

ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ВАРИАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА СКВОЗЬ УТРЕННЮЮ ИОНОСФЕРУ

© 2023 г. В. Г. Мизонова^{1, 2, *}, П. А. Беспалов^{2, 3}

¹Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, Россия

²Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Нижний Новгород, Россия

³Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

*vermiz@mail.ru

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 27.04.2022 г.

Принята к публикации 15.06.2022 г.

Рассмотрена задача о влиянии вызванных инфразвуковыми волнами возмущений плазменной концентрации на распространение и отражение электромагнитных волн свистового диапазона, падающих на утреннюю ионосферу сверху. Исследовано влияние параметров инфразвуковой волны на коэффициент отражения свистовой волны от ионосферы сверху в общем случае наклонного распространения. Наиболее сильные изменения коэффициента отражения свистовых волн связаны с возмущениями концентрации на высотах порядка 80–100 км, где декремент затухания распространяющихся мод электромагнитного излучения увеличивается более чем на порядок в пределах достаточно локальной по высоте (менее 10–15 км) области. Проанализированы особенности параметрического воздействия колебаний плазменной концентрации в инфразвуковой волне на поле свистовой волны, дошедшей до земной поверхности. При близких значениях горизонтальных волновых чисел свистовой и инфразвуковой волн поле свистовой волны вблизи земной поверхности может увеличиваться в несколько раз. 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.

DOI: 10.31857/S0023420622100077, EDN: LSBSIO

ВВЕДЕНИЕ

Процессы распространения низкочастотных электромагнитных волн свистового диапазона через ионосферу к поверхности Земли зависят от множества различных факторов. В первую очередь это высотная зависимость плазменной концентрации и пространственное распределение полей в падающей на ионосферу сверху волне. Однако, как следует из многочисленных спутниковых и наземных наблюдений [1], при внешне схожих глобальных условиях характеристики волн как отраженных, так и дошедших до поверхности Земли, могут существенно различаться. Например, существует много данных об одновременной регистрации сигналов на спутниках и наземных обсерваториях [2, 3]. Но в некоторых случаях излучения регистрируются на спутниках и не обнаруживаются на Земле [4, 5]. Одна из причин различий в условиях прохождения волн крайне

низких частот (КНЧ, ниже 3 кГц) и очень низких частот (ОНЧ, ниже 30 кГц) через ионосферу может быть связана с их рассеянием на неоднородностях плазменной концентрации. В частности, рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях можно объяснить возможность попадания электромагнитных волн в узкий конус выхода [6–9].

В настоящей работе изучается влияние слабых вариаций плазменной концентрации, вызванных, например, инфразвуковыми волнами, на условия распространения магнитосферных низкочастотных электромагнитных волн через ионосферу. Источники инфразвуковых волн принято связывать с явлениями как естественного, так и антропогенного характера — например, с молниевыми разрядами, вулканической активностью, землетрясениями, прохождением атмосферных фронтов и цунами, а также с работой реактивных двигателей и др. [10]. Согласно теоретическим

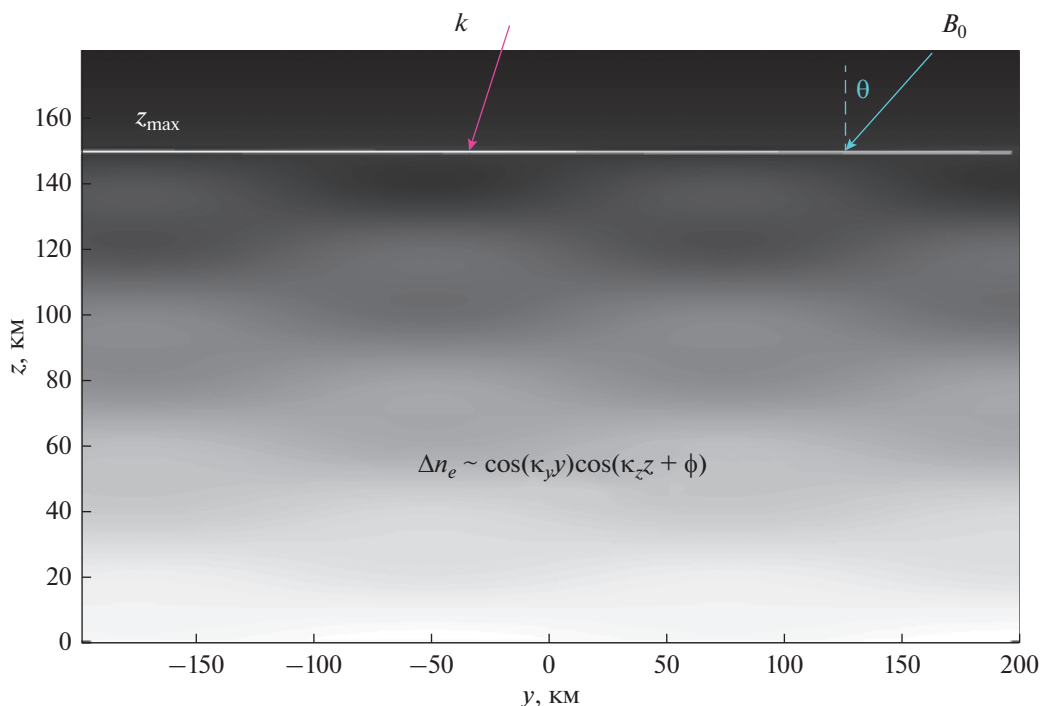


Рис. 1. Схема, поясняющая постановку задачи.

исследованиям, инфразвуковые атмосферные возмущения входят в состав акустико-гравитационных возмущений. При анализе акустико-гравитационных возмущений важную роль играет скорость звука $c_s \approx 370$ м/с, высота однородной атмосферы $H \approx 10$ км, предельная акустическая ω_A и частота Вайсяля Брандта ω_g . Инфразвуковые волны имеют частоты $\omega_s \geq \omega_A$, внутренние гравитационные волны имеют частоты $\omega_s < \omega_g$. Эти частоты (ω_A и ω_g) соответствуют периодам порядка пяти минут. Для модели изотермической атмосферы с постоянной температурой и условии $kH \gg 1$ решения дисперсионного соотношения можно записать в виде [11] $\omega_{s+}^2 \approx c_s^2 (k^2 + 1/4H^2)$, $\omega_{s-}^2 \approx \omega_g^2 k_{\perp}^2 (k^2 + 1/4H^2)$, где k и k_{\perp} – волновое число и горизонтальная компонента волнового вектора в инфразвуковой волне, решение ω_{s+}^2 характеризует инфразвуковые волны и решение ω_{s-}^2 – внутренние гравитационные волны.

В настоящей работе рассматривается трехмерная задача о параметрическом воздействии колебаний плазменной концентрации на коэффициент отражения свистовых волн от ионосферы сверху и поле волны, дошедшей до земной поверхности. Для вычислений поля свистовой волны используются метод коллокаций решения

граничной задачи и методы теории возмущений, учитывающие малость вариаций плазменной концентрации. 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 [12].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть ось z направлена вертикально вверх, значение $z = 0$ соответствует поверхности Земли, магнитное поле лежит в плоскости y, z и составляет с осью z угол ϑ . Будем считать, что плазменная концентрация в ионосфере изменяется по модельному закону

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

где первое слагаемое определяет невозмущенную зависимость концентрации $n_{e0}(z)$ от высоты, а второе связано с ее слабым ($|\Delta n_e| \ll n_{e0}$) возмущением в инфразвуковой волне. Предположим, что

на ионосферу сверху падает свистовая электромагнитная волна с частотой ω и поперечной составляющей волнового вектора \mathbf{k}_\perp , и рассмотрим задачу о влиянии малых изменений плазменной концентрации на процесс распространения свистовой волны. Схема, поясняющая постановку задачи, приведена на рис. 1. Частоту ω_s инфразвуковой волны будем считать пренебрежимо малой по сравнению с частотой ω свистовой волны, и рассматривать величину $\varphi(t)$ как параметр, не изменяющийся за время рассматриваемых процессов.

Для нахождения поля свистовой волны воспользуемся стандартным подходом и представим его как сумму невозмущенной части и малой возмущенной добавки. Учитывая зависимость плазменной концентрации (1) и пренебрегая квадратичными по малому параметру $\Delta n_e/n_{e0}$ слагаемы-

ми, напряженность электрического $\mathbf{E}(z, \mathbf{r}_\perp)$ и магнитного $\mathbf{H}(z, \mathbf{r}_\perp)$ полей будем искать в виде

$$\begin{cases} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{E}_0(z) + \Delta\mathbf{E}_+(z) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp) + \\ + \Delta\mathbf{E}_-(z) \exp i(-\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t), \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{H}_0(z) + \Delta\mathbf{H}_+(z) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp) + \\ + \Delta\mathbf{H}_-(z) \exp i(-\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)) \exp i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t). \end{cases} \quad (2)$$

Уравнения Максвелла для горизонтальных составляющих напряженности удобно записать, используя четырехкомпонентный вектор [13, 14]

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (3)$$

и матрицу

$$\hat{\mathbf{M}}(n_e(z), \mathbf{k}_\perp, \mathbf{k}_\perp) = \begin{pmatrix} -(k_x + \kappa_x) \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} & -(k_x + \kappa_x) \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} & -\frac{(k_x + \kappa_x) k_y i c}{\varepsilon_{zz} \omega} & \frac{i c (k_x + \kappa_x) k_x}{\omega \varepsilon_{zz}} - \frac{i \omega}{c} \\ -(k_y + \kappa_y) \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} & -(k_y + \kappa_y) \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} & \frac{i \omega}{c} - \frac{i c (k_y + \kappa_y) k_y}{\omega \varepsilon_{zz}} & \frac{i c k_x (k_y + \kappa_y)}{\omega \varepsilon_{zz}} \\ \frac{i c k_x k_y}{\omega} - \frac{\omega g \eta \cos \vartheta}{c \varepsilon_{zz}} & \frac{i \omega \varepsilon \eta}{c \varepsilon_{zz}} - \frac{i c k_x^2}{\omega} & -k_y \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} & k_x \frac{i(\eta - \varepsilon) \sin 2\vartheta}{2\varepsilon_{zz}} \\ \frac{i c k_y^2}{\omega} + \frac{i \omega}{c} \left(\frac{g^2 \sin^2 \vartheta}{\varepsilon_{zz}} - \varepsilon \right) & -\frac{i c k_x k_y}{\omega} - \frac{g \eta \cos \vartheta \omega}{\varepsilon_{zz} c} & -k_y \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} & k_x \frac{g \sin \vartheta}{\varepsilon_{zz}} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{zz} = \varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta$, элементы ε, g, η тензора диэлектрической проницаемости “холодной” плазмы

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i g \cos \vartheta & i g \sin \vartheta \\ i g \cos \vartheta & \varepsilon \cos^2 \vartheta + \eta \sin^2 \vartheta & (\eta - \varepsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta \\ -i g \sin \vartheta & (\eta - \varepsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta & \varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta \end{pmatrix} \quad (5)$$

зависят от электронной концентрации $n_e(z)$. В выражениях (2) использована система единиц СИ для напряженности электрического поля \mathbf{E} и нормированная величина напряженности магнитного поля $\mathbf{H} = Z_0 \mathbf{H}_{SI}$ [13]; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – волновое сопротивление вакуума; c – скорость света в вакууме.

Уравнения для невозмущенной части поля электромагнитной волны имеют вид

$$d\mathbf{F}_0(z)/dz = \hat{\mathbf{M}}(n_{e0}(z), \mathbf{k}_\perp, 0) \mathbf{F}_0(z). \quad (6)$$

Дополним это уравнение четырьмя граничными условиями. Два из них:

$$E_{0x}(z=0) = 0, \quad E_{0y}(z=0) = 0 \quad (7)$$

определим на нижней границе $z=0$, считая поверхность Земли идеально проводящей. Два других:

$$\begin{cases} (\hat{\mathbf{P}}^{-1}(z=z_{\max}) \mathbf{F}_0(z=z_{\max}))_1 = 1, \\ (\hat{\mathbf{P}}^{-1}(z=z_{\max}) \mathbf{F}_0(z=z_{\max}))_3 = 0 \end{cases} \quad (8)$$

зададим на верхней границе, используя разложение поля при $z = z_{\max}$ по волновым модам:

$$\mathbf{F} = \sum_{j=1}^4 A_j(z) \mathbf{P}_j = \hat{\mathbf{P}} \mathbf{A}(z), \quad (9)$$

где коэффициенты A_j определяют амплитуду j -й волновой моды (индексы $j = 1, 2$ соответствуют падающей и отраженной волновым модам,

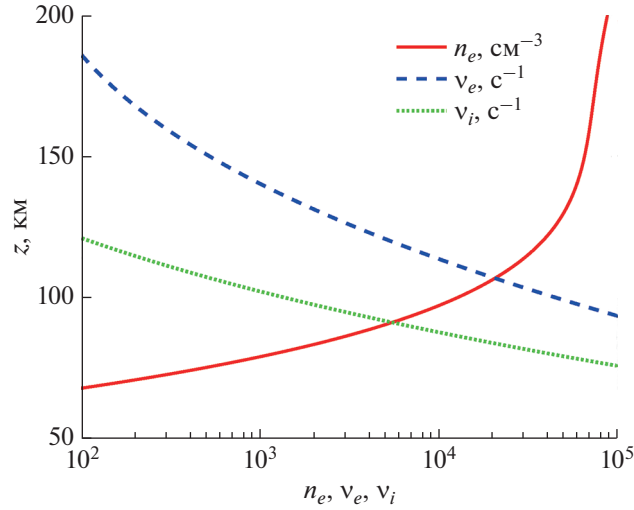


Рис. 2. Плазменная концентрация n_e и частоты столкновений ν_e , ν_i электронов и ионов с нейтральными частицами.

индексы $j = 3, 4$ соответствуют экспоненциально нарастающим вверх и вниз решениям) и матрица поляризаций $\hat{\mathbf{P}}$ образована четырехкомпонентными векторами поляризаций \mathbf{P}_j . Первое из условий (8) определяет амплитуду падающей сверху на границу $z = z_{\max}$ волны, второе исключает экспоненциально нарастающее вверх $z > z_{\max}$ решение; $\hat{\mathbf{P}}^{-1}$ – обратная матрица поляризаций.

Возмущенная часть волнового поля $\Delta \mathbf{E}_{\pm x, y}(z)$, $\Delta \mathbf{H}_{\pm x, y}(z)$ может быть найдена из уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta \mathbf{F}_{\pm}(z)}{dz} &= \hat{\mathbf{M}}(n_{e0}, \mathbf{k}_{\perp} \pm \boldsymbol{\kappa}_{\perp}, 0) \Delta \mathbf{F}_{\pm}(z) + \\ &+ \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}(n_{e0}, \mathbf{k}_{\perp}, \pm \boldsymbol{\kappa}_{\perp})}{\partial n_{e0}} \Delta n_e \cos(\boldsymbol{\kappa}_z z + \varphi) \mathbf{F}_0(z) \end{aligned} \quad (10)$$

и граничных условий

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{E}_{\pm x}(z=0) &= 0, \quad \Delta \mathbf{E}_{\pm y}(z=0) = 0, \\ (\hat{\mathbf{P}}^{-1}(z=z_{\max}) \Delta \mathbf{F}_{\pm}(z=z_{\max}))_1 &= 0, \\ (\hat{\mathbf{P}}^{-1}(z=z_{\max}) \Delta \mathbf{F}_{\pm}(z=z_{\max}))_3 &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Два первых условия соответствуют идеально проводящей земной поверхности, два других исключают падающую сверху волну.

Решая последовательно систему уравнений (6) с граничными условиями (7), (8) и систему уравнений (10) с граничными условиями (11), можно найти горизонтальное волновое поле $E_{x, y}$, $H_{x, y}$ в области $0 \leq z \leq z_{\max}$. Вертикальные компоненты

напряженности E_z , H_z могут быть выражены через поперечные компоненты как

$$\begin{aligned} E_z &= -((\eta - \varepsilon) \sin \vartheta \cos \vartheta / \varepsilon_{zz}) E_y + \\ &+ (i g \sin \vartheta / \varepsilon_{zz}) E_x + c(k_x H_y - k_y H_x) / (\omega \varepsilon_{zz}), \quad (12) \\ H_z &= c(k_y E_x - k_x E_y) / \omega. \end{aligned}$$

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

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

$$R_{\Sigma} = \frac{S_{z(r)}}{S_{z(i)}}, \quad (14)$$

где $S_{i, r} = (2Z_0)^{-1} \operatorname{Re} [E_{\perp i, r}^* H_{\perp i, r}]$ – вертикальные составляющие вектора Пойнтинга падающего (i) на границу z излучения и отраженного (r) от этой границы. Поскольку на спутниковых высотах обычно измеряется электрическое поле, а в наземных обсерваториях – магнитное, величина горизонтального магнитного поля (13) нормируется на величину электрического поля E_i в падающей волне.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. ОБСУЖДЕНИЕ

Для расчетов использованы профили плазменной концентрации и частоты столкновений заряженных частиц с нейтральными, изображенные на рис. 2. Данные для плазменной концентрации получены с помощью модели IRI [15] и соответ-

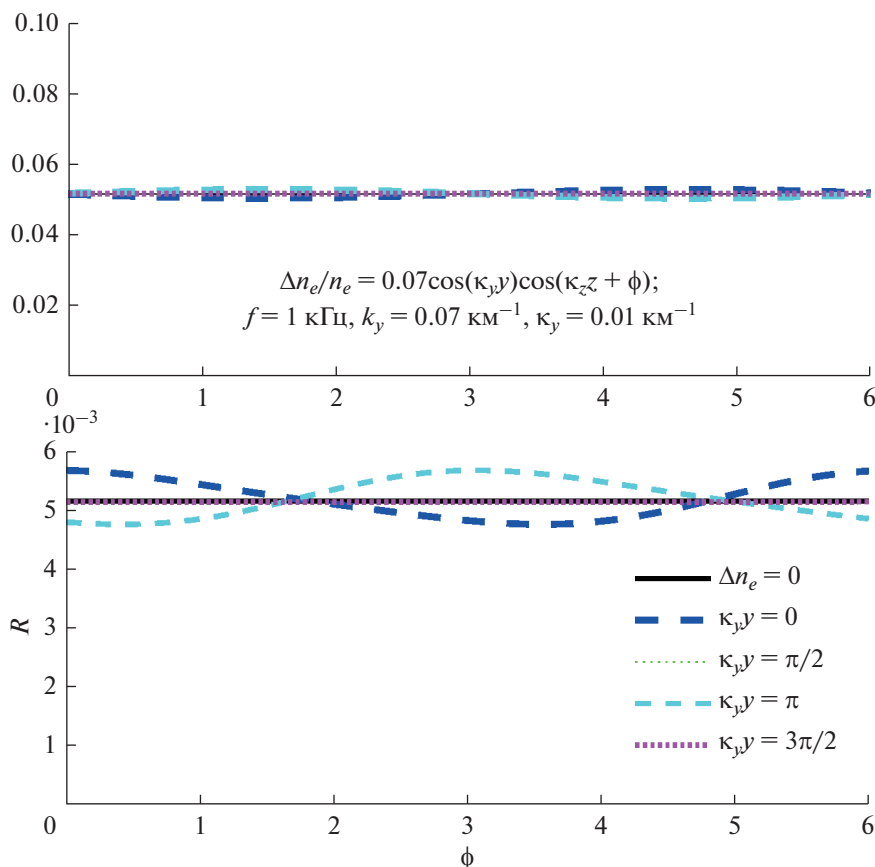


Рис. 3. Амплитуда нормированного волнового магнитного поля на земной поверхности и коэффициент отражения по энергии сверху при разных значениях горизонтальной координаты y : горизонтальные компоненты волнового вектора свистовой и инфразвуковой (κ_y) волн существенно различны.

ствуют 50° с.ш. и 40° в.д. 1.IV.2020, 06:00 по местному времени (https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php). Угол между направленной вверх вертикальной осью z и магнитным полем при этом равен $\vartheta = 157^\circ$. Зависимости частоты 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. При учете реалистического высотного профиля температуры атмосферное волновое возмущение может быть проанализировано численно, см., например, [17]. Для атмосферных возмущений с горизонтальными масштабами порядка 100 км и с периодом порядка 150 с возможно формирование стоячей структуры до высот ионосферной области E. При анализе распространения электромагнитных волн свистового диапазона в ионосфере такие возмуще-

ния можно считать квазистационарными, а горизонтальные компоненты волновых векторов инфразвуковых и электромагнитных возмущений могут быть близки.

Численное решение уравнений (6) и (10) получено с помощью решателя обыкновенных дифференциальных уравнений `bvp4c` Matlab. Решатель является конечно-разностным кодом, реализующим формулы коллокации для граничной задачи [18]. Метод основан на решении начальной задачи с параллельным решением алгебраического уравнения для уточнения “пристрелки”. Использование такого подхода в работах [14, 19] дало возможность получить численно устойчивые решения волновых уравнений для ионосферы на высотах в пределах 250 км. 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, значения коэффициентов отражения и прохождения к Земле определяются в основном процессами в нижней части ионосферы [20].

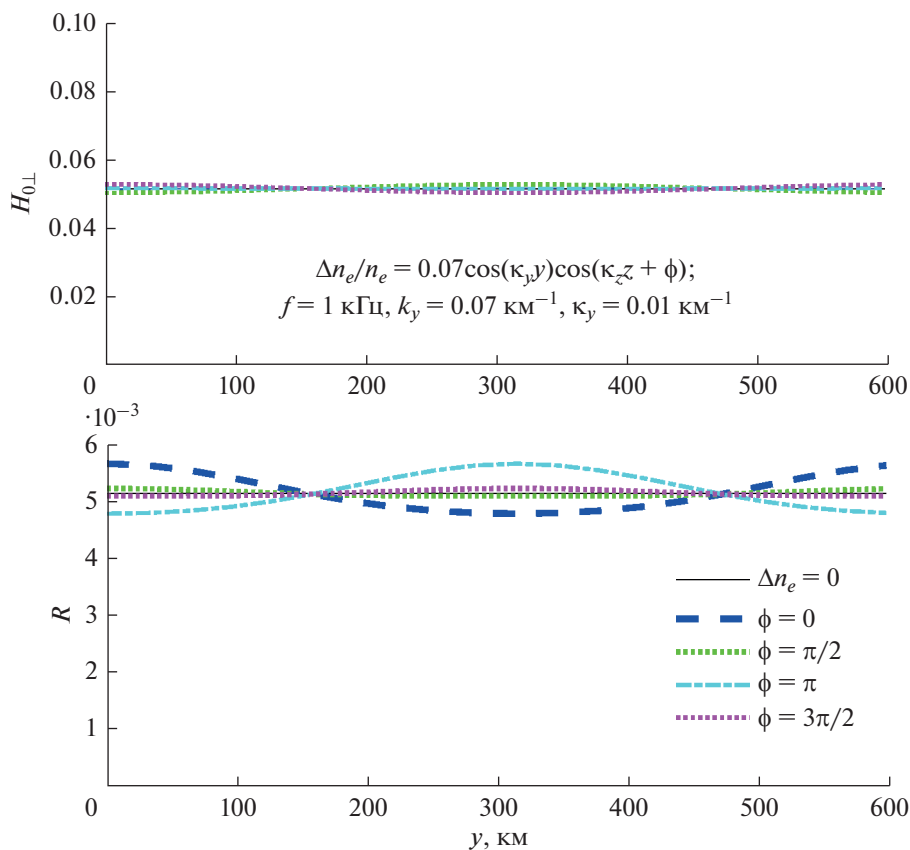


Рис. 4. Амплитуда нормированного волнового магнитного поля на земной поверхности и коэффициент отражения при разных значениях фазы инфразвуковой волны ϕ : компоненты волнового вектора k_y и k_z существенно различны.

Параметрическое воздействие возмущений плазменной концентрации на условия распространения электромагнитных волн свистового диапазона

На рис. 3–6 приведены примеры результатов вычислений горизонтального магнитного поля (13) на земной поверхности и коэффициента отражения по энергии сверху (14) для модельной зависимости плазменной концентрации (1). При расчетах для свистовой волны использованы следующие параметры: частота $f = 1$ кГц, горизонтальный волновой вектор в падающей волне $k_x = 0$, $k_y = 0.07$ км $^{-1}$. При таких параметрах горизонтальное волновое число больше единицы и $n_{\perp} = k_{\perp} c / \omega = 3.3$, волна не попадает в “конус выхода”, ее вертикальный масштаб затухания в вакууме равен $2\pi / \sqrt{k_{\perp}^2 - (\omega/c)^2} \approx 94$ км. Используемые параметры для инфразвуковой волны: максимальная модуляция концентрации $\Delta n_e / n_{e0} = 0.07$, проекции волнового вектора $k_z = 0.3$ км $^{-1}$ (“вертикальная” длина волны 21 км), $k_x = 0$, $k_y = 0.01$ км $^{-1}$ (“горизонтальная” длина волны 630 км) на рис. 3, 4 и

$k_x = 0$, $k_y = 0.07$ км $^{-1}$ горизонтальная длина волны 104 км) на рис. 5, 6. Сплошной линией отмечены магнитное поле и коэффициент отражения в случае невозмущенной плазменной концентрации. Различными пунктирными линиями изображены зависимости магнитного поля (13) и коэффициента отражения (14) от фазы волны при разных значениях горизонтальных координат (рис. 3 и 5) и от горизонтальной координаты при разных значениях фазы волны (рис. 4 и 6).

В случае практически вертикально распространяющихся возмущений концентрации в инфразвуковой волне ($k_y = 0.01$ км, горизонтальная длина волны более 600 км) глубина модуляции коэффициента отражения изменяется от 0 до приблизительно 10% (при глубине модуляции электронной концентрации 7%) в зависимости от фазы инфразвуковой волны ϕ либо горизонтальной координаты y . Волновое магнитное поле на земной поверхности при этом почти не изменяется, оставаясь достаточно слабым (горизонтальные показатели преломления волн с $k_y \pm k_z$ по-прежнему больше единицы: $n_{\perp} = 2.9$ и $n_{\perp} = 3.8$).

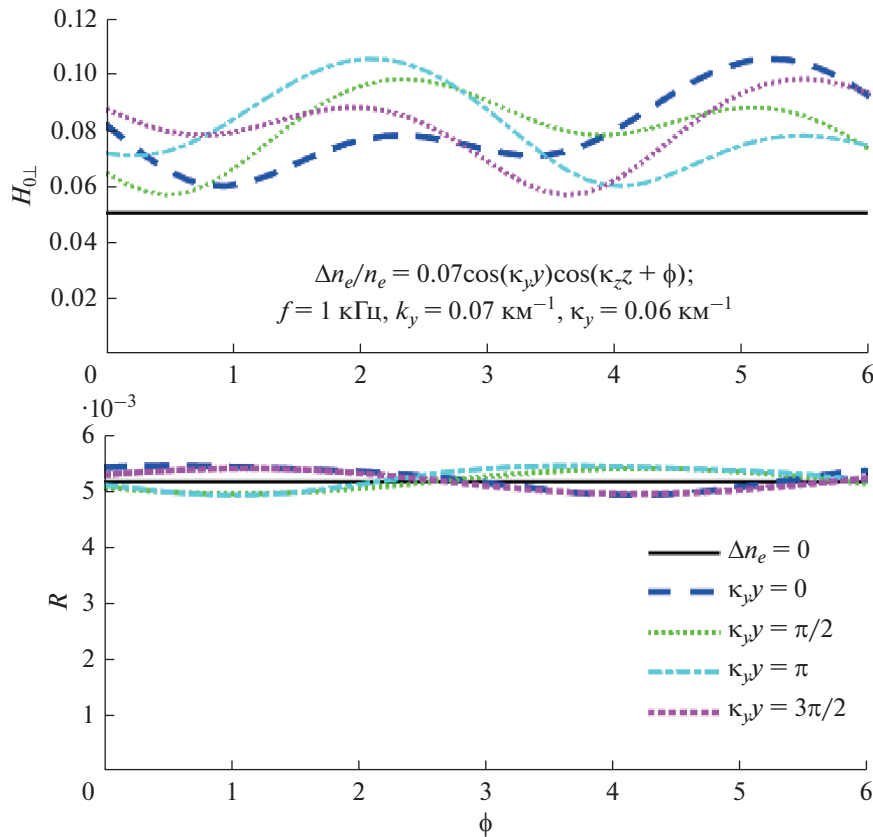


Рис. 5. Амплитуда нормированного волнового магнитного поля на земной поверхности и коэффициент отражения при разных значениях координаты y : близкие значения горизонтальных компонент волнового вектора свистовой (k_y) и инфразвуковой (κ_y) волны.

В случае близких между собой значений горизонтальных компонент волнового вектора электромагнитной ($k_y = 0.07 \text{ км}$) и инфразвуковой ($\kappa_y = 0.06 \text{ км}$) волны вариации коэффициента отражения имеют такой же порядок. Однако магнитное поле на земной поверхности может заметно увеличиваться. В рассматриваемом случае горизонтальные показатели преломления волн, возникающих в результате параметрического воздействия инфразвука, равны $n_{\perp} = ((k_{\perp} \pm \kappa_{\perp})c)/\omega = 6.2$ и 0.48 (см. решение (2)). При этом волна с $k_y - \kappa_y$ попадает в “конус выхода”, и ее магнитное поле (13) при глубине модуляции плазменной концентрации 7% увеличивается в два с лишним раза.

Таким образом, горизонтальная структура неоднородностей электронной концентрации в большей степени определяет поле дошедшей до земной поверхности электромагнитной волны и в меньшей степени коэффициент ее отражения сверху.

В реальных условиях атмосферные инфразвуковые возмущения представляют собой целый спектр волн. Это позволяет сделать заключение,

что электромагнитная волна свистового диапазона может “найти” для себя на ионосферных высотах возмущение электронной концентрации с подходящим горизонтальным масштабом. Указанное обстоятельство объясняет причину, по которой хорошее прохождение магнитосферных излучений свистового диапазона до земной поверхности наблюдается не стабильно.

Локальные одномерные вариации электронной концентрации

Выясним, с какими высотами связано наиболее заметное влияние вариаций концентрации на отражение и прохождение волн. Для этого рассмотрим одномерные локальные по высоте изменения плазменной концентрации, имеющие, например, гауссов вид

$$n_e(\mathbf{r}) = n_{e0}(z) \pm \Delta n_e \exp\left(-\frac{(z-h)^2}{2\Delta^2}\right) \quad (15)$$

и схематично представленные на рис. 7. Коэффициент отражения (14) и горизонтальное магнитное поле (13), соответствующие зависимости (15)

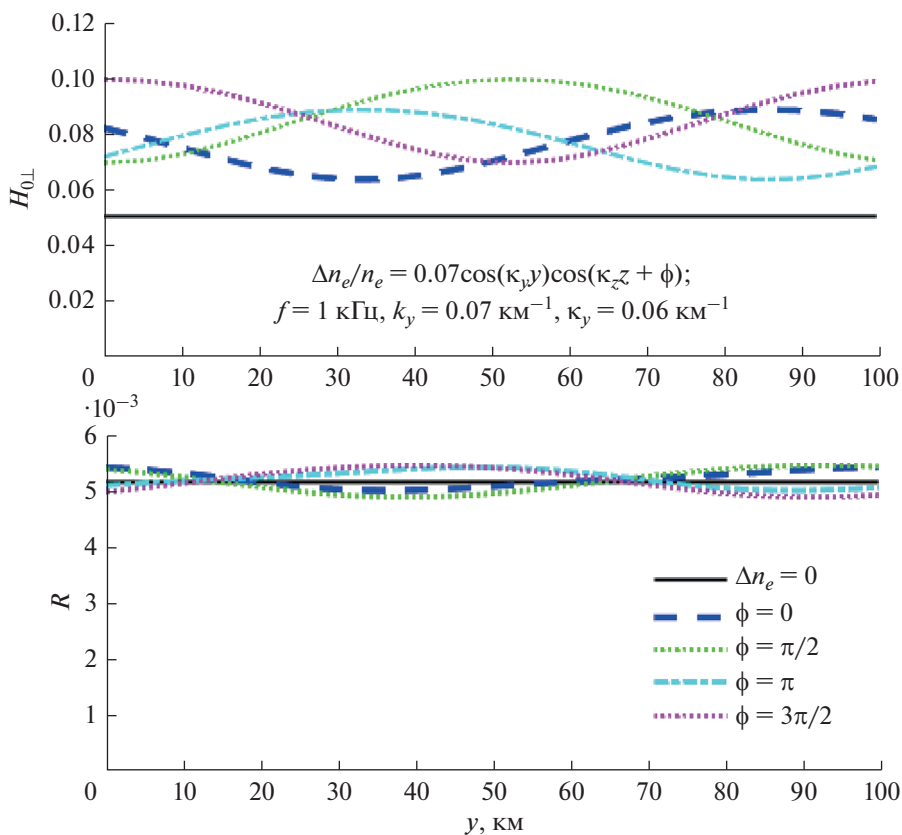


Рис. 6. Амплитуда нормированного волнового магнитного поля на земной поверхности и коэффициент отражения при разных значениях фазы ϕ инфразвуковой волны: близкие значения компонент волнового вектора k_y и k_z .

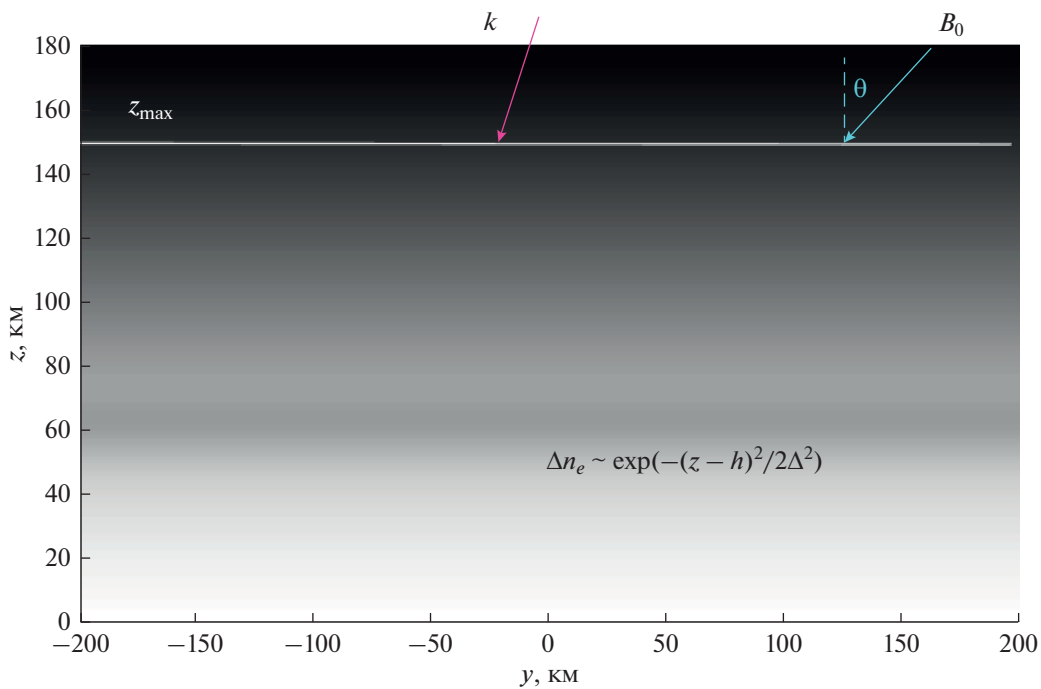


Рис. 7. Модельные одномерные изменения плазменной концентрации.

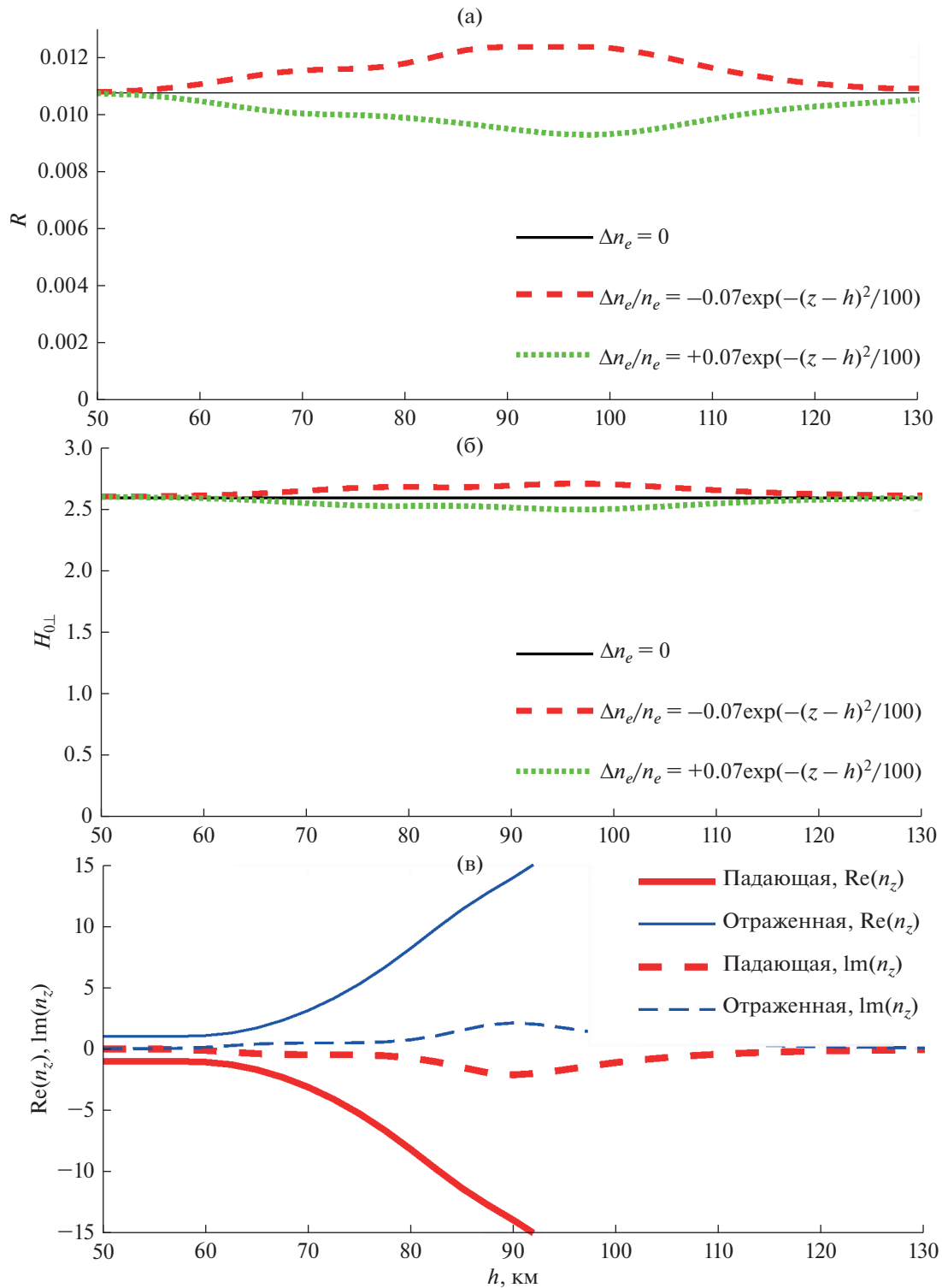


Рис. 8. Коэффициент отражения (а), амплитуда нормированного волнового магнитного поля на земной поверхности (б), показатель преломления и декремент затухания распространяющихся волновых мод (в) для параметров в падающей волне $f = 1$ кГц и $k_{\perp}c/\omega = 0$.

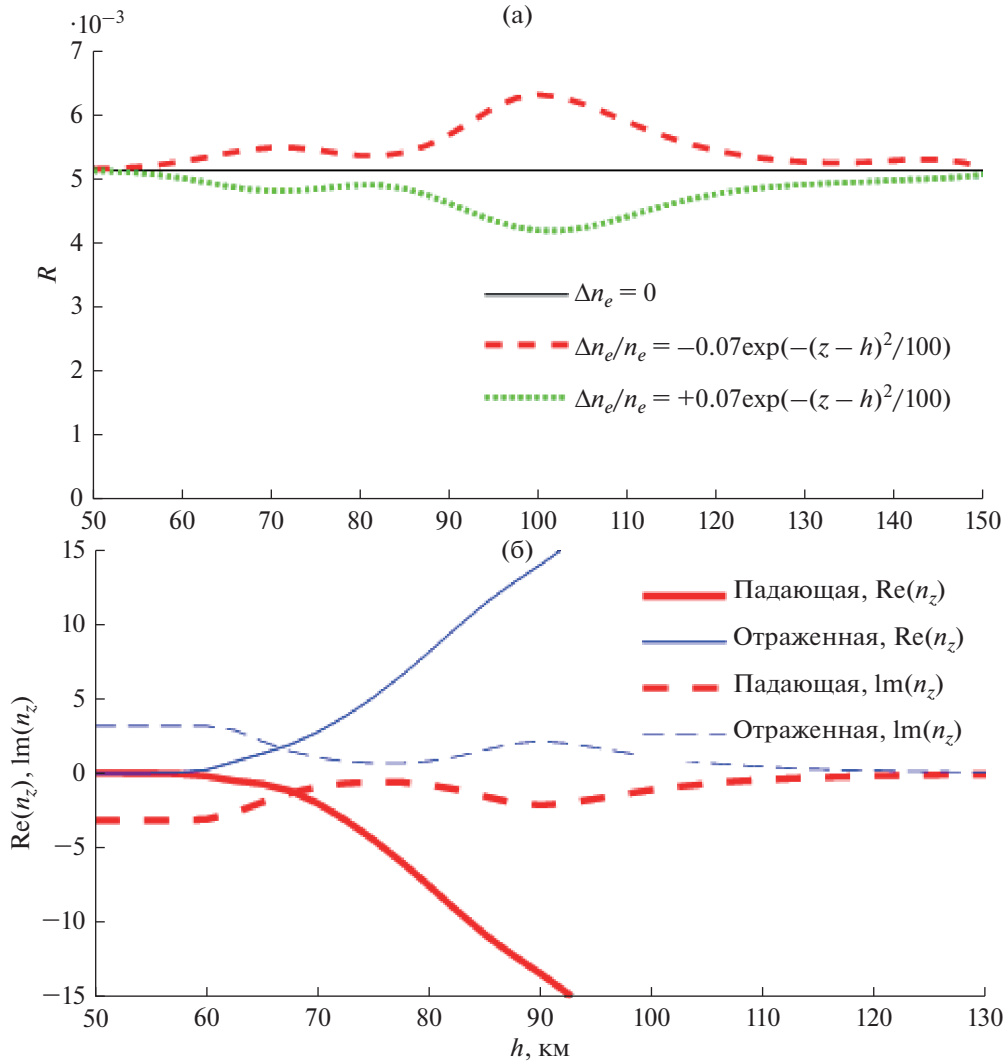


Рис. 9. Коэффициент отражения (а), показатель преломления и декремент затухания распространяющихся волновых мод (б) для параметров в падающей волне $f = 3$ кГц и $k_{\perp}c/\omega = 3.3$.

при $\Delta n_e/n_{e0} = 0.07$ и $\Delta = 7$ км, изображены на рис. 8а, б, 9а. Сплошная черная линия соответствует невозмущенной электронной концентрации, пунктирная линия – отрицательному возмущению концентрации (знак “–” в выражении (15)) и короткий пунктир – положительному возмущению концентрации (знак “+” в выражении (15)). Для сравнения на рис. 8в, 9б приведены решения локального дисперсионного уравнения для распространяющихся волновых мод, показатель преломления $n_z = \text{Re}(k_z)c/\omega$ (сплошными линиями) и нормированный декремент затухания $\text{Im}(k_z)c/\omega$ (пунктирными линиями). В качестве примеров рассматривались нормально падающая ($k_{\perp}c/\omega = 0$) свистовая волна с частотой 1 кГц (см. рис. 8) и наклонно падающая ($k_{\perp}c/\omega = 3.3$) свисто-

вая волна с частотой 3 кГц (см. рис. 9). Как видно из рис. 8, 9, величина относительного изменения коэффициента отражения R может варьироваться от нуля до 15%, горизонтального магнитного поля – от 0 до 4.5%. Наиболее сильные изменения коэффициента отражения и магнитного поля обусловлены изменениями плазменной концентрации на высотах 80–100 км, где декремент затухания распространяющихся мод излучения увеличивается более чем на порядок в пределах достаточно локальной по высоте области. Изменения электронной концентрации на высотах ниже 60 и выше 110 км практически не оказывают влияние на коэффициент отражения и величину магнитного поля на земной поверхности. К вертикальной структуре неоднородностей концентрации (характерной

высоты локализации неоднородности) более чувствителен коэффициент отражения сверху.

Таким образом, вертикальная структура неоднородностей электронной концентрации в большей степени влияет на коэффициент отражения сверху и в меньшей — на поле дошедшей до земной поверхности волны.

ВЫВОДЫ

Рассмотрена задача о влиянии возмущений плазменной концентрации, вызванной инфразвуковыми волнами, на отражение и распространение электромагнитных волн свистового диапазона, падающих на утреннюю ионосферу сверху. В общем случае их наклонного распространения исследована взаимосвязь коэффициента отражения свистовой волны от ионосферы сверху, поля электромагнитной волны на земной поверхности и параметров инфразвуковой волны.

- Влияние возмущения плазменной концентрации на отражение и прохождение низкочастотных электромагнитных волн через ионосферу существенным образом зависит от высоты локализации этого возмущения.

- Наиболее сильные изменения коэффициента отражения обусловлены изменениями плазменной концентрации на высотах 80–100 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 при этом может достигать 10–15% и более при глубине модуляции плазменной концентрации 7%.

- Максимальное относительное изменение горизонтального волнового магнитного поля на земной поверхности при этом не превышает 4–5%.

- Изменения электронной концентрации на высотах ниже 60 и выше 110 км (вне зоны сильного затухания волн) практически не оказывают влияние на коэффициент отражения и величину волнового магнитного поля на земной поверхности.

- Параметрическое воздействие колебаний плазменной концентрации, вызванного инфразвуковой волной, на прохождение низкочастотных электромагнитных волн через ионосферу к поверхности Земли может быть существенно, если горизонтальные компоненты волнового вектора свистовой k_y и инфразвуковой k_y волны близки по величине. Выполнение такого условия создает условия для попадания электромагнитных волн в конус выхода. При этом волновое магнитное поле на земной поверхности может увеличиваться в разы даже при слабых модуляциях

электронной концентрации в инфразвуковой волне.

Исследование В.Г. Мизоновой (разд. “Введение”, “Результаты...”) выполнено по плану Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-02-00206А). Исследование П.А. Беспалова (разд. “Постановка задачи...”, “Выводы”) выполнено по плану Российского научного фонда (проект № 22-22-00397).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Srivastava R.N.* VLF hiss, visual aurora and geomagnetic activity // *Planet. Space Sci.* 1976. V. 24. P. 375–379. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(76\)90050-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(76)90050-7)
2. *Manninen J., Kleimenova N.G., Kozyreva O.V. 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 // *Ann. Geophys.* 2012. V. 30. P. 725–732. <https://doi.org/10.5194/angeo-30-725-2012>
3. *Nemec F., Santolik O., Parrot M. et al.* Conjugate observations of quasi-periodic emissions by Cluster and DEMETER spacecraft // *J. Geophysical Res. Space Physics.* 2013. V. 118. P. 198–208. <https://doi.org/10.1029/2012JA018380>
4. *Manninen J., Kleimenova N.G., Kozyreva O.V. et al.* Non-typical ground-based quasi-periodic VLF emissions observed at L 5.3 under quiet geomagnetic conditions at night // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 2013. V. 99. P. 123–128. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.05.007>
5. *Titova E.E., Kozelov B.V., Demekhov A.G. et al.* Identification of the source of quasiperiodic VLF emissions using ground-based and Van Allen Probes satellite observations // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 6137–6145. <https://doi.org/10.1002/2015GL064911>
6. *Sonwalkar V.S., Harikumar J.* An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 18867–18883. <https://doi.org/10.1029/1999JA000302>
7. *Bell T.F., Ngo H.D.* Electrostatic lower hybrid waves excited by electromagnetic whistler mode waves scattering from planar magnetic-field-aligned plasma density irregularities // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 149–172. <https://doi.org/10.1029/JA095iA01p00149>
8. *Shklyar D., Chum J., Jiricek F.* Characteristic properties of Nu whistlers as inferred from observations and numerical modelling // *Ann. Geophys.* 2004. V. 22(10). P. 3589–3606. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-3589-2004>
9. *Kuzichev I.V.* On whistler mode wave scattering from density irregularities in the upper ionosphere // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. Art. № A0632. <https://doi.org/10.1029/2011JA017130>

10. *Blanc E.* Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources—A summary // *Ann. Geophys.* 1985. V. 3. P. 673–687.
11. *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.
12. *Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю.* Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986.
13. *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.
14. *Беспалов П.А., Мизонова В.Г.* Особенности распространения падающих на ночную ионосферу сверху электромагнитных волн свистового диапазона // *Космич. исслед.* 2018. Т. 56. № 1. С. 33–39. <https://doi.org/10.7868/S0023420618010041>. (*Cosmic Research.* 2018. V. 56. P. 26–31.) <https://doi.org/10.7868/S0023420618010041>
15. *Bilitza D., Reinisch B.* International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters // *J. Adv. Space Res.* 2007. V. 42. P. 599–609. <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.
17. *Савина О.Н., Беспалов П.А.* Особенности фильтрации длинных акустико-гравитационных волн в безветренной атмосфере // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2014. Т. 57. № 2. С. 129–136. <https://doi.org/10.1007/s11141-014-9497-6>
18. *Ортега Дж., Пул У.* Введение в численные методы решения дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1986.
19. *Bespalov P.A., Mizonova V.G.* Propagation of a whistler wave incident from above on the lower nighttime ionosphere // *Ann. Geophys.* 2017. V. 35. P. 671–675. <https://doi.org/10.5194/angeo-35-671-2017>
20. *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 // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 2018. V. 175. P. 40–48. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.018>