

ИНДУКЦИОННЫЙ КАРОТАЖ С РАДИАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

Аннотация. Описан способ индукционного каротажа скважин с радиальным источником магнитного поля. Приведено решение задачи о гармоническом поле радиального источника магнитного поля в цилиндрически-слоистой среде с проводящим *S*-слоем. Показана информативность квадратур радиальной составляющей 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. Приведены палетки для определения удельного электрического сопротивления вмещающих пород по измеряемому гармоническому магнитному полю радиального источника магнитного поля.

Гармоническое электромагнитное поле, проводящий S-слой, индукционные методы каротажа скважин, радиальный источник магнитного поля.

INDUCTION LOGGING WITH THE RADIAL SOURCE OF THE MAGNETIC FIELD

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

Abstract. In this article there is a described method of induction-well logging with the radial magnetic field source. It is described the problem solution of the harmonic field of the radial magnetic field source in a cylindrically layered medium with conductive *S*-layer. In here it is shown the informativeness of the quadratures of the magnetic field radial component in determining the medium resistivity. It is evaluated here how a non-conductive space of the bore and the conductive layer of the flushing liquid influence on the measured magnetic field of induced currents in the surrounding conducting medium. In this article there are palletes for determining the electrical resistivity of host rocks at the harmonic of the measured magnetic field of the radial magnetic field source.

Harmonic electromagnetic field, conducting S-layer, induction well logging techniques, the radial magnetic field source.

Введение

Способ индукционного каротажа скважин, предложенный Г. Доллем в 1946 г. (Долль, 1957) и развитом в последующих работах (Аксельрод, 1960; Кауфман, 1965; Плюснин, 1968 и др.), основан на возбуждении индукционных токов во вмещающих горных породах гармоническим магнитным полем от тока в генераторной катушке с моментом, направленным вдоль оси скважины. Сопротивление вмещающих пород определяют по величине индуцируемого токами вторичного магнитного поля, измеряемого приемной катушкой, соосной генераторной. Аналогичная соосная установка применяется в способах высокочастотного изопараметрического каротажного индукционного зондирования скважин (ВИКИЗ) (Антонов, 1980) и высокочастотного электромагнитного метода каротажа с

определением диэлектрической проницаемости пород (Даев, 1969).

В работе (Табаровский, Эпов, 1979) предложено выполнять индукционный каротаж с генераторными и измерительными индукционными катушками, ориентированными в поперечном направлении относительно продольной оси скважинного прибора. Дальнейшим развитием индукционного каротажа является разработка многозондовых установок, содержащих системы трех ортогональных генераторных и измерительных зондов, и измерений магнитного поля на разных частотах (Андерсон и др., 2008; Gupta et al., 1998; Omeragic et al., 2011).

Магнитное поле радиального индуктивного источника

Известно (Бурсиан, 1972), что магнитное поле магнитного диполя на полярной

оси вдвое превосходит величину поля в экваториальной плоскости при равном расстоянии точек наблюдений от источника. Для увеличения дальности исследований пород в окрестности скважины в радиальном направлении можно использовать способ с радиальным направлением момента индуктивного источника (Теплухин, Ратушняк, 2016).

Электромагнитное поле в среде возбуждают гармоническими токами в системе двух совмещенных скрещенных магнитных диполей с равными моментами, ориентированными ортогонально друг другу и оси скважины Z (рис. 1). Гармонические токи с одинаковой круговой частотой ω в диполях и моментами, ориентированными в горизонтальной плоскости вдоль осей x и y , находятся в противофазе $J_x = J_1 \cos \omega t$ и $J_y = J_2 \sin \omega t$. Если конструкция системы диполей удовлетворяет условию $J_1 N_1 S_1 = J_2 N_2 S_2$, то величины магнитных моментов диполей одинаковы по амплитуде $|M_x^*| = |M_y^*| = M_r^*$ и различаются по фазе на $\pi/2$ $M_x^* = M_r^* e^{i\omega t}$, $M_y^* = i \cdot M_r^* e^{i\omega t}$. Система двух диполей обладает общим радиальным магнитным моментом M_r^* , величина которого в течение одного периода остается постоянной, а направление изменяется по азимуту с частотой ω , описывая окружность.

Описанная система двух совмещенных магнитных диполей с равными ортогональными моментами применяется в установке с двумя ортогональными контурами равных моментов, размещаемыми на фюзеляже самолета в аэроэлектроразведке методом вращения магнитного поля (Шауб, 1963).

Магнитное поле, создаваемое токами системы магнитных диполей, измеряется с помощью двух совмещенных скрещенных измерительных контуров с ортогональными осями K_x и K_y , расположенными в экваториальной плоскости $x = y = 0$ на расстоянии $z = |L|$ от центра магнитных диполей. Амплитуда первичного магнитного поля в непроводящей среде в течение одного периода остается постоянной $H_r = M_r^* / (4\pi L^3)$, а направление вектора изменяется по азимуту с частотой ω , описывая окружность

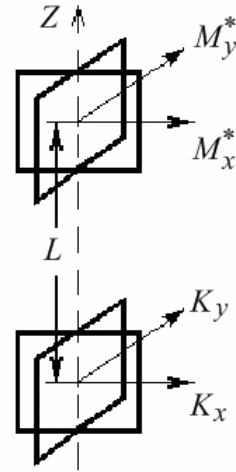


Рис. 1. Система совмещенных скрещенных магнитных диполей с ортогональными моментами M_x^* , M_y^* и скрещенных измерительных контуров с ортогональными осями K_x , K_y

(Шауб, 1963).

В однородной проводящей среде для безразмерного магнитного числа h_r на оси установки $z = |L|$ при $r = 0$ (Бурсиан, 1972)

$$h_r = \frac{H_r 4\pi L^3}{M_r^*} = -(1 + \sqrt{j\rho} + j\rho) e^{-\sqrt{j\rho}}$$

$j\rho = k^2 L^2 = j\omega\mu_0\sigma L^2$, ρ – волновой параметр среды.

На рис. 2, 3 представлены расчеты зависимости квадратур $\text{Re } h_r$ и $\text{Im } h_r$ от частоты f на разnose $L = 1$ м при различных значениях удельного электрического сопротивления среды ρ . Зависимость экстремумов квадратур h_r – составляющей магнитного числа от ρ среды можно использовать для определения проводящих свойств вмещающей среды.

Величина H_r может быть представлена через вспомогательный вектор-потенциал магнитного типа, имеющий в однородной проводящей среде единственную составляющую A_r^* вида

$$A_r^* = -j\omega\mu_0 \frac{M_r^* e^{-kr}}{4\pi R}$$

связанную с магнитным полем формулой

$$H_r = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} A_r^* - k^2 A_r^* \right), \quad (1)$$

при $r = 0$, $R = z = |L|$.

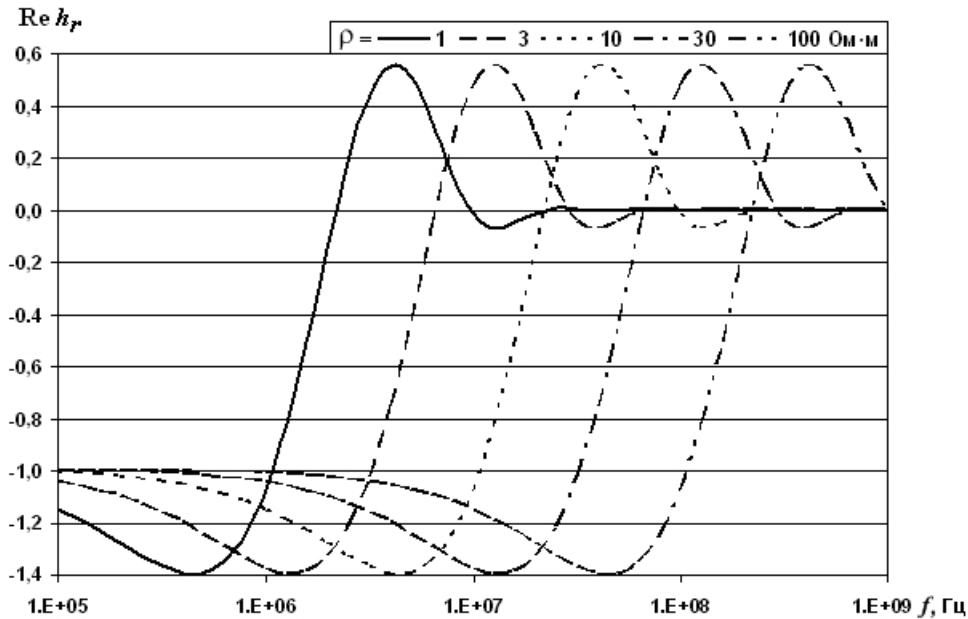


Рис. 2. Зависимость квадратуры $\text{Re } h_r$ от частоты f . Шифр кривых – ρ среды [Ом·м]

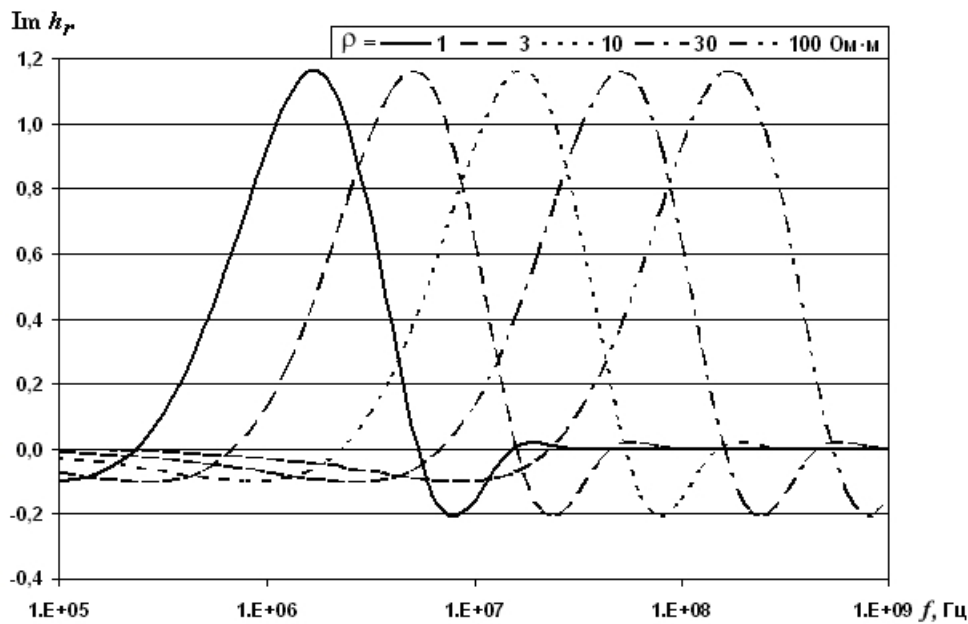


Рис. 3. Зависимость квадратуры $\text{Im } h_r$ от частоты f . Шифр кривых – ρ среды [Ом·м]

Вектор-потенциал магнитного типа A_r^* вне источника поля удовлетворяет волновому уравнению Гельмгольца в цилиндрических координатах вида (Заборовский, 1963)

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} A_r^* + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} A_r^* + \frac{\partial^2}{\partial z^2} A_r^* - k^2 A_r^* = 0. \quad (2)$$

Физико-геометрическая модель среды

Физико-геометрическая модель среды с цилиндрической симметрией (рис. 4), 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 на оси скважины с радиальным моментом $M_r^* = JS$ (где J – сила тока, S – площадь витка); промысловую жидкость с удельной электропроводностью σ_c в виде цилиндрического слоя толщиной h , заполняющего пространство между снарядом и стенкой скважины.

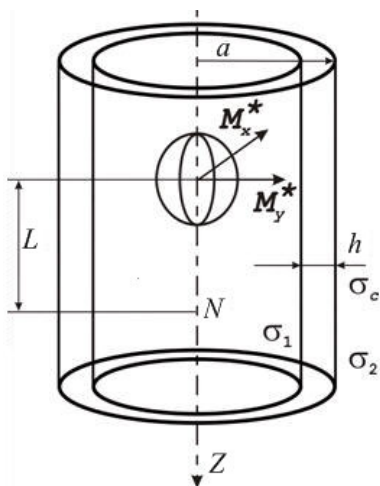


Рис. 4. Модель среды, источника с радиальным моментом M_r^* и цилиндрического S -слоя на границе сред с электропроводностями σ_1 и σ_2

Электромагнитное поле магнитного диполя в цилиндрически-симметричной неоднородной среде

Для определения удельного электрического сопротивления пород, окружающих скважину, определим радиальную составляющую магнитного поля в точке L на оси скважины, создаваемую магнитным диполем с радиальным моментом M_r^* .

Слой, обладающий пониженным удельным электрическим сопротивлением и заполняющий пространство между снарядом и породами, аппроксимируем цилиндрическим S -слоем с продольной проводимостью $S = \sigma_c \cdot h = \text{const}$ при $\sigma_c \rightarrow \infty, h \rightarrow 0$ в виде тонкого цилиндра радиуса a , находящегося на границе сред с удельными электропроводностями σ_1 и σ_2 (Шейнманн, 1947).

Магнитное поле определяется через вспомогательный вектор-потенциал магнитного типа \mathbf{A}^* по формуле связи (1). Вектор-потенциал определяется из решения волнового уравнения Гельмгольца (2) в цилиндрической системе координат.

Применение метода разделения переменных для волнового уравнения Гельмгольца показывает, что в каждой из кусочно-однородных сред вектор-потенциал \mathbf{A}^* имеет одну составляющую, направленную вдоль момента диполя, ортогонально контакту неоднородных сред. Для цилиндрически симметричной неоднородной среды

это составляющая, ортогональная плоскости контакта неоднородных сред по оси r , – A_r^* (радиальная). Азимутальная составляющая A_ϕ^* и осевая составляющая A_z^* равны нулю.

Вектор-потенциалы в цилиндрически-симметричной неоднородной проводящей среде с источником в виде радиального магнитного диполя с моментом M_r^* на оси z и контакта двух сред имеют вид для каждой из сред

$$A_{r1}^* = -j\omega\mu_0 M_r^* \times \left[\frac{e^{-k_1 R}}{4\pi R} + \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \alpha I_0(m_1 r) \cos \lambda z d\lambda \right]; \quad (3)$$

$$A_{r2}^* = -j\omega\mu_0 \frac{M_r^*}{2\pi^2} \int_0^\infty \beta K_0(m_2 r) \cos \lambda z d\lambda; \quad (4)$$

где $m_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, I_0, K_0 – модифицированные функции Бесселя и Макдональда от комплексного аргумента ($m_i r$).

Неизвестные коэффициенты в формулах (3, 4) определяются с помощью выполнения граничных условий для составляющих электромагнитного поля. Для составляющей вектор-потенциала A_r^* в случае цилиндрической симметрии с S -слоем на расстоянии границы раздела сред $r = a$ (номера сред увеличиваются в сторону увеличения r) имеем

$$A_{r1}^* = A_{r2}^*, \text{div } \mathbf{A}_1^* - \text{div } \mathbf{A}_2^* = -j\omega\mu_0 S A_{ri}^* \text{ или } \frac{A_{r1}^*}{r} + \frac{\partial A_{r1}^*}{\partial r} - \frac{A_{r2}^*}{r} - \frac{\partial A_{r2}^*}{\partial r} = -j\omega\mu_0 S A_{ri}^*. \quad (5)$$

Выполнив преобразования, получим коэффициенты для составляющих вектор-потенциала в каждой из сред вида

$$\alpha = \frac{m_1 K_0(n_2) K_1(n_1) - m_2 K_1(n_2) K_0(n_1) - j\omega\mu_0 S K_0(n_2) K_0(n_1)}{m_1 K_0(n_2) I_1(n_1) + m_2 K_1(n_2) I_0(n_1) + j\omega\mu_0 S K_0(n_2) I_0(n_1)},$$

$$\beta = \frac{1}{a} \times \frac{1}{m_1 K_0(n_2) I_1(n_1) + m_2 K_1(n_2) I_0(n_1) + j\omega\mu_0 S K_0(n_2) I_0(n_1)},$$

где $n_1 = m_1 a, n_2 = m_2 a$.

Коэффициенты α и β могут быть упрощены для ряда важных случаев при изучении закономерностей изменения магнитного поля, определяемого физико-геометри-

ческими параметрами модели.

1. При $S = 0$ и $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$. Составляющие вектор-потенциала $A_{r1}^* = A_{r2}^*$ соответствуют первичному полю магнитного диполя в однородном непроводящем пространстве.

2. При $S = 0$ и $\sigma_1 = \sigma_2$ коэффициенты $\alpha = 0$, $\beta = 1$. Составляющие вектор-потенциала $A_{r1}^* = A_{r2}^*$ соответствуют нормальному полю магнитного диполя в однородном проводящем пространстве.

3. Частный случай $S = 0$ соответствует контакту сред с различной удельной электропроводностью

$$\alpha = \frac{m_1 K_0(n_2) K_1(n_1) - m_2 K_1(n_2) K_0(n_1)}{m_1 K_0(n_2) I_1(n_1) + m_2 K_1(n_2) I_0(n_1)},$$

$$\beta = \frac{1}{a} \times \frac{1}{m_1 K_0(n_2) I_1(n_1) + m_2 K_1(n_2) I_0(n_1)}.$$

4. Частный случай $S = 0$, $\sigma_2 = 0$, $m_2 = \lambda$ соответствует модельной установке в виде цилиндрического бака, заполненного проводящей водой с раствором соли и вмещающему непроводящему пространству и представляет интерес при изучении магнитного поля при физическом моделировании

$$\alpha = \frac{m_1 K_0(\lambda a) K_1(n_1) - \lambda K_1(\lambda a) K_0(n_1)}{m_1 K_0(\lambda a) I_1(n_1) + \lambda K_1(\lambda a) I_0(n_1)},$$

$$\beta = \frac{1}{a} \times \frac{1}{m_1 K_0(\lambda a) I_1(n_1) + \lambda K_1(\lambda a) I_0(n_1)}.$$

5. Частный случай непроводящей однородной среды $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ аппроксимирует влияние S -слоя при большом сопротивлении вмещающих пород и позволяет определить поле для оценки влияния слоя проводящей промысловой жидкости или проводящей обсадной колонны, находящейся в воздухе

$$\alpha = -\frac{j\omega\mu_0 Sa K_0(\lambda a) K_0(\lambda a)}{1 + j\omega\mu_0 Sa K_0(\lambda a) I_0(\lambda a)},$$

$$\beta = \frac{1}{1 + j\omega\mu_0 Sa K_0(\lambda a) I_0(\lambda a)}.$$

6. Частный случай $S = 0$, $\sigma_1 = 0$, $m_1 = \lambda$ соответствует условию, когда в пространстве скважины находится скважинный

прибор, являющийся диэлектриком, и представляет основной интерес при изучении влияния удельного электрического сопротивления вмещающих пород на измеряемое электромагнитное поле

$$\alpha = \frac{\lambda K_0(n_2) K_1(\lambda a) - m_2 K_1(n_2) K_0(\lambda a)}{\lambda K_0(n_2) I_1(\lambda a) + m_2 K_1(n_2) I_0(\lambda a)},$$

$$\beta = \frac{1}{\lambda a K_0(n_2) I_1(\lambda a) + m_2 a K_1(n_2) I_0(\lambda a)}.$$

7. Частный случай $\sigma_1 = 0$, $m_1 = \lambda$ соответствует условию, когда в пространстве скважины находится скважинный прибор, являющийся диэлектриком, позволяет изучить влияние проводящего слоя промысловой жидкости на измеряемое магнитное поле

$$\alpha = \frac{\lambda K_0(n_2) K_1(\lambda a) - m_2 K_1(n_2) K_0(\lambda a) - j\omega\mu_0 S K_0(n_2) K_0(\lambda a)}{\lambda K_0(n_2) I_1(\lambda a) + m_2 K_1(n_2) I_0(\lambda a) + j\omega\mu_0 S K_0(n_2) I_0(\lambda a)},$$

$$\beta = \frac{1}{a} \times \frac{1}{\lambda K_0(n_2) I_1(\lambda a) + m_2 K_1(n_2) I_0(\lambda a) + j\omega\mu_0 S K_0(n_2) I_0(\lambda a)}.$$

Определяя радиальную составляющую напряженности магнитного поля в пространстве скважины в среде 1 по формуле связи (1), получим при $r = 0$

$$H_{1r} = H_{rp} + H_{rw} = -\frac{M_r^*}{4\pi} \times \frac{1 + k_1 L + k_1^2 L^2}{L^3} e^{-k_1 L} + \frac{M_r^*}{4\pi^2} \int_0^\infty \alpha (\lambda^2 - k_1^2) \cos \lambda L d\lambda, \quad (6)$$

где H_{rp} – нормальное магнитное поле магнитного диполя на оси z в однородной среде с удельной электропроводностью σ_1 ; H_{rw} – аномальное магнитное поле магнитного диполя на оси z .

Здесь использовано асимптотическое поведение модифицированной функции Бесселя $I_1(mr) = mr/2$ при $r \rightarrow 0$ и $I_0(0) = 1$.

Для частных случаев (6) и (7), соответствующих условию, когда в пространстве скважины находится скважинный прибор, являющийся диэлектриком $k_1 = 0$, формула для расчета радиальной составляющей напряженности магнитного поля на оси скважины примет вид

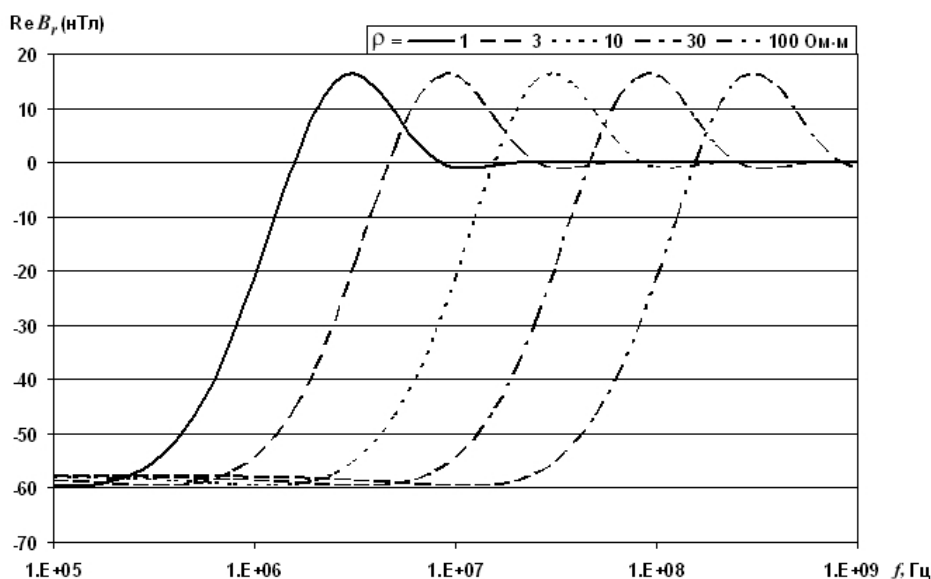


Рис. 5. Частотные кривые $\text{Re } B_r$. Шифр кривых – ρ среды [Ом·м]

$$H_{1r} = H_{r0} + H_{rv} = -\frac{M_r^*}{4\pi L^3} + \frac{M_r^*}{4\pi^2} \int_0^\infty \alpha \lambda^2 \cos \lambda L d\lambda, (7)$$

где H_{r0} – первичное магнитное поле радиального источника на оси z .

Анализ магнитного поля радиального индуктивного источника в цилиндрически-слоистой среде с S-слоем

Формулы для вычислений магнитного поля (6, 7) представляют собой несобственные интегралы от осциллирующих комплексных функций. Численное интегрирование проводилось методом Лонгмана (Longman, 1960) с удвоенной точностью представления величин, входящих в подынте-

гральную функцию. Интегрирование между нулями осциллирующей функции выполнялось методом Гаусса по 81 узлу с задаваемой относительной погрешностью вычислений.

Расчеты радиальной составляющей индукции магнитного поля B_r проведены по формуле (7), соответствующей условию, когда в пространстве скважины находится скважинный прибор, являющийся диэлектриком. Результаты расчетов для магнитного диполя с моментом $M_r^* = 1 \text{ А}\cdot\text{м}^2$ на разnose $L = 1,2 \text{ м}$ при радиусе скважины $a = 0,075 \text{ м}$ в зависимости от удельного сопротивления среды ρ приведены на рис. 5, 6.

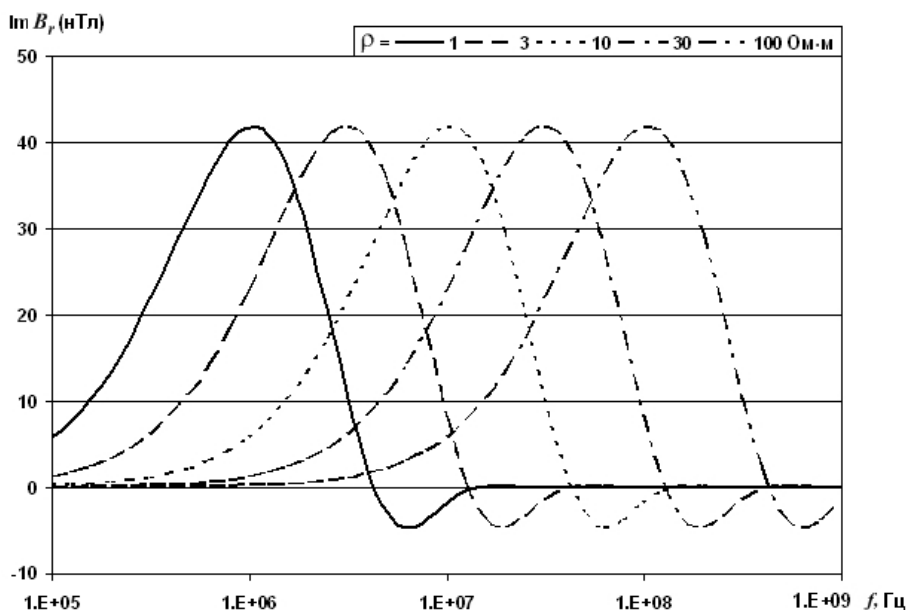


Рис. 6. Частотные кривые $\text{Im } B_r$. Шифр кривых – ρ среды [Ом·м]

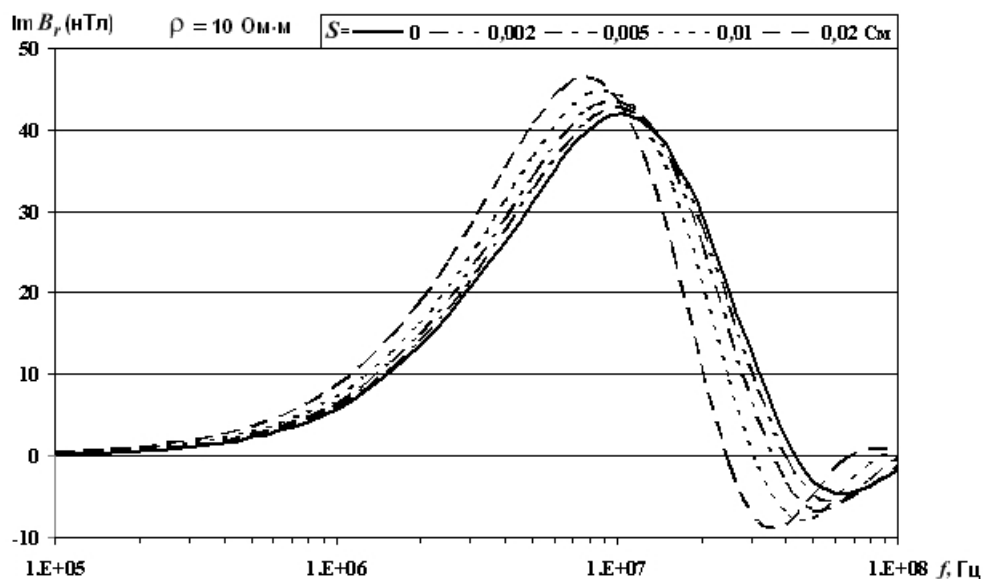


Рис. 7. Частотные кривые $\text{Im } B_r$ при ρ среды = 10 Ом·м. Шифр кривых – S [См]

Анализ расчетов поля показывает, что величины магнитного поля в скважине в высокочастотной части спектра при волновом параметре $\rho = \omega \mu_0 \sigma L^2 > 1$ для разносов, превосходящих радиус скважины $L \gg a$, соответствуют расчетам поля диполя в безграничной среде, представленной на рис. 2, 3 (переход к B_r [нТл] от магнитного числа h_r выполняется как $B_r = h_r M_r^* 100 / L^3$).

Информацию о проводящих свойствах вмещающих пород дают Re и Im квадратуры магнитного поля B_r , причем в квадратуре Im величины экстремальных частот существенно ниже, чем в квадратуре Re . Чем более проводящей является среда, тем ниже частоты, на которых в среде появляются вихревые токи индукции, с которыми связаны экстремумы вещественной и мнимой части магнитного поля.

При малых отношениях радиуса скважины к разносу a/L влияние непроводящего объема скважины на магнитное поле является несущественным, т. к. основная часть магнитного поля обусловлена вихревыми токами в окружающей проводящей среде. Следовательно, величину ρ среды можно определять по частотам, соответствующим максимумам вещественной $\text{Re } B_r$ и мнимой $\text{Im } B_r$ квадратур магнитного поля: $\rho_{\text{Re}} = 0,23 f L^2$; $\rho_{\text{Im}} = 0,67 f L^2$ (f – МГц).

Предлагаемый способ исследований

скважин позволяет определять удельное электрическое сопротивление вмещающих горных пород по частотам, соответствующим максимумам вещественной Re и мнимой Im квадратур радиальной составляющей магнитной индукции, возникающей от токов во вмещающих горных породах, индуцируемых гармоническим магнитным полем радиального источника поля.

Влияние проводящего S -слоя на величину магнитного поля

На рис. 7, 8 приведены спектральные характеристики величин $\text{Re } B_r$ и $\text{Im } B_r$ с теми же параметрами модели при различных значениях ρ среды или S -слоя (шифры кривых).

Чем выше продольная проводимость S -слоя, тем ниже частоты, на которых проявляется его влияние на величины квадратур $\text{Re } B_r$ и $\text{Im } B_r$. По мере увеличения продольной проводимости S величины $\text{Re } B_r$ и $\text{Im } B_r$ и частоты f , соответствующие их экстремумам, изменяются. Как видно из сравнения рис. 5 и 8, а так же рис. 6 и 7, наличие S -слоя даже с малой величиной продольной проводимости S приводит к искажению поведения B_r за счет индукции в проводящем S -слое. При определении ρ среды по данным индукционного каротажа с радиальным источником необходимо введение поправки за влияние проводяще-

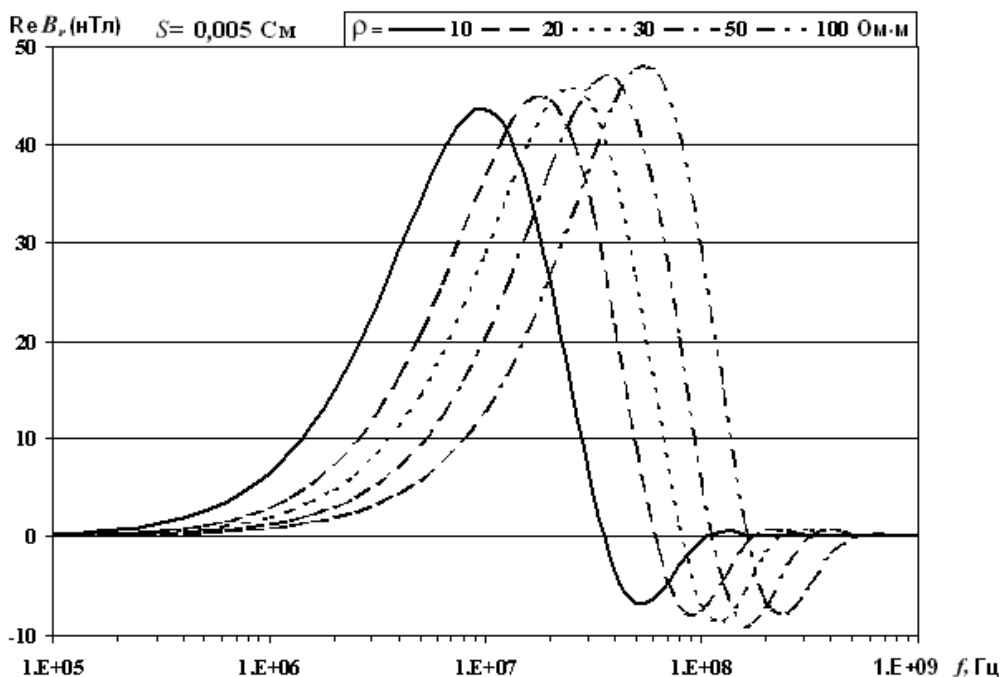


Рис. 8. Частотные кривые $Re B_r$, при $S = 0,005$ См. Шифр кривых – ρ [Ом·м]

го слоя (при его наличии).

Примеры палеток для определения величины ρ среды по частотам f , соответствующим экстремумам $Re B_r$ и $Im B_r$ для разнеса $L = 1,2$ м с учетом поправки за влияние проводящего S -слоя, приведены на рис. 9, 10.

Без поправки за влияние S -слоя величина ρ среды, определенная по частотам экстремумов $Re B_r$ и $Im B_r$, будет занижена.

Высокие частоты измерений магнитного поля требуют исследования возможного влияния токов смещения, т. е. учета не только проводящих свойств, но и их диэлектрических проницаемостей сред. Влияние диэлектрической проницаемости ϵ учитывается введением комплексной электропроводности сред вида $\hat{\sigma} = \sigma + j\omega\epsilon_0\epsilon$.

Анализ расчетов магнитного поля показывает, что наибольшее влияние на ха-

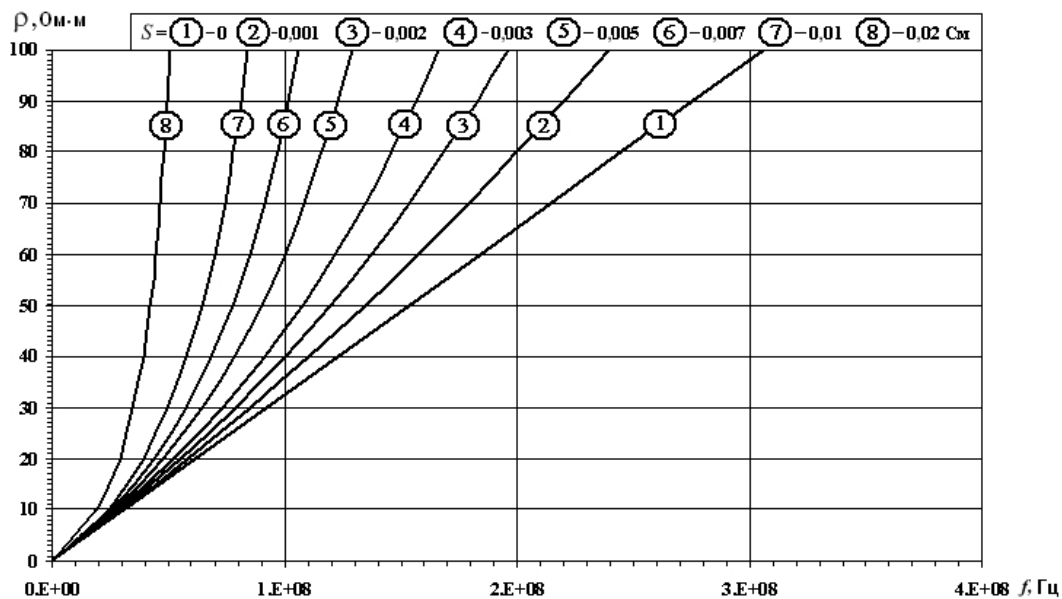


Рис. 9. Палетка определения ρ среды [Ом·м] по частоте экстремума $Re B_r$ для зонда с разнесом $L = 1,2$ м. Шифр кривых – S [См]

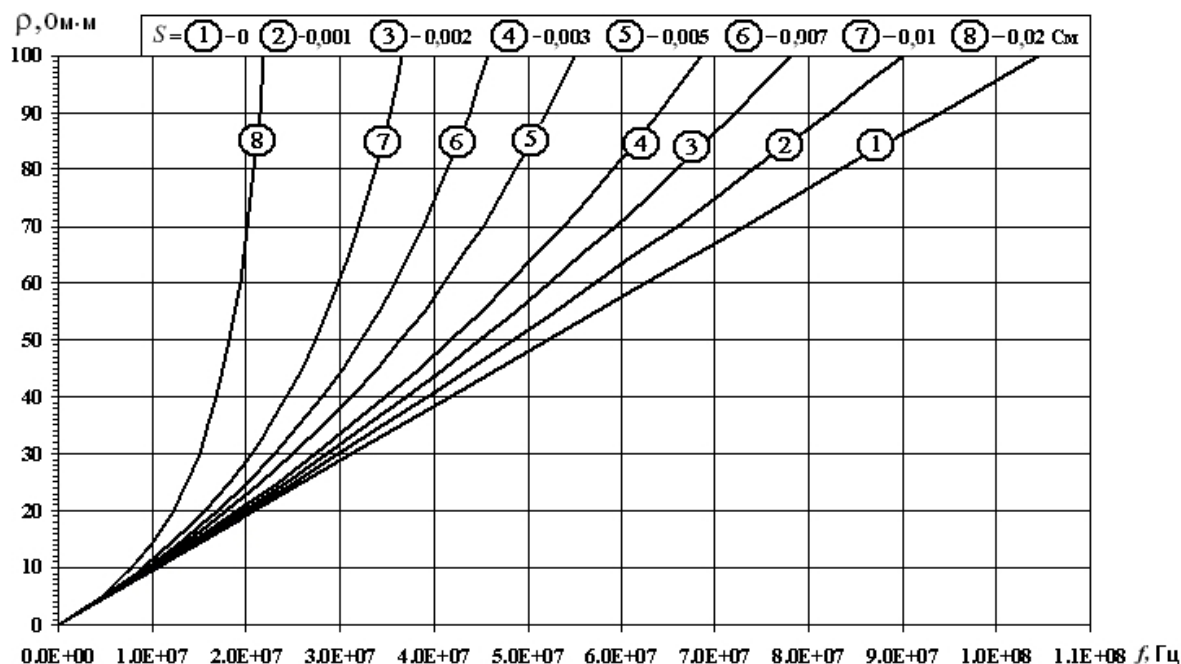


Рис. 10. Палетка определения ρ среды [Ом·м] по частоте экстремума $\text{Im } B_r$ для зонда с разном $L = 1,2$ м. Шифр кривых – S [См]

рактическое поведение поля оказывает величина диэлектрической проницаемости ϵ S -слоя равная 80 ед. СИ, характерная для промысловых жидкостей, изготавливаемых на водной основе. Влияние диэлектрической проницаемости среды, составляющей для горных пород среднюю величину $\epsilon = 5$ ед. СИ (Даев, 1974) сказывается на поведении гораздо меньше.

Представленные выше зависимости магнитного поля, создаваемого радиальным индуктивным источником, аналогичны зависимостям поля с классической соосной установкой индукционных методов каротажа скважин, изложенные в работе (Ратушняк и др., 2016). Определение удельного сопротивления вмещающих пород с радиальной установкой возможно по Re и Im квадратурам радиальной составляющей магнитной индукции, в то время как классическая соосная установка позволяет использовать только мнимую квадратуру измеряемой осевой составляющей поля. Применение радиальной установки каротажа требует более высоких частот исследования, однако при этом вдвое увеличивается радиус исследуемого околоскважинного пространства пород.

Выводы

– Применение в индукционном каротаже индуктивного источника с радиальным направлением момента позволяет вдвое увеличить дальность исследований в радиальном направлении.

– Оценку величины ρ среды можно выполнять по частотам, соответствующим экстремумам измеряемой вещественной и мнимой квадратур радиальной составляющей магнитного поля.

– На гармоническое магнитное поле, создаваемое током радиального индуктивного источника, кроме сопротивления среды может оказывать существенное влияние проводящий тонкий слой промысловой жидкости, заполняющий пространство между снарядом и стенкой скважины.

– Для известной продольной проводимости S (ρ промысловой жидкости по данным резистивиметрии и заданных диаметрах скважины и снаряда) влияние слоя может быть учтено при оценке величины удельного сопротивления ρ среды по экстремумам квадратур радиальной составляющей магнитного поля от радиального индуктивного источника.

– Применение высоких частот исследу-

дований для определения величины удельного сопротивления ρ среды требует учета диэлектрической проницаемости промывочной жидкости, изготавливаемой на водной основе.

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

Литература

- Аксельрод С.М.* Способ индукционного каротажа. А. с. № 133536. БИ № 22, 1960.
- Андерсон Б., Барбер Т., Леверидж Р. и др.* Трехмерный индукционный каротаж: старые измерения под новым углом // Нефтегазовое обозрение. 2008. URL: http://www.slb.com/~media/Files/reso-urces/oilfield_review/russia08/sum08/05_tri-axialinduction.pdf.
- Антонов Ю.Н.* Изопараметрическое каротажное зондирование (обоснование ВИКИЗ) // Геология и геофизика. 1980. № 6. С. 81–91.
- Бурсиан В.Р.* Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра, 1972. 245 с.
- Даев Д.С.* Способ диэлектрического индуктивного каротажа. А. с. № 206735. Изобретения, пром. образцы, товарные знаки. 1969. № 18.
- Даев Д.С.* Высокочастотные электромагнитные методы исследования скважин. М.: Недра, 1974. 192 с.
- Долль Г.* Теория индукционного метода исследования разрезов скважин и его применение в скважинах, пробуренных с глинистым раствором на нефти // Вопросы промысловой геофизики. 1957. С. 252–274.
- Заборовский А.И.* Электроразведка. М.: ГНТИ, 1963. 424 с.
- Кауфман А.А.* Теория индукционного каротажа. Новосибирск: Наука, 1965. 236 с.
- Плюснин М.И.* Индукционный каротаж. М.: Недра, 1968. 142 с.
- Ратушняк А.Н., Байдинов С.В., Теплухин В.К.* Индукционный каротаж скважин с учетом влияния проводящей промывочной жидкости // Уральский геофизический вестник. 2016. № 1(27). С. 40–47.
- Табаровский Л.А., Эпов М.И.* Радиальные характеристики индукционных фокусирующих зондов с поперечными датчиками в анизотропной среде // Геология и геофизика. 1979. № 7. С. 69–77.
- Теплухин В.К., Ратушняк А.Н.* Способ индукционного каротажа. Патент РФ № 2575802. 20.02.2016. Бюл. № 5.
- Шауб Ю.Б.* Основы аэроэлектроразведки методом вращающегося магнитного поля. Л.: Гостоптехиздат, 1963. 228 с.
- Шейнманн С.М.* Об установлении электромагнитных полей в земле // Прикладная геофизика. М.: Гостеортехиздат, 1947. Вып. 3. С. 3–55.
- Gupta P., Kriegshauser B.F., Fanini O.N.* Conductivity anisotropy estimation method for inversion processing of measurements made by a transverse electromagnetic induction logging instrument. Патент US 5999883. 1998. URL: <http://www.google.com/patents/US5999883.html>.
- Longman I.M.* A method for the numerical evaluation of finite integrals of oscillatory functions // Math. Comput. 1960. V. 14. № 69. P. 53–59.
- Omeragic D, Sun K, Li O, Habashy T.* Multi-level workflow method for extracting resistivity anisotropy data from 3D induction measurements. EP 2320251 A2. 2011.