

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЗЕМНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ БОРТОВОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО ПЕРЕДАТЧИКА В ИОНОСФЕРЕ

А. В. Мошков

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,  
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 21 июня 2021 г.

**Аннотация.** На примере конкретного проекта активного ионосферного эксперимента проведено численное моделирование наземного распределения напряженности поля низкочастотной волны, излучаемой при помощи рамочной антенны большого диаметра, установленной на борту спутника на приполярной орбите. Показано, что для рабочей частоты 10 кГц, диаметра рамки 20 м и амплитуды силы тока в рамке 100 А максимальное значение магнитного поля волны на поверхности земли убывает с увеличением широты и находится в интервале величин 1... 2 нА/м. Величина вертикального компонента электрического поля лежит в интервале 0.4 ... 0.8 мкВ/м. Средние значения доплеровского смещения частоты не превышают ~0,4 Гц. Проведено сравнение данных численного эксперимента и результатов расчета величины напряженности магнитного поля в максимуме наземного распределения с использованием простых приближенных формул.

**Ключевые слова:** ионосфера, низкие частоты, бортовая рамочная антенна, доплеровское смещение частоты.

**Abstract.** Projects of active experiments in the ionosphere and the magnetosphere of the Earth and planets often include powerful low-frequency transmitters installed on-board of a spacecraft. Such sources are very effective, but their radiation is extremely heterogeneous in space because of the anisotropy of the ionospheric plasma due to the presence of the magnetic field of the Earth. This paper is devoted to numerical modeling of a distribution of the wave field strength near the Earth surface. The work

examines a specific active wave experiment with a 20 m loop as a transmitting antenna. The satellite is assumed to orbit with an inclination of 82.5 degrees at an average altitude of 1000 km. All calculations are performed in linear approximation using the cold magneto-active plasma model. The computation model uses ray approximation everywhere except for the highly heterogeneous lower ionosphere, where a full wave equations set is applied. It is shown that the maximum magnetic field value is decreased with increasing of the geomagnetic latitude value and the strength range is 1... 2 nA/m for frequency 10 kHz and loop current 100 A. The magnitude of the vertical component of the electric field lies in the range of 0.4 ... 0.8  $\mu\text{V/m}$ . An average Doppler frequency shift is equal to  $\sim 0.4$  Hz. A comparison is made between the data of the numerical experiment and the results of simple estimations of the values of the magnetic field strength at the maximum of the ground distribution.

**Key words:** ionosphere, low frequencies, on-board loop transmitter, wave field's strength distribution, Doppler frequency shift.

## Введение

Данная работа является продолжением работы [1] в части численного моделирования результатов конкретного активного ионосферного эксперимента. Научные программы таких экспериментов, проводимых в ионосфере и магнитосфере Земли, традиционно включают в себя изучение характеристик распространения низкочастотных (НЧ) электромагнитных волн в этих средах и условий их взаимодействия с потоками энергичных заряженных частиц радиационных поясов [2]. Использование для этих целей бортовых НЧ-передатчиков [3,4] обусловлено тем фактом, что создание мощных наземных излучающих антенн затруднено из-за их относительно больших размеров и высокой проводимости поверхности земли на низких частотах. Это обстоятельство постоянно стимулирует поиски физических механизмов, позволяющих обойти указанную трудность. В настоящее время предпочтение отдают технологии создания НЧ-источников на основе демодуляции мощного

модулированного коротковолнового излучения наземных передатчиков, расположенных в северных приполярных районах и входящих в состав станций активного воздействия на ионосферу [5]. На примере работы американской станции HAARP было показано, что оба способа генерации НЧ-поля в нижней ионосфере дают сходные значения напряженности поля [4].

Цель данной работы – численное моделирование наземного распределения напряженности поля бортовой НЧ рамочной антенны проекта АУОС-3-АВ-ИК, разработанного в КБ "Южное" им. М.К. Янгеля [6]. Такое моделирование может помочь учесть влияние основных физических особенностей излучения и распространения НЧ-волн в ионосферной плазме на методику проведения наземных измерений, в частности, на определение циклограммы работы передатчиков и на выбор наземных приемных пунктов. Основные параметры эксперимента: наклонение орбиты спутника  $82,5^\circ$ ; средняя высота полета  $\sim 1000$  км; частота НЧ-волны 10 кГц; диаметр рамочной антенны 20 м и амплитуда синфазного синусоидального тока в рамке  $\sim 100$  А. Отметим, что для условий проведения экспериментов HAARP оценки величины наземной напряженности поля были проведены ранее [7].

## 1. Основные соотношения

Пусть источник ОНЧ излучения расположен на высоте  $h_0$  над поверхностью Земли в неоднородной многокомпонентной холодной ионосферной плазме, находящейся в геомагнитном поле  $\vec{B}_0$ . На частоте 10 кГц (ОНЧ-диапазон) обыкновенная волна в магнитоактивной плазме быстро затухает, и в дальнейшем рассмотрим только необыкновенную волну (свистовую моду). Всюду в данной работе мы будем использовать дипольную модель геомагнитного поля и понятие геомагнитной широты  $\Phi$  [8].

Используемая методика численных расчетов связана с рядом физических упрощений. Прежде всего, отметим, что при  $h_0 \leq 1000$  км (условная верхняя граница ионосферы) смещение центра пятна приема от подспутниковой точки не превышает 200 км. Размер пятна имеет порядок длины волны. Таким образом, общий размер

области приема ОНЧ-сигнала не превышает 500 км. Следовательно, соответствующий участок волновода Земля-ионосфера можно считать локально плоским.

Нижняя ионосфера в ОНЧ-диапазоне является сильно неоднородной средой, для которой неприменимо приближение геометрической оптики. Однако в пределах центрального максимума области приема на поверхности земли, то есть, на небольшом удалении от источника, вполне допустимо использование аппарата лучевых трубок с добавлением соответствующих коэффициентов прохождения и отражения [9,10]. Таким образом, задача разбивается на ряд независимых частей: (1) задача об излучении рамочной антенны, расположенной в относительно плотной однородной анизотропной плазме; (2) задача о распространении излучения от такой антенны до существенно неоднородной нижней ионосферы; (3) задача о прохождении излучения через нижнюю ионосферу; (4) задача о возбуждении волновода «Земля-ионосфера» прошедшим излучением. Для решения задач 1, 2 и 4 используем лучевой метод [11]. Задачу 3 решаем при помощи численного интегрирования известной системы линейных дифференциальных волновых уравнений для горизонтально слоистой нижней ионосферы [12, 13].

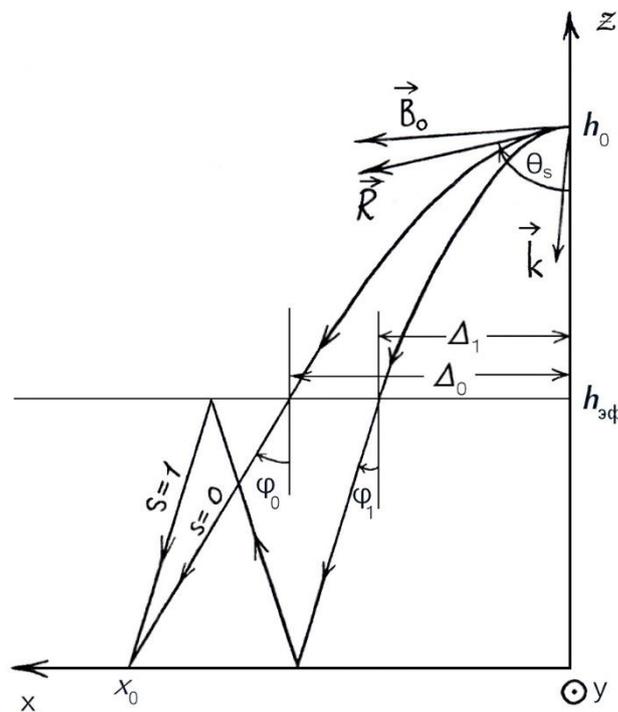


Рис. 1. Схема лучевых траекторий от точечного источника, расположенного в ионосфере на высоте  $h_0$ , до точки наблюдения  $x_0$  на поверхности земли.

Такое упрощение позволяет получить приближенное численное решение для сферически-слоистой ионосферы при произвольной ориентации  $\vec{B}_0$ . На рис. 1 схематически показано распространение лучей от источника до точки наблюдения  $x_0$  на поверхности земли. Ось  $x$  горизонтальна и направлена на геомагнитный север. Ось  $z$  вертикальна и проходит через точку расположения излучателя (уровень  $z = 0$  соответствует поверхности земли; точка  $x = 0$  – подспутниковая точка). Плоскость  $xz$  совпадает с плоскостью локального геомагнитного меридиана, а начало координат соответствует геомагнитной широте  $\Phi_0$ .

Поле в точке  $x_0$  можно приближенно представить в виде бесконечной суммы полей плоских волн, приходящих в точку  $x_0$  после  $s$  отражений от нижней ионосферы (случай  $s = 0$  соответствует прямому лучу). Предполагаем, что отражение от ионосферы происходит на некоторой условно выбранной высоте  $z = h_{\text{эф}}$ , где  $h_{\text{эф}}$  – эффективная высота отражения от ионосферы при падении плоской волны снизу. Численные расчеты показывают, что оптимальным выбором для рассматриваемой задачи являются значения  $h_{\text{эф}} = 85$  км для ночной и 65 км для дневной модели ионосферы.

На рис.1 в качестве примера приведены два луча – прямой и однократно отраженный от ионосферы. У источника каждому из этих лучей соответствует начальная волновая нормаль  $\vec{k}_s$ , имеющая угол  $\gamma_s$  с направлением вертикально вниз. Такой волновой нормали соответствует начальное направление луча  $\vec{R}_s$ , имеющее угол  $\theta_s$  с направлением вниз (для простоты на рисунке изображена только одна пара векторов  $\vec{k}$  и  $\vec{R}$ ). В диапазоне ОНЧ как правило  $\gamma_s > \theta_s$  и  $\theta_s < \theta_c$ , где  $\theta_c \approx 19,5^\circ$  – угол Стори в магнитоактивной плазме [8]. Такие неравенства соответствуют фокусировке свистовой волны вдоль локального направления  $\vec{B}_0$  в однородной среде. Поскольку геомагнитное поле в северном полушарии отклоняется от вертикали к северу, то такая фокусировка приводит к горизонтальному смещению максимума наземного распределения напряженности магнитного поля волны в сторону геомагнитного севера.

В данной работе не ставится задача оценки поляризации волны у поверхности земли. Из данных численных расчетов [10] следует, что поляризация магнитного поля волны вблизи главного максимума распределения близка к круговой. Данные о высотных профилях концентрации электронов на разных широтах заимствованы из работы [14].

Поле волны в точке  $x_0$  можно записать в виде:

$$\begin{aligned} E_z(x) &= \sum_{s=0}^{\infty} (E_{xs}^{\downarrow} - E_{xs}^{\uparrow}) \operatorname{tg} \varphi_s, \\ H_x(x) &= \sum_{s=0}^{\infty} (E_{ys}^{\downarrow} - E_{ys}^{\uparrow}) \cos \varphi_s, \\ H_y(x) &= - \sum_{s=0}^{\infty} (E_{xs}^{\downarrow} - E_{xs}^{\uparrow}) / \cos \varphi_s, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_z$  и  $H_{x,y}$  – компоненты электрического и магнитного полей низкочастотной волны в точке  $x$  на поверхности земли;  $\varphi_s$  – угол выхода луча номер  $s$  в волновод (рис.1). Стрелкой вниз отмечены компоненты напряженности поля падающей волны, стрелкой вверх – отраженной от земли волны. Напряженность магнитного поля приведена к единицам электрического поля путем умножения на величину импеданса вакуума  $Z_0 = 120\pi$ . Число членов сумм (1) определяется требуемой точностью вычислений. Например, в случае среднеширотной ионосферы число лучей, необходимое для обеспечения точности в 4 значащие цифры, колеблется от 5 до 20 в зависимости от времени суток и удаления от главного максимума распределения. В дневное время из-за повышенного столкновительного затухания волн в слое D число суммируемых лучей уменьшается. С удалением от главного максимума число лучей в суммах возрастает. Из-за относительно большой проводимости земли в НЧ и ОНЧ-диапазонах частот компоненты  $E_{x,y}$  и  $H_z$  поля волны существенно меньше остальных по величине и в дальнейшем не рассматриваются.

Если источник находится в плотных слоях ионосферной плазмы ( $h_0 \sim 200 \dots 1000$  км), то до поверхности земли доходят только те волны, чья исходная волновая нормаль  $\vec{k}$  направлена вертикально вниз, то есть, лежит внутри узкого

конуса с углом образующей  $1/n_0 \ll 1$ , где  $n_0$  – величина показателя преломления  $n(\vec{k})$  в окрестности источника для вертикального направления  $\vec{k}$ . Это позволяет, в частности, характеризовать ОНЧ источник одним числом  $\Gamma$  – мощностью, излучаемой в единицу телесного угла в направлении вертикально вниз.

Если вектор  $\vec{k}$  направлен вертикально вниз, то угол  $\psi$  между ним и направлением  $\vec{B}_0$  совпадает с острым углом между  $\vec{B}_0$  и вертикалью  $\psi_0$ . Этот угол в свою очередь однозначно связан с величиной  $\Phi_0$  известным соотношением:

$$2\text{tg}(\psi_0) = \text{ctg}(\Phi_0). \quad (2)$$

В НЧ-приближении, когда  $f_p^2 \gg f_H \gg f$  (где  $f_p$ ,  $f_H$  и  $f$  – плазменная и gyro-частота электронов, и частота НЧ-волны соответственно), показатель преломления  $n_0$  свистовой волны в окрестности рамки имеет вид [8]:

$$n_0 \approx f_p / [f f_H \cos(\psi_0)]^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$f_p \approx 8,97 N_e^{1/2} \text{ кГц}, \quad (4)$$

и величина концентрации электронов  $N_e$  измеряется в  $\text{см}^{-3}$ . Для дипольной модели геомагнитного поля имеем:

$$f_H \approx 876 (1+h_0/6370)^{-3} (1 + 3\sin^2 \Phi_0)^{1/2} \text{ кГц}, \quad (5)$$

здесь и далее все высоты измеряются в км.

Модель рамочной антенны, пригодная для вычислений напряженности поля на поверхности земли, рассмотрена в работе [15]. Кратко перечислим основные параметры этой модели.

Рамочная антенна характеризуется обычно тремя взаимно перпендикулярными направлениями своей оси (момента рамки): перпендикулярная ориентация (ось перпендикулярна плоскости геомагнитного меридиана); горизонтальная (ось лежит в плоскости меридиана и

горизонтальна); вертикальная ориентация (ось направлена вертикально вверх). В случае вертикальной ориентации минимум диаграммы направленности рамки соответствует направлению  $\vec{k}$  вниз. Легко показать, что в этом случае величина наземной напряженности поля такой рамки относится к соответствующей величине для рамки перпендикулярной ориентации как  $1/n_0$ . С другой стороны, как показывают расчеты, поля рамок горизонтальной и перпендикулярной ориентации отличаются не более, чем на 3 дБ. По этим причинам везде ниже рассматривается только рамка перпендикулярной ориентации. Для этой рамки сопротивление излучения  $R_\Sigma$  для волн с направлением  $\vec{k}$  вблизи вертикали имеет вид:

$$R_\Sigma \approx (3/8) (f_p / f_{fH})^{3/2} R_{\Sigma_0}, \quad (6)$$

где  $R_{\Sigma_0} = Z_0 \pi (k_0 a)^4 / 6$  – сопротивление излучения рамки в вакууме;  $k_0 = 2\pi f/c$  – волновое число,  $a$  – радиус рамки,  $c$  – скорость света в вакууме. По определению  $R_\Sigma$  излучаемая рамкой мощность составит:

$$P = I_0^2 R_\Sigma / 2, \quad (7)$$

причем, для нашей задачи  $I_0 = 100$  А;  $a = 10$  м; и  $f = 10$  кГц.

Предположим, что у источника лучи образуют в направлении  $\theta$  (рис.1) малую лучевую трубку с телесным углом  $\Delta\Omega$ . Соответствующие волновые нормали образуют телесный угол  $\Delta\omega$ . Из определения поверхности фазового показателя преломления следует, что направление луча соответствует нормали к этой поверхности для заданного направления  $\vec{k}$ . Можно показать [15], что в НЧ-приближении эти телесные углы связаны простым соотношением:

$$\Delta\Omega \approx (R_g / n_0)^2 \Delta\omega, \quad (8)$$

где  $R_g$  – гауссовский радиус кривизны поверхности в направлении  $\vec{k}$ . В НЧ-приближении (3) получим относительно простое соотношение:

$$(R_g / n_0)^2 \approx (4 + \text{tg}^2 \psi)^{3/2} / |2 - \text{tg}^2 \psi|,$$

причем, для вертикального направления  $\psi = \psi_0$  с учетом соотношения (2) получим:

$$(R_g / n_0)^2 \approx (1 + 16 \operatorname{tg}^2 \Phi_0)^{3/2} / (2 \operatorname{tg} \Phi_0 |8 \operatorname{tg}^2 \Phi_0 - 1|). \quad (9)$$

Связь между величинами  $\Gamma$  и  $P$  имеет вид:

$$\Gamma \Delta \Omega = (P/4\pi) F_0 \Delta \omega, \quad (10)$$

где  $F_0$  – КНД рамки в пространстве волновых нормалей, то есть, в вакууме (в случае перпендикулярной ориентации  $F_0 = 3/2$ ).

На рис. 2 приведен график функции

$$G(\Phi) = (1 + 16 \operatorname{tg}^2 \Phi)^2 / (\operatorname{tg}^2 \Phi |8 \operatorname{tg}^2 \Phi - 1|), \quad (11)$$

то есть, выражения (9) с точностью до множителя  $1/2$ . Эта кривая качественно описывает форму диаграммы направленности низкочастотной рамки в относительно плотной магнитоактивной плазме.

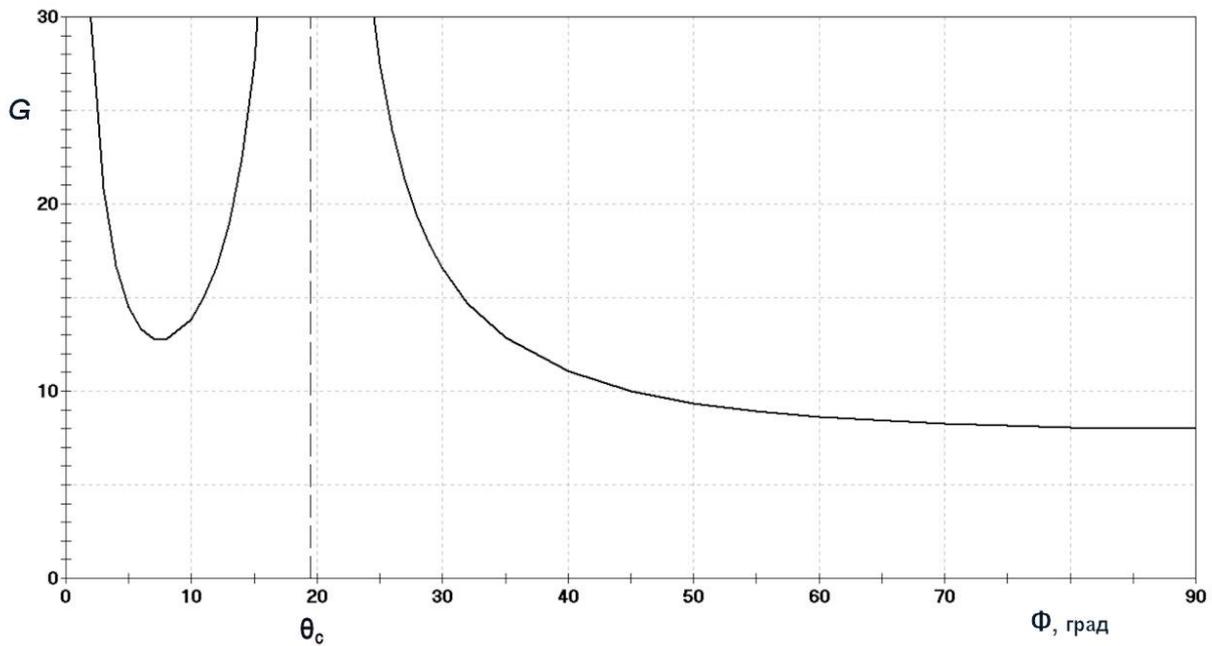


Рис. 2. Зависимость квадрата нормированного гауссова радиуса кривизны  $G$  поверхности фазового показателя преломления в месте расположения источника от геомагнитной широты  $\Phi$ .

Особенности при  $\Phi = 0$  и  $\Phi = \theta_c$  имеют тип каустик. При учете соударений частиц плазмы и конечного размера источника эти особенности устраняются и приобретают вид максимумов. В силу соотношений (2) и (3) значения угла  $\theta$  связаны со значениями широты  $\Phi$  так:

$$\operatorname{tg}\theta \approx 2\operatorname{tg}\Phi \cdot (1 + 8\operatorname{tg}^2\Phi)^{-1}.$$

Штриховой вертикальной прямой отмечено значение угла  $\theta_c$  конуса Стори, численно совпадающее с соответствующей широтой (смотри (9)).

Запишем выражения (6)-(10) в пригодном для вычислений и оценок виде:

$$R_{\Sigma} \approx 1,42 \cdot 10^{-9} \cdot (f_p / f_{fH})^{3/2} \text{ Ом}, \quad (12)$$

$$\Gamma \approx 4,25 \cdot 10^{-7} \cdot (f_p / f_{fH})^{3/2} \cdot G(\Phi_0) \text{ Вт/ср}. \quad (13)$$

Формула (12) позволяет вычислить излучаемую рамкой мощность и начальные значения для плотности энергии в элементарных лучевых трубках при численных расчетах по формулам (1). Формула (13) при этом не используется и приведена для получения простых численных оценок (смотри ниже п.3).

Для вычисления доплеровского смещения частоты  $\Delta f$  использовалась классическая формула для движущегося источника в среде при условии выполнения неравенства  $n_0 v_0 \ll c$ , где  $v_0 \sim 7$  км/с – средняя скорость спутника на круговой орбите:

$$\Delta f \approx n_0 \cdot f \cdot v_0 \cdot \sin(\gamma) / c, \quad (14)$$

где  $\gamma$  – угол между волновой нормалью в окрестности источника и направлением вертикально вниз. Расчеты величины  $\Delta f$  проводились для центрального луча с углом выхода  $\varphi = 0$ .

## 2. Результаты расчетов

В данной работе используем ночные модели плотности электронов в ионосфере, соответствующие равноденствию при умеренной активности Солнца ( $F_{10,7} = 75$ ) [14]. Соответствующие высотные профили концентрации электронов  $N_e$  для трех геомагнитных широт  $\Phi_0 = 30, 50$  и  $70^\circ$  приведены на

рис.3. Для этих же широт на рисунках 4-6 приводятся результаты расчетов величин компонента  $E_z$  напряженности электрического поля и модуля  $H$  магнитного поля волны у поверхности земли. Поляризация волны является эллиптической и близка к круговой в окрестности максимума распределения напряженности поля. Величина  $H$  вычислялась по формуле

$$H^2 = H_x^2 + H_y^2.$$

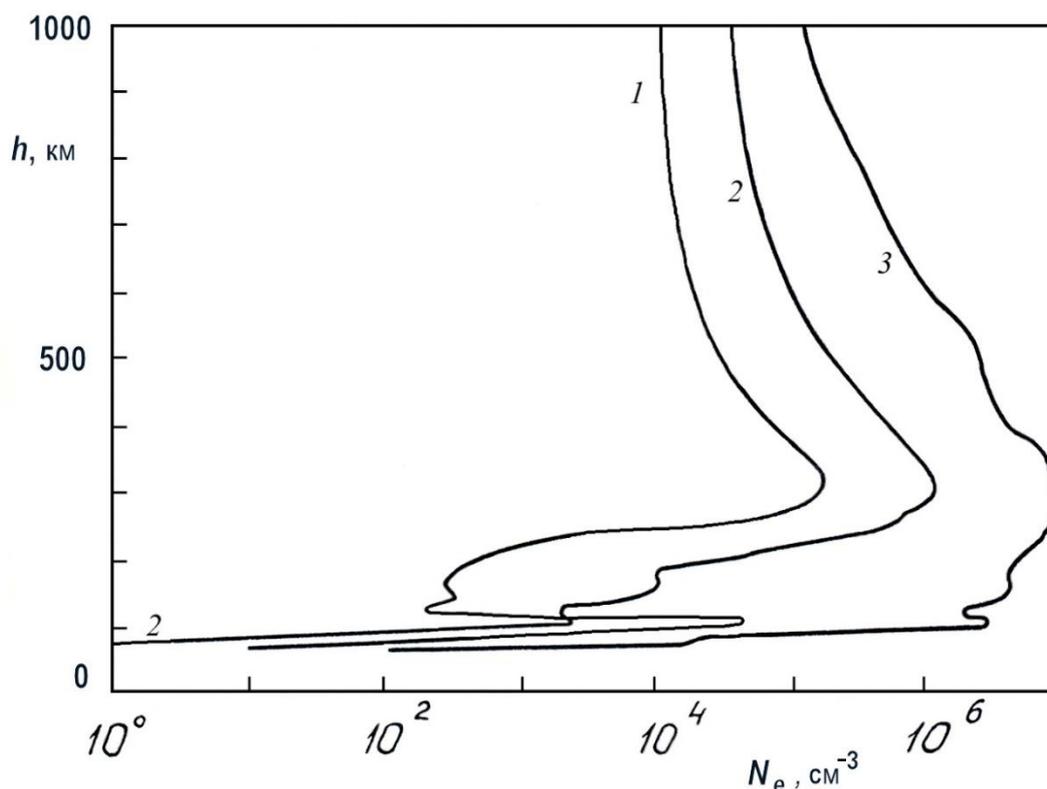


Рис. 3. Модели распределения по высоте  $h$  величины концентрации электронов  $N_e$  в ионосфере для трех геомагнитных широт  $\Phi$ : кривые 1, 2, 3 – 30, 50, 70°. Кривые 2 и 3 сдвинуты относительно кривой 1 на одну и две декады по оси  $N_e$  соответственно.

На рисунках 4-6 приведены также результаты расчета доплеровского смещения частоты  $\Delta f$ . Все расчеты проводились для оптимальной перпендикулярной ориентации рамки (смотри выше п.1).

Из рисунков видно, что наземные распределения величины  $H$  имеют характерную форму с главным максимумом, по обе стороны которого величина напряженности поля относительно быстро спадает, испытывая

интерференционные осцилляции из-за многолучевости распространения НЧ волн в волноводе «Земля-ионосфера. Величина  $E_z$ , напротив, имеет минимум в центре зоны приема сигнала, что прямо следует из первого уравнения (1) при вертикальном выходе лучей из ионосферы, когда  $\varphi_s \approx 0$ .

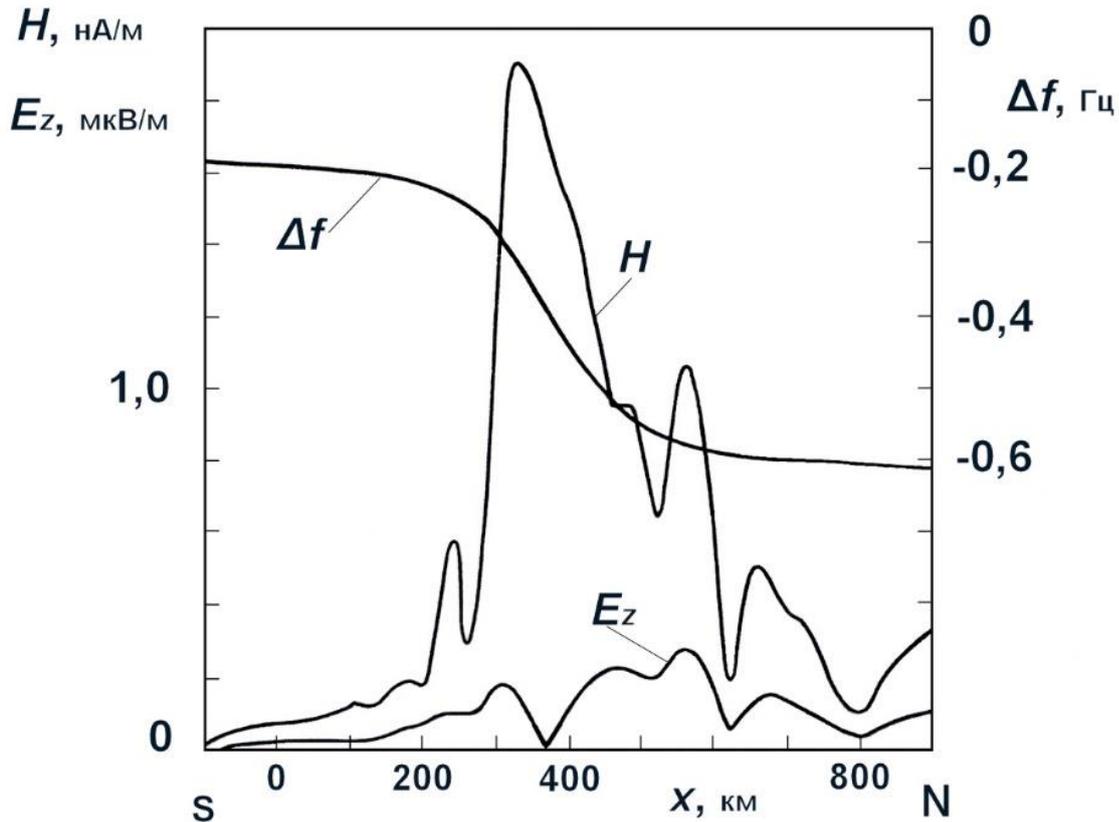


Рис. 4. Распределение на поверхности Земли амплитуды напряженности  $H$  магнитного и компоненты  $E_z$  электрического поля сигнала, а также доплеровского сдвига частоты  $\Delta f$  на широте  $30^\circ$  для высоты источника  $h_0 = 1000$  км.

С увеличением широты  $\Phi_0$  наклон вектора  $\vec{B}_0$  относительно вертикали уменьшается, вследствие чего уменьшается смещение  $\Delta x$  главного максимума распределения относительно подспутниковой точки от значения  $\sim 350$  км на широте  $30^\circ$  до значения  $\sim 80$  км на широте  $70^\circ$  в полном соответствии с приближенной формулой [15]:

$$\Delta x \approx (h_0 - h_{\text{эф}}) / 4 \text{tg} \Phi_0 .$$

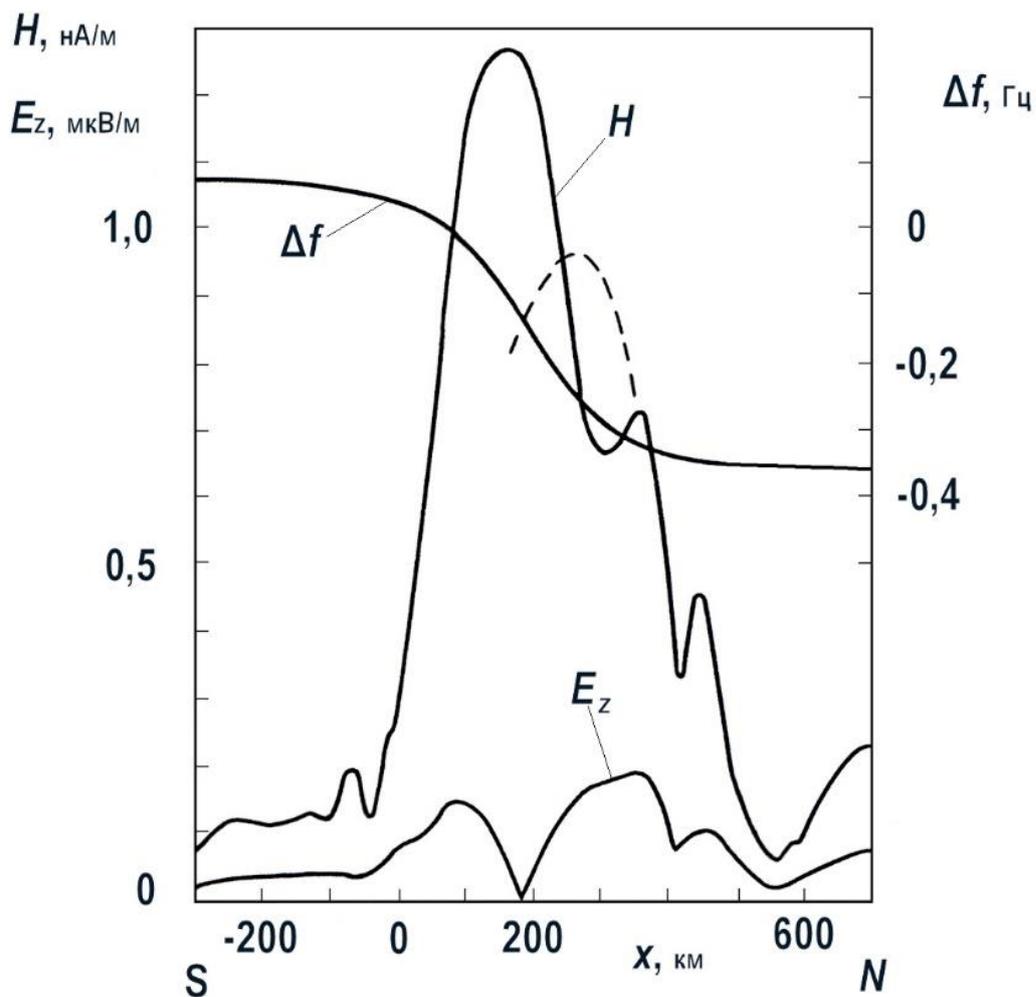


Рис. 5. Распределение на поверхности Земли амплитуды напряженности  $H$  магнитного и компоненты  $E_z$  электрического поля сигнала, а также доплеровского сдвига частоты  $\Delta f$  на широте  $50^\circ$  для высоты источника  $h_0 = 1000$  км. Штриховая линия – величина  $H$  для  $h_0 = 1500$  км.

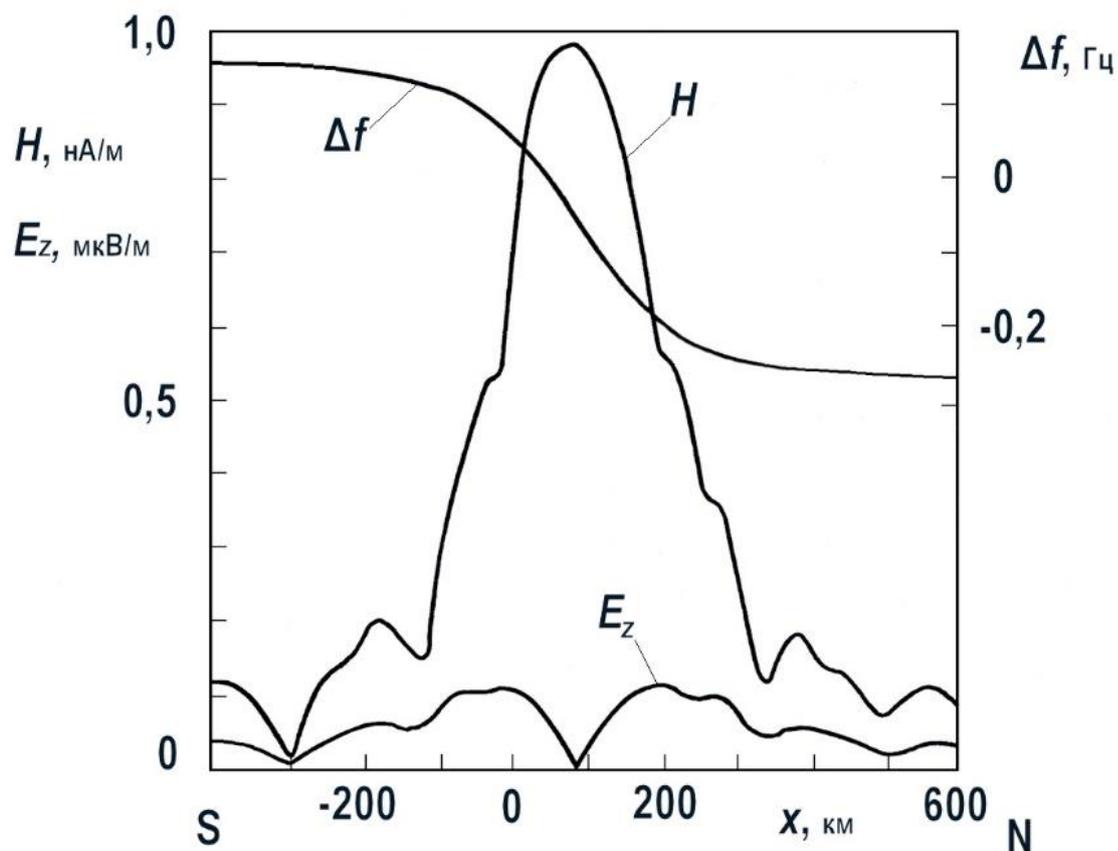


Рис. 6. Распределение на поверхности Земли амплитуды напряженности  $H$  магнитного и компоненты  $E_z$  электрического поля сигнала, а также доплеровского сдвига частоты  $\Delta f$  на широте  $70^\circ$  для высоты источника  $h_0 = 1000$  км.

На рис. 7 приведена зависимость максимальных значений  $H$  из рисунков 4-6 от геомагнитной широты. Кривая монотонно спадает с увеличением  $\Phi_0$ , что связано в основном с широтным уменьшением максимальных величин  $N_e$  (рис.3).

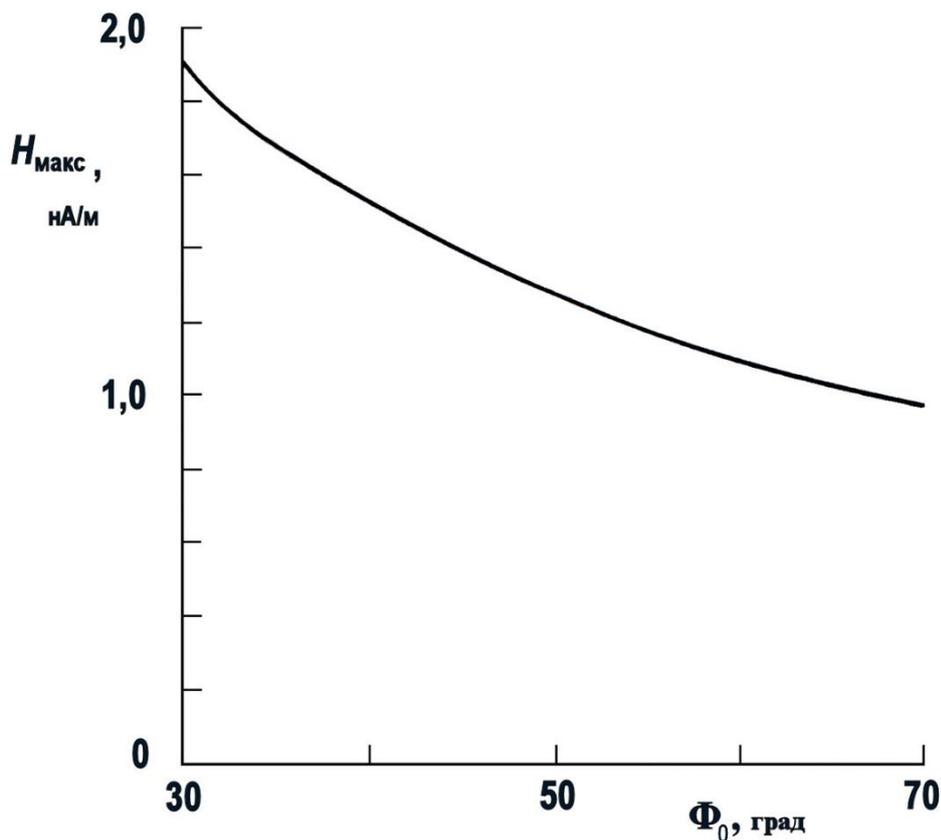


Рис. 7. Зависимость амплитуды  $H_{\text{макс}}$  напряженности магнитного поля сигнала в главном максимуме наземного распределения  $H(x)$  от геомагнитной широты  $\Phi_0$  расположения излучателя для  $h_0 = 1000$  км.

Из рисунка видно, что в местах расположения предполагаемых приемных пунктов ( $\Phi_0 \sim 50 \dots 60^\circ \text{N}$ ) следует ожидать величин  $H \sim 1 \dots 1,2$  нА/м, что в электрических единицах соответствует интервалу  $0,4 \dots 0,5$  мкВ/м, что заметно меньше стандартного среднего уровня помех  $\sim 1$  мкВ/м в диапазоне ОНЧ. Таким образом, необходим выбор мест расположения измерительных пунктов с уровнем помех не выше  $0,3 \dots 0,4$  мкВ/м·Гц<sup>1/2</sup>. Кроме того, с увеличением  $h_0$  напряженность поля также уменьшается (рис. 5, штриховая кривая).

Поскольку направление  $\vec{B}_0$  отлично от вертикали, существует горизонтальный градиент анизотропии (5), и центральному лучу соответствует, вообще говоря, не нулевой угол  $\gamma$ . Это приводит к смещению средней величины доплеровского сдвига частоты  $\Delta f$  в область отрицательных значений в северном полушарии. Максимальное значение  $\gamma$  по модулю равно  $\sim 1/n_0 \ll 1$ . Для скорости спутника  $\sim 7$  км/с из формулы (14) получим оценку максимального доплеровского смещения частоты:

$$\Delta f \approx f \cdot v_0/c \approx (7/3) \cdot 10^{-2} \cdot f, \text{ Гц}, \quad (15)$$

где частота  $f$  измеряется в кГц. Соответственно, для  $f = 10$  кГц получим  $\Delta f \approx \pm 0,23$  Гц относительно среднего значения. Угол  $\vec{B}_0$  с вертикалью растет с уменьшением широты, соответственно, максимальное смещение среднего значения  $\Delta f$  достигается при  $\Phi_0 = 30^\circ$  и составляет около  $-0,4$  Гц (рис.4).

В заключение раздела приведем некоторые числовые оценки параметров рассматриваемой задачи на основе соотношений (4)-(7), (12) и (13). Для широты  $\Phi_0 = 50^\circ$  и  $h_0 = 1000$  км получим:

$$N_e \approx 3,4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}; f_p \approx 520 \text{ кГц}; f_H \approx 940 \text{ кГц}; n_0 \approx 6;$$

$$R_\Sigma \approx 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}; P \approx 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}; \Gamma \approx 6,2 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/ср.}$$

Из рисунка 2 видно, что рамочная антенна в магнитоактивной плазме имеет существенно не изотропную диаграмму направленности и отношение  $\Gamma/(P/4\pi) \approx 3,5$  в плазме заметно превышает максимальное значение 1,5 в вакууме.

Для оценки величины  $H_{\text{макс}}$  (рис. 7) воспользуемся приближенной формулой для ночной ионосферы [15]:

$$H_{\text{макс}} \approx 9,12 \cdot 10^4 \Gamma^{1/2} / [h_0 + (n_0 - 1)h_{\text{эф}}], \text{ нА/м.}$$

Высоты измеряются в км. Эта формула дает величину  $\sim 1,6$  нА/м против  $\sim 1,3$  нА/м на рисунке 7, что соответствует относительной погрешности 23%. С приближением  $\Phi_0$  к значению угла Стори (рис 2) значения  $\Gamma$  будут явно

завышенными, а точность подобной оценки будет падать из-за близости к особенностям на кривой  $G(\Phi)$ .

## Заключение

В данной работе представлены результаты численного моделирования наземного распределения напряженности поля бортовой НЧ рамочной антенны для конкретного объекта АУОС-3-АВ-ИК, разрабатывавшегося в рамках проекта «Активный» [1]. Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Максимальное значение напряженности магнитного поля ионосферной рамочной антенны проекта «Активный» составляет на поверхности земли  $\sim 2$  нА/м на геомагнитной широте  $30^\circ$ . В районе предполагаемого размещения наземных приемных пунктов (широты  $50-60^\circ$ ) эта величина равна  $\sim 1 \dots 1.2$  нА/м, или  $0,4 \dots 0,5$  мкВ/м в единицах электрического поля. Такие уровни сигнала находятся ниже стандартного уровня помех в диапазоне низких частот. При этом время приема сигнала ограничено (напряженность поля спадает вдвое за время  $\sim 20$  с).

2. Величина доплеровского сдвига частоты при наземной регистрации сигнала относительно мала и существенно зависит от широты приема. Для интервала геомагнитных широт  $50-60^\circ$  сдвиг частоты составляет  $\sim -0,1 \pm 0,23$  Гц. Максимальный средний сдвиг частоты отрицателен и равен по модулю  $\sim 0,4$  Гц.

3. Полученные результаты могут быть использованы при подготовке программы эксперимента и составлении циклограммы работы передатчика.

## Литература

1. Мошков А.В. Численное моделирование измерения напряженности поля бортового низкочастотного передатчика в ионосфере с использованием приемника, установленного на суб-спутнике. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2020. №5. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.5.12>
2. Ерухимов Л.М. Ионосфера Земли как космическая плазменная лаборатория. *Соросовский образовательный журнал*. 1998. Т.4. №4. С.71-77.

3. Арманд Н.А., Семенов Ю.П., Черток Б.Е. и др. Экспериментальное исследование в ионосфере Земли излучения рамочной антенны в диапазоне очень низких частот, установленной на орбитальном комплексе «Мир-Прогресс-28-Союз ТМ-2». *Радиотехника и электроника*. 1988. Т.33. №11. С.2225-2233.
4. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Численное моделирование распределения низкочастотного поля, создаваемого передающей рамочной антенной, установленной на борту космического аппарата. *Радиотехника и электроника*. 2019. Т.64. №9. С.866-873.  
<https://doi.org/10.1134/S1064226919080126>
5. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере. *УФН*. 2007. Т.177. №11. С.1145-1177. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0177.200711a.1145>
6. Ракеты и космические аппараты конструкторского бюро "Южное". Под ред. С.Н. Конюхова. Днепропетровск, 2000 [электронный ресурс]. Сайт ГКБ "Южное" им. М.К.Янгеля.  
Режим доступа: [http://rvsn.ruzhany.info/umz\\_2000\\_00.html](http://rvsn.ruzhany.info/umz_2000_00.html). (16.06.2021).
7. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Распределение на поверхности земли напряженности поля низкой частоты, демодулированного в возмущенной нижней ионосфере. *Радиотехника и электроника*. 2018. Т.63. №5. С.409-414.  
<https://doi.org/10.7868/S0033849418050030>
8. Дэвис К. *Радиоволны в ионосфере*. Москва, Мир. 1973. 502 с.
9. Макаров Г.И., Новиков В.В. Вопросы распространения сверхдлинных радиоволн в полноводном канале Земля-ионосфера. *УФН*. 1969. Т.98. №4. С.733-735.
10. Аксенов В.И, Мошков А.В. О напряженности поля на поверхности Земли от источника очень низкой частоты, расположенного в ионосфере. *Радиотехника и электроника*. 1987. Т.32. №5. С.913-921.
11. Аксенов В.И., Мошков А.В. Трехмерные лучевые траектории электромагнитных волн низкой частоты в магнитосфере Земли. *Космические исследования*. 1981. Т.9. №6. С.876-883.

12. Budden K.G. *Radio Waves in the Ionosphere*. Cambridge: University Press. 1961. 542 p.
13. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Численное моделирование прохождения волн очень низкой частоты через магнитоактивную плоскостойкую плазму нижней ионосферы Земли. *Радиотехника и электроника*. 2020. Т.65. №5. С.434-441. <https://doi.org/10.31857/S0033849420050101>
14. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К., Легенька А.Д., Соболева Т.Н. *Эмпирические модели среднеширотной ионосферы*. Москва, Наука. 1981. 256 с.
15. Мошков А.В. Оценка величины напряженности поля низкочастотного ионосферного источника вблизи главного максимума распределения на поверхности земли. *Радиотехника и электроника*. 2009. Т.54. №12. С.1436-1442.

**Для цитирования:**

Мошков А.В. Численное моделирование наземного распределения напряженности поля бортового низкочастотного передатчика в ионосфере. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2021. №6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.6.13>