УДК 550.832.75

ИНДУКЦИОННЫЙ КАРОТАЖ СКВАЖИН С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПРОВОДЯЩЕЙ ПРОМЫВОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Ратушняк А.Н., ***Байдиков С.В.*** – Институт геофизики, Екатеринбург
Теплухин В.К. – ООО «ПетроТул», г. Октябрьский, Башкортостан

Аннотация. Приведено полное решение задачи о гармоническом электромагнитном поле магнитного диполя в цилиндрически-слоистой среде с проводящим *S*-слоем. Изучена информативность измеряемых активной и реактивной компонент магнитного поля при определении удельного сопротивления среды. Исследовано влияние на измеряемое магнитное поле индуцированных токов в окружающей проводящей среде от непроводящего пространства скважины и проводящего слоя промывочной жидкости. Показано, что влияние сред с другими проводящими свойствами, являющихся мешающими факторами, требуют обязательного учета при интерпретации данных каротажа или специальных технологических средств уменьшения их вклада.

Гармоническое электромагнитное поле, S-слой, индукционные методы каротажа скважин.

INDUCTION LOGGING IN VIEW OF INFLUENCE CONDUCTIVE WASHING LIQUID

Ratushniak A.N., Baydikov S.V. – Institute of Geophysics UB if RAS, Yekaterinburg
Tepluhin V.K. – "PetroTul" LLC, Oktyabrsky, Bashkortostan

Abstract. We give a complete solution to the problem of harmonic electromagnetic field of a magnetic dipole in a cylindrical-layered medium with conductive *S*-layer. Studied the information content of the measured active and reactive components of the magnetic field for determining the resistivity of the environment. The contribution to the measured magnetic field induced currents in the conductive medium surrounding the non-conductive space between the well and the conducting layer of washing liquid. It is shown that the influence of media with other conductive properties that are hindering factors require that account when interpreting the data logging or special technological means of reducing their contribution.

Harmonic electromagnetic field, S-conductive layer, induction well logging methods.

Введение

Информация об электрических параметрах геологического разреза, получаемая с помощью методов электрического каротажа скважин, актуальна при изучении геологического строения месторождений, выделении пластов-коллекторов, определении характера их насыщения, оценки коллекторских свойств пород, подсчете запасов углеводородного сырья.

Задачами исследований методами индукционного каротажа, диэлектрического каротажа и ВИКИЗ являются уточнение положения горизонтальных границ различных пород и определение неоднородностей среды в радиальном направлении (зона проникновения фильтрата бурового раствора в пласт, неизмененная часть пласта) (Даев, 1974; Плюснин, 1968; Технология … , 2000).

В настоящей работе изучено влияние на измеряемое магнитное поле в индукционных методах каротажа скважин от слоя промывочной жидкости, аппроксимируемой проводящим цилиндрическим *S*-слоем.

Физико-геометрическая модель среды

Физико-геометрическая модель среды (рис. 1), неоднородная по удельной электрической проводимости, включает: скважину радиуса a, скважинный снаряд с удельной электропроводностью σ_1; вмещающие породы с удельной электропроводностью σ_2; магнитный диполь с моментом вдоль оси Z скважины $M_z^* = JS$ (где J – сила тока, S – площадь витка); промывочную жидкость с удельной электропроводностью σ_c в виде цилиндрического слоя толщиной h, заполняющего пространство между снарядом и стенкой скважины. Слой промывочной жидкости, обладающий пониженным удельным электрическим сопротивлением и заполняющей пространство между снарядом и породами, аппроксимируем *S*-слоем с продольной

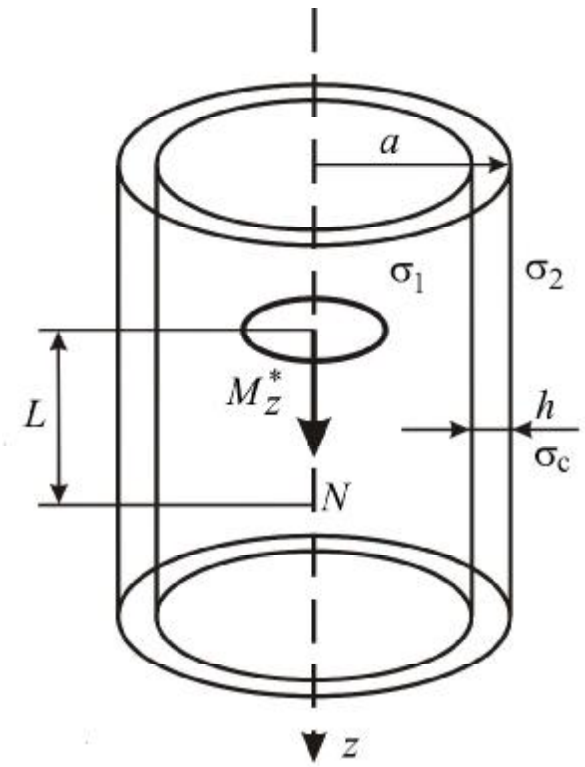

Рис. 1. Модель среды, *S*-слоя и установки индукционного каротажа

проводимостью $S = \sigma_c \cdot h = \text{const}$ при $\sigma_c \to \infty$, $h \to 0$ в виде тонкого цилиндра радиуса a, находящегося на границе сред с удельными электропроводностями σ_1 и σ_2.

Электромагнитное поле магнитного диполя в цилиндрически-симметричной неоднородной среде

Для определения удельного электрического сопротивления горных пород, окружающих скважину, определим магнитное поле, создаваемое гармоническим током магнитного диполя с моментом, направленным по оси скважины Z в цилиндрически-симметричной неоднородной среде.

Для магнитного диполя векторы напряженности электромагнитного поля можно выразить через вектор-потенциал магнитного типа, удовлетворяющий в кусочно-однородной среде в точках вне источников волновому уравнению Гельмгольца (Бурсиан, 1972; Краев, 1965)

$$\Delta \mathbf{A}_i^* = k_i^2 \mathbf{A}_i^* , \qquad (1)$$

где $k_i = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_i}$ – волновое число среды удельной электропроводностью σ_i, с формулами связи с напряженностями электромагнитного поля вида

$$\mathbf{E}_i = \operatorname{rot}\mathbf{A}_i^*,\ \mathbf{H}_i = -\frac{1}{j\omega\mu_o}\left(\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{A}_i^* - k_i^2\mathbf{A}_i^*\right). \qquad (2)$$

Для решения уравнения (1) в цилиндрической системе координат используется метод разделения переменных (Краев, 1965), показывающий, что в каждой из кусочно-однородных сред вектор-потенциал имеет две составляющие, одна из которых (в данной геометрии модели – осевая) направлена вдоль момента диполя A_z^*, вторая – ортогонально плоскости контакта неоднородных сред по оси r – A_r^* (радиальная). Азимутальная составляющая A_φ^* равна нулю ввиду цилиндрической симметрии. Введение ортогональной к контакту составляющей вектор-потенциала магнитного типа A_r^* отражает перераспределение плотности тока в каждой из сред (Бурсиан, 1972).

В работе (Никитина, 1960), послужившей основой для дальнейших теоретических исследований (Даев, 1974; Кауфман, 1965; Кудрявцев, 1960; Плюснин, 1968 и др.), приведено упрощенное решение задачи по определению магнитного поля на оси скважины, создаваемого гармоническим магнитным диполем, с использованием только осевых составляющих вектор-потенциала магнитного типа A_{iz}^*.

Для цилиндрически-симметричной неоднородной проводящей среды с проводящим *S*-слоем на их границе и источника в виде магнитного диполя с моментом $M_z^* = JSn$ на оси z возьмем за основу решение уравнения (1) с составляющими вектор-потенциала в каждой из сред вида (Краев, 1965)

$$A_{1z}^* = -j\omega\mu_0 M_z^* \times \times \left\{ \frac{e^{-k_1 R}}{4\pi R} + \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty \alpha_1 I_0(m_1 r)\cos\lambda z d\lambda \right\}; \qquad (3)$$

$$A_{2z}^* = -j\omega\mu_0 M_z^* \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty \alpha_2 K_0(m_2 r)\cos\lambda z d\lambda; \qquad (4)$$

$$A_{1r}^* = -j\omega\mu_0 M_z^* \frac{1}{2\pi^2}\frac{\partial}{\partial z}\int_0^\infty \beta_1 I_1(m_1 r)\cos\lambda z d\lambda; \qquad (5)$$

$$A_{2r}^{*} = -j\omega\mu_0 M_z^{*} \frac{1}{2\pi^2} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} \beta_2 [-K_1(m_2 r)] \cos\lambda z d\lambda, \quad (6)$$

где $m_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, I_0, I_1, K_0, K_1 – модифицированные функции Бесселя и Макдональда порядков 0 и 1 от комплексного аргумента $m_i r$.

Коэффициенты α_1, α_2, β_1, β_2 в формулах (3)–(6) определяются с помощью выполнения граничных условий для составляющих электромагнитного поля, которые являются следствием уравнений непрерывности плотностей полных потоков электрического и магнитного поля div **i** = 0, div **B** = 0. Для *S*-слоя на границе сред с координатой *z* = const граничные условия для тангенциальных составляющих напряженности магнитного поля имеют вид (Шейнманн, 1947)

$$H_{x1} - H_{x2} = S \cdot E_{y1} = S \cdot E_{y2},$$
$$H_{y1} - H_{y2} = -S \cdot E_{x1} = -S \cdot E_{x2}.$$

Переходя к граничным условиям для составляющих вектор-потенциала $\mathbf{A}^*$ по формулам связи (2) для случая цилиндрической симметрии с *S*-слоем на расстоянии $r = a$ границы раздела сред σ_1 и σ_2 имеем

$$\sigma_1 A_{z1}^{*} - \sigma_2 A_{z2}^{*} = -S \frac{\partial}{\partial r} A_{z1}^{*} = -S \frac{\partial}{\partial r} A_{z2}^{*};$$

$$\mathrm{div} A_1^{*} - \mathrm{div} A_2^{*} = -j\omega\mu_0 S A_{r1}^{*} = -j\omega\mu_0 S A_{r2}^{*}. \quad (7)$$

Выполнив граничные условия (7), получим коэффициенты для составляющих вектор-потенциала (3)–(6) в каждой из сред

$\alpha_1 = \{\sigma_2 m_1 K_0(n_2) K_1(n_1) - \sigma_1 m_2 K_1(n_2) K_0(n_1) + m_1 m_2 S K_1(n_2) K_1(n_1)\}/\rho$,

$$\beta_1 = K_1(n_2) \frac{\alpha_2 K_0(n_2) - \alpha_1 I_0(n_1) - K_0(n_1)}{G},$$

$$\beta_2 = -\beta_1 \frac{I_1(n_1)}{K_1(n_2)}, \qquad \alpha_2 = \frac{\sigma_1}{ap},$$

где $G = m_1 I_0(n_1) K_1(n_2) + m_2 I_1(n_1) K_0(n_2) + j\omega\mu_0 S I_1(n_1) K_1(n_2)$;

$\rho = \sigma_2 m_1 I_1(n_1) K_0(n_2) + \sigma_1 m_2 I_0(n_1) K_1(n_2) + m_1 m_2 S I_1(n_1) K(n_2)$; $n_1 = m_1 a$, $n_2 = m_2 a$.

В случае $S = 0$ полученные коэффициенты аналогичны коэффициентам в решении задачи для контакта сред с различной удельной электропроводностью, полученной в работе (Краев, 1965) и представляющем основной интерес при изучении влияния электропроводности вмещающих пород на измеряемое магнитное поле.

Частный случай $\sigma_1 = 0$, $m_1 = \lambda$ соответствует проведению измерений магнитного поля, когда в пространстве скважины находится скважинный прибор, являющийся диэлектриком.

Определяя осевую составляющую напряженности магнитного поля в пространстве скважины при $r = 0$ на расстоянии *L* (разнос) от диполя через составляющие вектор-потенциала A_{1r}^{*} и A_{1z}^{*} по формуле связи (2), получим

$$H_{z1} = H_{zp} + H_{zc} + H_{zw}, \quad (8)$$

где H_{zp} – магнитное поле магнитного диполя на оси z в однородной среде с удельной электропроводностью σ_1,

$$H_{zc} = -\frac{M_z^{*}}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \lambda^2 \alpha_1 \cos\lambda z d\lambda;$$

$$H_{zw} = -\frac{M_z^{*}}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \lambda^2 m_1 \beta_1 \cos\lambda z d\lambda.$$

В случае высокой продольной проводимости *S*-слоя рассматриваемая задача эквивалентна задаче о поле гармонического источника, расположенного в открытом волноводе цилиндрической формы (Даев, 1974; Краев, 1965). При $S \to \infty$ коэффициенты $\alpha_2 = \beta_2 = 0$, что означает отсутствие проникновения электромагнитного поля во вмещающие породы за проводящую плоскость (полное экранирование: составляющие вектор-потенциала $A_{2r}^{*} = 0$, $A_{2z}^{*} = 0$). В пространстве скважины коэффициент $\beta_1 = 0$, т. е. $A_{1r}^{*} = 0$ и электромагнитное поле будет зависеть только от радиуса *S*-слоя, частоты и проводимости среды, заполняющей скважину, т. е. описывает характеристики стоячей электромагнитной волны источника, образующейся в зоне, ограниченной радиусом *S*-слоя.

В практически важном частном случае реальной ситуации, когда в пространстве скважины находится скважинный прибор, являющийся диэлектриком, коэффициент $\alpha_1 = K_1(\lambda a)/I_1(\lambda a)$, поскольку $\sigma_1 = 0$ и $m_1 = \lambda$, а слагаемые в формуле (8) описывают со-

ответственно:

H_{zp} – первичное поле диполя в непроводящей среде (скважине);

H_{zc} – поле стоячей волны в скважине, не зависящее от частоты и проводимости пород;

$$H_{zw} = \frac{M_z^*}{2\pi^2 a}\int_0^\infty \frac{\lambda^2 K_1(ma)}{I_1(\lambda a)G}\cos\lambda L d\lambda, \qquad (9)$$

где $m^2 = \lambda^2 + j\omega\mu_0\sigma$; $G = \lambda I_0(\lambda a)K_1(ma) + mK_0(ma)I_1(\lambda a) + j\omega\mu_0 S I_1(\lambda a)K_1(ma)$.

На постоянном токе множитель $G = 1/a$ и $H_{zp} = -H_{zc}$; $H_{z1} = H_{zw} = H_{zp}$.

Информацию об электропроводности вмещающих пород дает мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля Im H_{z1}, которая описывается слагаемым H_{zw} и определяется только радиальной составляющей вектор-потенциала A_{1r}^*. Последнее обстоятельство указывает на необходимость использования приведенного точного решения задачи с использованием двух составляющих вектор-потенциала $\mathbf{A}^*$ в каждой из неоднородных сред.

Анализ магнитного поля магнитного диполя в среде с цилиндрическим *S*-слоем

Поскольку информацию об электропроводности среды дает мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля Im H_{z1}, расчеты проводились для слагаемого H_{zw} (9), представляющего собой несобственный интеграл от осциллирующей комплексной функции. Численное интегрирование с задаваемой относительной погрешностью проводилось методом Лонгмана (Longman, 1960) с удвоенной точностью представления величин, входящих в комплексную подынтегральную функцию. Интегрирование между нулями осциллирующей функции выполнялось методом Гаусса по 81 узлу с задаваемой относительной погрешностью вычислений.

На рис. 2 приведены результаты расчетов на оси скважины спектральных характеристик мнимой квадратуры магнитной индукции $B_z = 400\pi H_z$ [нТл] с единичным моментом магнитного диполя $M_z^* = 1$ А·м^2 при $\sigma_1 = 0$, $L = 1$ м и радиусе скважины

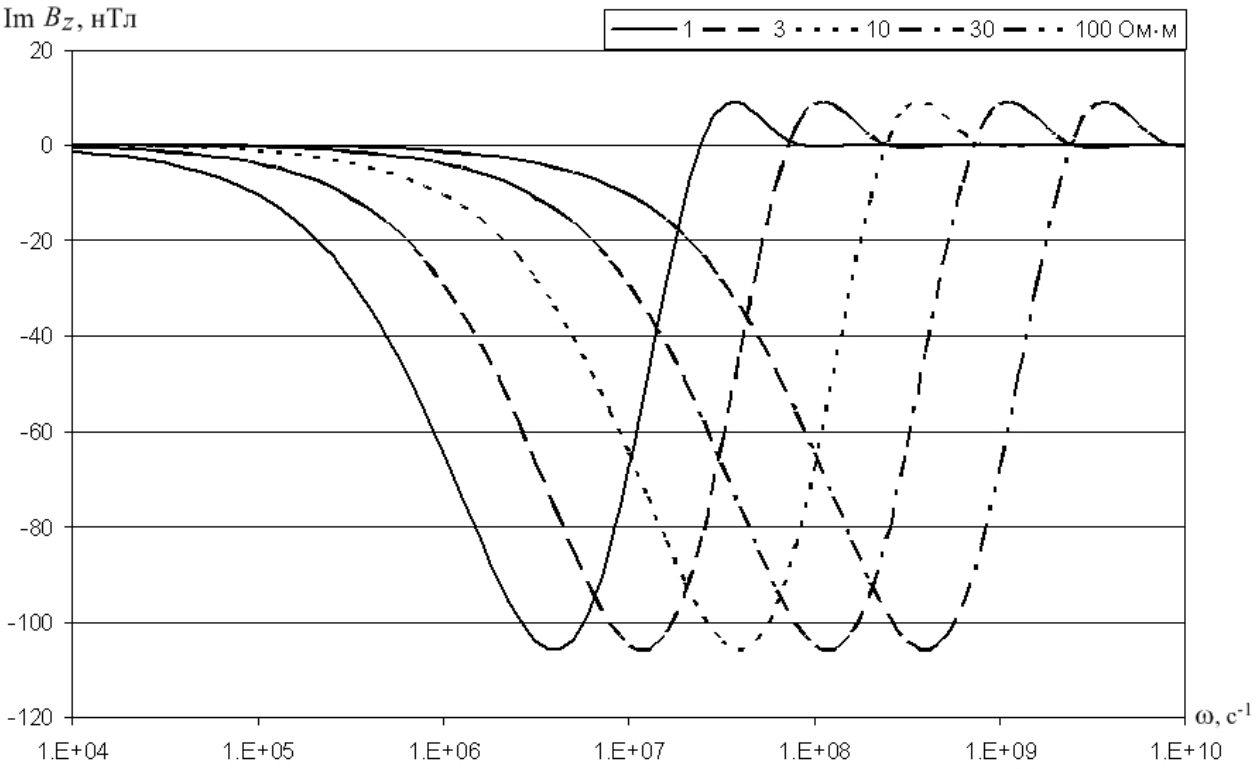

Рис. 2. Частотные кривые Im B_z, разнос $L = 1$ м, радиус скважины $a = 0{,}075$ м. Шифр кривых – ρ среды [Ом·м]

a = 0,075 м в зависимости от удельного сопротивления вмещающей среды без S-слоя (S = 0).

Информацию об электропроводности вмещающих пород дает мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля Im B_z, которая определяется только радиальной составляющей вектор-потенциала A^*_{1r}.

Квадратура Re B_z изменяется от значения, равного B_z на постоянном токе, до нуля и в волновой зоне с ростом частоты осциллирует вблизи нуля.

Положение экстремума мнимой квадратуры осевой составляющей магнитного поля Im B_z зависит от удельного сопротивления вмещающей среды и может служить характеристикой для ее определения по измерениям на спектре частот. Чем более проводящей является среда, тем ниже частоты, на которых в среде появляются вихревые токи индукции, с которыми связана мнимая часть магнитного поля.

Величину удельного сопротивления среды ρ можно определять по величине Im h_z на фиксированной частоте. На низких частотах определение ρ среды имеет плохое разрешение для высоких значений удельного сопротивления, а на высоких частотах – для малых значений ρ среды. Для устранения этого недостатка можно использовать измерения на двух частотах или на двух разносах L.

Результаты расчетов показывают, что магнитное поле на оси скважины при малых соотношениях радиуса скважины к разносу a/L в точности соответствует расчетам поля диполя в безграничной среде. Влияние непроводящего объема скважины на магнитное поле при $a << L$ является несущественным, т. к. основная часть поля обусловлена вихревыми токами в окружающей проводящей среде, и величину удельного электрического сопротивления среды удобно определять по частоте, соответствующей минимуму Im B_z в безграничной проводящей среде.

Для безразмерного вертикального магнитного числа соосного магнитного диполя в безграничной среде на полярной оси, выраженного через волновой параметр среды ρ (Бурсиан, 1972)

$$h_z = 2\pi L^3 B_z / \mu_0 M_z^* = \left(1+\sqrt{j\rho}\right)e^{-\sqrt{j\rho}},$$

где $\rho = \omega\mu_0 L^2/\rho$.

Минимум Im h_z = –0,5344 соответствует волновому параметру ρ = 4,93, откуда следует формула для определения удельного сопротивления среды по частоте, соответствующей минимуму измеряемой квадратуры Im B_z: $\rho = 1{,}6 f L^2$ (f, МГц; L, м).

Увеличение разноса L от 1 до 2 м приводит к уменьшению амплитуды магнитного поля и смещению экстремальных величин Im B_z в более низкочастотную область спектра, где улучшается возможность выполнения фазочувствительных измерений магнитного поля.

Влияние объема непроводящей среды, занятого скважиной, наблюдается при увеличении отношения a/L («короткий» зонд), которое заключается в смещении экстремумов Im B_z по частоте в более высокочастотную область. Величина Im B_z при этом увеличивается в L^{-3} раза. Для «коротких» зондов ($a \to L$) при определении ρ среды необходимо введение поправки за влияние непроводящего объема скважины «поправка за диаметр скважины». Для «длинных» зондов ($10 \cdot a \le L$) при определении ρ среды введение поправки за диаметр скважины не требуется.

Влияние проводящего *S*-слоя

На рис. 3 приведены спектральные характеристики Im B_z с теми же параметрами модели для S-слоя с продольной проводимостью S = 0,01 См (h = 0,01 м; σ_c = 1 См/м).

Как видно из сравнения рис. 2 и 3, введение проводящего S-слоя приводит к существенному искажению Im B_z для высокоомной вмещающей среды ρ > 10 Ом·м за счет индукции в S-слое.

Для исследования влияния S-слоя на величину магнитного поля на рис. 4 приведены частотные кривые Im B_z при тех же параметрах в зависимости от величины продольной проводимости S в непроводящей среде при ρ = ∞.

По мере увеличения продольной про-

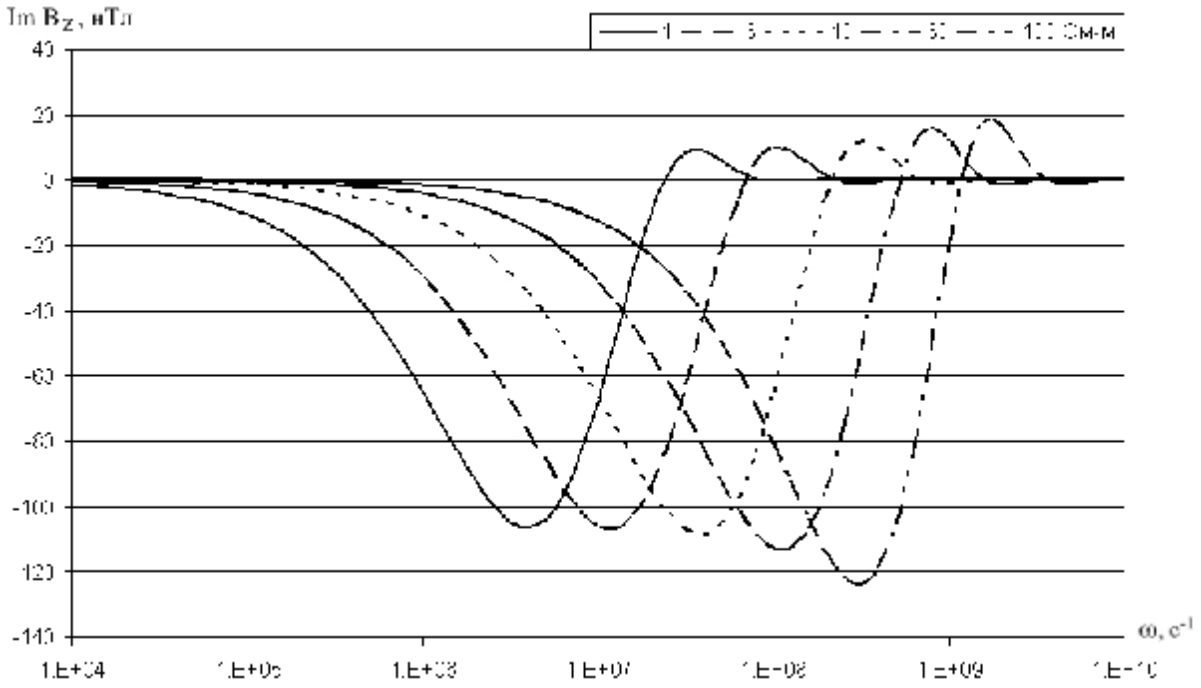

Рис. 3. Частотные кривые Im B_z при S = 0,01 См. Шифр кривых – ρ [Ом·м]

водимости S частота ω, соответствующая экстремуму Im B_z, уменьшается. Расчеты показывают, что величина экстремума Im B_z и соответствующая ему частота ω, определяется только величиной продольной проводимости S и радиусом скважины.

При определении ρ среды по данным индукционного каротажа необходимо введение поправки за влияние проводящего S-слоя (при его наличии). Пример палетки для определения величины ρ среды по частоте, соответствующей экстремуму Im B_z с учетом поправки за влияние проводящего S-слоя, приведен на рис. 5 (цветная вклад-

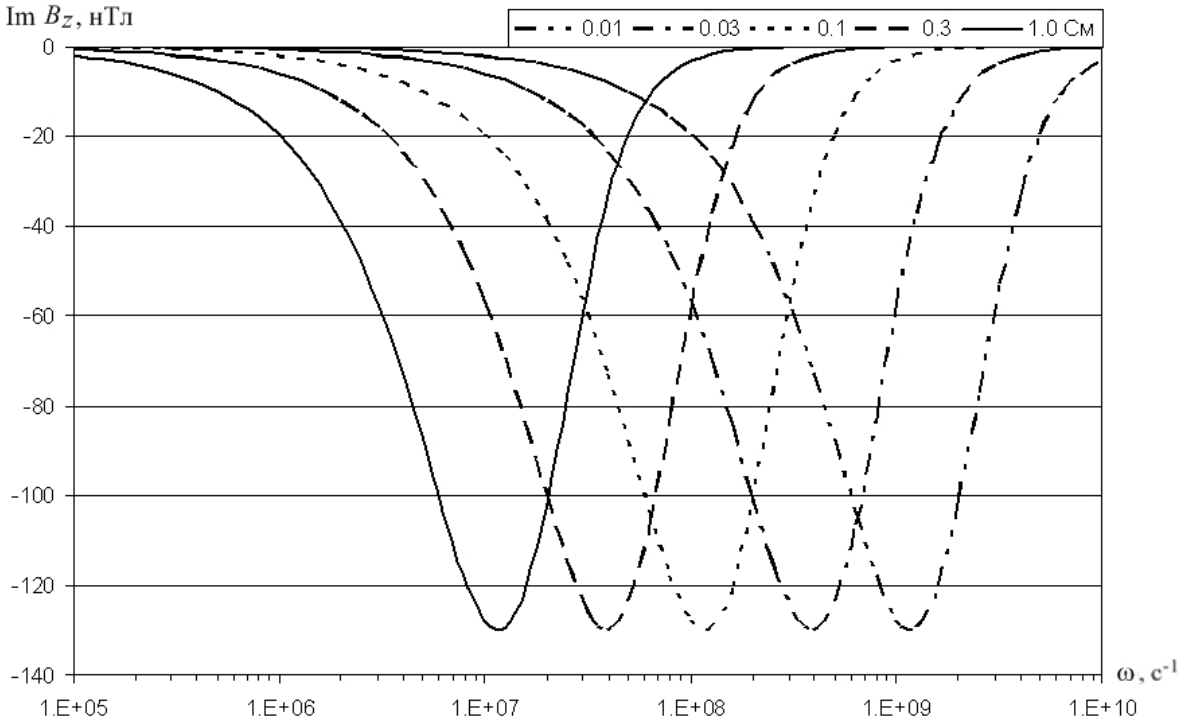

Рис. 4. Частотные кривые Im B_z в непроводящей среде. Шифр кривых – S [См]

ка) при радиусе скважины a = 0,075 м для зонда с разносом L = 1 м.

Аналогичные зависимости определении ρ среды могут быть построены для других величин длины зонда и радиуса скважины в зависимости от продольной проводимости S-слоя.

Влияние диэлектрической проницаемости

Высокие частоты измерений магнитного поля требуют исследования возможного влияния токов смещения, т. е. учета не только проводящих свойств сред, но и их диэлектрических проницаемостей.

Из отношения модулей плотности токов проводимости к токам смещения $\frac{|i_{пр}|}{|i_{см}|} = \frac{\sigma|E|}{\omega\varepsilon_o\varepsilon|E|}$ следует, что их равенство достигается для среды с удельной электропроводностью $\sigma = 10^{-2}$ См/м на частоте $f = 1{,}8\cdot10^8$ Гц ($\omega = 10^9$). Влияние диэлектрической проницаемости е учитывается введением комплексной электропроводности сред в виде $\hat{\sigma} = \sigma + j\omega\varepsilon_0\varepsilon$. Анализ поведения Im B_z показывает, что для величины е S-слоя 80 ед. СИ, характерной для промывочных жидкостей, изготавливаемых на водной основе, влияние диэлектрической проницаемости S-слоя наблюдается только для высокоомных пород $\rho \geq 30$ Ом·м и на частотах $\omega > 10^8$ и составляет величину Im $B_z \approx 80$ нТл при $\omega \approx 10^9$ для ρ = 100 Ом·м.

Влияние диэлектрической проницаемости воздуха (ε = 1 ед. СИ) не приводит к вкладу в мнимую часть Im B_z от первичного поля магнитного диполя и от стоячей волны, поскольку волновое число в непроводящей среде является вещественным $k^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon$ и их вклад остается в вещественной части Re B_z, которая является неинформативной величиной с точки зрения оценки ρ среды.

Расчеты с диэлектрической проницаемостью среды, составляющей для горных пород среднюю величину ε = 5 ед. СИ (Даев, 1974) показывают, что их влияние существенно не сказывается на частотных кривых Im B_z по сравнению с влиянием диэлектрической проницаемости S-слоя. Ослабить влияние е можно увеличением разноса установки L, за счет чего достигается сдвиг частотного диапазона исследований в более низкочастотную область.

Выводы

– Электромагнитное поле магнитного поля в цилиндрически-неоднородной среде описывается вектор-потенциалом магнитного типа, который имеет вертикальную и радиальную составляющие, отражающие перераспределение плотности вихревых токов в неоднородной проводящей среде.

– Информативной параметром, зависящим от проводящих свойств вмещающей среды, является мнимая квадратура осевой составляющей магнитного поля, создаваемого током в соосном магнитном диполе.

– Оценку величины ρ среды можно выполнять по величине частоты, соответствующей экстремуму мнимой части магнитного поля.

– На гармоническое магнитное поле, создаваемое током в соосном магнитном диполе, кроме сопротивления среды может оказывать существенное влияние проводящий тонкий слой промывочной жидкости, заполняющий пространство между снарядом и стенкой скважины.

– Для известной продольной проводимости S (ρ промывочной жидкости по данным резистивиметрии и заданных диаметрах скважины и снаряда) влияние слоя может быть учтено при оценке величины удельного сопротивления ρ среды по экстремуму магнитного поля в низкочастотной части спектра.

– При применении высоких частот исследований для определения величины удельного сопротивления ρ среды необходим учет диэлектрической проницаемости промывочной жидкости, изготавливаемой на водной основе.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (Проект № 15-11-5-13).

Литература

Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра, 1972. 245 с.

Даев Д.С. Высокочастотные электромагнитные методы исследования скважин. М.: Недра, 1974. 192 с.

Кауфман А.А. Теория индукционного каротажа. Новосибирск: Наука, 1965. 236 с.

Краев А.П. Основы геоэлектрики. Изд. 2-е. Л.: Недра, 1965. 587 с.

Кудрявцев Ю.И. Некоторые вопросы теории индукционного каротажа // Прикладная геофизика. 1960. Вып. 28. С. 101–115.

Никитина В.Н. Общее решение осесимметричной задачи теории индукционного каротажа // Известия АН СССР. Серия геоф. 1960. № 4. С. 607–616.

Плюснин М.И. Индукционный каротаж. М.: Недра, 1968. 142 с.

Технология исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ. Методическое руководство / Ред. М.И. Эпов. Новосибирск: НИЦ ОИГГМ СО РАН, 2000. 121 с.

Шейнманн С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле // Прикладная геофизика. М.: Гостеортехиздат, 1947. Вып. 3. С. 3–55.

Longman I.M. A method for the numerical evaluation of finite integrals of oscillatory functions // Math. Comput. 1960. V. 14. № 69. P. 53–59.

К статье Федорова О.И., Давыдов В.А., Байдиков С.В., Горшков В.Ю., Маликов А.В. – «Мониторинг состояния грунтовых плотин геофизическими методами»

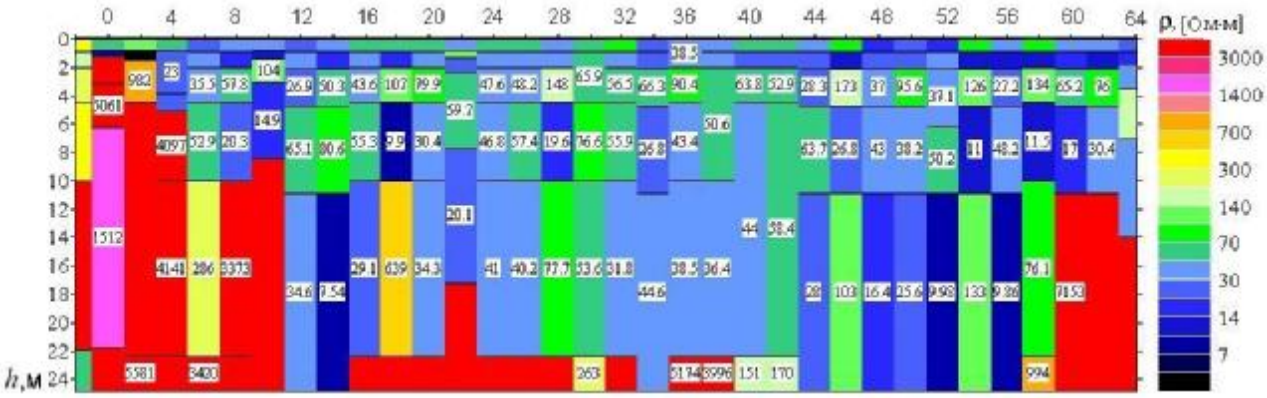

Рис. 3. Геоэлектрический разрез, построенный по результатам трехлетних наблюдений методом ВЭЗ. Числа на разрезе – значения удельных сопротивлений в слоях в Ом·м

К статье Ратушняк А.Н., Байдиков С.В., Теплухин В.К. – «Индукционный каротаж скважин с учетом влияния проводящей промывочной жидкости»

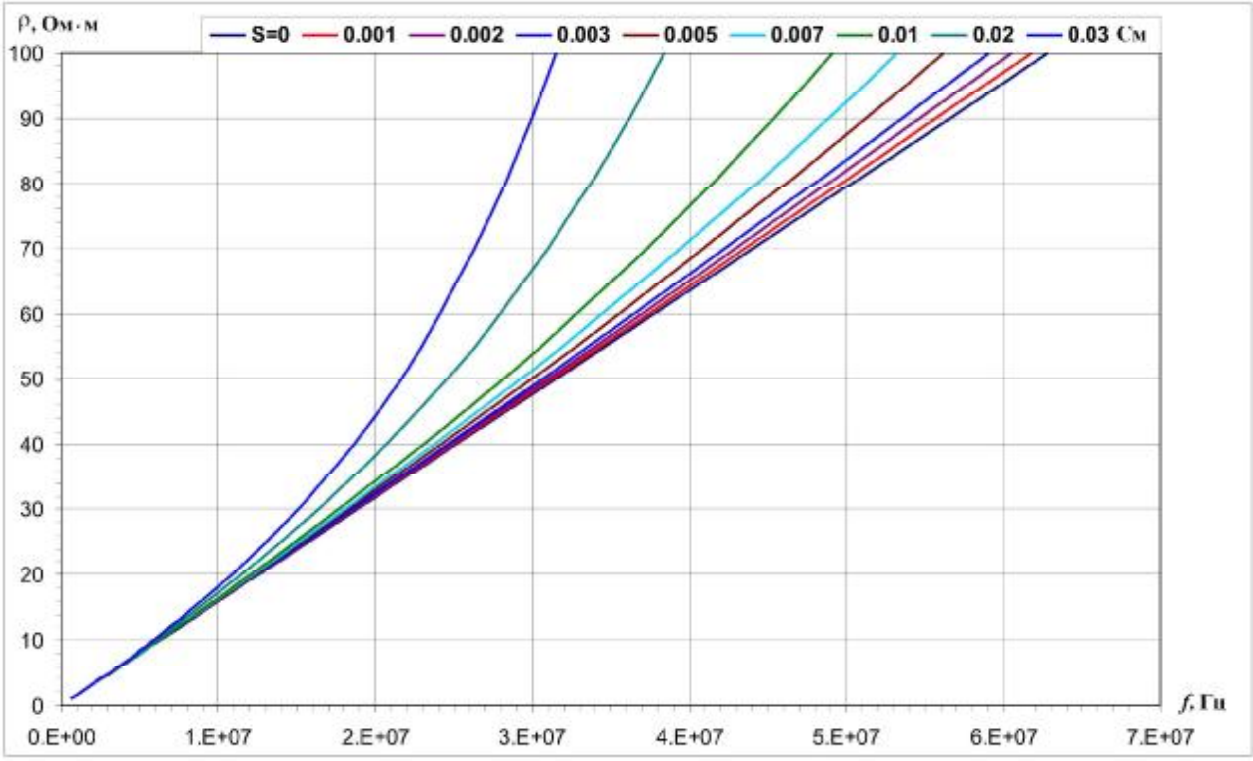

Рис. 5. Палетка определения ρ среды [Ом·м] по частоте *f*, соответствующей экстремуму Im B_z для зонда с моментом $M_z^* = 1$ А·м^2 на разносе $L = 1$ м. Шифр кривых – *S* [См]