

ВТОРИЧНОЕ ЭЛЕКТРОНООБРАЗОВАНИЕ В E- И D-СЛОЯХ ИОНОСФЕРЫ В ПРОЦЕССЕ ИОНИЗАЦИИ ЖЕСТКИМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ И РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЦА

А.С. Стрелков

В работе приведены данные о числе электронов, образуемых в результате фотопоглощения квантов в диапазоне энергий от 20 до 2000 эВ на высотах от 80 до 300 км, и числа вторичных электронов, образуемых электронным ударом электронами с энергиями 30–2000 эВ на тех же высотах. Получены так же значения числа ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ . Результаты могут использоваться при расчетах скоростей ионообразования, являющихся входными данными для определения ионизационного состояния верхней атмосферы.

Введение

Процесс ионизации верхних слоев атмосферы и кинетика заряженных и нейтральных компонент воздушной среды определяют состояние ионосферных слоев. Основными ионизирующими агентами на высотах E- и D-слоев на средних широтах являются жесткое ультрафиолетовое (EVU) и рентгеновское (SXR) излучения солнца. На больших широтах добавляется ионизирующее действие вторгающихся в атмосферу потоков электронов и протонов.

Возможность получать данные о спектре и потоках EVU и SXR, измеряемых на спутниках, либо с высоким временным разрешением, либо осредненными по дню, позволяет отслеживать изменение ионизационного состояния ионосферы и условий распространения радиоволн. Исходя из этого желательно иметь сравнительно простой инструмент для расчета скорости ионообразования для энергий квантов от $\sim 12,2$ до $\sim 10^4$ эВ.

Одним из таких инструментов могла являться часть модели E- слоя под названием GLOW model [Solomon et al., 1988; Solomon and Abreu, 1989; Bailey et al., 2002; Solomon and Liying, 2005] относящаяся к расчету ионизации. Однако авторы указывают, что расчеты по подробной сетке энергий квантов солнечного спектра требуют значительного времени. Поэтому большая часть опубликованных расчетов ионизации верхней атмосферы сделана для ряда энергетических интервалов с шириной от ~ 10 до $\sim 2 \cdot 10^4$ эВ, что зачастую не приемлемо.

В настоящей работе предлагается вариант расчета скорости ионообразования Q_{ei} , основанный на заранее рассчитанных зависимостях числа электронов, образуемых при фотопоглощении квантов различных энергий на высотах h от 80 до

300 км с учетом изменения концентраций основных атмосферных составляющих N_2 , O_2 и O с высотой.

Другим вариантом может быть расчет числа фотопоглощений и энергии фотоэлектрона $En\theta$ с последующим умножением на число вторичных электронов N_{sec} . В этом случае так же используется заранее рассчитанная зависимость $N_{sec}(En\theta, h)$.

При выборе высот наименьшая высота 80 км была выбрана исходя из того, что ниже 80 км отношение концентраций основных компонент воздуха не меняется. Верхний предел определяется возможностью оттока образующихся электронов, поскольку остаточная масса атмосферы сравнивается с массовым пробегом электрона. Такой высотой является высота ~ 200 – 250 км и расчеты для 300 км сделаны просто для того, чтобы проследить тенденцию изменения $n_{sec}(En\theta, h)$.

Физико-математическая модель взаимодействия квантов и электронов с воздушной средой

Во всех расчетах принимается, что воздушная среда состоит из молекулярного азота и молекулярного и атомарного кислорода. Концентрации для различных высот вычислялись с использованием модели атмосферы MSIS [Hedin, 1991]. Использовался вариант MSIS 2000.

Процессы взаимодействия квантов энергии $h\nu$ с воздухом определялись сечениями поглощения $\sigma^{abs}(h\nu)$, ионизации $\sigma^{ion}(h\nu)$, а для N_2 и O_2 дополнялись сечениями образования ионизованной молекулы ($\sigma_{N_2^+}$, $\sigma_{O_2^+}$) и ионизованного атома – сечением диссоциативной ионизации σ_{N^+} и σ_{O^+} . Сечения для атомарного кислорода брались из библиотеки сечений EPDL97 [www-nds.iaea.org>epdl97]. Использовались сечение возбуждения $\sigma_o^{Excit}(h\nu)$ и сечения ионизации K , L_1 , L_2 , L_3 уровней, а также средние значения энергии пошедшей на возбуждение $\Delta_o^{Excit}(h\nu)$. Процессами когерентного и некогерентного рассеяния пренебрегалось ввиду их малости.

Более сложной задачей является выбор сечений для молекулярных составляющих. Имеющиеся в литературе данные [Kirby et al., 1979; Torr et al., 1979; Fennelly et al., 1992], получены обобщением экспериментально измеренных сечений и теоретических оценок. Сечения в работах Кирби и Феннели согласуются друг с другом достаточно хорошо, Хотя некоторые отдельные значения могут расходиться, что более заметно вблизи порогов ионизации. В дальнейших расчетах используются сечения из работы [Fennelly et al., 1992]. Верхний предел энергии квантов составляет 522,4 эВ, в то время как для корректного расчета ионизации от EVU и SXR в D-слое необходимо учитывать излучение с энергией не менее 2000 эВ, а лучше до ~ 10 КэВ. Поскольку при энергиях квантов более ~ 30 эВ для N_2 и O_2 $\sigma^{abs}(h\nu) = \sigma^{ion}(h\nu)$, то было проведено сравнение значений молекулярных сечений с удвоенным атомарным сечением. Результаты, представленные на рис. 1, показывают, что такой прием расширения энергетического диапазона используемых сечений допустим.

Выбор продукта ионизации – молекулярного или атомарного иона определяется «весом» данного канала ионизации – δ , равного отношению сечения образования иона к полному сечению ионизации, так

$$\delta_{N_2}^{N_2^+} = \sigma_{N_2}^{ionN_2^+} / \sigma_{N_2}^{ion}.$$

Сечения каналов ионизации для N_2 ограничены $h\nu = \sim 400$ эВ, а для O_2 $h\nu = \sim 520$ эВ. Чтобы продолжить возможность выбора продукта ионизации в сто-

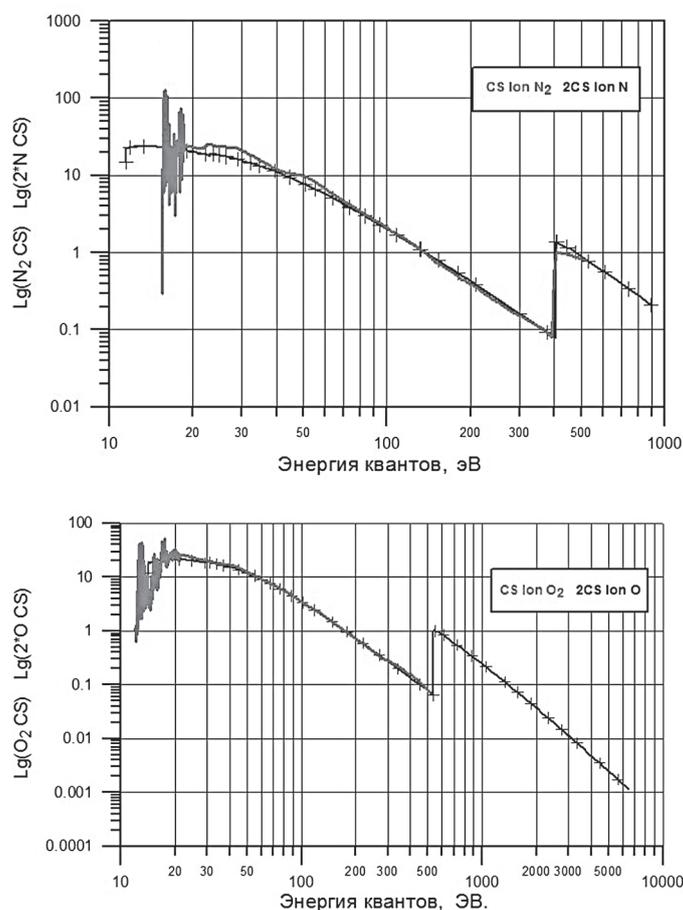


Рис. 1. Сравнение сечений ионизации молекулярных азота и кислорода с удвоенными сечениями атомарных N и O из EPDL97.

рону больших энергий были построены зависимости весов от энергий кванта. На рис. 2 показаны зависимости $\delta_{N_2}^{N_2^+}$ и $\delta_{O_2}^{O_2^+}$ от $h\nu$ при $h\nu$ более 100 эВ, из которых следует, что начиная с 200–300 эВ вклады молекулярных и атомарных каналов выходят на приблизительное равновесие.

В дальнейшем принималось, что все значения

$$\delta_{N_2}(h\nu > 400) = \delta_{N_2}(400), \text{ а } \delta_{O_2}(h\nu > 500) = \delta_{O_2}(500).$$

Потери энергии кванта в случае образования $N_2^+ - \Delta_{N_2}^{N_2^+}$ принимались равными энергии ионизации 14,5 эВ, $\Delta_{N_2}^{N_2^+} = 24,3$, $\Delta_{O_2}^{O_2^+} = 11,2$ и $\Delta_{O_2}^{O_2^+} = 18,7$ эВ.

При создании модели ионизации молекулярных атмосферных газов электронным ударом были использованы данные о сечениях из работ [Majeed and Strikfand, 1979; Itikawa et al., 1986; Itikawa et al., 1989; Itikawa, 2006; Itikawa, 2008]. Наиболее полные данные о сечениях для N_2 и O_2 содержатся в работах [Itikawa, 2006; Itikawa, 2008]. В этих работах приведены сечения всех процессов сопровождающих

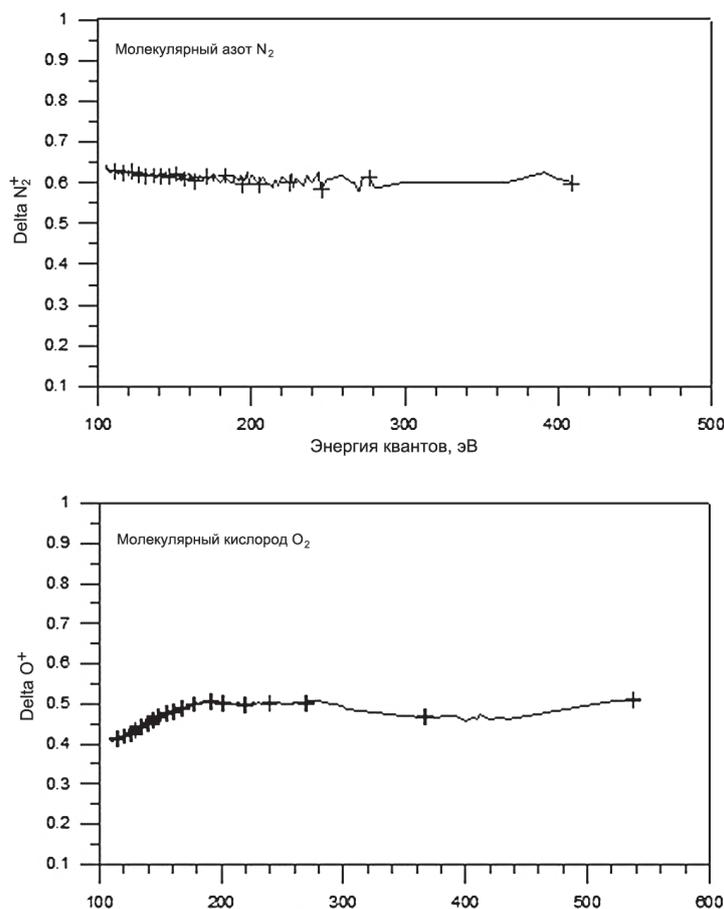


Рис. 2. Зависимость $\delta_{N_2^+}^{N_2^+}$ и $\delta_{O_2^+}^{O_2^+}$ от энергии квантов [Fennelly et al., 1992].

электронный удар: возбуждения ротационных и вибрационных состояний молекул, возбуждения электронных состояний, диссоциации, диссоциативной ионизации и ионизационных процессов с выходом молекулярных и атомарных ионов, включая дважды заряженные. Сечения даны для энергий электронов до 2000 эВ.

В модели воздействия электронов на воздушную среду учитывались все процессы потери энергии за исключением возбуждения ротационных уровней, так как этот процесс имеет значение только при энергиях ниже порога ионизации. Для N_2 определялись потери на возбуждение 13 молекулярных уровней:

$$A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, B^1\Sigma_u^-, a^1\Sigma_u, a^1\Pi_g, w^1\Delta_u, C^3\Pi_u, E^3\Delta_g^+, a''^1\Sigma_g^+, b^1\Pi_u, c^1\Sigma_u^+, b^1\Sigma_u^+$$

с энергиями возбуждения от 6.169 до 12.854 эВ. При построении зависимости сечений от энергии данные Итикавы дополнялись сечениями из работы [Majeed, 1979] с соответствующей перенормировкой для получения гладких зависимостей вплоть до энергии 2000 эВ.

Для молекулярного кислорода учитывались потери на возбуждение состояний:

$$A^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+, c^1\Sigma_u^-, A'(c)^3\Delta_u^-, A^3\Sigma_u^+, B^3\Sigma_u^-$$

с потерями энергии от 0,977 до 6,12 эВ.

Как и в случае N_2 частично сечения брались из работы [Majeed and Strikfand, 1979]. Сечения вибрационного возбуждения, диссоциации, диссоциативной ионизации и ионизации целиком взяты из [Itikawa, 2006; Itikawa, 2008]. Все сечения для атомарного кислорода взяты из библиотеки EEDL97. Используются сечения возбуждения, радиационных потерь, ионизации K, L_1, L_2, L_3 оболочек. Потери определяются как средние энергетические для электрона с заданной энергией и также берутся из EEDL97.

Наряду со знанием сечений для расчета процесса деградации энергии первичного электрона и определения энергии вторичного необходимо знание энергетических спектров вторичных электронов, возникающих при ионизационных столкновениях. Вторичными электронами считаются электроны, которые в ионизационном столкновении приобретают меньшую энергию, которая лежит в интервале

$$0 \leq E_{sec} \leq (En0 - \Delta E_{ion})/2,$$

где $En0$ энергия электрона до столкновения, а ΔE_{ion} потери энергии на ионизацию.

Для определения энергии вторичных электронов использованы спектры, взятые из работы [Oral et al., 1972]. Спектры получены экспериментально в диапазоне энергий первичных электронов от 50 до 2000 эВ. При энергиях меньших 50 эВ было использовано рекомендованное в этой же работе спектральное распределение вида

$$F(E_{sec}) = \frac{Const}{E_{sec}^2 + \hat{E}^2} \quad (1)$$

В (1) – \hat{E} подобранная по экспериментальным данным константа равная 11,4 и 15,2 эВ для N_2 и O_2 соответственно. Const – нормировочная константа. Используя энергетическое спектральное распределение (1), нормированное на 1 сводится к выражению:

$$F(E_{sec}) = \frac{\arctg(E_{sec}/\hat{E})}{\arctg(E_{max}/\hat{E})}, \quad (2)$$

где $E_{max} = (En0 - \Delta E_{ion})/2$

Такой вид спектров использовался при $20 \leq E_{sec} < 50$ эВ.

Для атомарного кислорода выборка энергии вторичного электрона из спектра не производилась, а использовалось среднее значение энергии вторичного электрона в функции от энергии первичного, даваемое в EEDL97.

Расчетная схема процесса образования вторичных электронов при фотоионизации и ионизации электронным ударом

Методом расчета вторичного электронообразования выбран метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). Начальная энергия фотоэлектрона определяется выбором компоненты атмосферы, на которой происходит ионизация; типа ионизационного процесса – образования молекулярного или атомарного иона при ионизации молекулы или ионизируемой оболочки атома при ионизации атомарного кислорода. Это позволяет найти энергию фотоэлектрона

$$En0 = hv - \Delta E_{ion}.$$

Частота выбора компоненты K из распределения нормированного на 1 определяется ее «весом» – η^K

$$\eta^K = \sigma_K^{ion}(hv) \cdot [K(h)] / \sum_k \sigma_k^{ion}(hv) \cdot [K(h)],$$

где $[K(h)]$ – число частиц сорта K на высоте h .

Принцип выбора типа продукта ионизации аналогичен и определяется отношением величины сечения данного канала ионизации к полному сечению. При ионизации молекулы вес получения молекулярного иона

$$\delta_{Mol}^K = \sigma_{ionMol}^K / (\sigma_{ionMol}^K + \sigma_{ionAtom}^K), \text{ а } \delta_{Atom}^K = 1 - \delta_{Mol}^K.$$

Такой же принцип заложен в определение ионизирующей оболочки атома. После этих выборов требуется проследить кинетику изменения энергии первичного электрона и создания им вторичных электронов. Далее таким же образом прослеживается кинетика вторичных электронов и создания ими электронов последующих поколений.

Начальный этап, также как и в случае квантов состоит из выбора компоненты. Единственное отличие состоит в том, что используется полное сечение σ_{el}^{tot} равное сумме сечений всех процессов, приводящих к потере энергии. После выбора компонента проводится выбор процесса взаимодействия (imp) с использованием

$$\delta^{imp} = \sigma_{el}^{(imp)} / \sigma_{el}^{tot}$$

и определяется энергия электрона после соударения. Если эта энергия меньше минимальной энергии ионизации $\Delta_{ion}^{min} = 11,2$ эВ (для O_2) то происходит переход к рассмотрению следующего электрона. При ионизационном соударении с молекулами производится выбор из спектра энергий энергии вторичного электрона, а энергия ионизирующего после столкновения

$$E_{el}^{first} = EnO - E_{el}^{sec}.$$

При ионизации O энергия вторичного электрона полагается средней по спектру $\langle E(EnO) \rangle$ и берется из таблиц EEDL97. Если энергия в процессе ионизации становится меньше Δ_{ion}^{min} , то этот электрон выбывает из рассмотрения. После определения E_{el}^{first} и E_{el}^{sec} цикл повторяется.

Выходными результатами являются усредненные по числу рассмотренных квантов или электронов:

- для квантов общее число электронов, созданных квантом данной энергии;
- для электронов число вторичных электронов.

Так же определяются числа созданных положительных ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ , которые для ряда программ расчета ионизационного состояния верхних слоев атмосферы, являются входными параметрами. Кроме того, программа позволяет выводить спектральные распределения электронов.

Полученные результаты

Расчеты числа электронов проводились для состава основных компонент атмосферы, соответствующего средней солнечной активности на высотах 80, 100, 120, 150, 200, 250 и 300 км. Числа фотоэлектронов получены для энергий квантов от 20 до 2000 эВ. При этом сетка энергий квантов выбрана так, что для K скачков поглощения расчет делался при энергиях $h\nu_K \pm 1$ эВ. Это позволяло проследить измене-

ние числа электронов, связанное с резким уменьшением энергии фотоэлектрона. Полученные зависимости числа образованных электронов от энергии кванта представлены в табл. 1 и на рис. 3.

Таблица 1

**Число электронов, образуемых при фотопоглощении квантов
в верхней атмосфере**

Энергия квантов, эВ	Высота, км						
	80	100	120	150	200	250	300
20	1	1	1	1	1	1	1
30	2	2	2	2	2	2	2
40	2	2	2	2	2	2	2
50	2	2,011	2,044	2,092	2,158	2,191	2,205
70	3,02	2,984	2,924	2,789	2,668	2,612	2,597
100	4,201	4,119	3,897	3,68	3,458	3,327	3,219
150	6,098	5,796	5,148	4,547	4,106	3,784	3,637
200	8,063	7,327	6,105	5,179	4,588	4,183	3,950
250	10,01	8,639	6,769	5,566	4,865	4,380	4,149
300	12,00	9,698	7,209	5,807	5,007	4,485	4,260
350	13,75	11,11	8,450	7,053	6,286	5,946	5,890
404	15,88	13,31	10,79	9,402	8,768	8,524	8,457
406	2,912	2,657	2,474	2,453	2,536	2,797	3,186
450	3,579	3,295	3,131	3,162	3,278	3,543	4,040
500	5,668	5,361	4,936	4,598	4,405	4,651	5,058
536	7,058	6,522	5,836	5,257	5,051	5,093	5,711
538	5,722	5,501	4,92	4,215	3,718	3,210	2,948
550	6,088	5,792	5,116	4,33	3,754	3,263	2,983
600	7,892	7,267	6,141	5,235	4,542	4,137	3,957
700	11,67	9,792	7,576	6,282	5,551	4,985	4,826
800	15,63	13,43	10,98	9,325	8,116	7,163	6,392
900	19,56	17,11	14,51	12,98	11,84	10,82	10,26
1000	23,50	21,02	18,43	16,97	15,90	15,37	14,92
1300	35,18	32,45	29,63	28,4	28,02	28,31	29,1
1500	42,44	39,59	36,79	35,57	35,54	36,44	37,55
1700	49,46	46,29	43,07	41,93	42,21	43,67	45,36
2000	59,96	56,43	52,82	51,62	52,17	54,1	56,7

На рис. 3 показаны зависимости числа электронов на высотах 80 и 300 км. Эти данные показывают, что зависимости числа электронов от $h\nu$ в диапазоне энергий EUV–SXR не монотонны, имеют скачки при энергиях K уровней. Энергетические цены колеблются от 15 до 180 эВ при изменении энергии квантов и высоты. Использование таких сложных зависимостей $N_{\text{evec}}(h\nu, h)$ для массовых расчетов ионизационного действия солнечного излучения затруднительно. Поэтому для таких расчетов можно несколько изменить последовательность определения числа образованных электронов и, следовательно, скорости ионообразования Q_{ei} , ис-

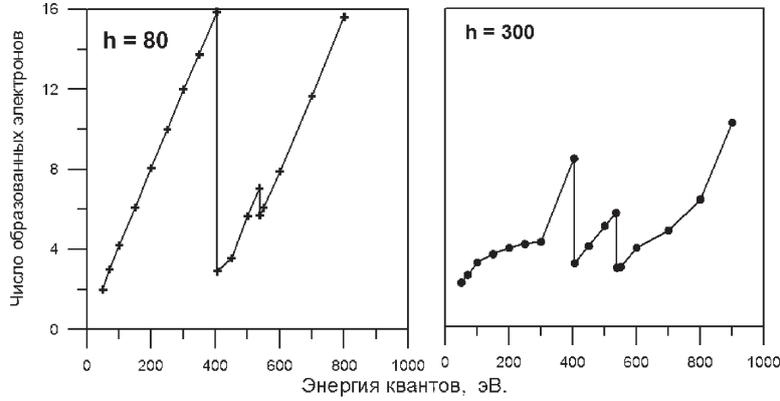


Рис. 3. Зависимости числа фотоэлектронов от энергии квантов на высотах 80 и 300 км.

пользуя зависимости $N_{e\text{sec}}$ от энергии первичного фотоэлектрона $En\theta = h\nu - \Delta E_{ion}$. Тогда:

$$Q_{ei} = Flux(h\nu, h) \cdot (n_{\text{sec}}^{N_2} + n_{\text{sec}}^{O_2} + n_{\text{sec}}^O) \quad (3)$$

$$n_{\text{sec}}^{N_2} = \sigma_{N_2}^{ion}(h\nu) \cdot N_2(h) \cdot \left[\begin{array}{l} \delta_{N_2}^{ion} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{N_2}^{ion}) + \\ \delta_{N_2}^{Dision} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{N_2}^{Dision}) \end{array} \right]$$

$$n_{\text{sec}}^{O_2} = \sigma_{O_2}^{ion}(h\nu) \cdot O_2(h) \cdot \left[\begin{array}{l} \delta_{O_2}^{ion} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{O_2}^{ion}) + \\ \delta_{O_2}^{Dision} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_{O_2}^{Dision}) \end{array} \right]$$

$$n_{\text{sec}}^O = \sigma_O^{ion}(h\nu) \cdot O(h) \cdot [\delta_O^{ionK} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^K) + \delta_O^{ionL_1} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^{L_1}) + \\ \delta_O^{ionL_2} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^{L_2}) + \delta_O^{ionL_3} \cdot N_{e\text{sec}}(h, h\nu - \Delta E_O^{L_3})]$$

В (3) δ – веса соответствующих процессов ионизации, а ΔE энергетические затраты на ионизацию.

Расчеты числа вторичных электронов выполнены для энергий от 20 до 2000 эВ. Набираемая статистика составляла 10000 историй первичных электронов, что обеспечивало статистическую точность расчетов $\sim 1\%$. Наряду с $N_{e\text{sec}}$ выдавались и числа образованных положительных ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ .

Полученные значения $N_{e\text{sec}}$ приводятся в табл. 2. На рис. 4 представлены зависимости $N_{e\text{sec}}(En\theta, h)$, полученные для высот 80 и 300 км.

Рисунок показывает, что начиная приблизительно с 500 эВ зависимость $N_{e\text{sec}}(En\theta)$ является монотонной и может быть аппроксимирована линейной функцией. Коэффициенты такой аппроксимации сведены в табл. 3. Введение аппроксимации позволяет расширить зависимость $N_{e\text{sec}}(En\theta)$ до $En\theta = 10^4$ эВ. Такое расширение физически оправдано, поскольку процессы взаимодействия электронов с N_2 , O_2 и O в интервале энергий 2000–10000 эВ не изменяются по их взаимной значимости, а заметный вклад радиационных потерь проявляется при энергиях больших $\sim 10^5$ эВ.

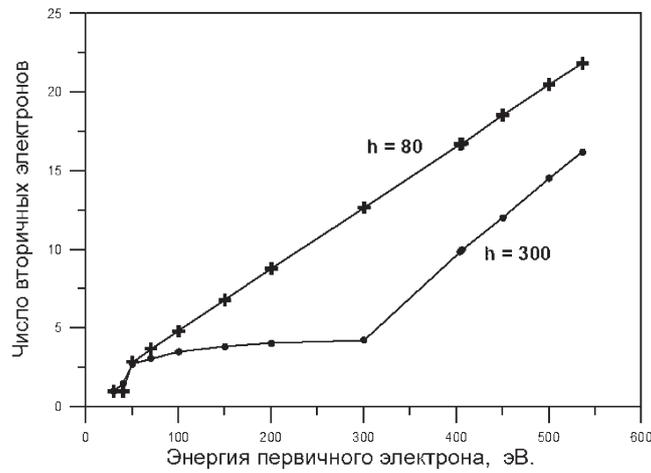


Рис. 4. Зависимость числа вторичных электронов от энергии первичного электрона для высот 80 и 300 км.

Таблица 2

Число электронов, образуемых при электронном ударе в верхней атмосфере

Энергия квантов, эВ	Высота, км						
	80	100	120	150	200	250	300
30	1	1	1	1	1	1	1
40	1	1,02	1,08	1,16	1,28	1,39	1,49
50	2,87	2,88	2,89	2,87	2,89	2,79	2,74
70	3,70	3,64	3,54	3,38	3,24	3,17	3,09
100	4,83	4,72	4,44	4,08	3,79	3,60	3,51
150	6,81	6,34	5,52	4,82	4,33	4,04	3,83
200	8,80	7,87	6,36	5,35	4,77	4,29	4,05
300	12,67	9,99	7,23	5,82	4,97	4,53	4,25
404	16,73	14,29	11,25	10,44	9,88	9,82	9,87
406	16,74	14,30	11,82	10,5	9,95	9,83	9,99
450	18,55	15,90	13,48	12,30	11,87	11,88	12,02
500	20,50	17,89	15,44	14,16	14,02	14,17	14,55
536	21,85	19,33	16,70	15,73	15,36	15,74	16,2
538	21,89	19,35	16,82	15,84	15,56	15,82	16,34
600	24,34	21,67	19,34	18,30	18,08	18,51	19,26
700	28,3	25,61	23,01	22,07	22,17	22,98	23,95
800	32,16	29,54	26,79	25,80	26,16	27,02	28,49
900	36,16	33,25	30,40	29,67	29,96	31,12	32,99
1000	40,16	37,16	34,12	33,36	34,01	35,35	37,2
1300	50,21	46,77	43,70	42,90	43,83	45,99	48,49
1500	57,16	53,54	49,88	49,06	50,13	52,86	56,17
1700	64,50	60,46	56,42	55,34	56,30	59,65	62,65
2000	75,2	70,61	66,49	64,74	66,11	69,57	73,90

Таблица 3

Коэффициенты аппроксимации зависимости числа вторичных электронов от энергии первичного электрона с энергией большей 2000 эВ $N_{\text{esec}}(En\theta) = a + b \cdot En\theta$

h , км	a	b
80	4,128605769	0,03550540865
100	2,695480769	0,03396322115
120	0,9582692308	0,03272740385
150	0,7500480769	0,03213257212
200	0,4645192308	0,03296177885
250	-0,4767307692	0,03531490385
300	-0,7255769231	0,03749663462

Провести сравнение полученных результатов с данными работы [Solomon and Liying, 2005], в которой приводятся данные о числе электронов, образуемых EUV и SXR, оказалось не возможным. В этой работе за базовое значение принимается число электронов, которые создает квант на высоте, для которой суммарный столб данной компоненты $\text{sum}[komp]$ таков, что

$$\tau = \text{sum}[komp] \cdot \sigma_{komp}^{abs}(h\nu) = 1$$

и это значение $N_{\text{esec}}(h\nu)$ используется для расчета на всех высотах ниже этой высоты. Для больших высот учет излучения с этой энергией квантов не делается. Кроме того, приведенные в этой работе значения получены не для квантов с определенной энергией, а усреднены по интервалу энергий, который может составлять от десятка эВ до ~20 КэВ. В последнем случае разброс высот может составлять сотни километров.

Заключение

В работе получены зависимости числа вторичных электронов как от энергии кванта в случае его фотопоглощения, так и от энергии первичного электрона, при ионизации электронным ударом. Использование этих данных дает возможность, сравнительно просто, проводить расчеты скорости ионообразования как от моноэнергетических, так и от спектральных источников солнечного ультрафиолетового и рентгеновского излучений в диапазоне энергий от десятков эВ до ~10 кэВ. Поскольку наряду с числом вторичных электронов рассчитаны аналогичные зависимости и для положительных ионов N_2^+ , N^+ , O_2^+ , O^+ , то полученные в работе результаты позволяют получать все необходимые входные данные для решения уравнений кинетики заряженных и нейтральных компонент ионосферной плазмы на высотах E- и D-слоев.

Литература

- Bailey, S.M., C.A. Barth, and S.C. Solomon // J. Geophys. Res. 2002. V107. P. 1205.
 Fennelly J.A. and D.G. Torr // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1992. V 51. P. 321.
 Hedin A.E. // J. Geophys. Res. 1991. V 96. P. 1159.

- Itikawa Y., M. Hayashi, A. Ichimura, K. Onda, K. Sakimoto, K. Takayanagi // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1986. V 15. No. 3. P. 985.*
- Itikawa Y., M. Hayashi, A. Ichimura, K. Onda, K. Sakimoto, K. Takayanagi // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1989. V 18. No. 1. P. 23.*
- Itikawa Y. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V. 35. No. 1. P. 31.*
- Itikawa Y. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2008. V. 38. No. 1. P. 1.*
- Opal C.B., E.C. Beaty and W.K. Peterson // Atomic Data. 1972. V.4. P. 209.*
- Kirby K., E.R. Constantinides, S. Babeu, P. Oppenheimer and G.A. Victor // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1979. V. 23. P. 63.*
- Majeed T. and D.J. Strickland // J. Phys.Chem. Ref. Data 1997. V. 26. No 2. P. 335.*
- Solomon, S.C., P.B. Hays, and V.J. Abreu // J. Geophys. Res. 1988. V 93. P. 9867.*
- Solomon, S.C., and V.J. Abreu // J. Geophys. Res. 1989. V 94. P. 6817.*
- Solomon, S.C., S.M. Bailey and T.N. Woods // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 2149.*
- Solomon, S.C., and L. Qian // J. Geophys. Res. 2005. V.110, A10306.*
- Torr M., D.G. Torr, R.A. Ong // Geophys. Res. Lett. 1979. V. 6. No. 10. P. 771.*