

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 550.388.2

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ И НЕОБЫКНОВЕННОЙ МОД КОРОТКИХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ¹

© 2024 г. К. В. Раубо, В. Е. Захаров*

*Институт высоких технологий Балтийского федерального университета им И. Канта,
ул. Александра Невского, 14, Калининград, 236041 Российская Федерация*

**E-mail: VEZakharov@kantiana.ru*

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 18.04.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Посредством численных экспериментов исследованы полевые характеристики обыкновенной и необыкновенной мод диапазона коротких волн в ионосфере.

Ключевые слова: ионосфера; короткие волны; лучевые характеристики; полевые характеристики; неоднородная структура волн

DOI: 10.31857/S0033849424060061, **EDN:** JPCZHN

ВВЕДЕНИЕ

Метод геометрической оптики широко применяется в теории и моделировании распространения коротких волн (КВ) в ионосфере [1]. В работе [2] представлен метод расширенной би-характеристической системы, применяемый к моделированию распространения радиоволн в ионосфере. Трехмерные модели ионосферы и нейтральной атмосферы (экспериментальные IRI2012 [3] и MSIS86 [4]) определяют сами параметры среды, но не скорости их изменения.

Цель данной работы – сравнительное исследование особенностей распространения обыкновенной и необыкновенной мод КВ в трехмерно неоднородной анизотропной ионосфере.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Нами использована численная модель расчета лучевых и полевых характеристик нормальных мод коротких волн в ионосфере [5].

Для описания среды распространения радиоволн применялись эмпирическая модель ионосферы IRI-2012 [3] и модель нейтральной атмосферы MSIS-86 [4]; нижняя граница ионосферы задана на высоте $h = 60$ км над поверхностью Земли.

Положение точечного излучателя гармонического сигнала и направление излучения опорного луча считались заданными. Излучение источника

рассматривали в пучке с узкой угловой апертурой вблизи опорного луча.

Задачи расчета траекторных и полевых характеристик КВ в ионосфере решались нами численно методом геометрической оптики. Результаты расчетов крупномасштабных эффектов для разных версий модели IRI, как более ранних (IRI-2007 и IRI-2012), так и более поздних (IRI-2016 и IRI-2020), не имели большого количественного различия и не влияли на выводы.

Алгоритм модели IRI был нами дополнен учетом влияния авроральной активности на электронную концентрацию плазмы авроральной ионосферы. Для расчета функции ионизации плазмы ионосферы применялась эмпирическая модель распределения плотности потока энергии выпадающих авроральных электронов в зависимости от AE индекса авроральной геомагнитной активности и уравнение баланса процессов ионизации и рекомбинации в ионосферной плазме.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ВЫВОДЫ

Приведем основные соотношения, на основании которых проводились численные расчеты.

Пусть $n(\vec{r}, \vec{\ell})$ – комплексный показатель преломления среды для выделенной нормальной моды, $\vec{r}$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\vec{\ell}$ – единичный вектор, $\vec{\ell} = \vec{p}/p$, и $n = n' + jn''$, где n' и n'' – вещественная и мнимая часть величины n соответственно. Среда считается слабо поглощающей, так что $n' \gg n''$.

¹Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

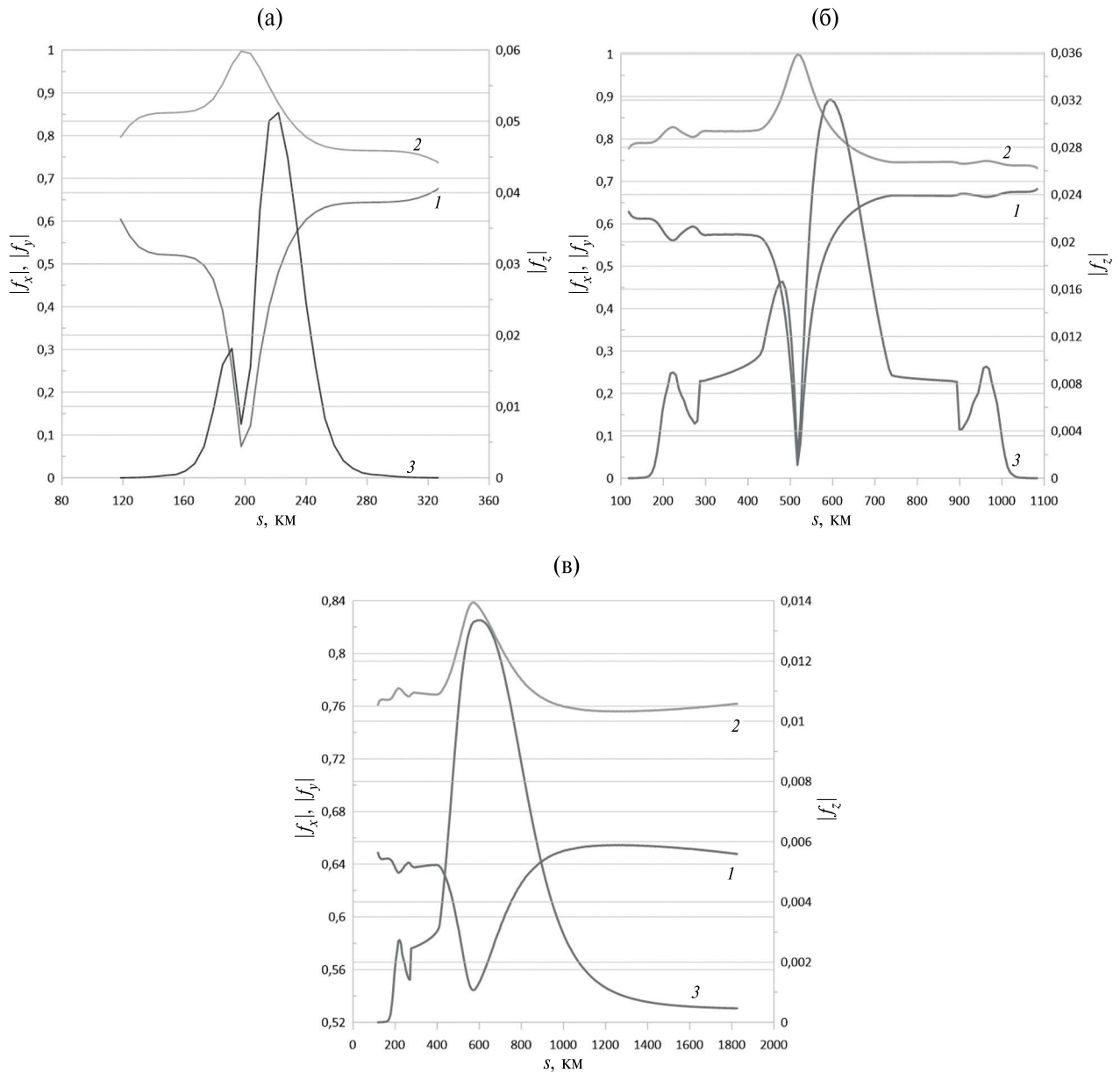


Рис. 1. Модуль декартовой проекции $|f_x|$ (кривая 1), $|f_y|$ (кривая 2) и $|f_z|$ (кривая 3) вектора поляризации обыкновенной волны при $f=5$ (а), 10 (б) и 15 МГц (в).

Для каждой из двух нормальных волн система лучевых уравнений имеет вид

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \vec{p} - n' \frac{\partial n'}{\partial \vec{p}} = \vec{d}(\vec{r}, \vec{p}), \quad \frac{d\vec{p}}{d\tau} = n' \frac{\partial n'}{\partial \vec{r}}, \quad (1)$$

где τ — параметр интегрирования вдоль каждой лучевой траектории, $\vec{p}$ и $\vec{d}$ — векторы импульса и луча соответственно.

Напряженность электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ поля нормальной волны выражаются как

$$\vec{E} = \Phi \vec{f}, \quad \vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{p} \times \vec{E}), \quad (2)$$

где Φ и $\vec{f}$ — комплексные амплитуда и вектор поляризации поля волны, ϵ_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума соответственно.

Дисперсионные соотношения для нормальных волн:

$$H_k(\vec{p}, \vec{r}) = \frac{1}{2} (p^2 - n_k^2 (\vec{r} \cdot \vec{\ell})) = 0, \quad k = 1, 2, \quad (3)$$

где n_1 и n_2 — комплексные показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в анизотропной плазме.

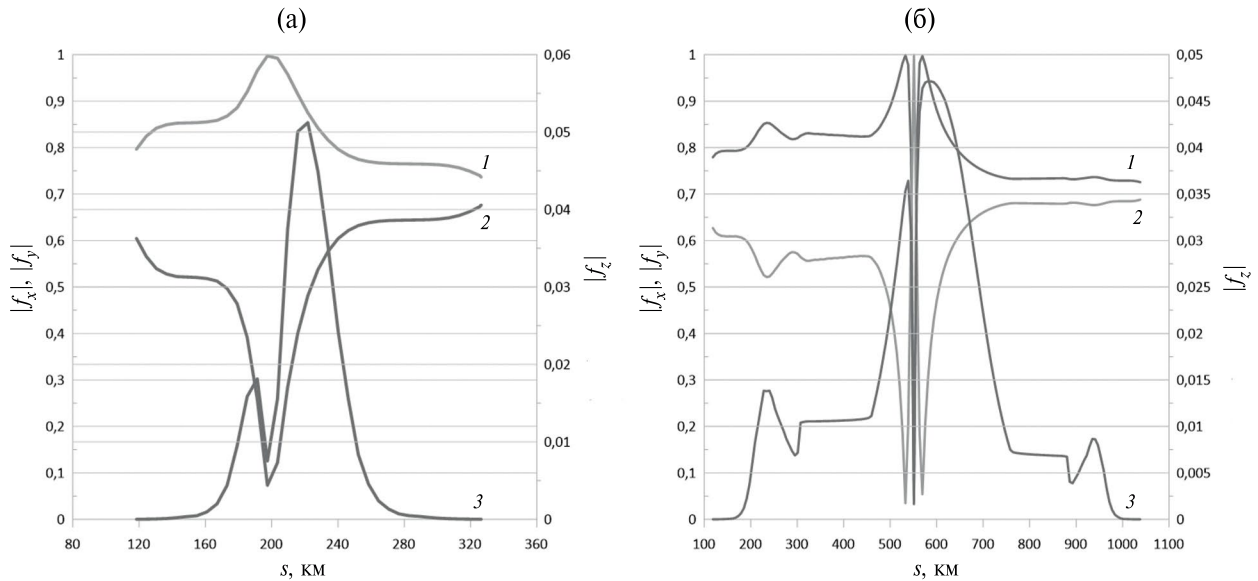


Рис. 2. Модуль декартовой проекции $|f_x|$ (кривая 1), $|f_y|$ (кривая 2) и $|f_z|$ (кривая 3) вектора поляризации необыкновенной волны при $f = 5$ (а) и 10 МГц (б).

Положение точечного излучателя гармонических сигналов и направление излучения опорного луча считается заданным. Излучение источника рассматривается в пучке с узким угловым раствором в окрестности опорного луча.

Пусть точечный излучатель расположен, например, на поверхности Земли в точке с географической широтой φ и долготой λ . Направление излучения опорного луча задано углом места β и азимутом γ . В окрестности опорного луча выделим пучок лучей с узким угловым раствором $(\Delta\beta, \Delta\gamma)$ в точке излучения. При численном моделировании пучок аппроксимируется набором конечного числа лучей. Примером построения аппроксимации пучка лучей служит набор из пяти лучей, когда опорный луч дополняется еще четырьмя лучами с угловыми координатами излучения $(\beta \pm \Delta\beta, \gamma \pm \Delta\gamma)$.

В результате численного интегрирования системы характеристических уравнений (1) методом Рунге-Кутты получаем разностную сетку геомагнитных координат вдоль лучей пучка, а также значений вектора импульса, вектора поляризации, и показателя преломления для выделенной волновой моды в точках разностной сетки.

Лучевая трубка разделена на ячейки посредством сечений. Каждое сечение — кусочно-гладкая поверхность, составленная из треугольных элементов. Вершины треугольников соответствуют узлам разностной сетки. Текущее поперечное сечение $S = S(s)$, где s — длина вдоль опорного луча, находится как проекция вектора площади поверхности из треугольных элементов на направление вектора групповой скорости волны в узле опорного луча.

В приближении геометрической оптики уравнение переноса энергии волны с учетом поглощения в среде имеет вид

$$\operatorname{div}(\vec{\sigma}|\Phi|^2) - \frac{1}{2}j\omega\epsilon_0\epsilon_{im}^a f_i f_m^* |\Phi|^2 = 0, \quad (4)$$

где

$$\vec{\sigma} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{f} \times (\vec{p} \times \vec{f}^*) + \vec{f}^* \times (\vec{p} \times \vec{f})). \quad (5)$$

знак «*» означает комплексное сопряжение, ϵ_{im}^a — неэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости плазмы.

Для узкого пучка учтено $\operatorname{div}\vec{\sigma} \approx (1/S)\partial(S|\vec{\sigma}|)/\partial s$. Для описания изменения амплитуды поля $|\Phi|$ электромагнитной волны в ионосфере вдоль опорного луча введем множитель ослабления

$$V_3 = 20 \lg(|\Phi|/|\Phi_0|), \quad (6)$$

где $|\Phi_0|$ — значение амплитуды волны в точке входа луча в ионосферу на высоте $h = 60$ км над поверхностью Земли.

Интегрируя уравнение (4) вдоль опорного луча, найдем

$$V_3 = V_1 + V_2, \quad (7)$$

где

$$V_2 = -4.34 \int_{s_0}^s \frac{\operatorname{div}\vec{\sigma}}{|\vec{\sigma}|} ds \quad (8)$$

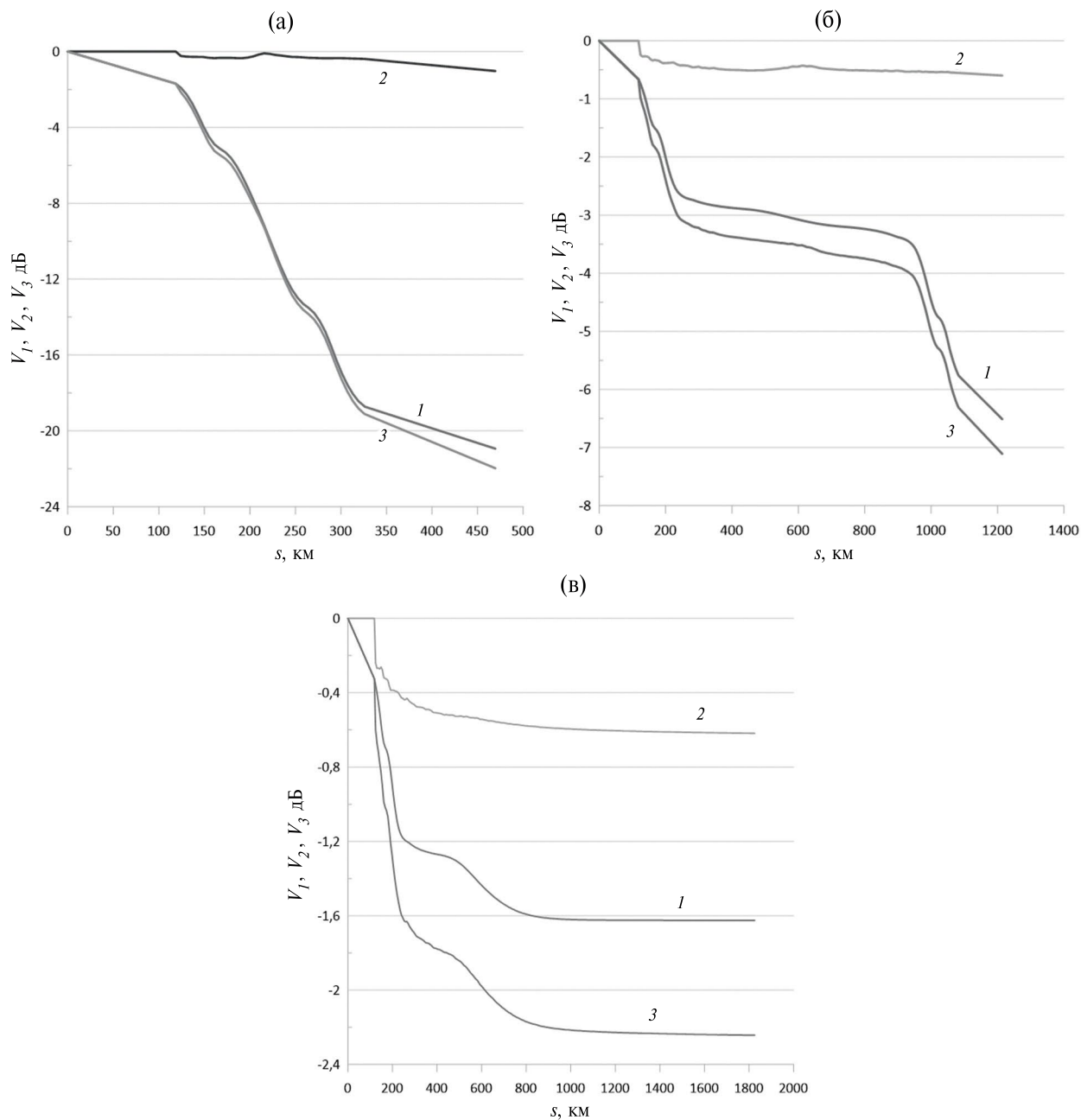


Рис. 3. Результаты расчетов множителя ослабления обыкновенной волны при $f = 5$ (а), 10 (б) и 15 МГц (в): кривая 1 – вклад от поглощения, кривая 2 – вклад от расходимости лучей, кривая 3 – множитель полного ослабления.

– вклад в множитель ослабления от расходимости лучей в выделенном пучке (ds – элемент длины вдоль опорного луча),

$$V_1 = -2.17 j \omega \epsilon_0 \int_{s_0}^s \frac{1}{|\vec{\sigma}|} \epsilon_{im}^a f_i f_m^* ds \quad (9)$$

– вклад в множитель ослабления от затухания волны в ионосфере. Результаты численных расчетов представлены на рис. 1–4 для мирового времени UT = 4.65 ч.

Географические координаты передатчика на поверхности Земли – широта $\phi = 55^\circ$, долгота $\lambda = 110^\circ$. Заданы угол места $\beta = 30^\circ$ и азимут $\gamma = 60^\circ$ излучения для опорного луча передатчика для частот $f = 5, 10$ и 15 МГц.

Для всех вариантов расчетов условия близки к равноденствию и при низкой солнечной активности ($F_{10.7} = 80$), за исключением необыкновенной волны с частотой 10 МГц, для которой выбрана высокая солнечная активность ($F_{10.7} = 200$). Задан угловой растрор пучка: $\Delta\beta = 2^\circ$, $\Delta\gamma = 2^\circ$.

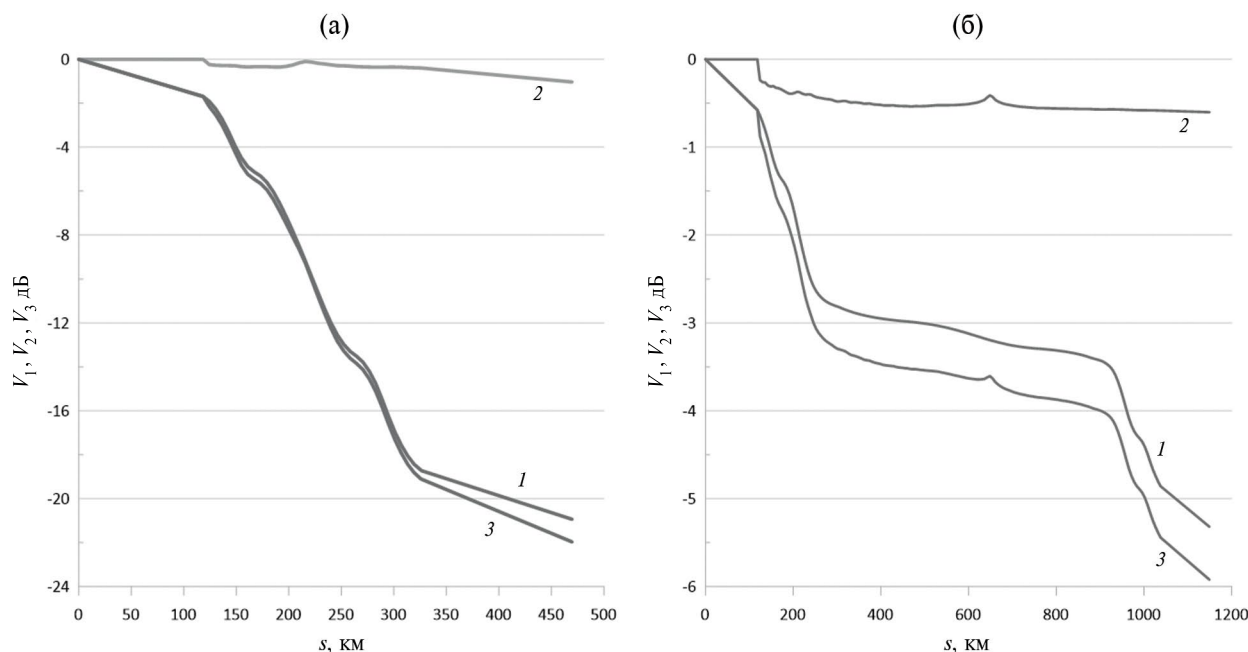


Рис. 4. Результаты расчетов множителя ослабления необыкновенной волны при $f = 5$ (а) и 15 МГц (б): кривая 1 – вклад от поглощения, кривая 2 – вклад от расходимости лучей, кривая 3 – множитель полного ослабления.

Показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в силу анизотропии плазмы ионосферы оказываются различными. Следовательно, их лучевые траектории при прочих одинаковых параметрах тоже различны.

На рис. 1 и 2 показаны изменения модулей декартовых проекций комплексного вектора поляризации обыкновенной и необыкновенной волн вдоль лучевой траектории.

Декартовы проекции вектора поляризации определены в локальной системе координат в каждой точке наблюдения. Ось z идет по направлению вектора импульса, ось y расположена в плоскости векторов импульса и индукции геомагнитного поля, ось x вводится так, чтобы образовалась правая тройка базисных векторов координатной системы.

Модуль компоненты f_y обыкновенной волны растет, а f_x – падает по мере продвижения вглубь ионосферы. Величина f_z меньше при достижении поперечного режима распространения волны по отношению к геомагнитному полю. Обыкновенная волна становится однородной. По теории, модуль f_z обращается в 0. У необыкновенной же волны изменения носят обратный характер, и при переходе через поперечный режим распространения необыкновенная волна остается эллиптически поляризованной.

По результатам расчета вектора поляризации отмечаем в нижней ионосфере поляризация волны близка к линейной, по мере погружения луча вглубь ионосферы развивается эллиптическая поляризация. Обыкновенная волна имеет левую

поляризацию, а необыкновенная поляризация – правую поляризацию.

Значение проекции f_z растет по мере погружения в глубь ионосферы в связи с развитием неоднородности структуры волны. Развитие неоднородности проявляется также в увеличении угла между направлениями векторов импульса и групповой скорости.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчетов множителя ослабления. Расчеты проведены для дневных условий. Вклад в множитель ослабления от поглощения больше, чем от расходимости лучей. Причем эффект проявляется тем больше, чем меньше частота излучения.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лукин Д. С., Палкин Е. А., Ипатов Е. Б. и др. // Сб. докл. XXV Всерос. открытой науч. конф. «Распространение радиоволн». Томск. 4–9 июля 2016. Томск: Изд-во ТУСУР, 2016. Т. 1. С. 40.
2. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Кирьянова К. С. // РЭ. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028.
3. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y. et al. // J. Space Weather and Space Climate. 2014. V. 4. A07.
4. Hedin A. E. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. № A1. P. 1159.
5. Захаров В. Е. // РЭ. 2019. Т. 64. № 6. С. 525.

COMPARATIVE STUDY OF THE FEATURES OF PROPAGATION OF ORDINARY AND EXTRAORDINARY MODES OF SHORT WAVES IN THE IONOSPHERE

K. V. Raubo, V. E. Zakharov

*Institute of High Technology Immanuel Kant Baltic Federal University
Alexander Nevsky Str. 14, Kaliningrad, 236041, Russian Federation
E-mail: VEZakharov@kantiana.ru

Received October 28, 2023, revised April 18, 2023, accepted April 25, 2024

The field parameters of ordinary and non-ordinary waves are compared each other while short waves propagate in the ionosphere.

Keywords: ionosphere, short waves, path and field characteristics, non-uniform structure of waves