



Расчет притока тепла к электронному газу на высотах области E ионосферы Земли

Л.Б. Волкомирская¹, О.А. Гулевич¹, Н.В. Кривошеев², Т.Н.Ларина²,
А.Е. Резников¹

¹ *Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук им. Н.В. Пушкова.*

² *Донской государственной технической университет*

Аннотация. Рассматривается методика расчета притока тепла к ионосферным электронам от фотоэлектронов, образующихся в результате ионизации нейтральных составляющих атмосферы солнечным излучением в области E ионосферы Земли. Приведены примеры расчета спектров фотоэлектронов и скорости притока тепла к электронному газу на высоте 130 км в зависимости от зенитного угла Солнца.

Ключевые слова: тепловые электроны, максвелловское распределение, спектры фотоэлектронов, функция распределения, зенитный угол Солнца, солнечное излучение, соударения электронов, вторичная ионизация.

Для проектирования средств связи необходимо достаточно надежно прогнозировать условия распространения волн в различных диапазонах [1,2]. Моделирование ионосферного распространения радиоволн в значительной степени определяется заданием пространственных распределений электронной концентрации, для расчета которых необходимы достоверные модели нейтральной атмосферы, а также знание температурного режима как ионизованной, так и нейтральной составляющих, поэтому изучение теплового баланса ионосферных электронов является актуальной задачей. Одним из этапов этого процесса является разработка метода расчета спектров фотоэлектронов в области E ионосферы [3].

Теряя энергию в процессе соударений с нейтральными частицами первичные фотоэлектроны и электроны, образующиеся в результате вторичной ионизации, взаимодействуют и с тепловыми электронами области E ионосферы. При достаточно больших энергиях сверх тепловых электронов это взаимодействие незначительно. Однако на высотах области E, начиная с



энергий 1 – 1,5 эВ и ниже фотоэлектроны и вторичные электроны в процессе термализации передают свою энергию, главным образом, тепловым электронам.

Здесь мы рассчитываем скорость нагрева единицы объема электронного газа Q из следующих соображений. Будем условно разделять электронный газ на две компоненты: тепловые электроны, состояние которых описывается максвелловским распределением с температурой T_1 и сверхтепловые электроны, распределение которых, вообще говоря, максвелловским не является.

Вновь образовавшиеся сверхтепловые электроны, теряя свою энергию при соударениях, постепенно переходят в разряд тепловых электронов. Для определения полной функции распределения всех электронов необходимо определить стационарное распределение тепловых и сверхтепловых электронов по энергиям. Получить полное распределение в области энергий меньше 1 эВ на высотах области E ионосферы решением кинетического уравнения является весьма сложной задачей. Кроме того, в ходе решения приходится делать ряд упрощений, которые могут существенно изменить результат.

Считая основным источником ионизации днем в области E ионосферы коротковолновое солнечное излучение, попытаемся определить функцию распределения электронов более простым способом [4,5].

Пусть имеется источник ионизации, производящий q электронов в 1см^3 за 1 секунду, причем энергия каждого образовавшегося электрона $\langle E \rangle$ электрон-вольт. Теряя энергию за счет соударений, эти электроны будут переходить в область более низких, чем $\langle E \rangle$ энергий. Можно определить, какую часть составляет число электронов с энергией E больше E_0 от всего числа n_e электронов в 1 см^3 :



$$F(E > E_0) = \frac{q\tau}{n_e}, \quad (1)$$

где E_0 – некоторое заданное значение энергии; τ – время, в течение которого образовавшийся электрон теряет энергию от E до E_0 .

При ионизации нейтральной атмосферы солнечным излучением образуются фотоэлектроны с различными энергиями. Разбивая спектр первичных фотоэлектронов на n интервалов, и задавая в каждом интервале среднюю энергию $\langle E_i \rangle$, получим набор n источников со скоростями производства электронов q_i .

Обозначим τ время, необходимое электрону из i -го интервала для того, чтобы снизить свою энергию до величины E_k ($k=1, 2, 3, \dots, n$). Тогда

$$F(E > E_0) = \frac{\sum_{i=1}^n q_i \tau_i}{n_e}. \quad (2)$$

При расчете τ_i было использовано выражение для скоростей потери энергии электронами из [6,7]. Будем считать, что фотоэлектроны с энергией больше 50 эВ теряют в одном ионизирующем соударении 30-35 эВ, а вторичные электроны имеют энергию 15-20 эВ [8]. Менее энергичные фотоэлектроны с энергиями от 20 до 50 эВ теряют в каждом акте ионизации 15-20 эВ, причем энергия вторичных электронов составляет от 0,5 до 5 эВ. Эти предположения являются в некоторой степени произвольными, но не ведут к ошибкам в величине скоростей потери энергии при ионизации нейтральных составляющих атмосферы фотоэлектронами более, чем в 2-3 раза [7], позволяя все же учесть влияние вторичных фотоэлектронов на значения q_i . С помощью (2) может быть получена функция распределения сверхтепловых электронов по энергиям в виде

$$f(E) = \frac{\Delta F}{\Delta E}, \quad (3)$$

или иначе

$$f(E) = \frac{q(>E)}{n_e \left(\frac{dE}{dt}\right)_\Sigma}, \quad (4)$$

где: $q(>E)$ – количество электронов, образующихся в 1 см^3 за 1 сек с энергией больше E (включая вторичную ионизацию); $\left(\frac{dE}{dt}\right)_\Sigma$ – полная скорость потери энергии.

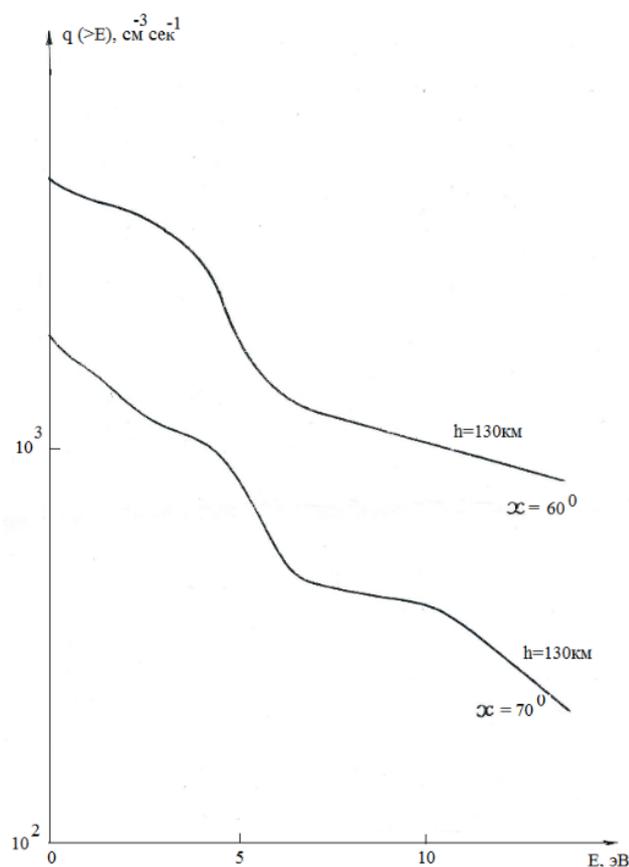


Рис. 1.– Примеры рассчитанных спектров, включающих как фотоэлектроны, так и вторичные электроны

На рис.1 приведены примеры рассчитанных нами спектров, включающих как первичные фотоэлектроны, так и вторичные электроны. Необходимо



отметить, что расчеты $f(E)$ с помощью уравнения (4) носят приближенный характер особенно для интересующего нас интервала энергий. Однако такое приближение может быть отчасти оправдано существующей неопределенностью в сечениях ионизации нейтральных молекул и в сечениях поглощения солнечного излучения нейтральной атмосферой.

Если известна функция распределения сверхтепловых электронов по энергиям, то число электронов, содержащихся в интервале энергий от E до $E + dE$ будет $dn_e = n_e f(E) dE$.

Тогда приток тепла к тепловым электронам от сверхтеплого «хвоста» распределения можно записать как

$$Q = \int_{kT_e}^{\infty} n_e f(E) \left(\frac{dE}{dt} \right)_{ee} dE, \quad (5)$$

где $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{ee}$ – скорость передачи энергии от сверхтепловых электронов тепловым, являющаяся функцией энергии.

При энергиях более 1 эВ вид функции $f(E)$ определяется тем или иным приближенным методом. В любом случае исходными данными для расчета

Q служат, кроме модели нейтральной атмосферы, функции $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{ee}$ и

$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{eu}$ – полная скорость потери энергии за счет соударений с

нейтральными частицами. Если определять вид распределения сверхтепловых электронов с помощью (4), то выражение (5) принимает вид:

$$Q = \int_{kT_e}^{\infty} \frac{q(\gamma E)}{\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\Sigma}} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{ee} dE, \quad (6)$$

причем, $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\Sigma} = \left(\frac{dE}{dt} \right)_{eu} + \left(\frac{dE}{dt} \right)_{ee}$.



Для скоростей потери энергии при электрон-электронных соударениях использованы результаты работ [9,10] в виде

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ee} = \frac{w^2 e^2}{v} \left\{ I\left(\frac{v}{v_e}\right) \ln \frac{2\lambda}{3\gamma} + \frac{v}{v_e} G\left(\frac{v}{v_e}\right) \right\}, \quad (7)$$

где:

$$I_e(U) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ \int_0^U e^{-x^2} dx - 2U e^{-U^2} \right\}, \quad (8)$$

$$\lambda = \frac{3(kT_e)^{3/2}}{e^3 (4\pi e)^{1/2}}, \quad w_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m}\right)^{1/2}, \quad v_e = \left(\frac{2kT_e}{m}\right)^{1/2},$$

γ – постоянная Эйлера, m , e , T_e – масса, заряд и температура тепловых электронов соответственно, k – постоянная Больцмана.

Член $\frac{v}{v_e} G(U)$ в [10] задается в таблице. Кроме выражения (7) могут быть

использованы следующие асимптотические формулы:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ee} = \frac{w_p^2 e^2}{v} \ln \left(\frac{mv^3}{\gamma e^2 w_p} \right), \quad \text{при } kT_e \ll E \ll \frac{me^4}{2h^2},$$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ee} = \frac{w_p^2 e^2}{v} \ln \left(\frac{mv^2}{h w_p} \right), \quad \text{при } E > \frac{me^4}{2h^2}. \quad (9)$$

Здесь $\frac{me^4}{2h^2} = 14$ эВ; h – постоянная Планка.

Из (9) видно, что $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ee}$ при энергиях, значительно превышающих среднюю энергию тепловых электронов, не зависит от температуры.

В качестве примера расчета притока тепла к электронному газу от фотоэлектронов на рис.2 показана полученная нами зависимость Q от зенитного угла Солнца для высоты 130 км.

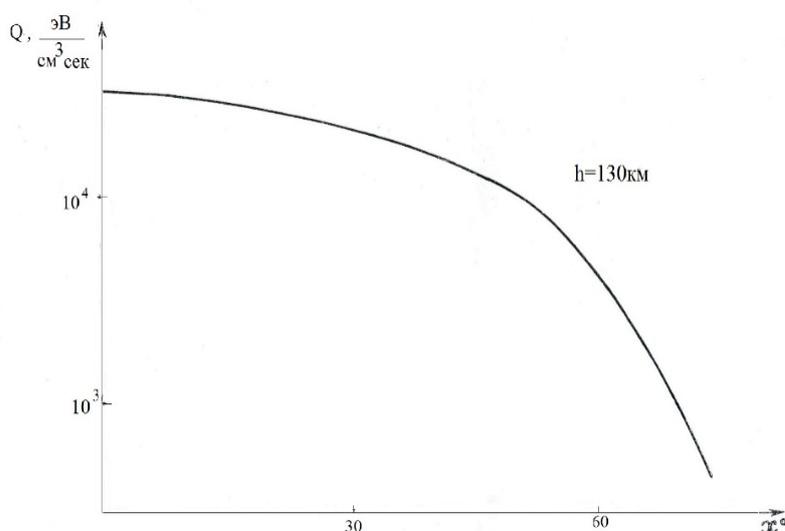


Рис. 2. – Зависимость скорости нагрева единицы объема электронного газа Q от зенитного угла Солнца для высоты 130 км.

Литература

1. Омелянчук Е.В., Тихомиров А.В., Кривошеев А.В. Особенности проектирования систем связи миллиметрового диапазона радиоволн //Инженерный вестник Дона, 2013, №2 URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2013/1742/.
2. Тимошенко А.Г., Круглов Ю.В., Ломовская К.М., Белоусов Е.О., Солодков А.В. Особенности проектирования схем для исследования интегральных антенн // Инженерный вестник Дона, 2011, №3 URL: ivdon.ru/magazine/archive/n3 y2011/476/.
3. Волкомирская Л.Б., Гулевич О.А., Кривошеев Н.В., Ларина Т.Н., Резников А.Е. Метод расчета спектров фотоэлектронов в ионосфере// Инженерный вестник Дона 2016, №4 URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4y2016/3809/.
4. Gustavsson Bjorn, Sergienko Timothy, Haggstrom Ingemar, Honary Farideh, Aso Takehiko (National Institute of Polar Research, Kaga 1-chome, Itabashi-ku, Tokyo 173-8515). Simulation of high energy tail of electron distribution function. //Adv. Polar Upper Atmos. Res. 2004.№ 18. pp.1-9.



5. Капителли М., Гордиец Б. Кинетика свободных электронов в низкотемпературной плазме атмосферных газов. //Препринт ФИАН. 1991. № 108, ч. 2, С. 1-106.
6. Далгарно А. Лабораторные исследования аэрономических реакций. Л.: Гидрометеоиздат. 1970. 26 с.
7. Далгарно А., Мак-Элрой М., Дж. Моффет Р. Элементарные процессы в верхней атмосфере. Москва: Мир. 1965. 143с.
8. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. Москва: Иностранная литература. 1963. 777с.
9. Zalpuri K. S., Oyama K.-I. Electron temperatures in the E-region of the ionosphere. //Report. Inst. Space and Astronaut. Sci. 1991. № 641.pp.1-16.
10. Brasseur G.P., Solomon S. Aeronomy of the Middle Atmosphere (Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere). Berlin, New York: Springer, 2005. 651 p.

References

1. Omel'yanchuk E.V., Tikhomirov A.V., Krivosheev A.V. Inzhenernyj vestnik Dona (Rus), 2013, №2 URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2013/1742/.
2. Timoshenko A.G., Kruglov Yu.V., Lomovskaya K.M., Belousov E.O., Solodkov A.V. Inzhenernyj vestnik Dona (Rus), 2011, №3. URL: ivdon.ru/magazine/archive/n3_y2011/476/.
3. Volkomirskaya L.B., Gulevich O.A., Krivosheev N.V., Larina T.N., Reznikov A.E. Inzhenernyj vestnik Dona 2016, №4. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4y2016/3809/.
4. Gustavsson Bjorn, Sergienko Timothy, Haggstrom Ingemar, Honary Farideh, Aso Takehiko (National Institute of Polar Research, Kaga 1-chome, Itabashi-ku, Tokyo 173-8515). Adv. Polar Upper Atmos. Res. 2004. № 18. pp.1-9.
5. Kapitelli M., Gordiets B. Preprint FIAN. 1991. № 108, ch. 2, pp. 1-106.



6. Dalgarno A. Laboratornye issledovaniya aeronomicheskikh reaktsiy [Laboratory studies aerokosmicheskikh reactions]. L: Gidrometeoizdat. 1970. 26 p.
7. Dalgarno A., Mak-Elroy M., Dzh. Moffet R. Elementarnye protsessy v verkhney atmosphere [Elementary processes in the upper atmosphere]. Moskva: Mir. 1965. 143p.
8. Chemberlen Dzh. Fizika polyarnykh siyaniy i izlucheniya atmosfery [Physics of the Aurora and atmospheric radiation]. Moskva: Inostrannaya literatura. 1963. 777p.
9. Zalpuri K. S., Oyama K. - I. Report. Inst. Space and Astronaut. Sci. 1991. № 641. pp.1-16.
10. Brasseur G.P., Solomon S. Berlin, New York: Springer, 2005. 651 p.