

Влияние возмущений плотности ионосферной плазмы на условия распространения электромагнитных свистовых волн в ионосфере

В.Г. Мизонова , Е.Г. Дегтерев, Г.М. Соколова 

Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева
603950, Россия, г. Нижний Новгород,
ул. Минина, 24

Аннотация – Обоснование. Возмущения плазменной плотности, вызванные инфразвуковыми волнами, могут оказывать заметное влияние на условия распространения и отражения электромагнитных волн свистового диапазона, падающих на ионосферу сверху. Цель. В работе исследуется взаимосвязь коэффициента отражения свистовой волны от ионосферы сверху, поля электромагнитной волны на земной поверхности и параметров инфразвуковой волны. **Методы.** Для нахождения поля электромагнитной волны используются метод коллокаций решения граничной задачи для плоскостойкой ионосферы и метод теории возмущения. **Результаты.** Наиболее сильная модуляция коэффициента отражения свистовых волн от утренней ионосферы связана с возмущениями концентрации на высотах порядка 80–110 км, где декремент затухания распространяющихся мод излучения увеличивается более чем на порядок в пределах достаточно локальной по высоте (менее 15–20 км) области. При этом относительное изменение коэффициента отражения свистовой волны может достигать почти 40 %. **Заключение.** Полученные результаты важны для понимания взаимосвязи магнитосферных волновых процессов различной природы. Исследование модуляции инфразвуковыми волнами коэффициента отражения свистовых волн от ионосферы сверху актуально для объяснения режимов работы плазменного магнитосферного мазера.

Ключевые слова – ионосфера; магнитосфера; свистовая волна; инфразвуковая волна; коэффициент отражения.

Введение

Процессы распространения низкочастотных электромагнитных волн свистового диапазона (от 0,5 до 10 кГц) через ионосферу к поверхности Земли могут зависеть от множества различных факторов. Основными факторами являются зависимость плазменной концентрации и пространственное распределение полей в падающей сверху волне. Однако при внешне схожих глобальных условиях характеристики волн, как отраженных, так и дошедших до поверхности Земли, могут существенно различаться [1–4]. Одна из причин различий в условиях прохождения свистовых волн через ионосферу обусловлена с неоднородностями плазменной концентрации [5–7]. В частности, неоднородности плазменной концентрации могут быть связаны с инфразвуковыми волнами.

Инфразвуковые волны генерируются молниевыми разрядами, вулканической активностью, землетрясениями, прохождением атмосферных фронтов и цунами, а также явлениями антропогенного характера – работой реактивных двигателей и др. [8]. Дисперсионное соотношение для инфразвуковых волн можно записать в виде $\omega_S^2 = c_S^2(k^2 + 1/4H^2)$, где $c_S \approx 370$ м/с – скорость

звука, $H \approx 10$ км – высота однородной атмосферы; k – волновое число инфразвуковой волны. Периоды инфразвуковых волн имеют порядок нескольких минут [9].

В данной работе рассматривается задача о воздействии колебаний плазменной концентрации, вызванных инфразвуковой волной, на коэффициент отражения свистовых волн от утренней ионосферы сверху и поле волны, дошедшей до земной поверхности. Для вычислений поля свистовой волны используется метод коллокаций решения граничной задачи. Анализ зависимостей коэффициента отражения свистовых волн и поля вблизи земной поверхности от характеристик регулярных неоднородностей плазменной концентрации важен для понимания взаимосвязи волновых процессов в магнитосфере. Вызванные инфразвуковыми волнами неоднородности ионосферной концентрации объясняют возможность модуляции добротности резонатора в плазменном магнитосферном мазере, режим работы которого зависит от декремента затухания плотности энергии ϵ свистовых волн в магнитосферном резонаторе и, следовательно, величины коэффициента отражения свистовых волн от ионосферы сверху [10; 11]. Колебательные режимы плазменного магнито-

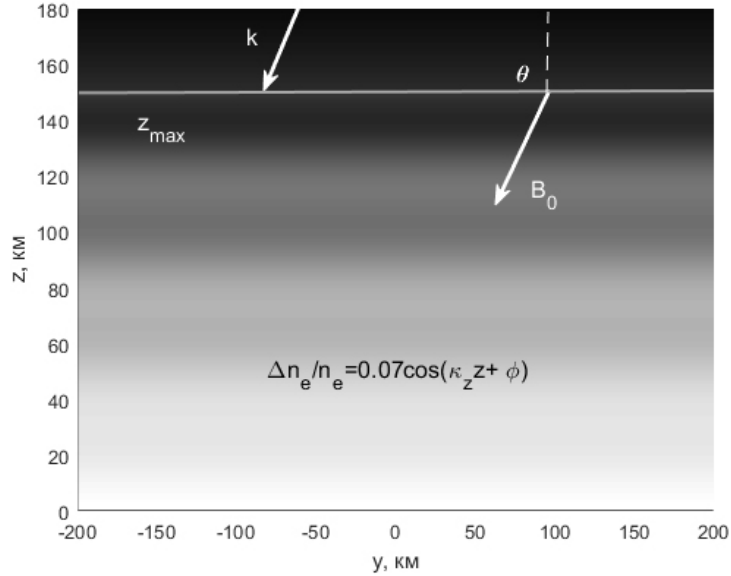


Рис. 1. Схема, поясняющая постановку задачи
 Fig. 1. Scheme that illustrate the formulation of the problem

сферного мазера и свистовые излучения типичны для утренних условий, когда коэффициенты отражения свистовых волн не превышают значений порядка 0,05.

1. Постановка задачи, исходные уравнения и метод решения

Предположим, что на ионосферу падает сверху свистовая электромагнитная волна с частотой ω . Пусть ось z направлена вертикально вверх, значения $z = 0$ и $z = z_{\max}$ соответствуют поверхности Земли и поверхности падения свистовой волны, магнитное поле Земли лежит в плоскости y, z и составляет с осью z угол ϑ . Ионосферную плазму выше границы $z > z_{\max}$ будем считать однородной. Рассмотрим задачу о влиянии малых возмущений плазменной концентрации в инфразвуковой волне на процессы распространения свистовой волны. Для плазменной концентрации используем модельную зависимость

$$n_e(z, \mathbf{r}_\perp) = n_{e0}(z) + \Delta n_e \cos(\kappa_z z + \phi(t)), \quad (1)$$

где первое слагаемое определяет невозмущенную концентрацию $n_{e0}(z)$, а второе связано с ее слабым ($|\Delta n_e| \ll n_{e0}$) возмущением в инфразвуковой волне. Частоту инфразвуковой волны будем считать пренебрежимо малой по сравнению с частотой свистовой волны и рассматривать величину $\phi(t)$ как параметр, не изменяющийся за время исследуемых процессов. Схема, поясняющая постановку задачи, приведена на рис. 1.

В случае зависимости вида (1) ионосферу можно определять как плоскослоистую анизотропную

среду с тензором диэлектрической проницаемости [12]:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & & & \\ ig \cos \vartheta & & & \\ -ig \sin \vartheta & & & \\ & -ig \cos \vartheta & & ig \sin \vartheta \\ \epsilon \cos^2 \vartheta + \eta \sin^2 \vartheta & & (\eta - \epsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta & \\ (\eta - \epsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta & & \epsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta & \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где в приближении «холодной плазмы»

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega + iv_e)}{\omega((\omega + iv_e)^2 - \omega_{Be}^2)} - \frac{\omega_{pi}^2 (\omega + iv_i)}{\omega((\omega + iv_i)^2 - \omega_{Bi}^2)}, \quad (3)$$

$$\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + iv_e)} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + iv_i)},$$

$$g = -\frac{\omega_{pe}^2 \omega_{Be}}{\omega((\omega + iv_e)^2 - \omega_{Be}^2)} + \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{Bi}}{\omega((\omega + iv_i)^2 - \omega_{Bi}^2)};$$

ω_{pe} и ω_{pi} – электронная и ионная плазменные частоты; ω_{Be} и ω_{Bi} – величины электронной и ионной гирочастот; v_e и v_i – частоты электронных и ионных столкновений с нейтральными частицами.

Учитывая, что в плоскослоистой среде поперечная компонента волнового вектора \mathbf{k}_\perp сохраняется, напряженности электрического и магнитного полей свистовой волны представим в виде $\mathbf{E}(z) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)$, $\mathbf{H}(z) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)$. Тогда из уравнений Максвелла получаем систему уравнений для поперечных компонент поля E_x, E_y, H_x, H_y (см., например, [13]):

$$\frac{d\mathbf{F}}{dz} = \hat{\mathbf{M}}\mathbf{F}. \quad (4)$$

Здесь вектор-столбец \mathbf{F} образован горизонтальными компонентами напряженностей поля волны

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad (5)$$

матрица $\hat{\mathbf{M}}$ составлена из компонент тензора диэлектрической проницаемости и поперечных компонент волнового вектора

$$\hat{\mathbf{M}}(n_e(z), \mathbf{k}_\perp) = \quad (6)$$

$$= \begin{pmatrix} -k_x \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} & -k_x \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} & \frac{ick_x k_y}{\omega} - \frac{\omega g \eta \cos \vartheta}{c \varepsilon_{zz}} & \frac{i\omega \varepsilon \eta}{c \varepsilon_{zz}} - \frac{ic}{\omega} k_x^2 \\ -k_y \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} & -k_y \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} & \frac{ick_y^2}{\omega} + \frac{i\omega}{c} \left(\frac{g^2 \sin^2 \vartheta}{\varepsilon_{zz}} - \varepsilon \right) & -\frac{ick_x k_y}{\omega} - \frac{g \eta \cos \vartheta}{\varepsilon_{zz}} \frac{\omega}{c} \\ -\frac{k_x k_y}{\varepsilon_{zz}} \frac{ic}{\omega} & \frac{ic}{\omega} \frac{k_x^2}{\varepsilon_{zz}} - \frac{i\omega}{c} & \frac{i\omega}{c} \frac{ic}{\omega} \frac{k_y^2}{\varepsilon_{zz}} & \frac{ic}{\omega} \frac{k_x k_y}{\varepsilon_{zz}} \\ -k_y \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} & k_x \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} & -k_y \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} & k_x \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} \end{pmatrix};$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta.$$

В выражениях (5) использована система единиц СИ для напряженности электрического поля \mathbf{E} и нормированная величина напряженности магнитного поля $\mathbf{H} = Z_0 \mathbf{H}_{SI}$ [14]; $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ – волновое сопротивление вакуума; c – скорость света в вакууме. Значения плазменной концентрации (1) определяют величины электронной и ионной плазменных частот, частот столкновений заряженных частиц с нейтральными и, следовательно, элементы тензора диэлектрической проницаемости (3) и матрицы $\hat{\mathbf{M}}$ (6). Собственные значения и собственные векторы матрицы

$$\hat{\mathbf{M}}(n_e(z), \mathbf{k}_\perp, 0) \mathbf{P}_j = ik_{z(j)} \mathbf{P}_j, \quad j = 1 \div 4 \quad (7)$$

соответствуют локальным корням дисперсионного соотношения $k_{z(j)}$ и векторам поляризации j -й моды

$$\mathbf{P}_j = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}_j. \quad (8)$$

Дополним систему волновых уравнений (4)–(6) граничными условиями. Два из четырех условия определим на нижней границе $z = 0$, считая ее хорошим проводником:

$$E_x(z = 0) = 0, \quad E_y(z = 0) = 0. \quad (9)$$

Чтобы получить два других граничных условия, поле волны \mathbf{F} на уровне $z = z_{\max}$ представим как суперпозицию четырех мод

$$\mathbf{F}(z = z_{\max}) = \sum_{j=1}^4 A_j \mathbf{P}_j. \quad (10)$$

Здесь A_j – амплитуда и \mathbf{P}_j – вектор поляризации j -й волновой моды при $z = z_{\max}$.

Считая, что первый и второй корень относятся к падающей и отраженной волнам, а третий и четвертый – к нарастающему и затухающему в направлении оси z решениям, граничные условия при $z = z_{\max}$ запишем в виде

$$A_1 = 1, \quad A_3 = 0. \quad (11)$$

Первое из этих условий задает величину поля в падающей волне, а второе исключает экспоненциально нарастающее решение в области $z > z_{\max}$.

Решая последовательно систему уравнений (4)–(6) с граничными условиями (9), (11), можно найти горизонтальное волновое поле $E_{x,y}, H_{x,y}$ в области $0 \leq z \leq z_{\max}$. Вертикальные компоненты напряженностей E_z, H_z могут быть выражены через поперечные компоненты

$$E_z = -((\eta - \varepsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta / \varepsilon_{zz}) E_y + \quad (12)$$

$$+ (ig \sin \vartheta / \varepsilon_{zz}) E_x + c(k_x H_y - k_y H_x) / (\omega \varepsilon_{zz}) - icZ_0 j_z / (\omega \varepsilon_{zz}),$$

$$H_z = c(k_y E_x - k_x E_y) / \omega.$$

$$E_z = -((\eta - \varepsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta / \varepsilon_{zz}) E_y + (ig \sin \vartheta / \varepsilon_{zz}) E_x +$$

$$+ c(k_x H_y - k_y H_x) / (\omega \varepsilon_{zz}), \quad H_z = c(k_y E_x - k_x E_y) / \omega.$$

В частности, горизонтальное магнитное поле $H_\perp(z = 0)$ на поверхности Земли и коэффициент отражения по энергии сверху равны, соответственно:

$$H_\perp(z = 0) = \sqrt{H_x^2(z = 0) + H_y^2(z = 0)}. \quad (13)$$

$$R = \frac{S_z(r)}{S_z(i)}, \quad (14)$$

где $S_{i,r} = (2Z_0)^{-1} \text{Re}[E_{\perp i,r}^* H_{\perp i,r}]$ – вертикальные составляющие вектора Пойнтинга падающей (i) на

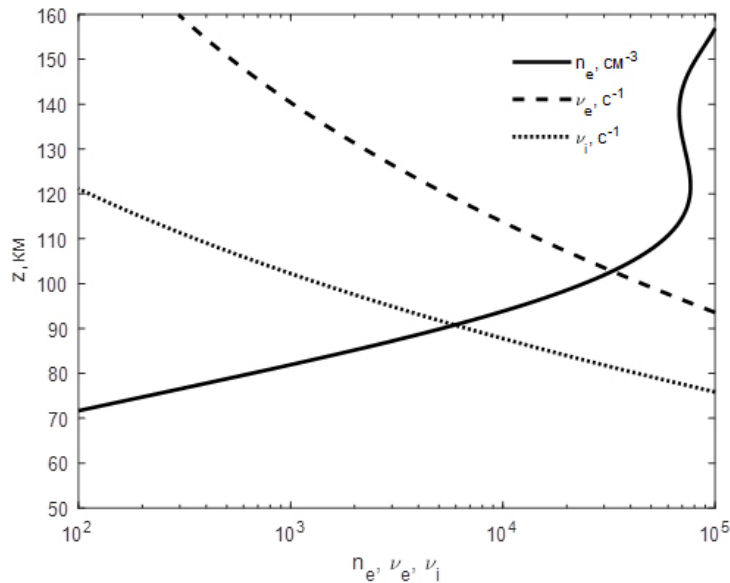


Рис. 2. Высотные профили плазменной концентрации (сплошная линия) частоты столкновений электронов (пунктирная линия) и ионов (кор. пунктирная линия) с нейтральными частицами
Fig. 2. Altitude profiles of plasma density (solid line) and collision frequencies of electrons (dotted line) and ions (dashdot line) with neutral particles

границу $z = z_{\max}$ волны и отраженной (r) от этой границы.

2. Результаты расчетов. Обсуждение

Для расчетов использованы профили плазменной концентрации и частот столкновений заряженных частиц с нейтральными, изображенные на рис. 2. Данные для плазменной концентрации получены с помощью модели IRI [15] и соответствуют 50° с. ш. и 40° в. д. 1.IV.2020 г., 6.00 по местному времени. Угол между направленной вверх вертикальной осью z и магнитным полем при этом равен $\vartheta = 157^\circ$. Зависимости частот столкновений заряженных частиц с нейтральными соответствуют данным, приведенным в книге [16]. Зависимость возмущений плазменной концентрации (1) соответствует инфразвуковой ветви акустико-гравитационных волн, фазовая скорость которых порядка скорости звука и пренебрежимо мала по сравнению с фазовой скоростью электромагнитных волн свистового диапазона.

Численное решение уравнений (4)–(6), (9), (11) получено с помощью решателя обыкновенных дифференциальных уравнений bvp4c Matlab. Решатель является конечно-разностным кодом, реализующим формулы коллокации для граничной задачи [17]. Метод основан на решении начальной задачи с параллельным решением алгебраического уравнения для уточнения «пристрелки». В рассматриваемом случае граница падения излучения составила $z_{\max} = 150$ км. Во-первых, при

таком выборе верхней границы удается получить численно стабильное решение системы волновых уравнений. Во-вторых, выше этой границы для свистовой волны рассматриваемого диапазона выполняются условия плавной неоднородности плазмы $|k_j \Delta z| \gg 1$, где Δz – масштаб неоднородности плазмы и k_j – волновое число свистовой волны. В-третьих, значения коэффициентов отражения и прохождения к Земле определяются в основном процессами в нижней части ионосферы [18]. Значения магнитной напряженности при расчетах были нормированы на величину электрической напряженности в падающей волне

$$E_i = (E_{x(i)}^2 + E_{y(i)}^2 + E_{z(i)}^2)^{1/2} \Big|_{z=z_{\max}}$$

Примеры результатов расчетов для свистовых волн с частотами 0,85 кГц и 1,5 кГц приведены на рис. 3–5. На рис. 3 представлено решение дисперсионного соотношения (7) для невозмущенной ионосферной плазмы ($\Delta n_e = 0$) при $n_{\perp} = k_{\perp} c / \omega = 0$. Из приведенных графиков видно, что мнимая часть вертикального показателя преломления $n_z = k_z c / \omega$ распространяющихся волновых мод увеличивается в несколько раз в относительно локальной по высоте области 80–110 км. Следовательно, характеристики распространения и отражения свистовых волн могут быть особенно чувствительны к возмущениям плазменной плотности именно на этих высотах. Поскольку значения показателя преломления на этих высотах много больше единицы, приведенные зависимо-

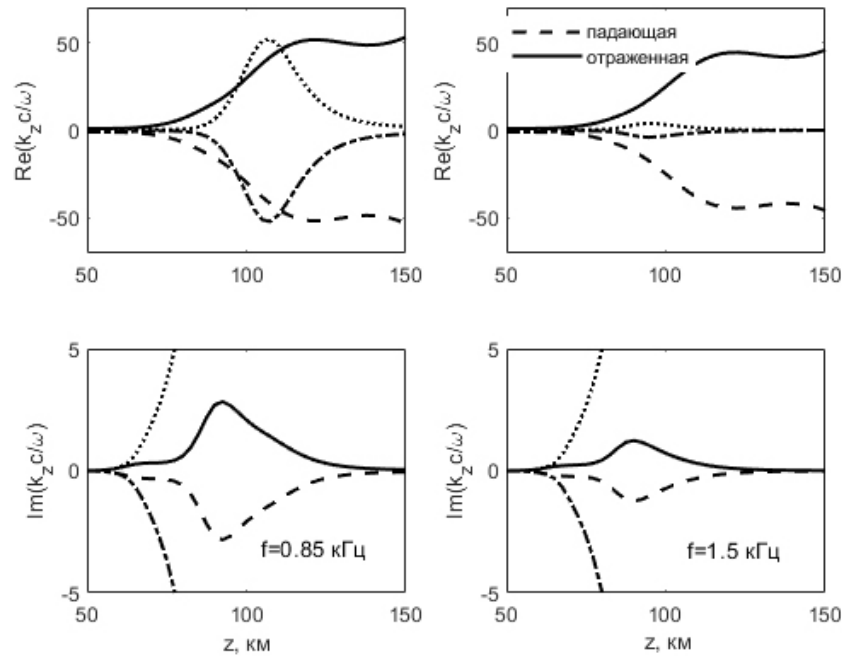


Рис. 3. Решения дисперсионного соотношения для реальной и мнимой частей показателя преломления $n_z = k_z c / \omega$
 Fig. 3. Dispersion relation solution for the real and imaginary part of the refractive index $n_z = k_z c / \omega$

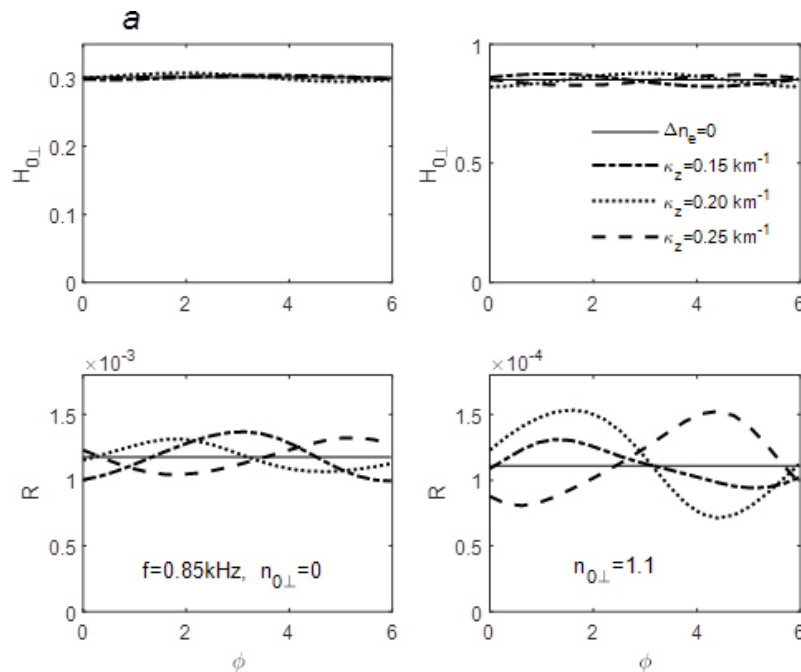


Рис. 4. Нормализованная амплитуда магнитного поля $H_{0\perp}$ на земной поверхности и коэффициент отражения R от ионосферы сверху при различных параметрах инфразвуковой волны. Частота свистовой волны $f = 0,85$ кГц
 Fig. 4. Normalized amplitude of wave magnetic field $H_{0\perp}$ on the Earth's surface and the reflection coefficient R from the ionosphere from above for different parameters of the infrasonic wave. The frequency of whistler wave is $f = 0,85$ kHz

сти справедливы также для наклонно падающих волн с горизонтальными компонентами n_{\perp} порядка единицы или нескольких единиц.

На рис. 4 (для свистовой волны с частотой 0,85 кГц) и 5 (для свистовой волны с частотой 1,5 кГц) изображены зависимости нормализованной амплитуды магнитного поля на земной по-

верхности $H_{0\perp}$ (13) (именно эта величина обычно измеряется в наземных обсерваториях) и коэффициента отражения от ионосферы сверху R (14) от фазы инфразвуковой волны ϕ . Графики соответствуют глубине модуляции в инфразвуковой волне $\Delta n_e / n_{e0} = 0,07$ и значениям вертикальной длины инфразвуковой волны $2\rho / \kappa_z$ 42 км (1,5),

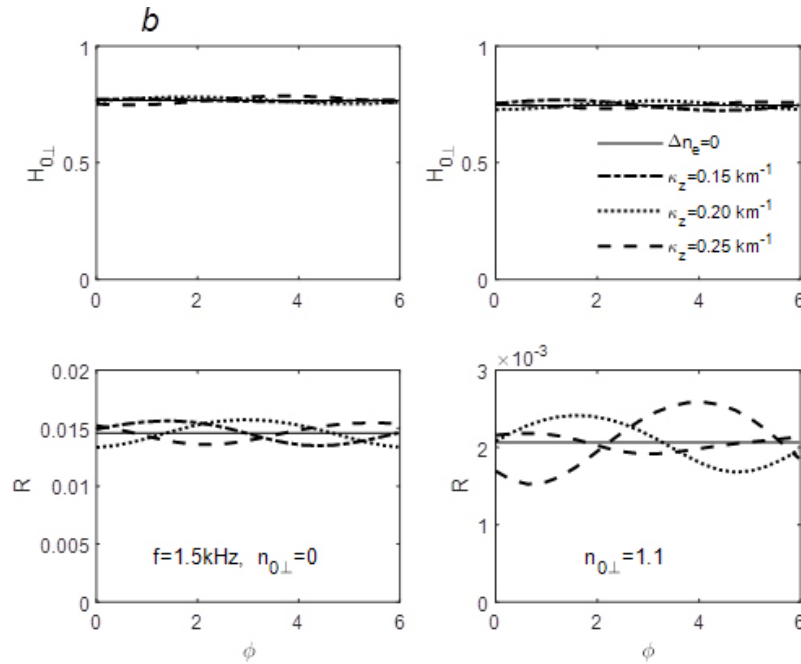


Рис. 5. Нормализованная амплитуда магнитного поля на земной поверхности $H_{0\perp}$ и коэффициент отражения R от ионосферы сверху при различных параметрах инфразвуковой волны. Частота свистовой волны $f = 1,5$ кГц
Fig. 5. Normalized amplitude of wave magnetic field $H_{0\perp}$ on the Earth's surface and the reflection coefficient R from the ionosphere from above for different parameters of the infrasonic wave. The frequency of whistler wave is $f = 1,5$ kHz

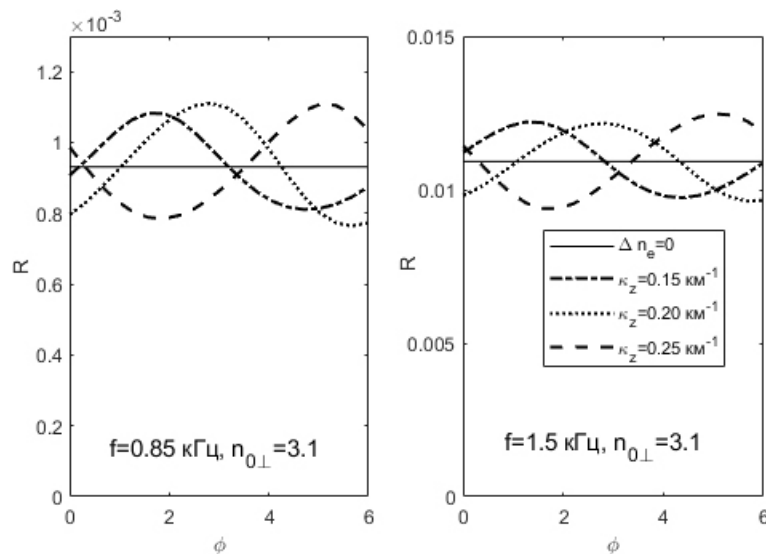


Рис. 6. Коэффициент отражения R свистовой волны от ионосферы сверху вне «конуса выхода» при различных параметрах инфразвуковой волны
Fig. 6. The reflection coefficient R of whistler wave from the ionosphere from above out of «exit cone» for different parameters of the infrasonic wave

31 км и 25 км. Графики в левой части рис. 4, 5 соответствуют нормальному падению волны $n_{\perp} = 0$. Графики в правой части рис. 4, 5 приведены для случая $n_y = 1,1$, что практически соответствует границе «конуса выхода» свистовой волны к земной поверхности. На рис. 6 приведены зависимости коэффициента отражения R (14) от фазы ϕ для случая наклонного падения с $n_y = 3,1$. Так как в этом случае волна не достигает земной по-

верхности, магнитное поле $H_{0\perp}$ становится на несколько порядков ниже.

В случае нормального падения свистовой волны ($n_{\perp} = 0$) при глубине модуляции плазменной плотности 7 % вариации магнитного поля $H_{0\perp}$ не превышали 2 % (при $f = 1,5$ кГц) и 3,3 % (при $f = 0,85$ кГц), тогда как вариации коэффициента отражения R могли достигать 7,5 % (при $f = 1,5$ кГц) и 15 % (при $f = 0,85$ кГц). В случае наклонного па-

дения свистовой волны вблизи границы «конуса выхода» ($n_{\perp} = 1,1$) вариации магнитного поля $H_{0\perp}$ достигали 3,5 %, вариации коэффициента отражения были еще значительнее и составили 18 % (при $f = 1,5$ кГц) и 38 % (при $f = 0,85$ кГц). В случае наклонного падения свистовой волны вне «конуса выхода» ($n_{\perp} = 3,1$) магнитное поле $H_{0\perp}$ на несколько порядков ниже, вариации коэффициента отражения – 15 % (при $f = 1,5$ кГц) и 19 % (при $f = 0,85$ кГц).

Магнитное поле $H_{0\perp}$ и коэффициент отражения R наиболее чувствительны к возмущениям плотности в зоне сильного затухания свистовой волны (для рассматриваемых частот 80–110 км, см. рис. 3).

Заключение

Рассмотрена задача о влиянии возмущений плазменной плотности, вызванной инфразвуковыми волнами, на отражение и распространение электромагнитных волн свистового диапазона, падающих на утреннюю ионосферу сверху. Исследована взаимосвязь коэффициента отражения свистовой волны от ионосферы сверху, поля электромагнитной волны на земной поверхности и параметров инфразвуковой волны.

Влияние возмущения плазменной плотности на отражение и прохождение низкочастотных элек-

тромагнитных волн через ионосферу существенным образом зависит от высоты локализации этого возмущения. Наиболее сильные изменения коэффициента отражения обусловлены изменениями плазменной концентрации на высотах 80–110 км, где декремент затухания распространяющихся мод излучения увеличивается более чем на порядок в пределах достаточно локальной по высоте области. Относительное изменение коэффициента отражения свистовой волны в этом случае может достигать почти 40 % при глубине модуляции плазменной концентрации 7 %. При этом более существенные изменения коэффициента отражения имеют место для волн с меньшей частотой и волн вблизи границы «конуса выхода», то есть при близких к единице значениях поперечного показателя преломления. Максимальное относительное изменение горизонтального волнового магнитного поля на земной поверхности при этом не превышает 3,5 %.

Полученные результаты актуальны для понимания взаимосвязи волновых процессов в магнитосфере. В частности, вызванные инфразвуковыми волнами неоднородности ионосферной концентрации объясняют возможность сильной модуляции добротности резонатора в плазменном магнитосферном мазере.

Список литературы

1. Srivastava R.N. VLF hiss, visual aurora and geomagnetic activity // *Planetary and Space Science*. 1976. Vol. 24, no. 4. P. 375–379. DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(76\)90050-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(76)90050-7)
2. Experimental evidence of the simultaneous occurrence of VLF chorus on the ground in the global azimuthal scale – from pre-midnight to the late morning / J. Manninen [et al.] // *Annales Geophysicae*. 2012. Vol. 30, no. 4. P. 725–732. DOI: <https://doi.org/10.5194/angeo-30-725-2012>
3. Conjugate observations of quasi-periodic emissions by Cluster and DEMETER spacecraft / F. Nèmc [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Vol. 118, no. 1. P. 198–208. DOI: <https://doi.org/10.1029/2012JA018380>
4. Нестеров В. Влияние солнечной активности на фазу принимаемого сигнала ОНЧ-диапазона // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2019. Т. 22, № 3. С. 21–26. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.3.21-26>
5. Sonwalkar V.S., Narikumar J. An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2000. Vol. 105, no. A8. P. 18867–18883. DOI: <https://doi.org/10.1029/1999JA000302>
6. Kuzichev I.V. On whistler mode wave scattering from density irregularities in the upper ionosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2012. Vol. 117, no. A6. P. A06325. DOI: <https://doi.org/10.1029/2011JA017130>
7. Некоторые особенности взаимодействия радиосигнала с турбулентной атмосферой / Д.С. Ключев [и др.] // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2022. Т. 25, № 4. С. 122–128. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2022.25.4.122-128>
8. Blanc E. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources – A summary // *Annales Geophysicae*. 1985. Vol. 3. P. 673–687.
9. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 529 с.
10. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986. 190 с.
11. Савина О.Н., Беспалов П.А. Отклик плазменного магнитосферного мазера на атмосферные возмущения // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2022. Т. 62, № 5. С. 599–606 DOI: <https://doi.org/10.31857/S001679402205011X>
12. Шафранов В.Д. Электромагнитные волны в плазме // *Вопросы теории плазмы / под ред. М.А. Леонтовича*. Т. 3. С. 3–140. М.: Атомиздат. 1963. 342 с.

13. Bespalov P.A., Mizonova V.G. Propagation of a whistler wave incident from above on the lower nighttime ionosphere // *Annales Geophysicae*. 2017. Vol. 35, no. 3. P. 671–675. DOI: <https://doi.org/10.5194/angeo-35-671-2017>
14. Budden K.G. *The Propagation of Radio Waves: The Theory of Radio Waves of Low Power in the Ionosphere and Magnetosphere*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985. 669 p. DOI: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511564321>
15. Bilitza D., Reinisch B. International reference ionosphere 2007: Improvements and new parameters // *Advances in Space Research*. 2008. Vol. 42, no. 4. P. 599–609. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.07.048>
16. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*. М.: Наука, 1973. 272 с.
17. Ортега Дж., Пул У. *Введение в численные методы решения дифференциальных уравнений*. М.: Наука, 1986. 288 с.
18. Bespalov P.A., Mizonova V.G., Savina O.N. Reflection from and transmission through the ionosphere of VLF electromagnetic waves incident from the mid-latitude magnetosphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018. Vol. 175. P. 40–48. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.018>

Информация об авторах

Мизонова Вера Геннадьевна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей и ядерной физики Нижегородского государственного технического университета имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: физика магнитосферной плазмы, волновые процессы и турбулентность в ионосфере и атмосфере.

E-mail: vermiz@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8480-6244>

AuthorID (eLibrary): 33094

ResearcherID (WoS): L-5955-2018

Дегтерев Евгений Геннадьевич, старший преподаватель кафедры общей и ядерной физики Нижегородского государственного технического университета имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: физика неупорядоченных структур, распространение волн в неупорядоченных средах.

E-mail: egdnn@mail.ru

SPIN-код (eLibrary): 5814-5413

AuthorID (eLibrary): 1060574

Соколова Галина Марковна, старший преподаватель кафедры общей и ядерной физики Нижегородского государственного технического университета имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: физика металлов, взаимодействие рентгеновского излучения с веществом.

E-mail: sokolovagm@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3193-2391>

SPIN-код (eLibrary): 1300-7047

AuthorID (eLibrary): 25550

ResearcherID (WoS): AAD-5684-2020

Physics of Wave Processes and Radio Systems

2027, vol. 27, no. 3, pp. 7–16

DOI [10.18469/1810-3189.2024.27.3.7-16](https://doi.org/10.18469/1810-3189.2024.27.3.7-16)

UDC 550.388

Original Research

Received 5 March 2024

Accepted 8 April 2024

Published 30 September 2024

Influence of density variations of ionosphere plasma on the conditions of electromagnetic whistler waves propagation in the ionosphere

Vera G. Mizonova , Evgeniy G. Degteryov, Galina M. Sokolova 

Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev

24, Minin Street,

Nizhny Novgorod, 603950, Russia

Abstract – Background. Plasma density variations caused by infrasonic wave can significantly affect conditions of propagation and reflection of whistler electromagnetic wave incident on the ionosphere from above. **Aim.** In that work, relationship between the coefficient of wave energy reflection from ionosphere, electromagnetic wave field near the ground surface and parameters of infrasonic wave are studied. **Methods.** The collocation method for solving the boundary problem for a plane-layered ionosphere and the perturbation theory method are used to find the electromagnetic wave field. **Results.** The greatest modulation of the reflection coefficient is associated with density perturbations at altitudes 80–110 km where whistler decay increases by an order of magnitude at the local altitude region (less than 15–20 km). In that case, the reflection coefficient variation can achieve 40%. **Conclusion.** The results obtained are important for understanding the interconnection of magnetosphere radiation processes of

different nature. The study of the modulation of coefficient of whistler reflection from the ionosphere is relevant for explaining the operation modes of a plasma magnetospheric maser.

Keywords – ionosphere; magnetosphere; whistler wave; infrasonic wave; reflection coefficient.

✉ vermiz@mail.ru (Vera G. Mizonova)



© Vera G. Mizonova, Evgeniy G. Degterov, Galina M. Sokolova, 2024

References

1. R. N. Srivastava, “VLF hiss, visual aurora and geomagnetic activity,” *Planetary and Space Science*, vol. 24, no. 4, pp. 375–379, 1976, doi: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(76\)90050-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(76)90050-7).
2. J. Manninen et al., “Experimental evidence of the simultaneous occurrence of VLF chorus on the ground in the global azimuthal scale – from pre-midnight to the late morning,” *Annales Geophysicae*, vol. 30, no. 4, pp. 725–732, 2012, doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-30-725-2012>.
3. F. Němec et al., “Conjugate observations of quasi-periodic emissions by Cluster and DEMETER spacecraft,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 118, no. 1, pp. 198–208, 2013, doi: <https://doi.org/10.1029/2012JA018380>.
4. V. Nesterov, “Influence of solar activity on the phase of the received signal VLF range,” *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 22, no. 3, pp. 21–26, 2019, doi: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.3.21-26>. (In Russ.)
5. V. S. Sonwalkar and J. Harikumar, “An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 105, no. A8, pp. 18867–18883, 2000, doi: <https://doi.org/10.1029/1999JA000302>.
6. I. V. Kuzichev, “On whistler mode wave scattering from density irregularities in the upper ionosphere,” *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, vol. 117, no. A6, p. A06325, 2012, doi: <https://doi.org/10.1029/2011JA017130>.
7. D. S. Klyuev et al., “Some features of a radio signal interaction with a turbulent atmosphere,” *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, vol. 25, no. 4, pp. 122–128, 2022, doi: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2022.25.4.122-128>. (In Russ.)
8. E. Blanc, “Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources – A summary,” *Annales Geophysicae*, vol. 3, pp. 673–687, 1985.
9. E. Gossard and W. Hooke, *Waves in the Atmosphere*. Moscow: Mir, 1978. (In Russ.)
10. P. A. Bespalov and V. Yu. Trakhtengerts, *Alfven Masers*. Gor’kiy: IPF AN SSSR, 1986. (In Russ.)
11. O. N. Savina and P. A. Bespalov, “Response of a plasma magnetospheric maser to atmospheric disturbances,” *Geomagnetizm i aeronomiya*, vol. 62, no. 5, pp. 599–606, 2022, doi: <https://doi.org/10.31857/S001679402205011X>. (In Russ.)
12. V. D. Shafranov, “Electromagnetic waves in plasma,” in *Plasma Theory Questions*, M. A. Leontovich, Ed., Moscow: Atomizdat, 1963, vol. 3, pp. 3–140. (In Russ.)
13. P. A. Bespalov and V. G. Mizonova, “Propagation of a whistler wave incident from above on the lower nighttime ionosphere,” *Annales Geophysicae*, vol. 35, no. 3, pp. 671–675, 2017, doi: <https://doi.org/10.5194/angeo-35-671-2017>.
14. K. G. Budden, *The Propagation of Radio Waves: The Theory of Radio Waves of Low Power in the Ionosphere and Magnetosphere*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985, doi: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511564321>.
15. D. Bilitza and B. Reinisch, “International reference ionosphere 2007: Improvements and new parameters,” *Advances in Space Research*, vol. 42, no. 4, pp. 599–609, 2008, doi: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.07.048>.
16. A. V. Gurevich and A. B. Shvartsburg, *Nonlinear Theory of Radio Wave Propagation in the Ionosphere*. Moscow: Nauka, 1973. (In Russ.)
17. J. Ortega and W. Poole, *An Introduction to Numerical Methods for Differential Equations*. Moscow: Nauka, 1986. (In Russ.)
18. P. A. Bespalov, V. G. Mizonova, and O. N. Savina, “Reflection from and transmission through the ionosphere of VLF electromagnetic waves incident from the mid-latitude magnetosphere,” *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol. 175, pp. 40–48, 2018, doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.018>.

Information about the Authors

Vera G. Mizonova, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of the Department of General and Nuclear Physics, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: physics of magnetospheric plasma, wave processes and turbulence in the ionosphere and atmosphere.

E-mail: vermiz@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8480-6244>

AuthorID (eLibrary): 33094

ResearcherID (WoS): L-5955-2018

Evgeniy G. Degterov, senior lecturer of the Department of General and Nuclear Physics, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: physics of disordered structures, wave propagation in disordered structures.

E-mail: egdnn@mail.ru

SPIN-code (eLibrary): 5814-5413

AuthorID (eLibrary): 1060574

Galina M. Sokolova, senior lecturer of the Department of General and Nuclear Physics, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: physics of metals, interaction of x-rays with matter.

E-mail: sokolovagm@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3193-2391>

SPIN-code (eLibrary): 1300-7047

AuthorID (eLibrary): 25550

ResearcherID (WoS): AAD-5684-2020