

УДК 550.388.2

ЭФФЕКТИВНЫЙ РАДИУС НАГРЕВА НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ КВ ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2012 г. В. В. Алпатов¹, В. И. Бадин², И. А. Гребнев¹, М. Г. Деминов², Д. С. Фаермарк¹

¹ГУ Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова Росгидромета, г. Москва

²ФГБУ науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН г. Троицк (Московская обл.)

e-mail: deminov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 14.02.2011 г.

Представлены результаты теоретического анализа радиального распределения температуры электронов T_e в области нагрева нижней ионосферы мощным радиоизлучением КВ диапазона. Получено, что эффективный радиус этого нагрева r_{eff} на фиксированной высоте может существенно отличаться от a – характерного радиуса засветки ионосферы радиоизлучением на этой высоте. Эффективный радиус r_{eff} может быть как меньше, так и больше a . На границе области нагрева ($r = r_{eff}$) характерный радиальный масштаб изменения T_e меньше соответствующего масштаба изменения квадрата амплитуды электрического поля излучения, и это почти не зависит от величины самой амплитуды, т.е. формирование на такой границе относительно сильного градиента T_e является достаточно общим свойством нагрева нижней ионосферы мощным КВ излучением.

1. ВВЕДЕНИЕ

Существующие установки, такие как “Сура” в России, “Тромсё” в Норвегии и НААРР в США, могут обеспечивать нагрев электронов ионосферной плазмы мощным радиоизлучением КВ диапазона [Гуревич, 2007]. Результаты экспериментов и моделирования показывают, что в нижней ионосфере на высотах 70–85 км такой нагрев может привести к увеличению температуры электронов T_e больше, чем на порядок [Гуревич и др., 1975; Kero et al., 2000; Belova et al., 2001; Kero et al., 2008]. Если КВ излучение установки направлено вертикально вверх в пределах угла раствора 2ξ , то на фиксированной высоте z оно имеет вид пятна радиусом a [Gurevich, 1978]:

$$E^2 = E_m^2 \exp(-r^2/a^2), \quad (1)$$

где E – амплитуда электрического поля радиоволны на частоте ω на данной высоте, E_m – эта амплитуда в центре пятна излучения, r – горизонтальное расстояние, отсчитываемое от этого центра, $a = z \operatorname{tg}(\xi)$ – характерный радиус пятна излучения, т.е. характерный радиус засветки ионосферы радиоизлучением на данной высоте, и $\operatorname{tg}(\xi) \ll 1$. В нижней ионосфере эффективность нагрева электронов электрическим полем радиоволны в значительной степени определяется долей энергии δ_e , теряемой электронами при упругих и неупругих столкновениях с нейтральными частицами [Гинзбург и Гуревич, 1960; Гуревич и Шварцбург, 1973; Gurevich, 1978; Kotik and Itkina, 1998]. Величина δ_e зависит от T_e , что приводит к нелинейной

зависимости T_e от E^2 [Гинзбург и Гуревич, 1960; Гуревич и Шварцбург, 1973; Гуревич и др., 1975; Gurevich, 1978]. Возможно, что эта же нелинейная зависимость приводит к существенному отклонению радиального распределения T_e от E^2 , когда на фиксированной высоте эффективный радиус нагрева ионосферы r_{eff} отчетливо отличается от a . Проверка этого предположения для нижней ионосферы на основе теоретических оценок была главной целью данной работы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть мощное радиоизлучение КВ диапазона наземной установки – единственный источник нагрева электронов нижней ионосферы. Во многих случаях такое предположение оправдано, поскольку для фоновых условий в нижней ионосфере обычно $T_{e0} = T_n$, где T_{e0} – температура электронов для фоновых условий, T_n – температура нейтральных частиц (см., например, [Брюнелли и Намгаладзе, 1988]). Пусть радиоизлучение на частоте ω направлено вертикально вверх в пределах угла раствора 2ξ (см. уравнение (1)), и излучаемая волна является квазипродольной обыкновенной волной, эффективная частота которой $\omega_{eff} = \omega + \omega_H \cos\theta$, где ω_H – гирочастота электронов, θ – угол магнитного поля с вертикалью ($\theta \approx 90^\circ - I$, где I – наклонение магнитного поля) и $\cos\theta \sim 1$ [Гинзбург, 1967; Гуревич и др., 1975]. Пусть $\omega_{eff}^2 \gg \nu_e^2$, где ν_e – частота упругих столкновений электронов с окружающими частицами, которые

являются в основном нейтральными частицами ($v_e \approx v_{en}$). Пусть, кроме того, $\omega^2 > \omega_{pe}^2$, где ω_{pe} – плазменная (ленгмюровская) частота электронов, т.е. несущественны эффекты, связанные с резонансным нагревом электронов [Гуревич и Шварцбург, 1973; Gurevich, 1978]. В этом случае для стационарных условий [Гинзбург и Гуревич, 1960]:

$$\delta T_e = (T_e - T_n)/T_n = (\delta_{e0}/\delta_e)(E^2/E_p^2), \quad (2)$$

$$E_p = \omega_{eff} (3kT_n \delta_{e0} m/e^2)^{1/2},$$

где δ_{e0} – доля энергии, теряемая электронами при фоновых условиях, т.е. $\delta_e = \delta_{e0}$ при $T_e = T_{e0} = T_n$; E – амплитуда электрического поля радиоволны на частоте ω , которая определена уравнением (1); E_p – характерное плазменное поле, k – постоянная Больцмана, m и e – масса и заряд электрона.

В нижней ионосфере величина δ_e определяется в основном упругими и неупругими столкновениями электронов с молекулами N_2 и O_2 [Гуревич и Шварцбург, 1973; Гуревич и др., 1975]. Эти процессы учтены с помощью приведенных в монографии [Schunk and Nagy, 2009] формул для вычисления скоростей охлаждения электронов при упругих столкновениях электронов с N_2 и O_2 и возбуждении электронами вращательных и колебательных уровней N_2 и O_2 . Отметим, что используемая здесь скорость охлаждения электронов при возбуждении вращательных уровней O_2 [Pavlov, 1998b] в 13 раз меньше приведенной в обзоре [Dalgarno, 1969]. Скорость охлаждения электронов из-за возбуждения колебательных уровней N_2 [Pavlov, 1998a] отличается от широко используемой [Stubbe and Varnum, 1972] в пределах фактора 0.6–1.4 в зависимости от T_e . Используемые уравнения для частот упругих столкновений электронов с N_2 и O_2 являются общепринятыми [Кринберг и Тащилин, 1984; Брюнелли и Намгаладзе, 1988].

Для вычисления параметров термосферы использована модель NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]. На фиксированной высоте в нижней ионосфере эти параметры зависят от гелиогеофизических условий гораздо слабее, чем выше этой области [Picone et al., 2002]. Тем не менее, для определенности, эти условия зафиксированы: равноденствие (день года = 90), средний уровень солнечной активности (величина потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см в 10^{-22} Вт/(м² Гц) – индекс $F10.7 = 130$), средний уровень геомагнитной активности (планетарный индекс этой активности $A_p = 15$ нТл), полночь, географические координаты соответствуют установке “Сура” (56.1° N, 44.1° E), высота $h = 80$ км. В этом случае $T_{e0} = T_n = 207$ К, $\delta_{e0} = 3.45 \times 10^{-3}$, $v_{e0} = 1.6 \times 10^6$ с⁻¹, наклонение магнитного поля $I = 72^\circ$, склонение магнитного поля $D = 11^\circ$, угол

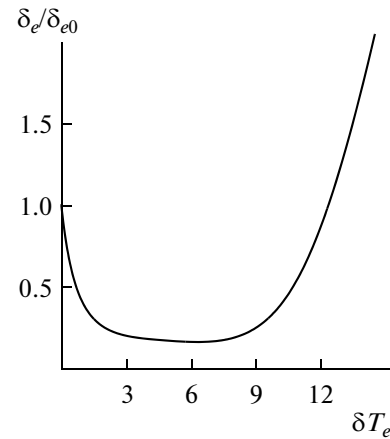


Рис. 1. Зависимость доли теряемой электронами энергии δ_e на высоте 80 км от температуры электронов T_e в относительных единицах.

$\theta = 18^\circ$, частота $\omega_H \cos \theta = 8.7 \times 10^6$ рад/с и, например, для частоты $f = \omega/2\pi = 4$ МГц эффективная частота $\omega_{eff} = 3.4 \times 10^7$ рад/с, характерное плазменное поле $E_p = 1.1$ В/м.

На рисунке 1 для заданных условий приведена зависимость δ_e от T_e в относительных единицах. Видно, что δ_e уменьшается с ростом T_e , достигает минимального значения $\delta_e \approx 0.16\delta_{e0}$ при $\delta T_e \approx 6$ и далее, при $\delta T_e > 6$, увеличивается с ростом T_e . Темп уменьшения δ_e с ростом T_e максимален при $\delta T_e < 2$, темп увеличения δ_e с ростом T_e максимален при $\delta T_e > 8$. Это в значительной степени связано с важной ролью потерь энергии электронов на возбуждение вращательных и колебательных уровней N_2 для относительно низких и высоких значений T_e соответственно. Отметим, что существование минимума в зависимости δ_e от T_e – известное свойство нижней ионосферы [Гуревич и Шварцбург, 1973; Гуревич и др., 1975; Gurevich, 1978; Kotik and Itkina, 1998].

Уравнение (2), с учетом приведенной на рис. 1 зависимости δ_e от T_e , является нелинейным уравнением для T_e при заданном электрическом поле радиоволны (1). Решение этого уравнения позволяет определить искомое радиальное распределение T_e на заданной высоте в области засветки ионосферы мощным радиоизлучением на частоте ω . Ниже приведены результаты анализа решения уравнения (2) для заданных условий.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Из уравнений (1) и (2) следует, что $\delta T_e \sim E^2$. Квадрат амплитуды электрического поля E^2 максимален в центре пятна излучения: $E^2 = E_m^2$ при $r = 0$. Поэтому увеличение температуры электро-

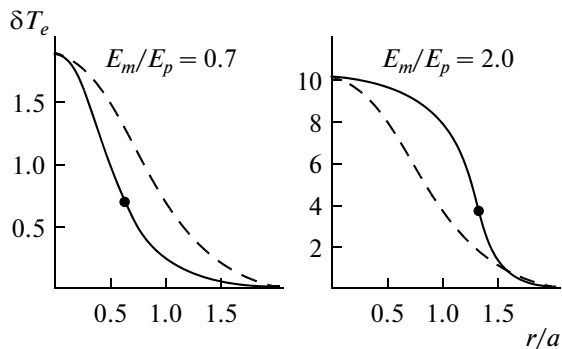


Рис. 2. Радиальные распределения температуры электронов T_e в относительных единицах для двух значений E_m/E_p , вычисленные по уравнению (2) – сплошные линии и для варианта гауссова радиального распределения T_e с характерным радиусом a – штриховые линии. Точки соответствуют $r = r_{eff}$.

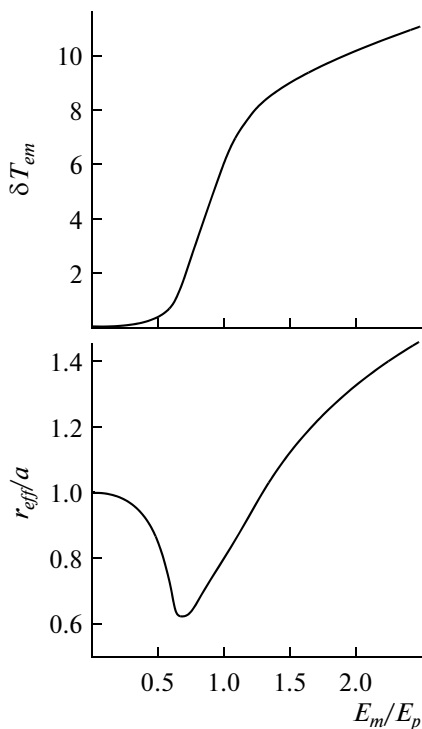


Рис. 3. Зависимость температуры электронов в центре пятна излучения T_{em} и эффективного радиуса нагрева ионосферы r_{eff} на высоте 80 км от амплитуды электрического поля радиоволны E_m в относительных единицах.

нов δT_e также максимально в центре этого пятна: $\delta T_e = \delta T_{em}$ при $r = 0$. Характерный радиус пятна излучения – радиальное расстояние $r = a$, на котором $E^2 = E_m^2/e^1$ при заданном (гауссовом) радиальном распределении E^2 , где $e^1 \approx 2.72$ (см. уравнение (1)). Радиальное распределение δT_e может отличаться от гауссова распределения, тем не менее здесь эффективный радиус нагрева ионосферы

определяется как радиальное расстояние $r = r_{eff}$, на котором $\delta T_e = \delta T_{em}/e^1$.

Анализ показал, что характер радиального распределения T_e зависит от амплитуды электрического поля радиоволны E_m при заданном (гауссовом) радиальном распределении этого поля (1), что связано с нелинейной зависимостью δ_e от T_e . Это видно из данных на рис. 2. Для $E_m = 0.7E_p$ зависимость δT_e от r не сильно отличается от гауссова распределения, но $r_{eff} = 0.62a$, т.е. эффективный радиус нагрева ионосферы меньше характерного радиуса засветки ионосферы радиоизлучением на данной высоте. В данном случае $\delta T_e = \delta T_{em} = 1.9$ в центре пятна нагрева ($r = 0$) и $\delta T_e = 0.7$ на радиальном расстоянии $r = r_{eff}$. Для $0 < \delta T_e < 2$ значения δ_e попадают в область быстрого уменьшения δ_e с ростом T_e (см. рис. 1), поэтому δ_e увеличивается при переходе от центра к периферии области нагрева. В данном случае δ_e увеличивается примерно в 2 раза при переходе от $r = 0$ к $r = r_{eff}$. Это приводит к более быстрому уменьшению T_e с радиальным расстоянием и, тем самым, обеспечивает выполнение условия $r_{eff} < a$. Для $E_m = 2E_p$ зависимость δT_e от r существенно отличается от гауссова распределения, и эффективный радиус нагрева ионосферы больше характерного радиуса засветки ионосферы радиоизлучением на данной высоте: $r_{eff} = 1.3a$. В данном случае $\delta T_e = 10.1, 7.8$ и 3.7 для $r = 0, a$ и r_{eff} соответственно. Поэтому значения δ_e попадают в область увеличения δ_e с ростом T_e в центральной части нагрева ($r < a$) и в область уменьшения δ_e с ростом T_e в периферийной части нагрева, которая соответствует $r > a$ (см. рис. 1). В результате, в центральной части нагрева зависимость T_e от r ослаблена, а при переходе к периферийной части нагрева происходит очень быстрое, почти ступенчатоподобное уменьшение T_e . Из приведенных оценок можно видеть, что в обоих случаях на $r = r_{eff}$ характерный масштаб изменения T_e с радиальным расстоянием меньше масштаба изменения квадрата амплитуды электрического поля радиоволны E^2 , поскольку на $r = r_{eff}$ величина δ_e уменьшается с ростом T_e как для низкой, так и для высокой амплитуды электрического поля радиоволны E_m . Следовательно, r_{eff} – радиальное расстояние, на котором: а) $\delta T_e = \delta T_{em}/e^1$; б) формируется относительно сильный градиент T_e . Второе из этих определений можно считать дополнительным обоснованием целесообразности первого определения.

Более детально о характере зависимости r_{eff} от амплитуды электрического поля радиоволны E_m можно судить по данным на рис. 3. Из этого рисунка видно, что температура T_{em} увеличивается с ростом E_m , скорость этого увеличения макси-

мальна в интервале $E_m/E_p \approx 0.7-1.0$, и $\delta T_{em} = 1.9$ и 6.1 в начале и конце этого интервала. Величина $\delta T_{em} \sim E_m^2/\delta_e$, и зависимость δ_e от T_e такова, что значению $\delta T_{em} \approx 6$ соответствует минимум δ_e (см. рис. 1). Это обеспечивает приведенную на рис. 3 зависимость δT_{em} от E_m/E_p . Эффективный радиус $r_{eff} \leq a$ для $E_m \leq 1.3E_p$, и минимальное значение $r_{eff} = 0.62a$ соответствует $E_m = 0.7E_p$, т.е. началу быстрого увеличения T_{em} с ростом E_m (см. рис. 3). Выше отмечалось, что значению $E_m = 0.7E_p$ соответствует $\delta T_{em} = 1.9$. Величина $\delta T_e = 1.9$ примерно соответствует концу интервала быстрого уменьшения δ_e с ростом T_e . Это обеспечивает возникновение минимума r_{eff} при $E_m = 0.7E_p$, поскольку значения δ_e попадают в интервал быстрого уменьшения δ_e с ростом T_e во всей области нагрева ионосферы на данной высоте (см. рис. 2). Из рисунка 3 видно, что $r_{eff} = a$ и $\delta T_{em} = 8.25$ для $E_m = 1.3E_p$. Значение $\delta T_e = 8.25$ примерно соответствует началу быстрого увеличения δ_e с ростом T_e (см. рис. 1), что и обеспечивает выполнение условия $r_{eff} > a$ для $E_m > 1.3E_p$. Итак, зависимость r_{eff}/a от E_m/E_p почти целиком определяется характером зависимости δ_e от T_e .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнение (2), на котором основаны результаты анализа, приведено для обыкновенной волны в высокочастотном приближении: $\omega_{eff}^2 \gg v_{en}^2$. Для заданных геофизических условий и частоты $f = 4$ МГц получим, что $(\omega_{eff}/v_{en})^2 \approx 450$ и 5 для $\delta T_e = 0$ и 15 соответственно, и высокочастотное приближение можно считать выполненным для $\delta T_e < 15$. В более общем случае, когда это приближение нарушается при относительно высоких значениях δT_e , достаточно правую часть уравнения (2) разделить на коэффициент [Гинзбург и Гуревич, 1960]

$$C = \left(1 + v_{en}^2/\omega_{eff}^2\right),$$

т.е. ввести эффективную долю теряемой электронами энергии $\delta_e^* = \delta_e C$. В этом случае качественный характер зависимости δ_e^*/δ_{e0} от δT_e не будет отличаться от приведенного на рис. 1 для δ_e/δ_{e0} , но минимум δ_e^*/δ_{e0} будет наблюдаться при более низких значениях δT_e . Следовательно, и в более общем случае основные качественные результаты анализа сохранятся (см. рис. 2 и рис. 3): а) повышенный градиент T_e на $r = r_{eff}$; б) существование минимума в зависимости r_{eff} от E_m , где $r_{eff} < a$; в) выполнение условия $r_{eff} > a$ для относительно высоких значений E_m , когда зависимость δT_e от r приближается к ступенчатоподобной зависимости.

Повышенный градиент T_e на границе области нагрева ионосферы ($r = r_{eff}$) на данной высоте может быть причиной генерации продольных токов и неоднородностей ионосферной плазмы, поскольку холловские токи текут и в нижней ионосфере (см., например, [Paradopoulos et al., 2003]). Поэтому экспериментальное изучение радиального распределения параметров ионосферной плазмы в области нагрева нижней ионосферы мощным радиоизлучением КВ диапазона представляет определенный интерес.

5. ВЫВОДЫ

Приведенные результаты теоретического анализа радиального распределения температуры электронов T_e в области нагрева нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением позволяют заключить следующее:

1. Эффективный радиус нагрева ионосферы r_{eff} может существенно отличаться от a — характерного радиуса засветки ионосферы радиоизлучением на данной высоте, что обусловлено зависимостью доли энергии, теряемой электронами, от T_e . В зависимости r_{eff} от амплитуды электрического поля радиоволны E_m существует минимум, где $r_{eff} < a$. Для относительно высоких значений E_m выполняется условие $r_{eff} > a$, и радиальное распределение T_e приближается к ступенчатоподобной зависимости.

2. На границе области нагрева ($r = r_{eff}$) характерный радиальный масштаб изменения T_e меньше соответствующего масштаба изменения квадрата амплитуды электрического поля излучения, т.е. на этой границе формируется относительно сильный градиент T_e .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 527 с. 1988.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 684 с. 1967.
- Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле // УФН. Т. 70. № 2. С. 201–246. 1960.
- Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 272 с. 1973.
- Гуревич А.В., Милих Г.М., Шлюгер И.С. Кинетика электронов в низкотемпературной молекулярной плазме (ионосфере) // ЖЭТФ. Т. 69. № 5(11). С. 1640–1653. 1975.
- Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. Т. 17. № 11. С. 1145–1177. 2007.
- Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 189 с. 1984.

- *Belova E., Chilson P., Rapp M., Kirkwood S.* Electron temperature dependence of PMSE power: experimental and modelling results // *Adv. Space Res.* V. 28. № 7. P. 1077–1082. 2001.
- *Dalgarno A.* Inelastic collisions at low energies // *Can. J. Chem.* V. 47. № 10. P. 1723–1729. 1969.
- *Gurevich A.V.* Nonlinear phenomena in the ionosphere. New York: Springer, 370 p. 1978.
- *Kero A., Bosinger T., Pollari P., Turunen E., Rietveld M.* First EISCAT measurement of electron-gas temperature in the artificially heated *D*-region ionosphere // *Ann. Geophysicae.* V. 18. № 9. P. 1210–1215. 2000.
- *Kero A., Vierinen J., Enell C.-F., Virtanen I., Turunen E.* New incoherent scatter diagnostic methods for the heated *D*-region ionosphere // *Ann. Geophysicae.* V. 26. № 8. P. 2273–2279. 2008.
- *Kotik D.S., Itkina M.A.* On the physical limit of the power of heating facilities // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 60. № 12. P. 1247–1256. 1998.
- *Papadopoulos K., Wallace T., McCarrick M., Milikh G.M., Yang X.* On the efficiency of ELF/VLF generation using HF heating of the auroral electrojet // *Plasma Phys. Reports.* V. 29. № 7. P. 561–565. 2003.
- *Pavlov A.V.* New electron energy transfer rates for vibrational excitation of N_2 // *Ann. Geophysicae.* V. 16. № 2. P. 176–182. 1998a.
- *Pavlov A.V.* New electron energy transfer and cooling rates by excitation of O_2 // *Ann. Geophysicae.* V. 16. № 8. P. 1007–1013. 1998b.
- *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.* V. 107. № A12. P. 1468–1483. 2002.
- *Schunk R.W., Nagy A.E.* Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry. Cambridge: University Press, 628 p. 2009.
- *Stubbe P., Varnum W.S.* Electron energy transfer rates in the ionosphere // *Planet. Space Sci.* V. 20. № 8. P. 1121–1126. 1972.