Авторы благодарны за помощь при проведении полевых работ сотрудникам Института сейсмологии АН Туркмении Т. К. Беркелиеву, М. К. Беркелиеву, сотрудникам музея Ильменского заповедника В. Ю. Карпенко и П. В. Хворову, за получение инфракрасного спектра — сотруднику Института минералогии УрО РАН С. Н. Батурову.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 94—05—17585.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Надежина Т. Н., Соколова Е. В., Белаковский Д. И.//Докл. АН СССР. 1990. Т. 313, № 4. С. 865—868.
2. Плюснина И. И. Инфракрасные спектры минералов. М.: Изд-во МГУ, 1977.
3. Семенов Е. И., Дусматов В. Д., Хомяков А. П. и др.//Зап. ВМО. 1975. Вып. 5. С. 583—585.
4. Hawthorne F. C., Kimata M., Černy P. et al./Amer. Mineral. 1991. Vol. 76. P. 1836—1856.

Поступила в редакцию
14.02.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 4, ГЕОЛОГИЯ. 1996. № 2

УДК 550.837.3

В. А. Шевнин, И. Н. Модин, Е. В. Перваго, Д. К. Большаков

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗОНДИРОВАНИЙ НАД ПОГРЕБЕННОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДОЙ

Введение. Подобная задача в теоретическом плане является более общей, чем задача о поле над анизотропным полупространством, и весьма важной в практическом отношении. Авторы в ходе полевых работ на Чукотке в районе г. Билибино, в Донецке, на территории Крымской учебной геофизической практики и в других местах сталкивались с подобными ситуациями. Для обеспечения научно-производственных и учебных полевых исследований возникла потребность в создании программного обеспечения для электрических наблюдений над анизотропным полупространством с наносами. В литературе известны решения этой задачи [1—3]. Зная об этих работах, мы все же предприняли свою попытку решения задачи, преследуя следующие цели: 1) необходимы алгоритмы для разных установок; 2) конечные расчетные формулы должны сохранить ясную структуру и четкий физический смысл; 3) сведение расчетных формул к виду интегралов Ханкеля может позволить применить для их расчета метод линейной фильтрации; 4) формулы должны быть удобны для решения обратной задачи.

Наиболее общей постановкой слоистой анизотропной задачи можно считать горизонтально-слоистую модель с произвольно ориентированной анизотропией в каждом слое [4]. Мы рассматриваем более частный случай: анизотропное основание с вертикальной ориентировкой анизотропии и изотропные наносы, как в работе [1].

Модель среды. Рассматривается двухслойная модель среды: верхний слой имеет сопротивление ρ_1 и мощность H, нижний слой — анизотропное полупространство: продольное сопротивление ρ_t и поперечное ρ_n, коэффициент анизотропии $\lambda=(\rho_n/\rho_t)^{1/2}$, среднее квадратичное сопротивление $\rho_m=(\rho_n\cdot\rho_t)^{1/2}$ и угол падения анизотропной толщи 90°. Ось X направлена вкрест простирания анизотропной толщи, а ось Y —

по простиранию, ось Z — вертикально вниз. Начало координат в точке источника A, расположенном на поверхности земли. Приемные электроды (M или MN) тоже на поверхности. Необходимо найти значения потенциала U и напряженности поля E на поверхности земли.

Решение задачи. Общий ход решения следующий: исходное уравнение Лапласа; переход для решения в спектральную область; получение решения, содержащего неопределенные коэффициенты, на уровне спектров; определение коэффициентов из граничных условий; обратное преобразование из спектральной в действительную область; преобразование формул к виду, удобному для численных расчетов.

Потенциал в верхнем слое U_1 можно определить из решения уравнения Лапласа:

$$\frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U_1}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2}=0, \tag{1}$$

где электрический потенциал в первом слое U_1 можно представить в виде суммы нормального потенциала U_0 первичного точечного источника для однородного полупространства с сопротивлением ρ_1 и аномального потенциала U.

$$U_1=U_0+U. \tag{2}$$

В нижнем анизотропном полупространстве потенциал подчиняется уравнению Лапласа вида

$$\alpha^2\frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U_2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U_2}{\partial z^2}=0, \tag{3}$$

где $\alpha^2=\rho_t/\rho_n=1/\lambda^2$.

Граничные условия имеют следующий вид:

$$U_1=U_2 \text{ при } z=H; \tag{4}$$

$$j_{1z}=j_{2z} \text{ или } \frac{1}{\rho_1}\frac{\partial U_1}{\partial z}=\frac{1}{\rho_t}\frac{\partial U_2}{\partial z} \text{ при } z=H; \tag{5}$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial z}=0 \text{ при } z=0. \tag{6}$$

Физические условия на источнике и бесконечности можно записать следующим образом:

$$\lim_{\substack{x\to 0\\ y\to 0}} U_1=\infty;\quad \lim_{\substack{x\to\infty\\ y\to\infty}} U_1=0;\quad \lim_{\substack{x\to\infty\\ y\to\infty\\ z\to\infty}} U_2=0. \tag{7}$$

Переход в спектральную область. Для решения используем двойное преобразование Фурье

$$\overline{U}=\frac{1}{2\pi}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} U\cdot\cos(k_x,\ x)\cdot\cos(k_y,\ y)\,dxdy,$$

$$U=\frac{1}{2\pi}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\overline{U}\cdot\cos(k_x,\ x)\cdot\cos(k_y,\ y)\,dk_xdk_y.$$

Запишем спектральные потенциалы ($\overline{U}_1$, $\overline{U}_2$) и их вертикальные производные в первой и второй среде в виде

$$\overline{U}_1(k_x,\ k_y) = A_1(k_x,\ k_y)\,e^{zk_1} + B_1(k_x,\ k_y)\,e^{-zk_1} + \overline{U}_1^0, \tag{8}$$

где $k_1 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$;

$$\overline{U}_2(k_x,\ k_y) = B_2(k_x,\ k_y)\,e^{-zk_2}, \tag{9}$$

где $k_2 = \sqrt{(\alpha k_x)^2 + k_y^2}$;

$$\frac{\partial \overline{U}_1(k_x,\ k_y)}{\partial z} = k_1 A_1 e^{zk_1} - k_1 B_1 e^{-zk_1} - k_1 \frac{I\rho_1}{2\pi k_1}\cdot e^{-zk_1}; \tag{10}$$

$$\frac{\partial \overline{U}_2(k_x,\ k_y)}{\partial z} = -k_2 B_2 e^{-zk_2}. \tag{11}$$

Коэффициенты A_1, B_1 и B_2 найдем из граничных условий для $z=0$ и $z=H$. Для $z=0$ получаем, что $A_1=B_1$. Обозначив $k_1/k_2=\gamma$, получаем аналог коэффициента отражения

$$\overline{K}(k_x,\ k_y) = \frac{\gamma\rho_t - \rho_1}{\gamma\rho_t + \rho_1}$$

и с его помощью выразим A_1:

$$A_1(k_x,\ k_y) = \frac{\overline{K}e^{-2k_1H}}{1-\overline{K}e^{-2k_1H}}. \tag{12}$$

Таким образом,

$$\overline{U}_1(k_x,\ k_y) = \frac{I\rho_1}{2\pi k_1} A_1(e^{k_1z} + e^{-k_1z}) + \overline{U}_0(k_x,\ k_y). \tag{13}$$

Обратное преобразование Фурье. После обратного преобразования спектрального решения, полагая $z=0$, получим

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1 + \frac{r}{2\pi}\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{2A_1}{k_1}\cos(k_x x)\cos(k_y y)\,dk_x dk_y\right]. \tag{14}$$

Перейдем к полярной системе координат, обозначив:

$$k_x = k_r\cdot\cos k_\varphi,\quad k_y = k_r\cdot\sin k_\varphi,\quad dk_x dk_y = k_r dk_r dk_\varphi, \tag{15}$$

$$k_1 = k_r,\ k_2 = k_r\cdot\sqrt{\alpha^2\cos^2 k_\varphi + \sin^2 k_\varphi},$$

$$k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2};\ k_\varphi = \operatorname{arctg}\frac{k_y}{k_x};$$

$$\gamma(k_\varphi) = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2\cos^2 K_\varphi + \sin^2 k_\varphi}},$$

$$\overline{K} = \overline{K}(k_\varphi); \tag{16}$$

$$U_1(r,\ \varphi,\ 0) = \frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1 + \frac{r}{\pi}\int\limits_0^{+\infty}\int\limits_0^{2\pi} A_1\cos(k_r r\cdot\cos(k_\varphi - \varphi))\,dk_\varphi dk_r\right]. \tag{17}$$

Предельный переход. Рассмотрим предельный случай перехода к изотропному основанию:

$$\gamma = 1;\ \overline{K} = K = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}; \tag{18}$$

$$U_1(r,\ \varphi,\ 0)=$$

$$=\frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1+2r\int\limits_0^\infty \frac{Ke^{-2k_rH}}{1-Ke^{-2k_rH}}\left(\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi}\cos\left(k_r r\cdot\cos\left(k_\varphi-\varphi\right)\right)dk_\varphi\right)dk_r\right]. \quad (19)$$

Интеграл в круглых скобках (по dk_φ) — это функция Бесселя $J_0(k_r r)$. Таким образом, формула (17) имеет вид

$$U_1=U_1(r)=\frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1+2r\int\limits_0^\infty \frac{Ke^{-2k_rH}}{1-Ke^{-2k_rH}}\ J_0(k_r r)\,dk_r\right]. \quad (20)$$

Мы получили известное решение для изотропного основания, что говорит о вероятной правильности общего решения (17).

Продолжение преобразований для двухслойной анизотропной модели. Введем замену: $\varphi=\pi/2+\bar{\varphi}$; $\cos(\pi/2+\varphi)=-\sin(\varphi)$, получим

$$U(r,\ \bar{\varphi},\ 0)=\frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1+\frac{r}{\pi}\int\limits_0^\infty\int\limits_0^{2\pi} A_1(k_r,\ k_\varphi)\cdot\cos\left(k_r r\sin\left(\bar{\varphi}-k_\varphi\right)\right)dk_\varphi dk_r\right]. \quad (21)$$

Воспользуемся тождеством

$$\cos(x\cdot\sin t)=J_0(x)+2\sum_{n=1}^\infty J_{2n}(x)\cdot\cos(2nt), \quad (22)$$

тогда

$$U(r,\ \bar{\varphi},\ 0)=\frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1+\frac{r}{\pi}\int\limits_0^\infty\left(J_0(k_r r)\int\limits_0^{2\pi}A_1(k_r,\ k_\varphi)\,dk_\varphi+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\ 2\sum_{n=1}^\infty J_{2n}(k_r r)\int\limits_0^{2\pi}A_1(k_r,\ k_\varphi)\cdot\cos\left(2n\left(\bar{\varphi}-k_\varphi\right)\right)dk_\varphi\right)dk_r\right], \quad (23)$$

$$U(r,\ \bar{\varphi},\ 0)=\frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1+\frac{r}{\pi}\int\limits_0^\infty\left(J_0(k_r r)\int\limits_0^{2\pi}A_1(k_r,\ k_\varphi)\,dk_\varphi+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\ 2\sum_{n=1}^\infty J_{2n}(k_r r)\cdot\cos(2n\bar{\varphi})\int\limits_{-\pi}^{\pi}A_1(k_r,\ k_\varphi)\cdot\cos(2nk_\varphi)\,dk_\varphi\right)dk_r\right]. \quad (24)$$

Обозначим

$$B_{2n}(k_r)=\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi}A_1(k_r,\ k_\varphi)\cdot\cos(2nk_\varphi)\ dk_\varphi;\ n=0,\ 1,\ 2,\ldots \quad (25)$$

Тогда

$$U(r,\ \bar{\varphi},\ 0)=\frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1+r\left|\int\limits_0^\infty J_0(k_r\cdot r)\,B_0(k_r)\,dk_r+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\ 2\sum_{n=1}^\infty\int\limits_0^\infty J_{2n}(k_r\cdot r)\,B_{2n}(k_r)\,dk_r\cdot\cos(2n\bar{\varphi})\right]\right]. \quad (26)$$

Заменим k_r на $k_r^*=k_r r$. Тогда $k_r=k_r^*/r$, а $dk_r=dk_r^*/r$ и из (26) получим

$$U(r,\ \overline{\varphi},\ 0)=\frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[1+\int_0^\infty J_0(k_r)\,B_0\left(\frac{k_r}{r}\right)dk_r+\right.$$

$$\left.+\,2\sum_{n=1}^{\infty}\left(\int_0^\infty J_{2n}(k_r)\,B_{2n}\left(\frac{k_r}{r}\right)dk_r\right)\cdot\cos(2n\overline{\varphi})\right]; \tag{27}$$

$$\rho_k(r,\ \overline{\varphi},\ 0)=\rho_1\left[1+\int_0^\infty J_0(k_r)\,B_0\left(\frac{k_r}{r}\right)dk_r+\right.$$

$$\left.+\,2\sum_{n=1}^{\infty}\left(\int_0^\infty J_{2n}(k_r)\,B_{2n}\left(\frac{k_r}{r}\right)dk_r\right)\cos(2n\overline{\varphi})\right] \tag{28}$$

и основную расчетную формулу $\rho_к$ для потенциал-установки

$$\rho_k(r,\ \overline{\varphi},\ 0)=\rho_1\left[C_0(H/r)+\sum_{n=1}^{\infty}C_n(H/r)\cdot\cos(2n\overline{\varphi})\right], \tag{29}$$

где $C_0(x)=1+\int_0^\infty J_0(k_r)\,B_0(k_r x)\,dk_r$,

$$C_n(x)=2\int_0^\infty J_{2n}(k_r)\,B_{2n}(k_r x)\,dk_r.$$

Особенностями расчетной формулы (29) являются независимость B_0, а вследствие этого C_0 от угла ориентации установки $\overline{\varphi}$, что позволяет предположить связь этого коэффициента с влиянием слоисто-изотропной составляющей разреза. Наоборот, зависимость других членов ряда от угла $\overline{\varphi}$ подчеркивает их связь с анизотропией основания разреза. При этом влияние угла ориентации установки сосредоточено в $\cos(2n\overline{\varphi})$, расчет которых можно проводить отдельно от более трудоемких расчетов коэффициентов C, что позволяет после расчета C легко получить $\rho_к$ для любого азимута установки. Важный вопрос — число членов ряда в (29). Дополнительными исследованиями установлено, что гармоники C_n убывают быстро и с достаточной для практики точностью можно ограничиться пятью первыми гармониками ($n=0\ldots4$).

Выражения для компонент поля. Преобразуем формулу (26) для U в выражения для компонент поля E_r и E_φ:

$$E_r(r,\overline{\varphi},0)=-\frac{\partial}{\partial r}U(r,\ \overline{\varphi},\ 0)=\frac{I\rho_1}{2\pi r^2}\left[1-r^2\left[\int_0^\infty k_r J_0'(k_r r)\,B_0(k_r)\,dk_r-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\,2\sum_{n=1}^{\infty}\left(\int_0^\infty k_r J_{2n}'(k_r r)\,B_{2n}(k_r)\,dk_r\right)\cdot\cos(2n\overline{\varphi})\right]\right]. \tag{30}$$

$$E_\varphi=-\frac{1}{r}\,\frac{\partial U}{\partial\varphi}=$$

$$= \frac{I\rho_1}{2\pi r}\left[2\sum_{n=1}^{\infty}\int_{0}^{\infty} J_{2n}(k_r\cdot r)\,B_{2n}(k_r)\,dk_r\right]\cdot\sin(2n\varphi)\cdot 2n. \quad (31)$$

Отметим особенности формулы для E_φ компоненты — нулевая гармоника (B_0), не зависящая от анизотропии, в ней отсутствует, а влияют только гармоники B для $n=1, 2, \dots$, подчеркивающие влияние анизотропии среды. При ориентации установки строго вдоль или вкрест простирания анизотропной толщи E_φ равна нулю и не равна нулю при отклонении установки от этих азимутов. Секрет высокой чувствительности установок ДЭП и Триполь [4] к анизотропии среды заключен в том, что обе установки включают по две элементарные Г-установки, поэтому даже при ориентации установок вдоль и поперек простирания приемные электроды отходят в сторону от оси установки и обеспечивают влияние E_φ компоненты. Соотношение форм этих компонент в зависимости от азимута установки видно на рис. 1. Соотношение амплитуд E_r/E_φ меняется с разносом. Например, для модели с параметрами первого слоя $\rho_1=50$ Ом·м, $H=1$ м и анизотропного основания $\rho_t=2$, $\rho_n=50$, $\rho_m=10$, $\lambda=5$ это отношение составляет около 170 на разносе 1 м и 1,5 на разносе 100 м. На малых разносах влияние анизотропного основания мало и преобладает влияние слоистой среды, и прежде всего первого слоя. С ростом разноса возрастает влияние анизотропии и азимутальной компоненты, поэтому отношение E_r/E_φ быстро уменьшается.

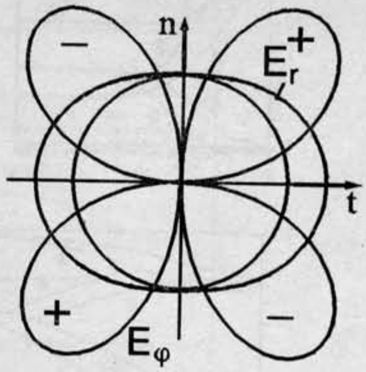

Рис. 1. Радиальная и азимутальная компоненты поля

Результаты расчетов для потенциал- (AM) и градиент- (AMN) установок. На рис. 2, *A, B, C* приведены результаты расчетов кривых ВЭЗ для потенциал- (U) и градиент- (E) установок и графики кажущихся коэффициентов анизотропии (λ) над моделями разрезов. Рассмотрены три случая: когда сопротивления анизотропной среды ρ_t и ρ_m меньше ρ_1 (A), больше ρ_1 (B) и когда $\rho_t<\rho_1<\rho_m$ (C). В целом кривые ρ_κ для потенциал- (U) и градиент- (E) установок ведут себя сходным образом, начиная от значения ρ_1 слева и выходя к значениям ρ_m для поперечной и ρ_t для продольной ориентации установок справа. Сдвиг кривых по оси разносов в области перехода от первого ко второму слою связан с разной глубинностью потенциал- и градиент-установок.

На рис. 2, *A* поведение кривых λ_κ отличается тем, что для потенциал-установки значение λ_κ монотонно возрастает от 1 до $\lambda_{истин}$, а для градиент-установки проходит через область слабого минимума, где $\lambda_\kappa<1$ (в интервале разносов 1—3 м).

На рис. 2, *B* кривые ρ_κ для продольных и поперечных установок обнаруживают более заметные различия. Продольные кривые выходят к значению ρ_m снизу, а поперечные — к значению ρ_t сверху, при этом первые являются двухслойными по форме, а вторые — трехслойными типа K. На графике λ_κ для градиент-установки заметен широкий минимум в интервале разносов от 1 до 10 r/h, где парадокс анизотропии отсутствует.

Кривые ρ_κ для продольных и поперечных зондирований на рис. 2, *C* различаются еще резче, чем в предыдущем случае. Продольные кривые являются монотонно восходящими двухслойными, а поперечные — нисходящей двухслойной для потенциал-установки и трехслойной типа *K* для градиент-установки. График λ_κ для градиент-установки также имеет минимум с $\lambda_\kappa<1$ в области малых $r/h<5$.

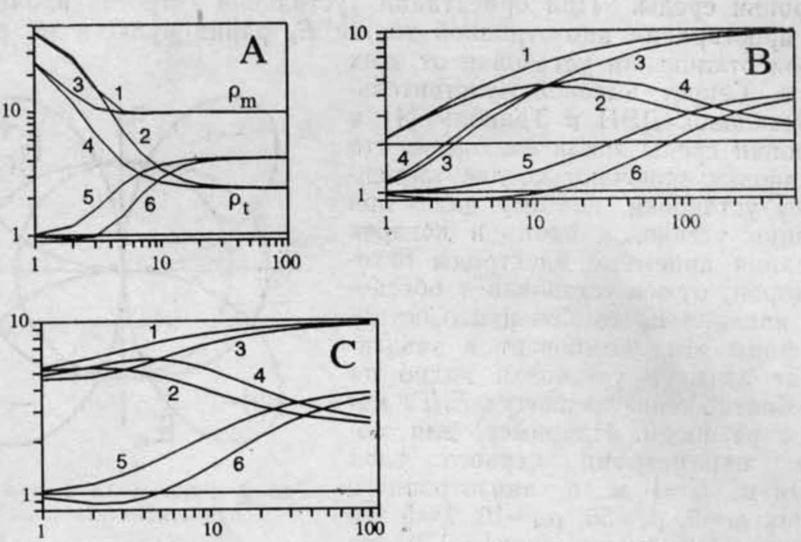

Рис. 2. Кривые зондирования *AM* и *AMN* над анизотропной средой с наносами: *A* — $\rho_1=50$; *B* — $\rho_1=1$; *C* — $\rho_1=4{,}5$; $\rho_t=2$, $\rho_n=50$, $\rho_m=10$, $\lambda=5$; *1* — $\rho_\kappa^{\parallel}(U)$, *2* — $\rho_\kappa^{\perp}(U)$, *3* — $\rho_\kappa^{\parallel}(E)$, *4* — $\rho_\kappa^{\perp}(E)$, *5* — $\lambda_\kappa(U)$; *6* — $\lambda_\kappa(E)$

Сравнение кривых ВЭЗ для анизотропной и изотропной моделей

На рис. 3 можно видеть поведение кривых ρ_κ (*U* и *E*) для анизотропной слоистой модели (*1, 2*) в сравнении с изотропной слоистой моделью (*3, 4*). Значение $\rho_1=50$ Ом·м на рис. 3, *A, B* и $\rho_1=1$ Ом·м на рис. 3, *C, D*; $\rho_2=10$ (*3*) или $\rho_2=2$ (*4*), а для анизотропного основания $\rho_t=2$, $\rho_n=50$, $\rho_m=10$, $\lambda=5$. Для нисходящих кривых ρ_κ (*U* и *E*) (рис. 3, *A, B*) изотропные и анизотропные *U* и *E* кривые ведут себя похоже, при этом продольные анизотропные кривые (*1*) раньше выходят к асимптоте 10 Ом·м, чем изотропные, а поперечные анизотропные кривые (*2*) выходят к асимптоте 2 Ом·м позже, чем изотропные. Для модели с $\rho_1=1$ Ом·м (рис. 3, *C, D*) продольные анизотропные кривые позже выходят к асимптоте 10 Ом·м, чем изотропные, а поперечные анизотропные кривые имеют форму трехслойных типа *K*, совершенно отличную от восходящих изотропных кривых, и, естественно, приближаются к асимптоте 2 Ом·м намного позже изотропных.

Результаты расчетов для дипольной экваториальной установки. На рис. 4 приведены результаты расчетов продольных и поперечных кривых ВЭЗ и графиков кажущейся анизотропии для дипольной экваториальной установки над анизотропным полупространством с $\rho_t=1$ и $\rho_n=2$ и разными сопротивлениями верхнего слоя: 10 (*A*), 0,1 (*B*) и 0,8 Ом·м (*C*). Выбор трех моделей аналогичен описанному ранее для потенциал- и градиент-установок (рис. 2), но значение коэффициента анизотропии уменьшено. Для сравнения для каждой модели приведены графики кажущейся анизотропии для потенциал-установки. Дипольная экваториальная установка обладает существенно большей чувствительностью к анизотропии, достигающей в пределе λ^5 по сравнению

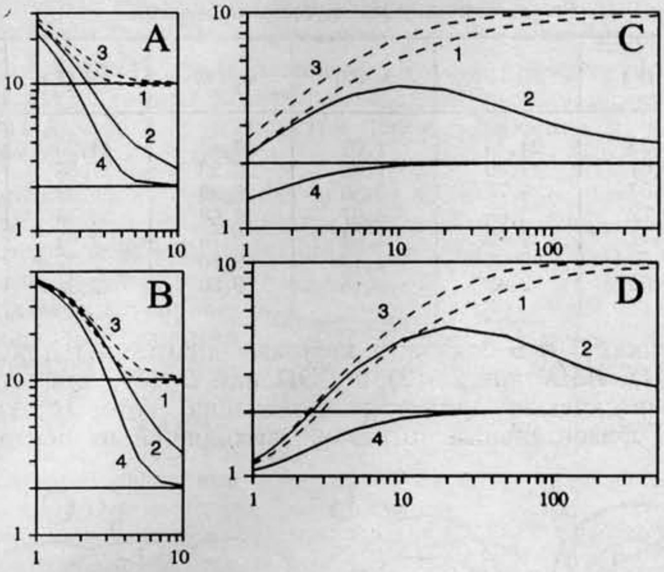

Рис. 3. Сравнение анизотропных и изотропных кривых ВЭЗ: *A*, *C* — *U*; *B*, *D* — *E*; *1—2* — *ANIS*; *3—4* — *IS*; *1*, *3* — $\rho_{\kappa}^{\parallel}$; *2*, *4* — $\rho_{\kappa}^{\perp}$

с линейными установками (*AM*,*AMN*). Соотношение сопротивлений наносов и нижнего полупространства существенно влияет на форму кривых зондирования и на выход этих кривых к асимптотическим значениям. При мощности первого слоя 1 м выход на асимптоту в случае *A* можно отметить при $r>10$ м, в случае *C* он отмечается при $r=100$ м, а в случае *B* при $r>200$ м. Номера кривых на рис. 4 (А—С) соответствуют: *1* — продольной кривой зондирования, *2* — поперечной кривой зондирования, *3* — кажущейся анизотропии для ДЭЗ, *4* — кажущейся анизотропии для установки *AM*.

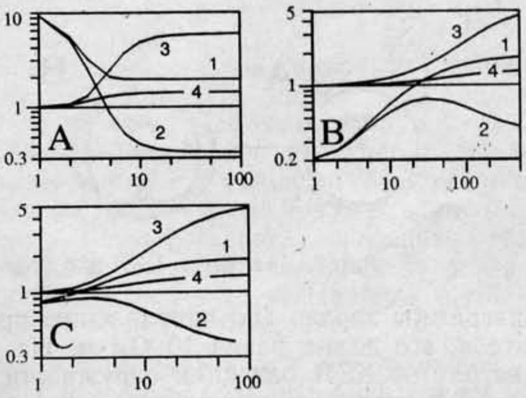

Рис. 4. Результаты расчетов для установки ДЭЗ: *A* — $\rho_1=10$; *B* — $\rho_1=0{,}1$; *C* — $\rho_1=0{,}8$; $\rho_t=1$, $\rho_n=2$; *1* — $\rho_{\kappa}^{\parallel}$, *2* — $\rho_{\kappa}^{\perp}$, *3* — λ_D. *4* — λ_U. Пояснения см. в тексте

На графиках кажущейся анизотропии для ДЭЗ (*3*) не отмечены случаи нарушения парадокса анизотропии в отличие от градиент-установки *AMN*. Для случаев *B* и *C* поперечные кривые зондирования (*2*) над двухслойной средой имеют вид трехслойных, особенно в случае *B*.

Пытаясь сравнить свои расчеты с результатами других авторов, мы испытывали определенные затруднения от отсутствия цифровых таблиц, так как рисунки плохо подходят для сопоставления результатов. Поэтому помещаем краткую таблицу с расчетами для рис. 2, *А*: $\rho_1=50$, $H=1$, $\rho_t=2$, $\rho_n=50$, $\rho_m=10$, $\lambda=5$.

Результаты расчетов круговых наблюдений

$AB/2$	$\rho_k^{\parallel}(U)$	$\rho_k^{\perp}(U)$	$\lambda_k(U)$	$\rho_k^{\parallel}(E)$	$\rho_k^{\perp}(E)$	$\lambda_k(E)$
1	25,23	24,75	1,02	43,45	44,20	0,98
2	14,01	11,80	1,18	26,23	27,86	0,94
5	9,67	3,77	2,56	9,89	6,89	1,44
10	9,72	2,65	3,67	9,68	3,36	2,88
20	9,71	2,40	4,04	9,75	2,54	3,84
50	9,69	2,35	4,13	9,70	2,37	4,09
100	9,69	2,33	4,15	9,69	2,35	4,13

На рисунках 5 и 6 показаны круговые диаграммы для установок *AM* или *U* (*1*), *AMN* или *E* (*2*) и ДЭП или *D* (*3*), для моделей *1* и *3* с рис. 2 и нескольких разносов *r*, значения которых указаны на рис. 5 и 6. Горизонтальный отрезок, выходящий из центра каждой

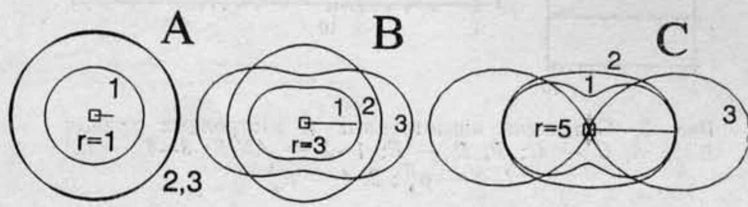

Рис. 5. Диаграммы КЭП для модели *А* на рис. 2

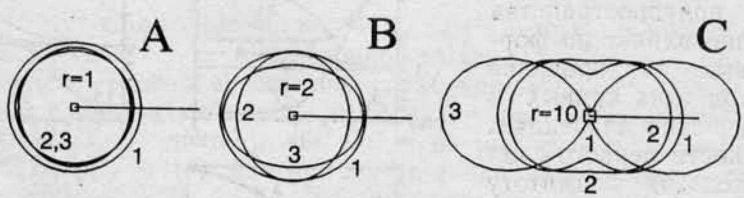

Рис. 6. Диаграммы КЭП для модели *С* на рис. 2

диаграммы вправо (по направлению простирания), приведен для масштаба, его длина равна 10 Ом·м. На рис. 5 (*А*) и 6 (*А*) для $r=1$ м диаграммы КЭП близки к окружности. Диаграммы для *Е* и *D* установок практически совпадают, а для установки *U* отличаются по радиусу в силу разной глубинности потенциал- и градиент-установок. На рис. 5 (*В*) и 6 (*В*) показаны диаграммы КЭП для переходного состояния от первого ко второму слою, когда круговые диаграммы для трех установок максимально отличаются одна от другой. На рис. 5, *В* диаграмма для *Е* — почти идеальная окружность, так как, если посмотреть на рис. 2,*А*, видно, что на разносе 3 м график $\lambda_к$ как раз пересекает ось $\lambda_к=1$. При этом диаграммы для *U* и *D* показывают заметную кажущуюся анизотропию. Так как асимптотическое значение $\rho_к^{\parallel}$ для *U* и *Е* установок составляет 10 Ом·м, то по кривой *1* видно, что установка AM близка к правой асимптоте. На рис. 6, B диаграмма для E вытянута вкрест простирания, а для U и D — по простиранию, хотя вытянутость эллипса для U практически незаметна. На рис. 5, C и 6, C все три диаграммы показывают заметную вытянутость, существенно более резкую для D установки и сходную для установок U и E. Интересно отметить, что $\lambda_к$ для U установки выше, чем для E при близких или равных $\rho_к^{\parallel}$ за счет заниженных $\rho_к^{\perp}$ для U установки.

При дальнейшем росте разносов картина качественно не меняется, а происходят только некоторые количественные изменения. Диаграммы КЭП для U и E становятся почти идентичными, а диаграммы для D резко от них отличаются.

Пример. На рис. 7 приведены результаты расчетов над моделью двухслойной среды с анизотропным основанием, соответствующей условиям Крымской учебной практики. Смоделирован разрез плато Патиль. Нижняя часть разреза сложена породами таврической серии, залегающими почти вертикально и имеющими ρ_m=45 Ом·м, λ=1,62, а верхняя часть разреза мощностью 10 м – известковистые песчаники резанской свиты с ρ_1=450 Ом·м. Расчеты показывают, что установка Шлюмберже (E) в практическом интервале разносов дает очень слабые различия продольных и поперечных кривых ВЭЗ (рис. 7, A). Это объясняет неудачи неоднократно предпринимавшихся попыток обнаружить анизотропию основания под слоем наносов с помощью установки Шлюмберже. Потенциал-установка AM (U) может дать более заметный эффект анизотропии. Наилучший эффект можно получить при использовании установки ДЭП (D). Технологически наиболее удобно в одной точке выполнить зондирование с установкой Шлюмберже и круговые наблюдения с установкой ДЭП, что позволит охарактеризовать как слоистость, так и анизотропные свойства основания. На рис. 7, B, C приведены диаграммы КЭП для трех установок на разносах 30 (B) и 40 (C) м при мощности наносов 10 м. Начиная с r/h=3—4 установка ДЭП дает сильный эффект анизотропии.

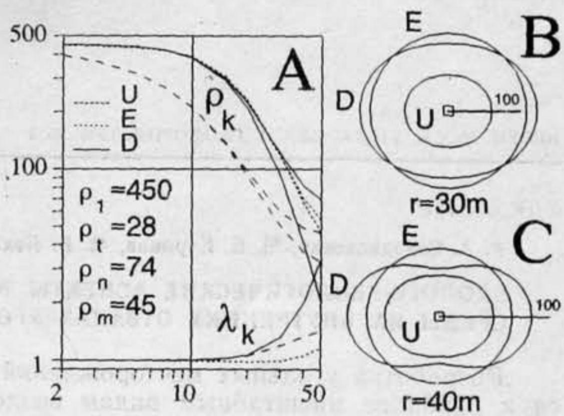

Рис. 7. Расчеты ВЭЗ и КЭП для плато Патиль

Заключение. Анализ результатов зондирования для потенциал- (AM), градиент- (AMN) установок и ДЭЗ над двухслойной средой с анизотропным основанием показывает, что анизотропия и слоистость проявляются в широком интервале разносов совместно и их влиянием нельзя пренебречь. Эту задачу нельзя также свести к более простой двухслойной модели с изотропными слоями или к модели анизотропного полупространства. Особенно противоречивый характер имеют графики $\rho_к$ ВЭЗ для градиент-установки (E) — область исчезновения парадокса анизотропии. Поперечные восходящие кривые зондирования над двухслойным разрезом выглядят как трехслойные типа K. Это заставляет относиться к интерпретации данных над разрезами с анизотропным основанием с максимальной осторожностью и учитывать данные моделирования. Рекомендуется шире использовать установку ДЭЗ, обладающую максимально высокой чувствительностью к анизотропии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреднев И. И., Сысков С. С. Поле точечного источника тока в присутствии анизотропной вертикально-слоистой среды, перекрытой слоем изотропных образований//Геофизические методы поисков и разведки. Свердловск, 1976. Вып. 3. С. 26—34.

2. Гуревич Ю. М., Сажина О. В. Электрическое поле точечного источника тока, погруженного в двухслойное анизотропное полупространство//Разведочная геофизика. М.: Недра, 1977. Вып. 74. С. 37—45.

3. Козак С. З. Поле точечного источника тока в горизонтально-слоистой анизотропной среде//Геология и геофизика. 1984. № 9. С. 134—138.

4. Шевнин В. А., Ракутухани Ф. Изучение анизотропии негоризонтальных напластований с помощью круговых наблюдений методом сопротивлений//Мат-лы XIX науч. конф. молодых ученых геол. ф-та МГУ. Секц. Геофизика. Деп. в ВИНИТИ, № 3262В—92.

Поступила в редакцию
26.07.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 4, ГЕОЛОГИЯ. 1996. № 2

УДК 624.131

Г. А. Голодковская, М. Б. Куринов, М. В. Лехов

ЭКОЛОГО-ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ НА ВНУТРЕННИХ ОТВАЛАХ УГОЛЬНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Разработка угольных месторождений открытым способом относится к наиболее масштабным видам воздействия человека на природную среду. В районах ведения открытых горных работ отмечаются частичное или полное разрушение природных ландшафтов, выведение из сельскохозяйственного оборота плодородных земель, значительное изменение естественных гидрогеологических условий, загрязнение почв, подземных и поверхностных вод, изменение инженерно-геологических условий площадей, затронутых угледобычей. Отмеченные изменения носят долговременный характер и активно влияют на биоту и человека, вызывая серьезные неблагоприятные последствия.

Для основных разрабатываемых угольных месторождений России отчуждаемые площади достигают значительных величин — по разрезам Кузбасса они составляют 83 км², а по первоочередным разрезам КАТЭКа около 30 км². Проектируемая система ведения горных работ, например на КАТЭКе, предполагает возвращение для продуктивного использования в сельском хозяйстве менее 70% нарушенной площади, 30% площадей будет занято остаточными карьерами и траншеями. В то же время несправедливо и неразумно обвинять только горняков в экологических последствиях открытой разработки полезных ископаемых, необходимо найти компромиссное экологически обоснованное решение возникающих проблем. В настоящее время накоплен значительный опыт плодотворного сотрудничества горняков и местных властей по восстановлению и даже улучшению природных условий территорий, затронутых открытой разработкой буроугольных месторождений. Свидетельством тому может служить район Нижнего Рейна (ФРГ), где нарушенные ранее площади преобразованы в ландшафты с полным восстановлением их природной и культурной ценности [4]; в Ир-