УДК 550.837

В. С. МОГИЛАТОВ

РАСЧЕТ ПОЛЯ ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО ТОКА, ЗАЗЕМЛЕННОГО В ОБСАЖЕННОЙ СКВАЖИНЕ

Предлагается метод расчета поля источника постоянного тока, заземленного на обсадную колонку скважины в сложных геоэлектрических условиях. Задача решается суммированием полей точечных источников, распределенных по скважине. Обосновывается приближенный способ определения распределения стекающих токов. Метод демонстрируется в геоэлектрических условиях Восточной Сибири.

Широкое распространение наземно-скважинных способов электроразведки возможно, по-видимому, лишь при условии использования обсаженных скважин. Однако заземление элементов приемно-питающей установки на обсадную металлическую колонну приводит к тому, что она существенно участвует в формировании электрического поля в Земле посредством своих параметров — удельного сопротивления материала, радиуса, длины, проводящего сечения. Соответственно возникает необходимость в решении прямых задач, учитывающих это обстоятельство. Цель данной работы — предложить метод решения таких задач в сложных условиях, но вначале проиллюстрируем влияние колонны на простом примере.

Колонна в полупространстве. Итак, среда — однородное проводящее полупространство с удельным сопротивлением ρ, которое от дневной поверхности пересекается полубесконечной колонной радиуса a с удельным сопротивлением материала ρ_M. Источник заземлен в точке z_0 (рис. 1, *А*)

Воспользовавшись известным [1] решением для среды с цилиндрическими границами и учтя дневную поверхность как плоскость симметрии двух решений, получим потенциал на дневной поверхности в виде

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{\pi^2} \cdot \int_0^\infty \frac{\cos(m \cdot z_0) \cdot K_0(mr) \cdot dm}{1 + m \cdot a \cdot (\rho/\rho_M - 1) \cdot K_0(m \cdot a) \cdot I_1(m \cdot a)}, \tag{1}$$

где I_0 — ток источника; $K_0(mr)$, $I_1(ma)$— модифицированные функции Бесселя; r — расстояние на дневной поверхности от устья скважины до точки наблюдения (разнос).

Формула (1) справедлива для цилиндра любого радиуса и произвольного удельного сопротивления, но в нашем случае удельное сопротивление металла колонны на шесть порядков меньше ρ — удельного сопротивления вмещающей среды. Кроме того, радиус колонны много меньше величины разносов (r), на которых рассматривается потенциал. Поскольку сходимость интеграла в (1) определяется экспоненциальным спадом функции $K_0(mr)$, можно считать, что $m \cdot a \ll 1$. Таким образом, приходим к формуле

$$\varphi = \frac{I_0 \cdot \rho}{\pi} \cdot \int_0^\infty \frac{\cos(m \cdot z_0) K_0(m \cdot r) \cdot dm}{\pi - \frac{m^2}{2} \cdot \frac{\rho}{q} \cdot \ln\left(\frac{\gamma \cdot m \cdot a}{2}\right)}, \tag{2}$$

где γ — постоянная Эйлера, а $q = \rho_M/(\pi \cdot a^2)$ имеет смысл сопротивления единицы длины колонны.

Из физических соображений ясно, что при уменьшении удельного сопротивления вмещающей среды или при увеличении продольного сопротивления колонны влияние ее должно падать. И в самом деле, выражение (2) при $(\rho/q) \to 0$ переходит в

$$\varphi_T = \frac{I_0 \cdot \rho}{\pi} \cdot \int_0^\infty \frac{\cos(m \cdot z_0) \cdot K_0(m \cdot r) \cdot dm}{\pi} = \frac{I_0 \rho}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{r^2 + z_0^2}}, \tag{3}$$

т. е. в выражение для потенциала точечного источника.

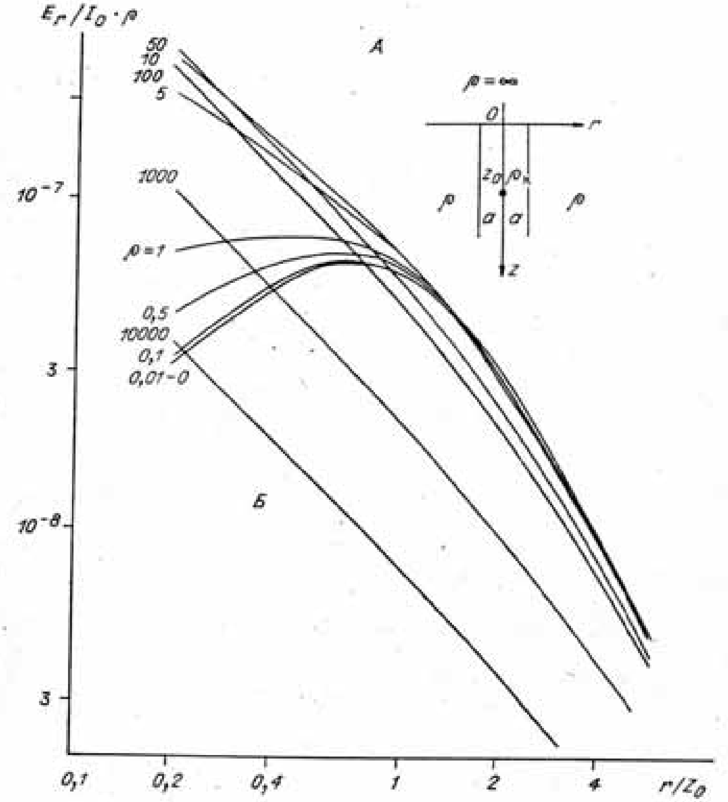

Рис. 1.

Результаты более детального анализа формулы (2) приведены на рис. 1, *Б*. Здесь представлены кривые градиента $(E_r/(I_0\cdot\rho))$ в зависимости от разноса для широкого диапазона сопротивлений среды. Источник подключен к колонне (стальная труба, внешний диаметр 0,2 м, внутренний — 0,18 м) на глубине 1000 м.

Отметим, что в диапазоне сопротивлений $0 \leqslant \rho \leqslant 0{,}1$ Ом·м поле от колонны на дневной поверхности практически не отличается от поля точечного источника (на рис. 1, *Б* этот диапазон представлен одной кривой). Следующий диапазон — 0,1 Ом·м $< \rho \leqslant 10$ Ом·м характеризуется тем, что приближение к полю точечного источника наблюдается при разносах $r \geqslant z_0$. Наконец, при $\rho > 50$ Ом·м имеет место все более резкий отход кривых от значений поля точечного источника — колонна становится все более эквипотенциальным проводником.

Как видно, различие в геоэлектрических условиях района исследований может существенно сказаться на выборе методики наземно-скважинных измерений. Например, для Сибирской платформы, где среднее удельное сопротивление вмещающих пород составляет 50—100 Ом·м, применение вертикальной электрической линии вряд ли возможно, так как токи большей частью будут замыкаться просто по колонне. Использование же однополярного источника потребует при интерпретации учет влияния колонны.

С иными условиями сталкивается наземно-скважинная электроразведка при исследовании нефтегазовых месторождений в мезозойских отложениях Западно-Сибирской плиты, среднее удельное сопротивление которых составляет 3—5 Ом·м. Здесь заземления можно считать точечными, соответственно возможно использование вертикальной электрической линии.

Колонна в сложной среде. Выше рассмотрена задача для простейшей геоэлектрической среды. Появление хотя бы еще одной границы, кроме дневной, принципиально осложняет решение, приводя к необходимости применения громоздких численных процедур. Однако следующий прием (без существенного обоснования он использовался в работе [5]) позволяет свести задачу к двум более простым.

Допустим, что скважина длиной L, в которой заземлен источник постоянного тока, пересекает некоторый геоэлектрический разрез. Обсадную колонну можно рассматривать как весьма протяженный линейный заземлитель с некоторым распределением стекающего тока. В общем случае это распределение зависит от всех параметров разреза. Предположим, что оно известно: с малого участка колонны Δl стекает в среду ток $\Delta I(l)$. Допустим также, что известен потенциал в любой точке пространства от точечного источника, помещенного в рассматриваемый разрез на глубине l:

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta\cdot I(l)\cdot\rho}{4\pi}\cdot\psi(l,\,x,\,y,\,z). \qquad (4)$$

Тогда полный потенциал в любой точке от заряженной колонны можно записать как

$$\varphi(x,\,y,\,z) = \frac{\rho}{4\pi}\int_0^L \frac{dI(l)}{dl}\cdot\psi(l,\,x,\,y,\,z)\,dl, \qquad (5)$$

где dI/dl — плотность распределения стекающего тока.

Несложно обобщить выражение (5) и на случай криволинейной скважины.

Итак, задача о поле заряженной колонны свелась к двум: распределение по скважине стекающего тока и поле точечного источника. Рассмотрим эти задачи.

Задача о поле точечного источника хорошо исследована, для произвольной горизонтально-слоистой среды известны выражения в виде квадратур или рядов, получены решения для некоторых частных случаев горизонтально-неоднородных сред [3], наконец, разработаны и программно реализованы алгоритмы для произвольных неоднородных сред [6].

Что касается другой задачи — отыскание распределения стекающего тока, то на первый взгляд она не выглядит проще, чем исходная, поскольку распределение стекающего тока нужно признать зависимым от любых геоэлектрических качеств разреза. Однако учитывая особые свойства обсадной колонны, рассматривая ее как длинное линейное заземление, допустив, что характер стекания зависит лишь от вмещающей среды, непосредственно окружающей колонну, можно решить эту задачу для произвольной изотропной горизонтально-слоистой среды. Причем решение будем считать справедливым и для горизонтально-неоднородных сред, если резкие нарушения горизонтальной однородности достаточно удалены от скважины. Метод решения был первоначально заимствован из [2], дальнейшее развитие и подробное обоснование условий его применимости изложены в [4].

Решение для поля заряженной колонны, полученное описанным выше способом, согласно (5), далее будем называть приближенным, имея в виду допущения, используемые при расчете распределения стекания тока.

Колонна в полупространстве. Приближенное решение. Проверим теперь метод, получив решение для колонны в полупространстве и сравнив его с полученным выше строгим решением.

Итак, пусть колонна длиной L помещена в полупространство с удельным сопротивлением ρ. Источник тока заземлен на глубине z_0. Потенциал на дневной поверхности от точечного источника с током ΔI, расположенного на глубине l, есть

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta I(l)\cdot\rho}{2\cdot\pi}\cdot\frac{1}{\sqrt{r^2+z_0^2}}. \tag{6}$$

Согласно [4], распределение плотности стекающего тока с колонны длиной L, помещенной в полупространство с удельным сопротивлением ρ, описывается следующим образом:

$$\frac{dI(l)}{dl} = -\frac{1}{g}\cdot U(l),$$

$$U(l) = \frac{I_0 q}{\alpha\cdot \mathrm{sh}(\alpha\cdot L)}\times\begin{cases}\mathrm{ch}[\alpha\cdot(L-z_0)]\cdot\mathrm{ch}(\alpha\cdot l), & 0\leqslant l\leqslant z_0\\ \mathrm{ch}(\alpha\cdot z_0)\cdot\mathrm{ch}[\alpha\cdot(L-l)], & z_0\leqslant l\leqslant L\end{cases} \tag{7}$$

где $\alpha = \sqrt{q/g}$, $q = \rho_M/S_M$ — отношение удельного сопротивления металла колонны к ее проводящему сечению, т. е. q — сопротивление единицы длины колонны протекающему току; $g = k\cdot\rho$ — сопротивление току стекания с одного метра колонны; k — коэффициент, слабо зависящий от длины и радиуса колонны.

Если представить колонну вытянутым эллипсоидом вращения с полуосями $L/2$ и a, то можно принять [2]:

$$k = \frac{1}{2\pi}\cdot\ln\left(\frac{L}{a}\right). \tag{8}$$

Теперь потенциал на дневной поверхности от заряженной колонны, согласно (5), можно записать как

$$\varphi = -\frac{\rho}{2\pi g}\cdot\int_0^L \frac{U(l)\cdot dl}{\sqrt{r^2+z_0^2}}. \tag{9}$$

Воспользовавшись соотношением

$$\frac{1}{\sqrt{r^2+l^2}} = \frac{2}{\pi}\cdot\int_0^\infty K_0(m\cdot r)\cdot\cos(m\cdot l)\cdot dm,$$

устремив величину L в бесконечность и производя интегрирование по l, получим выражение

$$\varphi = \frac{I_0\cdot\rho}{\pi^2}\cdot\int_0^\infty \frac{\cos(m\cdot z_0)\cdot K_0(m\cdot r)\cdot dm}{1+\frac{m^2}{\alpha^2}}$$

или, учитывая определения α и g,

$$\varphi = \frac{I_0\cdot\rho}{\pi}\cdot\int_0^\infty \frac{\cos(m\cdot z_0)\cdot K_0(mr)\cdot dm}{\pi-\frac{m^2}{2}\cdot\frac{\rho}{q}\cdot(-2\cdot\pi\cdot k)} \tag{10}$$

в отличие от строгого решения (2), которое здесь снова выпишем:

$$\varphi = \frac{I_0\cdot\rho}{\pi}\cdot\int_0^\infty \frac{\cos(m\cdot z_0)\cdot K_0(m\cdot r)\cdot dm}{\pi-\frac{m^2}{2}\cdot\frac{\rho}{q}\cdot\ln\left(\frac{\gamma\cdot m\cdot a}{2}\right)}.$$

Сравнение этих выражений показывает, что приближение состоит в том, что в подынтегральном выражении функция $\ln(\gamma\cdot m\cdot a/2)$ заменяется на константу $(-2\cdot\pi\cdot k)$. Воспользовавшись характером зависимости подынтегральной функции в (2) от m, можно предложить формулу для k в случае полубесконечной колонны:

$$k = \frac{1}{2\pi}\cdot\ln\left(\frac{l_0}{a}\right), \tag{11}$$

которая по форме близка к выражению коэффициента k для колонны конечной длины (8) (l_0 — масштабная единица длины, принятая в дальнейшем равной 1000 м).

Использование выражения (10) вместо (2) означает необходимость признать зависимость коэффициента k от всех параметров (r, ρ, z_0), входящих в подынтегральное выражение. Рассмотрим эти зависимости.

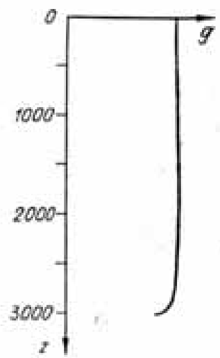

Рис. 2.

Зависимость от разноса r. Из общих физических соображений можно предположить, что с удалением точки измерений от скважины различие между точным решением (2) и приближенным (10) будет уменьшаться. Как показывают расчеты, относительная ошибка меньше 2 % при $r \geqslant 600$ м ($z_0 = 1000$ м, $\rho = 100$ Ом · м).

Зависимость от ρ. Анализ расчетов по формулам (2) и (10) показывает, что изменение удельного сопротивления вмещающего колонну полупространства слабо влияет на относительную погрешность. Можно выбрать значение k, при котором ошибка при пользовании приближенного решения (10) будет допустимой в широком диапазоне значений ρ. Например, для $z_0 = 1000$ м при $k = 1{,}5$ обеспечивается отличие от точного решения менее 3 % при $1 \leqslant \rho \leqslant 100$ Ом · м.

Зависимость от z_0. Сравнение точного и приближенного расчетов для различных значений z_0 показывает, что при $r \geqslant 600$ м и $\rho > 1$ Ом · м ошибка не превышает 2 %.

Можно сделать общий вывод, практически важный: в широком реально используемом диапазоне изменений параметров z_0, ρ, r коэффициент k — коэффициент пропорциональности между сопротивлением стеканию тока с колонны и удельным сопротивлением среды достаточно положить равным 1,5, чтобы обеспечить относительную ошибку приближенного решения в 3 % — не более. Таким образом, в принятом нами определении сопротивление току стекания постоянно вдоль колонны и зависит (линейно) только от удельного сопротивления вмещающей среды. Однако этот вывод мы сделали на основании сравнения точного и приближенного решений для полубесконечной колонны. Вполне допустимо, что для реальной колонны конечной длины сопротивление стеканию будет значительно меняться вдоль скважины. На рис. 2 представлена кривая сопротивления току стекания (с 1 м), построенная по расчетам, выполненным В. С. Моисеевым и сотрудниками по методу электротехнического эквивалента [7] для скважины длиною 3000 м и $\rho = 5$ Ом · м. Сами значения g (~ 10 Ом·м) отличаются от нашего значения $g = 1{,}5\cdot\rho = 7{,}5$ Ом · м, поскольку при расчете методом электротехнического эквивалента поверхность скважины разворачивалась в пластину (одностороннюю) и сопротивление вследствие этого завышалось, однако «краевой» эффект в этом методе учитывался (см. рис. 2), но им можно пренебречь и считать сопротивление стеканию постоянным по колонне.

Поле колонны, пересекающей S-плоскость. Мы констатировали, что предлагаемый способ решения задачи о поле колонны с использованием приближенного определения распределения стекающего тока вполне оправдан, по крайней мере, в однородном полупространстве. Покажем, что и в резко неоднородной по вертикали среде приближенное решение достаточно близко к точному, причем при том же значении k.

В качестве такой среды, позволяющей получить точное решение, возьмем однородное пространство с удельным сопротивлением ρ, вмещающее плоскость S с проводимостью $S_п$. Бесконечная колонна пересекает все пространство и S-плоскость по оси z. Источник помещен в начало координат — в точку пересечения оси скважины (ось z) с плоскостью S.

Строгое решение получим несколько иначе, чем мы это сделали для полупространства, заменив колонну S-поверхностью в виде цилиндра радиуса a с продольной проводимостью $S_к$. Для такой модели удается разделить переменные в краевой задаче для потенциала в цилиндрической системе координат.

Удовлетворив обычным требованиям для потенциала и условиям для градиентов на S-поверхностях:

$$[E_z]|_{S_К} = 0, \quad [H_\varphi]|_{S_К} = -S_К \cdot E_z,$$

$$[E_r]|_{S_П} = 0, \quad [H_\varphi]|_{S_П} = S_П \cdot E_r, \tag{12}$$

разделив переменные в уравнении Лапласа, получим, что

$$\varphi = \frac{I_0\rho}{2\pi}\cdot\int_0^\infty K_0(m\cdot r)\cdot\left\{\frac{\cos(m\cdot z)}{\pi - \frac{m^2}{2}\cdot\frac{\rho}{q}\cdot\ln\left(\frac{\gamma\cdot m\cdot a}{2}\right)} - \right.$$

$$\left. -\rho\cdot S_П\cdot\frac{[\cos(mz) + |\sin(m\cdot z)|]}{\left[\pi - \frac{m^2}{2}\cdot\frac{\rho}{q}\cdot\ln\left(\frac{\gamma\cdot m\cdot a}{2}\right)\right]\cdot[2 + m\rho\cdot S_П]}\right\}\cdot dm, \tag{13}$$

где $q = 1/(2\cdot\pi\cdot a^2\cdot S_К)$ — продольное сопротивление колонны. Здесь учтено, что $r \gg a$ и $\rho/\rho_М \sim 10^6$.

Первый член представляет собой решение для потенциала в отсутствие S-плоскости, второй — аномальная часть φ.

Найдем теперь приближенное решение. По предлагаемому рецепту необходимо сначала получить распределение стекающего тока с колонны, пересекающей пространство и плоскость S, что можно сделать, воспользовавшись результатами работы [4]. Кроме того, нужно знать выражение для потенциала точечного источника при произвольном его положении на оси z для той же среды. Подставив соответствующие функции в (5) и проинтегрировав по бесконечной колонне, получим

$$\varphi = \frac{I_0\rho}{2\pi}\int_0^\infty K_0(mr)\cdot\left\{\frac{\cos(m\cdot z)}{\pi - \frac{m^2}{2}\cdot\frac{\rho}{q}\cdot(-2\pi\cdot k)} - \right.$$

$$\left. -\rho\cdot S_П\cdot\frac{[\cos(m\cdot z) + |\sin(m\cdot z)|]}{\left[\pi - \frac{m^2}{2}\cdot\frac{\rho}{q}\cdot(-2\cdot\pi\cdot k)\right][2 + m\cdot\rho\cdot S_П]}\right\}dm. \tag{14}$$

Сравнение формул (13) и (14) показывает, что, как и в случае однородного пространства, приближение сводится к тому, что в подынтегральном выражении функция $\ln(\gamma\cdot m\cdot a/2)$ заменяется на константу $(-2\cdot\pi\cdot k)$. Сравнение численных расчетов, проведенных по обеим формулам, показывает, что величина k, при которой погрешность приближения менее 5 %, одинакова как для нормального поля, так и для аномального, и для всех реальных значений параметров ρ, $S_П$, r близка к 1,5.

Поле колонны в сложных средах. Считая развитый выше метод расчета поля от обсадной колонны достаточно обоснованным, применим его к ситуациям более сложным.

Во-первых, заметим, что нетрудно получить решение для колонны в произвольной горизонтально-слоистой среде. Поле точечного источника хорошо изучено, а распределение стекающего тока с колонны, пересекающей N-слойную горизонтально-слоистую среду, нетрудно получить, пользуясь нашим приближенным способом. Не приводя формулы, отметим, что окончательный результат после интегрирования по скважине представляется в виде квадратуры, которую нужно вычислять на ЭВМ.

Применим предлагаемый метод расчета в ситуации, характерной для условий Сибирской платформы. Получим решение для поля колонны, пересекающей водонасыщенную часть коллектора, моделируемую S-диском, перекрытого экраном — T-плоскостью. Вмещающая среда — однородный пласт на изолирующем основании. Пусть S-диск расположен в основании пласта, т. е. его мощность $h \leqslant L$ — длины колонны. T-плоскость помещена на глубине $h_П$.

Поле точечного источника в таких условиях получим методом, использованным в работе [3]:

$$\varphi_T(r, z, l) = \frac{J\cdot\rho}{4\pi}\int_0^\infty J_0(m\cdot r)\cdot F(m, z, l)\cdot dm \tag{15}$$

на дневной поверхности ($z = 0$)

$$F(m, 0, l) = F_Н(m, 0, l) + \tau\cdot\frac{\partial F(m, h_П, l)}{\partial z} + F_Д(m, 0, l),$$

где (l — положение источника, ось z — вниз)

$$F_Н(m, z, l) = \frac{2}{\operatorname{sh}(mh)}\times\begin{cases}\operatorname{ch}(m\cdot z)\cdot\operatorname{ch}[m(h - l)], & z \leqslant l,\\ \operatorname{ch}[m(h - z)\cdot\operatorname{ch}(ml)], & z \geqslant l,\end{cases}$$

$$\tau = \frac{T_П}{\rho}\cdot\frac{\operatorname{sh}[m\cdot(h - h_П)]}{e},$$

$$F_Д = -\frac{m\cdot D}{e}\cdot\rho\cdot S_Д\cdot R_Д\int_0^\infty \psi_S\cdot m'\cdot\left[F_Д + F_Н(m', 0, l) - \tau_0\frac{\partial F_Н(m, h_П l)}{\partial z}\right]dm',$$

$$D = \operatorname{ch}(m\cdot h) + \frac{T_П}{\rho}\cdot\frac{\operatorname{ch}[m\cdot(h - h_П)]\cdot\operatorname{sh}(m\cdot h_П)}{e}, \tag{16}$$

$$\tau_0 = \frac{T_П}{\rho}\cdot\frac{\operatorname{sh}(mh_П)}{e},$$

$$e = \operatorname{sh}(mh) + \frac{T_П}{\rho}\cdot m\cdot\operatorname{sh}(m\cdot h_П)\cdot\operatorname{sh}[m\cdot(h - h_П)],$$

$$\psi_s = \frac{m'J_1(m\cdot R_Д)\cdot J_0(m'\cdot R_Д) - mJ_0(mR_Д)J_1(m'\cdot R_Д)}{m^2 - m'^2}$$

$T_П$ — поперечное сопротивление экрана; $S_Д$ — продольная проводимость S-диска; $R_Д$ — радиус S-диска.

Для определения $F_Д$ как функции от m необходимо решить интегральное уравнение (16).

Распределение стекающего тока получим, воспользовавшись результатами (4). В нашем приближении наличие T-плоскости не влияет на распределение стекающего тока:

$$\frac{dI}{dl} = \frac{1}{g}[U_Н(l, z_0) + U_S(l, z_0)], \tag{17}$$

где

$$U_Н(l, z_0) = \frac{I_0 q}{\alpha}\cdot\frac{1}{\operatorname{sh}(\alpha h)}\begin{cases}\operatorname{ch}[\alpha\cdot(h - z_0)]\cdot\operatorname{ch}(\alpha\cdot z), & 0 \leqslant l \leqslant z_0,\\ \operatorname{ch}(\alpha\cdot z_0)\cdot\operatorname{ch}[\alpha\cdot(h - l)], & z_0 \leqslant l \leqslant h.\end{cases}$$

$$U_S(l, z_0) = -\frac{S_Д\cdot\rho\cdot\alpha\cdot U_Н(h, z_0)\cdot\operatorname{ch}(\alpha l)}{\operatorname{sh}(\alpha h) + S_Д\cdot\rho\cdot\alpha\cdot\operatorname{ch}(\alpha\cdot h)},$$

q — продольное сопротивление 1 м колонны, $g = k\cdot\rho$ — сопротивление току стекания с 1 м; $\alpha = \sqrt{q/g}$ — важнейший параметр, определяющий

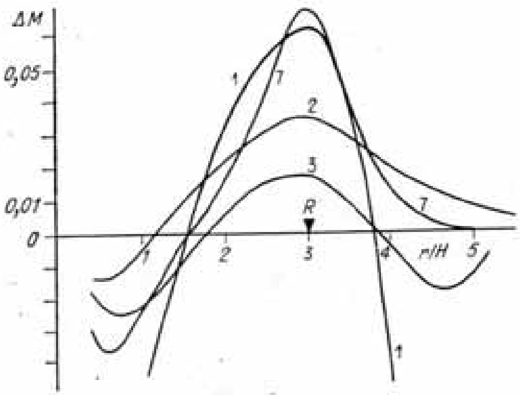

Рис. 3.

всю «гиперболическую» картину распределения стекающего тока. Можно представить α как

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho_M}{\rho} \cdot \frac{1}{S_M k}}.$$

Поскольку величины k и S_M — проводящее сечение колонны — стабильны, то α определяется корнем из отношения удельных сопротивлений металла колонны и окружающей породы.

Итак, в соответствии с предлагаемой методикой поле колонны, пересекающей пласт, содержащий T-плоскость на глубине $h_п$ и S-диск на глубине h (в основании пласта), согласно (5), определяется как

$$\varphi(r, z, z_0) = \frac{\rho}{4\pi} \int_0^h \frac{dI(l, z_0)}{dl} \int_0^\infty J_0(mr) F(mz, l) \cdot dm \cdot dl, \tag{18}$$

где z_0 — положение заземления источника в колонне.

Интеграл по колонне от 0 до h берем аналитически, используя граничные условия, и окончательно найдем для потенциала на дневной поверхности от заряженной колонны:

$$\varphi(r, 0, z_0) = -\frac{I_0 \rho \alpha}{4\pi} \int_0^\infty \frac{J_0(mr)}{\alpha^2 - m^2} \Big\{ -\frac{dI(h_п, z_0)}{dl} \cdot \frac{2 \cdot m \cdot \tau}{I_0 \alpha} + \alpha \cdot F_Н(m, 0, z_0) +$$

$$+ \alpha \cdot \tau \frac{\partial F_Н(m, h_П, z_0)}{\partial l} - \frac{dI(0, z_0)}{dl} \cdot \frac{2 \cdot m}{I_0 \cdot \alpha} - \frac{S_Д \cdot \rho \cdot \alpha}{I_0} \cdot \frac{dI(h, z_0)}{dl} \times$$

$$\times \Big[F_Н(m, 0, h) + \tau \cdot \frac{\partial F_Н(m, h_П, h)}{\partial l} \Big] + X/D \Big\} dm, \tag{19}$$

где X удовлетворяет уравнению

$$X = -\frac{m \cdot D}{e} \cdot \rho \cdot S_Д \cdot R_Д \cdot \int_0^\infty \psi_S \cdot m' (X + X_Н) \, dm',$$

$$X_Н = -\frac{d^2 I(0, z_0)}{dl^2} \cdot \frac{2 \cdot m \cdot \tau_0}{I_0 \cdot \alpha} + \alpha \cdot F_Н(m, h, z_0) - \alpha \cdot \tau_0 \cdot \frac{d \cdot F_Н(m, h_п, z_0)}{dl} +$$

$$+ \frac{dI(h, z_0)}{dl} \cdot \frac{1}{I_0 \alpha} \cdot \Big[-\alpha^2 \cdot \rho \cdot S_Д \cdot F_Н(m, h, h) + \alpha^2 \cdot \rho \cdot S_Д \cdot \tau_0 \frac{\partial F_Н(m, h_П, h)}{\partial l} - 2m \Big].$$

Далее необходимо производить численный расчет. Соответствующая программа была составлена и использовалась для анализа возможностей определения положения края водонасыщенной части коллектора для условий Восточной Сибири (в частности, для Даниловской площади). Здесь мощность проводящей толщи $h = 2000$ м, $\rho = 75$ Ом·м. Объект — водонасыщенная часть коллектора — моделируется в основании пласта диском с продольной проводимостью $S_Д = 25$ Ом$^{-1}$. Экранирующие высокоомные отложения (траппы, соли) моделируются T-плоскостью с поперечным сопротивлением до $T_П = 5 \cdot h \cdot \rho$ на глубине 1000 м. Параметр α имеет значение 10^{-3} м$^{-1}$, т. е. влияние колонны значительно, но ее нельзя считать эквипотенциальным заземлением.

На рис. 3 приведен фрагмент этого исследования. Здесь представлены трансформированные кривые поля (градиента E_r) по профилю — радиусу от устья скважины. Трансформация имеет целью подчеркнуть положение края и заключается в нормировании полного поля E_r на нормальное поле $E_r^Н$ (т. е. для той же установки и среды, но без объекта) с последующим дифференцированием. Положение края ($R_Д = 6000$ м) отмечается максимумом. Источник заземлен на глубине 1600 м.

Кривая 7 дает наиболее четкое определение положения края диска. Это случай, когда отсутствуют экран и колонна. Заземление на колонну (кривая 1) в отсутствие экрана слабо сказывается на точности определения края. Кривые 2 и 3 рассчитаны с учетом экрана соответственно для точечного и заземленного на колонну источников. ЭДС над краем со стометровой линии на 1 А тока источника составляет 60—80 мкВ.

В заключение подчеркнем, что, несмотря на имеющиеся программные комплексы для расчета полей в произвольных трехмерных средах, необходимость в специализированных алгоритмах, как, например, для источника, заземленного на обсадную колонну, несомненна, поскольку это снижает требования к ресурсам ЭВМ и позволяет оперативно отвечать на вопросы методики полевых работ и интерпретации результатов наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дахнов В. Н.** Электрическая разведка нефтяных и газовых месторождений.— М.; Л.: Гостоптехиздат, 1953.— С. 111—113.
2. **Заборовский А. И.** Электроразведка.— М.: Гостоптехиздат, 1963.— С. 39—44.
3. **Могилатов В. С.** Математическое моделирование задач наземно-скважинной электроразведки // Геология и геофизика.— 1983.— № 3.— С. 111—116.
4. **Могилатов В. С., Гендельман А. М.** О возможности использования обсаженных скважин в наземно-скважинной электроразведке на нефть и газ в условиях Сибирской платформы // Геология и геофизика.— 1983.— № 12.— С. 99—105.
5. **Могилатов В. С., Горошко Н. В.** Становление поля от источника, заземленного в обсаженной скважине // Геология и геофизика.— 1986.— № 12.— С. 101—105.
6. **Хуторянский В. К.** О вычислении стационарного электрического поля в сложнопостроенных средах // Геология и геофизика.— 1984.— № 11.—С. 98—106.
7. **Моисеев В. С., Талашев А. С.** Оценка возможности применения наземно-скважинной электроразведки для решения нефтепоисковых задач в Восточной Сибири // Повышение эффективности геофизических методов поисков и оценки месторождений полезных ископаемых на основе математического моделирования.— Новосибирск: СНИИГГиМС, 1986.— С. 47—58.

НПО Сибгео
Новосибирск

Поступила в редакцию
12 марта 1991 г.

V. S. MOGILATOV

CALCULATION OF ELECTRIC FIELD EXCITED BY CURRENT SOURCE GROUNDED ON CASING IN DRILL HOLE

The method for calculation of electric field strength for the case when the source of constant current is grounded on casing is proposed. This method may be used under complex geoelectric conditions. The problem is resolved by summation of fields of point sources distributed along drill hole. An approximated way for determining current sheet is justified. The possibility of this method is illustrated under geoelectric conditions of East Siberia.