РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2020, том 65, № 12, с. 1160–1169

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.87

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ КАУСТИК ОБЫКНОВЕННОЙ И НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛН ПРИ ИОНОСФЕРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ

© 2020 г. А. С. Крюковский[a, *], Д. С. Лукин[a], Ю. И. Бова[a]

[a]*АНО ВО "Российский новый университет", ул. Радио, 22, Москва, 105005 Российская Федерация*

**E-mail: kryukovsky@rambler.ru*

Поступила в редакцию 07.08.2020 г.
После доработки 07.08.2020 г.
Принята к публикации 09.08.2020 г.

Выполнено математическое моделирование каустической структуры электромагнитного поля, возникающей вблизи поверхности земли при распространении радиоволн дециметрового диапазона в ионосферной плазме. Проведено сравнение каустической структуры поля обыкновенной и необыкновенной волн, а также оценено влияние необыкновенной волны на амплитудную структуру поля обыкновенной волны в окрестности каустики. Выполнено сопоставление волнового поля, вычисленного с помощью каустического приближения и неравномерного лучевого приближения. Предложена оценка максимального значения амплитуды поля в окрестности каустики на основе лучевого приближения.

DOI: 10.31857/S0033849420120128

Одним из основных инструментов, применяемых при изучении распространения радиоволн в ионосфере Земли, являются лучевые методы. При моделировании распространения коротких радиоволн лучевыми методами возникает проблема описания полей на каустиках. Каустические структуры играют особую роль по отношению к лучевым семействам, поскольку каустики являются огибающими этих семейств и разделяют физическое пространство на области с различным характером распространения [1, 2]. Необходимо также подчеркнуть, что амплитуда поля в окрестности каустики существенно возрастает.

В работе выполнен расчет структуры волнового поля в окрестности каустик обыкновенной и необыкновенной волн вблизи поверхности земли с учетом поглощения и расходимости радиосигналов в ионосферной анизотропной плазме. Влияние радиоволн, отраженных от поверхности земли, не рассматривалось.

Если пренебречь отклоняющим влиянием эффективной частоты соударений на отклонение радиоволн в ионосферной плазме, что допустимо для дециметрового диапазона, то выражение для эффективной диэлектрической проницаемости можно представить в виде [3, 4]

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

Здесь знак "–" соответствует необыкновенной волне, а знак "+" – обыкновенной волне;

$$v = \left(\frac{\omega_{\text{пл}}}{\omega}\right)^2 = \frac{4\pi e^2 N(\vec r)}{m_e\omega^2} \quad (2)$$

– квадрат отношения плазменной частоты к рабочей частоте,

$$u = \left(\frac{\omega_H}{\omega}\right)^2 = \left(\frac{eH_0}{m_e c\omega}\right)^2 \quad (3)$$

– квадрат отношения гирочастоты к рабочей частоте.

В выражениях (2), (3) e – заряд электрона, m_e – масса электрона, c – скорость света, функция $N(\vec r)$ – электронная концентрация в точке пространства с координатами $\vec r = (x, y, z)$, H_0 – абсолютное значение напряженности магнитного поля Земли. В формулу (1) также входит угол α между волновым вектором $\vec k$ и вектором напряженности магнитного поля Земли $\vec H_0 = (H_{0x}, H_{0y}, H_{0z})$:

$$H_{0x} = H_0\cos\gamma\cos\varphi, \quad H_{0y} = H_0\cos\gamma\sin\varphi, \quad H_{0z} = H_0\sin\gamma. \quad (4)$$

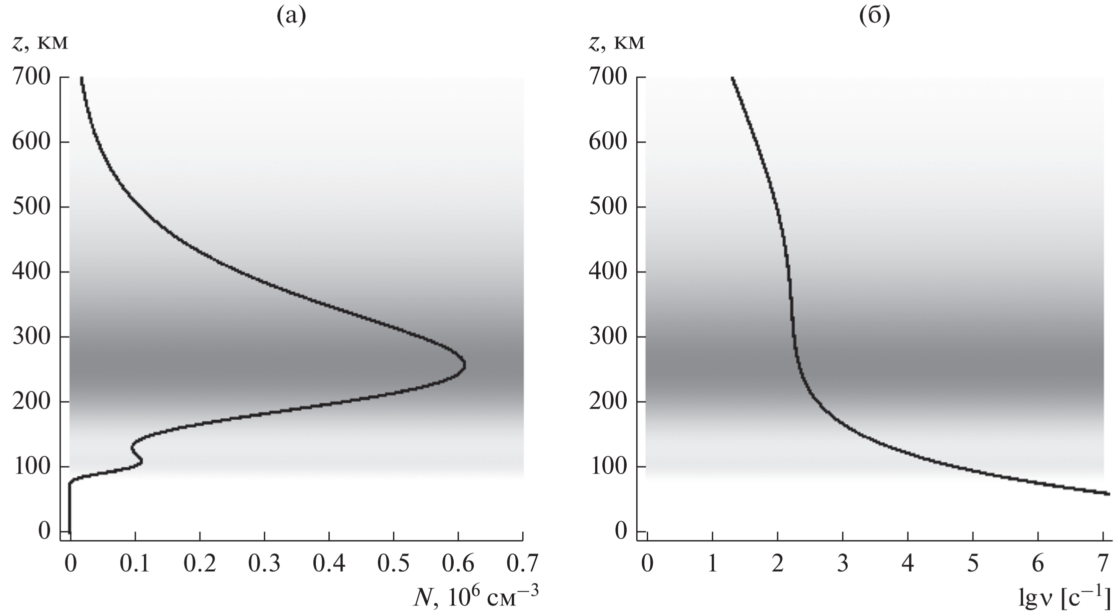

Рис. 1. Зависимость электронной концентрации (а) и эффективной частоты соударений электронов (б) от высоты.

Как видно из (4), ориентация напряженности магнитного поля определяется углами γ и φ. Легко убедиться, что для применения формулы (1) необходимо знать лишь $\cos^2\alpha$, который определяется по следующей формуле:

$$\cos^2\alpha = \frac{(H_{0x}k_x + H_{0y}k_y + H_{0z}k_z)^2}{H_0^2\left|\vec{k}\right|^2}. \tag{5}$$

При построении лучевых траекторий в работе был использован метод бихарактеристической системы Гамильтона–Лукина (см., например, [5–7]):

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{2\vec{k}c^2 - \omega^2\,\partial\varepsilon/\partial\vec{k}}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega},\quad \frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{\omega^2\,\partial\varepsilon/\partial\vec{r}}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega},$$
$$\frac{d\omega}{dt} = -\omega^2\frac{\partial\varepsilon/\partial t}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega}, \tag{6}$$

с начальными условиями:

$$\vec{r}(\zeta,\eta,t_0) = 0,\quad k_x(0) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\cos\zeta\cos\eta,$$
$$k_y(0) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\sin\zeta\cos\eta,\quad k_z(0) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\sin\eta. \tag{7}$$

В выражениях (6), (7) ζ, η – начальные углы выхода луча, $\vec{r}$ – координаты луча, $\vec{k}$ – волновой вектор, t – групповое время, ω – круговая частота [7, 8]. Будем считать, что $t_0 = 0$, а круговая частота ω не зависит от t.

Решением системы являются функции (характеристики):

$$\vec{r} = \vec{r}(\zeta,\eta,t_0),\quad \vec{k} = \vec{k}(\zeta,\eta,t_0). \tag{8}$$

Для вычисления электромагнитного поля в окрестности каустики использована модель среднеширотной дневной ионосферной плазмы, соответствующая марту, 40° с.ш. и 30° в.д. с постоянным магнитным полем: угол $\gamma = -57°$, угол $\varphi = 90°$, $H_0 = 0.465$ Э. Зависимость электронной концентрации N от высоты приведена на рис. 1а, зависимость от высоты эффективной частоты соударений электронов ν_e (см. [9]) – на рис. 1б. При расчетах предполагалось, что монохроматический источник, расположенный на поверхности земли в начале координат, излучает радиоволну с рабочей частотой $f = 9.5$ МГц в плоскости (x, z), т.е. $\eta = 0$. В виде фона приведено распределение электронной концентрации в ионосфере. На высоте порядка 260 км расположен максимум слоя F, на высоте 120 км – максимум слоя E, а между ними межслоевая долина.

Лучевые траектории радиосигнала в плоскости (x, z) для обыкновенной и необыкновенной волн показаны на рис. 2 при угле ζ выхода лучей, меняющемся от 0 до 90°. Так же как и на рис. 1, в виде фона показано распределение электронной концентрации ионосферы.

Как на рис. 2а, так и на рис. 2б семейства лучей образуют сложные схожие каустические структуры, содержащие два каустических острия. Лучи с большими углами выхода просачиваются сквозь ионосферу, а с небольшими углами выхода отражаются от слоев E и F и возвращаются на Землю.

Верхнее каустическое острие определяется слоем F, образующим главный максимум, а нижнее каустическое острие вызвано слоем E. Со-

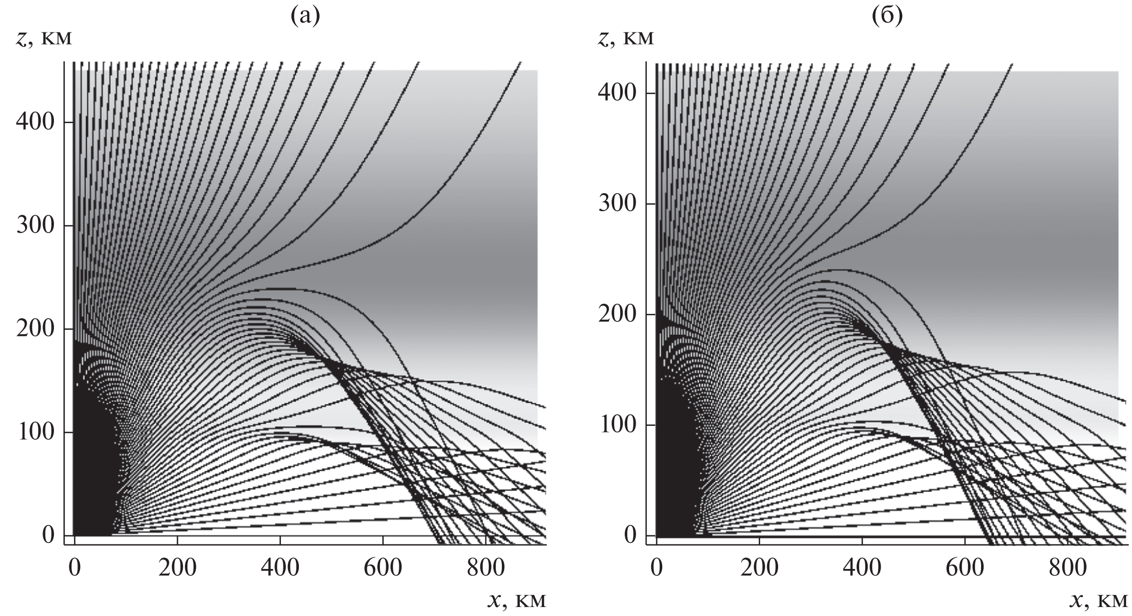

Рис. 2. Лучи в плоскости (x, z) для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн.

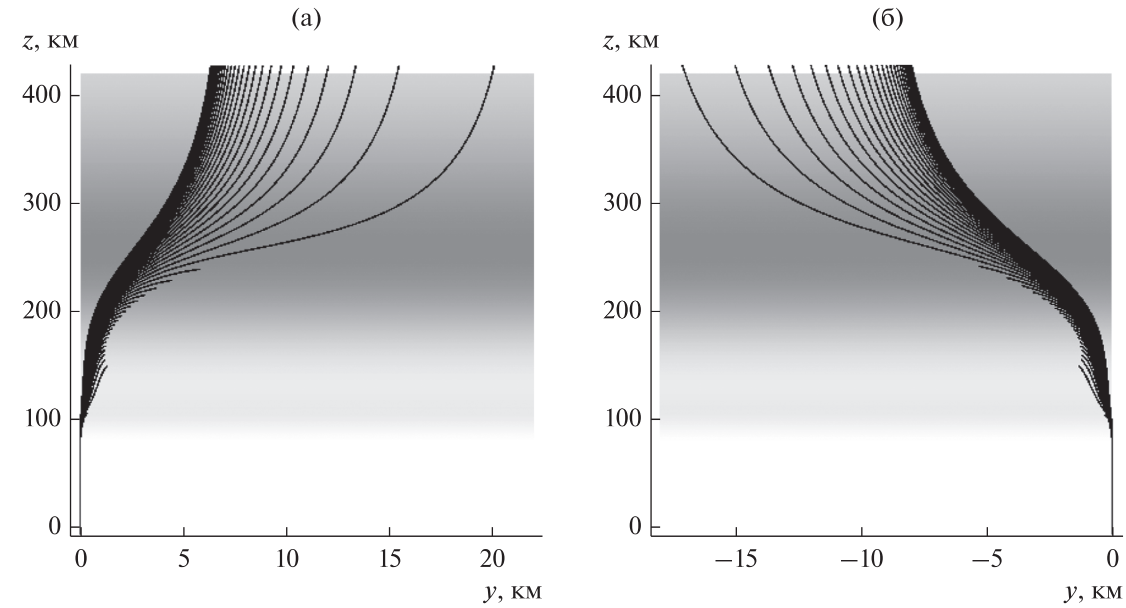

Рис. 3. Лучи в плоскости (y, z) для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн.

гласно классификации волновых катастроф каустическое острие – это особенность $\mathbf{A_3}$ [7, 10].

Рисунки 2а, 2б очень похожи, однако, и это существенно в данной работе, первая каустика, пересекающая поверхность земли, в случае необыкновенной волны расположена ближе к источнику (642.472 км), а в случае обыкновенной волны – дальше (699.513 км).

Проекции лучевых траекторий на боковую плоскость показаны на рис. 3а, 3б. Благодаря влиянию магнитного поля Земли лучи выходят из плоскости первоначального распространения (x, z). Благодаря тому что угол φ равен 90° и горизонтальные градиенты в данной модели ионосферы отсутствуют, лучи, отраженные от ионосферных слоев, после выхода из ионосферы возвращаются в плоскость первоначального распространения. Те лучи, которые прошли ионосферные слои, после выхода распространяются параллельно плоскости первоначального распространения.

Рассмотрим структуру электромагнитного поля в окрестности первой каустики без учета поверхностной волны, влияние которой при выбранной частоте на расстоянии более 600 км от передатчика пренебрежимо мало. Если двигаться от источника вдоль поверхности земли, то сначала возникает каустика необыкновенной волны, которая является границей "мертвой зоны" (см. рис. 2б). Далее образуется каустика обыкновенной волны (см. рис. 2а). Каустическое поле обыкновенной волны модулирует поле необыкновенной волны, которое представлено двумя лучами: лучом, коснувшимся каустики необыкновенной волны, и лучом, не коснувшимся каустики необыкновенной волны.

Рассмотрим подробнее структуру поля и результаты численного моделирования.

Предположим, что источник излучения изотропный и создает на расстоянии r_0 электрическое поле с напряженностью E_0. Тогда [11] получаем

$$E_0 = \frac{\sqrt{30W}}{r_0}\ \text{В/м}, \tag{9}$$

где r_0 – расстояние до передатчика, W – мощность излучения. При расчетах будем считать, что $W = 1$ кВт, а $r_0 = 1$ м. Такие значения параметров выбраны для удобства вычислений. В качестве r_0 можно выбрать любое значение, однако оно должно быть меньше расстояния от источника до ионосферы. Результаты вычислений при этом не изменятся.

Сначала рассмотрим поле необыкновенной волны (x-волны). Поле необыкновенной волны, расположенное правее каустики необыкновенной волны, определяется как сумма вкладов двух лучей:

$$u_g^x \cong b_1^x \exp\left(i\left(\Phi_1^x - \pi/2\right)\right) + b_2^x \exp\left(i\Phi_2^x\right). \tag{10}$$

Первый луч (с индексом "1") уже коснулся каустики, а второй луч (с индексом "2") еще нет. Геометрооптическое (ГО) поле обыкновенной волны, возникающее в области правее каустики обыкновенной волны, тоже двухлучевое:

$$u_g^o \cong b_1^o \exp\left(i\left(\Phi_1^o - \pi/2\right)\right) + b_2^o \exp\left(i\Phi_2^o\right). \tag{11}$$

В выражениях (10), (11) амплитудные коэффициенты b_j можно представить в виде

$$b_j = E_0 \exp[-\psi_j]\sqrt{\left|\frac{J_0}{J_j}\right|}. \tag{12}$$

В формуле (12) J_j – это якобиан расходимости, вычисленный с помощью расширенной бихарактеристической системы Лукина [5, 9], которая помимо первых шести уравнений (6) содержит еще 12 уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{d\vec{r}_\zeta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\frac{2\vec{k}c^2 - \omega^2\,\partial\varepsilon/\partial\vec{k}}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega}\right),\\
\frac{d\vec{k}_\zeta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\frac{\omega^2\,\partial\varepsilon/\partial\vec{r}}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega}\right),\\
\frac{d\vec{r}_\eta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{2\vec{k}c^2 - \omega^2\,\partial\varepsilon/\partial\vec{k}}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega}\right)\\
\frac{d\vec{k}_\eta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\omega^2\,\partial\varepsilon/\partial\vec{r}}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega}\right),
\end{aligned} \tag{13}$$

с соответствующими начальными условиями:

$$\begin{aligned}
k'_{x\zeta}(0) &= -\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\sin\zeta\cos\eta,\\
k'_{y\zeta}(0) &= -\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\sin\zeta\sin\eta,\\
k'_{z\zeta}(0) &= \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\cos\zeta,\\
k'_{x\eta}(0) &= -\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\cos\zeta\sin\eta,\\
k'_{y\eta}(0) &= \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\cos\zeta\cos\eta,
\end{aligned} \tag{14}$$

$$k'_{z\eta}(0) = 0, \quad k'_{z\eta}(0) = 0, \quad \vec{r}'_\zeta(0) = 0, \quad \vec{r}'_\eta(0) = 0.$$

Якобиан определяется по формулам [1, 9]:

$$J = \begin{vmatrix} x'_\zeta & x'_\eta & V_x \\ y'_\zeta & y'_\eta & V_y \\ z'_\zeta & z'_\eta & V_z \end{vmatrix}, \quad \vec{V} = \frac{2\vec{k}c^2 - \omega^2\,\partial\varepsilon/\partial\vec{k}}{\partial(\varepsilon\omega^2)/\partial\omega}, \tag{15}$$

$$J_0 = J\big|_{t=100/c}.$$

Величина J_0 – это значение якобиана расходимости, вычисленное на расстоянии r_0 от источника (15), ψ_j – поглощение, определяемое частотой соударения электронов:

$$\psi = \frac{\omega}{2}\int_0^t \varepsilon_2 dt. \tag{16}$$

Приближенное выражение для мнимой части диэлектрической проницаемости среды ε_2 имеет вид

$$\varepsilon_2 \cong -\frac{vZ}{1+Z^2}, \quad Z = \frac{\nu_e}{\omega}. \tag{17}$$

Более точное выражение для ε_2, согласно которому проводились дальнейшие вычисления, были приведено нами ранее [9].

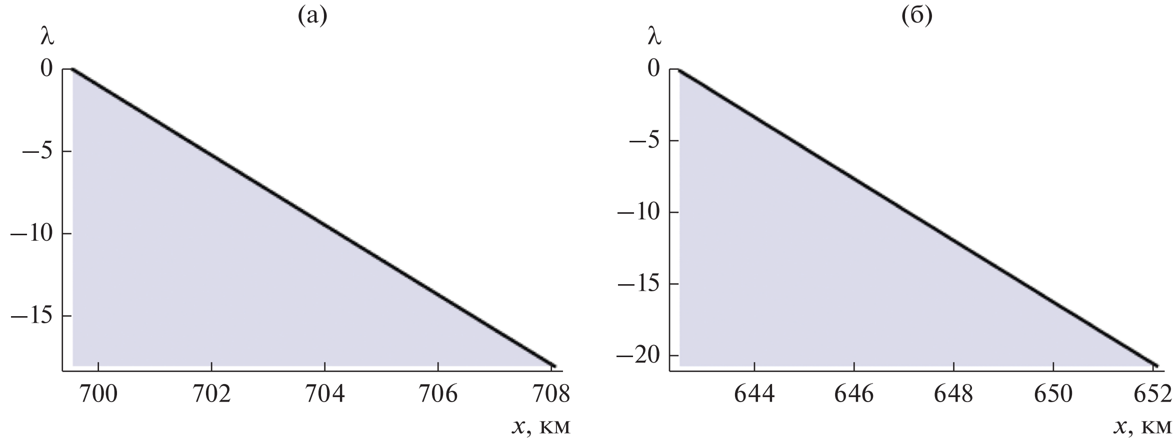

Рис. 4. Зависимость аргумента функции Эйри от расстояния x для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн.

Фаза Φ_j, как и поглощение, вычисляется вдоль лучевой траектории по формуле

$$\Phi = \int_0^t (k_x x' + k_y y' + k_z z')dt. \quad (18)$$

Штрихом обозначено дифференцирование по групповому времени t.

На каустике якобиан J_j равен нулю. Тогда коэффициенты b_j (12), а вместе с ними решения (10) или (11) обращаются в бесконечность, что не имеет физического смысла. Поэтому поле в окрестности каустики и на самой каустике и определяется с помощью равномерной асимптотики, содержащей функцию Эйри и ее производную (см., например, [7, 12]):

$$u_c \cong \exp(i\theta)\left(l_1 Ai(\lambda) - il_2 \frac{dAi(\lambda)}{d\lambda}\right), \quad (19)$$

где

$$Ai(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(i(\xi^3 + \lambda\xi)\right)d\xi \quad (20)$$

– функция Эйри, λ – аргумент функции Эйри, θ – фаза бегущей волны. В области света, $\lambda < 0$, пересекаются два луча. Тогда имеем

$$\theta = \frac{1}{2}(\Phi_1 + \Phi_2), \quad \lambda = -\frac{3}{2^{4/3}}|\Phi_1 - \Phi_2|^{2/3}. \quad (21)$$

В первом приближении коэффициенты асимптотического разложения (19) l_1 и l_2 имеют вид

$$l_1 \cong \frac{1}{2\sqrt{\pi}}(b_1 + b_2)\sqrt[4]{-3\lambda}, \quad l_2 \cong \frac{3}{2\sqrt{\pi}}(b_1 - b_2)\frac{1}{\sqrt[4]{-3\lambda}}. \quad (22)$$

Поскольку аргумент функции Эйри, коэффициенты асимптотического разложения и фаза бегущей волны выражаются через амплитуды и фазы двух лучей, пришедших в точку наблюдения, возникает необходимость решения задачи “пристрелки”, т.е. вычисления с очень высокой точностью в фиксированной точке амплитуд и фаз этих лучей, пришедших по близким, но разным траекториям. Для нижних ветвей каустик, рассмотренных в настоящей работе, эта задача особенно сложна, так как лучи в окрестности каустик и сама каустика квазипараллельны.

В данной работе реализован иной алгоритм, близкий к методу интерполяционной локальной асимптотики, предложенному в [13] и до некоторой степени альтернативный классическому локальному подходу (см. [14]). На первом этапе определялось положение каустики x_c на оси x и вычислялся угол выхода луча ζ_c, образующего эту каустику. Угол ζ_c разделяет лучевое семейство в окрестности каустики на два подсемейства: подсемейство лучей, коснувшихся каустики, для которых угол $\zeta < \zeta_c$, и не коснувшихся, для которых $\zeta > \zeta_c$. Для каждого луча определялась точка его пересечения с поверхностью земли и вычислялись все необходимые параметры в этой точке (время прихода, фаза, поглощение, амплитуда и др.). Затем для каждого лучевого подсемейства с помощью метода наименьших квадратов строились интерполяционные формулы для фаз и амплитудных коэффициентов. После этого в каждой точке нетрудно вычислить параметры двух пересекающихся лучей и по приведенным выше формулам найти лучевые и каустические поля.

На рис. 4а, 4б представлены зависимости аргумента функции Эйри от расстояния вдоль поверхности земли для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно. Из рисунков видно, что зависимость линейная. Значение $\lambda = 0$ соответствует положению каустики. Скорость изменения аргумента функции Эйри с расстоянием для обыкновенной и необыкновенной волн примерно одинаковая.

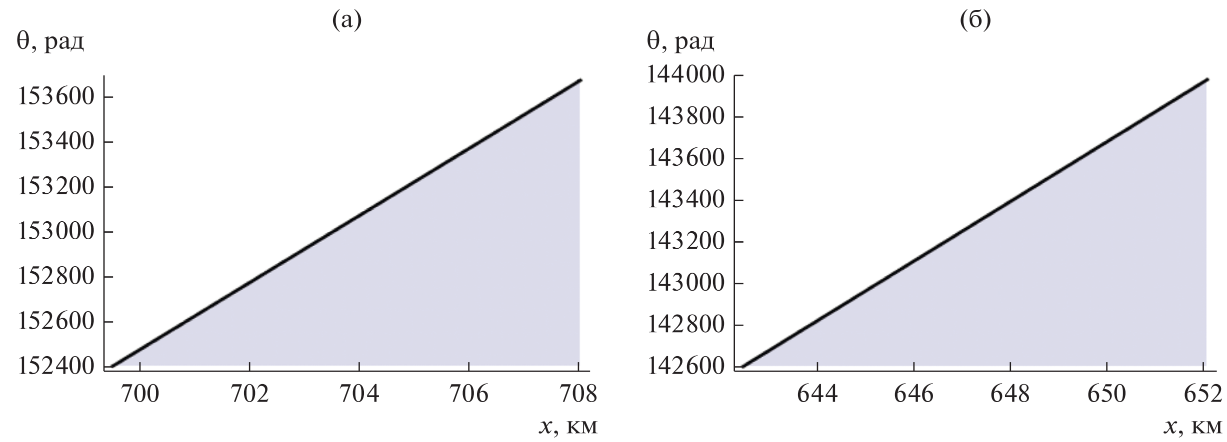

Рис. 5. Зависимость фазы бегущей волны от расстояния *x* для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн.

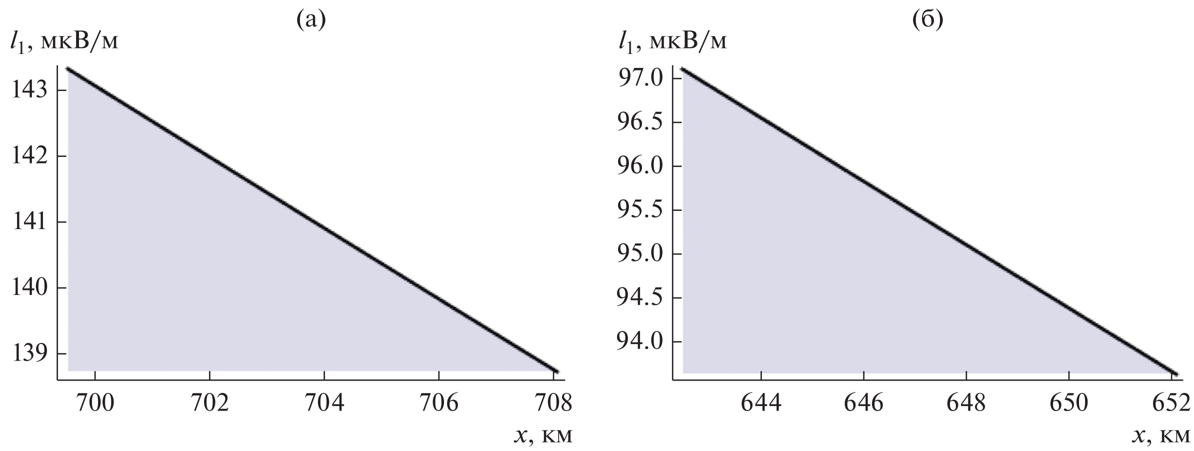

Рис. 6. Амплитудный коэффициент перед функцией Эйри для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн.

На рис. 5а, 5б приведены зависимости фазы бегущей волны от расстояния вдоль поверхности земли. Зависимость линейная. Как и в случае нахождения аргументов функции Эйри, при построении интерполяции методом наименьших квадратов применялся полином третьей степени. Видно, что с увеличением расстояния от источника величина фазы бегущей волны возрастает, причем в случае обыкновенной волны абсолютные значения выше, так как каустика обыкновенной волны расположена дальше от источника.

На рис. 6а, 6б приведены зависимости коэффициента асимптотического разложения l_1 от расстояния вдоль поверхности земли для обыкновенной и необыкновенной волн с учетом поглощения. Зависимость линейная. При построении интерполяции методом наименьших квадратов применялся полином второй степени, так как на данных расстояниях коэффициент меняется незначительно. Следует отметить, что коэффициент l_1 для обыкновенной волны примерно в полтора раза больше, чем этот же коэффициент для необыкновенной волны.

На рис. 7а, 7б приведены зависимости коэффициента асимптотического разложения l_2 от расстояния вдоль поверхности земли для обыкновенной и необыкновенной волн также с учетом поглощения. Зависимость нелинейная. Следует отметить, что в отличие от коэффициента l_1 значение коэффициента l_2 примерно одинаковое как для обыкновенной, так и для необыкновенной волны. При построении интерполяции также применялся полином второй степени. Несмотря на небольшие значения, этот коэффициент играет важную роль при построении равномерной асимптотики и обеспечивает ее согласование ГО-решением.

Перейдем к описанию результатов численного моделирования полей в исследуемой области. Сначала рассмотрим лучевую асимптотику. На

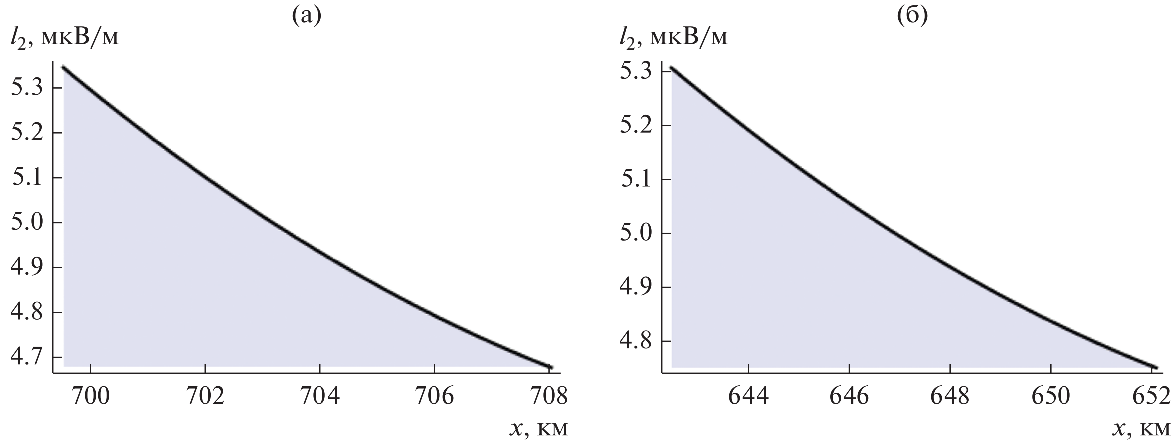

Рис. 7. Амплитудный коэффициент перед производной функции Эйри для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн.

рис. 8 представлены амплитуды лучей. Точками на горизонтальной оси на этом и последующих рисунках отмечены положения каустик необыкновенной (слева) и обыкновенной волн (справа). Верхние кривые соответствуют амплитудам волнового поля без учета поглощения, а нижние – с учетом поглощения. Пунктиром показаны амплитуды лучей, уже коснувшихся каустики, а сплошной линией – не коснувшихся. Видно, что амплитуды лучей, коснувшихся каустики, больше. Как и следовало ожидать, при приближении к каустике амплитуды лучей в ГО-приближении стремятся к бесконечности. Левая группа кривых соответствует необыкновенной волне, а правая обыкновенной.

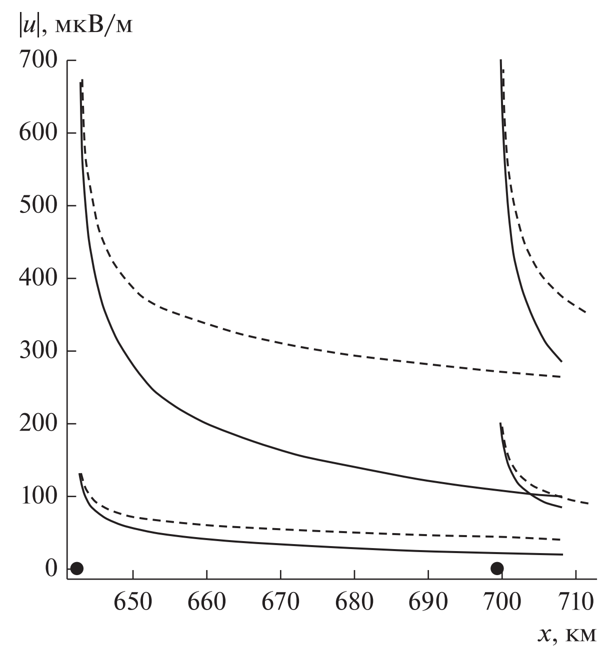

Рис. 8. Амплитуды ГО лучей: черные точки – положения каустик.

На рис. 9а, 9б представлены амплитуды поля обыкновенной и необыкновенной волн в окрестности каустики. Пунктиром показано ГО-приближение для обыкновенной волны (11) (см. рис. 9а) и необыкновенной волны (10) (см. рис. 9б). Сплошной линией показано каустические решения с соответствующими параметрами, вычисленные по формулам (19) с помощью функции Эйри и ее производной. Верхние кривые отвечают расчетам, в которых не учтено поглощение (16), а нижние – расчетам с учетом поглощения.

Из рисунков следует, что максимальное значение амплитуды смещено в область света относительно положения каустики, отмеченного точкой. На каустике значения амплитуды поля близки к средним значениям амплитуды в области света. Как и следовало ожидать из анализа коэффициентов l_1, максимальное значение поля с учетом поглощения (нижние кривые, несколько больше в случае обыкновенной волны. Осцилляции амплитуды составляют порядка 1 км и имеют тенденцию к уменьшению при удалении от источника.

На рис. 9а, 9б сопоставлены амплитуды поля на каустике, вычисленные с помощью равномерной асимптотики (19) и лучевых (ГО) приближений (10) и (11). ГО-приближение в области света очень хорошо совпадает с равномерной (каустической) асимптотикой вплоть до склона главного максимума амплитуды поля. Поэтому, как видно из рисунков, достаточно определить, где кривая образует точку перегиба, прежде чем уходит на бесконечность, и это значение использовать для оценки с помощью ГО-приближения максимального значения амплитуды поля в окрестности каустики.

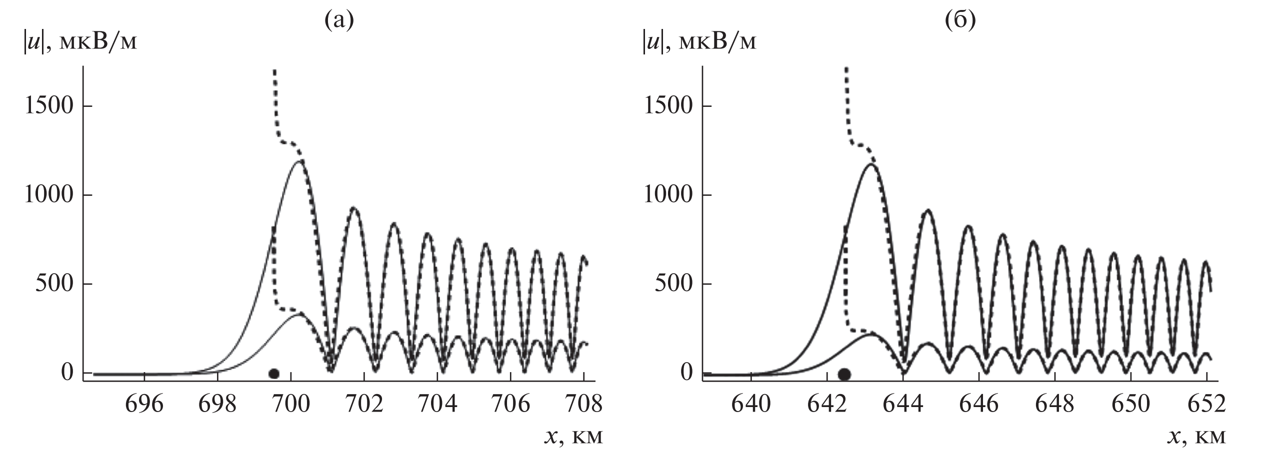

Рис. 9. Амплитуда волнового поля в окрестности каустики для обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волн.

На рис. 10а, 10б показаны амплитуды поля необыкновенной волны (слева) и обыкновенной волны (справа) вдоль поверхности земли на всем исследуемом диапазоне. Рисунок 10а соответствует случаю, когда поглощение не учитывается, а рис. 10б – с учетом поглощения. Сплошной линией по-прежнему показана равномерная асимптотика, а пунктирной – ГО-приближение.

Из анализа и сопоставления рисунков следует, что, во-первых, в случае, когда поглощение не учитывается, амплитуды поля обыкновенной и необыкновенной волн в окрестности каустики сильно не отличаются. Во-вторых, при учете поглощения амплитуда поля в окрестности каустики существенно меньше для обыкновенной волны, чем для необыкновенной. В-третьих, при удалении от каустики период осцилляций сокращается, максимальные значения амплитуды поля необыкновенной волны существенно уменьшаются, а минимальные увеличиваются, так что в целом уменьшается размах осцилляций.

На рис. 11а, 11б показаны амплитуды суммарного поля необыкновенной и обыкновенной волн в окрестности каустики обыкновенной волны без поглощения и с поглощением, без учета результатов вращения вектора поляризации. Пунктиром показано ГО-приближение, а сплошной линией – суммарное поле. Несмотря на сделанные приближения, анализ рисунков позволяет оценить влияние необыкновенной волны в окрестности каустики обыкновенной волны в случае сохранения когерентности. В левой части рисунков видны регулярные осцилляции, это – двулучевое поле необыкновенной волны. Далее идет каустика. В случае без поглощения (см. рис. 11а) главный максимум сильно изрезан и сопоставим с соседними вершинами.

В случае с поглощением (см. рис. 11б) классическая структура амплитуды поля в окрестности каустики хорошо сохраняется и можно по послед-

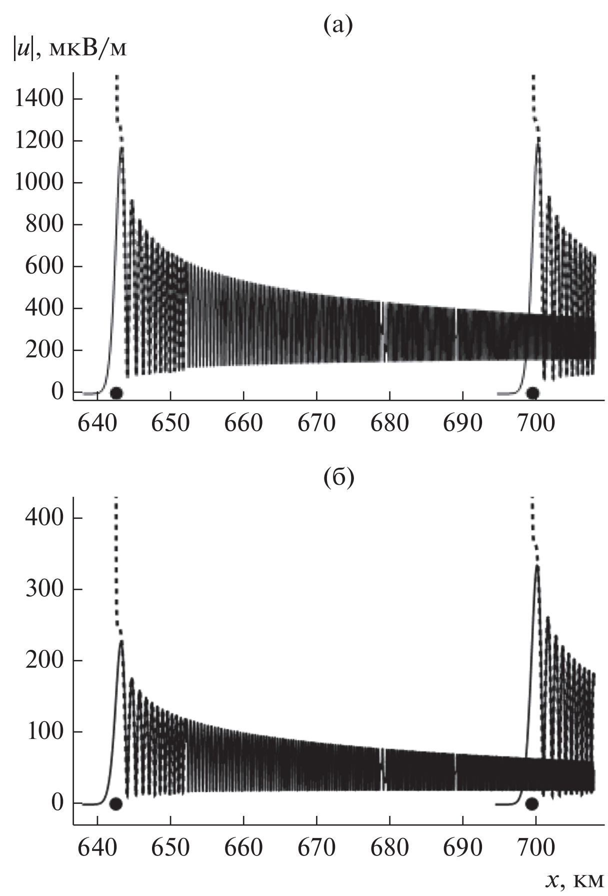

Рис. 10. Амплитуды поля необыкновенной и обыкновенной волн без учета поглощения (а) и с учетом поглощения (б).

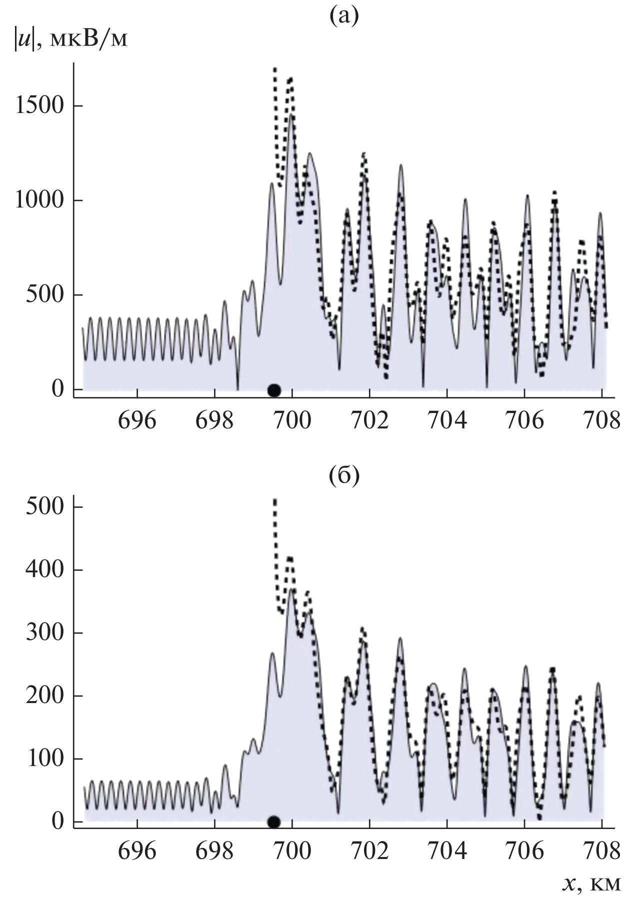

Рис. 11. Амплитуды суммарного поля необыкновенной и обыкновенной волн без учета поглощения (а) и с учетом поглощения (б) в окрестности каустики.

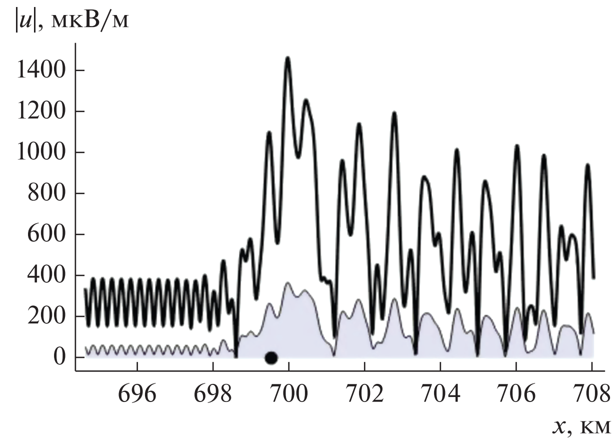

Рис. 12. Амплитуды поля необыкновенной и обыкновенной волн с учетом поглощения (нижняя тонкая линия с затенением) и без учета поглощения (толстая линия) в окрестности каустики.

нему минимуму ГО судить о максимальном значении амплитуды поля в окрестности каустики.

На рис. 12 сопоставлены амплитуда модуля напряженности электрического поля обыкновенной и необыкновенной волн с учетом поглощения (нижняя тонкая линия с затенением) и без учета поглощения (толстая линия). Видно, что структуры амплитуды поля с учетом поглощения и без учета поглощения качественно совпадают, однако абсолютные значения отличаются не менее чем в три раза, хотя есть и существенные отличия, связанные с различным влиянием поглощения на обыкновенную и необыкновенную волны.

Таким образом, в работе исследована структура поля электромагнитной волны, распространяющейся в ионосферной плазме, в окрестности каустики, возникающей вблизи поверхности земли с учетом магнитного поля. Выполнено сравнение каустической структуры поля обыкновенной и необыкновенной волн, а также оценено влияние необыкновенной волны на амплитудную структуру поля обыкновенной волны в окрестности каустики. Проведено сопоставление волнового поля, вычисленного с помощью равномерного (каустического) приближения и неравномерного (лучевого, ГО) решения. Показано, как максимальное значение амплитуды поля в окрестности каустики можно оценить по ГО приближению, не прибегая к равномерным асимптотикам, найдя положение точки перегиба (или последний минимум) непосредственно перед переходом к неограниченному росту на графике амплитуды лучевого решения. Отметим, что в случае наличия в ионосфере внутренних гравитационных волн или в результате суточных изменений структуры ионосферы наблюдатель на поверхности земли будет регистрировать изменения поля во времени в виде замираний и усиления амплитуды в окрестности мертвой зоны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00299).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ипатов Е.Б., Крюковский А.С., Лукин Д.С. и др.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 12. С. 1180.
2. *Крюковский А.С., Лукин Д.С.* // РЭ. 2003. Т. 48. № 8. С. 912.
3. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматлит, 1960.
4. *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
5. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028.

6. *Кирьянова К.С., Крюковский А.С.* // T-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2012. № 11. С. 25.
7. *Лукин Д.С., Палкин Е.А.* Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в неоднородных средах. М.: МФТИ, 1982.
8. *Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В., Скворцова Ю.И.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 10. С. 1001.
9. *Бова Ю.И., Крюковский А.С., Лукин Д.С.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 1. С. 3.
10. *Крюковский А.С., Лукин Д.С.* // РЭ. 1981. Т. 26. № 6. С. 1121.
11. *Поляков В.Т.* Волновая теория методов дистанционного зондирования. М.: МИИГАиК, 1981.
12. *Кравцов Ю.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 4. С. 664.
13. *Карепов С.Л., Крюковский А.С.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 1. С. 40.
14. *Крюковский А.С.* // РЭ. 1996. Т. 41. № 1. С. 59.