

ЛОКАЛЬНО-НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ЗАДАЧ КАРОТАЖА

В.Н. Глинских, М.И. Эпов

Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Коптюга, 3, Россия

Разработаны приближенные алгоритмы моделирования высокочастотного электромагнитного поля применительно к задачам каротажа в осесимметричных моделях сред на основе локально-нелинейных аппроксимаций. Для прямых задач высокочастотных электромагнитных зондирований рассмотрены приближения Борна и Рытова. Сделан вывод о том, что пространственные вариации электропроводности в высокочастотном диапазоне приводят к изменению только фазы компонент электрического или магнитного полей. Наиболее точным приближенным подходом является локально-нелинейное приближение Рытова, позволяющее проводить вычисления с погрешностью 1—2 %. Проведены численное моделирование и сравнительный анализ диаграмм высокочастотного электромагнитного каротажа для типичных двумерных моделей терригенных коллекторов нефтегазовых месторождений.

Прямая задача, приближенные подходы, электромагнитное поле, фоновая модель, высокочастотные электромагнитные зондирования.

LOCALLY NONLINEAR APPROXIMATION OF HIGH-FREQUENCY ELECTROMAGNETIC FIELD FOR LOGGING APPLICATIONS

V.N. Glinskikh and M.I. Epov

We report locally nonlinear approximation algorithms for processing high-frequency induction logging data in axisymmetrical models. Forward problems for high-frequency logging are solved using the Born and Rytov approximations. Space conductivity variations in the high-frequency range change only the phase components of the electric or magnetic fields. The locally nonlinear Rytov approximation is the most accurate (1–2% error). Numerical modeling and comparison of high-frequency induction logs are applied to typical 2D models of terrigenous reservoirs.

Forward problem, approximation approach, electromagnetic field, background model, high-frequency induction logging

ВВЕДЕНИЕ

При изучении разрезов нефтегазовых скважин большую роль играет реконструкция пространственного распределения электропроводности горных пород. Один из самых известных способов решения этой задачи — регистрация откликов от вихревых токов в среде, возбуждаемых монохроматическим индуктивным источником в скважине. Наиболее распространенной модификацией является низкочастотный (20—250 кГц) индукционный каротаж с измерением реальной и мнимой частей ЭДС [1—3]. В последнее время интенсивно развивается высокочастотный (0,8—14 МГц) электромагнитный каротаж (ВИКИЗ) с измерением относительных характеристик (разности фаз и относительной амплитуды) между сближенными приемными катушками [4—7].

Постепенное повышение требований к точности интерпретации при высоком пространственном разрешении потребовало повсеместного перехода к эффективным процедурам двумерной инверсии диаграмм. При всем прогрессе вычислительной техники использование полных решений прямых двумерных задач для целей интерпретации является проблематичным из-за их высокой ресурсоемкости.

Опыт развития интерпретационных систем для низкочастотного индукционного каротажа показал высокую эффективность приближенных подходов, основанных на теории геометрического фактора [1—3, 8]. Исследованиями установлено, что можно достичь хороших результатов при использовании приближенных решений для интерпретации диаграмм высокочастотного электромагнитного каротажа [9].

Ранее разработаны приближенные алгоритмы моделирования применительно к задачам индукционного каротажа в осесимметрических средах, основанные на представлении электромагнитного поля в виде обобщенного ряда Неймана [10]. Большая точность в приближенных подходах может быть достигнута либо усложнением фоновой модели и, соответственно, тензоров Грина, либо использованием нелинейных аппроксимаций. При первом подходе можно точно учесть влияние скважины при очень высокой электропроводности бурового раствора или горизонтально-слоистую структуру пласта при резком ее преобладании над радиальным изменением в переходной зоне. Однако усложнение тензоров Грина влечет за собой существенное увеличение ресурсоемкости вычислений. Второй подход инвариантен к структуре возмущенной среды и позволяет создавать эффективные алгоритмы, позволяющие проводить расчеты с

достаточной для практических целей точною не только в резко контрастных моделях, но и с учетом гальванической моды. Описание нелинейных аппроксимаций электромагнитного поля приведено, например в [11—13].

КРАЕВАЯ ЗАДАЧА

Рассмотрим осесимметричную модель. Она включает пачку слоев с плоскопараллельными горизонтальными границами, пересеченными вертикальной цилиндрической скважиной. В каждом из пластов может быть зона проникновения и(или) окаймляющая зона. Они отделены друг от друга, от скважины и пласта коаксиально-цилиндрическими границами (рис. 1).

Введем цилиндрическую систему координат $\{r, \varphi, z\}$, ось z которой совпадает с осью симметрии и направлена вниз. Уравнения плоских границ:

$$z = z_j, \quad j = 1, \dots, n - 1, \quad n \text{ — число пластов.}$$

Уравнение l -й цилиндрической границы в j -м пласте: $r = r_{jl}$ ($r = r_{j1}$ — скважина — зона проникновения, $r = r_{j2}$ — зона проникновения — окаймляющая зона, $r = r_{j3}$ — прискважинная область — пласт). Если нет горизонтальных границ, будем полагать $j = 0$, при отсутствии цилиндрических границ $l = 0$.

Каждая из областей характеризуется своими значениями электропроводности σ_{jl} (или сопротивления $\rho_{jl} = 1/\sigma_{jl}$) и диэлектрической проницаемости ε_{jl} ($j = 1, \dots, n$ и $l = 1, \dots, m$). Предполагается, что электропроводность бурового раствора постоянная, т. е. $\sigma_{jl} = \sigma_c$ ($j = 1, \dots, n$). В работе приведены расчеты для моделей с параметрами скважины: $\sigma_c = 1/2$ См/м, $r_{j1} = 0,1$ м. В остальной части среды электропроводность является функцией двух пространственных координат $\sigma(r, z)$. Здесь и в дальнейшем будем предполагать, что среда немагнитная $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Сторонним индуктивным источником является токовый виток радиуса r_0 с центром на оси скважины. В витке течет монохроматический ток с плотностью

$$\mathbf{j}^{cm} = I\delta(r - r_0)\delta(z - z_0)e^{i\omega t}.$$

Здесь z_0 — вертикальная координата генераторного контура, $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота, f — частота, δ — дельта-функция Дирака, I — амплитуда тока.

Систему уравнений Максвелла в проводящей немагнитной среде можно свести к уравнению Гельмгольца для электрического поля $\mathbf{E}(r, z)$ в области, содержащей сторонний индуктивный источник

$$\text{rotrot } \mathbf{E} + k^2(r, z) \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{j}^{cm}. \quad (1)$$

Здесь $k^2(r, z) = -i\omega\mu_0\sigma(r, z)$.

Это уравнение вместе с условиями

$$[E_\varphi]_{z=z_j, r=r_l} = 0, \quad [H_z]_{r=r_l} = 0, \quad [H_r]_{z=z_j} = 0$$

определяют краевую задачу для скалярного электрического поля (квадратные скобки означают скачок поля на границе). Для электрического поля также выполняется условие излучения на бесконечности.

Представим двумерное распределение электропроводности и электрическое поле в виде суммы

$$\sigma(r, z) = \sigma_b(p) + \delta\sigma(r, z), \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}, \quad (3)$$

где $\sigma_b(p)$ и \mathbf{E}_b — одномерное распределение электропроводности и электрическое поле в фоновой модели, $\delta\sigma(r, z)$ и $\delta\mathbf{E}$ — относительно малые их возмущения.

Подставляя (2), (3) в уравнение (1), получаем

$$\text{rotrot } (\mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}) + (k_b^2(r, z) + \delta k^2(r, z)) (\mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}) = -i\omega\mu_0\mathbf{j}^{cm}, \quad (4)$$

где $\delta k^2(r, z)$ — возмущение квадрата волнового числа, связанное с относительно небольшими пространственными вариациями электропроводности в некоторой области V .

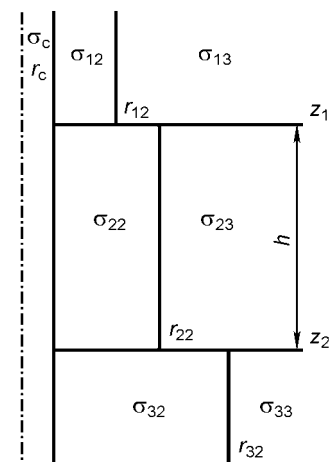


Рис. 1. Двумерная геоэлектрическая модель.

Из (4) можно получить векторное уравнение на возмущенную составляющую $\delta\mathbf{E}$. Его решение методом функций Грина имеет следующий вид:

$$\delta\mathbf{E} = -2\pi \int_S \delta k^2(r, z) \hat{\mathbf{G}}^E(\mathbf{E}_b + \delta\mathbf{E}) dS.$$

Здесь уже учтено, что при осевой симметрии интегрирование по объему сводится к двумерному по произвольному по φ сечению S области V .

Если генераторный контур и приемник расположены вне, а точка интегрирования внутри области возмущений электропроводности, то электрическое поле $\mathbf{E}(r_0, z_0|r, z)$ является решением интегрального уравнения Фредгольма [14]

$$\mathbf{E}(r_0, z_0|r, z) = \mathbf{E}_b(r_0, z_0|r, z) - 2\pi \int_S \delta k^2(r', z') \hat{\mathbf{G}}^E(r, z|r', z') \mathbf{E}(r_0, z_0|r', z') dS. \quad (5)$$

Магнитное поле $\mathbf{H}(r_0, z_0|r, z)$ можно определить из следующего интегрального уравнения

$$\mathbf{H}(r_0, z_0|r, z) = \mathbf{H}_b(r_0, z_0|r, z) - 2\pi \int_S \delta k^2(r', z') \hat{\mathbf{G}}^H(r, z|r', z') \mathbf{E}(r_0, z_0|r', z') dS. \quad (6)$$

При осевой симметрии модели и источника компоненты тензора Грина имеют вид

$$\hat{\mathbf{G}}^E = \{0, G_\varphi^E, 0\}, \quad \hat{\mathbf{G}}^H = \{G_r^H, 0, G_z^H\}.$$

ЛИНЕЙНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Линейное приближение Борна (LB) состоит в замене полных полей в подынтегральных выражениях (5), (6) на поля в фоновой среде.

$$\mathbf{E}^{LB}(r_0, z_0|r', z') \approx \mathbf{E}_b(r_0, z_0|r', z'),$$

$$\mathbf{H}^{LB}(r_0, z_0|r', z') \approx \mathbf{H}_b(r_0, z_0|r', z').$$

В линейном приближении Рытова (LR) предполагается, что пространственные вариации электропроводности приводят к изменению только фазы электрического или магнитного полей:

$$\mathbf{E}^{LR}(r_0, z_0|r', z') \approx \mathbf{E}_b(r_0, z_0|r', z') e^{i\Psi^E(r_0, z_0|r', z')},$$

$$\mathbf{H}^{LR}(r_0, z_0|r', z') \approx \mathbf{H}_b(r_0, z_0|r', z') e^{i\Psi^H(r_0, z_0|r', z')}.$$

Фазовые функции $\Psi(r, z)$ строятся на основе решения тех же интегральных уравнений (5), (6).

Окончательные выражения для тангенциальной компоненты электрического и вертикальной компоненты магнитного полей, описываемых линейными приближениями, приведены в [10].

ЛОКАЛЬНО-НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Нелинейная аппроксимация состоит не в учете следующего слагаемого в ряду Неймана, а в построении тензора рассеяния на основе локально-нелинейного представления электромагнитного поля внутри возмущенных областей.

Рассмотрим интегральное уравнение (5) для электрического поля. Для точек, расположенных вне области вариаций, ядро этого уравнения регулярное. Если рассматриваемая точка принадлежит области возмущения V , то интегральный член можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} & - \int_S \delta k^2(r', z') \hat{\mathbf{G}}^E(r, z|r', z') [\mathbf{E}(r_0, z_0|r', z') - \mathbf{E}(r_0, z_0|r, z)] dS - \\ & - \left[\int_S \delta k^2(r', z') \hat{\mathbf{G}}^E(r, z|r', z') dr' \right] \mathbf{E}(r_0, z_0|r, z). \end{aligned} \quad (7)$$

Проведенные оценки сомножителей в ядре первого интеграла (7), когда точка интегрирования (r', z') близка к (r, z) , показывают, что сомножитель

$$[\mathbf{E}(r_0, z_0|r', z') - \mathbf{E}(r_0, z_0|r, z)] \rightarrow 0$$

убывает быстрее, чем возрастает функция Грина

$$\hat{\mathbf{G}}^E(r, z|r', z').$$

Следовательно, первым слагаемым в (7), в целом, можно пренебречь. Тогда электрическое поле $\mathbf{E}(r_0, z_0|r, z)$ можно записать в виде

$$\mathbf{E}(r_0, z_0|r, z) \approx \mathbf{E}_b(r_0, z_0|r, z) - \left[\int_S \delta k^2(r', z') \hat{\mathbf{G}}^E(r, z|r', z') dS \right] \mathbf{E}(r_0, z_0|r, z)$$

или

$$\mathbf{E}(r_0, z_0|r, z) \approx \mathbf{E}_b(r_0, z_0|r, z) \hat{\mathbf{\Gamma}}(r', z'). \quad (8)$$

Здесь $\hat{\mathbf{\Gamma}}(r', z')$ — тензор рассеяния.

$$\hat{\mathbf{\Gamma}}(r', z') = \frac{1}{1 + \int_S \delta k^2(r', z') \hat{\mathbf{G}}^E(r, z|r', z') dS}. \quad (9)$$

Вычисление тензора рассеяния $\hat{\mathbf{\Gamma}}(r', z')$ сводится к численно-аналитическому решению интегрального уравнения с логарифмической особенностью в ядре. В работе [14] показано, что эта особенность является слабой. Тензор рассеяния состоит из функций, уточняющих фоновое поле.

Локально-нелинейное приближение Борна (NLB) состоит в замене полных полей в подынтегральных выражениях (5), (6) с учетом (8), (9) на следующие:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{NLB}}(r_0, z_0|r', z') &\approx \hat{\mathbf{\Gamma}}(r', z') \mathbf{E}_b(r_0, z_0|r', z'), \\ \mathbf{H}^{\text{NLB}}(r_0, z_0|r', z') &\approx \hat{\mathbf{\Gamma}}(r', z') \mathbf{H}_b(r_0, z_0|r', z'). \end{aligned}$$

Аналогичным образом можно получить выражения для локально-нелинейного приближения Рытова (NLR). Локально-нелинейные приближения переходят в соответствующие линейные при замене тензора рассеяния $\hat{\mathbf{\Gamma}}(r', z')$ на единичную матрицу $\hat{\mathbf{I}}$.

В силу громоздкости выражений для тангенциальной компоненты электрического и вертикальной компоненты магнитного полей, описываемых локально-нелинейными приближениями, здесь они не приводятся.

Результаты численных экспериментов указывают на существенное увеличение точности для контрастных моделей, особенно при наличии в сигнале гальванической моды. Ресурсные затраты можно резко сократить при использовании асимптотических разложений, адаптивных сеток и двумерной интерполяции.

ФОНОВАЯ МОДЕЛЬ

Как уже указывалось, точность линейного представления зависит от выбора фоновой модели, размеров неоднородности и относительных контрастов электропроводностей в среде. Поэтому одним из эффективных приемов улучшения точности моделирования является адекватный выбор фоновой модели. Анализ численного моделирования линейных аппроксимаций электромагнитного поля на основе использования различных фоновых моделей проведен в [10].

В настоящей работе в качестве фонового используем электромагнитное поле горизонтального витка с единичным током в однородной среде [2, 14].

$$\begin{aligned} E_\varphi &= i\omega\mu_0 \frac{r_0}{\pi} \int_0^\infty \left\{ \begin{array}{l} K_1(pr_0) I_1(pr), r < r_0 \\ I_1(pr_0) K_1(pr), r \geq r_0 \end{array} \right\} \cos m(z - z_0) dm, \\ H_z &= \frac{r_0}{\pi} \int_0^\infty p \left\{ \begin{array}{l} K_1(pr_0) I_0(pr), r < r_0 \\ -I_1(pr_0) K_0(pr), r \geq r_0 \end{array} \right\} \cos m(z - z_0) dm, \end{aligned}$$

где r_0, z_0 и r, z — координаты генераторной и приемной петель соответственно, $p = \sqrt{k^2 + m^2}$, I_0, I_1, K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя и Макдональда.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Двумерное моделирование необходимо для изучения маломощных пластов, меньших длины зондирующей системы. Типичные геоэлектрические модели характеризуются наличием вертикальной скважины, пересекающей пачку горизонтальных слоев. В каждом горизонтальном слое выделяется зона проникновения. Предложенные алгоритмы предназначены для расчетов в моделях с произвольным

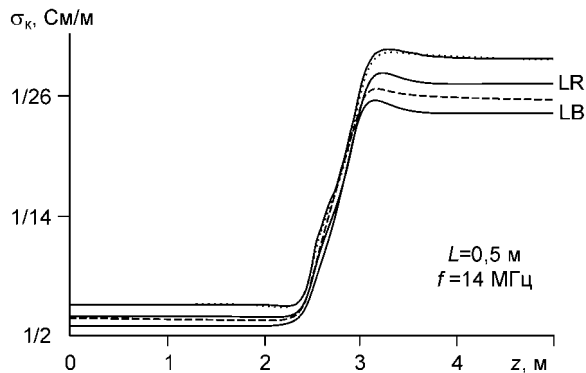


Рис. 2. Синтетические диаграммы при пересечении границы.

Линии: сплошная — конечно-разностное решение, пунктирная — приближение NLR, штриховая — приближение NLB. (Локально-нелинейное приближение NLP, NLB — Рытова и Борна соответственно.)

числом горизонтальных слоев и сложным строением прискважинной зоны. Параметры выбранных для анализа геоэлектрических моделей характерны для терригенных разрезов нефтегазовых месторождений. Выполненный в работе [10] анализ линейных аппроксимаций позволит перейти к рассмотрению локально-нелинейных приближенных подходов. Можно ожидать, что их использование позволит уменьшить погрешности моделирования в пластах с высококонтрастными вмещающими отложениями. В частности, к таким пластам можно отнести непроницаемые пропластки и плохопроводящие газонасыщенные коллекторы. В работе приводятся значения кажущихся электропроводностей (σ_k) для короткого и длинного зондов (длины 0,5 и 2,0 м) системы электромагнитного каротажа ВИКИЗ на частотах 14 МГц и 875 кГц соответственно.

Для тестирования алгоритмов и определения пределов применимости приближенных подходов проведен сравнительный анализ для модели с одной горизонтальной границей. Верхнее и нижнее полупространства описываются значениями электропроводностей $\sigma_{12} = 1/5$ и $\sigma_{22} = 1/30$ См/м соответственно. На рис. 2 представлены синтетические диаграммы короткого зонда, полученные по линейным (LB, LR) и локально-нелинейным (NLB, NLR) приближениям с использованием однородной фоновой модели. Результаты приближенного численного моделирования сравнивались с полученным и конечно-разностным методом [15]. Как видим (см. рис. 2), при трехкратном относительном контрасте для LB погрешность составляет около 20 %, а для LR — не более 5 %. Использование локально-нелинейных приближений позволяет уменьшить погрешности моделирования до 13 % (NLB) и 0,5 % (NLR). Для длинных зондов относительные погрешности не превышают 5 % даже при больших относительных контрастах. LB, NLB приближения дают приемлемую точность при малых относительных контрастах и сравнительно низких частотах. LR, NLR аппроксимации как способы коррекции фазовой функции позволяют получить более точные значения кажущихся электропроводностей. Следовательно, предположение о том, что пространственные вариации электропроводности в высокочастотном диапазоне приводят к изменению только фазы компонент электрического или магнитного полей, является справедливым.

Проведено численное моделирование и сравнительный анализ синтетических диаграмм, полученных с помощью NLB и NLR приближений. На рис. 3 приведены синтетические диаграммы короткого и длинного зондов ВИКИЗ для модели плохопроводящего пласта, размещенного в проводящей вмещающей среде. Пласт характеризуется значением электропроводности $\sigma_{22} = 1/50$ См/м и мощностью $h_1 = 2$ м, вмещающая среда — $\sigma_{12} = 1/5$ и $\sigma_{32} = 1/10$ См/м. В сравнительно проводящих областях возмущений электропроводности во вмещающей среде относительная погрешность NLR аппроксимации для низких частот составляет не более 0,7 %. Увеличение частоты приводит к увеличению отклонений от точных

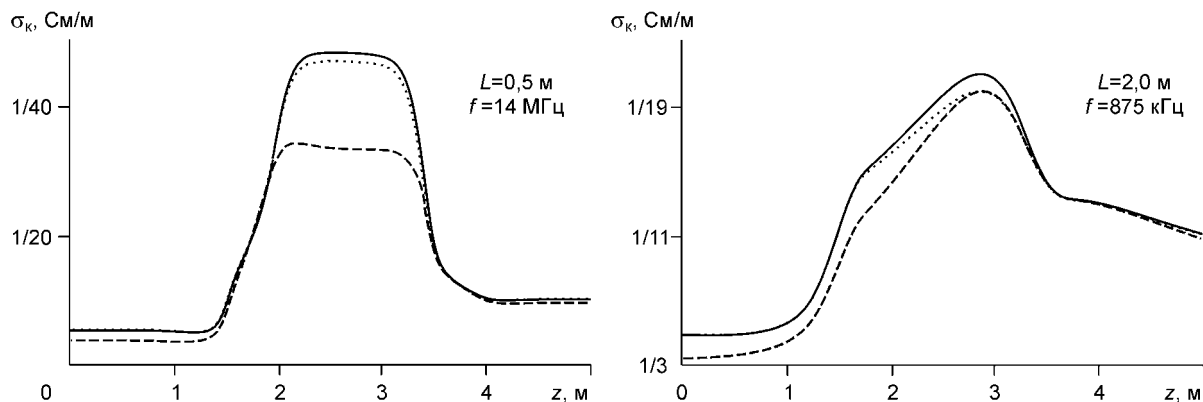


Рис. 3. Синтетические диаграммы для уплотненного пласта.

Усл. обозн. см. на рис. 2.

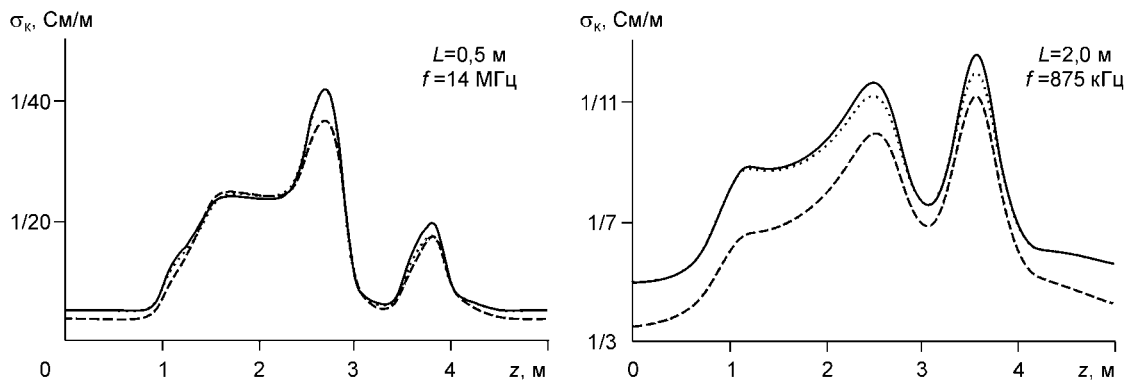


Рис. 4. Синтетические диаграммы для высококонтрастной модели.

Усл. обозн. см. на рис. 2.

значений до 1,5 %, в то время как для NLB относительная погрешность расчетов достигает 20 %. В интервале плохопроводящего пласта ситуация несколько меняется. Так, NLR для моделирования на высоких частотах не дает относительной погрешности более 2 %, а на низких — более 3 %. Для NLB в диапазоне высоких и низких частот погрешности составляют 25 и 5 % соответственно. Это позволяет говорить о том, что применение локально-нелинейных аппроксимаций существенно уменьшает погрешности численного моделирования диаграмм высокочастотного электромагнитного каротажа в сильно-контрастных средах, содержащих плохопроводящие пласты. Численный анализ в двумерных моделях терригенных разрезов скважин показал, что наиболее точной аппроксимацией является NLR, позволяющая проводить вычисления с погрешностью не более 2 %, не накладывая жестких условий на параметры фоновой модели.

На рис. 4 представлены синтетические диаграммы для высококонтрастной модели нефтенасыщенного коллектора, заключенного в пачку чередующихся непроницаемых проводящих и плохопроводящих маломощных пропластков. Она включает скважину, нефтенасыщенный пласт ($\sigma_{23} = 1/10 \text{ См/м}$, $r_{22} = 0,5 \text{ м}$, $\sigma_{22} = 1/30 \text{ См/м}$, $h_1 = 1,5 \text{ м}$), серию проводящих ($\sigma_{12} = \sigma_{42} = \sigma_{62} = 1/5 \text{ См/м}$, $h_4 = 0,5 \text{ м}$) и плохопроводящих ($\sigma_{32} = 1/100$, $\sigma_{52} = 1/50 \text{ См/м}$, $h_3 = h_5 = 0,5 \text{ м}$) пропластков. В верхней части (см. рис. 4) приведены диаграммы короткого зонда. Использование NLB аппроксимации приводит к занижению кажущейся электропроводности. Относительные погрешности достигают 12 % в центре плохопроводящего пропластка (σ_{32}) и 25 % во вмещающих породах. Применение NLR приближения приводит к уменьшению относительных погрешностей до 1 % на всем интервале исследований, и только в центре плохопроводящего пропластка (σ_{52}) расхождение достигает 5 %. Понижение частоты приводит к следующим отклонениям от точных значений для NLB и NLR приближений. Максимальная относительная погрешность при применении NLB приходится на нефтенасыщенный пласт и вмещающие породы и составляет 22 %. NLR приближение позволяет уменьшить погрешность вычислений до 4 % (в плохопроводящих пропластках). Таким образом, наиболее оптимальным в высокочастотном диапазоне с большим относительным контрастом является использование NLR аппроксимации. В этом случае относительная погрешность расчетов не превышает 1—2 %, за исключением интервалов пересечения плохопроводящих пластов, где она составляет около 5 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для высокочастотных электромагнитных зондирований построены эффективные алгоритмы численного моделирования диаграмм в осесимметричных моделях на основе локально-нелинейного представления электромагнитного поля внутри возмущенных областей.

Исследована применимость локально-нелинейных приближений Борна и Рытова для моделирования сигналов высокочастотного электромагнитного каротажа и показана большая точность аппроксимации Рытова как способа коррекции фазовой функции. Это позволило сделать вывод о том, что пространственные вариации электропроводности в высокочастотном диапазоне приводят к изменению только фазы компонент электрического или магнитного полей.

Локально-нелинейные приближения существенно уменьшают погрешности численного моделирования диаграмм высокочастотного электромагнитного каротажа в высококонтрастных средах, содержащих плохопроводящие маломощные пласты. Численный анализ в двумерных моделях показал, что наиболее точной является локально-нелинейная аппроксимация Рытова, позволяющая проводить вычисления с погрешностью 1—2 %, не накладывая жестких условий на параметры фоновой модели.

Проведено численное моделирование и сравнительный анализ диаграмм ВИКИЗ для типичных двумерных моделей терригенных коллекторов нефтегазовых месторождений Западной Сибири.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Doll H.G.** Introduction to induction logging and application to logging of wells drilled with oil base mud // J. Petrol. Technol., 1946, v. 6, № 4, p. 148—162.
2. **Кауфман А.А.** Теория индукционного каротажа. Новосибирск, Наука, 1965, 236 с.
3. **Плюснин М.И.** Индукционный каротаж. М., Недра, 1968, 142 с.
4. **Антонов Ю.Н.** Изопараметрическое каротажное зондирование // Геология и геофизика, 1980 (6), с. 81—91.
5. **Антонов Ю.Н., Приворотский Б.И.** Высокочастотный индукционный каротаж. Новосибирск, Наука, 1983, 260 с.
6. **Технология** исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ: Методич. руководство / Под ред. М.И. Эпова, Ю.Н. Антонова. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ СО РАН, 2000, 121 с.
7. **Даев Д.С.** Высокочастотные электромагнитные методы исследования скважин. М., Недра, 1974, 191 с.
8. **Аксельрод А.М.** Интерпретация результатов индукционного каротажа. (Обзор: Сер. Региональная разведочная и промысловая геофизика). М., ВИЭМС, 1981, 52 с.
9. **Cheryuka A.B., Martakov S.V., Epov M.I.** High-frequency induction sounding method for fracture modeling and imaging // Proceedings of the 4th SEGJ International Symposium. Tokyo, 1998, p. 205—210.
10. **Эпов М.И., Глинских В.Н.** Быстрое двумерное моделирование высокочастотного электромагнитного поля для задач каротажа // Геология и геофизика, 2003, т. 44 (9), с. 942—952.
11. **Habashy T.M., Groom R.W., Spies B.R.** Beyond the Born and Rytov approximations: a nonlinear approach to electromagnetic scattering // J. Geophys. Res., 1993, B2, p. 1759—1775.
12. **Cheryuka A.B., Zhdanov M.S.** Nonlinear approximations for an EM scattering problem in a medium with joint electrical and magnetic inhomogeneities // Proceedings of 70th Annual SEG Meeting. Calgary, August, 2000, p. EM 2.8.
13. **Zhdanov M.S., Fang S.** Quasi-linear approximation in 3-D electromagnetic modeling // Geophysics, 1996, v. 61, № 2, p. 646—665.
14. **Табаровский Л.А.** Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск, Наука, 1975, 140 с.
15. **Эпов М.И., Мартаков С.В.** Прямые двумерные задачи электромагнитного каротажа // Геология и геофизика, 1999, т. 40 (2), с. 249—254.

*Рекомендована к печати 22 апреля 2005 г.
С.В. Гольдиным*

*Поступила в редакцию
1 февраля 2005 г.*