

Б. Г. Сапожников

СКАЛЯРНЫЕ И ВЕКТОРНЫЕ МОНОПОЛИ — ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ИСТОЧНИКИ НОРМАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Введение

Стандартный метод расчета нормальных электрических полей электроразведочных установок (теоретические поля установок для однородных сред «земля—воздух») состоит в интегрировании по контуру питающих линий полей элементарных источников. В качестве последних обычно используют электрические диполи [1].

Однако указанный выбор элементарного источника не позволяет выполнить анализ вкладов в интегральное поле электроразведочной установки ее составных частей — заземлителей (электродов) и проводов. Такой анализ имеет практическое значение при решении ряда методических задач, связанных с оценкой глубинности исследований, установлением относительного вклада в нормальное поле со стороны проводов и заземлений линии, выбором оптимальной конфигурации проводов линии, определением полей гальванических и емкостных утечек. Стандартный подход не представляется оптимальным и с точки зрения процесса вычислений интегрального поля. Так, например, в случае постоянного тока общий метод расчета существенно уступает частному, основанному на простом суммировании электрических полей заземленных электродов.

Идея предлагаемого решения раздельного вычисления составных частей нормального электрического поля состоит в замене диполя (как элементарного источника электрического поля) элементарными источниками двух других типов — скалярным (однополюсный точечный источник тока — «скалярный монополь») и векторным (элемент тока питающего провода — «векторный монополь»). Поля источников необходимо определить так, чтобы с помощью скалярного источника были бы возможны расчеты полей электродов, гальванических и емкостных утечек, а с помощью векторного — индукционных полей, обусловленных током в отрезках проводов. С целью реализации этой идеи автором ранее были предложены «кулоновские» элементарные источники [2–4]. Однако, как показано ниже, их введение не отвечает наиболее оптимальному решению поставленной задачи.

В качестве простой модели электроразведочной установки используется питающая линия с двумя точечными электродами (заземления A и B), расположенными на концах провода с током. Контур провода в общем случае имеет произвольную конфигурацию. Амплитуда тока полагается постоянной по длине провода (гальванические и емкостные утечки отсутствуют). Зависимость электрических полей от времени принята в виде $e^{i\omega t}$ (ω — круговая частота, t — время, i — мнимая единица), запись формул — в системе единиц СИ [5].

Решение задачи по определению полей введенных элементарных источников вначале рассматривается для питающей линии внутри однородной изотропной проводящей среды, а затем — для линии, расположенной на горизонтальной поверхности раздела двух однородных сред (воздуха и земли).

1. Однородная среда

С помощью электродинамических потенциалов (скалярного φ и вектор-потенциала \mathbf{A}) электрическое поле \mathbf{E} может быть представлено в виде векторной суммы двух составных частей — потенциальной части $\mathbf{E}_\varphi = -\text{grad } \varphi$ и вихревой части $\mathbf{E}_A = -\tilde{\mu}\mathbf{A}$:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\varphi + \mathbf{E}_A, \quad (1)$$

где \mathbf{A} — вектор-потенциал, введенный определением $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$; \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля; $\tilde{\mu} = i\omega\mu_0\mu$; μ_0 — магнитная постоянная; μ — относительная магнитная проницаемость среды.

При использовании лоренцевской калибровки вектор-потенциала, соответствующей условию $\text{div}\mathbf{A}_L = -\tilde{\gamma}\varphi_L$, система уравнений для электродинамических потенциалов принимает вид

$$\begin{cases} \Delta\varphi_L - k^2\varphi_L = 0, \\ \Delta\mathbf{A}_L - k^2\mathbf{A}_L = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где электромагнитные параметры среды: $k^2 = \tilde{\mu}\tilde{\gamma}$ — квадрат волнового числа; $\tilde{\gamma} = \gamma + i\omega\varepsilon_0\varepsilon$ — комплексная и γ — активная удельные электрические проводимости; ε — относительная диэлектрическая проницаемость; L — нижний индекс буквенных обозначений функций, указывающий на их принадлежность к лоренцевской калибровке; ε_0 — электрическая постоянная.

Введем для электрического диполя согласно рис. 1 три связанных друг с другом системы координат: сферическую (R, θ, α) , цилиндрическую (r, α, z) и прямоугольную (x, y, z) .

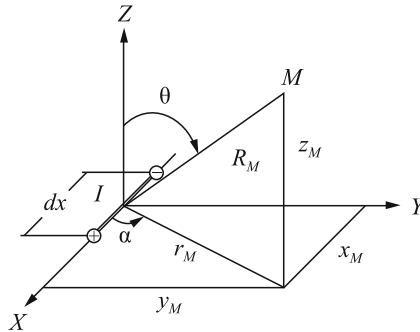


Рис. 1. Система координат

Решение системы уравнений (2) для электрического диполя в однородной среде приводит к следующим выражениям для потенциалов φ_L^{ed} и $\mathbf{A}_L^{ed}[1]$:

$$\begin{cases} \varphi_L^{ed} = \frac{I dx}{4\pi\tilde{\gamma}} \frac{x}{R^3} e^{-\xi} (1 + \xi), \\ \mathbf{A}_L^{ed} = \frac{I dx}{4\pi\tilde{\gamma}} e^{-\xi} \mathbf{e}_x, \end{cases} \quad (3)$$

где I — сила тока; $\xi = kR$ — численное расстояние; \mathbf{e}_x — орт оси x .

Как отмечено выше, для разделения электрического диполя на более простые элементарные источники ранее было предложено использовать кулоновскую калибровку векторного потенциала, соответствующую условию $\operatorname{div} \mathbf{A}_q = 0$, где q — нижний индекс буквенных обозначений функций, указывающий на их принадлежность к кулоновской калибровке. В этом случае система уравнений для электродинамических потенциалов имеет вид

$$\begin{cases} \Delta \varphi_q = 0, \\ \Delta \mathbf{A}_q - k^2 \mathbf{A}_q = \tilde{\gamma} \operatorname{grad} \varphi_q. \end{cases} \quad (4)$$

Кулоновская калибровка замечательна тем, что решение для потенциальной функции φ_q в случае гармонического поля полностью аналогично решению для случая электрического поля постоянного тока. Отличие состоит лишь в том, что в случае гармонического поля все амплитуды поля и проводимости сред имеют комплексный характер. Причем если не учитывать частотную зависимость, связанную с мнимой частью проводимости $\tilde{\gamma}$, то решение для φ_q можно рассматривать как частотно-независимое.

Для случая кулоновской калибровки потенциал электрического диполя в однородной среде в отличие от (3) записывается в виде

$$\varphi_q^{ed} = \frac{I dx}{4\pi\tilde{\gamma}} \frac{x}{R^3}. \quad (5)$$

С учетом (1) вихревую часть \mathbf{E}_{Aq}^{ed} поля электрического диполя для кулоновской калибровки представим в виде

$$\mathbf{E}_{Aq}^{ed} = \mathbf{E}^{ed} - \mathbf{E}_{\varphi q}^{ed}. \quad (6)$$

Далее, учитывая выражения (1) и (3), имеем

$$\mathbf{A}_q^{ed} = \mathbf{A}_L^{ed} + \frac{I dx}{4\pi} \operatorname{grad} \left[\frac{x e^{-\xi} (1 + \xi) - 1}{\xi^2} \right]. \quad (7)$$

В соответствии с определением кулоновской калибровки часть \mathbf{E}_{Aq}^{ed} электрического поля диполя, обусловленная векторным потенциалом \mathbf{A}_q^{ed} , является чисто вихревой:

$$\mathbf{E}_{Aq}^{ed} = -\tilde{\mu} \mathbf{A}_q^{ed}. \quad (8)$$

Полученные результаты можно использовать для разделения поля электрического диполя на составные части. Потенциальное (градиентное) поле $\mathbf{E}_{\varphi q}^{ed}$ можно рассматривать как поле \mathbf{E}_q^{qd} скалярного кулоновского электрического диполя, составленного из двух потенциальных монополей — сближенных точечных источников тока разного знака (точнее источников тока, сдвинутых по фазе на 180°), вихревое поле \mathbf{E}_{Aq}^{ed} как поле \mathbf{E}_q^{vm} кулоновского векторного монополя — элемента токовой цепи, замыкающего скалярный кулоновский диполь.

Из приведенного анализа можно сделать вывод, что при переходе от постоянного тока к переменному частотно-независимая часть $\mathbf{E}_{\varphi q}^{ed}$ электрического поля дополняется

чисто вихревой частью \mathbf{E}_{Aq} , источником которой являются векторные монополи токовой цепи. Чисто вихревая часть поля имеет все три ортогональные компоненты. С физической точки зрения можно считать, что эта часть поля обусловлена электромагнитным взаимодействием магнитного поля кулоновских векторных монополей с окружающей средой.

Рассмотрим электрическое поле питающей линии в целом.

Учитывая градиентный характер поля кулоновского диполя, вся совокупность кулоновских диполей, распределенных по проводу рассматриваемой питающей линии, при расчете поля может быть заменена двумя разнополярными скалярными монополями на концах провода (однополюсными точечными источниками тока A и B). Можно полагать, что кулоновские диполи *поляризуют* провод питающей линии с образованием на концах провода однополюсных источников тока.

Для однородной среды потенциал φ_q^{pm} однополюсного источника тока рассчитывается по формуле

$$\varphi_q^{pm} = \frac{I}{4\pi\tilde{\gamma}R}. \quad (9)$$

Электрическое поле кулоновских векторных монополей провода питающей линии вычисляется путем интегрирования по контуру провода элементарных полей \mathbf{E}_q^{vm} .

Таким образом, задача расчета составных частей электрического поля питающей линии решается на основе использования элементарных кулоновских источников двух типов — скалярного и векторного монополей. На этом этапе разделения поля питающей линии на составные части автор остановился в работах [2–4].

Однако согласно выражениям (7), (8) в состав поля \mathbf{E}_q^{vm} векторного монополя входит градиентная часть. По аналогии с преобразованием полей кулоновских диполей эту часть поля при расчете электрического поля питающей линии также можно учесть в поле введенного выше точечного однополюсного источника тока. Аналогично выводу о кулоновских диполях, можно полагать, что векторные элементы тока дополнительно *поляризуют* провод питающей линии с образованием на концах провода дополнительных однополюсных источников тока индукционной природы.

С учетом индукционной части φ_A^{pm} суммарный потенциал поля обобщенного однополюсного источника тока будет иметь вид

$$\varphi^{pm} = \varphi_q^{pm} + \varphi_A^{pm},$$

где

$$\varphi_A^{pm} = \frac{I}{4\pi\tilde{\gamma}R}(e^{-\xi} - 1). \quad (10)$$

Отметим, что индукционный потенциал φ_A^{pm} ни в коей мере нельзя считать обусловленным магнитным полем точечного однополюсного источника тока, так как в рассматриваемом случае однородной изотропной среды магнитное поле однополюсного источника тока *отсутствует* в силу симметрии растекания тока.

После исключения из выражения (8) градиентной части оставшаяся часть \mathbf{E}^{vm} электрического поля векторного монополя имеет *только один* компонент поля, ориентированный параллельно векторному элементу провода, причем в соответствии с лоренцевской калибровкой

$$\mathbf{E}^{vm} = -\tilde{\mu} \mathbf{A}_L^{ed}. \quad (11)$$

Таким образом, изучив электрическое поле в однородной изотропной среде, можно заключить, что решение задачи раздельного вычисления составных частей электрического поля питающей линии сводится к следующему:

- поле \mathbf{E}_{Σ}^{pm} точечных заземлений питающей линии рассчитывается *суммированием* электрических полей (10) однополюсных источников тока (скалярных монополей);
- суммарное электрическое поле \mathbf{E}_{Σ}^{vm} векторных элементов провода питающей линии рассчитывается *интегрированием* по контуру провода полей \mathbf{E}^{vm} (11) векторных элементов тока (векторных монополей);
- суммарное электрическое поле \mathbf{E}_{Σ}^{um} емкостной и гальванической утечек провода питающей линии (при их наличии) рассчитывается *интегрированием* по контуру провода полей (10) однополюсных источников тока.

2. Два однородных полупространства

Рассмотрим электрическое поле питающей линии, расположенной на горизонтальной поверхности раздела двух однородных изотропных полупространств с электромагнитными свойствами $\tilde{\mu}_1, \tilde{\gamma}_1$ и $\tilde{\mu}_2, \tilde{\gamma}_2$ соответственно для верхней и нижней сред.

Для верхней среды известные решения для электродинамических потенциалов поля горизонтального электрического диполя, расположенного в начале координат на поверхности раздела сред, имеют следующий вид (в системе координат, принятой согласно рис. 1):

$$\begin{cases} \varphi_L^{ed} = \frac{I dx}{2\pi} \cos \alpha \int_0^{\infty} \frac{\mu_1 \alpha_1 + \mu_2 \alpha_2}{\mu_1 \alpha_2 + \mu_2 \alpha_1} \frac{e^{-z \alpha_1}}{\tilde{\gamma}_1 \alpha_2 + \tilde{\gamma}_2 \alpha_1} \lambda^2 J_1(\lambda r) d\lambda, \\ \mathbf{A}_L^{ed} = A_{Lx}^{ed} \mathbf{e}_x + A_{Lz}^{ed} \mathbf{e}_z, \end{cases} \quad (12)$$

где

$$A_{Lx}^{ed} = \frac{I dx}{2\pi} \mu_2 \int_0^{\infty} \frac{e^{-z \alpha_1}}{\mu_1 \alpha_2 + \mu_2 \alpha_1} \lambda J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (13)$$

$$A_{Lz}^{ed} = A_z \cos \alpha,$$

$$A_z = \frac{I dx}{2\pi} \cos \alpha \int_0^{\infty} \frac{\mu_1 \tilde{\gamma}_1 - \mu_2 \tilde{\gamma}_2}{\mu_1 \alpha_2 - \mu_2 \alpha_1} \frac{e^{-z \alpha_1}}{\tilde{\gamma}_1 \alpha_2 + \tilde{\gamma}_2 \alpha_1} \lambda^2 J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (14)$$

$$\alpha_1 = (k_1^2 + \lambda^2)^{1/2}, \quad \alpha_2 = (k_2^2 + \lambda^2)^{1/2}, \quad k_1^2 = \tilde{\mu}_1 \tilde{\gamma}_1, \quad k_2^2 = \tilde{\mu}_2 \tilde{\gamma}_2.$$

По аналогии с рассмотренным выше случаем однородной среды потенциалы электрического поля в верхней среде для точечного однополюсного источника тока, находящегося на поверхности раздела сред, после соответствующих преобразований запишем в виде

$$\varphi^{pm} = \frac{I dx}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\mu_1 \alpha_1 + \mu_2 \alpha_2}{\mu_1 \alpha_2 + \mu_2 \alpha_1} \frac{e^{-z \alpha_1}}{\tilde{\gamma}_1 \alpha_2 + \tilde{\gamma}_2 \alpha_1} \lambda J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (15)$$

$$\varphi_q^{pm} = \frac{I}{2\pi (\tilde{\gamma}_1 + \tilde{\gamma}_2) R}, \quad \varphi_A^{pm} = \varphi^{pm} - \varphi_q^{pm}.$$

Как видно из выражений (12), составная часть \mathbf{E}_{AL}^{ed} поля диполя при использовании лоренцовской калибровки имеет два компонента — вертикальный E_{ALz}^{ed} и горизонтальный E_{ALx}^{ed} .

Используя по отношению к вертикальному компоненту E_z^{ed} электрического поля диполя принцип взаимозаменяемости приемных и питающих устройств, вертикальный компонент E_{ALz}^{ed} можно рассматривать как составную часть E_{Ar}^{edv} радиального компонента E_r^{edv} электрического поля вертикального электрического диполя, расположенного в точке наблюдения M . В силу *осевой симметрии* радиальный компонент E_r^{edv} является *градиентом* плоского потенциального поля в горизонтальной плоскости. Эта особенность компонента E_r^{edv} позволяет при расчетах вертикального компонента $E_{\Sigma z}$ поля питающей линии, обусловленного A_{zL} , связать его величину *исключительно* с однополюсными источниками тока (скалярными монополями).

Для верхней среды выражение E_{Az}^{pm} однополюсного источника тока имеет вид

$$E_{Az}^{pm} = -\tilde{\mu}_1 \int_{r_c}^r A_z dx, \quad (16)$$

где r_c — координата r произвольной точки C на поверхности раздела сред, относительно которой вычисляется потенциал плоского поля.

С физической точки зрения эта часть поля обусловлена электромагнитным взаимодействием магнитного поля однополюсного источника тока с окружающей средой.

Для верхней среды полный вертикальный компонент однополюсного источника тока:

$$E_z^{pm} = -\text{grad}_z \varphi^{pm} + E_{Az}^{pm}. \quad (17)$$

Отсюда можно заключить, что если в составе питающей линии нет однополюсных источников тока (скалярных монополей), то суммарное электрическое поле вообще не имеет вертикального компонента. Этот вывод непосредственно относится к питающим линиям, представляющим собой замкнутые плоские горизонтальные петли любой конфигурации (при условии отсутствия токов гальванических и емкостных утечек проводов)*.

Все это позволяет сохранить за векторным элементом тока поле \mathbf{E}^{vm} , имеющее, как и в случае однородного пространства, только *один* компонент поля, параллельный векторному элементу тока (векторному монополю):

$$\mathbf{E}^{vm} = -\tilde{\mu}_1 A_{Lx}^{ed} \mathbf{e}_x. \quad (18)$$

Принципы решения задачи отдельного вычисления составных частей электрического поля питающей линии, расположенной на поверхности раздела двух сред, аналогичны рассмотренным выше для однородной среды:

- поле \mathbf{E}_{Σ}^{pm} точечных заземлений питающей линии рассчитывается *суммированием* электрических полей (15), (16) однополюсных источников тока (скалярных монополей);
- суммарное электрическое поле \mathbf{E}_{Σ}^{vm} векторных элементов провода питающей линии рассчитывается *интегрированием* по контуру провода полей \mathbf{E}^{vm} (18) векторных элементов тока (векторных монополей);

* В работе [3] авторами допущена ошибка при описании электрического поля горизонтальной петли (рис. 1.6, в). Отношение $|E_z| / |E_x|$ для питающей линии «петля» следует считать равным нулю.

• суммарное электрическое поле \mathbf{E}_{Σ}^{um} емкостной и гальванической утечек провода питающей линии (при их наличии) рассчитывается *интегрированием* по контуру провода полей (15), (16) однополюсных источников тока.

3. Квазистационарное приближение

Для практического применения выражения (15), (16), (18) могут быть упрощены при использовании квазистационарного приближения и следующих условий:

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu, \quad \tilde{\gamma}_1 \rightarrow 0. \quad (19)$$

Рассмотрим для электрического поля на поверхности раздела сред ($z \rightarrow 0$) два вида квазистационарного приближения — *общее* и *частное*.

Приближение *общего* вида подразумевает рассмотрение электрического поля питающей линии в *ближней* зоне — на расстояниях r , в пределах которых можно пренебречь конечной скоростью распространения электромагнитного поля как в *верхней*, так и в *нижней* средах (считать указанную скорость бесконечно большой в верхнем и нижнем полупространствах). При допустимой погрешности расчета электрических полей (3–5%) размеры зоны *общего* квазистационарного приближения отвечают первым процентам от наименьшей длины волны в рассматриваемых средах.

Приближение *частного* вида допускает бесконечно большую скорость распространения электромагнитного поля *только для верхнего полупространства* — изолятора с комплексной проводимостью $\tilde{\gamma}_1 \rightarrow 0$. При той же допустимой погрешности расчета электрических полей размеры зоны *частного* квазистационарного приближения соответствуют первым процентам от длины волны в верхней среде [2].

4. Приближение общего вида

Полагая в выражении (15) для потенциалов однополюсного источника тока $z \rightarrow 0$, $\tilde{\gamma}_1 \rightarrow 0$, получим для приближений *общего* и *частного* видов

$$\varphi^{pm} = \varphi_q^{pm} = \frac{I}{2\pi \tilde{\gamma}_2 r}, \quad \varphi_A^{pm} = 0. \quad (20)$$

Для определения вертикального компонента электрического поля E_z^{pm} однополюсного источника тока вначале вычислим по формуле (14) стационарное значение A_z при $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, $\tilde{\gamma}_1 \rightarrow 0$, $z \rightarrow 0$, $w = 0$:

$$A_z = -\frac{I}{4\pi x}, \quad \varphi_A^{pm} = 0. \quad (21)$$

Выбрав координату точки C так, чтобы удовлетворить условию $\ln r_c = 0$, и учитывая для поверхности раздела сред ($z \rightarrow 0$) справедливость равенства $\text{grad}_z \varphi^{pm} = 0$, получим из (16)

$$E_z^{pm} = \frac{\tilde{\mu} I}{4\pi} \ln r. \quad (22)$$

Таким образом, электрическое поле \mathbf{E}^{pm} однополюсного источника тока на поверхности раздела сред имеет вид

$$\mathbf{E}^{pm} = -\text{grad}_r \varphi^{pm} \mathbf{e}_r + E_z^{pm} \mathbf{e}_z, \quad (23)$$

где \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_z — орты цилиндрической системы координат.

Для определения электрического поля \mathbf{E}^{vm} векторного элемента тока вначале вычислим по формуле (13) стационарное значение A_{Lx}^{ed} при $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, $\tilde{\gamma}_1 \rightarrow 0$, $z \rightarrow 0$, $w = 0$:

$$A_{Lx}^{ed} = \frac{I dx}{4 \pi r}. \quad (24)$$

Искомое поле \mathbf{E}^{vm} определим по формуле (18)

$$\mathbf{E}^{vm} = -\tilde{\mu} \frac{I dx}{4 \pi r} \mathbf{e}_x. \quad (25)$$

5. Приближение частного вида

Выражение для вертикального компонента E_z^{pm} электрического поля однополюсного источника тока получим из формул (14), (16) при $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, $\tilde{\gamma}_1 \rightarrow 0$, $z \rightarrow 0$, $w = 0$:

$$E_z^{pm} = -\tilde{\mu} \frac{I}{2 \pi} \int_{r_c}^r \frac{I_1(\xi_2/2) K_1(\xi_2/2)}{x} dx, \quad (26)$$

где I_1 , K_1 — Бесселевы функции чисто мнимого аргумента; $\xi_2 = k_2 r$ — численное расстояние для нижней среды.

Электрическое поле \mathbf{E}^{pm} однополюсного источника тока на поверхности раздела сред в рассматриваемом приближении (*дальняя зона*) также определяется по формуле (23). Однако для подстановки в (23) выражения для вертикальной составляющей электрического поля вместо (22) необходимо использовать формулу (26).

Выражение для электрического поля \mathbf{E}^{vm} векторного элемента тока получим из формул (13), (18) при $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, $\tilde{\gamma}_1 \rightarrow 0$, $z \rightarrow 0$:

$$\mathbf{E}^{vm} = -\frac{\tilde{\mu} I dx}{2 \pi r} \frac{1 - (1 + \xi_2) e^{-\xi_2}}{\xi_2^2} \mathbf{e}_x. \quad (27)$$

Для *ближней зоны* ($\xi_2 \rightarrow 0$) выражения (26), (27) переходят соответственно в выражения (22), (25) приближения *общего* вида.

6. Анализ результатов

В заключение остановимся на вопросе о физической реальности элементарных источников в составе питающей линии. При этом под физической реальностью будем понимать возможность наблюдения свойств источника в электрическом поле питающей линии.

Электрический диполь как элементарный источник не обладает физической реальностью. При приближении к любой составной части питающей линии свойства электрического диполя не проявляются в наблюдаемом электрическом поле. Этот вывод

особенно очевиден для заземленных питающих линий при использовании постоянно-го тока и для незаземленных питающих петель с переменным током. Как физически реальный источник электрический диполь может рассматриваться лишь для заземленной питающей линии в целом в том случае, когда наблюдения полей проводятся на расстояниях, значительно превышающих характерные размеры линии.

Напротив, однополюсные источники тока и векторные элементы (скалярные и векторные монополи) обладают физической реальностью в указанном выше смысле.

Так, для заземленных питающих линий с постоянным током свойства однополюсных источников тока можно наблюдать непосредственно, так как здесь электрическое поле формируется исключительно источниками указанного типа.

При использовании переменного тока свойства *однополюсных источников* тока можно наблюдать на профиле AB заземленной питающей линии с проводом в виде прямоугольной полупетли без гальванических и емкостных утечек (рис. 2). Для того чтобы исключить влияние той части электрического поля, которая обусловлена векторными элементами, приемная линия должна быть ориентирована перпендикулярно сторонам полупетли, соединенным с заземлениями A и B , причем сторона полупетли, параллельная линии AB , должна быть достаточно удалена от профиля наблюдений. При этих условиях на профиле AB вблизи одного из заземлений можно наблюдать горизонтальную и вертикальную составляющие электрического поля *однополюсного источника*.

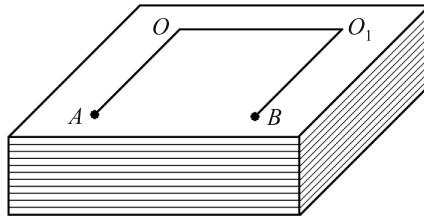


Рис. 2. Схема питающей линии AB — заземленной прямоугольной полупетли

Наблюдение горизонтальной составляющей электрического поля *векторных элементов* может быть выполнено на профиле, параллельном линии OO_1 (вблизи стороны полупетли, удаленной от заземлений). Приемная линия MN в этом случае также должна быть ориентирована строго перпендикулярно двум другим сторонам полупетли. Характерно, что на указанном профиле отсутствует вертикальная составляющая электрического поля, несвойственная векторным элементам тока.

Выделение в составе питающей линии рассмотренных элементарных источников возможно также и в том случае, когда нижнее полупространство представлено горизонтально-слоистой средой. Можно полагать, что разделение электрического поля питающей линии на составные части позволит реализовать схемы электророндирования слоистой среды, основанные на свойствах элементарных источников какого-либо одного типа, — *однополюсных источников* тока (скалярных монополей) или *векторных элементов* (векторных монополей). Тем самым возможно упрощение аппарата интерпретации электророндирований переменным током и, как следствие, повышение эффективности зондирований.

Заключение

1. Предложено раздельное вычисление составных частей нормального электрического поля питающих линий, обусловленных элементарными источниками двух типов — *скалярным монополем* (однополюсный точечный источник тока) и *векторным монополем* (линейный элемент тока провода линии).

2. Анализ результатов раздельного вычисления полей (вместо вычисления общего поля путем интегрирования полей электрических диполей) имеет практическое значение при решении ряда методических задач, связанных с оценкой глубинности исследований, установлением относительного вклада в нормальное поле со стороны проводов и заземлений линии, выбором оптимальной конфигурации проводов линии, определением полей гальванических и емкостных утечек.

3. Поля предлагаемых источников определены для однородной и двухслойной среды «земля—воздух» с использованием лоренцевской калибровки электродинамических потенциалов. На границе раздела «земля—воздух» *скалярный монополь* имеет два компонента: горизонтальную (радиальную) и вертикальную составляющие; *векторный монополь* — только горизонтальную составляющую, параллельную линейному элементу тока.

4. Для элементарных полей монополей рассмотрены приближения *общего* и *частного* видов, отвечающие *ближней* и *дальней* зонам.

5. Показана физическая реальность предлагаемых элементарных источников, отсутствующая для элементарного источника в виде электрического диполя.

Указатель литературы

1. *Вешев А. В.* Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. Л.: Недра, 1980. 391 с.
2. *Егорова Л. В., Сапожников Б. Г.* Оценка границ квазистационарного приближения для низкочастотного нормального электрического поля // Методы разведочной геофизики. Наземные варианты электроразведки импульсными полями при поисках рудных месторождений. НПО «Рудгеофизика». Л., 1983. С. 85–97.
3. *Нахабцев А. С., Сапожников Б. Г., Яблучанский А. И.* Электропрофилирование с незаземленными рабочими линиями. Л.: Недра, 1985. 96 с.
4. *Сапожников Б. Г.* Электропрофилирование с незаземленными рабочими линиями: автореф. дис. . . . канд. техн. наук. М., 1986. 24 с.
5. *Чертов А. Г.* Физические величины (терминология, определения, обозначения, размерности, единицы). М.: Высшая школа, 1990. 335 с.