

УДК 621.371.25

Моделирование нагрева нижней ионосферы модулированным высокочастотным излучением

Н. В. Лебедев, Н. Д. Наумов, В. В. Руденко

Рассмотрено моделирование нагрева нижней экваториальной ионосферы высокочастотным электромагнитным излучением. Получены оценки электронной температуры и ионосферных проводимостей для случаев квазипродольного и квазипоперечного распространения высокочастотной нагревной волны с модулированной низкой частотой амплитудой.

PACS: 41.20.Jb, 52.35.Mw

Ключевые слова: ионосфера, электроны, температура, проводимость, электромагнитное излучение, модуляция.

Введение

Прохождение мощного высокочастотного излучения через ионосферу сопровождается рядом нелинейных процессов, связанных с нагревом многокомпонентной плазмы в поле нагревной волны и магнитном поле Земли. В многочисленных работах, посвященных исследованию этого вопроса [1, 2], как правило, рассматривалась постановка задачи, когда выполняются условия квазипродольного распространения нагревной волны при наличии вертикального магнитного поля Земли. Такая постановка задачи была обусловлена расположением основных экспериментальных установок (нагревных стендов) либо вблизи Северного полюса, либо в области средних широт, где условие квазипродольного распространения хорошо выполняется [1—3]. В связи с возросшим в последнее время интересом к возможности создания нагревных стендов в области экватора становится актуальной задача об исследовании распространения нагревной волны в ионосфере с перпендикулярно направленным к направлению ее распространения магнитным полем Земли.

При распространении нагревной волны в аннотропной ионосфере изменение ориентации магнитного поля Земли приводит к изменению ее поляризации [3] и параметров возбуждаемого ею тока. Источник нагрева заряженных частиц, определяемый через поле нагревной волны и ток, су-

щественным образом зависит от ориентации магнитного поля Земли. Модуляция амплитуды нагревной волны приводит к возникновению модуляции температуры электронов в ионосферной плазме. В результате изменения температуры электронов изменяются проводимости в плоскости параллельной поверхности Земли, определяющие прохождение квазистационарных ионосферных токов. Из-за разной ориентации магнитного поля квазистационарные ионосферные токи в области полюсов определяются проводимостями Холла и Педерсена, а в области экватора проводимостью Каулинга. Исследованию этих эффектов при нагреве ионосферы модулированной высокочастотной волной при различной ориентации магнитного поля Земли и посвящена данная работа.

Моделирование процесса нагрева нижней ионосферы высокочастотным излучением

Моделирование процесса нагрева нижней ионосферы основано на численном решении нелинейной системы уравнений для температур электронов, ионов и нейтралов с учетом изменения ионизационно-рекомбинационного баланса в поле модулированной высокочастотной волны [2, 4, 5]. Считается, что в нижней ионосфере газодинамическими эффектами, а также процессом теплопроводности, термодиффузией и переносом частиц можно пренебречь [2, 5]. Для описания изменения температуры электронов T_e , ионов T_i и нейтралов T_n в декартовой системе координат, в которой оси OX и OY направлены так, чтобы вектор магнитного поля Земли лежал в плоскости OYZ , образуя угол α с осью OZ , вдоль которой ионосфера считается неоднородной, применим систему уравнений [4]:

Лебедев Николай Вячеславович, научный сотрудник.
Наумов Николай Дмитриевич, ведущий научный сотрудник.
Руденко Виталий Владимирович, начальник отдела.
12 ЦНИИ МО РФ.
Россия, 141300, Московская обл., Сергиев Посад-7.
E-mail: jasmin@spnet.ru

Статья поступила в редакцию 20 июля 2012 г.

© Лебедев Н. В., Наумов Н. Д., Руденко В. В., 2012

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} &= {}^i Q^{INT} + {}^i Q_P + v_{in} \delta_{in} (T_n - T_i) - \\ &- v_{ie} \delta_{ie} (T_i - T_e), \quad {}^i Q^{INT} = \frac{2}{3kN_i} \overline{l_j \vec{E}}, \\ \frac{\partial T_n}{\partial t} &= -v_{ni} \delta_{in} (T_n - T_i) - v_{ne} \delta_{ne} (T_n - T_e), \quad (1) \\ \frac{\partial T_e}{\partial t} &= {}^e Q^{INT} + {}^e Q_P + v_{en} \delta_{ne} (T_n - T_e) + \\ &+ v_{ei} \delta_{ei} (T_i - T_e), \end{aligned}$$

где l_j — плотность тока электронов или ионов;

δ_{ij} — средняя доля энергии, передаваемая при столкновении частиц сортов i и j ;

v_{ji} — частоты соударений между соответствующими частицами;

${}^i Q_P$ — интегральный источник нагрева электронов или ионов естественными механизмами (фотоэлектронами, потоками энергичных частиц, ионосферными токами и т. п.);

члены $v_{ij} \delta_{ij} (T_i - T_j)$ описывают передачу тепла от частиц типа i к j за счет соударений.

При нагреве нижней ионосферы изменение ионизационного баланса, определяющую роль в котором играет ионизация молекул ускоренными электронами и прилипание, описывается уравнениями [4, 6]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_e}{dt} &= q_e + v_{ion} N_e - v_a N_e + \\ &+ v_d N_- - \tilde{\alpha} N_e (N_e + N_-), \quad (2) \\ \frac{dN_-}{dt} &= v_a N_e - v_d N_- - \alpha_i N_- (N_e + N_-), \end{aligned}$$

где N_e, N_- — концентрации электронов и отрицательных ионов, соответственно;

q_e — полная интенсивность ионизации под действием внешнего источника;

v_{ion} — частота ионизации молекул быстрыми электронами;

v_a — частота прилипания электронов к молекулам;

v_d — частота отлипания электронов;

$\tilde{\alpha}$ — коэффициент диссоциативной рекомбинации;

α_i — коэффициент рекомбинации положительных и отрицательных ионов.

Зависимости приведенных коэффициентов от параметров задачи соответствуют использованным в работах [4, 6].

Волновое уравнение для комплексной составляющей компоненты электромагнитного поля плоской волны в слабонеоднородной среде при выполнении условия $\lambda(d\varepsilon'/dz) \ll 4\pi(\varepsilon')^{3/2}$ при-

водится к нелинейному интегральному уравнению [3, 4]:

$$\begin{aligned} E(z) &= \frac{E_1(z)}{(\varepsilon')^{1/4}} \exp\left(i \int_0^z (\varepsilon')^{1/2} dz \right), \quad (3) \\ E_1(z) &= \frac{9,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{PG}}{z}, \end{aligned}$$

где P — мощность, подаваемая к антенне;

G — коэффициент усиления антенной системы.

Величина $\varepsilon' = (n + i\chi)^2$, где n и χ — коэффициенты преломления и поглощения ионосферы, зависит от амплитуды поля, а граничные условия задаются при входе в ионосферу на высоте $z = h$. В соответствии с формулой (3) амплитуда поля зависит от эффективной мощности излучения как $\sqrt{P_{ef}}$ (здесь $P_{ef} = PG$), где P — мощность, подаваемая к установке, а G — коэффициент усиления антенной системы.

Из-за громоздкости формул, описывающих распространения плоской волны в анизотропной среде с произвольной ориентацией магнитного поля Земли [3], ограничимся рассмотрением наиболее важных с практической точки зрения случаев, а именно, с вертикальной и горизонтальной ориентацией магнитного поля, реализующихся вблизи полюсов и экватора. В случае ориентации магнитного поля Земли, близкой к вертикальной, нагревающая волна представима в виде двух нормальных волн с круговой поляризацией, т. е. с правым и левым вращениями вектора напряженности электрического поля [3]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\mp}^1(z) &= \frac{E_1(h)}{\sqrt{2}(n_{\mp} + i\chi_{\mp})^{1/2}} \times \\ &\times \exp\left(\frac{i\omega}{c} \int_0^z (n_{\mp} + i\chi_{\mp}) dz + i\omega t \right) \left[\mp \vec{e}_x \exp(i\frac{\pi}{2}) + \vec{e}_y \right], \quad (4) \end{aligned}$$

где знак "−" соответствует необыкновенной волне, а "+" — обыкновенной, $\omega = 2\pi f$, f — частота волны.

На экваторе ориентация магнитного поля Земли близка к горизонтальной, и эллипсы, описываемые вектором электрического поля нагревающей волны E в плоскости OXY , вырождаются в отрезки. У обыкновенной нормальной волны присутствует только параллельная магнитному полю компонента E_y , а у необыкновенной — компоненты E_x и E_z , перпендикулярные магнитному полю [3]:

$$\begin{aligned} E_+^2(z) &= \frac{E_1(h)}{2(n_+ + i\chi_+)^{1/2}} \times \\ &\times \exp\left(\frac{i\omega}{c} \int_0^z (n_+ + i\chi_+) dz + i\omega t \right) \vec{e}_y, \end{aligned}$$

$$E_-^2(z) = \frac{E_1(h)}{2\sqrt{1+P_0^2}\sqrt{n_- + i\chi_-}} \times \left(\frac{1+P_0^2 + 2P_0 \sin \varphi_0}{v_{ef}^2 + (\omega - \omega_H)^2} \right), \quad R_S = \frac{e^2}{3km}. \quad (5)$$

$$\times \exp\left(\frac{i\omega}{c} \int_0^z (n_- + i\chi_-) dz + i\omega t\right) [\vec{e}_x + \vec{e}_z \exp(-i\varphi_0) P_0],$$

$$P_0 = |D_s|, \quad \varphi_0 = \arg(D_s),$$

$$D_s = -\frac{i\omega_H \omega_0^2}{\omega(\omega_H^2 - (1-i\delta)(\omega^2 - i\delta\omega^2 - \omega_0^2))},$$

где ω_H — циклотронная частота электрона, ω_0 — плазменная частота, $v_{ef} = v_{ei} + v_{en}$.

В случае амплитудной модуляции излучения нагревного стэнда с частотой Ω амплитуда поля на границе области воздействия (при $z = h$) представляется в виде $E_1(h) = E_1(h)(1 + \mu F(\Omega t))$, где μ и Ω — глубина и частота модуляции, а $F(x)$ — периодическая функция, определяющая ее форму. Для синусоидальной модуляции $F(x) = \sin x$ и результирующее излучение представимо в виде суммы волн с частотами ω , $\omega \pm \Omega$.

Поскольку несущая частота волны много больше циклотронной частоты ионов, то вкладом тяжелых ионов и нейтральных частиц в диэлектрическую проницаемость ионосферы в первом приближении можно пренебречь. Основываясь на уравнении движения электрона в поле волны и магнитном поле, плотность электронной компоненты тока можно записать в виде формулы [3]:

$$\vec{j}_e = -eN_e \vec{V}_e = \frac{e^2 N_e}{m(\omega_H^2 + (-i\omega + v_{ef})^2)} \times \left(\vec{E}(-i\omega + v_{ef}) + \frac{\omega_H^2 \vec{H}_0 (\vec{E} \vec{H}_0)}{|\vec{H}_0|^2 (-i\omega + v_{ef})} - \omega_H \frac{\vec{E} \times \vec{H}_0}{|\vec{H}_0|} \right). \quad (6)$$

Используя формулы (4)—(6) для источника нагрева электронов ${}^e Q_2^{INT}$, в случаях вертикальной и горизонтальной ориентации магнитного поля получим:

$${}^e Q_1^{INT} = \frac{R_S v_{ef} W_s}{v_{ef}^2 + (\omega \pm \omega_H)^2},$$

$${}^e Q_2^{INT} = \frac{R_S v_{ef} W_s}{v_{ef}^2 + \omega^2},$$

$$W_s = \frac{E_1^2(z)}{\sqrt{n^2 + \chi^2}} \exp\left(-2 \frac{\omega}{c} \int_h^z \chi dz\right),$$

$${}^e Q_2^{INT} = \frac{R_S v_{ef} W_s}{2(1+P_0^2)} \left(\frac{1+P_0^2 - 2P_0 \sin \varphi_0}{v_{ef}^2 + (\omega + \omega_H)^2} + \right.$$

В случае отсутствия магнитного поля ($\omega_H \rightarrow 0$), а также в случае обыкновенной волны, при котором векторы электрического и магнитного полей параллельны, источник нагрева имеет вид ${}^e Q_2^{INT}$. В случае вертикального магнитного поля для не-обыкновенной волны при $\omega \rightarrow \omega_H$ имеет место резонанс, как и в случае необыкновенной волны при квазипоперечном распространении.

Решение системы интегро-дифференциальных уравнений (1), (2) с источниками (7) проводилось стандартными численными методами. Исходные данные в виде зависимости концентрации электронов N_e и частот релаксации частиц в нижней ионосфере от высоты для дневных и ночных невозмущенных условий на полюсе и экваторе на высотах 60—160 км брались из обработки данных по модели IRI-2007 [7].

Результаты моделирования нагрева нижней ионосферы

Нелинейные эффекты, возникающие при нагреве нижней ионосферы модулированным излучением, определяются характерными временами протекающих в ней процессов. Нагрев нижней ионосферы высокочастотным излучением через характерные времена релаксации τ_{Te} , τ_{Ti} для электронов и ионов приводит к выходу температуры частиц на некоторое стационарное значение [2, 4]. Время релаксации температуры электронов τ_{Te} можно оценить как $(\delta_{ei} v_{ei} + \delta_{en} v_{en})^{-1}$, что составляет $\sim 10^{-4}$ с и существенно больше времени установления стационарного значения средней направленной скорости заряженных частиц в электрическом поле, имеющей времена релаксации τ_{Ve} порядка $v_{ef}^{-1} = 10^{-5}—10^{-6}$ с. Изменение концентрации электронов в нижней ионосфере (<150 км) происходит с характерным временем τ_{Ne} , составляющим в слое D секунды, а в слое E — минуты, что существенно превышает время нагрева электронов τ_{Te} .

Из приведенных оценок видно, что при амплитудной модуляции нагревной волны максимальная температура частиц будет достигаться для частот модуляции $\Omega < 10$ кГц. При большей частоте модуляции электроны просто не успеют нагреться, что приведет к искажению формы исходного импульса. В то же время при достаточно быстром воздействии на ионосферу (с характерным изме-

нением $\tau < 1$ с) влияние изменения концентрации заряженных частиц на процесс нагрева будет незначительным, поскольку происходит за существенно большие времена.

Проведенные расчеты показывают, что в нижней ионосфере процесс нагрева плазмы сводится к нагреву, в основном, только электронов. Очень незначительно нагреваются ионы, а температура нейтральных частиц остается практически постоянной. Результаты расчета максимальных температур электронов, достигаемых в процессе нагрева высокочастотным излучением ионосферы, в зависимости от высоты представлены на рис. 1.

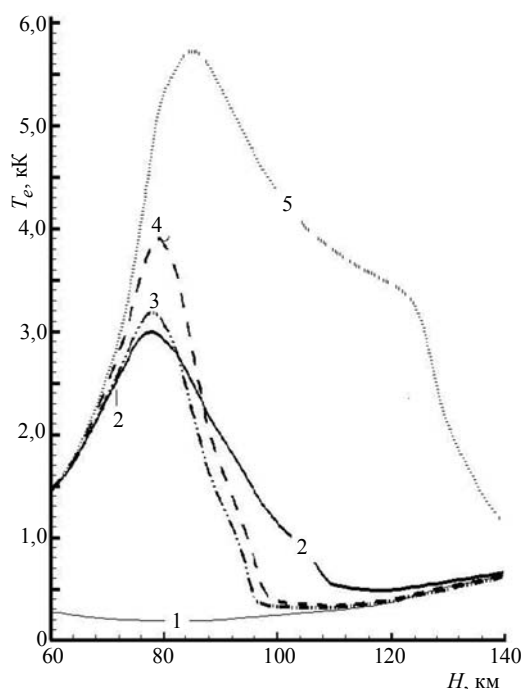


Рис. 1. Зависимость максимальной температуры T_e достигаемой электронами в процессе нагрева высокочастотным излучением ионосферы от высоты. Кривой 1 соответствует начальная температура электронов, кривым 2—5 — максимальные температуры, достигаемые при нагреве. Расчеты представлены на кривой 2 для обыкновенной и кривых 3—5 — необыкновенной поляризации волны.

Исходные данные соответствуют следующим условиям:

- 2, 4 — высокие широты, день; 5 — высокие широты, ночь;
- 3 — экватор, день. Нагрев происходил для волны с частотой $f = 6$ МГц и мощностью установки $P = 3,6$ МВт

Здесь кривой 1 соответствует начальная температура электронов, кривым 2—5 — максимальные температуры, достигаемые при нагреве обыкновенной и необыкновенной волной, соответственно. Расчеты представлены для нагрева высокоширотной ионосферы днем и ночью, а в экваториальной ионосфере днем для волны с частотой $f = 6$ МГц при мощности установки $P = 3,6$ МВт. Для условий полюса и экватора дневных и ночных условий результаты расчетов показывают, что максимум нагрева ионосферы расположен в области высот 70—85 км. Нагрев ионосферы осуществляется бо-

лее эффективно для необыкновенной волны, чем обыкновенной. Максимальные температуры в ночных условиях нагрева существенно больше, чем в дневных, и достигаются на больших высотах. В области высоких широт наблюдается более интенсивный нагрев электронов, что обусловлено несколько большей концентрацией заряженных частиц на экваторе и видом поляризации нагреваемой волны.

Воздействие на ионосферу модулированного по амплитуде с частотой Ω высокочастотного излучения приводит к возникновению модуляции температуры электронов. Для случая прямоугольной формы модуляции амплитуды нагреваемой необыкновенной волны временные зависимости температуры электронов T_e для частоты модуляции $\Omega = 3$ кГц представлены на рис. 2 для высот 60—90 км. Изменение температуры на соответствующих высотах определяется изменением характера нагрева, причем нелинейность процесса приводит к существенному различию (в несколько раз) времен достижения максимальной температуры τ_2 и охлаждения τ_1 в пределах одного цикла.

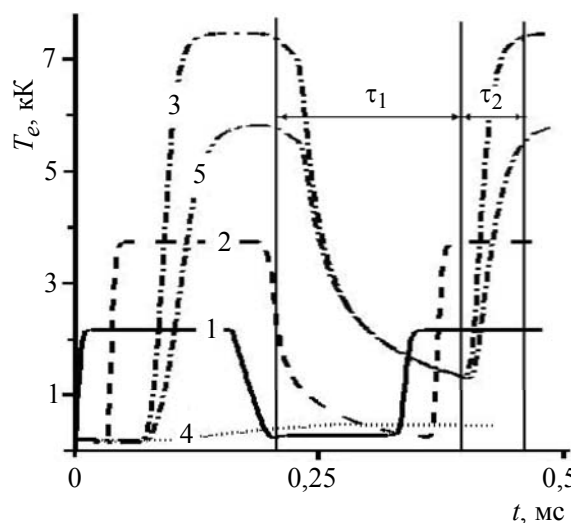


Рис. 2. Временная зависимость температуры электронов T_e при нагреве ионосферы необыкновенной волной с несущей частотой $f = 6$ МГц, частотой модуляции $\Omega = 3$ кГц и мощностью установки $P = 3,6$ МВт для дневных условий. Кривым 1—4 соответствуют результаты расчетов для области высоких широт на высотах: 1 — 60 км; 2 — 70 км; 3 — 80 км; 4 — 90 км. Кривая 5 — в области экватора на высоте 80 км

Такое же соотношение между величинами τ_2 и τ_1 наблюдалось для исследований, проведенных в высоких широтах [8, 9]. Характер поведения температур в высоких широтах и на экваторе аналогичен, хотя различия в профиле концентрации электронов, величине магнитного поля и характере анизотропии приводят на высотах порядка 80 км к разнице температуры больше чем 1000 К. На низких высотах отличие характера анизотропии не приводит к заметному отличию нагрева на

высоких широтах и экваторе. Поэтому зависимости в виде кривых 1, 2 на высотах 60, 70 км для температур в высоких широтах и на экваторе практически совпадают. Отличия становятся заметными на высотах более 80 км, что и отражено кривыми 3, 5 для температуры в высоких широтах и на экваторе.

Моделирование модуляции проводимостей при нагреве нижней ионосферы

При воздействии на ионосферу модулированного по амплитуде с частотой Ω высокочастотного излучения возникает модуляция ее проводимости, что обусловлено зависимостью эффективной частоты соударений электронов v_{ef} от температуры, причем эта зависимость в нижней ионосфере близка к $v_{ef} \sim T_e^{5/6}$ [2, 4]. В фоновой нижней ионосфере в высоких широтах и на экваторе протекают горизонтально направленные квазистационарные токи, возникновение которых обусловлено движением заряженных частиц в скрещенных магнитном и геоэлектрическом полях. Тензор удельной проводимости $\hat{\sigma}$ для квазистационарного тока зависит от направления вектора магнитного поля Земли и в области высоких широт ($\hat{\sigma}_N$) и на экваторе ($\hat{\sigma}_E$) имеет вид:

$$\hat{\sigma}_N = \begin{pmatrix} \sigma_p & \sigma_h & 0 \\ -\sigma_h & \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_E = \begin{pmatrix} \sigma_p & 0 & \sigma_h \\ 0 & \sigma_0 & 0 \\ -\sigma_h & 0 & \sigma_p \end{pmatrix},$$

$$\sigma_p = \frac{\omega_0^2}{4\pi(1+\beta^2)v_{ef}}, \quad \sigma_h = \beta\sigma_p, \quad \sigma_0 = \frac{\omega_0^2}{4\pi v_{ef}},$$

где $\beta = \omega_H / v_{ef}$;

σ_p и σ_h — педерсеновская и холловская удельные проводимости.

Квазистационарные токи в плоскости OXY определяются при этом в высоких широтах через величины σ_p и σ_h , а в экваториальной области через величины $\sigma_k = \sigma_p + \sigma_h^2 / \sigma_p$, β и σ_0 : $j_x = \sigma_k E_k + \beta j_z$ (σ_k — проводимость Каулинга). В нижней части ионосферы ($h \leq 70$ км) $\sigma_0 > \sigma_p \gg \sigma_h$, величина $\beta < 1$ и проводимость $\sigma_k \sim \sigma_p$. Однако с ростом высоты (при $h > 90$ км) величина v_{ef} начинает уменьшаться, что приводит к росту величины β , которая становится существенно больше единицы. При этом σ_h становится больше σ_p или $\sigma_h \gg \sigma_p$, в результате σ_k становится больше как σ_p , так и σ_h .

Модуляция температуры электронов приводит к модуляции проводимостей Педерсена, Холла и

Каулинга. Результаты расчета удельных проводимостей в нижней ионосфере высокочастотным излучением с несущей частотой $f = 6$ МГц, частотой модуляции $\Omega = 3$ кГц при мощности установки $P = 3,6$ МВт представлены на рис. 3—5. Расчеты проведены для прямоугольной формы модуляции $F(x)$ для высот 60, 70, 80 и 90 км и отвечают изменениям температуры электронов, представленным на рис. 2.

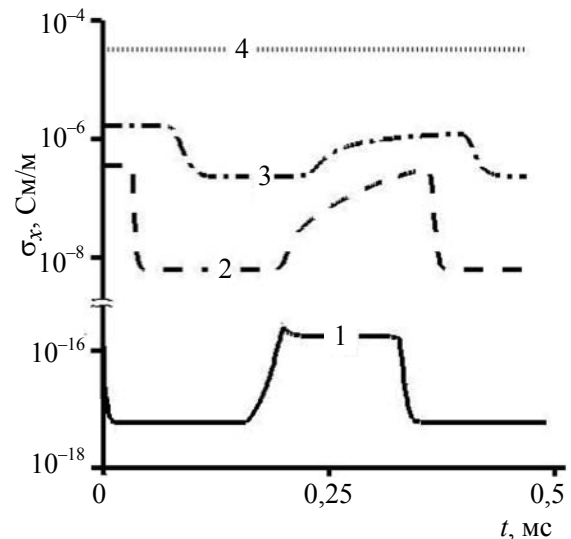


Рис. 3. Временная зависимость удельной проводимости Холла σ_h при нагреве ионосферы в области высоких широт необыкновенной волной с несущей частотой $f = 6$ МГц, частотой модуляции $\Omega = 3$ кГц и мощностью установки $P = 3,6$ МВт для дневных условий.
Номера кривых соответствуют высотам: 1 — 60 км; 2 — 70 км; 3 — 80 км; 4 — 90 км

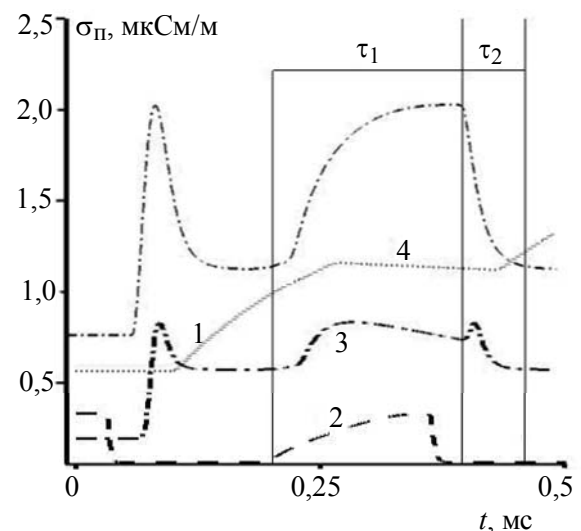


Рис. 4. Временные зависимости удельной проводимости Педерсена σ_p при нагреве ионосферы необыкновенной волной с несущей частотой $f = 6$ МГц, частотой модуляции $\Omega = 3$ кГц и мощностью установки $P = 3,6$ МВт для дневных условий.

Кривая 1 соответствует результатам расчетов в области экватора на высоте 80 км. Кривые 2—4 — в области высоких широт на высотах: 2 — 70 км; 3 — 80 км; 4 — 90 км

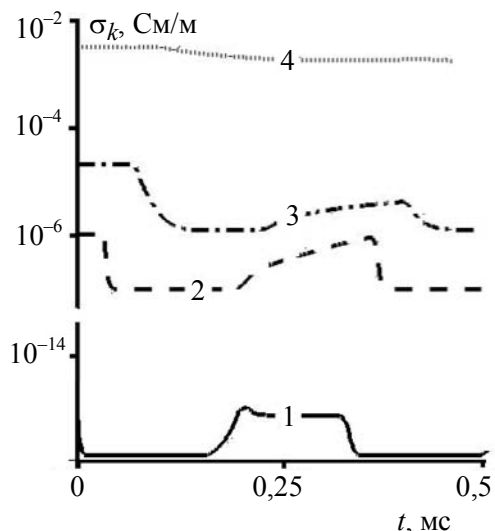


Рис. 5. Временные зависимости удельной проводимости Каулинга σ_k при нагреве ионосферы на экваторе необыкновенной волной с несущей частотой $f = 6$ МГц, частотой модуляции $\Omega = 3$ кГц и мощностью установки $P = 3,6$ МВт для дневных условий.
 Номера кривых соответствуют высотам:
 1 — 60 км; 2 — 70 км; 3 — 80 км; 4 — 90 км

При нагреве удельные проводимости Холла и Каулинга монотонно уменьшаются, увеличивая сопротивление протекающему ионосферному току. В высоких широтах и на экваторе различие во временах нагрева и охлаждения температуры электронов приводит к аналогичному эффекту для проводимостей, что соответствует закономерностям, полученным для расчетов в высокоширотной ионосфере [8]. Проводимость Педерсена при низких температурах и на не очень больших высотах пропорциональна v_{ef} и растет при росте температуры, поскольку $\beta \ll 1$. При сильном нагреве величина v_{ef} растет и может стать больше гирочастоты электронов ω_H . При этом становится $\beta > 1$, а характер зависимости удельной проводимости Педерсена изменяется, становясь обратно пропорциональным v_{ef} . Изменение характера поведения проводимости Педерсена от температуры наглядно продемонстрировано на примере кривой 3 рис. 4. Охлаждение ионосферы в пределах одного периода модуляции приводит вначале к увеличению до максимального значения величины σ_n , а затем к ее уменьшению. Максимум σ_p достигается при температурах, когда выполняется условие $v_{ef} \sim \omega_H$. При нагреве величина σ_p вначале растет, а затем резко падает, причем характер зависимости изменяется при достижении температуры, при которой выполнено условие $v_{ef} \sim \omega_H$. Заметим, что удельная проводимость Каулинга и ее изменения с температурой на высотах порядка 80—85 км, примерно, на порядок превосходят аналогичные значения для проводимостей Педерсена и Холла.

Заключение

Моделирование нагрева нижней ионосферы модулированным высокочастотным излучением показало, что нагрев плазмы реализуется в основном через нагрев электронов с очень незначительным изменением температур ионов и нейтральных частиц. Нелинейная зависимость параметров задачи от температуры приводит к существенному (на порядок) превышению времени остывания над временем нагрева электронов, что особенно наглядно наблюдается при модулированном по амплитуде нагреве. Необыкновенная волна греет ионосферу лучше, чем обыкновенная. Максимальные температуры достигаются на высотах 70—85 км, причем в ночных условиях на большей высоте, чем в дневных. В случае нагрева с заданной мощностью установки температура электронов растет с частотой и становится максимальной на верхнем краю диапазона, достигая температур порядка 8000 К, что обусловлено меньшим углом расходимости излучения при более высоких частотах. В области высоких широт наблюдается более интенсивный нагрев электронов, чем на экваторе, что обусловлено отличием поляризации нагревной волны.

Зависимость эффективной частоты соударений частиц от температуры электронов приводит к изменению проводимостей для квазистационарных токов, протекающих в нижней ионосфере. Из-за сильной анизотропии среды, обусловленной влиянием магнитного поля, компоненты квазистационарных токов в авроральной области определяются проводимостями Педерсена и Холла, а в экваториальной — проводимостью Каулинга. При нагреве ионосферы проводимости, зависящие от температуры, изменяются, причем изменение проводимости Каулинга существенно превышает изменения проводимостей Педерсена и Холла, указывая на возможность существенного увеличения эффективности воздействия на систему квазистационарных токов в области экватора по сравнению с авроральной областью. Удельные проводимости Холла и Каулинга монотонно зависят от температуры, а проводимость Педерсена может иметь излом в области совпадения эффективной частоты столкновений электронов с их гирочастотой, что находит отражение в нелинейном искажении формы исходного модулированного сигнала.

Литература

1. Гуревич А. В. // УФН. 2007. Т. 177. С. 1145.
2. Митяков Н. А., Грач С. М., Митяков С. Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами. Итоги науки техни-

ки, сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. — М.: ВИНТИ, 1989. Т. 9.

3. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.

4. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.

5. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978.

6. Гуревич А. В., Милих Г. М., Шлюгер И. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. XX. № 12.

7. Bilitza D., Reinisch B. // J. Adv. Space Res. 2008. V. 12. P. 34.

8. Golkowski M., Inan U. S., Cohen M. B. // J. Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. P. L15103.

9. Cohen M. B., Inan U. S., Golkowski M., Lehtinen N. G. // Ibid. 2010. V. 115. P. A07322.

Modeling of the heating the lower-ionosphere by modulated high-frequency radiation

N. V. Lebedev, N. D. Naumov, V. V. Rudenko

The 12th Central Research Institute
Sergiev Posad-7, Moscow Region, 141300, Russia
E-mail: jasmin@spnet.ru

The modeling of the heating the lower ionosphere by high-frequency electromagnetic radiation was considered. The results for electron temperature and ionosphere conductivities are obtained for quasi-longitudinal and quasi-transverse propagation of lower-frequency amplitude modulated high-frequency radiation.

PACS: 41.20.Jb, 52.35.Mw

Keywords: ionosphere, electron, temperature, conductivity, electromagnetic radiation, modulation.

Bibliography — 9 references.

Received July 20, 2012