



УДК 550.837

Эквивалентные геоэлектрические разрезы в методе становления электромагнитного поля

В. П. Губатенко

Губатенко Валерий Петрович, доктор физико-математических наук, профессор, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, gubatenkovp@gmail.com

Сформулирован критерий эквивалентности геоэлектрических разрезов в методе становления поля. Показано, что эквивалентность геоэлектрических разрезов тесно связана с упрощением многослойных проводящих геоэлектрических сред путем их замены небольшим числом макроанизотропных проводящих слоев. Предложен алгоритм построения эквивалентных разрезов. Приведены примеры эквивалентных разрезов для разных моделей многослойных горизонтально-слоистых проводящих сред. Показано, что в случае большой глубины залегания многослойной пачки проводящих прослоек эквивалентная замена всей пачки несколькими макроанизотропными проводящими пластами становится возможной для достаточно мощных прослоек, что значительно расширяет множество эквивалентных разрезов. Данные примеры эквивалентных разрезов в методе становления поля иллюстрируют неустойчивость решения обратной задачи о распределении электропроводности по глубине. В то же время проведенные расчеты свидетельствуют об устойчивости решения обратной задачи о нахождении суммарной продольной проводимости в методе становления поля.

Ключевые слова: эквивалентные геоэлектрические разрезы, метод становления поля, единственность и устойчивость решения обратных задач электроразведки, многослойные и макроанизотропные проводящие геологические среды, асимптоты ранних и поздних стадий становления поля.

Поступила в редакцию: 26.11.2019 / Принята: 10.02.2020 / Опубликовано: 01.06.2020

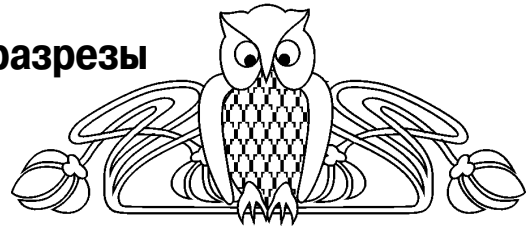
Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

Equivalent Geoelectric Sections in the Transient Electromagnetic Method

V. P. Gubatenko

Valeriy P. Gubatenko, <https://orcid.org/0000-0003-4346-2996>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., 410012 Saratov, Russia, gubatenkovp@gmail.com

A criterion for the equivalence of geoelectric sections in the transient electromagnetic method is formulated. It is shown that the equivalence of geoelectric sections is closely related to the simplification of multilayer conductive geoelectric media by replacing them with a small number of macroanisotropic conductive layers. An algorithm for constructing equivalent sections is proposed. Various examples of equivalent sections for various models of multilayer horizontally layered conducting media are given. It is shown that



in the case of a large depth of the multilayer bundle of conductive layers, equivalent replacement of the entire pack with several macroanisotropic conductive layers becomes possible for sufficiently powerful layers, which significantly expands the set of equivalent sections. These examples of equivalent sections in the field formation method illustrate the instability of solving the inverse problem of the distribution of electrical conductivity in depth. At the same time, the calculations performed indicate the stability of the solution of the inverse problem of finding the total longitudinal conductivity in the field formation method.

Keywords: equivalent geoelectric sections, transient electromagnetic method, uniqueness and stability of solving electric prospecting inverse problem, multilayer and macroanisotropic conductive geological environments, asymptotes of the early and late stages in the transient electromagnetic method.

Received: 26.11.2019 / Accepted: 10.02.2020 / Published: 01.06.2020

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0)

DOI: <https://doi.org/10.18500/1819-7663-2020-20-2-119-126>

Введение

Доказательство теорем единственности решения обратных задач относится к числу важнейших проблем теории электромагнитных зондирований. Вместе с тем даже в случае единственности решения обратных задач для некоторых классов геоэлектрических разрезов возникает ситуация, в которой кривые электромагнитных зондирований, соответствующие разным разрезам, практически не отличаются друг от друга. В этом случае такие разрезы называют эквивалентными [1].

В работе [2] в квазистационарном приближении доказана теорема единственности точного решения одномерной обратной задачи электромагнитных зондирований. В соответствии с этой теоремой по известной зависимости какой-либо компоненты электромагнитного поля от круговой частоты ω (или от времени t) на земной поверхности при фиксированном положении точки измерения относительно источника поля (горизонтального электрического или вертикального магнитного диполя) электропроводность $\sigma(z)$ геоэлектрического разреза, где z – глубина, определяется однозначно. Вместе с тем, как нами будет показано, данный результат не исключает существования в классе горизонтально-слоистых сред столь разных по электропроводности геоэлектрических разрезов, что при одинаковом возбуждении и измерении какой-либо компоненты



электромагнитного поля ее значения для этих сред практически не отличаются между собой во всем временном диапазоне становления поля.

Критерий эквивалентности геоэлектрических разрезов

В прямоугольной декартовой системе координат x, y, z рассмотрим немагнитную среду ($\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м), для которой в области $z < 0$ находится изолятор, а в области $z \geq 0$ – горизонтально-слоистая среда с электропроводностью $\sigma_1(z)$ (геоэлектрический разрез «1») (рис. 1). Пусть электромагнитное поле возбуждается вертикальным магнитным диполем с моментом

$$M(t) = \begin{cases} M = \text{const}, & t \leq 0, \\ 0, & t > 0, \end{cases}$$

расположенным в начале O системы координат x, y, z (см. рис. 1, а). Хорошо известно, что в этом случае в круговой цилиндрической системе координат ρ, φ, z , связанной с прямоугольными координатами x, y, z соотношениями $x = \rho \cos \varphi, y = \rho \sin \varphi, z = z, 0 \leq \rho < \infty, 0 \leq \varphi < 2\pi, -\infty < z < \infty$, электромагнитное поле имеет только три отличные от нуля компоненты поля $E_{\varphi 1}, H_{\rho 1}, H_{z 1}$. Рассмотрим, например, азимутальную компоненту $E_{\varphi 1}(t)$ квазистационарного электромагнитного поля, измеряемую на некотором фиксированном расстоянии $\rho = \text{const}$.

Пусть теперь в области $z \geq 0$ расположена немагнитная среда с электропроводностью $\sigma_2(z)$ (геоэлектрический разрез «2») (см. рис. 1), причем $\sigma_2(z) \neq \sigma_1(z)$ (см. рис. 1, б). Будем считать, что возбуждение и измерение электромагнитного поля для второй среды выполняется так же, как и для первой. Измеряемая компонента $E_{\varphi 2}(t)$ для второй среды в соответствии с теоремой единственности решения одномерной обратной задачи [2] отлична от $E_{\varphi 1}(t)$.

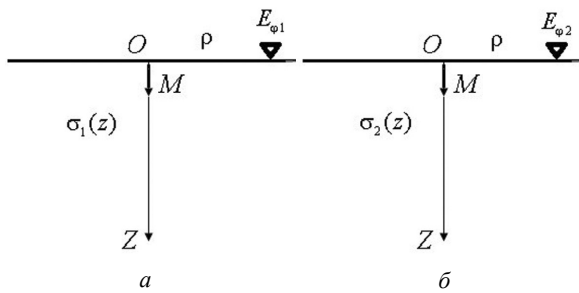


Рис. 1. Геоэлектрические разрезы «1» и «2»

Поскольку значения компонент $E_{\varphi 1}(t)$ и $E_{\varphi 2}(t)$ неустановившегося электромагнитного поля изменяются в широком динамическом диапазоне, то для сравнения этих кривых представляется удобным применение функции

$$\delta(E_{\varphi 1}, E_{\varphi 2}) = \frac{E_{\varphi 2}(t) - E_{\varphi 1}(t)}{E_{\varphi 1}(t)}, \quad (1)$$

определяющей относительное отклонение $E_{\varphi 2}(t)$ от $E_{\varphi 1}(t)$ для разных моментов времени t . Очевидно, что в формуле (1) предполагается, что $E_{\varphi 1}(t) \neq 0$ в рассматриваемой области изменения переменной t .

Если на некотором интервале $t \in (t_1, t_2)$ выполняется условие

$$|\delta(E_{\varphi 1}, E_{\varphi 2})| \leq \alpha, \quad (2)$$

где α – достаточно малое положительное число, то будем считать сигналы $E_{\varphi 1}(t)$ и $E_{\varphi 2}(t)$ практически неразличимыми в этом интервале. Выбор α зависит от многих обстоятельств. К ним относятся прежде всего точность измерительной аппаратуры, внешние и геологические помехи. Не следует число α задавать слишком малым, чтобы не потерять практическое значение оценки (2), или достаточно большим, так как в этом случае трудно будет поверить в неразличимость рассматриваемых сигналов в интервале (t_1, t_2) . Положим, например, $\alpha = 0,06$. В процентном выражении это означает, что модуль относительного отклонения сигнала $E_{\varphi 2}(t)$ от $E_{\varphi 1}(t)$ в интервале времен (t_1, t_2) не превышает 6%.

Если условие (2) выполняется для всех $(t > 0)$, то будем говорить, что геоэлектрические разрезы «1» и «2» являются эквивалентными. Очевидно также, что если геоэлектрические разрезы эквивалентны при $\alpha < 0,06$, то они тем более будут эквивалентны при $\alpha = 0,06$.

Для нас также будет представлять интерес функция

$$\delta(S_1, S_2) = \frac{S_2(z) - S_1(z)}{S_1(z)}, \quad (3)$$

где $S_i(z) = \int_0^z \sigma_i(\xi) d\xi, i = 1, 2$ – суммарная (интегральная) продольная проводимость среды с электропроводностью $\sigma_i(z)$ на отрезке $[0, z]$. Из такого определения функций $S_i(z), i = 1, 2$ следует, что

$$\frac{dS_i(z)}{dz} = \sigma_i(z) \quad (4)$$

в точках непрерывности функций $\sigma_i(z), i = 1, 2$.

Функция $\delta(S_1, S_2)$ определяет относительное отклонение $S_2(z)$ от $S_1(z)$ для разных глубин z .

Метод построения эквивалентных разрезов

Пусть на некотором отрезке $[a, b], 0 < a < b < \infty$ электропроводность $\sigma_1(z)$ является быстро изменяющейся положительной функцией. Например, слой, задаваемый отрезком $[a, b] \subset (0, \infty)$, может быть заполнен тонкослойной средой с большим количеством маломощных слоев, разных и сильно отличающихся по электропроводности. В общем случае непосредственное решение задачи о нахождении неустановившегося электромагнитного поля в присутствии такого сильно неоднородного слоя вызывает



значительные трудности. Поэтому возникает желание заменить этот слой другим слоем той же мощности, но с некоторой постоянной, быть может анизотропной, электропроводностью. Тогда данный слой называют макроанизотропным, при этом различают продольную σ_τ и поперечную σ_n электропроводности [3, 4]. Поскольку в горизонтально-слоистой среде при заданном нами способе возбуждения электромагнитного поля отсутствуют вертикальные составляющие тока проводимости, то поперечная электропроводность σ_n , в отличие от продольной электропроводности σ_τ , никак себя не проявляет. В данном случае без всякого ущерба можно положить $\sigma_\tau = \sigma_n$ и считать этот слой изотропным.

В результате такой замены получим геоэлектрический разрез «2» с распределением электропроводности

$$\sigma_2(z) = \begin{cases} \sigma_1(z), & z \notin [a, b], \\ \sigma_\tau, & z \in [a, b], \end{cases} \quad (5)$$

«аппроксимирующий» геоэлектрический разрез «1» с электропроводностью $\sigma_1(z)$, где продольную проводимость σ_τ определяют по заданной электропроводности $\sigma_1(z)$ геоэлектрического разреза «1», применяя формулу

$$\sigma_\tau = S_{ab} / (b - a), \quad (6)$$

где $S_{ab} = \int_a^b \sigma_1(z) dz$ – суммарная продольная проводимость слоя $a \leq z \leq b$ геоэлектрического разреза «1».

При таком способе построения геоэлектрического разреза «2» ожидается, что компонента $E_{\varphi_2}(t)$ этого разреза будет мало отличаться от компоненты $E_{\varphi_1}(t)$ при $t > 0$, т. е. геоэлектрический разрез «2» будет эквивалентен геоэлектрическому разрезу «1». Действительно, приведенные нами формулы (5) и (6) для электропроводности $\sigma_2(z)$ получены в результате усреднения уравнений Максвелла по физически малому объему, т. е. в предположении, что тангенциальная компонента электрического поля почти не изменяется в пределах этого объема, и, следовательно, она приблизительно равна ее среднему значению. Замена изотропной среды макроанизотропной будет тем точнее, чем меньше мощность $b - a$ выделенного слоя. Однако, как мы убедимся, мощность этого слоя может быть иногда весьма значительной.

В том случае, когда отрезок $[a, b]$ большой, его можно разбить на сумму n непересекающихся отрезков $[a_i, b_i]$, $i = 1, 2, \dots, n$ таких, что $[a, b] = \bigcap_{i=1}^n [a_i, b_i]$, воспользоваться формулой (3) применительно к каждому отрезку $[a_i, b_i]$, $i = 1, 2, \dots, n$, найти

$$\sigma_{\tau i} = S_{a_i b_i} / (b_i - a_i), \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (7)$$

и рассмотреть горизонтально-слоистую среду

$$\sigma_2(z) = \begin{cases} \sigma_1(z), & z \notin [a, b], \\ \sigma_{\tau i}, & z \in [a_i, b_i], \quad i = 1, 2, \dots, n. \end{cases} \quad (8)$$

В данной статье для построения эквивалентных разрезов будем применять как формулы (5), (6), так и (7), (8).

Моделирование эквивалентных разрезов

Эквивалентные геоэлектрические разрезы рассмотрим на примере многослойных горизонтально-слоистых сред с кусочно-постоянной электропроводностью.

На первом этапе моделирования эквивалентных разрезов задается модель многослойной горизонтально-слоистой среды с кусочно-постоянной электропроводностью, т. е. определяется геоэлектрический разрез «1» с электропроводностью $\sigma_1(z)$.

На основе построенного геоэлектрического разреза «1» затем формируется геоэлектрический разрез «2» с электропроводностью $\sigma_2(z)$, для чего применяются формулы (5), (6) или (7), (8). Заметим также, что при построении разреза «2» первый и последний его слои задаются такими же, как в разрезе «1». В противном случае компоненты $E_{\varphi_1}(t)$ и $E_{\varphi_2}(t)$ будут иметь разные асимптоты [1] ранних и поздних стадий становления поля, что может привести к неэквивалентности разрезов «1» и «2».

После этого проводится расчет $E_{\varphi_1}(t)$ и $E_{\varphi_2}(t)$ компоненты E_φ становления поля вертикального магнитного диполя для геоэлектрических разрезов «1» и «2» по программе, применяющей алгоритм, изложенный в работе [5]. Все расчеты выполнялись с заданной относительной погрешностью 10^{-4} для фиксированных разноса $\rho = 150$ м и магнитного момента $M = A \text{ м}^2$.

В рассмотренных нами моделях геоэлектрических разрезов последний слой (основание разреза) является проводящим. Поэтому на завершающей стадии переходного процесса электромагнитное поле, измеренное на поверхности земли ($z = 0$), стремится [1] на поздних стадиях к электромагнитному полю в присутствии однородного полупространства с электропроводностью основания, что дает возможность контролировать верхнюю границу интервала времени t .

По результатам расчета проверяется критерий (2) для всех $t > 0$ вплоть до выхода кривых $E_{\varphi_1}(t)$ и $E_{\varphi_2}(t)$ на асимптоту поздних стадий становления поля и делается заключение об эквивалентности (или неэквивалентности) геоэлектрических разрезов «1» и «2». Рассмотрим шесть моделей геоэлектрических разрезов «1» и соответствующие им геоэлектрические разрезы «2».



Модель 1

В модели 1 и в последующих моделях геоэлектрический разрез «1» состоит из 24 проводящих слоев. Кроме того, в этих моделях электропроводность и мощность первого слоя равны соответственно 0.15 См/м и 300 м, а электропроводность последнего, 24-го, слоя (основания разреза) равна 0.5 См/м.

В модели 1 (рис. 2) слои 2–23 представляют собой пачку периодически чередующихся двух достаточно тонких слоев (10 м и 20 м) с проводимостями 0.5 См/м и 0.125 См/м.

Воспользуемся формулами (5) и (6), полагая $[a, b] = [300 \text{ м}, 630 \text{ м}]$. В результате в качестве геоэлектрического разреза «2» получим трехслойную проводящую среду (см. рис. 2) со вторым слоем, определяемым продольной проводимостью $\sigma_\tau = 0,25 \text{ См/м}$.

Изменение суммарной продольной проводимости с глубиной для разрезов «1» и «2» показано на рис. 3. Видим, что хотя кривые S_1 и S_2 отличаются незначительно, их производные по переменной z на отрезке $[a, b] = [300 \text{ м}, 630 \text{ м}]$ в соответствии с формулой (4) и рис. 2 совершенно различны. Зависимость относительного отклонения кривой S_2 от S_1 для разных глубин изображена на рис. 4. Видим, что $|\delta(S_1, S_2)| < 0,05$.

Рассчитанные кривые E_{φ_1} и E_{φ_2} в широком диапазоне времени t становления поля, начиная с ранних стадий вплоть до выхода кривых на асимптоты поздних стадий, отражены на рис. 5. Эти кривые, изображенные в билогарифмическом масштабе, практически неразличимы. Поэтому для изучения детального отличия этих кривых на рис. 6 представлена рассчитанная по формуле (1) кривая относительного отклонения $\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})$. Из рис. 6 находим, что $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 0,02$. Следовательно, в соответствии с критерием (2) геоэлектрические разрезы «1» и «2» при заданном нами $\alpha = 0,06$ эквивалентны.

Модель 2

В модели 2 между первым и последним слоем геоэлектрического разреза «1» расположены 22 слоя, мощность каждого одинакова и равна 10 м. Электропроводности этих слоев определены с помощью генератора псевдослучайных чисел, распределенных по закону

$$f_X(x) = \begin{cases} 0, & x \leq a, \\ \frac{1}{\ln b - \ln a} \cdot \frac{1}{x}, & a \leq x \leq b, \\ 1, & x \geq b, \end{cases}$$

где $f_X(x)$ – плотность вероятности случайной величины X ; x – значения проводимости; $a = 2,47875 \cdot 10^{-3}$, $b = 1$. При таком задании $f_X(x)$ случайная величина $y = \ln x$ распределена по равномерному закону на отрезке $[y_a, y_b]$, где $y_a =$

$= \ln a$, $y_b = \ln b$. Значения электропроводностей σ^i , $i = 1, 2, \dots, 24$ для геоэлектрического разреза «1» представлены на рис. 7 и в таблице.

Геоэлектрический разрез «2» построим с помощью формул (7) и (8), разбивая отрезок $[a, b] = [300 \text{ м}, 520 \text{ м}]$ на шесть непересекающихся отрезков $[a_1, b_1] = [300 \text{ м}, 340 \text{ м}]$, $[a_2, b_2] = [340 \text{ м}, 380 \text{ м}]$, $[a_3, b_3] = [380 \text{ м}, 420 \text{ м}]$, $[a_4, b_4] = [420 \text{ м}, 460 \text{ м}]$, $[a_5, b_5] = [460 \text{ м}, 500 \text{ м}]$, $[a_6, b_6] = [500 \text{ м}, 520 \text{ м}]$. Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_{\tau_1} &= 2.84 \cdot 10^{-2} \text{ См/м}, \quad \sigma_{\tau_2} = 1.36 \cdot 10^{-1} \text{ См/м}, \\ \sigma_{\tau_3} &= 2.372 \cdot 10^{-1} \text{ См/м}, \quad \sigma_{\tau_4} = 4.03 \cdot 10^{-2} \text{ См/м}, \quad (9) \\ \sigma_{\tau_5} &= 9.229 \cdot 10^{-2} \text{ См/м}, \quad \sigma_{\tau_6} = 6.213 \cdot 10^{-1} \text{ См/м}, \end{aligned}$$

и геоэлектрический разрез «2» представляет восьмислойную среду $\sigma_2(z)$, изображенную на рис. 7.

Расчет $\delta(S_1, S_2)$, $\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})$ для модели 2 показывает, что $|\delta(S_1, S_2)| < 0,09$, $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 2.5 \cdot 10^{-3}$ и по критерию (2) геоэлектрические разрезы «1» и «2» эквивалентны.

В рамках той же модели геоэлектрического разреза «1» рассмотрим геоэлектрический разрез «2», состоящий не из восьми слоев, как в предыдущем случае, а из пяти, разбивая отрезок $[a, b] = [300 \text{ м}, 520 \text{ м}]$ на три отрезка: $[a_1, b_1] = [300 \text{ м}, 380 \text{ м}]$, $[a_2, b_2] = [380 \text{ м}, 460 \text{ м}]$, $[a_3, b_3] = [460 \text{ м}, 520 \text{ м}]$. Тогда, применяя формулы (7) и (8), получаем $\sigma_{\tau_1} = 8.218 \cdot 10^{-2} \text{ См/м}$, $\sigma_{\tau_2} = 1.387 \cdot 10^{-1} \text{ См/м}$, $\sigma_{\tau_3} = 2.686 \cdot 10^{-1} \text{ См/м}$. Полученный пятислойный разрез изображен на рис. 8.

В результате проведенных расчетов получаем $|\delta(S_1, S_2)| < 0,107$, $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 9.26 \cdot 10^{-3}$. Из критерия эквивалентности (2) опять следует, что геоэлектрический разрез «1» и пятислойный геоэлектрический разрез «2» эквивалентны.

Наконец, для модели 2 геоэлектрического разреза «1» построим четырехслойный геоэлектрический разрез «2», разделяя отрезок $[a, b] = [300 \text{ м}, 520 \text{ м}]$ на два отрезка: $[a_1, b_1] = [300 \text{ м}, 410 \text{ м}]$, $[a_2, b_2] = [410 \text{ м}, 520 \text{ м}]$. В этом случае $\sigma_{\tau_1} = 1.456 \cdot 10^{-1} \text{ См/м}$, $\sigma_{\tau_2} = 1.616 \cdot 10^{-1} \text{ См/м}$. По результатам расчета $|\delta(S_1, S_2)| < 0,152$, $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 0,069$. Следовательно, четырехслойный геоэлектрический разрез «2» не эквивалентен геоэлектрическому разрезу «1» при заданном нами $\alpha = 0,06$. Таким образом, чрезмерное уменьшение количества однородных слоев с проводимостями σ_{τ_i} для «аппроксимации» тонкослоистого слоя $[a, b] = [300 \text{ м}, 520 \text{ м}]$ геоэлектрического разреза «1» может вывести за пределы эквивалентности геоэлектрический разрез «2». Возможно, по этой же причине рассмотренная в работе [3] замена тысячаслойной горизонтально-слоистой среды одним анизотропным слоем оказалась неудачной и дала значительное отличие сигнала становления поля исходной модели от сигнала для модели анизотропного слоя.



Модели 3–6

Рассмотрим еще четыре модели геоэлектрического разреза «1». Каждая такая модель будет отличаться от модели 2 только тем, что мощности 2–23-го слоев (соответственно отрезок $[a, b]$) увеличены в 2 раза для модели 3, для модели 4 в 4 раза, для модели 5 в 8 раз и для модели 6 в 16 раз.

Выполним формирование восьмислойных геоэлектрических разрезов «2» для моделей 3–6 подобно тому, как это было сделано для модели 2. Например, в случае модели 3 разобьем отрезок $[a, b]$, содержащий 2–23-й слои, на шесть отрезков $[a_i, b_i], i = 1, 2, \dots, 6$, каждый из которых будет в 2 раза больше, чем соответствующие отрезки в модели 2. Так как в модели 3 электропроводности

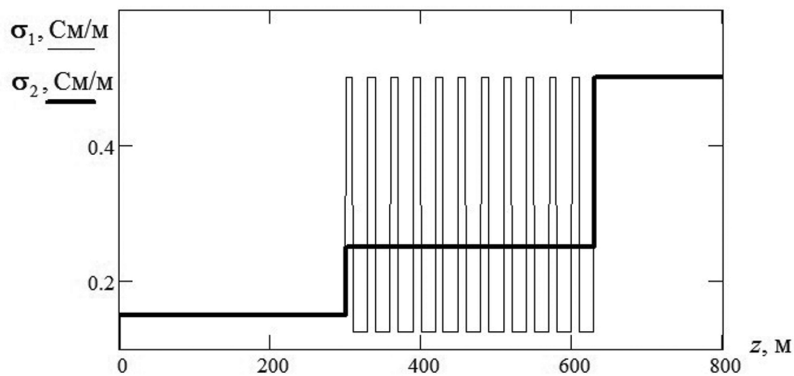


Рис. 2. Геоэлектрический разрез «1» и трехслойный геоэлектрический разрез «2» для модели 1

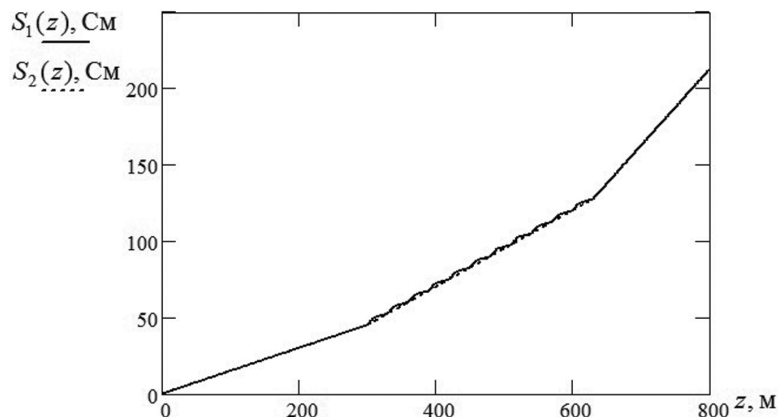


Рис. 3. Зависимость суммарной продольной проводимости от глубины для геоэлектрических разрезов «1» и «2»

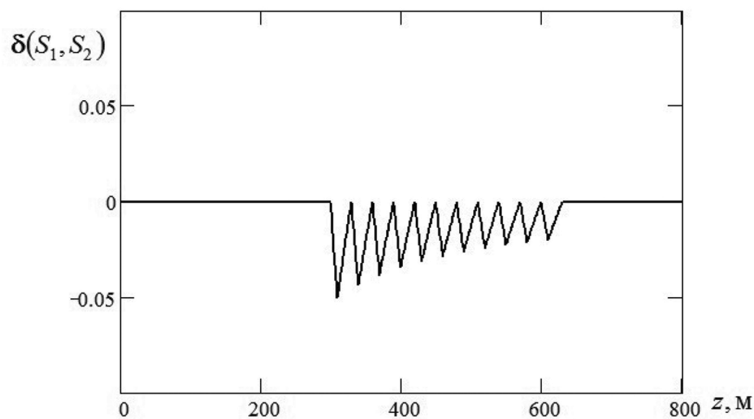


Рис. 4. Зависимость относительного отклонения $\delta(S_1, S_2)$ от глубины

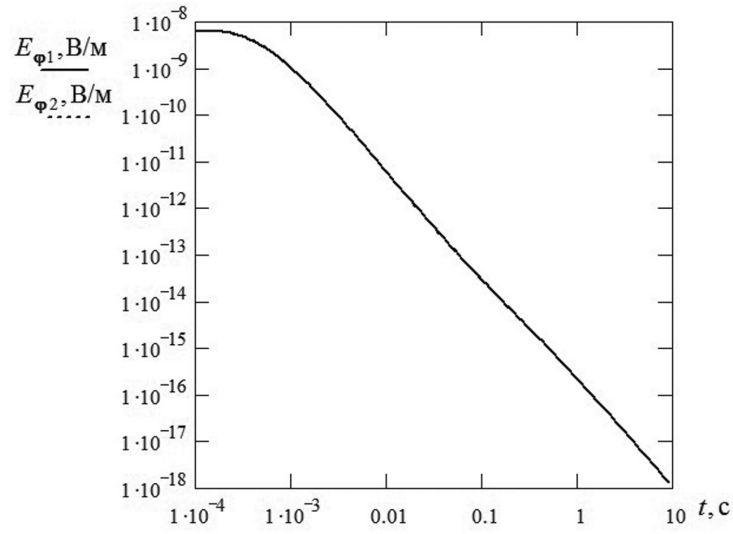


Рис. 5. Кривые становления поля E_{φ_1} и E_{φ_2}

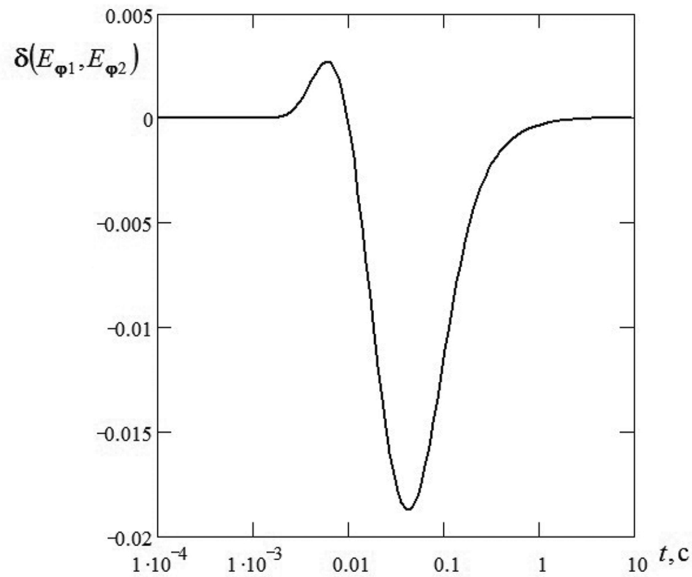


Рис. 6. Зависимость относительного отклонения $\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})$ от времени

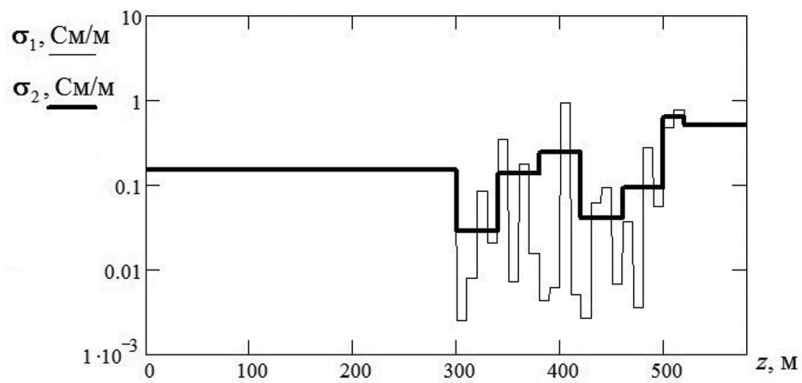


Рис. 7. Геоэлектрический разрез «1» и восьмислойный геоэлектрический разрез «2» для модели 2

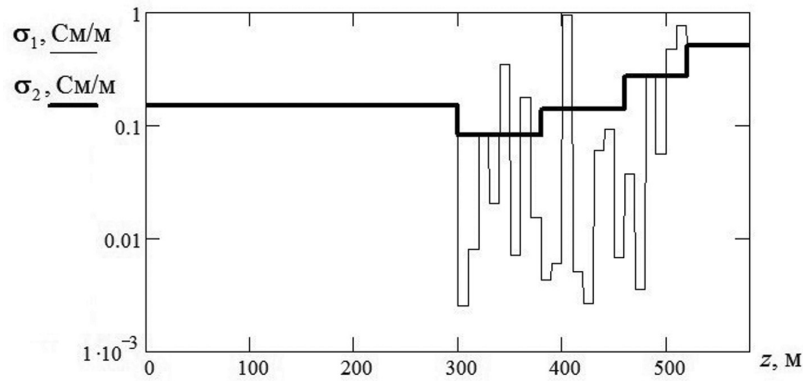


Рис. 8. Геоэлектрический разрез «1» и пятислойный геоэлектрический разрез «2» для модели 2

Электропроводности слоев в модели 2

Номер i -слоя	1	2	3	4	5	6
σ_i^j , СМ/М	0.15	$2.498 \cdot 10^{-3}$	$7.907 \cdot 10^{-3}$	$0.83 \cdot 10^{-1}$	$0.2 \cdot 10^{-1}$	0.345
Номер i -слоя	7	8	9	10	11	12
σ_i^j , СМ/М	$7.046 \cdot 10^{-3}$	0.176	0.015	$4.29 \cdot 10^{-3}$	$5.999 \cdot 10^{-3}$	0.933
Номер i -слоя	13	14	15	16	17	18
σ_i^j , СМ/М	$5.064 \cdot 10^{-3}$	$2.615 \cdot 10^{-3}$	0.06	0.092	$6.721 \cdot 10^{-3}$	0.037
Номер i -слоя	19	20	21	22	23	24
σ_i^j , СМ/М	$3.491 \cdot 10^{-3}$	0.273	0.056	0.475	0.768	0.5

слоев такие же, как и в модели (2), но мощности 2–23-го слоев увеличились 2 раза одновременно с длинами отрезков $[a, b]$, $[a_i, b_i]$, $i = 1, 2, \dots, 6$, то применение формул (7) и (8) дает те же значения (9) продольных проводимостей σ_{τ_i} , $i = 1, 2, \dots, 6$, что и в модели 2.

Точно так же формируются восьмислойные геоэлектрические разрезы «2» для моделей 4–6. Значения продольных проводимостей σ_{τ_i} , $i = 1, 2, \dots, 6$ для этих разрезов такие же, что и в формуле (9) для модели 2. Вместе с тем по сравнению с моделью 2 длины отрезков $[a, b]$, $[a_i, b_i]$, $i = 1, 2, \dots, 6$ больше в 4 раза для модели 4, в 8 раз для модели 5 и в 16 раз для модели 6. Геоэлектрические разрезы «1» и «2» для моделей 3–6 представлены на рис. 9.

В результате проведенных расчетов получены следующие неравенства:

- 1) $|\delta(S_1, S_2)| < 0.159$, $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 5.69 \cdot 10^{-3}$ для модели 3;
- 2) $|\delta(S_1, S_2)| < 0.2599$, $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 0.011$ для модели 4;
- 3) $|\delta(S_1, S_2)| < 0.377$, $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 0.029$ для модели 5;
- 4) $|\delta(S_1, S_2)| < 0.489$, $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})| < 0.095$ для модели 6.

Отсюда видим, что при увеличении мощности слоев 2–23 в моделях 3–6 возрастают наибольшие значения функций $|\delta(S_1, S_2)|$ и $|\delta(E_{\varphi_1}, E_{\varphi_2})|$. Тем не менее при заданном $\alpha = 0,06$ восьмислойные геоэлектрические разрезы «2» эквивалентны соответствующим геоэлектрическим разрезам «1» для моделей 3–5, хотя и не эквивалентны для модели 6.

Принято считать, что макроанизотропия горных пород (эквивалентность геоэлектрических разрезов) наблюдается только для тонкослоистых геологических сред. Однако рассмотренные в настоящей статье примеры показывают, что мощность прослоек, составляющих геоэлектрический разрез «1» на отрезке $[a, b]$, по которому выполняется усреднение электромагнитного поля для построения эквивалентного геоэлектрического разреза «2», может составлять десятки и сотни метров. Действительно, в моделях 1–5 отрезок $[a, b]$ расположен на достаточно больших глубинах, на которых основную роль во временном спектре сигнала становления поля играют низкие частоты (большие длины электромагнитных волн), что приводит к существенному увеличению объема усреднения (физически малого объема) и позволяет при усреднении электромагнитного поля рассматривать прослойки большой мощности на отрезке $[a, b]$.

Заключение

В данной статье сформулирован критерий эквивалентности геоэлектрических разрезов. Разработан алгоритм построения эквивалентных разрезов. На примере периодически чередующихся слоев в модели 1 показана правомерность эквивалентной замены многослойной пачки слоев одним макроанизотропным слоем.

Замена статистически неоднородной многослойной проводящей среды, в частности в случае

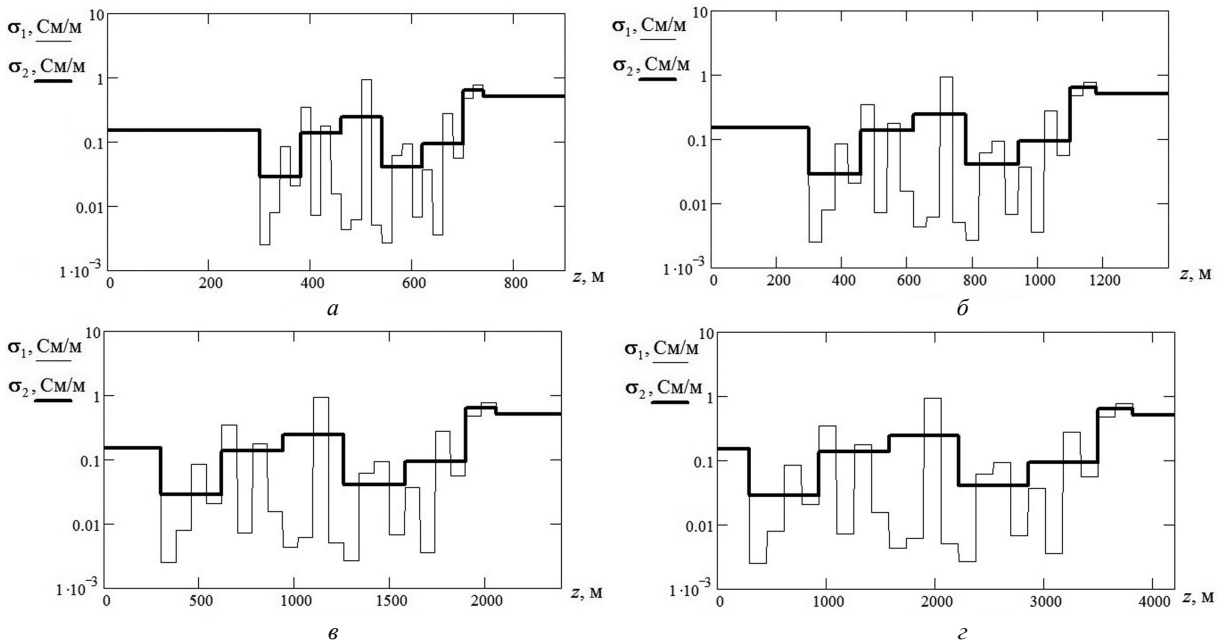


Рис. 9. Геоэлектрический разрез «1» и восьмислойный геоэлектрический разрез «2» для моделей 3–6: а – 3; б – 4; в – 5; з – 6

псевдослучайной выборки электропроводности относительно малого объема, на неоправданно малое число макроанизотропных слоев уменьшает эффективность такой замены и приводит к невыполнению критерия эквивалентности геоэлектрических разрезов.

В случае относительно большой глубины залегания многослойной пачки проводящих прослоек эквивалентная замена всей пачки несколькими анизотропными проводящими пластами становится возможной для достаточно мощных прослоек, что значительно расширяет множество эквивалентных разрезов.

Рассмотренные примеры эквивалентных разрезов в методе становления поля демонстрируют неустойчивость решения обратной задачи, поставленной в работе [2]. Вместе с тем по результатам проведенного расчета видно, что во всех случаях суммарная продольная проводимость геоэлектрических разрезов, эквивалентных заданному разрезу, испытывает относительно небольшое отклонение от суммарной продольной проводимости этого разреза. Тем самым можно говорить об устойчивости решения обратной задачи о на-

хождении суммарной продольной проводимости в методе становления поля.

Библиографический список

1. Электроразведка : справочник геофизика : в 2 кн. / под ред. В. К. Хмелевского и В. М. Бондаренко. Книга первая. 2-е изд., перераб. и доп. М. : Недра, 1989. 438 с.
2. Дмитриев В. И. О единственности обратной задачи электромагнитного зондирования слоистых сред // Физика Земли. 1994. № 6. С. 30–34.
3. Могилатов В. С. Формирование макроанизотропных геоэлектрических параметров тонкослоистой геологической среды и разрешающая способность электроразведки // Геология и геофизика. 2012. Т. 53, № 5. С. 633–640.
4. Губатенко В. П. Эффект Максвелла-Вагнера в электроразведке // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1991. № 4. С. 88–98.
5. Губатенко В. П., Назаров А. А. Применение метода многократного интегрирования по частям для расчета неустановившегося электромагнитного поля в горизонтально-слоистой среде // Геология и геофизика. 1999. Т. 40, № 12. С. 1843–1849.

Образец для цитирования:

Губатенко В. П. Эквивалентные геоэлектрические разрезы в методе становления электромагнитного поля // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Науки о Земле. 2020. Т. 20, вып. 2. С. 119–126. DOI: <https://doi.org/10.18500/1819-7663-2020-20-2-119-126>

Cite this article as:

Gubatenko V. P. Equivalent geoelectric sections in the transient electromagnetic method. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Earth Sciences*, 2020, vol. 20, iss. 2, pp. 119–126 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1819-7663-2020-20-2-119-126>