
ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ОСНОВАН В 2004 г.
ВЫХОДИТ 4 РАЗА В ГОД

ИЮЛЬ

№ 3

2023

СЕНТЯБРЬ

УЧРЕДИТЕЛЬ ЖУРНАЛА

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор

академик РАН М.И. Эпов

Ответственный секретарь

канд. физ.-мат. наук А.А. Дучков

Члены редколлегии:

д-р физ.-мат. наук Ю.П. Ампилов, д-р физ.-мат. наук И.О. Баяк, д-р физ.-мат. наук М.Л. Власов,
д-р геол.-мин. наук А.Ф. Глебов, чл.-к. РАН, д-р физ.-мат. наук В.Н. Глинских, д-р техн. наук
Г.Н. Гогоненков, д-р физ.-мат. наук М.С. Денисов, д-р техн. наук И.Н. Ельцов, д-р техн. наук
А.Ф. Еманов, д-р техн. наук А.П. Жуков, д-р техн. наук Ю.И. Колесников, чл.-к. РАН, д-р геол.-мин.
наук В.А. Конторович, чл.-к. РАН, д-р геол.-мин. наук Ю.И. Кулаков, д-р техн. наук Э.Е. Лукьянов,
чл.-к. РАН, д-р физ.-мат. наук П.С. Мартышко, д-р физ.-мат. наук Г.М. Митрофанов, чл.-к. РАН,
д-р физ.-мат. наук И.Б. Петров, д-р геол.-мин. наук Е.В. Поспеева, д-р геол.-мин. наук В.С. Селезнев,
д-р геол.-мин. наук В.Д. Суворов, д-р техн. наук А.П. Сысоев, д-р техн. наук Г.М. Тригубович,
д-р физ.-мат. наук В.А. Чеверда, д-р техн. наук Г.А. Шехтман

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

Основан в 2004	Периодичность 4 раза в год	№ 3	Июль–Сентябрь 2023
----------------	-------------------------------	-----	-----------------------

СОДЕРЖАНИЕ

Яблоков А.В., Сердюков А.С., Ефремов Р.А. Ограничения латерального разрешения новой реализации метода многоканального анализа поверхностных волн	4
Сухорукова К.В. Влияние эксцентриситета на сигналы электромагнитного каротажного зондирования приборами LWD и ВЭМКЗ (результаты численного моделирования по некоторым публикациям)	17
Кучай О.А. Афтершоковые последовательности сильнейших внутриплитных землетрясений и фоновые события на территории Центральной Азии	36
Темирбулатов О.П., Михайлов И.В., Суродина И.В. Обнаружение кровли коллектора по сигналам электрокаротажа в наклонно-горизонтальных скважинах: сравнительный анализ	46
Денисов М.С., Зыков А.А. Моделирование гармоник амплитудно и нелинейно частотно-модулированных сигналов.....	58
Денисов М.С., Зыков А.А. Разделение сигнала и гармоник в невзрывной сейсморазведке с амплитудно и нелинейно частотно-модулированными сигналами	69

НОВОСИБИРСК
ИНГГ СО РАН
2023

ISSN 2619-1563 (Online)

RUSSIAN JOURNAL OF GEOPHYSICAL TECHNOLOGIES

Founded in 2004	Quarterly	No 3	July–September 2023
-----------------	-----------	------	------------------------

CONTENTS

Yablokov A.V., Serdyukov A.S., Efremov R.A. Method of automated extracting dispersion curves based on time-frequency distribution of seismic data.....	4
Sukhorukova K.V. Effect of eccentricity on electromagnetic logging signals with LWD and VEMKZ instruments (numerical simulation results from some publications)	16
Kuchay O.A. Background earthquakes and aftershock sequences of the strongest intraplate earthquakes in Central Asia.....	36
Temirbulatov O.P., Mikhaylov I.V., Surodina I.V. Reservoir top detection by resistivity logging signals in deviated and horizontal wells: comparative analysis	46
Denisov M.S., Zykov A.A. Modeling of harmonics of amplitude and nonlinear frequency-modulated signals	58
Denisov M.S., Zykov A.A. Separation of signal and harmonics in non-explosive seismic prospecting with amplitude and nonlinear frequency-modulated signals	69



ОГРАНИЧЕНИЯ ЛАТЕРАЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ НОВОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА МНОГОКАНАЛЬНОГО АНАЛИЗА ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

А.В. Яблоков^{1,2,3}, А.С. Сердюков^{1,2,3}, Р.А. Ефремов^{1,2,3}

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1, Россия,

³Институт горного дела им. Н.А. Чинакала СО РАН, 630091, Новосибирск, Красный проспект, 54, Россия,
e-mail: YablokovAV@ipgg.sbras.ru

В работе рассматриваются примеры апробации новой реализации метода многоканального анализа поверхностных волн на синтетических данных, рассчитанных для упругих сред со сложной геометрией границ. Новая реализация метода включает разработанные алгоритмы помехоустойчивого спектрального анализа на основе фильтрации сейсмограмм во временно-частотной области и инверсии дисперсионных кривых фазовых скоростей на основе определения диапазонов возможных скоростных моделей поперечной волны и применении искусственных нейронных сетей.

Сейсморазведка, поверхностные волны, спектральный анализ, искусственные нейронные сети

METHOD OF AUTOMATED EXTRACTING DISPERSION CURVES BASED ON TIME-FREQUENCY DISTRIBUTION OF SEISMIC DATA

A.V. Yablokov^{1,2,3}, A.S. Serdyukov^{1,2,3}, R.A. Efremov^{1,2,3}

¹Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,

²Novosibirsk State University, Pirogova Str., 1, Novosibirsk, 630090, Russia,

³Chinakal Institute of Mining SB RAS, Krasny Ave., 54, Novosibirsk, 630091, Russia
e-mail: YablokovAV@ipgg.sbras.ru

This paper discusses examples of testing a new implementation of the method of multi-channel surface wave analysis on synthetic data computed for elastic media with complex boundary geometry. The new implementation of the method includes developed algorithms for noise-resistant spectral analysis based on time-frequency domain filtering of seismograms and inversion of dispersion curves of phase velocities based on determination of ranges of possible transverse wave velocity models and application of artificial neural networks. Based on the results of synthetic data processing, the accuracy, lateral resolution limitations and applicability limits of the method under consideration are evaluated.

Seismic, surface waves, spectral analysis, artificial neural networks

ВВЕДЕНИЕ

Метод многоканального анализа поверхностных волн (MASW) используется для неинвазивного изучения геологического строения приповерхностной части грунтов в задачах геотехнических исследований [Park et al., 1999; Rahimi et al., 2021; Яблоков и др., 2022]. Методика MASW включает в себя регистрацию сейсмограмм с использованием перемещающейся по профилю линии наблюдения с фиксированной длиной и шагом между приемниками [Park, 2005; Abdallatif et al., 2022]. После обработки

полученных сейсмограмм определяется 1D скоростная модель (зависимость скорости S -волны от глубины) для каждого положения линии наблюдения. Затем 1D модели относятся к серединной точке линии наблюдения и путем пространственной интерполяции строится 2D скоростная модель (зависимость скорости S -волны от глубины и расстояния вдоль профиля). На латеральное разрешение 2D модели в основном влияют два параметра системы наблюдения: длина линии наблюдения и шаг между пунктами возбуждения.

В данной работе рассматривается влияние перечисленных параметров на результат обработки методом MASW синтетических сейсмограмм, полученных путем численного моделирования распространения сейсмических волн в упругих средах со сложной геометрией границ. Рассматривались два типа моделей: 1 – с волнообразной формой границы с переменной шириной гребней; 2 – со ступенчатой формой границы. Разработаны новые алгоритмы спектрального анализа поверхностных волн и инверсии дисперсионных кривых, основанные на фильтрации сейсмограмм во временно-частотной области, которые позволяют автоматически извлекать гладкие и реалистичные дисперсионные кривые при наличии регулярных и случайных помех [Яблоков, Сердюков, 2018; Serdyukov et al., 2019]. Алгоритм инверсии основан на предварительной оценке пространства возможных скоростных моделей, выявлении оптимального числа слоев восстанавливаемой модели и применении искусственных нейронных сетей для обращения фазовых скоростей в значения скорости S -волны и мощности слоев [Yablokov et al., 2021, 2023]. Комплекс разработанных алгоритмов формирует новую эффективную реализацию метода MASW. Рассмотренные примеры апробации новой реализации метода направлены на оценку точности и ограничений латерального разрешения.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Рассматриваемый в работе метод MASW включает в себя следующие основные этапы: 1) регистрация сейсмограмм вдоль линейной поверхностной системы наблюдения; 2) спектральный анализ сейсмограмм и извлечение дисперсионных кривых фазовых скоростей; 3) определение скоростных моделей S -волны в процессе обращения дисперсионных кривых. Авторами данной работы были разработаны новые алгоритмы спектрального анализа и инверсии дисперсионных кривых. Далее приводится краткое описание разработанных алгоритмов.

Помехоустойчивый спектральный анализ на основе SFK-преобразования

Разработанный алгоритм помехоустойчивого спектрального анализа состоит из трех этапов: 1 – преобразование каждой трассы сейсмограммы в частотно-временную область; 2 – фильтрация и анализ волновых чисел на каждой частоте; 3 – расчет f - k изображения и определение значений фазовых скоростей. Предлагаемый алгоритм был назван SFK-преобразование (slant FK-transform) и подробно изложен в статьях [Яблоков, Сердюков, 2018; Serdyukov et al., 2019]. Схема алгоритма представлена на рис. 1.

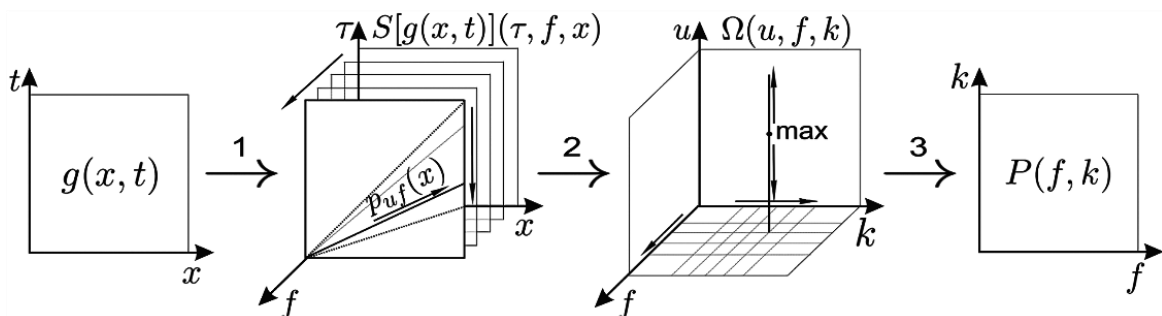


Рис. 1. Схема разработанного алгоритма помехоустойчивого спектрального анализа

После применения S-преобразования [Stockwell et al., 1996] к каждой трассе сейсмограммы $g(x, t)$ строится трехмерное распределение энергии по расстоянию (x), времени (τ) и частоте (f): $\hat{g}(x, \tau, f) = S[g(x, t)](x, \tau, f)$. Далее рассматривается срез распределения $\hat{g}(x, \tau, f)$ на каждой фиксированной частоте – $\hat{g}_f(x, \tau)$, который называется псевдосейсмограммой. На псевдосейсмограмме пакет поверхностных волн представляет собой наклонную прямую линию, выходящую из координаты источника. Наклон этой линии определяет значение групповой скорости поверхностной волны (u) на фиксированной частоте. Для каждой f и u определяется 1D комплекснозначная функция:

$$p_{u,f}(x) = \hat{g}_f(x, \frac{x}{u}). \quad (1)$$

Функция (1) рассчитывается в заданном диапазоне частот для множества значений групповых скоростей. Для нахождения фазовых сдвигов вдоль каждой функции $p_{u,f}(x)$ рассчитывается амплитуда Фурье-спектра:

$$\Omega(u, f, k) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} p_{u,f}(x) e^{-2\pi i x k} dx \right|. \quad (2)$$

Таким образом, строится трехмерное распределение амплитуды в пространстве групповая скорость–частота–волновое число. Максимумы функции соответствуют плоским волнам, распространяющимся от источника. Заключительный этап – расчет f - k изображения путем нахождения максимума функции $\Omega(u, f, k)$ по всем значениям u :

$$P(f, k) = \max_u \Omega(u, f, k). \quad (3)$$

Значения дисперсионной кривой фазовой скорости определяются путем автоматического пикирования спектральных максимумов распределения $P(f, k)$ на каждой частоте.

Разработанный алгоритм спектрального анализа более помехоустойчив по сравнению со стандартным двумерным FK-преобразованием и позволяет автоматически извлекать реалистичные и гладкие дисперсионные кривые поверхностных волн.

Инверсия дисперсионных кривых на основе применения искусственной нейронной сети

Разработанный метод инверсии дисперсионных кривых фазовых скоростей поверхностных волн состоит из следующих основных этапов: 1 – осреднение дисперсионных кривых, полученных в процессе спектрального анализа; 2 – оценка диапазонов параметров скоростной модели; 3 – расчет набора данных для обучения; 4 – обучение искусственной нейронной сети (ИНС) и 5 – инверсия дисперсионных кривых. Схема алгоритма представлена на рис. 2. Предлагаемый алгоритм инверсии подробно изложен в статье [Yablokov et al., 2021]. Усреднение извлеченных фазовых скоростей $V_R^{\text{извлеченные}}$ необходимо для формирования единой дисперсионной кривой $V_R^{\text{средняя}}$, по которой будут определены диапазоны возможных значений восстанавливаемых параметров скоростной модели: глубины границ и скорости S-волны: $[d_{\min}, d_{\max}; V_S^{\min}, V_S^{\max}]$. Глубины границ переводятся в значения мощностей слоев h . Для формирования обучающей выборки в пределах оцененных диапазонов равномерно выбираются векторы V_S и h . Для каждой пары V_S и h численно рассчитывается дисперсионное соотношение и определяются

значения фазовых скоростей $V_R^{\text{расчётная}}$. По результатам экспериментов по обучению и применению ИНС было определено оптимальное количество обучающих данных – $25 \cdot 10^4$ пар дисперсионная кривая–скоростная модель. Обучающим набором данных являются вектора $V_R^{\text{расчётная}}$, формирующие матрицу входных параметров ИНС, и конкатенация соответствующих им значений V_S и h , формирующие матрицу выходных параметров ИНС.

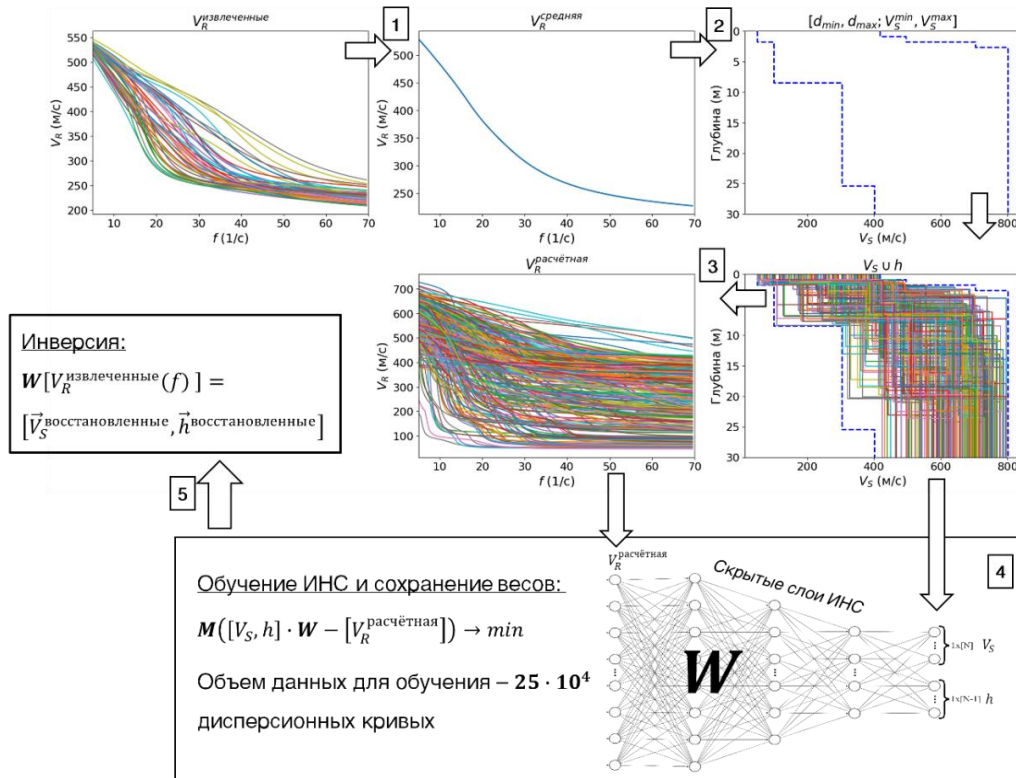


Рис. 2. Схема разработанного алгоритма инверсии дисперсионных кривых

Процесс обучения состоит в подборе весов ИНС– W , которые обеспечивают наилучшее соответствие путем достижения минимума функционала $M([V_S, h] \cdot W - [V_R^{\text{расчётная}}]) \rightarrow \min$, где M – выбранная метрика (функционал невязки). В данном исследовании в качестве функционала невязки используется средняя абсолютная ошибка. Веса обученной ИНС отображают пространство извлеченных фазовых скоростей в пространство параметров скоростной модели: $W[V_R^{\text{извлеченные}}(f)] = [V_S^{\text{восстановленные}}, h^{\text{восстановленные}}]$.

Ключевым фактором успешного обучения ИНС является оптимально подобранная архитектура. Алгоритм подбора архитектуры для решения этой задачи представлен в работе [Яблоков, 2019]. Преимуществом разработанного алгоритма инверсии является его точность и вычислительная эффективность, превосходящие алгоритмы глобальной оптимизации.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА СИНТЕТИЧЕСКИХ ДАННЫХ

На горизонтальное разрешение метода MASW основное влияние оказывают два параметра системы наблюдений: длина линии (базы) наблюдения и интервал наблюдений (шаг между ПВ). Длина базы наблюдения определяет нижний теоретический предел латерального размера неоднородности, которая может быть восстановлена без искажений. Скоростные аномалии с латеральным размером

меньше длины базы наблюдения будут восстановлены с искажениями, т. е. будут размыты вдоль пространственной координаты. Интервал наблюдений меньший чем длина базы наблюдений не устранил этого ограничения, поскольку пространственное размывание уже введено расстановкой приемников. Однако на практике предел будет больше, т. к. на латеральную разрешенность также влияет точность восстановленных 1D скоростных моделей. Уменьшение интервала наблюдений улучшит латеральное разрешение за счет избыточности измерений и повысит репрезентативность набора 1D скоростных моделей.

С целью оценки точности новой реализации метода MASW и определения ограничений метода в рамках текущего исследования рассматриваются два примера обработки синтетических данных, рассчитанных для профильной системы наблюдений. В экспериментах используется только правогофланговая система наблюдения, т. е. приемная расстановка (база наблюдения) расположена справа от ПВ.

Модель с волнообразной формой границы

Первая рассматриваемая модель имеет волнообразную границу, которая разделяет два слоя с постоянными значениями упругих параметров: $V_P^1 = 350$ м/с, $V_P^2 = 700$ м/с, $V_S^1 = 200$ м/с, $V_S^2 = 400$ м/с, $\rho^1 = 1750$ кг/м³, $\rho^2 = 1983$ кг/м³ (рис. 3). Ширина гребней волнообразной границы уменьшается от 150 м в начале профиля до 28 м в конце профиля.

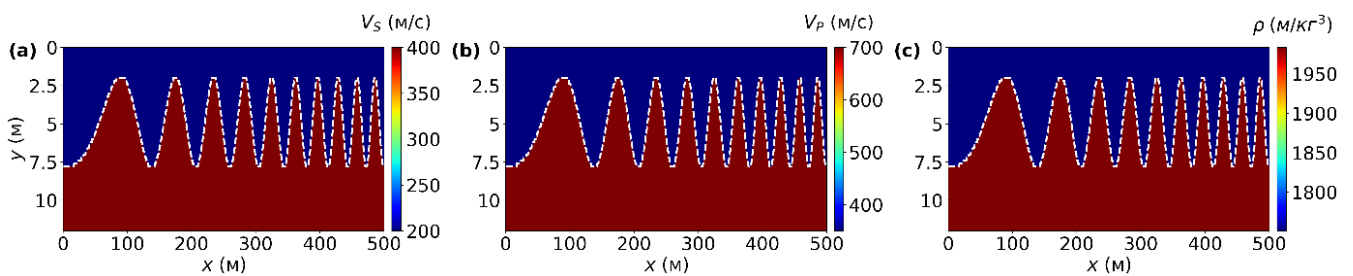


Рис. 3. Модель скорости S-волны (а), скорости P-волны (б) и плотности (с) для упругой среды с волнообразной формой границы, используемой в эксперименте

Синтетические сейсмограммы рассчитываются путем численного решения конечно-разностной аппроксимации уравнения Ламе, реализованного в открытом программном обеспечении SOFI2D [Bohlen et al., 2016]. Шаг дискретизации сейсмограммы – 1 мс. Тип источника – вертикальная сила. Импульс в источнике – импульс Рикера с центральной частотой 30 Гц. Шаг между пунктами приема (ПП) 1 м. На рисунке 4 изображены сейсмограммы для пунктов возбуждения (ПВ) с координатами 0, 250 и 500 м.

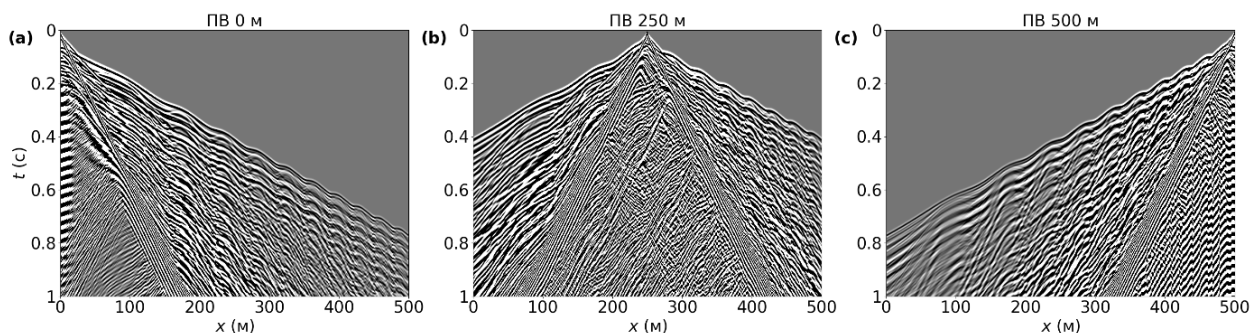


Рис. 4. Синтетические сейсмограммы вертикальной компоненты смещений для источников с координатами 0 (а), 250 (б) и 500 м (с)

Рассмотрим спектральные изображения данных сейсмограмм в пространстве фазовая скорость – частота при различной длине базы наблюдения: 20, 40 и 60 м (рис. 5). При меньшей длине линии наблюдения структурные неоднородности среды оказывают наименьшее влияние и слабее искажают спектр. В данном случае для корректного восстановления неоднородностей среды нецелесообразно использование базы наблюдения длиной более 40 м.

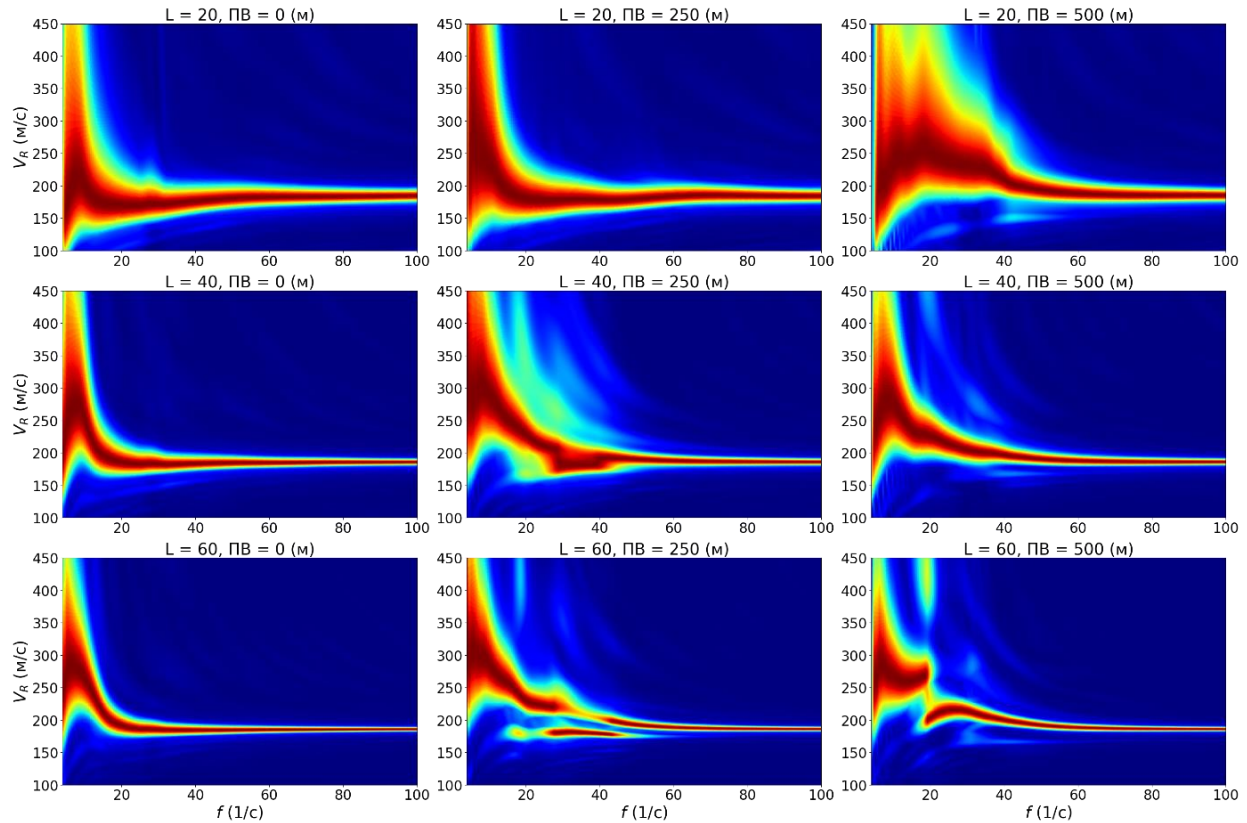


Рис. 5. Спектральные изображения сейсмограмм в пространстве фазовая скорость–частота для ПВ 0, 250 и 500 м при различных длинах баз наблюдения: 20, 40, 60 м. Источники расположены с левого края относительно базы наблюдения (правофланговая система наблюдения)

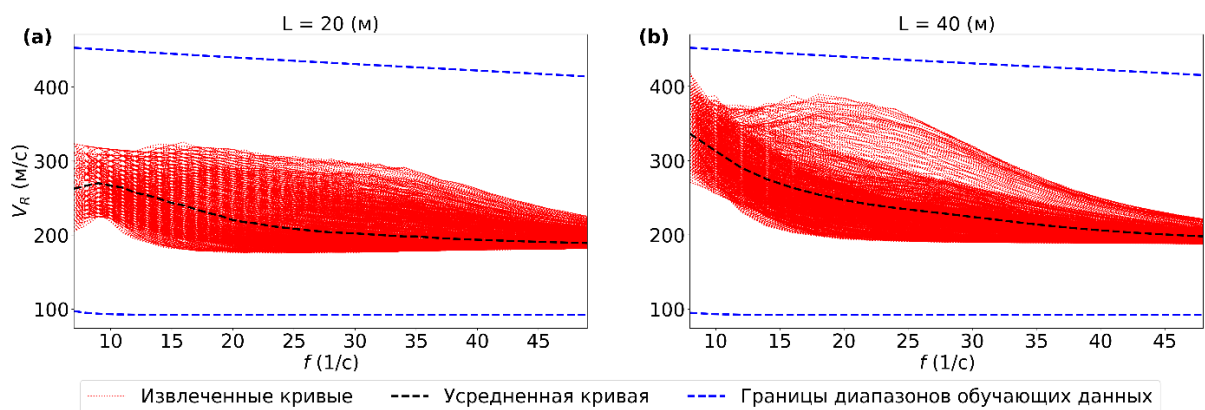


Рис. 6. Извлеченные дисперсионные кривые фазовых скоростей для базы наблюдения длиной (L) 20 (а) и 40 м (b)

Рассмотрим изменение результатов обработки данных по методу MASW для двух длин базы наблюдения: 20 и 40. К сейсмограммам применялось прямоугольное окно соответствующей длины вдоль пространственной координаты, равной длине используемой базы наблюдений. Все дисперсионные кривые (рис. 6, красные точки) были извлечены автоматически в соответствии с алгоритмом

спектрального анализа, описанным выше. Для каждого набора извлеченных дисперсионных кривых была вычислена усредненная кривая (рис. 6, черная пунктирная кривая), используемая для оценки диапазонов возможных значений V_S и h . Обучающие скоростные модели формируются в пределах следующих диапазонов: $V_S^1 = [100, 300]$, $V_S^2 = [200, 500]$, $h = [1.3, 10]$. По граничным значениям диапазонов скоростных моделей были вычислены граничные значения фазовых скоростей (рис. 6, синие пунктирные кривые). Для каждой базы наблюдения был рассчитан набор тренировочных данных и обучена ИНС.

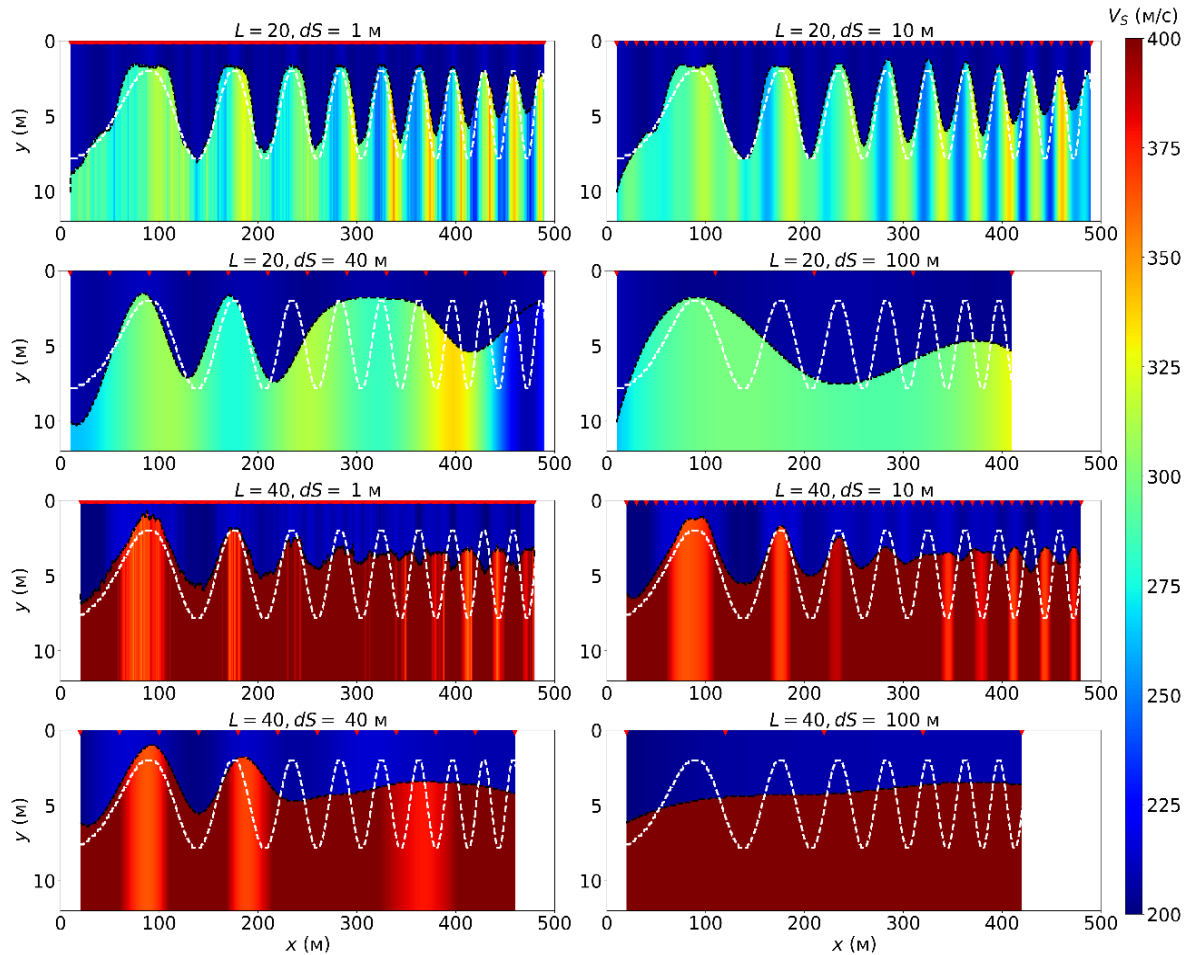


Рис. 7. Восстановленные скоростные модели для баз наблюдения длиной 20 и 40 м при различном шаге между ПВ (dS). Красными треугольниками показаны срединные точки расстановки, к которому относится восстановленная 1D скоростная модель

На рисунке 7 представлены результаты применения весов обученной ИНС к извлеченным дисперсионным кривым при базе наблюдения 20 и 40 м и при различном шаге между ПВ. Общая средняя относительная ошибка в процентах (MAPE) восстановления h и V_S при $L = 20$ м: 9.8 и 10.9 %; при $L = 40$ м: 9.1 и 7.4 % соответственно. При детальном рассмотрении видно, что наилучший результат восстановления глубин границ наблюдается для первых трех гребней при $L = 20$ и $dS = [1, 10]$. С увеличением частоты гребней границы (начиная с координаты около 300 м) и уменьшением их ширины уменьшается точность восстановления границы, что проявляется в виде промежуточных значений положения восстановленной границы. Также очевидно, что короткой L (около 20 м) недостаточно для точного определения скорости во втором слое: наблюдается недостаток низких частот и, как следствие, заниженные значения V_S во втором слое. Результаты повторяются при увеличении L , но с ухудшением точности восстановления всех структур. Отметим также, что при увеличении L уменьшается

пространственная протяженность восстанавливаемой скоростной модели, т. к. полученные 1D модели относятся к срединной точке L (для $L = 20$ м срединная точка равна 10 м, для $L = 40$ м срединная точка равна 20 м).

При увеличении dS проявляются все большие искажения, связанные с недостаточной выборкой восстановленных 1D скоростных моделей, которые неспособны обеспечить корректную интерполяцию. При этом почти не заметны различия результатов для $dS = 1$ м и $dS = 10$ м.

Модель со ступенчатой формой границы

Вторая модель состоит из двух слоев с постоянными значениями упругих параметров: $V_P^1 = 350$ м/с, $V_P^2 = 700$ м/с, $V_S^1 = 200$ м/с, $V_S^2 = 400$ м/с, $\rho^1 = 1750$ кг/м³, $\rho^2 = 1983$ кг/м³, разделенных границей со ступенчатой формой $x = 100$ м (рис. 8).

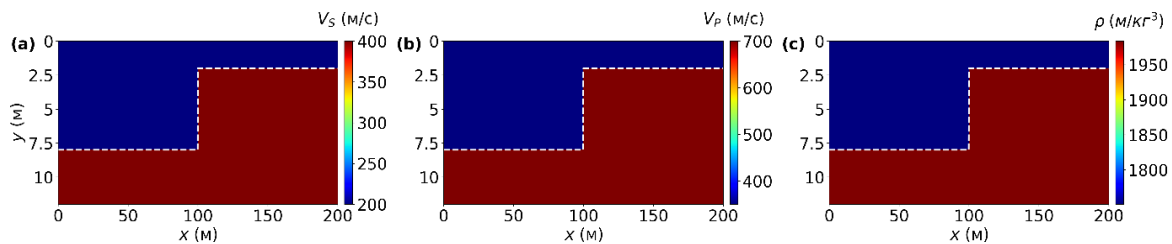


Рис. 8. Модель скорости S -волны (а), скорости P -волны (б) и плотности (с) для упругой среды со ступенчатой формой границы, используемой в эксперименте

Для расчета синтетических сейсмограмм также использовалось численное моделирование распространения сейсмических волн [Bohlen et al., 2016]. Длина записи сейсмограммы 1 с, шаг дискретизации 1 мс. Тип источника – вертикальная сила. Импульс в источнике – импульс Рикера. Шаг между ПП 1 м. На рисунке 9 изображены сейсмограммы для ПВ с координатами 0, 100 и 200 м.

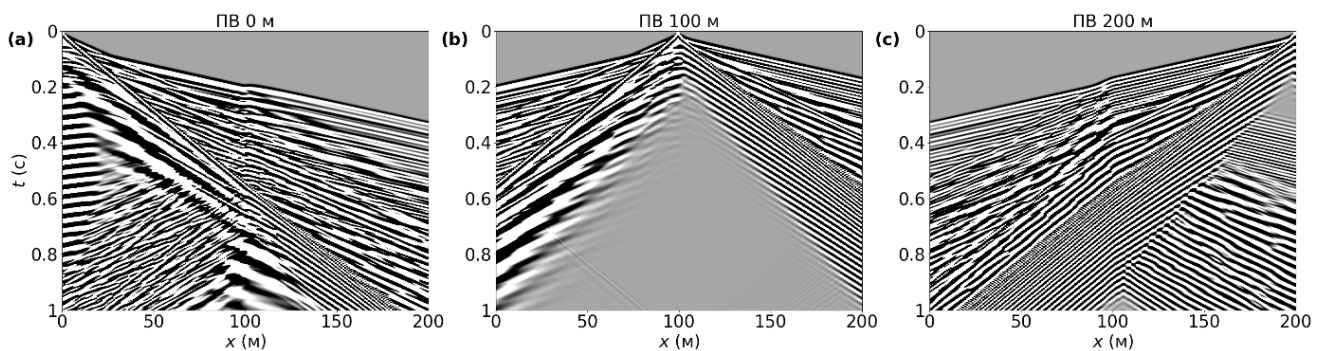


Рис. 9. Синтетические сейсмограммы вертикальной компоненты смещений для источников с координатами 0 (а), 100 (б) и 200 м (с)

Рассмотрим спектральные изображения (рис. 10) при различной длине базы наблюдения: 30, 60 и 100 м для ПВ 0, 200 и источников, для которых срединная точка соответствующей базы наблюдения находится в точке разрыва границы (ПВ 85 м для $L = 30$ м, ПВ 70 м для $L = 60$ м и ПВ 50 м для $L = 100$ м). Спектральные изображения выбранных источников (рис. 10) наиболее наглядно характеризуют изменения фазовых скоростей при изменении свойств среды. Также видно, что при переходе через точку разрыва границы ($x = 100$ м) и резком латеральном изменении свойств среды происходит «расщепление» поверхностной волны на две волны, распространяющиеся с разными фазовыми скоростями.

Далее по аналогии с предыдущим примером рассмотрим изменение результатов в зависимости от длины базы наблюдения и шага между ПВ. На рисунке 11 красным цветом нанесены значения извлеченных фазовых скоростей для трех баз наблюдения: 30, 60 и 100 м, черным – усредненная кривая, синим – диапазоны используемых фазовых скоростей для обучения ИНС. Результаты инверсии на основе ИНС этих наборов дисперсионных кривых при различном шаге между ПВ представлены на рис. 12.

Средняя абсолютная ошибка восстановления h и V_s при $L=30$ м: 13.2 и 10.8 %; при $L=60$ м: 13.1 и 9.4 %; при $L=100$ м: 12.1 и 6.6 % соответственно. Точность восстановления ступенчатой формы границы увеличивается при увеличении базы наблюдения. Однако при этом уменьшается пространственная протяженность 2D модели. При увеличении шага между ПВ проявляется все большее сглаживание ступенчатой границы. Наибольшие искажения в восстановленной скоростной модели проявляются при шаге между ПВ превышающем половину L . Точность восстановления V_s также выше при большей L за счет корректной регистрации низких частот.

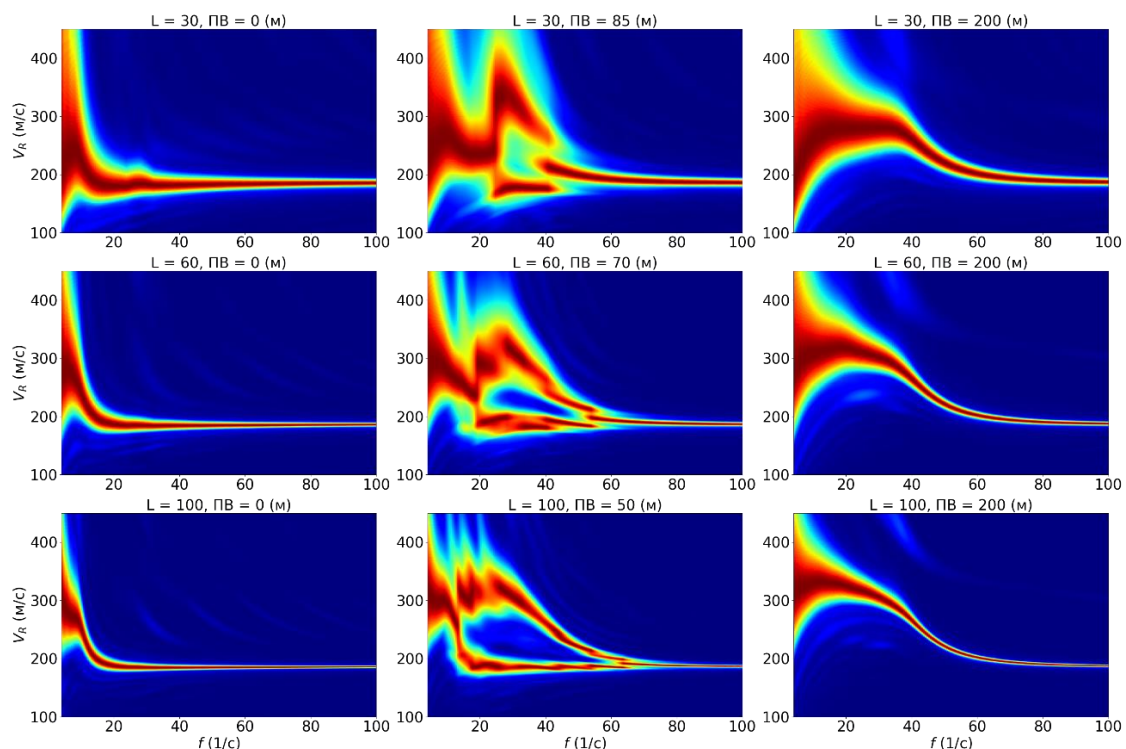


Рис. 10. Спектральные изображения сейсмограмм в пространстве фазовая скорость–частота для различных ПВ и длин баз наблюдения

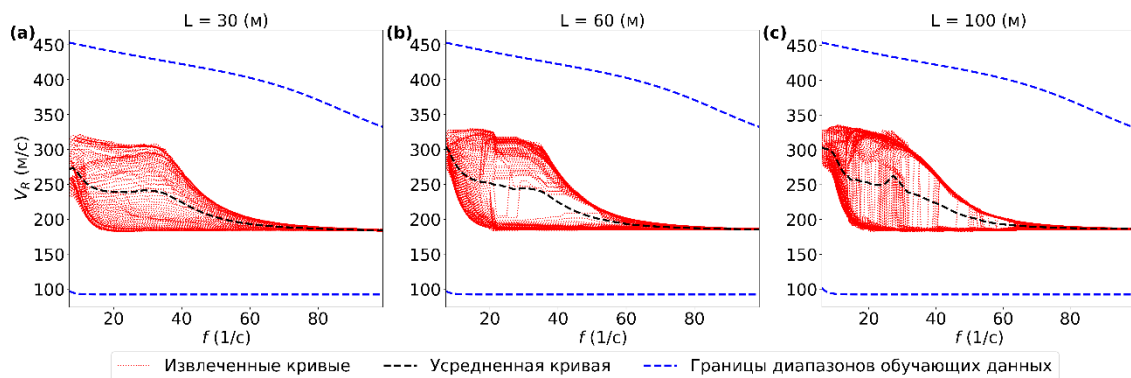


Рис. 11. Извлеченные дисперсионные кривые фазовых скоростей для базы наблюдения длиной 30 (а), 60 (б) и 100 м (с)

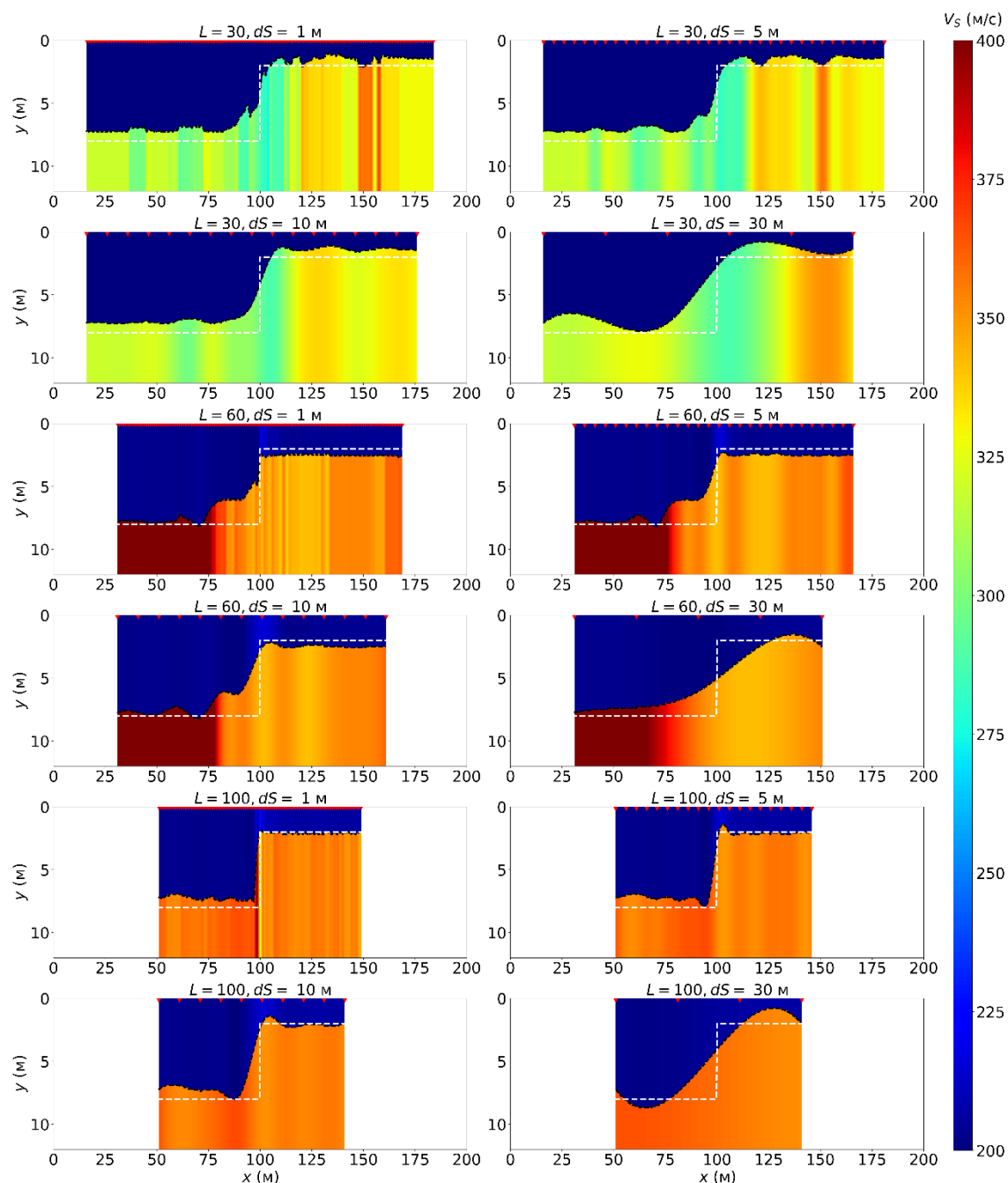


Рис. 12. Восстановленные скоростные модели для баз наблюдения 30, 60 и 100 м при различном шаге между ПВ (dS). Красными треугольниками показаны срединные точки расстановки, к которым относится восстановленная 1D скоростная модель

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты обработки синтетических данных, рассчитанных в результате численного моделирования распространения сейсмических волн в двухслойных упругих средах со сложной геометрией границ. Полученные результаты позволяют сделать вывод об эффективности обработки с использованием комплекса разработанных алгоритмов, формирующих новую реализацию метода MASW. Новая реализация метода MASW включает в себя разработанный и реализованный алгоритм помехоустойчивого спектрального анализа на основе фильтрации сейсмограмм во временно-частотной области, а также разработанный и реализованный алгоритм инверсии на основе оценки пространства возможных скоростных моделей по извлеченной дисперсионной кривой и обучения

искусственной нейронной сети. Средняя абсолютная ошибка обработки данных методом MASW для рассмотренных моделей составляет 11.5 % для мощностей слоев и 9 % для скорости поперечной волны.

Синтетические эксперименты по восстановлению криволинейных границ скоростных моделей показали, что точность восстановления мощности и скорости в слоях находится в прямой зависимости от параметров системы наблюдения. Так, наибольшие искажения в скоростной модели проявляются при шаге между ПВ, превышающем длину базы наблюдения. Для точного определения скоростной модели среды минимальная длина базы наблюдения должна быть как минимум в 2 раза меньше латеральной протяженности изучаемых неоднородностей. Шаг между ПВ должен быть меньше или равен половине длины базы наблюдения.

Повышение помехоустойчивости, автоматизация спектрального анализа, повышение точности и ускорение инверсии дисперсионных кривых позволяют использовать разработанный комплекс алгоритмов для задач 4D экспресс-мониторинга грунтов при геотехнических изысканиях и вычисления статических поправок при обработке данных нефтегазовой сейсморазведки.

Работа выполнена в рамках проекта ФНИ № FWZZ-2022-0017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Яблоков А.В.** Алгоритм обучения искусственной нейронной сети с целью инверсии фазовых скоростей поверхностной волны // Геодинамика. Геомеханика и Геофизика. – 2019. – С. 156–157.
- Яблоков А.В., Сердюков А.С.** Метод автоматизированного извлечения дисперсионных кривых на основе временно-частотного распределения сейсмических данных // Геофизические технологии. – 2018. – № 3. – С. 48–58, doi: 10.18303/2619-1563-2018-3-5.
- Яблоков А.В., Дергач П.А., Сердюков А.С., Полозов С.С.** Разработка и применение портативной вибрационной установки для сбора и анализа данных сейсмических поверхностных волн // Сейсмические приборы. – 2022. – Т. 58 (4) – С. 5–18, doi: 10.21455/si2022.4-1.
- Abdallatif T.F., Khozym A.A., Ghandour A.A.** Determination of seismic site class and potential geologic hazards using multi-channel analysis of surface waves (MASW) at the Industrial City of Abu Dhabi, UAE // NRIAG Journal of Astronomy and Geophysics. – 2022. – Vol. 1. – P. 193–209, doi: 10.1080/20909977.2022.2055829.
- Bohlen T., De Nil D., Köhn D., Jetschny S.** SOFI2D seismic modeling with finite differences: 2D – elastic and viscoelastic version. User guide. – 2016.
- Park C.B.** MASW horizontal resolution in 2D shear-velocity (V_s) mapping // Open-File Report, Lawrence: Kansas Geologic Survey. – 2005. – Vol. 36. – 11 p.
- Park C.B., Miller R.D., Xia J.** Multichannel analysis of surface waves // Geophysics. – 1999. – Vol. 64 (3). – P. 800–808, doi: 10.1190/1.1444590.
- Rahimi S., Wood C.M., Teague D.P.** Performance of different transformation techniques for MASW data processing considering various site conditions, near-field effects, and modal separation // Surveys in Geophysics. – 2021. – Vol. 42. – P. 1197–1225, doi: 10.1007/s10712-021-09657-1.
- Serdyukov A.S., Yablokov A.V., Duchkov A.A., Azarov A.A., Baranov V.D.** Slant f - k transform of multichannel seismic surface wave data // Geophysics. – 2019. – Vol. 84 (1). – P. A19-A24, doi: 10.1190/geo2018-0430.1.
- Stockwell R.G., Mansinha L., Lowe R.P.** Localization of the complex spectrum: the S transform // IEEE transactions on signal processing. – 1996. – Vol. 44 (4). – P. 998–1001, doi: 10.1109/78.492555.

Yablokov A.V., Serdyukov A.S., Loginov G.N., Baranov V.D. An artificial neural network approach for the inversion of surface wave dispersion curves // *Geophysical Prospecting*. – 2021. – Vol. 69 (7). – P. 1405–1432, doi: 10.1111/1365-2478.13107.

Yablokov A.V., Lugovtsova Y., Serdyukov A.S. Uncertainty quantification of multimodal surface wave inversion using artificial neural networks // *Geophysics*. – 2023. – Vol. 88 (2). – P. KS1–KS11, doi: 10.1190/geo2022-0261.1.

REFERENCES

Abdallatif T.F., Khozym A.A., Ghandour A.A. Determination of seismic site class and potential geologic hazards using multi-channel analysis of surface waves (MASW) at the Industrial City of Abu Dhabi, UAE // *NRIAG Journal of Astronomy and Geophysics*. – 2022. – Vol. 1. – P. 193–209, doi: 10.1080/20909977.2022.2055829.

Bohlen T., De Nil D., Köhn D., Jetschny S. SOFI2D seismic modeling with finite differences: 2D – elastic and viscoelastic version. User guide. – 2016.

Park C.B. MASW horizontal resolution in 2D shear-velocity (V_s) mapping // Open-File Report, Lawrence: Kansas Geologic Survey. – 2005. – Vol. 36. – 11 p.

Park C.B., Miller R.D., Xia J. Multichannel analysis of surface waves // *Geophysics*. – 1999. – Vol. 64 (3). – P. 800–808, doi: 10.1190/1.1444590.

Rahimi S., Wood C.M., Teague D.P. Performance of different transformation techniques for MASW data processing considering various site conditions, near-field effects, and modal separation // *Surveys in Geophysics*. – 2021. – Vol. 42. – P. 1197–1225, doi: 10.1007/s10712-021-09657-1.

Serdyukov A.S., Yablokov A.V., Duchkov A.A., Azarov A.A., Baranov V.D. Slant f - k transform of multichannel seismic surface wave data // *Geophysics*. – 2019. – Vol. 84 (1). – P. A19–A24, doi: 10.1190/geo2018-0430.1.

Stockwell R.G., Mansinha L., Lowe R.P. Localization of the complex spectrum: the S transform // *IEEE transactions on signal processing*. – 1996. – Vol. 44 (4). – P. 998–1001, doi: 10.1109/78.492555.

Yablokov A.V. Training algorithm an artificial neural network to inversion of the phase velocity of the surface wave // *Proceedings of the XIX All-Russian Conference “Geodynamics. Geomechanics and Geophysics”*, Novosibirsk, 22–28 July 2019. – 2019. – P. 156–157.

Yablokov A.V., Serdyukov A.S. Method of automated extracting of dispersion curves based on time-frequency distribution of seismic data // *Russian Journal of Geophysical Technologies*. – 2018. – Vol. 3. – P. 48–58, doi: 10.18303/2619-1563-2018-3-5.

Yablokov A.V., Serdyukov A.S., Loginov G.N., Baranov V.D. An artificial neural network approach for the inversion of surface wave dispersion curves // *Geophysical Prospecting*. – 2021. – Vol. 69 (7). – P. 1405–1432, doi: 10.1111/1365-2478.13107.

Yablokov A.V., Dergach P.A., Serdyukov A.S., Polozov S.S. Development and application of a portable vibroseis source for acquisition and analysis of seismic surface wave data // *Seismic Instruments*. – 2022. – Vol. 58 (S2). – P. S195–S203, doi: 10.3103/S074792392208014X.

Yablokov A.V., Serdyukov A.S., Yablokov A.V., Lugovtsova Y., Serdyukov A.S. Uncertainty quantification of multimodal surface wave inversion using artificial neural networks // *Geophysics*. – 2023. – Vol. 88 (2). – P. KS1–KS11, doi: 10.1190/geo2022-0261.1.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

ЯБЛОКОВ Александр Викторович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории динамических проблем сейсмики Института нефтегазовой геологии и геофизики

СО РАН, старший научный сотрудник Новосибирского государственного университета, младший научный сотрудник Института горного дела им. Н.А. Чинакала СО РАН. Основные научные интересы: сейсморазведка, верхняя часть разреза, подавление поверхностных волн, спектральный анализ, прямая и обратная задача сейсмики, методы машинного обучения, численное моделирование.

СЕРДЮКОВ Александр Сергеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории динамических проблем сейсмики Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН, старший преподаватель Новосибирского государственного университета, старший научный сотрудник Института горного дела им. Н.А. Чинакала СО РАН. Основные научные интересы: сейсмика, численное моделирование, теория упругости, уравнение эйконала, конечно-разностные схемы, сейсмическая томография, миграция, обратные задачи, поверхностные волны, каналовые волны, анизотропия, поглощение, среда Био.

ЕФРЕМОВ Роман Александрович – магистрант Новосибирского государственного университета, инженер лаборатории динамических проблем сейсмики Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН, техник Института горного дела им. Н.А. Чинакала СО РАН. Основные научные интересы: геофизика, прямая и обратная задачи, верхняя часть разреза, поверхностные сейсмические волны, метод HVSR, эллиптичность волны Релея.

*Статья поступила 10 июля 2023,
принята к печати 2 августа 2023*



ВЛИЯНИЕ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА НА СИГНАЛЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАРОТАЖНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПРИБОРАМИ LWD И ВЭМКЗ (РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПО НЕКОТОРЫМ ПУБЛИКАЦИЯМ)

К.В. Сухорукова

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,
e-mail: suhorukkv@gmail.com*

При бурении пластовые флюиды оттесняются вглубь пласта. Вследствие этого изменяются электрические свойства вблизи скважины. Для определения УЭС неизменной при бурении удаленной от скважины части применяются методы зондирования. Среди этих методов электромагнитный каротаж характеризуется наилучшим пространственным разрешением. Однако при анализе практических данных часто наблюдаются "неправильные" соотношения сигналов зондов разной длины, в том числе показывающие проникновение в заведомо непроницаемых отложениях. Одной из причин может быть влияние смещения прибора с оси симметрии среды. В работе рассматриваются результаты численного моделирования сигналов смещенных зондов приборов LWD и ВЭМКЗ в некоторых моделях.

Электромагнитный каротаж, зондирование, влияние эксцентриситета прибора, результаты численного моделирования, прибор LWD, прибор ВЭМКЗ

EFFECT OF ECCENTRICITY ON ELECTROMAGNETIC LOGGING SIGNALS WITH LWD AND VEMKZ INSTRUMENTS (NUMERICAL SIMULATION RESULTS FROM SOME PUBLICATIONS)

K.V. Sukhorukova

*Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,
e-mail: suhorukkv@gmail.com*

During drilling, formation fluids are pushed aside by mud filtrate. As a result, the electrophysical properties of rocks near the borehole wall change. Sounding methods are used to determine the resistivity of the part of the reservoir that is remote from the well and unchanged during drilling. Among these methods, electromagnetic logging has the best spatial resolution. However, when analyzing the practical data of electromagnetic sounding, "wrong" ratios of signals from probes of different lengths are often observed, including those showing penetration in impermeable rocks. One of the reasons may be the influence of the shift of the device from the axis of symmetry of the medium. The paper considers the results of numerical simulation of signals from decentralized probes of LWD and VEMKZ instruments in some models.

Electromagnetic logging, sounding, influence of probe eccentricity, results of numerical simulation, LWD equipment, VEMKZ equipment

ВВЕДЕНИЕ

В методиках количественной интерпретации данных скважинной электрометрии, основанной на решении прямых и обратных задач, как правило, предполагается, что зонд соосен скважине, которая

представляет собой цилиндр с ровными стенками, заполненный буровым раствором. Однако, за исключением некоторых современных и сильно чувствительных к смещению с оси скважины приборов, условие соосности чаще всего не выполняется вследствие произвольного положения электрокаротажных зондов в скважине из-за отсутствия центраторов.

Чаще всего при конструировании приборов электрокаротажа стараются избегать непосредственного контакта электродов со стенкой скважины, например, за счет утолщений по сторонам электродов градиент-зондов в приборе бокового каротажного зондирования. Для приборов индукционного каротажа расстояние до стенки определяется диаметром корпуса. Также логично предположить, что довольно длинный прибор не прилегает по всей своей длине к стенке скважины, а занимает некое промежуточное между осевым и максимально сдвинутым положение, а с учетом наклона даже вертикальной скважины оказывается немного наклонным к ее оси. В последнем случае прибор касается стенки скважины своим концом, а его средняя часть с наиболее короткими зондами располагается ближе к оси. Тем не менее, вопрос влияния нецентрального положения зондов имеет практическое значение, поскольку полное исключение сдвига прибора с оси скважины не является обоснованным.

При введении эксцентриситета зонда увеличивается сложность численного моделирования сигнала. Поскольку трехмерные прямые задачи весьма ресурсоемки, практически применимым для количественной интерпретации сейчас может быть только подход в классе двумерных осесимметричных моделей. В этом случае необходимо хорошо представлять, к каким последствиям может приводить неучет влияния эксцентриситета на практические сигналы, или корректировать сигналы одних зондов и обоснованно пренебрегать этим влиянием для других. По этой причине задача влияния эксцентриситета зондов электрокаротажа рассматривается в статьях разных авторов для разных приборов.

При средних значениях УЭС раствора в скважине и окружающих пород (1–2 и 4–30 Ом·м) и типичных диаметров скважин для большинства методов выполняется с практической точностью предположение об отсутствии влияния эксцентриситета, например, для нормальных зондов и градиент-зондов постоянного тока [Gianzero, Rau, 1977; Чаадаев, 1991]. В случае большого электрического контраста отмечается также необходимость учета вытеснения части раствора корпусом прибора, например, при измерениях в гранитах с большими значениями УЭС [Thunehed, Olsson, 2004].

Влияние на сигналы смещения приборов с оси скважины и неровности ее стенки становится значительным, во-первых, при использовании фокусирующих схем, во-вторых, при повышении частоты электромагнитного поля, в-третьих, при малом отношении диаметра прибора к диаметру скважины и высоком контрасте УЭС раствора в скважине и окружающей породы. В таких случаях эксцентриситет обычно учитывается при моделировании сигналов, а алгоритмы коррекции его влияния совместно с влиянием скважины с раствором встраиваются в системы обработки сигналов. Такие подходы приводятся в статьях, посвященных анализу и интерпретации сигналов фокусированных зондов постоянного тока сферически сфокусированного зонда БК (SFL-зонд [Gianzero, Rau, 1977] или индукционных зондов с коаксиальными генераторными и приемными катушками в приборах АИТ [Gianzero, 1978; Minerbo, Miles, 1991; Barber et al., 1999].

Много сложнее оказывается случай многокомпонентного индукционного прибора с набором генераторных и приемных катушек, моменты которых ориентированы как коллинеарно, так и перпендикулярно оси прибора [Sun et al., 2008; Hou et al., 2013] и многих других. Смещение прибора с оси скважины приводит к изменениям сигнала зондов, включающих катушки с перпендикулярными оси прибора моментами, многократно превышающим полезный сигнал, показано в статьях сотрудников фирм

Schlumberger, Baker Hughes, Halliburton [Rosthal et al., 2003a; Rabinovich et al., 2014; Hou et al., 2013]. Решение проблемы влияния эксцентриситета здесь оказывается конструктивным: во всех случаях эффект уменьшается добавлением в прибор проводящих элементов, корпуса или внутреннего проводника, замкнутого на буровой раствор специальной системой электродов, что позволяет избавиться от токов, возникающих в скважине в результате асимметрии положения зонда в скважине. Такие решения как описаны в статьях [Li et al., 2005; Hou, Bittar, 2010] и др., так и защищены патентами [Rosthal et al., 2003b; Omeragic, 2003; Чен, Ванг, 2009; Rabinovich et al., 2014; и др.]

Как правило, в способах численной коррекции влияние эксцентриситета рассчитывается в модели "скважина – пласт" при максимальном смещении зонда, и на основе этих расчетов проводится коррекция измеренных сигналов. Для вычислений применяются как аналитические подходы, например, в работах [Gianzero, Rau, 1977; Sun et al., 2008; Nikitenko et al., 2016; Kaufman, Itskovich, 2017; и др.], так и методы конечных элементов и конечных разностей [Anderson et al., 1997; Liu, 1993; и др.].

Отдельные серии расчетов методом конечных разностей в усложненных моделях приводятся в статьях [Hue et al., 2005; Lee et al., 2012]. Авторы анализируют сигналы 2-МГц зонда аппаратуры LWD в вертикальной и наклонной скважинах, пересекающих изотропный и анизотропный пласт в изотропных вмещающих полупространствах в случае осесимметричного и смещенных положений зонда и показывают изменение уровней разности фаз и отношения амплитуд с увеличением смещения зонда от оси, а также усиление влияния на эти характеристики поляризации границ при увеличении угла наклона скважины и смещения от оси зонда в скважине с УЭС раствора 2000 Ом·м.

В статье [Liu, 1993] приведены результаты расчетов влияния смещения с оси скважины зонда в дипольном приближении комбинацией конечно-разностного метода и метода разложения по собственным модам в пятислойной модели со скважиной. Частота поля двухкатушечного зонда 50 МГц, длина 0.254 м. Влияние скважины в осесимметричном случае приводит к сглаживанию, смещение на стенку – к более резкой форме диаграмм и изменению их уровня. Для учета этого влияния вначале проводится коррекция влияния скважины и эксцентриситета, а потом – влияния вмещающих, несмотря на то, что влияние надо учитывать совместно, особенно в области пересечения границ.

Следует отметить, что все авторы, предлагая различные модификации способа коррекции, отмечают сложность выбора параметров расчетной модели для оценки влияния эксцентриситета. Обычно с хорошей точностью известны значения УЭС раствора в скважине, но для более точного учета всех параметров требуется знать диаметр скважины, состояние ее стенки, положение зонда относительно стенки скважины и ее неровностей, а также УЭС измененной породы на контакте с буровым раствором. Идеальным является использование центраторов или, для поперечных датчиков, прижим прибора к стенке скважины. Однако такая фиксация положения приборов ведет к усложнению проведения каротажа во многих практических ситуациях. Когда прибор не фиксирован, он может как лежать на стенке скважины, так и быть расположен соосно с ней или наклонно, что уменьшает эксцентриситет зондов. Неопределенность в смещении заставляет или использовать сигналы такими, как они измерены, или проводить коррекцию влияния максимального эксцентриситета по всему интервалу скважины.

ВЛИЯНИЕ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА НА СИГНАЛЫ ЗОНДА 2 МГЦ КАРОТАЖНОГО ПРИБОРА LWD

Во всех указанных выше публикациях рассматриваются в основном сигналы зондов ИК, работающих на традиционно низких частотах индукционного каротажа (50, 100, 400 кГц). Влияние эксцентриситета становится более значимым на более высоких частотах, например, при измерении

разности фаз (и в меньшей степени – отношения амплитуд) зондами высокочастотного электромагнитного каротажа (ВЭМКЗ, ВИКИЗ) на частотах 14, 7 и 3.5 МГц. В публикациях с описанием зарубежных приборов влияние эксцентриситета рассматривается для каротажа во время бурения (LWD), зонды в котором работают на частотах 400 кГц и 2 МГц.

Самая высокая частота в аппаратуре LWD – 2 МГц. Для этой частоты при измерении трехкатушечным зондом в статье [Hue et al., 2005] приводятся результаты расчетов разности фаз и отношения амплитуд конечно-разностным способом во временной области (FDTD). В модели не учитывается диэлектрическая проницаемость, зонд состоит из одной генераторной и двух приемных катушек, размещенных на металлической трубе. Изменение сигналов в зависимости от смещения зонда с оси скважины рассчитывается в сильно контрастной модели. Радиус металлической трубы 4 дюйма (0.102 м), радиус катушек 4.5 дюйма (0.114 м), радиус скважины 12 дюймов (0.305 м), расстояние между генераторной и приемными катушками 24 и 30 дюймов (0.610 и 0.762 м). В таких условиях эксцентриситет зонда сильно влияет на измеряемые сигналы.

В первом случае удельная электропроводность раствора на нефтяной основе составляет 0.0005 См/м (УЭС 2000 Ом·м), а пласта – 10 См/м (0.1 Ом·м). Разность фаз (рис. 1, а, сверху), равная 30° при осевом положении зонда, снижается до $\approx -23^\circ$ уже при смещении зонда с оси скважины на 1.5–2 дюйма (0.03–0.05 м) и медленно возрастает по мере дальнейшего смещения до $\approx 7^\circ$ при максимально возможном смещении (на 7 дюймов или на 0.178 м). Отношение амплитуд (рис. 1, а, внизу) равно 6.5 при осевом положении, повышается до ≈ 7 при смещении 0.5–1 дюйм (0.012–0.025 м) и снижается до 2.1–2.2 при смещении больше 3.5 дюймов (0.089 м), далее не изменяясь.

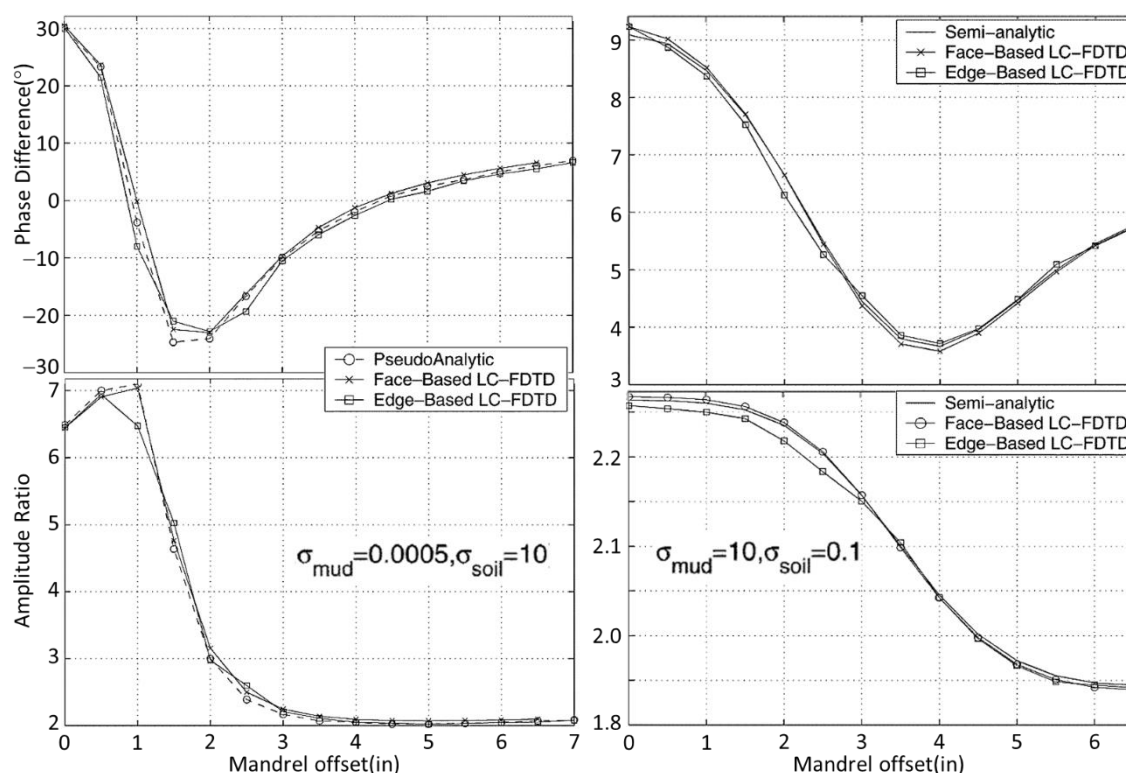


Рис. 1. Разность фаз (phase difference) и отношение амплитуд (amplitude ratio) для зонда LWD (2 МГц) в зависимости от смещения с оси скважины (рис. 9 и 10 из статьи [Hue et al., 2005]), заполненной изолирующим буровым раствором (слева) и проводящим буровым раствором (справа). По оси абсцисс отложено расстояние между осями прибора и скважины (смещение) в дюймах, по оси ординат – разность фаз в градусах (вверху) и безразмерное отношение амплитуд (внизу)

Во второй модели взят электропроводящий буровой раствор. Электропроводность раствора 10 См/м, пласта 0.1 См/м (0.1 и 10 Ом·м соответственно). В этой модели эксцентриситет влияет на сигналы в существенно меньшей степени. Разность фаз (рис. 1, б,верху) от 9.3° на оси плавно снижается до 3.7° при смещении на 4 дюйма (0.100 м) и также плавно поднимается до 5.7° при смещении на 6.5 дюймов (0.165 м) без выхода на постоянное значение. Отношение амплитуд (рис. 1, б,внизу) почти одинаково при небольших смещениях (2.25–2.27 при смещении до 1.5 дюймов или 0.037 м) и при больших (около 1.95 при смещении больше, чем на 5.5 дюймов или 0.014 м). Между указанными значениями смещения сигнал изменяется плавно.

Также в статье [Hue et al., 2005] приведены результаты расчетов в модели с изменяющимся радиусом скважины, при УЭС раствора и пласта 0.1 и 1000 Ом·м и при радиусах скважины от 0.12 до 0.23 м. Сигналы на оси и при смещении на стенку скважины остаются практически одинаковыми при небольших радиусах – до 5.5 дюймов, то есть при сравнимых радиусах катушек прибора (0.114 м) и скважины (от 0.127 до 0.140 м). Однако при дальнейшем увеличении радиуса скважины разница между осевым и смещенным значением разности фаз начинает быстро нарастать. То есть в скважине небольшого радиуса при смещении зонда можно ожидать отклонения небольшой амплитуды, а в скважине большого радиуса они могут быть весьма значительными. Например, если радиус скважины 6.5 дюймов (0.165 м), значение сигнала в центре равно 0.05° , смещенного – 0.32° , а если радиус около 0.20 м, значение сигнала на оси равно 0.25° , смещенного – 1.52° . Разница между осевым и смещенным значением отношения амплитуд растет при увеличении значений радиуса от 5.5 до 7 дюймов и становится почти постоянной при дальнейшем увеличении. Таким образом, расчеты показывают, что сигнал высокочастотного зонда LWD будет вести себя сложным образом в скважине изменяющегося радиуса (например, при наличии каверн) при высоком контрасте УЭС бурового раствора и пласта даже при отсутствии влияния вмещающих пород.

Интересными в той же статье представляются и расчеты сигналов 2 МГц зонда, пересекающего наклонный полутораметровый пласт (угол между нормалью к пласту и вертикалью 0, 20, 45, 60°) и смещенного с оси на разные расстояния (расстояние между осями скважины и прибора 0, 1.5, 2.5 и 3.5 дюйма или 0, 3.8, 6.4 и 8.9 см) (рис. 2). В тексте не указано, как взаимно располагаются скважина, наклонный пласт и прибор, но в более поздней статье почти тех же авторов [Lee et al., 2012] приведен поясняющий рисунок модели, которая, по-видимому, и была выбрана для расчетов (рис. 3). На этом рисунке показано, что прибор сдвинут к той направляющей цилиндрической поверхности скважины, которая проходит через верхнюю точку пересечения подошвы пласта. Графики на рис. 2 показывают существенное изменение формы диаграмм отношения амплитуд в ближней и дальней приемных катушках из-за приближения прибора к стенке скважины при всех углах наклона пласта, а также большее изменение уровня сигнала в более проводящих вмещающих пластах (УЭС 1 Ом·м) по сравнению с пластом с большим УЭС (100 Ом·м). Последнее отражает сильное влияние контраста УЭС бурового раствора (2000 Ом·м) и окружающей скважину среды: чем сильнее контраст, тем больше изменение сигнала при сдвиге прибора с оси симметрии.

Разница значений отношения амплитуд в границах пласта и во вмещающих пластах таким образом возрастает с движением зонда от оси к стенке скважины. При этом значения в пределах пласта изменяются незначительно для углов наклона 0– 45° , и только при наклоне 60° в области кровли заметно изменение диаграммы, увеличивающееся с эксцентриситетом.

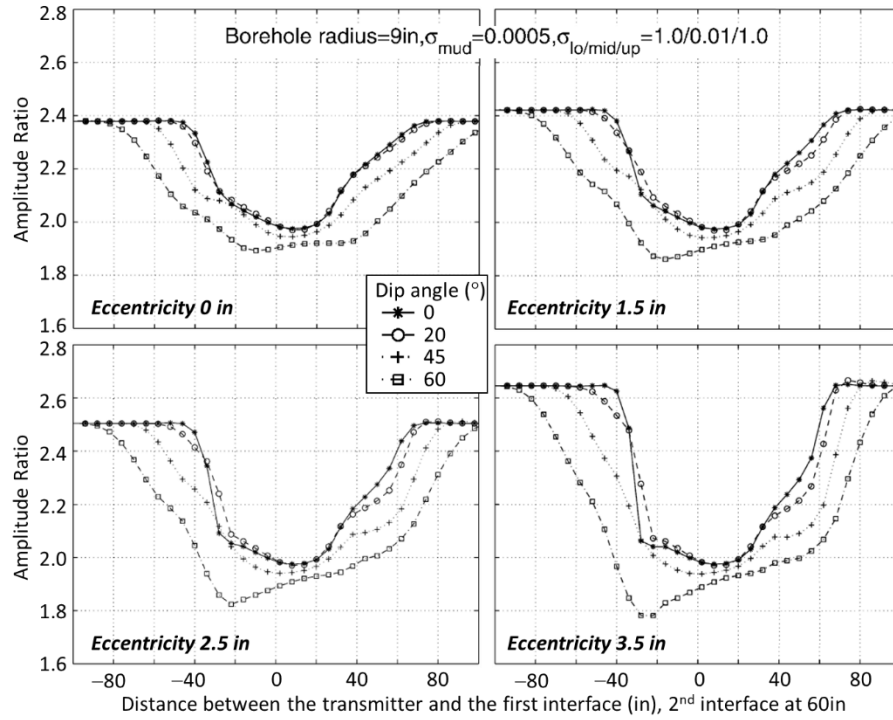


Рис. 2. Отношение амплитуд (amplitude ratio) для зонда LWD (2 МГц), наклонно пересекающего изотропный пласт, в зависимости от смещения с оси скважины, заполненной изолирующим буровым раствором (рис. 15 из статьи [Ние et al., 2005]). По оси абсцисс отложено расстояние между генератором и подошвой пласта в дюймах, по оси ординат – безразмерное отношение амплитуд

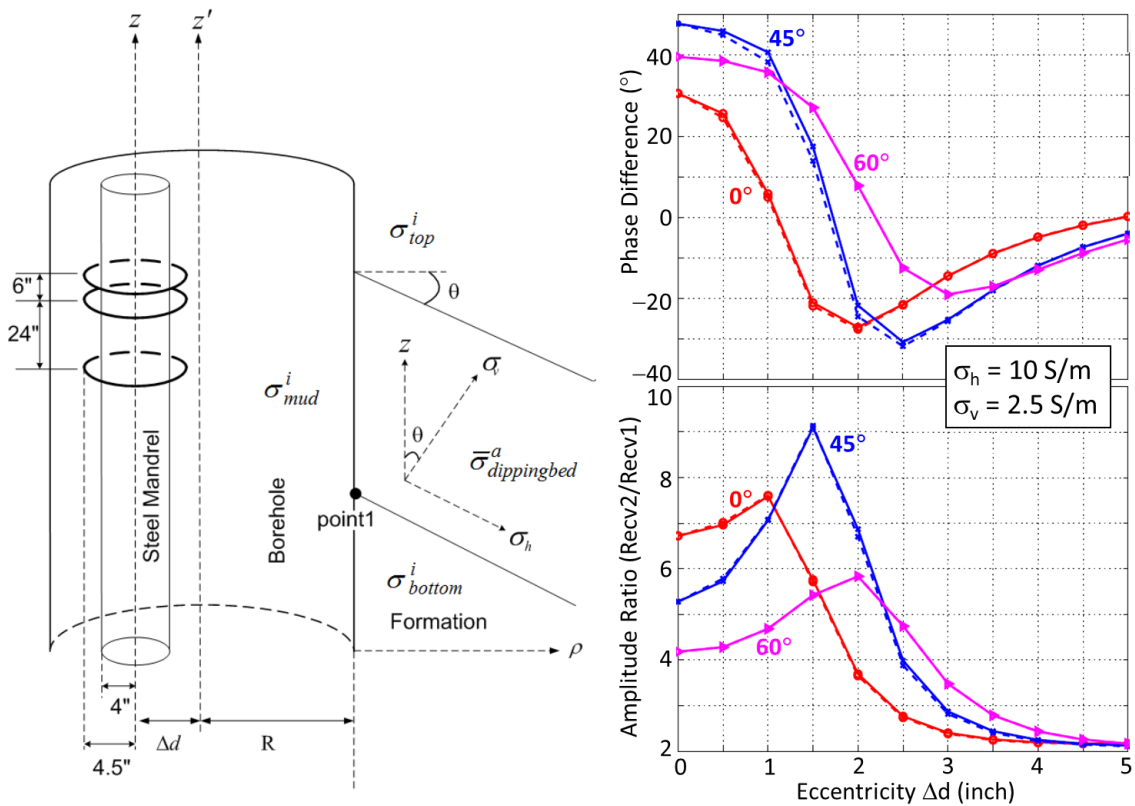


Рис. 3. Рисунки 1 и 5 из статьи [Lee et al., 2012]: модель скважины с наклонным пластом и сдвинутым с оси прибором и измеряемые сигналы: разность фаз (phase difference) и отношение амплитуд (amplitude ratio) в зависимости от эксцентриситета прибора Δd , рассчитанные в однородной анизотропной среде ($\sigma_h = 10$ См/м и $\sigma_v = 2.5$ См/м) с наклоном оси анизотропии под углом $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ$. Радиус скважины $R = 12$ дюймов (≈ 0.31 м), электропроводность бурового раствора $\sigma_{mud} = 0.0005$ См/м (УЭС 2000 Ом·м)

В статье [Lee et al., 2012] приводятся результаты аналогичных расчетов сигналов зонда с той же частотой (2 МГц), но в моделях анизотропных пород. Для неограниченного пласта с наклонной анизотропией (0, 45, 60°; рис. 3) подробно исследовано влияние эксцентриситета (с целью тестирования программы расчета). Влияние наклона оси анизотропии на сигнал достаточно сильное при центрированном положении прибора, сдвигает положение минимума разности фаз и максимума отношения амплитуд на большее значение эксцентриситета при большем угле наклона, становится минимальным для разности фаз и практически незначимым для отношения амплитуд при сдвиге оси прибора с оси симметрии модели на 5 дюймов. При этом эксцентриситет 5 дюймов не является максимально возможным в рассматриваемой модели, а горизонтальное и вертикальное УЭС пласта слишком низкие (0.1 и 0.4 Ом·м), чтобы этот пласт представлял реальный интерес.

Влияние электрической анизотропии в модели с наклонным высокоомным анизотропным пластом в низкоомном изотропном окружении несущественно меняет общую картину изменений сигналов (рис. 4) по сравнению с графиками на рис. 2. При пересечении скважины пласта под прямым углом наибольшие изменения, обусловленные смещением зонда с оси скважины, заметны на графиках сигналов в низкоомных вмещающих пластах, в области выхода на значения в пласте между его границами изменения сигналов не заметны при используемой толщине линий. При угле пересечения скважины и границ пласта 45° на диаграммах разности фаз смещенного с оси зонда возникает минимум, значение которого тем ниже, чем больше смещение, диаграммы отношения амплитуд немного изменяются по сравнению с нормальным пересечением, но не осложняются дополнительными экстремумами.

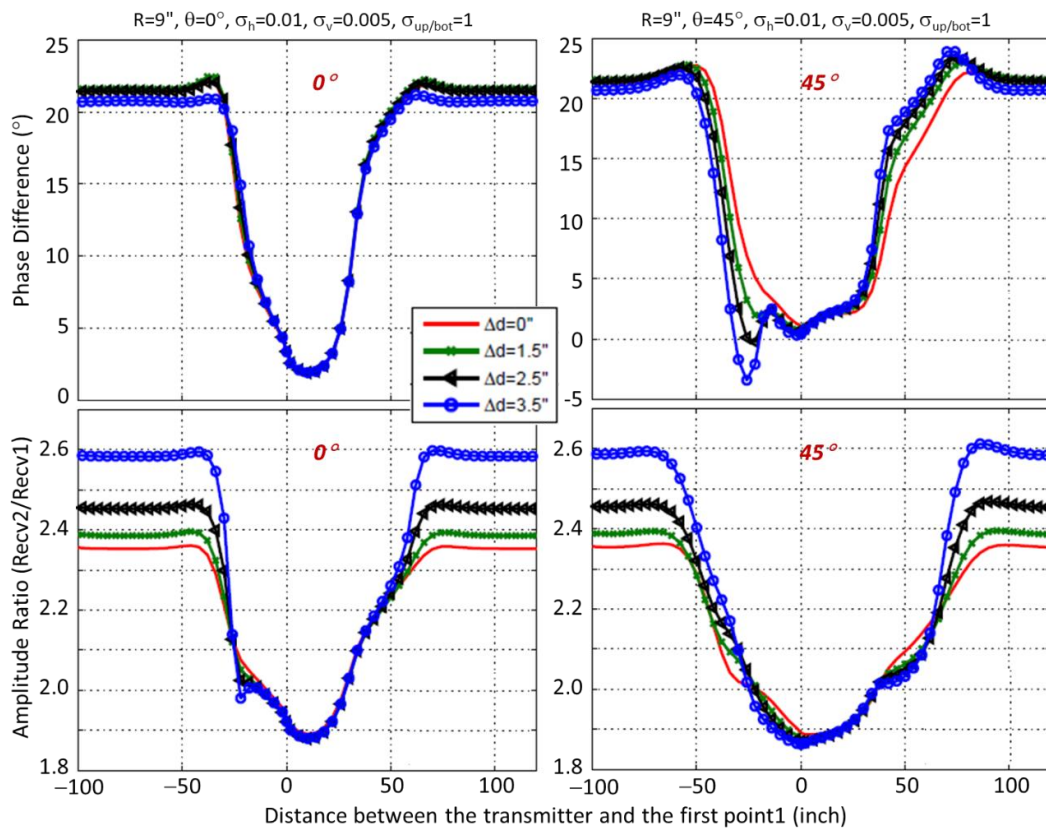


Рис. 4. Разность фаз и отношение амплитуд для зонда LWD (2 МГц), пересекающего анизотропный пласт, в зависимости от смещения с оси скважины (рис. 7 и 8 из статьи [Lee et al., 2012]), заполненной изолирующим буровым раствором (УЭС 2000 Ом·м). По оси абсцисс отложено расстояние между генератором и подошвой пласта в дюймах, по оси ординат – разность фаз в градусах (вверху) и безразмерное отношение амплитуд (внизу). Слева – скважина пересекает границы под прямым углом, справа – под углом 45°

Остается отметить, что значения УЭС моделей мало соответствуют реальным горным породам, и, по-видимому, выбраны авторами для наиболее наглядной иллюстрации возможных изменений сигналов.

ВЛИЯНИЕ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА НА СИГНАЛЫ ЗОНДОВ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАРОТАЖА

В разрезах Западной Сибири большая часть отложений характеризуется средним диапазоном значений УЭС – от 1.5 до 50 Ом·м, радиусы скважин редко бывают много больше 0.10–0.15 м, УЭС глинистого, полимер-глинистого или полимер-карбонатного растворов лежит в диапазоне 0.5–3.0 Ом·м. В наиболее неблагоприятном случае минерализованного биополимерного раствора УЭС снижается до сотых долей омметра, но такой раствор, как правило, используется только при бурении наклонных скважин малого радиуса.

Влияние разного типа неровностей стенки скважины, заполненной буровым раствором с низким относительно пород значением УЭС, вносит свой вклад в сигналы индукционного каротажа. Так, при бурении на растворах с большой электропроводностью, возникает известная квазипериодическая помеха, причиной которой является периодическое изменение направления ствола скважины или изменение диаметра, сильно искажающая диаграммы как высокочастотного, так низкочастотного индукционного каротажа. Непериодические помехи вносят трещины и каверны, иногда приводящие к выходу сигналов за пределы ожидаемого диапазона. Также можно предположить, что влияние эксцентриситета прибора приводит к систематическому сдвигу сигналов на некотором протяженном интервале, поскольку угол наклона скважины не может быстро измениться.

Относительно высокие частоты (0.875, 1.75, 3.5, 7.0, 14.0 МГц для зондов длиной 2.0, 1.4, 1.0, 0.7 и 0.5 м соответственно), используемые в аппаратуре ВЭМКЗ (ВИКИЗ), разнообразие значений радиусов скважин и приборов, а также контраста УЭС буровых растворов и пород обуславливает интерес к влиянию неосесимметричного положения зонда на измеряемые разность фаз $\Delta\varphi$ (обозначение: DF05, DF07, DF10, DF14 и DF20; число – длина зонда в дм) и отношение амплитуд A_2/A_1 (обозначение: DA05, DA07, DA10, DA14 и DA20) [Эпов и др., 2010]. Исследование этого влияния необходимо, поскольку широко распространенные методики и средства количественной интерпретации основаны на предположении о соосности зонда ВЭМКЗ и скважины, и их применение к искаженным влиянием эксцентриситета сигналам может приводить к ошибкам при определении УЭС пластов и их измененных зон. Особенно важным исследование влияния эксцентриситета становится при определении радиального распределения УЭС по комплексу ВЭМКЗ и БКЗ в задачах оценки фильтрационно-емкостных свойств коллекторов на основе фильтрационного моделирования или исследования уплотнения породы вблизи стенки скважины в процессе бурения [Еров et al., 2002; Нестерова и др., 2014].

В первых работах, посвященных влиянию эксцентриситета на разность фаз, измеряемую зондами электромагнитного каротажа в модификации ВИКИЗ, рассматривались условия глинистых растворов на пресной воде и средних значений УЭС отложений. К тому же методика количественной интерпретации данных ВИКИЗ самих по себе предполагает оценку параметров осредненной зоны проникновения, и подробности ее строения не рассматриваются. Поэтому основной вывод в работах сводился к тому, что изменение сигналов зонда в результате смещения не влияет на оценку УЭС неизменной части пласта и незначительно меняет параметры повышающей зоны проникновения.

Влияние смещения зонда индукционного каротажа с оси скважины исследовано в работе [Кауфман и др., 1974]. Вывод авторов: для фокусированного трехкатушечного зонда влияние эксцентриситета может

быть существенным при определении относительно высокого удельного сопротивления пласта, когда скважина заполнена сильно минерализованным буровым раствором (отношение удельных электропроводностей пласта и раствора менее 10^{-3}), потому что в этом случае для получения уверенно измеряемых сигналов, создаваемых токами в плохо проводящей среде, необходимо использование относительно высоких частот, при которых "расчеты необходимо выполнять по точным формулам".

В работе [Антонов, Кривоуцкий, 1981] приведены результаты расчетов разности фаз для трех изопараметрических зондов высокочастотного индукционного каротажа при контрасте УЭС раствора и пласта от $1/2$ до $1/512$ и показано, что смещение зонда с оси скважины практически не влияет, если УЭС пласта отличается от УЭС бурового раствора не более чем в 10 раз, что соответствует наиболее распространенной ситуации при бурении глинисто-песчаных отложений на пресном глинистом растворе.

В методической работе [Технология ..., 2000] показано, что для аппаратуры ВИКИЗ с радиусом корпуса 0.0365 м, размещенной в скважине радиусом 0.108 м, влияние эксцентриситета тем больше, чем выше контраст УЭС и меньше длина зонда. При УЭС бурового раствора 2 Ом·м и пласта 100 Ом·м значение $\Delta\varphi$ короткого зонда DF05 при максимальном эксцентриситете увеличивается на 20 % относительно значения на оси, зонда DF07 – на 15 %, зонда DF10 – на 5 %, зонда DF14 – на 2 %, зонда DF20 – не изменяется. Но при низком УЭС бурового раствора зависимость от смещения прибора с оси оказывается сложнее: для УЭС раствора 0.2 Ом·м и пласта 20 Ом·м изменяется тип кривой зондирования – с монотонно падающей с длиной зонда при осевом положении до восходящей при максимальном эксцентриситете. При этом значение $\rho_K^{\Delta\varphi}$ для длинных зондов практически одинаково при любом смещении.

В последующем для более полного исследования влияния смещения прибора с оси скважины расчет сигналов выполняется с использованием программ, реализующих как численно-аналитический алгоритм, так и конечно-разностный или конечно-элементный, с взаимным тестированием результатов. Основным объемом расчетов проведен конечно-элементным способом для модели "скважина круглого сечения – пласт" при максимальном смещении зондов на стенку скважины. Максимальное смещение Δr , или расстояние между осями прибора и скважины, определяется радиусом скважины и внешним радиусом корпуса прибора.

Смещение зондов ВЭМКЗ с оси скважины значительно влияет на измеряемые сигналы [Игнатов, Сухорукова, 2009; Еров et al., 2012; Эпов, Сухорукова, 2012; Сухорукова, 2017]. Это влияние тем больше, чем больше радиус скважины, сильнее контраст УЭС раствора и пласта и выше рабочая частота зонда.

Детальные расчеты разности фаз $\Delta\varphi$ и отношения амплитуд A_2/A_1 проведены для фиксированной сетки радиусов скважины (0.062, 0.073, 0.108, 0.150 м) и радиусов основных модификаций аппаратуры ВЭМКЗ (0.0365 и 0.051 м) для двух положений прибора: на оси скважины и на ее стенке [Горбатенко и др., 2013]. В модели "скважина–пласт" диапазон УЭС пласта ρ_n от 0.5 до 2000 Ом·м, бурового раствора ρ_c – от 0.01 до 1000 Ом·м.

В вертикальных скважинах большей частью измеряется разность фаз прибором ВИКИЗ, типичный радиус скважины 0.108 м, радиус прибора 0.0365 м [Сухорукова, 2017]. При $\rho_c = 0.1$ Ом·м при осевом положении прибора значения $\Delta\varphi$ монотонно возрастают от короткого зонда к длинному, графики $\Delta\varphi$ почти параллельны для всех рассмотренных значений ρ_n (рис. 5). При смещении прибора на стенку скважины значения $\Delta\varphi$ увеличиваются на несколько градусов ($1-5^\circ$) для всех зондов кроме длинного, на кривой зондирования появляется максимум для зонда 0.7 м, значение $\Delta\varphi$ минимально для зонда 2.0 м. Такая форма кривой зондирования при инверсии приводит к возникновению в модели ложной глубокой зоны

понижающего проникновения, в то время как при инверсии кривой зондирования централизованного прибора сигналы соответствуют модели пласта без проникновения. Графики $\Delta\varphi$ для смещенного прибора тоже почти параллельны, для каждого зонда изменение $\Delta\varphi$ в результате смещения с оси на стенку при всех значениях ρ_n примерно одинаковое. Значения A_2/A_1 при центральном положении прибора одинаковы для двух длинных зондов (1.4 и 2.0 м) и немного больше для средних зондов (0.7 и 1.0 м), значение для зонда 0.5 м близко к значениям для длинных зондов. При смещении прибора на стенку значения A_2/A_1 не меняются для двух длинных зондов, что обеспечивает правильное определение кажущегося УЭС по этим сигналам. Для остальных зондов значения A_2/A_1 снижаются по сравнению с положением на оси.

При $\rho_c = 0.5$ Ом·м и при центральном положении прибора значения как $\Delta\varphi$, так и A_2/A_1 всех зондов кроме короткого соответствуют значению ρ_n , влияние скважины на сигналы короткого зонда увеличивает значение $\Delta\varphi$ примерно на 1° и уменьшает значение A_2/A_1 примерно на 0.01. При смещении на стенку не изменяются значения $\Delta\varphi$ для двух длинных зондов и значения A_2/A_1 для зондов 1.0–2.0 м. Значения $\Delta\varphi$ зондов 0.5–1.0 м для ρ_n от 30 до 500 Ом·м завышены (примерно на 3° для DF05), значения A_2/A_1 двух коротких зондов занижены (на 0.05 для 0.5 м). Изменение вследствие смещения минимально при $\rho_n = 5$ Ом·м: значение $\Delta\varphi$ для короткого зонда снижается примерно на 1° , для зонда 0.7 м – повышается на эту же величину, значение A_2/A_1 снижается для этих зондов не более чем на 0.01. Графики обоих измеряемых сигналов почти параллельны между собой для $\rho_n = 30$ –500 Ом·м.

С увеличением значения ρ_c до 1.0 Ом·м изменение сигналов при смещении уменьшается. Значение A_2/A_1 снижается только для зонда 0.5 м, значение $\Delta\varphi$ повышается для зондов 0.5 и 0.7 м. Графики $\Delta\varphi$ для $\rho_n = 10$ –500 Ом·м соответствуют кривым зондирования пласта с понижающей зоной проникновения. При $\rho_c = 10.0$ Ом·м изменения, обусловленные сдвигом прибора с оси на стенку скважины, становятся практически незаметными.

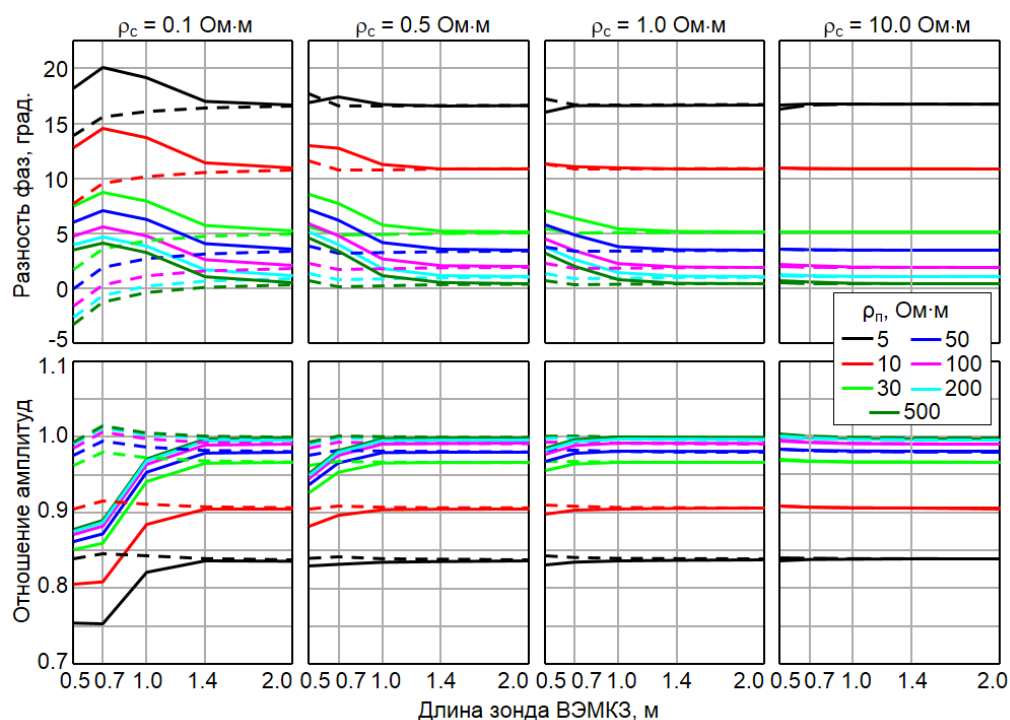


Рис. 5. Значения разности фаз и отношения амплитуд для разных УЭС пласта и бурового раствора и положений прибора ВЭМКЗ в зависимости от длины зондов (рис. 1.9 из [Сухорукова, 2017]). Радиус прибора 0.0365 м, радиус скважины 0.108 м, УЭС раствора 0.1–10 Ом·м. Пунктир – прибор расположен на оси скважины, сплошная линия – на ее стенке

На основе подобных расчетов для разных соотношений УЭС бурового раствора и пласта созданы палетки поправок для пересчета сигналов, измеренных смещенным прибором, на ось скважины [Сухорукова, 2017]. Пусть $\Delta\varphi_s$ – сигнал зонда, лежащего на стенке, $\Delta\varphi_o$ – сигнал зонда на оси, тогда $\Delta(\Delta\varphi) = \Delta\varphi_s - \Delta\varphi_o$ – изменение (приращение) сигнала при сдвиге прибора с оси на стенку. Величина $\Delta(\Delta\varphi)$ для разных зондов ВИКИЗ оказывается довольно значительной при таком соотношении радиусов скважины и прибора (рис. 6). Белым цветом обозначена область, в которой сигналы при положении зонда на стенке и на оси скважины равны с практической точностью (различие не превышает погрешности измерения $|\Delta(\Delta\varphi)| < 0.3^\circ$). Эта область включает линию равных между собой значений ρ_n и ρ_c (показана на рисунках), довольно широкую полосу вокруг нее, смещенную в сторону $\rho_n > \rho_c$. При низких значениях ρ_n и ρ_c значение $\Delta(\Delta\varphi)$ меняет знак.

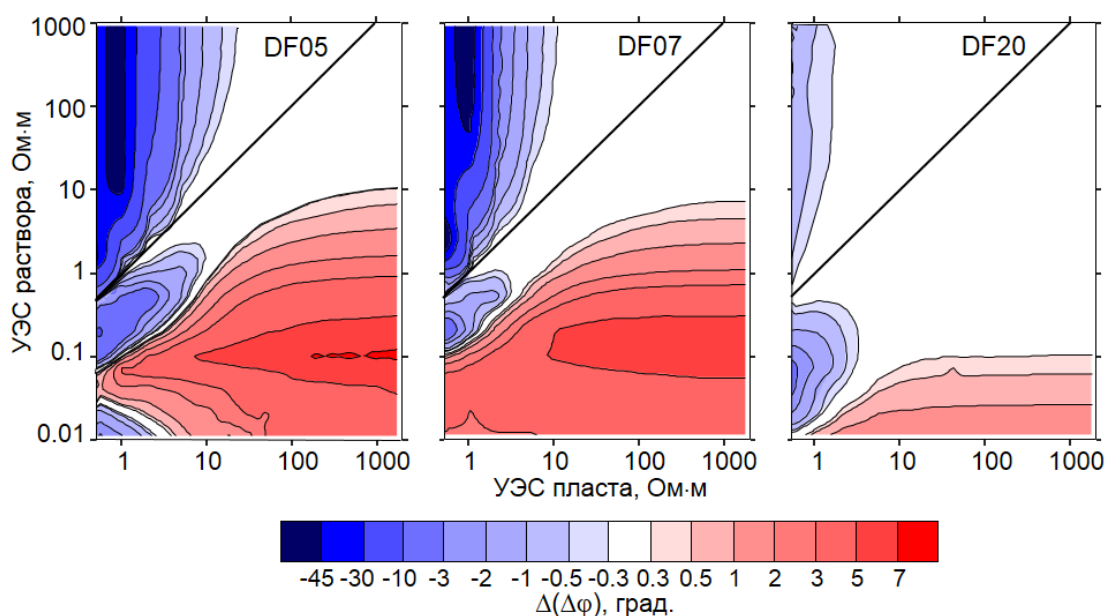


Рис. 6. Приращение разности фаз при сдвиге прибора с оси скважины на стенку для разных УЭС пласта (по горизонтальной оси) и УЭС бурового раствора (по вертикальной оси) (рис. 1.10 из [Сухорукова, 2017]). Радиус скважины 0.108 м, прибора – 0.0365 м

При бурении наклонных или горизонтальных стволов радиус скважины равен 0.062 м, внешний радиус корпуса модулей ВЭМКЗ автономной аппаратуры – 0.051 м. Изменение сигналов ($\Delta\varphi$ и A_2/A_1) в результате сдвига прибора на стенку скважины (рис. 7) максимально для высокочастотного зонда 0.5 м и практически незначимо (меньше погрешности измерения) для зондов длиной больше 1 м (1.1, 1.4, 1.6, 2.0 м). Эксцентриситет больше влияет на $\Delta\varphi$, чем на A_2/A_1 , увеличивая $\Delta\varphi$ и уменьшая A_2/A_1 при высокой электропроводности раствора в скважине [Горбатенко и др., 2013; Сухорукова, 2017].

С применением подобных палеток влияние эксцентриситета на сигналы ВЭМКЗ необходимо исключать до проведения численной инверсии на основе цилиндрически-слоистой модели при наличии предпосылок для этой коррекции (большой контраст значений ρ_n и ρ_c , широкая скважина, нецентрированный прибор, нефизичные формы кривых зондирования, признаки глубокого понижающего проникновения в непроницаемых неглинистых породах). При этом влияние эксцентриситета на сигналы длинных зондов не превышает погрешности измерения в практически важном диапазоне значений ρ_n и ρ_c и меньше для отношения амплитуд, чем для разности фаз [Еров et al., 2012; Сухорукова, 2017]. При нецентрированном положении прибора ВЭМКЗ в задачах определения радиального распределения УЭС в проницаемом

пласте измеренные короткими высокочастотными зондами ВЭМКЗ (0.5–1.0 м) значения разности фаз и отношения амплитуд следует пересчитывать в значения на оси скважины. В задачах определения параметров горизонтально-слоистой среды по сигналам длинных низкочастотных зондов (1.1–2.0 м) коррекция измеренных значений, при типичных размерах радиусов скважины и прибора, не требуется.

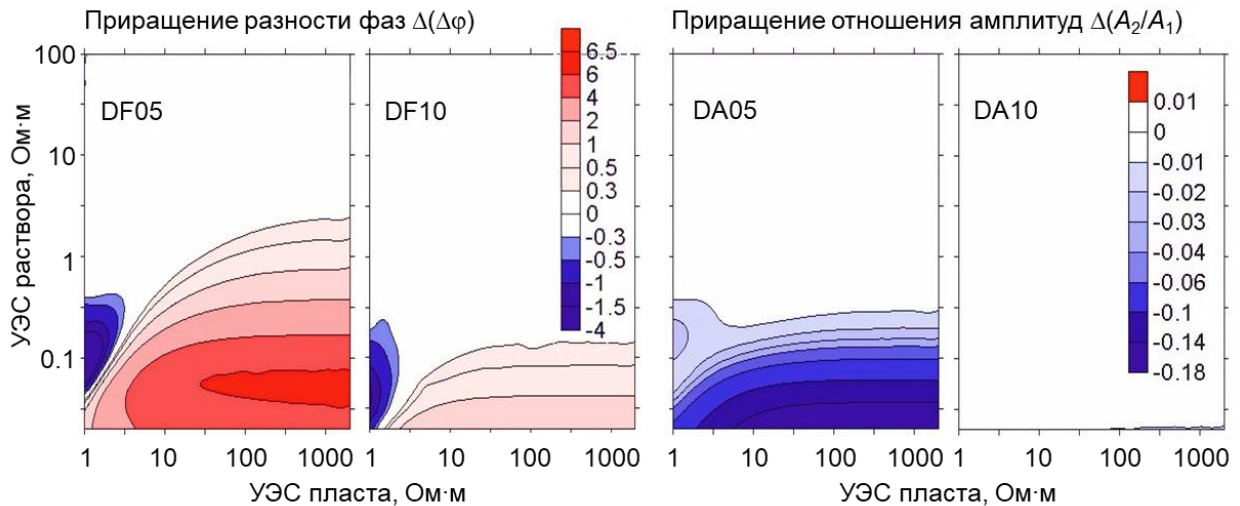


Рис. 7. Приращение разности фаз при сдвиге прибора с оси скважины на стенку для разных УЭС пласта (по горизонтальной оси) и УЭС бурового раствора (по вертикальной оси). Радиус скважины 0.062 м, прибора – 0.051 м (рис. 1.11 из [Сухорукова, 2017])

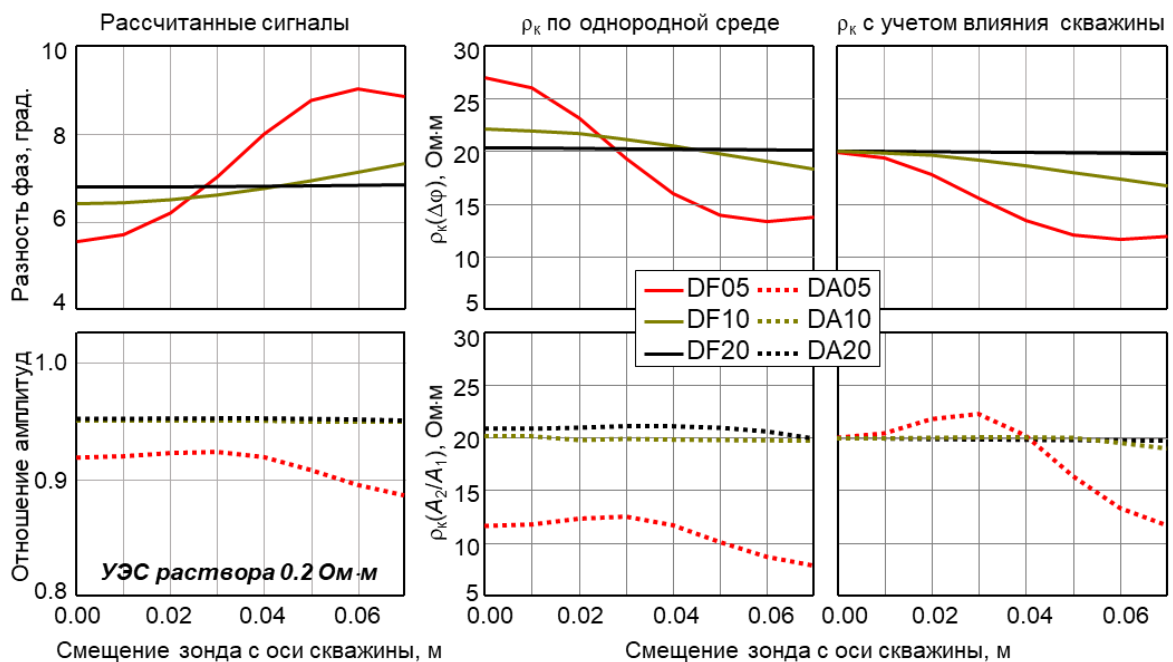


Рис. 8. Значения разности фаз и отношения амплитуд в зависимости от смещения зонда с оси скважины (рис. 1.12 из [Сухорукова, 2017], дополненный) и их трансформации в кажущееся сопротивление. Диаметр скважины 0.216 м, прибора 0.073 м, $\rho_n = 20$ Ом·м, $\rho_c = 0.2$ Ом·м

Изменение сигналов ВЭМКЗ от величины смещения зонда с оси скважины также оказывается достаточно сложным. Если зонд не лежит на стенке скважины, оценить влияние смещения, не зная величину последнего, оказывается невозможно [Сухорукова, 2017; Сухорукова и др., 2018]. Но при этом можно установить, сигналы каких зондов будут искажены в наименьшей степени. Зависимость величин $\Delta\phi$

и A_2/A_1 от смещения с оси в модели с параметрами диаметр скважины 0.216 м, прибора 0.073 м, $\rho_n = 20$ Ом·м, $\rho_c = 0.2$ Ом·м показывает (рис. 8), что значения $\Delta\varphi$ короткого зонда (DF05) изменяются слабо при небольшом смещении прибора с оси (до 0.01 м) в случае $\rho_c = 0.2$ Ом·м и рядом со стенкой скважины (смещение 0.05–0.07 м), для среднего зонда (DF10) – при смещении до 0.03 м, длинного зонда (DF20) – не изменяются совсем; значения A_2/A_1 короткого зонда (DA05) заметно изменяются только при смещении более 0.04 м, для зондов 1 и 2 м (DA10 и DA20) влияние смещения отсутствует. В области средних значений смещения (0.025–0.040 м) изменение $\Delta\varphi$ с длиной зонда будет немонотонным, в отличие от изменения значений A_2/A_1 . Немонотонная кривая зондирования, построенная по разности фаз, встречается при анализе практических сигналов, и это может быть признаком среднего смещения прибора в скважине. При максимальных смещениях оба сигнала изменяются таким образом, что в модели непроницаемого пласта появится понижающая зона проникновения.

При значительном контрасте ρ_n и ρ_c (20 и 0.2 Ом·м) трансформация в кажущееся сопротивление по однородной среде повторяет зависимости для сигналов. При центрированном положении на диаграммах будем видеть с уменьшением длины зондов увеличение значений $\rho_k(\Delta\varphi)$ и уменьшение значений $\rho_k(A_2/A_1)$. При положении на стенке удлинение зонда приводит к увеличению обеих характеристик. При среднем смещении (2.5–5.0 см) зависимость $\rho_k(\Delta\varphi)$ может быть сложной для анализа. Трансформации для длинного зонда слабо зависят от смещения и соответствуют УЭС пласта.

Для трансформаций измеряемых сигналов в кажущееся сопротивление с учетом влияния скважины характерно следующее. Если прибор центрирован, то значения трансформаций $\rho_k(\Delta\varphi)$ и $\rho_k(A_2/A_1)$ практически равны УЭС пласта. При сантиметровом смещении с оси начинает снижаться $\rho_k(\Delta\varphi)$ короткого зонда, к 2 см смещения достигая 10% уменьшения, а при смещении на 5–7 см – уровня 12 Ом·м; начиная с 2 см снижается также значение среднего зонда до 16.6 Ом·м при 7 см; на значение для длинного зонда смещение не влияет. Трансформация $\rho_k(A_2/A_1)$ двух коротких зондов будет завышена при смещении от 1 до 4 см; для зондов длиной 1–2 м (DA10–DA20) смещение практически не влияет на кажущееся сопротивление. При смещении, большем 4 см, кривые зондирования (в величинах кажущегося сопротивления) будут соответствовать понижающему проникновению.

При $\rho_c = 0.02$ Ом·м (рис. 9) максимальные изменения $\Delta\varphi$ соответствуют разным смещениям: для короткого зонда это смещение 0.02 м, для среднего около 0.04 м. Немонотонная зависимость $\Delta\varphi$ заметна при смещении до 0.01 и более 0.05 м, A_2/A_1 – от 0.015 до 0.035 м. При смещении более 0.03 м заметно увеличение $\Delta\varphi$ длинного зонда, значение A_2/A_1 остается неизменным при любом его положении.

Трансформация в кажущееся сопротивление по однородной среде в такой контрастной модели повторяет зависимости для сигналов так же, как и для первой модели. Но значение $\rho_k(A_2/A_1)$ для длинного зонда оказывается на 20 % больше УЭС пласта, а в средней части скважины (смещение до 5 см) будут возможны большие колебания для коротких зондов. При смещении больше 2.5 см соотношение $\rho_k(\Delta\varphi)$ между зондами соответствует модели с окаймляющей зоной, что может быть признаком наличия смещения прибора ВЭМКЗ, поскольку при сильно минерализованном растворе проводящей окаймляющей зоны не формируется.

Так же, как и для модели на рис. 8, значения трансформаций $\rho_k(\Delta\varphi)$ и $\rho_k(A_2/A_1)$ с учетом влияния скважины практически равны УЭС пласта для центрированного прибора, однако при малейшем смещении начинается их уменьшение для всех зондов кроме длинного. Для смещения 2–7 см характерно, что значения $\rho_k(A_2/A_1)$ для зондов 0.5–1.0 м много ниже, чем значения $\rho_k(\Delta\varphi)$, в этом же диапазоне

соотношение $\rho_k(\Delta\varphi)$ между зондами соответствует модели с окаймляющей зоной, что может быть признаком наличия смещения прибора ВЭМКЗ.

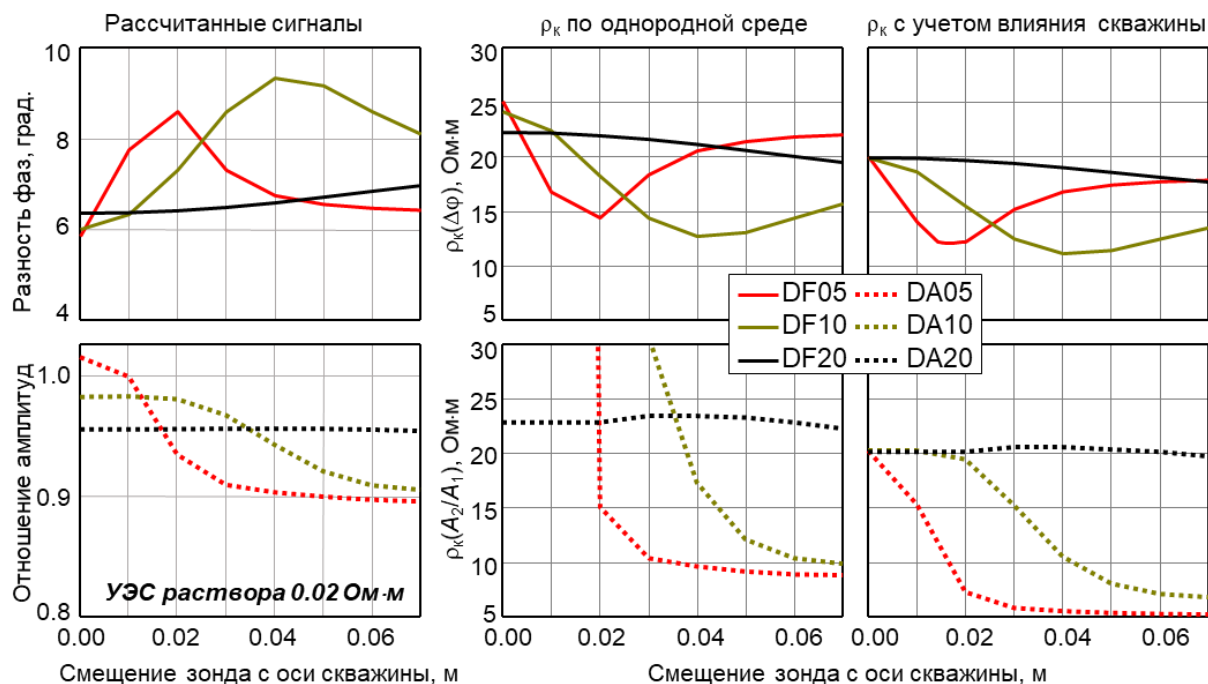


Рис. 9. Значения разности фаз и отношения амплитуд в зависимости от смещения зонда с оси скважины (рис. 1.12 из [Сухорукова, 2017], дополненный) и их трансформации в кажущееся сопротивление. Диаметр скважины 0.216 м, прибора 0.073 м, $\rho_n = 20$ Ом·м, $\rho_c = 0.02$ Ом·м

Зависимости A_2/A_1 от смещения зонда с оси скважины примерно такие же, что и результаты расчетов в статье [Hue et al., 2005], но на графиках $\Delta\varphi$ наблюдается максимум, а не минимум. При этом стоит отметить, что близкой формой зависимости обладают сигналы на частоте 2 МГц прибора LWD и 14 МГц прибора ВЭМКЗ при одном и том же контрасте УЭС раствора в скважине и пласта. Примеры успешного применения процедуры коррекции влияния эксцентриситета на сигналы ВЭМКЗ/ВИКИЗ приведены в статьях [Горбатенко и др., 2013; Литвиченко и др., 2018].

ВЫВОДЫ

В соответствии с результатами математического моделирования можно заключить, что в мегагерцовом диапазоне частот при смещении зондов с оси скважины сигналы зондов электромагнитного каротажа могут измениться достаточно сильно. Это проявляется как при максимальном смещении, когда зонд расположен на стенке скважины, так и при промежуточном. Смещение изменяет не только соотношение сигналов зондов ВЭМКЗ, работающих на разных частотах, но и форму диаграмм при пересечении границ пластов. Изменение сигналов тем больше, чем больше контраст значений УЭС пласта и бурового раствора в скважине, независимо от того, которое из них больше. Изменение оказывается разным для разности фаз и отношения амплитуд, что может быть некоторым основанием для определения значения смещения и коррекции его влияния (при достоверном измерении амплитудной характеристики). При смещении прибора ВЭМКЗ можно ошибочно выявить понижающее проникновение в непроницаемых породах по диаграммам трансформаций в кажущееся сопротивление как без учета скважины с раствором, так и с учетом.

Аналогичным образом в сигналах ВЭМКЗ проявляется электрическая поляризация глинистого вещества, и здесь остается только один критерий определения источника такого изменения: проведение коррекции влияния смещения. Опыт анализа практических данных, измеренных при наиболее применяемых в Западной Сибири диаметрах скважин и буровых растворах, показал, что во многих случаях коррекция максимально возможного смещения не приводит к исключению влияния поляризации, а соотношение скорректированных сигналов разных зондов получается более нереальным, чем исходных.

Таким образом, влияние смещения на практические сигналы электромагнитного каротажа остается скорее предметом численного изучения, что подтверждается большим количеством публикаций о результатах расчетов, но малым – о примерах практического применения. При этом постоянное изменение технологий буровых работ неизбежно приводит к новым вопросам о влиянии эксцентриситета приборов скважинной электрометрии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке проекта ФНИ № FWZZ-2022-0026 «Инновационные аспекты электродинамики в задачах разведочной и промысловой геофизики».

ЛИТЕРАТУРА

- Антонов Ю.Н., Кривоупцкий В.С.** Моделирование зондов изопараметрического каротажного зондирования // Геология и геофизика. – 1981. – № 10. – С. 127–131.
- Горбатенко А.А., Вологдин Ф.В., Сухорукова К.В.** Моделирование влияния неровностей стенки скважины и эксцентриситета каротажного зонда на показания высокочастотного электромагнитного каротажного зондирования в скважинах с высокопроводящим раствором // Каротажник. – 2013. – № 2. – С. 54–64.
- Игнатов В.С., Сухорукова К.В.** Влияние эксцентриситета зонда на сигналы высокочастотного электромагнитного каротажа // Каротажник. – 2009. – № 182. – С. 101–110.
- Кауфман А.А., Каганский А.М., Кривоупцкий В.С.** Радиальные характеристики индукционных зондов, смещенных относительно оси скважины // Геология и геофизика. – 1974. – № 7. – С. 102–116.
- Литвиченко Д.А., Сухорукова К.В., Нечаев О.В.** Влияние смещения прибора к стенке скважины на сигналы электромагнитного каротажа и их трансформации // Каротажник. – 2018. – № 9 (291). – С. 35–45.
- Нестерова Г.В., Ельцов И.Н., Киндюк В.А., Назаров Л.А., Назарова Л.А.** Моделирование гидродинамических процессов в напряженно-деформированной прискважинной зоне и геофизические приложения // Петрофизика сложных коллекторов: проблемы и перспективы 2014: Сборник статей. – М.: «ЕАГЕ Геомодель». – 2014. – С. 327–344.
- Сухорукова К.В.** Определение электрофизических параметров терригенных отложений на основе совместной численной инверсии данных электрического и электромагнитного каротажа в вертикальных и наклонных скважинах: Диссертация ... д. техн. наук. – Новосибирск, 2017. – 357 с.
<http://www.ipgg.sbras.ru/ru/publications/ibc/2017/ds-2017-sukhorukova.pdf>
- Сухорукова К.В., Нечаев О.В., Суродина И.В., Петров А.М.** Практические приложения численного моделирования и инверсии в задачах электрокаротажа // Марчуковские научные чтения–2018: Труды Международной конференции "Вычислительная математика и математическая геофизика", посвящ. 90-летию со дня рождения акад. А.С. Алексеева (г. Новосибирск, Академгородок, 8–12 октября 2018 г.) – Новосибирск, 2018. – С. 368–374.
- Технология** исследования нефтегазовых скважин на основе ВИКИЗ: Методическое руководство / ред. М.И. Эпов, Ю.Н. Антонов. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, НИЦ ОИГГМ, 2000. – 121 с.

- Чаадаев Е.В.** Развитие теории и методики интерпретации данных электрического и индукционного каротажа : автореф. дис. ... д. техн. наук. – Тверь, ВНИИГИС, 1991. – 32 с.
- Чен К.Ч., Ванг Х.** Устройство и способ для учета влияния эксцентриситета скважины: Пат. RU 2 347 243 C2. Опубл. 20.02.2009. Бюл. 5. 21 с.
- Эпов М.И., Каюров К.Н., Ельцов И.Н., Петров А.Н., Сухорукова К.В., Соболев А.Ю., Власов А.А.** Новый аппаратный комплекс геофизического каротажа СКЛ и программно-методические средства интерпретации EMF Pro // Бурение и нефть. – 2010. – № 2. – С. 16–19.
- Эпов М.И., Сухорукова К.В.** Электрические и электромагнитные каротажные зондирования в реалистичных моделях нефтегазовых коллекторов: численное моделирование и интерпретация // Геофизический журнал (Киев). – 2012. – № 34 (4). – С. 5–15.
- Anderson B., Barber T., Kennedy D., Shen L.** New dimensions in modeling resistivity // Schlumberger Oilfield Review. – 1997. – Vol. 9. – P. 41–56.
- Barber T., Jammes L., Smits J.W., Klopff W., Ramasamy A., Reynolds L., Sibbit A., Terry R.** Real-time openhole evaluation // Oilfield Review. – 1999. – Summer. – P. 36–57.
- Епов М., Yeltsov I., Kashevarov A., Sobolev A., Ulyanov V.** Time evolution of the near borehole zone in sandstone reservoir from the data of repeated high-frequency electromagnetic logging // SPWLA 43rd Annual Logging Symposium. June 2–5, 2002. – 2002. – Paper SPWLA-2002-ZZ, <https://onepetro.org/SPWLAALS/proceedings-abstract/SPWLA-2002/All-SPWLA-2002/SPWLA-2002-ZZ/27387>.
- Епов М.И., Сухорукова К.В., Nikitenko M.N., Gorbatenko A.A., Arzhantsev V.S.** Electromagnetic sounding in deviated and horizontal wells: mathematical modeling and real data interpretation // SPE Russian Oil & Gas Exploration & Production Technical Conference & Exhibition (Moscow, Russia 16–18th October 2012). – Moscow, 2012. – Paper SPE-162034-MS, doi: 10.2118/162034-MS.
- Gianzero S.C.** Effect of sonde eccentricity on responses of conventional induction-logging tools // IEEE Transactions on Geoscience Electronics. – 1978. – Vol. 16 (4). – P. 332–339, doi: 10.1109/TGE.1978.294593.
- Gianzero S.C., Rau R.** The effect of sonde position in the hole on responses of resistivity logging tools // Geophysics. – 1977. – Vol. 42 (3). – P. 642–654, doi: 10.1190/1.1440734.
- Hou J., Bittar M.** Correction for the borehole effect of multi-component array induction log data // PIERS Proceedings (July 5–8, 2010). – Cambridge, USA, 2010. – P. 403–409.
- Hou J., Sanmartin L., Wu D., Torres D., Celepcikay T.** A new multi-frequency triaxial array induction tool for enhancing evaluation of anisotropic formations and its field testing // SPWLA 54th Annual Logging Symposium (June 22–26, 2013). – New Orleans, Louisiana, 2013. – Paper SPWLA-2013-CCC.
- Hue Y.-K., Teixeira F.L., San Martin L.E., Bittar M.** Three-dimensional simulation of eccentric LWD tool response in boreholes through dipping formations // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 2005. – Vol. 43 (2). – P. 257–268, doi: 10.1109/TGRS.2004.841354.
- Kaufman A., Itskovich G.** Basic principles of induction logging: electromagnetic methods in borehole. – Elsevier, 2017. – 501 p.
- Lee H., Teixeira F., San Martin L., Bittar M.** Numerical modeling of eccentric LWD borehole sensors in dipping and fully-anisotropic earth formations // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 2012. – Vol. 50 (3). – P. 727–735, doi: 10.1109/TGRS.2011.2162736.
- Li Q., Omeragic D., Chou L., Yang L., Duong K., Smits J., Yang J., Lau T., Liu C., Dworak R., Dreuillault V., Ye H.** New directional electromagnetic tool for proactive geosteering and accurate formation evaluation while

drilling // SPWLA 46th Annual Logging Symposium (June 26–29, 2005). – New Orleans, Louisiana, 2005. – Paper SPWLA-2005-UU.

Liu Q.-H. Electromagnetic field generated by an off-axis source in a cylindrically layered medium with an arbitrary number of horizontal discontinuities // *Geophysics*. – 1993. – Vol. 58 (5). – P. 616–625, doi: 10.1190/1.1443445.

Minerbo G.N., Miles J.W. Borehole correction system for an array induction well-logging apparatus: United States Patent: 5,041,975. Date of Patent: Aug. 20, 1991. – 69 p.

Nikitenko M., Itskovich G., Seryakov A. Fast electromagnetic modeling in cylindrically layered media excited by eccentric magnetic dipole // *Radio Science*. – 2016. – Vol. 51 (6). – P. 573–588, doi: 10.1002/2016RS005950.

Omeragic D. Multi-coil electromagnetic focusing methods and apparatus reduce borehole eccentricity effects: United States Patent No.: US 6,541,979 B2. Date of Patent: Apr. 1, 2003. – 20 p.

Rabinovich M.B., Besspalov A.N., Forgang S.W. Use of electrodes and multi-frequency focusing to correct eccentricity and misalignment effects on transversal induction measurements: United States Patent US 8803527 B2. 12 Aug 2014. – 12 p.

Rosthal R., Barber T., Bonner S., Chen K.C., Davydycheva S., Hazen G., Homan D., Kibbe C., Minerbo G., Schlein R., Villegas L., Hanming W.H., Zhou F. Field test results of an experimental fully-triaxial induction tool // 44th Annual SPWLA Symposium (June 22–25, 2003). – Galveston, Texas, 2003a. – Paper SPWLA-2003-QQ.

Rosthal R.A., Homan D., Barber T.D., Bonner S., Clark B., Omeragic D. Method and apparatus for cancellation of borehole effects due to a tilted or transverse magnetic dipole: United States Patent: US 6,573,722 B2. Date of Patent: Jun. 3, 2003b. – 13 p.

Sun X., Nie Z., Li A., Luo X. Analysis and correction of borehole effect on the responses of multicomponent induction logging tools // *PIER*. – 2008. – Vol. 85. – P. 211–226, doi: [10.2528/PIER08072206](https://doi.org/10.2528/PIER08072206).

Thunehed H., Olsson O. Borehole corrections for a thick resistivity probe // *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*. – 2004. – Vol. 9 (4). – P. 217–224, doi: 10.4133/JEEG9.4.217.

REFERENCES

Anderson B., Barber T., Kennedy D., Shen L. New dimensions in modeling resistivity // *Shlumberger Oilfield Review*. – 1997. – Vol. 9. – P. 41–56.

Antonov Yu.N., Krivoputsky V.S. Modeling of probes of isoparametric logging sounding // *Soviet Geology and Geophysics*. – 1981. – Vol. 10. – P. 127–131.

Barber T., Jammes L., Smits J.W., Klopff W., Ramasamy A., Reynolds L., Sibbit A., Terry R. Real-time openhole evaluation // *Oilfield Review*. – 1999. – Summer. – P. 36–57.

Chaadaev E.V. Development of the theory and methodology for the interpretation of electrical and induction logging data. SciD Thesis [in Russian]. – VNIIGIS, Tver, 1991. – 32 p.

Chen K.Ch., Vang Kh. Device and method for account of influence of centering error of chink: Patent RU 2 347 243 C2. Date of publication: 20.02.2009. – Bull. 5. – 21 p.

Epov M., Yeltsov I., Kashevarov A., Sobolev A., Ulyanov V. Time evolution of the near borehole zone in sandstone reservoir from the data of repeated high-frequency electromagnetic logging // SPWLA 43rd Annual Logging Symposium. June 2–5, 2002. – 2002. – Paper SPWLA-2002-ZZ, <https://onepetro.org/SPWLAALS/proceedings-abstract/SPWLA-2002/All-SPWLA-2002/SPWLA-2002-ZZ/27387>.

Epov M.I., Antonov Yu.N., Yeltsov I.N., Zhmaev S.S., Petrov A.N., Ulyanov V.N., Glinskikh V.N., Eremin V.N., Kayurov K.N., Kiselev V.V., Lavrukhov V.T., Martakov S.V., Nikitenko M.N., Revva M.Yu., Sobolev

- A.Yu., Sukhorukova K.V., Cheryauka A.B.** VIKIZ Method for Logging Oil and Gas Boreholes [in Russian]. – Novosibirsk, GEO, 2002. – 112 p.
- Epov M.I., Kayurov K.N., Yeltsov I.N., Sukhorukova K.V., Petrov A.N., Sobolev A.Yu., Vlasov A.A.** New SKL logging equipment, methods and EMF PRO programs for data interpretation // *Burenie i Neft*. – 2010. – Vol. 2. – P. 16–19.
- Epov M.I., Sukhorukova C.V., Nikitenko M.N., Gorbatenko A.A., Arzhantsev V.S.** Electromagnetic sounding in deviated and horizontal wells: mathematical modeling and real data interpretation // SPE Russian Oil & Gas Exploration & Production Technical Conference & Exhibition (Moscow, Russia 16–18th October 2012). – Moscow, 2012. – Paper SPE-162034-MS, doi: 10.2118/162034-MS.
- Epov M.I., Sukhorukova K.V.** Electric and electromagnetic logging sounding in realistic models of oil-gas collectors: numerical modeling and interpretation // *Geofizicheskii Zhurnal (Kiev)*. – 2012. – Vol. 34 (4). – P. 5–15.
- Gianzero S.C.** Effect of sonde eccentricity on responses of conventional induction-logging tools // *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*. – 1978. – Vol. 16 (4). – P. 332–339, doi: 10.1109/TGE.1978.294593.
- Gianzero S.C., Rau R.** The effect of sonde position in the hole on responses of resistivity logging tools // *Geophysics*. – 1977. – Vol. 42 (3). – P. 642–654, doi: 10.1190/1.1440734.
- Gorbatenko A.A., Vologdin F.V., Sukhorukova K.V.** Simulation of the effect of rough borehole walls and an excentered logging sonde on the readings of high-frequency electromagnetic logging sounding in wells filled with a high-conductivity drilling mud // *Karotazhnik*. – 2013. – Vol. 2. – P. 54–64.
- Hou J., Bittar M.** Correction for the borehole effect of multi-component array induction log data // *PIERS Proceedings (July 5–8, 2010)*. – Cambridge, USA, 2010. – P. 403–409.
- Hou J., Sanmartin L., Wu D., Torres D., Celepcikay T.** A new multi-frequency triaxial array induction tool for enhancing evaluation of anisotropic formations and its field testing // *SPWLA 54th Annual Logging Symposium (June 22–26, 2013)*. – New Orleans, Louisiana, 2013. – Paper SPWLA-2013-CCC.
- Hue Y.-K., Teixeira F.L., San Martin L.E., Bittar M.** Three-dimensional simulation of eccentric LWD tool response in boreholes through dipping formations // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. – 2005. – Vol. 43 (2). – P. 257–268, doi: 10.1109/TGRS.2004.841354.
- Ignatov V.S., Sukhorukova K.V.** Sonde eccentricity effect on high-frequency electromagnetic log responses // *Karotazhnik*. – 2009. – Vol. 5. – P. 101–110.
- Kaufman A., Itskovich G.** Basic principles of induction logging: electromagnetic methods in borehole. – Elsevier, 2017. – 501 p.
- Kaufman A.A., Kaganskii A.M., Krivoputskii V.S.** Radial characteristics of induction probes in an off-axis position in a borehole // *Soviet Geology and Geophysics*. – 1974. – Vol. 7. – P. 78–88.
- Lee H., Teixeira F., San Martin L., Bittar M.** Numerical modeling of excentered LWD borehole sensors in dipping and fully-anisotropic earth formations // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. – 2012. – Vol. 50 (3). – P. 727–735, doi: 10.1109/TGRS.2011.2162736.
- Li Q., Omeragic D., Chou L., Yang L., Duong K., Smits J., Yang J., Lau T., Liu C., Dworak R., Dreullault V., Ye H.** New directional electromagnetic tool for proactive geosteering and accurate formation evaluation while drilling // *SPWLA 46th Annual Logging Symposium (June 26–29, 2005)*. – New Orleans, Louisiana, 2005. – Paper SPWLA-2005-UU.
- Litvichenko D.A., Sukhorukova K.V., Nechaev O.V.** The effect of a tool bias towards the borehole wall on electromagnetic-log responses and their transformations // *Karotazhnik*. – 2018. – Vol. 9. – P. 35–45.

- Liu Q.-H.** Electromagnetic field generated by an off-axis source in a cylindrically layered medium with an arbitrary number of horizontal discontinuities // *Geophysics*. – 1993. – Vol. 58 (5). – P. 616–625, doi: 10.1190/1.1443445.
- Minerbo G.N., Miles J.W.** Borehole correction system for an array induction well-logging apparatus: United States Patent: 5,041,975. Date of Patent: Aug. 20, 1991. – 69 p.
- Nesterova G.V., Eltsov I.N., Kindyuk V.A., Nazarov L.A., Nazarova L.A.** Modeling of hydrodynamic processes in the stress-strain near-wellbore zone and geophysical applications // *Petrophysics of complex reservoirs: problems and prospects–2014: Collection of articles*. – EAGE Geomodel, Moscow, 2014. – P. 327–344.
- Nikitenko M., Itskovich G., Seryakov A.** Fast electromagnetic modeling in cylindrically layered media excited by eccentric magnetic dipole // *Radio Science*. – 2016. – Vol. 51 (6). – P. 573–588, doi: 10.1002/2016RS005950.
- Omeragic D.** Multi-coil electromagnetic focusing methods and apparatus reduce borehole eccentricity effects: United States Patent No.: US 6,541,979 B2. Date of Patent: Apr. 1, 2003. – 20 p.
- Rabinovich M.B., Bespalov A.N., Forgang S.W.** Use of electrodes and multi-frequency focusing to correct eccentricity and misalignment effects on transversal induction measurements: United States Patent US 8803527 B2. 12 Aug 2014. – 12 p.
- Rosthal R., Barber T., Bonner S., Chen K.C., Davydycheva S., Hazen G., Homan D., Kibbe C., Minerbo G., Schlein R., Villegas L., Hanming W.H., Zhou F.** Field test results of an experimental fully-triaxial induction tool // 44th Annual SPWLA Symposium (June 22–25, 2003). – Galveston, Texas, 2003a. – Paper SPWLA-2003-QQ.
- Rosthal R.A., Homan D., Barber T.D., Bonner S., Clark B., Omeragic D.** Method and apparatus for cancellation of borehole effects due to a tilted or transverse magnetic dipole: United States Patent: US 6,573,722 B2. Date of Patent: Jun. 3, 2003b. – 13 p.
- Sukhorukova K.V.** Determination of the electrophysical parameters of terrigenous deposits based on the joint numerical inversion of electrical and electromagnetic logging data in vertical and deviated wells: Dissertation ... Doct. of Techn. Sci. – Novosibirsk, 2017. – 357 p., <http://www.ipgg.sbras.ru/ru/publications/ibc/2017/ds-2017-sukhorukova.pdf>.
- Sukhorukova K.V., Nechaev O.V., Surodina I.V., Petrov A.M.** Practical applications of numerical modeling and inversion in electrical logging problems // *Marchuk Scientific Readings–2018: Proceedings of the International Conference "Computational Mathematics and Mathematical Geophysics", dedicated to 90th anniversary of Acad. A.S. Alekseev (Novosibirsk, Akademgorodok, October 8–12, 2018)*. – Novosibirsk, 2018. – P. 368–374.
- Sun X., Nie Z., Li A., Luo X.** Analysis and correction of borehole effect on the responses of multicomponent induction logging tools // *PIER*. – 2008. – Vol. 85. – P. 211–226, doi: [10.2528/PIER08072206](https://doi.org/10.2528/PIER08072206).
- Thunehed H., Olsson O.** Borehole corrections for a thick resistivity probe // *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*. – 2004. – Vol. 9 (4). – P. 217–224, doi: 10.4133/JEEG9.4.217.

КОРОТКО ОБ АВТОРЕ

СУХОРИУКОВА Карина Владимировна – доктор технических наук, заведующая лабораторией многомасштабной геофизики Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: количественная интерпретация комплекса данных скважинной электрометрии в вертикальных и субгоризонтальных скважинах.

Статья поступила в редакцию 9 июня 2023 г.,
принята к публикации 16 августа 2023 г.



АФТЕРШОКОВЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СИЛЬНЕЙШИХ ВНУТРИПЛИТНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ФОНОВЫЕ СОБЫТИЯ НА ТЕРРИТОРИИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ АЗИИ

О.А. Кучай

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,
e-mail: KuchayOA@ipgg.sbras.ru*

В рамках анализируемого периода наблюдений (1971–2021 гг.) значения суммарной величины скалярного сейсмического момента, полученные по афтершокам сильнейших землетрясений ($M_w \geq 7.6$) Азии ($\varphi=20\text{--}50^\circ\text{с.ш.}$, $\lambda=60\text{--}105^\circ\text{в.д.}$), слабо коррелируются с суммарной величиной скалярного сейсмического момента фоновой сейсмичности в области главного землетрясения. Высокий уровень сейсмической активности проявляется в зонах крупных активных разломов и отражается в суммарной величине скалярного сейсмического момента афтершоковых последовательностей. Типы подвижек в очагах главных событий не влияют на степень афтершоковой активности (суммарные величины скалярного сейсмического момента) и возникают при разном фоновом уровне. В течение последних 50 лет вырос уровень магнитуд сильнейших землетрясений по сравнению с предшествующим пятидесятилетним периодом.

Фоновая сейсмичность, афтершоковые последовательности, скалярная величина сейсмического момента, сильнейшие землетрясения Азии, механизмы очагов землетрясений

BACKGROUND EARTHQUAKES AND AFTERSHOCK SEQUENCES OF THE STRONGEST INTRAPLATE EARTHQUAKES IN CENTRAL ASIA

O.A. Kuchay

*Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,
e-mail: KuchayOA@ipgg.sbras.ru*

Within the analyzed observation period (1971–2021), the values of the total magnitude of the scalar seismic moment obtained from the aftershocks of the strongest earthquakes ($M_w \geq 7.6$) Asia ($\varphi=20\text{--}50^\circ\text{N}$, $\lambda=60\text{--}105^\circ\text{E}$), are weakly correlated with the total magnitude of the scalar seismic moment of background seismicity in the region of the main earthquake. A high level of seismic activity is manifested in the zones of large active faults and is reflected in the total magnitude of the scalar seismic moment of aftershock sequences. The types of movements in the foci of the main events do not affect the degree of aftershock activity (the total values of the scalar seismic moment) and occur at different background levels. Over the past 50 years, the magnitude of the strongest earthquakes has increased compared to the previous fifty-year period.

Background seismicity, aftershock sequences, scalar magnitude of the seismic moment, the strongest earthquakes in Asia, mechanisms of earthquake foci

ВВЕДЕНИЕ

Результаты анализа афтершоковых процессов опубликованы в большом количестве публикаций [Жалковский, Мучная, 1984; Татевосян, Аптекман, 2008; Радзиминович, Очковская, 2013; Лутиков и др,

2017; Родкин и др., 2020; Завьялов, Зотов, 2021; Тихоцкий и др., 2023], среди которых одни из наиболее подробных и полных исследований представлены в монографиях [Баранов, Шебалин, 2019а; Смирнов, Пономарёв, 2020] и в работах [Шебалин и др., 2018; Баранов, Шебалин, 2018, 2019б; Шебалин, Баранов, 2019].

В статье [Жалковский, Мучная, 1995] показано, что «при одинаковой величине главного толчка численность афтершоков в высокосейсмической зоне значительно выше, чем в зонах, характеризующихся низкой активностью». Полученные за последние годы каталоги сейсмических событий позволили увеличить сроки наблюдения за фоновой сейсмичностью. В связи с этим в данной работе сделана попытка оценить состояние зон сейсмически активной среды на основе анализа зарегистрированных фоновых и афтершоковых процессов в районе возникновения сильнейших внутриплитных землетрясений ($M_w \geq 7.6$) Центральной Азии. Для этого рассматриваются суммарные величины скалярного сейсмического момента фоновых событий в районах сильнейших землетрясений Азии и сопоставляются с суммарными скалярными значениями сейсмического момента афтершоковых последовательностей. Такой подход позволяет оценить, как связаны уровни фоновой сейсмичности и афтершоковых процессов.

МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ

Авторы работы [Смирнов, Пономарёв, 2020] отмечают, что выделение афтершоков в практическом отношении содержит в себе субъективный элемент, поскольку для того чтобы отнести то или иное землетрясение к афтершокам, необходимо задать размер временного и пространственного окна.

В данной работе были выбраны семь сильнейших землетрясений Центральной Азии в пределах территории с координатами $\varphi=20\text{--}50^\circ$ с.ш., $\lambda=60\text{--}105^\circ$ в.д. с $M_w \geq 7.6$ и глубиной 10–40 км из каталога геологической службы США [<https://earthquake.usgs.gov>], произошедших в период 1971–2021 гг. (рис. 1). Одновременно использовался каталог Международного Сейсмологического центра ISC [<http://www.isc.ac.uk>]. Были проведены сопоставления значений магнитуд сильных событий, размещенных в обоих каталогах. Информация о фокальных механизмах очагов главных событий и их глубинах бралась из каталога Global CMT catalog [www.globalcmt.org]. В этом же каталоге приводятся глубины землетрясений, полученные другим методом и отличающиеся на 3–15 км.

Афтершоковые последовательности и фоновые события для семи сильнейших землетрясений выбирались только по каталогу Международного Сейсмологического центра ISC [<http://www.isc.ac.uk>]. Выборка осуществлялась на площадке $3^\circ \times 3^\circ$ с $m_b(\text{isc}) \geq 4.5$, где в центре находился эпицентр основного землетрясения. Временной период каждой выборки соответствовал 1971–2021 гг. Аналогично авторам публикации [Баранов, Шебалин, 2019б] длительность серии повторных толчков была ограничена одним годом.

Для получения площади фоновых событий учитывалось положение окна ($3^\circ \times 3^\circ$) на географической карте. Из-за того, что использовались только сильные афтершоки ($m_b(\text{isc}) \geq 4.5$), их распределение было несколько разбросано по территории, и провести аппроксимацию районов афтершоков эллипсом или одним прямоугольником оказалось затруднительно. Трудоемкость вычисления площади афтершоков заключалась в том, что конфигурация областей была сложной и многообразной, поэтому области разбивались на прямоугольники и прямоугольные треугольники. Такой подход облегчил задачу расчета.

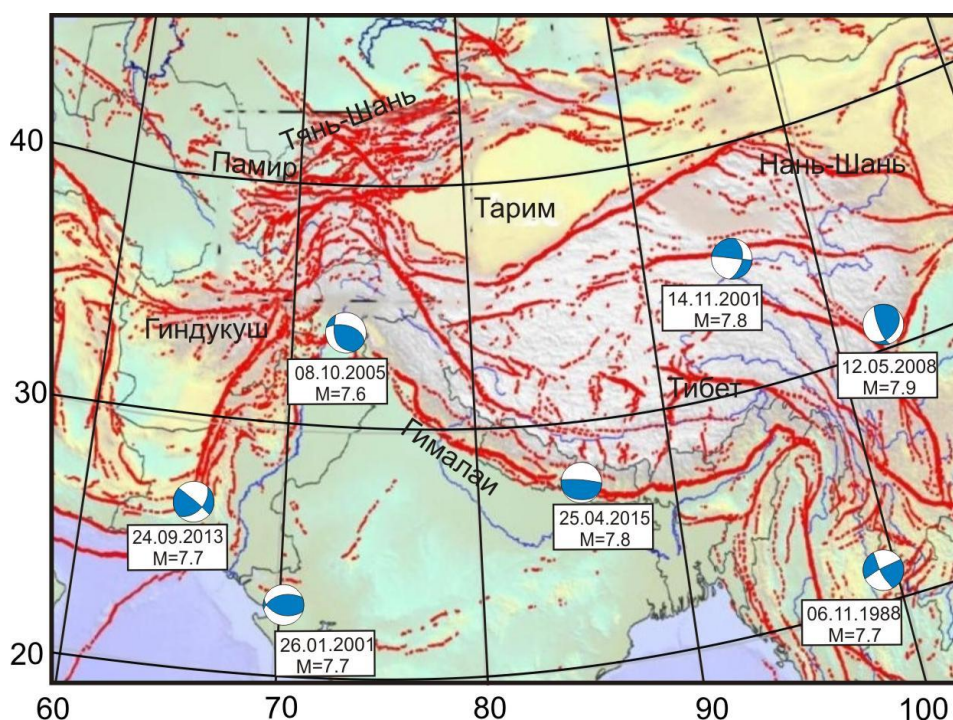


Рис. 1. Карта эпицентров сильнейших землетрясений Азии и решения их фокальных механизмов за период 1988–2015 гг. Голубым цветом на стереограммах закрашены области P -волн сжатия, белым – P -волн растяжения. Решения механизмов очагов землетрясений представлено в верхней полусфере. Карта разломов по [Бачманов и др., 2017]

Далее рассматривался суммарный скалярный сейсмический момент, освобождаемый во всех афтершоках и во всех фоновых землетрясениях [Лутиков, Родина, 2013] как $M_{0 \text{ sum af}} = \sum M_{0i} \quad i=1 \dots n$, где M_{0i} – скалярный сейсмический момент каждого афтершока или фонового землетрясения.

Из публикации [Das et al., 2011]: $M_w = (m_b(\text{isc}) - 1.65)/0.65$, где $m_b(\text{isc})$ – данные каталога Международного Сейсмологического центра ISC, M_w – моментная магнитуда землетрясения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В статье [Жалковский, Мучная, 1995] приводятся расчеты, подтверждающие, что при одинаковой магнитуде главных сейсмических событий число афтершоков в высокосейсмичных зонах выше, чем в низкосейсмичных и «общий рост численности афтершоков, наблюдающийся при возрастании магнитуды главного толчка, полностью определяется увеличением объема области их распределения».

В настоящей работе используется другой подход к анализу афтершоковых последовательностей и фоновых событий в областях сильнейших внутриплитных землетрясений. Фоновая сейсмичность оценивается за один и тот же временной период (50 лет), на практически близких по значениям площадях ($3^\circ \times 3^\circ$). Афтершоковый процесс ограничен одним годом и для анализа привлекаются события с $m_b(\text{isc}) \geq 4.5$.

Материалы из табл. 1 рассчитывались с использованием землетрясений с $m_b(\text{isc}) \geq 4.5$, представленных в данных выборках за один и тот же длительный период времени (в течении 50 лет) и зарегистрированных на практически одинаковых площадках ($3^\circ \times 3^\circ$).

$M_{0 \text{ sum af}}$ – сумма скалярных сейсмических моментов афтершоков [дин. см], $M_{0 \text{ sum-ф}}$ – сумма скалярных сейсмических моментов фоновых землетрясений [дин. см], $M_{0 \text{ sum af+Morgl}}$ – сумма скалярных сейсмических моментов афтершоков плюс скалярный сейсмический момент главного землетрясения. S_{af} и $S_{ф}$ – площади, занимаемые афтершоками и фоновыми событиями [км^2].

Таблица 1

Суммарные величины скалярного сейсмического момента афтершоков и суммарные значения скалярного сейсмического момента фоновой активности при выборке событий с $m_b \geq 4.5$

N п/п	дата	время	широта	долгота	H_{isc}	H_w cmt	H cmt	M_w (usgs)	M_w (cmt)	M_s (cmt)	M_w (usgs) 1901–1970
1	06-11-1988	13:03	22.87	99.73	12.6	15	10	7.7	7	7.3	7.26
2	26-01-2001	3:16	23.37	70.34	16	20	16	7.7	7.6	8	6.27
3	14-11-2001	9:45	35.69	93.33	35	15	10	7.8	7.8	8	6
4	08-10-2005	3:50	34.48	73.7	8.2	12	26	7.6	7.6	7.7	6
5	12-05-2008	6:28	30.99	103.39	10.4	13	19	7.9	7.9	8.1	7.4
6	24-09-2013	11:29	26.91	65.53	15.5	12	15	7.7	7.8	7.7	6.07
7	25-04-2015	6:11	28.13	84.71	13.4	12	15	7.8	7.9	7.8	8

(продолжение)

N п/п	M_0 sum af	M_0 sum фон	M_0 sum af+ $M_{0\text{фон}}$	Saf	Sф
1	5.0E+26	7.3E+26	9.2E+26	19785.4	102544
2	7.9E+25	1.2E+25	4.9E+26	5146.7	102064
3	4.8E+25	2.6E+26	1.17E+26	6841.2	90038.9
4	5.7E+26	7.6E+26	1.0E+27	17867.2	91615.7
5	5.7E+26	8.8E+26	1.0E27	23889.6	85816.6
6	4.7E+26	3.1E+26	8.8E+26	6490.3	99144.9
7	1.7E+27	6.1E+26	2.1E+27	10944.3	97993.8

Данные по афтершокам ($m_{b(isc)} \geq 4.5$), возникшим в течение года, свидетельствуют о значительно разном количестве повторных толчков, занимаемых ими площади (табл. 1, рис. 2) и, соответственно, наблюдается разброс в значениях суммарной величины скалярного сейсмического момента афтершоков, даже при одинаковых магнитудах главных событий (табл. 1, рис. 3). Примером служат материалы по землетрясениям, имеющим одинаковую магнитуду $M_w = 7.7$: 06.11.1988 г., 26.01.2001 г. и 24.09.2013 г. Уровень суммарной величины скалярного сейсмического момента фоновых землетрясений также существенно различен в пределах областей землетрясений с $M_w \geq 7.6$ (табл. 1, рис. 3). Полученные результаты расчета меняются в диапазоне от $1.2E+25$ до $8.8E+26$ [дин. см] (суммарная величина скалярного сейсмического момента фоновой активности) и от $5.0E+25$ до $1.7E+27$ [дин. см] (суммарная величина скалярного сейсмического момента афтершоковой активности) (табл. 1).

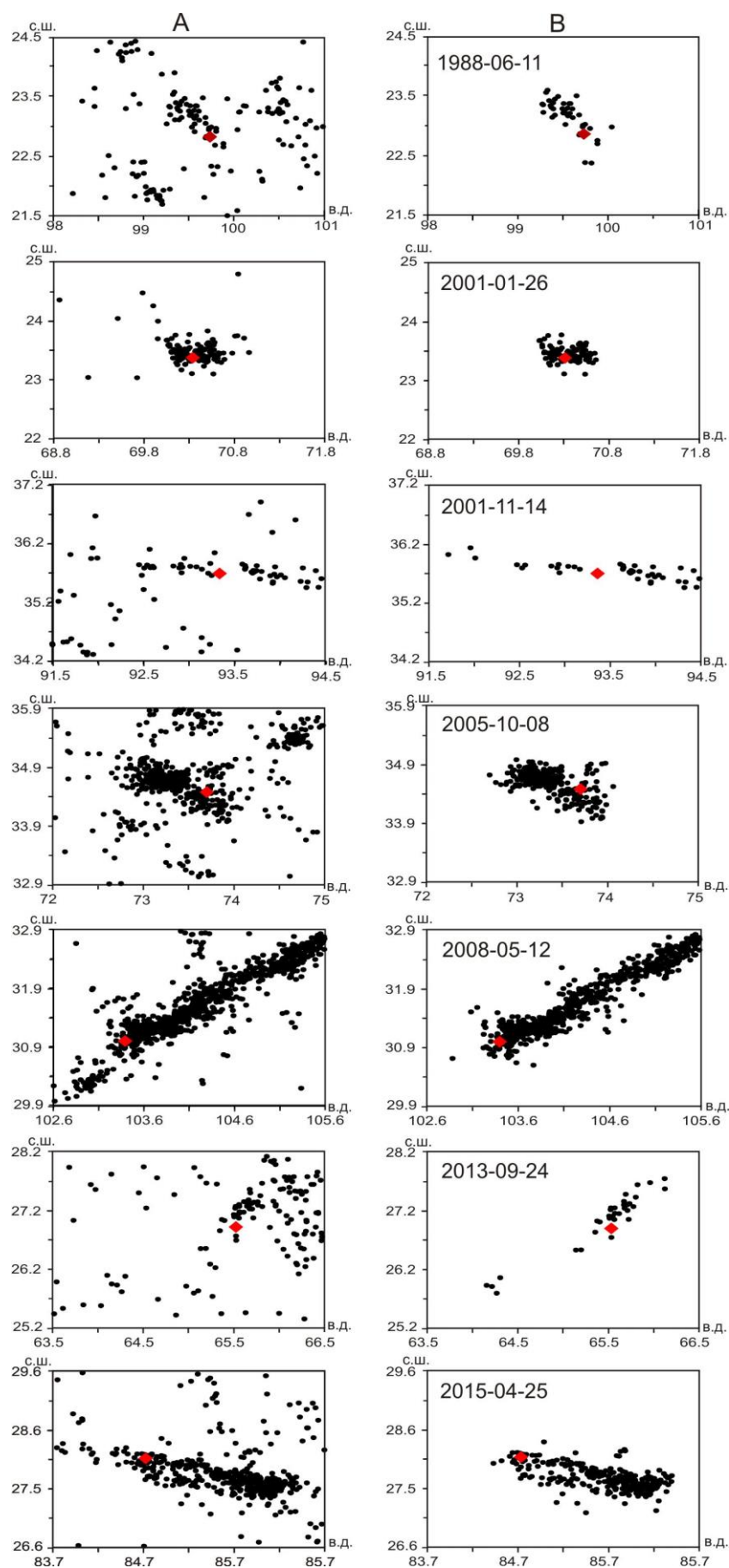


Рис. 2. Распределение фоновых землетрясений и афтершоков (столбец А) в районе сильного землетрясения (красный кружок), распределение афтершоков (столбец В)

Рассматриваемый в данной статье материал состоит из небольшого числа главных сейсмических событий, поэтому можно говорить о некоторой тенденции, которая выражается в том, что высокая фоновая сейсмическая активность в области событий под номерами 1, 4, 5, 7 сопровождается наиболее высокой афтершоковой деятельностью, в то время как пониженная фоновая активность (события под номерами 2, 3, 6) сопровождается наиболее низкой интенсивностью повторных толчков (табл. 1, рис. 3).

В то же время для каждого конкретного главного землетрясения (события под номерами 1, 3, 4, 5) интенсивность афтершокового процесса ниже, чем уровень фоновой сейсмичности за 50-летний период и выше в районе событий (под номерами 2, 6, 7) фоновой сейсмичности.

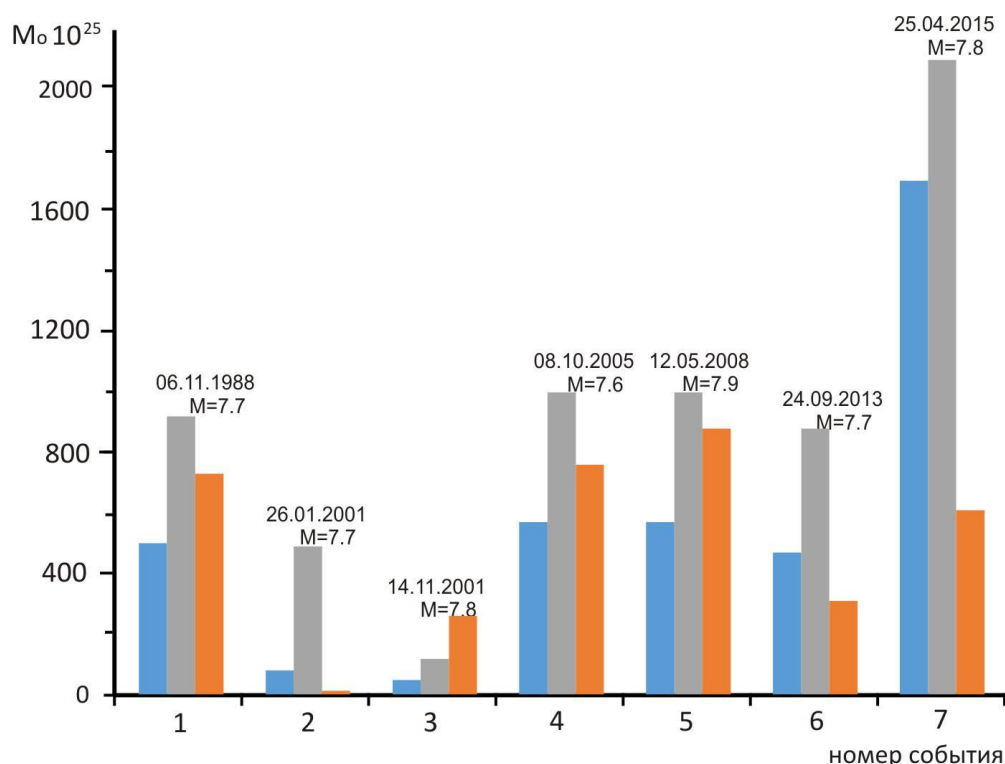


Рис. 3. Суммарные величины скалярного сейсмического момента афтершоковой последовательности (синий цвет), суммарные значения скалярного сейсмического момента фоновой активности (оранжевый цвет) и суммарные величины скалярного сейсмического момента афтершоковой последовательности плюс величина сейсмического момента главного события (серый цвет)

Кроме того, согласно табл. 1 и рис. 3, четырем событиям с наибольшими значениями суммарного сейсмического момента афтершоков с добавлением величины сейсмического момента главного землетрясения (события под номерами 1, 4, 5, 7), соответствуют и наибольшие значения сейсмических моментов фоновой активности, что может указывать, по-видимому, на справедливость выводов, сделанных в работе [Жалковский, Мучная, 1995].

Информация из каталога геологической службы США [<https://earthquake.usgs.gov>] о величине моментной магнитуды наиболее сильных сейсмических событий, произошедших за временной период 1901–1970 гг. в пределах рассматриваемых областей, свидетельствует о том, что максимальные магнитуды землетрясений в каждой области были ниже (табл. 1), чем в рассматриваемый период. Исключение составила область сейсмического события 25 апреля 2015 г. ($M_w = 7.9$) магнитуда которого незначительно меньше магнитуды землетрясения 15 января 1934 г. ($M_w = 8.0$). Следовательно, в

обозначенных областях в последний временной период возрос уровень магнитуд сильнейших землетрясений.

Исходя из наших данных (табл. 1, рис. 2, 3) видно, что отсутствует какая-либо строгая линейная связь между суммарной величиной скалярного сейсмического момента, полученной по афтершоковым последовательностям ($m_b \geq 4.5$) землетрясений Азии (1971–2021 гг.), уровнем суммарной величины скалярного сейсмического момента фоновой режим и площадями, занимаемыми повторными толчками.

Далее рассмотрим типы фокальных механизмов очагов сильнейших землетрясений по положению осей напряжений сжатия P и растяжения T . Землетрясение 06.11.1988 г. характеризуется сдвиговым типом подвижки в очаге, очаг 26.01.2001 г. – надвигом с широтным простираем обеих плоскостей, главное событие 14.11.2001 г. – сбросо-сдвигом, землетрясение 08.10.2005 г. – надвиговым типом подвижки, главное землетрясение 12.05.2008 г. – надвиговым типом смещения, сейсмическое событие 24.09.2013 г. – сдвиго-надвиговым и землетрясение 25.04.2015 г. – надвигом по пологой плоскости и взбросом по второй. При анализе типов подвижек в очагах главных событий с характером фоновой и уровнем афтершоковой активности (рис. 2), выраженными в суммарных величинах скалярных сейсмических моментах, не выявлено какой-либо связи. Распределение эпицентров главных событий в пределах афтершоковой области фиксировалось как в центре, так и на одном конце афтершоковой области, такое расположение эпицентров не сказывалось на результатах суммарной величины сейсмического момента афтершоковой последовательности.

Из данного материала следует, что высокая степень сейсмической активности проявляется в зонах крупных активных разломов и отражается в афтершоковых последовательностях. Примером служат шесть землетрясений, приведенных в табл. 1, кроме события 26.01.2001 г., зарегистрированного во внутриплитной области с относительно слабо развитой системой разломов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках анализируемого периода наблюдений афтершоковых серий и фоновых землетрясений с $m_b \geq 4.5$, значения суммарной величины скалярного сейсмического момента, полученные по повторным толчкам сильнейших землетрясений Азии ($M_w \geq 7.6$), не находятся в простой зависимости от значения суммарной величины скалярного сейсмического момента фона. В то же самое время, интенсивность афтершокового процесса для каждого конкретного сильнейшего землетрясения оказывается ниже или выше чем фоновая сейсмичность за 50-летний период.

Кроме того, наибольшим значениям скалярных сейсмических моментов фоновой режим соответствуют совместно высвободившиеся в ходе развития афтершоков и главного события величины суммарного скалярного сейсмического момента.

Высокий уровень сейсмической активности проявляется в зонах крупных активных разломов и отражается в суммарной величине скалярного сейсмического момента афтершоковых последовательностей. Типы подвижек в очагах главных событий не влияют на степень афтершоковой активности (суммарные величины скалярного сейсмического момента) и возникают при разном фоновом уровне.

Работа выполнена при поддержке проекта ФНИ № FWZZ-2022-0021 «Региональные особенности структуры земной коры и верхов мантии платформенных и складчатых областей Сибири, их напряженно-деформированное состояние по данным сейсмологии, гравиметрии и геомеханики».

Автор выражает благодарность П.Г. Дядькову за рецензирование статьи и ценные замечания, которые способствовали улучшению работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Баранов С.В., Шебалин П.Н.** Оценивание области афтершоковой активности по информации об основном толчке // *Геофизические исследования*. – 2018. – № 19 (2). – С. 34–56, doi: 10.21455/gr2018.2-2.
- Баранов С.В., Шебалин П.Н.** Закономерности постсейсмических процессов и прогноз опасности сильных афтершоков. – М.: РАН, 2019а. – 217 с.
- Баранов С.В., Шебалин П.Н.** Глобальная статистика афтершоков сильных землетрясений: независимость времен и магнитуд // *Вулканология и сейсмология*. – 2019б. – № 2. – С. 67–76, doi: 10.31857/S0205-96142019267-76.
- Бачманов Д.М., Кожурин А.И., Трифонов В.Г.** База данных активных разломов Евразии // *Геодинамика и тектонофизика*. – 2017. – № 8 (4). – С. 711–736, doi: 10.5800/GT-2017-8-4-0314.
- Жалковский Н.Д., Мучная В.И.** О пространственных и временных распределениях афтершоков // *Геология и геофизика*. – 1984. – № 8. – С. 108–117.
- Жалковский Н.Д., Мучная В.И.** Зависимость интенсивности процесса афтершоков от уровня фоновой сейсмичности очаговых зон // *Геология и геофизика*. – 1995. – № 36 (1). – С. 126–128.
- Завьялов А.Д., Зотов О.Д.** Новый способ определения характерного размера очаговой зоны // *Вулканология и сейсмология*. – 2021. – № 1. – С. 22–29, doi: 10.31857/S0203030621010065.
- Лутиков А.И., Родина С.Н.** Временные и энергетические параметры афтершокового процесса Курило-Камчатских землетрясений // *Геофизические исследования*. – 2013. – № 14 (4). – С. 23–35.
- Лутиков А.И., Донцова С.Н., Родина С.Н.** Временные и энергетические параметры афтершокового процесса землетрясений Кавказа и сопредельных территорий // *Геофизические исследования*. – 2017. – № 18 (1). – С. 20–36, doi: 10.21455/gr2017.1-2.
- Радзиминович Н.А., Очковская М.Г.** Выделение афтершоковых и роевых последовательностей землетрясений Байкальской рифтовой зон // *Геодинамика и тектонофизика*. – 2013. – № 4 (2). – С. 169–186, doi: 10.5800/GT-2013-4-2-0096.
- Родкин М.В., Андреева М.Ю., Григорьева О.О.** Анализ обобщенной окрестности сильного землетрясения по региональным данным, Курило-Камчатский регион // *Вулканология и сейсмология*. – 2020. – № 6. – С. 67–77, doi: 10.31857/S0203030620060176.
- Смирнов В.Б., Пономарёв А.В.** Физика переходных режимов сейсмичности. – М.: РАН, 2020. – 412 с.
- Татевосян Р.Э., Аптекман Ж.Я.** Этапы развития афтершоковых последовательностей сильнейших землетрясений мира // *Физика Земли*. – 2008. – № 12. – С. 3–23.
- Тихоцкий С.А., Татевосян Р.Э., Ребецкий Ю.Л., Овсяченко А.Н., Ларьков А.С.** Караманмарашские землетрясения 2023 г. в Турции: сейсмическое движение по сопряженным разломам // *Доклады Академии наук*. – 2023. – № 511 (2). – С. 228–235, doi: 10.31857/S2686739723600765.
- Шебалин П.Н., Баранов С.В.** О прогнозировании афтершоковой активности. 5. оценка длительности опасного периода // *Физика Земли*. – 2019. – № 5. – С. 22–37, doi: 10.31857/S0002-33372019522-37.
- Шебалин П.Н., Баранов С.В., Дзедобов Б.А.** Закон повторяемости количества афтершоков // *Доклады Академии наук*. – 2018. – № 481 (3). – С. 320–323, doi: 10.31857/S086956520001387-8.

Das R., Wason H.R., Sharma M.L. Global regression relations for conversion of surface wave and body wave magnitudes to moment magnitude // *Natural Hazards*. – 2011. – Vol. 59 (2). – P. 801–810, doi: 10.1007/s11069-011-9796-6.

REFERENCES

Bachmanov D.M., Kozhurin A.I., Trifonov V.G. The active faults of Eurasia database // *Geodynamics & Tectonophysics*. – 2017. – Vol. 8 (4). – P. 711–736, doi: 10.5800/GT-2017-8-4-0314.

Baranov S.V., Shebalin P.N. Estimating aftershock area based on the mainshock information // *Geophysical Research*. – 2018. – Vol. 19 (2). – P. 34–56, doi: 10.21455/gr2018.2-2.

Baranov S.V., Shebalin P.N. Regularities of postseismic processes and the forecast of the danger of strong aftershocks. – RAS, Moscow, 2019a. – 217 p.

Baranov S.V., Shebalin P.N. Global statistics of aftershocks following large earthquakes: independence of times and magnitudes // *Journal of Volcanology and Seismology*. – 2019b. – Vol. 13 (2). – P. 124–130, doi: 10.1134/S0742046319020027.

Das R., Wason H.R., Sharma M.L. Global regression relations for conversion of surface wave and body wave magnitudes to moment magnitude // *Natural Hazards*. – 2011. – Vol. 59 (2). – P. 801–810, doi: 10.1007/s11069-011-9796-6.

Lutikov A.I., Rodina S.N. Temporal and power parameters of aftershock process of the Kuriles-Kamchatka earthquakes // *Geophysical Research*. – 2013. – Vol. 14 (4). – P. 23–35.

Lutikov A.I., Dontsova S.N., Rodina S.N. Time and energetic parameters of the aftershock process for the earthquakes in the Caucasus and adjacent areas // *Geophysical Research*. – 2017. – Vol. 18 (1). – P. 20–36.

Radziminovich N.A., Ochkovskaya M.G. Identification of earthquake aftershock and swarm sequences in the Baikal rift zone // *Geodynamics & Tectonophysics*. – 2013. – Vol. 4 (2). – P. 169–186, doi: 10.5800/GT-2013-4-2-0096.

Rodkin M.V., Andreeva M.Yu., Grigorieva O.O. An analysis of the generalized vicinity of a large earthquake using regional data: the Kuril-Kamchatka region // *Journal of Volcanology and Seismology*. – 2020. – Vol. 14 (6). – P. 410–419, doi: 10.1134/S074204632006007X.

Shebalin P.N., Baranov S.V. On the prediction of aftershock activity. 5. Estimation of the duration of the dangerous period // *Izvestiya, Physics of the Earth*. – 2019. – Vol. 55 (5). – P. 719–732, doi: 10.1134/S1069351319050112.

Shebalin P.N., Baranov S.V., Dzeboev B.A. The law of repeatability of the number of aftershocks // *Doklady Earth Sciences*. – 2018. – Vol. 481 (1). – P. 963–966, doi: 10.1134/S1028334X18070280.

Smirnov V. B., Ponomarev A.V. Physics of transient modes of seismicity. – RAS, Moscow, 2020. – 412 p.

Tatevossian R.E., Aptekman Zh.Ya. Aftershock sequences of the strongest earthquakes of the world: stages of development // *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*. – 2008. – Vol. 44 (12). – P. 945–964.

Tikhotsky S.A., Tatevosyan R.E., Rebetsky Yu.L., Ovsyuchenko A.N., Larkov A.S. The 2023 Kahramanmaraş earthquakes in Turkey: seismic movements along conjugated faults // *Doklady Earth Sciences*. – 2023. – Vol. 511. – P. 703–709, doi: 10.1134/S1028334X23600974.

Zavyalov A.D., Zotov O.D. A new way to determine the characteristic size of the source zone // *Journal of Volcanology and Seismology*. – 2021. – Vol. 15. – P. 19–25, doi: 10.1134/S0742046321010139.

Zhalkovsky N.D., Muchnaya V.I. On the spatial and temporal distributions of aftershocks // *Soviet Geology and Geophysics*. – 1984. – Vol. 8. – P. 108–117.

Zhalkovskii N.D., Muchnaya V.I. Intensity of an aftershock as a function of background seismicity of focal zones // Russian Geology and Geophysics. – 1995. – Vol. 36 (1). – P. 126–128.

КОРОТКО ОБ АВТОРЕ

КУЧАЙ Ольга Анатольевна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории глубинных геофизических исследований и региональной сейсмичности полей Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: механизмы очагов землетрясений, сейсмотектонические деформации по данным механизмов очагов землетрясений.

*Статья поступила в редакцию 9 октября 2023 г.,
принята к публикации 8 ноября 2023 г.*



ОБНАРУЖЕНИЕ КРОВЛИ КОЛЛЕКТОРА ПО СИГНАЛАМ ЭЛЕКТРОКАРОТАЖА В НАКЛОННО-ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКВАЖИНАХ: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

О.П. Темирбулатов^{1,2}, И.В. Михайлов^{1,2}, И.В. Суродина^{1,3}

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 3, Россия,

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1, Россия,

³Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 6, Россия,
e-mail: MikhaylovIV@ipgg.sbras.ru

Данное исследование направлено на изучение возможностей электромагнитного зонда с тороидальными катушками в задачах геонавигации. Выполнено трехмерное численное конечно-разностное моделирование электромагнитных откликов для зонда с тороидальными катушками, для зондов электромагнитного каротажа и бокового каротажного зондирования в двухслойных моделях с варьирующимся контрастом УЭС и зенитным углом скважины. На основе этих расчетов показаны ключевые особенности сигналов электромагнитного зонда с тороидальными катушками (ЗЭТ), высокочастотного электромагнитного каротажа (ВИКИЗ) и бокового каротажного зондирования (БКЗ) при обнаружении границы до ее пересечения. Данные особенности позволяют заблаговременно определять приближение к кровле коллектора по сигналам ЗЭТ, ВИКИЗ и БКЗ.

Электрокаротаж, тороидальные катушки, геонавигация, численное моделирование, конечные разности, глубина обнаружения

RESERVOIR TOP DETECTION BY RESISTIVITY LOGGING SIGNALS IN DEVIATED AND HORIZONTAL WELLS: COMPARATIVE ANALYSIS

O.P. Temirbulatov^{1,2}, I.V. Mikhaylov^{1,2}, I.V. Surodina^{1,3}

¹Trofimuk Institute of Petroleum Geology and Geophysics SB RAS, Koptug Ave., 3, Novosibirsk, 630090, Russia,

²Novosibirsk State University, Pirogova Str., 1, Novosibirsk, 630090, Russia,

³Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics SB RAS,
Lavrentiev Ave., 6, Novosibirsk, 630090, Russia,
e-mail: MikhaylovIV@ipgg.sbras.ru

This research is aimed at finding out the capabilities of an electromagnetic probe with toroidal coils in geosteering problems. Three-dimensional numerical finite-difference modeling of electromagnetic responses was performed for a probe with toroidal coils, for high-frequency electromagnetic logging probe and side logging sondes in two-layer models with varying resistivity contrast and borehole zenith angle. Based on these calculations, the key features of the toroidal coil electromagnetic sounder (ZET), high-frequency electromagnetic logging (VIKIZ) and side logging (BKZ) signals in detecting the boundary before it is crossed are shown. These features make it possible to determine the approach to the roof of the collector using the signals ZET, VIKIZ and BKZ.

Resistivity logging, toroidal coils, geosteering, numerical modeling, depth of detection

ВВЕДЕНИЕ

В текущей обстановке перед российской нефтепромысловой геофизикой остро стоит вопрос замещения скважинных технологий, в том числе для проведения геонавигации нефтегазовых скважин. В отечественной практике для изучения геоэлектрических свойств нефтегазоносных коллекторов широко используются боковое каротажное зондирование (БКЗ) и высокочастотный электромагнитный каротаж (ВЭМКЗ, ВИКИЗ). Также в последнее время изучаются возможности нового отечественного электромагнитного зонда с тороидальными катушками ЗЭТ [Эпов и др., 2019; Михайлов и др., 2021]. На сегодняшний день остаются неизученными способности зонда к обнаружению границ при геонавигации наклонно-горизонтальных скважин. Более того, в международной практике мало внимания уделяется возможностям зондов с тороидальными катушками в задачах геонавигации [Ortenzi et al., 2011]. Следовательно, возникает необходимость изучения возможностей зондов с тороидальными катушками в целом и ЗЭТ в частности в задачах геонавигации наклонно-горизонтальных скважин, а также последующего сравнения сигналов ЗЭТ с распространенными методами ВИКИЗ и БКЗ, что и составляет цель данного исследования.

В ИНГГ СО РАН разработаны программы, позволяющие проводить трехмерное моделирование зондов БКЗ [Суродина 2015; Нечаев и др., 2022], ВИКИЗ, ВЭМКЗ [Шурина и др., 2009; Surodina, 2017], и зондов с тороидальными катушками [Суродина и др., 2020]. В данной работе были использованы программы И.В. Суродиной.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ. КРИТЕРИЙ ОБНАРУЖЕНИЯ ГРАНИЦЫ

Вычисление сигналов проведено для двухслойных геоэлектрических моделей (с одной границей) с варьирующимся контрастом УЭС от 1.2 до 20 при неизменном УЭС верхнего полупространства, равному 5 Ом·м. УЭС нижнего полупространства варьируется от 6 до 100 Ом·м. Данная постановка симулирует приближение зонда к более резистивному углеводородонасыщенному коллектору из глинистой покрышки без учета анизотропии глин. Зенитный угол скважины изменяется от 0 до 90°. В качестве бурового раствора рассматривается довольно распространенный в российской практике на глинистой основе с УЭС, равным 1 Ом·м. Радиус скважины составляет 0.108 м. Обобщая детали, данный сравнительный анализ возможностей в геонавигации был проведен в зависимости от угла наклона скважины и контраста удельного сопротивления на геоэлектрической границе при фиксированном УЭС и радиусе скважины.

Ключевой характеристикой зонда в определенной среде при геонавигации скважин является глубина обнаружения границы («depth of detection» или DOD) [Bittar et al., 2009]. В зарубежной практике численный критерий для определения глубины обнаружения границы раздела сред для зондов электромагнитных и на постоянном токе выбирается в каждой ситуации в индивидуальном порядке. Так, например, микроимиджеры «отмечают» контрастную границу в точке, в которой сигнал отклонился от постоянного значения в среде на два уровня шума [Bittar et al., 2009]. Для «геосигналов» и для электромагнитных зондов как с коаксиальными, так и с наклонными приемными катушками порог значения, на который отклоняется сигнал при обнаружении границы, может задаваться по усмотрению специалиста [Seifert et al., 2011; Li et al., 2020]. Также распространенным способом является выделение глубины обнаружения по отклонению сигнала от асимптоты сигнала, соответствующему текущему полупространству, на заданный процент [Gianzero et al., 1990; Hartmann et al., 2008]. В данном исследовании целесообразно рассмотреть в качестве критерия обнаружения границы отклонение на 10 % от асимптоты в верхнем полупространстве. Отклонение на указанный процент превышает ожидаемые на

практике шумы в сигналах. В текущем исследовании при моделировании сигналов зондов электрокаротажа исходим из предположения, что приборы оборудованы центратором. Это допущение позволяет исключить влияние эксцентриситета зондов.

Глубина обнаружения по сигналам зонда с тороидальными катушками ЗЭТ

При анализе вертикальной компоненты электрического поля E_z выделяются следующие особенности: чем выше частота сигнала, тем на меньшем расстоянии можно отследить приближение к границе (рис. 1, 2). Также мнимая составляющая сигнала E_z «реагирует» на приближение к целевому пласту на большей дистанции, чем действительная. Например, при частоте 250 кГц и контрасте УЭС, равном 8 (УЭС нижнего полупространства 40 Ом·м), приближение к границе можно отметить на расстоянии 0.54–0.66 и 0.55–1 м для действительной и мнимой компонент соответственно (рис. 1). Глубина обнаружения тем больше, чем меньше зенитный угол скважины: наибольшая глубина обнаружения в субвертикальной скважине, наименьшая – в субгоризонтальной. С уменьшением частоты до 50 кГц глубина обнаружения увеличивается до 0.4–1 и 0.4–1.05 м для действительной и мнимой составляющих поля E_z соответственно (рис. 2). Наибольшая глубина обнаружения, как при 250 кГц, соответствует субвертикальной скважине, наименьшая – субгоризонтальной.

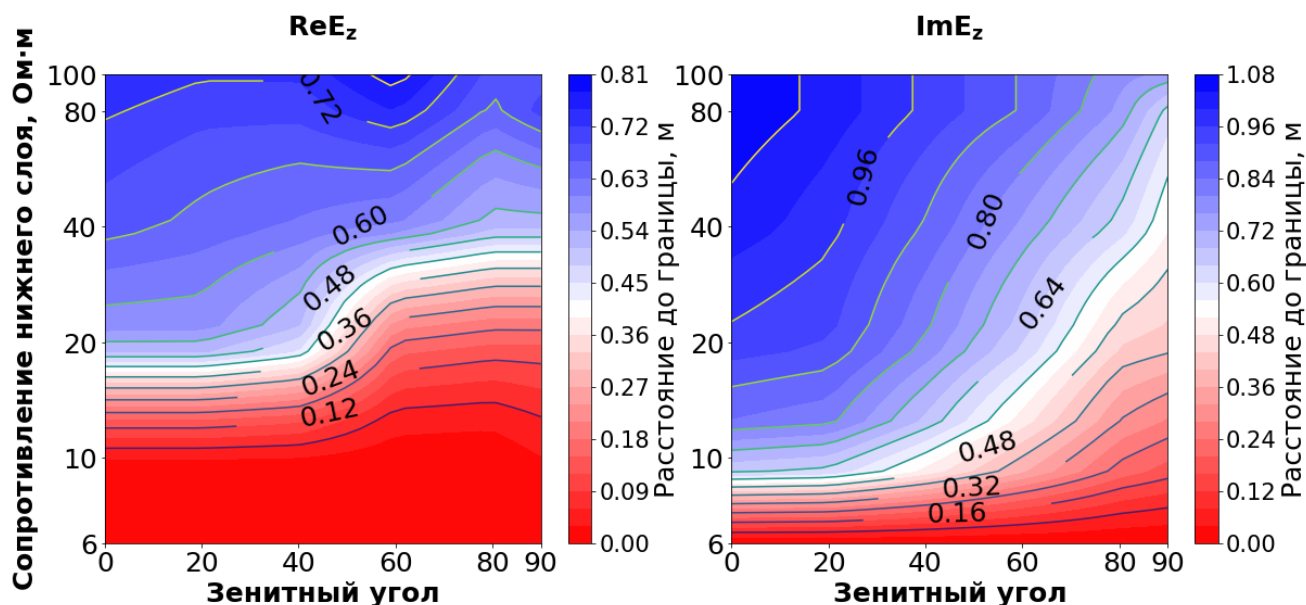


Рис. 1. Глубина обнаружения горизонтальной геоэлектрической границы по сигналам E_z при частоте 250 кГц

С увеличением контраста УЭС между двумя полупространствами на границе глубина обнаружения кровли коллектора возрастает. При частоте 250 кГц и малом контрасте УЭС (УЭС коллектора 10 Ом·м) приближение к геоэлектрической границе отмечается на расстоянии, не превышающим 0.05 м для действительной и 0.7 м для мнимой составляющей E_z (рис. 1). С увеличением контраста УЭС на границе до 20 (при УЭС коллектора, равном 100 Ом·м) глубина обнаружения увеличивается до 0.8 и 1.1 м для ReE_z и ImE_z соответственно. При наименьшей частоте сигнала 50 кГц и контрасте УЭС, равном 2 (УЭС коллектора 10 Ом·м), глубина обнаружения достигает 0.64 и 0.7 м для ReE_z и ImE_z соответственно. При большем контрасте УЭС (УЭС коллектора 100 Ом·м) глубина обнаружения возрастает до 1.1 м для обеих составляющих E_z (рис. 2).

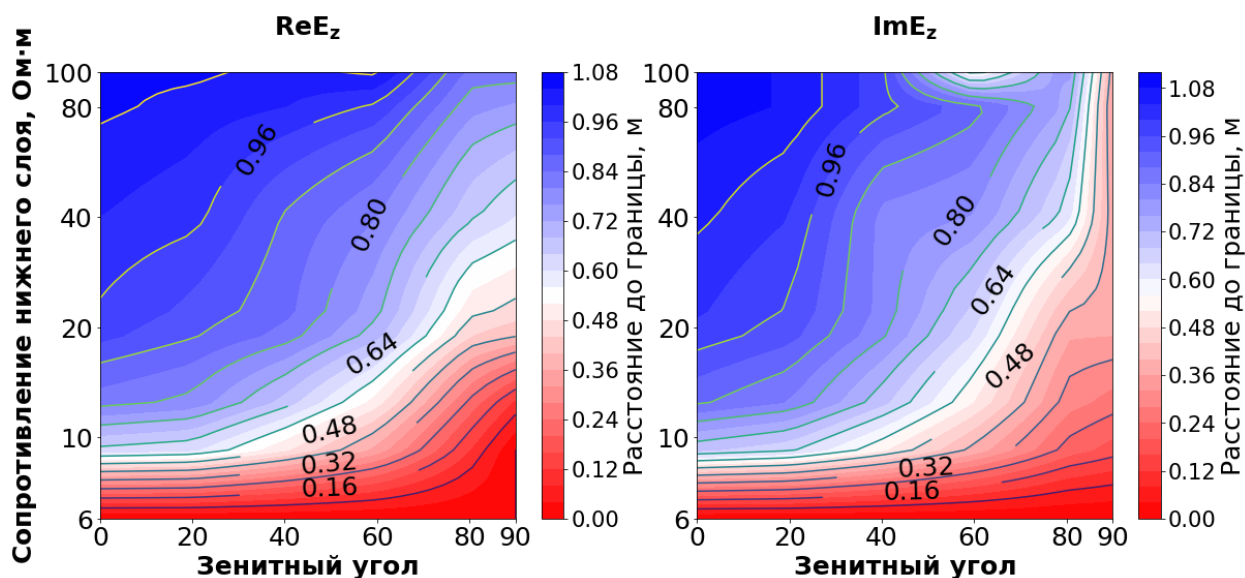


Рис. 2. Глубина обнаружения горизонтальной геоэлектрической границы по сигналам E_z при частоте 50 кГц

По тангенциальной компоненте магнитного поля H_ϕ отмечается уменьшение глубины обнаружения границы по мере увеличения частоты сигнала от 50 до 250 кГц (рис. 3, 4). По мнимой составляющей поля H_ϕ можно определить приближение к границе на меньшем расстоянии, чем по действительной. Например, при контрасте УЭС, равном 8 (УЭС коллектора при этом 40 Ом·м), и частоте сигнала 250 кГц глубина обнаружения границы составляет 0.5–1.2 и 0.55–0.9 м для ReH_ϕ и ImH_ϕ соответственно (рис. 3). При частоте сигнала 50 кГц глубина обнаружения равна 0.7–1.4 м для ReH_ϕ и 0.5–1 м для ImH_ϕ (рис. 4). Наибольшая глубина обнаружения, как при анализе поля E_z , наблюдается в субвертикальной скважине, наименьшая глубина обнаружения – в субгоризонтальной.

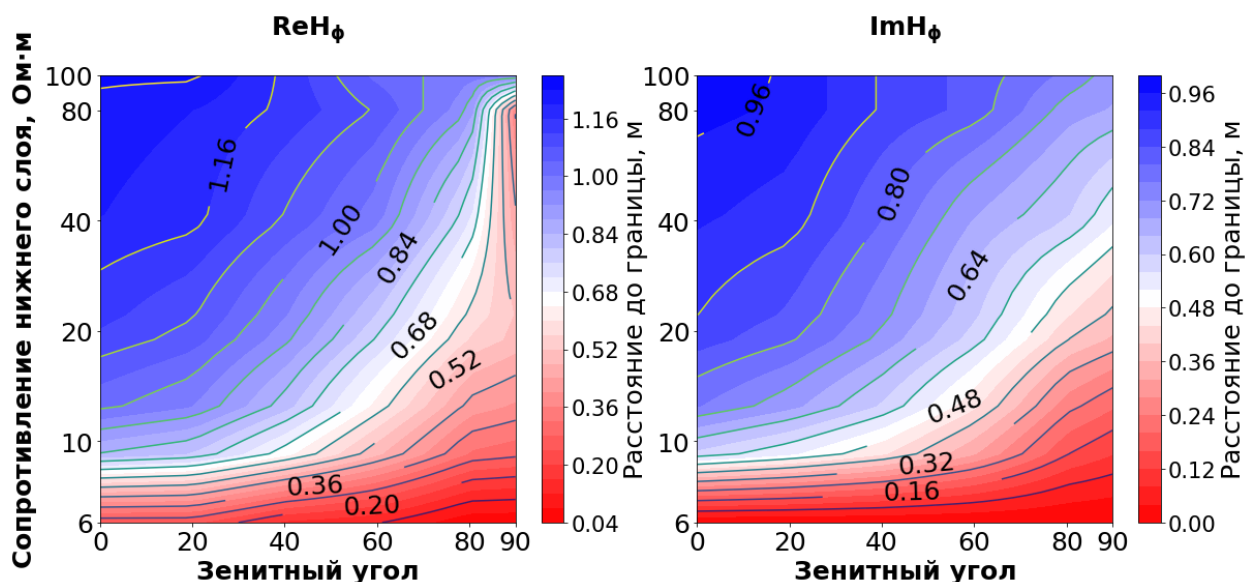


Рис. 3. Глубина обнаружения горизонтальной геоэлектрической границы по сигналам H_ϕ при частоте 250 кГц

С увеличением контраста УЭС на границе от 1.2 до 20 (с увеличением УЭС нижнего полупространства от 6 до 100 Ом·м) глубина обнаружения увеличивается. При частоте 250 кГц и контрасте

УЭС, не превышающем 2 (УЭС коллектора 10 Ом·м), глубина обнаружения находится в диапазоне до 0.85 и 0.55 м для действительной и мнимой составляющих соответственно (рис. 3). При росте контраста УЭС на границе до 20 (увеличении УЭС коллектора до 100 Ом·м), глубина обнаружения увеличивается до 1.3 м для $\text{Re}H_\Phi$ и на 1 м для $\text{Im}H_\Phi$. При операционной частоте 50 кГц и контрасте УЭС на границе, не превышающем 2, зафиксировать приближение к кровле коллектора можно на расстоянии до 1 и 0.65 м для действительной и мнимой составляющей поля H_Φ соответственно (рис. 4). При наибольшем рассмотренном контрасте УЭС на границе эта величина возрастает до 1.5 м для $\text{Re}H_\Phi$ и на 1.1 м для $\text{Im}H_\Phi$.

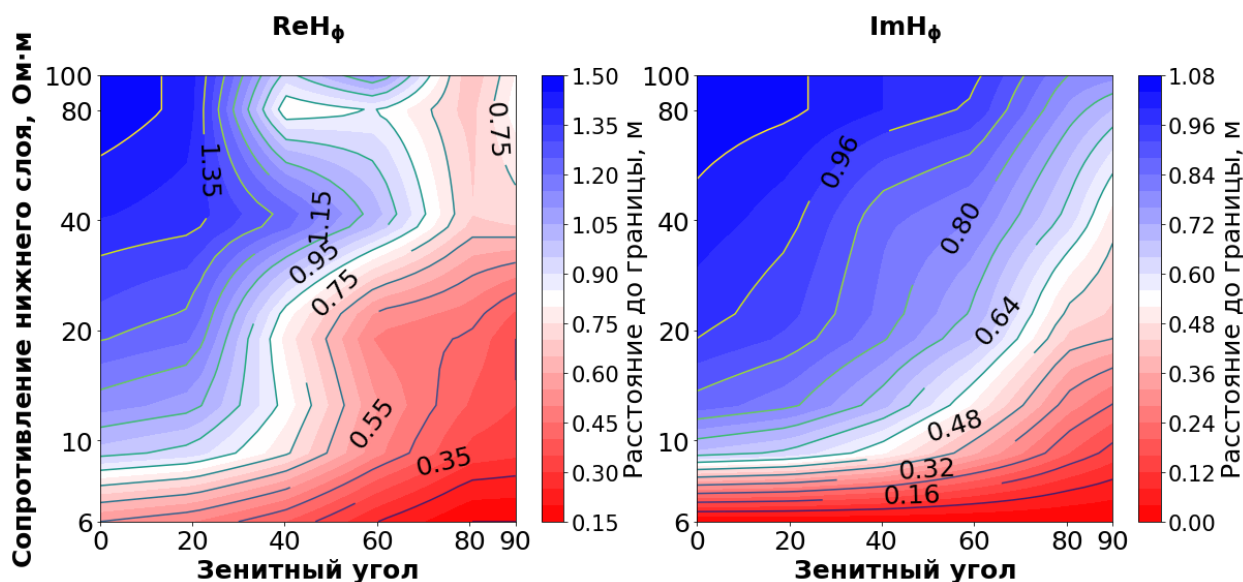


Рис. 4. Глубина обнаружения горизонтальной геоэлектрической границы по сигналам H_Φ при частоте 50 кГц

Обобщая вышеприведенный анализ, качественно можно отметить, что при увеличении зенитного угла скважины глубина обнаружения границы по всем сигналам зонда с тороидальными катушками уменьшается. Также она уменьшается при увеличении частоты от 50 до 250 кГц. Анализируя сигналы вертикальной компоненты электрического поля E_z , можно сделать вывод о том, что приближение к границе фиксируется на большем расстоянии по мнимой компоненте $\text{Re}E_z$, чем по действительной $\text{Im}E_z$. Обратная ситуация наблюдается с тангенциальной компонентой магнитного поля H_Φ : показания действительной компоненты $\text{Re}H_\Phi$ дают информацию о детекции границы на большем расстоянии, чем показания мнимой компоненты $\text{Im}H_\Phi$. Кроме того, глубина обнаружения увеличивается при росте контраста УЭС на границе для всех сигналов.

Глубина обнаружения по сигналам высокочастотного электромагнитного каротажа ВИКИЗ

Рассмотрена глубина обнаружения горизонтальной контрастной геоэлектрической границы для сигналов разности фаз ($\Delta\phi$). Для отношения амплитуд глубина обнаружения не приводится, поскольку с используемым критерием обнаружения границы затруднительно зарегистрировать приближение на существенном расстоянии от скважины до границы.

По показаниям разности фаз короткого зонда ВИКИЗ df05 видно, что при любом зенитном угле скважины при контрастности УЭС, равной 2 и меньше (УЭС коллектора при этом не превышает 10 Ом·м), приближение к целевому пласту может быть отмечено практически при пересечении границы – глубина обнаружения границы не достигает и 0.05 м (рис. 5). При контрастности УЭС 8 (УЭС коллектора 40 Ом·м)

и более, в вертикальной скважине целевой пласт начинает влиять на сигнал на расстоянии около 0.08 м. При увеличении зенитного угла скважины заметно увеличение глубины обнаружения границы: так, при зенитном угле 40° она составляет 0.12–0.15 м, при 60° – 0.18 м, при наклоне 80 и 90° глубина обнаружения достигает 0.25 м.

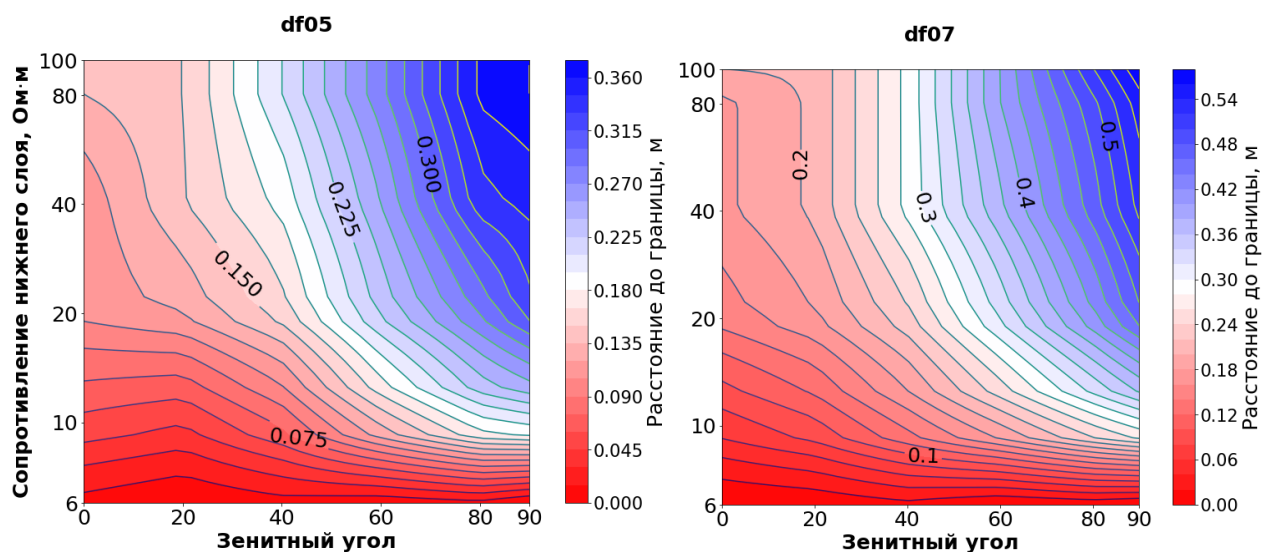


Рис. 5. Глубина обнаружения горизонтальной геоэлектрической границы по сигналам $\Delta\varphi$ зонда ВИКИЗ df05 (слева) и df07 (справа)

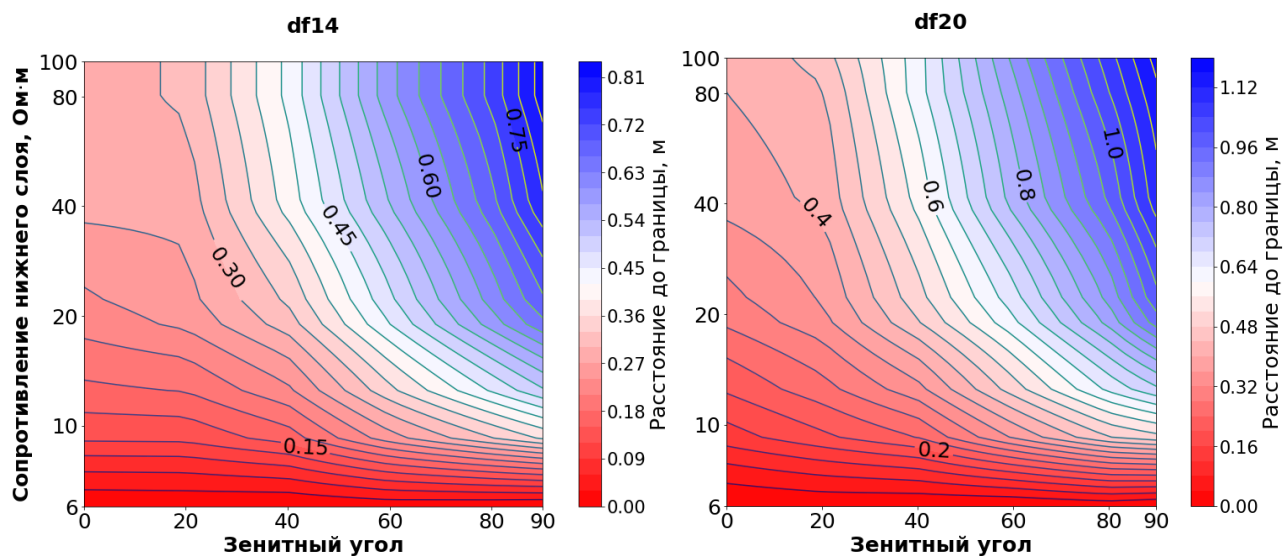


Рис. 6. Глубина обнаружения горизонтальной геоэлектрической границы по сигналам $\Delta\varphi$ зонда ВИКИЗ df14 (слева) и df20 (справа)

Сигналы разности фаз длинного зонда ВИКИЗ df20 при контрастности УЭС 2 и менее (УЭС коллектора не превышает 10 Ом·м) могут «реагировать» на приближение к целевому пласту на расстоянии до 0.4 м (рис. 6) в субгоризонтальных скважинах, в субвертикальных – до 0.2 м. В субвертикальных скважинах (при зенитном угле скважины до 20°) с ростом контрастности УЭС до 4 (УЭС коллектора при этом 20 Ом·м) геоэлектрическая граница может отмечаться на расстоянии 0.3 м, с увеличением зенитного угла до 90° глубина обнаружения постоянно возрастает и достигает 0.9 м, при

большей контрастности УЭС (до 20, УЭС коллектора 100 Ом·м) глубина обнаружения не превышает 0.45 м в субвертикальных скважинах, в субгоризонтальных достигает 1.1 м.

Исходя из вышеприведенного анализа, можно сделать вывод, что диаграммы разности фаз ВИКИЗ отражают приближение к контрастной геоэлектрической границе на большем расстоянии от скважины при увеличении угла наклона скважины и контраста УЭС на границе.

Глубина обнаружения по кажущемуся сопротивлению зондов БКЗ

По диаграммам зонда А0.4М0.1N бокового каротажного зондирования можно наблюдать следующее. В модели с субвертикальной скважиной, при контрастности УЭС на границе до 2 (УЭС нижнего слоя 10 Ом·м), кровля целевого пласта отмечается на расстоянии до 0.05 м (рис. 7, слева). Ощутимый прирост глубины обнаружения наблюдается в субгоризонтальной скважине (80–90°) – до 0.2 м. При увеличении контраста УЭС до 16 (УЭС нижнего пласта 80 Ом·м) в модели с субвертикальной скважиной глубина обнаружения возрастает до 0.4 м. Если скважина субгоризонтальная, то глубина обнаружения достигает 0.3 м. В наклонных скважинах (около 60°) глубина обнаружения уменьшается и лежит в пределах до 0.15 м.

Зонд БКЗ А4.0М0.5N с большим расстоянием между измерительными электродами отмечает контрастную границу на расстоянии до 0.15 м при контрастности УЭС 2 и менее, и наклоне скважины до 40° (рис. 7, справа). С увеличением зенитного угла до 80–90° глубина обнаружения возрастает до 1.8 м. При росте контраста УЭС на границе до 20 (УЭС нижнего пласта 100 Ом·м), в субгоризонтальных скважинах глубина обнаружения составляет около 1 м, в наклонных (зенитный угол около 40°) глубина обнаружения границы снижается и не превышает 0.15 м. Таким образом, в субгоризонтальных скважинах глубина обнаружения наибольшая – 3.2 м.

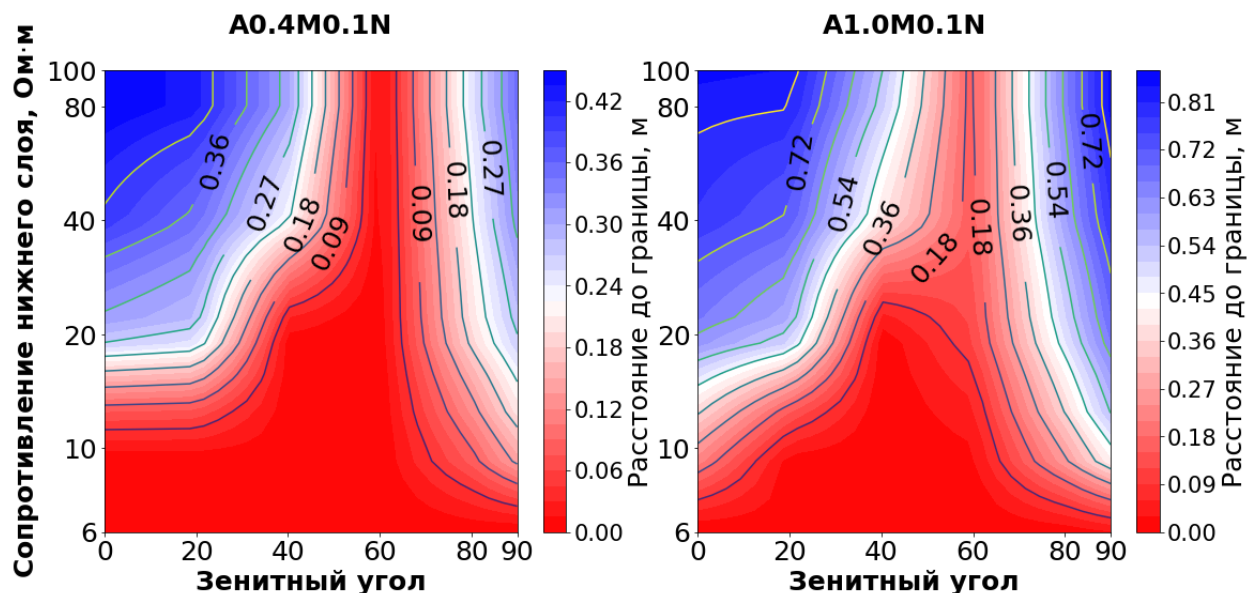


Рис. 7. Глубина обнаружения по данным кажущегося сопротивления зондов БКЗ А0.4М0.1N (слева) и А1.0М0.1N (справа)

Вышеприведенный анализ показывает, что по сигналам кажущегося сопротивления последовательного градиент-зонда А0.4М0.1N можно отметить приближение к контрастной границе на расстоянии до 0.4 м, если скважина вертикальная или горизонтальная. В наклонной скважине глубина

обнаружения границы наименьшая и не превышает 0.05 м. По данным кажущегося сопротивления зонда А4.0М0.5N можно зафиксировать приближение к границе на расстоянии 3.2 м в субгоризонтальных скважинах; в субвертикальных и наклонных скважинах глубина обнаружения существенно ниже – 1 и 0.15 м соответственно.

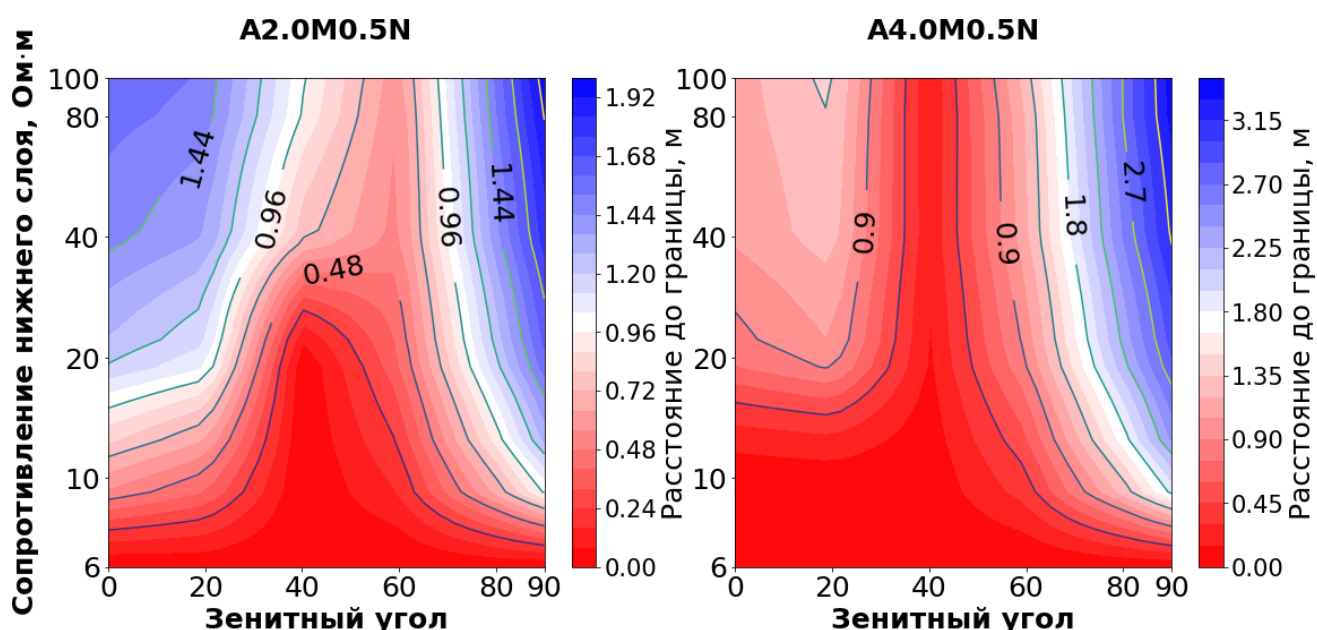


Рис. 8. Глубина обнаружения по данным кажущегося сопротивления зондов БКЗ А2.0М0.5N (слева) и А4.0М0.5N (справа)

ВЫВОДЫ ПО АНАЛИЗУ ГЛУБИН ОБНАРУЖЕНИЯ КОНТРАСТНОЙ ГРАНИЦЫ

Прибор с тороидальными катушками ЗЭТ регистрирует приближение к контрастной границе на наибольшем расстоянии в субвертикальных скважинах, при этом глубина обнаружения достигает 1.5 м по регистрируемому сигналу H_Φ при максимальном контрасте УЭС между глинистой крышкой и коллектором. При больших углах наклона глубина обнаружения уменьшается. Максимальная величина для сигнала H_Φ достигает 1 м в субгоризонтальной скважине при максимальном контрасте УЭС.

По сигналам разности фаз зондов ВИКИЗ глубина обнаружения возрастает с увеличением как контраста сопротивлений между крышкой и коллектором, так и с ростом зенитного угла скважины. При максимальном контрасте УЭС глубина обнаружения границы достигает 0.4 м в субвертикальных скважинах и 1.1 м в субгоризонтальных.

Наибольшая глубина обнаружения геоэлектрической границы по показаниям БКЗ наблюдается в субвертикальных и субгоризонтальных скважинах и достигает 3.2 м в субгоризонтальных скважинах по зонду А4.0М0.5N при наибольшем рассмотренном контрасте удельного электрического сопротивления между крышкой и коллектором. При зенитном угле 40–60° глубина обнаружения наименьшая и не превышает 0.15 м для зонда А4.0М0.5N при всех рассмотренных контрастах УЭС.

Для более удобного и детального сравнения глубины обнаружения кровли коллектора по рассмотренным показаниям приборов электрокаротажа, ниже приведены сводные таблицы при контрастах УЭС на границе 2, 8 и 20, УЭС целевого пласта при этом составляет 10, 40 и 100 Ом·м соответственно (табл. 1–3).

Таблица 1

Глубина обнаружения границы в метрах при контрасте УЭС, равном 2

	ЗЭТ, Re(H _φ)			ВИКИЗ, Δφ			БКЗ, КС Ом·м		
	250 кГц	100 кГц	50 кГц	df05	df10	df20	A0.4M0.1N	A1.0M0.1N	A4.0M0.5N
0°	0.725	0.8	0.825	0	0.07	0.17	0	0.28	1.4
40°	0.55	0.62	0.65	0.05	0.16	0.3	0	0	0
90°	0.15	0.17	0.17	0.14	0.32	0.63	0.17	0.47	2.25

Таблица 2

Глубина обнаружения границы в метрах при контрасте УЭС, равном 8

	ЗЭТ, Re(H _φ)			ВИКИЗ, Δφ			БКЗ, КС Ом·м		
	250 кГц	100 кГц	50 кГц	df05	df10	df20	A0.4M0.1N	A1.0M0.1N	A4.0M0.5N
0°	0.93	1	1	0.07	0.17	0.38	0.4	0.8	2.625
40°	0.8	0.85	0.85	0.13	0.29	0.57	0.23	0.42	1.6
90°	0.5	0.52	0.55	0.25	0.52	1.1	0.32	0.78	3.5

Таблица 3

Глубина обнаружения границы в метрах при контрасте УЭС, равном 20

	ЗЭТ, Re(H _φ)			ВИКИЗ, Δφ			БКЗ, КС Ом·м		
	250 кГц	100 кГц	50 кГц	df05	df10	df20	A0.4M0.1N	A1.0M0.1N	A4.0M0.5N
0°	1	1.04	1.07	0.07	0.19	0.4	0.47	0.9	2.9
40°	0.87	0.97	1	0.13	0.29	0.62	0.3	0.55	1.8
90°	0.7	0.77	0.77	0.27	0.57	1.17	0.35	0.88	3.8

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данного исследования были использованы алгоритмы трехмерного конечно-разностного моделирования сигналов бокового каротажного зондирования, электромагнитного каротажа и электромагнитного зонда с тороидальными катушками. Для численного расчета сигналов были задействованы вычислительные ресурсы Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН. По рассчитанным сигналам были сравнены глубины обнаружения границы по откликам трех зондов в двухслойных средах с варьирующимся контрастом УЭС. Разрезы вскрыты скважинами под углами от 0 до 90°.

Результаты исследования показали, что по сигналам БКЗ приближение к границе можно зафиксировать на большем расстоянии в субвертикальных и субгоризонтальных скважинах. Сигналы ВИКИЗ способны детектировать приближение к границе на большем расстоянии в горизонтальных скважинах. Электромагнитные отклики зонда с тороидальными катушками наиболее чувствительны к

границе в вертикальных скважинах. Глубина обнаружения границы возрастает с увеличением контраста УЭС для всех описанных методов каротажа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке проекта ФНИ № FWZZ-2022-0026 «Инновационные аспекты электродинамики в задачах разведочной и промысловой геофизики».

ЛИТЕРАТУРА

- Михайлов И.В., Суродина И.В., Темирбулатов О.П.** Сигналы электромагнитного зонда с тороидальными катушками в наклонных скважинах (по результатам численного моделирования) // Геофизические технологии. – 2021. – № 3. – С. 18–27, doi: 10.18303/2619-1563-2021-3-18.
- Нечаев О.В., Эпов М.И., Глинских В.Н.** Единый подход к трехмерному моделированию процесса каротажа гальваническими и индукционными зондами в анизотропных средах // Геофизические технологии. – 2022. – № 3 – С. 25–33, doi: 10.18303/2619-1563-2022-3-25.
- Суродина И.В.** Параллельные алгоритмы для решения прямых задач электрического каротажа на графических процессорах // Математические заметки СВФУ. – 2015. – № 22 (2). – С. 51–61.
- Суродина И.В., Михайлов И.В., Глинских В.Н.** Математическое моделирование сигналов тороидального источника в трехмерных изотропных моделях геологических сред // Естественные и технические науки. – 2020. – № 12. – С. 131–134, doi: 10.25633/ETN.2020.12.17.
- Шурина Э.П., Эпов М.И., Нечаев О.В.** Трехмерное численное моделирование электромагнитных полей // Геофизический журнал. – 2009. – № 31 (4). – С. 158–162.
- Эпов М.И., Михайлов И.В., Глинских В.Н., Никитенко М.Н., Суродина И.В.** Алгоритмы обработки и инверсии данных электромагнитного зонда с тороидальными катушками при изучении макроанизотропных свойств пластов-коллекторов // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. – 2019. – № 330 (6). – С. 187–197, doi: 10.18799/24131830/2019/6/2139.
- Bittar M., Klein J., Beste R., Hu G., Wu M., Pitcher J., Golla C., Althoff G., Sitka M., Minosyan V., Paulk M.** A new azimuthal deep-reading resistivity tool for geosteering and advanced formation evaluation // SPE Reservoir Evaluation and Engineering. – 2009. – Vol. 12 (2). – P. 270–279, doi: 10.2118/109971-PA.
- Gianzero S., Chemali R., Su S.-M.** Induction, resistivity, and MWD tools in horizontal wells // The Log Analyst. – 1990. – Vol. 5–6. – P. 158–171.
- Hartmann A., Gorek M., Fulda C., Kraft K.** Early bed boundary detection while drilling – testing and application of a bit resistivity device // International Petroleum Technology Conference (December 3–5, 2008). – Kuala Lumpur, Malaysia, 2008 – Paper IPTC 12063, doi: 10.2523/12063-MS.
- Li H., Zhu J., Xiong Y., Liu G., Tian Y., Geng Z., Zhou J.** On the depth of detection of logging-while-drilling resistivity measurements for looking-around and looking-ahead applications // Interpretation. – 2020. – Vol. 8 (3). – P. SL151–SL158, doi: 10.1190/int-2019-0291.1.
- Ortenzi L., Dubourg I., van Os R., Han S.Y., Koepsell R., Ha S.C.Y.** New azimuthal resistivity and high-resolution imager facilitates formation evaluation and well placement of horizontal slim boreholes // Petrophysics. – 2012. – Vol. 53 (3). – P. 197–207.
- Seifert D., Chemali R., Bittar M.** The link between resistivity contrast and successful geosteering // SPWLA 52nd Annual Logging Symposium (May 14–18, 2011). – Colorado Springs, CO, USA, 2011. – Paper SPWLA-2011-VVV.

Surodina I. The GPU solvers for high-frequency induction logging // Numerical Analysis and Its Applications. 6th International Conference, NAA 2016 (Lozenetz, Bulgaria, June 15–22, 2016). Revised Selected Papers (Lecture Notes in Computer Science 10187). – Springer Verlag, 2017. – P. 640–647.

REFERENCES

Bittar M., Klein J., Beste R., Hu G., Wu M., Pitcher J., Golla C., Althoff G., Sitka M., Minosyan V., Paulk M. A new azimuthal deep-reading resistivity tool for geosteering and advanced formation evaluation // SPE Reservoir Evaluation and Engineering. – 2009. – Vol. 12 (2). – P. 270–279, doi: 10.2118/109971-PA.

Epov M.I., Mikhaylov I.V., Glinskikh V.N., Nikitenko M.N., Surodina I.V. Algorithms of data processing and inversion for an electromagnetic tool with toroidal coils when studying macroanisotropic properties of reservoirs // Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. Geo Assets Engineering. – 2019. – Vol. 330 (6). – P. 187–197, doi: 10.18799/24131830/2019/6/2139.

Gianzero S., Chemali R., Su S.-M. Induction, resistivity, and MWD tools in horizontal wells // The Log Analyst. – 1990. – Vol. 5–6. – P. 158–171.

Hartmann A., Gorek M., Fulda C., Kraft K. Early bed boundary detection while drilling – testing and application of a bit resistivity device // International Petroleum Technology Conference (December 3–5, 2008). – Kuala Lumpur, Malaysia, 2008 – Paper IPTC 12063, doi: 10.2523/12063-MS.

Li H., Zhu J., Xiong Y., Liu G., Tian Y., Geng Z., Zhou J. On the depth of detection of logging-while-drilling resistivity measurements for looking-around and looking-ahead applications // Interpretation. – 2020. – Vol. 8 (3). – P. SL151–SL158, doi: 10.1190/int-2019-0291.1.

Mikhaylov I.V., Surodina I.V., Temirbulatov O.P. Signals of electromagnetic tool with toroidal coils in deviated wells (following numerical simulation results) // Russian Journal of Geophysical Technologies. – 2021. – No. 3. – P. 18–27, doi: 10.18303/2619-1563-2021-3-18.

Nechaev O.V., Epov M.I., Glinskikh V.N. A unified approach to three-dimensional modeling of the logging process by galvanic and induction probes in anisotropic media // Russian Journal of Geophysical Technologies. – 2022. – No. 3. – P. 25–33, doi: 10.18303/2619-1563-2022-3-25.

Ortenzi L., Dubourg I., van Os R., Han S.Y., Koepsell R., Ha S.C.Y. New azimuthal resistivity and high-resolution imager facilitates formation evaluation and well placement of horizontal slim boreholes // Petrophysics. – 2012. – Vol. 53 (3). – P. 197–207.

Seifert D., Chemali R., Bittar M. The link between resistivity contrast and successful geosteering // SPWLA 52nd Annual Logging Symposium (May 14–18, 2011). – Colorado Springs, CO, USA, 2011. – Paper SPWLA-2011-VVV.

Shurina E.P., Epov M.I., Nechaev O.V. Three-dimensional numerical modeling of electromagnetic fields // Geophysical Journal. – 2009. – Vol. 31 (4). – P. 158–162.

Surodina I. The GPU solvers for high-frequency induction logging // Numerical Analysis and Its Applications. 6th International Conference, NAA 2016 (Lozenetz, Bulgaria, June 15–22, 2016). Revised Selected Papers (Lecture Notes in Computer Science 10187). – Springer Verlag, 2017. – P. 640–647.

Surodina I.V. Parallel GPU solvers for the solution of direct electric logging problems // Mathematical Notes of NEFU. – 2015. – Vol. 22 (2). – P. 51–61.

Surodina I.V., Mikhaylov I.V., Glinskikh V.N. Mathematical modeling of toroidal source signals in three-dimensional isotropic earth models // Natural and Technical Sciences. – 2020. – Vol. 12. – P. 131–134, doi: 10.25633/ETN.2020.12.17.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

ТЕМИРБУЛАТОВ Олег Павлович – магистр геологии, аспирант геолого-геофизического факультета НГУ, инженер лаборатории многомасштабной геофизики Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: численное моделирование данных электрокаротажа.

МИХАЙЛОВ Игорь Владиславович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник лаборатории многомасштабной геофизики Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН. Основные научные интересы: численное моделирование и инверсия данных электрокаротажа, нефтепромысловая геофизика, межскважинное электромагнитное просвечивание.

СУРОДИНА Ирина Владимировна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории многомасштабной геофизики Института нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН и лаборатории вычислительных задач геофизики Института вычислительной математики и математической геофизики СО РАН. Основные научные интересы: математическое моделирование задач каротажа и наземного зондирования, разработка параллельных алгоритмов и программ для GPU.

*Статья поступила в редакцию 20 ноября 2023 г.,
принята к публикации 1 декабря 2023 г.*



МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАРМОНИК АМПЛИТУДНО И НЕЛИНЕЙНО ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

М.С. Денисов, А.А. Зыков

ООО «ГЕОЛАБ», 119071, Москва, ул. Орджоникидзе, 12/4, Россия,

e-mail: denisovms@gmail.com

В вибросейсмических данных почти всегда присутствуют нелинейные искажения сигнала, называемые гармониками. Предложенная ранее методика разделения сигнала и его гармоник позволяет улучшить качество исходного материала, а также получить дополнительную информацию о геологическом строении разреза. Одним из ограничений методики является ее изначальная разработка под модель линейно частотно-модулированного сигнала. Предлагается новый способ моделирования гармоник, позволяющий работать с сигналами как амплитудной, так и нелинейной частотой модуляции.

Вибросейс, гармоники, спектр импульса, модуляция

MODELING OF HARMONICS OF AMPLITUDE AND NONLINEAR FREQUENCY-MODULATED SIGNALS

M.S. Denisov, A.A. Zykov

GEOLAB Ltd, Ordzhonikidze Str., 12/4, Moscow, 119071, Russia,

e-mail: denisovms@gmail.com

In vibroseismic data, nonlinear signal distortions called harmonics are usually present. The previously proposed method of separating the signal and its harmonics makes it possible to improve the quality of the initial data, as well as to obtain additional information about the geological structure of the earth interior. One of the limitations of the proposed methodology is its initial development for linear frequency-modulated signals. A new method of prediction of harmonics that allows non-linear frequency modulation as well as amplitude variation is proposed.

Vibroseis, harmonics, wavelet spectrum, modulation

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждению сигналов в вибрационной сейсморазведке всегда сопутствует появление кратных частот, которые также принято называть гармониками. В зависимости от конструкции источника колебаний и условий взаимодействия плиты с грунтом они могут иметь большую или меньшую интенсивность. Исследование природы гармоник представляет собой задачу повышенной сложности, о чем свидетельствует хотя бы тот факт, что соответствующие споры не утихают уже не первое десятилетие.

Начало теоретических и экспериментальных исследований, относящихся к гармоническим искажениям сигналов в невзрывной сейсморазведке, восходит ко второй половине прошлого столетия, когда появились первые результаты работ с вибрационными источниками колебаний. Анализ волновых картин указывал на безусловное наличие нелинейных составляющих.

В геофизической литературе устоялось мнение (см., например, [Akhondi-Asl, Vermeer, 2015]), что четные гармоники связаны с нелинейными эффектами на контакте плиты с поверхностью земли, а именно сложным характером взаимодействия рабочей плиты излучателя с грунтом при передаче ему переменных силовых нагрузок и характером поведения грунта при разнонаправленных нагрузках на среду. В то же время нечетные гармоники обусловлены особенностями самой конструкции излучателей. Плита со штоком, поршнем и гидроцилиндром (реактивная масса) образуют единую реактивную механическую систему, приводимую в движение внутренней переменной по величине силой. В результате поршень с плитой движутся в одну сторону, а реактивная масса – в другую. При этом, если последняя может свободно перемещаться вверх и вниз от центрального положения, то поршень с плитой ограничены в своем движении сопротивлением грунта, так как вибратор, как правило, работает в режиме небольших (до 1.5–2.0 кг/см²) деформаций грунтового полупространства. При расчете конструкции вибраторов в качестве одного из параметров задается величина взаимного перемещения поршня и гидроцилиндра («ход поршня») на самой низкой рабочей частоте. В связи с тем, что ход поршня с ростом частоты уменьшается обратно пропорционально ее квадрату, он выбирается значительным для того, чтобы и на высоких частотах взаимные перемещения поршня и гидроцилиндра имели заметные значения. Для многих сейсмических вибраторов этот параметр выбирается равным 4–5 см, и во всех случаях он превышает предел упругих деформаций грунта. В результате инерционная масса свободно смещается вверх и вниз, а поршень с плитой ограничены в своем движении, что и приводит к искажению формы возбуждаемых колебаний, которое может рассматриваться как осложнение основного силового воздействия гармониками. Их уровень определяется ходом поршня и компрессионными характеристиками грунта. С увеличением частоты возбуждаемых колебаний амплитуды перемещения плиты уменьшаются и, начиная с какой-то частоты, вибратор начинает работать в режиме упругих деформаций пород. Это является одной из причин снижения уровня гармоник с ростом частоты [Теория ..., 1998].

Также известны результаты опытно-методических экспериментов, направленных на изучение природы и особенностей гармоник. На наш взгляд, наиболее полной является работа [Ведерников и др., 2001], в которой приводится большое число иллюстраций как по монохроматическим воздействиям, так и по свип-сигналам, полученным в различных условиях возбуждения и приема колебаний. Показано, что при малых деформациях грунта, которые имеют место в начале работы вибратора при излучении низкочастотных компонент свипа, эффект гармонических искажений почти отсутствует. Однако при выходе на режим максимальной мощности излучения регистрируемые смещения грунта имеют форму, характерную для неупругой деформации.

Эффект неупругого взаимодействия виброисточника с грунтом также описывается в работах [Васильев и др., 1969; Машинский, 1987], где утверждается, что при вибровоздействии даже в случае так называемых «малых деформаций» хотя остаточные деформации отсутствуют, но воздействие на среду оказывается неупругим. Кроме того, «исследование даже простых по строению кристаллов показывает наличие в них заметных неупругих эффектов при действии не слишком больших напряжений и деформаций». Известны экспериментальные подтверждения отклонения колебаний, вызванных виброисточником, от закона Гука [Геза и др., 2004]. Понятно, что применяемое на практике уплотнение грунта, проводимое перед началом вибрационной сейсморазведки, позволяет ослабить явления неупругости, но не избавиться от них. Работа [Авербах и др., 2008] содержит достаточно полный библиографический список русскоязычных и англоязычных публикаций по теме неупругого воздействия виброисточника на грунт. Известны и альтернативные объяснения наблюдаемых искажений формы

сигнала, например, [Циммерман, 2004]. Более подробный обзор литературы можно найти в книге [Жуков, Шнеерсон, 2000].

Зарубежной литературе, посвященной гармоникам, можно было бы посвятить отдельную обзорную работу, однако ограничимся указанием лишь на две недавние публикации, содержащие достаточно полный обзор соответствующих источников [Gürel, 2021; Liu et al., 2022].

Здесь мы не имеем нужды более подробно останавливаться на вопросе о природе гармоник, так как нас не будет интересовать причина их появления. Алгоритм моделирования, который будет разработан ниже, основан на пересчете свип-сигнала основного тона в его гармоники и не зависит от природы последних. На основании таких моделей в дальнейшем мы получим возможность разработки алгоритма как подавления гармоник, так и использования их для расширения спектра сигнала.

Использованию гармоник для решения практических задач обработки и интерпретации вибросейсмических данных были посвящены наши предыдущие исследования, библиографические ссылки на которые можно найти в статье [Денисов, Зыков, 2022]. В том числе, был разработан алгоритм, позволяющий отделить сигнал от гармоник, а также разделить волновые поля гармоник различного порядка. Алгоритм получил название оптимизационной рекурсивной фильтрации (ОРФ). Однако во всех этих работах рассуждения строились на том, что при возбуждении сигнала используется линейная частотная модуляция (ЛЧМ), что позволяло получать для гармоник компактные аналитические выражения. Как показывает практика, зачастую записанный реальный вибрационный сигнал довольно сильно отличается от желаемого [Жуков, 2023]. Помимо этого, на сегодняшний день активно разрабатываются методики, в которых исходный сигнал нелинейно частотно-модулированный (НЛЧМ) [Жуков, Шнеерсон, 2000]. Почти всегда реальный вибрационный импульс подвергается амплитудной модуляции хотя бы потому, что к нему применяется сглаживание на краях (так называемые конусы). Поэтому для дальнейшего развития нашего исследования в данной работе предлагается способ моделирования гармоник сигналов, характеризующихся одновременно как амплитудной, так и нелинейной частотной модуляцией (АНЛЧМ).

Проводя настоящее исследование, мы, в первую очередь, имели в виду развитие алгоритма ОРФ с целью оснащения его возможностью обработки не только ЛЧМ, но и АНЛЧМ сигналов. Этому будет посвящена наша следующая статья. В то же время область применимости и практическое значение полученных здесь результатов этим не исчерпывается. Способ расчета или прогнозирования гармоник свип-сигналов с учетом возможной их амплитудной и нелинейной фазовой модуляции может позволить более достоверно контролировать уровень нелинейных искажений вибрационного воздействия, а также предложить более надежные критерии качества полевого материала. Кроме того, результаты могут оказаться полезными при тестировании алгоритмов устранения гармонических шумов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в какой-то момент времени вибратор возбуждает мгновенную частоту, равную, например, 50 Гц. Тогда в глубь среды в этот же момент времени также распространяются волны с частотами 100 Гц (2-я гармоника), 150 Гц (3-я гармоника) и т. д. Следует указать способ расчета гармоник любого порядка по произвольному вибрационному сигналу, заданному в виде некоторой функции времени.

МОДЕЛЬ

Введенная ранее модель дискретного вибросейсмического сигнала $q(t)$ [Денисов, Егоров, 2019] записывается в виде

$$q(t) = \sum_{m=1}^M a_m(t) * q_m(t), \quad (1)$$

где $q_m(t)$ – m -я гармоника, $a_m(t)$ – фильтры, M – общее число гармоник, t – индекс дискретного времени. Звездочка обозначает свертку.

Фактически, выражение (1) описывает разложение сигнала $q(t)$ по системе базисных функций, в роли которых выступают гармоники $q_m(t)$. Функцию $q_1(t)$ (она же – теоретический или опорный свип) называем сигналом основного тона или 1-й гармоникой, при этом $a_1(t) \equiv \delta(t)$ – дискретная дельта функция.

Все сигналы, с которыми приходится иметь дело при решении практических задач, являются так называемыми квазигармоническими функциями, т. е. описываются формулой $g(t)\sin(tf(t))$, где $f(t)$ – мгновенная частота, $g(t)$ – огибающая. Помимо ЛЧМ, существует много вариантов НЛЧМ сигналов (подробно о них можно почитать в работе [Теория..., 1998]), например, логарифмические и степенные.

Эффект амплитудной модуляции может быть связан не только со сглаживанием сигнала на краях, но и с усилением тех или иных его частотных компонент [Жуков и др., 2021]. В таком случае имеем АНЛЧМ сигнал.

В некоторый момент времени вибрационная установка возбуждает квазигармонический сигнал, имеющий свою амплитуду, и эту же амплитуду наследуют его гармоники. Это понятный и логичный принцип. Если сигнал основного тона на какой-то частоте интенсивен, то интенсивными окажутся и гармоники. И наоборот, если он ослаблен (например, из-за использования конусного сглаживания), то гармоники будут слабее. Разумеется, на практике этот принцип усложняется, и отношение амплитуды гармоники к амплитуде порождающего ее сигнала основного тона оказывается частотно-зависимой функцией. Такая зависимость бывает обусловлена свойствами среды, условиями контакта плиты с грунтом, а также конструкцией самого вибратора. Тем не менее, эффект переноса амплитуды колебаний необходимо учесть при построении алгоритма прогнозирования гармоник.

АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ГАРМОНИК

К решению поставленной задачи можно подойти как минимум тремя различными способами.

1. Мгновенная частота квазигармонического сигнала $g(t)\sin(tf(t))$ равна $f(t)$, а его мгновенная фаза $\psi(t)$ определяется производной мгновенной частоты: $\psi(t) = \int \frac{\partial f(t)}{\partial t} dt$ [Гоноровский, 1986]. По определению, гармоника имеет кратную мгновенную частоту $mf(t)$, следовательно, она также имеет и кратную мгновенную фазу $m\psi(t)$. Поэтому для получения гармоники нам надо указать способ перехода от функции $g(t)\sin(tf(t))$ к функции $g(t)\sin(tm f(t))$. Иначе говоря, корректного преобразовав только мгновенную частоту, мы получим сигнал также и с требуемой фазовой характеристикой.

Если частота задана в виде функциональной зависимости, что имеет место, например, в случае упомянутых выше линейной, логарифмической и степенной модуляций, то получение m -й гармоники не вызывает затруднений:

$$q_m(t) = g(t)\sin(tm f(t)). \quad (2)$$

2. Если в процессе полевых наблюдений производится регистрация толкающего усилия (в англоязычной литературе – *ground force*), то на такой записи сигнал основного тона будет наблюдаться на фоне гармоник. Отделить основной тон от гармоник, а также гармоники разных порядков друг от друга, можно при помощи так называемой следящей фильтрации, т. е. полосовой фильтрации с нестационарным оператором, настроенным на выделение заданного узкого частотного диапазона в каждый момент времени (такой прием используют, например, авторы работы [Ягудин и др., 2022]). Тогда не требуется прилагать специальных усилий с целью соблюдения амплитудных соотношений гармоник и основного сигнала.

3. Если огибающая и мгновенная частота в явном виде не заданы, а также если не производилась запись толкающего усилия, то можно воспользоваться тригонометрическими формулами, позволяющими получать функцию кратного аргумента.

Пусть в момент времени $t = \hat{t}$ имеем мгновенную частоту $\hat{f} = f(\hat{t})$. В некоторой локальной ε – окрестности $t \in (\hat{t} - \varepsilon, \hat{t} + \varepsilon)$ основной вибросигнал описывается функцией $g(\hat{t})\sin(t\hat{f})$, и требуется указать способ его преобразования в функцию $g(\hat{t})\sin(tmf)$.

Воспользуемся формулами понижения степени [Корн, Корн, 1974]

$$\sin^2 x = \frac{1 - \cos 2x}{2} \quad (3)$$

и

$$\sin^3 x = \frac{3\sin x - \sin 3x}{4}. \quad (4)$$

Для динамически корректного прогнозирования гармоник также должны быть учтены вариации амплитуды, определяемые огибающей сигнала. В самом деле, с каким амплитудным коэффициентом наблюдается сигнал основного тона, с таким же коэффициентом должны прогнозироваться все его гармоники. Поэтому необходимо ввести в последние выражения множитель d , полагая, что вместо сигнала $\sin x$ имеется сигнал $d \sin x$. Учет множителя в явном виде важен потому, что выписанные формулы преобразований оказываются нелинейными в смысле определения нелинейного преобразования $H : H\{d \sin x\} \neq dH\{\sin x\}$.

Умножив левую и правую части формулы (3) на d^2 , имеем

$$(d \sin x)^2 = d^2 \frac{1 - \cos 2x}{2},$$

откуда приходим к

$$\cos 2x = 1 - \frac{2}{d^2} (d \sin x)^2.$$

Амплитуда сигнала основного тона равна d , поэтому в результате преобразования надо получить колебание $d \cos 2x$, т. е. требуется умножить левую и правую части последнего равенства на d :

$$d \cos 2x = d - \frac{2}{d} (d \sin x)^2. \quad (5)$$

Так как с учетом введенных обозначений $q_1(t) = d \sin x$ и $q_2(t) = d \sin 2x$, то из равенства (5) следует

$$\frac{\partial q_2(t)}{\partial t} = \frac{g(t)}{2} - \frac{q_1^2(t)}{g(t)}.$$

Для квазигармонического сигнала, фигурирующего в левой части, дифференцирование локально сводится к повороту его фазы на величину $\pi/2$ (синус преобразуется в косинус). Поэтому приходим к окончательному выражению

$$q_2(t) = \left(\frac{g(t)}{2} - \frac{q_1^2(t)}{g(t)} \right) * l(t), \quad (6)$$

где $l(t)$ – оператор поворота фазы на $-\pi/2$, т. е. он имеет частотную характеристику

$$L(\omega) = \exp(-j \frac{\pi}{2}),$$

где $j = \sqrt{-1}$.

Вычисления, производимые в соответствии с (6), подразумевают возведение в квадрат каждого текущего отсчета сигнала основного тона $q_1(t)$, деление результата на $g(t)$ с последующим вычитанием из $g(t)/2$. Затем к полученной функции применяется фильтрация с оператором $l(t)$. В результате получим колебание удвоенной частоты с нужной амплитудой.

При помощи аналогичных рассуждений несложно перейти от (4) к формуле расчета 3-й гармоники:

$$q_3(t) = 3q_1(t) - \frac{4}{g^2(t)} q_1^3(t). \quad (7)$$

Первый способ получения гармоник может применяться, когда мгновенная частота управляющего сигнала, подаваемого на вибрационную установку, задана в виде функции $f(t)$. Функция может быть как линейной, так и нелинейной. Важно, что сама установка не должна порождать отклонений от требуемой характеристики. Ниже, рассматривая реальные свип-сигналы, мы приведем пример, когда такие отклонения оказываются весьма существенными.

Второй способ требует наличия достоверной записи сигнала толкающего усилия, что далеко не всегда имеет место в условиях проведения полевых работ. Во-первых, такая запись может вообще не проводиться. Во-вторых, на записи толкающего усилия гармоники могут быть искажены. Искажения бывают обусловлены провалами в амплитудном спектре гармоник, а также, что более существенно, применением аналоговой антиалейсинговой фильтрации, удаляющей высокочастотные компоненты. К примеру, если диапазон частот возбуждения основного тона выбран 5–90 Гц, то верхняя частота 2-й гармоники равна 180 Гц, а 3-й – 270 Гц. Так как считается, что выше 90 Гц нет полезной информации, частота антиалейсингового полосового фильтра выбирается из этих соображений. В-третьих, селективные свойства следящего фильтра могут оказаться неудовлетворительными, в особенности, в области низких частот.

Третий способ представляется наиболее универсальным. Он может применяться как по сигналу основного тона, выделенного из записи толкающего усилия, так и по заданному тем или иным образом управляющему сигналу. На практике приходится сталкиваться с тем, что импульс задан как управляющий сигнал, причем задан в виде произвольной функции, при этом сигнал толкающего усилия не регистрируется. Именно этот способ мы предлагаем использовать при обработке вибросейсмических данных.

ПРИМЕР ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГАРМОНИК

Работоспособность алгоритма прогнозирования гармоник демонстрируется с использованием реального сигнала толкающего усилия, который здесь не изображается ввиду хорошо известных трудностей, связанных с визуализацией протяженных быстроосциллирующих функций. Вместо этого показан результат частотно-временного разложения (также называемого спектрально-временным анализом – СВАН), на котором сигнал основного тона и его гармоники разделяются и имеют ярко выраженные изолированные траектории. На рисунке 1, а показана СВАН-колонка исходного толкающего усилия. Наряду с основным тоном на ней выделяются гармоники 2-го, 3-го и 4-го порядков. Были прослежены траектории сигнала и гармоник до 3-го порядка включительно, в результате чего получены зеленые кривые, наложенные на частотно-временную картину на рис. 1. Очевидно, что траектории нелинейные, следовательно, мы имеем дело с НЛЧМ или АНЛЧМ сигналом.

Сигнал основного тона был выделен следящей фильтрацией (рис. 1, б), после чего он поступил на вход преобразований (6) и (7). Результат прогнозирования 2-й гармоники представлен на рис. 1, в, а 3-й – на рис. 1, г. На основании почти идеального совпадения траекторий прогнозных сигналов с требуемыми траекториями (зеленые кривые), мы делаем вывод о высоком качестве спрогнозированных гармоник. Помимо этого, о хорошей точности прогноза свидетельствует то, что на СВАН колонках на рис. 1, в, г не наблюдается артефактов или паразитных частот.

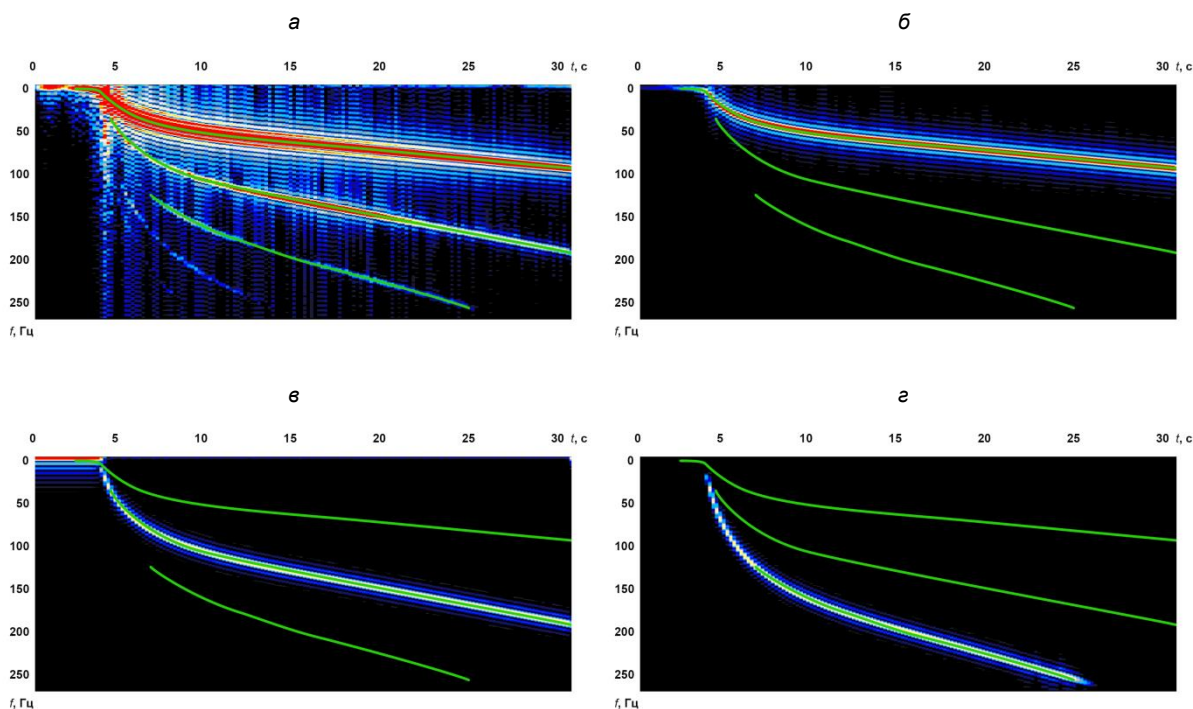


Рис. 1. СВАН-колонки: а – исходной записи сигнала толкающего усилия; б – сигнала основного тона, выделенного при помощи следящей фильтрации; в – 2-й гармоники, посчитанной при помощи формулы (6); г – 3-й гармоники, посчитанной при помощи формулы (7). Зеленые кривые соответствуют результатам прослеживания по СВАН-колонке исходной записи траекторий основного сигнала и гармоник 2-го и 3-го порядков

Другая запись реального толкающего усилия демонстрируется на рис. 2, а. При проведении полевых работ было заявлено, что используется ЛЧМ сигнал. Поэтому на СВАН-колонке сигнала основного тона мы ожидаем увидеть прямолинейную траекторию. Как следует из рисунка, в пределах значительного частотного диапазона траектория и в самом деле близка к линейной. Однако в области низких и высоких частот наблюдаются значительные отклонения. Если бы не было средств контроля работы вибрационной установки в виде записи толкающего усилия (а так бывает далеко не всегда), прогноз гармоник осуществлялся бы по формуле (2), что привело бы к значительным погрешностям (рис. 2, б).

Также из рис. 2, а следует, что 2-я гармоника регистрируется ненадежно, имеются провалы в ее амплитудном спектре, что делает невозможным прослеживание ее траектории на СВАН колонке. Кроме того, на записи толкающего усилия отрезаны высокочастотные компоненты, поэтому при желании использовать результат регистрации гармоник будет утеряна, в том числе, их высокочастотная составляющая.

Указанные проблемы снимаются, если прогнозировать гармоники на основании выражений (6) и (7). Результаты показаны соответственно на рис. 2, в (2-я гармоника) и рис. 2, г (3-я гармоника). Наблюдается почти идеальное совпадение траекторий спрогнозированных гармоник с прослеженными по реальным гармоникам траекториями.

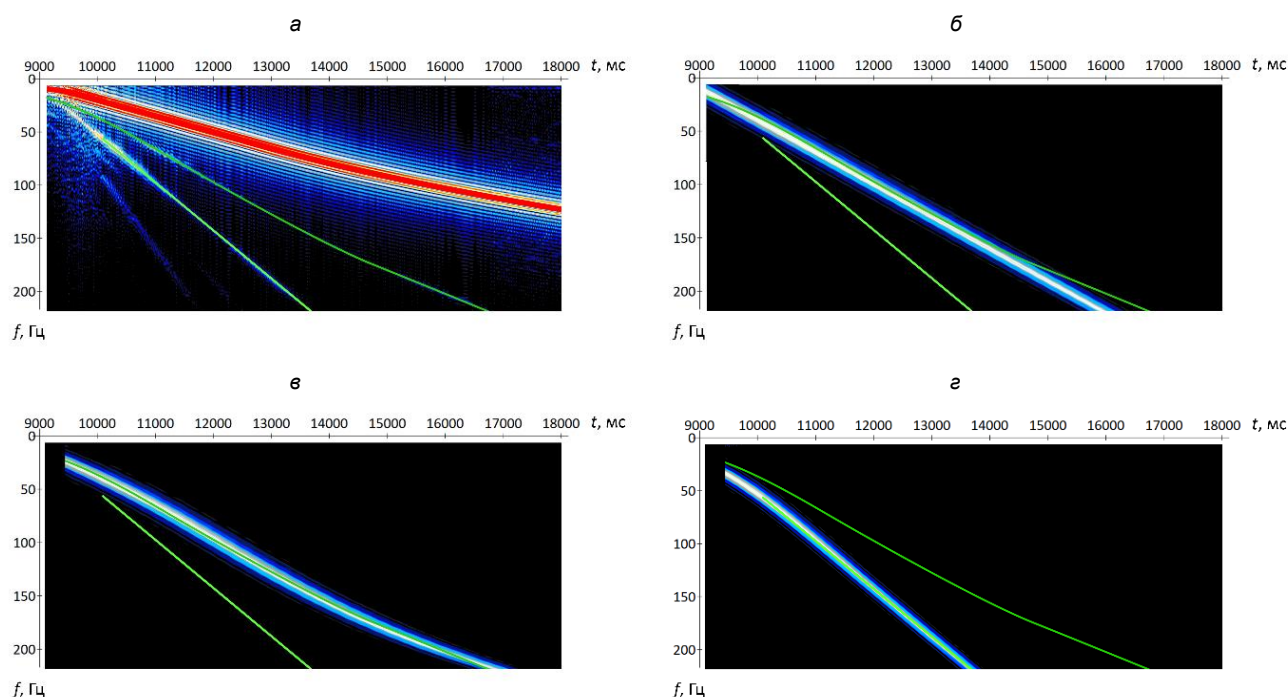


Рис. 2. СВАН-колонки: а – исходной записи сигнала толкающего усилия; б – 2-й гармоники, спрогнозированной при помощи формулы (2); в – 2-й гармоники, посчитанной при помощи формулы (6); г – 3-й гармоники, посчитанной при помощи формулы (7). Зеленые кривые соответствуют результатам прослеживания по СВАН-колонке исходной записи траекторий основного сигнала и гармоник 2-го и 3-го порядков

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан способ моделирования гармоник амплитудно и нелинейно частотно-модулированных сигналов, который позволит расширить область применимости предложенных нами ранее адаптивных алгоритмов разделения сигнала и гармоник. Использовать результаты исследования можно и при решении иных геофизических задач, в том числе, при контроле уровня нелинейных искажений

вибрационного воздействия, оценивании качества полевого материала и тестировании алгоритмов устранения гармонических шумов.

Авторы благодарят Zhouhong Wei и ООО «НПП Спецгеофизика» за предоставленные полевые записи толкающих усилий вибрационных установок и за разрешение на демонстрацию полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И.** Диагностика акустических свойств неконсолидированных сред в натурных условиях // Акустический журнал. – 2008. – № 54 (4). – С. 607–620.
- Васильев Ю.И., Иванова Л.А., Щербо М.Н.** Измерение напряжений и деформаций в грунте при распространении взрывных волн // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1969. – № 1. – С. 21–37.
- Ведерников Г.В., Максимов Л.А., Жарков А.В.** Исследование кратных гармоник вибросигналов // Геофизика. Спецвыпуск к 30-летию «Сибнефтегеофизики». – 2001. – С. 33–38.
- Геза Н.И., Егоров Г.В., Юшин В.И.** Особенности напряженного состояния рыхлой среды, подвергаемой пульсирующей нагрузке // Труды международной конференции «Геодинамика и напряженное состояние недр Земли». – Новосибирск: Изд-во ИГД СО РАН, 2004. – С. 340–347.
- Гоноровский И.С.** Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Радио и связь, 1986. – 512 с.
- Денисов М.С., Егоров А.А.** Построение модели вибросейсмического сигнала, осложненного гармониками // Геофизические технологии. – 2019. – № 1. – С. 72–83, doi: 10.18303/2619-1563-2019-1-72.
- Денисов М.С., Зыков А.А.** Исследование особенностей реальных вибросейсмических сигналов, осложненных гармоническими помехами // Геофизические технологии. – 2022. – № 1. – С. 30–48, doi: 10.18303/2619-1563-2022-1-30.
- Жуков А.П.** Искажения вибрационного сигнала, обусловленные земной толщей // Приборы и системы разведочной геофизики. – 2023. – № 3 (78). – С. 76–84.
- Жуков А.П., Шнеерсон М.Б.** Адаптивные и нелинейные методы вибрационной сейсморазведки. – М.: Недра, 2000. – 100 с.
- Жуков А.П., Коротков И.П., Тищенко А.И.** Адаптивные технологии вибрационной сейсморазведки. Часть I // Приборы и системы разведочной геофизики. – 2021. – № 1 (68). – С. 32–47.
- Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике. – М.: Наука, 1974. – 832 с.
- Машинский Э.И.** Физическое обоснование неупругости пород при распространении сейсмических волн // Методы расширения частотного диапазона вибросейсмических колебаний: Сб. научных трудов. – Новосибирск: ИГиГ СО АН СССР, 1987. – С. 113–125.
- Теория и практика наземной невзрывной сейсморазведки /** Под ред. М.Б. Шнеерсона. – М.: Недра, 1998. – 527 с.
- Циммерман В.В.** Качество вибрационного излучения // Приборы и системы разведочной геофизики. – 2004. – № 9 (3). – С. 19–21.
- Ягудин И.Р., Гафаров Р.М., Сираев И.А., Ахтямов Р.А.** Влияние нелинейных искажений на качество полевых данных в вибрационной сейсморазведке // Геофизика. – 2022. – № 4. – С. 58–63.
- Akhondi-Asl H., Vermeer P.L.** Vibrator harmonics-noise or signal // 77th EAGE Conference and Exhibition. Expanded Abstracts. – 2015, doi: 10.3997/2214-4609.201413436.
- Gürel O.** Use of vibrator harmonics as a sweep signal // Journal of Seismic Exploration. – 2021. – Vol. 30 (6). – P. 505–528.

Liu D., Li X., Wang W., Wang X., Shi Z., Chen W. Eliminating harmonic noise in vibroseis data through sparsity-promoted waveform modeling // *Geophysics*. – 2022. – Vol. 87 (3) – P. V183–V191, doi: 10.1190/geo2021-0448.1.

REFERENCES

Akhondi-Asl H., Vermeer P.L. Vibrator harmonics-noise or signal // 77th EAGE Conference and Exhibition. Expanded Abstracts. – 2015, doi: 10.3997/2214-4609.201413436.

Averbakh V.S., Lebedev A.V., Maryshev A.P., Talanov V.I. Diagnostics of the acoustic properties of unconsolidated media under natural conditions // *Acoustic Journal*. – 2008. – Vol. 54 (4). – P. 607–620.

Denisov M.S., Egorov A.A. Constructing a model of vibroseis signal complicated by harmonics // *Russian Journal of Geophysical Technologies*. – 2019. – Vol. 1. – P. 72–83, doi: 10.18303/2619-1563-2019-1-72.

Denisov M.S., Zыков A.A. Study of properties of real Vibroseis signals contaminated by harmonic noise // *Russian Journal of Geophysical Technologies*. – 2022. – Vol. 1. – P. 30–48, doi: 10.18303/2619-1563-2022-1-30.

Geza N.I., Egorov G.V., Yushin V.I. Features of the stressed state of a loose medium subjected to a pulsating load // *Proceedings of the international conference “Geodynamics and stress state of the Earth’s interior”*. – Novosibirsk: Publishing House IGD SO RAN. – 2004. – P. 340–347.

Gonorovsky I.S. Radio circuits and signals. – Radio and Communication, Moscow, 1986. – 512 p.

Gürel O. Use of vibrator harmonics as a sweep signal // *Journal of seismic exploration*. – 2021. – Vol. 30 (6). – P. 505–528.

Korn G., Korn T. Handbook of mathematics. – Nauka, Moscow, 1974. – 832 p.

Liu D., Li X., Wang W., Wang X., Shi Z., Chen W. Eliminating harmonic noise in vibroseis data through sparsity-promoted waveform modeling // *Geophysics*. – 2022. – Vol. 87 (3) – P. V183–V191, doi: 10.1190/geo2021-0448.1.

Mashinsky E.I. Physical justification of the inelasticity of rocks during the propagation of seismic waves // *Methods for expanding the frequency range of vibroseismic oscillations: Collection of scientific works*. – Institute of Geology and Geophysics of the Siberian Branch of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk, 1987. – P. 113–125.

Theory and practice of ground-based non-explosive seismic exploration / Ed. M.B. Schneerson. – Nedra, Moscow, 1998. – 527 p.

Vasiliev Yu.I., Ivanova L.A., Shcherbo M.N. Measurement of stresses and deformations in the soil during the propagation of blast waves // *Izvestiya of the USSR Academy of Sciences. Physics of the Earth*. – 1969. – Vol. 1. – P. 21–37.

Vedernikov G.V., Maksimov L.A., Zharkov A.V. Study of multiple harmonics of vibroseis signals // *Geofizika*. – Special Issue to 30th Anniversary of “Sibneftegeofizika”. – 2001. – P. 33–38.

Yagudin I.R., Gafarov R.M., Siraev I.A., Akhtyamov R.A. Study of nonlinear transformations on the quality of field data in vibration seismic exploration // *Geofizika*. – 2022. – Vol. 4. – P. 58–63.

Zhukov A.P. Distortions of the vibration signal caused by the Earth's strata // *Instruments and Systems of Exploration Geophysics*. – 2023. – Vol. 3 (78). – P. 76–84.

Zhukov A.P., Schneerson M.B. Adaptive and nonlinear methods of vibration seismic exploration. – Nedra, Moscow, 2000. – 100 p.

Zhukov A.P., Korotkov I.P., Tishchenko A.I. Adaptive technologies of vibration seismic exploration. Part I // *Instruments and systems of exploration geophysics*. – 2021. – Vol. 1 (68). – P. 32-47.

Zimmerman V.V. Quality of vibration radiation // Instruments and Systems of Exploration Geophysics. – 2004. – Vol. 9 (3). – P. 19–21.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

ДЕНИСОВ Михаил Сергеевич – доктор физико-математических наук, директор по науке ООО «ГЕОЛАБ». Основные научные интересы: разработка алгоритмов обработки данных сейсморазведки.

ЗЫКОВ Андрей Александрович – геофизик ООО «ГЕОЛАБ», аспирант ИФЗ РАН. Основные научные интересы: обработка данных сейсморазведки, инженерная геофизика.

*Статья поступила в редакцию 6 октября 2023 г.,
принята к публикации 29 ноября 2023 г.*



РАЗДЕЛЕНИЕ СИГНАЛА И ГАРМОНИК В НЕВЗРЫВНОЙ СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ С АМПЛИТУДНО И НЕЛИНЕЙНО ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫМИ СИГНАЛАМИ

М.С. Денисов, А.А. Зыков

ООО «ГЕОЛАБ», 119071, Москва, ул. Орджоникидзе, 12/4, Россия,
e-mail: denisovms@gmail.com

При возбуждении колебаний в вибрационной сейсморазведке наряду с основным сигналом порождаются гармоники, которые проходят в глубь среды и, как и основной сигнал, взаимодействуют с целевыми границами. Гармоники характеризуются более широким, чем у основного сигнала, частотным диапазоном, поэтому они могут быть использованы для повышения разрешенности сейсмической записи. Для этого следует предварительно отделить запись, связанную с сигналом, от записей, связанных с гармониками. Эту задачу успешно решает предложенный ранее алгоритм оптимизационной рекурсивной фильтрации, который, однако, был разработан только для линейно частотно-модулированных сигналов. В работе алгоритм обобщен на случай амплитудной модуляции и нелинейной частотной модуляции. Показаны примеры использования методики для повышения разрешенности реальных вибросейсмических волновых полей.

Вибросейс, гармоники, спектр импульса, модуляция

SEPARATION OF SIGNAL AND HARMONICS IN NON-EXPLOSIVE SEISMIC PROSPECTING WITH AMPLITUDE AND NONLINEAR FREQUENCY-MODULATED SIGNALS

M.S. Denisov, A.A. Zykov

GEOLAB Ltd, Ordzhonikidze Str., 12/4, Moscow, 119071, Russia,
e-mail: denisovms@gmail.com

When vibroseis oscillations are excited, along with the main signal, harmonics are generated. They travel into the Earth and, like the main signal, interact with the target reflectors. Harmonics have a wider than that of the main signal frequency band, so they can be used to increase the resolution of the seismic data. To do this, the signal-related data should be separated from the harmonic-related data. This problem can be successfully solved by the previously proposed optimization recursive filtering algorithm, which, however, was developed only for linearly frequency-modulated signals. In this work, the algorithm is generalized to the case of amplitude modulation and nonlinear frequency modulation. Examples of application of the technique to increase the resolution of real vibroseis data are given.

Vibroseis, harmonics, wavelet spectrum, modulation

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известной проблемой вибросейсмического метода дистанционного зондирования земной коры является искажение сигнала за счет появления гармоник [Ведерников и др., 2001]. Ранее, при участии одного из соавторов настоящего исследования, была построена модель реального искаженного сигнала [Денисов, Егоров, 2019а], и на ее основании был разработан алгоритм отделения сигнала от гармоник, а также разделения гармоник различного порядка [Денисов, Егоров, 2019б]. Алгоритм получил название

оптимизационной рекурсивной фильтрации (ОРФ). Однако, как в модели, так и в алгоритме предполагалось, что вибрационная установка возбуждает линейно частотно-модулированный (ЛЧМ) сигнал, и это накладывает известные ограничения.

С целью преодоления ограничений модель искаженного гармониками сигнала была обобщена на сигналы с одновременной амплитудной и нелинейной частотной модуляцией (АНЛЧМ) [Денисов, Зыков, 2023], частным случаем которых оказываются нелинейно частотно-модулированные сигналы (НЛЧМ). Естественным продолжением исследований является обобщение алгоритма ОРФ на такие сигналы, и именно эта задача здесь будет решена.

Наши предыдущие работы [Денисов, Егоров, 2019б; Denisov et al., 2021] содержат достаточно полные литературные обзоры, в которых охарактеризованы известные на тот момент алгоритмы. С тех пор появилось несколько новых публикаций как в русскоязычных, так и в англоязычных источниках, что позволяет нам расширить обзорную часть, не повторяя ее. В напечатанной в журнале «Геофизика» статье [Ягудин и др., 2022] изучается влияние гармонических искажений на волновые поля коррелограмм. Демонстрируется, что они очень малы на интервале полезной записи, т. е. после корреляции с основным свипом основная энергия корреляционных шумов, обусловленных гармониками, оказывается сосредоточенной в области выше первых вступлений, поэтому можно просто их игнорировать. Такие выводы вполне справедливы, если требуется обработать результаты наблюдений, полученные с использованием традиционной вибросейсмической методики. Если же применяются современные высокопроизводительные схемы «непрерывного возбуждения» с перекрывающимися записями от соседних источников (в том числе, slip-sweep), то в области выше первых вступлений будет находиться целевой интервал записи от предыдущего источника. Интенсивные корреляционные шумы наложатся на слабый сигнал (ослабленный за счет эффекта геометрического расхождения) в целевом интервале, тем самым замаскируют его, делая невозможным дальнейшее разделение волновых полей, связанных с разными источниками. Поэтому задача разделения сигнала и гармоник своей актуальности не теряет. Кроме того, целью наших работ является не просто устранение гармоник, а их использование для расширения спектра сигнала. Необходимо решить задачу не удаления гармоник, а отделения их от сигнала для дальнейшей обработки. Первые результаты использования гармоник были показаны нами в цитированной выше работе [Denisov et al., 2021], а ниже будут продемонстрированы новые результаты. Наконец, нужно отметить, что корреляционный шум формируется не в области выше первых вступлений, а в области выше каждого сигнала на трассе. Иначе говоря, он предшествует вступлению каждого импульса, сфокусированного вследствие корреляционного преобразования. Тем самым загрязненной оказывается вся коррелограмма, хотя, разумеется, наиболее интенсивная помеха связана с наиболее интенсивными сигналами, т. е. теми сигналами, которые претерпели отражение от границ раздела в верхней части разреза. Следовательно, очистить волновое поле мьютингом или простым обнулением области выше первых вступлений не получится.

В журнале «Geophysics» недавно напечатана статья [Liu et al., 2022] (являющаяся, в свою очередь, продолжением исследования [Wang et al., 2018]), в которой разработан алгоритм удаления гармоник по коррелограмме. В этой же статье приводится полный обзор зарубежной литературы, связанной с проблемой гармоник. Алгоритм удаления гармонических шумов основан на вейвлет-разложении трассы, а в качестве базисов используются два набора вейвлет-функций: для сфокусированного сигнала и для частотно-модулированного ЛЧМ сигнала. При подавлении помехи привлекается требование импульсности трассы. Алгоритм наследует известные проблемы, связанные с

неортогональными вейвлет-разложениями, в данном случае – с взаимной зависимостью базисных функций и, как следствие, неоднозначностью разложения. Кроме того, критическим оказывается вероятное отклонение сигнала от ЛЧМ структуры, т. е. невозможность работы с НЛЧМ и АНЛЧМ свипами. Понятно, что вейвлет-алгоритм не делает различия между гармониками и помехами иной природы. Следовательно, он может рассматриваться как еще один метод удаления помех любой природы, а не способ отделения сигнала от гармоник, и неприменим в задаче расширения спектра сигнала. Отметим также, что алгоритм, основанный на максимизации критерия импульсности, был нами ранее опробован (см. [Денисов, Егоров, 2019б]), однако его работоспособность в задаче подавления гармоник оказалась заведомо хуже метода ОРФ.

В статье [Gürel, 2021], также имеющей обширную обзорную часть, предлагается расширить спектр сигнала за счет комбинирования записей, полученных для двух различных свипов. Методика последовательного возбуждения двух свипов, отличающихся поворотом фазы на 180° , была предложена в начале 70-х годов прошлого века. На сумме соответствующих виброграмм подавляются все нечетные гармоники (включая и сигнал основного свипа), а четные удваиваются. Аналогично, на разности виброграмм подавляются четные гармоники, в то время как нечетные удваиваются. Предлагается использовать виброграмму нечетных гармоник для расширения спектра сигнала. С этой целью ее коррелируют с теоретическим свипом второй гармоники. Разделение свипа и гармоник не производится, а возникающие вследствие такого корреляционного преобразования артефакты, обусловленные взаимным влиянием гармоник, игнорируются.

Влияние эффекта нелинейных искажений на качество сигнала исследуется в работе [Tellier, Ollivrin, 2019], причем авторов интересует только низкочастотная часть спектра. Проблема подавления гармоник или их применения не обсуждается, а гармонические помехи, выделяемые на записи сигнала толкающего усилия (ground force), используются для контроля качества источника и излучаемого им вибросигнала.

Авторы исследования [Vedanti et al., 2021] справедливо отмечают, что запись реального толкающего усилия всегда осложнена гармониками. Поэтому, если использовать ее для корреляции, то на коррелограмме появятся гармоники. Отсюда делается вывод, что корреляцию виброграммы всегда следует производить с теоретическим свип-сигналом. Такая рекомендация игнорирует тот факт, что исходная виброграмма уже насыщена гармониками, и выбор того или иного свипа для корреляции их не устранил.

МОДЕЛЬ

Введенная ранее модель дискретного вибросейсмического сигнала $q(t)$ записывается в виде

$$q(t) = \sum_{m=1}^M a_m(t) * q_m(t), \quad (1)$$

где $q_m(t)$ – m -я гармоника, $a_m(t)$ – фильтры, M – общее число гармоник, t – индекс дискретного времени. Звездочка обозначает свертку. Функцию $q_1(t)$ (она же – теоретический или опорный свип) мы называем сигналом основного тона или 1-й гармоникой, при этом $a_1(t) \equiv \delta(t)$ – дискретная дельта

функция. Выражение (1) описывает разложение сигнала $q(t)$ по системе базисных функций, в роли которых выступают гармоники $q_m(t)$.

Все сигналы, с которыми мы имеем дело при решении практических задач, являются так называемыми квазигармоническими функциями, описываемыми как

$$q_1(t) = g(t) \sin(tf(t)), \quad (2)$$

где $f(t)$ – мгновенная частота, $g(t)$ – огибающая. Эффект амплитудной модуляции, задаваемый огибающей, может быть связан не только со сглаживанием сигнала на краях (так называемые конусы), но и с усилением тех или иных его частотных компонент – см., например, [Жуков и др., 2021]. Выражение (2) оказывается наиболее общим описанием АНЛЧМ сигналов, классу которых принадлежат как ЛЧМ, так и НЛЧМ функции. В нашей предыдущей работе [Денисов, Зыков, 2023] получен способ расчета гармоник для произвольного АНЛЧМ сигнала даже в ситуации, когда функции $g(t)$ и $f(t)$ неизвестны. Также показано, что общее выражение для гармоник АНЛЧМ сигналов принимает вид

$$q_m(t) = g(t) \sin(tm f(t)).$$

Алгоритм ОРФ представляет собой двухэтапную процедуру, на первом шаге которой реализуется прогнозирование коррелограмм, содержащих только гармоники. На втором этапе полученный набор коррелограмм адаптивно вычитается из исходной коррелограммы. Принципы, на которых базируется оценивание фильтров адаптации, требуют соблюдения определенных условий, к их числу относится малость эффективной длины этих фильтров [Денисов, Зыков, 2022]. Поэтому следует построить насколько возможно точный базис (1), чтобы на этап оценивания оптимальных фильтров алгоритма ОРФ отнести только неизбежные и заранее неизвестные погрешности, учет которых производят операторы $a_m(t)$.

АЛГОРИТМ ОТДЕЛЕНИЯ АНЛЧМ СИГНАЛА ОТ ГАРМОНИК

Здесь мы отчасти повторяем вывод алгоритма ОРФ, однако в процессе рассуждений избегаем тех упрощений, которые были связаны с ЛЧМ структурой сигнала. По этой причине опустим некоторые детали, с которыми можно более подробно ознакомиться в цитированном выше источнике [Денисов, Егоров, 20196].

Для описания исходной виброграммы $v(t)$ используем традиционную статистическую одномерную сверточную модель

$$v(t) = r(t) * p(t) * q(t), \quad (2)$$

где $r(t)$ – последовательность коэффициентов отражения, $p(t)$ – оператор, описывающий влияние на сигнал $q(t)$ эффектов при прохождении им верхней части разреза (ВЧР), когда преимущественное затухание претерпевают высокочастотные компоненты. Относительно $p(t)$ естественно предположить,

что это финитный каузальный оператор малой длины, который близок к минимально-фазовому оператору или является таковым. Считаем, что $r(t)$ является реализацией случайного процесса типа белого шума.

Переход к коррелограмме $z_1(t)$ осуществляется при помощи корреляции функций $v(t)$ и $q_1(t)$. Или, что то же самое, – свертки с оператором, заданным в обращенном времени

$$z_1(t) = v(t) * q_1(-t). \quad (3)$$

В последнем выражении использование в условном обозначении коррелограммы нижнего индекса 1 подчеркивает, что она может быть получена не только в результате корреляции с 1-й гармоникой. Подставив (1) и (2) в (3), приходим к

$$z_1(t) = r(t) * p(t) * \left(c_{11}(t) + \sum_{m=2}^M a_m(t) * c_{m1}(t) \right), \quad (4)$$

где введены обозначения $c_{m1}(t)$ – функция взаимной корреляции (ФВК), определенная для детерминированных сигналов $q_1(t)$ и $q_m(t)$:

$$c_{m1}(t) = q_m(t) * q_1(-t),$$

а $c_{11}(t)$ – функция автокорреляции (АКФ), определенная для детерминированного сигнала $q_1(t)$:

$$c_{11}(t) = q_1(t) * q_1(-t).$$

Идеальной коррелограммой, очищенной от гармоник, является

$$z_1^{(id)}(t) = r(t) * p(t) * c_{11}(t). \quad (5)$$

Во введенном условном обозначении использован верхний индекс id , т. е. *ideal*. Частотными аналогами выражений (4) и (5) соответственно являются

$$Z_1(\omega) = R(\omega)P(\omega) \left(C_{11}(\omega) + \sum_{m=2}^M A_m(\omega)C_{m1}(\omega) \right) \quad (6)$$

и

$$Z_1^{(id)}(\omega) = R(\omega)P(\omega)C_{11}(\omega). \quad (7)$$

Для обозначения частотных характеристик функций используем заглавные буквы.

Для преобразования $z_1(t)$ в $z_1^{(id)}(t)$ потребуется фильтр с такой спектральной характеристикой $D(\omega)$, что

$$D(\omega)Z_1(\omega) = Z_1^{(id)}(\omega). \quad (8)$$

Разделив обе части последнего равенства на $Z_1(\omega)$ и подставив в него выражения (6) и (7), имеем

$$D(\omega) = \frac{C_{11}(\omega)}{C_{11}(\omega) + \sum_{m=2}^M A_m(\omega) C_{m1}(\omega)}.$$

Разделив числитель и знаменатель на $C_{11}(\omega)$, приходим к

$$D(\omega) = \frac{1}{1 + \sum_{m=2}^M A_m(\omega) \frac{C_{m1}(\omega)}{C_{11}(\omega)}}.$$

Так как частотная характеристика фильтра имеет знаменатель, то во временной области фильтр оказывается рекурсивным [Рабинер, Гоулд, 1978]. Эта особенность обусловила название ОРФ, которое получил алгоритм.

Последнее выражение на каждой частоте представляет собой сумму геометрической прогрессии (для такого представления требуется выполнение определенных условий, которые, впрочем, всегда соблюдаются при решении практических задач [Денисов, Егоров, 20196]):

$$D(\omega) = 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \left[- \sum_{m=2}^M A_m(\omega) \frac{C_{m1}(\omega)}{C_{11}(\omega)} \right]^k.$$

Так как гармоники имеют малую по сравнению с основным тоном интенсивность, то ряд по индексу k быстро сходится, и можно ограничиться K членами разложения (число K будем называть порядком фильтра)

$$D(\omega) = 1 + \sum_{k=1}^K \left[- \sum_{m=2}^M A_m(\omega) \frac{C_{m1}(\omega)}{C_{11}(\omega)} \right]^k. \quad (9)$$

Кроме того, полученный фильтр удаляет из коррелограммы гармоники всех порядков. Очень часто гармоники старших (4-го и выше) порядков почти незаметны на фоне младших, поэтому для получения приемлемого результата достаточно ограничиться удалением только нескольких первых гармоник. Наш опыт применения процедуры свидетельствует о том, что на реальных сейсмограммах даже простой фильтр первого порядка ($K = 1$) успешно справляется с задачей удаления гармоник 2-го и 3-го порядков ($M = 3$). Как следует из (9), этот фильтр имеет частотную характеристику

$$D(\omega) = 1 - A_2(\omega) \frac{C_{21}(\omega)}{C_{11}(\omega)} + A_3(\omega) \frac{C_{31}(\omega)}{C_{11}(\omega)}, \quad (10)$$

и если бы функции $A_2(\omega)$ и $A_3(\omega)$ были известны, можно было бы его применить. Разумеется, частотные характеристики $A_m(\omega)$ неизвестны, и для их оценивания разработана специальная оптимизационная процедура, которая нас здесь не интересует, т. к. она не опирается на предположение

о том, что мы работаем с ЛЧМ сигналами и может быть использована после того, как мы укажем способ прогнозирования гармоник АНЛЧМ сигналов.

Подставив (10) в (8), получим

$$Z_1^{(id)}(\omega) = Z_1(\omega) - A_2(\omega) \frac{C_{21}(\omega)}{C_{11}(\omega)} Z_1(\omega) + A_3(\omega) \frac{C_{31}(\omega)}{C_{11}(\omega)} Z_1(\omega). \quad (11)$$

Фактически, умножение $\frac{C_{21}(\omega)}{C_{11}(\omega)} Z_1(\omega)$ означает прогнозирование 2-й гармоники, а $\frac{C_{31}(\omega)}{C_{11}(\omega)} Z_1(\omega)$

– 3-й гармоники. Во временной области прогнозирование осуществляется как свертка коррелограммы $z_1(t)$ соответственно с ФВК $c_{21}(t)$ и $c_{31}(t)$ с последующей деконволюцией, реализуемой в виде свертки с обратным оператором $c_{11}^{-1}(t)$, где

$$c_{11}^{-1}(t) * c_{11}(t) = \Pi(\omega_1, \omega_2, t), \quad (12)$$

$\Pi(\omega_1, \omega_2, t)$ – сигнал с равномерным амплитудным и нулевым фазовым спектром, заданными в диапазоне частот возбуждения основного тона колебаний $\omega \in (\omega_1, \omega_2)$.

Если сигнал ЛЧМ, то в АКФ $c_{11}(t)$ представляет собой нуль-фазовый оператор с равномерным амплитудным спектром, сосредоточенным в диапазоне частот возбуждения колебаний основного тона, т. е. полосовой фильтр. Поэтому его действие на функции $c_{m1}(t)$ их не изменяет ($c_{m1}(t) * c_{11}(t) = c_{m1}(t)$), и обратный оператор можно игнорировать, деконволюцию не применять. Именно так мы поступали при разработке ранней версии алгоритма ОРФ.

Если сигнал НЛЧМ, то $c_{11}^{-1}(t)$ остается нуль-фазовым, и его амплитудный спектр равномерный. А если сигнал АНЛЧМ, то $c_{11}^{-1}(t)$ – нуль-фазовый с неравномерным амплитудным спектром, и его влияние на процесс прогнозирования гармоник приходится учитывать. Удобный и устойчивый метод расчета оператора деконволюции, учитывающий специфику сигналов с амплитудной модуляцией, предложен в Приложении.

Итак, прогнозирование гармоник в выражении (11) сводится к свертке коррелограммы с ФВК и применению оператора деконволюции:

$$z_1^{(n_i)}(t) = c_{i1}(t) * c_{11}^{-1}(t) * z_1(t),$$

где $z_1^{(n_i)}(t)$ – прогнозная трасса (верхний индекс n означает *noise*, а i – порядковый номер модели помехи), переменная i в данном случае принимает значения 1 и 2.

Затем набор спрогнозированных помех поступает на вход процедуры адаптивного оценивания фильтров $a_i(t)$, которая здесь нас не интересует потому, что не имеет особенностей реализации для АНЛЧМ сигналов.

Описав процесс удаления гармоник на простом примере фильтра первого порядка, вернемся к выражению (9) и увидим, что обобщение методики на общий случай трудностей не вызывает.

Действительно, фигурирующие в нем спектральные характеристики $\frac{C_{m1}(\omega)}{C_{11}(\omega)}$ означают применение во

временной области к исходной коррелограмме последовательности фильтраций $c_{m1}(t) * c_{11}^{-1}(t)$. При $K > 1$ такие фильтрации применяются последовательно несколько раз.

После вычитания гармоник посчитаем разность между исходной коррелограммой и результатом вычитания, т. е. получим поле гармоник. Используя описанные принципы, можно выделить из него трассу младшей (в данном случае 2-й) гармоники. В остаточной трассе будут находиться гармоники 3-го и более высоких порядков, и вновь можно выделить поле младшей, т. е. 3-й гармоники. Таким образом, трассы, связанные с гармониками разных порядков, будут разделены. После этого сейсмограммы гармоник подвергаются всем традиционным процедурам обработки и формируются разрезы, связанные по отдельности с каждой гармоникой.

ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НА РЕАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В последнее время вновь возрождается интерес к задаче расширения спектра сигнала. Укажем на результаты только трех исследований [Zhang, Castagna, 2011; Архипов и др., 2021; Попов, 2023], хотя общее их число оказывается значительным. Достаточно полный библиографический обзор зарубежной литературы содержится в последней из указанных публикаций.

В этих работах используется принцип продолжения спектра в область вне частотного диапазона, который был зарегистрирован в процессе записи колебаний. Точнее говоря, частотная характеристика трассы из зарегистрированного сигнального диапазона математически экстраполируется вне этого диапазона на низкие и высокие частоты. Понятно, что решение такой задачи неединственно, и для того, чтобы получить некоторое решение, используют ту или иную априорную информацию о свойствах импульса и последовательности коэффициентов отражения. Соответствующие методики давно применяются при обработке сейсмических сигналов, а их обзор (применительно к более общей задаче обработки изображений) можно найти, например, в книге [Василенко, Тараторин, 1986]. Недостатки методик также хорошо известны.

Важно иметь в виду, что получаемые при помощи алгоритмов продолжения спектра частоты не были зарегистрированы в процессе наблюдений. Принято называть их «фантомными». Понятно, что если применить два разных алгоритма, то и результаты будут разными. Принцип расширения спектра, которого мы здесь придерживаемся, основан на использовании только тех частот, которые были реально получены в процессе регистрации, и наш алгоритм решает задачу их выделения.

Для тестирования алгоритма использовались полевые виброграммы, которые здесь не показаны по причине их малой информативности. Результаты разделения сигнала и гармоник, а также использования гармоник для расширения спектра демонстрируются на суммарных разрезах.

После разделения, были получены отдельные наборы данных, относящиеся к 1-й и 2-й гармоникам. К каждому из них применена корреляция со свипом соответствующей гармоники. Для обработки использовался один и тот же граф (полосовая фильтрация, выравнивание амплитуд, коррекция статических поправок, скоростной анализ, деконволюция сжатия сигнала).

На рисунке 1 сравниваются временные разрезы 1-й и 2-й гармоник. Заметно существенное увеличение разрешенности волновой картины на разрезе, полученном по 2-й гармонике. Наиболее явно

это проявляется там, где на разрезе 1-й гармоники на времени 200 мс видно только одно отражение, а на 2-й гармонике видна сложная слоистая структура со складками и разломами. Напомним, что разрешающая способность сигнала пропорциональна ширине частотного диапазона, в котором сконцентрирована его спектральная характеристика. Наблюдаемый эффект похож на эффект деконволюции, однако понятно, что средствами обратной фильтрации не удастся так расширить спектр сигнала 1-й гармоники, как мы это видим на разрезе 2-й гармоники (соответствующие оценки спектров приведены на рис. 2). Действительно, верхняя частота диапазона возбуждения основного свипа равна 90 Гц, поэтому никакие линейные преобразования сигнала не смогут добавить к его спектральной характеристике более высокочастотные компоненты. Иначе говоря, применение деконволюции может расширить спектр трассы, но только за счет повышения уровня помехи. Чтобы продемонстрировать, что разрез 2-й гармоники в своей высокочастотной части содержит именно сигнальную компоненту, можно было бы применить полосовую фильтрацию, устранив из него все частоты ниже 90 Гц, после чего убедиться, что высокочастотные компоненты представляют собой регулярное по латерали волновое поле. Такую обработку мы применили, однако результат оказался неинформативным, с трудом поддающимся интерпретации. Более содержательным доказательством того, что на разрезе 2-й гармоники спектр расширен за счет сигнала, является применение к этому разрезу низкочастотного полосового фильтра, верхняя частота среза которого равна 90 Гц. Результат фильтрации сравнивается с разрезом 1-й гармоники на рис. 3. Очевидно, что волновые поля очень похожи как по кинематике, так и по динамике. Если иметь в виду то, что широкополосный разрез 2-й гармоники (рис. 1) содержит информативную высокочастотную компоненту, обуславливающую его повышенную разрешающую способность, становится понятным, что высокочастотная часть волнового поля, отличающая разрез 2-й гармоники на рис. 1, содержит именно полезную сигнальную информацию.

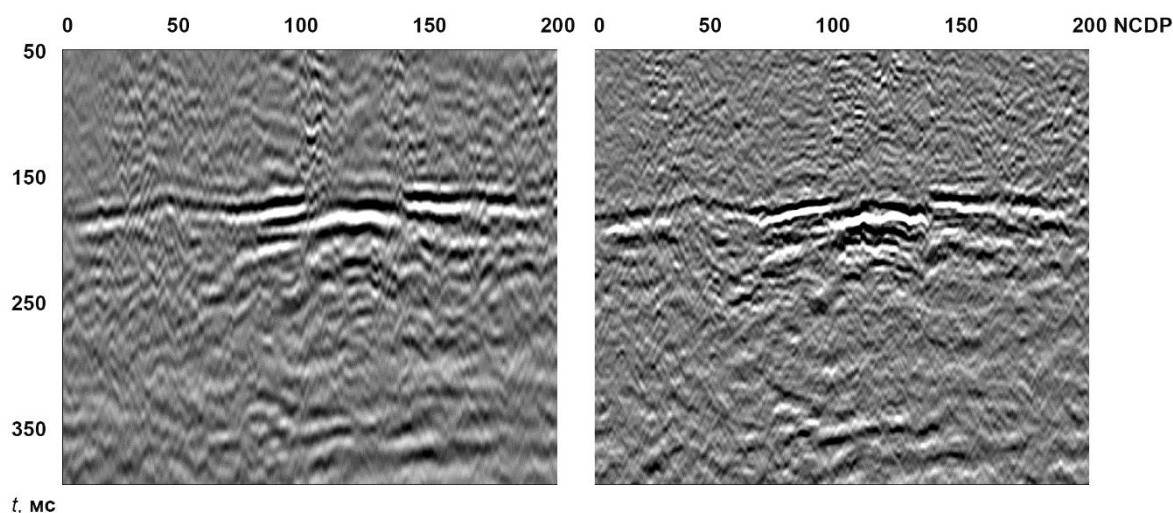


Рис. 1. Фрагменты временных разрезов: слева по 1-й гармонике, справа по 2-й гармонике

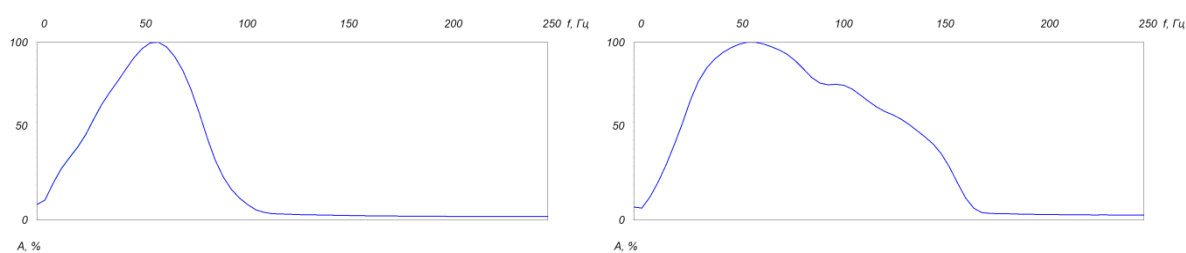


Рис. 2. Сглаженные амплитудные спектры фрагментов разрезов, показанных на рис. 1: слева по 1-й гармонике, справа по 2-й гармонике. По вертикальной оси отложены относительные амплитуды

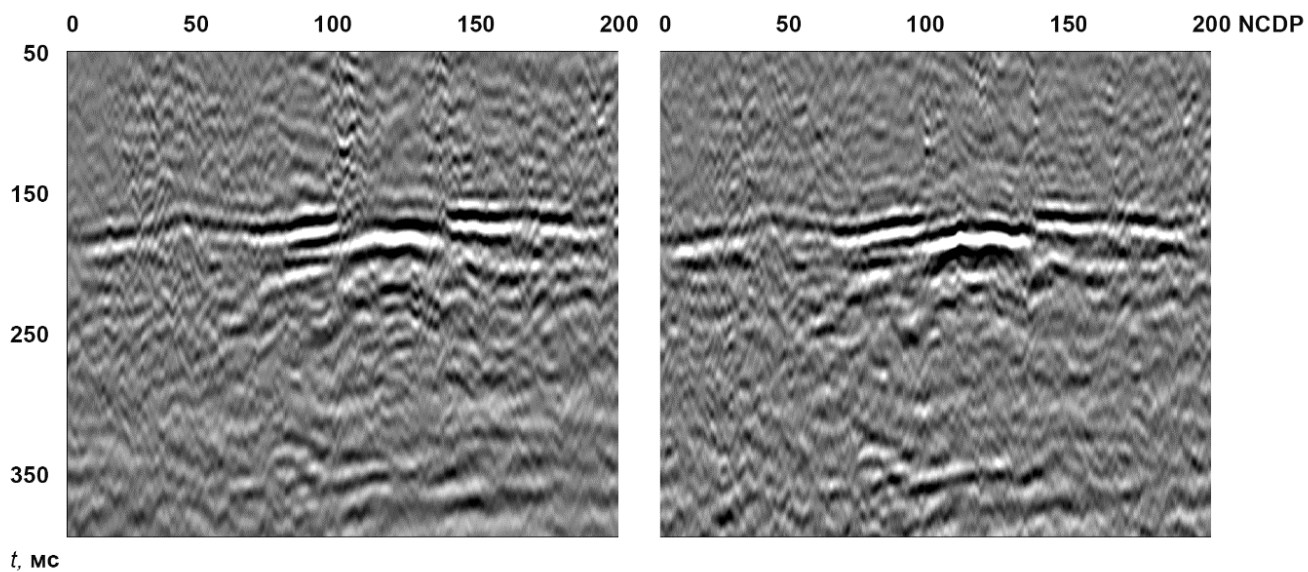


Рис. 3. Фрагменты временных разрезов: слева по 1-й гармонике, справа по 2-й гармонике в полосе частот 1-й гармоники

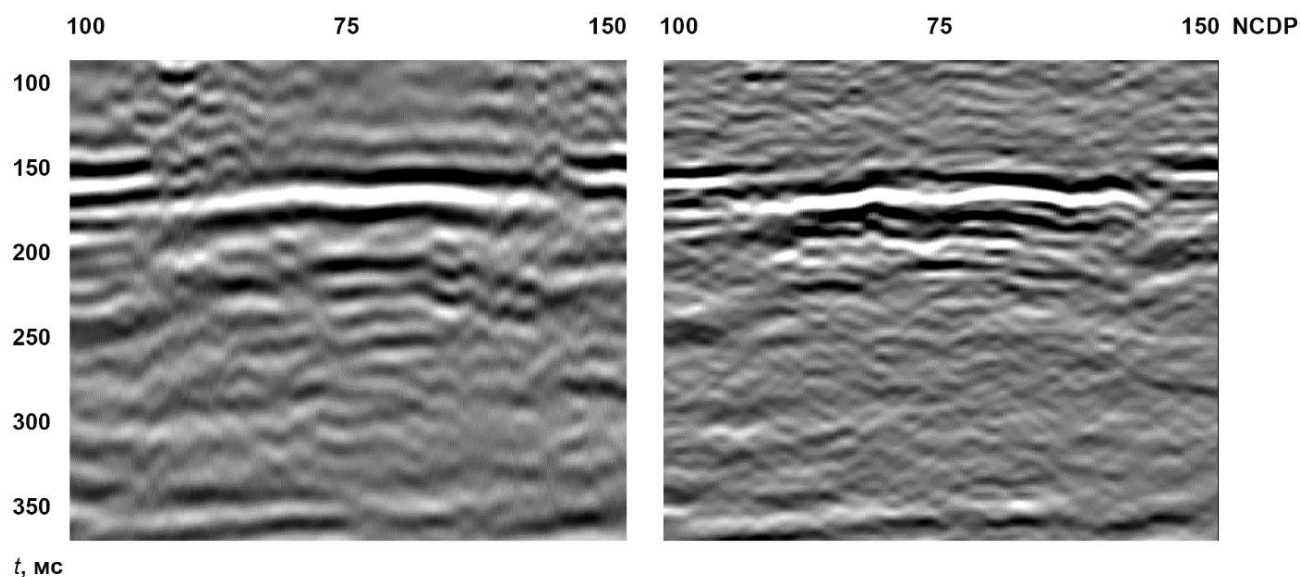


Рис. 4. Увеличенные фрагменты разрезов: слева по 1-й гармонике, справа по 2-й гармонике

На рис. 4 показан увеличенный фрагмент разреза, изображенного ранее на рис. 1. В отличие от разреза 1-й гармоники, на разрезе 2-й гармоники можно детально рассмотреть тонкую слоистость отражающей пачки, различные складки, а также дизъюнктивные нарушения по краям объекта.

Мы демонстрировали фрагменты, относящиеся только к ВЧР. При анализе отражений от более глубоких горизонтов разность волновых картин 1-й и 2-й гармоник менее заметна. Вероятно, причиной этого является эффект частотно-зависимого неупругого поглощения энергии сейсмических волн в ВЧР, что приводит к быстрому затуханию высокочастотных компонент сигнала. Кроме того, исходные виброграммы характеризуются малым уровнем гармонических искажений. Энергия 2-й гармоники составляет лишь 4–5 % энергии основного свипа, в то время как в менее благоприятных ситуациях она может достигать 25–30 % [Ведерников и др., 2001].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в предыдущих публикациях алгоритм оптимизационной рекурсивной фильтрации был получен в предположении, что вибрационная установка излучает линейно частотно-модулированный сигнал. Однако, как показывает практика, это допущение зачастую нарушается. Мы обобщили алгоритм, позволив корректно учитывать как амплитудную модуляцию, так и нелинейную частотную модуляцию. Алгоритм отделяет сейсмограмму, связанную с сигналом основного тона, от сейсмограмм, связанных с гармониками, а также отделяет сейсмограммы гармоник различного порядка друг от друга.

Работоспособность алгоритма подтверждается примерами обработки полевых виброграмм. Удалось почти вдвое расширить спектр импульса, и, как следствие, значительно повысить разрешенность записи.

Пока мы остановились на совместной интерпретации разрезов основного тона и гармоник. В дальнейшем планируется решить задачу их суммирования с использованием критерия оптимальности, добиваясь наибольшего расширения спектра сигнала с учетом требования максимизации отношения сигнал/шум.

Полевые виброграммы, осложненные гармониками, которые использовались для тестирования алгоритмов, предоставлены ООО «НПП Спецгеофизика».

ЛИТЕРАТУРА

- Архипов А.А., Кобзарев Г.Ю., Хромова И.Ю.** Теоретические основы и практика применения технологии расширения спектра сейсмической записи нового поколения «nSeis» // Геофизика. – 2021. – № 4. – С. 71–80.
- Василенко Г.И., Тараторин А.М.** Восстановление изображений. – М.: Радио и связь, 1986. – 304 с.
- Ведерников Г.В., Максимов Л.А., Жарков А.В.** Исследование кратных гармоник вибросигналов // Геофизика. Спецвыпуск к 30-летию «Сибнефтегеофизики». – 2001. – С. 33–38.
- Гольдин С. В.** Линейные преобразования сейсмических сигналов. – М.: Недра, 1974. – 352 с.
- Денисов М.С., Егоров А.А.** Построение модели вибросейсмического сигнала, осложненного гармониками // Геофизические технологии. – 2019а. – № 1. – С. 72–83, doi: 10.18303/2619-1563-2019-1-72.
- Денисов М.С., Егоров А.А.** Оптимизационная рекурсивная фильтрация как способ подавления гармоник в методе вибросейс // Геофизические технологии. – 2019б. – № 2. – С. 23–53, doi: 10.18303/2619-1563-2019-2-23.

Денисов М.С., Зыков А.А. Исследование особенностей реальных вибросейсмических сигналов, осложненных гармоническими помехами // *Геофизические технологии*. – 2022. – № 1. – С. 30–48, doi: 10.18303/2619-1563-2022-1-30.

Денисов М.С., Зыков А.А. Моделирование гармоник амплитудно и нелинейно частотно-модулированных сигналов // *Геофизические технологии*. – 2023. – № 3. – С. 58–68, doi: 10.18303/2619-1563-2023-3-58.

Жуков А.П., Коротков И.П., Тищенко А.И. Адаптивные технологии вибрационной сейсморазведки. Часть I // *Приборы и системы разведочной геофизики*. – 2021. – № 1 (68). – С. 32–47.

Попов М.М. Расширение спектра экстраполяцией: применение, проверка, особенности результатов и требования к данным // *Геомодель 2023: Сб. материалов конференции*. – Геленджик, 2023. – С. 161–164.

Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. – М.: Мир, 1978. – 848 с.

Федорюк М.В. Метод перевала. – М.: Наука, 1977. – 368 с.

Ягудин И.Р., Гафаров Р.М., Сираев И.А., Ахтямов Р.А. Влияние нелинейных искажений на качество полевых данных в вибрационной сейсморазведке // *Геофизика*. – 2022. – № 4. – С. 58–63.

Denisov M.S., Egorov A.A., Shneerson M.B. Optimization-based recursive filtering for separation of signal from harmonics in Vibroseis // *Geophysical Prospecting*. – 2021. – Vol. 69 (4). – P. 779–798, doi: 10.1111/1365-2478.13084.

Gürelİ O. Use of vibrator harmonics as a sweep signal // *Journal of seismic exploration*. – 2021. – Vol. 30 (6). – P. 505–528.

Liu D., Li X., Wang W., Wang X., Shi Z., Chen W. Eliminating harmonic noise in vibroseis data through sparsity-promoted waveform modeling // *Geophysics*. – 2022. – Vol. 87 (3) – P. V183–V191, doi: 10.1190/geo2021-0448.1.

Tellier N., Ollivrin G. Low-frequency Vibroseis: current achievements and the road ahead? // *First Break*. – 2019. – Vol. 37 (1). – P. 49–54, doi: 10.3997/1365-2397.n0011.

Vedanti N., Gupta L., Singh V., Vadapalli U., Naik R.T.B., Vasudevan G. Problems with the standard vibroseis deconvolution: some practical solutions // *Exploration Geophysics*. – 2021. – Vol. 52 (3). – P. 308–320, doi: 10.1080/08123985.2020.1825913.

Wang H., Chen X., Zhou Y., Chen J., Chen W. Harmonic noise suppression based on the classification of adaptive learning dictionary // *CPS/SEG International Geophysical Conference. Expanded Abstracts*. – 2018. – P. 449–452, doi: 10.1190/IGC2018-110.

Zhang R., Castagna J. Seismic sparse-layer reflectivity inversion using basis pursuit decomposition // *Geophysics*. – 2011. – Vol. 76 (6) – P. R147–R158, doi: 10.1190/geo2011-0103.1.

REFERENCES

Arkhipov A.A., Kobzarev G.Y., Khromova I.Y. Theoretical basis and usage practice of a new generation seismic spectrum extension technology «nSeis» // *Geofizika*. – 2021. – Vol. 4. – P. 71–80.

Denisov M.S., Egorov A.A. Constructing a model of vibroseis signal complicated by harmonics // *Russian Journal of Geophysical Technologies*. – 2019a. – Vol. 1. – P. 72–83, doi: 10.18303/2619-1563-2019-1-72.

Denisov M.S., Egorov A.A. Optimization-based recursive filtering for Vibroseis harmonic noise elimination // *Russian Journal of Geophysical Technologies*. – 2019b. – Vol. 2. – P. 23–53, doi: 10.18303/2619-1563-2019-2-23.

Denisov M.S., Egorov A.A., Shneerson M.B. Optimization-based recursive filtering for separation of signal from harmonics in Vibroseis // *Geophysical Prospecting*. – 2021. – Vol. 69 (4). – P. 779–798, doi: 10.1111/1365-2478.13084.

- Denisov M.S., Zykov A.A.** Study of properties of real Vibroseis signals contaminated by harmonic noise // Russian Journal of Geophysical Technologies. – 2022. – Vol. 1. – P. 30–48, doi: 10.18303/2619-1563-2022-1-30.
- Denisov M.S., Zykov A.A.** Modeling of harmonics of amplitude and nonlinear frequency-modulated signals // Russian Journal of Geophysical Technologies. – 2023. – Vol. 3. – P. 58–68, doi: 10.18303/2619-1563-2023-3-58.
- Fedoruk M.V.** Method of pass. – Nauka, Moscow, 1977. – 368 p.
- Goldin S.V.** Linear transformations of seismic signals. – Nedra, Moscow, 1974. – 352 p.
- Gürel O.** Use of vibrator harmonics as a sweep signal // Journal of seismic exploration. – 2021. – Vol. 30 (6). – P. 505–528.
- Liu D., Li X., Wang W., Wang X., Shi Z., Chen W.** Eliminating harmonic noise in vibroseis data through sparsity-promoted waveform modeling // Geophysics. – 2022. – Vol. 87 (3) – P. V183–V191, doi: 10.1190/geo2021-0448.1.
- Popov M.M.** Expanding the spectrum by extrapolation: application, verification, features of the results and data requirements // Geomodel 2023. Expanded abstracts. – Gelendzhik, 2023. – P. 161-164.
- Rabiner L., Gold B.** Theory and application of digital signal processing. – Mir, Moscow, 1978. – 848 p.
- Tellier N., Ollivrin G.** Low-frequency Vibroseis: current achievements and the road ahead? // First Break. – 2019. – Vol. 37 (1). – P. 49–54, doi: 10.3997/1365-2397.n0011.
- Vasilenko G.I., Taratorin A.M.** Reconstruction of images. – Radio and Communication, Moscow, 1986. – 304 p.
- Vedanti N., Gupta L., Singh V., Vadapalli U., Naik R.T.B., Vasudevan G.** Problems with the standard vibroseis deconvolution: some practical solutions // Exploration Geophysics. – 2021. – Vol. 52 (3). – P. 308–320, doi: 10.1080/08123985.2020.1825913.
- Vedernikov G.V., Maksimov L.A., Zharkov A.V.** Study of multiple harmonics of vibroseis signals // Geofizika. – Special Issue to 30th Anniversary of “Sibneftegeofizika”. – 2001. – P. 33–38.
- Wang H., Chen X., Zhou Y., Chen J., Chen W.** Harmonic noise suppression based on the classification of adaptive learning dictionary // CPS/SEG International Geophysical Conference. Expanded Abstracts. – 2018. – P. 449–452, doi: 10.1190/IGC2018-110.
- Yagudin I.R., Gafarov R.M., Siraev I.A., Akhtyamov R.A.** Study of nonlinear transformations on the quality of field data in vibration seismic exploration // Geofizika. – 2022. – Vol. 4. – P. 58–63.
- Zhang R., Castagna J.** Seismic sparse-layer reflectivity inversion using basis pursuit decomposition // Geophysics. – 2011. – Vol. 76 (6) – P. R147–R158, doi: 10.1190/geo2011-0103.1.
- Zhukov A.P., Korotkov I.P., Tishchenko A.I.** Adaptive technologies of vibration seismic exploration. Part I // Instruments and Systems of Exploration Geophysics. – 2021. – Vol. 1 (68). – P. 32–47.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Утверждение. Пусть имеются непрерывные сигналы $x(t) = \sin uf(t)$ и $y(t) = g(t) \sin uf(t)$, где $g(t)$ – гладкая функция, определяющая огибающую ЧМ сигнала $y(t)$, u – параметр глубины модуляции, $u \gg 1$. Тогда для спектральных характеристик этих сигналов, которые обозначим соответственно как $X(\omega)$ и $Y(\omega)$, выполняется $Y(\omega) = B(\omega)X(\omega)$, где $B(\omega)$ и $g(t)$ – зависящие друг от друга функции, причем $B(\omega)$ имеет нулевой фазовый спектр.

Доказательство

Следуя логике рассуждений [Гольдин, 1974], представим $x(t)$ в виде мнимой части функции $\tilde{x}(t) = \exp(juf(t))$, где $j = \sqrt{-1}$. Аналогично, $y(t)$ – мнимая часть функции $\tilde{y}(t) = g(t) \exp(juf(t))$.

Тогда $x(t) = \frac{1}{2j} [\tilde{x}(t) - \tilde{x}^*(t)]$, $y(t) = \frac{1}{2j} [\tilde{y}(t) - \tilde{y}^*(t)]$, где звездочка обозначает комплексное сопряжение.

Функция $\tilde{x}(t)$ имеет спектральную характеристику $\tilde{X}(\omega)$, записываемую как

$$\tilde{X}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(j(u f(t) - \omega t)) dt, \quad (\text{П1})$$

а спектральная характеристика $\tilde{Y}(\omega)$ функции $\tilde{y}(t)$ равна

$$\tilde{Y}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \exp(j(u f(t) - \omega t)) dt. \quad (\text{П2})$$

Перепишем (П2) в виде

$$\tilde{Y}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \exp(ju(f(t) - \frac{\omega t}{u})) dt, \quad (\text{П3})$$

после чего обозначим через $\phi(t)$ функцию фазы: $\phi(t) = f(t) - \frac{\omega t}{u}$.

Согласно методу стационарной фазы [Федорюк, 1977], основной вклад в интеграл (П3) при $u \gg 1$ дадут значения переменной t , расположенные в окрестности точки стационарности фазы $\hat{t}$, которая определяется условием

$$\left. \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} \right|_{t=\hat{t}} = 0. \quad (\text{П4})$$

Тогда интеграл приблизительно равен

$$\tilde{Y}(\omega) \approx g(\hat{t}) \sqrt{\frac{2\pi}{u|\phi''(\hat{t})|}} \exp(j(u\phi(\hat{t}) + \frac{\pi}{4})). \quad (\text{П5})$$

Аналогично получим

$$\tilde{X}(\omega) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{u|\phi''(\hat{t})|}} \exp(j(u\phi(\hat{t}) + \frac{\pi}{4})). \quad (\text{П6})$$

В дальнейшем знак приближительного равенства заменим на знак равенства. С условиями такой аппроксимации интегралов можно ознакомиться в указанном литературном источнике. Здесь же заметим, что все необходимые условия точности аппроксимации в нашей задаче заведомо соблюдены.

Из принципа стационарности фазы следует, что спектральная характеристика сигнала на частоте ω определяется значением квазигармонического колебания в тот момент времени, когда его мгновенная частота совпадает с ω .

Для примера рассмотрим традиционный ЛЧМ сигнал. Тогда функция фазы записывается в виде

$$\phi(t) = t^2 - \frac{\omega t}{u}, \text{ откуда следует}$$

$$\hat{t} = \frac{\omega}{2u}. \quad (\text{П7})$$

Подставив последнее выражение в (П5) и учитывая (П6), получим

$$\tilde{Y}(\omega) = g(\omega/2u)\tilde{X}(\omega).$$

Вводя обозначение $B(\omega) = g(\omega/2u)$, приходим к $\tilde{Y}(\omega) = B(\omega)\tilde{X}(\omega)$.

Очевидно, что это же свойство выполняется и для комплексно-сопряженных функций: $\tilde{Y}^*(\omega) = B(\omega)\tilde{X}^*(\omega)$. Следовательно, $\tilde{Y}(\omega) - \tilde{Y}^*(\omega) = B(\omega)(\tilde{X}^*(\omega) - \tilde{X}(\omega))$. Вспомнив, что $x(t)$ записана в виде суммы функций $\tilde{x}(t)$ и $\tilde{x}^*(t)$, а $y(t)$ – в виде суммы функций $\tilde{y}(t)$ и $\tilde{y}^*(t)$, убедимся, что $x(t)$ и $y(t)$ оказываются связанными преобразованием вида свертки с оператором $b(t)$, имеющим спектральную характеристику $B(\omega)$: $y(t) = b(t) * x(t)$ (в этом выражении звездочка обозначает свертку).

Для НЛЧМ сигналов будет выполняться отличная от (П7) зависимость $\hat{t}$ от ω , а для ее получения следует вновь воспользоваться выражением (П4).

Наконец, так как g является действительной функцией, ее умножение на $\tilde{X}(\omega)$ не меняет фазовой характеристики последней. Поэтому $B(\omega)$ – частотная характеристика нуль-фазового фильтра.

Тем самым, утверждение доказано.

Мы провели рассуждения для непрерывных сигналов, что позволило нам получать компактные аналитические решения. Можно показать, что с заведомо достаточной точностью для интересующей нас задачи сделанные выводы переносятся на случай дискретных сигналов.

Следствие 1

Используемая в процессе прогнозирования гармоник АКФ $c_{11}(t)$ в случае амплитудно-модулированного сигнала является нуль-фазовой функцией с неравномерным амплитудным спектром, и требуется построить обратный оператор $c_{11}^{-1}(t)$ согласно равенству (12). Пользуясь доказанным Утверждением и зная функцию огибающей $g(t)$, можно получить такой фильтр $b(t)$, который, будучи дважды примененным к $c_{11}(t)$, компенсирует неравномерность ее амплитудного спектра. Таким образом, $c_{11}^{-1}(t) = b(t) * b(t)$. Здесь, вероятно, корректнее было бы рассуждать не о свертке, а о корреляции $c_{11}^{-1}(t) = b(t) * b(-t)$, но мы не делаем этого различия в силу нулевой фазы оператора $b(t)$. Такой способ расчета оператора деконволюции прост, нагляден и устойчив.

Следствие 2

На основании доказанного Утверждения можно получить универсальный метод обработки АНЛЧМ сигналов. Пусть требуется изменить форму огибающей элементарного сигнала, например, применить сглаживание конусами свип-сигнала непосредственно по исходной виброграмме, на которой сигналы присутствуют в виде интерференции без возможности выделения отдельных свипов. Тогда, как было доказано, умножение сигнала на функцию огибающей $g(t)$ может быть реализовано в виде свертки с фильтром $b(t)$. Применение этого фильтра к виброграмме означает, что он действует отдельно на

каждый свип-сигнал в интерференционном поле. В самом деле, так как искомое преобразование $x(t)$ в $y(t)$ реализуется как $y(t) = b(t) * x(t)$, то если $b(t)$ действует на виброграмму $\tilde{v}(t) = v(t) * b(t)$, где в данном случае $v(t) = r(t) * p(t) * x(t)$, имеем $\tilde{v}(t) = r(t) * p(t) * x(t) * b(t)$. В силу свойства ассоциативности оператора свертки приходим к $\tilde{v}(t) = r(t) * p(t) * (x(t) * b(t))$ или $\tilde{v}(t) = r(t) * p(t) * y(t)$, что и требовалось получить.

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

ДЕНИСОВ Михаил Сергеевич – доктор физико-математических наук, директор по науке ООО «ГЕОЛАБ». Основные научные интересы: разработка алгоритмов обработки данных сейсморазведки.

ЗЫКОВ Андрей Александрович – геофизик ООО «ГЕОЛАБ», аспирант ИФЗ РАН. Основные научные интересы: обработка данных сейсморазведки, инженерная геофизика.

*Статья поступила в редакцию 6 октября 2023 г.,
принята к публикации 29 ноября 2023 г.*