

УДК 538.566

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ НИЗКОЧАСТОТНЫМИ ПРИЗЕМНЫМИ АНТЕННАМИ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

С.Т. Рыбачек, М.А. Белянский

Настоящая работа является продолжением статьи [1] и содержит результаты численных расчетов, а также анализ напряженностей электрического и магнитного полей в нижней области ионосферы. Исследуется влияние на структуру полей высоты расположения приемника, условий распространения, расстояния между корреспондирующими пунктами и частоты.

Ключевые слова: электромагнитные поля, анизотропная ионосфера, низкочастотные антенны.

Используемые модели и параметры задачи

Расчеты были выполнены в диапазоне частот $f=0,5-15$ кГц для высот расположения приемника в ионосфере $H = 50-500$ км и ряда трасс, отличающихся протяженностью вдоль поверхности Земли $R = a\theta$, удельной проводимостью подстилающей поверхности σ , а также параметрами ионосферы. Компоненты геомагнитного поля задавались равными $H_{0\theta} = 0,148$ Э, $H_{0\varphi} = 0$, $H_{0r} = -0,473$ Э. Для описания свойств ионосферы были использованы летние модели электронной концентрации N [2] для дневных ($t = 13$ ч) и ночных ($t = 1$ ч) условий распространения, а также модели эффективных частот соударений ν_e из работ [3] на высотах до 120 км и [4] – от 120 до 500 км. Результаты приводятся в виде модулей компонент напряженностей электрического и магнитного полей E_ξ и \mathcal{H}_ξ (в мкВ/м), создаваемых наземными диполями – вертикальным (радиальным) относительно границ раздела электрическим диполем (ВЭД) и ориентированным по орту e_θ магнитным диполем (ГМД) с токовыми моментами 10^6 А·м² и 10^{10} А·м² соответственно ($\xi = r, \theta, \varphi$). Поля диполей других типов и ориентаций, как было показано в [1], отличаются постоянными множителями от соответствующих полей вертикального электрического и горизонтального магнитного диполей.

Результаты расчетов и их интерпретация

Результаты расчетов, приведенные на рис. 1–3, выполнены для частоты 10 кГц и трассы, характеризующейся протяженностью 3300 км и проводимостью 10^{-1} См/м.

На рис. 1 представлены зависимости модулей компонент E_ξ и \mathcal{H}_ξ вертикального электрического диполя от высоты H расположения точки наблюдения в нижней области дневной ионосферы. Отметим прежде всего, что зависимости модулей компонент $E_\varphi(H)$ (рис. 1, а) и $\mathcal{H}_r(H)$ (рис. 1, б), как и следовало ожидать, качественно совпадают, поскольку из уравнений Максвелла для ионосферы вытекает, что для излучателя любого типа на всех рассматриваемых высотах справедливы выражения для компонент полей отдельной нормальной волны

$$\mathcal{H}_{rs} = \nu_s E_{\varphi s} / (kr), \tag{1}$$

где s – номер нормальной волны. В сверхнизкочастотном диапазоне, где справедливо одномодовое представление поля, для $s = 1$ соотношение (1) описывает полное поле и является строгим. В диапазоне сверхдлинных волн для полного поля в рассматриваемой ситуации, полагая $r \approx a$ и учитывая, что $\nu_s \approx ka$, можно написать приближенное выражение

$$\mathcal{H}_r \approx E_\varphi. \tag{2}$$

Расчеты по алгоритмам, описанным в [1], показали, что относительное отличие приводимых ниже значений $|E_\varphi|$ и $|\mathcal{H}_r|$ не превышает двух процентов. Из уравнений Максвелла также следует, что на малых высотах, где свойства ионосферы близки к свойствам свободного пространства, для полного поля можно написать аналогичное (2) приближенное равенство

$$E_r \approx -\mathcal{H}_\varphi, \tag{3}$$

которое в рассматриваемом примере приводит к качественному совпадению модулей E_r и \mathcal{H}_φ на высотах от 50 до 65 км.

Из графиков на рис. 1 также вытекает, что при расположении диполя на высотах $\sim 50-70$ км компоненты первичной поляризации $E_r, E_\theta, \mathcal{H}_\varphi$ по модулю превышают значения компонент вторичной поляризации $\mathcal{H}_r, \mathcal{H}_\theta, E_\varphi$, появление которых вызвано деполаризующим действием геомагнитного поля.

Это превышение обусловлено близостью свойств ионосферы к свойствам свободного пространства на указанных высотах.

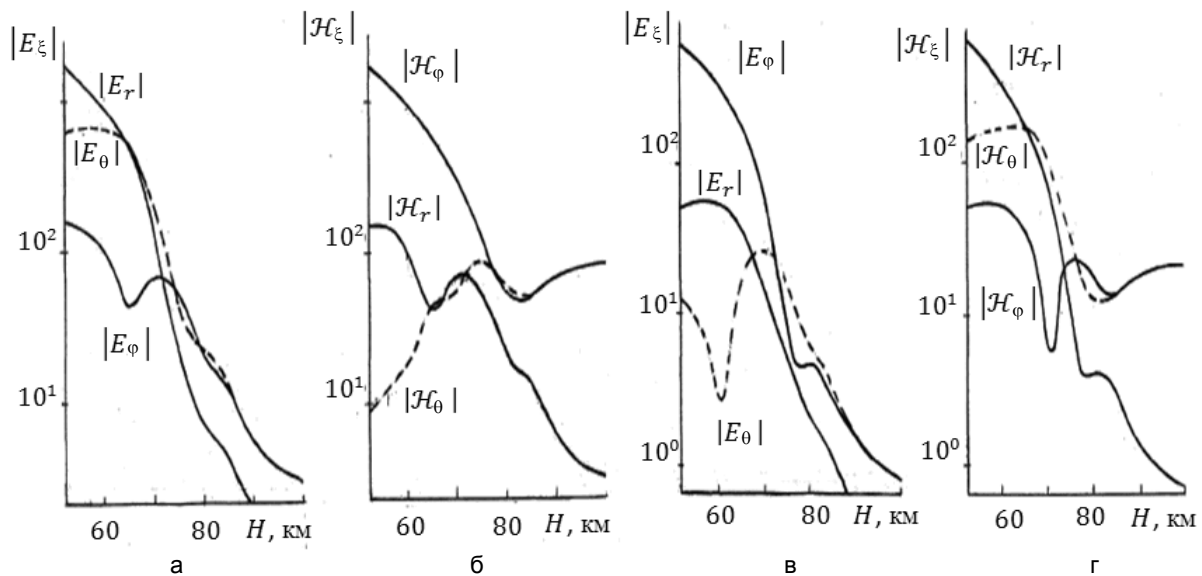


Рис. 1. Высотные зависимости $|E_\xi|$ (а, в) и $|H_\xi|$ (б, г) в интервале $H = 52 - 100$ км:

а, б – ВЭД, 10 кГц, день; в, г – ГМД, 10 кГц, день

В окрестности $H \approx 75$ км модули касательных компонент электрического поля (рис. 1, а), как и модули касательных компонент магнитного поля (рис. 1, б), начинают сближаться. С увеличением высоты эти компоненты совпадают, а зависимости $|E_r(H)|$ и $|E_{\theta,\varphi}(H)|$ отличаются постоянным множителем. Этим особенностям поведения полей можно дать достаточно удовлетворительную интерпретацию, если предположить, что в области высот $H > 75$ км поле описывается одной собственной ионосферной волной [1]. Поля такой волны подчиняются уравнению, по форме совпадающему с уравнением, описывающим распространение плоских волн в однородной магнитоактивной среде. Это позволяет ожидать, что на больших удалениях от приземного излучателя, создающего сферическую волну, свойства ионосферных полей в нашей задаче и задаче распространения плоских волн будут близки.

Действительно, в области применимости квазипродольной аппроксимации [5], определяемой неравенством $|Y_T^2| \ll |2Y_L(U - X)|$, связь между компонентами полей плоских волн в принятых в магнитоионной теории обозначениях имеет следующий вид:

$$\frac{E_\varphi}{E_\theta} = -\frac{H_\theta}{H_\varphi} = \pm i, \quad \frac{E_r}{E_\theta} = \pm \frac{Y_T X}{(U \pm Y_L)(U - X)}, \quad \frac{H_\varphi}{E_\theta} = n, \quad (4)$$

$$n^2 = 1 - \frac{X}{U \pm Y_L}, \quad X = \frac{e^2 N}{m \epsilon_0 \omega^2}, \quad U = 1 + i \frac{\nu_e}{\omega}.$$

Здесь e , m – заряд и масса электрона соответственно; n – индексы рефракции собственных ионосферных волн; Y_L и Y_T – продольная (радиальная) и поперечная составляющие вектора \mathbf{Y} , направленного противоположно вектору геомагнитного поля \mathbf{H}_0 . Так как в северном полушарии для распространяющейся вверх собственной волны компонента $H_{0L} = H_{0r}$ отрицательна, то Y_L является положительное числом,

$$Y_L = \frac{\mu_0}{m\omega} |eH_{0L}|.$$

В рассматриваемом диапазоне частот в области высот $H \approx 90 - 500$ км днем и $\approx 190 - 500$ км ночью свойства ионосферы таковы, что имеют место неравенства $|U| \ll |Y_L| \ll X$, которые приводят к следующим отношениям компонент полей:

$$E_\theta/E_r = -Y_L/Y_T = -H_{0L}/H_{0T}, \quad H_\varphi/E_\theta = n, \quad n^2 = \mp X/Y_L. \quad (5)$$

Как известно [5], в задаче распространения плоских волн в однородной анизотропной среде продольная компонента магнитного поля равна нулю. В рассматриваемой авторами задаче распространения сферических волн, создаваемых приземными диполями в ионосфере, соответствующая радиальная ком-

понента магнитного поля отлична от нуля. Найдем поэтому, используя (2), (4) и (5), отношения компонент магнитных полей, соответствующие сверхдлинноволновому и сверхнизкочастотному диапазонам

$$\mathcal{H}_\theta/\mathcal{H}_r = -n, \quad \mathcal{H}_\theta/\mathcal{H}_r = -krn/v. \quad (6)$$

Из формулы для n^2 в (5) следует, что значения индексов рефракции n могут быть либо вещественными, либо мнимыми. Вследствие этого, как уже отмечалось в работе [1], из двух распространяющихся вверх собственных волн существенно распространяющийся характер имеет лишь волна с вещественным (и положительным для нашей зависимости от времени) индексом рефракции, равным

$$|n| = \sqrt{X/Y_L} = c\sqrt{|e|N/(\omega|H_{0r}|)}, \quad |\mathcal{H}_\theta/\mathcal{H}_r| \approx 5,37\sqrt{N/(f|H_{0r}|)}. \quad (7)$$

где c – скорость света в свободном пространстве. В формуле (7), удобной для расчетов, электронная концентрация задается количеством электронов в кубическом сантиметре, а продольная составляющая геомагнитного поля H_{0r} – в эрстедах.

Возвращаясь к рис. 1, отметим, что, как показывают расчеты, при $H = 87$ км относительное отличие касательных компонент равно $\approx 5\%$. На высотах $H \geq H_1 = 87$ км это отличие с увеличением высоты уменьшается, а модуль отношения касательной и радиальной составляющих равен примерно 3,2 и совпадает в соответствии с выражением (5) с модулем отношения продольной и поперечной составляющих геомагнитного поля. Однако отношение $|\mathcal{H}_{\theta,\varphi}/\mathcal{H}_r|$ в этой области не остается постоянным и определяется, как следует из отношений (6), модулем индекса рефракции (7).

На рис. 2 приводятся зависимости $|E_\xi(H)|$ (а) и $|\mathcal{H}_\xi(H)|$ (б) ГМД, для которого в отличие от ВЭД первичными компонентами являются E_φ, \mathcal{H}_r и \mathcal{H}_θ . При этом для ГМД, как и для ВЭД, в рассматриваемом диапазоне высот выполняется соотношение (2), а в начале ионосферы на высотах от 50 до ≈ 70 км – соотношение (3). На фиксированной высоте, большей $H_1 = 87$ км, модуль каждой компоненты поля ГМД отличается постоянным множителем от аналогичной компоненты полей ВЭД.

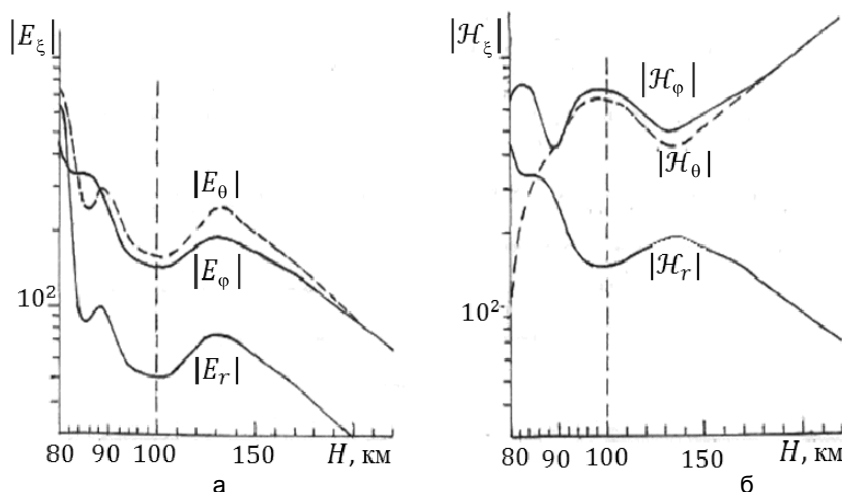


Рис. 3. Высотные зависимости $|E_\xi|$ (а) и $|\mathcal{H}_\xi|$ (б) в интервале $H=80-220$ км (ВЭД, 10 кГц, ночь)

В качестве иллюстрации поведения полей в ночное время на рис. 3 приведены зависимости $|E_\xi(H)|$ (а) и $|\mathcal{H}_\xi(H)|$ (б) ВЭД. (В областях 80–100 км и 100–220 км, которые разделены вертикальной штриховой линией, масштаб по оси абсцисс разный). В начале ионосферного слоя, как и в дневное время, модули компонент полей ведут себя в соответствии с поляризацией падающей на ионосферу волны. В отличие от дня, ночью область сближения модулей касательных компонент полей обладает большей по сравнению с дневной протяженностью – их относительное отличие достигает величины, не превышающей 5%, лишь на высотах $H \geq H_1 = 185$ км.

На рис. 4–6 приводятся модули компонент полей E_θ и \mathcal{H}_φ . Напомним, что на высотах H , больших 87 км днем и 185 км ночью, компонента E_θ описывает одновременно компоненту E_φ , а компонента \mathcal{H}_φ описывает составляющую \mathcal{H}_θ .

Высотные зависимости модулей касательных составляющих полей $E_\theta(H)$ и $\mathcal{H}_\varphi(H)$ радиального электрического диполя для частоты 10 кГц и разных удалений $R = a\theta$ приводятся на рис. 4, а, и рис. 4, б,

соответственно. В областях 80–100 км и 100–500 км (они разделены вертикальной штриховой линией) масштаб по оси абсцисс разный. Непрерывными линиями изображены ночные зависимости, штриховыми – дневные. Дневные зависимости модулей обеих компонент на высотах $H > 100$ км, в отличие от области 80–100 км, слабо зависят от H . Ночные зависимости на высоте $H \approx 120$ км имеют экстремумы, обусловленные максимумом профиля электронной концентрации $N(H)$ на этой высоте. Увеличение удаления R на заданной высоте при $H > 100$ км приводит, как правило, к уменьшению амплитуд полей. При этом увеличение R от 1 до 2 Мм дает в рассматриваемом случае уменьшение амплитуд полей приблизительно в 1,7 раз в дневной и в 3,5 раза в ночной ионосфере.

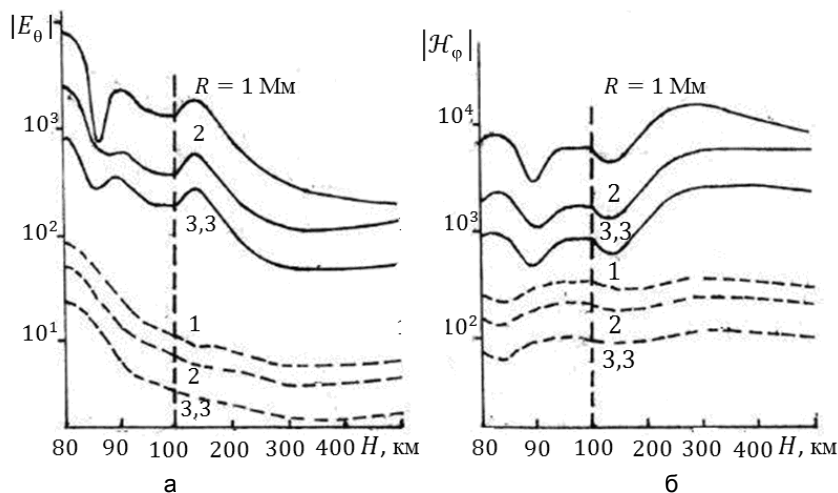


Рис. 4. Высотные зависимости $|E_0|$ (а) и $|H_\phi|$ (б) для удалений $R = 1; 2$ и $3,3$ Мм в интервале $H = 80\text{--}500$ км. Непрерывные линии – ночь, штриховые – день (ВЭД, 10 кГц)

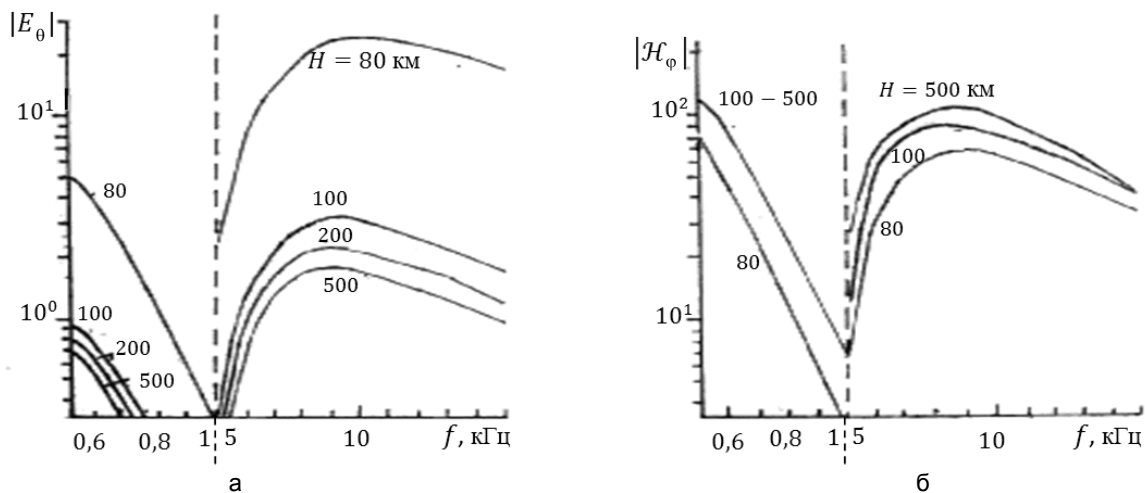


Рис. 5. Частотные зависимости $|E_0|$ (а) и $|H_\phi|$ (б) для высот $H = 80, 100, 200, 500$ км в диапазонах частот $f = 0,5\text{--}1$ кГц и $5\text{--}15$ кГц (ВЭД, день)

Частотные зависимости модулей касательных компонент $E_\theta(f)$ и $H_\phi(f)$ радиального электрического диполя для трассы протяженностью 3300 км изображены на рис. 5 для дневной и на рис. 6 для ночной ионосферы. Зависимости приводятся в диапазонах частот 0,5–1 кГц и 5–15 кГц (они разделены вертикальной штриховой линией), масштаб по оси абсцисс в этих диапазонах разный. В области частот 1–5 кГц результаты расчетов в которой не приводятся, зависимости $|E_\theta(f)|$ и $|H_\phi(f)|$ могут меняться на несколько порядков, что обусловлено наличием так называемых волноводных минимумов. Дневные зависимости $|E_\theta(f)|$ на всех рассматриваемых высотах имеют максимум в окрестности $f \approx 10$ кГц, а зависимости $|H_\phi(f)|$ – в окрестности $f \approx 9$ кГц. В ночных условиях (рис. 6) на частотах, больших примерно 9 кГц, зависимости $|E_\theta(f)|$ и $|H_\phi(f)|$ начинают осциллировать вследствие включения последующих нормальных волн. На частоте, примерно равной 12 кГц, наблюдается минимум, обусловленный сменой ведущих мод.

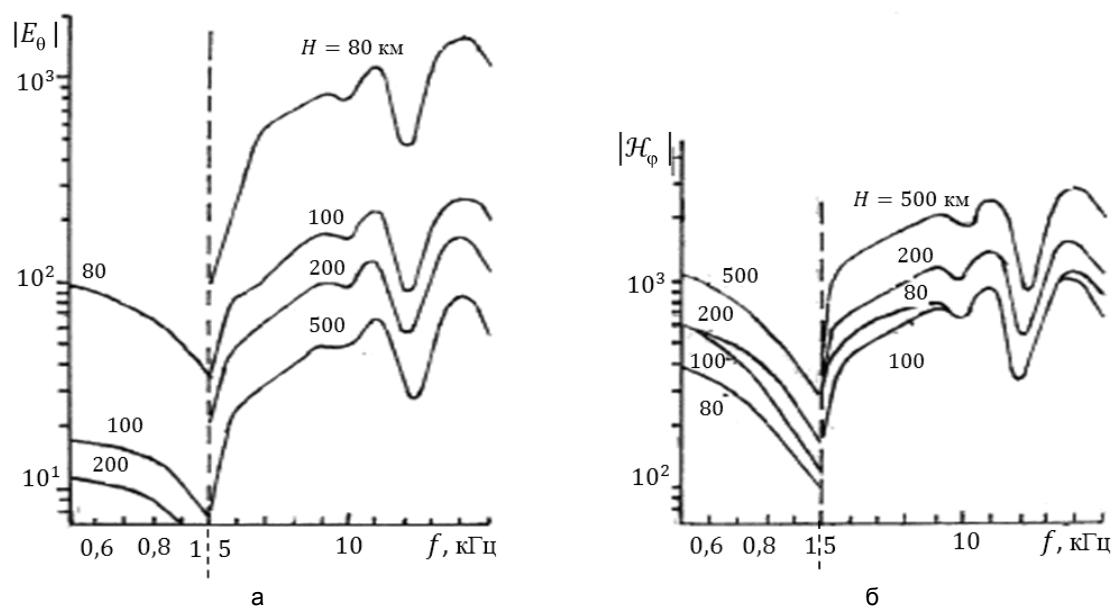


Рис. 6. Частотные зависимости $|E_\theta|$ (а) и $|H_\phi|$ (б) для высот $H = 80, 100, 200, 500$ км в диапазонах частот $f = 0,5-1$ кГц; $5-15$ кГц (ВЭД, ночь)

Заключение

Результаты численных расчетов дают представление о структуре электромагнитных полей в ионосфере и позволяют оценить параметры наземных антенн, эффективно возбуждающих ионосферные поля.

Одной из существенных особенностей структуры полей является то, что в области высот $H > H_1$ модуль отношения касательной и радиальной компонент магнитного поля определяется выражением (7). Расчеты показывают, что в значительной области частот и широт отношение $|H_\theta| / |H_r| \gg 1$. Так, на частоте 0,5 кГц это отношение на широтах от 80 до 10 градусов и высотах 250–300 км, соответствующих максимуму электронной концентрации, может достигать 100–300.

Это обстоятельство выходит за рамки рассматриваемой задачи и дает возможность оценить эффективность возбуждения приземного волновода горизонтальными электрическими и магнитными диполями по сравнению с соответствующими вертикальными. Что касается магнитных диполей, для которых такая эффективность заметно превышает значения, соответствующие электрическим диполям, из обобщенной теоремы взаимности следует, что отношение модулей радиальных компонент электрического поля, создаваемого на поверхности Земли горизонтальным и вертикальным магнитными диполями (hm, vm), расположенными в ионосфере, определяется такой же правой частью, что и в (7):

$$|E_r^{hm}| / |E_r^{vm}| \approx 5,37 \sqrt{N/(f |H_{0r}|)}$$

С учетом приведенных выше расчетов можно сделать вывод, что, по крайней мере, при расположении диполя на высотах 250–300 км на частоте 0,5 кГц горизонтально ориентированный магнитный диполь излучает намного более эффективно, чем вертикально ориентированный магнитный диполь.

Литература

1. Рыбачек С.Т., Белянский М.А. Основные особенности структуры электромагнитных полей, создаваемых в нижней ионосфере низкочастотными приземными антеннами // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2011. – № 5 (75). – С. 48–53.
2. Rawer K., Bilitza D., Ramakrishnan S. Goals and status of the International Reference Ionosphere // Rev. Geophys. Space Phys. – 1978. – V. 16. – P. 177–181.
3. COSPAR International Reference Atmosphere. – Berlin, 1972. – 450 p.
4. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. – М.: Наука, 1981. – 256 с.
5. Budden K.G. Radiowaves in the ionosphere. – Cambridge Univ. Press, 1961. – 542 p.

Рыбачек Светлана Тимофеевна – Санкт-Петербургский государственный университет кандидат физ.-мат. наук, доцент, rybachek_st@mail.ru
Белянский Максим Анатольевич – Санкт-Петербургский государственный университет аспирант, maxim_belyansky@mail.ru