

**ЭЛЕКТРОДИНАМИКА  
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН**

УДК 537.87

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ С УЧЕТОМ  
ПОГЛОЩЕНИЯ И ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

© 2019 г. Ю. И. Бова<sup>1</sup>, А. С. Крюковский<sup>1, \*</sup>, Д. С. Лукин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Российский новый университет,  
Российская Федерация, 105005, Москва, ул. Радио, 22

\*E-mail: kryukovsky56@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.01.2018 г.

После доработки 09.01.2018 г.

Принята к публикации 28.02.2018 г.

Выполнено численное моделирование распространения частотно-модулированных сигналов в анизотропной среде (ионосфере Земли) с учетом влияния частоты соударений электронов на отклоняющее поглощение. Рассмотрены проекции лучевых траекторий на разные координатные плоскости. Исследованы влияния расходимости лучевых траекторий и поглощения радиоволн на ослабление амплитуды радиосигнала для обычных и необыкновенных волн. Расчеты проведены для дневной и ночной моделей электронной концентрации и частоты соударений высокоширотной ионосферы.

DOI: 10.1134/S0033849419010030

### ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные волны декаметрового диапазона широко используются для обеспечения дальней радиосвязи, радионавигации, радиолокации, загоризонтного радиозондирования, а также для изучения структуры ионосферы – верхней атмосферы Земли. Поэтому изучение их распространения привлекает большое внимание исследователей. Однако, несмотря на значительный объем публикаций в данной области (см., например, [1–7]), распространение частотно-модулированных (ЧМ) сигналов в ионосферной плазме с учетом магнитного поля Земли изучено еще недостаточно, что и определяет актуальность темы.

Ранее [8–13] нами были рассмотрены особенности лучевого распространения частотно-модулированного излучения в ионосферной плазме. В данной работе, посвященной моделированию распространения линейно частотно-модулированного сигнала в ионосферной анизотропной плазме, особое внимание уделено исследованию ослабления радиосигнала за счет отклоняющего поглощения и расходимости на примере моделей электронной концентрации и частоты соударений электронов для высокоширотной ночной и дневной ионосферы.

### 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что эффективная диэлектрическая проницаемость среды для неоднородной ани-

зотропной ионосферы описывается формулой Эпплтона [14]:

$$\varepsilon = 1 - v \left( 1 - iZ - \frac{u \sin^2 \alpha}{2(1 - v - iZ)} \pm \sqrt{4(1 - v - iZ)^2 + u \cos^2 \alpha} \right)^{-1}, \quad (1)$$

в которой знак плюс соответствует обыкновенной волне, а знак минус – необыкновенной волне, а параметры  $v$  и  $u$  являются отношениями квадрата плазменной частоты и квадрата гирочастоты к квадрату рабочей частоты соответственно, т.е.

$$v = \left( \frac{\omega_{пл}}{\omega} \right)^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m_e \omega^2}, \quad u = \left( \frac{\omega_H}{\omega} \right)^2 = \frac{e^2 H_0^2}{m_e^2 c^2 \omega^2}, \quad (2)$$

где  $c = 2.997925 \times 10^8$  м/с – скорость света,  $m_e = 9.108 \times 10^{-28}$  г – масса электрона,  $e = 4.8029 \times 10^{-10}$  СГСЭ – заряд электрона, функция  $N$  – величина электронной концентрации в фиксированной точке пространства. Параметр  $Z$  – отношение частоты соударений электронов к круговой рабочей частоте

$$Z = \frac{v_e}{\omega}. \quad (3)$$

Величина  $\alpha$  – угол между напряженностью магнитного поля Земли  $\vec{H}_0 = (H_{0x}, H_{0y}, H_{0z})$  и волновым вектором  $\vec{k}$ . Для применения формулы (1)

необходимо знать лишь  $\cos^2\alpha$ . Квадрат косинуса угла  $\alpha$  определяется выражением

$$\cos^2\alpha = \frac{(H_{0x}k_x + H_{0y}k_y + H_{0z}k_z)^2}{H_0^2|\vec{k}|^2}. \quad (4)$$

В расчетах, приведенных ниже, амплитуду магнитного поля будем считать постоянной. Ориентация напряженности магнитного поля от-

носительно локальной системы координат задается углами  $\gamma$  и  $\varphi$ :

$$\begin{aligned} H_{0x} &= H_0 \cos\gamma \cos\varphi, & H_{0y} &= H_0 \cos\gamma \sin\varphi, \\ H_{0z} &= H_0 \sin\gamma. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае, когда частотой соударения электронов можно пренебречь и принять  $Z = 0$ , формула для эффективной диэлектрической проницаемости (см., например, [4, 7, 14, 15]) имеет вид

$$\varepsilon_{\pm} = 1 - \frac{2\nu(1-\nu)}{2(1-\nu) - u \sin^2\alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4\alpha + 4u(1-\nu)^2 \cos^2\alpha}}. \quad (6)$$

Примененный в данной работе подход опирается на лучевые методы, являющиеся основными при описании процессов распространения дециметровых радиоволн в различных средах (см., например, [4, 15]). Основным лучевым методом нахождения лучевых траекторий в анизотропной, неоднородной среде является метод бихарактеристик, опирающийся на систему дифференциальных уравнений (см. [4, 13, 15])

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{k}}, \quad \frac{d\vec{k}}{d\tau} = -\frac{\partial\Gamma}{\partial\vec{r}}, \quad \frac{dt}{d\tau} = -\frac{\partial\Gamma}{\partial\omega}, \quad \frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial\Gamma}{\partial t}, \quad (7)$$

с гамильтонианом

$$\Gamma = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}, \vec{k}, \omega), \quad (8)$$

где  $\vec{r} = (x, y, z)$  – координаты точки наблюдения,  $t$  – групповое время,  $\omega$  – круговая частота излучения,  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$  – волновой вектор,  $\tau$  – параметр вдоль лучевой траектории,  $\varepsilon_r(\vec{r}, \vec{k}, \omega)$  – действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости среды распространения.

Для применения системы (7), (8), необходимо выделить из диэлектрической проницаемости (1) действительную часть, т.е. представить диэлектрическую проницаемость в виде суммы действительной и мнимой части:

$$\varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i. \quad (9)$$

Анализируя выражение (1), находим, что

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\nu(z_\varepsilon + r_\varepsilon \cos\varphi_\varepsilon)}{(z_\varepsilon + r_\varepsilon \cos\varphi_\varepsilon)^2 + (u_\varepsilon + r_\varepsilon \sin\varphi_\varepsilon)^2}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_i = \frac{\nu(u_\varepsilon + r_\varepsilon \sin\varphi_\varepsilon)}{(z_\varepsilon + r_\varepsilon \cos\varphi_\varepsilon)^2 + (u_\varepsilon + r_\varepsilon \sin\varphi_\varepsilon)^2}. \quad (11)$$

В формулах (10) и (11) введены обозначения:

$$z_\varepsilon = 1 - \frac{(1-\nu)u \sin^2\alpha}{2((1-\nu)^2 + Z^2)}, \quad (12)$$

$$u_\varepsilon = -Z - \frac{Zu \sin^2\alpha}{2((1-\nu)^2 + Z^2)},$$

$$r_\varepsilon = \pm(x_\varepsilon^2 + y_\varepsilon^2)^{1/4}, \quad \varphi_\varepsilon = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{x_\varepsilon}{y_\varepsilon}\right), \quad (13)$$

$$x_\varepsilon = \frac{(1-\nu)Zu^2 \sin^4\alpha}{2((1-\nu)^2 + Z^2)^2}, \quad (14)$$

$$y_\varepsilon = u \cos^2\alpha + \frac{((1-\nu)^2 - Z^2)u^2 \sin^4\alpha}{4((1-\nu)^2 + Z^2)^2}.$$

Если внешнее магнитное поле отсутствует ( $H_0 = 0$ ), то формула для диэлектрической проницаемости (1) имеет вид [14]

$$\varepsilon = 1 - \frac{\nu}{1+Z^2} - i \frac{\nu Z}{1+Z^2}. \quad (15)$$

Будем считать, что начальный волновой вектор  $\vec{k}(0)$  параметрически зависит от угла выхода луча  $\alpha_0$  ( $\beta_0 = 0$ ):

$$\begin{aligned} k_x(0) &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos\alpha_0 \cos\beta_0, \\ k_y(0) &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \cos\alpha_0 \sin\beta_0, \end{aligned} \quad (16)$$

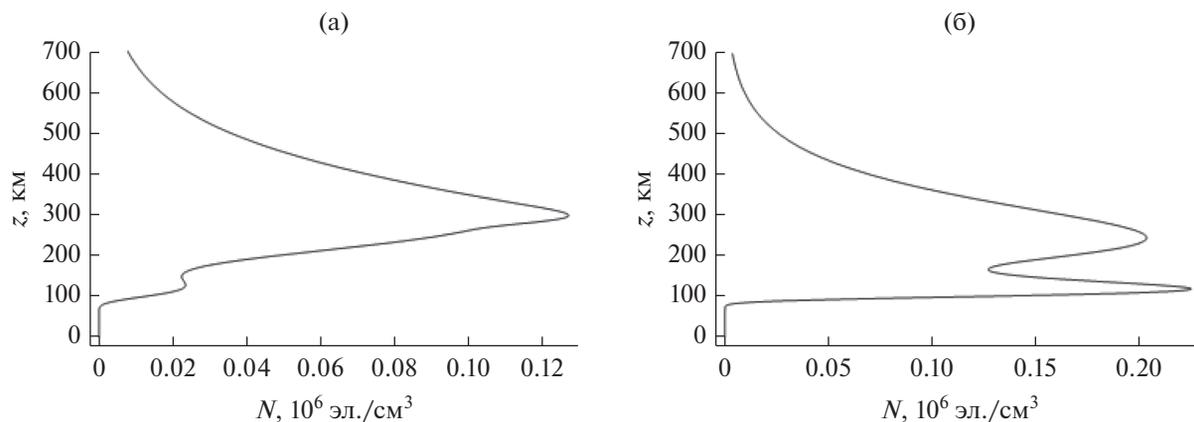
$$k_z(0) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \sin\alpha_0,$$

источник излучения точечный, находится вне магнитоактивной плазмы и расположен в точке с координатами:

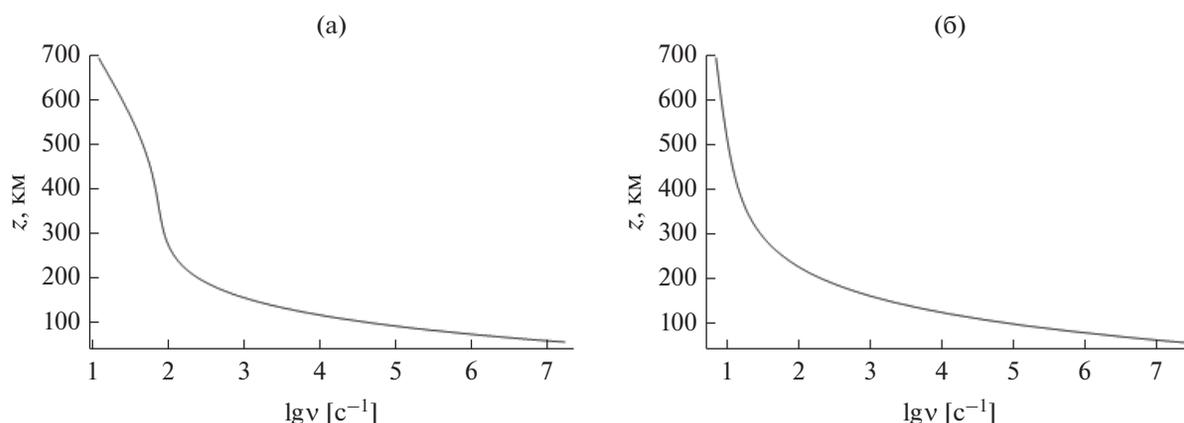
$$\vec{r}|_{\tau=0} = (0, 0, 0). \quad (17)$$

Распространение электромагнитной волны изначально осуществляется в плоскости  $(x, z)$ . Значение эффективной диэлектрической проницаемости среды в источнике излучения обозначим как  $\varepsilon_0$ . Предположим, что сигнал – ЛЧМ, т.е. формула для мгновенной частоты заполнения имеет вид [8, 10]

$$\begin{aligned} \omega(0) &= \omega_0(1 + \delta\eta), & t(0) &= \eta, \\ f(t) &= f_0(1 + \delta t), & \delta &= \frac{2f_\Delta}{f_0 T_H}, \end{aligned} \quad (18)$$



**Рис. 1.** Зависимость электронной концентрации от высоты для ночной (а) и дневной (б) моделей высокоширотной ионосферной плазмы.



**Рис. 2.** Зависимость электронной частоты соударений от высоты; а – ночная ионосфера, б – дневная ионосфера.

где  $\eta$  – начальное время выхода луча,  $f_0 = \omega_0/(2\pi)$  – начальная рабочая частота (Гц),  $f_d$  – девиация частоты (Гц),  $T_n$  – длительность импульса (с). В данной работе были приняты следующие значения параметров  $f_0 = 2.5$  МГц,  $f_d = 3.75$  МГц,  $T_n = 3$  с,  $\delta = 1$  с<sup>-1</sup>. При таких параметрах максимальная частота излучения равна 10 МГц.

Рассмотрим две модели высокоширотной ионосферной плазмы: ночную и дневную. Профиль электронной концентрации ночной ионосферы (рис. 1а) имеет традиционный вид: слой *E* слабо просматривается, максимум слое *F* значительно меньше, чем в случае дневной ионосферы. Напротив, профиль дневной ионосферы (рис. 1б) нетипичен, поскольку в максимуме слоя *E* значение электронной концентрации выше, чем в слое *F*.

На рис. 2 приведены зависимости электронной частоты соударений от высоты для ночной и дневной ионосферы. На небольших высотах эти графики практически совпадают. Существенные отличия начинаются на высотах более 110 км, где

роль электронной частоты соударений в поглощении (а тем более в отклонении траектории) невелика.

Представленные на рис. 1 и 2 профили согласуются с данными, приведенными в работе [16] (80° с.ш., 30° в.д., март). При вычислении применялись следующие значения параметров:  $H_0 = 0.551$  Э,  $\varphi = \pi/4$ ,  $\gamma = -83^\circ$ .

## 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ. НОЧНАЯ ИОНОСФЕРА

В данном разделе на рис. 3–9 представлены результаты численного моделирования в случае ночной ионосферы для обыкновенной и необыкновенной волн. Фон на всех рисунках означает электронную концентрацию ионосферы.

На рис. 3 показана лучевая структура ЛЧМ-радиосигнала в плоскости ( $x, z$ ), когда источник излучения находится на земле. Угол выхода лучей 45°. В районе высоты 115 км просматривается

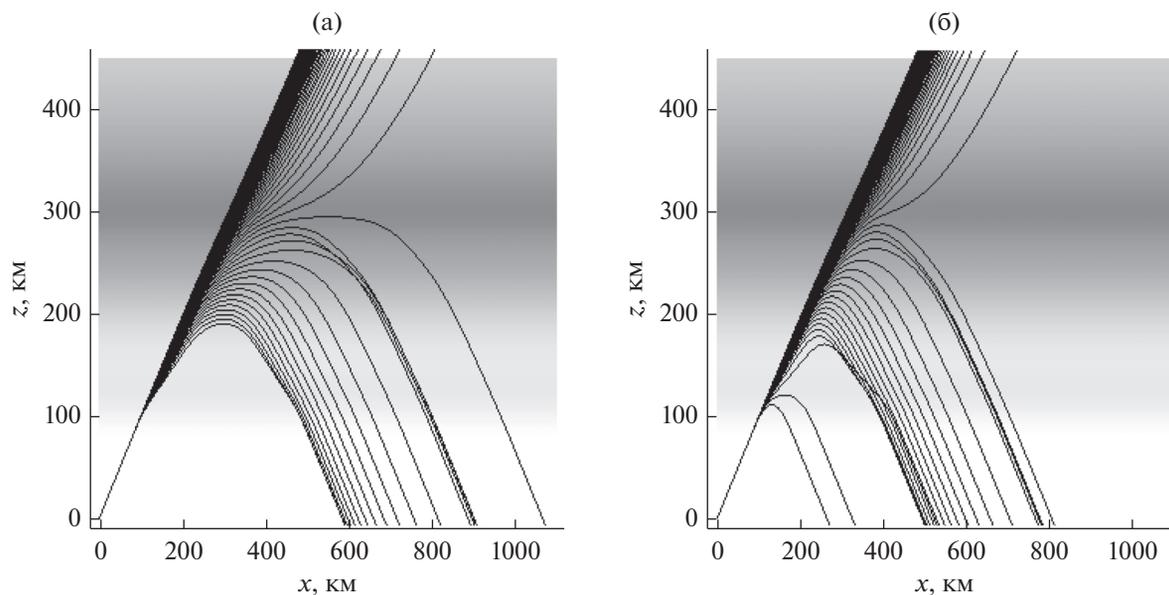


Рис. 3. Лучевые структуры ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(x, z)$ ; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

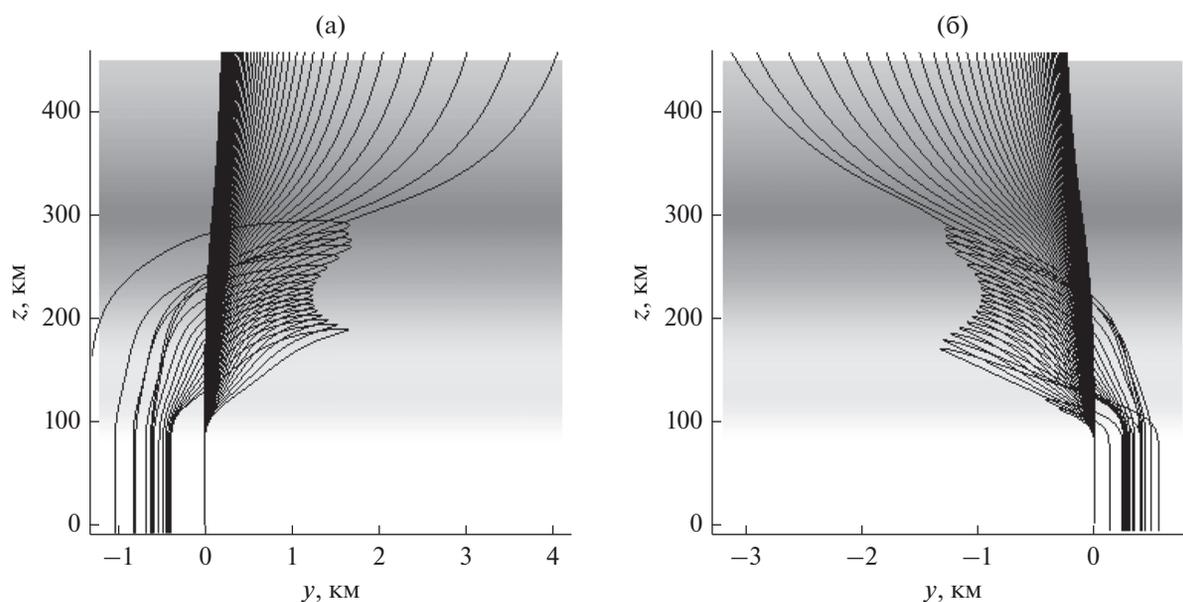


Рис. 4. Лучевые структуры ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(y, z)$ ; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

слой  $E$ . На высоте порядка 290 км хорошо виден слой  $F2$ . Сначала все лучи идут по общей траектории. Потом в ионосфере (диспергирующей среде) они расходятся. Низкочастотные лучи отражаются от слоев  $E$  и  $F2$  и возвращаются на землю, а высокочастотные просачиваются сквозь слой. С увеличением частоты траектории выпрямляются.

Лучевые структуры обыкновенной (см. рис. 3а) и необыкновенной волн (см. рис. 3б) отличаются незначительно, однако для необыкновенной волны просачивание сквозь ионосферу на-

ступает при более высоких частотах, чем для обыкновенной.

На рис. 4 представлена лучевая структура ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(y, z)$ . Лучи, проходящие ионосферный слой  $F2$ , выше 400 км развертываются параллельно оси  $z$  и уходят вверх (высокие частоты). Отраженные лучи (низкие частоты) возвращаются на землю по близким траекториям, так как горизонтальные градиенты (в рамках модели) отсутствует. Следует отметить, что лучевая структура необыкновенной волны

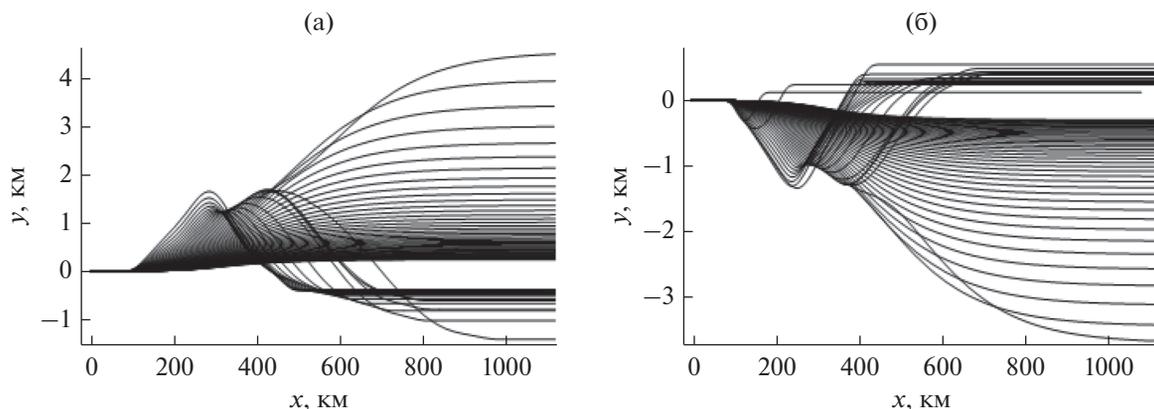


Рис. 5. Лучевые структуры ЛЧМ-радиосигнала в плоскости (x, y); а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

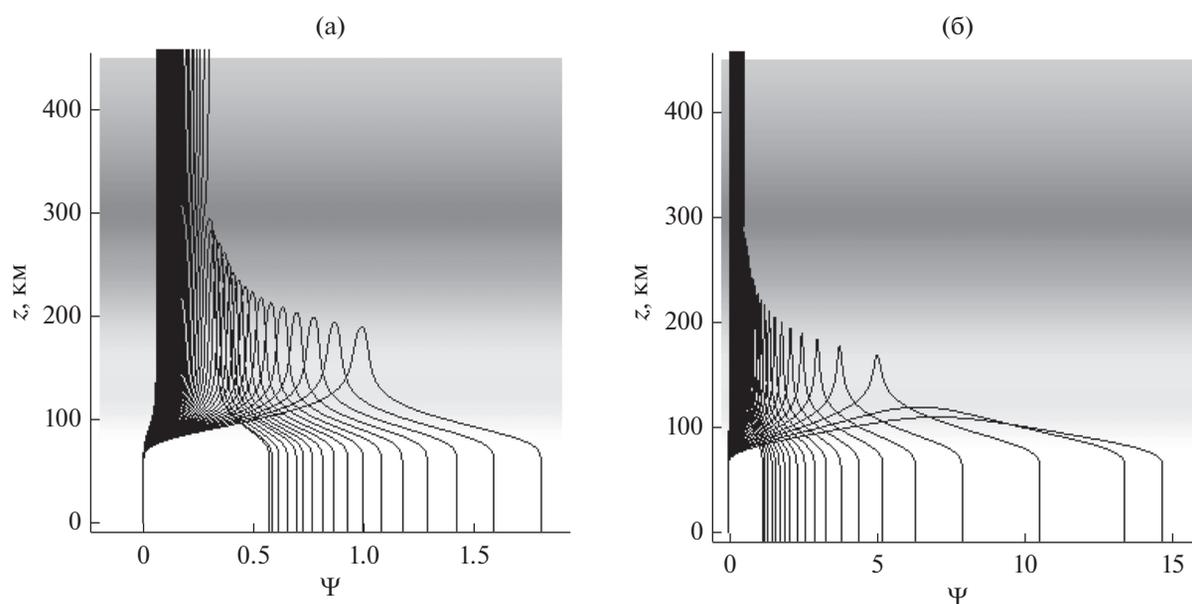


Рис. 6. Зависимости поглощения  $\Psi$  (в Неперах) вдоль траекторий от высоты; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

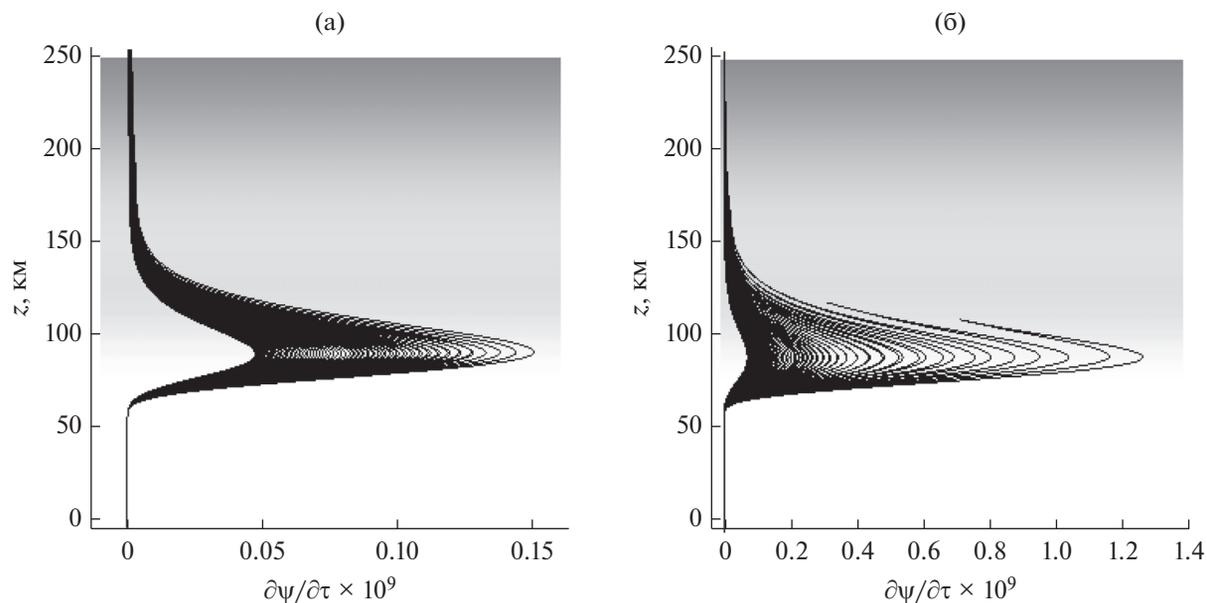
(см. рис. 4б) в этой плоскости выглядит компактнее, чем структура обыкновенной волны (см. рис. 4а), и является как бы ее зеркальным отражением относительно вертикальной оси.

На рис. 5 показана лучевая структура ЛЧМ-радиосигнала в плоскости (x, y). Это вид на лучевую структуру сверху. Структура необыкновенной волны (см. рис. 5б) в этой плоскости похожа на “зеркальное отражение” от горизонтальной оси структуры обыкновенной волны (см. рис. 5а). В случае необыкновенной волны распространение сигнала вдоль оси y существенно “компактнее”. В этой проекции хорошо видна каустическая структура и ее особенность – катастрофа  $A_3$ . Структура волнового поля в окрестности каустического острия (катастрофы  $A_3$ ) подробно исследовалась в работах [17–20].

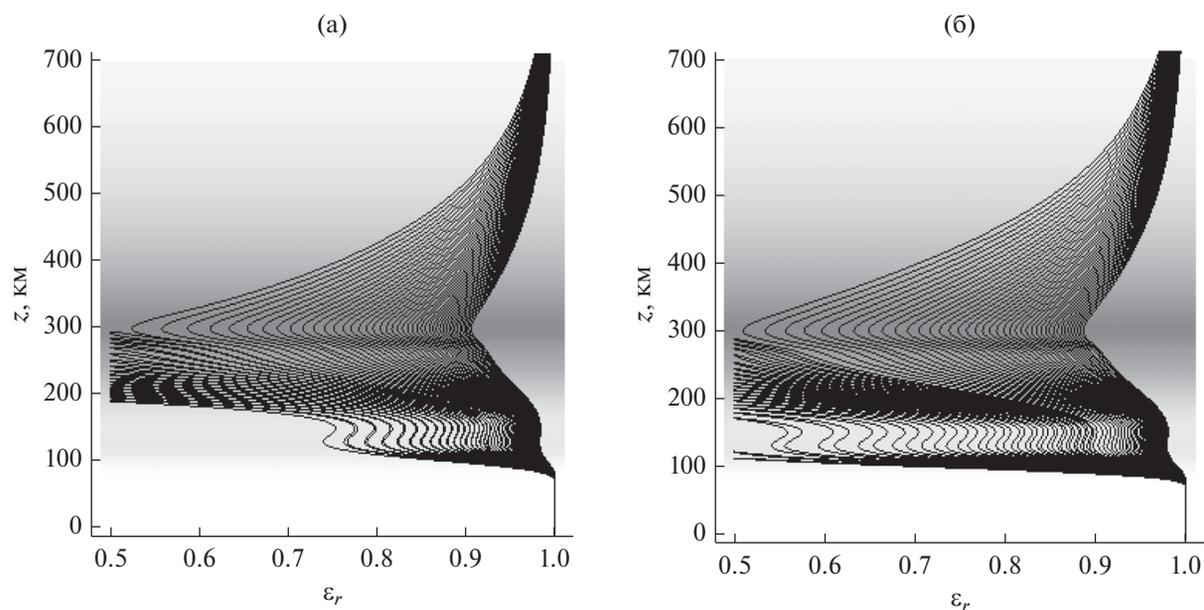
Рассмотрим теперь поглощение вдоль траекторий. Для вычисления поглощения, связанного с частотой соударения электронов, справедлива формула

$$\frac{d\Psi}{d\tau} = -2\varepsilon_i \frac{\omega^2}{c^2}. \tag{19}$$

Следует отметить, что при малых значениях отношения эффективной частоты соударения электронов к круговой рабочей частоте ( $Z \ll 1$ ) мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости пропорциональна произведению частоты соударений на квадрат электронной концентрации:  $\varepsilon_i \sim \nu Z \sim N^2 \nu_e$ . С уменьшением высоты ниже слоя E электронная концентрация падает, а частота соударений растет (см. рис. 1, 2), поэтому наибольшее поглощение происходит вблизи



**Рис. 7.** Зависимости локального поглощения вдоль лучевых траекторий от высоты; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.



**Рис. 8.** Зависимости действительной части эффективной диэлектрической проницаемости среды вдоль лучевых траекторий от высоты; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

нижней границы ионосферы, что и видно на рис. 6 и 7. На рис. 6 приведены зависимости от высоты поглощения  $\Psi$  (в Нп) вдоль траекторий.

На рис. 6 можно выделить две группы кривых. Для более высоких частот, проходящих ионосферу, поглощение малое. Более низкие частоты отражаются от слоя. Характерный максимум на кривых – это точка отражения. Эти лучи много времени проводят в нижней ионосфере и испытывают активное поглощение. Естественно, при уменьшении ча-

стоты поглощение растет, причем, сопоставляя рис. 6а и 6б, видим, что необыкновенная волна поглощается сильнее обыкновенной.

На рис. 7 показано локальное поглощение вдоль лучевых траекторий. Графики на рис. 7 были построены в соответствии с формулой (19). На рисунках хорошо виден рост поглощения при уменьшении частоты, причем на поглощение влияет небольшая область вдоль нижней границы ионосферы. Если иметь в виду, что ниже 65 км в

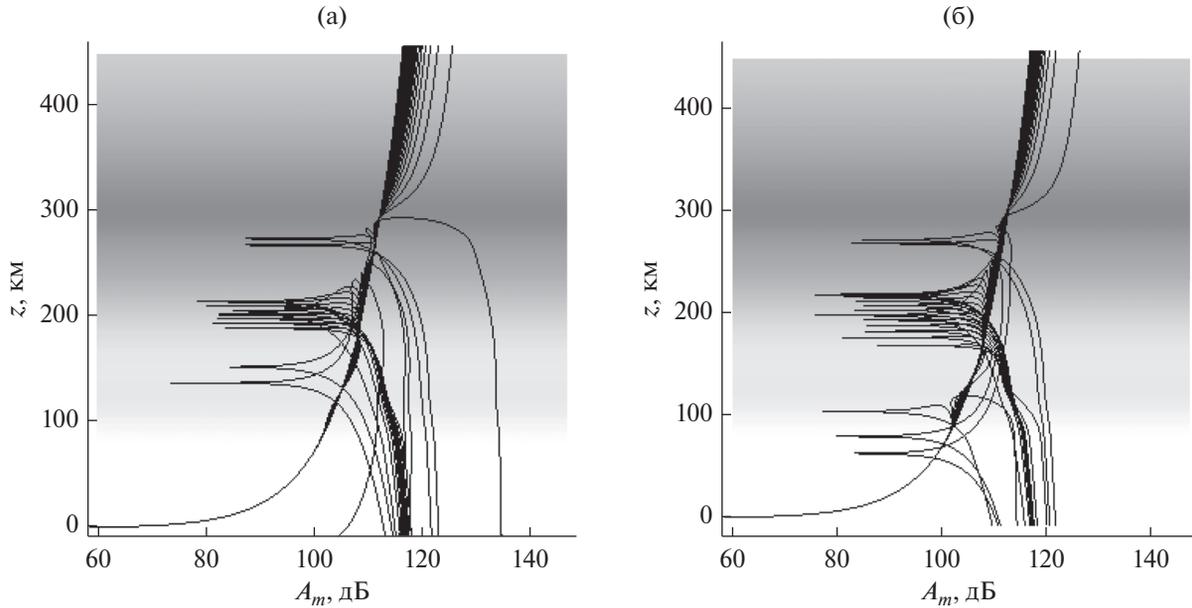


Рис. 9. Зависимости расходимости вдоль лучевых траекторий от высоты в децибелах; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

общепринятых моделях данные о частоте соударений и электронной концентрации обычно не приводятся, то понятно, что эта область изучена недостаточно. Графики для мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости мы не приводим, поскольку в силу (19) они аналогичны рис. 7.

На рис. 8 представлены зависимости от высоты действительной части эффективной диэлектрической проницаемости среды вдоль лучевых траекторий. Правая часть рисунков ограничена значением 1 (диэлектрическая проницаемость в пустоте), а левая – значением 0.5, что определяется углом выхода лучей  $\alpha_0$ . Поскольку эффективная диэлектрическая проницаемость зависит от координат, а также волнового вектора и частоты сигнала, для каждого луча получается своя зависимость от высоты. Минимумы соответствуют слоям E и F. Зависимости для обыкновенной (см. рис. 8а) и необыкновенной волн (см. рис. 8б) очень похожи. Отметим, что, как следует из расчетов, учет эффективной частоты соударений существенно не влияет на траекторию луча. Это понятно, если учесть, что поправка к  $\epsilon_r$  пропорциональна  $vZ^2 \sim N^2 v_e^2$ .

На рис. 9 показаны зависимости расходимости вдоль лучевых траекторий от высоты (в децибелах).

Для определения расходимости необходимо преобразовать бихарактеристическую систему (8) к виду

$$\frac{d\bar{k}}{dt} = \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \bar{r}} \bigg/ \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \omega}, \quad \frac{d\bar{r}}{dt} = \left( 2c^2 \bar{k} - \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \bar{k}} \right) \bigg/ \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \omega}, \quad (20)$$

известному как бихарактеристическая система Лукина [21, 22], и дополнить ее системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{k}_{\alpha_0}}{dt} &= \frac{\partial}{\partial \alpha_0} \left( \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \bar{r}} \bigg/ \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \omega} \right), \\ \frac{d\bar{r}_{\alpha_0}}{dt} &= \frac{\partial}{\partial \alpha_0} \left( \left( 2c^2 \bar{k} - \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \bar{k}} \right) \bigg/ \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \omega} \right), \\ \frac{d\bar{k}_{\beta_0}}{dt} &= \frac{\partial}{\partial \beta_0} \left( \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \bar{r}} \bigg/ \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \omega} \right), \\ \frac{d\bar{r}_{\beta_0}}{dt} &= \frac{\partial}{\partial \beta_0} \left( \left( 2c^2 \bar{k} - \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \bar{k}} \right) \bigg/ \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \omega} \right), \end{aligned} \quad (21)$$

с начальными данными

$$\begin{aligned} k'_{x\alpha_0}(\eta) &= -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \sin \alpha_0 \cos \beta_0, \\ k'_{x\beta_0}(\eta) &= -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \cos \alpha_0 \sin \beta_0, \\ k'_{y\alpha_0}(\eta) &= -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \sin \alpha_0 \sin \beta_0, \\ k'_{y\beta_0}(\eta) &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \cos \alpha_0 \cos \beta_0, \\ k'_{z\alpha_0}(\eta) &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} \cos \alpha_0, \quad k'_{z\beta_0}(\eta) = 0, \\ \bar{r}'_{\zeta}(\eta) &= 0, \quad \bar{r}'_{\beta_0}(\eta) = 0, \end{aligned} \quad (22)$$

т.е. решить расширенную бихарактеристическую систему [4, 21, 22].

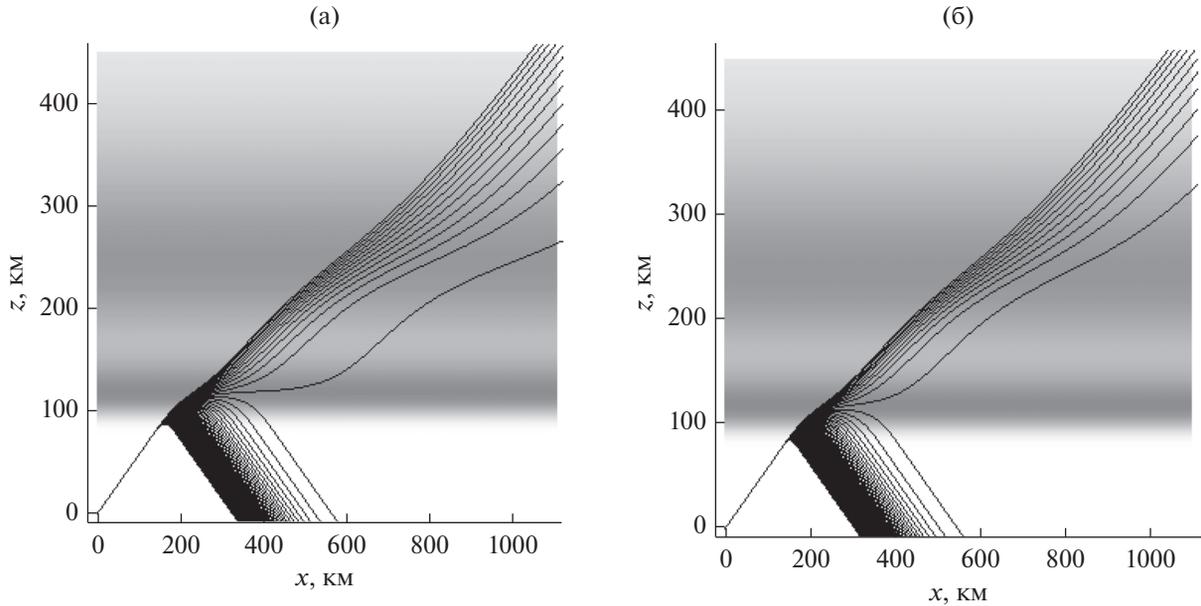


Рис. 10. Лучевые структуры ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(x, z)$ ; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

Получив решение бихарактеристической системы (21), можно вычислить якобиан  $J$  расходимости лучевой трубки

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial \alpha_0} & \frac{\partial x}{\partial \beta_0} & T_1 \\ \frac{\partial y}{\partial \alpha_0} & \frac{\partial y}{\partial \beta_0} & T_2 \\ \frac{\partial z}{\partial \alpha_0} & \frac{\partial z}{\partial \beta_0} & T_3 \end{vmatrix}, \quad \vec{T} = \left( 2c^2 \vec{k} - \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \vec{k}} \right) / \frac{\partial \omega^2 \epsilon}{\partial \omega} \quad (23)$$

и найти расходимость поля в каждой точке пространства:

$$A_m = 10 \lg \left| \frac{J_0}{J(\vec{r})} \right|. \quad (24)$$

В формуле (24)  $J_0$  – якобиан расходимости на условном расстоянии от источника (в расчетах был условно выбран 1 м). Величина  $\epsilon = \epsilon_r$ .

На рис. 9 в первую очередь следует отметить траекторию, соответствующую высокочастотному сигналу. Она имеет небольшой излом в окрестности максимума слоя  $F$ , что связано с дефокусировкой сигнала. Горизонтальные линии соответствуют каустикам. Это области усиления поля (фокусировки). Из рис. 9 следует, что лучи, соответствующие дальнейму распространению (см. рис. 3), иногда называемые лучами Педерсена, испытывают очень большую расходимость.

С помощью данных, представленных на рис. 3, 6 и 9, можно оценить амплитуду сигнала в точке приема. Как известно, действующая напряжен-

ность электрического поля изотропного излучателя в пустоте определяется формулой

$$E_{d0} = \frac{\sqrt{30W}}{r}, \quad \text{В/м}, \quad (25)$$

где  $W$ , Вт – мощность, а  $r$ , м – расстояние до источника излучения. Тогда действующую напряженность электрического поля в некоторой точке пространства можно оценить по формуле

$$E_d = E_{d0} \exp(-\psi) \times 10^{-A_m/20}, \quad \text{В/м}. \quad (26)$$

Например, для ночной ионосферы для сигнала с частотой  $\sim 4$  МГц на земле (расстояние 800 км от источника) поглощение будет порядка 1 Нп, а расходимость около 120 дБ. Если предположить, что мощность источника 1 кВт, то напряженность поля в этой точке составит 64 мкВ/м.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ. ДНЕВНАЯ ИОНОСФЕРА

Рассмотрим теперь аналогичные графики для дневной ионосферы (рис. 10–16) также для обыкновенной и необыкновенной волн. Угол выхода лучей  $30^\circ$ .

На рис. 10 представлена лучевая структура ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(x, z)$ . Поскольку в данном случае максимум слоя  $E$  больше максимума слоя  $F$ , что является аномалией, лучи отражаются только от слоя  $E$  (ср. с рис. 3). Если сравнивать с лучевой структурой ночной ионосферы, то дальность связи на одной и той же частоте при фиксированном угле выхода луча заметно умень-

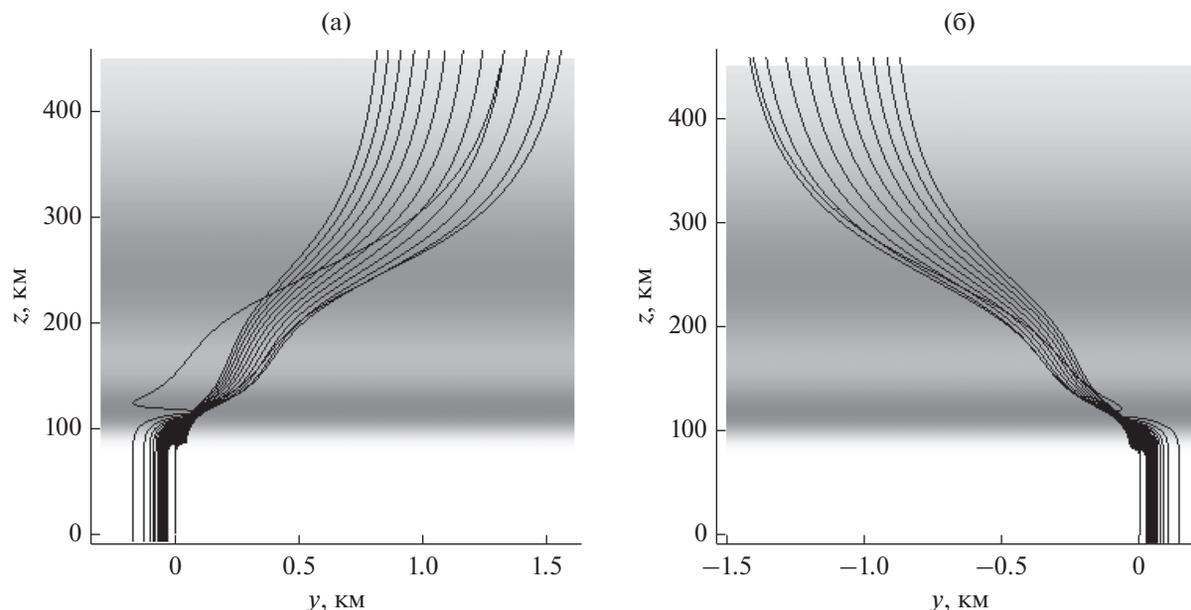


Рис. 11. Лучевые структуры ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(y, z)$ ; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

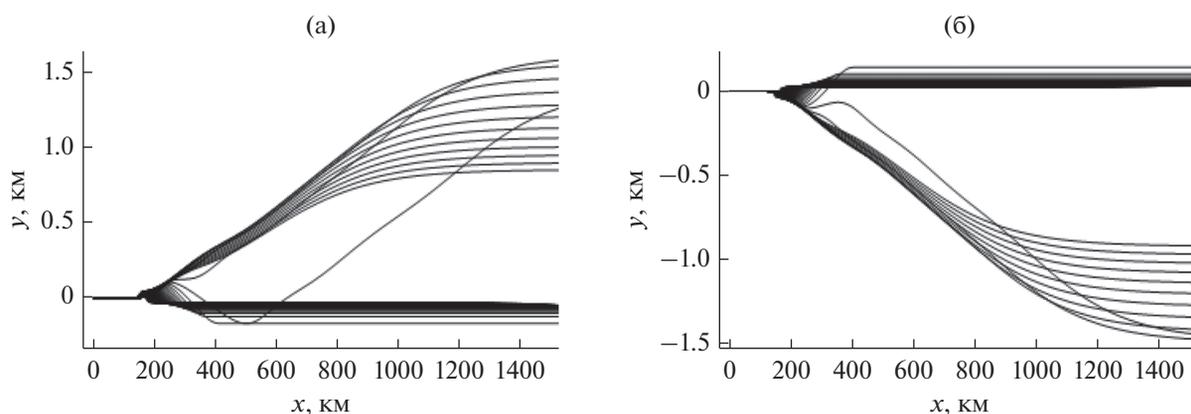


Рис. 12. Лучевые структуры ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(x, y)$ ; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

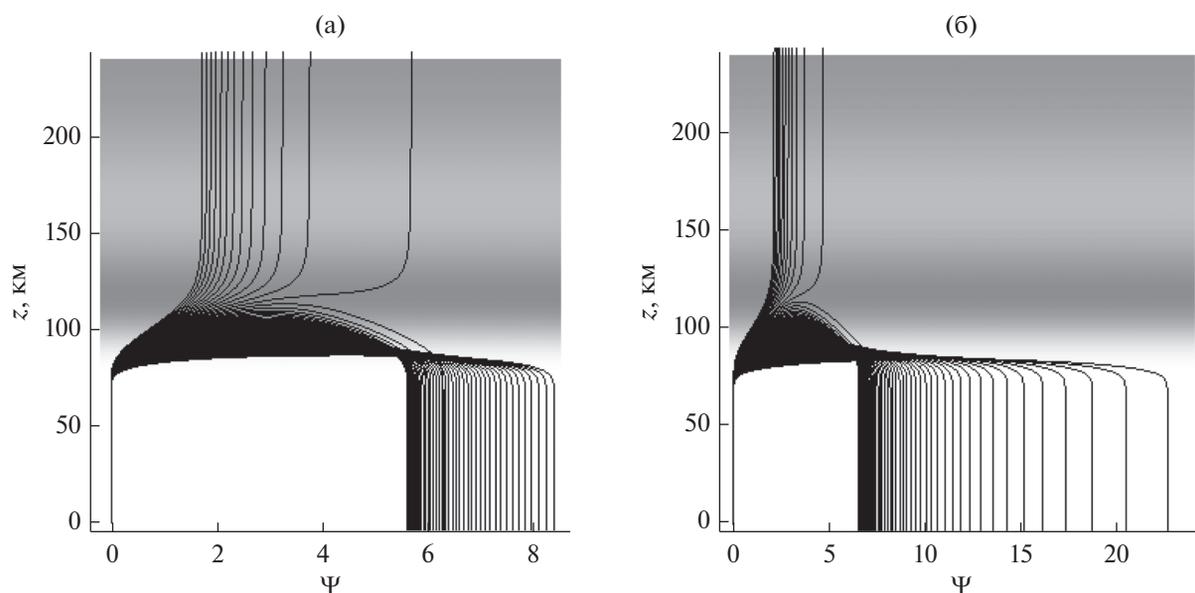
шила (более чем вдвое) и структура стала более упорядоченной.

На рис. 11 показана лучевая структура ЛЧМ-радиосигнала в боковой плоскости  $(y, z)$ . Главным отличием от ночной ионосферы (см. рис. 4) является то, что лучи слабее отклоняются от первоначальной плоскости распространения.

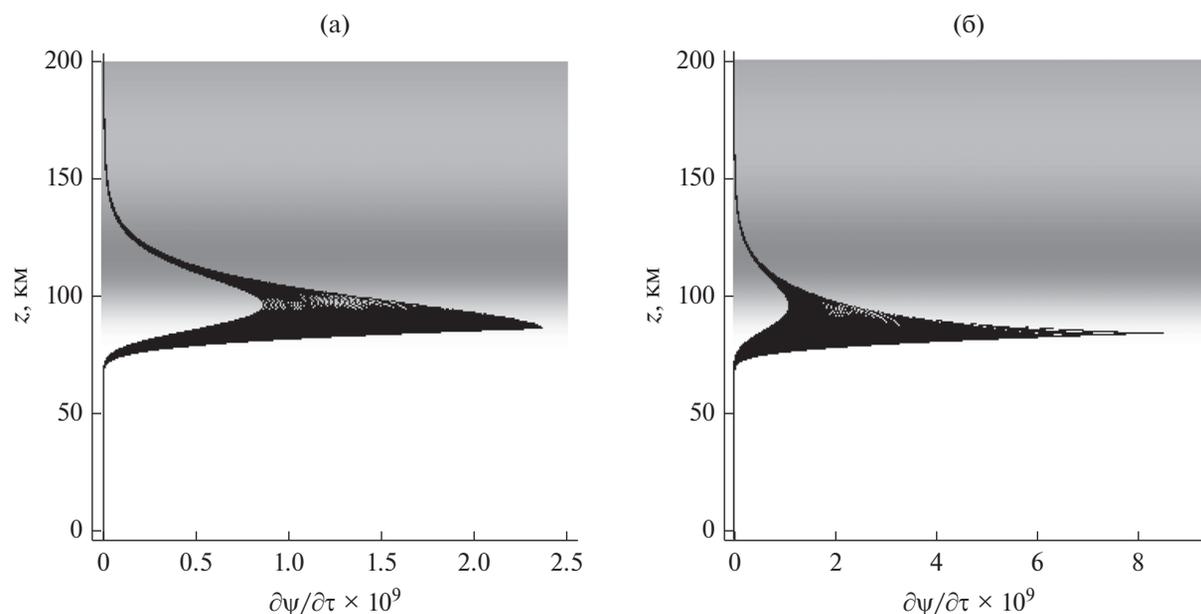
На рис. 12 показан вид “сверху” на лучевую структуру, т.е. лучевая структура ЛЧМ-радиосигнала в плоскости  $(x, y)$ . Если сравнивать траектории в этой плоскости для дневной (см. рис. 12) и ночной ионосферы (см. рис. 5) то, опять-таки, видим, что отраженные лучи слабее отклоняются от первоначальной плоскости распространения, что согласуется с рис. 11.

На рис. 13 приведены зависимости от высоты поглощения  $\Psi$  вдоль траекторий. Сравнивая поглощение в дневной (см. рис. 13) и ночной ионосфере (см. рис. 6), видим, что оно существенно возросло. Максимальное поглощение для обыкновенной волны приблизительно 8.5 Нп, а для необыкновенной волны  $\sim 22.5$  Нп. Для частоты  $\sim 4$  МГц поглощение  $\sim 7$  Нп для обыкновенной волны и  $\sim 10$  Нп для необыкновенной волны.

На рис. 14 представлено локальное поглощение вдоль лучевых траекторий. Если сравнивать ночную (см. рис. 7) и дневную ионосферы (см. рис. 14), то видно, что пики стали уже и значительно длиннее. Они по-прежнему располагаются вблизи нижней границы ионосферы.



**Рис. 13.** Зависимости поглощения  $\Psi$  (в Неперах) вдоль траекторий от высоты; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.



**Рис. 14.** Зависимости локального поглощения вдоль лучевых траекторий от высоты; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

На рис. 15 показаны зависимости от высоты действительной части эффективной диэлектрической проницаемости среды вдоль лучевых траекторий. По сравнению с рис. 8 характер кривых на рис. 15 существенно изменился. Они стали компактнее, так как поведение кривых отслеживает поведение электронной концентрации (ср. рис. 1а и 1б).

На рис. 16 представлены зависимости расходимости вдоль лучевых траекторий от высоты (в децибелах). Как и в случае ночной ионосферы, с помо-

щью рис. 10, 13 и 16 можно оценить амплитуду сигнала в точке приема. Для лучей с частотой  $\sim 4$  МГц на земле (расстояние  $\sim 350$  км от источника) поглощение будет порядка 7 Нп для обыкновенной волны и 10 Нп для необыкновенной волны, а расходимость около 115 или 110 дБ соответственно. Если предположить, что мощность источника 1 кВт, то напряженность поля в этой точке составит 0.28 мкВ/м для обыкновенной волны и 0.025 мкВ/м для необыкновенной.

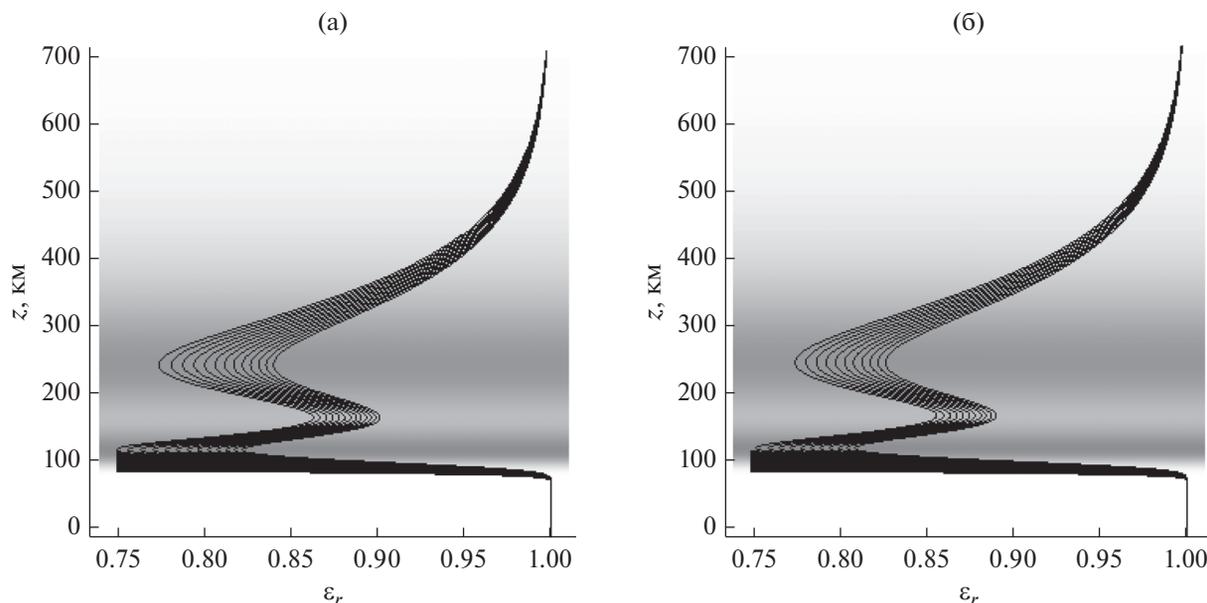


Рис. 15. Зависимости действительной части эффективной диэлектрической проницаемости среды вдоль лучевых траекторий от высоты; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

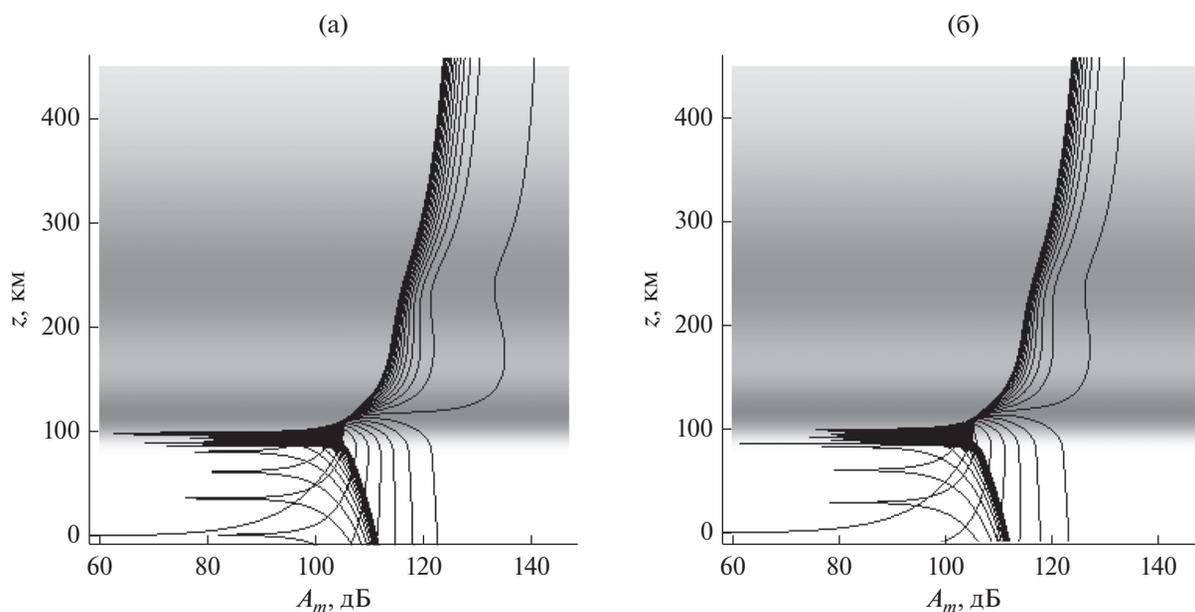


Рис. 16. Зависимости расходимости вдоль лучевых траекторий от высоты в децибелах; а – обыкновенная волна, б – необыкновенная волна.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе выполнено математическое моделирование распространения радиоволн в ионосфере с учетом магнитного поля Земли, частотной модуляции и влияния частоты соударений электронов на отклоняющее поглощение. Сопоставлены особенности распространения ЛЧМ-

сигналов в двухслойной анизотропной ионосфере в случае обыкновенной и необыкновенной волн. Исследованы поглощение радиоволны и расхождение вдоль лучей и влияние этих факторов на ослабление амплитуды радиосигнала. Расчеты выполнены для дневной и ночной моделей электронной концентрации высокоширотной ионосферной плазмы. Рассмотрены проекции лучей на разные

координатные плоскости: на плоскость распространения, боковую плоскость и “вид сверху”. Для расчетов лучевых характеристик применялась бихарактеристическая система дифференциальных уравнений, неизвестными в которой являются координаты луча, компоненты волнового вектора, а также частота и время. Для определения ослабления напряженности электрического поля вдоль траектории рассчитывалась расходимость лучевого потока на основе расширенной бихарактеристической системы уравнений.

Из результатов моделирования следует, что при изучении распространения ЛЧМ-сигналов в анизотропных средах необходимо рассчитывать электромагнитные поля со сложной каустической структурой, используя волновую теорию катастроф [15, 23–25], поскольку для описания волновых полей в соответствии с приведенными выше рисунками необходимо рассчитывать поля на каустиках (оггибающих лучевых семейств), включая каустические особенности (катастрофы).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-02-00544-а, 17-02-01183-а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иванов Д.В.* Методы и математические модели исследования распространения в ионосфере сложных декаметровых сигналов и коррекции их дисперсионных искажений. Йошкар-Ола: Марийский гос. тех. ун-т, 2006.
2. *Иванов В.А., Иванов Д.В., Лацевский А.Р., Рябова М.И.* // Вестн. Поволжского гос. технол. ун-та. Сер. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2014. № 1(20). С. 43.
3. *Захаров В.Е., Котова Д.С.* // Тр. XXIV Всерос. науч. конф. “Распространение радиоволн”. Иркутск. 29 июня–5 июля 2014. Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2014. Т. 4. С. 97.
4. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028.
5. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В.* // Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. Т. 12. № 8. С. 15.
6. *Крюковский А.С., Зайчиков И.В.* // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2008. Т. 13. № 8. С. 36.
7. *Кирьянова К.С., Крюковский А.С.* // Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2012. № 11. С. 25.
8. *Крюковский А.С., Растягаев Д.В., Скворцова Ю.И.* // Вестн. Российского нового университета. Сер. Управление, вычислительная техника и информатика. 2013. № 4. С. 47.
9. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В., Скворцова Ю.И.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 10. С. 1001.
10. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В., Скворцова Ю.И.* // Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2015. Т. 9. № 9. С. 40.
11. *Крюковский А.С., Скворцова Ю.И.* // Вестн. Российского нового университета. Сер. Сложные системы: модели анализ и управление. 2016. № 1–2. С. 34.
12. *Бова Ю.И.* // Вестн. Российского нового университета. Сер. Сложные системы: модели анализ и управление. 2016. № 3. С. 10.
13. *Крюковский А.С., Скворцова Ю.И.* // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 12-3. С. 131.
14. *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
15. *Лукин Д.С., Палкин Е.А.* Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в неоднородных средах. М.: МФТИ, 1982.
16. ГОСТ 25645.146-89 Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений электронов. М.: Изд-во стандартов, 1990. Ч. 1.
17. *Крюковский А.С., Лукин Д.С.* // РЭ. 1981. Т. 26. № 6. С. 1121.
18. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 1. С. 79.
19. *Крюковский А.С., Растягаев Д.В.* // Распространение и дифракция волн в неоднородных средах. М.: МФТИ, 1989. С. 56.
20. *Крюковский А.С., Растягаев Д.В.* // Дифракция и распространение электромагнитных волн. М.: МФТИ, 1993. С. 20.
21. *Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г.* // Космические исследования. 1967. Т. 5. № 4. С. 593.
22. *Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г.* // РЭ. 1969. Т. 14. № 9. С. 1673.
23. *Крюковский А.С.* Равномерная асимптотическая теория краевых и угловых волновых катастроф. М.: РосНОУ, 2013.
24. *Крюковский А.С., Скворцова Ю.И.* // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2013. Т. 18. № 8. С. 18.
25. *Дорохина Т.В., Крюковский А.С., Лукин Д.С.* // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2007. Т. 12. № 8. С. 71.