

ГЕОФИЗИКА

УДК 550.837

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОГО СЛОИСТОГО  
КОЛЛЕКТОРА НАНОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

М.И. Эпов, В.Л. Миронов\*, С.А. Комаров\*, К.В. Музалевский\*\*

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

*\* Институт физики СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, строение 38, Россия*

*\*\* Алтайский государственный университет, 656049, Барнаул, просп. Ленина, 61, Россия*

На основе математического моделирования выполнена оценка коэффициента затухания для наносекундного импульса, распространяющегося в нефтенасыщенном пласте или отраженного от газонефтяного и водонефтяного контактов. Поставлена и решена задача о распространении короткого гауссова импульса в слоистом нефтяном коллекторе при возбуждении электромагнитного поля длинной электрической линией. Комплексная диэлектрическая проницаемость нефтенасыщенных пород рассчитывалась на основе рефракционной модели для смесей нефти, раствора хлористого натрия, метана, песка и бентонита в каждом из слоев. Получены и проанализированы пространственно-временные диаграммы, описывающие распространение и отражение импульсов. Для обоих случаев вычислены эффективные значения коэффициента затухания.

*Горизонтальная скважина, флюидонасыщенный коллектор, комплексная диэлектрическая проницаемость, дисперсные смеси, рефракционная модель диэлектрической проницаемости, широкополосный импульс, функция Грина, численное моделирование.*

NANOSECOND ELECTROMAGNETIC SOUNDING OF A FLUID-SATURATED LAYERED FORMATION

M.I. Epov, V.L. Mironov, S.A. Komarov, and K.V. Muzalevsky

Mathematical modeling was applied to estimate the attenuation rate of a nanosecond wavelet that propagates in an oil-saturated formation or is reflected from the oil-gas or oil-water interfaces. The problem was formulated and solved for propagation of a short Gaussian wavelet in a layered oil reservoir in the case of an electromagnetic field excited by a long electric line. Complex permittivity of oil-bearing rocks was calculated using a refractive mixing dielectric model for oil, saline water, methane, quartz, and bentonite in each layer. We obtained and analyzed wave propagation and reflection space-time diagrams and estimated effective attenuation rates for both cases.

*Horizontal well, fluid-saturated formation, complex permittivity, dispersive media, refractive dielectric model, broad-band wavelet, Green's function, simulation*

ВВЕДЕНИЕ

По мере развития технологии разработки нефтяных залежей все возрастающую роль начинает играть бурение горизонтальных стволов, обеспечивающее существенное повышение эффективности извлечения углеводородного сырья. Одной из наиболее важных проблем при проводке таких скважин является определение их местоположения относительно внешних и внутренних границ вскрываемого нефтенасыщенного коллектора [Эпов и др., 1998а,б]. Задача геонавигации в такой постановке состоит в определении расстояния от ствола скважины до подошвы глистой покрышки, а также газонефтяного (ГНК) и водонефтяного (ВНК) контактов. В частности ее решение возможно с использованием информации о пространственном распределении электропроводности и диэлектрической проницаемости горных пород.

В настоящее время одним из самых информативных методов оценки распределения электропроводности являются высокочастотные (до 14 Гц) индукционные зондирования с глубиной до 1.5—2 м [Эпов, 2002]. В то же время для эффективного решения задач геонавигации в полном объеме необходимо, по крайней мере, удвоить эту величину, не потеряв в пространственном разрешении. Очевидный путь понижения частоты для увеличения глубины не будет эффективным как раз из-за уменьшения детальности исследований. Вместе с тем, как было показано в [Дворецкий, Ярмахов, 1998], использование сверхкоротких (наносекундных) импульсов может помочь продвинуться в этом направлении. Исследуем

с этой целью возбуждение и распространение сверхширокополосного электромагнитного импульса наносекундной длительности в плоскостной среде, имитирующей флюидонасыщенный коллектор. Импульс отражается от границ и регистрируется в точках, находящихся на некотором расстоянии от передающей антенны. Величина регистрируемого отклика определяется в целом структурой среды, ее электропроводностью и диэлектрической проницаемостью, а также конструкцией передающей и приемной антенн. Выполнены расчеты пространственно-временных характеристик распространяющегося импульса для оценки положения горизонтальной скважины относительно границ коллектора.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Наибольшее значение для определения глубинности имеет затухание импульсов по мере их распространения в среде. Для предварительных оценок затухания импульса мы выбрали плоскостную среду (рис. 1). В такой постановке реальная коаксиально-слоистая структура среды со скважиной не является определяющей. Поэтому для первичного анализа была выбрана плоскостная модель, где скважина заменена одним из слоев. Зонд конечной длины также заменен на длинную электрическую линию.

Рассмотрим водоплавающую нефтенасыщенную залежь с газовой шапкой, перекрытой мощной глинистой покрывкой (см. рис. 1). Введем декартову систему координат, ось  $z$  которой перпендикулярна плоским границам и направлена вверх. Начало координат находится на границе нефте- и водонасыщенной частей (водонефтяной контакт, ВНК) коллектора.

Характеристики состава различных слоев представлены в табл. 1. Здесь указаны объемные содержания компонентов смеси  $W_n$  и концентрация  $S$  водного раствора хлористого натрия. Пусть в слое-скважине расположен источник в виде нити электрического тока. На расстоянии  $L$  от него по горизонтали находится точка приема ( $x_r = x_s + L$ ). Излучающая антенна генерирует радиоимпульсы с гауссовой огибающей и несущей частотой  $\omega_0$ . Значение плотности электрического тока в источнике описывается следующим образом:

$$\mathbf{j}^e(t, x, z) = I e^{-\frac{t^2}{T^2}} \delta(x - x_s) \delta(z - z_s) e^{-i\omega_0 t} \mathbf{e}_y, \quad (1)$$

где  $I$  — амплитуда плотности тока,  $(x_s, z_s)$  — координаты нити (см. рис. 1),  $T$  — полуширина гауссова импульса,  $i$  — мнимая единица,  $\mathbf{e}_y$  — орт декартовой системы. Поскольку задача двумерная, то электромагнитное поле имеет только три отличных от нуля составляющих  $E_y, H_s, H_z$ . Спектры полей в диспергирующей среде удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \mathbf{H}(x, z, \omega) &= -i\omega \varepsilon_0(\omega, z) \mathbf{E}(x, z, \omega) + \mathbf{j}^e(x, z, \omega), \\ \text{rot} \mathbf{E}(x, z, \omega) &= i\omega \mu_0 \mathbf{H}(x, z, \omega), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — частота электромагнитного поля,  $\mathbf{j}^e(x, z, \omega)$  — спектр импульса тока,  $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$  (Ф/м) и  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  (Гн/м) — диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства,  $\varepsilon(\omega, z) = \varepsilon'(\omega, z) + i\varepsilon''(\omega, z)$  — относительная комплексная диэлектрическая проницаемость (КДП) слоистой среды,  $\varepsilon'(\omega, z)$  — диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon''(\omega, z)$  — фактор потерь. Спектр импульса плотности стороннего тока (1) в передающей антенне записывается в виде

$$\mathbf{j}^e(x, z, \omega) = I(\omega) \delta(x - x_s) \delta(z - z_s) \mathbf{e}_y, \quad (3)$$

где  $I(\omega) = \sqrt{\pi} I_0 \omega T e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{2}\right)^2 T^2}$ , так что  $I_0 = I(\omega_0) / \sqrt{\pi} \omega_0 T$ .

Компоненту  $E_y$  можно выразить через функцию Грина

$$E_y(x, z, x_s, z_s, \omega) = i\omega \mu_0 I(\omega) G(x, z, x_s, z_s, \omega), \quad (4)$$

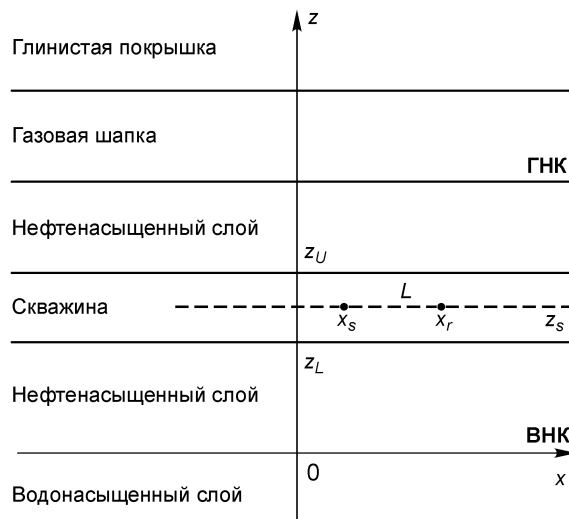


Рис. 1. Слоистый коллектор.

Источник и приемник расположены на одной глубине  $z = z_s = z_r$  в точках  $x = x_s$  и  $x = x_r = L + x_s$ .

Таблица 1.

Характеристика состава слоев

Слой	$W_{\text{раствор}}$	$W_{\text{бентонит}}$	$W_{\text{песчаник}}$	$W_{\text{нефть}}$	$W_{\text{метан}}$	$S, \text{ г/л}$
	1	2	3	4	5	
Глинистая крышка	0.03	0.97	0.00	0.00	0.00	17.0
Газовая шапка	0.045	0.00	0.85	0.00	0.105	17.0
Нефтенасыщенный коллектор	0.06	0.00	0.85	0.09	0.00	17.0
Водно-глинистый (скважина)	0.88	0.12	0.00	0.00	0.00	3.0
Водоносный	0.15	0.00	0.85	0.00	0.00	17.0

Примечание. 1—5 — номера компонентов.

которая удовлетворяет неоднородному уравнению Гельмгольца

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \varepsilon(\omega, z) \right) G(x, z, x_s, z_s, \omega) = -\delta(x - x_s) \delta(z - z_s). \quad (5)$$

Здесь  $k_0 = \omega/c$  — волновое число в свободном пространстве,  $c$  — скорость света.

Составляющие магнитного поля выражаются через производные  $E_y$

$$H_x = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad H_z = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (6)$$

Найдем поле в однородной по горизонтали скважине, в которой  $\varepsilon(\omega, z) = \varepsilon_b(\omega)$ . Функция Грина удовлетворяет условиям непрерывности на верхней и нижней границах слоя-скважины

$$\frac{dG}{dz}\Big|_{z=z_U+0} = \frac{dG}{dz}\Big|_{z=z_U-0}; \quad \frac{dG}{dz}\Big|_{z=z_L+0} = \frac{dG}{dz}\Big|_{z=z_L-0}, \quad (7)$$

$$G(x, z_U+0) = G(x, z_U-0); \quad G(x, z_L+0) = G(x, z_L-0).$$

Используя преобразование Фурье

$$G(x, z, x_s, z_s, \omega) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} g(x_s, k_x, z_s, z, \omega) e^{ik_x x} dk_x, \quad (8)$$

получим обыкновенное дифференциальное уравнение для одномерной функции Грина  $g(x_s, k_x, z_s, z, \omega)$ :

$$\left( \frac{d^2}{dz^2} + v^2 \right) g(x_s, k_x, z_s, z, \omega) = -e^{-ik_x x_s} \delta(z - z_s), \quad (9)$$

где  $v = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_b(\omega) - k_x^2}$  — продольное волновое число.

Представляя функцию Грина в виде затухающих, неоднородных плоских волн в направлении оси  $z$ , получим

$$G(x_s, k_x, z_s, z, \omega) = \begin{cases} A (e^{iv(z-z_s)} + R_U e^{iv(2z_U - z - z_s)}) & \text{при } z_U \geq z \geq z_s, \\ B (e^{-iv(z-z_s)} + R_L e^{-iv(2z_L - z - z_s)}) & \text{при } z_L \leq z \leq z_s. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь  $R_U$  и  $R_L$  — коэффициенты отражения плоских волн от верхней и нижней границ слоя-скважины. Величины  $A$  и  $B$  равны амплитудам волн, распространяющимся от источника. Их значения определяются из условий в источнике

$$\left. \begin{aligned} g(z_s+0) - g(z_s-0) &= 0, \\ \frac{dg}{dz}\Big|_{z=z_s+0} - \frac{dg}{dz}\Big|_{z=z_s-0} &= -e^{-ik_x x_s}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В результате функция Грина, описывающая поле источника в скважине, выражается в следующем виде:

$$G(x, z; x_s, z_s, \omega) = -\frac{i}{4\pi^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_x}{v} \frac{(e^{iv(z-2z_U)} + R_U e^{-ivz})(e^{-iv(z_s-2z_L)} + R_L e^{ivz_s})}{R_U R_L - e^{2iv(z_L - z_U)}} e^{ik(x-x_s)}, \quad z \geq z_s. \quad (12)$$

Второй этап построения функции Грина состоит в численном нахождении коэффициентов отражения  $R_U(k_x, \omega)$  и  $R_L(k_x, \omega)$  с помощью метода инвариантного погружения [Бреховских, 1973]. В конечном итоге электрическое поле импульса, распространяющегося в скважине, приобретает следующий вид:

$$E_y(x, z; x_s, z_s, t) = i \sqrt{\pi} I_0 \mu_0 T \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{2}\right)^2 T} - i \omega t G(x, z; x_s, z_s, \omega) \omega d \omega. \quad (13)$$

Для адекватного реальной ситуации моделирования процесса распространения импульса необходимо описать КДП смесей для различных слоев.

### РЕФРАКЦИОННАЯ МОДЕЛЬ КДП СМЕСИ

Диэлектрические свойства плоскослоистой среды в области коллектора, определяются составом горных пород и входящих в них флюидов — газа, нефти, водных растворов солей. Комплексная диэлектрическая проницаемость в каждом из слоев определялась на основе рефракционной модели диэлектрической проницаемости для дисперсных смесей [Ulaby et al., 1986; Комаров, Миронов, 2000; Mironov et al., 2004]

$$\sqrt{\epsilon_{\text{смесь}}} = \sum_l \sqrt{\epsilon_l} W_l, \quad (14)$$

где  $\epsilon_l$  и  $W_l$  — КДП и объемное содержание  $l$ -й компоненты в смеси соответственно. Индекс относится к пяти компонентам, указанным в табл. 1. В связи с этим были проведены численные оценки анализа вклада низких частот временного спектра и высоких частот пространственного спектра сигнала при распространении на расстояние 0.5 м в нефтеносной среде. Найдено, что для импульса с эффективной длительностью 1 нс отбрасывание участка ниже 100 МГц для временного спектра дает погрешность в энергии импульса около 2 %. Для пространственного спектра пренебрежение длинами волн менее 0.15 м дает при интегрировании ошибку энергии около 3 %. При одновременном отбрасывании этих участков возникает погрешность энергии импульса примерно 4 %. Для импульса с длительностью 0.1 нс соответствующая погрешность составила менее 3 %.

Предположим, что флюидонасыщенная часть среды представлена песчаниками. Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon'$  и фактор потерь  $\epsilon''$  для сухого песчаника были оценены по формуле (14). Будем считать, что его пористость (доля воздуха)  $W_{\text{воздуха}} = 0.15$ , а скелет состоит из кварца ( $W_{\text{кварца}} = 0.85$ ). При КДП кварца  $\epsilon' = 3.75$ ;  $\epsilon'' = 0.00$  [Кикоина, 1979] эти величины для сухого песчаника принимают значения  $\epsilon' = 3.22$ ;  $\epsilon'' = 0.00$ . Полученное значение КДП близко к величине, соответствующей сухому кремниевому песку ( $\epsilon' = 2.90$ ;  $\epsilon'' = 0.03$ ) [Комаров, Миронов, 2000; Mironov et al., 2004]. КДП газа (метана) принималась ( $\epsilon' = 1.00$ ;  $\epsilon'' = 0.00$ ). Оценка комплексной диэлектрической проницаемости бентонита ( $\epsilon' = 4.3$ ;  $\epsilon'' = 0.00$ ) проводилась по формуле (14) с использованием данных для диэлектрической проницаемости сухой бентонитовой глины [Комаров, Миронов, 2000; Mironov et al., 2004]. Расчет КДП водного раствора хлористого натрия проводился на основе формулы Дебая для электролитов [Stogryn, 1971]

$$\epsilon'_s = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{s_0} - \epsilon_\infty}{1 + (\omega\tau_s)^2}; \quad \epsilon''_s = \frac{(\epsilon_{s_0} - \epsilon_\infty)}{1 + (\omega\tau_s)^2} \omega\tau_s + \frac{\sigma_s}{\omega\epsilon_0}, \quad (15)$$

где  $\epsilon_\infty = 4.9$  — оптическая диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon_{s_0}$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $\tau_s$  — время релаксации молекул,  $\sigma_s$  — удельная электропроводность. При расчетах исполь-

Таблица 2. Результаты расчетов спектров КДП при  $T = 40$  °С

Слой	Частота, ГГц									
	1		5		1			5		
	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$n$	$\kappa$	$\sigma, \text{См}\cdot\text{м}^{-1}$	$n$	$\kappa$	$\sigma, \text{См}\cdot\text{м}^{-1}$
Водно-глинистый (скважина)	59.79	11.93	58.12	11.53	7.77	0.77	0.66	7.66	0.75	3.21
Нефтенасыщенный	5.05	1.14	4.84	0.42	2.26	0.25	0.06	2.20	0.095	0.12
Газовая шапка	5.05	1.14	4.84	0.42	2.26	0.25	0.06	2.20	0.095	0.12
Глинистая крышка	5.57	0.55	5.46	0.21	2.36	0.12	0.03	2.34	0.045	0.06
Водонасыщенный	8.91	3.51	8.45	1.31	3.04	0.58	0.20	2.92	0.22	0.36

**Рис. 2. Спектры КДП для нефти.**

1, 2 — экспериментальные данные; 3, 4 — по модели Дебая.

зовались эмпирические формулы для параметров  $\epsilon_{s_0}$ ,  $\tau_w$ ,  $\sigma_s$  в виде функций от температуры и концентрации солевого раствора [Stogryn, 1971].

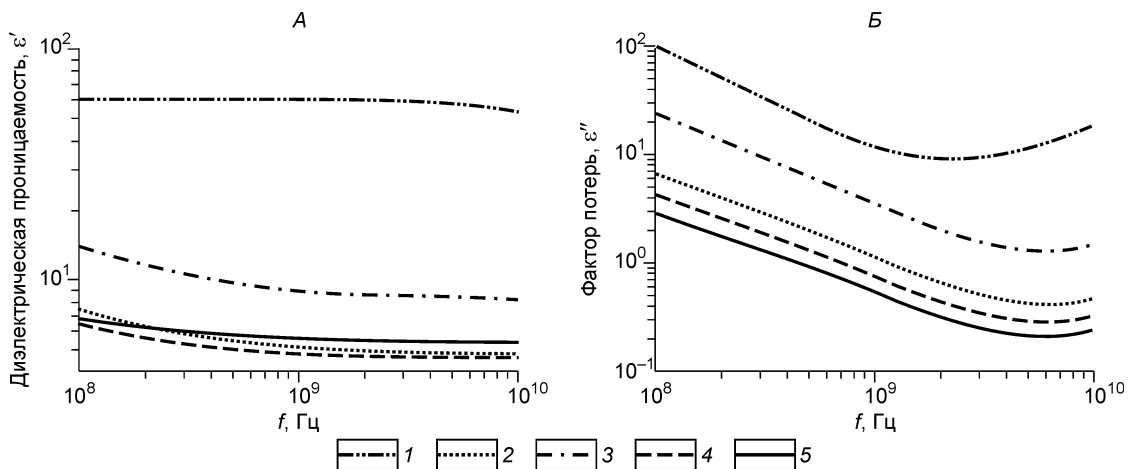
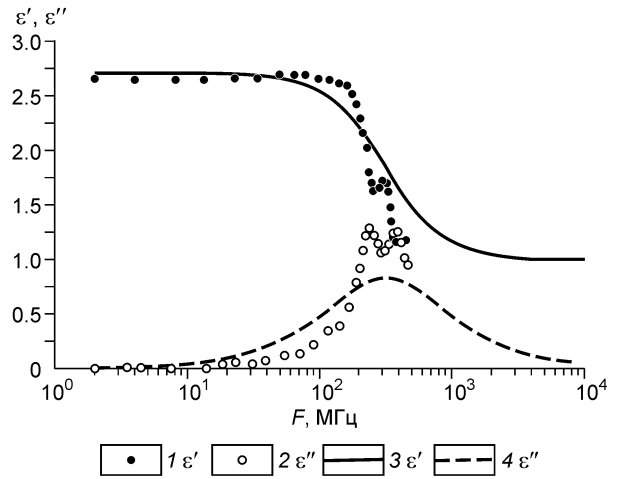
Для расчета КДП нефти также использовалась модель Дебая (15). При определении параметров модели были использованы экспериментальные спектры КДП нефти. На рис. 2 показаны зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и фактора потерь  $\epsilon''$  от частоты для одной из нефтей Абдрахмоновского месторождения [Сараев, 2005]. Здесь же приведены синтетические спектры, соответствующие релаксационной модели Дебая.

Как видно из рис. 2, модель Дебая дает более плавную частотную дисперсию по сравнению с экспериментом. Эта модель приемлема для оценочных расчетов при распространении наносекундных импульсов в области коллектора. Из аппроксимации экспериментальных спектров функциями (15) были получены значения релаксационных параметров для нефти  $\tau_0 = 0.6$  нс;  $\epsilon_\infty = 1.1$ ;  $\epsilon_0 = 2.7$ .

На основе исходных составов смесей в слоях (см. табл. 1) и рефракционной модели (14) для каждого из них были вычислены спектры КДП при температуре 40 °С. Результаты расчетов представлены на рис. 3 и в табл. 2 (частоты 1 и 5 ГГц). В последней также приведены значения коэффициента преломления  $n = \text{Re} \sqrt{\epsilon}$ , нормированного коэффициента затухания  $\kappa = \text{Im} \sqrt{\epsilon}/k_0$  и эффективной электропроводности  $\sigma = \epsilon'' \epsilon_0 \omega$ .

Из зависимостей, представленных на рис. 3, видно, что контраст по диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  между глинистой крышкой, газовой шапкой и нефтенасыщенной областью незначителен (не превосходит 1.2), тогда как на ВНК ( $z = z_L$ ) диэлектрическая проницаемость увеличивается примерно в 1.5 раза. Самый большой контраст по обеим составляющим КДП (примерно 10—20 раз) на границах скважины ( $z = z_U, z = z_L$ ). Это объясняется существенно бóльшим содержанием воды в буровом растворе по сравнению с остальной средой. Следовательно, можно ожидать, что многократные переотражения от этих границ будут маскировать более слабые отражения от ВНК и ГНК.

Как следует из формулы (14), рефракционная модель является результатом сложения комплексной фазы плоской волны, распространяющейся последовательно в средах, составляющих смесь. Следовательно, эта модель не учитывает дифракции волн на частицах породы и каплях водного солевого раствора и нефти, и, следовательно, погрешность формулы (14) будет возрастать на высоких пространственных



**Рис. 3. Спектр  $\epsilon'$  (А) и спектр  $\epsilon''$  (Б):**

1 — скважина, 2 — нефтенасыщенный слой, 3 — водонасыщенный слой, 4 — газовая шапка, 5 — глинистая крышка.

частотах, когда длина волны становится порядка или меньше наибольшего размера частиц. С другой стороны, для предельно низких частот поле в смеси можно рассматривать как квазистатическое, что также не учитывается в формуле (14), которая записана в предположении существования в смеси распространяющихся волн. Чтобы оценить погрешности, возникающие при использовании рефракционной модели, на определенных участках спектра плоских волн, формирующих прошедший среду импульс, амплитуды плоских волн полагались равными нулю в интервалах, которые соответствуют высоким пространственным и низким временным частотам. Численные оценки погрешностей приведены ниже.

### АНАЛИЗ ЗАТУХАНИЯ ЗОНДИРУЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕФТЕНАСЫЩЕННОМ СЛОЕ И ОТРАЖЕНИЙ ОТ ВОДОНЕФТЯНОГО КОНТАКТА

В дальнейшем будем считать, что приемник и передатчик размещаются в пластиковом корпусе прибора. Диэлектрическая проницаемость стеклопластика мало отличается от ее значений в нефтенасыщенном слое. Исследуем возможность обнаружения и определения расстояния до ГНК и подошвы глинистой корки в верхнем ( $z \geq z_U$ ) и ВНК в нижнем ( $z \leq z_L$ ) полупространствах.

Как видно из рис. 3, Б, диэлектрическая проницаемость монотонно убывает с частотой, тогда как фактор потерь, а, следовательно, и затухание поля в нефтенасыщенной части коллектора будут наименьшими при частоте 5 ГГц. В соответствии с этим для дальнейшего анализа выберем несущую частоту импульса  $f_0 = 2\pi\omega_0 = 5$  ГГц, а его полуширину  $T = 0.2$  нс. Амплитуду импульса в излучающей антенне зададим, для определенности, равной 1 мА. Численное моделирование откликов выполнено в соответствии с (13).

Результаты моделирования электрического поля будем представлять в двух видах (зависимости вида А и вида Б, рис. 4, 5). Первый — кривые затухания модуля электрического поля во времени на разных расстояниях  $L$  по горизонтали от излучающей антенны. Второй — это связь между максимальным значением модуля электрического поля и его расстояния от излучающей антенны для однородной нефтенасыщенной среды.

На рис. 5 представлена зависимость максимального абсолютного значения амплитуды импульса в зависимости от расстояния  $L$  между источником и приемником. Линейный характер регрессионной зависимости указывает на экспоненциальный закон затухания амплитуды импульса в максимуме. При этом соответствующий эффективный коэффициент затухания максимума амплитуды импульса  $E_m$

$$\alpha_p = 201 \lg |E_{ym}(L + \Delta L)/E_{ym}(L)|/\Delta L \quad (22)$$

равен 65.6 дБ/м. Оценка коэффициента затухания для плоской монохроматической волны, проведенная по формуле

$$\alpha_m = -20k_0 \kappa \lg e \text{ (дБ/м)} \quad (23)$$

с использованием данных из табл. 2, дает на частоте 5 ГГц значение, равное 85.3 дБ/м. Эта величина оказывается существенно больше, чем эффективный коэффициент затухания импульса. Это несоответствие объясняется тем, что спектр импульсного сигнала, кроме несущей, содержит более низкие частоты, для которых затухание меньше.

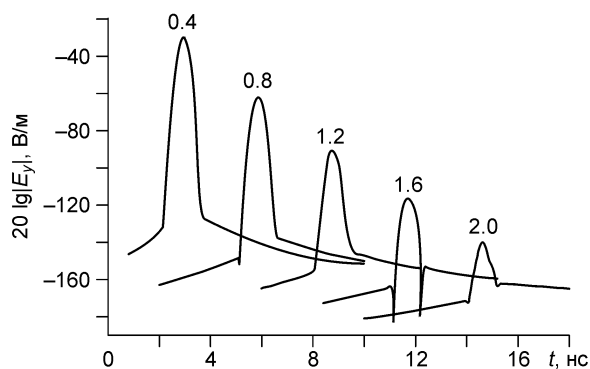


Рис. 4. Зависимость А. Однородная нефтенасыщенная среда.

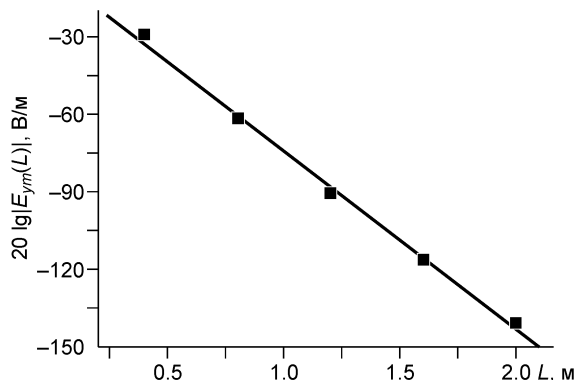


Рис. 5. Зависимость Б. Однородная нефтенасыщенная среда.

Уравнение регрессии:  $y = -8.06 - (65.59 \pm 2.50)L$ .

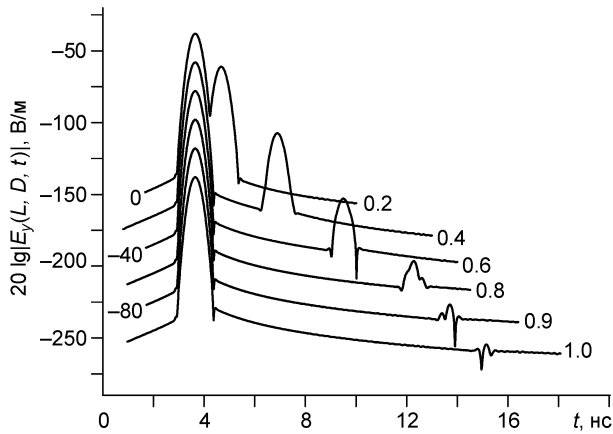


Рис. 6. Зависимость А для среды с ВНК.

Графики, соответствующие различным расстояниям до границы, разнесены по оси ординат на  $-20$  дБ.

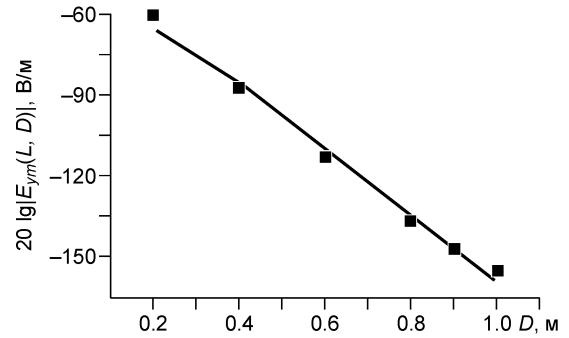


Рис. 7. Зависимость Б для расстояния от ВНК.

Уравнение регрессии:  $y = -23.3 - (65.9 \pm 3.3)\tilde{L}$ .

Распространение электрического импульса  $E_y$  в слоистой среде с разным расстоянием  $D$  до ВНК показано на рис. 6. Показанные здесь результаты приведены для импульса шириной  $0.4$  нс и несущей частоты  $5$  ГГц при разnose  $L = 0.5$  м. Как видно из рис. 6, в приемнике наблюдаются два импульса, разнесенные по времени. Первый из них соответствует прямой волне, а второй — отраженной от ВНК. С увеличением расстояния  $D$  амплитуда отраженных импульсов уменьшается, а его форма искажается из-за тепловых потерь и частотной дисперсии среды. При расстояниях до границы более чем  $1$  м, отраженный импульс практически исчезает. На рис. 7 представлена зависимость модуля максимального электрического поля от величины  $D$ . Предположим, что запаздывающий импульс проходит дважды через нефтенасыщенный слой и затухает с расстоянием по экспоненциальному закону, подобно импульсу, распространяющемуся в однородной среде (см. рис. 5). Тогда путь, пройденный отраженным импульсом,  $\tilde{L} = \sqrt{4D^2 + L^2}$ . При этом эффективный коэффициент затухания, определенный по (22) при  $L = \tilde{L}$  и вычисленный по регрессионным зависимостям, равен  $65.9$  дБ/м. Эта величина приблизительно равна коэффициенту затухания,  $65.6$  дБ/м, наблюдаемому при распространении импульса в однородной нефтенасыщенной среде (см. рис. 5).

#### АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ЗАТУХАНИЯ И ОТРАЖЕНИЙ ОТ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

Исследуем зависимость коэффициента затухания амплитуды от длительности зондирующего импульса. Было выполнено численное моделирование для импульса с полушириной  $T = 1$  нс и несущей частотой  $f = 1$  ГГц. На рис. 8 и 9 представлены модуль электрического поля и его максимальное значение при различных расстояниях  $L$ .

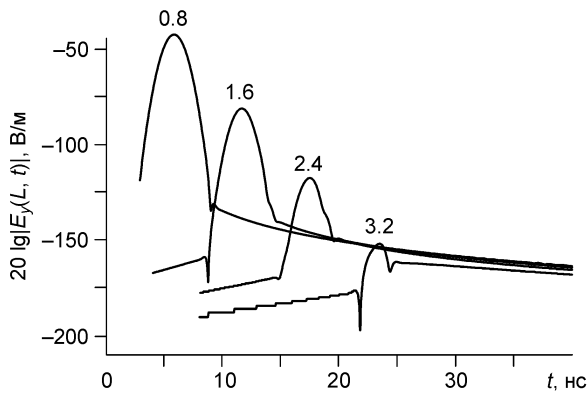


Рис. 8. Зависимость А. Нефтенасыщенная среда.

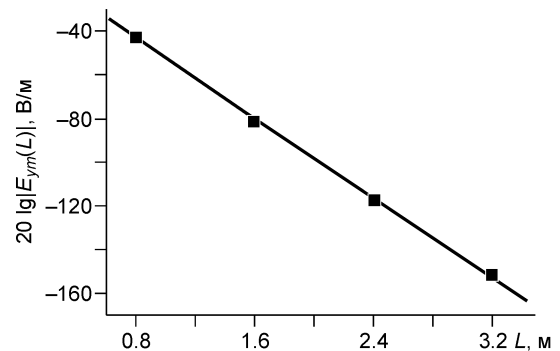


Рис. 9. Зависимость Б. Нефтенасыщенная среда.

Уравнение регрессии:  $y = -7.06 - (45.62 \pm 0.00)L$ .

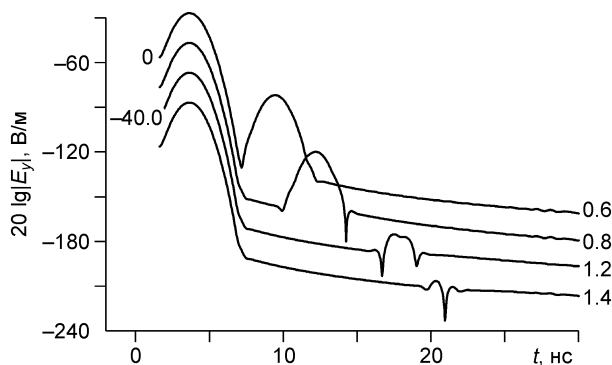


Рис. 10. Зависимость А в среде с ВНК.

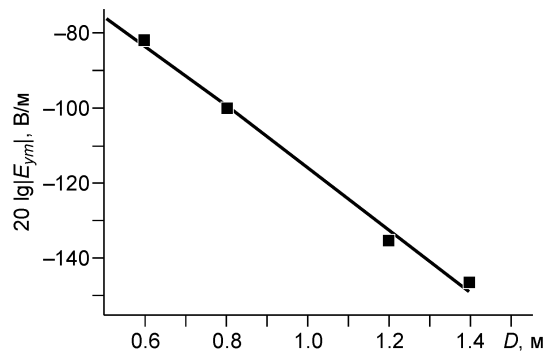


Рис. 11. Зависимость Б для среды с ВНК.

Уравнение регрессии:  $y = -22.1 - (46.2 \pm 0.6)\tilde{L}$ .

Оценка коэффициента затухания для максимальной амплитуды дает значение 45.6 дБ/м, для плоской волны дает практически то же самое значение. Заметим, что спектр импульса с полушириной 1 нс более локализован в окрестности несущей частоты (1 ГГц) по сравнению с импульсом полушириной 0.2 нс. Вследствие этого эффективный коэффициент затухания более близок по значению к коэффициенту затухания при полуширине 0.2 нс.

На рис. 10, 11 представлены те же самые виды зависимостей для импульсов, отраженных от ВНК, при различных расстояниях  $D$  от зонда. При этом эффективный коэффициент затухания для отраженного импульса, соответствующий линии регрессии на рис. 11, равен 46.2 дБ/м. Как показывает проведенный анализ, эффективные коэффициенты затухания импульсов на прямой от излучателя до приемника и отраженных от ВНК остаются примерно такими же, как и для короткого импульса ( $T=0.2$  нс). Из сравнения коэффициентов затухания для отраженных импульсов разной длительности следует, что более низкочастотный и узкополосный импульс ( $f=1$  ГГц,  $T=1$  нс) затухает примерно в 1.43 раза слабее, и следовательно, предельное расстояние обнаружения ВНК должно быть во столько же раз больше.

Используя результаты расчетов, приведенных на рис. 7 и 11, выполнена оценка эффективного коэффициента отражения импульса от ВНК по формуле

$$|R_p| = |E_{ym}(L, D)/E_{ym}(\tilde{L})|. \quad (24)$$

Для сравнительного анализа коэффициенты затухания в нефтенасыщенном слое для импульсов и монохроматической плоской волны (ее частота равна несущей частоте) сведены в табл. 3. Здесь же даны значения эффективной толщины скин-слоя  $d_s$ , рассчитанные по формуле  $d_s = 8.686/\alpha$ , а также коэффициенты отражения  $R_p$  и  $R_m$ , вычисленные по формулам (24) и Френеля для плоской волны соответственно.

Для выяснения влияния на распространение импульсов ГНК, а также между кровлей глинистой покрышки, были вычислены модули электрического поля, аналогичные представленным на рис. 6 и 10. Оказалось, что введение слоистой структуры увеличивает затухание модуля электрического поля не более чем на 1 Дб. Это объясняется малым контрастом КДП на границах в верхнем полупространстве по отношению к ВНК (см. табл. 2).

Для проведенных выше расчетов, чтобы оценить погрешность, которая возникает в результате применения рефракционной модели смеси (14), были численно определены вклады низких частот временного спектра и высоких частот пространственного спектра сигнала в амплитуду импульса при распространении на расстояние 0.5 м в нефтеносной среде. Найдено, что для импульса с эффективной

Таблица 3. Коэффициент затухания и толщина скин-слоя для гауссова импульса и монохроматической волны

T, нс	Импульс				Монохроматическая волна		
	$\alpha_p$		$d_s$ , м	$R_p$	$\alpha_m$	$d_s$ , м	$R_m$
	Прямое распространение	Распространение с отражением			Прямое распространение		
0.2	65.59	65.9	0.13	0.17	85.3	0.10	0.14
1.0	45.62	46.2	0.19	0.18	45.5	0.19	0.16



длительностью 1 нс отбрасывание участка ниже 100 МГц для временного спектра дает погрешность в энергии импульса около 2 %. Для пространственного спектра пренебрежение длинами волн менее 0.15 м дает при интегрировании ошибку для энергии импульса около 3 %. При одновременном отбрасывании этих участков возникает погрешность в энергии импульса примерно 4 %. Для импульса с длительностью 0.1 нс соответствующая погрешность составила менее 3 %.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены оценки коэффициентов затухания электромагнитных импульсов наносекундной длительности во флюидонасыщенном коллекторе и их ослабления при отражении от ВНК. Установлено, что эффективный коэффициент затухания зависит как от ширины его спектра, так и несущей частоты импульса. В частности, при изменении полуширины импульса с 0.2с до 1.0 нс эффективный коэффициент затухания уменьшается в 1.43 раза, и соответственно настолько же увеличивается эффективная толщина скин-слоя. При меньшей ширине спектра импульса ( $T = 1$  нс) эффективный коэффициент затухания близок к коэффициенту затухания плоской монохроматической волны, частота которой соответствует максимуму спектра. Однако при увеличении ширины спектра импульса ( $T = 0.2$  нс) эффективный коэффициент затухания уменьшается в 1.3 раза по сравнению с соответствующей величиной для монохроматической волны.

Показано, что при оценке ослабления импульса, отраженного от ВНК, можно воспользоваться лучевым приближением. Полученные при этом значения эффективного коэффициента затухания импульса для нефтенасыщенной среды и эффективного коэффициента отражения от ВНК оказываются близкими к величинам, полученным для монохроматической плоской волны аналогичной модели.

В настоящее время существуют образцы радаров, позволяющие принимать отраженный сигнал с ослаблением не хуже 120 дБ [Резников, 2000]. Это позволяет надеяться на построение систем диагностики приквасинного пространства короткими электромагнитными импульсами.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Бреховских Л.М.** Волны в слоистых средах. М., Наука, 1973, 343 с.
- Дворецкий П.М., Ярмахов И.Г.** Электромагнитные и гидродинамические методы при освоении нефтегазовых месторождений. М., Недра, 1998, 318 с.
- Комаров С.А., Миронов В.Л.** Микроволновое зондирование почв. Новосибирск, НИЦ СО РАН, 2000, 257 с.
- Кикоина И.К.** Таблицы физических величин. Справочник / Ред. И.К. Кикоин. М., Атомиздат, 1976, 1007 с.
- Резников А.Е., Копейкин В.В., Морозов П.А., Щекотов А.Ю.** Разработка аппаратуры, методов обработки данных для электромагнитного подповерхностного зондирования и опыт их применения // Успехи физических наук, 2000, № 5, с. 565—568.
- Сараев Д.В., Лунев И.В., Юсупова Т.Н.** Диэлектрическая спектроскопия в исследовании структурной организации нефтяных дисперсных систем // Нефтегазовое дело, <http://www.ogbus.ru>, 2005, с. 1—2.
- Эпов М.И.** Технология исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ. Методическое руководство. Новосибирск, Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГТМ СО РАН, 2002, 104 с.
- Эпов М.И., Сухорукова К.В., Никитенко М.Н.** Оценка параметров тонкослоистых коллекторов по данным ВИКИЗ в горизонтальных скважинах // Геология и геофизика, 1998а, т. 39 (11), с. 1608—1614.
- Эпов М.И., Сухорукова К.В., Никитенко М.Н., Антонов Ю.Н.** Особенности высокочастотных индукционных каротажных зондирований в скважинах с горизонтальным завершением // Геология и геофизика, 1998б, т. 39 (5), с. 649—656.
- Mironov V.L., Dobson M.C., Kaupp V.H., Komarov S.A., Kleshchenko V.N.** Generalized refractive mixing dielectric model for moist soils // IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 2004, v. 42, № 4, p. 773—785.
- Stogryn A.** Equations for calculating the dielectric constant of saline water // IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1971, v. MTT-19, p. 733—736.
- Ulaby F.T., Moor R.K., Fung A.K.** Microwave remote sensing, active and passive. Washington, Artech House, 1986, v. III, 1097 p.