11

Влияние ионосферы на возбуждение электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в ближней зоне

© Е.Д. Терещенко,[1] П.Е. Терещенко,[1,2] А.Е. Сидоренко,[1] В.Ф. Григорьев,[1] А.А. Жамалетдинов[2]

[1] Полярный геофизический институт,
183010 Мурманск, Россия
[2] Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
199034 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: tereshchenko@gmail.com

(Поступило в Редакцию 3 августа 2017 г.)

Рассмотрен вопрос о возбуждении электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в ближней зоне в волноводе Земля–ионосфера. Экспериментальные исследования показали наличие вариаций амплитуды поля в нижней части КНЧ диапазона и на более низких частотах в различных геофизических условиях при отсутствии вариаций в диапазоне СНЧ. Для оценки факторов, обусловливающих эту особенность поведения поля, предложены теоретические расчеты, показывающие, что при низкой проводимости земли влияние ионосферы в ближней зоне может быть заметным.

DOI: 10.21883/JTF.2018.06.46024.2453

Введение

Применение наземных контролируемых источников электромагнитных полей КНЧ (3–30 Hz) и СНЧ (30–300 Hz) диапазонов имеет перспективы для организации связи на больших расстояниях, глубинного зондирования земли, сейсмического мониторинга и дистанционного контроля состояния ионосферы. Положительные отличительные особенности низкочастотных волн заключаются в крайне малом затухании с расстоянием при распространении в волноводе Земля–ионосфера и в глубоком проникновении в подстилающую среду.

Во многих задачах зондирования природных сред для интерпретации результатов проводить измерения поля необходимо на достаточном удалении от источника. В непосредственной близости от наземного горизонтального источника электромагнитное поле слабо зависит от проводимости земли и ионосферы. Для применения импедансных методов зондирования земли требуется расстояние не менее 5–7 скин-слоев, а для установления характерной зависимости поля от геометрических и электрических параметров волновода Земля–ионосфера необходима дистанция более трех высот эффективного волновода h.

Промежуточной области малых расстояний от источника $(0.5-2h)$ в работах по КНЧ и СНЧ диапазонам уделено крайне мало внимания. Существующие теоретические представления и некоторые численные оценки [1] сводятся в основном к тому, что в этой области зависимость поля от проводимости ионосферы пренебрежимо мала, а обратная высота волновода начинает играть роль множителя в выражениях для амплитуды полей лишь дальше нескольких десятков километров от источника. Зачастую влиянием ионосферы на таких малых расстояниях от источника пренебрегают [2]. Экспериментальные работы в этой области частот и расстояний немногочисленны [3,4], при этом полученные результаты не полностью согласуются с существующими представлениями на частотах ниже 10 Hz, в частности, наблюдаются вариации амплитуды поля в разные времена года и в различное время суток.

В настоящей работе мы представляем результаты измерений, проведенных в ходе эксперимента FENICS-2014, проходившего на Кольском п-ве в 2014 г. [5], в котором в отличие от ранее выполненных экспериментов использовался более мощный передатчик, что позволило исключить влияние как внешних, так и внутренних шумов. В качестве теоретической основы для интерпретации предложено новое решение задачи о возбуждении магнитного поля в плоском волноводе горизонтальной заземленной антенной в строгой электродинамической постановке.

Описание и результаты эксперимента

Международный комплексный эксперимент FENICS-2014 был проведен в августе–сентябре 2014 г. Осуществлялась серия сеансов генерации электромагнитного поля в диапазоне 10^{-2}–200 Hz. В первой половине эксперимента использовалась антенна субширотного направления ($L1$), а во второй — субмеридионального ($L2$) (рис. 1). Длина каждой антенны составляет около 100 km. Генерация производилась ежедневно с 01:00 до 05:00 по местному времени на 14 частотах продолжительностью 10–15 min на каждой частоте.

Рассмотрим результаты измерений магнитного поля субширотной антенны, которые были получены в обсерватории ПГИ в п. Ловозеро (рис. 1) 23–29 августа

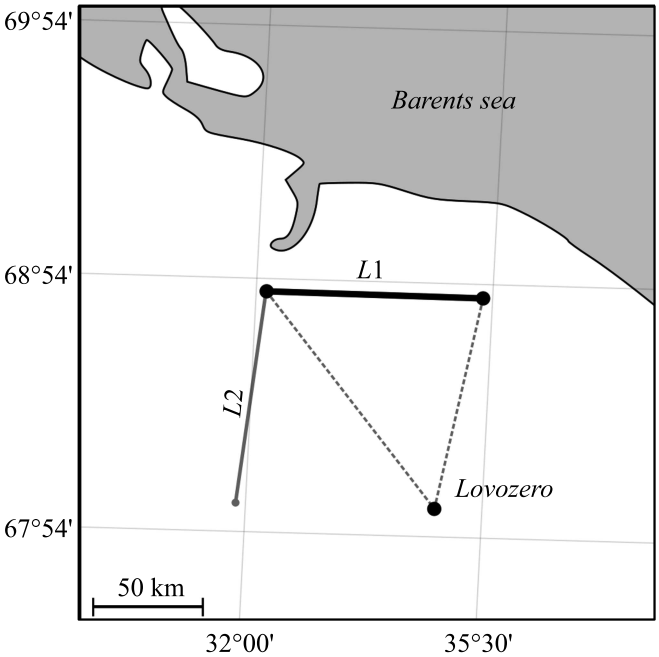

Рис. 1. Карта-схема эксперимента.

2014 г. Расстояния от точки измерений до концов антенны составляли 125 и 100 km.

Регистрация сигналов производилась при помощи трехкомпонентного индукционного магнитометра, имеющего два ортогональных горизонтальных датчика и один вертикальный. Горизонтальные датчики ориентировались по стрелке буссоли в направлениях С–Ю ($H_{\text{N–S}}$) и З–В ($H_{\text{W–E}}$). Магнитное склонение — восточное, 12°. Сила тока в передающей антенне регистрировалась цифровой системой сбора данных. Частота дискретизации составляла 512 Hz. По окончании эксперимента была проведена обработка полученных данных и выполнена нормировка амплитуды магнитного поля на силу тока в антенне.

Результаты измерений в диапазоне 0.4–100 Hz показаны на рис. 2. Как можно видеть, амплитуда поля в диапазоне частот 10–100 Hz в течение всего эксперимента оставалась постоянной, а на частотах ниже 10 Hz средний уровень поля в некоторые дни заметно менялся. Эти колебания амплитуды не могут быть связаны с влиянием случайных шумов — по результатам измерений сигнал превышал шум на два порядка, поэтому измерялся с точностью, многократно превышающей суточные вариации.

Такую же особенность поведения поля мы наблюдали и в предыдущих экспериментах, которые проводились в различные времена года и в разное время суток [3,4].

Для объяснения обнаруженной особенности поведения КНЧ поля необходимо рассмотреть его связь с параметрами нижней ионосферы в области расстояний от источника в пределах одной-двух высот эффективного волновода. С этой целью приведем решение задачи о возбуждении КНЧ–СНЧ поля горизонтальной заземленной антенной с учетом наличия ионосферы, полученное при строгой электродинамической постановке, и выполним сопоставление результатов с экспериментальными наблюдениями.

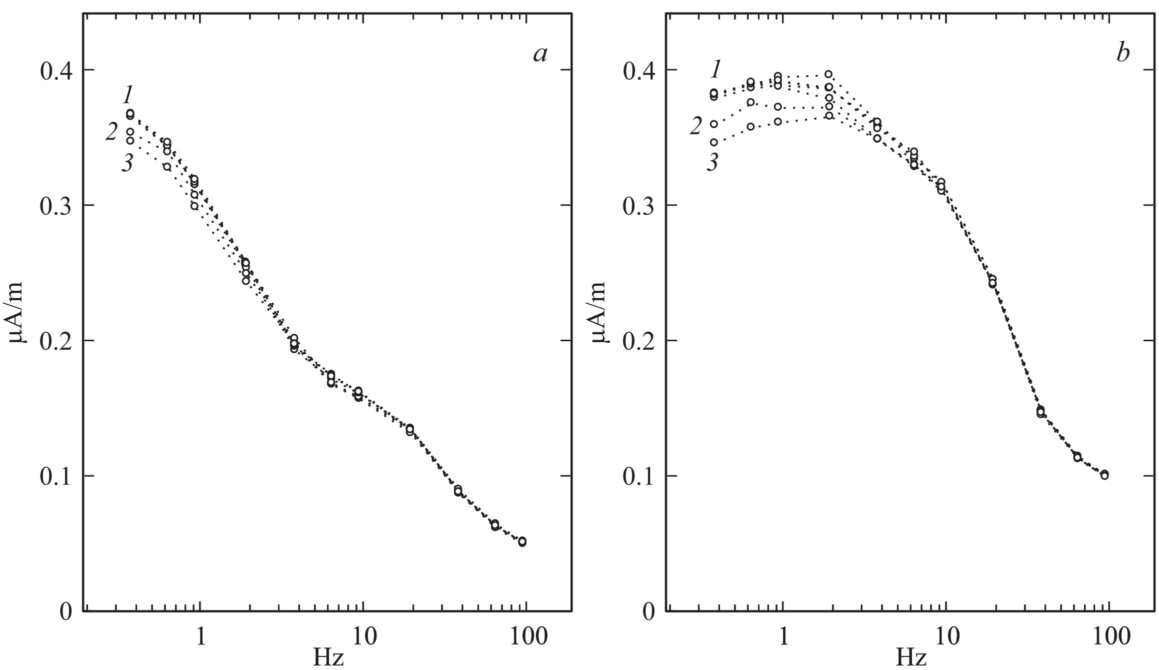

Рис. 2. Зависимость амплитуды магнитного поля от частоты при силе тока в передающей антенне 1 A в сеансах 23–29 августа 2014 г. (обс. Ловозеро) — компоненты $H_{\text{W–E}}$ (a) и $H_{\text{N–S}}$ (b). Обозначения кривых: *1* — измерения 23–27.08.2014 г., *2* — 28.08.2014 г., *3* — 29.08.2014 г.

Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов

Рассмотрим возбуждение плоского волновода горизонтальной заземленной антенной. Определим поле в трехслойной среде (рис. 3), формируемое горизонтальным излучателем длиной $2L$, питаемым током с гармонической зависимостью от времени $\exp(-i\omega t)$ и находящимся на границе раздела $z = 0$.

При этом будем считать проводимость земли σ_{-1} и ионосферы σ_1 постоянными и изотропными.

Систему координат выберем следующим образом: начало декартовых координат поместим в середину антенны, ось z направим вверх, ось x — вдоль антенны, а y — поперек антенны. Расстояние до точки наблюдения обозначим R, а расстояния на плоскости $(x, y, 0)$ обозначим ρ — от центра и ρ_η — от произвольной точки антенны.

Среду в области $0 \leqslant z \leqslant h$ считаем практически непроводящей ($\sigma = +0$, при этом наличие знака „+“ у нуля указывает на небольшое поглощение) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0 \approx 10^{-9}/(36\pi)$ F/m и магнитной проницаемостью $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. Предполагаем, что в области $z < 0$ имеем электромагнитные параметры $\varepsilon_{-1}, \mu_0, \sigma_{-1}$, а при $z \geqslant h$ — параметры $\varepsilon_1, \mu_0, \sigma_1$.

Задача о возбуждении электромагнитного поля сторонним током $\mathbf{J}$ сводится к решению уравнений Гельмгольца для электрического вектора-потенциала $\mathbf{A}$ с соответствующими граничными условиями [1,2]. В дальнейшем удобно использовать уравнения для комплексных амплитуд соответствующих компонент ($\mathbf{A} \to \mathbf{A}\exp(-i\omega t)$, $\mathbf{E} \to \mathbf{E}\exp(-i\omega t)$, $\mathbf{H} \to \mathbf{H}\exp(-i\omega t)$, где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — электрическое и магнитное поля).

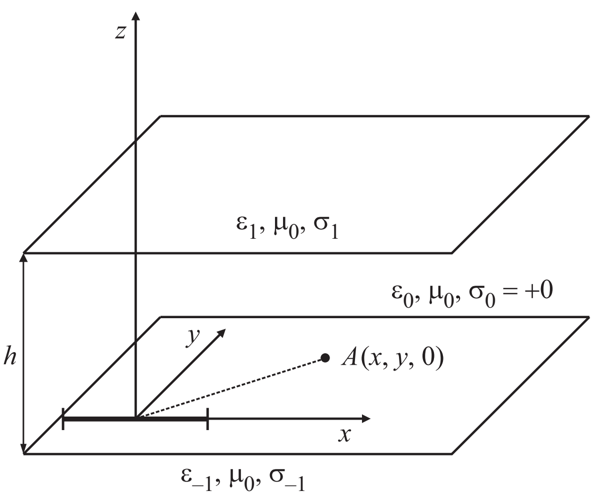

Рис. 3. Геометрическая схема задачи. Земля — $z < 0$, воздух — $0 \leqslant z \leqslant h$, ионосфера — $z > h$.

Принимая во внимание, что источник направлен вдоль оси x (рис. 3), представим $\mathbf{A}$ в виде двух составляющих

$$\mathbf{A}^{(j)} = A_x^{(j)}\mathbf{e}_x + A_z^{(j)}\mathbf{e}_z, \tag{1}$$

где значок $j = -1, 0, 1$ указывает на среду, а $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_z$ — орты, направленные вдоль осей x и z соответственно.

Дальнейший шаг — это получение решения системы уравнений

$$\nabla^2\mathbf{A}^{(j)} + k_j^2\mathbf{A}^{(j)} = -\mathbf{J}, \ \ j = -1, 0, 1 \tag{2}$$

с граничными условиями

$$\mathbf{A}^{(1)}|_{z=h} = \mathbf{A}^{(0)}|_{z=h}, \quad \mathbf{A}^{(-1)}|_{z=0} = \mathbf{A}^{(0)}|_{z=0},$$

$$\frac{\partial}{\partial z}A_x^{(1)}|_{z=h} = \frac{\partial}{\partial z}A_x^{(0)}|_{z=h}, \quad \frac{\partial}{\partial z}A_x^{(0)}|_{z=0} = \frac{\partial}{\partial z}A_x^{(-1)}|_{z=0},$$

$$\frac{1}{k_1^2}\operatorname{div}\mathbf{A}^{(1)}|_{z=h} = \frac{1}{k_0^2}\operatorname{div}\mathbf{A}^{(0)}|_{z=h},$$

$$\frac{1}{k_0^2}\operatorname{div}\mathbf{A}^{(0)}|_{z=0} = \frac{1}{k_{-1}^2}\operatorname{div}\mathbf{A}^{(-1)}|_{z=0}. \tag{3}$$

Кроме того, для исключения волн, приходящих из бесконечности, в силу поглощения в среде, требуем

$$\mathbf{A}^{(1)}\big|_{R\to\infty} = 0, \quad \mathbf{A}^{(-1)}\big|_{R\to\infty} = 0.$$

Волновые числа k_j, входящие в уравнения (2) и (3), определяются выражением

$$k_j = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_0} + i\frac{\sigma_j}{\omega\varepsilon_0}} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\tilde{\varepsilon}'_j}, \ \ j = -1, 0, 1, \tag{4}$$

где c — скорость света.

В качестве первого шага найдем решение системы (2) с граничными условиями (3) для точечного заземленного горизонтального источника, расположенного в начале координат.

Для этого случая

$$\mathbf{J}^{(0)} = J\Delta_x\delta(x)\delta(y)\delta(z-0)\mathbf{e}_x,$$

$$\mathbf{J}^{(-1)} = J\Delta_x\delta(x)\delta(y)\delta(z+0)\mathbf{e}_y, \tag{5}$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, J — сила тока, $J\Delta_x$ — дипольный момент, Δ_x — длина диполя, стремящаяся к бесконечно малой величине.

Решение системы (2) с граничными условиями (3) удобно строить в цилиндрической системе координат (ρ, ϕ, z) в виде разложения по $\cos\frac{m}{2}\phi$, $m = 0, 1, \ldots$, образующих полную систему на промежутке $(0, 2\pi)$. Неизвестные функции, зависящие от ρ и z и входящие в разложение, определяются исходя из граничных условий. Опуская промежуточные преобразования и вычисления, можем представить $A_x^{(j)}$ и $A_z^{(j)}$ в следующем виде:

$$A_x^{(1)} = \frac{J\Delta_x}{4\pi}\int_0^\infty \alpha_1 \exp(-\nu_1 z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda,$$

$$A_x^{(0)} = \frac{J\Delta_x}{4\pi}\int_0^\infty \left[\left(\frac{\lambda}{\nu_0} + \alpha_0\right)\exp(-\nu_0 z)\right.$$

$$\left. + \beta_0 \exp(\nu_0 z)\right] \mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda,$$

$$A_x^{(-1)} = \frac{J\Delta_x}{4\pi}\int_0^\infty \left(\frac{\lambda}{\nu_{-1}} + \beta_{-1}\right)\exp(\nu_{-1}z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda. \quad (6)$$

Подобные выражения имеем и для $A_z^{(j)}$:

$$A_z^{(1)} = -\frac{J\Delta_x}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \eta_1 \exp(-\nu_1 z)\frac{\mathrm{J}_0(\lambda\rho)}{\lambda}\,d\lambda,$$

$$A_z^{(0)} = -\frac{J\Delta_x}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \big(\eta_0 \exp(-\nu_0 z) + \gamma_0 \exp(\nu_0 z)\big)\frac{\mathrm{J}_0(\lambda\rho)}{\lambda}d\lambda,$$

$$A_z^{(-1)} = -\frac{J\Delta_x}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \gamma_{-1}\exp(\nu_{-1}z)\,\frac{\mathrm{J}_0(\lambda\rho)}{\lambda}\,d\lambda, \quad (7)$$

где

$$\sqrt{k_j^2 - \lambda^2} = i\sqrt{\varkappa_j^2 + \lambda^2} \equiv i\nu_j,\ \ \varkappa_j = -ik_j. \quad (8)$$

Так как в процессе вычислений фиксировали ветвь корня таким образом, что $\mathrm{Im}(\sqrt{k_j^2 - \lambda^2}) > 0$, то $\mathrm{Re}(\nu_j) > 0$.

Система уравнений для неизвестных $\alpha_j, \beta_j, \eta_j$ и γ_j получается в результате использования уравнений (3). Граничные условия при $z = h$ дают следующую систему уравнений:

$$\alpha_1 \exp(-\nu_1 h) - \alpha_0 \exp(-\nu_0 h) - \beta_0 \exp(\nu_0 h) =$$

$$= \frac{\lambda}{\nu_0}\exp(-\nu_0 h),$$

$$\eta_1 \exp(-\nu_1 h) - \eta_0 \exp(-\nu_0 h) - \gamma_0 \exp(\nu_0 h) = 0,$$

$$-\alpha_1\nu_1 \exp(-\nu_1 h) + \alpha_0\nu_0 \exp(-\upsilon_0 h) - \beta_0\nu_0 \exp(\nu_0 h) =$$

$$= -\lambda \exp(-\nu_0 h),$$

$$\eta_1\nu_1 k_0^2 \exp(-\nu_1 h) - \eta_0\nu_0 k_1^2 \exp(-\nu_0 h)$$

$$+ \gamma_0\nu_0 k_1^2 \exp(\nu_0 h) = \lambda\left[k_1^2\left(\left(\frac{\lambda}{\nu_0} + \alpha_0\right)\exp(-\nu_0 h)\right.\right.$$

$$\left.\left. + \beta_0 \exp(\nu_0 h)\right) - \alpha_1 k_0^2 \exp(-\nu_1 h)\right], \quad (9)$$

а при $z = 0$

$$\alpha_0 + \beta_0 - \beta_{-1} = \lambda\frac{\nu_0 - \nu_{-1}}{\nu_0\nu_{-1}},$$

$$\alpha_0 - \beta_0 + \beta_{-1}\frac{\nu_{-1}}{\nu_0} = 0,$$

$$\eta_0 + \gamma_0 - \gamma_{-1} = 0,$$

$$\eta_0\nu_0 k_{-1}^2 + \gamma_{-1}\nu_{-1}k_0^2 = \lambda\left[k_0^2\left(\frac{\lambda}{\nu_{-1}} + \beta_{-1}\right)\right.$$

$$\left. - k_{-1}^2\left(\frac{\lambda}{\nu_0} + \alpha_0\right)\right]. \quad (10)$$

Совместное решение (9) и (10) позволяет определить коэффициенты, входящие в выражение (6). Для того, чтобы иметь представление о структуре коэффициентов, используемых в дальнейшем, приведем выражения для α_0 и β_0:

$$\alpha_0 = \frac{\lambda(\nu_0 - \nu_1)}{\nu_0}$$

$$\times \frac{(\nu_0 + \nu_1) + (\nu_0 - \nu_1)\exp(-2\nu_0 h)}{(\nu_0 + \nu_{-1})(\nu_0 + \nu_1) - (\nu_0 - \nu_{-1})(\nu_0 - \nu_1)\exp(-2\nu_0 h)},$$

$$\beta_0 = \frac{2\lambda(\nu_0 - \nu_1)\exp(-2\nu_0 h)}{(\nu_0 + \nu_{-1})(\nu_0 + \nu_1) - (\nu_0 - \nu_{-1})(\nu_0 - \nu_1)\exp(-2\nu_0 h)}. \quad (11)$$

Имея результаты вычислений для вектора-потенциала, можно определить электромагнитное поле. Чтобы не усложнять расчетов, рассмотрим составляющую магнитного поля H_x. Используя связь полей с вектором-потенциалом $\mathbf{H}^{(-1)} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}^{(-1)}$, можно получить

$$H_x^{(-1)} = \frac{\partial}{\partial y}A_z^{(-1)}. \quad (12)$$

Подставляя выражения для $A_x^{(-1)}$ и $A_z^{(-1)}$ из (6) и (7), находим

$$H_x^{(-1)} = -\frac{J\Delta_x}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\int_0^\infty \frac{\gamma_{-1}}{\lambda}\exp(\nu_{-1}z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda.$$

Выразив коэффициенты β_{-1}, γ_{-1} через $\alpha_0, \beta_0, \eta_0$ и γ_0 с помощью (9) и (10), получим

$$H_x^{(-1)} = -\frac{J\Delta_x}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\int_0^\infty \frac{\eta_0 + \gamma_0}{\lambda}\,\exp(\nu_{-1}z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda. \quad (13)$$

При возбуждении волн с частотой ниже 300 Hz хорошим приближением при рассмотрении поля является „квазистационарное приближение“ [2,6], в рамках которого полагают $\varkappa_0 \to 0$. Воспользуемся условием $\varkappa_0 = 0$. Тогда из систем уравнений (9) и (10) следует

$$\eta_0\big|_{\varkappa_0=0} = -(1 + \alpha_0)\big|_{\varkappa_0=0}, \gamma_0\big|_{\varkappa_0=0} = \beta_0\big|_{\varkappa_0=0}. \quad (14)$$

Подставляя эти значения в (13), имеем

$$H_x^{(-1)}\big|_{\varkappa_0\to 0} = \frac{J\Delta_x}{4\pi\varkappa_{-1}}\frac{\partial}{\partial x}$$

$$\times\frac{\partial}{\partial y}\left[\int_0^\infty \frac{2\varkappa_{-1}}{\lambda + \nu_{-1}}\exp(\nu_{-1}z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda\right.$$

$$\left. + 2\int_0^\infty \frac{\nu_{-1}}{\varkappa_{-1}}\,f(\lambda, \varkappa_{-1}, \varkappa_1, h)\exp(\nu_{-1}z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda\right], \quad (15)$$

где

$$f\,(\lambda, \varkappa_{-1}, \varkappa_1, h) =$$

$$= \frac{2(\lambda - \nu_{-1})(\lambda - \nu_1)\exp(-2\lambda h)}{(\lambda + \nu_{-1})(\lambda + \nu_1) - (\lambda - \nu_{-1})(\lambda - \nu_1)\exp(-2\lambda h)}.$$

Формула (15) представляет поле в виде суммы поля в двуслойной среде и дополнения, отражающего влияние ионосферы. При $h \to \infty$, т. е. при отсутствии ионосферы, второе слагаемое в скобках стремится к нулю.

Первое слагаемое в скобках несложно вычислить, используя два интеграла Ватсона [7]:

$$\int_0^\infty \frac{\exp(\nu_{-1}z)}{\nu_{-1}}\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho) = \frac{\exp(-\varkappa_{-1}R)}{R} = \frac{\exp(ik_{-1}R)}{R},$$

$$\int_0^\infty \frac{\exp(\nu_{-1}z)}{\nu_{-1}}\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho) = \mathrm{I}_0(r_+)\,\mathrm{K}_0(r_-), \qquad (16)$$

где

$$R = \sqrt{\rho^2 + z^2}, \quad r_+ = \varkappa_{-1}\frac{R+z}{2}, \quad r_- = \varkappa_{-1}\frac{R-z}{2},$$

а $\mathrm{I}_0(r_+)$ и $\mathrm{K}_0(r_-)$ — модифицированные функции Бесселя.

В результате получим

$$H_x^{(-1)}\big|_{\varkappa_0\to 0} = -\frac{J\Delta_x}{4\pi\varkappa_{-1}}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{1}{\varkappa_{-1}}\frac{\partial}{\partial z}\right.$$

$$\times\frac{\exp(\varkappa_{-1}R)}{R} - \frac{1}{\varkappa_{-1}}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\mathrm{I}_0(r_+)\,\mathrm{K}_0(r_-)$$

$$\left. - 2\int_0^\infty \frac{\nu_{-1}}{\varkappa_{-1}} f\,(\lambda, \varkappa_{-1}, \varkappa_1, h)\exp(\nu_{-1}z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda\right]. \quad (17)$$

Отсюда следует выражение для поля на границе раздела $z = 0$:

$$H_x^{(-1)}\big|_{\varkappa_0\to 0, z\to 0} = \frac{J\Delta_x}{4\pi\varkappa_{-1}}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\left(\varkappa_{-1}\left[\mathrm{I}_0\left(\rho\frac{\varkappa_{-1}}{2}\right)\right.\right.$$

$$\left.\times\,\mathrm{K}_0\left(\rho\frac{\varkappa_{-1}}{2}\right) + \mathrm{I}_1\left(\rho\frac{\varkappa_{-1}}{2}\right)\mathrm{K}_1\left(\rho\frac{\varkappa_{-1}}{2}\right)\right]$$

$$\left. + 2\int_0^\infty \frac{\nu_{-1}}{\varkappa_{-1}} f\,(\lambda, \varkappa_{-1}, \varkappa_1, h)\exp(\nu_{-1}z)\,\mathrm{J}_0(\lambda\rho)d\lambda\right)\Big|_{z\to 0}.$$

Принимая во внимание, что

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial\rho}{\partial y}\frac{\partial}{\partial\rho} = \frac{y}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho},$$

находим

$$H_x^{(-1)}\big|_{\varkappa_0\to 0, z\to 0} = -\frac{J\Delta_x}{2\pi\varkappa_{-1}}\frac{\partial}{\partial x}\frac{y}{\rho}\left[\frac{\varkappa_{-1}}{\rho}\,\mathrm{I}_1\left(\rho\frac{\varkappa_{-1}}{2}\right)\right.$$

$$\left.\times\,\mathrm{K}_1\left(\rho\frac{\varkappa_{-1}}{2}\right) + \int_0^\infty \frac{\nu_{-1}}{\varkappa_{-1}}\, f\,(\lambda, \varkappa_{-1}, \varkappa_1, h)\,\mathrm{J}_1(\lambda\rho)\lambda d\lambda\right].$$

Введем новую переменную интегрирования $s = \lambda\rho$ и обозначим

$$\rho\varkappa_j = (1-i)\rho\sqrt{\pi f\mu_0\sigma_j} \equiv (1-i)D_j, \quad j = \pm 1.$$

Нетрудно заметить, что D_j — это отношение расстояния до точки наблюдения к толщине скин-слоя в среде. Таким образом, в новых переменных будем иметь следующие выражения для поля:

$$H_x^{(-1)}\big|_{\varkappa_0\to 0, z\to 0} = -\frac{J\Delta_x}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x}\frac{y}{\rho^2}\frac{F_H(\rho)}{(1-i)D_{-1}}, \qquad (18)$$

где

$$F_H(\rho) = (1-i)D_{-1}\,\mathrm{I}_1\left(D_{-1}\frac{1-i}{2}\right)\mathrm{K}_1\left(D_{-1}\frac{1-i}{2}\right)$$

$$+ \int_0^\infty \sqrt{1 - \frac{s^2}{2iD_{-1}^2}}\,\tilde f(s)\,\mathrm{J}_1(s)ds,$$

$$\tilde f(s) =$$

$$= \frac{2s(s - \sqrt{s^2 - 2iD_{-1}^2})(s - \sqrt{s^2 - 2iD_1^2})\exp(-2sh/\rho)}{(s + \sqrt{s^2 - 2iD_{-1}^2})(s + \sqrt{s^2 - 2iD_1^2}) - (s - \sqrt{s^2 - 2iD_{-1}^2})(s - \sqrt{s^2 - 2iD_1^2})\exp(-2sh/\rho)}.$$

Формула (18) описывает поле горизонтального заземленного диполя. Поле линейной антенны определяется суммой полей, излучаемых источниками, относящимися к антенне. Обозначим $\mathbf{H}^{(-1)}(\rho, z)$ магнитное поле, возбуждаемое линейной антенной в нижнем полупространстве, тогда

$$\mathbf{H}^{(-1)}(\rho, z = 0) = \sum \mathbf{H}^{(-1)}(\rho, z \to 0),$$

т. е. равно сумме полей источников, находящихся в точке η на антенне (рис. 3). Устремляя Δ_x к нулю, суммирование в формуле можно заменить на интегрирование по η, тогда $J\Delta_x \to Jd\eta$. В результате получим

$$\mathscr{H}_x^{(-1)}(\rho, 0) = \int_{-L}^{L} H_x^{(-1)}(\rho_\eta, z \to 0)\big|_{J\Delta_x\to I}d\eta,$$

где $\rho_\eta = \sqrt{(x-\eta)^2 + y^2}$.

Для интегрирования необходимо подставить выражение для поля диполя, находящегося не в начале координат, а в точке $x = \eta$. С этой целью произведем замену в выражении (18) для магнитного поля $x \to x - \eta$, $\rho \to \rho_\eta$ и $\partial/\partial x = -\partial/\partial\eta$.

Тогда, выполнив интегрирование по η, получим

$$\mathscr{H}_x^{(-1)}(\rho, 0) = \frac{I}{2\pi}\frac{y}{\rho^2}\frac{F_H(\rho_\eta)}{(1-i)D_{-1}}\Big|_{-L}^{L}. \qquad (19)$$

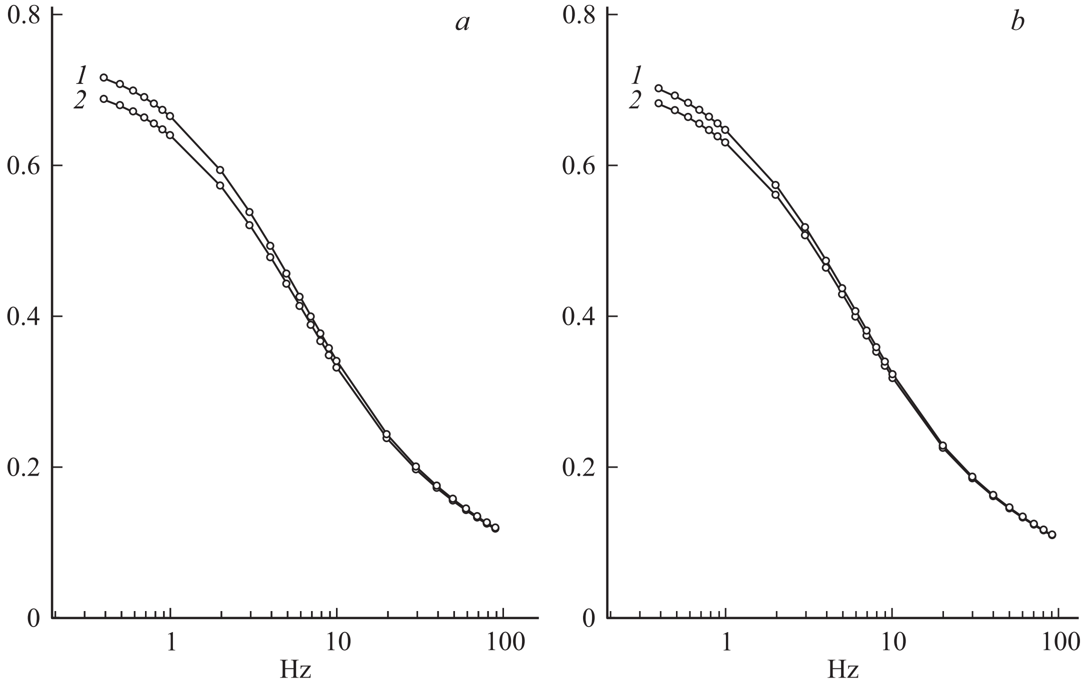

Рис. 4. Расчетные значения F_h/D_{-1} при высотах ионосферы $h = 70$ km (a) и 85 km (b) и проводимостях $\sigma_1 = 10^{-4}$ Sm/m (кривые *1*) и $5 \cdot 10^{-4}$ Sm/m (кривые *2*).

Таким образом, связь амплитуды поля с условиями внешней среды определяется множителем F_H/D_{-1}, зависящим от σ_{-1}, σ_1, и h. На рис. 4 приведены графики этой величины для частот 0.4–100 Hz для значений параметров $\sigma_1 = 10^{-4}$, $5 \cdot 10^{-4}$ Sm/m и $h = 70$ и 85 km. Координаты точки, для которой выполнен расчет, соответствуют условиям рассматриваемого экперимента, а проводимость земли σ_{-1} принималась равной 10^{-5} Sm/m, что характерно для Кольского п-ва.

Как следует из графиков, изменения высоты ионосферы влияют на общий уровень амплитуды во всем диапазоне, в то время как вариации эффективной проводимости изменяют амплитуду лишь в некоторой области частот, не превышающей 10 Hz. Такой же характер имеют и вариации амплитуды в различные дни наблюдений во время эксперимента (рис. 2).

Выводы

Предложенное в работе решение задачи о поле горизонтального диполя в трехслойной среде позволяет связать наблюдаемые в экспериментах в КНЧ диапазоне вариации амплитуды магнитного поля контролируемого источника на расстояниях 1–2 высот эффективного волновода с изменениями проводимости ионосферы в различных геофизических условиях. По данным ближайшей обсерватории Лопарская (Мурманская обл.) K-индекс геомагнитной активности в часы наблюдений 23–27 августа колебался в пределах от нуля до единицы, а 28–29 августа вырос до пяти-шести единиц. Как видно на рис. 4, кривые для спокойных дней практически совпадали друг с другом, а в возмущенный период их уровень понижался. На основании этого можно предположить, что возмущение привело к изменению концентрации электронов и проводимости в ионосфере.

Таким образом, экспериментально обнаружено и теоретически показано, что в области, не превышающей 1–2 высот волновода, имеется заметное влияние ионосферы на амплитуду электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот. Предложенный в работе расчет поля справедлив и на больших расстояниях — до 2000 km, где допустимо пренебрежение кривизной волновода Земля-ионосфера. В результате расширяются возможности интерпретации дистанционного зондирования как ионосферы, так и земли с использованием контролируемых наземных источников КНЧ диапазона, а также повышается их информативность.

Список литературы

[1] *Wait J.R.* Electromagnetic Waves in Stratified Media. Elmsford, N.Y.: Pergamon Press, 1970.

[2] *Вешев А.В.* Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. 2-е изд. перераб. и доп. Л.: Недра, 1980. 391 с.

[3] *Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф., Сидоренко А.Е., Миличенко А.Н., Мольков А.В., Собчаков Л.А., Васильев А.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. Вып. 8. С. 471–473.

[4] *Терещенко Е.Д., Григорьев В.Ф., Сидоренко А.Е., Миличенко А.Н., Мольков А.В., Собчаков Л.А., Васильев А.В.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 6. С. 855–856.
[5] *Колобов В.В., Баранник М.Б., Жамалетдинов А.А.* // Труды КНЦ. 2/2015 (28). Вып. 10. С. 52–64.
[6] *Fock V.* Zur Berechnung des elektromagnetischen Wechselstromfeldes bei ebener Begrenzung. Ann. Phys. 1933. Vol. 409. P. 401–420. doi: 10.1002/andp.19334090405
[7] *Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 3. С. 453–457. doi: 10.21883/JTF.2017.03.44254.1917