

Влияние ионосферы и неоднородной структуры Земли на поляризационные характеристики магнитного поля в диапазоне частот 0.2–200 Hz в ближней зоне горизонтальной заземленной антенны

© Е.Д. Терещенко¹, А.Е. Сидоренко¹, П.Е. Терещенко²

¹ Полярный геофизический институт,
183010 Мурманск, Россия

² Санкт-Петербургский филиал ФГБУН „Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова“,
191023 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: tereshchenko@gmail.com

Поступило в Редакцию 8 ноября 2018 г.

В окончательной редакции 8 ноября 2018 г.

Принято к публикации 11 января 2019 г.

Представлены результаты экспериментальных измерений поляризационных характеристик магнитного поля наземного излучателя, расположенного на Кольском полуострове на расстоянии, не превышающем высоту эффективного ионосферного волновода, полученные в ходе комплексного эксперимента FENICS-2014. При существенных изменениях К-индекса геомагнитной активности наблюдались изменения амплитуды поля и ориентации большой оси эллипса поляризации в нижней части частотного диапазона. С учетом ионосферы и двуслойной структуры Земли выполнены расчеты поляризационных характеристик горизонтальной составляющей магнитного поля, подтверждающие наблюдаемую чувствительность крайне низкочастотного и более низкочастотного поля в ближней зоне к состоянию ионосферы при низкой проводимости подстилающей среды. Выполнено сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными. Полученные результаты актуальны в работах, связанных с глубинным зондированием Земли и мониторингом ионосферы с применением наземных контролируемых источников низкочастотного диапазона.

DOI: 10.21883/JTF.2019.07.47805.388-18

Введение

Преимущества использования детерминированных полей контролируемых источников низкочастотного диапазона в задачах зондирования Земли и ионосферы неоспоримы [1–3] и наиболее ярко они проявляются в ближней зоне, где благодаря высокой мощности зондирующих сигналов достигается высокая точность измерений.

В последние годы был проведен ряд экспериментов по генерации и приему электромагнитного поля в диапазоне частот 0.2–200 Hz на расстоянии, меньшем высоты эффективного волновода, в которых наблюдались вариации амплитуды поля, связанные с изменениями геомагнитных условий [3–5]. Также на основе результатов эксперимента 2014 г. [2,3] было представлено теоретическое обоснование влияния ионосферы на амплитуду магнитного поля [3]. При этом в расчетах использовалась модель трехслойной среды: однородная Земля–воздух(вакуум)–ионосфера. Амплитуды компонент — лишь одна из характеристик поля. Более полными являются поляризационные характеристики: интенсивность, ориентация вектора поляризации и коэффициент эллиптичности.

В настоящей работе представлены результаты измерений в диапазоне частот 0.2–200 Hz в эксперименте

2014 г. [3], теоретические расчеты поляризационных характеристик горизонтальной составляющей магнитного поля и их сравнение с экспериментом. В отличие от работы [3], где использовалась однородная модель подстилающей среды, в настоящей работе расчеты выполнены с учетом двуслойной структуры Земли.

Поляризационные характеристики

Для получения более развернутой картины поведения поля как в эксперименте, так и в теоретических расчетах целесообразно перейти от амплитуд и фаз к соответствующим поляризационным характеристикам, которые выражаются через параметры Стокса [6]:

$$I = |H_x|^2 + |H_y|^2, \quad (1)$$

$$Q = |H_x|^2 - |H_y|^2, \quad (2)$$

$$U = 2 \operatorname{Re}(H_x H_y^*), \quad (3)$$

$$V = -2 \operatorname{Im}(H_x H_y^*), \quad (4)$$

$$I_p^2 = Q^2 + U^2 + V^2. \quad (5)$$

Обозначая большую и малую полуоси эллипса поляризации напряженности поля соответственно A и B , угол между главной осью эллипса и осью абсцисс — θ , а

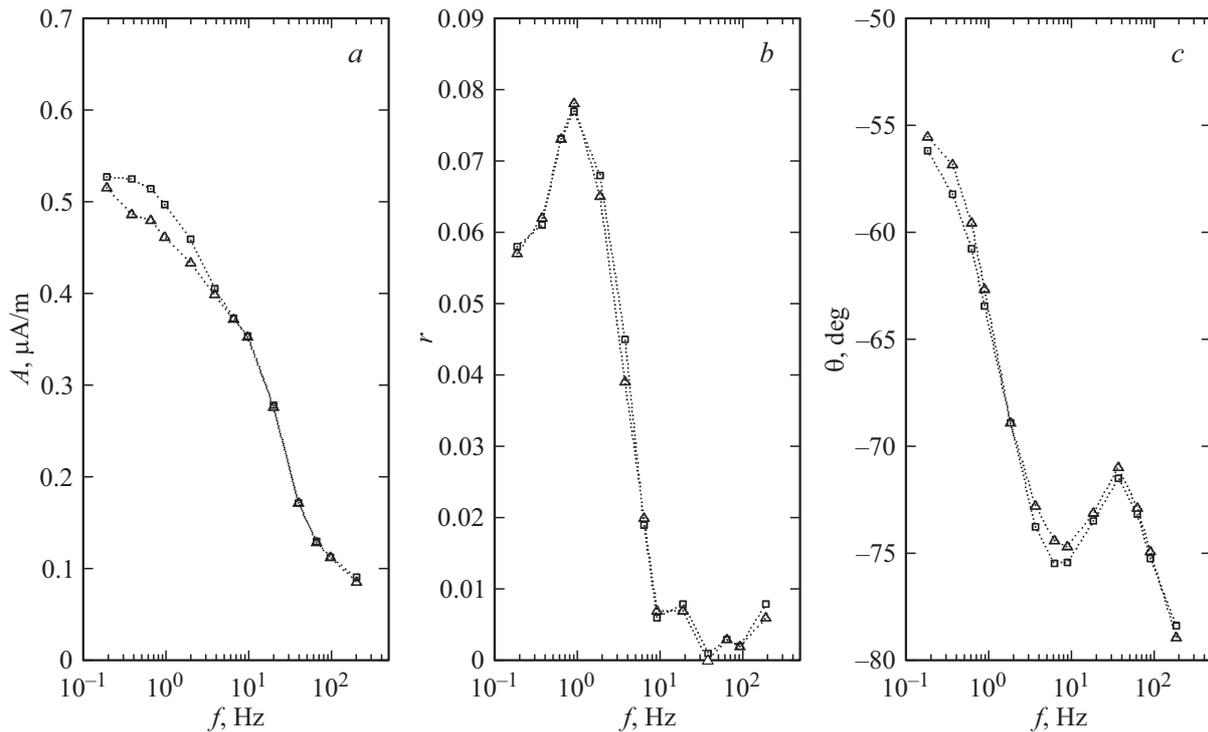


Рис. 1. Поляризационные характеристики измеренного магнитного поля: *a* — большая полуось эллипса поляризации; *b* — коэффициент эллиптичности; *c* — ориентация большой полуоси эллипса в горизонтальной плоскости в системе координат измерителя. Квадраты — данные 23.08.2014 г., треугольники — 29.08.2014 г.

коэффициент эллиптичности — r , получим следующие выражения:

$$A = \sqrt{(I_p + \sqrt{Q^2 + U^2})/2}, \quad B = \sqrt{(I_p - \sqrt{Q^2 + U^2})/2}, \quad (6)$$

$$r = B/A, \quad (7)$$

$$\theta = \arg(Q + iU)/2. \quad (8)$$

Комплексные амплитуды компонент H_x и H_y , входящие в формулы (1)–(4), в случае теоретических расчетов получаются непосредственно из формул для полей, а при анализе экспериментальных данных — в результате цифровой обработки зарегистрированных сигналов, дающей оценки амплитуд и разности фаз между двумя ортогональными компонентами.

Результаты экспериментальных измерений

Условия эксперимента 2014 г., данные которого обсуждаются в настоящей работе, подробно описаны в работах [2,3]. В дополнение опубликованным ранее сведениям приведем данные о геомагнитной обстановке в период измерений (см. таблицу) [7].

Из всего полученного массива данных для анализа выбраны две критические кривые — с максимальными и минимальными значениями амплитуды на частотах ниже 10 Hz, приведенной к току 1 А в передающей антенне,

Значения К-индекса по данным обсерватории „Ловозеро“

Дата	К-индекс 01:00-05:00 MSK	Дата	К-индекс 01:00-05:00 MSK
23.08.2014 г.	00000	27.08.2014 г.	11111
24.08.2014 г.	00000	28.08.2014 г.	55654
25.08.2014 г.	00000	29.08.2014 г.	53025
26.08.2014 г.	00000		

относящимися соответственно к сеансам 23 и 29 августа 2014 г.

Как видно на рис. 1, *a*, вариации интенсивности поля на частотах ниже 10 Hz по датам наблюдения совпадают с периодами, характеризующимися существенно различными значениями К-индекса. Изменения геомагнитной активности при этом сопровождаются изменениями высотного профиля проводимости ионосферы.

В поведении остальных поляризационных параметров (рис. 1, *b, c*) значимых вариаций не наблюдалось. Эллиптичность поля оставалась достаточно малой во всем диапазоне частот, и поле можно считать практически линейно поляризованным. Кроме того, обращает на себя внимание немонотонность изменения угла ориентации эллипса с частотой, и значительный по ширине диапазон принимаемых им значений противоречит ожидаемому

поведению ориентации в предположении горизонтальной однородности подстилающей среды.

Теоретические расчеты

Для интерпретации экспериментальных результатов рассмотрим возбуждение горизонтальным заземленным вибратором плоского волновода Земля–ионосфера. В отличие от предшествующей работы [3] будем считать Землю двуслойной с различной проводимостью слоев. Для решения такой задачи можно применить подход, ранее использованный для однородной Земли [3]. Отличием от прежней схемы будет необходимость удовлетворения дополнительного граничного условия на плоскости, разделяющей две области в Земле. Если ввести декартову систему координат (x, y, z) с центром в середине диполя, осью Ox , направленной вдоль диполя, осью Oy — в перпендикулярном горизонтальном направлении, осью Oz — перпендикулярной границе раздела, то для вектора потенциала $A^{(j)}$, через который находится решение задачи, можно написать следующие представления:

$$\mathbf{A}^{(j)} = A_x^{(j)} \mathbf{e}_x + A_z^{(j)} \mathbf{e}_z, \tag{9}$$

$$A_x^{(j)} = \frac{J\Delta_x}{4\pi} \int_0^\infty \left[\left(\frac{\lambda}{v_0} \delta_{j,0} + \alpha_j \right) \exp(-v_j z) + \left(\frac{\lambda}{v_{-1}} \delta_{j,-1} + \beta_j \right) \exp(v_j z) \right] J_0(\lambda \rho) d\lambda, \tag{10}$$

$$A_z^{(j)} = -\frac{J\Delta_x}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty (\eta_j \exp(-v_j z) + \gamma_j \exp(v_j z)) J_0(\lambda \rho) / \lambda d\lambda, \tag{11}$$

где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ — орты, направленные вдоль осей Ox и Oy ,

$$\delta_{j,l} = \begin{cases} 1, & j = l, \\ 0, & j \neq l, \end{cases}$$

$$iv_j = \sqrt{k_j^2 - \lambda^2} = i\sqrt{\kappa_j^2 + \lambda^2},$$

$\kappa_j = -ik_j$ — волновое число в j -ой среде, $\text{Re } v_j > 0$,

$J\Delta_x$ — момент тока,

$J_0(\lambda \rho)$ — функция Бесселя первого рода,

ρ — расстояние между элементарным диполем и точкой, в которой вычисляется потенциал.

При этом $\beta_1 = \gamma_1 = \alpha_{-2} = \eta_{-2} = 0$.

Так как нас интересует поле на поверхности Земли, ключевыми являются коэффициенты $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ и η_0 . Опуская несложные, но громоздкие вычисления, приведем результат, полученный из граничных условий, для α_0 и β_0 :

$$\alpha_0 = \frac{\lambda}{v_0} \frac{D_d}{D} [(v_0 + v_1) + (v_0 - v_1) \exp(-2v_0 h)], \tag{12}$$

$$\beta_0 = \frac{2\lambda}{D} (v_0 - v_1) [(v_{-1} + v_{-2}) + (v_{-1} - v_{-2}) \times \exp(-2v_{-1} d)] \exp(-2v_0 h). \tag{13}$$

Здесь введены обозначения

$$D = (v_{-1} + v_{-2}) D_h(v_{-1}) + (v_{-1} - v_{-2}) D_h(-v_{-1}) \times \exp(-2v_{-1} d),$$

где

$$D_h(v_{-1}) = (v_0 + v_1)(v_0 + v_{-1}) - (v_0 - v_1)(v_0 - v_{-1}) \times \exp(-2v_0 h),$$

$$D_h(-v_{-1}) = D(v_{-1})|_{v_{-1} \rightarrow -v_{-1}},$$

$$D_d = (v_{-1} + v_{-2})(v_0 - v_{-1}) + (v_{-1} - v_{-2})(v_0 + v_{-1}) \times \exp(-2v_{-1} d),$$

h — высота ионосферы, d — толщина верхнего слоя Земли.

Учитывая, что для диапазонов крайне низких и сверхнизких частот (КНЧ и СНЧ, соответственно) применимо квазистационарное приближение, т.е. возможность предельного перехода $k_0 \rightarrow 0$, не будем приводить громоздких выражений для γ_0 и η_0 , а лишь отметим, что имеют место соотношения

$$\gamma_0|_{k_0 \rightarrow 0} = \beta_0|_{k_0 \rightarrow 0}, \tag{14}$$

$$\eta_0|_{k_0 \rightarrow 0} = -(1 + \alpha_0)|_{k_0 \rightarrow 0}. \tag{15}$$

Магнитное поле $\mathbf{H}^{(j)}$ связано с вектором потенциала следующим выражением:

$$\mathbf{H}^{(j)} = \text{rot } \mathbf{A}^{(j)}. \tag{16}$$

Подставляя в (16) выражения (9)–(11), с учетом (12)–(15) можно получить следующие результаты:

$$H_x^{(0)}|_{k_0 \rightarrow 0} = -\frac{J\Delta_x}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \frac{y}{\rho^2} \frac{F_H}{\rho \kappa_{-1}}, \tag{17}$$

где

$$F_H = (1 - i) D_{-1} I_1 \left(\frac{1 - i}{2} D_{-1} \right) K_1 \left(\frac{1 - i}{2} D_{-1} \right) + \int_0^\infty f(s) J_1(s) ds,$$

$I_1(z)$ и $K_1(z)$ — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода соответственно,

$$D_j = \rho \kappa_j / (1 - i),$$

$$f(s) = 2\sqrt{1 - \frac{s^2}{2iD_{-1}^2}} s(s - \tau_{-1}) \times \frac{(s - \tau_1)(\tau_{-1} + \tau_{-2}) \exp(-2sh/\rho) - (s + \tau_1)(\tau_{-1} - \tau_{-2}) \times \exp(-2\tau_{-1}d/\rho)}{(\tau_{-1} + \tau_{-2})U(\tau_{-1}) + (\tau_{-1} - \tau_{-2})U(-\tau_{-1}) \exp(-2\tau_{-1}d/\rho)},$$

$$\tau_j = \sqrt{s^2 - 2iD_j^2},$$

$$U(\tau_{-1}) = (s + \tau_1)(s + \tau_{-1}) - (s - \tau_1)(s - \tau_{-1}) \exp(-2sh/\rho),$$

$$U(-\tau_{-1}) = U(\tau_{-1})|_{\tau_{-1} \rightarrow -\tau_{-1}}.$$

Для второй компоненты магнитного поля имеем

$$H_y^{(0)}|_{k_0 \rightarrow 0} = \frac{J\Delta_x}{2\pi} \left[\frac{1}{\rho^2} F_{H_y} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{x}{\rho^2} F_{H_x} \right]. \quad (18)$$

Здесь

$$F_{H_x} = \frac{F_H}{(1-i)D_{-1}},$$

$$F_{H_y} = -\frac{i}{4} D_{-1}^2 \left[I_0 \left(\frac{1-i}{2} D_{-1} \right) K_0 \left(\frac{1-i}{2} D_{-1} \right) - I_2 \left(\frac{1-i}{2} D_{-1} \right) K_2 \left(\frac{1-i}{2} D_{-1} \right) \right] - \frac{1}{(1-i)D_{-1}} \times \int_0^\infty s f(s) J_0(s) ds.$$

Нетрудно заметить, что в формулах (17) и (18) легко выполняется предельный переход к более простым задачам: при отсутствии ионосферы как для однородной, так и двуслойной Земли, также для волновода с ионосферой и однородной Землей.

Для перехода к задаче возбуждения волновода линейной антенной нужно выполнить интегрирование (17) и (18) по длине антенны, что дает нам следующие итоговые формулы для расчета горизонтальных компонент поля:

$$\mathcal{H}_x(\rho, 0) = \frac{I_y}{2\pi} \left[\frac{F_H(\rho_\eta)}{(1-i)\rho_\eta^2 D_{-1}} \right]_{\eta=-L}^{\eta=L}, \quad (19)$$

$$\mathcal{H}_y(\rho, 0) = \frac{I}{2\pi} \left[\int_{-L}^L \frac{1}{\rho_\eta^2} F_{H_y}(\rho_\eta) d\eta - \frac{x-\eta}{\rho_\eta^2} F_{H_x}(\rho_\eta) \right]_{\eta=-L}^{\eta=L}. \quad (20)$$

Полученные формулы позволяют выполнять расчеты комплексных амплитуд горизонтальных компонент поля линейной антенны в волноводе, ограниченном однородной ионосферой и двуслойной Землей. Исходя из них, несложно получить значения соответствующих поляризационных характеристик и выполнить сопоставление с экспериментальными данными.

Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов

Рассмотрим результаты расчетов поляризационных характеристик поля по формулам предыдущего раздела и сравним их со значениями, полученными в ходе эксперимента в спокойных геомагнитных условиях (23.08.2014) и при магнитном возмущении (29.08.2014).

Начнем с наиболее простого случая, рассматривая и Землю, и ионосферу как однородные среды. Проводимость Земли в расчетах была принята равной $6.0 \cdot 10^{-5}$ S/m, а для ионосферы были рассмотрены два различных случая, моделирующих различные геомагнитные условия с отличающимися значениями проводимости. Высота ионосферы в обоих случаях задавалась равной 75 km.

Результаты приведены на рис. 2, где экспериментальные точки обозначены маркерами, а теоретические — кривыми (с проводимостью ионосферы 10^{-2} S/m — сплошные, 10^{-4} S/m — пунктирные).

Прежде всего, на этих рисунках особо отметим заметную реакцию расчетных поляризационных параметров на изменение проводимости ионосферы. При этом вариации значений наблюдаются в основном на частотах ниже 5 Hz и имеют величину, сопоставимую с вариациями в эксперименте.

Основные особенности уровня и формы кривой амплитуды поля определяются проводимостью подстилающей среды. Как можно видеть на рисунке, хорошее совпадение по амплитуде расчетного и измеренного полей при выбранной модели обеспечивается только на частотах выше 10 Hz. На более низких частотах расчеты дают завышенные до 50% значения, и это свидетельствует о возрастании проводимости Земли на глубинах свыше 10–15 km по сравнению с приповерхностными слоями.

Эллиптичность поля достаточно мала и не превышает 0.08. Расчетный ход кривой дирекционного угла качественно сходен с экспериментальным, но близок к нему только при усреднении по рабочему диапазону частот. При этом разброс теоретических значений заметно меньше наблюдаемого в эксперименте.

Таким образом, существенные отличия расчетов от экспериментальных данных по амплитуде горизонтальной компоненты магнитного поля на частотах ниже 10 Hz показывают непригодность однородной модели подстилающей среды. Чтобы преодолеть этот недостаток, рассмотрим случай двуслойной Земли с более проводящей подложкой, точнее описывающей реальную глубинную структуру Земли на Кольском полуострове [8].

Проведенные вычисления показали, что примером подходящей для этого модели является двуслойная среда с верхним слоем с проводимостью $\sigma_1 = 6 \cdot 10^{-5}$ S/m и толщиной $d = 20$ km, лежащем на более проводящем основании с проводимостью $\sigma_2 = 10^{-2}$ S/m. Результаты расчетов поляризационных характеристик с двуслойной

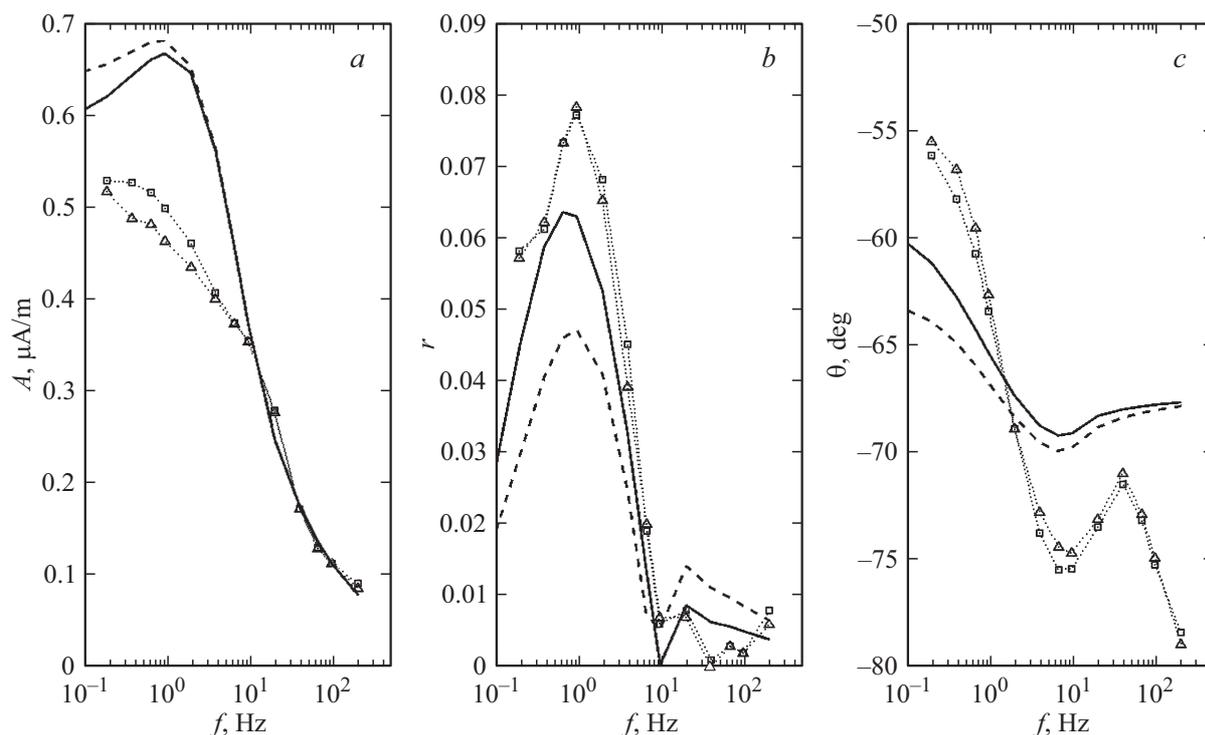


Рис. 2. Теоретические кривые поляризационных параметров, рассчитанные при однородной модели подстилающей среды (сплошные кривые — с проводимостью ионосферы 10^{-2} S/m, пунктирные — 10^{-4} S/m), в сопоставлении с экспериментальными данными (рис. 1).

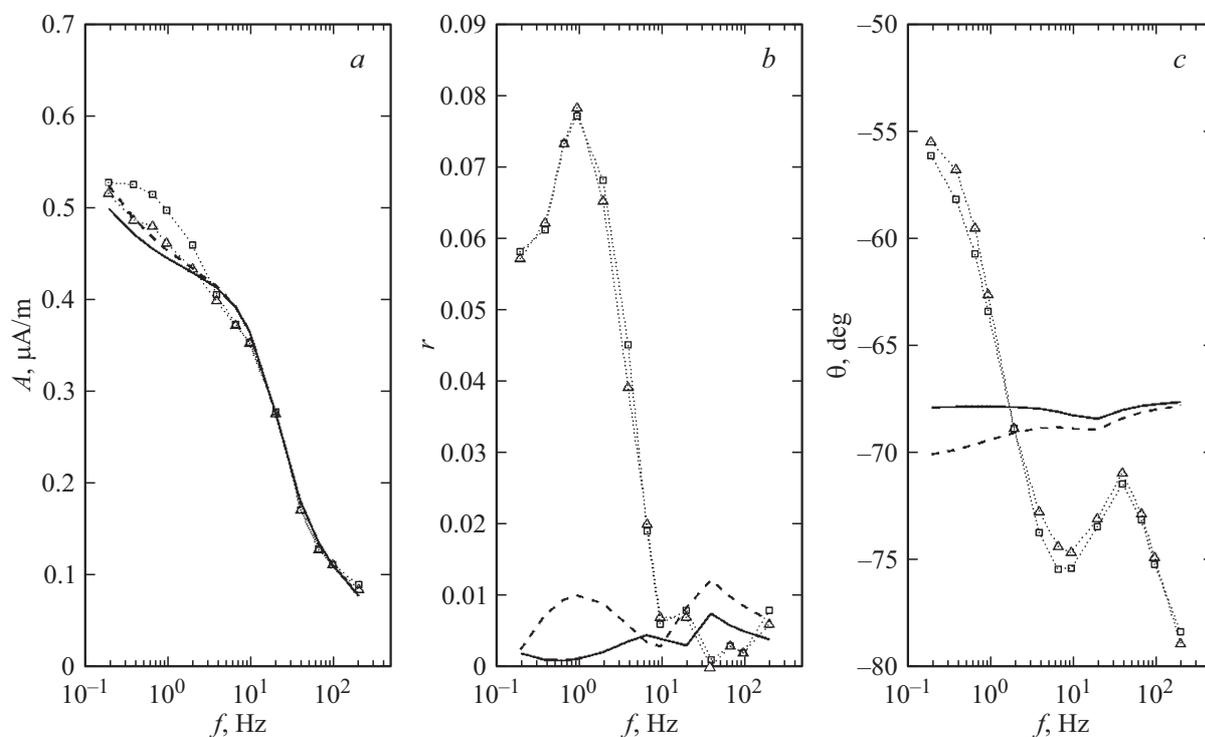


Рис. 3. Теоретические кривые поляризационных параметров, рассчитанные при двухслойной модели подстилающей среды, в сопоставлении с экспериментальными данными. Обозначения те же, что на рис. 2.

моделью Земли для проводимости ионосферы 10^{-2} S/m и 10^{-4} S/m показаны на рис. 3.

Чувствительность поляризационных характеристик поля к проводимости ионосферы, отмеченная ранее в эксперименте и в расчетах с однородной Землей, в данном случае так же сохраняется, что можно видеть в основном на частотах ниже 2 Hz.

Таким образом, выбранная двуслойная модель обеспечивает лучшее соответствие эксперименту по параметру интенсивности поля (рис. 3, *a*), достаточно хорошо описывая особенности его поведения в диапазоне 0.2–200 Hz. В сравнении со случаем однородной Земли вычисленная эллиптичность имеет меньшие значения (рис. 3, *b*), т.е. поляризация становится еще ближе к линейной. Дирекционный угол имеет меньший разброс значений в рассматриваемом диапазоне частот, при этом практически сохраняя то же самое среднее значение (рис. 3, *c*).

Как видно из представленного выше, с одной стороны, введение в модель высокопроводящего слоя-подложки позволило точнее описать особенности возбуждения поля — в первую очередь, получить более медленный темп нарастания интенсивности поля при понижении частоты ниже 5 Hz, существенно не меняя остальных качественных особенностей — близкую к линейной поляризацию и среднее направление ориентации вектора напряженности. При этом наблюдается большее отличие на краях частотного диапазона для дирекционного угла, а также в области частот ниже 1 Hz — в эллиптичности.

С другой стороны, выполняя расчеты, можно убедиться, что дальнейшее уточнение структуры проводимости Земли на больших глубинах скин-слоев, соответствующих частотам ниже 0.5 Hz, с опорой на измеренную интенсивность поля, становится все более затруднительным ввиду приближения к квазистатическим условиям, в которых поле зависит только от пространственной конфигурации возбуждающих токов и расположения источника относительно них.

На этом основании мы предполагаем, что расхождение расчетов и эксперимента по амплитуде и ориентации поля в начальной части диапазона частот на рис. 3 вызваны более сложным характером локальной неоднородности проводимости на глубинах нескольких десятков километров под источником и ее отклонением от плоскослойной модели.

Заключение

Использованные в работе формулы для расчета полей применимы на малых расстояниях от источника, где можно пренебрегать кривизной волновода Земля–ионосфера, а также вкладом кругосветных волн в сравнении с прямым полем. Задача о возбуждении поля решена для двуслойной модели подстилающей среды и плоской однородной изотропной ионосферы при строгих граничных условиях. Полученные результаты актуальны

для исследования возбуждения КНЧ–СНЧ-полей контролируемых источников именно на малых расстояниях, где в экспериментах, как правило, достигается хорошее соотношение сигнал–шум и тем самым обеспечивается высокое качество измерений и зондирования природных сред.

Хорошее качественное совпадение расчетных характеристик интенсивности, эллиптичности и ориентации поля, наблюдаемое в эксперименте, практически во всем рабочем диапазоне частот обеспечивает двуслойная модель с высокопроводящей подложкой, расположенной на глубине более 15 km от поверхности Земли. Эта модель дает также и достаточно близкие абсолютные значения интенсивности поля для частот 2–200 Hz.

Расхождения на более низких частотах и наблюдаемые отличия ориентации поля от ожидаемых значений свидетельствуют о наличии горизонтальных неоднородностей подстилающей среды на больших глубинах, не вписывающихся в рамки идеализированной плоскослойной модели. Так, например, при понижении частоты от 2 до 0.2 Hz вектор напряженности поля монотонно отклоняется от расчетного направления на величину до 20°, что отражается на пространственном распределении напряженности, в особенности на значительных расстояниях.

Проведенные расчеты показывают наличие сопоставимой с наблюдаемой в эксперименте реакции поляризационных характеристик магнитного поля на изменения проводимости ионосферы. Теоретические оценки показали, что на малых расстояниях от источника, не превышающих удвоенной высоты эффективного волновода, это становится возможным при условии достаточно низкой проводимости Земли и при низкой частоте зондирующего сигнала, когда величина скин-слоя становится достаточно большой.

Этот эффект отмечается в расчетах всех поляризационных характеристик поля, однако в эксперименте он наиболее ярко выражался в изменениях интенсивности поля на частотах ниже 10 Hz при существенных изменениях глобальных геомагнитных условий. Кроме того, несовпадение угла ориентации большой оси эллипса поляризации на частотах ниже 2 Hz указывает на сложную структуру Земли на глубинах, превышающих десятки километров.

В связи с этим корректная интерпретация экспериментальных данных важна как для мониторинга состояния ионосферы, так и для глубинного зондирования Земли с применением наземных КНЧ-источников.

Благодарности

Авторы выражают благодарность за поддержку при подготовке работы А.А. Жамалетдинову и В.Ф. Григорьеву.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-05-00823).

Список литературы

- [1] *Goldstein M.A., Strangway D.W.* // *Audio–Frequency Geophysics*. 1975. Vol. 40. N 4. P. 669–683.
- [2] *Жамалетдинов А.А., Шевицов А.Н., Велихов Е.П.* и др. // *Геофизические процессы и биосфера*. 2015. Т. 14. № 2. С. 5–49.
- [3] *Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е., Сидоренко А.Е., Григорьев В.Ф., Жамалетдинов А.А.* // *ЖТФ*. 2018. Т. 88. Вып. 6. С. 907–913. DOI: 10.21883/JTF.2018.06.46024.2453
- [4] *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.
- [5] *Терещенко Е.Д., Сидоренко А.Е., Григорьев В.Ф., Жамалетдинов А.А.* // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2010. Т. 50. № 5. С. 683–688.
- [6] *Борн М.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [7] *PGI Geophysical Data*. 2014. July, August, September / Ред. В. Воробьев. Сост. В. Бурнаева, Н. Голубцова. ПГИ КНЦ РАН, Мурманск, Апатиты, 2014. URL: http://pgia.ru/content/site/pages/PGI-DATA/PGIdata_2014-3.
- [8] *Ковтун А.А.* Стрoение коры и верхней мантии на северо-западе Восточно-Европейской платформы по данным магнитотеллурического зондирования. Из-во ЛГУ, 1989.