

М.М.Гольдман, В.С.Могилатов

СТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ,  
ПОГРУЖЕННОГО В ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЕ  
ПОЛУПРОСТРАНСТВО

В последние два десятилетия методы становления поля (СП) получили широкое распространение как в рудной, так и в структурной электроразведке. Как известно, одним из основных преимуществ этих методов перед методами постоянного тока и методами, использующими гармонические поля, является повышенная разрешающая способность, обусловленная более тесной связью неустановившихся полей с геоэлектрическими параметрами объекта поиска. Од-

нако, как показывает анализ теоретических и экспериментальных данных, разрешающая способность существующих модификаций СП не позволяет в ряде случаев эффективно решать поставленные геологические задачи. Например, решение актуальной в настоящее время проблемы поиска водонасыщенных коллекторов на Сибирской платформе наталкивается на ряд серьезных трудностей в районах, где соотношение продольных проводимостей пласта-коллектора и вышележащих отложений относительно невелико ( $S/S_1 < 0.5$ ). В этих условиях принципиальное значение приобретает выбор такой модификации, в которой измеряемый сигнал существенно зависит даже от небольших изменений продольной проводимости разреза. Аналогичная проблема имеет место также при поисках малоамплитудных структур фундамента и в ряде других задач структурной электроразведки.

В статье исследуется новая модификация зондирования с установлением поля, обладающая в некоторых геоэлектрических моделях в принципе неограниченной разрешающей способностью (точнее, ограниченной только уровнем внешних помех и собственных шумов аппаратуры), использующая в качестве источника первичного поля вертикальный электрический диполь (взаемную линию), который при наземных наблюдениях может быть помещен, например, в скважину, а в варианте морской электроразведки — непосредственно в море.

Здесь уместно подчеркнуть, что использование скважин в предлагаемой модификации необходимо главным образом для размещения вертикальной линии, а не для приближения датчиков поля к объекту поиска, как это имеет место в существующих методах скважинной электроразведки [3]. Поэтому в принципе допустимо использование любых искусственных или естественных полостей в Земле, а также неглубоких скважин, пробуриваемых специально вдоль профиля работ. В последнем случае с энергетической точки зрения может оказаться выгоднее помещать в скважину не питающую, а приемную линию.

Пусть в проводящее слоистое полупространство помещен вертикальный электрический диполь (ВД), момент которого  $I_z$  мгновенно уменьшается до нуля. Используя известную методику решения краевой задачи для уравнения теплопроводности с заданными на-

чальными данными и граничными условиями на дневной поверхности, в основании проводящей толды и на бесконечном удалении от источника по горизонтали, можно получить выражения компонент электромагнитного поля для разреза с произвольным числом границ, подстилаемого изолирующим основанием [4]. Вначале ограничимся рассмотрением трех практически важных моделей среды, а именно двухслойного разреза с непроводящим (а также слабопроводящим) основанием и тонких горизонтов как высокого, так и низкого удельного сопротивления (плоскости  $T$  и  $S$  соответственно), расположенных в первом слое двухслойного разреза (рис. 1 а и 1б).

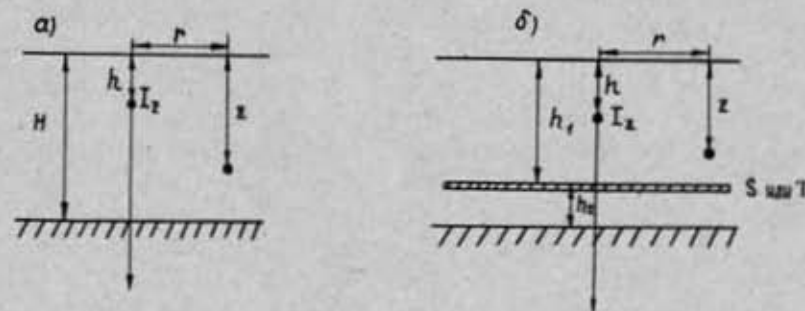


Рис. 1

### I. Становление поля вертикального электрического диполя (СПВЭД) в двухслойной среде

Выражения для компонент электромагнитного поля, полученных для разреза с изолирующим основанием с помощью методики [4], имеют следующий вид:

(1)

$$H_{\varphi} = \left\{ I_z / (4\pi H^2) \right\} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi^2 h / (4\pi \mu n^2)} \sin(\pi n z / H) \int_0^{\infty} m R_n e^{-m^2 z / (4\pi \mu n^2)} J_1(mr) dm,$$

(2)

$$E_z = \left\{ I_z / (4\pi H^2) \right\} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi^2 h / (4\pi \mu n^2)} \sin(\pi n z / H) \int_0^{\infty} m^2 R_n e^{-m^2 z / (4\pi \mu n^2)} J_0(mr) dm,$$

$$E_r = \{I_z / (\gamma H^3)\} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi^2 t / (\gamma \mu H^2)} n \cos(\pi n z / H) \int_0^{\infty} m R_n e^{-m^2 t / (\gamma \mu H^2)} J_0(m r) dm, \quad (3)$$

где  $\gamma$  - удельная проводимость пласта,  $\mu$  - магнитная проницаемость ( $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м),  $t$  - время от момента выключения тока,  $z$  и  $h$  - глубины погружения точки наблюдения и источника соответственно,  $H$  - мощность пласта,  $r$  - горизонтальный разнос установки в единицах мощности ося,  $R_n = [m \sin(\pi n h / H)] / (m^2 \cdot \pi^2 n^2)$ .

Как видно из (1)-(3) с увеличением относительного времени регистрации  $t / (\gamma \mu H^2)$  влияние слагаемых с номером  $n > 2$  ослабевает и в достаточно поздней стадии становления компоненты поля изменяются со временем по экспоненциальному закону:

$$H_\varphi = \{I_z / (\pi H^2)\} e^{-\pi^2 t / (\gamma \mu H^2)} \sin(\pi z / H) \int_0^{\infty} m R_1 e^{-m^2 t / (\gamma \mu H^2)} J_1(m r) dm, \quad (5)$$

$$E_z = \{I_z / (\pi \gamma H^3)\} e^{-\pi^2 t / (\gamma \mu H^2)} \sin(\pi z / H) \int_0^{\infty} m^2 R_1 e^{-m^2 t / (\gamma \mu H^2)} J_0(m r) dm, \quad (6)$$

$$E_r = \{I_z / (\gamma H^3)\} e^{-\pi^2 t / (\gamma \mu H^2)} \cos(\pi z / H) \int_0^{\infty} m R_1 e^{-m^2 t / (\gamma \mu H^2)} J_1(m r) dm. \quad (6)$$

Для получения более поздней асимптотики функция  $R_1$  в подынтегральных выражениях (4)-(6) разлагается в ряд по малому параметру  $m$  и компоненты поля в этом случае выражаются через элементарные функции:

$$H_\varphi = \{I_z r / (4 \pi^2 H^3)\} e^{-\pi^2 t / (\gamma \mu H^2)} \sin(\pi z / H) L, \quad (7)$$

$$E_z = \{I_z / (2 \pi^2 \gamma H^3)\} e^{-\pi^2 t / (\gamma \mu H^2)} \sin(\pi z / H) [1 - r^2 \gamma \mu / (4 t)] L, \quad (8)$$

$$E_r = \{I_z r / (4 \pi^2 \gamma H^3)\} e^{-\pi^2 t / (\gamma \mu H^2)} \cos(\pi z / H) L. \quad (9)$$

Здесь  $L = \sin(\pi h / H) e^{-r^2 \gamma \mu / (4 t)} / (\gamma \mu H^2 t)$ ,  $r$  - разнос.

Сопоставление со строгими расчетами показывает, что соотношения (4)-(6) удовлетворительно описывают поле, начиная со значений параметра становления  $t / H > 2$ , а выражения (7)-(9) при  $t / H > 20$  ( $t^2 = 8 \pi^2 t / (\gamma \mu)$ ).

Таким образом поле ВЭД, в отличие от всех рассматривавшихся ранее источников, в поздней стадии становления описывается экспоненциальной функцией, зависящей от электропроводности и мощности пласта. Эта особенность в поведении неустановившегося поля в принципе позволяет говорить о неограниченной разрешающей способности метода СПВЭД, так как сколь угодно малое изменение проводимости или мощности пласта с увеличением времени приводит к любому, наперед заданному, изменению регистрируемого поля. Естественно, что в реальных условиях, когда возможность измерения малых сигналов ограничена величиной внешних помех и собственных шумов регистрирующей аппаратуры, экспоненциальное затухание поля со временем не позволяет в ряде случаев реализовать отмеченное преимущество метода СПВЭД. В связи с этим практически важно исследовать поведение поля не только в поздней стадии становления, но и на всем протяжении переходного процесса.

Как показывает анализ, представление неустановившегося поля в виде бесконечных сумм (1)-(3) не позволяет эффективно производить расчеты ранних стадий становления, особенно, в случае многослойных сред. Поэтому расчеты неустановившегося поля ВЭД включаем два этапа. Вначале поле вычислялось с помощью известного спектрального метода пересчета гармонических полей в нестационарные, а затем использовались асимптотические выражения (4)-(6) для расчета поля в поздней стадии становления. Такая методика позволила уверенно рассчитывать поле при любых временах измерения в разрезах с изолирующим основанием, а также производить расчеты поля в разрезах, подстилаемых средой с конечным удельным сопротивлением.

Выражения, описывающие гармоническое электромагнитное поле ВЭД, были получены для  $N$  - слойного разреза при произвольном размещении датчиков поля и, в частности, в рассматриваемой модели среды единственная, отличная от нуля, компонента электрического поля на дневной поверхности имеет вид: [1]:

$$E_r(\omega) = \left\{ I_2 / (2\pi \gamma_2) \right\} \int_0^{\infty} \left[ (1 - K_{32} e^{-2\gamma_2 \Delta h}) / (1 - K_{32} e^{-2\gamma_2 h}) \right] e^{-\gamma_2 \lambda^2} \lambda^2 J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (10)$$

где  $\gamma_2$  и  $\gamma_1$  - проводимости пласта и основания;  $\Delta h = h - h_0$  ;

$$K_{32} = (\gamma_2 \rho_3 - \gamma_3 \rho_2) / (\gamma_2 \rho_3 + \gamma_3 \rho_2); \quad \rho_j = \sqrt{(\lambda^2 - \gamma_j \mu \omega)}, \quad j = 2, 3$$

Исследуем поведение неустановившегося поля в ранней стадии становления. Поскольку источник поля окружен проводящей средой, очевидно, что поле в момент включения тока бесконечно мало. Поэтому в режиме выключения тока в источнике компоненты неустановившегося поля в начальный момент не отличаются от соответствующих компонент на постоянном токе и, в частности, для радиальной составляющей электрического поля в разрезе с изолирующим основанием, получаем из (10):

$$E_r^0 = \left\{ I_2 / (2\pi \gamma_2) \right\} \int_0^{\infty} \left[ \text{sh}(\lambda \Delta h) / \text{sh}(\lambda H) \right] \lambda^2 J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (11)$$

или в соответствии с [2], имеем:

$$E_r^0 = \left\{ I_2 \pi / (\gamma_2 H^2) \right\} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} n^2 \sin(\pi n \Delta h / H) K_1(\pi n r / H), \quad (12)$$

где  $K_1(x)$  - модифицированная функция Ганкеля первого порядка.

Отметим, что аналогичное выражение для неустановившегося поля в момент выключения тока можно также получить из соотношения (3) при  $t = 0$ . Сопоставление со строгими расчетами показывает, что выражение (12) удовлетворительно описывает поле, пока параметр становления  $\tau / \bar{r} < 1$ . Интересно отметить чрезвычайно быстрое затухание электромагнитного поля в ранней стадии становления по мере удаления от источника в радиальном направлении. Пользуясь известным представлением модифицированных функций Бесселя для больших значений аргумента, получаем выражение для постоянного электрического поля в дальней зоне ( $r/H > 1$ ):

$$E_r^0 = \left\{ I_2 \pi / (\gamma_2 H^2) \right\} \sin(\pi \Delta h / H) \sqrt{H / (2r)} e^{-\pi r / H}. \quad (13)$$

Таким образом в момент выключения тока в источнике электрическая энергия в среде сконцентрирована практически в локальной области, что чисто качественно объясняет отмеченный выше характер затухания поля в поздней стадии становления.

Зависимость измеряемого поля от удельного сопротивления среды в ранней стадии становления незначительна, однако, обращает на себя внимание высокая чувствительность постоянного поля ВЭД в дальней зоне к изменениям мощности проводящей толщи.

С увеличением времени становления возрастает влияние электрических параметров среды, а также чувствительность неустановившегося поля к изменению глубины залегания изолирующего основания при регистрации переходного процесса в ближней зоне. В табл. I приведены относительные изменения поля  $\Delta E_r$  в зависимости от относительных изменений мощности проводящей толщи. В последнем столбце таблицы приведены абсолютные значения поля, возбужденного импульсом тока в линии конечных размеров, заземленной на верхней и нижней границах пласта ( $\frac{r}{H} = 1$ ).

Т а б л и ц а I

$\frac{r}{H} \backslash \Delta H\%$	1	2	4	8	16	$E_r \cdot H^2 / (I_2 \cdot \rho_2)$
4	3	7	14	27	51	$0,111_{10^{-1}}$
4,76	6	12	24	49	102	$0,355_{10^{-2}}$
5,66	9	18	38	83	193	$0,739_{10^{-3}}$
6,73	13	27	58	138	375	$0,885_{10^{-4}}$
8,0	18	39	91	240	808	$0,506_{10^{-5}}$

Из табл. I видно, что более высокая чувствительность поля ВЭД к изменению мощности пласта, по сравнению с полем, регистрируемым в установке "AB - петля", достигается, начиная со значений параметра становления  $\frac{\tau}{H} \approx 4$ . Для того, чтобы оценить порядок измеряемых при этом сигналов необходимо задать конкретные значения параметров среды и установки. Полагая  $H = 3000$  м,  $\rho_2 = 10$  Ом м,  $I = 30$  а,  $MN = 300$  м, получаем для времен, приведенных в табл. I, следующие величины сигналов в мкВ: 110; 35; 7; 0,9; 0,05. Таким образом в рассматриваемом примере регистрация сигнала с помощью аппаратуры, применяемой в традиционных модификациях ЗСБС, может осуществляться до времен, удовлетворяющих соотношению:  $\frac{\tau}{H} \approx 6,5$ . При этом максимальная чув-

отвительность измеряемого поля ВЭД к изменению мощности опорного горизонта примерно в 4 раза выше, чем в стандартной установке "АВ - петля".

Следует отметить, что в определенных геоэлектрических условиях, когда максимальные значения параметра становления, при которых неустановившаяся в.д.с. еще может быть зарегистрирована, не превышает четырехкратной мощности слоя, рассматриваемая модификация зондирования становлением поля не имеет никаких преимуществ перед существующими.

Теоретический анализ показал, что экспоненциальная зависимость неустановившегося поля от геоэлектрических параметров пласта в поздней стадии становления, строго говоря имеет место только в случае бесконечно большого удельного сопротивления основания. В случае сколь угодно высокого, но конечного значения  $\rho_3$  всегда существует такой момент времени, начиная с которого измеряемое поле изменяется по закону:

$$E_r \approx \{I_z \cdot h \cdot r / (40\pi \rho_3^{3/2})\} (\mu/t)^{3/2} \quad (14)$$

Естественно, что с увеличением отношения  $\frac{h}{\rho_3}$  возрастает диапазон значений параметра становления, в пределах которого поле в разрезе, подстилаемом проводящим основанием, практически не отличается от случая  $\frac{h}{\rho_3} \equiv \infty$ . В таблице 2 приведены величины  $\frac{E_r h}{(I_z \rho_3)}$  при различных значениях относительного сопротивления основания и параметра становления  $\frac{h}{H} (\frac{r}{H} = \frac{1}{4})$ .

Из таблицы видно, что поле в разрезах с  $\frac{h}{\rho_3} \geq 20$  отличается менее, чем на 10%, от поля в среде с изолирующим основанием вплоть до значений параметра становления  $\frac{h}{H} = 4$ , т.е. до времени, когда начинается проявляться повышенная чувствительность неустановившегося поля ВЭД к продольной проводимости надпорной толщи.

#### П. Становление поля ВЭД в пласте, содержащем "плоскость S"

Выражение для радиальной компоненты электрического поля имеет следующий вид:

Т а б л и ц а 2

$\frac{h}{H}$	$\infty$	100	80	60	40	20
1	0,419	0,419	0,419	0,419	0,419	0,419
1,19	0,355	0,355	0,356	0,356	0,356	0,356
1,41	0,264	0,264	0,264	0,264	0,264	0,264
1,68	0,171	0,171	0,171	0,171	0,171	0,171
2	$0,978 \cdot 10^{-1}$	$0,979 \cdot 10^{-1}$	$0,980 \cdot 10^{-1}$	$0,980 \cdot 10^{-1}$	$0,981 \cdot 10^{-1}$	$0,983 \cdot 10^{-1}$
2,38	$0,500 \cdot 10^{-1}$	$0,501 \cdot 10^{-1}$	$0,502 \cdot 10^{-1}$	$0,502 \cdot 10^{-1}$	$0,503 \cdot 10^{-1}$	$0,505 \cdot 10^{-1}$
2,83	$0,227 \cdot 10^{-1}$	$0,228 \cdot 10^{-1}$	$0,229 \cdot 10^{-1}$	$0,229 \cdot 10^{-1}$	$0,230 \cdot 10^{-1}$	$0,232 \cdot 10^{-1}$
3,36	$0,892 \cdot 10^{-2}$	$0,900 \cdot 10^{-2}$	$0,902 \cdot 10^{-2}$	$0,903 \cdot 10^{-2}$	$0,911 \cdot 10^{-2}$	$0,929 \cdot 10^{-2}$
4	$0,288 \cdot 10^{-2}$	$0,293 \cdot 10^{-2}$	$0,294 \cdot 10^{-2}$	$0,296 \cdot 10^{-2}$	$0,300 \cdot 10^{-2}$	$0,311 \cdot 10^{-2}$
4,76	$0,713 \cdot 10^{-3}$	$0,733 \cdot 10^{-3}$	$0,738 \cdot 10^{-3}$	$0,747 \cdot 10^{-3}$	$0,765 \cdot 10^{-3}$	$0,822 \cdot 10^{-3}$
5,66	$0,121 \cdot 10^{-3}$	$0,127 \cdot 10^{-3}$	$0,129 \cdot 10^{-3}$	$0,131 \cdot 10^{-3}$	$0,137 \cdot 10^{-3}$	$0,158 \cdot 10^{-3}$
6,73	$0,108 \cdot 10^{-4}$	$0,119 \cdot 10^{-4}$	$0,122 \cdot 10^{-4}$	$0,128 \cdot 10^{-4}$	$0,141 \cdot 10^{-4}$	$0,192 \cdot 10^{-4}$

$$E_r = \{I_z / (4\pi h^2)\} \sum_{j=1}^{\infty} [K_j \cos(K_j z/h) R_j e^{-K_j^2 t / (4\mu h^2)}] \int_0^r m \rho_j J_1(mr) dm \quad (15)$$

где

$$R_j = \sin(K_j h/h_1) / \{ \cos^2(K_j) [1/\cos^2(K_j) + h_2 / (h_1 \cos^2(K_j) h_2/h_1)] + S/S_1 \}$$

$$\rho_j = m^2 \exp(-m^2 t / (4\mu h_1^2)) / (m^2 + k_j^2); \quad r = r/h_1$$

Коэффициенты  $K_j$  удовлетворяют трансцендентному уравнению  $tq(K_j) + tq(K_j h_2/h_1) = -K_j S/S_1$ , из которого видно, что они монотонно возрастают с увеличением номера  $j$ . Таким образом, поле ВЭД в рассматриваемой модели среды, как и в случае двухслойного разреза с изолирующим основанием, в поздней стадии становления изменяется по экспоненциальному закону, причем показатель экспоненты зависит от всех геоэлектрических параметров среды. Это позволяет ожидать повышенной разрезающей способности метода СВЭД к выявлению низкоомных маломощных горизонтов в разрезе, по сравнению с существующими модификациями ВСБ. Стро-

ные расчеты поля, приведенные для рассматриваемой модели среды подтверждают этот вывод. В качестве примера на рис. 2 приведены графики неустановившегося поля ВЭД поля, регистрируемого в установке "АВ-петля", (пунктирные линии) для различных соотношений продольной проводимости "плоскости S" и вышележащих отложений. В обоих случаях поле в среде, содержащей "плоскость S" нормируется полем в двухслойном разрезе с изолирующим основанием. Из рис. 2 видно, что относительное поле ВЭД в поздней стадии становления экспоненциально возрастает с увеличением времени, тогда как поле, измеряемое в установке "АВ-петля", стремится к постоянному значению, равному  $\left[1 + S/(S_1 h_1)\right]^2$ .

Интересно отметить, что поле ВЭД более чувствительно к появлению в разрезе тонкого низкоомного горизонта не только в поздней стадии становления, но практически во всем временном диапазоне, в котором "плоскость S" проявляется на кривых зондирования. Таким образом, для фиксированного момента времени относительное поле ВЭД всегда больше, чем поле, измеряемое в установке "АВ-петля". Однако практически важно сопоставить разрешающие способности сигналов, регистрируемых в каждой из установок для своего момента времени, например, такого, при котором измеренный сигнал превышает минимально допустимый для используемой аппаратуры уровень. Полагая этот уровень равным  $1 \text{ мкВ}$  и выбирая параметры среды и установок такими же, как и в первом примере (в установке "АВ-петля" сторону петли положим равной  $500 \text{ м}$ ), получим следующие относительные значения поля в зависимости от соотношения продольных проводимостей "плоскости S" и вышележащих отложений:

Таблица 3

тип установки \ $\frac{S}{S_1}$	1	1/2	1/4	1/8
"АВ-петля"	2,6	1,6	1,2	1,1
ВЭД	4,8	2,5	1,6	1,3

Из табл. 3 видно, что в рассматриваемых геоэлектрических условиях реальная разрешающая способность поля ВЭД выше по срав-

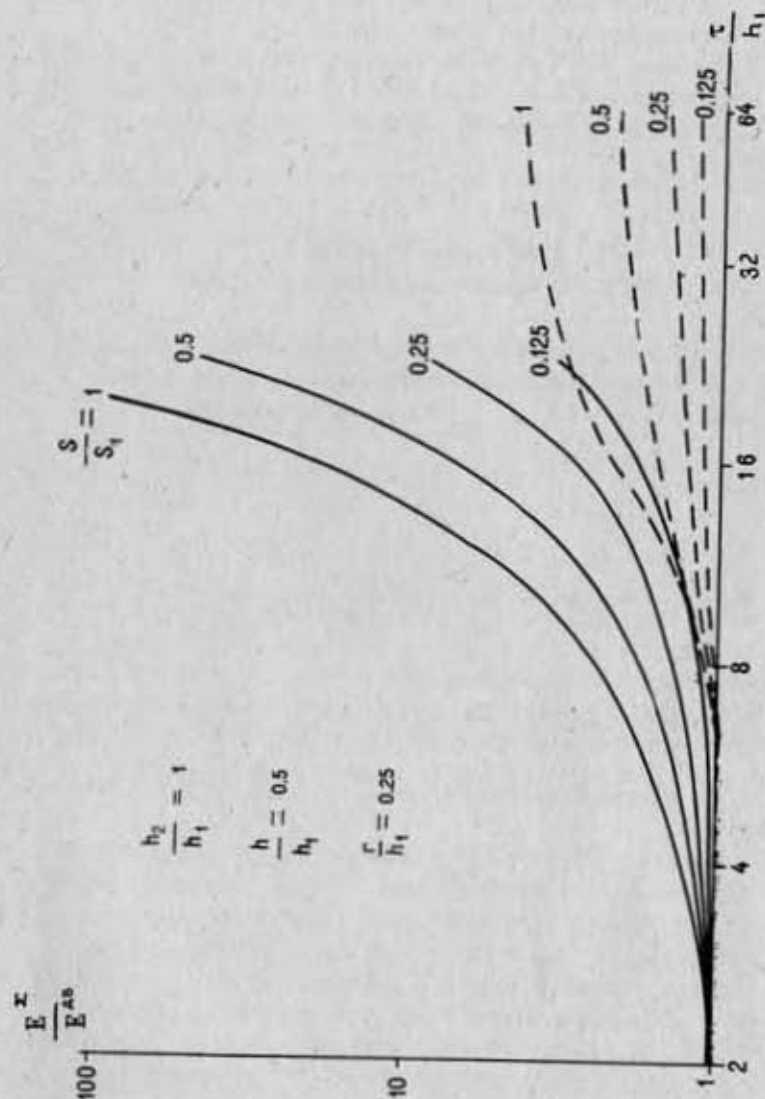


Рис. 2

нению с полем, регистрируемым установкой "АВ-петля" и это преимущество особенно ощутимо при выявлении относительно слабо проводящих или маломощных горизонтов. Если же значения  $\frac{S}{S_1} > 1$ , влияние "пластины S" значительно при регистрации компоненты  $B_z$  от горизонтальной заземленной линии и усложнение методики работ, связанное с применением вертикальной линии, едва ли целесообразно.

### III. Становление поля ВЭД в присутствии тонкого высокоомного экрана

Выражение для радиальной компоненты электрического поля в пласте, содержащем бесконечно тонкий горизонт с поперечным сопротивлением  $T(T = h_r \cdot \rho_r)$ , имеет следующий вид:

$$E_r = \{I_z / \pi \gamma_1 h_1^2\} \int_0^\infty R(m) e^{-\nu r / \gamma_1 \mu_1^2} J_1(mr) dm; \quad (16)$$

$$R(m) = \frac{m^2 \kappa_1 \cos(\kappa_2 z / h_2) \sin(\kappa_1 h_1 / h_2)}{m^2 \kappa_1 \sin^2 \kappa_1 + (1/\sin^2 \kappa_1 + h_2/h_1 \sin^2(\kappa_2 h_2/h_1) - \text{ctg}(\kappa_1 \kappa_2 / \kappa_1) \text{ctg}(\kappa_2 h_2/h_1)) h_1^2} \quad (17)$$

$$\kappa_1 \text{ctg}(\kappa_1) + \kappa_2 \text{ctg}(\kappa_2 h_2/h_1) \frac{1}{h_1} - (T/h_1) m^2 = 0; \quad \kappa_1 = (\gamma_1 \frac{\nu}{h_1} - m^2); \quad i = 1, 2 \quad (18)$$

$\gamma_1$  и  $\gamma_2$  - электропроводности пород над экраном и под экраном соответственно.

Как видно из (18) при любом, сколь угодно большом, но конечном значении  $\frac{T}{h_1}$ , регистрируемое поле в достаточно поздней стадии становления ( $t \rightarrow \infty, m \rightarrow 0$ ) практически не искажается присутствием тонкого высокоомного горизонта. Однако, учитывая весьма быстрое затухание поля ВЭД в поздней стадии становления, на практике эти времена могут оказаться недостижимыми из-за малости сигнала, и, следовательно, экранирование может иметь место и при конечных значениях поперечного сопротивления высокоомного горизонта. В связи с этим приобретает интерес исследование

неустановившегося поля во всем временном диапазоне. Результаты расчетов, выполненные как спектральным методом, так и с помощью соотношений (16)-(18) представлены на рис. 3 и 4 в виде отношения поля в среде, содержащей "плоскость Т", к нормальному полю, когда экран отсутствует и  $\gamma_1 = \gamma_2$ . Из сопоставления рис. 3 и рис. 4 видно, что при расположении источника поля над "плоскостью Т" экранирование ниже лежащих отложений наблюдается до значительно более поздних времен, чем при расположении электрического диполя под экраном ( $\frac{r_1}{h_1} = 9,5$  и  $5,6$ , соответственно). Для этих значений параметра становления в табл. 4 приведены величины сигналов на дневной поверхности, нормированные множителем  $h_1^2 / I_z \cdot \rho_1$ .

Т а б л и ц а 4

$\frac{r_1}{h_1}$	1	1/2	1/4	1/8	1/16
Диполь над экраном	0,427 $10^{-5}$	0,911 $10^{-5}$	0,157 $10^{-4}$	0,193 $10^{-4}$	0,189 $10^{-4}$
Диполь под экраном	0,421 $10^{-3}$	0,973 $10^{-3}$	0,176 $10^{-2}$	0,242 $10^{-2}$	0,271 $10^{-2}$

Как видно из табл. 4, расположение одного из датчиков поля в подэкранной толще является эффективным средством уменьшения влияния высокоомных горизонтов и при исследовании геоэлектрических параметров заэкранированной среды эквивалентно существенному повышению измеряемого сигнала (примерно на два порядка).

### ЛИТЕРАТУРА

1. ГАСАНЕНКО Л.Б., МАРКИНА Е.А. Электромагнитное поле низкочастотного диполя в горизонтально-слоистой среде. - "Уч. записки ЛГУ. Серия физ. и геол. наук", 1967, № 333, вып. 17, с. 201-226.
2. ДИТКИН В.А., ПРУДНИКОВ А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. М., "Сизматиз", 1961, 524 с.

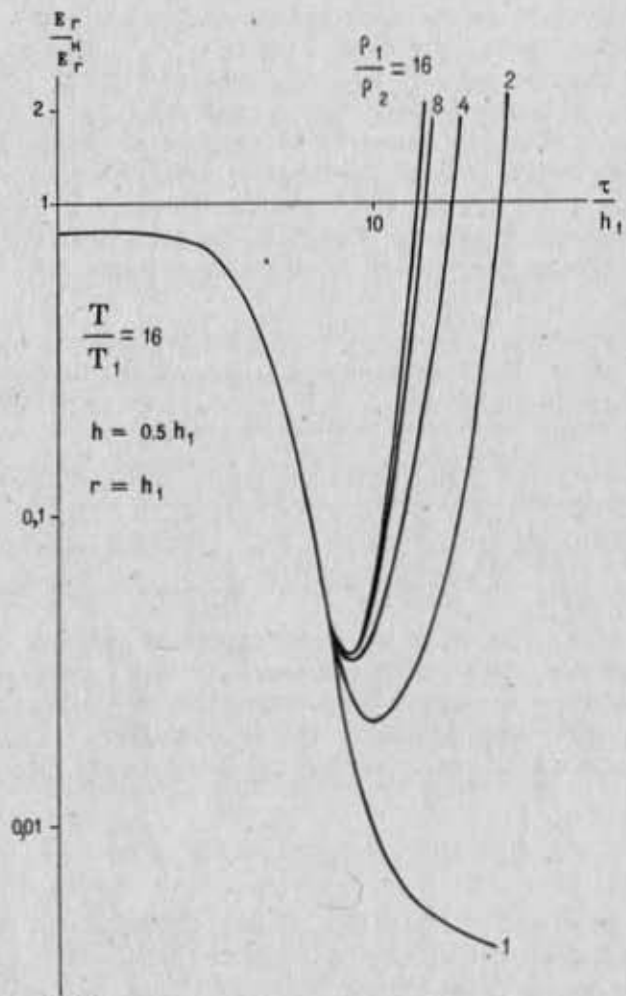


Рис. 3

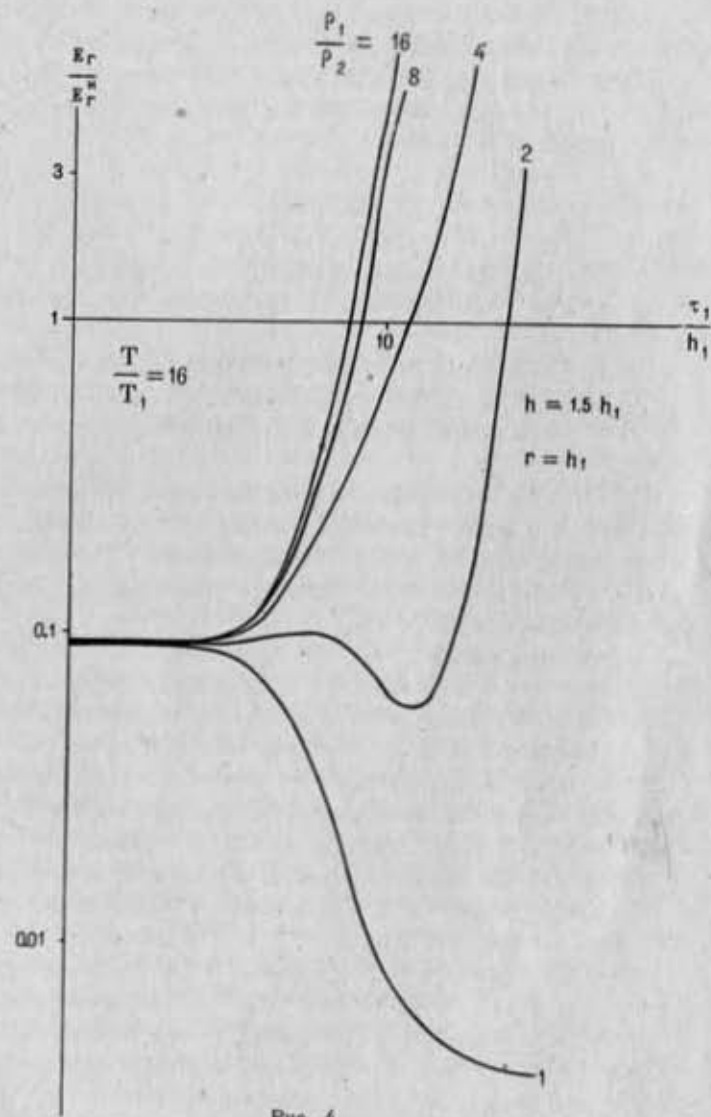


Рис. 4



3. ИВАНЧУК А.М., КОГАН В.Д., СИДОРОВ В.А., ТХОРЛЕВСКИЙ С.А.  
Способ геоэлектроразведки. Авт. свид. № 396654, 1971.

4. ТИХОНОВ А.Н., СКУГАРЕВСКАЯ О.А. О становлении электри-  
ческого тока в неоднородной среде.- "Изв. АН СССР. Серия гео-  
физ.", 1950, № 4, с. 281-293.