

УДК 550.837

ВОЛНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ

© 2014 г. А. А. Шлыков, А. К. Сараев

Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург

E-mail: shlykovarseny@gmail.com

Поступила в редакцию 22.05.2013 г.

Рассмотрены особенности нормального электромагнитного поля высокочастотного горизонтального электрического диполя с учетом токов смещения в земле и воздухе. Расчеты составляющих поля выполнены с использованием метода частичного интегрирования для негладкого поведения подынтегральной функции. По результатам расчетов выделена граница квазистационарной и волновой зоны источника. Рассмотрены эффекты, возникающие в волновой зоне под воздействием токов смещения в воздухе. Результаты расчетов подтверждены данными полевых экспериментальных работ.

Ключевые слова: высокочастотный горизонтальный электрический диполь, ток смещения, волновая зона.

DOI: 10.7868/S0002333714020100

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое распространение получили низкочастотные методы электроразведки, такие как магнитотеллурические и аудиоманнитотеллурические (МТ, АМТ) зондирования, частотные зондирования (ЧЗ), аудиоманнитотеллурические зондирования с контролируемым источником (Controlled Source Audio Magneto Telluric – CSAMT). В этих методах обычно используются частоты от десятитысячных долей герца до первых десятков килогерц и они нацелены на изучение больших глубин, от десятков метров до десятков километров. При рассмотрении физических основ этих методов используется квазистационарная модель электромагнитного (ЭМ) поля. Измерения импеданса (отношения горизонтальных и взаимно-ортогональных составляющих электрического и магнитного поля) в дальней зоне источников естественной или искусственной природы позволяют исключить влияние нестабильности источников на результаты зондирований. Хорошо разработанные методы и программные средства интерпретации данных этих методов обеспечивают получение надежной информации о распределении удельного электрического сопротивления с глубиной при горизонтально-слоистом и горизонтально-неоднородном строении участков работ [Бердичевский, Дмитриев, 2009; deGroot-Hedlin and Constable, 1990; Smith and Booker, 1991; и др.].

В последние годы начали активно развиваться методы электромагнитных зондирований, осно-

ванные на измерениях высокочастотных ЭМ полей: сотни килогерц–десятки мегагерц, и нацеленные на изучение небольших глубин, от 1–2 м до десятков метров [Bastani, 2001; Song et al., 2002; Tezkan and Saraev, 2008; Kalscheuer et al., 2008; Simakov et al., 2010; Хмелевской и др., 2010; Saraev et al., 2011]. В высокочастотных методах используются поля радиостанций или собственных контролируемых источников. По данным этих методов имеется возможность оценивать как удельное электрическое сопротивление, так и диэлектрическую проницаемость горных пород, что повышает информативность зондирований и расширяет круг решаемых задач. Вместе с тем, при использовании высоких частот возникает необходимость учета влияния токов смещения в земле и воздухе на поведение составляющих ЭМ поля.

Ранее влияние токов смещения в земле и воздухе на составляющие ЭМ поля рассматривалось в плане оценки границ применимости квазистационарного приближения для полей контролируемых источников и возможности определения диэлектрической проницаемости пород [Вешев и др., 1983; Егорова, Сапожников, 1983; Yin and Hodges, 2005; Siemon, 2012]. Настоящая работа посвящена результатам изучения структуры нормального (над полупространством) ЭМ поля высокочастотного горизонтального электрического диполя (ГЭД), используемого в качестве источника в ряде высокочастотных методов, в частности в методе радиоманнитотеллурических (РМТ)

зондирований с контролируемым источником [Simakov et al., 2010; Saraev et al., 2011].

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Расчетам и анализу электромагнитного поля ГЭД посвящено значительное число работ отечественных [Fock, 1933; Заборовский, 1960; Вешев, 1980; Ваньян, 1997; и др.] и зарубежных [Stefanescu, 1950; Ward, Hohmann, 1987 и др.] авторов. В этих работах обычно рассматривалось квазистационарное поле ГЭД применительно к низкочастотным методам электроразведки.

Выражения для составляющих электромагнитного поля ГЭД с моментом $\beta = Idl\mu_0/4\pi$, расположенного на поверхности однородного полупространства (нормальное поле) и ориентированного вдоль оси x (ось z направлена вверх) при зависимости от времени $e^{+i\omega t}$ имеют следующий вид [Вешев, 1980]:

$$\begin{aligned}
 E_x^{(1)} &= \frac{Idl}{2\pi} i\omega\mu_0 \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty \frac{me^{n_1 z}}{k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0} J_0(mr) dm - \int_0^\infty \frac{me^{n_1 z}}{n_0 + n_1} J_0(mr) dm \right], \\
 E_y^{(1)} &= \frac{Idl}{2\pi} i\omega\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \int_0^\infty \frac{me^{n_1 z}}{k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0} J_0(mr) dm, \\
 H_x^{(0)} &= \frac{Idl}{2\pi} (k_1^2 - k_0^2) \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \times \\
 &\times \int_0^\infty \frac{me^{-n_0 z}}{(n_0 + n_1)(k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0)} J_0(mr) dm, \\
 H_y^{(0)} &= -\frac{Idl}{2\pi} \left[\int_0^\infty \frac{n_0 me^{-n_0 z}}{n_0 + n_1} J_0(mr) dm + \right. \\
 &\left. + (k_1^2 - k_0^2) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty \frac{me^{-n_0 z}}{(n_0 + n_1)(k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0)} J_0(mr) dm \right], \\
 H_z^{(0)} &= -\frac{Idl}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \frac{me^{-n_0 z}}{n_0 + n_1} J_0(mr) dm.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

В приведенных выражениях I – сила тока, A ; dl – длина диполя, m ; i – мнимая единица; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота; f – частота, Гц ; $k_j^2 = i\omega\mu_0(\sigma_j + i\omega\varepsilon_j)$ – квадрат волнового числа в среде j ; $n_j = \sqrt{k_j^2 + m^2}$; σ_j – удельная электропроводность, См/м ; ε_j – абсолютная диэлектрическая проницаемость ($\varepsilon_j = \varepsilon_j^{\text{отн}} \times 10^{-9}/36\pi$, Ф/м , где

$\varepsilon_j^{\text{отн}}$ – относительная диэлектрическая проницаемость); $j = 0:1$; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, m ; J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Выражения составляющих электрического поля приведены для среды 1 (земля), а составляющих магнитного поля – для среды 0 (воздух). Рассматриваются слабмагнитные среды, и магнитная проницаемость земли и воздуха принята равной магнитной постоянной $\mu_1 = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м}$.

В квазистационарном приближении для точки наблюдения, расположенной на поверхности земли ($z = 0$), и сравнительно низких частот, полагая $k_0 = 0$ и $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_1}$, выражения (1) преобразуются с использованием подходов В.А. Фока [Fock, 1933] к следующему виду [Вешев, 1980]:

$$\begin{aligned}
 E_x^{(1)} &= \frac{Idl\rho_1}{2\pi r^3} [3\cos^2\theta + (1 + k_1 r)e^{-k_1 r} - 2], \\
 E_y^{(1)} &= \frac{3Idl\rho_1}{4\pi r^3} \sin 2\theta, \\
 H_x^{(0)} &= \frac{Idl}{4\pi r^2} \sin 2\theta \left[4I_1 K_1 - \frac{k_1 r}{2} (I_0 K_1 - K_0 I_1) \right], \\
 H_y^{(0)} &= \frac{Idl}{2\pi r^2} \times \\
 &\times \left\{ \sin^2\theta \left[4I_1 K_1 - \frac{k_1 r}{2} (I_0 K_1 - K_1 I_0) \right] - I_1 K_1 \right\}, \\
 H_z^{(0)} &= \frac{Idl}{2\pi k_1^2 r^4} \sin\theta [3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2)e^{-k_1 r}],
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

где $\rho_1 = 1/\sigma_1$ – удельное сопротивление земли (Ом м); θ – угол в горизонтальной плоскости между осью ГЭД и направлением на точку наблюдения; I_n, K_n – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода порядка n с аргументом $k_1 r/2$.

При рассмотрении особенностей электромагнитного поля контролируемых источников, в том числе ГЭД, обычно выделяют ближнюю, промежуточную и дальнюю зоны [Zonge, Hughes, 1991].

Ближняя зона соответствует условию $|k_1|r \ll 1$ или $r/d < 0.5$, где $d \cong 503\sqrt{\rho/f}$ – толщина скин-слоя. В ближней зоне переменное электромагнитное поле ведет себя как поле постоянного тока. В этом случае составляющие электрического поля зависят от удельного сопротивления пород, но не зависят от частоты тока. Составляющие магнитного поля не зависят ни от частоты, ни от удельного сопротивления пород. Поэтому, данные измерений импеданса в ближней зоне не могут быть использованы для частотных зондирований.

В промежуточной зоне составляющие электромагнитного квазистационарного поля ГЭД определяются выражениями (2), зависящими от ча-

стоты тока и координат точки наблюдения (составляющая E_y от частоты не зависит).

В дальней зоне ГЭД при $|k_1|r \gg 1$ или $r/d > 3-5$ составляющие электромагнитного поля определяются выражениями:

$$\begin{aligned} E_x^{(1)} &= \frac{Idl\rho_1}{2\pi r^3}(3\cos^2\theta - 2), & E_y^{(1)} &= \frac{3Idl\rho_1}{4\pi r^3}\sin 2\theta, \\ H_x^{(0)} &= \frac{3Idl}{4\pi k_1 r^3}\sin 2\theta, \\ H_y^{(0)} &= -\frac{Idl}{2\pi k_1 r^3}(3\cos^2\theta - 2), \\ H_z^{(0)} &= -\frac{3Idl}{2\pi k_1^2 r^4}\sin\theta. \end{aligned} \quad (3)$$

В дальней зоне выражения для компонент поверхностного импеданса Z_{xy} и Z_{yx} записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= \frac{E_x}{H_y} = -\sqrt{i\rho_1\omega\mu_0} = -\sqrt{\rho_1\omega\mu_0}e^{i\frac{\pi}{4}}, \\ Z_{yx} &= \frac{E_y}{H_x} = \sqrt{i\rho_1\omega\mu_0} = \sqrt{\rho_1\omega\mu_0}e^{i\frac{\pi}{4}}. \end{aligned} \quad (4)$$

С учетом того, что модули компонент импеданса $|Z_{xy}| = |Z_{yx}| = \sqrt{\rho_1\omega\mu_0}$, величина ρ_1 может быть определена с помощью соотношений:

$$\rho_1 = \frac{1}{\omega\mu_0}|Z_{xy}|^2 = \frac{1}{\omega\mu_0}|Z_{yx}|^2. \quad (5)$$

Фазы импедансов определяются выражениями:

$$\varphi_Z^{xy} = \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}, \quad \varphi_Z^{yx} = \varphi_{E_y} - \varphi_{H_x}. \quad (6)$$

Для однородного полупространства и принятой зависимости от времени $e^{+i\omega t}$ фазы импедансов Z_{xy} и Z_{yx} в дальней зоне равны 45° .

Формулы (4)–(6) иллюстрируют известные представления о том, что в дальней зоне соотношение между удельным сопротивлением среды и компонентами импедансов Z_{xy} и Z_{yx} простое и соответствует соотношениям для плоской вертикально падающей волны.

Планы изолиний горизонтальных составляющих электрического и магнитного поля ГЭД в квазистационарном приближении для первого квадранта рабочего планшета показаны на рис. 1. Расчеты выполнены для следующих параметров модели: удельное сопротивление земли $\rho_1 = 1000$ Ом м, частота тока $f = 100$ Гц, $Idl = 100$ А м.

Приведенный рисунок иллюстрирует структуру электромагнитного поля ГЭД. В экваториальной области диполя и на его оси амплитуды со-

ставляющих $|E_x|$ и $|H_y|$ монотонно убывают с расстоянием. Значения $|E_x|$ и $|H_y|$ в экваториальной области в два раза превышают соответствующие значения на оси диполя. В области, ориентированной под углом около 35° относительно направления диполя, $|E_x|$ и $|H_y|$ характеризуются значительными градиентами и наличием линейных зон минимумов. Значения $|E_y|$ и $|H_x|$ монотонно убывают с расстоянием в области, ориентированной под углом около 45° относительно направления диполя, и стремятся к нулю в экваториальной и осевой областях. Аналогичный характер имеет структура поля кабеля конечной длины.

Исходя из особенностей поля ГЭД и кабеля, измерения значений импеданса Z_{xy} используются в частях рабочего планшета, расположенных в экваториальной и осевой областях диполя или кабеля. В области, ориентированной под углом около 45° относительно направления диполя или кабеля, измеряется импеданс Z_{yx} .

Источник в виде кабеля конечной длины используется в методе CSAMT. При этом работы в основном проводятся в экваториальной области кабеля и измеряются модуль импеданса $|Z_{xy}|$ и фаза импеданса φ_Z^{xy} , т.к. амплитуда составляющих поля E_x и H_y здесь больше и рабочий планшет (область монотонных изменений составляющих поля) шире по сравнению с осевой зоной.

ПОЛЕ С УЧЕТОМ ТОКОВ СМЕЩЕНИЯ

При расчетах составляющих электромагнитного поля для случая высоких частот необходимо использовать исходные выражения (1) с учетом токов смещения в земле и воздухе. При расположении точки на поверхности земли ($z = 0$) выражения (1) могут быть преобразованы. При этом наиболее простой вид имеет выражение для составляющей H_z :

$$\begin{aligned} H_z^{(0)} &= -\frac{Idl}{2\pi} \frac{\sin\theta}{(k_1^2 - k_0^2)r^4} \times \\ &\times \left[(3 + 3k_1r + k_1^2r^2)e^{-k_1r} - (3 + 3k_0r + k_0^2r^2)e^{-k_0r} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Из приведенного выражения видно, что составляющая H_z зависит как от волнового числа земли $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_1 - \omega^2\mu_0\epsilon_1}$, так и от волнового числа воздуха $k_0 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_0 - \omega^2\mu_0\epsilon_0}$. При использовании высоких частот f и при достаточно больших расстояниях r от источника до точки наблюдения произведение k_0r вносит заметный вклад в величину H_z и другие составляющие ЭМ поля.

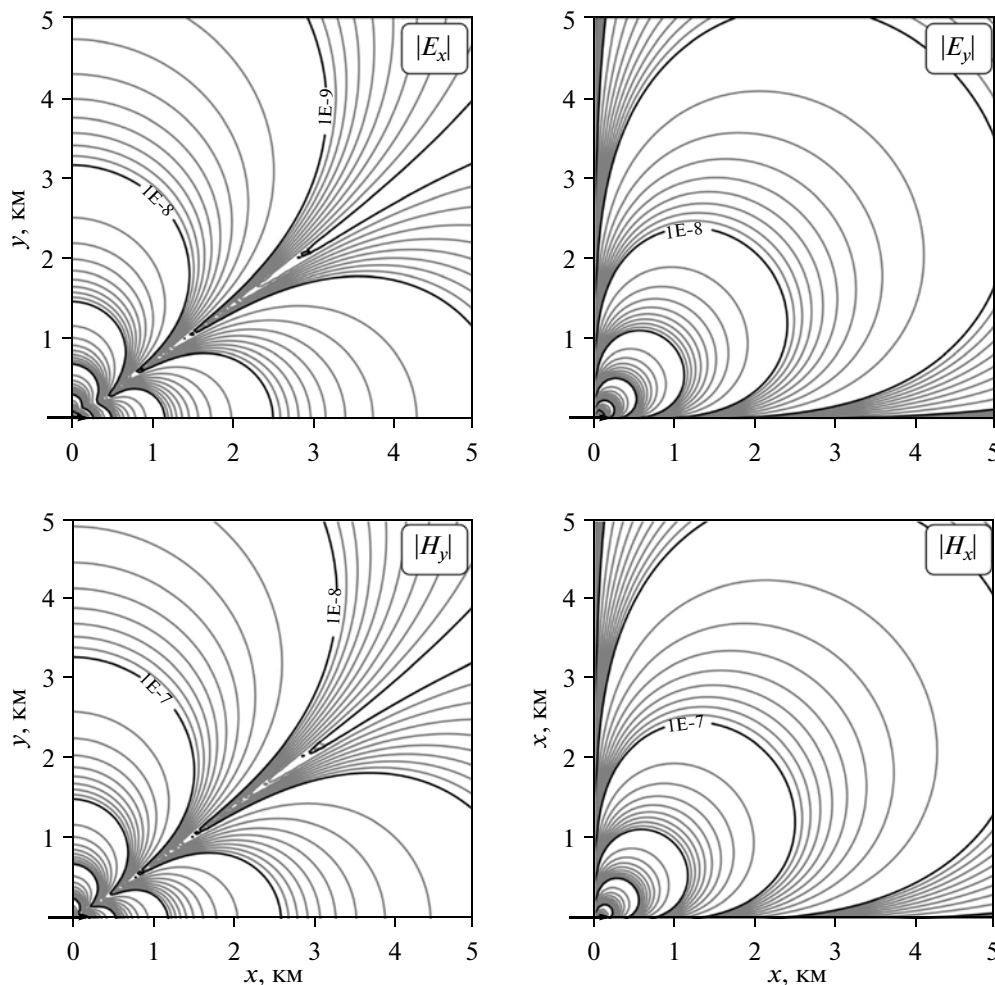


Рис. 1. Планы изолиний амплитуд горизонтальных составляющих электрического E_x , E_y (В/м) и магнитного H_x , H_y (А/м) поля ГЭД в квазистационарном приближении. Диполь показан стрелкой.

Необходимость учета влияния токов смещения в воздухе для источников электромагнитного поля различных типов в случае использования высоких частот и при больших удалениях от источников отмечалась в ряде предшествующих работ.

В работе [Вешев и др., 1983] проанализированы особенности влияния токов смещения в воздухе и земле для вертикального магнитного диполя и предложены способы оценки значений удельного сопротивления ρ_1 и относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon_1^{\text{отн}}$ земли по данным измерений двух характеристик электромагнитного поля, например, отношения модулей двух составляющих поля и разности фаз между ними.

В работе [Егорова, Сапожников, 1983] приводятся оценки границ квазистационарного приближения электрического поля для ГЭД (возможности пренебрежения токами смещения в земле и воздухе). Оценки приведены в зависимости от па-

раметра r/λ_0 , где λ_0 — длина ЭМ волны в воздухе, и параметра $|k_0|r$ для радиальной (E_r), азимутальной (E_ϕ) и вертикальной (E_z) составляющих электрического поля ГЭД. По оценкам авторов данной работы максимальные значения $|k_0|r$, для которых погрешность пренебрежения токами смещения в воздухе для различных характеристик электрического поля по модулю не превышает 5%, равны следующим величинам: для $|E_r|$ граничное значение $|k_0|r = 0.32$, для $|E_\phi| - |k_0|r = 0.22$, для $|E_z| - |k_0|r = 0.37$.

Анализ особенностей влияния токов смещения в воздухе и земле для источника в виде горизонтальной петли (вертикального магнитного диполя) и составляющей H_z применительно к методу переходных процессов приведен в работе [Spies, Frischknecht, 1991]. При этом влияние токов смещения в воздухе на структуру электромагнитного поля источника названо “эффектом распространения” (“propagation effect”). Из приведенных в работе графиков нормированного

импеданса поля вертикального магнитного диполя Z/Z_0 (или магнитного числа h_z [Краев, 1965]) можно вычислить граничные значения $|k_0|r$. Для модуля Z/Z_0 граничное значение $|k_0|r = 1.3$, для фазы — $|k_0|r = 1.2$.

Токи смещения в воздухе оказывают влияние на поведение составляющих электромагнитного поля даже в случае использования относительно низких частот (единицы—десятки герц) при условии значительных расстояний между источником и точкой наблюдения. Как показано по результатам расчетов и полевых экспериментальных работ [Saraev and Kostkin, 1997; Сараев, Косткин, 1998] токи смещения в воздухе оказывают существенное влияние на электромагнитное поле российской мощной СНЧ-радиоустановки, работающей на частоте 80 Гц, при расстояниях от источника сотни—тысячи километров. Кроме того, при больших удалениях от источника (сотни километров) проявляется заметное влияние ионосферы, нижняя кромка которой расположена на высоте 60 км в дневное время и 90 км в ночное время.

Для источников с большим дальностью действия, сотни—тысячи километров в работах [Saraev, Kostkin, 1997; Сараев, Косткин, 1998; Saraev, Kostkin, 1999] предложено дополнительно к обычно рассматриваемым зонам для ГЭД и кабеля (ближней, промежуточной и дальней), выделять **волноводную зону**, в которой проявляется влияние ионосферы и токов смещения в воздухе.

В работах [Сараев и др., 2011; Saraev, Shlykov, 2012a; Saraev, Shlykov, 2012b] рассмотрены основные особенности проявления волноводных эффектов в данных электромагнитных исследований: превышение амплитуд составляющих электромагнитного поля по сравнению с квазистационарным полем, изменение диаграммы направленности источника с увеличением амплитуды поля вдоль ГЭД и кабеля, появление эллиптичности поляризации, изменение конфигурации участков, благоприятных для проведения работ методом CSAMT. При этом отмечено, что в волноводной зоне справедлива аппроксимация первичного поля ГЭД и кабеля плоской вертикально падающей волной, и при обработке данных зондирований может применяться методика, используемая в магнитотеллурических методах.

Наряду с влиянием токов смещения в воздухе на структуру высокочастотного ЭМ поля оказывают влияние токи смещения в земле. Исследования особенностей влияния токов смещения в земле применительно к методу РМТ выполнены в последние годы в ряде работ Т. Кальшера, например [Kalscheuer et al., 2008].

Ниже рассматриваются особенности влияния токов смещения в воздухе применительно к нормальному полю ГЭД. При расчетах учитывалось также влияние токов смещения в земле.

ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЙ

При вычислении составляющих ЭМ поля по выражениям (1) основной трудностью является расчет преобразования Ханкеля вида

$$\int_0^{\infty} f(k_0, k_1, m) J_n(mr) dm, \quad (8)$$

где $f(k_0, k_1, m)$ — функция, зависящая от параметров среды, $J_n(mr)$ — функция Бесселя первого рода порядка n .

При расчетах для квазистационарного приближения наиболее популярным методом интегрирования функций Бесселя является быстрое преобразование Ханкеля — БПХ [Anderson, 1979; Рыжов, 1989, Guptasarma, Singh, 1997 и др.]. Этот метод применим, если ядро интеграла $f(k_0, k_1, r)$ является гладкой и непрерывной функцией, что выполняется при $k_0 = 0$.

Методы вычислений интеграла (8) при $k_0 \neq 0$ рассматриваются в работах [Петрухин, 2001; Key, 2012; Siemon, 2012]. Как показано в работе [Siemon, 2012], при $k_0 \neq 0$ ядро интеграла (8) имеет особенность в точке $m = \alpha\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, которая нарушает гладкость поведения подынтегральной функции.

На рис. 2 приведен результат применения обычного метода БПХ при вычислении составляющей $|E_x|$ поля ГЭД при $k_0 \neq 0$ и следующих параметров полупространства, источника и координат точки наблюдений: $\rho_1 = 1000$ Ом м, $\epsilon_1^{\text{отн}} = 10$, $I dl = 100$ А м, $x = 0$, $y = 1000$ м. На графике $|E_x|$ появляются ложные пики, связанные с особенностью дискретизации множества пространственных частот m . Эта проблема может быть решена различными способами. Один из них заключается в особом выборе сетки пространственных частот m , как, например, как предложено в работе [Siemon, 2012]. В этом случае адаптацию сетки m необходимо проводить для каждой частоты f .

Другой способ точного интегрирования функций Бесселя — последовательное интегрирование

на промежутках между экстремумами или нулями $J_n(mr)$:

$$\int_0^{\infty} f(k_0, k_1, m) J_n(mr) dm = \sum_{j=0}^{\infty} \int_{p_j}^{p_{j+1}} f(k_0, k_1, m) J_n(mr) dm, \quad (9)$$

где p_j — значение пространственной частоты m , соответствующее экстремуму или нулю функции Бесселя $J_n(mr)$ с номером j . При этом сходимость ряда (9) может быть очень медленной. Для решения этой проблемы используют различного рода экстраполяции и трансформации. В работе [Key, 2012] большое внимание уделено выбору наиболее оптимального из обсуждаемых метода экстраполяции применительно к решению прямых 1D задач электромагнитных зондирований в квазистационарном приближении. Как наиболее простой и быстрый способ выбирается трансформация Шанкса в виде алгоритма ϵ -экстраполяции Винна [Shanks, 1955; Wynn, 1956].

Результаты вычислений, приведенные в настоящей статье, получены с использованием метода частичного интегрирования с ϵ -экстраполяцией. Интегрирование производится между нулями функции Бесселя адаптивным методом Гаусса с квадратурами по семи точкам. Если критическая пространственная частота m_c , соответствующая особенности $f(k_0, k_1, m)$, попадает в промежуток $[p_j, p_{j+1}]$, где p_j — один из нулей функции Бесселя, то этот промежуток делится на два соответствующих промежутка $[p_j, m_c]$ и $[m_c, p_{j+1}]$. Относительная точность вычисления интегралов на каждом из промежутков составляет 10^{-9} , относительная точность ϵ -экстраполяции — 10^{-6} . Как видно из рис. 2, использование частичного интегрирования с ϵ -экстраполяцией позволяет получить гладкую кривую без ложных экстремумов.

ВОЛНОВАЯ ЗОНА

Как отмечалось в предыдущем разделе, для используемых в электроразведке источников с большим дальностью ранее нами была выделена волноводная зона, структура поля в которой существенно зависит от влияния ионосферы и токов смещения в воздухе. В методах высокочастотной электроразведки измерения проводятся на удалениях от нескольких метров до нескольких километров от источника, и нет необходимости учитывать влияние ионосферы. Вместе с тем, влияние токов смещения в воздухе проявляется в полной мере, начиная с расстояний несколько

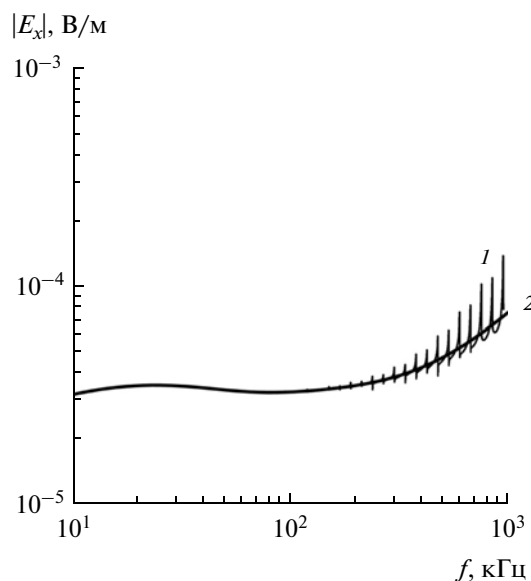


Рис. 2. График $|E_x|$ ГЭД при $k_0 \neq 0$. 1 — результат использования метода БПХ, 2 — результат частичного интегрирования с ϵ -экстраполяцией Винна.

сотен метров от источника. Для этих условий целесообразно дополнительно к используемым в электроразведочной практике при рассмотрении квазистационарных полей ближней, промежуточной и дальней зонам рассматривать также **волновую зону** источника, структура поля в которой зависит от токов смещения в воздухе. Выделенную ранее нами волноводную зону можно считать разновидностью волновой зоны.

Волновая зона источников различного типа обычно выделяется при рассмотрении задач распространения радиоволн по условию $r \gg \lambda_0$, где r — удаление от источника, λ_0 — длина электромагнитной волны в воздухе [Фейнберг, 1999]. Ранее при проведении электроразведочных работ волновая зона в радиофизическом понимании обычно не рассматривалась и поведение составляющих электромагнитного поля в ней детально не анализировались, за исключением упомянутых выше работ, в которых приводились оценки размеров зоны квазистационарного приближения.

Рассмотрим критерий выделения волновой зоны с учетом параметров источника и удаления до точки наблюдения. При этом ограничимся рассмотрением составляющих электрического поля, так как магнитное поле ведет себя аналогичным образом. Выделим зону, в которой токи смещения в воздухе не оказывают значительного влияния на электромагнитное поле ГЭД (квазистационарную зону). Для этого будем использовать параметр $\Delta|E|$, характеризующий изменение электрического поля в волновой зоне относительно квазистационарного приближения:

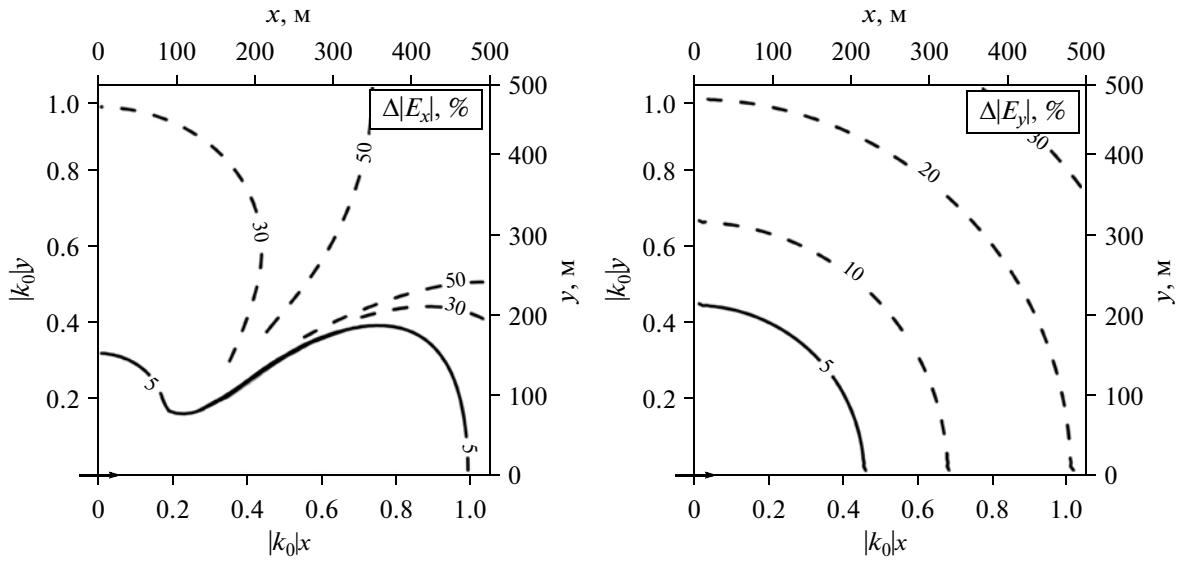


Рис. 3. Границы квазистационарной зоны (жирные линии) для составляющих E_x и E_y ГЭД при $f = 100$ кГц для параметров земли $\rho_1 = 1000$ Ом м, $\epsilon_1^{\text{отн}} = 10$.

$$\Delta|E| = 100\% \times \frac{|E^{k_0 \neq 0}| - |E^{k_0 = 0}|}{|E^{k_0 \neq 0}|} \quad (10)$$

На рис. 3 представлены планы изолиний параметров $\Delta|E_x|$ и $\Delta|E_y|$, рассчитанных для ГЭД на поверхности полупространства с параметрами $\rho_1 = 1000$ Ом м, $\epsilon_1^{\text{отн}} = 10$ при $f = 100$ кГц. Диполь (показан стрелкой) расположен в начале координат и ориентирован по оси x . В данном случае при изучении влияния токов смещения в воздухе при расчетах учитывается также влияние токов смещения в земле, которое проявляется на этих частотах.

При выделении границы квазистационарного приближения за граничное значение примем $\Delta|E| = 5\%$. Для составляющей E_x в экваториальной об-

ласти диполя граница проводится по значению $|k_0|y = 0.33$ (соответствует расстоянию $y = 160$ м для выбранных параметров среды и источника), и в осевой области $|k_0|x = 1.0$ ($x = 480$ м). В области, ориентированной под углом около 35° относительно направления диполя, наблюдается сложный характер поведения изолиний $\Delta|E_x|$, что не связано с положением границы между квазистационарной и волновой зонами, а обусловлено несовпадением минимумов $|E_x|$ для рассматриваемых случаев.

Для составляющей E_y граница квазистационарного приближения проводится по значению $|k_0|r = 0.45$ ($r = 200$ м). В целом оценки границы квазистационарного приближения хорошо согласуются с результатами рассмотренных выше предшествующих исследований.

Положения границы квазистационарной и волновой зон для различных частот

| f , кГц | Параметр расстояния | $ E_x $ | | $ E_y $ |
|-----------|---------------------|---------|------|---------|
| | | экватор | ось | |
| 30 | r , м | 520 | 1600 | 700 |
| | r/d | 6 | 17 | 8 |
| 100 | r , м | 160 | 480 | 200 |
| | r/d | 3 | 10 | 4 |
| 300 | r , м | 50 | 160 | 70 |
| | r/d | 2 | 6 | 3 |
| 1000 | r , м | 15 | 50 | 20 |
| | r/d | 1.0 | 3.0 | 1.5 |

В электроразведочной практике для источников различного типа при использовании квазистационарного приближения ближняя, промежуточная и дальняя зоны обычно выделяются в привязке к толщине скин-слоя d , которая зависит от частоты и удельного сопротивления земли. Положение границы квазистационарной и волновой зон не зависит от удельного сопротивления земли и от толщины скин-слоя. Сопоставление положений границы между квазистационарной и волновой зонами, выделенной по условию (10) для разных частот, и между промежуточной и дальней зонами в привязке к толщине скин-слоя показывает, что в зависимости от частоты первая граница может быть как дальше от источника, так и ближе, чем вторая (рис. 4). Соответствующие граничные

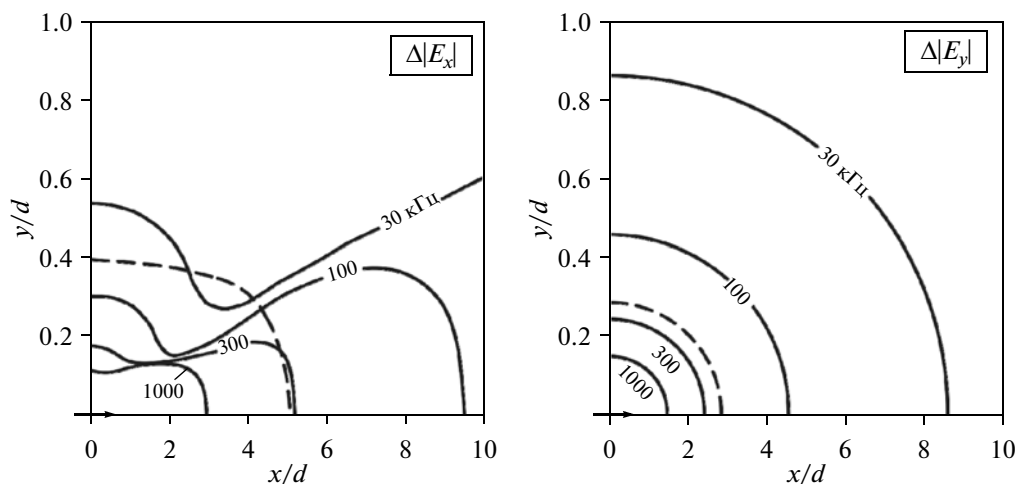


Рис. 4. Границы квазистационарной зоны ГЭД для E_x и E_y с различной частотой тока ($\rho_1 = 1000$ Ом м, $\epsilon_1^{\text{отн}} = 10$). Пунктир соответствует границам промежуточной и дальней зоны в квазистационарном приближении.

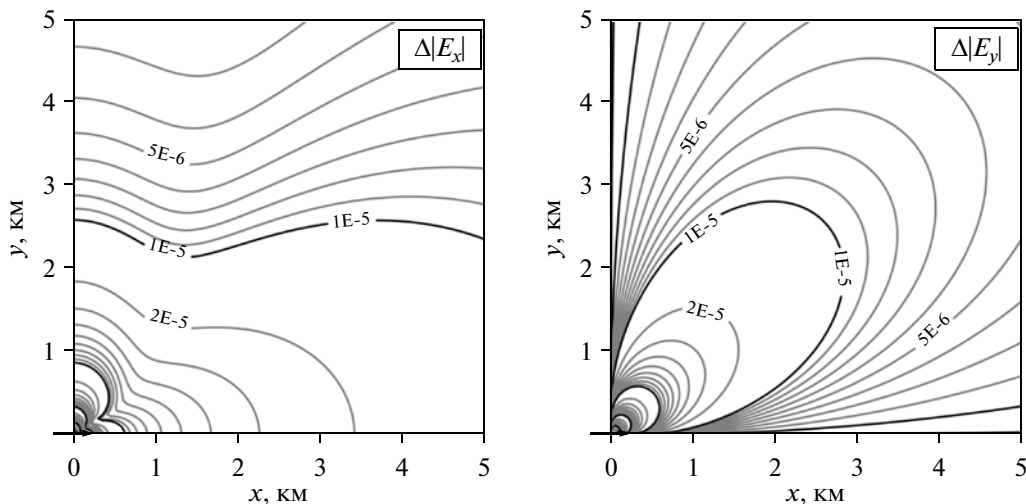


Рис. 5. Планы изолиний горизонтальных составляющих электрического поля ГЭД в волновой зоне. $|E_x|$ и $|E_y|$ выражены в В/м, $\rho_1 = 1000$ Ом м, $\epsilon_1^{\text{отн}} = 10, f = 100$ кГц.

расстояния в различной нормировке приведены в таблице.

Следует заметить, что при положении границы между квазистационарной и волновой зонами ближе к источнику, чем границы между промежуточной и дальней зонами, поведение электромагнитного поля в выделяемой дальней зоне будет отличаться от общепринятых представлений о дальней зоне. Как будет показано ниже, при учете влияния токов смещение в воздухе в дальней зоне будут проявляться волновые эффекты, но при этом сохраняется возможность аппроксимации поля источника плоской вертикально падающей волной.

В волновой зоне проявляется ряд эффектов, которые следует учитывать при проведении работ методами высокочастотных зондирований. На рис. 5 показаны планы изолиний величин $|E_x|$ и $|E_y|$, вычисленных с учетом токов смещения. Сопоставление планов изолиний $|E_x|$ для квазистационарной зоны (рис. 1) и для волновой зоны (рис. 5) показывает, что в волновой зоне меняется конфигурация минимума поля, расположенного под углом около 35° относительно направления диполя. Этот минимум сглаживается и смещается к экваториальной области диполя. Меняется также конфигурация планов изолиний $|E_y|$ – в волно-

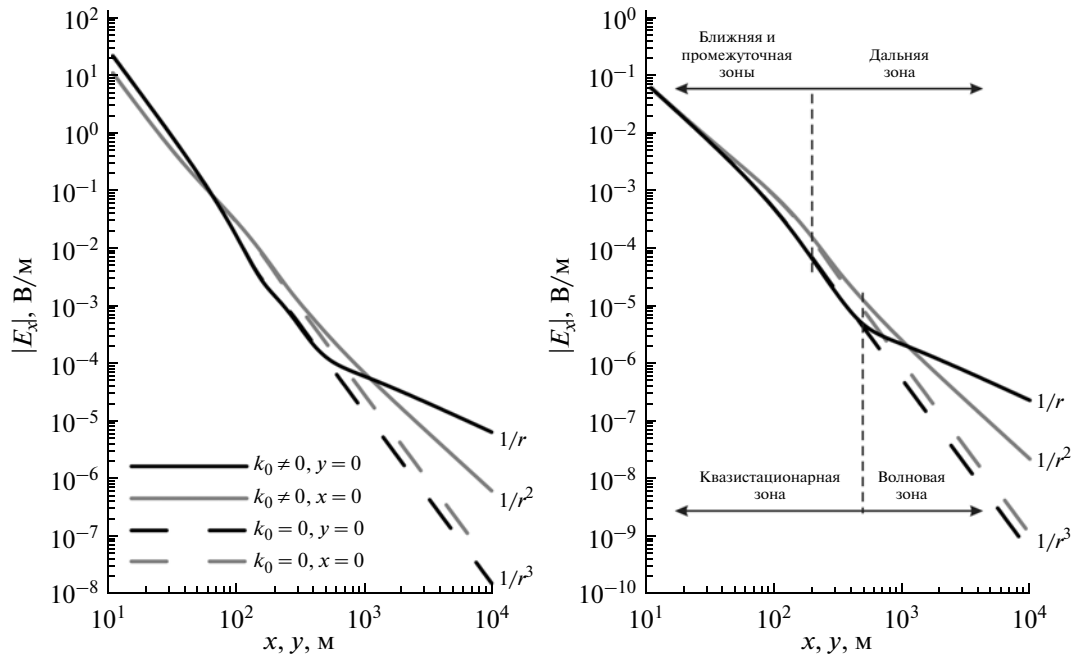


Рис. 6. Зависимости $|E_x|$ и $|H_y|$ ГЭД от расстояния на оси диполя ($y = 0$) и в его экваториальной области ($x = 0$). Сплошные линии – $k_0 \neq 0$, пунктир – $k_0 = 0$.

вой зоне они вытягиваются в направлении, ориентированном под углом 45° к направлению диполя.

Рассмотрим более подробно убывание электрического поля ГЭД в зависимости от расстояния. В квазистационарном приближении для ближней, промежуточной и дальней зон наблюдаются следующие закономерности. В ближней зоне горизонтальная составляющая электрического поля E_x убывает как $1/r^3$, а магнитного поля H_y – как $1/r^2$. В промежуточной зоне скорость убывания E_x и H_y меняется в зависимости от рассматриваемой составляющей поля, направления профиля и удаления от источника в основном от $1/r^2$ до $1/r^3$ (для E_x на оси диполя до $1/r^4$). В дальней зоне E_x и H_y убывают как $1/r^3$ [Zonge, Hughes, 1991]. Различная скорость убывания полей E_x и H_y в различных зонах иллюстрируется рис. 6. Граница между промежуточной и дальней зонами проведена в данном случае для экваториальной области диполя по условию $y/d = 4$ при $f = 100$ кГц и $\rho_1 = 1000$ Ом м.

При анализе закономерностей убывания поля от источника в волновой зоне (за пределами зоны действия квазистационарного приближения), когда волновая зона находится дальше, чем граница между промежуточной и дальней зонами, наблюдается различная скорость убывания в экваториальной области и на оси источника. В экваториальной области ГЭД поля E_x и H_y убывают как $1/r^2$, а на его оси – как $1/r$ (рис. 6).

Для волновой зоны характерно изменение диаграммы направленности ГЭД (рис. 7). Для квазистационарного поля в дальней зоне источника амплитуда составляющей E_x в экваториальной области в два раза превышает соответствующее значение на оси диполя (рис. 7а), в то время как для поля в волновой зоне наблюдается значительное превышение амплитуды E_x на оси диполя (рис. 7в). Рис. 7б иллюстрирует промежуточный вид диаграммы направленности ГЭД, расположенного на поверхности земли, хорошо известна в радиофизике [Конторович, 1956], но не учитывалась ранее при проведении электроразведочных работ.

Анализ конфигурации планов изолиний (рис. 1 и рис. 5) и диаграмм направленности (рис. 7) показывает, что в волновой зоне ГЭД отмечается сужение участка, благоприятного для измерений импеданса Z_{xy} , в экваториальной области диполя, и его расширение по направлению вдоль диполя. Как известно, в низкочастотном методе CSAMT основной рабочий планшет расположен в экваториальной области источника. При использовании высоких частот выбор положения рабочего планшета должен производиться с учетом поведения поля в волновой зоне.

Следует отметить, что конфигурация участков, благоприятных для измерений импеданса Z_{xy} , меняется с повышением частоты. На низких частотах

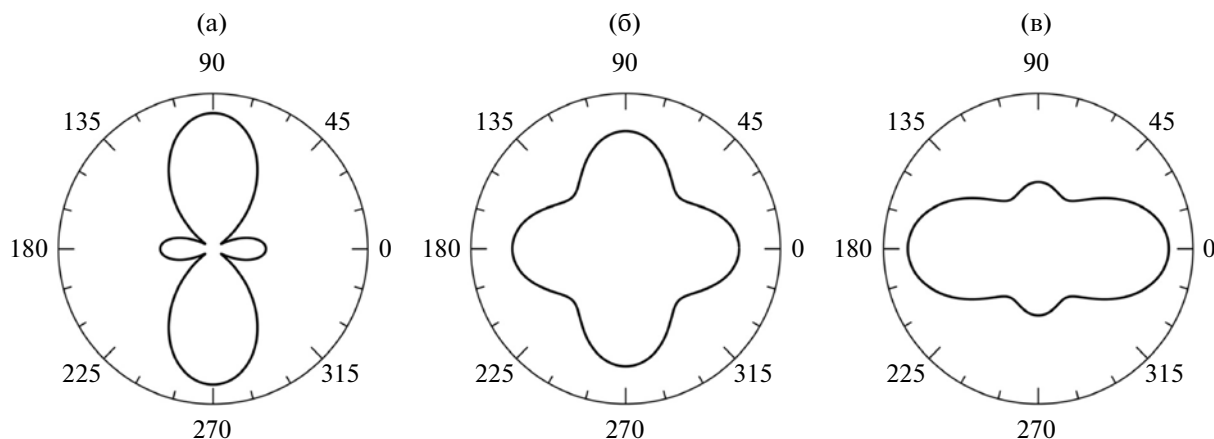


Рис. 7. Диаграммы направленности ГЭД для $|E_x|$ на расстояниях 300 м (а), 1100 м (б) и 2000 м (в) от источника при $f = 100$ кГц и $\rho_1 = 1000$ Ом м. Значения $|E_x|$ нормированы по максимальным значениям для каждого случая.

тах (единицы — первые десятки килогерц) благоприятный участок расположен в экваториальной области диполя, а на более высокой частоте — в его осевой области. Вместе с тем, как будет показано ниже, для горизонтальных составляющих электромагнитного поля характерна эллиптичность поляризации, и измерения импеданса Z_{xy} может производиться в любой части планшета около источника.

При выборе положения рабочего планшета следует также учитывать то обстоятельство, что измерения сигналов контролируемого источника на низких частотах более надежные и производятся на более значительных расстояниях от источника, чем сигналов на высоких частотах. В этом плане более предпочтительными являются работы в осевой области источника.

Как известно, в квазистационарном приближении электрическое и магнитное поле ГЭД имеет линейную поляризацию. При влиянии токов смещения в воздухе на определенном расстоянии от источника появляется эллиптичность поляризации [Сараев, Косткин, 1998]. Для $f = 300$ кГц и $\rho_1 = 1000$ Ом м были выполнены расчеты параметров эллипсов поляризации электрического поля — большой a и малой b полуосей и угла поворота большой полуоси в горизонтальной плоскости (рис. 8). Для наглядности значения полуосей a и b в каждой точке нормированы на большую полуось ($a = 1, b = b/a$).

Из рис. 8 видно, что в волновой зоне на оси диполя и в его экваториальной области наблюдается линейная поляризация электрического поля E в горизонтальной плоскости. Для области, ориентированной под углом около 35° относительно оси диполя, наблюдается максимальная эллиптичность поляризации $b/a \rightarrow 1$. В данном случае для выбранной частоты сектор эллиптически поляризованного поля достаточно широкий. Кроме эллиптичности по-

ляризации отмечается некоторое “запаздывание” разворота эллипсов относительно направлений линейной поляризации для квазистационарного приближения.

Область максимальной эллиптичности поляризации вблизи диполя совпадает с областью минимумов поля составляющей E_x , ориентированной под углом около 35° относительно направления диполя. При удалении от источника или при повышении частоты эта область смещается к экватору диполя (рис. 8 и рис. 9). Наличие эллиптичности поляризации дает возможность реализовать тензорные импедансные зондирования, используя только один источник электромагнитного поля.

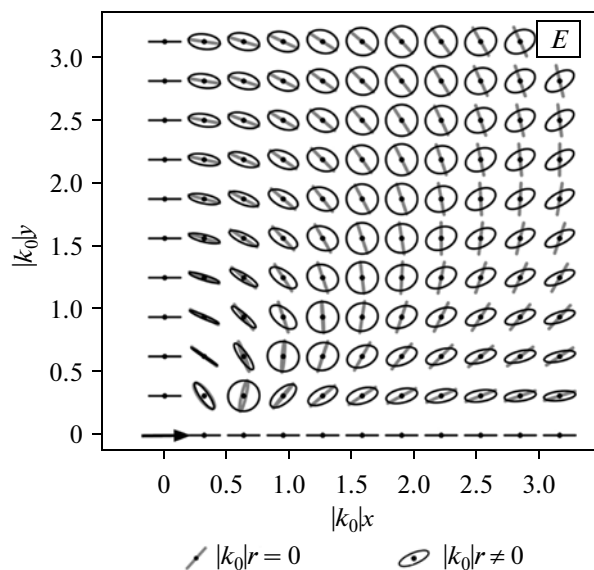


Рис. 8. Эллипсы поляризации электрического поля ГЭД для $f = 300$ кГц.

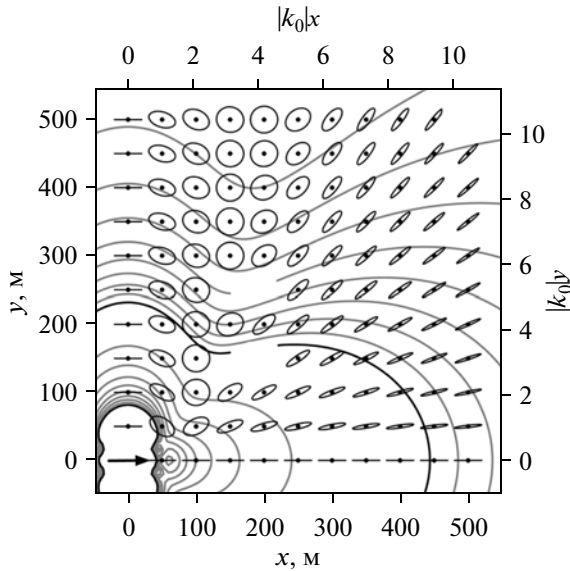


Рис. 9. Эллипсы поляризации электрического поля ГЭД для $f = 1$ МГц, совмещенные с изолиниями $|E_x|$.

В волновой зоне сохраняется возможность аппроксимации поля ГЭД плоской волной и использования формул (4)–(6) для вычисления кажущихся сопротивлений и фаз импеданса и их дальнейшего использования для инверсии с помощью методов и программных средств магнитотеллурики (рис. 10). Под влиянием токов смещения в воздухе амплитуды электрического и магнитного полей увеличиваются относительно квазистационарного приближения (рис. 10а), однако их отношение остается неизменным, и кри-

вые кажущегося сопротивления и фазы импеданса не меняются (рис. 10б).

Таким образом, в волновой зоне ГЭД наблюдаются следующие эффекты:

- убывание амплитуд полей E и H в волновой зоне происходит медленнее, чем в квазистационарной, при этом скорость их убывания в экваториальной области диполя пропорциональна $1/r^2$, а в осевой – $1/r$;

- меняется диаграмма направленности источника, и максимум излучения отмечается в направлении оси диполя, при этом для квазистационарной зоны характерно превышение амплитуды E_x в экваториальной области источника в два раза по сравнению с осевой областью, и, напротив, в волновой зоне амплитуда E_x на оси диполя в несколько раз больше;

- меняется расположение рабочих планшетов и наиболее благоприятный планшет для измерений импеданса Z_{xy} расположен в осевой области источника.

- характерной особенностью электромагнитного поля ГЭД в волновой зоне является эллиптическая поляризация E и H в горизонтальной плоскости, при этом области эллиптической поляризации совпадают с областями минимумов на планах диаграмм направленности E и H в горизонтальной плоскости;

- азимуты больших осей эллипсов поляризации E и H в горизонтальной плоскости “запаздывают” по сравнению с направлениями линейной поляризации для квазистационарного приближения.

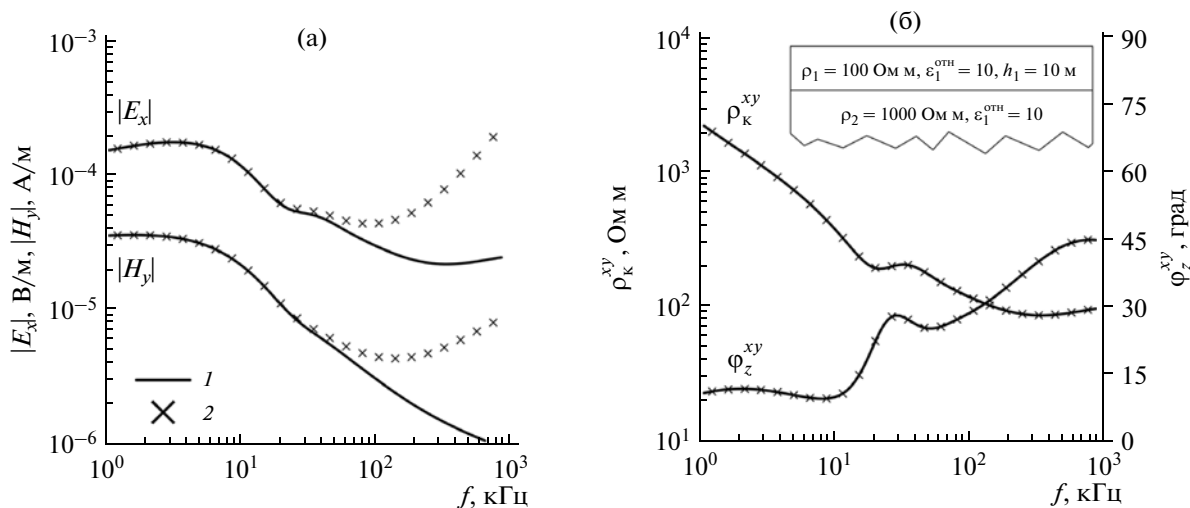


Рис. 10. Графики кажущегося сопротивления ρ_k^{xy} , фазы импеданса ϕ_z^{xy} , модулей составляющих $|E_x|$ и $|H_y|$ для ГЭД над двухслойной средой. 1 – $k_0 = 0$, 2 – $k_0 \neq 0$. Координаты точки наблюдения: $x = 0$ м, $y = 500$ м.

РЕЗУЛЬТАТЫ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

В полевых экспериментальных работах использовался аппаратно-программный комплекс радиоманнитотеллурических зондирований с контролируемым источником РМТ-К, состоящий из регистратора РМТ-Ф [Tezkan, Saraev, 2008] и генератора GTS-1 [Simakov et al., 2010; Saraev et al., 2011]. Регистратор РМТ-Ф имеет пять каналов синхронной записи (два электрических E_x, E_y и три магнитных H_x, H_y, H_z), что позволяет измерять полный тензор поверхностного импеданса и магнитную передаточную функцию (тип-пер). Общий диапазон частот регистратора 1–1000 кГц разбит на три поддиапазона: 1–100 кГц с частотой дискретизации 39 кГц, 10–100 кГц (312 кГц) и 100–1000 кГц (2496 кГц). Генератор GTS-1 работает в диапазоне частот 0.1 Гц–1 МГц с максимальным выходным напряжением 288 В и мощностью 1 кВт. Питание генератора GTS-1 осуществляется с использованием стандартного бензинового генератора мощностью 3 кВт и частотой выходного тока 50 Гц.

Экспериментальные работы были выполнены в Кингисеппском р-не Ленинградской обл. На участке работ разрез до глубины 50 м представлен преимущественно песками и суглинками. Верхняя часть разреза (до 10–12 м) сложена в основном песками с удельным сопротивлением $\rho = 400–1000$ Ом м. Нижняя часть разреза, представленная суглинками, характеризуется значениями $\rho = 100–200$ Ом м. Результаты симметричного электропрофилирования (СЭП), выполненного с заземленной установкой Венера и разносами АВ = 10 и 30 м вдоль профиля РМТ-К, показывают достаточно высокую неоднородность геоэлектрического разреза на флангах профиля.

В работах методом РМТ-К в качестве генераторной антенны использовался заземленный на концах кабель ГПСМП 1×4.0 длиной 400 м. В качестве основных задавались частоты 1.05, 10.5 и 105 кГц. Сила тока в питающей линии составляла 3.2, 2.4 и 0.8 А соответственно.

Точки измерения располагались вдоль профиля, параллельного генераторной антенне в ее экваториальной области (рис. 11б). Расстояние источник-приемник составляло 1.8–2 км. В каждой точке измерения проводились индукционными магнитными антеннами и незаземленными электрическими линиями длиной 20 м последовательно в трех частотных диапазонах: 1–10 кГц, 10–100 кГц и 100–1000 кГц. Запись в режиме временных рядов и отсутствие частотной избирательности LC контура генераторной антенны позволила одновременно измерять основную частоту генератора и ее 3, 5, 7 и 9 субгармоники.

На рис. 11а показаны эллипсы поляризации измеренного и рассчитанного поля E в горизон-

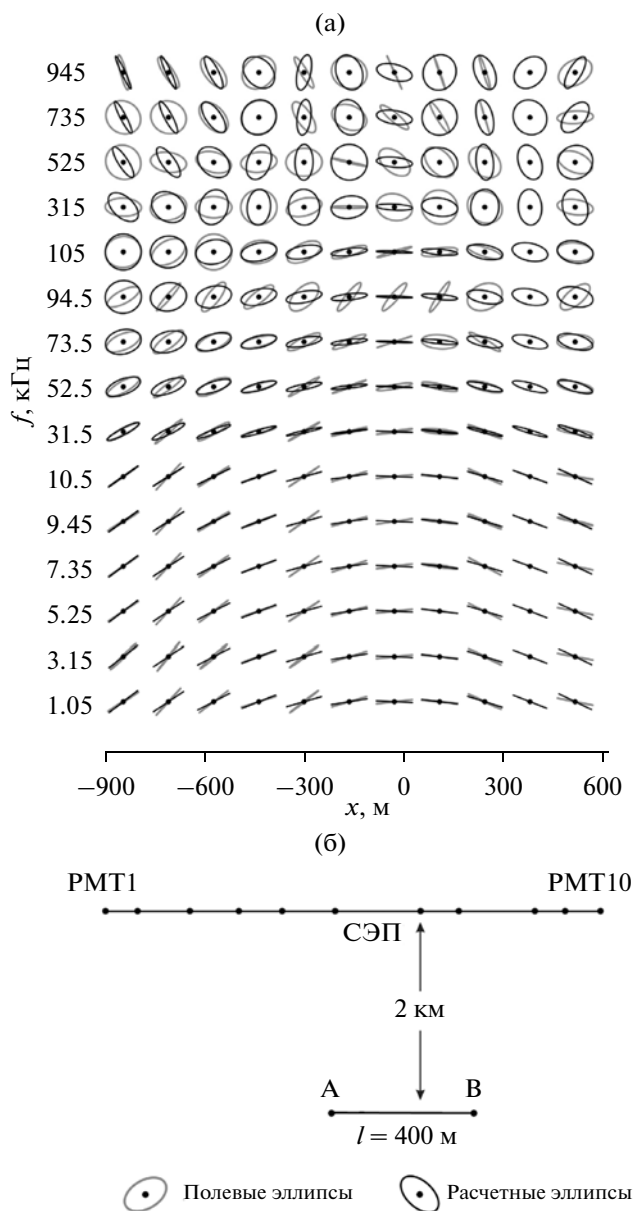


Рис. 11. Полевые и расчетные эллипсы поляризации электрического поля E вдоль профиля РМТ-К (горизонтальная ось) – (а). По вертикальной оси отложены частоты, на которых выполнены измерения по профилю. Схема наблюдений (в условном масштабе) – (б). АВ – генераторная антенна, РМТ 1–РМТ 10 – точки РМТ зондирования, СЭП – линия профиля симметричного электропрофилирования.

тальной плоскости. При расчетах использовалась модель однородного полупространства с удельным сопротивлением 250 Ом м. На частотах 30–50 кГц наблюдается смена линейной поляризации на эллиптическую. В экваториальной области ГЭД эллипсы поляризации ориентированы преимущественно вдоль момента источника (линии АВ). Вероятно, из-за локальных неоднород-

ностей в верхней части разреза, которые проявились в данных СЭП, в отдельных случаях наблюдаются отличия измеренных эллипсов от рассчитанных. Вместе с тем, в целом наблюдается хорошее совпадение измеренных и расчетных данных в довольно широкой пространственно-частотной области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены особенности электромагнитного поля высокочастотного горизонтального электрического диполя. Для частот десятки–сотни килогерц при относительно больших расстояниях от источника до точки наблюдения (сотни метров–километры) условия квазистационарного приближения не выполняются и необходимо учитывать влияние токов смещения в воздухе. При этом, наряду с обычно выделяемыми в электроразведочной практике ближней, промежуточной и дальней зонами контролируемого источника целесообразно выделять волновую зону источника, поведение составляющих ЭМ поля в которой имеет ряд специфических особенностей. В задачах распространения радиоволн волновые зоны источников различного типа традиционно рассматриваются, однако для электромагнитных зондирований ранее выполнялись только оценки размеров зоны квазистационарного приближения.

Для расчетов составляющих нормального поля ГЭД разработана программа с учетом токов смещения в земле и воздухе. Используемый метод частичного интегрирования с ϵ -экстраполяцией позволяет вычислять с высокой точностью интегралы в полубесконечных пределах при наличии особенности подынтегральной функции, которая появляется при ненулевом значении волнового числа воздуха.

На основании результатов расчетов рассмотрены особенности выделения волновой зоны ГЭД. Положение границы между квазистационарной и волновой зонами не зависит от электрических свойств проводящего полупространства и не коррелирует с положением границы промежуточной и дальней зон, обычно выделяемых в привязке к толщине скин-слоя. Для составляющих E_x и H_y граница между квазистационарной и волновой зонами на оси диполя соответствует значению численного расстояния $|k_0|r = 1.0$, а в экваториальной области $|k_0|r = 0.33$. Для составляющих E_y и H_x эта граница соответствует $|k_0|r = 0.45$. Для частоты 100 кГц указанные граничные значения численного расстояния $|k_0|r$ соответствуют расстояниям 480, 160 и 200 м.

Выполненные расчеты позволили изучить особенности ЭМ поля ГЭД в волновой зоне, где наблюдаются следующие волновые эффекты:

- более медленное убывание амплитуд составляющих электрического и магнитного поля относительно квазистационарного приближения;
- изменение диаграммы направленности источника с максимумом излучения на оси диполя;
- изменение конфигурации рабочих планшетов с более благоприятной областью в осевой зоне источника;
- появление эллиптической поляризации электрического и магнитного поля;
- разворот больших осей эллипсов поляризации по отношению к направлению линейной поляризации квазистационарного поля.

При этом в волновой зоне амплитуда и фаза импеданса ЭМ поля совпадает с импедансом квазистационарного поля, что позволяет при инверсии кривых зондирования использовать методы и программные средства магнитотеллурики, разработанные для модели плоской волны.

Появление эллиптичности поляризации для поля ГЭД дает возможность выполнения тензорных измерений с использованием только одного источника ЭМ поля. Наличие эллиптичности поляризации подтверждено результатами полевых экспериментальных работ.

Работа выполнена при поддержке исследовательского гранта Санкт-Петербургского государственного университета и ресурсного центра “Геомодель” СПбГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ваньян Л.Л.* Электромагнитные зондирования. М.: Научный мир. 1997. 219 с.
- Вешев А.В.* Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. (2е изд., перераб. и доп.). Л.: Недра. 1980. 391 с.
- Вешев А.В., Ладатко О.Н., Морозова О.М.* Нормальное поле вертикального магнитного диполя // Вопросы геофизики. 1983. Вып. 30. С. 159–204.
- Егорова Л.В., Сапожников Б.Г.* Оценка границ квазистационарного приближения для низкочастотного нормального электрического поля. Методы разведочной геофизики. НПО “Рудгеофизика”, сб. научных трудов. 1983. С. 85–97.
- Заборовский А.И.* Переменные электромагнитные поля в электроразведке. М.: 1960. 186 с.
- Конторович М.И.* Антенные устройства. Л.: Военная академия связи. 1956. 263 с.
- Краев А.П.* Основы геоэлектрики. Изд. 2-е. Л.: Недра. 1965. 587 с.
- Петрухин Б.П.* Особенности расчета кривых высокочастотных электромагнитных зондирований. Деп. в ВИНТИ № 1490В_01. 2001. 7 с.
- Рыжов А.А.* Алгоритм расчета электромагнитных полей в поляризующихся горизонтально-слоистых средах // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 2.
- Сараев А.К., Косткин П.М.* Структура электромагнитного поля СНЧ-радиоустановки // Вопросы геофизики. 1998. Вып. 35. С. 117–135.

- Saraev A.K., Denisov P.V., Shlykov A.A., Golovenko V.B., Lariонов K.A., Васильев A.B., Владимиров Д.Н., Астахова Н.Л.* Особенности метода CSAMT с мощным источником. Пятая всероссийская школа-семинар имени М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям Земли (ЭМЗ-2011), С.-Петербург, 16–21 мая 2011. С. 307–310.
- Фейнберг Е.Л.* Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. Изд 2-е. М.: Наука. Физматлит. 1999. 496 с.
- Anderson W.L.* Numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering // *Geophysics*. 1979. V. 44. P. 1287–1305.
- Bastani M.* EnviroMT – A New Controlled Source/Radio Magnetotelluric System. *Acta Universitatis Upsaliensis*. 2001. P. 179.
- Fock V.* Zur Berechnung des electromagnetischen Wechselstromfelds bei ebener Begrenzung // *Ann. Physik*. 1933. Bd 17. № 4.
- Guptasarma D., Singh B.* New digital linear filters for Hankel J(0) and J(1) transforms // *Geophysical Prospecting*. 1997. V. 45. P. 745–762.
- Kalscheuer T., Pedersen L.B., Siripunvaraporn W.* Radiomagnetotelluric two-dimension forward and inverse modeling accounting for displacement currents // *Geophys. J. Int.* 2008. V. 175. P. 486–514.
- Key K.* Is the fast Hankel transform faster than quadrature? // *Geophysics*. 2012. 77. F21–F30.
- Saraev A., Kostkin P.* Structure of ELF radio station electromagnetic field. Russian-German seminar “Actual problems in deep EM studies”. Moscow, Russia. March 11–13. 1997.
- Saraev A., Kostkin P.* Waveguide effects in the ELF radio stations electromagnetic field. RIO’99 International Congress. Rio de Janeiro, Brazil. 15–19 August, 1999.
- Saraev A., Shlykov A.* CSAMT with the Long-range Action of Thousands Kilometers. 74th EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC 2012a. Copenhagen, Denmark. 4–7 June, 2012. P. 266.
- Saraev A., Shlykov A.* Electromagnetic field features of the CSAMT with the long-range action of thousands kilometers. Extended Abstract, 21st EM Induction Workshop, Darwin, Australia. July 25–31. 2012b. S1_P18.
- Saraev A.K., Simakov A.E., Tezkan B.* Foot, Mobile and Controlled Source Modifications of the Radiomagnetotelluric Method // *Near Surface 2011 – 17th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*. Leicester, UK. 12–14 September, 2011.
- Shanks D.* Nonlinear transformations of divergent and slowly convergent sequences // *Journal of Mathematical Physics*. 1955. V. 34. P. 1–42.
- Siemon B.* Accurate 1D forward and inverse modeling of high-frequency helicopter-borne electromagnetic data // *Geophysics*. 2012. V. 77. WB71–WB87.
- Simakov A., Saraev A., Antonov N., Shlykov A., Tezkan B.* Mobile and controlled source modifications of the radiomagnetotelluric method and prospects of their application in the near-surface geophysics. 20th Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth. Giza, Egypt. 2010. September 18–24. S5–P9.
- Song Y., Kim H.J., Lee K.H.* High-frequency electromagnetic method for subsurface imaging // *Geophysics*. 2002. V. 67. P. 501–510.
- Spies B.R., Frischknecht F.C.* Electromagnetic sounding, in *Electromagnetic Methods in Applied geophysics*. SEG. 1991. P. 285–425.
- Stefanescu S.S.* Das electromagnetische Normalfeld der waagerechten Nilderfrequenz-dipols // *Beitr. angew. Geophysik*. Bd. 9, H. 3/4. 1942. *Gerlands Beitr. Geophysik*. 1950. Bd 61. № 3.
- Strangway D.W., Swift C.M., Holmer R.C.* The application of audio-frequency magnetotelluric (AMT) to mineral exploration // *Geophysics*. 1973. V. 38. P. 1159–1175.
- Tezkan B., Saraev A.* A new broadband radiomagnetotelluric instrument: application to near surface investigations // *Near Surface Geophysics*. 2008. P. 245–252.
- Ward S.H., Hohmann G.W.* Electromagnetic theory for geophysical applications. *Electromagnetic Methods in Applied geophysics*. SEG. 1987. P. 131–312.
- Wynn P.* On a device for computing the $e_m(S_n)$ transformation // *Mathematical Tables and Other Aids to Computation*. 1956. V. 10. № 54. P. 91–96.
- Zonge K.L., Hughes L.J.* Controlled source audio-frequency magnetotellurics. *Electromagnetic Methods in Applied geophysics*. SEG. 1991. P. 713–809.