

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОВОДЯЩЕЙ МАГНИТНОЙ ОБСАДНОЙ КОЛОННЕ

М.И. Эпов, Г.М. Морозова, Е.Ю. Антонов

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

Выполнен анализ распространения электромагнитного поля в проводящем магнитном цилиндре с целью мониторинга состояния обсадных колонн нефтегазовых скважин. Исследована эффективность различных способов возбуждения и приема переменного электромагнитного и постоянного магнитного полей. Проанализированы зависимости поля от электромагнитных параметров обсадных колонн, определены области максимальной чувствительности.

*Нестационарное электромагнитное поле, удельное электрическое сопротивление, ферромагнетика, магнитная проницаемость.*

## ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN A CONDUCTING MAGNETIC CASING STRING

M.I. Epov, G.M. Morosova, and E.Yu. Antonov

We investigated the electromagnetic field of a current loop in a conducting ferromagnetic cylinder for applications of casing monitoring in petroleum wells. We tested different transmitter-receiver configurations for excitation and recording of TEM and stationary magnetic fields, studied the responses to changes in electromagnetic and geometrical parameters of casing strings, and determined the intervals of highest sensitivity.

*Transient electromagnetic field, resistivity, ferromagnet, magnetic permeability*

### ВВЕДЕНИЕ

В работах [Морозова и др., 2000; Эпов и др., 2002] было получено решение задачи о нестационарном электромагнитном поле токового контура, помещенного внутри металлического ферромагнитного цилиндра. Окончательное выражение приведено для ЭДС, наведенной в приемном контуре, который расположен на его оси. Это решение использовалось для проектирования скважинного прибора, предназначенного для контроля состояния обсадной колонны. Были изучены зависимости измеряемой ЭДС от ее электромагнитных и геометрических параметров.

Вместе с тем остались не проанализированы некоторые важные характеристики нестационарного процесса в скважине и связанные с ним возможные аппаратурные и методические решения. В частности, для оценки локальности по вертикали в реальных установках необходимо рассмотреть пространственное распределение вихревого тока в колонне. Расчет компонент магнитной индукции позволит оценить величину и пространственную структуру намагничивающего поля, определить направление вектора напряженности магнитного поля в интервале, где амплитуда этого поля наибольшая. Для многоколонной конструкции остаются неясными вопросы о степени экранирования внутренней высокопроводящей и магнитной колонной. Имеющиеся алгоритмические средства позволили также рассмотреть гармонические электромагнитные и постоянные магнитные поля, выяснить их зависимость от геометрии и электромагнитных параметров модели, оценить возможность их использования.

В соответствии с поставленными задачами и решениями, полученными ранее в работе [Морозова и др., 2000], здесь приводятся выражения для компонент нестационарного электромагнитного поля для всех областей рассматриваемой модели, приведенной на рис. 1. Все пространство модели разделено на три области: внутренний непроводящий немагнитный цилиндр  $r < r_1$  (область 0), цилинд-

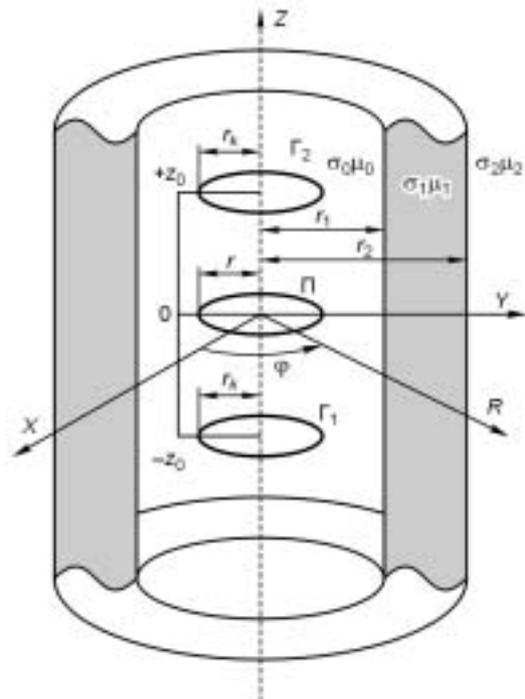


Рис. 1. Модель среды и установка.

Пояснения см. в тексте.

© М.И. Эпов, Г.М. Морозова, Е.Ю. Антонов, 2007

рический проводящий ферромагнитный слой  $r_1 \leq r \leq r_2$  (область 1) и внешняя проводящая немагнитная среда  $r > r_2$  (область 2). На оси симметрии колонны расположены центры генераторных контуров  $\Gamma_1, \Gamma_2$ . Постоянный ток амплитудой  $I$ , направленный последовательно или встречно, выключается в момент  $t = 0$ . Приемный контур  $\Pi$  также лежит в горизонтальной плоскости. Начало цилиндрической системы координат совпадает с центром приемного контура (см. рис. 1).

Для получения реальных оценок и достоверных выводов необходимо привлечь реальные значения электромагнитных параметров колонны. Для этого были выполнены специальные лабораторные измерения удельного сопротивления и магнитной проницаемости стандартных образцов труб, из которых собирается обсадная колонна.

Охарактеризуем обсадную металлическую колонну как ферромагнитную по [Вонсовский, Шур, 1948]: ферромагнетики — это вещества группы железа, их характерной особенностью является необыкновенно большая величина восприимчивости и резкая зависимость последней от поля. Магнитная проницаемость ферромагнетика связана нелинейной зависимостью с внешним магнитным полем и является многозначной функцией, зависящей от предыстории образца, который может обладать остаточной намагниченностью.

В рассматриваемом случае величина остаточной намагниченности может определяться температурными условиями при прокатке труб. В дальнейшем полагаем, что колонна под воздействием магнитного поля намагничивается однородно, а магнитная индукция и напряженность магнитного поля связаны линейной зависимостью, характерной для слабых магнитных полей  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ .

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Решение для компонент электромагнитного поля в названных областях имеет вид [Морозова и др., 2000]:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \frac{M}{2\pi^2} \int_0^\infty F(r, t, \lambda) \cos(\lambda z) d\lambda, \\ H_r &= \frac{M}{2\pi^2} \int_0^\infty R(r, t, \lambda) \sin(\lambda z) d\lambda, \\ H_z &= \frac{M}{2\pi^2} \int_0^\infty Z(r, t, \lambda) \cos(\lambda z) d\lambda. \end{aligned} \quad (1)$$

Фурье-образы  $F, R, Z$  связаны между собой следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \lambda R - \frac{\partial Z}{\partial r} &= \sigma F, \\ -\lambda F &= \mu \frac{\partial R}{\partial t}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(rF)}{\partial r} &= -\mu \frac{\partial Z}{\partial t}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(rR)}{\partial r} &= \lambda Z. \end{aligned} \quad (2)$$

Задача ставится для Фурье-образа  $R$ , компоненты магнитного поля  $H_r$ , ортогональной к поверхностям раздела сред  $\mu$  и  $\sigma$ . Функцию  $R$  ищем в виде суперпозиции решений вида  $R = X(r)e^{-\alpha t}$ .

Ограничим задачу областью цилиндрического слоя  $r_1 \leq r \leq r_2$ . Используя граничные условия и вид зависимости решения от пространственной координаты вне стенок, получим в области  $r_1 \leq r \leq r_2$  задачу Штурма—Лиувилля для функции  $X(r)$ .

$$\begin{aligned} r^2 X''_{rr} + \frac{X'_r}{r} + (m^2 r^2 - 1)X &= 0; \\ X + r_1 X'_r &= a_1 X, \quad r = r_1; \\ X + r_2 X'_r &= -a_2 X, \quad r = r_2. \end{aligned}$$

Согласно принципу суперпозиции, общее решение для функции  $R$  есть

$$R(r, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j X_j(r) \cdot e^{-\alpha_j t}.$$

Здесь  $X_j$  — собственные функции задачи Штурма—Лиувилля,  $X_j = A \cdot J_1(m_j \bar{r}) + B \cdot N_1(m_j \bar{r})$ ,  $m_j$  — собственные числа,  $\bar{r} = r/r_1$ ,  $\alpha_j = \frac{m_j^2 + q^2}{\mu_1 \sigma_1 r_1^2}$ .

Коэффициенты  $A$  и  $B$  равны:

$$A = N_0(m_j) - \bar{a}_1 N_1(m_j), \quad B = -J_0(m_j) + \bar{a}_1 J_1(m_j),$$

где  $J_1(x)$ ,  $N_1(x)$  — функции Бесселя и Неймана первого порядка,

$$\bar{a}_1 = \bar{\mu} \frac{q_1}{m_j} \frac{I_0(q_1)}{I_1(q_1)}, \quad \bar{a}_2 = \bar{\mu} \frac{q_1}{m_j} \frac{r_2}{r_1} \frac{K_0(q_1 \bar{r}_2)}{K_1(q_1 \bar{r}_2)}, \quad \bar{\mu} = \mu_1/\mu_0, \quad q_1 = \lambda r_1, \quad \bar{r}_2 = r_2/r_1,$$

$I_n(x)$ ,  $K_n(x)$  — модифицированные функции Бесселя. Коэффициенты  $C_j$  были определены с использованием начальных условий и ортогональности собственных функций  $X_j$  с весом  $r$ .

$$C_j = \frac{q_1^2}{r_1^2 m_j^2 + q_1^2} \cdot \frac{P_j}{Q_j},$$

где

$$Q_j = \frac{1}{2} X_j^2(m_j \bar{r}_2) (\bar{r}_2^2 + \bar{a}_2^2 + 2\bar{a}_2/m_j) - \frac{1}{2} \cdot X_j^2(m_j) (1 + \bar{a}_1^2 - 2\bar{a}_1/m_j).$$

Выражение для  $P_j$  имеет вид

$$P_j = \{AA^*f_3 + BA^*f_4 - AB^*f_5 - BB^*f_6\} \Big|_{r_1}^{r_2},$$

где

$$f_3 = qJ_1(m_j \bar{r}) I_0(q) - m_j \bar{r} J_0(m_j \bar{r}) I_1(q),$$

$$f_4 = qN_1(m_j \bar{r}) I_0(q) - m_j \bar{r} N_0(m_j \bar{r}) I_1(q),$$

$$f_5 = qJ_1(m_j \bar{r}) K_0(q) - m_j \bar{r} J_0(m_j \bar{r}) K_1(q),$$

$$f_6 = qN_1(m_j \bar{r}) K_0(q) - m_j \bar{r} N_0(m_j \bar{r}) K_1(q).$$

$$\bar{r} = r/r_1, \quad q = \lambda r, \quad A^* = -B^*f_1 - f_2,$$

$$f_1 = \frac{\mu \cdot I_0(q_1) K_1(q_1) + I_1(q_1) K_0(q_1)}{I_1(q_1) I_0(q_1) (\bar{\mu} - 1)}, \quad f_2 = \frac{1}{q_1 I_1(q_1) I_0(q_1) (\bar{\mu} - 1)},$$

$$B^* = \frac{f_2 [I_0(q_2) K_1(q_2) + \bar{\mu} K_0(q_2) I_1(q_2)]}{K_0(q_2) K_1(q_2) (\bar{\mu} - 1) - f_1 [I_0(q_2) K_1(q_2) + \bar{\mu} K_0(q_2) I_1(q_2)]}.$$

Решение для радиальной компоненты магнитного поля, согласно (1), получим в виде

$$H_r = \frac{M}{2\pi^2 \cdot r_1^3} \int_0^{\infty} \sin(m_j \bar{z}) \sum_{j=0}^{\infty} X_j(m_j \bar{r}) \frac{q_1^2}{m_j^2 + q_1^2} \frac{P_j}{Q_j} e^{-\frac{(m_j^2 + q_1^2)t}{r_1^2 \mu_1 \sigma_1}} dq_1. \quad (3)$$

Все остальные компоненты и их производные по времени внутри цилиндра ( $r_1 \leq r \leq r_2$ ) легко получить из соотношений (1) и (2).

**Поле во внутренней области цилиндра  $r < r_1$ .** В соответствии с условиями на поверхностях раздела сред и преобразованиями, изложенными в работе [Эпов и др., 2002], найдем радиальную составляющую магнитного поля во внутренней области цилиндра.

$$H_r = \frac{M}{2\pi^2 \cdot r_1^3} \bar{\mu} \int_0^{\infty} \frac{I_1(q_1 \bar{r})}{I_1(q_1)} \sin(q_1 \bar{z}) \sum_{j=0}^{\infty} X_j(m_j) \frac{q_1^2}{m_j^2 + q_1^2} \frac{P_j}{Q_j} e^{-\frac{(m_j^2 + q_1^2)t}{r_1^2 \mu_1 \sigma_1}} dq_1. \quad (4)$$

Все символы, приведенные в (4), были описаны выше. Как и в предыдущем случае, остальные компоненты электромагнитного поля находятся из уравнений (1) и (2).

**Поле во внешней области ( $r > r_2$ ).** Приведем выражение для радиальной компоненты магнитного поля во внешней среде.

$$H_r = \frac{M}{2\pi^2 \cdot r_1^3} \int_0^\infty \sin(qz) \frac{K_1(q_1 r)}{K_1(q_2)} \sum_{j=0}^\infty X_j(m_j r) \frac{q_1^2}{m_j^2 + q_1^2} \cdot \frac{P_j}{Q_j} e^{-\frac{(m_j^2 + q_1^2)t}{r_1^2 \mu_1 \sigma_1}} dq_1. \quad (5)$$

Отсюда, так же как и выше, определяются все остальные компоненты электромагнитного поля.

### ЗАВИСИМОСТЬ ЭДС ОТ РЕАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ ТРУБ

Модель однородной колонны характеризуется четырьмя параметрами. Два из них электромагнитные —  $\mu$  и  $\rho$  и два геометрические — внутренний  $r_1$  и внешний  $r_2$  радиусы. Магнитная проницаемость  $\mu$  и удельное сопротивление  $\rho$  не являются искомыми параметрами при решении обратной задачи, но их необходимо знать, поскольку они определяют электродинамический процесс. В основном от величин  $\mu$  и  $\rho$  зависит скорость проникновения и затухания индуцированного тока в стенке цилиндра, что, в свою очередь, влияет на возможность определения толщины и разделение на составляющие многоколонной конструкции.

Лабораторные измерения удельного сопротивления отдельных образцов труб [Эпов и др., 2003а] показали, что оно изменяется от образца к образцу не более чем на 1—2 %, а его среднее значение равно  $2.2 \cdot 10^{-7}$  Ом·м при 20 °С. Следовательно, в расчетах и при интерпретации скважинных диаграмм удельное сопротивление звена можно принять постоянным. Измерения магнитной проницаемости различных отрезков труб выявили изменяющуюся от образца к образцу остаточную намагниченность. Если образцы предварительно размагничивались, то разброс по  $\mu$  значительно уменьшался. В результате значение средней магнитной проницаемости по всем образцам составило  $100.5 \mu_0$ , а среднеквадратичное отклонение  $\pm 7.96 \mu_0$ . Столь большие вариации значения  $\mu$  оказывают существенное влияние на измеряемую ЭДС и, следовательно, магнитную проницаемость невозможно задать заранее, а необходимо определять по измерениям наряду с геометрическими параметрами. Вместе с тем в дальнейшем будем полагать, что в пределах одного звена труба по магнитной проницаемости достаточно однородна.

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО ТОКА

Зависимость измеряемого поля от параметров определяется прежде всего распределением индуцированных токов в стенках. Например, локальность исследования по  $z$  связана со скоростями растекания тока по образующей колонне и проникновения его по радиусу.

Здесь и далее приводим время в абсолютных величинах, так как его диапазон практически не зависит от небольших вариаций размеров и удельного сопротивления. Процесс диффузии индуцированного тока в колонне удобно описывать с использованием изолиний плотности тока. На рис. 2 приведены изолинии внутри колонны толщиной 10 мм на временах 0.3, 5, 20, 80 мс, т. е. в диапазоне времен, который используется в скважинном приборе [Мартынов и др., 1999].

Прежде отметим, что с ранних времен ток растекается по поверхности проводника на величину  $z \approx \pm 0.1$  м. Глубина проникновения при этом составляет около 1 мм ( $t = 0.3$  мс). Следовательно, сигналы на временах до 1 мс необходимо использовать для нахождения дефектов на внутренней стенке колонны и определения внутреннего радиуса. Отсюда следует, что времена до 1 мс наиболее благоприятны для нахождения дефектов на внутренней стенке колонны и внутреннего радиуса. Практическая же возможность выделения дефектов с размерами, меньшими, чем ширина растекания тока, будет определяться его парциальным вкладом в измеряемый сигнал.

Полностью проникновение тока в стенку происходит на временах, больших 5 мс. Затем максимум плотности тока смещается к внешней стенке, и далее распределение токов становится более однородным по всей толщине. Начиная с 10 мс основная часть токов симметрично распределена по толщине и измеряемая ЭДС зависит лишь от толщины стенки (см. рис. 2, б—г). Сравнение распределений плотности тока для различных  $\mu$  показывает, что с ее увеличением область растекания токов по вертикали уменьшается. Как следует из анализа поведения плотности тока, толщина стенки колонны усредняется по интервалу примерно  $z \approx 0.05$  м при базе прибора  $2z_0 = 0.029$  м (см. рис. 1).

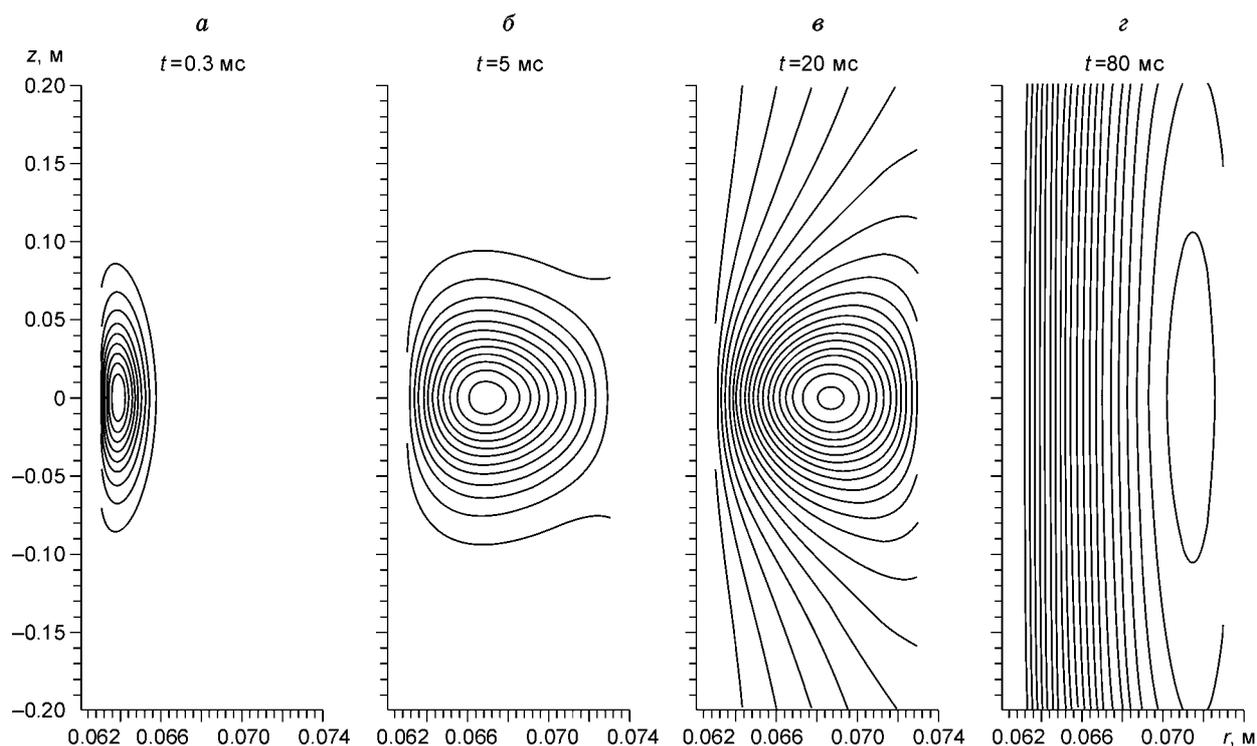


Рис. 2. Изолинии плотности тока  $j_\phi$  (А/м<sup>2</sup>) в ферромагнитном проводнике для  $\mu = 100$ .

#### МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В СТЕНКАХ КОЛОННЫ И ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ОТ ПАРАМЕТРОВ КОЛОННЫ

Представление о характере и пространственной структуре намагничивающего поля может дать распределение компонент магнитного поля в стенках колонны.

Расчеты показывают, что распределение изолиний компоненты  $H_z$  такое же, как  $j_\phi$  (см. рис. 2). Изолинии  $H_r$  более равномерно распределены по толщине стенки (рис. 3). Например, уже на времени 5 мс картина почти симметрична относительно середины толщины стенки колонны, и это свойство сохраняется до самых поздних рассматриваемых времен (40 мс). Если максимальное значение  $H_z$  находится на уровне источника, то координаты экстремумов  $H_r$  сдвинуты по вертикали на расстояния от  $z = \pm 0.3r_1$  ( $t = 0.3$  мс) до  $z = \pm 0.5r_1$  ( $t = 40$  мс). Поскольку на расстояниях  $z \cong \pm 0.5r_1$  величина вертикальной компоненты близка к нулю, а радиальная максимальна, то направление вектора магнитного поля меняется от вертикального на уровне источника до практически радиального при  $z \cong \pm 0.5r_1$ .

Отметим, что в результате воздействия нестационарного поля заметного намагничивания колонн, которое влияло бы на результаты измерений, не происходит. Действительно, максимальное значение ЭДС на ранних временах составляет для рассматриваемой установки величину  $\sim 1$  мВ [Эпов и др., 2002], что соответствует магнитному полю  $H_z \sim 5$  А/м. Такие величины намагничивающего поля характерны для начальной области петли гистерезиса, где процессы обратимы [Вонсовский, Шур, 1948]. Было проведено также физическое моделирование нестационарного процесса в отрезках труб с многократным (до 1000) возбуждением поля и накоплением сигнала, чтобы проверить, происходит ли подмагничивание во время измерений. Среднее накопленное значение ЭДС не отличалось от ЭДС единичного измерения в пределах погрешности.

Полученное выше распределение радиальной компоненты поля и возможность ее удвоения, если в качестве источника использовать две горизонтальные рамки, моменты которых направлены противоположно [Эпов и др., 2003б], побудили рассмотреть поле установки, изображенной на рис. 4. Четыре вертикальные измерительные рамки с радиусом  $r_0 = r_k$  расположены по кругу на расстоянии от оси  $z$ , равном радиусу  $r_k$ . Расстояние по  $z$  между генераторными рамками составляет  $l = 2r_k = 46$  мм.

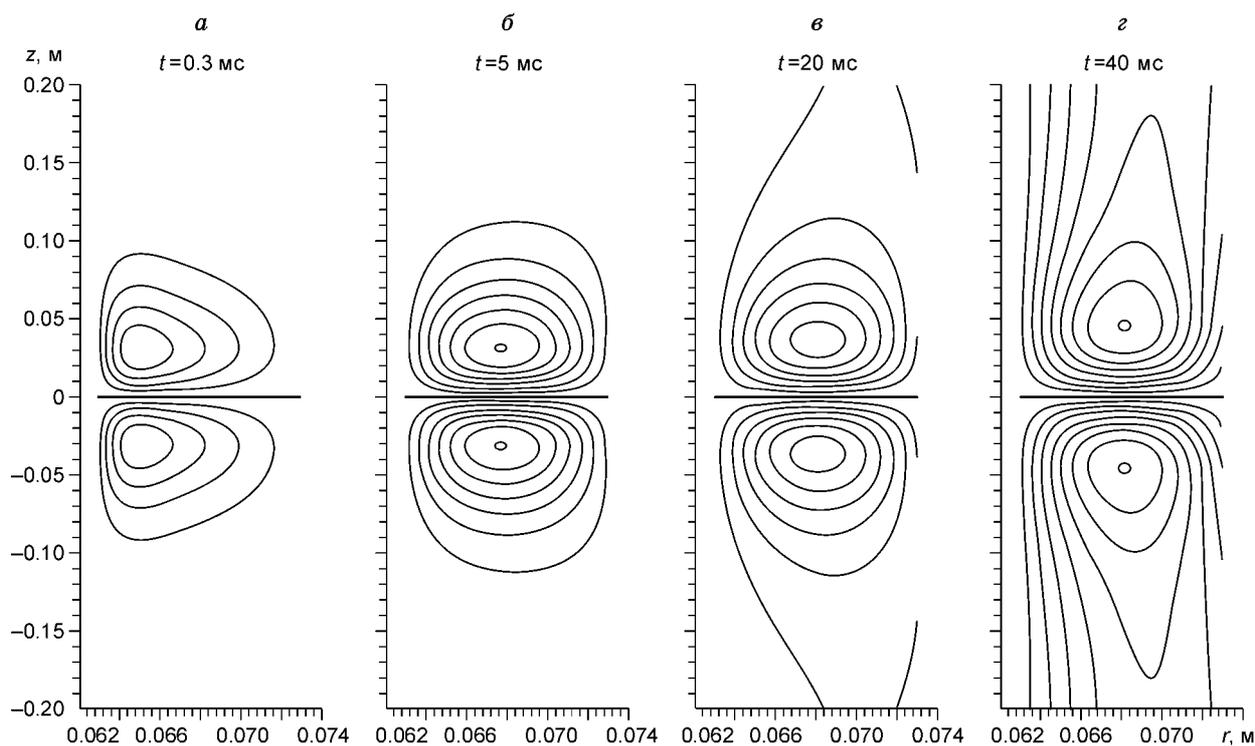
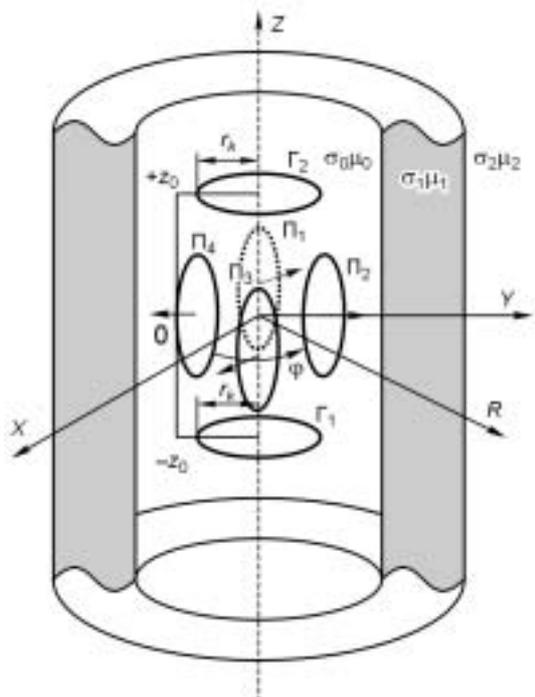


Рис. 3. Изолинии  $H$ , (А/м) в ферромагнитном проводнике для  $\mu = 100$ .

Зависимость измеряемой ЭДС от внутреннего радиуса приведена на рис. 5, а. Если уровень помех и алгоритмы обработки позволяют выделить сигнал, равный 1 мкВ, то по данным измерений можно определить изменения внутреннего радиуса, большие чем  $0.125h$ , где  $h$  — толщина стенки трубы (мм). То есть в рассматриваемом случае при толщине стенки трубы 8 мм можно выделить утончение в 1 мм на вертикальном интервале, не меньшем чем 100 мм.

Магнитная проницаемость влияет на ЭДС таким образом, что на поздних временах уменьшение  $\mu$  аналогично уменьшению толщины стенки  $h$ , а увеличение  $\mu$  может восприниматься по влиянию на поле как увеличение  $h$ .

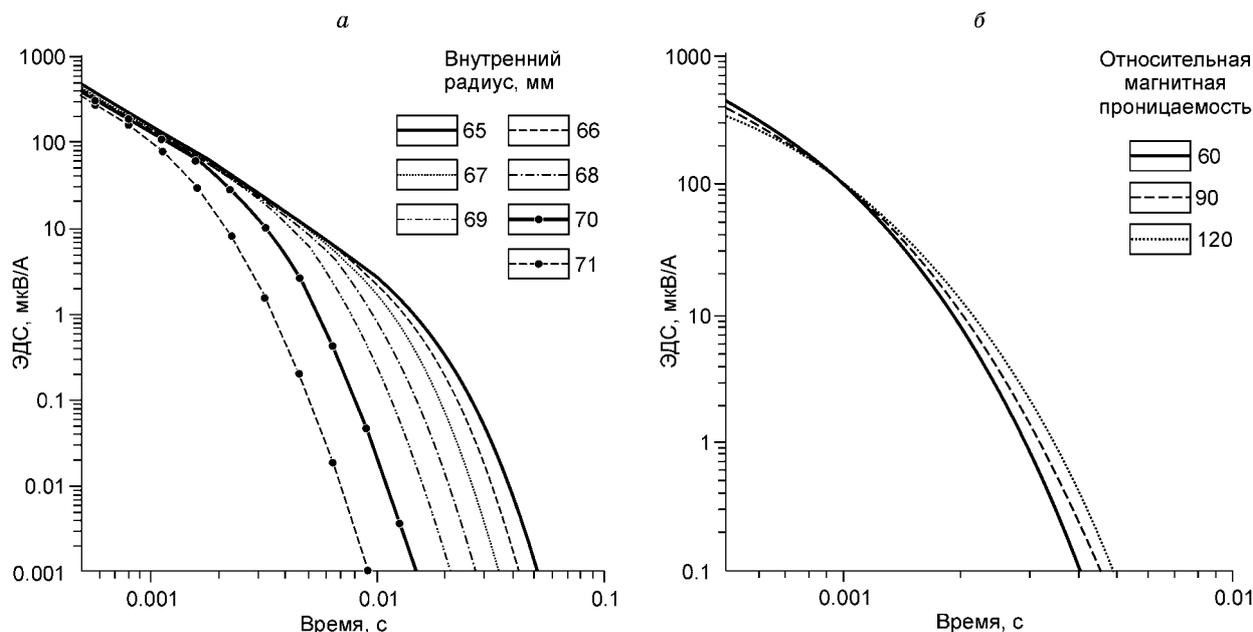


Отметим, что при изменении  $\mu$  на кривых спада ЭДС имеется характерное время  $t^*$ , при котором поле не зависит от магнитной проницаемости (см. рис. 5, б). В ранней стадии процесса становления  $t < t^*$  ЭДС обратно пропорциональна  $\mu$ , а на временах  $t > t^*$  ЭДС пропорциональна  $\mu$ . Время  $t^*$  зависит от толщины  $h$ . Если для наиболее толстой стенки ( $h = 8$  мм) его значение составляет 10 мс, то с уменьшением толщины до 2 мм составит 1 мс. Таким образом, время  $t^*$  на кривых зондирования является индикатором изменения магнитной проницаемости металла, а значение времени  $t^*$  зависит от толщины стенки.

Чувствительность ЭДС к толщине на поздних временах при уменьшении последней выше, чем к магнитной проницаемости, поэтому изменение  $\mu$ , например от 60 до 120, приведет к ошибке в определении  $h$  не более 0.5 мм. При толщине  $h = 8$  мм эта ошибка может составить 25 %.

Рис. 4. Установка с горизонтальными датчиками.

Пояснения см. в тексте.



**Рис. 5. Зависимость ЭДС в вертикальных рамках: а — от внутреннего радиуса цилиндра, б — от магнитной проницаемости цилиндра.**

По временным срезам практических кривых уровень измеряемой ЭДС меняется от звена к звену примерно на 30 %, что связывают с вариациями магнитной проницаемости. Численный анализ решения прямых задач показывает, что магнитная проницаемость труб может меняться в этом случае также не более чем на 30 %. Тогда ошибка в определении  $h$ , связанная с изменением  $\mu$ , будет менее 1 мм.

Сравнение поведения ЭДС в установке с вертикальными приемными контурами и в горизонтальном контуре показывает более высокую чувствительность первой к величине внутреннего радиуса. Время смены характера зависимости ЭДС от  $\mu - t^*$  в установке с радиальными датчиками сдвигается на более поздние времена, что открывает возможности определения внутреннего радиуса трубы на ранних временах. Столь сложная зависимость измеряемого поля от геометрических и электромагнитных параметров проводящей ферромагнитной колонны, очевидно, требует встраивать в интерпретационные системы блоки анализа полевого материала на основе решения прямых задач.

#### ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛЯ ИМПУЛЬСОМ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Для уменьшения влияния магнитной проницаемости на измеряемый сигнал и разделения во времени влияния геометрических и электромагнитных параметров было исследовано поле токового импульса сложной формы.

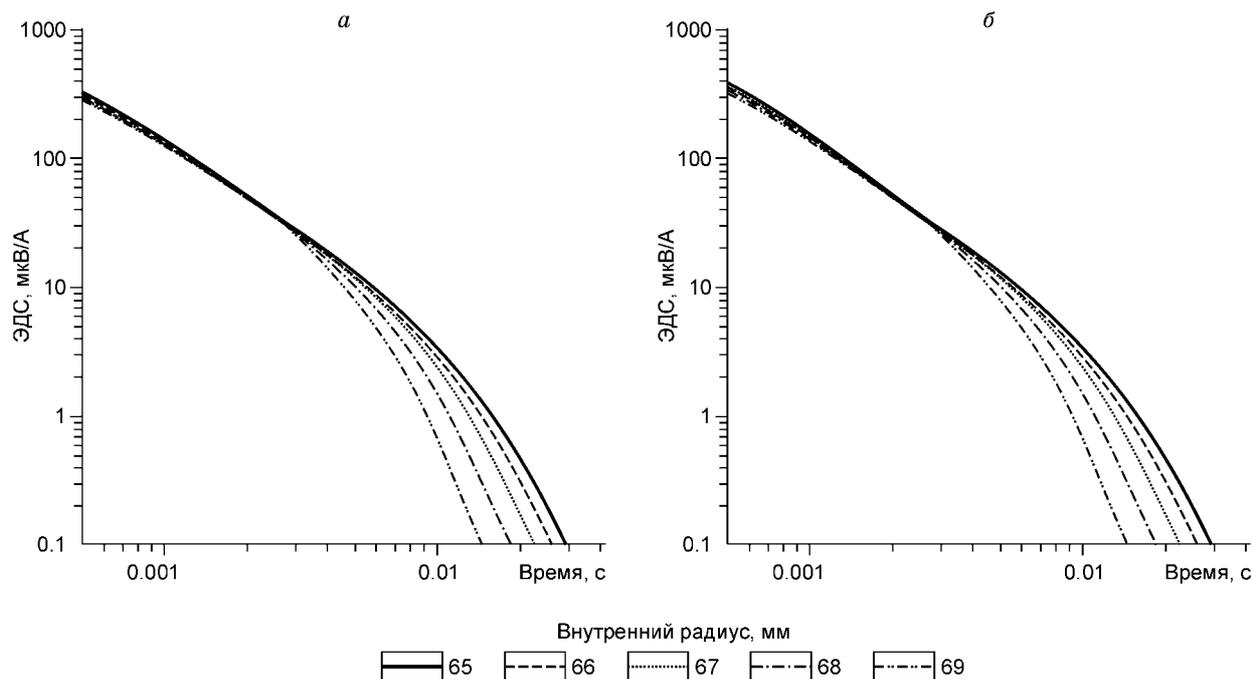
Как известно, если поле возбуждается токовым импульсом длительностью  $\Delta t$ , то его поле  $f^p(t) = f^c(t) - f^c(t + \Delta t)$ , где  $f^c(t)$  — поле ступени. Если поле возбуждается импульсом сложной формы, состоящим из двух прямоугольных импульсов, — положительного импульса длительностью  $\Delta t_1$  и отрицательного длительностью  $\Delta t_2$ , следующего непосредственно за положительным, то сигнал описывается формулой

$$f^p(t) = -f^c(t) + 2f^c(t + \Delta t_1) - f^c(t + \Delta t_1 + \Delta t_2).$$

Были рассчитаны переходные процессы для импульсов сложной формы с длительностью отрицательной части от 25 до 150 мкс при изменении магнитной проницаемости от 60 до  $120\mu_0$ .

Сравнение поля на ранних временах для импульсов с различной длительностью отрицательной части показывает, что можно незначительно (не более чем на 30 %) уменьшить влияние магнитной проницаемости на малых временах ( $t < 50$  мкс). Это имеет значение при поиске и обнаружении дефектов труб, поскольку уменьшает влияние неоднородности металла по магнитной проницаемости.

Если увеличивается длительность положительной части импульса, в нашем случае от 3.75 до 15 мс, то на поздних временах сигнал возрастает в полтора—два раза. Выбор длительности импульса будет,



**Рис. 6. Поведение ЭДС при возбуждении поля импульсами:**

*a* — специальной формы; *б* — ступенчатым; относительная магнитная проницаемость  $\mu = 90$ .

по-видимому, определяться техническими решениями, связанными, например, с длительностью цикла измерений, временем, необходимым для получения каротажной диаграммы, и т. д.

Характер спада ЭДС и степень ее зависимости от толщины стенки трубы практически остаются неизменными для ступени и для импульса сложной формы. В этом можно убедиться на основе данных, приведенных на рис. 6.

В соответствии с распределением плотности тока в стенках колонны в зависимости от  $\mu$ , индуцированные токи с увеличением магнитной проницаемости все более сосредотачиваются возле внутренней стенки трубы, а растекание тока по всей толщине стенки трубы происходит на все более поздних временах, поэтому область наибольшей чувствительности к  $h$  при больших  $\mu$  соответствует значительно меньшим сигналам.

Так же как и при возбуждении нестационарного электромагнитного поля импульсом в форме ступени, увеличение  $\mu$  и  $h$  на кривых спада ЭДС в поздней стадии становления проявляются одинаково.

Таким образом, усложнение формы токового импульса существенно не уменьшает влияние магнитной проницаемости на измеряемое поле.

#### ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПАРАМЕТРОВ КОЛОННЫ В ГАРМОНИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Как следует из приведенного выше анализа, необходимый временной диапазон измерения нестационарного поля должен составлять  $10^{-5}$ — $0.1$  с. Но в приемном контуре индуцируют свои сигналы источники помех различного происхождения в частотном диапазоне, соответствующем этому временному интервалу, т. е.  $0.1$ — $100$  кГц. Разработаны способы борьбы с помехой, в частности, путем применения фильтров на ранних и поздних временах, способы борьбы с помехой промышленных частот, с импульсной помехой и т. д. Однако технически значительно проще обеспечить помехозащищенность при монохроматичности генерируемых сигналов и применении узкополосных фильтров измеряемого сигнала.

Необходимый частотный диапазон определяется скоростью проникновения тока в стенку колонны. На рис. 7 приведена толщина скин-слоя, если удельное сопротивление равно  $2.2 \cdot 10^{-7}$  Ом·м, а магнитная проницаемость меняется в пределах от 50 до  $200\mu_0$ . Из рисунка следует, что при необходимой глубине проникновения в  $0.01$  м, чему соответствует толщина стенок многих марок труб [Эпов и др., 2003а], частотный диапазон должен составлять  $1$ — $1000$  Гц. Графики зависимости магнитного поля от толщины  $h$  при изменении внутреннего и внешнего радиусов приведены на рис. 8. Разнос катушек —  $0.3$  м. Максимум поля достигается в диапазоне  $1$ — $100$  Гц, его амплитуда составляет  $0.4$ — $0.7$  А/м. Поле опре-

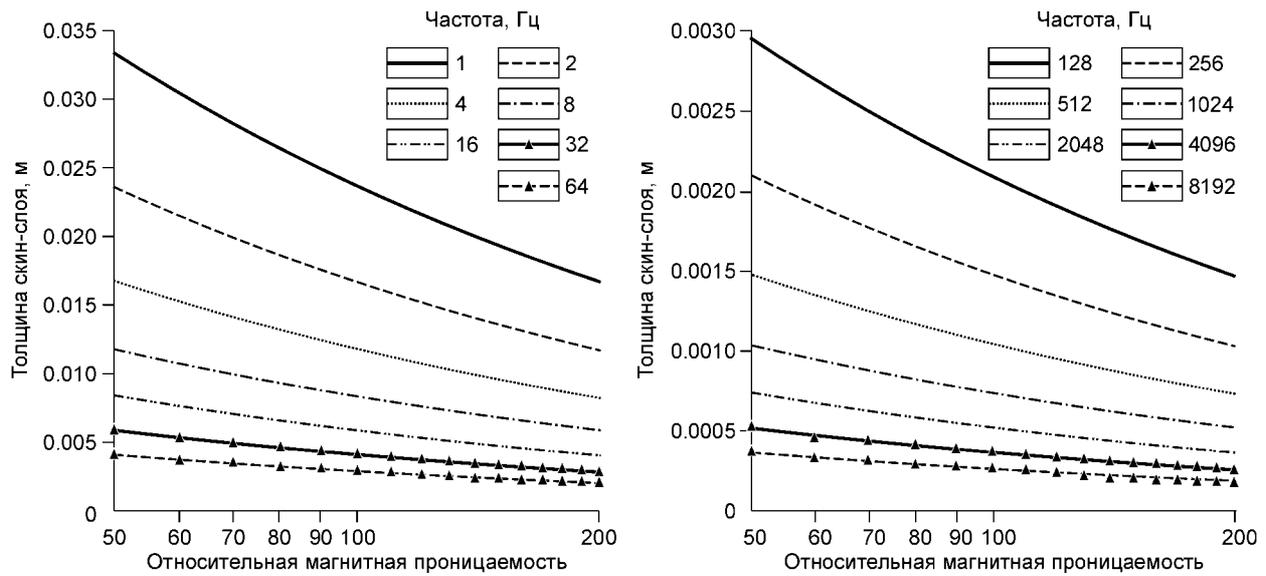


Рис. 7. Толщина скин-слоя в зависимости от магнитной проницаемости цилиндра.

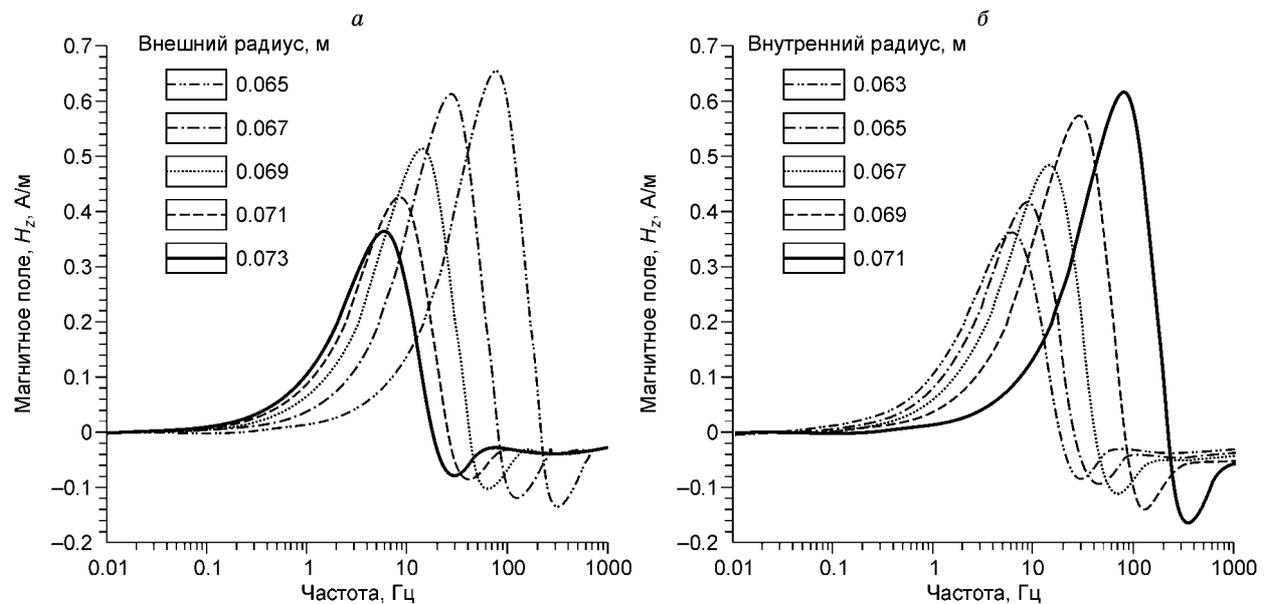
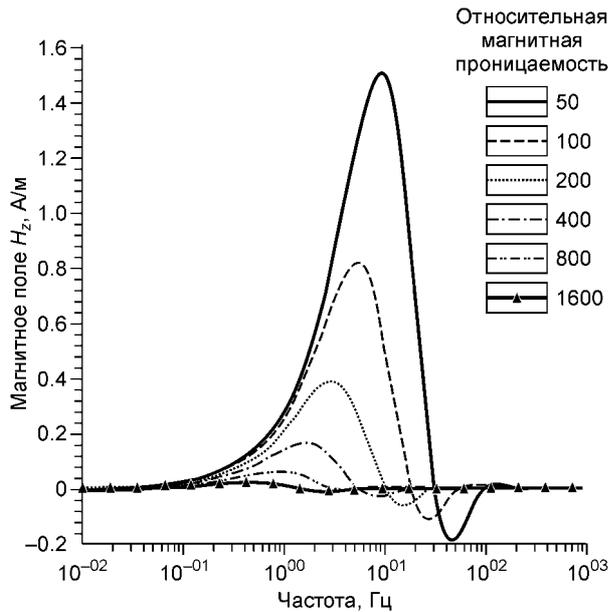


Рис. 8. Зависимость гармонического поля от толщины стенки цилиндра:

*a* — при изменении внешнего радиуса ( $r_1 = 0.063$  м); *б* — при изменении внутреннего радиуса ( $r_2 = 0.073$  м).

деляется лишь толщиной стенки  $h$  (см. рис. 8). В том же диапазоне частот поле обладает высокой чувствительностью к магнитной проницаемости материала колонны (рис. 9). Разрешенность поля по  $\mu$  высокая в окрестности наиболее вероятных значений  $\mu \sim 100\mu_0$ .

Обращает на себя внимание тот факт, что величина поля обратно пропорциональна  $\mu$ , хотя частоты 1—100 Гц для геофизической практики очень низкие. При этих частотах и исследовании обычных геологических пород с удельным сопротивлением, большим, чем единицы Ом-м, и магнитной проницаемостью, близкой к  $\mu_0$ , магнитное поле подчиняется закономерностям области малого параметра  $p = \frac{\omega\mu r}{\rho}$ . Разложение поля по параметру  $p$  [Кауфман, 1965] и расчеты при  $p = 0.01 - 0.08$  показывают, что



**Рис. 9. Зависимость гармонического поля от магнитной проницаемости цилиндра.**

гармоническое поле на оси скважины пропорционально  $\mu$ . Параметры магнитного металлического цилиндра  $\mu \approx 100\mu_0$  и  $\rho \approx 10^{-7}$  Ом·м и тогда  $p \approx 100\omega$ , т. е. чтобы обеспечить величину  $p \approx 0.01$ , частота  $\omega$  должна иметь значения порядка  $10^{-4}$  Гц.

Таким образом, частоты 1—100 Гц соответствуют большим значениям параметра  $p$  и малым временам  $t < 0.001$  с в нестационарном режиме, где поле обратно пропорционально  $\mu$ .

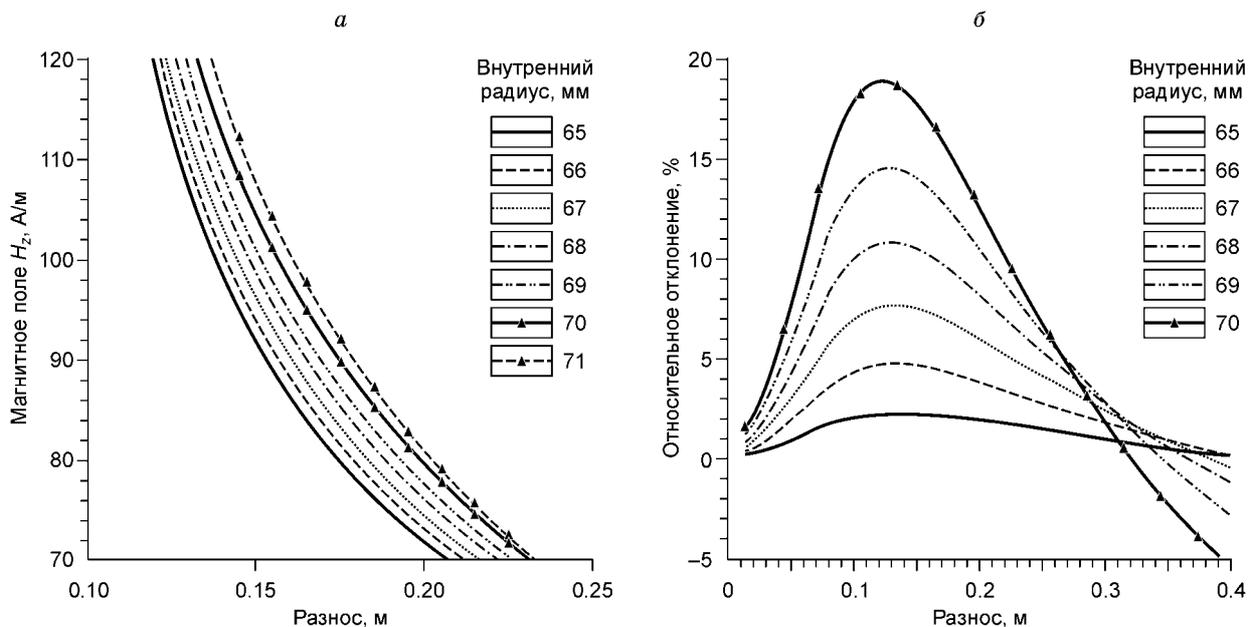
Как видно на рис. 8 и 9, при частоте 1 Гц магнитное поле в слабой мере (доли процента) зависит от 8 % вариаций  $\mu$  возле среднего значения  $105\mu_0$ , свойственного реальным образцам труб. Толщина стенки трубы  $h$  и магнитное поле  $H$  связаны приближенной зависимостью  $d \ln h \cong d \ln H$ .

Таким образом, применение монохроматических источников может дать более высокую чувствительность измеряемой характеристики поля к изменению геометрических размеров и позволит уменьшить влияние  $\mu$ . Однако практическое использование низкочастотного диапазона сложно из-за чрезвычайно низкого уровня индуцированной ЭДС и трудностей измерения напряженности магнитного поля.

### ЗАВИСИМОСТЬ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ПАРАМЕТРОВ КОЛОННЫ

В промежуток времени, когда в генераторном контуре протекает постоянный ток, в пространстве создается постоянное магнитное поле. Постоянное поле, в отличие от нестационарного, не зависит от электропроводности среды, а определяется ее магнитными свойствами и пространственной структурой.

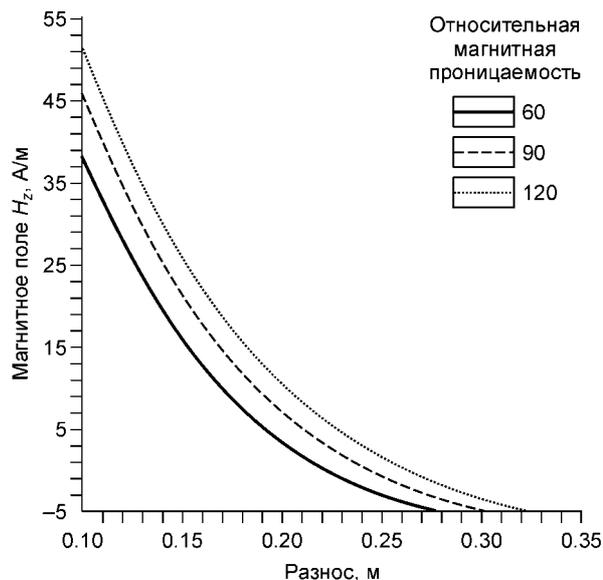
Поэтому исследуем эти зависимости, имея в виду проведение измерений во время протекания постоянного тока в генераторном контуре в методе становления поля, или предполагая автономную установку для возбуждения и измерения компонент магнитного поля.



**Рис. 10. Постоянное магнитное поле внутри цилиндра:**

*a* — поведение компоненты  $H_z$  в зависимости от величины внутреннего радиуса  $r_1$ ; *b* — чувствительность компоненты  $H_z$  к изменению внутреннего радиуса  $r_1$ .

**Рис. 11. Зависимость компоненты  $H_z$  постоянного магнитного поля от относительной магнитной проницаемости ( $\mu$ ) цилиндра.**



С целью численного анализа воспользуемся выражениями для компонент постоянного магнитного поля, приведенными в работе [Эпов и др., 2002]. На рис. 10 показано поведение компоненты  $H_z$  и чувствительность ее к внутреннему радиусу при изменении толщины стенки и постоянном внешнем радиусе колонны, равном 0.073 м. Относительное отклонение (см. рис. 10) дано в сравнении с наибольшим значением толщины стенки ( $r_1 = 0.065$ ,  $r_2 = 0.071$  м). На расстоянии 0.1—0.2 м по координате  $z$  от источника вертикальная компонента составляет величины 70—150 А/м. Приращение магнитного поля на 0.001 м толщины составляет около 2 А/м. Погрешность измерений скважинных магнитометров [Иголкина и др., 1999] составляет 0.02 А/м. Поэтому, если не учитывать помех и полагать, что магнитные свойства колонны неизменны, то внутренний радиус можно определить с высокой точностью.

В некоторых магнитометрах используется метод компенсации прямого поля источника в воздухе, например, с помощью дополнительного постоянного магнита. В этом случае зависимость  $H_z$  от магнитной проницаемости колонны показана на рис. 11. Разрешающая способность поля по  $\mu$  достаточна для определения магнитной проницаемости. Однако изменения поля на расстояниях 0.1—0.3 м происходят и за счет изменения магнитной проницаемости, и за счет изменения толщины стенки колонны.

Результаты анализа зависимостей переменного электромагнитного и постоянного магнитного полей от геометрии и электромагнитных параметров колонны были использованы а) для проектирования приборов и решения технологических вопросов, б) для обоснования принципов интерпретации наблюдаемых данных.

Алгоритмы решения обратных задач для нестационарного поля и примеры применения программ для интерпретации скважинных диаграмм приведены в статье [Эпов и др., 2003а].

## ВЫВОДЫ

При измерении компоненты  $\partial B_z / \partial t$  толщина стенки цилиндра, определенная для некоторой точки  $z$ , совпадающей с центром установки, в равной мере может быть отнесена к любой точке интервала  $z \pm 1.5z_0$ .

Установка с системой радиальных датчиков обладает высокой чувствительностью к внутреннему радиусу. На кривых спада ЭДС в этой установке имеются характерные признаки, позволяющие различить изменение толщины стенки трубы или изменение ее магнитной проницаемости.

Вследствие высоких значений магнитной проницаемости и электрической проводимости металлической колонны, наиболее высокая чувствительность гармонического поля к геометрическим параметрам колонны наблюдается в декагерцовом частотном диапазоне.

## ЛИТЕРАТУРА

- Вонсовский С.В., Шур Я.С.** Ферромагнетизм. М.: Л., Гостехтеориздат, 1948, 816 с.
- Иголкина Г.В., Астраханцев Ю.Г., Глухих И.И., Литвинов Е.П.** Перспективы и возможности скважинной магнитометрии при исследовании осадочных разрезов и палеозойского фундамента Западной Сибири по результатам измерений в глубоких скважинах // Электрические и электромагнитные методы исследования в нефтегазовых скважинах. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 1999, с. 291—298.
- Кауфман А.А.** Теория индукционного каротажа. Новосибирск, Наука, 1965, 235 с.
- Мартынов А.С., Полыгалов В.Ф., Эпов М.И., Морозова Г.М., Могилатов В.С.** Технические аспекты построения электромагнитного сканера обсадных колонн // Электрические и электромагнитные методы исследования в нефтегазовых скважинах. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 1999, с. 91—102.
- Морозова Г.М., Полыгалов В.Ф., Эпов М.И., Могилатов В.С.** Нестационарное электромагнитное поле токового контура, расположенного на оси полого проводящего магнитного цилиндра (решение и приложения задачи) // Геология и геофизика, 2000, т. 41 (11), с. 1492—1500.

**Эпов М.И., Морозова Г.М., Антонов Е.Ю.** Электромагнитная дефектоскопия обсадных колонн нефтегазовых скважин (основы теории и методики). Новосибирск, Изд-во СО РАН, филиал „Гео“, 2002, 104 с.

**Эпов М.И., Морозова Г.М., Антонов Е.Ю., Кузин И.Г.** Способ неразрушающего контроля технического состояния обсадных колонн нефтегазовых скважин на основе электромагнитного зондирования // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых, 2003а, № 3, с. 13—23.

**Эпов М.И., Морозова Г.М., Могилатов В.С., Антонов Е.Ю.** Нестационарное электромагнитное поле токового контура, расположенного на оси слоистого проводящего магнитного цилиндра // Геология и геофизика, 2003б, т. 44 (10), с. 1070—1079.

*Рекомендована к печати 10 марта 2006 г.  
С.В. Гольдиным*

*Поступила в редакцию  
17 октября 2005 г.*