркивают, что упрощенное однозначное задание сечения поглощения σ_{O_2} 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 профиля потока L_α в рассматриваемом диапазоне высот, прежде всего, на высотах интересующей нас D -области. Причём меняться будет как прямой, так и рассеянный потоки. Но если в дневное время при малых зенитных углах Солнца доля рассеянного излучения в общем потоке в линии L_α сравнительно мала, то больших зенитных углах в сумеречных и ночных условиях рассеянный поток обуславливает основной вклад в общий поток Лайман-альфа. Следует особо отметить, что с ростом зенитного угла Солнца возрастают оптические пути для прямого солнечного излучения. При этом вариации концентраций газовых компонентов и температуры будут приводить к значительным вариациям этих путей, и, следовательно, к вариациям рассеянного потока излучения в линии L_α . Рост оптически путей при наличии в атмосфере водорода увеличивает вклад многократного рассеяния.

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

2.2 Многократное рассеяние

Статей, посвященных вкладу в общий поток многократного рассеяния в линии L_α в D - и E -областях, опубликовано немного. Следует выделить, в первую очередь, работу Т. Реддмана и Р. Уля [14], где расчеты кратных эффектов рассеяния проводились для малых и больших зенитных углов Солнца днем при различных зенитных углах Солнца Z_c методом Монте-Карло на высотах 60–200 км. Основные выводы исследования следующие: температурные колебания в указанном высотном диапазоне оказывают сильные влияния на поток L_α , при этом для больших зенитных углов Солнца и высоких интегральных концентрациях O_2 в столбе вышележащей атмосферы рассеянный поток превышает прямой поток вследствие резонансного рассеяния линии L_α на атмосферном водороде и ослабление прямого потока. Величина рассеянного потока слабо зависит от зенитного угла Солнца. Для ночных условий расчеты не проводились.

Основным рассеивающим агентом является атомарный водород. Солнечное излучение в линии L_α , проходя через геокорону Земли, испытывает частичное поглощение и переизлучение, на входе в атмосферу линия приобретает характерный двугорбый вид с ярко выраженным провалом в центре линии (рис. 3). Согласно [12], полуширина линии составляет $0,8 \text{ \AA}$, а интенсивность потока в центре линии составляет примерно четвертую часть от максимальных значений на её крыльях.

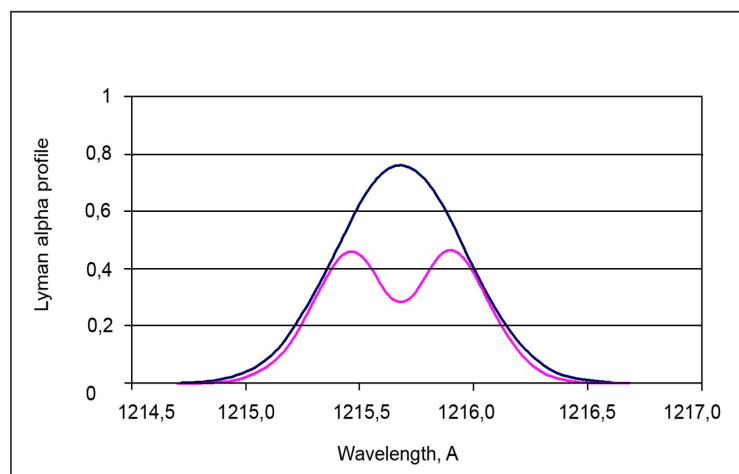


Рис. 3. Модельные профили солнечного излучения L_α в открытом космосе и на границе земной атмосферы (двугорбая кривая).

В настоящей работе ставится задача: провести расчеты прямых и рассеянных потоков излучения в солнечной линии L_α и их вариаций в сумеречных и ночных условиях в летний и зимний сезоны на средних широтах в D -области ионосферы.

3 МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ ЛАЙМАН-АЛЬФА

3.1 Входные параметры

В качестве входных данных в модельных расчётах использовались профили коэффициентов рассеяния атомарного водорода и молекулярного кислорода для диапазона высота 60–6000 км.

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 [13]. Согласно модели, атомарный водород ниже 73 км в атмосфере отсутствует.

Концентрации O_2 и H на высотах 1000–6000 км рассчитывались с учётом высоты однородной атмосферы для газовых компонентов атмосферы.

Профили концентрации O_2 и H и для расчётов потоков в линии L_α определялись для условий спокойного Солнца и низкой геомагнитной активности (Ap): величина потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см ($F_{10,7}$) задавалась равной 70, $Ap = 4$

Сечение рассеяния водорода определялось на основании расчётов по теоретической формуле [3, 14]:

$$\sigma_H = \left(\frac{f_{12} \mu_0 e^2 \lambda_0^2}{4\nu \sqrt{\pi} m_e \Delta \lambda_D} \right) \times \exp \left(- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D} \right)^2 \right) \quad (1)$$

где

f_{12} — сила осциллятора, $f_{12}=0,4163$;

μ_0 — магнитная проницаемость вакуума;

e — заряд электрона;

m_e — масса электрона;

λ — длина волны излучения;

λ_0 — центр линии L_α , $\lambda_0=121,5668$ нм;

$\Delta \lambda_D$ — величина доплеровского теплового уширения

$$\Delta \lambda_D = \lambda_0 \frac{v}{c} \quad (2)$$

где v — тепловая скорость,

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m_H}} \quad (3)$$

где

k — постоянная Больцмана;

T — температура в град. Кельвина;

m_H — масса атома водорода

Сечения рассеяния молекулярного кислорода для интервала температур от 150 до 1500°K и в диапазоне длин волн доплеровского уширения линии L_α рассчитывались на основании результатов работы Б. Льюиса и др. [11] методом линейной интерполяции и квадратичной экстраполяции.

Расчёты потоков излучения проводились в диапазоне длин волн 1215,49–1216,40 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 0,01 Å. В интервалах 1215,49–1215,50 Å и 1215,8–1216,40 Å, где вклад кратных эффектов незначителен, шаг был увеличен до 0,1 Å.

3.2 Модель переноса излучения

Вычисления потоков прямого и рассеянного излучения проводились по модифицированной модели переноса излучения, описанной в работах [1, 5, 6]. Верификация модели проводилась по табличным данным Ван-де-Хюлста [16].

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. Однако следует отметить, что расчёты вблизи центра линии требуют значительных временных затрат. Поскольку вклад потоков в суммарное рассеянное излучение в центре линии мал, то рационально ограничить вычисления на некотором уровне кратности. На рисунке 4 показана зависимость необходимого числа итераций при расчёте кратного рассеяния от длины волны с учётом того, что рассеяние более высоких порядков не превысит 5% от рассчитанного потока. В принципе эту добавку можно учесть в дальнейших расчётах, однако она практически не сказывается при вычислении потоков, интегрированных по длине волны.



Рис. 4. Число необходимых итераций для вычисления рассеянных потоков с точностью не хуже 5% в линии Лайман-альфа. Для длин волн, короче 1215,63 Å и длиннее 1215,71 Å рассеянный поток определяется исключительно первым порядком кратности рассеяния.

Результаты вычислений выдаются в единицах πF_0 — величине внеатмосферного потока в линии L_α .

3.3 Абсолютные значения потока в линии Лайман-альфа

Для полноты картины результаты расчётов следует представить в абсолютных величинах, тем более, что значения πF_0 различны в минимуме и максимуме солнечной активности. В обзорной работе Г. Кокарта [8] указано, что согласно модели К. Тобиска и др. [15] в минимуме солнечной активности внеатмосферный поток $\pi F_0 = 3,5 \times 10^{11}$ фотон·см⁻¹·сек⁻¹, а скорректированные расчеты П. Лемера и др. [10] по всей ширине линии дали близкое значение потока в минимуме солнечной активности $\pi F_0 = 3,0 \times 10^{11}$ фотон·см⁻¹·сек⁻¹. Такую же величину потока в спокойных гелиогеофизических условиях рекомендуют брать авторы работы [9]. Можно взять эти оценки при расчётах потоков в минимуме солнечной активности, при этом в [15] показано, что в условиях спокойного Солнца это значение потока повторяется от цикла к циклу солнечной активности. Что касается значения потока вблизи максимума солнечной активности, то та же модель [15] даёт среднее значение $\pi F_0 \approx 6,0 \times 10^{11}$ фотон·см⁻¹·сек⁻¹, но при этом автор обзора [8] отмечает, что значение потока в максимуме сильно меняется от цикла к циклу в диапазоне $(5-7) \times 10^{11}$ фотон·см⁻¹·сек⁻¹.

В настоящей работе рассматриваются только спокойные гелиогеофизические условия.

4 РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ПРЯМОГО И РАССЕЯННОГО ПОТОКОВ В ЛИНИИ ЛАЙМАН-АЛЬФА

4.1 Прямое излучение

При больших зенитных углах Солнца Z_c прямое излучение в центре линии L_α до высот D -области не проникает. На рисунке 5 показаны профили прямых потоков в единицах πF_0 , вблизи центра линии в диапазоне высот 60–120 км. Фактически ниже 70 км прямой поток в линии L_α не проявляется.

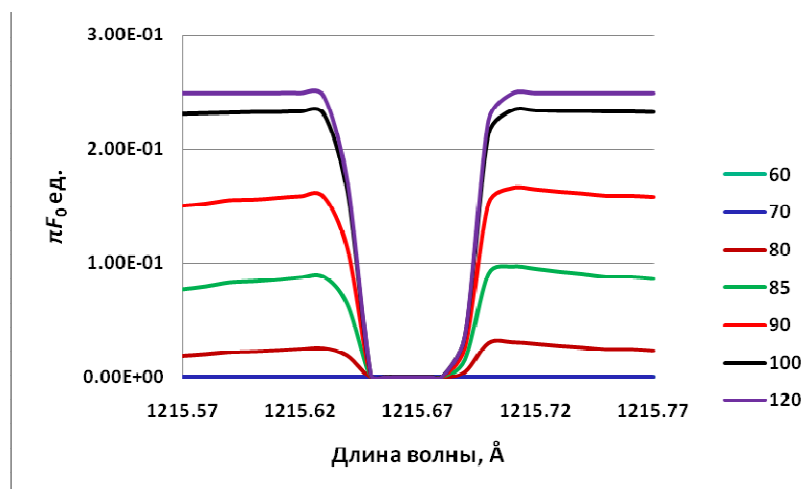


Рис. 5. Профили прямого потока излучения в линии L_α на высотах $h = 60-120$ км. Зима, $\varphi = 45^\circ$ с.ш., зенитный угол Солнца $Z_c = 82^\circ$

«Провал» вблизи центра линии объясняется тем, что оптическая толщина в центре велика и уменьшается к краям. Таким образом, перенос излучения происходит, в основном, на крыльях линии в диапазонах 1214,9–1215,62 Å и 1215,72–1216,4 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.

Оптическая толщина атмосферы τ , находящейся выше уровня h_0 , в линии L_α в D -области ионосферы является функцией концентрации O_2 и температуры:

$$\tau(h_0) \sim \int_{h_0}^{\infty} k(T, h) [O_2] dh \quad (4)$$

$$F(h_0) \sim \exp(-\tau(h_0)) \quad (5)$$

Зимняя мезосфера теплее летней, а концентрации кислорода ниже; следовательно, поглощение излучения в линии L_α должно быть меньше, чем летом, и поэтому зимние потоки оказываются выше летних (рис. 6, 7).

Небольшие вариации температуры и плотности воздуха на высотах h от 60 до 90 км в дневное время могут приводить к значительным вариациям $F(h_0)$ потоков прямого излучения в линии L_α , а так как зимой атмосфера менее стабильна, чем летом, то эффект большей изменчивости потоков излучения должен сильнее проявляться в зимнее время.

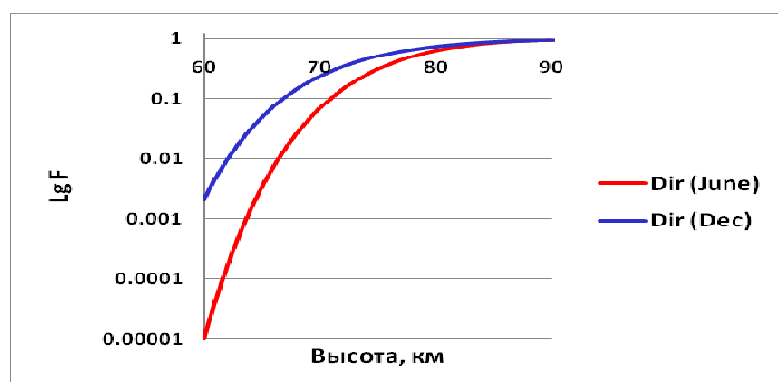


Рис. 6. Зимние и летние потоки прямого излучения в центре линии L_α в D -области ионосферы, $\varphi=56^\circ$ с.ш., $Z_c=70^\circ$, $\lambda=\lambda_0=1215,668 \text{ \AA}$

На рисунке 7 приведена разность зимних и летних потоков $\Delta(\text{win-sum})$, интегрированных по ширине линии. Характерно, что выше 90 км летние потоки начинают превышать зимние.

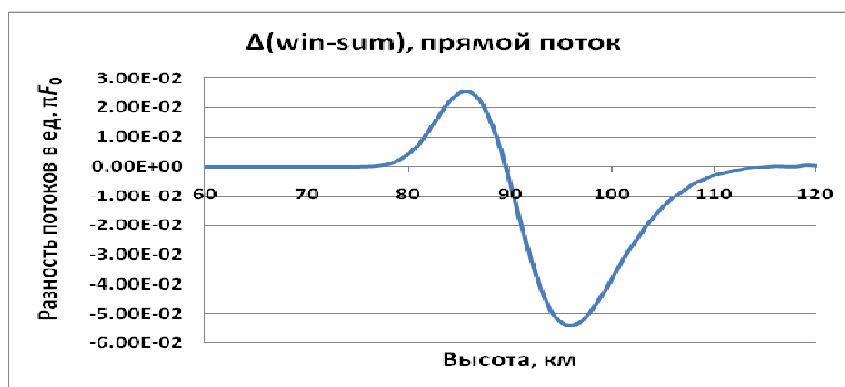


Рис. 7. Разность между зимними и летними потоками в зависимости от высоты. Широта $\varphi=45^\circ$ с. ш., $Z_c=87,5^\circ$.

4.2 Рассеянное излучение

Вклад кратных эффектов при отклонении длины волны излучения от центра линии меняется. На рисунке 8 показана доля однократного рассеяния в общем потоке излучения в линии L_α в сумеречных условиях. Подобное соотношение мало меняется на разных высотах D -области, в различные сезоны и мало зависит от зенитных углов Солнца в сумеречных и ночных условиях, по крайней мере, для зенитных углов Солнца $Z_c > 60^\circ$.

В центре линии интенсивность рассеянного потока невелика, хотя она и многократно превосходит величину прямого потока: в полдень во время летнего солнцестояния на 56° 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 $\lambda < 1215,61 \text{ \AA}$ и длиннее $\lambda > 1215,71 \text{ \AA}$ интенсивность потока рассеянного излучения резко падает. Возникает характерная двугорбая структура потока рассеянного излучения (рис. 7), проявляющаяся на высотах $h > 75\text{--}80 \text{ км}$, где начинает расти концентрация атомарного водорода. Таким образом, интенсивность потока рассеянного излучения в линии L_α имеет два ярко выраженных максимума вблизи длин волн $1215,64 \text{ \AA}$ и $1215,69 \text{ \AA}$, независимо от зенитного угла Солнца.

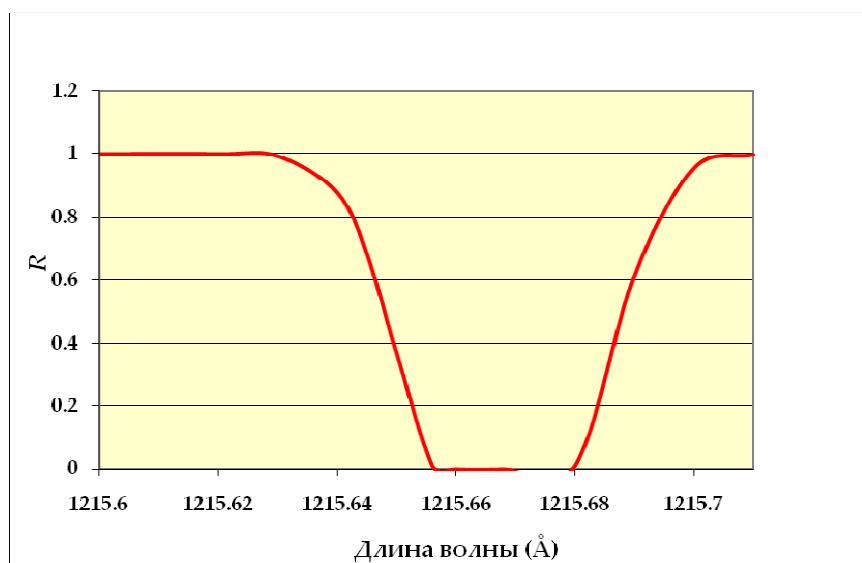


Рис. 8. Доля R однократно рассеянного потока в полном рассеянном потоке в зависимости от длины волны. Высота 80 км, $\phi = 45^\circ$ с. ш., лето.

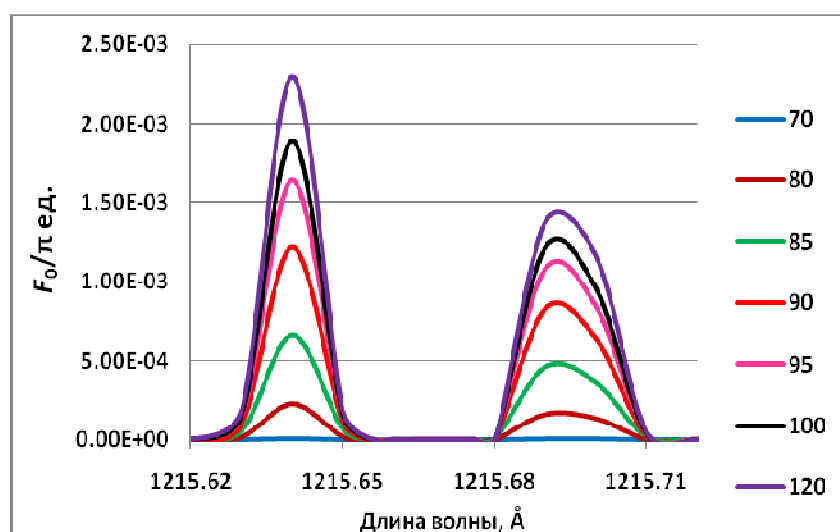


Рис. 9. Двугорбая структура рассеянного излучения в линии L_α в области мезосферы-нижней термосферы. Зима, спокойные гелиогеофизические условия, $\phi = 45^\circ$ с. ш., $Z_c = 101^\circ$

Как и в случае прямых потоков, на высотах 60–90 км рассеянные потоки, интегрированные по ширине линии L_α , зимой выше, чем летом, что также связано с более низкой концентрацией молекулярного кислорода зимой по сравнению с летом (рис. 10).

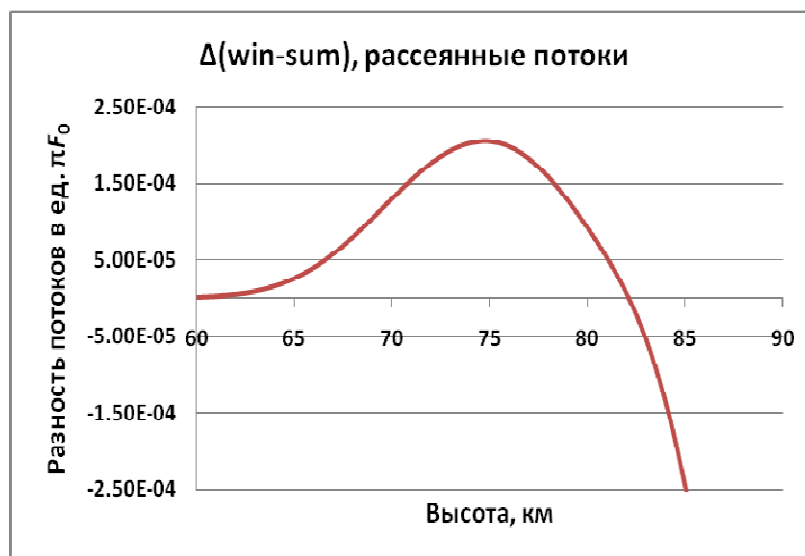


Рис. 10. Разность между зимними и летними $\Delta(\text{win-sum})$ потоками, интегрированными по ширине линии L_α на высотах 60–90 км, спокойные гелиогеофизические условия, $\varphi = 45^\circ$ с. ш., $Z_c = 87,5^\circ$.

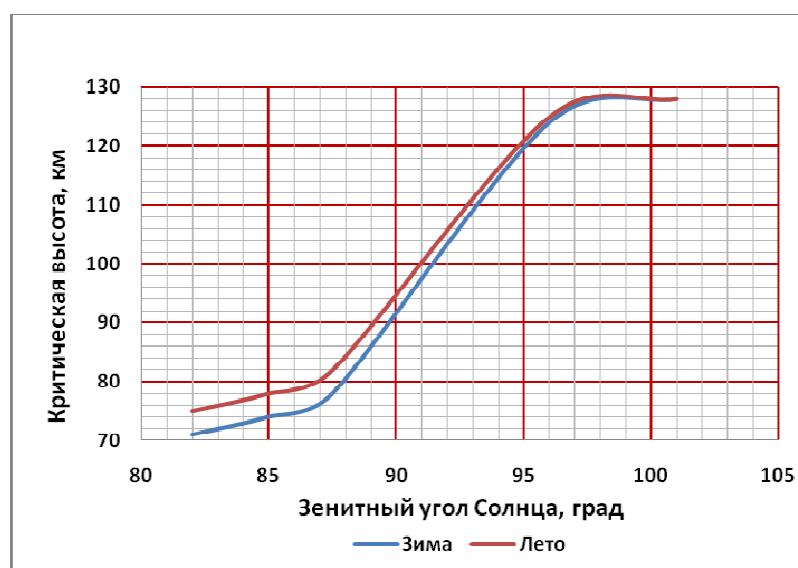


Рис. 11. Зависимость критической высоты (условие $F_{dir} = F_{scat}$) от зенитного угла Солнца. $\varphi = 45^\circ$ с. ш.

4.3 Граница дневных и сумеречных условий

Расчёты подтверждают вывод ряда исследований, что в дневных условиях доля рассеянного излучения в общем потоке невелика и вариациями водорода можно пренебречь. С увеличением зенитного угла Солнца доля рассеянного излучения в общем потоке в линии L_α возрастает, и при некотором критическом значении зенитного угла Солнца $Z_{кр}$, рассеянный поток сравнивается с прямым $F_{scat} = F_{dir}$, а затем становится больше прямого. Этот момент достижения можно считать началом сумерек в области далёкого ультрафиолета. Наступление «сумерек» в далекой ультрафиолетовой области отличается от подобного понятия в видимой области (см., например, [4]). При этом высота $h_{кр}$ над поверхностью земли, где потоки оказываются равными, является функцией зенитного угла Солнца, т.е. большим высотам соответствуют большие значения $Z_{кр}$.

С увеличением высоты величина критического угла возрастает. На рисунке 11 показано изменение критической высоты, при которой величины прямого и рассеянного потока сравниваются, от зенитного угла Солнца. В принципе, сезонные изменения критической высоты незначительны. Например, для интегрального потока F в линии L_α выравнивание потоков на высоте 80 км происходит при значениях зенитных углов Солнца $Z_{кр} = 87^\circ$ и 88° для лета и зимы, соответственно, или менее 4 км по высоте для конкретного зенитного угла. Значение $Z_{кр} = 88^\circ$ можно принимать за начало сумерек в далёкой ультрафиолетовой области.

Для наглядности на рис. 12 показана также зависимость интегрированных по длине волны прямого и рассеянного потоков в зимнее и летнее время от зенитного угла Солнца Z_c .

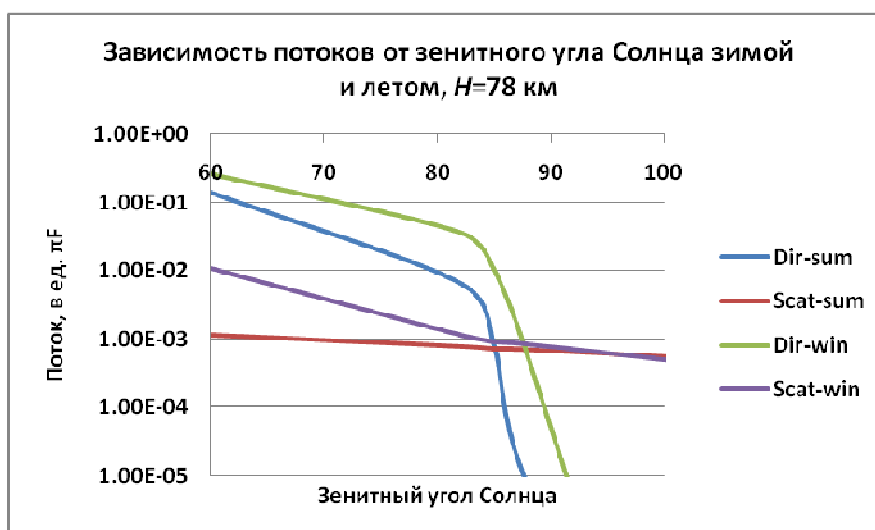


Рис. 12. Изменение прямых (*Dir*) и рассеянных (*Scat*) потоков в летнее (*sum*) и зимнее (*win*) время в зависимости от зенитного угла Солнца. Высота $H=78$ км

5 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТОВ

В результате проведенных авторами расчётов получен большой объём данных о вариации прямого и рассеянного потоков в различные сезоны и время суток. Одним из важных выводов является тот факт, что нельзя пренебрегать изменениями сечений рассеяния водорода σ_H и поглощения кислорода σ_{O_2} по ширине линии L_α .

Можно сопоставить наши результаты с расчётами Т. Реддманна и Р. Уля [14]. На рисунке 13 показано распределение спектральной плотности суммарного потока для зенитного угла $83,5^\circ$ по данным [14] и нашим расчётам для угла $87,5^\circ$ в зимнее время. В приводимом из работе [14] графике отклонение от центра линии (121,5668 нм) по оси абсцисс дано в нанометрах, а значение внеатмосферного интегрального потока нормировано к 1. Получено очень хорошее согласие наших расчётов с результатами [14] на высотах 60–80 км. Некоторое различие в правом горбе на высоте 90 км можно объяснить большим значением зенитного угла в нашем примере и различием параметризации коэффициента поглощения кислорода β_{O_2} . Авторы [14] проводят расчёты для интегрального содержания кислорода в столбе. Для высоты 100 км падение потоков на краях линии в нашем случае проходит более медленно, что может быть связано с меньшей концентрацией кислорода в зимних условиях (авторы [14] отмечают различный режим изменения потока с увеличением зенитного угла Солнца в зависимости от интегральной концентрации O_2 в столбе атмосферы).

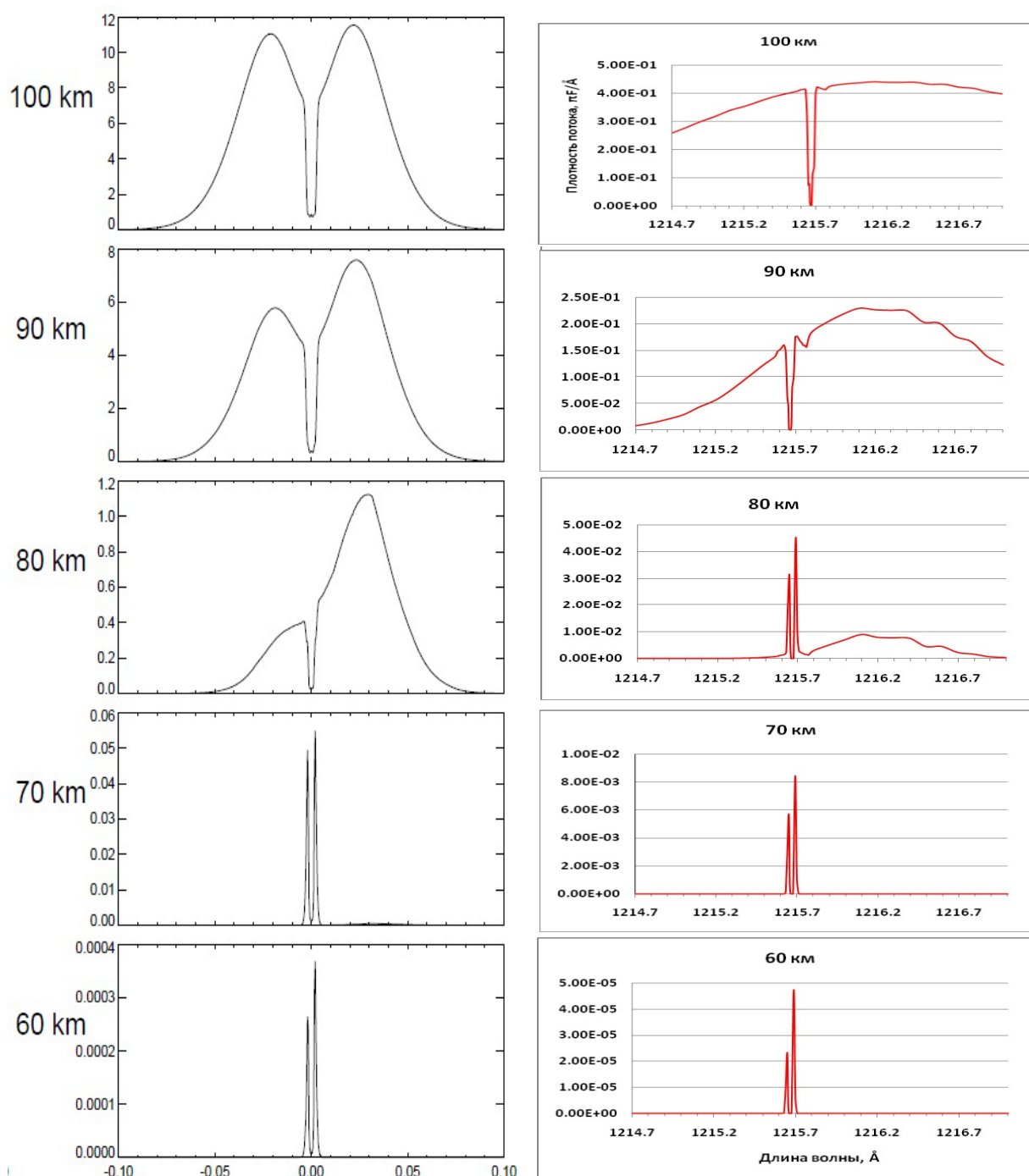


Рис. 13. Изменения спектра потока в линии L_α для зенитного угла Солнца $83,5^\circ$ (по данным [14], слева) и для зенитного угла Солнца $87,5^\circ$ (наши расчёты, справа), соответственно. На графиках, расположенных слева, по оси абсцисс указаны отклонения от центра линии в нанометрах, справа — указаны длины волн в ангстремах. Различия по осям ординат на одинаковых высотах справа и слева связаны с отличием в нормировке.

Внеатмосферный поток в работе [14] нормирован к единице, а плотность потока выражена в единицах $1/\text{нм}$.

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной вывод нашей работы состоит в том, что рассеянное излучение играет важную роль в переносе излучения в сумеречных и ночных условиях в линии L_α в D -области ионосферы, несмотря на то, что спектральный диапазон, в котором происходит рассеяние излучения в линии L_α , составляет $\sim 0,1 \text{ \AA}$, что на порядок величины меньше соответствующего значения спектральной области распространения для прямого потока. Величина рассеянного потока зависит от ряда параметров,

среди которых основными являются концентрации атомарного водорода и температура атмосферы 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 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Данилов А.Д. Популярная аэрономия. Изд. 2-е, доп. и перераб. // Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 230 с.
3. Краснопольский В.А. Физика свечения атмосфер планет и комет // М.: «Наука», Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 304 с.
4. Розенберг Г.В. Сумерки // М.: Физматгиз, 1963. – 380 с.
5. 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, p. (12)103-(12)106.
6. 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, p. 427-430.
7. Chabrilat S., Kockarts G. Simple parameterization of the absorption of the solar Lyman-alpha line // *Geoph. Res. Letters*, 1997, v. 21, No. 21, p. 2659—2662.
8. Kockarts G. Aeronomy, a 20th Century emergent science: the role of solar Lyman series // *Annales Geophysicae*, 2002, v. 20, pp. 585—598.
9. J. Lacoursière J., Meyer S. A., Faris G. W., Slinger 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.*, 1999, v. 110, No. 4, pp. 1949—1958.
10. Lemaire P., Charra J., Jouchoux A., Vidal-Madjar A., Artzner G. E., Vial J., Bonnet R. M., Skumanich A.: Calibrated full-disk H I Lyman- α and Lyman- β profiles // *Astrophys. J.*, 1978, v. 223, L55-L58.
11. 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.
12. Nicolet M. Solar UV radiation and its absorption in the mesosphere and stratosphere // *Pageoph*, 1980, v. 118 Birkhauser Verlag, Basel.
13. 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.
14. Reddmann T, Uhl R. The H Lyman- α actinic flux in the middle atmosphere // *Atmos. Chem. Phys.*, 2003, v. 3, pp. 225—231.
15. 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.
16. Van de Hulst H.C. Multiple light scattering. Tables, Formulas, and Applications. // Academic Press, N.Y., 1980. – Vol.1 – 300 p.; vol. 2. – 439 p.

RADIATION FLUX VARIATIONS IN LAYMAN ALPHA HYDROGEN LINE IN THE IONOSPHERIC D REGION

S. V. Dyshlevsky, Yu. E. Belikov

The specific aspects of the solar radiation in the Layman-alpha hydrogen line ($\lambda_0=1215.668 \text{ \AA}$) penetration into the ionospheric **D**-region. In this process not only direct fluxes, but also those ones, scattered on the atomic hydrogen in the upper atmosphere, are taken into consideration. The scattered radiation flux calculations were carried out by the modified transfer radiation model, which allowed to estimate the contribution of the multiple scattering. A special attention was paid to the twilight conditions, when either the direct radiation does not reach into the **D** region, or the direct radiation contribution into the flux is small. Under these conditions the main role plays the radiation, scattered on the atomic hydrogen. Here the deep penetration of the scattered radiation into the ionospheric **D**-region is due to so-called twilight effect when the addition of the scattered layer over the strongly absorbing layer increases the atmospheric transparency in spite of the total optical depth growth. In our case the scattered layer is the Earth exosphere and the uppermost atmospheric atomic hydrogen, which situated over the absorbing layer which is the atmospheric molecular oxygen. Some other specific features and effects arising at the radiation transfer process in the Layman-alpha hydrogen line.

KEYWORDS: MATHEMATICAL MODELING, RADIATION TRANSFER, LAYMAN-ALPHA LINE, IONOSPHERIC D-REGION