

Филатов Владимир Викторович



Математик-геофизик, специалист в области обработки интерпретации данных георазведки, доктор физико-математических наук. Окончил Новосибирский государственный университет в 1970 г. С 1974 по 2017 г. работал в Сибирском НИИ геологии, геофизики и минерального сырья (зав. лабораторией, гл. научный сотрудник). Разработал и внедрил ряд новых технологий, позволивших повысить достоверность геофизического прогноза. В настоящее время профессор Новосибирского государственного технического университета. Опубликовал свыше 100 научных работ, включая 2 монографии и 10 изобретений.

Тригубович Георгий Михайлович

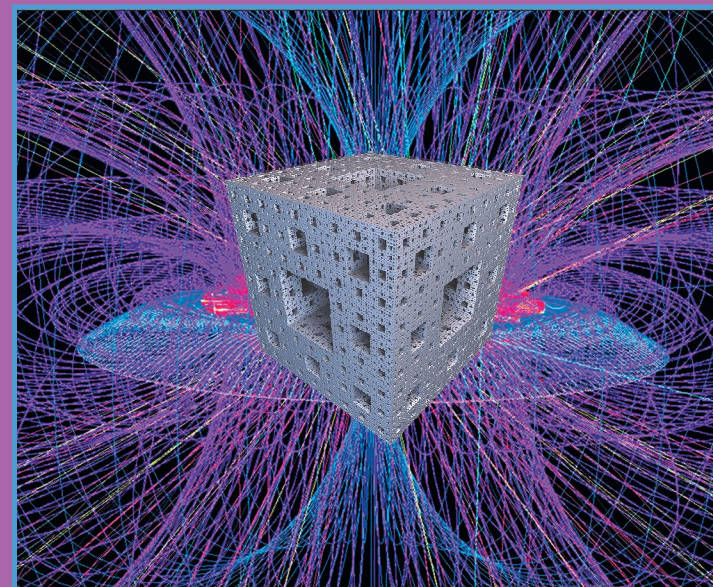


Горный инженер-геофизик, специалист в области электроразведки, доктор технических наук, профессор. В 1978 г. окончил Горный институт в Екатеринбурге. В 2003–2017 гг. – зам. ген. директора по науке Сибирского НИИ геологии, геофизики и минерального сырья. В 2020 г. – директор по аэрогеофизике и инновационным несейсмическим методам в АО «Росгеология». С 2018 г. по настоящее время – директор НТК АО «EM-Surveys». Опубликовал более 150 научных работ, включая 4 монографии и 25 изобретений. Сегодняшние интересы связаны с решением нестандартных поисково-оценочных задач с использованием электромагнитных воздействий.

О ФЕНОМЕНОЛОГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. В. Филатов, Г. М. Тригубович

О ФЕНОМЕНОЛОГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ



**Межрегиональная общественная организация
ЕВРО-АЗИАТСКОЕ ГЕОФИЗИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО
(МОО ЕАГО)**

В. В. Филатов, Г. М. Тригубович

**О ФЕНОМЕНОЛОГИИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ПОЛЕЙ**

**Новосибирск
2022**

Рецензент: академик РАН М. И. Эпов

- Филатов, В. В.**
Ф51 О феноменологии электромагнитных полей / В. В. Филатов, Г. М. Тригубович. – Новосибирск : Свинын и сыновья, 2022. – 176 с. : ил.

ISBN 978-5-98502-253-7

Многие явления, происходящие в пористых флюидонасыщенных средах под воздействием электромагнитного поля, или не имеют строгого описания, или требуют для такого описания большего количества параметров, фактически не определяемых с точки зрения практики. Стандартным решением в таких случаях, когда наблюдаемые явления либо чрезвычайно сложны, либо не могут быть описаны, из-за математических трудностей или из-за незнания законов природы, является использование феноменологического подхода.

В книге рассмотрены некоторые аспекты такого подхода применительно к двум явлениям, характерным для гетерогенных сред: вызванной поляризации и изменению электрических свойств среды под влиянием упругого воздействия. В основу подхода положена фрактальная модель этих явлений. С помощью фрактального подхода к описанию горных пород геометрические характеристики порового пространства увязаны с такими свойствами среды, как поляризуемость и характеристики временного спада процессов ВП. В частности, дано новое истолкование параметров такой эмпирической закономерности, наблюдаемой в эксперименте, как формула Cole-Cole.

Этот же подход позволил установить и промоделировать закономерности изменения сопротивления горных пород в результате упругого воздействия, с помощью аппроксимации процесса релаксации сопротивления функциями Миттаг-Леффлера.

Анализ полных кривых релаксации сопротивления позволил применить математический аппарат, используемый для описания динамических систем при установлении латентных связей между параметрами сейсмoeлектрического эффекта первого рода (СЭЭ1) и петрофизическими свойствами. В целом установленные связи указывают на реальную возможность проведения на основе сейсмoeлектротрассевки прогноза коллекторских свойств.

Книга рассчитана на специалистов геологов и геофизиков, а также студентов вузов, обучающихся на геолого-геофизических факультетах.

© В. В. Филатов, Г. М. Тригубович, 2022

© АО «ЕМ-Разведка», 2022

© Оформление. ООО «Свинын и сыновья», 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
Глава 1. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ	11
1.1. О фрактальном моделировании	17
1.2. Модели частотной дисперсии во фрактальной среде и формула Cole-Cole	22
1.3. Процессы релаксации во фрактальных средах.....	28
1.4. О геометрической дисперсии во фрактальных средах	41
1.5. Вейвлет-преобразования и фрактальные характеристики среды.....	46
1.6. Фрактальный анализ результатов исследований гетерогенных сред	50
1.7. О связи петрофизических параметров во фрактальной среде. Формула Арчи.....	65
1.8. Особенности прогноза во фрактальных средах....	70
1.9. Фрактальность среды и локализация зон эпигенеза над залежами УВ	85
Глава 2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЗАДАЧ СЕЙСМО- ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ	94
2.1. О методиках сейсмоэлектроразведки	98
2.2. Математическое моделирование сейсмо- электрического эффекта первого рода.....	102
2.3. О петрофизическом обосновании сейсмо- электрических эффектов.....	109
Петрофизическая характеристика пород	113

2.4. Изучение сейсмоэлектрического эффекта первого рода.....	127
2.5. Использование динамических характеристик СЭЭ1	140
2.6. О некоторых особенностях проявления СЭЭ1	148
2.7. О некоторых особенностях проявления сейсмо- электрического эффекта второго рода.....	149
2.8. Фиксация сейсмоэлектрического эффекта в полевых условиях.....	151
2.8.1. 3D интерпретация и реконструкция профильно-площадных данных М-ЗСБ в объемное распределение среды.....	152
2.8.2. Фиксация сейсмоэлектрического эффекта..	153
2.8.3. Стратиграфическая привязка.....	158
Заключение	162
Литература	166

ВВЕДЕНИЕ

Одним из чрезвычайно быстро развивающихся направлений геофизики в России и на Западе сегодня является электромагнитная разведка. Научно-техническими предпосылками развертывания и широкомасштабного использования принципиально новых технологий электромагнитной разведки, начиная с 2003 г., явились современные технологические возможности приборостроения и значительные достижения в области развития теории электромагнитных полей.

Значительное время развитие теории и практики электромагнитных (ЭМ) зондирований с использованием нестационарных полей с контролируемым источником было ориентировано на поиски глубокозалегающих месторождений полезных ископаемых. Аппаратурно-методические электро-разведочные комплексы разрабатывались для решения структурных и прогнозных (рудных и нефтепоисковых) задач на глубинах от нескольких сотен метров до 3–5 км.

Наибольшее распространение получили метод переходных процессов – МПП и зондирования становлением ЭМ поля в ближней зоне – ЗСБ. По существу, это один и тот же метод с разными названиями, укоренившимися сначала в рудной, а позднее – в структурной геофизике соответственно: многообразные зондирования становлением поля от закрепленного источника М-ЗСБ и их модификации, отличающиеся способом возбуждения, пространственного накопления сигнала и математическими моделями при интерпретации данных.

Сегодня, благодаря решению фундаментальной задачи реконструкции измеряемых в окрестности источника ЭМ

поля сигналов в объемное распределение проводимости среды, при наличии электрофизических предпосылок в рамках индукционных процессов, решается практически любая поисковая задача.

Однако, поскольку реальная геологическая среда является существенно гетерогенной (многокомпонентной, многофазной), то зачастую измеряемый индукционный процесс (интерпретация которого достаточно хорошо освоена) оказывается осложненным процессами ВП (вызванной поляризации) и эффектами СПМ (суперпарамагнетизма или магнитной поляризации), и задача интерпретации также может оказаться серьезно усложненной. С другой стороны, электромагнитное воздействие создает многопараметрическое ЭМ поле, определяющее многофакторное отображение реальной среды, в котором все факторы отражаются, в некотором неявном виде, обусловленном сложным взаимодействием.

Гетерогенность среды прежде всего определяется её неоднородностью на микроуровне. Рассматривая такую среду как однородную в объёме, существенно превышающем размеры отдельных минеральных зерен и других составных элементов, мы характеризуем её некоторым образом усреднёнными, а точнее, эффективными электромагнитными свойствами. Электромагнитные свойства такого рода (электропроводность σ , диэлектрическая проницаемость ϵ и магнитная проницаемость μ таких сред зависят от частоты (дисперсия) или времени становления поля (вызванная поляризация). Эти явления характерны для всех без исключения горных пород и отсутствуют у так называемых чистых веществ, изучаемых в классической физике. ЭМ поле в «чистом веществе» описывается опять-таки феноменологической теорией в виде системы уравнений Максвелла.

Отметим, что феноменологический подход всегда играл достаточно существенную роль в самых разных областях науки. Специфика его, по определению В. Гейзенберга [48], заключается в «формулировке закономерностей в об-

ласти наблюдаемых физических явлений, в которой не делается попытки свести описываемые связи к лежащим в их основе общим законам природы, через которые они могли бы быть понятыми».

Как отмечает В. Гейзенберг, такой подход возникает там, где наблюдаемые явления либо чрезвычайно сложны, либо не могут быть описаны из-за математических трудностей или из-за незнания упомянутых законов природы. Вместе с тем одна из важнейших характеристик феноменологических теорий состоит в том, что они делают возможным адекватное описание наблюдаемых явлений, и, в частности, нередко позволяют очень точно смоделировать новые эксперименты. В прикладных областях полученные закономерности зачастую оказывались настолько важнее изучения реальных связей, что временами их наличие делало познание истинных законов природы в какой-то степени даже излишним.

Теория электромагнитных полей (особенно в своих прикладных аспектах) не исключение. Начиная с появления системы уравнений Максвелла и до настоящего времени феноменологический подход – один из основных инструментов изучения различных особенностей поведения электромагнитных полей в гетерогенных средах.

Известно, например, что многие явления, происходящие в пористых флюидонасыщенных средах под воздействием электромагнитного поля, или не имеют строгого описания, или требуют для такого описания большого количества параметров, фактически не определяемых с точки зрения практики. Этим обусловлено появление, при описании таких явлений, феноменологических подходов, в которых теория явления не зависит от реальной физической кинетики процесса, но которые позволяют использовать для конденсированных сред относительно небольшое количество параметров.

Один из наиболее известных вариантов такого подхода связан с введением «фактора последствия» – нелокального во времени соотношения между параметрами, входящими

в уравнения материальных связей. Такая связь может быть представлена в виде интеграла типа свертки, конкретный вид которого определяется видом ядра интегрального оператора, который в свою очередь определяется моделью функции «памяти».

Процессы, обладающие подобными свойствами, называются эредитарными и известны уже давно. Основные принципы эредитарности сформулировал итальянский математик В. Вольтерра, посвятивший развитию идеи эредитарности в применении к физическим и экологическим задачам ряд научных работ [43]. Он же предложил использовать для описания эредитарных процессов интегральные уравнения, носящие его имя, – уравнения Вольтерры.

В современной электроразведке начало применения принципов эредитарности связывается с работой В. В. Кормильцева [66], в который он ввел дисперсию в уравнения электродинамики, записав выражение для тока в виде

$$j(t) = \sigma(0)[E(t) - \int_0^t m(\tau)E(t-\tau)d\tau], \quad (1)$$

тем самым заложив основы такого феноменологического подхода.

Здесь функция $m(\tau)$ характеризует процесс релаксации проводимости среды, но этот процесс и описывающие его уравнения практически не изучались. Феноменологический подход свелся к рассмотрению в диспергирующих средах обычной системы уравнений Максвелла, в которой уравнения материальных связей представляются в виде интегралов свертки, а линейность такой модели позволяла переходить к решениям уравнений Максвелла в частотном варианте и изучать диспергирующие среды, ограничиваясь набором параметров, входящих, например, в формулу Cole-Cole [4] и записывая дисперсию сопротивления в виде

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left(1 - \eta_0 \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau_0)^c} \right) \right), \quad (2)$$

где комплексная восприимчивость

$$\chi(i\omega) = \frac{1}{1 + (i\omega\tau_0)^c} \quad (3)$$

определяет параметры дисперсии в соответствии с моделью Cole-Cole.

Здесь ω – частота, ρ_0 – удельное электрическое сопротивление на постоянном токе; η_0 – безразмерная поляризуемость; τ_0 время релаксации, c – параметр, обычно трактуемый, как характеристика разброса времен релаксации, распределенных около наиболее вероятного значения ($c < 1$).

Таким образом, идея эредитарности в первоначальном виде не получила достаточно широкого развития в электродинамике.

В то же время параметры электромагнитных полей, распространяющихся в фрагментированных флюидонасыщенных горных породах, несут в себе информацию о строении, составе и условиях залегания пород, они также содержат сведения о литологии пород: трещиноватости, пористости, наличии различного рода нарушений и локальных включений, а также о составе и фазовом состоянии флюидов-заполнителей порового пространства коллекторов. Однако традиционная система уравнений Максвелла не отражает многообразия свойств флюдонасыщенной среды, не учитывает проницаемость формации, ее пористость, потенциал двойного электрического слоя, т. е. всего того, что представляет реальную среду с электрическим током.

Обобщение уравнений Максвелла, связанное с введением функции памяти, также не исчерпывает всего многообразия свойств флюдонасыщенной среды, поскольку оперирует только тремя дополнительными параметрами. Тем не менее введение недебаевских процессов релаксации позволяет более детально моделировать электромагнитные поля в традиционных задачах электродинамики и разрабатывать новые подходы к феноменологической теории ЭМ поля для горных пород и создавать на этой основе новые методики.

В частности, разрабатывать методики разделения электромагнитных полей различной природы, позволяющие более глубоко изучать структурные особенности гетерогенных сред, что даёт качественно новые предпосылки решения поисковых задач. Это особенно важно на современном этапе развития экспериментальной геофизики. Одним из ярких примеров такого подхода является изучение строения эпигенетических зон в верхней части геоэлектрического разреза (ВЧР), свойства которой унаследованы от более глубоких его частей. Это актуально как в задачах рудной геофизики в случае, когда над залежами промышленных месторождений руд наблюдаются ореолы вкрапленных руд, так и в задачах нефтяной геофизики, где отмечаются зоны эпигенетически изменённых пород над месторождениями нефти и газа, обусловленные вертикальной миграцией углеводородов. И в том, и в другом случае формируются аномальные зоны, тесно связанные с влиянием вызванной поляризации, истолкование которых требует совершенствования феноменологических подходов, которые всегда были характерны для теории этого метода.

В качестве другого примера использования феноменологических подходов можно рассмотреть задачи сейсмозлектроразведки, которая, наряду с немногими электроразведочными методами, не относится к методу сопротивлений. В основе её лежат совсем иные принципы, что позволяет существенно дополнить и уточнить результаты, получаемые как с помощью электроразведки, так и с помощью сейсморазведки.

Реально возможности применения феноменологических подходов в электромагнитных полях гораздо шире, но в настоящей работе рассмотрены только некоторые аспекты такого применения на примере упомянутых методов ВП и сейсмозлектроразведки. В основу рассмотрения положены особенности строения геологических сред, связанные с их самоподобием или фрактальностью, и особенности распространения полей во фрактальных средах.

Глава 1

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Метод вызванной поляризации используется в электроразведке, начиная с 50-х годов прошлого века, главным образом, для поисков месторождений вкрапленных руд. В этом варианте метод ВП развивался как одна из модификаций методов постоянного тока, в которой изучается «последствие» пропускания тока через поляризующуюся геологическую среду после ступенчатого включения (или выключения), тока, либо напряжения.

Хотя метод давно нашел широкое применение при решении задач рудной электроразведки, теория метода до сих пор окончательно не сложилась. Теоретические разработки в области вызванной поляризации основаны на феноменологических подходах, что обусловлено сложной структурой гетерогенных сред, требующей различных приближений. В частности, можно отметить несколько исторически сложившихся путей решения этой проблемы.

В. А. Комаров, обобщив многочисленные данные лабораторных измерений процессов ВП на образцах горных пород и результаты полевых наблюдений, сформулировал некоторые закономерности поляризации в электронно- и ионно-проводящих средах. [64, 65]. Вызванная поляризация электронных проводников отождествляется им с электролитической поляризацией, при которой прохождение тока через границу ионного и электронного проводника сопровождается эффектами электролиза и изменения двойного электрического слоя, возникающего на этой границе

в результате динамического равновесия между ионами раствора и твердого вещества. При этом поляризуемость среды зависит от поляризуемости отдельного зерна, объемного содержания включений, их состава, размеров и структуры.

Объяснение процессов поляризации пород – ионных проводников – В. А. Комаров видел в электродиффузной гипотезе, при которой порода представляется в виде совокупности сообщающихся узких и широких капилляров. Поляризуемость такой среды зависит от структурного параметра и соотношения электропроводности раствора в узком и широком капиллярах.

На основании экспериментальных данных Комаровым получено единое выражение зависимости поля вызванной поляризации от времени для ионных и электронных проводников.

В. В. Кормильцев провел исследование процессов вызванной поляризации в ионно-проводящих средах и электронных проводниках, используя электрокинетические свойства капиллярных систем и теорию перенапряжения [66, 67]. Для случая электропроводящих пород ЭДС ВП представляет собой перенапряжение при электролизе у поверхности электропроводящего включения. При этом процесс складывается из трех видов перенапряжения: перенапряжения разряда, перенапряжения адсорбции и перенапряжения диффузии, каждое из которых имеет свою зависимость от размеров электропроводящих включений и свое время релаксации процесса.

Процесс вызванной поляризации пород, где отсутствуют электронные проводники, В. В. Кормильцев связывает с наличием объемных зарядов в жидкости внутри капилляров вблизи стенки твердой фазы. Наличие пространственного заряда в капиллярной жидкости вызывает ее движение под действием тангенциальной составляющей напряженности приложенного электрического поля. Под действием упругих сил и сил поверхностного натяжения после включения тока заряженная жидкость потечет обратно. При

этом имеет место разделение зарядов вследствие разной подвижности ионов и катионов в тонких капиллярах, т.е. возникает ток и потенциалы ВП. Протекание этих процессов зависит от ширины капилляров, концентрации электролита и поровой влажности. Автором получено выражение поляризуемости для расположенной в непроводящем скелете проводящей цилиндрической поры, заполненной водой, при наличии в поре тонкодисперсного вещества. Из него следует, что, если пора целиком заполнена водой или тонкодисперсным веществом, поляризуемость равна нулю, а при средних содержаниях дисперсного вещества поляризуемость максимальна.

Б. И. Геннадик предложил модель процесса вызванной поляризации в горных породах, базирующуюся на законах неравновесной термодинамики и действующих масс. В этой модели горная порода рассматривается в общем случае как открытая система, в которой любой случайно выделенный объем обменивается с окружающей средой веществом и энергией. Протекающие в ней электрохимические процессы описываются тремя характеристиками: масштаб, линейность, обратимость. Рассмотрены процессы поляризации для моделей: поляризуемая среда под действием однородного электрического поля, поляризующийся объект в неполяризуемой среде, отдельное сфероидальное включение в поляризуемой среде. Оценена относительная роль объемной и поверхностной поляризации в зависимости от размеров включения и его проводимости [49].

Наиболее полно и строго явление вызванной поляризации исследовано С. М. Шейнманном [106]. В рассматриваемой им двухфазной модели твердая фаза представлена либо непроводящим электричеством скелетом, либо включениями минералов с электронной проводимостью. Жидкая фаза, имитирующая грунтовые воды, представлена растворами полностью диссоциированных молекул растворенных веществ. Пограничная зона в двухфазной среде представляет собой двойные электрические слои, остающиеся в целом

нейтральными. Энергия в двухслойной среде накапливается в основном в жидкой фазе в свободном растворе и в пограничной зоне. Оба этих процесса макроскопичны в молекулярном масштабе. Предполагается, что двухфазная модель линейно обратима и процессы в ней подчиняются законам аддитивности и реверсивности. В такой постановке рассмотрены процессы вызванной поляризации для модели горной породы, содержащей вкрапленные руды и без них, исследовано влияние размеров включений и характера их распределения на величину поляризуемости и длительность спада поляризации.

Однако существует определенный разрыв между теоретическими разработками и практикой метода вызванной поляризации, обусловленный сложностью описания объекта исследования и необходимостью вовлечения в модель большого числа параметров.

Осознание ВП как электромагнитного явления пришло позже по мере развития метода переходных процессов (МПП) или зондирований становлением поля в ближней зоне (ЗСБ). Особую роль здесь сыграла широко используемая в этом методе установка с совмещёнными генераторной и приёмной петлями. Индукционный сигнал в такой установке пропорционален квадрату взаимоиנדукции совмещённой петли с любым токовым контуром в земле и, следовательно, всегда положителен. Между тем, экспериментально неоднократно наблюдалась смена знака сигнала и переходы кривой становления поля через нуль (однократные и многократные). Исследование этого явления привело к обнаружению влияния ВП.

Таким образом, индукционно возбуждаемая объёмная поляризация геологической среды не была предсказана теоретически, а заново «открыта» экспериментально, несмотря на то что в это время уже появилась фундаментальная теоретическая работа С. М. Шейнманна [106], в которой он ввёл в уравнения Максвелла для жидкой фазы среды ток диффузии в виде $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E} + \mathbf{J}_{dif}$.

Однако такой подход требовал формирования вида тока диффузии и нового решения системы уравнений поля для каждого отдельного вида поляризации/дисперсии. Поэтому предпочтительное распространение получил так называемый феноменологический подход, позволяющий описывать явление как таковое, независимо от многообразия его природы, при помощи сравнительно небольшого количества дополнительных параметров. В частности, упомянутый выше подход В. В. Кормильцева [66], связанный с фактором «последствия»:

$$\mathbf{j}(t) = \sigma(0) \left[\mathbf{E}(t) - \int_0^t m(\tau) \mathbf{E}(t - \tau) d\tau \right]. \quad (1.1)$$

Отметим, что в основе этого соотношения лежит связь между вектором электрической индукции, вектором поляризации и напряжённостью электрического поля в диспергирующих средах. Учитывая, что для большинства диэлектриков вектор поляризации пропорционален напряжённости поля, это соотношение можно записать с помощью интеграла свертки, характеризующего общий случай линейного отклика, в виде:

$$\mathbf{D}(t) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(t) + \varepsilon_0 \int_0^t m(t - \tau) \mathbf{E}(\tau) d\tau.$$

Отсюда и из уравнения:

$$\mathbf{j} = \text{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}$$

в квазистационарном приближении и получается соотношение (1.1). В несколько иной форме это соотношение может быть записано в виде:

$$\mathbf{j} = \sigma * \mathbf{E} = \sigma(0) \mathbf{E}(t) + \int_0^t \frac{d\sigma(\lambda)}{d\lambda} \mathbf{E}(t - \lambda) d\lambda.$$

Здесь $\mathbf{E}(t)$ – напряжённость электрического поля функция, σ – удельная проводимость, величина которой изменяется со временем, $m(\tau)$ характеризует процесс релаксации проводимости среды, но этот процесс и описывающие

его уравнения практически не изучались. Отметим, что соотношение типа (1.1) может быть использовано и в случаях магнитовязких сред [9].

Ещё один вариант подобного подхода предложил С. М. Шейнманн с соавторами, которые показали, что решение задачи об электромагнитных полях в дисперсных средах, обладающих поляризационными свойствами, имеет такую же форму, как и для неполяризующихся сред, при условии, что электропроводность и диэлектрическая проницаемость в них являются функцией частоты переменного тока [107]. Поэтому при решении конкретных задач о распространении поля в поляризующейся среде можно, не останавливаясь на природе физико-химических процессов, учесть вносимое ими влияние через параметры проводимости и диэлектрической проницаемости. Задаваясь видом функции $\gamma(t)$ изменения этих параметров можно по известному решению задачи $g_0(t)$ для неполяризующейся среды получить закон изменения поля $g(t)$ в среде поляризующейся:

$$g_a(t) = g_0(t) + \int_0^t \frac{\partial g_0(t)}{\partial \gamma_0} \cdot \frac{\partial \gamma(t - \tau)}{\partial (t - \tau)}.$$

Дальнейшее развитие подходы С. М. Шейнманна и, в особенности, В. В. Кормильцева, получили в работах Ф. М. Каменецкого и др. [18, 19], где, на основе моделирования неустановившихся полей в поляризующихся средах, была разработана теория и методика разделения индукционного и поляризационного полей. В этом случае для индукционной части может быть использован весь арсенал ранее разработанных методов инверсии, а параллельно выделяемая поляризационная часть может дать дополнительную информацию о природе изучаемого объекта, представляющую большой интерес на этапе геологического истолкования результатов.

Но, как уже отмечалось, подход, основанный на идее эредитарности, не нашел широкого применения при решении практических задач ВП. Одна из причин этого заключа-

ется в достаточно сложных связях параметров модельного поляризационного процесса с реальными параметрами геологической среды. Хотя непосредственное изучение процесса релаксации, например, такого параметра, как сопротивление, заложенное в уравнениях с «памятью», несомненно, могло бы дать существенную дополнительную информацию о среде. К одной из сторон этого вопроса мы ещё вернемся при рассмотрении задач сейсмоэлектроразведки.

Но, к сожалению, из уравнений, полученных В. В. Кормильцевым и С. М. Шейнманном, определить функцию, характеризующую процесс релаксации, практически невозможно. Тем не менее в дисперсных средах феноменологический подход пока является единственным средством, пригодным для решения практических задач электромагнитного зондирования (ЭМЗ). Мы рассмотрим, как такой подход можно трансформировать применительно к фрактальной модели среды.

1.1. О фрактальном моделировании

Остановимся чуть подробнее на самой модели. Понятие фрактала приобрело широкую известность среди исследователей благодаря высокой эффективности его использования при изучении свойств различных гетерогенных систем в физике сплошной среды, полимеров, астрофизике и т. д. Сейчас несомненно, что фракталы встречаются в огромном множестве физических процессов и явлений, в том числе и горных породах.

Геометрическое описание объектов в геологии нашло отражение в таких базовых понятиях как морфология, структура, текстура, дислокация и многих других. По традиции, основой интуитивного понимания геометрии геологических структур служат евклидовы фигуры: прямые, окружности, сферы, плоскости и т. д., а любые отклонения от этих форм объясняются некими деструктивными процессами (складчатость, разломы и пр.).

Несовершенство такой подхода требовала корректив, и в 1983 г. французский ученый Бенуа Мандельброт про-

извел революцию в геометрии, введя понятие фрактала (от латинского *fractus* – «дробный») для обозначения нерегулярных, но самоподобных фигур. Его, ставшая уже классической, работа «Фрактальная геометрия природы» [24] открывается следующими словами:

«Почему геометрию часто называют „холодной“ и „сухой“? Одна из причин заключается в ее неспособности описать форму облака, горы, береговой линии или дерева. Облака – не сферы, горы – не конусы, береговые линии – не окружности, древесная кора не гладкая, молния распространяется не по прямой. В более общем плане я утверждаю, что многие объекты в природе настолько иррегулярны и фрагментированы, что по сравнению с евклидовыми фигурами – термин, который в этой работе означает всю стандартную геометрию, – природа обладает не просто большей сложностью, а сложностью совершенно иного уровня.

Новая геометрия способна описать многие из неправильных и фрагментированных форм в окружающем нас мире и породить вполне законченные теории, определив семейство фигур, которые я называю фракталами».

Далее Б. Мандельброт писал: «Ученые будут поражены и восхищены, обнаружив, что не только те несколько форм, которые они называют словами зернистый, разветвленный, странный, запутанный, извилистый, но и им подобные отныне можно будет строго и уверенно рассматривать количественным образом».

Эти слова, так знакомые геологам, легли в основу теории фракталов – плодотворно развивающейся области знаний, охватывающей колоссальное количество объектов, *состоящих из частей, которые в каком-то смысле подобны целому – самоподобны, – причем это подобие может быть как геометрическим, так и статистическим.*

Действительно, очень многое в Природе характеризуется бесконечным повторением одного и того же узора, увеличенного или уменьшенного во сколько угодно раз. Так, дерево имеет ветви, от которых отходят ветви поменьше,

от тех – еще меньше и так вплоть до самых тонких отростков. Если сфотографировать само дерево и ветки разных размеров, убрать все, что говорит о масштабе изображений, и сравнить их друг с другом, скорее всего, мы не сможем определить истинное соотношение этих объектов. Точно так же ведут себя речные сети на картах разного масштаба или, скажем, дендриты. Еще одним типом фрактальных объектов являются горы, форма пиков и конфигурация цепей которых повторяются в очень широком интервале масштабов.

Кроме того, определение фрактала базируется еще на одном очень важном понятии – его дробной размерности [93]. Именно это понятие требуется для увязки традиционных феноменологических параметров с параметрами фрактальной среды.

Евклидова размерность фигуры определяется числом координат, требуемых для однозначного определения положения на ней любой её точки. Следовательно, точка – нульмерный объект, линия – одномерный, поверхность – двумерный, объёмная фигура – трёхмерный объект. Но можно предложить и другой подход к определению размерности.

Если разделить единичный отрезок на любое число N равных частей, то каждую часть можно считать копией всего отрезка, уменьшенного в $1/r$ раз. Видно, что N и r связаны соотношением $Nr = 1$. Точно так же, если квадрат разбить на N равных квадратиков с площадью, в $1/r^2$ раз меньшей площади исходного квадрата, N и r будут связаны соотношением $Nr^2=1$, а в случае такой же операции с кубом: $Nr^3 = 1$. Размерность D этих фигур равна степени при коэффициенте подобия r :

$$Nr^D = 1.$$

Отсюда вытекает способ вычисления такой размерности как отношения

$$D = \lg N / \lg(1/r).$$

Вычисленная таким образом размерность называется размерностью подобия D_s . Для отрезка это будет 1, для ква-

драта – 2, для куба – 3. Эти величины совпадают с евклидовой размерностью этих объектов. Но существует обширный класс объектов, характеризующихся дробной величиной D_s . В этом случае D_s выступает в качестве одной из разновидностей фрактальной размерности.

При этом самоподобие сохраняется на любом диапазоне масштабов. То же самое имеет место для так называемых регулярных или детерминированных фракталов, которые, как правило изображаются на рисунках, например, кривая Коха (непрерывная, нигде не дифференцируемая кривая с фрактальной размерностью $\log_3 4 \approx 1,261859$). На рис. 1.1 показан пятый шаг построения этой кривой.

Для реальных объектов самоподобие сохраняется только в некотором диапазоне масштабов $\lambda \leq \eta \leq \Lambda$. Исходный объект, сохраняющий свое подобие в этом диапазоне, называется генератором фрактала. Кроме того, понятие самоподобия несколько меняется. Во-первых, природные фракталы не регулярны. Несмотря на очевидное, казалось бы, подобие, например, листьев у деревьев, фактически, никакие два листа не будут в точности подобны друг другу. Очевидная причина этого состоит в том, что реальный мир случаен. Таким образом, и при определении фрактала фактор случайности необходимо учитывать. В математических моделях это можно сделать, внося элемент случайности в процесс формирования фрактальной структуры. Например, если в кривой Коха треугольники случайным образом направлять не наружу, а внутрь, её форма изменится и примет вид, показанный на рис. 1.2 и мы получим рандомизированную кривую Коха, которая по-прежнему имеет размерность $\log_3 4 \approx 1,261859$ [68].

Как видно визуально, эта кривая уже не обладает таким очевидным самоподобием, как исходная кривая на рис. 1.1. Но её фрактальная размерность сохраняется (при условии, что перекрытий не слишком много), что приводит к мысли, о том, что в исследовании случайных фракталов именно фрактальная размерность может являться

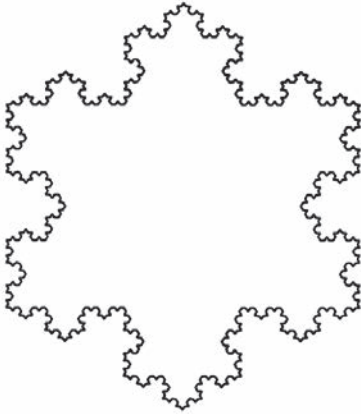


Рис. 1.1. Кривая Коха

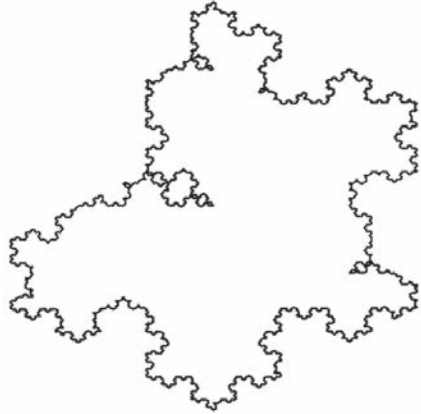


Рис. 1.2. Рандомизированная кривая Коха

более существенной характеристикой, чем геометрическое подобие.

Отметим, что форму кривой Коха имела первая, так называемая, «фрактальная антенна». Впоследствии при разработке антенн использование геометрии фракталов как естественного расширения Евклидовой геометрии привело к появлению у них уникальных свойств (малые размеры для конкретной полосы частот и многодиапазонность).

Существуют и другие варианты фрактальных объектов, подпадающих под понятие так называемых «случайных фракталов». Например, в работе [80] рассмотрен подход, основанный на представлении гетерогенной среды в виде совокупности фракталов со случайными значениями масштаба, который позволяет создавать достаточно сложные модели.

Отметим, что иногда во фрактальных моделях природных объектов внешнее сходство таких моделей с реальными объектами может быть достаточно убедительным. Это можно увидеть, например, на рис. 1.3, где приведена одна из известных фрактальных моделей – папоротник Барнсли [3], или на рис. 1.4, где приведены фрактальные модели шлифов горных пород. Тем не менее фрактал всегда остается толь-



Рис. 1.3. Одна из наиболее известных фрактальных моделей – папоротник Барнсли [3] (b) и реальные заросли папоротника (a)

ко достаточно упрощенной моделью. Однако фрактальные модели позволяют по-новому взглянуть на известные феноменологические явления и найти им новые объяснения. Для примера рассмотрим, как можно трактовать с точки зрения фрактальных моделей такие известные выражения, как формула Cole-Cole.

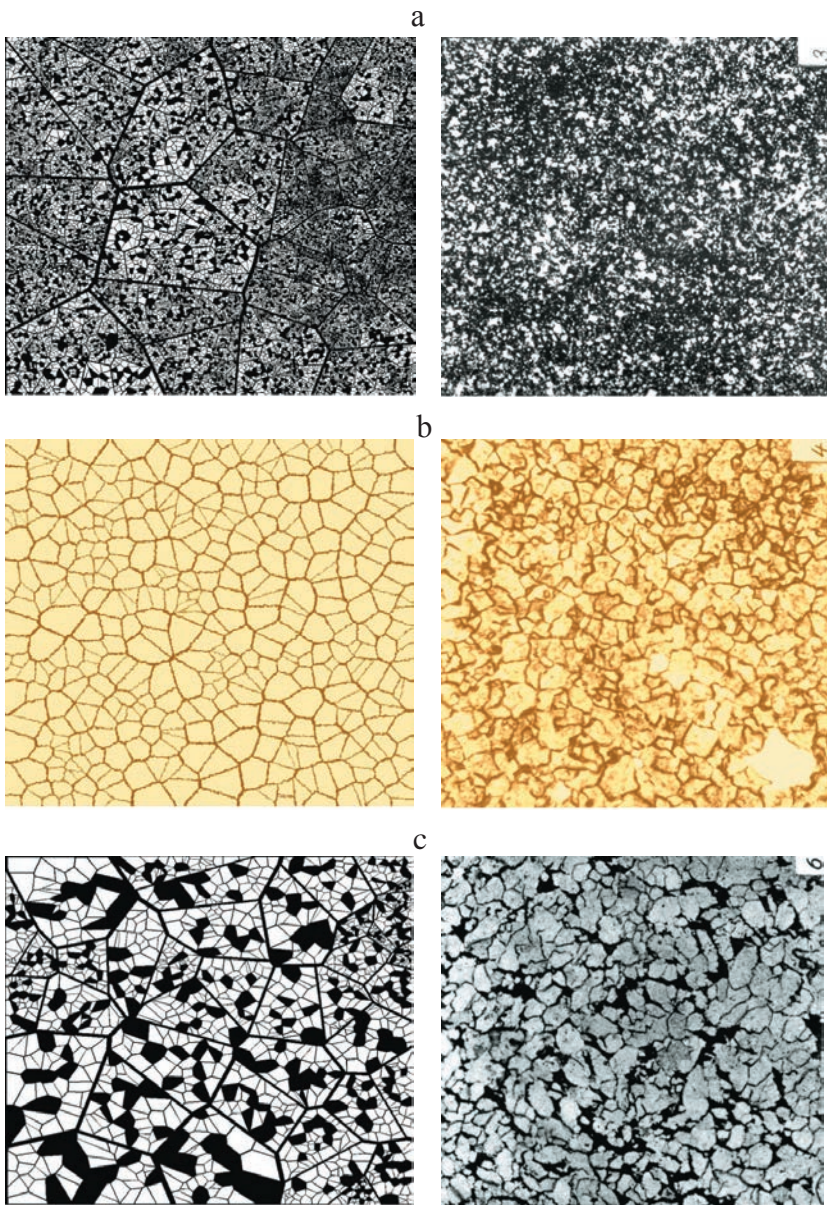
Рассмотрим, как понятия фрактала и фрактальной размерности могут быть использованы при анализе некоторых характеристик диспергирующих сред.

1.2. Модели частотной дисперсии во фрактальной среде и формула Cole-Cole

Одна из наиболее известных в теории вызванной поляризации модель Cole-Cole была заимствована геофизиками из теории несовершенных диэлектриков, что вполне оправдано. Геофизические среды являются проводниками электрического тока с низкой электропроводностью. Такие проводники, согласно монографии [74], можно рассматри-

Рис. 1.4. Сопоставление микрофотографий шлифов горных пород (справа) и математических моделей (слева) структуры горных пород (известняка)

а. Мелкозернистая структура. Размеры зерен кальцита 0,01–0,02 мм, редко до 0,03–0,04 мм. Присутствует незначительное количество пелитоморфного кальцита. Нижний кембрий, пестроцветная свита



b. Мелкозернистая структура. Размер зерен кальцита 0,05–0,1 мм. Верхний девон

с. Крупнозернистая структура. Размер зерен кальцита в основном от 0,5 до 1 мм. Нижний кембрий, инниканская свита (дис. Гл. 1)

вать в то же время как диэлектрики с утечкой электрического тока.

В теории диэлектрической релаксации достаточно подробно рассмотрены математические модели, позволяющие описать отклик, который представляется более сложным, чем простой закон Дебая, в частности описываемый соотношением вида Cole-Cole.

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left(1 - \eta_0 \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau_0)^c} \right) \right), \quad (1.2)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление среды на постоянном токе (нулевой частоте); η_0 – стационарная (установившаяся) поляризуемость; τ_0 – постоянная времени поляризации и $0 < c \leq 1$ – степенной фактор, трактовка которого несколько различается у разных авторов

Целый ряд моделей дисперсии в работах по теории диэлектриков базируется на фрактальности среды и использовании уравнений в дробных производных [21, 22, 27, 28, 81].

Схемы, рассмотренные в этих работах (с учетом замечания, приведенного выше), формально могут быть использованы для обоснования зависимостей типа Cole-Cole и в случае изучения поляризационных явлений в гетерогенной геологической среде.

Отметим, что модель Cole-Cole, несмотря на то что её истолкованию посвящено немало работ [11, 44 и др.], не всегда адекватно описывает экспериментальные данные, что может приводить, например, к искажениям петрофизической интерпретации данных.

Поэтому в диэлектрической спектроскопии достаточно широкое распространение получила модель Коула – Девидсона [21], в которой сопротивление описывается формулой

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left(1 - \eta_0 \left(1 - \frac{1}{(1 + (i\omega\tau_0))^v} \right) \right) \quad (1.3)$$

с комплексной восприимчивостью

$$\chi(i\omega) = \frac{1}{(1 + i\omega\tau_0)^v},$$

а также модель Гаврильяка – Негами [21], комплексная восприимчивость в которой описывается формулой, обобщающей выражения (1.2),(1.3):

$$\chi(i\omega) = \frac{1}{(1 + (i\omega\tau_0)^c)^v}. \quad (1.4)$$

Кроме того, существуют вариант формулы Cole-Cole, так называемая формула Multi-Cole-Cole [19]:

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left[\left[1 - \eta_1 \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau_1)^{\bar{n}_1}} \right) \right] \left[\left[1 - \eta_2 \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau_2)^{\bar{n}_2}} \right) \right] \right] \dots \right]$$

Тем не менее для примера остановимся на формуле Cole-Cole, как наиболее распространенной в геофизических приложениях. Подход, связанный с использованием фрактальных представлений о среде, позволяет по-новому взглянуть на проблемы частотной дисперсии. В частности, этот подход позволяет дать нетрадиционные истолкования значения показателя степени в формуле Cole-Cole [95], смысл которого до сих пор остается не совсем ясным, увязав его с параметрами среды.

Рассмотрим два момента, связанные с описанием процесса релаксации удельной проводимости в диспергирующей среде. Обратимся к уравнению (1.1). Процесс релаксации определяется ядром интегрального оператора, представляющим собой фактически функцию «памяти». В работах [27,28, 105] показано, что в среде, обладающей свойствами самоподобия, в общем случае функция памяти имеет следующую структуру

$$K(t, \tau) = \frac{1}{\tau^2} F\left(\frac{t}{\tau}\right),$$

где τ – время релаксации; $F(t)$ – некоторая безразмерная гладкая функция.

В реальной среде фактически протекает множество релаксационных процессов, каждый из которых обладает своей функцией «памяти». Релаксационный процесс, наблюдаемый на практике, является некоторым эффективным

процессом в каком-то смысле, суммирующем все эти процессы.

Фрактальная модель позволяет описать эффективный релаксационный процесс во всей системе как сумму всех процессов, протекающих в самоподобном (фрактальном) множестве.

Процессы релаксации, протекающие в такой системе, можно аналитически рассчитать, не конкретизируя вида функции памяти $F(t)$ [22, 28]. Среда при этом представляется, в виде иерархической совокупности соподчиненных кластеров. В простейшем случае можно рассматривать [105] конкретную модель фрактальности среды, в которой иерархия кластеров описывается соотношением:

$$R_l = R_0 \eta^l \quad \tau_l = \tau_0 \xi^l \quad -L_1 \leq l \leq L_2 \quad \eta, \xi > 1,$$

где R_l – число, определяющее размер кластера данного уровня; τ_l – соответствующее время релаксации. В этом случае можно записать достаточно громоздкое выражение для комплексной восприимчивости в виде [22, 105]:

$$\chi(\omega) = \frac{1}{1 + R(i\omega)},$$

где $R(i\omega) = \left[\sum_{k=-L_1}^{L_2} C_k(d_f)(i\omega\tau_0)^{-\alpha+i\Omega k} \right]^{-1}$, $\alpha = \frac{\ln \eta}{\ln \xi}$ – «пространственно-временная» фрактальная размерность; $C_k(d_f)$ – величина, определяемая значениями Меллин-образа функции памяти; $\Omega = \frac{2\pi}{\ln \xi}$.

Однако если в разложении ограничиться нулевой гармоникой, то комплексная восприимчивость приобретает вид стандартной зависимости Cole-Cole

$$\chi(\omega) = \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^\alpha},$$

где степенной показатель определяется величиной «пространственно-временной» фрактальной размерности α .

Таким образом, в случае фрактальной среды множество времен релаксации самоподобного множества кластеров сводится к обычной модели Cole-Cole с параметрами, определяемым *показателями самоподобия*.

В этой модели показатель степени α в формуле Cole-Cole, учитывая его связь с фрактальной размерностью самоподобного множества, моделирующего структуру среды, позволяет связать изменение времен релаксации с изменением размеров неоднородностей, порождающих гетерогенность среды [95].

Из приведенной кластерной модели несложно увидеть, что время релаксации кластера τ_l связано с его размером R_l соотношением

$$\tau_l = AR_l^{\alpha_f}, \quad (1.5)$$

где $A = \tau_0/R_0^\alpha$.

Например, при $\alpha = 1/2$ линейное изменение времени релаксации соответствует квадратичному изменению размеров неоднородностей. Именно такая связь $\tau \sim r^2$ закладывается при интерпретации данных ВП, например, в работе [39]. Учитывая, что обычно показатель степени в формуле Cole-Cole берется равным именно $1/2$, это вполне объяснимо.

Другой вариант, когда исследуемая среда имеет сложную многокомпонентную структуру, в которой каждая компонента по-разному реагирует на приложенное внешнее поле, причем релаксация каждой компоненты слабо зависит от того, как происходит релаксация в других частях вещества. В этом случае, можно сказать, что релаксация каждой компоненты идет по своему избранному каналу, а в среде, как в целом, развивается релаксационный процесс одновременно по нескольким каналам. В такой многоканальной релаксации необходимо вводить функцию памяти для каждого канала. В этом случае осредненная восприимчивость может быть представлена в виде [105]

$$\chi(\omega) = \frac{1}{1 + \left[\sum_{n=1}^N (i\omega\tau_n)^{-\alpha_n} \right]^{-1}}.$$

Отметим, что для случая вызванной поляризации теоретическое обоснование применимости формулы Cole-Cole для подобной модели, хотя и в несколько иной форме, было предложено М. С. Ждановым [44], что способствовало более широкому ее распространению.

1.3. Процессы релаксации во фрактальных средах

Заметим, что фрактальная модель имеет ещё одну особенность. В последнее время в проблеме влияния дисперсии свойств среды на процессы релаксации появилось большое количество исследований с использованием уравнений в дробных производных, позволяющих получить в явном виде уравнение для неэкспоненциальной релаксации.

Возвращаясь к истолкованию в рамках фрактальной модели формулы Cole-Cole, следует отметить, что эта модель оперирует фактически двумя параметрами: генератором фрактала и фрактальной размерностью [98]. Это в определенном смысле объясняет почему с помощью такой модели удалось смоделировать соотношение Cole-Cole, которое фактически также обусловлено двумя параметрами. Именно в этом, с нашей точки зрения, заключается её определенный недостаток. Как уже отмечалось, электромагнитные поля несут информацию о строении, литологии, трещиноватости, пористости и других свойствах горных пород. Удельная электропроводность, фигурирующая в уравнениях Максвелла, не позволяет судить о таких параметрах. Введение частотной дисперсии сопротивления в приближении Cole-Cole несколько меняет ситуацию. Например, формула (1.5) увязывает параметры этого приближения с определёнными структурными параметрами среды. Тем не менее практически процесс релаксации полностью определялся значениями двух параметров. Но достаточно ли этих параметров для описания свойств гетерогенной среды?

Для того, чтобы как-то осветить этот вопрос, обратим внимание на еще один момент, связанный с спецификой процессов релаксации во фрактальной среде, – возможность опи-

сания таких процессов во времени. В работах, опирающихся на фрактальную модель, показано, что процессы релаксации, во фрактальной среде могут быть описаны уравнениями с дробными производными [16, 86, 92].

Формальная схема получения уравнений релаксации, соответствующих соотношениям (1.2–1.4), достаточно проста и основана на понятии дробного дифференцирования. Это понятие в последние десятилетия все шире используется для описания самых разных процессов, не укладывающихся в рамки традиционных представлений уравнений Максвелла. Существует различные определения дробной производной. Одно из наиболее распространенных – это определение Римана-Лиувилля [86]. В упрощенной форме его можно записать в виде.

$$D_{+0}^{\alpha} [f(t)] = \frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{f(\tau)}{(t-\tau)} d\tau.$$

В свойствах дробных производных существует довольно много особенностей, что приводит к определенным сложностям при практическом использовании этого аппарата.

Но отметим главное: в отличие от обычных производных, производная дробного порядка не локальная характеристика функции, она зависит не только от поведения функции в окрестности рассматриваемой точки x , но и от принимаемых ею значений на всем интервале $(0, x)$ что, собственно, и позволяет использовать такие производные для описания процессов в средах с памятью.

Надо отметить, что, хотя математический аппарат дробного исчисления хорошо разработан [86], широкое применение дробных интегралов и производных сдерживается, в частности по той причине, что для них нет достаточного количества ясных практических приложений.

Правда, в работе [80] было обосновано существование физических систем, которые в процессе взаимодействия занимают промежуточное место между «прямой» (система в процессе эволюции не теряет ни одного состояния) и «точ-

кой» (система теряет все свои состояния, за исключением одного или нескольких, сосредоточенных в моменты времени t_i с бесконечно большой плотностью). Кроме того, было показано, что такие системы в той или иной степени связаны с различными фрактальными структурами и математически взаимодействие таких систем описывается уравнениями в дробных производных. Это даже послужило основанием для введения термина «физика дробного исчисления».

Зачастую именно уравнения в дробных производных являются удобным аппаратом, позволяющим адекватно описать феноменологические закономерности.

Рассмотрим для примера уравнение релаксации, приводящее к восприимчивости, описываемой формулой Cole-Cole.

В принципе процедура получения такого уравнения достаточно подробно описана в работах, посвященных исследованию процессов релаксации несовершенных диэлектриков. Эту процедуру можно использовать и в случае «плохих» проводников. В результате получается уравнение [16]

$$(\tau^{-\alpha} + D_{+0}^{\alpha})F(t) = 0 \quad (1.6)$$

Вводя условное обозначение

$$\frac{d^{\alpha} f(t)}{dt^{\alpha}} \equiv D_{+0}^{\alpha} [f(t)],$$

можем переписать выражение (1.6) в виде

$$\tau^{\alpha} \frac{dF^{\alpha}(t)}{dt^{\alpha}} = -F(t), \quad (1.7)$$

аналогичном традиционному уравнению дебаевской релаксации

$$\tau \frac{d\Phi(t)}{dt} = -\Phi(t), \quad t > 0, \quad \Phi(0) = \Phi_0.$$

Учитывая, что решение уравнения (1.6) в частотном режиме выражается формулой Cole-Cole, мы видим ещё одно истолкование параметров τ и α .

Для получения уравнений в дробных производных возможен формальный путь, связанный с проведением об-

ратного преобразование Лапласа соответствующих частотных выражений [16, 81]. В частности, это можно сделать для всех зависимостей (1.2–1.4), т. е. временной аналог каждой из этих зависимостей может быть получен в виде решения некоторого уравнения, так же как стандартная дебаевская релаксация

Решения уравнений с дробными производными как правило выражаются специальными функциями типа функций Фокса. В случае уравнения (1.6) решением является функция Миттаг-Леффлера [14]:

$$e_v(t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(t/\tau)^{\alpha n}}{\Gamma(\alpha n + 1)}, \quad t > 0, \quad 0 < \alpha \leq 1.$$

Эта функция характеризует процесс релаксации сопротивления в рамках общей модели Cole-Cole и определяется теми же параметрами.

В частных случаях при $\alpha = 1$ и $\alpha = 1/2$ временной процесс релаксации определяется аналитически. В частности, при $\alpha = 1$ алгоритм Cole-Cole описывает дисперсию Максвелла–Вагнера. В этом случае релаксация задается моделью Дебая [18, 19]:

$$m(t) = m_0(1 - e^{-t/\tau}),$$

а при $\alpha = 1/2$:

$$m(t) = m_0(1 - e^{t/\tau} \operatorname{erfc} \sqrt{t/\tau}),$$

где $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\lambda^2} d\lambda$.

Отметим, что эти аппроксимации процесса релаксации определяются теми же параметрами, которые фигурируют в формуле Cole-Cole и фактически не несут новой информации о среде. Поэтому реально их используют только в математическом моделировании, например, для изучения влияния этих параметров на характер кривой спада вызванной поляризации (рис. 1.5) [19]:

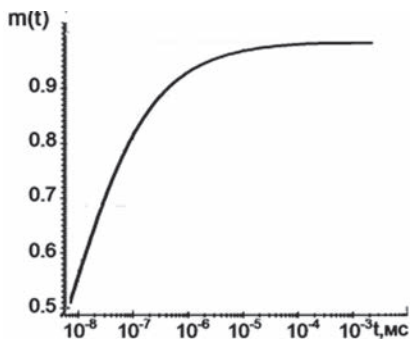


Рис. 1.5. Фрагмент кривой $m(t)$ при $\alpha = 0.5$, $\tau = 10^{-5}$ сек.

Остановимся на этом вопросе более подробно. В качестве примера рассмотрим процесс релаксации удельного сопротивления, которая возникла в результате упругого воздействия, – так называемый сейсмoeлектрический эффект первого рода. Этот процесс не является дебаевским. Соответственно, уравнение релаксации можно представить в виде уравнения в дробных производных

$$\frac{d^\alpha u(t)}{dt^\alpha} + \frac{1}{\tau} u(t) = 0, \alpha < 1.$$

Решение такого уравнения представляется, как и в случае, рассмотренном выше, функцией Миттаг-Леффлера. Действительно, реально измеряемое в эксперименте изменение сопротивления хорошо аппроксимируется такой функцией при соответствующих значениях параметров (рис. 1.6).

Отметим [97, 99], что практически все релаксации сопротивления, полученные в ходе физического моделирования, с хорошей точностью аппроксимировались функциями вида

$$\rho_\alpha(t) = A \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\alpha\right), \quad (1.8)$$

совпадающими с одной из асимптотик функций Миттаг-Леффлера – экспоненциальным законом Кольрауша-Уильямса-Уотса [8]

$$e_\alpha(t) \sim \exp\left[-\frac{(t/\tau)^\alpha}{\Gamma(1+\alpha)}\right].$$

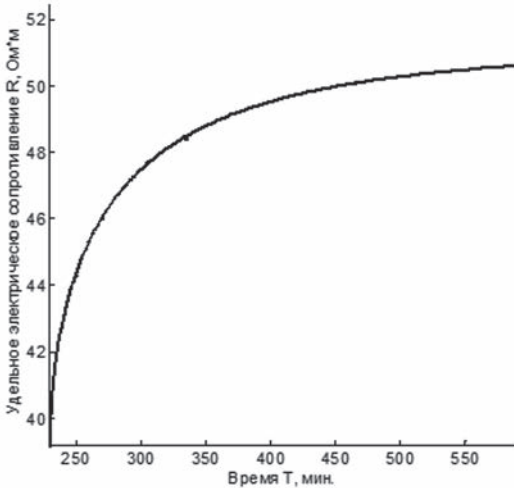


Рис. 1.6. Релаксация сопротивления на образце карбонатных пород (точки) и ее аппроксимация (сплошная линия) функцией Миттаг-Лефлера при $\tau = 53$ мин, $\alpha = 0.59$)

Таким образом, процесс релаксации сопротивления может быть удовлетворительно описан с помощью параметров τ и α , как правило в определенном диапазоне времен.

Однако интерпретация двух параметров не позволяет надежно прогнозировать литологические и петрофизические параметры горных пород, которые оказывают существенное влияние на процессы релаксации.

Ситуация существенно меняется в случае использования непосредственно измеренных полных кривых изменения сопротивления. По полным кривым изменения сопротивления можно получить удовлетворительные прогнозные оценки таких параметров, как, например, пористость (рис. 1.7.)

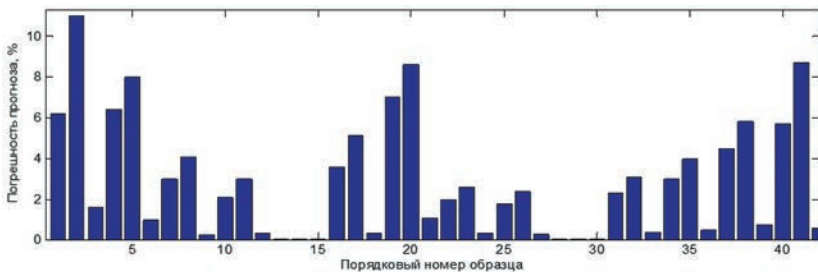


Рис. 1.7. Погрешность прогноза пористости по полным кривым релаксации сопротивления

Таким образом, можно сделать вывод о целесообразности изучения и использования функций «памяти» или, другими словами, непосредственно процессов релаксации параметров среды. При этом даже из процесса, аппроксимируемого одним набором параметров Cole-Cole, можно извлечь дополнительную информацию о структурных особенностях среды.

В случае, когда в среде происходит сложный процесс, обусловленный комбинацией временных спадов, соответствующих набору различных параметров Cole-Cole, можно рассмотреть дополнительные варианты анализа полного процесса релаксации удельного сопротивления.

Характерной особенностью этого процесса является его неэкспоненциальность. Мы уже отмечали, что в определенном приближении такие процессы аппроксимируются функцией Кольрауша–Уильямса–Уотса (1.8).

В одном из известных формальных подходов [15, 39, 105] предполагается, что неэкспоненциальная релаксация Кольрауша появляется вследствие того, что характеризующая её корреляционная функция является суперпозицией экспоненциальных корреляционных функций с некоторыми весовыми коэффициентами вида

$$\exp(-\alpha t^\beta) = \int_0^\infty s(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau.$$

Это дает основание интерпретировать произвольную недебаевскую релаксацию, как релаксацию макроскопической системы, содержащей очень большое количество подсистем с экспоненциальной релаксацией.

В связи с этим можно отметить методику интерпретации данных ВП, построенную по аналогии с диэлектрической спектроскопией и базирующуюся на концепции распределения времен релаксации (РВР), когда нормированная макроскопическая функция релаксации $f(t)$ представляется в виде комбинации экспоненциальных функций с подходящими амплитудами и временами релаксации. Аналогичная

методика в электроразведке получила название «дебаевская декомпозиция» [15, 39].

В соответствии с упомянутым подходом, предполагается непрерывное распределение времен релаксации, и задача декомпозиции в общем случае сводится к решению интегрального уравнения:

$$v(t) = \int_0^{\infty} g(\tau) F(t, \tau) d\tau,$$

где $g(\tau)$ – функция РВР, $F(t, \tau)$ – известная функция, представляющая свертку модельного спада поляризованного процесса с реальным сигналом в источнике. При этом в реализованной схеме [15, 39] в качестве функции F рассматривается дебаевский спектр и интегральное уравнение можно записать как

$$v(t) = \int_0^{\infty} g(\tau) \exp(-t / \tau) d\tau.$$

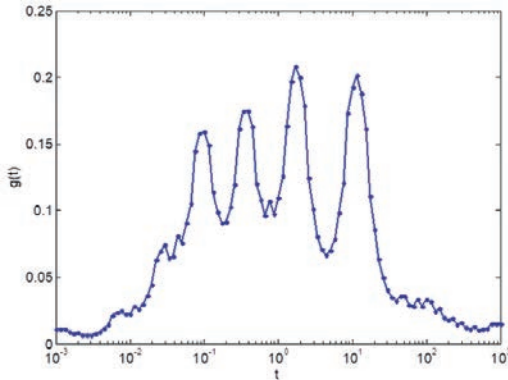
Как уже отмечено, такой подход к описанию неэкспоненциальной релаксации, каким, собственно, является процесс спада вызванной поляризации, основывается на предположении, что релаксирующая макроскопическая система состоит из подходящего числа подсистем, каждая из которых релаксирует с собственным временем релаксации. Несомненно, что это предположение может быть справедливо для многих систем, но также несомненно и то, что такое разбиение на подсистемы имеет реальный физический смысл только в том случае, когда число подсистем конечно и сравнительно невелико. Но тогда суммарный процесс не получится неэкспоненциальным.

Мы видели, что процесс релаксации во фрактальных подсистемах не является дебаевским. Поэтому более целесообразно пользоваться аналогом уравнения (2), взяв в качестве функции F функцию Миттаг-Лефлера. Модельный эксперимент показывает, что в качестве F достаточно взять асимптотическое приближение типа Кольрауша–Уильямса–Уотса (1.8)

$$u_c(t, \tau) = \exp\left[-\frac{t^c}{\tau}\right].$$

Использование этого выражения в качестве ядра, вместо дебаевских экспонент, позволяет получить параметры РВР более точно [98]. Это можно увидеть из рис. 1.8, где показаны РВР для варианта дебаевского ядра и ядра, построенного на основе закона Кольрауша – Уильямса – Уотса.

а



б

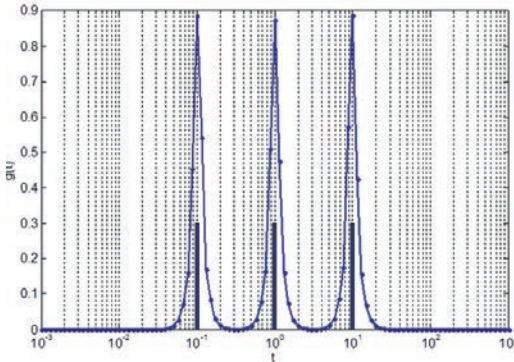


Рис. 1.8. Результат восстановления РВР для суммарной модели с тремя различными параметрами Cole-Cole ($\tau = 0.1, 1, 10$; $\alpha = 0.5$): а – вариант дебаевского спектра, б – вариант экспоненциального закона Кольрауша – Уильямса – Уотса

С помощью такого распределения, пользуясь соотношением времен релаксации и размеров неоднородностей, приведенными выше, также можно получить определенную информацию о структуре среды, например, разделить песчаники по размерам зерен.

Формально с помощью уравнений в дробных производных могут быть описаны и некоторые особенности распространения физических полей во фрактальной среде [12, 16, 80].

Одна из моделей распространения электромагнитных полей на фрактальных структурах, предложенная Р. Р. Нигматуллиним [28, 80], предполагала рассматривать функцию памяти, фигурирующую в подходе В. В. Кормильцева, как характеристическую функцию некоторого фрактального множества

Это позволило, в частности, записать уравнения для компонент электромагнитного поля в следующем виде

$$\mu_0 (\varepsilon_0 + C_D) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \mu_0 B_D \frac{\partial^{2-D} \Phi}{\partial t^{2-D}} = \nabla^2 \Phi, \quad (1.9)$$

где $\Phi \equiv \mathbf{E}, \mathbf{H}$; $D(0 < D < 1)$ – фрактальная размерность среды, в которой распространяется поле μ_0 ; ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемости; B_D, C_D – некоторые константы, зависящие от конкретных параметров фрактального распределения.

Известны волновые процессы, фиксируемые на сверхранных временах или высоких частотах при исследовании диэлектрической проницаемости среды. Подход, связанный с уравнениями (1.9), не получил широкого распространения, но можно отметить, что особенности распространения поля, подчиняющегося этим уравнениям, позволяют обосновать существование волн в других частотных диапазонах, что и наблюдается на практике при исследовании, например, гетерогенных структур приповерхностной части разреза.

Такое обобщение уравнений Максвелла не исчерпывает всего многообразия свойств флюидонасыщенной среды. В настоящее время существует альтернативный подход к созданию феноменологической теории электромагнетизма с помощью двухскоростной теории пороупругости в пористых насыщенных флюидами средах, взаимодействующих с электромагнитным полем через механизм поляризации

среды [6, 7, 53]. Этот подход позволяет лучше учесть такие параметры, как проницаемость и пористость формации, наличие двойного электрического слоя, магнитогидродинамическое взаимодействие и т. д.

В частности, проявление двойного электрического слоя сказывается на двух положениях электродинамической теории. Во-первых, появляется электрокинетический член в плотности тока, которая в отсутствии дисперсии свойств среды записывается в виде.

$$\mathbf{j} = \alpha \rho_l (\mathbf{u} - \mathbf{v}) + \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.10)$$

где α – электроакустический параметр; ρ_l – парциальная плотность флюида; $\mathbf{u} - \mathbf{v}$ – разность скоростей в матрице и в жидкости; σ – электропроводность; \mathbf{E} – электрическое поле; \mathbf{B} – магнитная индукция;

Во-вторых, находят объяснение наблюдаемые в экспериментах резонансные явления, например, аномальная дисперсия комплексной диэлектрической проницаемости [55].

Электрокинетический член в уравнении (1.10) обуславливает проявление сейсмоэлектрического эффекта при упругом воздействии на флюидонасыщенные среды. Одно из возможных проявлений этого эффекта связано с повышением плотности зарядов, возникающих за счет деформации двойного слоя. Это, в частности, меняет уровень ВП, возникающей при пропускании через среду электрического тока. Такой результат был отмечен в ходе полевых экспериментов по исследованию влияния упругого воздействия на электрические свойства среды. На рис. 1.9 представлены изменения кажущегося сопротивления до и после воздействия. В данном случае адекватно объяснить разницу удастся только за счет появления дополнительных процессов ВП.

Видно, что с течением времени эффект меняется за счет релаксации свойств среды. При этом процесс релаксации также не является дебаевским. Как отмечено в [101], уравнение релаксации в данном случае является уравнением

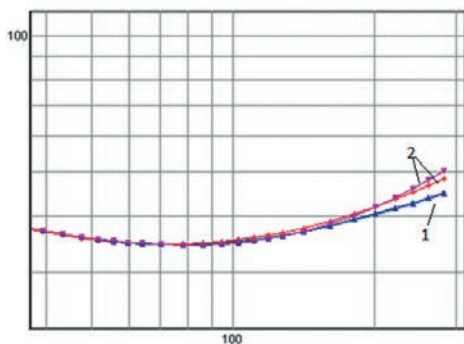


Рис. 1.9. Изменение кривых кажущегося сопротивления, полученных до упругого воздействия (1) и замеренных в разное время после воздействия (2)

в дробных производных, решение которого при определенных условиях имеет вид того же закона Уильямса – Уотса.

Но процесс вызванной поляризации может меняться под влиянием еще одного фактора. Электрокинетический член может возникнуть не только при явном акустическом воздействии, но и при обычных электромагнитных зондированиях [6, 53] за счет электросейсмического эффекта второго рода (ЭСЭ2).

Деформационные искажения, возникающие при этом, могут приводить к дополнительному влиянию электрокинетической составляющей плотности тока на величину ВП. Экспериментальные и теоретические исследования говорят о том, что такое влияние может быть достаточно существенным.

При этом различные составляющие акустического поля, возникающего при электромагнитном воздействии, могут существенно отличаться. Например, измерения ЭСЭ2 на ряде образцов показали, что уровень сигнала компоненты акустического поля, ортогональной электрическому полю, существенно превышает уровень продольной. На рис. 1.10 приведена в качестве примера осциллограмма сигналов, полученная при изучении ортогонального эффекта на образце терригенных пород

Кроме того, наблюдаются резонансные частоты, на которых в сигнале акустического поля появляется вторая гармоника, на порядок и более превышающая первую гармонику.

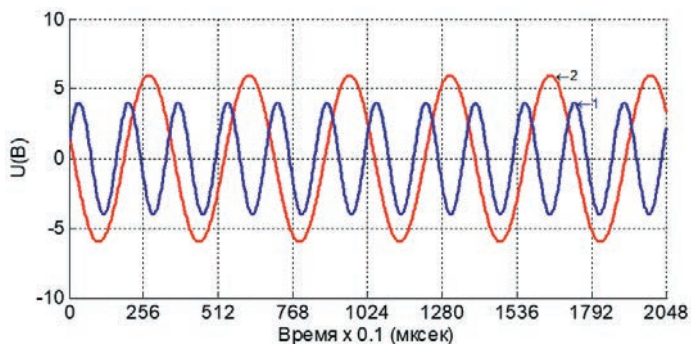


Рис. 1.10. Сигналы при ортогональном ЭСЭ2 для образца № 15. На оциллограмме: ось абсцисс – время $\times 0,1$ мкс, ось ординат – напряжение, индекс 2 – сигнал ортогональный, индекс 1 – сигнал обычный (продольный)

Это хорошо вписывается в выводы упомянутой феноменологической теории, базирующейся на двухскоростной теории пороупругости, которая предсказывает при возбуждении системы на некоторых частотах появление резонансных эффектов (параметрическую неустойчивость), сопровождающихся ростом средней составляющей плотности объемного заряда, и соответственно, проявлением аномального поляризационного эффекта (рис. 1.11).

При этом характер процесса релаксации этой составляющей может отличаться от обычного временного спада

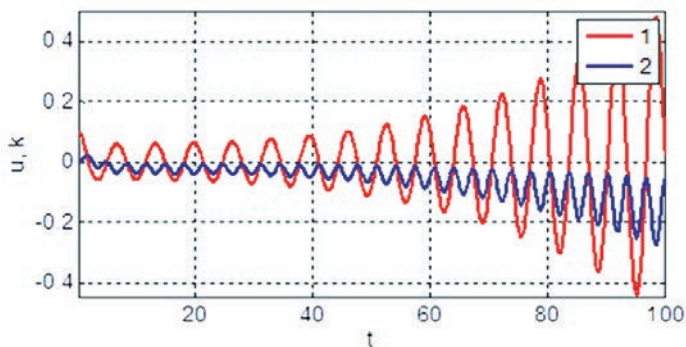


Рис. 1.11. Характер развития параметрической неустойчивости плотности зарядов k (1) и деформации среды u (2) в области электродинамической устойчивости

ВП. Кроме того, и глубинность проявления ЭСЭ, как отмечено в ряде исследований, может быть существенно выше. Это позволяет надеяться, что проявление ЭСЭ может изучаться не только с помощью измерения акустического отклика, что традиционно используется в практике геофизических работ, но также и с помощью выделения в сигнале ВП «недебаевской» составляющей и последующей её интерпретации.

1.4. О геометрической дисперсии во фрактальных средах

Рассмотренные примеры лишней раз показывают нелинейность процессов, протекающих в гетерогенной среде. Действительно, уже давно многочисленными исследованиями установлено, что подавляющее большинство взаимодействий в природных геологических процессах являются нелинейными – отклик не прямо пропорционален действию [42, 50, 79].

Нелинейность обусловлена сложностью динамических процессов, протекающих в Земле, и, конечно, сложностью самой среды. Это находит свое отражение и в полях, изучаемых геофизикой.

В последние годы появление электроразведочных систем с высокой пространственно-временной плотностью наблюдений позволило зафиксировать зависимость кажущегося сопротивления среды от размеров приемно-генераторной установки в индуктивной электроразведке,

При этом под высокой пространственно-временной плотностью подразумевается схема, при которой расстояние между соседними положениями приемно-генераторной конструкции (ГПК) на исследовательском профиле примерно в 1000 меньше линейного размера генератора. При нормировании шага перемещения на глубину исследования сохраняется примерно то же соотношение. Следует отметить, что глубина исследований для систем с высокой пространственно-временной плотностью наблюдений не превышает 500 м

из-за технологических проблем с наращиванием магнитного момента. Временная дискретизация измеряемого сигнала осуществляется в наносекундном диапазоне с равномерным арифметическим шагом 100–1000 нС.

Впервые такая зависимость была отмечена в электромагнитных исследованиях на мерзлоте в работе С. С. Крылова [69]. Это позволяет ввести понятие «геометрической дисперсии».

По аналогии с частотной дисперсией, под геометрической дисперсией будем понимать нелинейную зависимость свойств среды от геометрических параметров (например, от размеров приемно-генераторной установки), то есть зависимость, не укладывающуюся в рамки обычных представлений теории Максвелла в сплошных средах.

Возникновение геометрической дисперсии возможно при некоторых критических состояниях гетерогенной среды. В общем случае сопротивление среды определяется соотношением твердой и жидкой фазы, которое, в свою очередь, определяется законами распространения флюида в гетерогенной среде.

Более детальное рассмотрение свойств гетерогенной среды с учетом фрактального характера структуры горных пород приводит к следующему выражению для проводимости [26]

$$\sigma = \sigma_0 \frac{G\Lambda_0}{(1 - D_s + D_l)_i \ln \lambda_0} (\lambda_0^{(1-D_s+D_l)} - 1), \quad (1.11)$$

где σ_0 – проводимость флюида; G – коэффициент, зависящий от соотношения максимального Λ_0 и минимального λ_0 масштабов самоподобия; D_s, D_l – фрактальные параметры.

Таким образом, даже в простейшем случае мы видим, что удельная проводимость гетерогенной среды в рамках фрактальных представлений зависит от диапазона масштабов, за пределами которого среда может считаться однородной. В рамках этого диапазона наряду с уравнением (1.8) можно рассмотреть модель, в которой может быть получено

1.4. О геометрической дисперсии во фрактальных средах

уравнение с дробными производными по геометрическим параметрам, которое для вектора магнитного поля может быть представлено в виде:

$$\Delta \mathbf{H} = -\frac{4\pi\sigma\mu_0}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^{1-\nu} \partial^{1-\xi} \mathbf{H}}{\partial x^{1-\nu} \partial y^{1-\xi}} \right].$$

Отметим, что при этом мы имеем дело не с самоподобной, а самоаффинной фрактальностью (с разным коэффициентом подобия по разным осям). При рассмотрении соотношения (1.11) и уравнений в дробных производных, обусловленных особенностями фрактальных сред, как правило, предполагается, что среда становится однородной на микроуровне и в практических измерениях масштабы фрактальности не оказывают влияния на результаты интерпретации.

Тем не менее, например, в работах [12, 13] отмечено, что влияние фрактальности среды, проявляющееся в характеристиках уравнений в дробных производных, обуславливает эффекты, которые не могут быть отмечены в кусочно-постоянной среде на основе классических уравнений Максвелла.

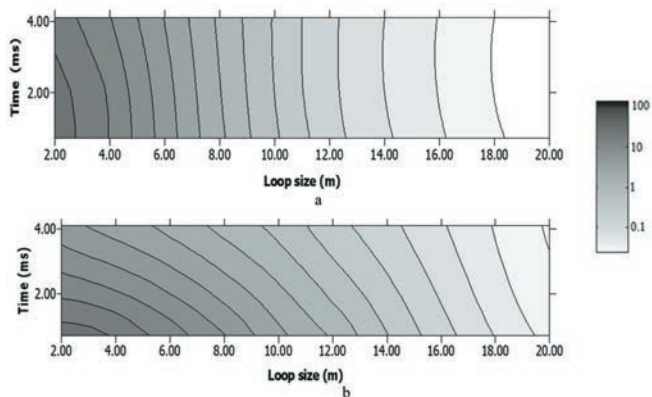


Рис. 1.12. Относительная зависимость величины электромагнитного поля от размеров генераторной петли для сплошной (а) и гетерогенной фрактальной (б) среды (теоретический расчет)

Это можно увидеть и на рис. 1.12, где показаны результаты расчетов значения электромагнитного поля, регистрируемого в центре генераторной петли при изменении ее размеров для сплошной среды и для гетерогенной среды с фрактальными характеристиками/

Эти расчеты показывают, что влияние фрактальности среды на ЭДС, наводимую в приемном контуре, в определенном диапазоне масштабов существенно зависит от размеров L генераторной петли. Для сплошной среды эти значения при фиксированном значении времени линейно зависят от L (рис. 1.12а). Для гетерогенной среды такая зависимость для малых размеров L более сложна (рис. 1.12б). Аналогичная картина наблюдается на практике. Пример полевых измерений, зафиксировавших зависимость нормированных значений поля от размеров установки, показан на рис. 1.13.

Таким образом, при работе с малыми генераторно-измерительными установками соотношение размеров установки может оказаться сопоставимым с масштабом фрактальности. Применительно к задачам электроразведки это означает, что при выполнении измерений с очень мелким шагом по достаточно длинному профилю над фрактальной средой, можно получить данные, отражающие фрактальные особенности среды. При этом и сам факт фрактальности, и фрактальная размерность могут являться в ряде случаев поисковыми признаками, и могут содержать в себе достаточно важную информацию.

Уравнения (1.8) показывают, что фрактальность среды может проявляться в изменении характера поведения электромагнитного поля, при котором могут возникать волновые процессы. Отметим, что фрактальные особенности среды могут приводить в процессе релаксации и к появлению эффектов сверхмедленной диффузии (1.7).

Для эффективного использования гетерогенных моделей, учитывающих частотную и геометрическую дисперсию, необходимо получать информацию о фрактальных

1.4. О геометрической дисперсии во фрактальных средах

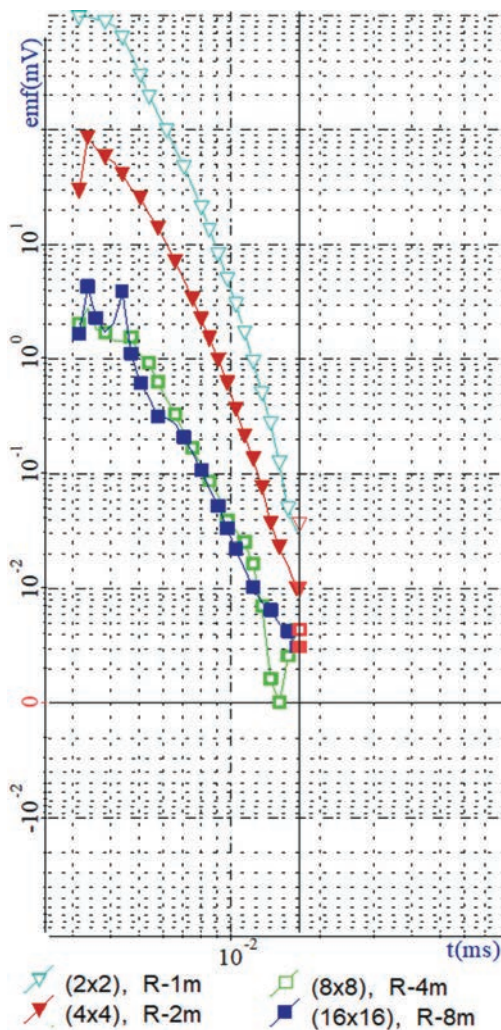


Рис. 1.13. Зависимость амплитуды электромагнитного поля (emf) от времени (t) для разных размеров генераторной петли (величина поля нормирована на размер) (полевой эксперимент)

параметрах среды. Наиболее объективно такая информация может быть получена из результатов петрофизических исследований. Однако появление мощных измерительных комплексов дает возможность оценить эти параметры непосредственно из результатов полевых измерений. Достаточно наглядно это можно продемонстрировать с помощью вейвлет-преобразований.

1.5. Вейвлет-преобразования и фрактальные характеристики среды

Одним из эффективных инструментов для изучения объектов и процессов, обладающих самоподобной структурой (с которыми часто приходится сталкиваться в геофизике), является вейвлет-анализ [5, 25]. Именно вейвлет-преобразования с их иерархической структурой позволяют формализовать связи, существующие между мультифрактальностью среды, уравнениями в дробных производных и нелинейными особенностями процессов, протекающих в такой среде. Эти преобразования по сути своей приспособлены для изучения самоподобных объектов и выделения структур определенного масштаба из внешне хаотических совокупностей. Кроме того, тесная связь, существующая между мультифрактальными мерами самоподобных объектов, характеристиками самоподобия и скейлограммами вейвлет-преобразований, дают возможность оценки фрактальных характеристик среды [2, 54].

Далеко не случайно многие исследователи называют вейвлет-анализ «математическим микроскопом». Название прекрасно отражает замечательное свойство метода сохранять хорошее разрешение на разных масштабах. Способность этого «микроскопа» обнаружить внутреннюю структуру существенно неоднородного объекта и изучить его самоподобие в локальном диапазоне масштабов продемонстрирована на многих примерах.

В качестве иллюстрации этого утверждения можно рассмотреть вейвлет-преобразования площадного распределения аномалий, которые могут возникнуть над средой, моделируемой регулярной фрактальной структурой, известной как губка Менгера [93] (рис. 1.14).

На рис. 1.15 показаны вейвлет-спектры такого распределения для различных фиксированных масштабов. С изменением масштаба аномальными зонами (красный цвет) выделяются «аномалеобразующие объекты» разного размера.

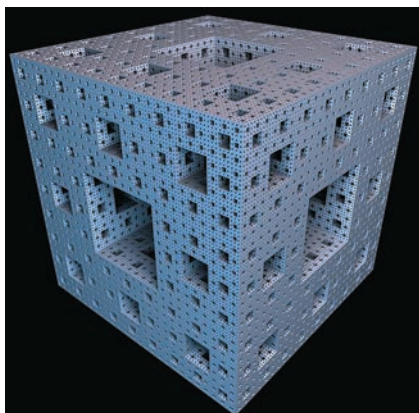


Рис. 1.14. Фрактальная модель среды (губка Менгера) (<https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Menger-Schwamm-6-iterations.jpg>)

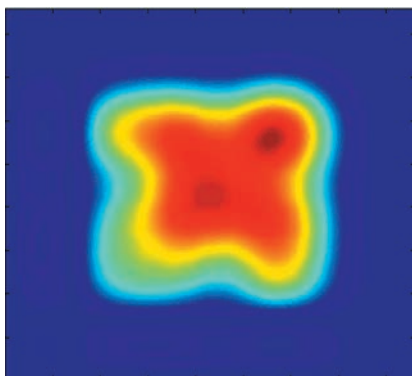
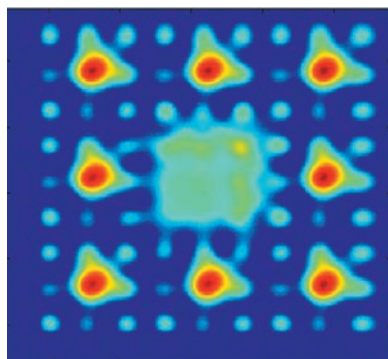
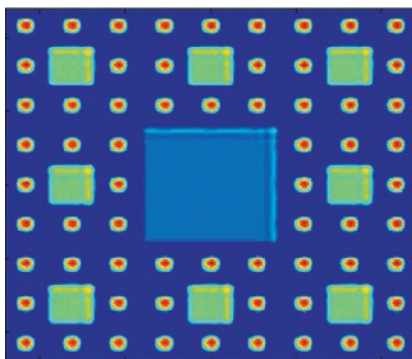


Рис. 1.15. Вейвлет-спектры распределения аномалий для трех различных масштабов

Кроме того, привязка вейвлет-спектра к реальным физическим координатам делает его существенно более наглядным, чем спектр Фурье.

В качестве модели профилейных наблюдений рассмотрим пример вейвлет-преобразования характеристической функции Канторова множества, являющегося классическим примером фрактальной структуры (рис. 1.16)



Рис. 1.16. Пример множества Кантора

На рис. 1.17 показан сравнительный анализ двух спектров. Если Фурье-образ (рис. 1.17a) дает только частотную характеристику сигнала, то

по вейвлет-спектру (рис. 1.17b) мы можем непосредственно видеть структуру сигнала во времени (или в пространстве) и судить о достаточно сложной структуре объекта.

Картина, аналогичная показанной на рис. 1.17b, наблюдается и при анализе реальных результатов сканирования среды электроразведочной аппаратурой типа «Импульс» (рис. 1.18).

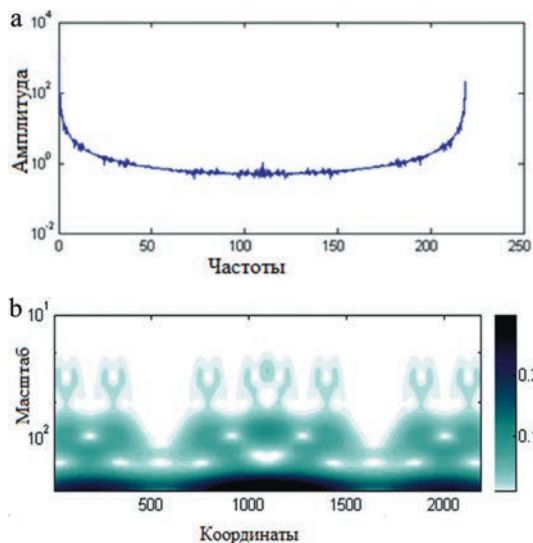


Рис. 1.17. Фурье-спектр (a) и скейлограмма (b) характеристической функции канторова множества (шкала интенсивности амплитуды скейлограммы дана в условных единицах)

1.5. Вейвлет-преобразования и фрактальные характеристики среды

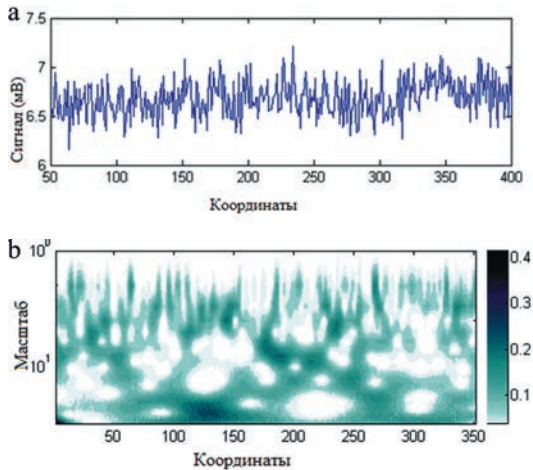


Рис. 1.18. Результаты работ с использованием плотных систем наблюдений (а) и фрагмент скейлограммы вейвлет-преобразования полученных данных (б)

Таким образом, можно увязать в единую цепочку теоретические исследования и математическое моделирование частотной и геометрической дисперсии, технологию вейвлет-преобразований и методику электроразведочных работ, базирующихся на использовании плотной пространственно-временной системы наблюдений. Это создает реальные предпосылки для разработки технологии изучения структурных особенностей разреза, которая может быть использована, например, для детального изучения структуры россыпных месторождений, полей кимберлитовых трубок, рудных узлов.

Отмеченная скейлинговая зависимость результатов измерений от размера установки дает основание говорить о связи этих результатов с фрактальной структурой среды, а проведение исследований с использованием плотной пространственно-временной системы наблюдений и вейвлет-анализ полученных результатов позволяют эффективно использовать фрактальный подход при интерпретации.

1.6. Фрактальный анализ результатов исследований гетерогенных сред

Следует отметить, что интерес к изучению фрактальных особенностей различных природных объектов, возникший после появления работ Б. Б. Мандельброта [24] в последнее время стал несколько стихать, что обусловлено, по-видимому, рядом факторов, среди которых – сложности, возникающие при попытках практически использовать информацию о фрактальной размерности среды.

Дело в том, что использования принципов фрактальной геометрии в геолого-геофизических исследованиях зачастую сводится к определению фрактальной размерности и разделению объектов, обладающих различными размерностями, что далеко не всегда удовлетворяет потребностям практики.

В табл. 1 приведены результаты измерений постоянной спада низкочастотной поляризации τ в сравнении

Таблица 1

Результаты измерений петрофизических параметров образцов терригенных пород

N	Литологическое описание	K_n	τ	D
3366	Песчаник средне-мелкозернистый с каолиновым цементом	19.4	1154	2.911
51083	Песчаник мелко-среднезернистый с каолиново-кварцевым цементом	16.2	853	2.819
51093	Песчаник среднемелкозернистый кварцевый	17.2	946	2.870
51118	Песчаник мелкосреднезернистый алевритистый с кварцево-глинисто-каолиновым цементом	14.8	660	2.799
3327	Песчаник мелкозернистый кварцевый с каолинитисто-кварцевым цементом	12.7	340	2.694
51095	Песчаник мелкозернистый с каолинито-кварцевым цементом	16.0	905	2.849
51112	Песчаник мелкозернистый кварцевый	20.3	2085	2.929
51092	Песчаник мелкосреднезернистый с глинисто-кварцевым цементом	19.7	1206	2.920

со значениями коэффициента пористости K_p и фрактальной размерности D образцов нефтеносных песчаников Западно-Сибирской низменности (Крапивинская площадь).

Из табл. 1 видно, что изменения фрактальной размерности в принципе коррелируют с изменениями пористости, но их разрешающей способности (в отличие, например, от постоянной спада) явно недостаточно (рис. 1.19). Поэтому использовать эти изменения как основную характеристику, по-видимому, нецелесообразно.

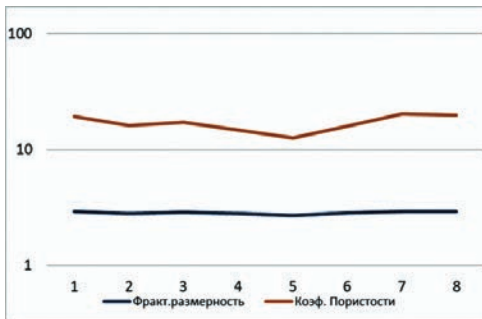


Рис. 1.19. Сравнение значений фрактальной размерности и коэффициента пористости для образцов песчаников

Тем не менее интенсивное проникновение идей фрактальной геометрии в физику породило множество работ, в которых, в частности, были предприняты попытки с помощью фрактальных моделей объяснить эмпирические степенные зависимости, содержащие нецелый (обычно выражаемый иррациональным числом) показатель степени. Такие зависимости нередки и в геофизике. Простейшая из таких зависимостей выражается формулой

$$\Phi(z) = A_\alpha z^{-\alpha}. \quad (1.12)$$

В большинстве случаев $\Phi(z)$ совпадает с передаточной функцией или импедансом, α – нецелый (дробный) показатель степени, A_α – некоторая константа, зависящая от α ; аргумент z обычно совпадает с некоторой динамической переменной (временем, частотой, температурой, давлением и т. д.

Подобные соотношения появлялись во многих областях физики и техники и истолковывались по-разному. Так, в работах [16, 80] было предложено связать зависимости

типа (1.12) с решениями уравнений в дробных производных. Но схемы дробного дифференцирования, предложенные физиками и связанные с моделированием физических полей на фрактальных структурах, практически не получили должного развития (если говорить о масштабах исследований) в прикладных работах, связанных с геофизикой).

В то же время надо признать, что использование фрактального моделирования как инструмента для изучения скрытого порядка в динамике неупорядоченных систем, каковыми являются многие геологические объекты, несомненно целесообразно. Фрактальные модели упрощают анализ многих явлений, связанных, например, с анализом распространения полей и процессов протекания флюида в гетерогенных средах.

В описании таких моделей, как уже отмечалось, большую роль играет понятие фрактальной размерности множества F . Рассмотрим более строгое чем ранее определение хаусдорфовой размерности множества. Пусть множество точек $F \subset E^n$ вложено в евклидово пространство E^n размерностью $n > 1$. По определению, число n (называемое *размерностью пространства вложения*) принимает целые положительные значения 1, 2, 3. Далее, пусть $\varepsilon > 0$ произвольное сколь угодно малое число. Пусть $N_n(\varepsilon)$ минимальное число n -мерных ε -кубов, покрывающих множество точек F с точностью ε . Хаусдорфовой фрактальной размерностью множества F называется число [93]

$$d_f = d_f[F] = -\lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{\ln N_n(\varepsilon)}{\ln \varepsilon}.$$

С введением хаусдорфовой размерности появилась возможность говорить о произвольной действительной мере множества, или d_f -мере. Эта мера является единственной ненулевой конечной мерой фрактального множества. В частности:

– любая мера фрактального множества d равна нулю при $d > d_f$,

– любая мера фрактального множества d равна бесконечности при $d < d_f$.

Для самоподобных (самоаффинных) объектов, например кривой изображённой на рис. 1.20 их мера, посчитанная стандартным способом, будет расходящейся [93].

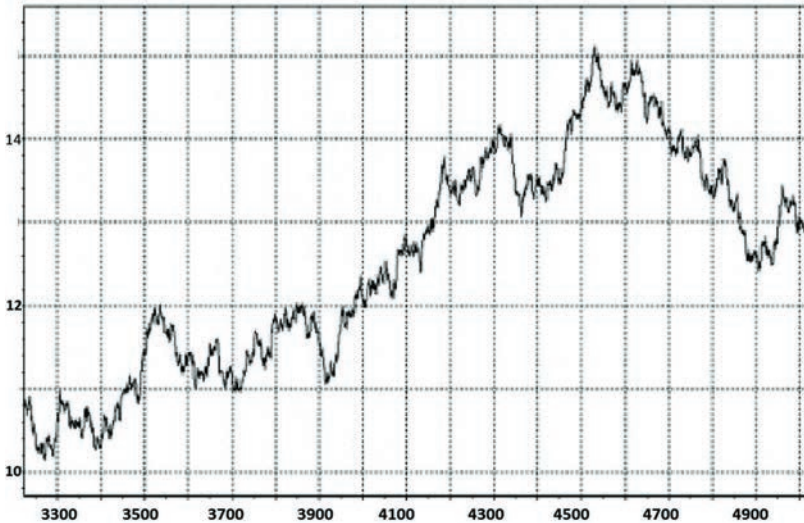


Рис. 1.20. Пример статистически самоаффинной кривой

Аналогичная проблема возникает при определении, например, «плотности». То есть, для материалов с самоподобной структурой нельзя адекватно ввести понятие плотности и других усреднённых параметров, и, соответственно, нельзя получить описание процессов распространения полей в таких средах.

В связи с этим актуальной становится проблема построения релевантных математических моделей, как самих сред, так и процессов распространения полей в таких средах. Один из выходов в решении этой проблемы заключается в использовании уравнений в дробных производных и, в частности, уравнений аномальной диффузии.

Для примера рассмотрим модель построения процесса аномальной диффузии, предложенную в [58]. В качестве

основной модели берется уравнение с дробной производной по t . О некоторых разновидностях таких уравнений шла речь выше при рассмотрении процессов распространения электромагнитно поля во фрактальной среде.

Оператор с дробным дифференцированием по времени, как правило, строится по виду «фундаментального решения», но в общем случае порядок дифференцирования не известен, и актуальной становится задача нахождения этого порядка, то есть, фактически вида уравнения аномальной диффузии, по реально измеряемым данным. Эта задача существенно отличаются от стандартных коэффициентных обратных задач для уравнений в частных производных, вид которых известен. То есть, представляет интерес задача практического истолкования порядка производной в уравнении аномальной диффузии.

Отметим, что хаусдорфова размерность существенно использует вложение F в E^n . Величина фрактальной размерности d_f определяется через мощность покрытия F n -мерными ε -кубами и в этом смысле является *внешней* характеристикой фрактала, отнесенной к E^n . Эта характеристика d_f не учитывает *внутренние* топологические свойства фрактального множества, непосредственно не связанные с вложением в E^n . Данное обстоятельство выражается в том, что хаусдорфова размерность фрактала *не является* топологическим инвариантом, т.е. может изменяться при гомеоморфных (непрерывных взаимно однозначных) отображениях фрактальных структур. Отсюда вытекает и определённая ограниченность в использовании фрактальной размерности в приложениях.

В то же время существует характеристика, отражающая топологические свойства фрактального множества. Это индекс связности, который можно определить следующим образом [58].

Две произвольные точки P_1 и P_2 фрактального множества F можно соединить различными путями, обладающими различными хаусдорфовыми размерностями. Нас будут

интересовать пути, хаусдорфовы фрактальные размерности которых не изменяются при непрерывных преобразованиях фрактального множества F .

Из бесконечного множества путей γ , соединяющих P_1 и P_2 в F выберем путь, фрактальная размерность которого в определенном смысле минимальна, и эту размерность обозначим d_0 . Параметр d_0 имеет смысл фрактальной размерности геодезических линии на F (т.е. линий, определяющих кратчайшее расстояние на множестве. Именно по таким линиям идет процесс распространения тока.

Если представить параметр d_0 в виде $d_0 = (2 + \theta)/2$, то величину $\theta \equiv \theta[F]$ называют **индексом связности** фрактального множества F

$$\theta = 2(d_0 - 1).$$

Из определения следует, что индекс θ является топологическим инвариантом фрактала F , то есть этот параметр не меняется при взаимно однозначных и взаимно непрерывных отображениях F .

В размерностях $n \geq 2$ значение индекса связности θ определяется топологией *пустот*, образуемых множеством F . При этом важно, являются ли пустоты *внутренними* или *внешними*. Если F не содержит *внутренних пустот*, то $\theta[F] = 0$.

Ситуация кардинально меняется, если существуют внутренние пустоты. При построении кривой γ внутренние пустоты необходимо оогигать на всех пространственных масштабах так, чтобы γ везде лежала в F , γ является извилистой линией, хаусдорфова размерность которой ограничена снизу величиной $d_0 > 1$.

Соответственно для фрактальных множеств с внутренними пустотами $\theta > 0$.

Эти рассуждения так или иначе предполагают *линейную связность* множества F , т.е. вместе с любыми двумя точками оно содержит путь, соединяющий эти точки. Для

линейно связанных множеств $d_0 \geq 1$ и $\theta \geq 0$. А фрактальная размерность $d_f \geq d_0 \geq 1$.

Теперь рассмотрим несколько иной подход к возможному анализу электрического поля во фрактальной среде, связанный с использованием понятия аномальной диффузии.

Горные породы представляют собой гетерогенные среды, характеризующиеся более или менее равномерно распределенной в объеме мелкой структурной неоднородностью. Гетерогенность осадочных пород связана с наличием распределенных пор и трещин, заполненных флюидом. Твердая фаза образует скелет породы, структура которого определяет его интегральные параметры: пористость, проницаемость и т. п. Проводимость терригенных пород определяется, в основном, тремя факторами: структурой порового пространства и трещиноватостью, минерализацией свободных подземных вод и количеством связанной воды в порах. Удельное электрическое сопротивление гетерогенной системы, каковой является горная порода, может существенно отличаться как от удельного сопротивления минералов, слагающих скелет, так и от сопротивления поровых вод.

Физические свойства гетерогенной среды – сложная функция состояния фаз и их взаимодействия. При воздействии внешних физических полей происходит нарушение термодинамического равновесия системы, скопление электрических зарядов на границе раздела фаз, перемещение флюида относительно стенок коллектора, обменные процессы между фазами, что, в частности, обуславливает частотную дисперсию физических параметров.

Под влиянием тангенциальной составляющей напряженности приложенного электрического поля происходит [65] изменение концентрации C электролита, поскольку на границах тонкодисперсной среды меняется процесс ионообмена с более грубодисперсным материалом или свободным раствором. Вследствие разделения зарядов возникают потен-

1.6. Фрактальный анализ результатов исследований гетерогенных сред

циалы (потенциалы течения) и электрический ток в окружающей среде. После выключения тока происходит выравнивание концентрации под действием диффузии, определяющей процесс релаксации сопротивления.

Уравнение диффузии в одномерном поровом канале является следствием двух известных соотношений:

– закона сохранения потока \mathbf{j}

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (1.13)$$

– первого закона Фика для диффузии

$$\mathbf{j} = k \operatorname{grad} C,$$

где k – коэффициент диффузии.

Во фрактальной среде система каналов имеет сложную структуру, учет которой опять приводит к так называемому уравнению «аномальной диффузии» для концентрации электролита.

В общем случае термином «аномальная диффузия» принято обозначать процессы переноса на самоподобных структурах [58], характеризующиеся нестационарным распределением частиц в пространстве, где среднеквадратическое смещение частицы $\langle r^2(t) \rangle$ на фрактальном множестве Φ за время t растет по закону $\langle r^2(t) \rangle = 2\beta t^\alpha$, причем нормировочная постоянная β имеет смысл обобщенного коэффициента переноса, а показатель степени при t определяется так называемой спектральной фрактальной размерностью $\alpha = \frac{2}{2+\theta}$. Отсюда видно, что по смыслу величина α является параметром, характеризующим структуру множества Φ .

Случай $\alpha = 1$ соответствует нормальной, или линейной, диффузии, основы теории которой были заложены еще Эйнштейном и Винером. Но многим нелинейным хаотическим явлениям присущи аномальные законы диффузии.

Во многих работах, посвященных анализу аномальной диффузии (например, [58]), было показано, что естественным математическим аппаратом описания процес-

сов такой диффузии на множестве Φ являются уравнения в дробных производных. В такой постановке дробный порядок соответствующего уравнения определяется величиной спектральной фрактальной размерности $\alpha = \frac{2}{2+\theta}$. В соответствии со связью θ и структуры Φ и в зависимости от конкретного значения α различают супердиффузионные ($1 < \alpha < 2$) и субдиффузионные ($0 < \alpha < 1$) процессы [58].

При $\theta < 0$ распространение частиц по Φ ограничено отдельными компонентами связности, (частицы свободно мигрируют вдоль множества Φ оставаясь в пределах некоторого канала). При этом процесс практически теряет диффузионный характер и порядок производной становится больше 1. Напротив, при $\theta > 0$ множество Φ содержит внутренние пустоты, на обгибание которых частица тратит значительную часть времени (рис. 1.21).

В результате рост $\langle r^2(t) \rangle$ отстает от динамической времени t , что приводит к отклонению показателя α от 1 в *меньшую* сторону, $\alpha < 1$.

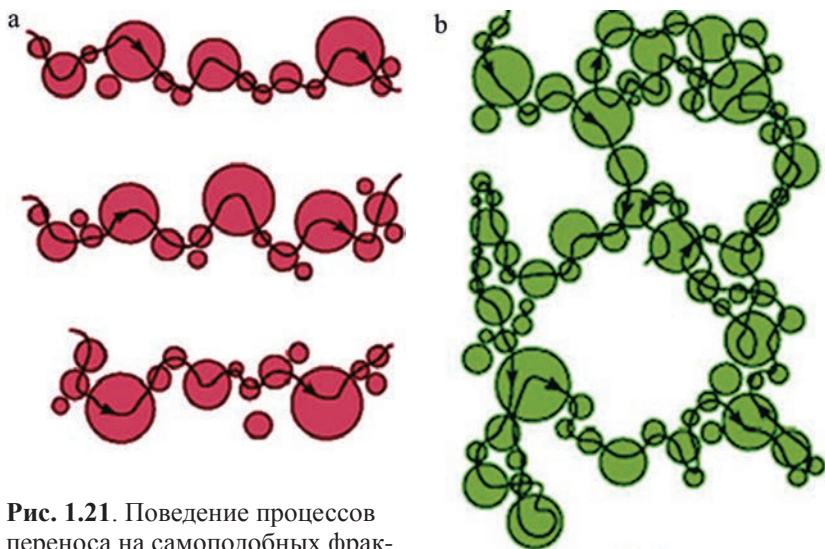


Рис. 1.21. Поведение процессов переноса на самоподобных фрактальных структурах при положительных (а) и отрицательных (б) значениях индекса связности [58]

Это, а также блокировка частиц во внутренних «טיפиках», становится причиной замедления процесса превращения его в процесс «сверхмедленной» диффузии с порядком производной по времени меньшим 1 [58]. Именно с такими процессами мы имеем дело в задачах вызванной поляризации.

При другой структуре фрактального множества, когда связными остаются только отдельные компоненты системы каналов, можно получить уравнение супердиффузии и модель аналогичную рассмотренной выше модели Р. Р. Нигматуллина, в которой появляется уравнение типа (1.9). При этом сохраняется вывод о специфическом характере процесса диффузии на фрактальных структурах.

Рассмотрим, как такой подход, связанный с анализом топологии фрактальных множеств, реализуется в случае диффузии в рассмотренной выше системе поровых каналов во фрактальной среде. При этом можно получить один из вариантов уравнения аномальной диффузии электролита во фрактальной среде, а также еще один вариант истолкования показателя степени в формуле Cole-Cole.

Плотность тока в электролите определяется выражением [67]:

$$i_y = -\sigma \text{grad}\Phi + \mu_k \text{grad}C,$$

где Φ – электрический потенциал, C – концентрация электролита, σ – проводимость, μ_k – коэффициент, определяемый концентрацией и скоростью движения анионов и катионов в электролите. При малой плотности поляризующего тока изменения потенциала следуют за изменениями концентрации. Поэтому ограничимся рассмотрением изменения концентрации, которое описывается уравнением диффузии.

В реальном канале процесс диффузии идет с утечками, обусловленными, как системой сообщающихся поровых каналов, так и системой глинистых мембран, традиционно рассматриваемых при анализе явления частотной дисперсии сопротивления.

Покажем, что независимо от вида утечек можно прийти к соотношениям типа Cole-Cole.

Предположим, что все потери обусловлены ответвлениями и рассмотрим процесс диффузии с потерями. Отметим, что геометрическая структура участков канала, на которых происходят потери, наследует структуру порового пространства и, соответственно, обладает фрактальностью.

Представим уравнение (1.13) в эквивалентной форме

$$\Delta C = -\int_0^t \operatorname{div} \mathbf{j}(\mathbf{r}, \tau) d\tau, \quad (1.14)$$

где $\Delta C = C(\mathbf{r}, t) - C(\mathbf{r}, 0)$.

В работах [28, 80] показано, что такая самоподобная система ветвящихся каналов служит своеобразным термостатом для рассматриваемого канала, а процесс взаимодействия с термостатом означает перераспределение потока между основным каналом и остальными каналами системы. Пусть T время такого диффузионного перераспределения, В этом случае на интервале $(0, T)$ можно представить уравнение (1.14) в виде свертки

$$\Delta C = -\int_0^t \chi(t - \tau) \operatorname{div} \mathbf{j}(\mathbf{r}, \tau) d\tau, \quad (1.15)$$

где χ – характеристическая функция фрактального множества X_α , расположенного на интервале $(0; T)$, обусловленного системой ветвящихся каналов и характеризующего потери при переходном процессе.

Уравнение (1.15) может быть записано в виде [80]

$$\Delta C = -B_\alpha P^{-\alpha} [\operatorname{div} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)],$$

где $P^{-\alpha}[f] = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_0^1 (1-u)^{\alpha-1} f(u) du$ – оператор дробного интегрирования, или в более удобной форме

$$\frac{\partial^\alpha C}{\partial t^\alpha} + B_\alpha \operatorname{div} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1.16)$$

1.6. Фрактальный анализ результатов исследований гетерогенных сред

Здесь α – величина ($0 < \alpha < 1$), совпадающая с фрактальной размерностью множества X_α , и указывающая на долю состояний, сохраняющихся в результате эволюции физической системы; B_α – константа.

Уравнение (1.16) представляет собой закон сохранения потока для канала с потерями, впервые полученный Р. Р. Нигматуллиным [80].

Комбинация выражения (1.16) и закона Фика для диффузии приводит к уравнению

$$\frac{\partial^\alpha C}{\partial t^\alpha} + B_\alpha \operatorname{div} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1.17)$$

Это уравнение характерно для процессов, связанных с вызванной поляризацией и, как показано в работе [105], приводит к характеристикам электрических свойств среды, описываемых выражением типа Cole-Cole.

В этом варианте мы видим, что показатель степени в формуле Cole-Cole, определяющий порядок дробной производной в уравнении аномальной диффузии, обусловлен фрактальной размерностью сложной системой ветвящихся каналов, но физический смысл этого показателя остается неясным.

Теперь предположим, что все потери обусловлены мембранами и рассмотрим процесс диффузии с потерями. Как и предыдущем случае геометрическая структура участков канала, на которых происходят потери, наследует структуру порового пространства и, соответственно, обладает фрактальностью. В этом случае термостатом служит самоподобная система мембран и формально мы приходим к уравнению (1.17), которое в случае квазиодномерного канала превратится в следующее

$$\frac{\partial^\nu C(x, t)}{\partial t^\nu} - k_\nu \frac{\partial^2 C(x, t)}{\partial x^2} = 0 \quad (1.17)$$

Общее решение уравнения (1.18) выражается формулой [80]

$$C(x, t) = \frac{2C_0 x^{-2/\nu}}{\pi} k_\nu \int_0^\infty \left\{ \sin u \sin \left[\left(\frac{\pi \nu}{2} \right) u^{2/\nu-1} \right] \right\} \exp \left[-\zeta u^{2/\nu} - u \cos \left(\frac{\pi \nu}{2} \right) \right] du, \quad (1.19)$$

где $\zeta = \frac{t k_\nu^{1/\nu}}{x^{2/\nu}}$ – безразмерный параметр; C_0 – начальное значение концентрации.

Выражение (1.19) в определенном смысле обобщает традиционные представления переходных процессов в цилиндрических порах в виде суммы экспонент.

При таком подходе мы можем учесть структуру мембран, на которых происходят утечки. Мембраны, образованные тонкодисперсным веществом, также имеют фрактальную структуру. Рассмотрим один из возможных путей учета этой фрактальности.

Релаксацию приращения концентрации \tilde{C} на глинистом включении в цилиндрическом поровом канале, при определенных условиях, можно представить в форме [80]

$$\tilde{C}(t) = \gamma \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} \exp \left[-\beta (2n-1)^2 t \right], \quad (1.20)$$

где β, γ – некоторые коэффициенты, зависящие от начального тока, размеров включения и коэффициентов диффузии анионов и катионов в электролите.

Преобразование Лапласа выражения (1.20) имеет вид

$$\tilde{C}(p) = \gamma \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_n}{1 + \alpha_n p}, \quad (1.21)$$

где $\alpha_n = [\beta(2n-1)]^{-2}, \beta_n = [\beta(2n-1)]^{-4}$.

Как отмечено в работе [80], ряд (1.21) формально отображает импеданс некоторой RC цепи, свойства которой определяется коэффициентами α_n, β_n , связанными с параметрами глинистого включения,

Отметим, что приращение концентрации \tilde{C} формируется на границе перехода от электролита, заполняющего поровый канал к глинистому веществу мембраны, т. е. фак-

тически во фрактальной среде, образованной диффузными явлениями.

Учитывая фрактальность среды, в которой происходит диффузия, более логичным было бы аппроксимировать процесс релаксации рядом, отражающим фрактальную структуру среды, как это делалось выше при рассмотрении модели самоподобных кластеров. Например, представим коэффициенты α_n, β_n в виде:

$$\beta_n = Rb^n, \alpha_n = Sa^n,$$

где R, S, a, b – некоторые константы.

В случае, когда такое представление допустимо, выражение (1.21) можно трактовать как импеданс фрактальной RC цепи Фостера. Фрактальность такой цепи позволяет представить её в виде одного элемента K_v , импеданс которого (и, соответственно, \tilde{C}) выражается формулой [80]

$$\tilde{C} = C_v p^v.$$

При этом

$$v = \ln b / \ln a. \quad (1.22)$$

Комбинация двух таких элементов K_v, K_μ , при определенных условиях, обладает импедансом

$$\tilde{C} = \frac{C_v p^{-v}}{p^{\mu-v} + C_\mu / C_v}. \quad (1.23)$$

При $v = \xi - 1, \mu - v = \xi$ выражение (1.23) превращается в формулу Cole-Cole с постоянной спада, определяемой отношением $[C_v / C_\mu]^{1/\xi}$.

При всей формальности подхода, связанного с аппроксимацией переходного процесса импедансом электрической цепи, он позволяет смоделировать влияние фрактальности среды на спад вызванной поляризации. Кроме того, представление (1.23) позволяет по-новому взглянуть на показатель степени ξ в выражении Cole-Cole. Из этого представления вытекает, что величина ξ определяется (учитывая структуру RC цепи) соотношением емкостных параметров среды и ее сопротивления.

В заключение приведем ещё один пример, показывающий к каким эффектам может привести появление дробного порядка производной. В работе [46] рассмотрена модельная задача сравнения решения известной задачи Зоммерфельда для классического уравнения диффузии

$$\frac{\partial u}{\partial t} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

и уравнения с дробной производной

$$\frac{\partial^\alpha u}{\partial t^\alpha} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

при одинаковых краевых условиях. Отличие в поведении классического и аномального процесса видно из рис. (1.22), приведенного в работе [46]:

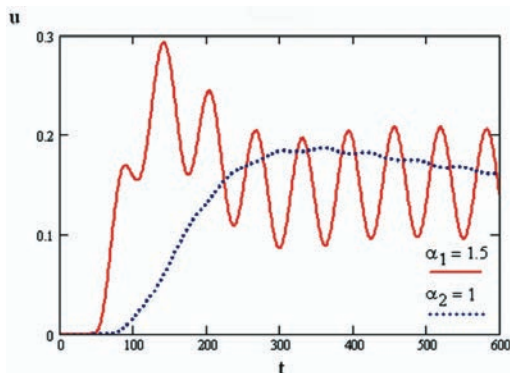


Рис. 1.22. Сравнительные характеристики процессов аномального и обычного процессов диффузии в фиксированной точке

Кроме того, в работе показано, что изменение фрактальных характеристик среды приводит, в частности, к повышению глубины проникновения возмущения в среду. Мы уже обращали внимание на некоторые особенности поведения поля, которые возникают во фрактальных средах и могут быть зафиксированы в определенном диапазоне масштабов. Заметим, что многочисленные эксперименты в электроразведке действительно выявили особенности поведения электромагнитного поля, обычно отмечаемые при использовании плотных пространственно-временных сетей наблюдения. Результаты одного из таких экспериментов [41]

показаны на рис. 1.23, где приведен пример электрограммы, т. е. упорядоченной совокупности ЭДС (мВ) в приемном датчике на последовательной серии времен становления поля при перемещении установки электромагнитного сканирования вдоль профиля.

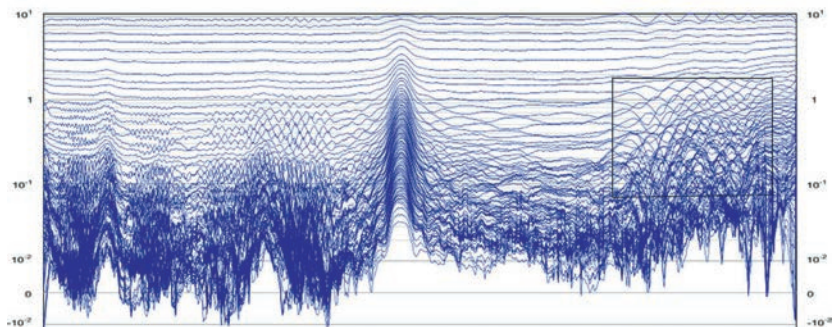


Рис. 1.23. Возникновение диффузионно-волновой структуры наблюдаемого поля при исследовании неоднородной ВЧР с помощью плотных пространственно-временных сетей наблюдения

Один из вариантов объяснения таких особенностей может заключаться в изменениях топологической структуры разреза, связанных с вариациями фрактальной размерности среды, которые, в свою очередь, тесно связаны с ее петрофизическими характеристиками.

1.7. О связи петрофизических параметров во фрактальной среде. Формула Арчи

Как известно, в гетерогенной флюидонасыщенной среде фильтрационно-емкостные и петрофизические параметры (удельное электрическое сопротивление, скорость распространения упругих волн, плотность, другие характеристики) достаточно тесно связаны между собой. Вопросам исследования таких связей посвящено большое количество работ. Как правило эти работы ориентированы на скважинную геофизику. Кроме того, взаимосвязи между параметрами обычно ищутся исходя из чисто статистических закономерностей. Остановимся на одном из аспектов этой

проблемы, связанной с решением задач наземной геофизики на основе использования структурных особенностей среды, обусловленных её фрактальными характеристиками.

Одним из вариантов такого подхода является интерпретация для фрактальной среды формулы Арчи [1]:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \Phi^m, \quad (1.24)$$

где σ – удельная проводимость среды; σ_0 – удельная проводимость флюида; Φ – пористость; m – эмпирический параметр, толкование которого может различаться.

Отвлечёмся от разных вариантов этой формулы, связывающих относительную проводимость и пористость (например, формулы Дахнова [51], наиболее оптимальной с нашей точки зрения). И остановимся подробнее на одном из аспектов этой задачи, который позволяет дать еще одну трактовку поляризационных параметров.

Строение порового пространства в осадочных породах, достаточно сложно, и хотя было предложено множество теоретических моделей для закона Арчи и зависимости пористости и проницаемости [20, 37], ни один из них не является полностью удовлетворительным. Так, в работе [37] среда моделировалась набором сфер случайных размеров с использованием факторов самоподобия. Такая конструкция (рис. 1.24) хотя и позволила получить формулу Арчи с показателем $m = 1.5$ (а также с помощью модификаций некоторыми другими значениями m), оставалась достаточно далекой от моделей реальных сред.

Затем появился целый ряд работ, использующих для описания проводимости фрактальные характеристики среды [26, 35]. Остановимся на одном из таких описаний [26], легко обобщаемым на случай более сложных сред, и попробуем найти связь фрактальных параметров среды, входящих в формулу Арчи, с процессами диффузии в гетерогенной среде.

Основополагающую роль при этом играет понятие элементарного физического объема (ЭФО), как минимальной ячейки (с размером Λ , физические свойства которой (та-

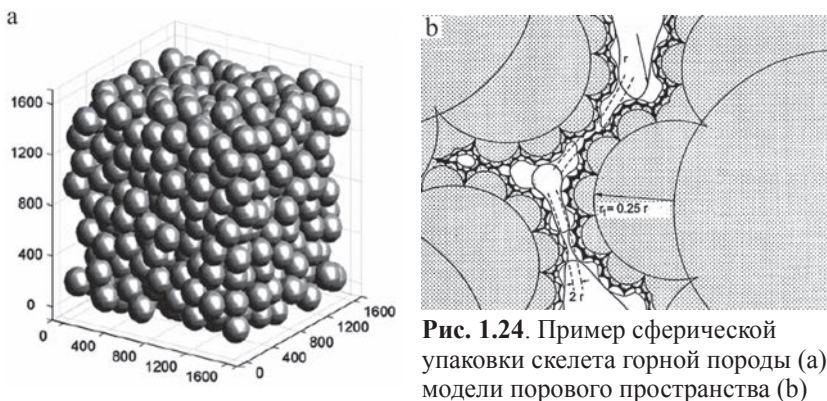


Рис. 1.24. Пример сферической упаковки скелета горной породы (а) модели порового пространства (б)

кие, как пористость, проводимость и т. п.) могут быть отнесены к системе в целом.

При этом будем считать, что Λ – определяет и максимальный масштаб самоподобия в поровом пространстве, т. е. среда в масштабах, меньших Λ , фрактальна и для определения параметров среды на этих масштабах мы должны существенно опираться на понятия фрактальной геометрии.

Проводимость гетерогенной среды обусловлена свойствами флюида. Жидкость, насыщающая поровую систему внутри ЭФО, создает ряд токопроводящих путей между его противоположными сторонами.

Одна из конкретных моделей уже рассмотренной системы каналов во фрактальной среде, предложена в работе [26], где предполагается, что каждый токопроводящий путь, проходящий через поры размера $\Lambda\lambda$ ($\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$), имеет сечение $G_s(\Lambda\lambda)^2$ (G_s – геометрический фактор) и обладает фрактальной извилистостью, т. е. длиной пути $L_p(\lambda)$, которая задается выражением

$$L_p(\lambda) = G_l \Lambda \lambda^{1-D_l}$$

и превышает расстояние Λ между противоположными сторонами ячейки ($D_l > 1$). Здесь G_l – геометрический фактор, D_l – фрактальная размерность пути. Формальное определение извилистости $T(\lambda)$

$$T(\lambda) = [L_p(\lambda) / \Lambda] G_l \lambda^{1-D_l}.$$

Таким образом, проводимость пути задается величиной

$$\sigma_p = [G_s(\Lambda \lambda)^2 / L_p(\lambda)] \sigma_0$$

и протекающий ток есть

$$I_p = [G_s(\Lambda \lambda)^2 \sigma_0 U / L_p(\lambda)],$$

где U – разность потенциалов между противоположными сторонами ЭФО. Надо отметить, что приведенное выше определение проводящего пути не игнорирует рассмотренные выше связи в поровом пространстве, а учитывает их в значении D_p , превышающем единицу. Так, если альтернативный путь проходит через то же поровое горло, то токи потекут по пути, имеющему меньшую извилистость, и действующее поперечное сечение пути будет равняться наименьшему сечению пор по маршруту.

Таким образом минимальная извилистость тесно связана с фрактальной размерностью геодезических линий.

В случае, когда поровая структура может быть описана одним фракталом и масштаб суммирования всех допустимых токопроводящих путей совпадает с масштабом самоподобия, то из этой модели можно получить известные выражения для проводимости, в виде закона Арчи. Если, кроме того, предполагать, что объем порового пространства ЭФО совпадает с объемом токопроводящих путей, то показатель m в формуле Арчи может быть записан в виде [26]:

$$m = 1 + 2 \frac{D_l - 1}{3 - D_v}. \quad (1.25)$$

Здесь D_v – статистическая фрактальная размерность порового объёма, D_l – статистическая характеристика извилистости (фрактальная размерность токопроводящих каналов).

Указанные зависимости получены при условии однородности флюида в пределах порового пространства. Фактически же мы имеем дело с двумя состояниями флюида, свободным и связанным. При этом свойства флюида в некоторой пристеночной области поры толщины d (напри-

мер, проводимость) могут существенно отличаться от его свойств в свободном состоянии.

Размер такой области, зависит от ряда параметров, и именно здесь формируются заряды, определяющие диффузный слой двойного электрического слоя в порах.

Отметим, что с точки зрения введенного понятия ЭФО рассмотренное выше соотношение для среднеквадратического смещения частицы на фрактальном множестве за время t

$$\langle r^2(t) \rangle = 2\beta t^\alpha, \quad \alpha \neq 0, \quad (1.26)$$

оценивает вероятность задержки частицы в элементарной ячейке. При этом плотность вероятности $f(t) = \alpha / (1+t)^{\alpha+1}$.

Теперь рассмотрим еще один известный подход к обоснованию закона Арчи. В работе [35] из соотношения Эйнштейна [94], связывающего проводимость и коэффициент диффузии, а также выражения (1.26) выведена некоторая разновидность формулы Арчи с показателем степени, которую несложно преобразовать к виду, связанному с рассмотренной выше формулой для показателя m (1.25),

$$m = 1 + \frac{2 - D_w}{D_v - 3}.$$

При этом величина D_w может быть выражена через введенные выше параметры D_l и θ :

$$D_w = 2D_l \text{ или } D_w = 2 + \theta.$$

Таким образом, в определенных случаях можно получить простую связь фрактальной характеристики извилистости с размерностью геодезических линий на фрактальном множестве $D_l = d_\theta$, и, вспоминая, что порядок производной уравнения аномальной диффузии определяется величиной $\alpha = 2/(2+\theta)$, определить конкретную величину $\alpha = 1/D_l$ и, соответственно, вид уравнения аномальной диффузии.

При этом становится ясным, что эмпирический параметр m в формуле Арчи, в частности, характеризует топологию пустот фрактальной среды. Кроме того, учитывая, что величина α является одним из показателей формулы Cole-

Cole, это позволяет дать еще одну трактовку поляризационных параметров.

Заметим, что величина D_l допускает экспериментальное определение, тем самым открывая новые возможности при моделировании. Данные исследований, связанных с экспериментальным изучением фрактальных характеристик осадочных пород, показывают, что D_l в различных условиях может достигать величин от 1.11 до 1.5 (табл. 2) [80].

Таблица 2

Оценочные значения фрактальной характеристики извилистости D_l в сравнении с фрактальной размерностью d_f некоторых типов песчаников

d_f	D_l
2.75	$1 < D_l < 1.21$
2.74	$1 < D_l < 1.18$
2.61	$1 < D_l < 1.29$
2.85	$1 < D_l < 1.11$
2.60	$1 < D_l < 1.35$
2.66	$1 < D_l < 1.22$
2.73	$1 < D_l < 1.21$
2.55	$1 < D_l < 1.54$
2.59	$1 < D_l < 1.50$

Однако заметим, что не всегда целесообразно подробно изучать зависимости показателя α от фрактальных параметров. Например, даже в случае относительно простой модели капиллярной среды, предложенной для обоснования показателя m в формуле Арчи (1.24), этот показатель зависит от различных фрактальных размерностей, характеризующих модель. Для мультифрактальных сред,

с которыми, как правило, приходится иметь дело в любой практической задаче, увязывать показатель степени с фрактальными размерностями крайне сложно и, по-видимому, не целесообразно

1.8. Особенности прогноза во фрактальных средах

Количественная интерпретация комплексных геофизических данных, как правило, сводится к определению геометрических и геолого-гидрологических характеристик разведываемых объектов по совокупности решений обрат-

ных задач для разных методов. Наиболее простым является случай, когда имеются решения обратных задач для методов, описываемых сходными законами, например, для потенциальных методов геофизики (гравитационного, магнитного, естественного электрического поля).

Однако даже в монометодном варианте существует целый ряд проблем, связанных, например, с недостаточной адекватностью реальной среды и её математической модели, как это можно было увидеть в задачах электроразведки, например, при определении структурных особенностей среды в случае, когда в среде происходит сложный процесс, обусловленный комбинацией временных спадов, соответствующих набору различных параметров Cole-Cole

Проблемы существенно возрастают при необходимости объединить данные различных методов, особенно, если в каком-то из них отсутствуют четкие методы решения прямых и обратных задач.

При независимом использовании различных методов можно выделить ряд объектов, однако, сопоставление карт, построенных для каждого из этих методов, часто свидетельствует о существенных расхождениях морфологии отраженных на них полей. Провести однозначное соответствие между распределением аномалий любого из параметров и, например, нефтегазовыми месторождениями, обычно не представляется возможным. Это заставляет опираться при комплексировании на различные статистические методы.

Кроме того, в последнее время всё чаще возникают ситуации, когда методики интерпретации не соответствуют сложности реальной модели. Соответственно снижается достоверность прогноза таких важных для практики параметров, как, например, пористость, проницаемость, флюидонасыщенность

Для преодоления этого необходимо найти объективные критерии, позволяющие объединить анализируемые геолого-геофизические параметры установив между этими параметрами определенные связи.

После многочисленных публикаций касающихся проблем нелинейности геологической среды сформировалась новая парадигма, в основу которой легли синергетические положения о фундаментальной способности сильно неравновесных систем порождать высокоорганизованные структуры [50, 62].

Один из наиболее перспективных подходов, открывающихся в рамках этой новой парадигмы, заключается в возможности непротиворечиво описывать хаотическую динамику и предсказывать появление хаоса в тех или иных системах, а также в разработке методов предсказания поведения хаотических систем.

Подход базируется на получении дополнительной информации об объекте поиска на основе анализа реконструированных аттракторов динамических систем, в результате гипотетического воздействия которых образовались прогнозируемые геологические объекты. Напомним, что аттрактор – это совокупность точек, отображающих эволюцию системы в пространстве параметров.

Математическая формализация такого подхода может базироваться на теории динамических систем. Сам подход достаточно подробно описан, например, в работе [50], однако схемы его применения по-прежнему вызывают много вопросов.

Ситуация осложняется особенностями эволюции геодинамических систем, которые являются открытыми саморазвивающимися. В таких системах существует принципиальное ограничение для прогноза (а также реконструкции) связанное с неустойчивостью решения (т. е. незначительные изменения в начальных данных приводят к значительным вариациям параметров модели). Иными словами, обратная задача реконструкции геодинамической системы является сильно некорректной и фактически не решаемой. Заметим, что в математическом моделировании при решении прогнозных задач не следует пренебрегать изучением специфики развития геодинамических систем, как это происходит в до-

статочны популярных в настоящее время методах нейросетевого моделирования, когда различные данные механически закладываются в некоторый аппарат, разработанный, вообще говоря, для других целей.

Попробуем взглянуть на эту проблему с несколько иной точки зрения. Исходя из общей теории линейного отклика, можно утверждать, что любое воздействие на среду обладает фактором последствия, то есть последствия воздействия обнаруживается не только в момент применения, но и в последующие стадии. Это было заложено в рассмотренном выше подходе В. В. Кормильцева к теории электромагнитного отклика в гетерогенных средах. При этом масштаб, в том числе и временной, такого последствия может быть самым разным. Собственно, сам процесс может быть описан динамической системой, а анализ такой системы может позволить по-новому подойти к задаче прогноза.

Один из вариантов учета особенностей геодинимических систем, как уже упоминалось, может быть основан на модельной реконструкции аттрактора, отражающего поведение системы в пространстве параметров, по динамике изменения одного измеренного параметра. Задача такой реконструкции может быть решена исходя из некоторых достаточно общих предположений с помощью «псевдовременных рядов» [102].

При наличии динамического процесса, или, другими словами, временного ряда, выяснить является ли измеряемая величина результатом воздействия некоторой динамической системы, характеристики которой нам неизвестны, можно на основе работы [72], в которой рассмотрены методы реконструкции поведения системы по изменениям одного из ее параметров.

Предположим, что при обработке сигнала, установлено, что ему соответствует конечномерный аттрактор размерности D . Тогда, согласно теореме Такенса [38], в принципе можно обеспечить адекватное описание динамики на аттракторе системой дифференциальных уравнений размерности m для

случая непрерывного времени или m -мерным отображением в случае дискретного времени.

Идея реконструкции уравнений или отображений, отражающих поведение системы на основании анализа реализаций, вкратце состоит в следующем [72]. Сначала определяется размерность вложения, т. е. размерность фазового пространства конструируемой модели.

Схема, описанная в работах [96, 102], позволяет определить такую размерность и подобрать оптимальный набор данных (измеряемых признаков), которые могут формировать прогнозный параметр. Этот набор признаков определяет вектор состояния системы.

Рассмотрим схему реконструкции аттрактора по наблюдаемому временному ряду $\{x_i\}$. Допустим, что размерность фазового пространства модели m уже выбрана. Для реконструкции векторов состояния применим метод запаздываний со сдвигом $p = 1$ и построим набор векторов, отвечающих последовательным точкам траектории:

Задаваясь временным шагом τ и целым m построим m -мерный вектор, компонентами которого являются значения x в моменты времени $x(t), x(t - \tau), x(t - 2\tau), \dots, x(t - (m - 1)\tau)$, т. е.

$$\mathbf{X}(t) = (x(t), x(t - \tau), x(t - 2\tau), \dots, x(t - (m - 1)\tau)). \quad (1.28)$$

Вектор $\mathbf{X}(t)$ задает точку в m -мерном пространстве, которая с течением времени t перемещается по некоторой траектории.

Такенс [38] доказал, что при некоторых условиях система, реконструированная методом временных задержек из одной фазовой координаты другой системы, сохраняет важнейшие динамические и геометрические свойства этой системы. Значит, если предположить, что мы имеем дело с установившимся режимом колебаний диссипативной системы, то возникающая при описанном построении картинка дает, в соответствии с теоремой Такенса, реконструированный портрет аттрактора

основании анализа наблюдаемой реализации, и проблематичность ее всеохватывающего решения.

Реально такая реконструкция оказывается успешной только в тех случаях, когда имеется и эффективно используется достаточно обширная априорная информация об исследуемой системе. Другими словами, при хорошей аппроксимации функции f .

Тем не менее такое построение позволяет связать с анализируемой реализацией наглядный образ, что само по себе заслуживает внимания [30]. Рассматривая реконструированный портрет при небольших m ($m = 2$ и 3), можно сделать полезные качественные заключения. Картинку можно интерпретировать как проекцию изображения аттрактора из «естественного» фазового пространства системы в «реконструированное» пространство размерности m .

Как показано в работе [72], если в фазовом пространстве исследуемая величина описывает траекторию, имеющую четкую геометрию, то эта величина соответствует некоторой динамической системе. Если изображение выглядит как бесструктурная область, заполненная точками, то это означает, что размерность системы велика по сравнению с m , либо анализируемый сигнал имеет природу случайного шума.

В частности, на рис. 1.25 показаны аттракторы, реконструированные по различным наборам данных, измеренных в процессе геофизических работ. Из приведенных рисунков можно понять отличие в наборах данных. На рис. 1.25а аттрактор имеет выраженную геометрическую форму, а на рис. 1.25b аттрактор представлен бесформенным облаком.

Попытаемся взглянуть на этот критерий несколько шире. Помимо того, что поведение реконструированного аттрактора может рассматриваться как признак самоорганизации системы, оно иллюстрирует еще одно свойство самоорганизующихся систем, на котором мы остановимся подробнее.

1.8. Особенности прогноза во фрактальных средах

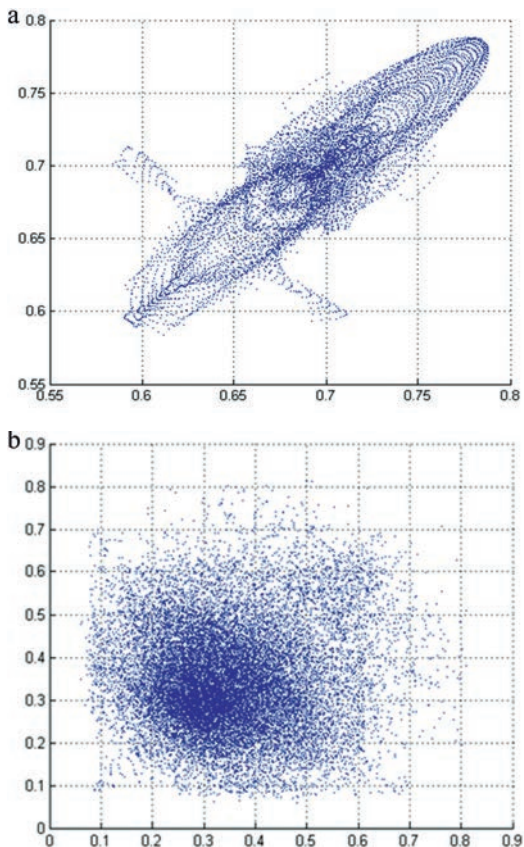


Рис. 1.25. Примеры аттракторов, реконструированных по различным измеренным данным

В работах [52, 62] сформулировано положение, которое может иметь существенное значение для развития прогнозно-поисковой технологии: месторождения являются наиболее упорядоченными участками земной коры.

В принципе, это положение может быть реализовано в конкретных прогнозных задачах. Надо отметить, что понятия «упорядоченность», «порядок», равно как и «хаос», в абсолютном смысле не имеют строгого определения. Но в прикладных задачах важно не абсолютное определение, а возможность сравнивать относительную степень хаотичности (или упорядоченности) различных состояний систем. С этой точки зрения указанное на рис. 1.25 отличие

в поведении аттракторов позволяет рассматривать его, как признак упорядоченности системы.

К сожалению, показанное выше визуальное отличие в поведении аттракторов не позволяет использовать его как количественный критерий при оценке степени упорядоченности.

Но в принципе существуют возможности количественной оценки такой упорядоченности. В качестве такой меры упорядоченности (или хаотичности) можно использовать, например, так называемый старший показатель Ляпунова (экспонента Ляпунова) [47], который тесно связан с поведением аттрактора динамической системы и характеризует экспоненциальный закон разбегания траекторий аттрактора. Определяется ляпуновский показатель как верхний предел

$$\Lambda = \overline{\lim}_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln \|x(t)\|,$$

где $\|x(t)\|$ – норма решения динамической системы.

Суть этого показателя можно проиллюстрировать следующим образом [47]. Рассмотрим точку $\mathbf{x}(t_0)$, принадлежащую аттрактору некоторой динамической системы в начальный момент времени t_0 . Задавшись некоторым малым положительным числом $\varepsilon(t_0)$, выберем на аттракторе ещё одну точку $\tilde{\mathbf{x}}(t_0)$ так, чтобы $\|\tilde{\mathbf{x}}(t_0) - \mathbf{x}(t_0)\| = \varepsilon(t_0)$. Через промежуток времени Δt точки $\mathbf{x}(t_0)$ и $\tilde{\mathbf{x}}(t_0)$ эволюционируют соответственно в $\mathbf{x}(t)$ и $\tilde{\mathbf{x}}(t)$, расстояние между ними равняется $\varepsilon(t)$, где $t = t_0 + \Delta t$.

Очевидно, что $\varepsilon(t)$ зависит от положения точек $\mathbf{x}(t_0)$ и $\tilde{\mathbf{x}}(t_0)$, промежутка времени Δt и, конечно, свойств самой динамической системы. Однако, упрощённо, можно считать, что

$$\varepsilon(t) \cong \varepsilon(t_0) e^{\lambda \Delta t}, \quad (1.30)$$

где λ – параметр, характеризующий поведение динамической системы и называемый *старшим показателем Ляпунова* или *экспонентой Ляпунова*.

После элементарных преобразований получим:

$$\lambda \cong \frac{1}{\Delta t} \ln \frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon(t_0)}.$$

Реально показатель Ляпунова позволяет оценить расхождение траекторий, исходящих из точек $\mathbf{x}(t_0)$ и $\tilde{\mathbf{x}}(t_0)$, где $\mathbf{x}(t_0)$ принадлежит аттрактору, а $\tilde{\mathbf{x}}(t_0)$ – точка возмущения, такая что $\|\tilde{\mathbf{x}}_0 - \mathbf{x}_0\| = \varepsilon$, где ε – величина возмущения.

Можно сказать, что устойчивость системы в смысле показателей Ляпунова характеризует горизонт прогноза – период, для которого прогноз действителен с заданной точностью. На рис. 1.26 показано поведение системы Лоренца [23], который предложил простейшую модель конвекции воздуха. Она описывается внешне очень простыми уравнениями:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = \sigma(y - x), \\ \frac{dy}{dt} = rx - y - xz, \\ \frac{dz}{dt} = yx - bz, \end{cases}$$

где переменная x характеризует поле скоростей, y и z – поле температур жидкости. Здесь $r = R / R_c$, где R – число Рэлея, а R_c – его критическое значение; σ – число Прандтля; b – постоянная, связанная с геометрией задачи.

Отличие в поведении системы Лоренца при различных начальных данных можно увидеть на графике изменения со временем функции $\mathbf{x}(t)$ (рис. 1.26). По рисунку можно оценить и горизонт прогноза.

Теоретически этот горизонт можно оценить по показателям Ляпунова. В частности, для системы Лоренца эти показатели известны (старший показатель Ляпунова равен 0.906 [39]), и горизонт прогноза, определяемый с помощью этого показателя по формуле (1.30), практически совпадает с горизонтом прогноза, определяемым из расчета, результаты которого отражены на рис. 1.26.

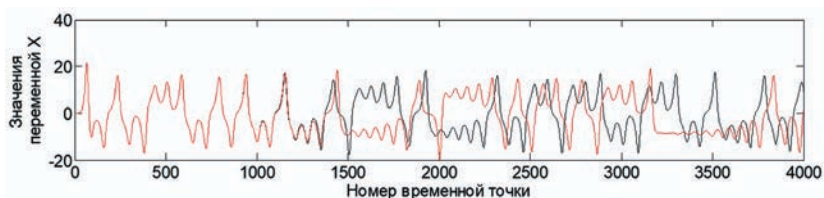


Рис. 1.26. Результаты численного эксперимента Лоренца. Красным цветом показана последовательность $x(t)$, полученная в ходе первого запуска, черным – в ходе повторного счета (отличие начальных данных составило 0.01%)

Но в реальности ситуация может оказаться гораздо сложнее. Это можно увидеть даже на относительно простом примере системы Ресслера [33]:

$$\begin{cases} \dot{x} = -y - z, \\ \dot{y} = x + ay, \\ \dot{z} = b + z(x - c). \end{cases}$$

Отметим, что даже для этой простой системы показатели Ляпунова меняются в зависимости от внешнего воздействия, то есть от значений коэффициентов a , b , c , определяя различные режимы поведения системы от простого периодического до полностью хаотического.

Поэтому получение с помощью этих показателей, восстановленных из системы (1.28), значимых оценок горизонта прогноза для реальных систем, связано с достаточно большими трудностями.

На рис. 1.27 показано сравнение поведение обычного аттрактора Ресслера (а) и аттрактора, прогнозируемого по одной координате с шагом прогноза 30 (б) (в данном случае шаг – это количество последовательных временных точек). Из сравнения рисунков видно, что даже при относительно небольшом интервале прогноза в результате можно получить значительные погрешности. Хотя можно отметить, что при явном отличии прогнозных и реальных данных, сохраняется внешнее сходство этих аттракторов и значит можно сделать определенные выводы о возможном поведении системы в целом.

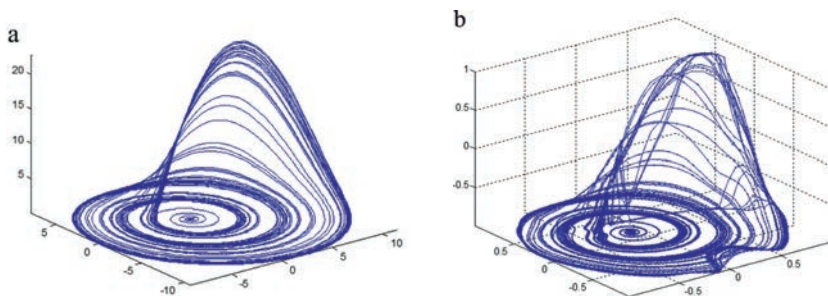


Рис. 1.27. Поведение обычного аттрактора Ресслера (а) и аттрактора, прогнозируемого по координате x с шагом прогноза 30 (б)

Если мы имеем дело с полным комплексом данных, то ситуация с прогнозом меняется, в этом случае горизонт прогноза увеличивается. На рис. 1.28а показано поведение аттрактора Ресслера, прогнозируемое по комплексу данных с шагом 30. Оно практически неотлично от поведения обычного аттрактора. Но при дальнейшем увеличении шага прогноза опять проявляются существенные отклонения (рис. 1.28б).

Эти примеры фактически являются иллюстрацией некорректности задачи прогноза. Кроме того, использование показателей Ляпунова возможно только в случае, когда динамическая система, связывающая различные параметры известна. Если мы имеем дело с реконструированной си-

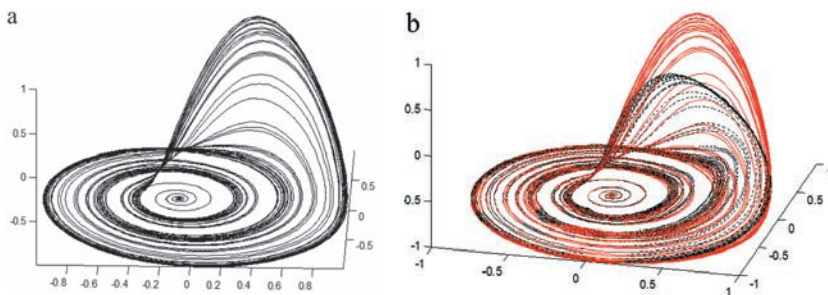


Рис. 1.28. Поведение аттрактора Ресслера, прогнозируемое по комплексу данных с шагом 30 (а), и сравнение обычного аттрактора Ресслера (сплошные линии) с аттрактором, прогнозируемым по комплексу параметров с шагом 45 (пунктирные линии) (б)

стеме, основанной на реконструированном аттракторе, выходом может служить использование функции f из системы (1.29), которая по сути отражает реальные связи между параметрами динамической системы. А именно наличие таких связей позволяет прогнозировать значения любого из параметров системы на основе информации о других параметрах. При этом критерием правильности подбора функции f может являться сравнение реального и модельного аттракторов.

Но фактически конструкция функции f и определяет возможный прогнозный параметр; но при этом реконструированные аттракторы используются для отбора на качественном уровне параметров, которые должны учитываться при прогнозе.

Рассмотрим задачу прогноза параметров разреза по данным наземной электроразведки, точнее – параметров определенных горизонтов. Если исходить из синергетического подхода, предложенного в [96, 102] и основанного на использовании динамических систем, то для восстановления любого параметра требуется совокупность целого ряда альтернативных характеристик, позволяющая дать относительно точный прогноз. Однако по данным наземной геофизики получить совокупность таких характеристик на уровне конкретного горизонта, практически невозможно.

В настоящее время к методам наземной геофизики, позволяющим достаточно достоверно определять параметры разреза, можно отнести сейсморазведку и электроразведку. То есть, учитывая ограниченность набора методов, использование этого подхода в общем случае затруднено.

Определенный интерес в такой постановке может представлять задача дополнения недостающих данных одного метода на основе данных другого метода. Подробнее вопросы связи удельного сопротивления и скоростных параметров мы рассмотрим в следующей главе, а пока отметим, что изменение параметров, характерных для этих мето-

1.8. Особенности прогноза во фрактальных средах

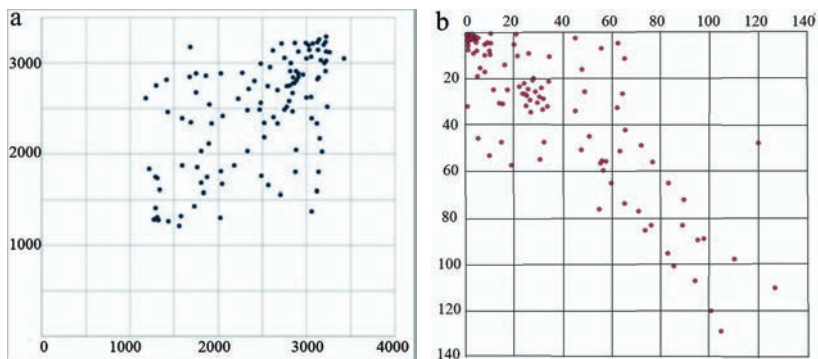


Рис. 1.29. Аттракторы, реконструированные по псевдовременному ряду для скорости продольных волн (а) и удельного сопротивления (б)

дов (скорость продольных волн и удельное сопротивление) (рис. 1.29), вполне укладывается в рамки использования динамических характеристик, отражающихся в поведении реконструированных аттракторов.

К сожалению, ограниченное количество экспериментальных петрофизических данных не позволило получить полноценные аттракторы, но геометрическая структура двухмерной проекции аттракторов, полученная по алгоритму Такенса, хотя и представленная точками на рис. 1.29, явно просматривается. Это, как уже отмечено, и является показателем того, что рассматриваемый параметр сформировался под воздействием некоторой динамической системы, а форма гипотетического аттрактора позволяет отнести его к странным. Но, как уже отмечено, для построения прогнозных оценок на основе динамических систем этих данных недостаточно.

Однако при достаточно большом количестве данных такой подход к задаче прогноза становится вполне реальным, даже на основе использования небольшого количества методов. В качестве варианта такого прогноза рассмотрим пример из работы [102], где была рассмотрена модельная задача прогноза (по данным сейсморазведки и гравиразведки) распределения параметра суммарной продольной проводимости.

Пример аттрактора, иллюстрирующего латентные связи суммарной продольной проводимости с данными гравirazведки и сейсморазведки, показан на рис. 1.30.

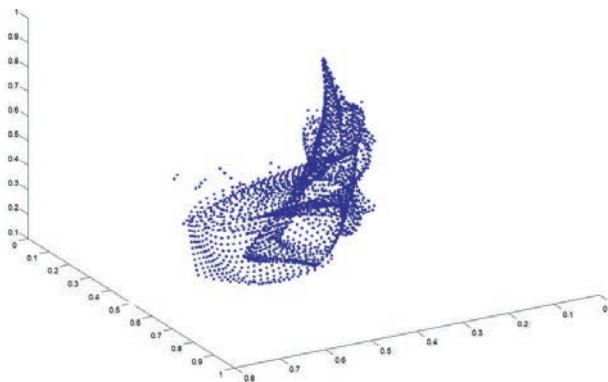


Рис. 1.30. Аттрактор, реконструированный по данным суммарной продольной проводимости, гравirazведки и сейсморазведки

Суммарная продольная проводимость определяется достаточно достоверно, и на рассматриваемой площади был проведен большой объем измерений, позволяющих объективно судить о её распределении. Исходная информация для прогноза задавалась в точках, положение которых совпадало с положением ряда скважин на площади.

Результат прогноза показан на рис. 1.31a. Для сравнения на рис. 1.31b показано реальное распределение суммарной продольной проводимости по площади, полученное по результатам работ методом становления поля.

На этом примере хотелось бы подчеркнуть один немаловажный момент. *С одной стороны, форма аттрактора свидетельствует о том, что поведение параметров отражает след некоторой динамической системы; с другой стороны, реконструированная система может дать дополнительные связи между этими параметрами, позволяющими внести дополнительные соотношения в функционал невязки при формировании поискового признака.*

1.9. Фрактальность среды и локализация зон эпигенеза над залежами УВ

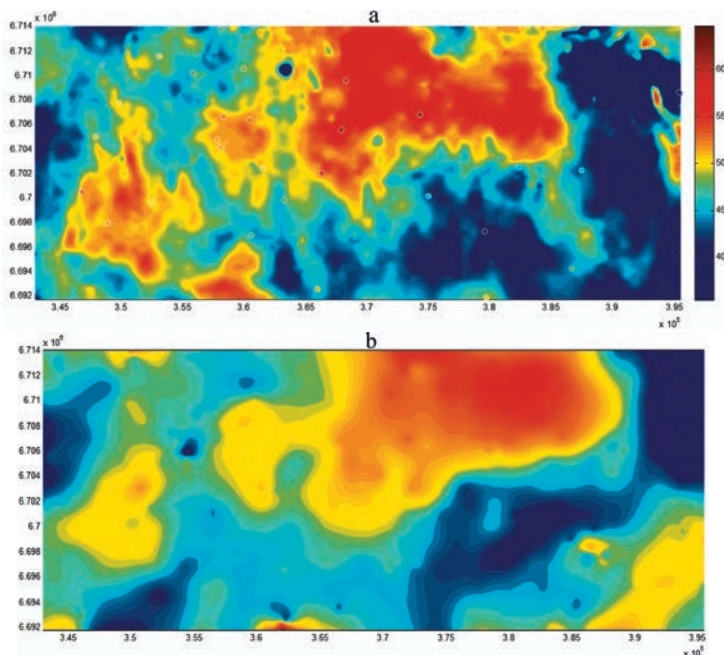


Рис. 1.31. Прогноз распределения суммарной продольной проводимости по совокупности данных сейсмоки и гравиразведки (а) в сравнении с распределением суммарной продольной проводимости по данным электроразведки (б). Кружки (а) обозначают положение точек, в которых задавались данные для прогноза

Собственно, в этом и заключается основное отличие методики прогноза, использующей реконструированные аттракторы динамических систем от стандартных статистических методов.

Другим вопросам связи упругостных и электрических свойств среды посвящена вторая глава, в которой рассматриваются феноменологические аспекты задач сейсмоэлектроразведки.

1.9. Фрактальность среды и локализация зон эпигенеза над залежами УВ

Одним из известных способов обнаружения залежей углеводородов электромагнитными методами является фик-

сация изменений ВЧР под влиянием миграции углеводородов, приводящих к вариациям удельного сопротивления пород, находящихся над залежью.

Интенсивность и вид наблюдаемых геофизических аномалий зависит от условий образования залежей. Феноменологической основой локализации зон эпигенеза является измененная микроструктура и вещественный состав горного массива в окрестности каналов миграции. Это приводит к прогнозируемой модификации геофизических полей. Ареольные изменения над залежами УВ, образовавшиеся при миграции легких газообразных фракций, доходят до верхних горизонтов и становятся доступными для изучения, в частности, современными аэрогеофизическими системами.

Основными видами изменения вещественного состава горных пород над залежами являются: кальцитизация, доломитизация, пиритизация, дегидротация, обогащение радиоактивными элементами.

Зоны эпигенеза над нефтегазовыми залежами, вследствие выраженной дифференциации по физическим свойствам, являются объектами, благоприятными для обнаружения комплексом наземных и аэрогеофизических методов. Локализованные зоны могут рассматриваются как дополнительный поисковый фактор УВ-ловушек.

Одной из особенностей таких аномальных зон является их кольцевая форма, фиксируемая с помощью методов аэроэлектроразведки.

При этом зоны могут фиксироваться как непосредственно в виде аномалий в измеряемых сигналах, так и после обработки и интерпретации в виде аномалий сопротивления в определенном горизонте.

Это можно увидеть, например, по результатам работ на Верх-Тарском месторождении, расположенном на юго-восточной окраине Западно-Сибирского нефтегазоносного бассейна. Здесь залежь локализована в изометричной антиклинальной складке северо-западного направления на глубине 2600 м. Основным продуктивным горизонтом является

тектонически дислоцированный с многочисленными разломами песчаный пласт Ю11 позднеюрского возраста. Суммарная продольная проводимость разреза составляет около 600 См.

На рис. 1.32 представлен результат работ в виде нормализованного с учетом высоты полета сигнала становления поля на времени $t = 500$ мкс. Зона эпигенеза над залежью У В отображается кольцевой аномалией, положение которой коррелирует с проекцией водонефтяного контакта.

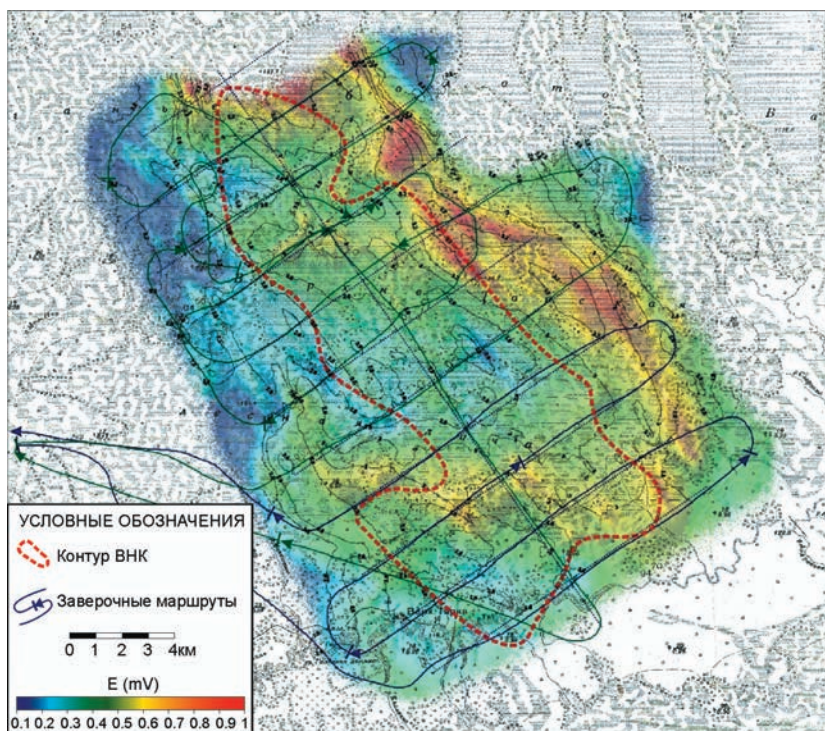


Рис. 1.32. План площадного распределения нормализованного сигнала становления поля на времени $t = 500$ мкс. Масштаб съемки 1:100 000

Аналогичный результат можно наблюдать и на Чайкинском месторождении в Восточной Сибири, где установлена связь распределения продольного электрического сопротивления в верхней части разреза до глубины 300–500 м

с положением проекции ВНК на дневную поверхность (рис. 1.33).

Представленные результаты получены с помощью аэроварианта метода становления поля с использованием вертолетной разведочной платформы серии «Импульс А5».

Интерес, с нашей точки зрения, представляет вопрос о связи таких аномальных зон с геохимическими аномалиями над скоплениями углеводородов, также формирующимися в результате процессов миграции, которые могут быть смоделированы с помощью уравнений диффузии во фрактальной среде.

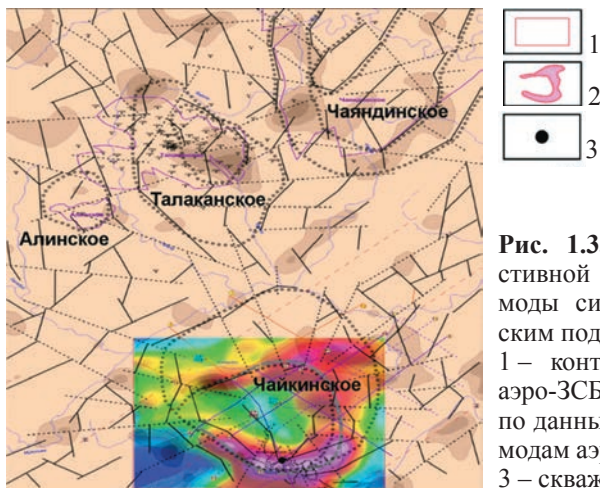


Рис. 1.33. Аномалия резистивной + поляризационной моды сигнала над Чайкинским поднятием.

1 – контур площади работ аэро-ЗСБ; 2 – зона эпигенеза по данным ТЕМ(ЗСБ)- и ИР-модам аэро-электроразведки; 3 – скважина с притоком УВ

При нефтепоисковых работах геохимические исследования занимают особое место. Сложные пути миграции углеводородов не позволяют однозначно сопоставлять геохимическую аномалию и ее источники. Кроме того, измеряемые в геохимии величины обычно – результат целого ряда геологических процессов, которые, к тому же, могут быть обусловлены различными источниками.

Однако при некоторых предположениях возможно создать схему интерпретации геохимических данных [10, 63, 100], позволяющую построить приближенную модель аномальной зоны.

Один из основных подходов к анализу геохимических данных базируется на статистическом спектральном анализе. Однако эти методы зачастую не срабатывают должным образом. Одна из причин таких неудач, в частности, заключается в предположении, что совокупности данных, порождаемых различными геологическими процессами, могут быть различимыми статистически. При этом слабо используются закономерности пространственного распределения геохимических аномалий.

Мы уже отмечали, что большинство геологических процессов генерирует модели, обладающие масштабной инвариантностью (которую часто называют «самоподобием» или «самоаффинностью»). Причем эти свойства отмечаются как в пространственной, так и в частотной областях [42].

В пространственной области свойства самоподобия могут быть связаны с пространственной геометрией моделей, распределением значений поля и изменениями геометрии поля, соответствующими изменениям его значений. В частотной области такие свойства главным образом представлены распределением спектральных плотностей.

Анализ различных процессов во фрактальной среде обычно приводит к уравнениям в производных дробного порядка, в частности к уравнению аномальной (сверхмедленной) диффузии. Известно, что именно дробное дифференциальное исчисление, о котором шла речь выше, успешно описывает все особенности такой диффузии. Один из вариантов уравнения, описывающего процесс диффузии в трехмерной среде имеет вид [28, 29].

$$\frac{\partial^{2/d_w}}{\partial t^{2/d_w}} P(r, t) = \frac{1}{r^{2d_f/d_w-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{2d_f/d_w-1} \frac{\partial}{\partial r} P(r, t) \right), \quad (1.31)$$

где d_f – пространственная фрактальная размерность, d_w – динамическая фрактальная размерность, характеризующая показатель степени диффузии (во фрактальной среде $d_w > 2$), P, t, r – безразмерные переменные давления, времени и пространства.

На основании этого уравнения могут быть получены соотношения, аналогичные имеющим место для потенциальных полей и связывающие спектральную плотность измеренного геохимического поля, его фрактальные характеристики и расстояние до источника.

Однако получить информацию о зависимости поля от временной частоты из практических измерений крайне затруднительно. К тому же в эти соотношения входят достаточно сложные специальные функции. Поэтому рассмотрим линейризованную задачу, в основе которой лежит наличие степенной зависимости между площадью $A(\rho)$, на которой концентрация элемента превышает ρ , и величиной ρ , отражающей фрактальный характер распределения геохимических аномалий.

Это проиллюстрировано на рис. 1.34, где показано, что в билогарифмическом масштабе значения $A(\rho)$ от ρ могут быть аппроксимированы совокупностью прямых линий, наглядно отражающих изменение фрактальной размерности соответствующих зон. Перерывы прямой линии и соответствующих величин ρ могут быть использованы, чтобы разделить значения геохимического поля.

В предположении, что мы имеем дело только с вертикальной миграцией углеводородов, проходящей по верти-

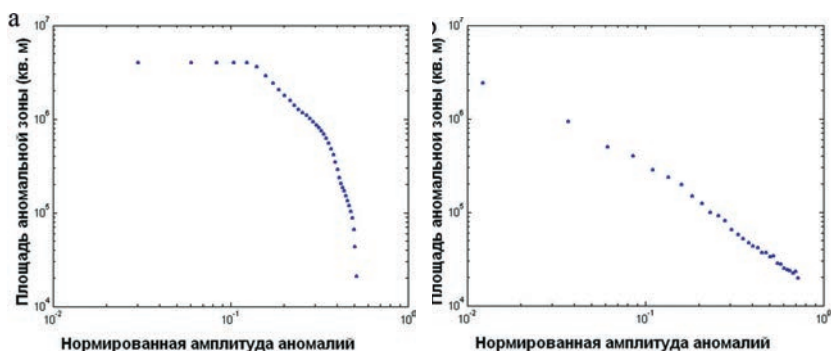


Рис. 1.34. Зависимость между амплитудой геохимической аномалии и площадью ее распространения: а – C_2H_6 (результаты работ в Западной Сибири), б – CH_4 (результаты работ в Восточной Сибири)

кальным каналам, обладающим некоторыми фрактальными характеристиками, связанными с их длиной, извилистостью и диаметром.

Пространственное разделение спектральной плотности по фрактальным размерностям можно соотнести с фрактальными характеристиками путей миграции и, в силу предполагаемой вертикальности миграционного потока, разделение соответствующих областей также проводить по вертикали. То есть, выделяя объект некоторой фрактальной размерности, мы соотносим его с некоторой кажущейся глубиной, на которой этот объект мог быть расположен.

На рис. 1.35 показаны результаты моделирования вертикальной миграции, базирующейся на решении приведенного

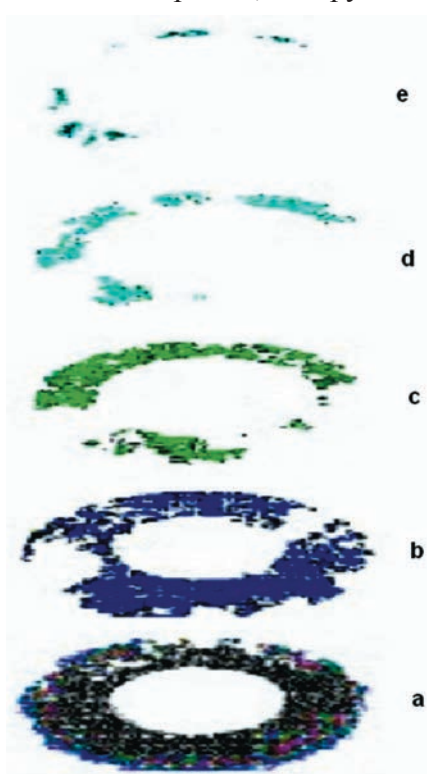


Рис. 1.35. Теоретическая модель вертикальной диффузии

выше уравнения в дробных производных.

Этот рисунок позволяет представить, как приблизительно может выглядеть реконструкция миграционного потока.

Как инструмент для выделения объектов одинаковой фрактальной размерности может быть использован аппарат вейвлет-преобразований [2, 5, 54].

Именно вейвлет-преобразование с его иерархическим базисом хорошо приспособлено для анализа фрактальных и мультифрактальных множеств, имеющих иерархическую природу. Дисперсия коэффициентов вейвлет-преобразования пропорциональ-

на дисперсии анализируемых данных и дает распределение энергии процесса по масштабам. Возможность получения этой характеристики локально позволяет не только получить набор характерных масштабов, но и объективно определить масштабы, связанные со структурами.

Это позволяет соотнести выделяемый с помощью вейвлет-спектра объект с определённым пространственным масштабом, связанным с определенной фрактальной размерностью и, по аналогии с вышесказанным, с некоторой глубиной.

При таком подходе в вейвлет-спектре геохимических аномалий выделяются явно просматриваемые кольцевые зоны, часто не отмечаемые в исходных полях. Примеры таких зон, проявившихся в спектральном анализе распределения C_2H_6 над одним из месторождений Западной Сибири, показаны на рис. 1.36

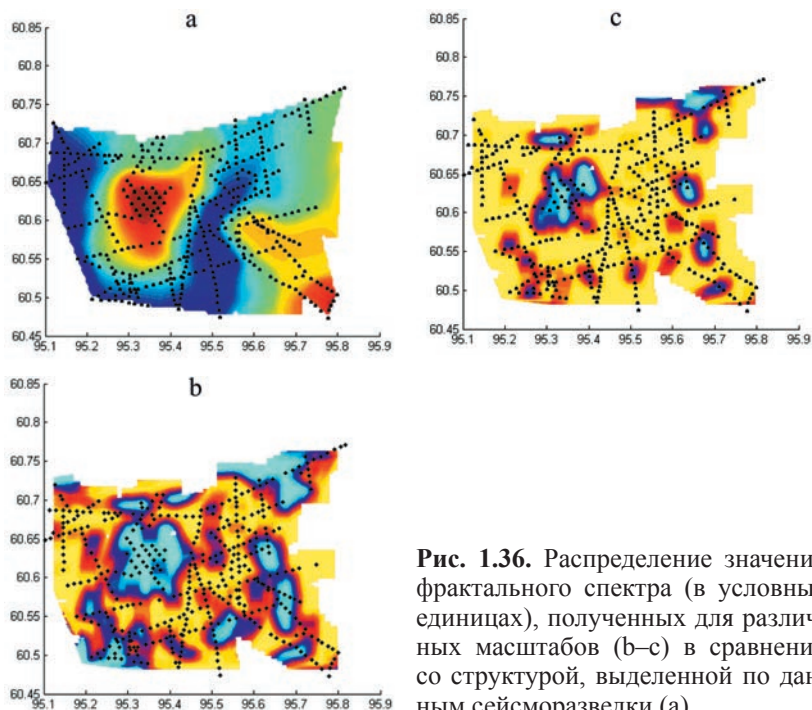


Рис. 1.36. Распределение значений фрактального спектра (в условных единицах), полученных для различных масштабов (b–c) в сравнении со структурой, выделенной по данным сейсморазведки (a)

На Чайкинском месторождении наблюдается аномалия распределение МЭД гамма-излучения, также имеющая кольцевую форму (рис. 1.37).

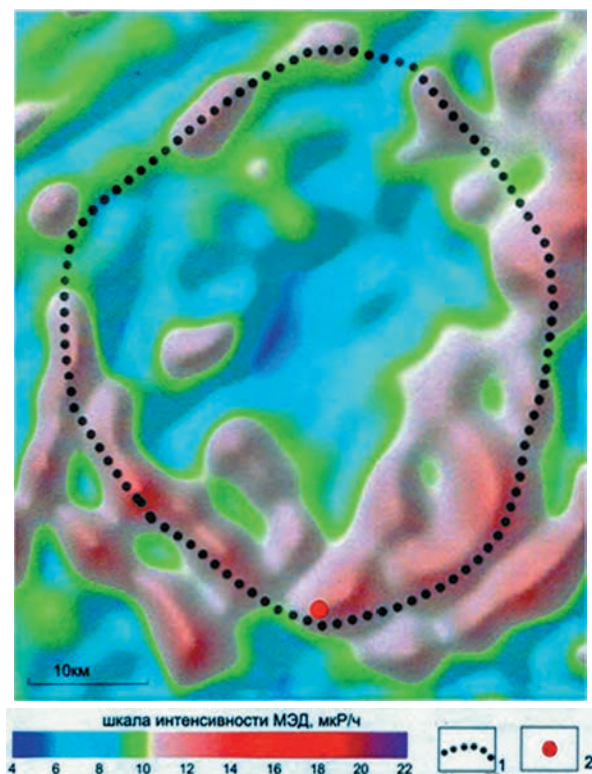


Рис. 1.37. Распределение МЭД гамма-излучения в пределах Чайкинской купольной структуры. 1 – контуры купольной структуры; 2 – скважина, вскрывшая водонефтяной контакт

Таким образом, поисковый признак – наличие зон эпигенеза над УВ-залежами, отмечаемых в виде зонально-кольцевого распределения аномальных характеристик электромагнитных полей, – находит отражение и в спектральных характеристиках геохимических полей, что дает возможность рассматривать его, как объективный и достаточно надежный поисковый фактор для установления собственно УВ-месторождения.

Глава 2

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЗАДАЧ СЕЙСМОЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ

Методы сейсмоэлектроразведки (электросейсморазведки) достаточно давно привлекают внимание геофизиков. Интерес к этим методам, в частности, базируется на том, что сейсмоэлектроразведка наряду с немногими электроразведочными методами не относится к методу сопротивлений. В основе его лежат совсем иные принципы, что позволяет существенно дополнить и уточнить результаты, получаемые обычной электроразведкой.

Еще в 1939 г. А. Г. Иванов обратил внимание на наличие электрокинетических (механоэлектрических) явлений в пористой среде (к этому классу сред относятся все осадочные породы) [60]. Он же с помощью ряда оригинальных модельных и натуральных экспериментов первым выявил основные черты открытого явления [61]. Пятью годами позже (1944 г.) советский геофизик Я. И. Френкель вывел уравнения, на которых базировалась первая теория сейсмоэлектрической конверсии и которые до сих пор являются основой всех теоретических исследований в области сейсмоэлектрики [104].

В 90-е годы прошлого столетия сотрудник Массачусетского технологического института С. Прайд написал новую теорию сейсмоэлектрических явлений, выполнил математическое и физическое моделирование и создал технологию проведения полевых работ [31, 32]. По Прайду, двойной электрический слой возникает на поверхности каждой частицы горной породы в среде, где имеются в виде ионов другие диссоциировавшие вещества, т. е. существует ситуа-

ция, обычная для условий залегания осадочных горных пород. Механические (сейсмические) колебания способны деформировать двойной электрический слой, и часть ионов внешней (диффузной) обкладки двойного электрического слоя переходит в раствор или сильно отклоняется от своего первоначального положения. В результате смещения зарядов возникает переменное электромагнитное поле с частотой, совпадающей с частотой возбуждающего сейсмического поля (сейсмоэлектрическая конверсия). В свою очередь, если воздействовать на двухкомпонентную среду электромагнитным полем, то возникают (вследствие пондеромоторного эффекта) механические колебания, которые тоже могут быть зарегистрированы измерительной аппаратурой (электросейсмическая конверсия).

Существенное развитие сейсмоэлектроразведочные методы получили благодаря трудам Б. С. Светова, который модернизировал теорию С. Прайда [87–91]. По С. Прайду различают сейсмоэлектроразведку и электросейморазведку. Первое понятие означает, что источником первичного поля являются механические (сейсмические) колебания, а регистрируется электромагнитное поле (его электрическая и магнитная компоненты). Второе понятие, напротив, относится к случаю возбуждения первичного электромагнитного поля и регистрации механических колебаний (электросейморазведка). Каждый из этих методов имеет право на существование и дает отличающиеся геологические результаты.

Существует большое количество публикаций, посвященных методам сейсмоэлектрики, и надо отметить, что интерес к проблемам сейсмоэлектроразведки не угасает. Они остаются активным предметом обсуждения (например, [17, 31, 34, 36]. Так в книге [34] отмечено, что эти методы представляют несомненный интерес для всё большего числа приложений, например, чтобы охарактеризовать водоносные слои, шлейфы загрязнения или вадозные зоны.

Но даже беглый обзор публикаций убеждает в том, что большинство статей относятся к результатам научных

и опытно-методических исследований. Это отражает реальное состояние разработки метода. Протяженные профили (десятки км), решающие производственные задачи, удалось выполнить лишь в нескольких географических пунктах мира: пустыне Калахари (Южная Африка), Центрально-Австралийской пустыне, Западной Украине и т. д. При этом основной задачей, которая ставилась перед работами, была разведка воды (за исключением Украины). Главной причиной, ограничивающей применение метода, была малая величина регистрируемого сигнала и недостаточная мощность применяемых источников сейсмических колебаний. Испытания показали, что в пределах имевшихся в распоряжении исполнителей мощностей связь проявления сейсмоэлектрического эффекта и давления сейсмической волны прямая и линейная.

Однако все больше и больше начинала преобладать точка зрения, что сейсмоэлектрическая конверсия возникает не только за счет прямого давления энергии, возбуждаемой искусственно (вибратор, взрыв), а за счет внутренней энергии горной породы. Сейсмическая энергия играет лишь роль «спускового крючка». Вот что писал по этому поводу Б. С. Светов: «Сейсмоэлектрика (СЭ) рассматривается как геофизический метод, позволяющий выйти на новый уровень познания реальной геологической среды – получения информации об ее энергетическом состоянии и о строении горных пород. При воздействии на геологическую среду упругим полем в областях ее энергетической неустойчивости происходят необратимые изменения физических параметров, в частности, удельного сопротивления» [91].

Заметим, что большинство публикаций в основном касаются сейсмоэлектрического эффекта 2-го рода (сейсмоэлектрической конверсии). Полевые исследования на основе изучения эффекта 2-го рода давали хорошие результаты, например, при прослеживании кровли водоносных пластов (пористой водонасыщенной среды).

Сейсмоэлектрический эффект 1-го рода (СЭЭ-1) (изменение под влиянием упругого воздействия электрофизиче-

ских свойств среды, в частности, удельного электрического сопротивления) [59] обладает существенно большей глубиной проникновения в геологическую среду, которая не всегда ограничивается мощностью применённого источника. Кроме того, характерной чертой эффекта 1-го рода является длительное время релаксации (достигающее порой нескольких суток), а иногда и необратимый процесс преобразования среды. Замечено, что столь сильный и длительный процесс характерен для трещиноватых относительно малопористых коллекторов по преимуществу карбонатного состава.

Существуют теоретические описания некоторых особенностей эффекта первого рода. Большая глубинность объясняется эстафетным процессом образования трещин в жёстких кристаллических породах и так называемым «триггерным эффектом», т. е. способностью горной породы, находящейся в состоянии энергетической неустойчивости, самовозбуждаться и менять свои параметры под действием сравнительно слабого сигнала. Процесс трещинообразования не заканчивается с окончанием воздействия, а распространяется во времени и пространстве, очень медленно затухая. Подобный процесс может приводить к очень существенным изменениям физических параметров геологической среды. Например, величина удельного электрического сопротивления среды после вибрации может отличаться в несколько раз от начальной [56].

На величину проявления СЭЭ-1 влияют: минеральный состав твердого скелета осадочной горной породы и его структура; пористость (открытая и закрытая); проницаемость и структура поровых каналов; состав и объем минерального цемента; «извилистость» поровых каналов; состав и минерализация электролита, насыщающего поры; наличие и количество в составе горной породы включений нефти и газа; наличие и состав акцессорных минералов (влияющих на свойства и однородность двойного электрического слоя); смачиваемость. Влияет также температура и, весьма вероятно, горное давление.

Такая многофакторность сейсмоэлектрического эффекта дает основание для получения с помощью СЭЭ1 дополнительной информации о структуре среды, в частности об ее коллекторских свойствах.

2.1. О методиках сейсмоэлектроразведки

Несмотря на достаточно большое число публикаций, посвященных вопросам сейсмоэлектрики, до сих пор почти не делалось попыток рассмотреть полученные результаты с некоторых общих позиций, выделить основные особенности проявления сейсмоэлектрических эффектов в тех или иных сейсмогеологических и геоэлектрических условиях. Большинство статей представляют собой описание тех или иных лабораторных опытов, результатов численного моделирования или итогов опытно-методических полевых работ, выполненных на ограниченной территории в одном из геологических регионов.

Кроме того, особенности проявления сейсмоэлектрических эффектов 1-го и 2-го рода (и «обратных» по отношению к ним электросейсмических эффектов 1-го и 2-го рода) рассматривалось (и описывалось) чисто феноменологически, без анализа их физической и геологической природы. Объясняется это тем, что чрезвычайно редко удавалось совместить два трудоемких процесса – сейсмоэлектрические и петрофизические исследования. Помимо этого, для осуществления обоснованной интерпретации на разных стадиях сейсмоэлектрического процесса (до воздействия, во время воздействия и после воздействия на геологическую среду акустическим или электромагнитным полем) требовалось выполнить большой объем лабораторных и модельных работ как на природных образцах (кернах), так и на искусственных моделях, создав предварительно для этого соответствующую технику. Попытки, предпринятые в этом направлении [84], так и остались незавершенными.

При этом речь шла о небольших глубинах порядка нескольких десятков метров и преимущество в решении этой

задачи по сравнению с обычными методами разведочной геофизики было не очень понятным. Вместе с тем с самого начала применения сейсмoeлектрики геофизиков интересовали существенно большие глубины исследований и возможность применения сейсмoeлектрики для поисков нефти и газа. Объясняется это недостаточной эффективностью сейсморазведки и электроразведки в классическом варианте для непосредственного обнаружения залежей (пористой среды, насыщенной нефтью и газом).

Именно поэтому в СССР и России практически все полевые сейсмoeлектроразведочные работы с самого начала ставились в нефтегазоносных районах с целью изучения возможности прямого обнаружения залежей нефти и газа [45, 82, 83, 89]. Аналогичным образом дело обстояло за рубежом. Проблему разработки и внедрения сейсмoeлектроразведки взяли на себя крупные нефтяные компании и ведущие научно-исследовательские организации (Exxon Mobile, Массачусетский технологический институт, Пекинский госуниверситет и др.). Полученные результаты не были отрицательными, но отражали недостаток фактического (научного) материала в исследуемой области (сопоставления сейсмoeлектрики и петрофизики, сопоставления результатов классических методов геофизики и сейсмoeлектрики и т. д.).

Лишь относительно недавно появились убедительные доказательства значительно большей глубинности сейсмoeлектрики, чем это следует из теории М. Био и С. Прайда. В первую очередь к такому выводу позволяют прийти работы саратовских геофизиков [82] и нефтяников Техаса, где удалось оконтурить три нефтегазовых залежи, залегающих на глубине более 1500 м [40]. Этот факт был воспринят геофизиками Запада как очень значительный (статью в *Geophysics* подписали 14 специалистов). Результат был получен методом электросеймики. Мощность возникших при этом сейсмических колебаний контролировалась на глубине в расположенных на площади исследований скважинах. Возможность зарегистрировать на поверхности Земли сейсмический отклик от

воздействия электромагнитного поля, возникла за счет действия электросейсмического эффекта 1-го рода, т. е. за счет изменения сейсмических свойств геологической среды.

Б. С. Светов на основании многолетнего опыта полевых, скважинных и теоретических исследований пришел к выводу о том, что сейсмоэлектрика с использованием эффекта 2-го рода – метод инженерно-геологических и гидрогеологических исследований, т. е. малоглубинный [91]. Действительно, следует отметить, что проблема применения сейсмоэлектрического эффекта 2-го рода для целей глубоких исследований является достаточно сложной, во всяком случае, более сложной, чем проблема горизонтально-неоднородных сред в обычной электроразведке.

Дело осложняется еще тем, что полноценные сейсмоэлектрические аномалии возбуждаются уже первым сверху пористым водонасыщенным пластом. Таких пластов, перекрывающих целевой, может быть несколько с достаточно произвольным расположением в пространстве и переменными геометрическими и физическими параметрами. Интерпретация регистрируемых аномалий может быть неоднозначной. Большую роль играет мощность используемого источника возбуждения. Работы в этом направлении все ещё требуют дополнительного научного обоснования (физическое моделирование в трехмерной среде, моделирование на естественных и искусственных образцах, с использованием многослойных моделей и т. д.) и опытно-методических работ в специально подобранных регионах, где геоэлектрические условия благоприятствуют применению метода СЭ.

Что же касается сейсмоэлектрического (и, соответственно, электросейсмического) эффекта 1-го рода, то, как показал опыт работ [75, 76, 82, 83], глубинность его существенно больше и не всегда ограничивается мощностью примененного источника. Мы уже затрагивали возможное влияние «триггерных эффектов» на длительность и глубинность процессов трещинообразования. Влияние физических полей на темпы развития таких эффектов в нагруженной геологической среде

доказано многочисленными геофизическими наблюдениями. При этом метастабильное состояние таких сред зависит от целого ряда факторов (текущий уровень трещинообразования, динамика напряжений во времени, определяемая темпом внешней деформации и уровнем возможных внешних воздействий). Так техногенные воздействия в виде продолжительной нефтедобычи на глубине 1–3 км могут существенно повлиять на перераспределение тектонических напряжений в обширной области массива и способствовать формированию сейсмических очагов на глубине 10–20 км.

Как уже отмечалось, характерной чертой метода, использующего эффект 1-го рода, являются длительное время релаксации, а иногда и необратимый процесс преобразования среды. Особенно этот эффект проявляется в трещинных относительно слабо пористых коллекторах, сложенных, как правило, карбонатными породами и представляющих собой энергетически неустойчивые зоны в составе осадочного разреза. Можно отметить, что, например, Сибирская платформа благодаря триасовому трапповому магматизму может служить областью широкого развития подобных зон.

Вполне возможно, что наряду с изучением фильтрационно-емкостных характеристик карбонатных коллекторов с помощью сейсмоэлектрики удастся установить места древних разломов, служивших источниками интрузивного материала и одновременно путями проникновения углеводородов в вышележащий осадочный разрез. Иными словами, применение сейсмоэлектроразведки открывает некоторые новые возможности для геологического изучения недр с помощью геофизики.

При этом надо подчеркнуть необходимость ее комплексного применения. Сейсмоэлектрические и электросейсмические работы отражают динамику состояния геологической среды, т. е. ее изменение или реакцию на внешнее воздействие с помощью того или иного геофизического поля. Но для того чтобы судить о состоянии среды «до воздействия» и «после воздействия», необходима постановка

на той же территории традиционных геофизических работ (сейсморазведка и электроразведка).

Это, естественно, увеличивает стоимость комплексных работ. Возможно, именно это явилось причиной того, что до настоящего времени дальше экспериментальных работ исследования сейсмоэлектрического эффекта первого рода фактически не продвинулись. В данной работе мы пытаемся показать, что информация, которую дает сейсмоэлектроразведка может сыграть существенную роль при прогнозе коллекторских свойств разреза.

2.2. Математическое моделирование сейсмоэлектрического эффекта первого рода

Как уже отмечалось, проявление сейсмоэлектрических эффектов зависит от большого количества разнообразных геологических, физических и химических параметров, часто неизвестных и не измеряемых экспериментально. Поэтому создание общей математической модели для решения прямых и обратных задач, связанных непосредственно с расчётом сейсмоэлектрического эффекта для конкретной среды, по-видимому, дело будущего.

Тем более актуальным является решение конкретных задач расчёта возможного изменения электрических параметров среды под влиянием упругого воздействия

Один из возможных механизмов последствия сейсмоакустического воздействия рассмотрен в работе [56], где отмечается, что эффективность управляемых воздействий повышается автоэмиссионным механизмом возбуждения и эстафетой передачи упругих импульсов от распространяющихся колебаний. Кроме того, в трещиноватых породах происходит квазистатическое локальное наполнение и изменение напряжений и возникает дополнительное излучение упругих колебаний, которые «достигают, а иногда и превосходят уровни первичных техногенных и естественных нагрузок». Возможные причины таких процессов, по мнению авторов, могут

заключаться в том, что трещины не только вносят искажение внешнего поля напряжений, но в определённых условиях они являются источниками акустических и электромагнитных волн. Одним из механизмов генерации этих волн является распространение разрыва со скоростями, близкими к скорости поперечных волн. При этом отклик среды не прямо пропорционален числу импульсов воздействия. Подрастание, взаимодействие и автоэмиссия являются ведущими механизмами развития трещиноватости и группирования в виде кластеров или линейных систем различного масштаба в поле переменных нагрузок. Указанные механизмы являются основой «самоорганизации» трещиноватости в условиях сложного напряжённо-деформированного состояния геологической среды.

Однако известно, что сейсмоэлектрический эффект отчетливо наблюдается при физическом моделировании в небольших образцах, в этой ситуации вряд ли работали такие механизмы. По-видимому, имели место просто процессы деформации порового пространства.

Следует подчеркнуть ещё одну особенность физического моделирования. В полевых экспериментах, как было отмечено выше, для трещинных коллекторов по преимуществу карбонатного состава процесс преобразования геологической среды существенно отличается от аналогичных процессов в терригенных породах. При физическом моделировании существенного отличия в длительности процессов возвращения параметров среды (в частности, удельного сопротивления) не отмечалось. Это лишний раз говорит о сложности механизмов возникновения сейсмоэлектрического эффекта 1 рода.

Рассмотрим модель возникновения сейсмоэлектрического эффекта, обусловленного изменением геометрии порового пространства при упругом воздействии. В качестве базовой примем схему формирования величины удельной электропроводности горной породы, основанную на фрактальной модели среды [26]. Фрактальность в реальной горной

порode будем рассматривать, как самоподобие в определенном диапазоне масштабов.

Такая модель рассмотрена в главе 1. Усложним модель, включив в неё дополнительную «пристеночную» область порового канала, свойства которой могут изменяться и менять размер и конфигурацию поровых каналов, и, соответственно, удельную проводимость среды. С точки зрения сейсмоэлектрического эффекта нас будет интересовать модель, в которой такая дополнительная область может как уменьшать, так и увеличивать площадь сечения поровых каналов.

Пусть масштаб самоподобия меняется по закону $\lambda = \lambda_0^{k/K}$ (λ_0 – минимальный масштаб диапазона, k, K – целые числа). Несложно показать, что суммарная площадь сечений открытой части поровых каналов в диапазоне масштабов ($0 \leq k \leq K$) равняется

$$S_V = G_S \Lambda_2^0 \sum_{k=0}^K \left(\lambda_0^{(2-D_s)/K} \right)^k,$$

где Λ_2^0 – максимальный размер сечения порового канала в рассматриваемом диапазоне масштабов.

Суммарная площадь сечений пристеночной (шириной d) части поровых каналов может быть представлена в виде:

$$S_d = G_I \Lambda_0 d \sum_{k=0}^K \left(\lambda_0^{(2-D_s)/K} \right)^k.$$

После упрощений отношение этих величин, соответственно, будет иметь вид:

$$\frac{S_d}{S_V} = \frac{2G_I}{G_S} \frac{d}{\Lambda_0 \left(\lambda_0^{(1-D_s)/2} + 1 \right)}.$$

Учитывая, что при неизменной извилистости удельная проводимость определяется площадью сечения, это соотношение дает возможность оценки влияния смещения стенок поры, обусловленного упругим воздействием. Отметим, что смещение может происходить в разных направлениях.

Кроме того, эта модель позволяет рассматривать случай, когда пристеночная область обладает собственной электропроводностью. Как правило, мы имеем дело с двумя состояниями флюида, свободным и связанным. Свойства флюида в пристеночной области поры (например, проводимость $\sigma_0\delta$) может существенно отличаться от его проводимости в свободном состоянии σ_0 . Заметим, что для такой модели можно получить некоторое выражение закона Арчи, обобщённое по сравнению с формулой (1.24):

$$\sigma = a_m \left[\left(1 - \frac{2G_l}{G_s} \frac{d}{\Lambda_0} \right) \sigma_0 + \frac{2G_l}{G_s} \frac{d}{\Lambda_0} \sigma_{0d} \right] \Phi^m,$$

где m выражается формулой (1.25).

Именно на этой пристеночной области формируются заряды, определяющие двойной электрический слой в порах, играющий большую роль в проявлении сейсмoeлектрического эффекта 2-го рода по Прайду. Но мы попытаемся оценить не непосредственный эффект от токов, обусловленных смещением ионов, а учесть влияние этих ионов на величину удельного электрического сопротивления пород коллектора, которое после упругого воздействия можно измерить электроразведочными средствами.

В случае, когда поры имеют правильную форму, можно выполнить прямой подсчёт эффекта, связанного с изменением геометрии пор и диффузией двойного электрического слоя. В работе [78] рассмотрены ячейки породы, поровые каналы в которой имеют правильную геометрию (образованы трещинами имеющими форму цилиндров, конусов и треугольных призм), но обладают прежней извилистостью. Рассмотрим некоторые результаты, полученные в этой работе

Предполагая, что трещины в результате упругого воздействия сжимаются (изменение раскрытия трещины составило от $2 \cdot 10^{-5}$ м до $1.3 \cdot 10^{-5}$ м) и полагая что значение m в формуле Арчи

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \Phi^m$$

Но, как уже отмечалось, существует ещё один путь проявления сейсмoeлектрического эффекта, который основан на теории Прайда, связанной с деформацией диффузной части ионов двойного электрического слоя при упругом воздействии.

Рассмотрим не прямой эффект от токов, обусловленных изменением диффузной части двойного слоя, а возможные вариации удельного электрического сопротивления пород коллектора, которое после упругого воздействия можно измерить электроразведочными средствами. Для этого достаточно рассчитать возможное изменение удельного электрического сопротивления пористого пласта после механического воздействия, связанное с увеличением числа проводящих ионов в поровой жидкости, в зависимости от размеров и формы пор.

Основную роль при этом играет количество пор и площадь их внутренней поверхности. Для случая совокупности пор правильной формы эти параметры могут быть рассчитаны. Пример таких расчетов для призматических трещин размерами $0,4 \cdot 10^{-6}$ – $0,26 \cdot 10^{-5}$ м, представлен на рис.2.2 [78].

Считая исходное состояние пор электронейтральным и в предположении, что электролит состоит из растворенной в воде соли NaCl, можно выполнить математическое



Рис.2.2. Количество и суммарная площадь внутренней поверхности пор для призматических трещин с размерами $0,4 \cdot 10^{-6}$ – $0,26 \cdot 10^{-5}$ м

моделирование уменьшения УЭС породы пласта-коллектора для пор правильной формы (кубиков, сфер и призматических трещин) после механического воздействия. По аналогии со словами Б.С.Светова [88] можно сказать, что механическое воздействие от удалённого взрыва может сыграть роль «спускового крючка» в разрушении электронейтральной системы (триггерный эффект). А. Г. Иванов [60] назвал это эффектом электризации пластовых залежей при прохождении через них упругих волн. Происходящая при этом диффузия ионов изменяет УЭС порового флюида за счет повышения концентрации NaCl и, соответственно УЭП пласта

На рис. 2.3 показан пример изменения дополнительной концентрации и дополнительной электропроводности порового флюида, когда в порах имеется двойной электрический слой с электрокинетическим потенциалом 50 мВ, для разных длин трещин.



Рис.2.3. Изменения дополнительной концентрации NaCl и дополнительной электропроводности порового флюида

Уменьшение УЭС в рамках выбранной модели зависит от формы пор и их характерного размера. В простейшей модели зависимость величины эффекта от пористости достаточно очевидна. Чем больше мелких пор в поровом пространстве, тем больше удельная поверхность, и тем большие последствия может иметь механическое воздействие, что

может являться основой для прогноза коллекторских свойств пласта.

Для моделирования и оценки возможного эффекта желательнее иметь информацию, прежде всего о величине удельной поверхности пор или хотя бы о распределении пор по размерам

Заметим, что, образование дополнительного числа носителей заряда в открытых порах может проявляться ещё одним эффектом – усилением процессов вызванной поляризации. Кроме того, эти процессы могут возникнуть и в зонах коллектора, занятых закрытыми порами, то есть в виде процессов вызванной поляризации, ненаблюдаемых до механического воздействия. Время существования вызванной поляризации будет связано с наличием релаксации электрических зарядов ионов жидкой фазы среды.

Таким образом, изменение сопротивления пород коллектора, наблюдаемое после упругого воздействия, может быть обусловлено как изменением геометрии порового пространства, так и появлением дополнительных подвижных ионов в поровом пространстве, образующихся за счёт деформации диффузной части двойного электрического слоя. Кроме того, влияние упругого воздействия может проявляться в усилении или возникновении дополнительных (не наблюдаемых ранее) процессов вызванной поляризации в методе ЗС.

2.3. О петрофизическом обосновании сейсмоэлектрических эффектов

Как уже отмечалось, составить более или менее адекватное представление о связи петрофизических параметров горных пород с возможным сейсмоэлектрическим эффектом, возникающим при упругом воздействии, реально возможно только при физическом моделировании. Мы проанализировали некоторые результаты такого моделирования, проведенного в лаборатории Камского научно-исследовательского института комплексных исследований глубоких

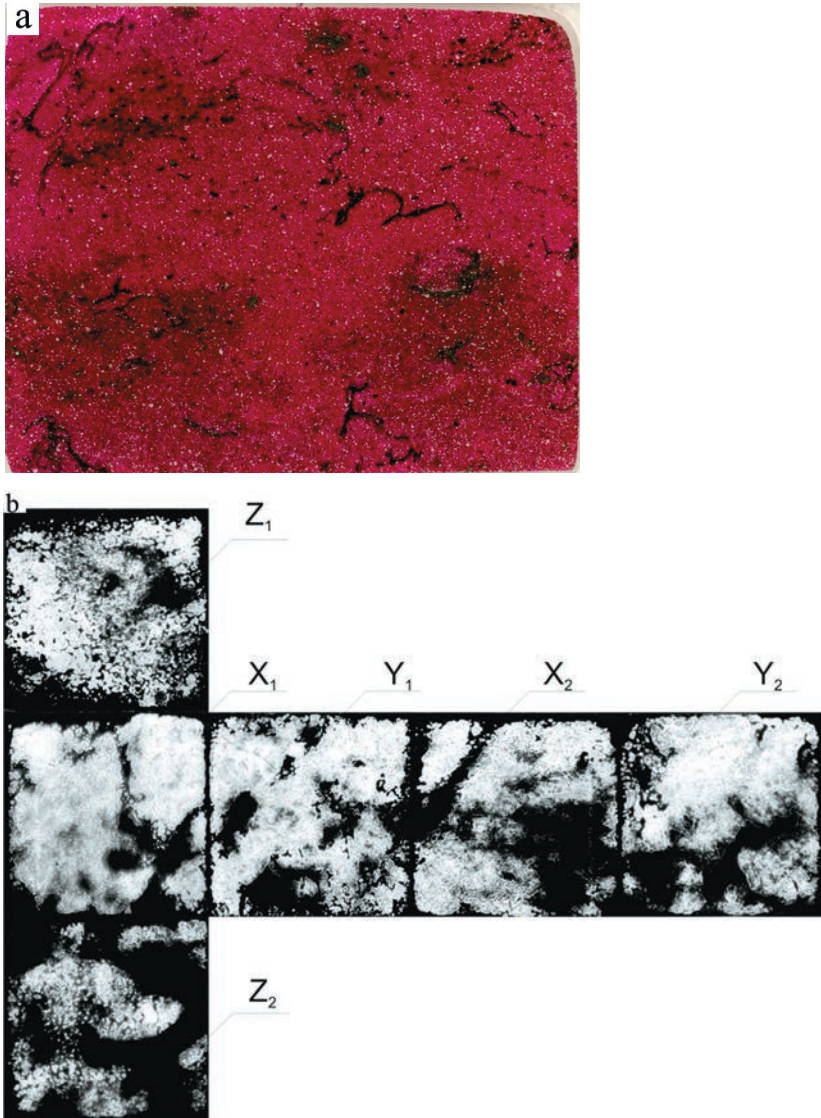


Рис. 2.4. Снимки сканированием шлифа (a) и следов открытых трещин (b) образца 26, Красное – пустотное пространство, заполненное окрашенным полимером.

Песчаник кварцевый разномзернистый, от мелко до крупнозернистого, зерна плохоотсортированные, слабоокатанные, неправильной и округлой формы. цемент углисто-глинистый базально-порового типа

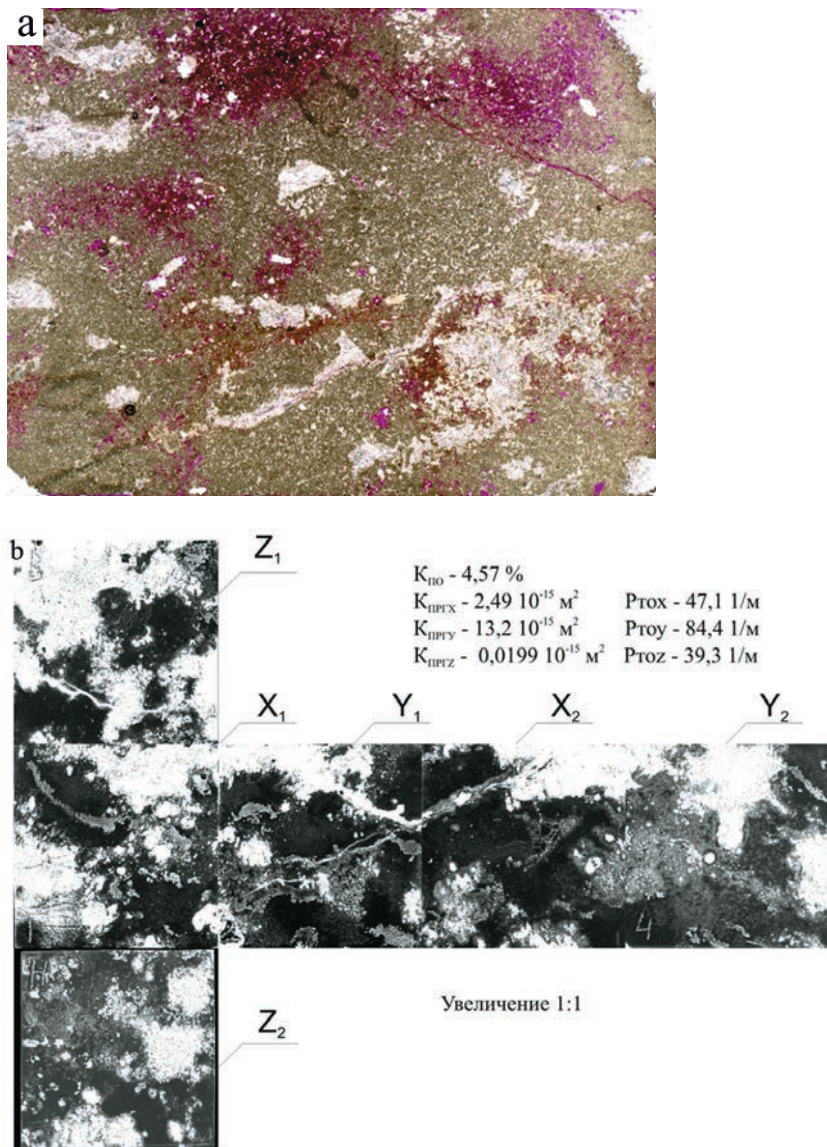
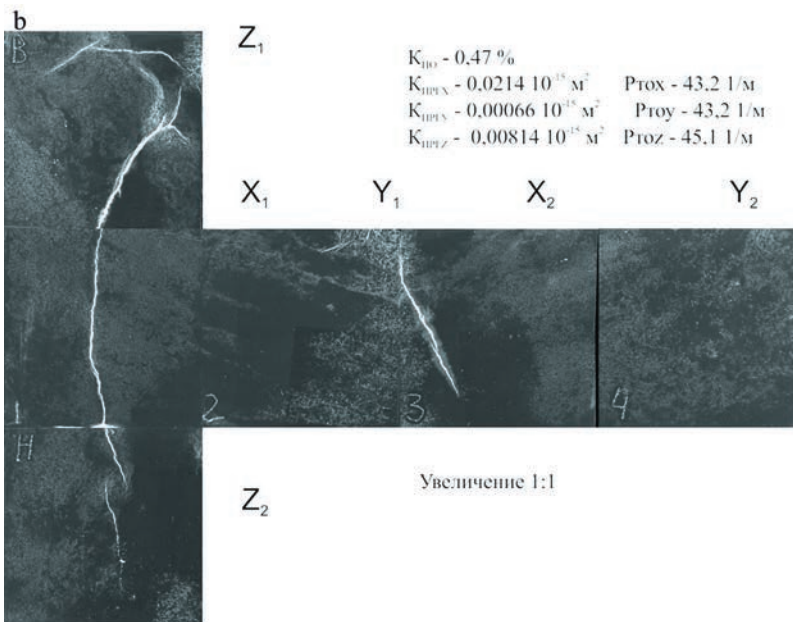


Рис. 2.5. Снимки сканированием шлифа (а) и следов открытых трещин (b) образца 51. Красное – пустотное пространство, заполненное окрашенным полимером. Известняк комковато-сгустковый, с остатками водорослей, неравномерно мелкопористый



Рис. 2.6. Снимки сканированием шлифа (а) и следов открытых трещин (б) образца 16. Красное – пустотное пространство, заполненное окрашенным полимером
Доломит известковый сгустковый, плотный, с тонкими секущими трещинками



и сверхглубоких скважин (КАМНИИКИГС) и Объединенного института высоких температур РАН (ИВТАН) на образцах доломитов, известняков, и песчаников, различного

состава, отобранных из месторождений (со следами нефти) [57, 101].

Примеры использованных образцов показаны на рис. 2.4–2.6.

Общее представление о петрофизических характеристиках образцов можно получить из рис. 2.7–2.13.

Петрофизическая характеристика пород

На рис. 2.7–2.13 отображены некоторые петрофизические характеристики рассматриваемой коллекции

Из рисунков видно, что карбонатные и терригенные породы коллекции характеризуются достаточно значительной дисперсией практически всех петрофизических параметров.

При этом для рассматриваемых пород по всем направлениям существуют достаточно устойчивые связи петрофизических параметров и открытой пористости (рис. 2.14–2.17).

Закономерности, отражающие выявленные связи между параметрами, в основном могут быть выражены соотношением, характерным для фрактальных сред. Отметим, что при установлении связей использовались образцы, как терригенных, так и карбонатных пород.

В частности, рассмотрим зависимость пористости и удельного сопротивления. В данном случае все образцы были насыщены флюидом с удельным электрическим сопротивлением 0,0530 Ом·м, что позволяет по зависимости оценить показатель m в формуле Арчи:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \Phi^m.$$

Действительно, показатель m совпадает с соответствующим показателем, полученным при сопоставлении пористости с относительным сопротивлением, фигурирующим в формуле (рис. 2.18). Как видно, этот показатель, осредненный для всей коллекции, равняется 1.34:

2.3. О петрофизическом обосновании сейсмoeлектрических эффектов

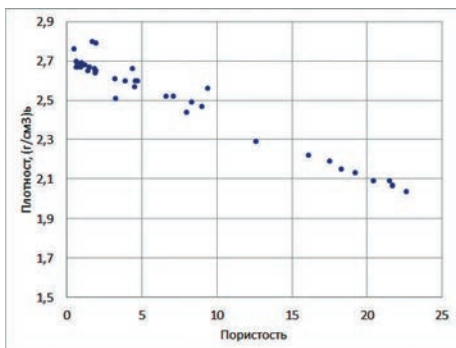


Рис. 2.14. Связь пористости и плотности

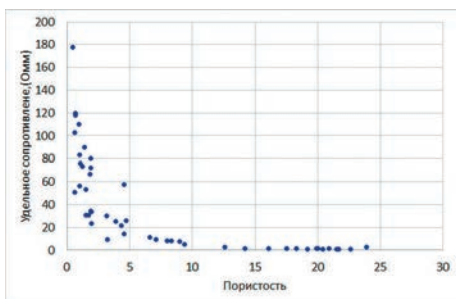


Рис. 2.15. Связь пористости и удельного сопротивления

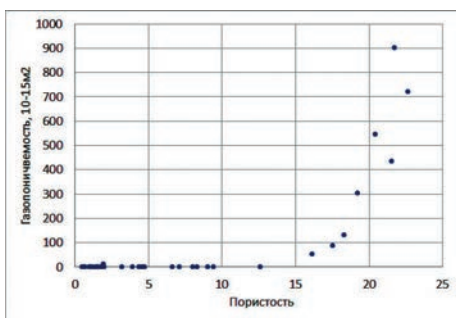


Рис. 2.16. Связь пористости и газопроницаемости

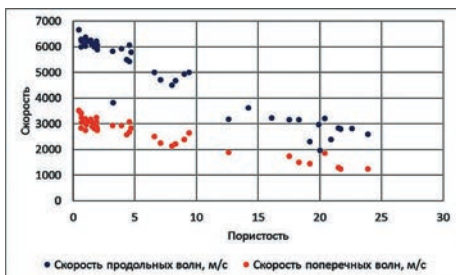


Рис. 2.17. Связь пористости и скорости продольных и поперечных волн

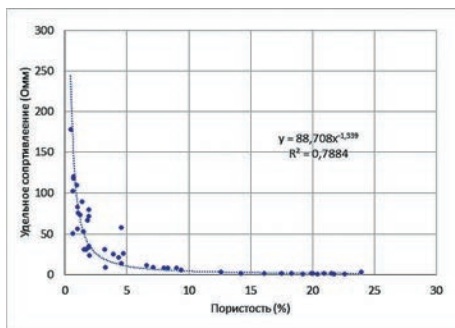


Рис. 2.18. Связь удельного сопротивления ρ и пористости P

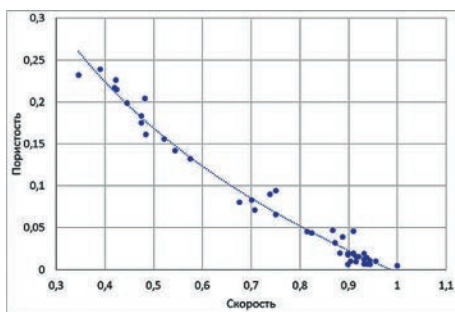


Рис. 2.19. Связь нормированных значений скорости продольных волн v и пористости P . Аппроксимирующая кривая имеет вид $v = 0.4(P^{0.75} + 1)$.

Аналогичная картина имеет место для связи пористости и скорости продольных волн (рис. 2.19).

Таким образом, можно сделать вывод о достаточно тесной связи и всех этих параметров между собой.

Схожие закономерности, связывающие сопротивление и скорость с пористостью, позволяют надеяться на получение подобных соотношений, связывающих скорость и удельное сопротивление. Эта задача имеет совершенно самостоятельное значение.

Оценка перспектив нефтегазоносности во многом базируется на результатах геофизических съемок. Одним из основных геофизических методов, используемых при построении непрерывных моделей геологических сред, содержащих продуктивные пласты, является современная 2D и 3D сейсморазведка. Результаты применения сейсмических методов позволяют судить о перспективности развития этого направления. Однако, несмотря на широкое распростра-

нение и достаточно продуктивные показатели в сейсморазведке, существует ряд проблем, приводящих к искажению конечного результата и не всегда положительным итогам.

Так, например, Западная Сибирь уже давно находится в стадии глубокого освоения, и прирост запасов возможен главным образом за счет малоамплитудных малоразмерных объектов, т. е. объектов с поперечными размерами от 2 до 5 км и амплитудой 10–15 м. Заметим, что эти величины совпадают во временной и пространственной области с наиболее проблематичной для изучения и учета частью спектра неоднородностей верхней части разреза (ВЧР). Это существенно затрудняет интерпретацию сейсморазведочных данных.

Проблема возникает и на территориях, слабо изученных глубоким бурением, где корреляционные связи между динамическими параметрами волнового поля и емкостными характеристиками коллекторов еще не установлены. Это особенно актуально в зонах развития трапповых формаций, где эффективность сейсморазведки традиционно снижается. Сейсморазведка в этом случае не является самодостаточным методом, и для надежного решения задачи прогноза требуются новые данные о геологическом строении среды, которые можно получить с помощью электромагнитных методов, которые можно использовать для получения прогнозных оценок скоростных параметров в зонах, закрытых для сейсморазведки.

В первой главе мы рассмотрели аттракторы, показывающие, что формирование скоростных и электрических параметров разреза происходит в результате воздействия некоторых динамических систем, но прямое применение подхода, связанного с анализом таких систем в данном случае затруднительно. Но можно воспользоваться рассмотренными выше особенностями связей между параметрами, в основе которых лежит специфика фрактальной структуры порового пространства. А именно, будем искать связи между параметрами в виде (1.12).

Мы уже убедились, что связь различных параметров с пористостью укладывается в рамки степенных зависимостей. Покажем, что такие закономерности имеют место и для соотношений, связывающих эти параметры между собой. Для примера рассмотрим соотношение скорости и сопротивления, связь которых с пористостью, которая является основной характеристикой, отражающей их геометрическую структуру пористой среды, мы видели выше.

Действительно, на рис. 2.20–2.21 представлены кривые, отражающие связь удельного сопротивления (ρ) с продольной (V_p) и поперечной (V_s) скоростями. Соотношения, связывающие эти параметры, аппроксимируются степенными зависимостями. Так, для продольных волн такая зависимость имеет вид $V_p = 653.5\rho - 0.16 \cdot V_p = 349.5\rho - 0.19$. Для поперечных волн соотношение имеет вид $V_s = 653.5\rho - 0.16$.

Как видно, эта связь полностью укладывается в наше предположение о связи параметров во фрактальной среде.

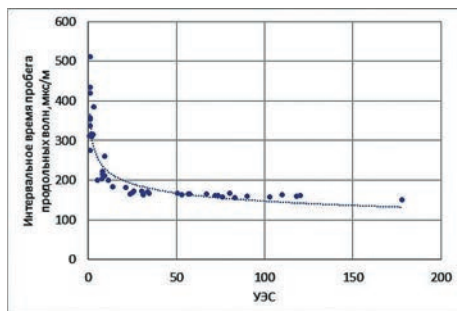


Рис. 2.20. Связь удельного сопротивления (УЭС) и скорости продольных волн

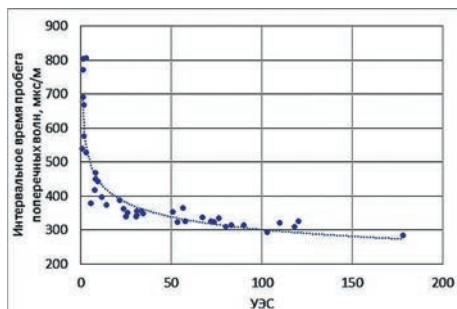


Рис. 2.21. Связь удельного сопротивления (УЭС) и скорости поперечных волн

2.3. О петрофизическом обосновании сейсмoeлектрических эффектов

Подобные связи дают возможность прогнозировать скоростные параметры по электроразведочным данным. На рис. 2.22 представлены кривые, связывающие нормированные значения скорости продольных волн и удельного сопротивления. При этом на рисунке представлены кривая, связывающая реальные значения скорости и сопротивления, и три кривые, прогнозирующие значения скорости. Одна получена по всей совокупности данных о сопротивлении, две других дают прогноз по различным выборкам, которые включали в себя менее трети всех данных.

Как видно, и в этом случае мы находимся в рамках выдвинутого предположения о степенной зависимости параметров. Именно принятие конкретного вида аппроксимирующей прогнозной функции позволяет найти её параметры по небольшой выборке исходных данных.

Более наглядную картину, связанную с прогнозом скорости по значениям удельного сопротивления с помощью соотношения вида (1), можно увидеть на рис. 2.23.

Однако следует отметить, что значения удельного сопротивления в отличие от скорости сильно зависят от свойств флюида. Поэтому рассматриваемые закономерности целесообразно распространять на зоны, в пределах

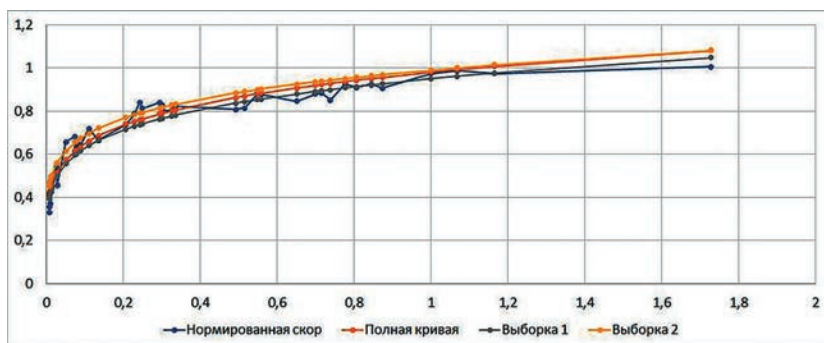


Рис. 2.22. Восстановление нормированных значений скорости продольных волн V по нормированным значениям удельного сопротивления, Аппроксимирующая кривая для полного набора данных имеет вид $v = 0.98\rho^{0.18}$

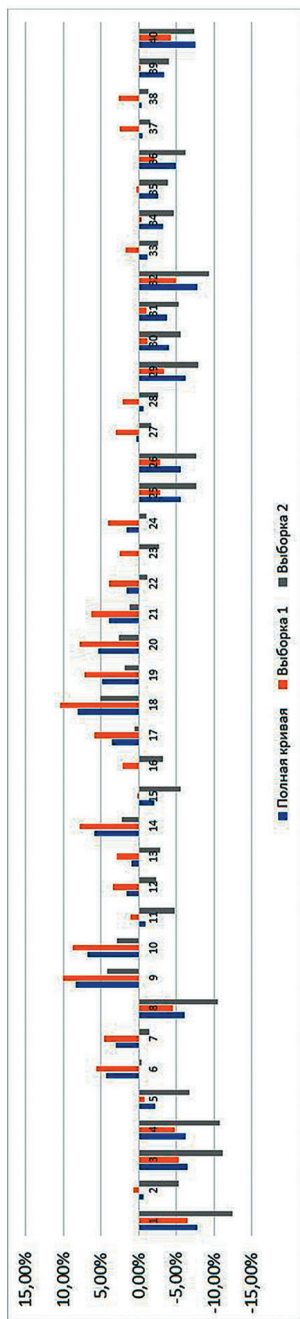


Рис. 2.23. Отклонение прогнозных значений скорости продольных волн, полученным по значениям удельного сопротивления, от измеренных значений скорости

которых резкого изменения свойств флюида не происходит.

Наличие таких тесных связей между скоростными и электрическими параметрами гетерогенных сред в какой-то мере обуславливает эффективность использования в задаче прогноза сейсмoeлектрических методов.

2.4. Изучение сейсмoeлектрического эффекта первого рода

Сейсмoeлектрический эффект первого рода СЭЭ-1, как правило, характеризуется двумя параметрами:

1) амплитудой, задаваемой относительным изменением удельного сопротивления в процессе упругого воздействия

$$\text{СЭЭ1} = (\Delta\rho/\rho) \cdot 100 \%,$$

где ρ – удельное электрическое сопротивление, Ом×м;

2) временем последующей релаксации.

В эксперименте для возбуждения акустического поля использовались сигналы на трех частотах 50, 65, 200 кГц.

Соответствующие параметры для рассматриваемой коллекции показаны на рис. 2.24. Отметим, что по результатам непосредственных измерений ни в амплитуде, ни в длительности СЭЭ1 не отмечается явная зависимость от пористости и литологии образцов (рис. 2.25).

Этот результат, несомненно, вызывает некоторые вопросы, ответить на которые мы и попытаемся.

При изучении сейсмoeлектрического эффекта первого рода в качестве рабочей жидкости применялась модель пластовой воды – раствор NaCl с минерализацией 250 г/л. Общие закономерности, характерные для проявления эффекта, сводятся к следующим этапам.

1. В начале эксперимента стабилизируется величина электрического сопротивления образца в течение определённого времени. Максимальная относительная погрешность изменения удельного электрического сопротивления на протяжении опыта (210 минут) составила 2,93 % (рис. 2.26).

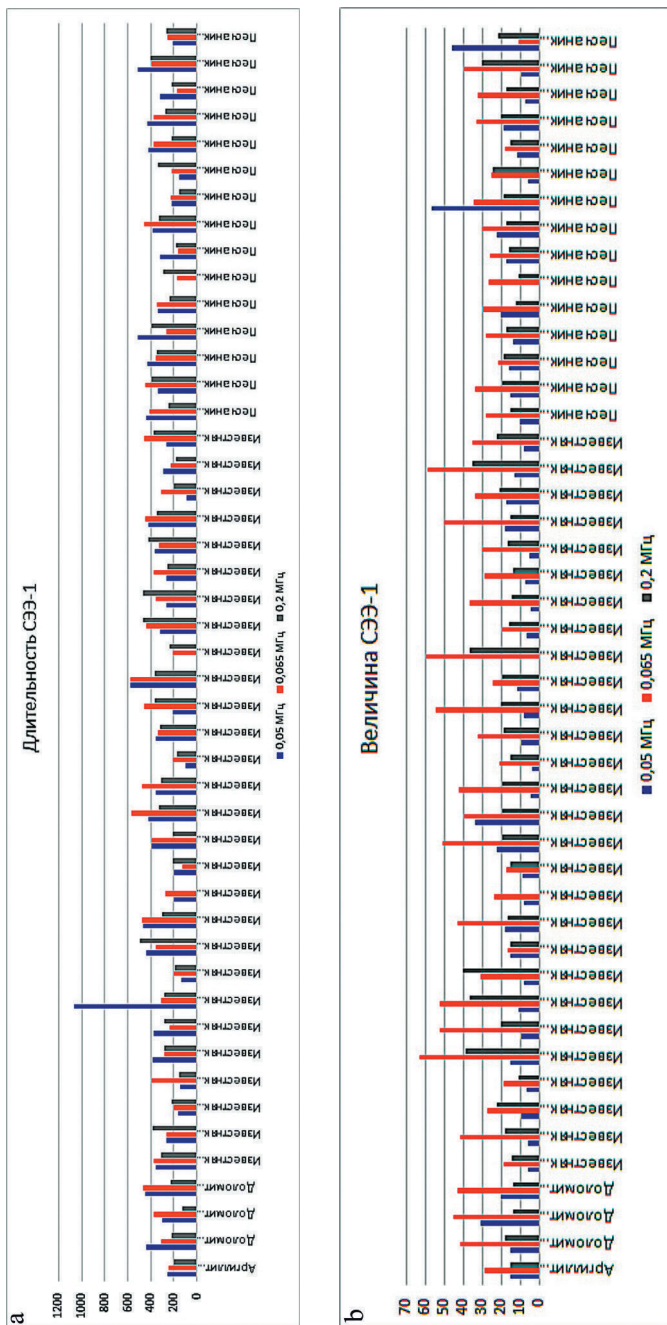


Рис. 2.24. Длительность (мин) (а) и амплитуда (Ом·м) (б) сейсмоэлектрического эффекта 1-го рода для расематриваемой коллекции образцов

2.4. Изучение сейсмoeлектрического эффекта первого рода

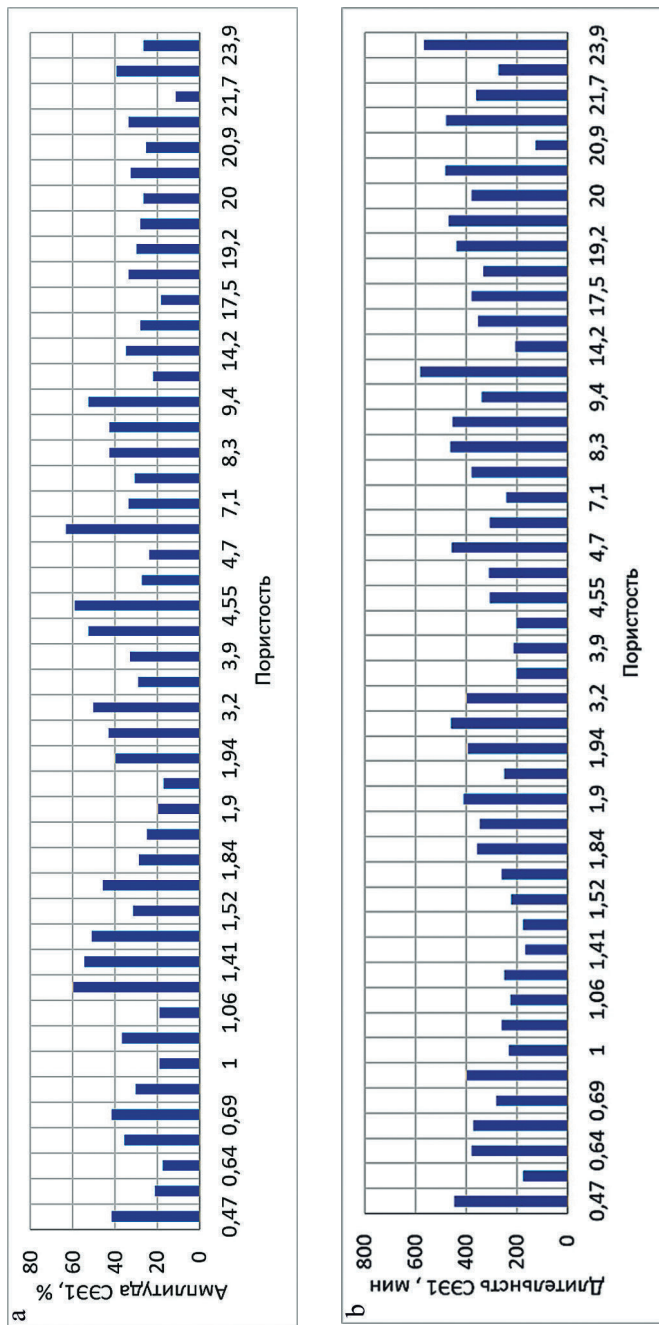


Рис. 2.25. Зависимость амплитуды (а) и длительности (б) сейсмoeлектрического эффекта 1-го рода от пористости образцов

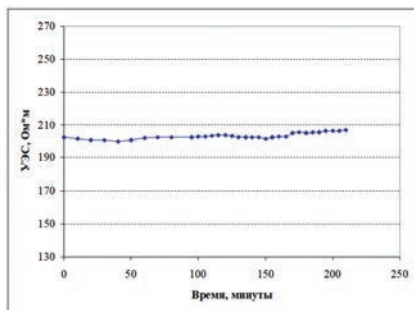


Рис. 2.26. График изменения удельного электрического сопротивления образца (без акустического сигнала)

2. После включения акустического сигнала сопротивление понижается. При этом формально процесс идет до стабилизации величины электрического сопротивления, то есть до полного выполаживания кривой сопротивления (полная амплитуда СЭЭ). После выключения акустического сигнала сопротивление возрастает и у большинства образцов практически достигает первоначальной величины, зафиксированной перед подачей акустического сигнала (рис. 2.27–2.28).

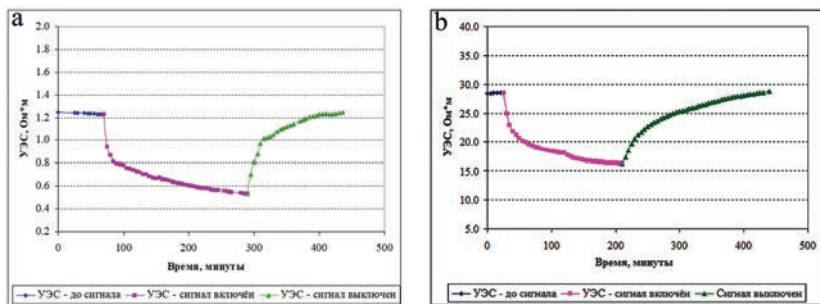


Рис. 2.27. График изменения удельного электрического сопротивления образца для частоты акустического сигнала 50 кГц (а) и для частоты акустического сигнала 200 кГц (б)

3. Существенным моментом в проведённых измерениях можно считать тот факт, что на величину падения сопротивления оказывает значительное влияние частота подаваемого на образец акустического сигнала [97].

В частности, величина падения сопротивления на одном и том же образце при использовании акустического

2.4. Изучение сейсмоэлектрического эффекта первого рода

сигнала с разными частотами различна. Максимальная величина СЭЭ1 практически на всех образцах соответствует частоте акустического сигнала в 65 кГц. При этом значения могут отличаться на порядок.

Так, на рис. 2.28 и 2.29 показаны кривые относительного роста (релаксации) сопротивления на частоте 65 кГц по сравнению с измерениями на частотах 50 и 200 кГц.

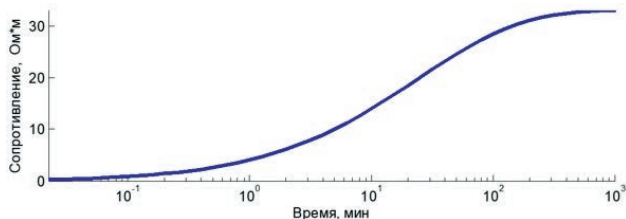


Рис. 2.28. Относительный рост сопротивления образца на частоте 65 кГц по сравнению с измерениями на частоте 50 кГц

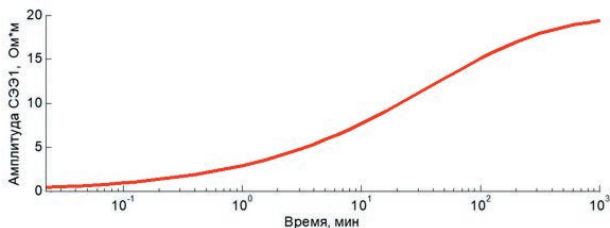


Рис. 2.29. Относительный рост сопротивления образца на частоте 65 кГц по сравнению с измерениями на частоте 200 кГц

Можно отметить определенное сходство этих кривых с резонансной кривой на рис. 1.11.

Из рис. 2.30, 2.31 видно, что аналогичный эффект имеет место практически для всех исследованных образцов.

На пункте 3 следует остановиться особо. Говоря о сейсмоэлектрическом эффекте, прежде всего хотелось бы отметить, что, хотя со времени публикации работ А. Г. Иванова прошло много лет, по-прежнему актуально создание методов математического моделирования и комплексной обработ-

ки геофизических данных и численных методов решения прямых и обратных задач геофизики в совмещенных постановках, с использованием возможности одновременного применения различных полей для повышения устойчивости и точности решения.

В частности, методы сейсмоэлектроразведки до сих пор не нашли широкого применения в геофизике. Одна из причин этого, возможно, кроется в упомянутой выше нелинейности отклика среды на вибровоздействие, отмечаемой рядом авторов.

Аналогичная ситуация имеет место в области интенсификации нефтедобычи. Экспериментальными исследованиями уже давно показана возможность стимуляции добычи нефти сейсмическим полем малой интенсивности. При этом, также в целом ряде работ предполагалось, что изменение свойств продуктивного пласта происходит за счет внутренней энергии, активизируемой внешним воздействием.

Хотелось бы обратить внимание на то, что такой подход при всей его оправданности фактически делает упомянутые явления плохо предсказуемыми в рамках традиционного моделирования.

Однако существует и активно развивается уже упомянутое в главе 1 направление, связанное с построением электродинамического описания флюидонасыщенных пористых сред с помощью двухскоростной теории пороупругости в пористых насыщенных флюидами средах, взаимодействующих с электромагнитным полем через механизм поляризации среды [6, 7, 53].

Известны три подхода к построению математических моделей двухскоростных сред. Это метод осреднения, вариационный метод и метод, основанный на феноменологическом подходе, основы которого заложены еще в трудах Л. Д. Ландау [73].

Феноменологическая теория строится при этом в предположении, что электромагнитное поле является термодинамической системой. Термодинамика позволяет сформулиро-

вать принцип локального термодинамического равновесия, для построения гидродинамических систем, но при этом для конденсированных сред существует возможность введения релаксирующих степеней свободы.

Эта теория позволяет по-новому взглянуть на сейсмоэлектрические эффекты, возникающие в горных породах, в частности, на некоторые особенности проявления таких эффектов, отмечаемые в экспериментах.

Известно, что континуальные среды, которые положены в основу подхода, обладают бесконечным числом степеней свободы. С позиций классической термодинамики, которая оперирует параметрами состояния систем в целом (а не полями как функциями их распределения), состояние континуальной среды в целом остается неопределенным. В связи с этим, например, в теории необратимых процессов в качестве системы рассматриваются элементы континуума, обладающие конечным числом степеней свободы.

Не касаясь подробно этих теорий, отметим, что при этом выбор конкретной модели среды и степени свободы может сыграть существенную роль в объяснении различных физических явлений.

Например, в работе [53] показано, что в системах уравнений, описывающих слоистые водонефтяные структуры, появление дополнительной степени свободы приводит на определенных частотах к параметрическому возбуждению системы периодическим акустическим воздействием.

Одна из таких моделей и рассмотрена в работе [53], где исследованы малые колебания макроскопического слоя, обусловленные внешним воздействием со стороны открытой поверхности.

При некоторых условиях [53] решение этой задачи $v(t)$ имеет вид осциллирующей функции с экспоненциально возрастающей амплитудой (рис. 2.32).

Такая модель достаточно условна. Однако, аналогичные эффекты, связанные с резонансными явлениями, мы отметили выше при анализе физического моделировании сейсмоэлек-

2.4. Изучение сейсмоэлектрического эффекта первого рода

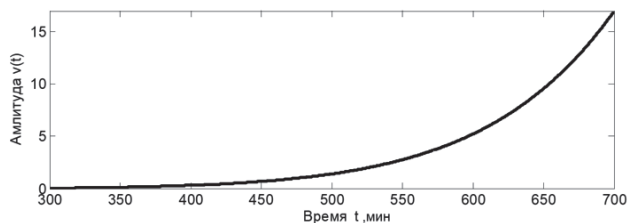


Рис. 2.32. Огибающая, характеризующей эволюцию во времени амплитуды функции $v(t)$

трического эффекта 1 рода на различных частотах (рис. 2.28–2.31). Отмеченное различие в величине СЭЭ1 совершенно не укладывается в рамки частотной дисперсии, которая для подобных моделей обычно описывается соотношениями типа Cole-Cole. При этом на одной из частот (65 кГц) амплитуда СЭЭ1 существенно превышает амплитуды на других частотах (как ниже, так и выше 65 кГц). То есть было отмечено своеобразное явление резонанса. Заметим, что рост СЭЭ1 фактически означает многократный рост акустического поля в образце.

Отметим, что и длительность процесса релаксации также максимальна на той же частоте 65 кГц (рис. 2.33)

Другой иллюстрацией резонансных явлений является увеличение СЭЭ1 в образце при изменении частоты акустического поля в процессе эксперимента. На рис. 2.34. изображен график изменения удельного электрического сопротивления образца при изменением частоты акустического сигнала с 200 кГц на 65 кГц. По завершению процесса изменения

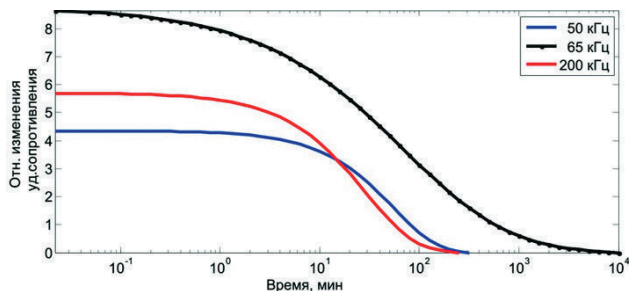


Рис. 2.33. Сравнительная длительность процесса спада удельного сопротивления при вибровоздействии

сопротивления на частоте 200 кГц частота акустического сигнала изменена на 65 кГц.

Видно, что при этом происходит дальнейшее снижение сопротивления и усиление сейсмоэлектрического эффекта первого рода, что, по-видимому, является следствием акустического резонанса, возникающего на частоте 65 кГц, который существенно увеличивает акустическое поле в образце без увеличения мощности акустического источника.

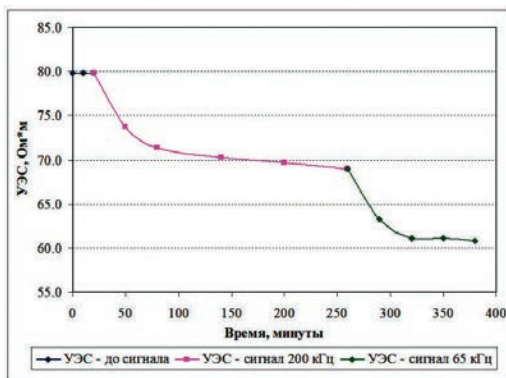


Рис. 2.34. График изменения удельного электрического сопротивления образца 40 кв. 102 Енаповской площади с изменением частоты акустического сигнала с 200 кГц на 65 кГц в %

Таким образом, и теоретические исследования, и результаты физического моделирования показывают, что нелинейные явления, отмечаемые в практике работ сейсмоэлектроразведки, могут быть (по крайней мере, в ряде случаев) объяснены и промоделированы без привлечения информации о напряженном и энергетически неустойчивом состоянии среды.

Следующий интересный момент, который возник в эксперименте, связан с отмеченной на рис. 2.24 слабой зависимостью амплитуды и длительности СЭЭ1 от литологии и пористости образцов в отличие от других петрофизических параметров.

Но здесь необходимо отметить следующее. Достаточно часто, в силу различных причин процесс изменения не удается проследить до конца, и фактически измеренная амплитуда может существенно отличаться от искомой характеристики (полной амплитуды). Очевидно, что принимать за

2.4. Изучение сейсмoeлектрического эффекта первого рода

амплитуду СЭЭ1 отличие сопротивления в начале и в конце воздействия не совсем корректно. Это иллюстрирует рис. 2.35, где показаны несколько кривых, полученных в результате измерения СЭЭ1.

Очевидно, что большая часть кривых является незавершенной. В таком виде амплитуды СЭЭ1, вероятно, недостаточно для характеристики породы.

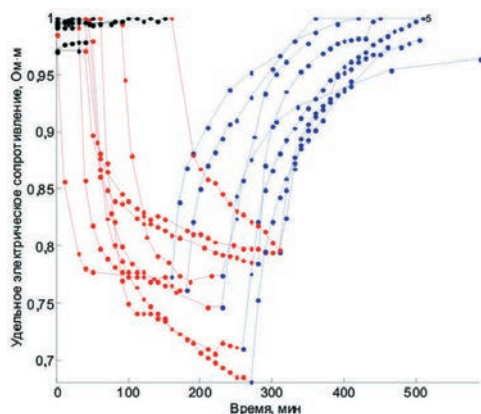


Рис. 2.35. Измерение СЭЭ1 на группе образцов (черный – сопротивление до упругого воздействия, красный – во время воздействия, синий – после воздействия)

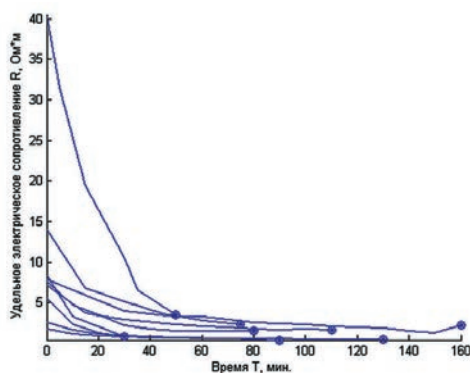


Рис. 2.36. Изменение сопротивления в процессе упругого воздействия на различных образцах керна карбонатных пород, извлеченных с одной площади. Звездочка обозначает конец зафиксированного процесса

Из рис. 2.36, где спадающие ветви этих же кривые представлены в нормированном виде, видно, что даже для близких по петрофизическим свойствам образцов амплитуды и длительности процессов различаются на порядок. По-видимому, решение задачи прогноза по таким параметрам будет затруднено.

Отметим, что, помимо прочего, параметры кривых спада зависят от частоты акустического поля и литологии образца [97, 101]. На рис. 2.37 показаны вариации амплитуды СЭЭ1 для трех групп образцов: песчаники мелкозернистые, крупнозернистые и известняки для разных частот.

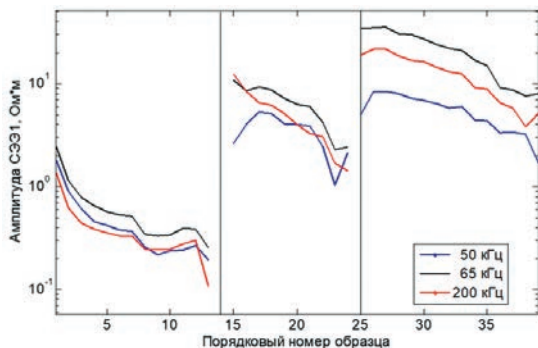


Рис. 2.37. Зависимость величины СЭЭ1 от литологии образца

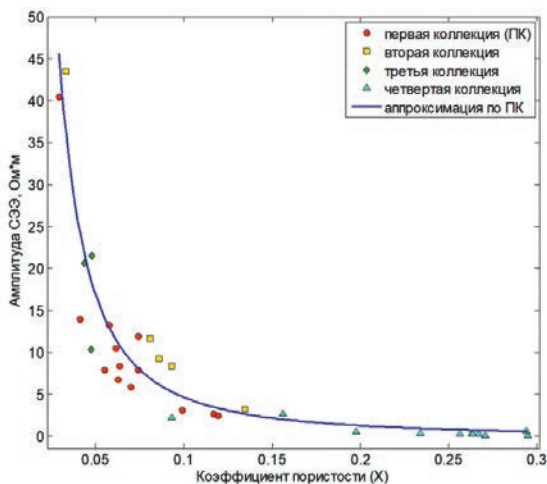


Рис. 2.38. Связь между полной амплитудой СЭЭ1 и коэффициентом пористости

В то же время полная амплитуда СЭЭ1 (если её корректно измерить) может являться одной из объективных характеристик, породы и, следовательно, точность её измерения может играть существенную роль. Например, на рис. 2.38 представлены результаты сравнения полной амплитуды СЭЭ1

2.4. Изучение сейсмоэлектрического эффекта первого рода

и пористости. Обрабатываемые петрофизические данные были сформированы в виде четыре коллекций образцов.

Зависимость, отражаемая кривой $\Delta\rho = 0.4522X^{0,9419}$, была получена на основе данных первой коллекции. Как видно из рисунка, данные остальных коллекции удовлетворительно укладываются в ту же кривую, т.е. коэффициент пористости на конкретной территории может быть спрогнозирован по амплитуде СЭЭ1.

На этой же коллекции можно увидеть связи полной амплитуды СЭЭ1 с акустическими свойствами среды (интервальными временами пробега упругих волн (ИВПУВ) – продольных и поперечных), показанные на рис. 2.39–2.40.

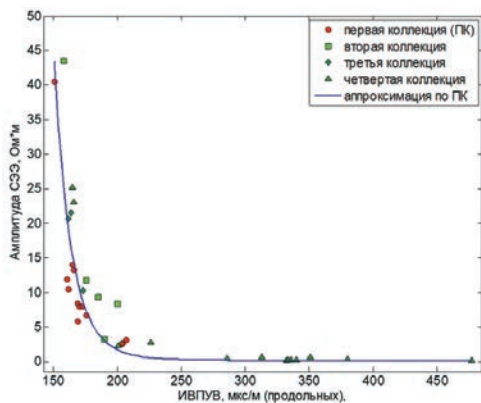


Рис. 2.39. Связь между СЭЭ1 и интервальным временем пробега упругих волн (ИВПУВ) (продольных)

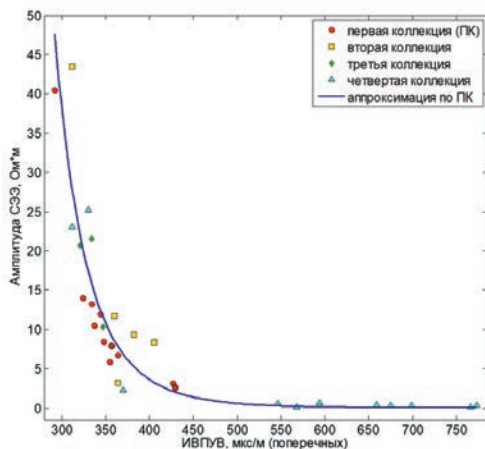


Рис. 2.40. Связь между СЭЭ1 и интервальным временем пробега упругих волн (ИВПУВ) (поперечных)

Из этих рисунков видно, что ИВПУВ, установленные по одной коллекции, также позволяют прогнозировать эти параметры в других коллекциях.

Можно отметить, что амплитуда СЭЭ1 убывает с ростом пористости, но растет с ростом скоростей продольных и поперечных волн (в высокоскоростных породах с низкими интервальными временами задержка СЭЭ1 проявляется с большей интенсивностью).

Однако, как уже отмечено, получение полной амплитуды СЭЭ1 может представлять собой значительную проблему, и выходом в данном случае является использование динамических характеристик процесса релаксации сопротивления.

2.5. Использование динамических характеристик СЭЭ1

Самым простым динамическим параметром является средняя скорость релаксации, выражаемая отношением изменения сопротивления, зафиксированного при измерениях, к длительности этого изменения $\Delta\rho / \Delta t$ в процессе воздействия на горную породу упругих колебаний.

В целом для всех исследованных пород величина этого параметра в акустическом поле частотой 50 кГц изменяется от 0,004 до 2,19 Ом·м/мин, в поле частотой 65 кГц – от 0,011 до 8,814 Ом·м/мин, в поле частотой 200 кГц – 0,012 до 4,227 Ом·м/мин.

На рис. 2.41, 2.42 представлены результаты сопоставления скорости релаксации сопротивления с литологией образцов и с их пористостью. Из этих рисунков видно, что этот параметр более тесно связан с изменением, как пористости, так и литологии образцов, чем рассмотренные до этого параметры амплитуды и длительности.

Статистический закон распределения параметра скорости релаксации логнормальный. Можно установить стохастические связи скорости изменения УЭС с петрофизическими параметрами.

Например, можно отметить следующие зависимости для всей коллекции образцов на частоте 65 кГц с коэффициентом пористости K_p и ИВПУВ (продольных ΔT_p и поперечных ΔT_s). R – показатель тесноты связи:

$$\Delta\rho/\Delta t = 2.3K_i^{-1.37}, R = 0.93;$$

$$\Delta\rho/\Delta t = 5 \cdot 10^{10} \Delta T_p^{-4.79}, R = 0.91;$$

$$\Delta\rho/\Delta t = 2 \cdot 10^{14} \Delta T_s^{-5.64}, R = 0.93.$$

Более эффективный вариант использования динамических характеристик процесса релаксации основан на использовании полной кривой спада сопротивления, измерение которой сопряжено с определенными трудностями. Для более успешного использования такой кривой необходимо задать математическую модель релаксации.

Построить такую модель можно по аналогии со схемой, рассмотренной в главе 1 при анализе релаксации сопротивления в случае вызванной поляризации. В частности, если использовать модель распределения трещин по размерам, задавая её в виде уже рассмотренной модели соподчинённых кластеров

$$R_l = R_0 \eta^l \quad \tau_l = \tau_0 \xi^l \quad -L_1 \leq l \leq L_2,$$

то можно определить ориентировочную величину «пространственно-временной» фрактальной размерности α . При этом мы опять приходим к уравнению сверхмедленной релаксации (1.7), решением которого является функция Миттаг-Леффлера [8]:

$$e_\alpha(t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(t/\tau)^{\alpha n}}{\Gamma(\alpha n + 1)}, \quad t > 0.0 < \alpha \leq 1.$$

Фактически мы измеряем только позднюю стадию процесса релаксации, на которой функция Миттаг-Леффлера имеет асимптотику – экспоненциальный закон Кольрауша-Уильямса-Уотса [8]:

$$e_\alpha(t) \exp \left[-\frac{(t/\tau)^\alpha}{\Gamma(1+\alpha)} \right].$$

2.5. Использование динамических характеристик СЭЭ1

Оправданность такого подхода подтверждается, например, тем, что практически все кривые релаксации сопротивления, полученные в ходе физического моделирования с хорошей точностью, аппроксимировались функциями вида:

$$\rho_{\alpha}(t) = A \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau}\right)^{\alpha}\right).$$

Характерный пример такой кривой приведен на рис. 2.43, 2.44. Начальное время соответствует времени начала упругого воздействия. На рисунках отображены две стадии процесса. Первая характеризует изменение сопротивления в процессе упругого воздействия, вторая описывает собственно процесс релаксации. Сплошная линия – график функции Миттаг-Леффлера. Параметр τ в данном случае равен 1.

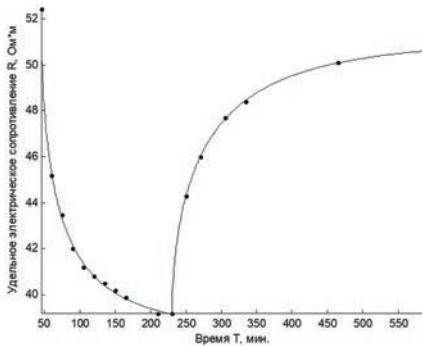


Рис.2.43. Изменение сопротивления на образце теригенных пород и его аппроксимация функцией Миттаг-Леффлера с показателем ($\alpha = 0.59$)

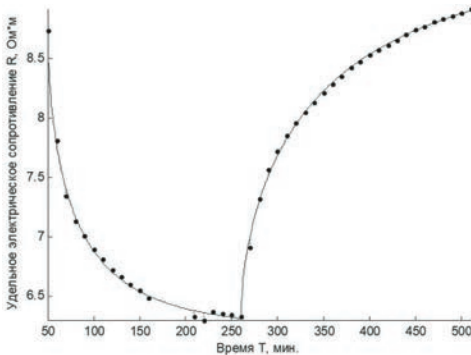


Рис. 2.44. Изменение сопротивления на образце карбонатных пород и его аппроксимация функцией Миттаг-Леффлера с показателем ($\alpha = 0.612$)

Отметим, что показатель спада кривой и есть порядок дробной производной в уравнении сверхмедленной релаксации.

Эту же аппроксимацию целесообразно использовать для реконструкции кривых релаксации в случае, когда измерения осложнены помехами (рис.2.45).

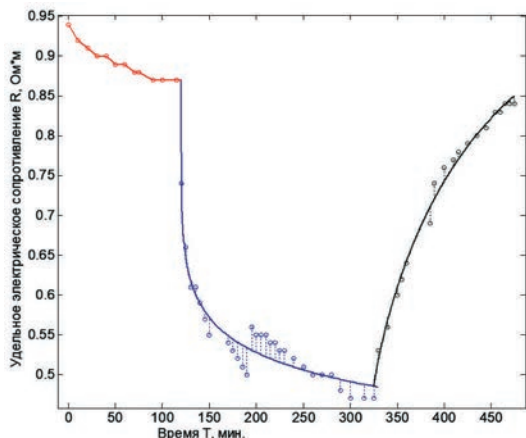


Рис. 2.45. Пример аппроксимации измерений, выполненных с помехами

Кроме того, с помощью функций Миттаг-Леффлера можно не только проводить сглаживание, но и в ряде случаев формально осуществлять экстраполяцию кривых релаксации в случае получения неполной кривой. Схема такого процесса показана на рис.2.46. Однако делать это надо с осторожностью.

Такой подход позволяет формализовать и унифицировать все измерения и тем самым более объективно подходить к установлению корреляционных связей СЭЭ1 и петрофизических параметров.

Заметим, что существует другой путь его применения, основанный на рассмотренном в главе 1 методе выявления латентных связей между параметрами на основе построения кривых, характеризующих изменение измеренных данных в пространстве параметров (в аттракторе). Схема построения базируется на рассмотренной выше теореме Такенса [38] и заключается во вложении всей совокупности дан-

2.5. Использование динамических характеристик СЭЭ1

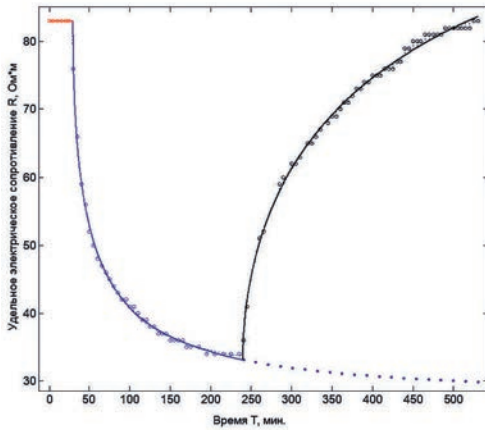


Рис. 2.46. Сейсмoeлектрический эффект 1-го рода образца 40, измеренный на частоте 0.065 МГц, $\alpha = 0.56$. Изменение амплитуды СЭЭ1 за счет аппроксимации от 57 до 66%

ных в многомерное пространство, моделирующее реальное пространство параметров на основе построения модельного аттрактора. Как уже отмечалось, если построенный аттрактор образует фигуру с четкой геометрией, то рассматриваемый набор данных является результатом воздействия некоторой динамической системы и, соответственно, обладает внутренними связями, которые можно выявить.

В случае вариаций сопротивления на множестве образцов, обусловленных СЭЭ1, аттрактор имеет вид, показанный на рис. 2.47.

Из рисунка видно, что аттрактор имеет четко выраженную геометрию что говорит о наличии внутренних связей

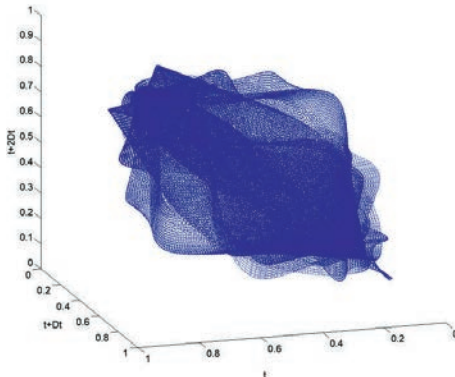


Рис. 2.47. Модель аттрактора (по Такенсу), обусловленного спадом сопротивления под влиянием упругого воздействия

между всеми измерениями и, соответственно, связи между кривыми спада и петрофизическим параметрами.

Действительно, с помощью этого подхода были установлены связи кривых спада сопротивления и коэффициента пористости для одной коллекции образцов. Погрешность полученной зависимости показана на рис. 2.48а.

Полученные закономерности были применены к другой коллекции, содержащей образцы, как карбонатных, так и терригенных пород. Результат прогноза пористости показан на рис. 2.48б. Как видно из рисунка ошибка прогноза не превышает 10%.

Аналогичные результаты показаны на рис. 2.49 для интервального времени пробега продольных волн. Здесь погрешность прогноза лежит в пределах 15%. Несколько хуже результат по газопроницаемости, значения которой также могут быть спрогнозированы по данным релаксации сопротивления (рис. 2.50).

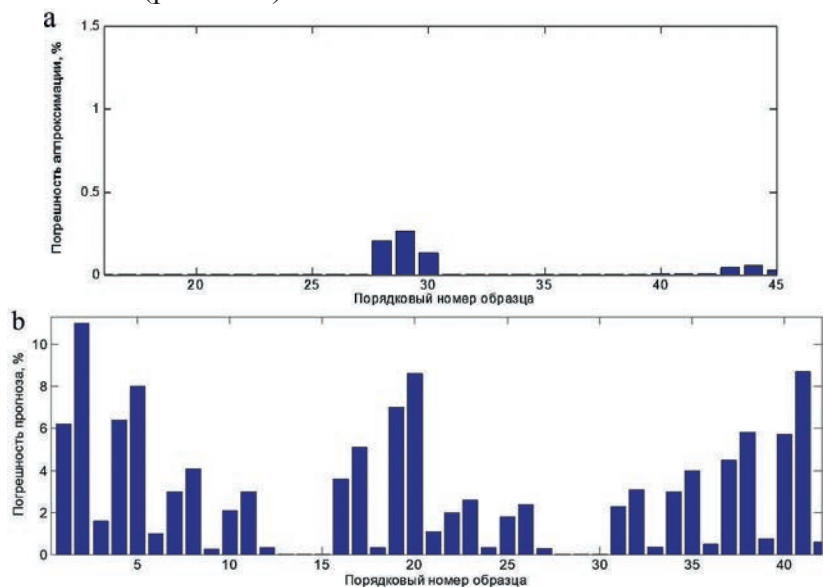


Рис. 2.48. Погрешность аппроксимации связи кривой спада сопротивления и параметра пористости на базовой коллекции (а) и погрешность прогноза значений параметра пористости по полученной зависимости на другой коллекции образцов (б)

2.5. Использование динамических характеристик СЭЭ1

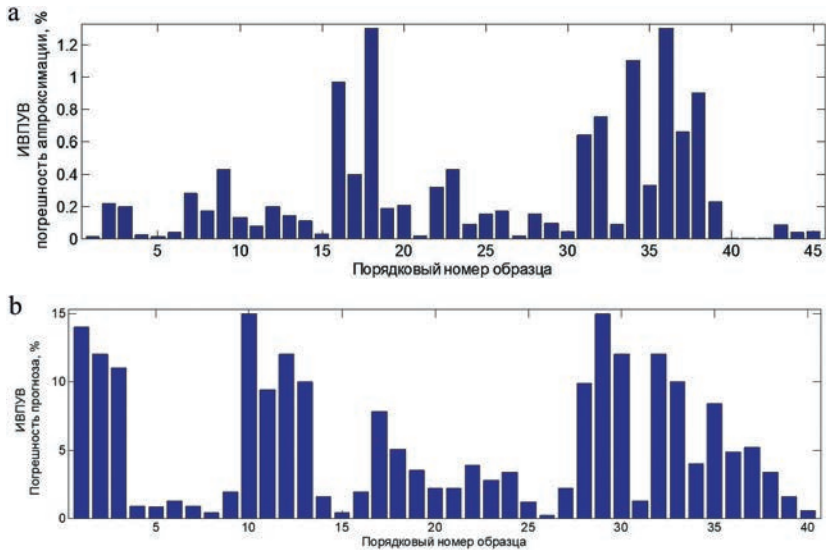


Рис. 2.49. Погрешность аппроксимации связи кривой спада сопротивления и интервального времени пробега упругой волны (ИВПУВ) (продольной) на базовой коллекции (а) и погрешность прогноза значений ИВПУВ по полученной зависимости на другой коллекции образцов (б)

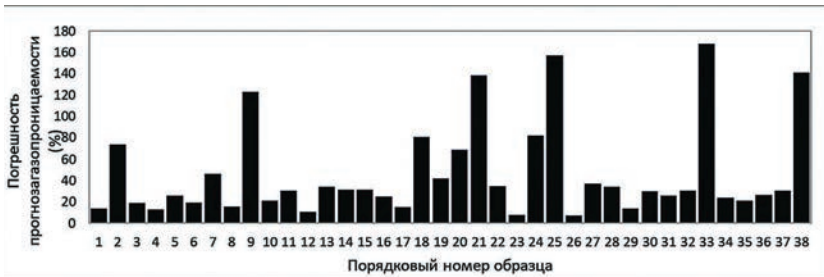


Рис. 2.50. Погрешность прогноза значений газопроницаемости

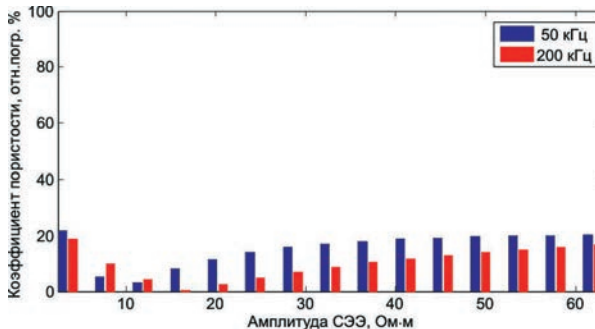


Рис. 2.51. Относительная погрешность прогноза пористости по кривым релаксации СЭЭ для частот 50 и 200 кГц по сравнению с частотой 65 кГц

Погрешность прогноза зависит также от частоты акустического поля. При этом наилучшие результаты отмечены на «резонансной» частоте 65 кГц (рис. 2.51).

2.6. О некоторых особенностях проявления СЭЭ1

Следует отметить, что ситуация не так проста и однозначна, как может показаться. При повышении нагрузок на некоторых образцах сопротивление не выходит на значения, соответствующие уровню до акустического воздействия. Результаты, приведенные на рис. 2.52, говорят либо о длительном времени релаксации, что неоднократно отмечалось в полевых экспериментах, либо о необратимых изменениях структуры образца.

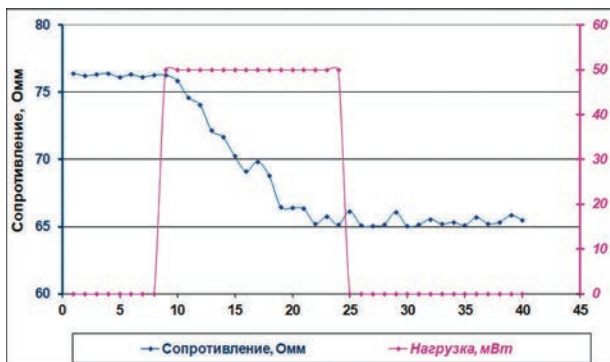


Рис. 2.52. Образец № 11, СЭЭ1 при динамической нагрузке

Кроме того, существенное влияние на релаксацию сопротивления при акустическом воздействии может играть состав флюида, насыщающего образцы. В частности, отмечено качественное изменение сейсмоэлектрического эффекта при насыщении образцов смесью раствора соли и керосина.

В целом, это приводит к возрастанию СЭЭ1, но поведение кривых релаксации может существенно отличаться от рассмотренных ранее. Так, сопротивление может увеличиваться (рис. 2.53) и не возвращаться к исходному состоянию. Кроме того, в случае комбинированного флюида сейсмоэлектрический эффект появляется даже в образцах, на

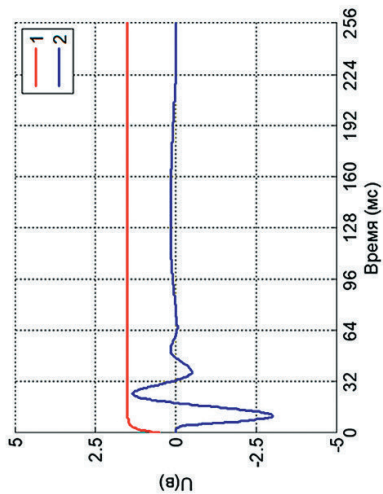


Рис. 2.54. ЭСЭ2 при ступенчатом изменении тока в генераторе
 1 – сигнал на выходе генератора, 2 – сигнал на выходе акустического приемника

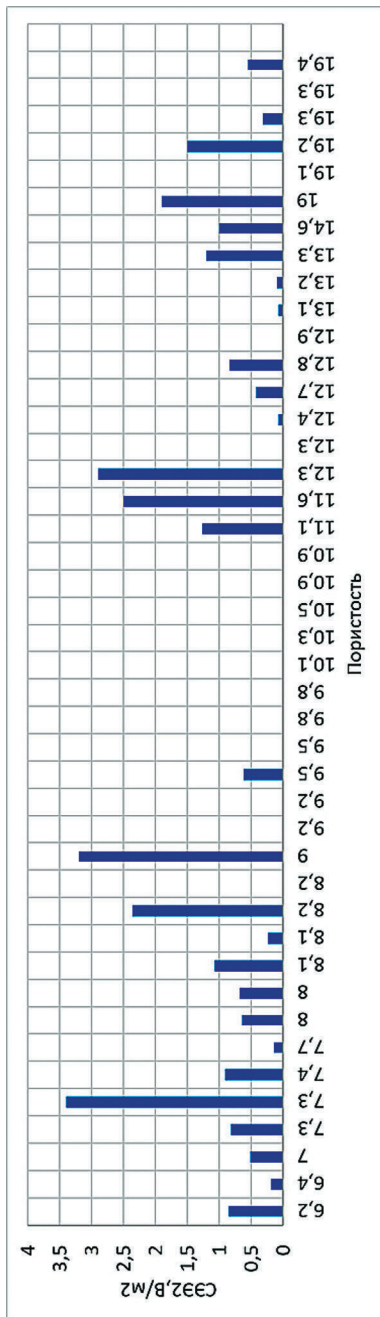


Рис. 2.55. Соотношение между величиной СЭЭ2 и пористостью образцов

2.8. Фиксация сейсмоэлектрического эффекта в полевых условиях

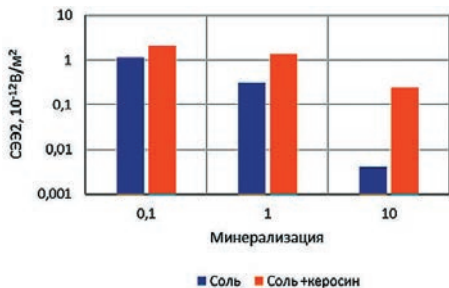


Рис. 2.56. Осреднённые значения величины СЭЭ2 для образцов, пропитанных раствором соли и комбинированным флюидом

на пороге чувствительности. Но, как и в случае СЭЭ1, эффект возрастает, если в образец введен керосин (рис. 2.56).

Это позволяет говорить о дополнительных возможностях сейсмоэлектрических эффектов в зонах водонефтяных контактов при оконтуривании месторождений.

2.8. Фиксация сейсмоэлектрического эффекта в полевых условиях



Проявление ССЭ1 зафиксировано в целом ряде полевых экспериментов [45,71, 75, 76 82, 83]. Как правило такие работы требуют специального воздействия на среду. Так, при импульсном возбуждении в лабораторных работах эффект не был зафиксирован. Тем не менее в ходе проведённого полевого эксперимента, по профилю, совмещенному с опытными сейсмическими работами МОГТ со взрывным источником (рис. 2.57), удалось зафиксировать влияние такого воздействия на электрические свойства среды.

Рис. 2.57. Схема профиля СЭЭ

2.8.1. 3D интерпретация и реконструкция профильно-площадных данных М-ЗСБ в объемное распределение среды

Как показано в предыдущих разделах, для эффективно-го применения методов сейсмоэлектроразведки необходима достаточно детальная информация о геоэлектрическом раз-резе, причём получаемая в режиме мониторинга. В полевом эксперименте с этой целью применялась технология электро-магнитной разведки на плотных пространственно-временных системах наблюдения с последующей объемной реконструк-цией распределения проводимости геологической среды, как по объектам–помехам в верхней части разреза, так и по целевым глубинным объектам. Технология, обеспечивает

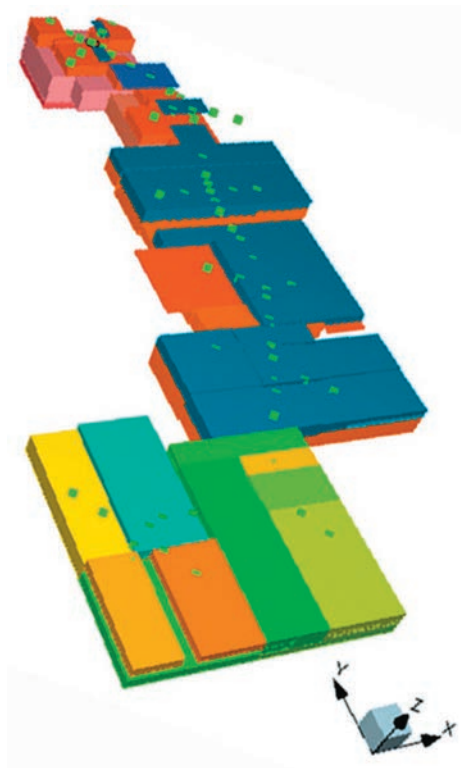


Рис. 2.57.1. 3D модель среды в пределах участка работ

высокую достоверность геофизических работ за счёт разделения влияния на результаты измерений боковых и глубинных неоднородностей на базе 3D-инверсии электроразведочных данных. Способ основан на подборе единой для всех точек измерения геоэлектрической модели с использованием конечноэлементного 3D-моделирования (патент РФ № 2411549, G01V3/12).

В результате применения указанной схемы были построены 3D модель среды (рис. 2.57.1) в пределах участка работ и разрез полученной 3D модели по основному профилю (рис. 2.58).

В качестве следующего этапа работ были проанализированы данные М-ЗСБ, полученные после взрыва. В основном аномальные эффекты показаны на рис. 2.59, но в результате дополнительной обработки удалось выделить незначительный сейсмоэлектрический эффект и на первом пикете.

2.8.2. Фиксация сейсмоэлектрического эффекта

Как уже отмечалось, при акустическом воздействии на гетерогенную флюидонасыщенную среду процесс деформаций и трещинообразования в среде не заканчивается с окончанием воздействия, а распространяется во времени и пространстве, очень медленно затухая. Реально особенности такого процесса существенно зависят от множества факторов, включая такие, как градиент температуры или градиент концентрации растворенных во флюиде веществ. Соответственно, реакция среды на воздействие может существенно отличаться, например, при различной форме возбуждающего сигнала и его суммарной энергии. Так, при импульсном воздействии на среду (например, при одиночном взрыве не очень большой мощности) этот процесс, как и при физическом моделировании, может и не начаться.

В частности, при физическом моделировании не удалось зафиксировать изменений удельного сопротивления после импульсного воздействия.

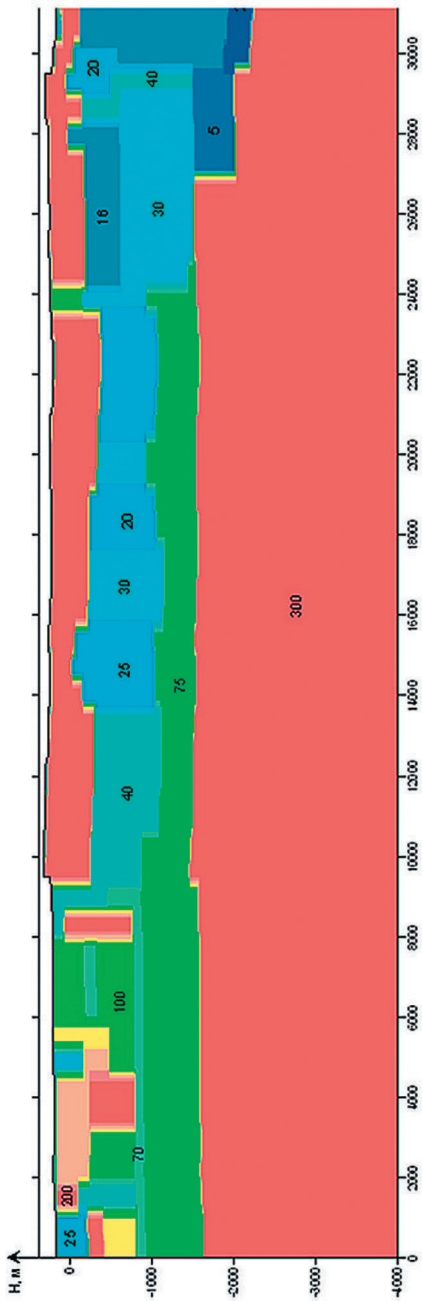


Рис. 2.58. Геоэлектрический разрез по результатам 3D интерпретации до взрыва

Но механические (сейсмические) колебания способны деформировать двойной электрический слой и часть ионов внешней (диффузной) обкладки двойного электрического слоя, возникающего на поверхности каждой частицы горной породы, где имеются водорастворимые вещества.

Этот процесс, как уж отмечалось, лежит в основе сейсмoeлектрического эффекта второго рода (сейсмoeлектрической конверсии), основы теории которого были развиты С. Прайдом, Я. Френкелем и Б. С. Световым [31, 32, 87, 88]. По С. Прайду часть ионов переходит в раствор или сильно отклоняется от своего первоначального положения. В результате смещения зарядов возникает переменное электромагнитное поле с частотой, совпадающей с частотой возбуждающего сейсмического поля.

Именно такой процесс наблюдался при физическом моделировании СЭЭ2, в том числе и при импульсном воздействии на образец (рис. 2.54).

По окончании упругого воздействия деформированный двойной слой и высвободившиеся ионы постепенно возвращаются к исходному электронейтральному состоянию. Длительность такого процесса релаксации зависит от целого ряда факторов и может, как и в целом релаксация свойств в СЭЭ1, существенно превышать время воздействия.

На фоне такого процесса релаксации при проведении зондирований могут возникать дополнительные эффекты вызванной поляризации.

Амплитуда таких дополнительных эффектов в случае, когда источником поля является петля, невелика и может быть зафиксирована только с помощью достаточно точных измерений.

Отметим, что при физическом моделировании импульсное воздействие на образец не приводило к измеряемому результату, то есть изменение удельного сопротивления не фиксировалось.

Такие изменения сначала не были отмечены и в полевом эксперименте.

Для повышения информативности исследований параллельно многоразносной технологии М-ЗСБ были проведены дополнительные соосные наблюдения с пассивной приемной петлей размером 125×125 м. Измерения позволили увеличить время регистрации становления поля примерно в 2 раза, со 100–150 до 200–300 мс, и увеличить глубину исследований от 2 до 3 км.

Это позволило не только зафиксировать эффект от взрыва, но и провести геологическую интерпретацию полученных данных.

Предварительная обработка результатов первых экспериментов на первой и второй генераторных петлях, где было выполнено три взрыва, показали, что в зарегистрированных кривых ЭДС до и после взрыва, эффекта от последнего в явном виде не наблюдается.

Измерения, выполнявшиеся с пассивной приемной петлей, осуществлялись, как правило, в избыточном объеме, что позволяло достаточно уверенно оценивать достоверность получаемых результатов измерений. Абсолютная погрешность на последних точках кривых ЭДС. оказывалась на уровне 5–10 нВ. Таким образом, из пяти выполненных наблюдений с пассивной приемной петлей, на двух пикетах величина аномального эффекта достигала 18% (аномалия последней точки кривой: петля 3 – 41 нВ, петля 6 – 38 нВ). В остальных случаях результат меньше (рис. 2.59).

Результат выделения сейсмоэлектрического эффекта по профилю показан на рис. 2.60.

Полученные аномальные значения были проинтерпретированы. Результаты интерпретации данных, полученных после взрыва, с учетом вызванной поляризации показаны на рис. 2.60. Видно, что внесение поляризационных параметров в верхний слой геоэлектрического разреза, геологически связанного с отложениями низов нижнего кембрия и карбонатно-терригенного венда, приводят к удовлетворительному объяснению аномалий, зафиксированных на поздних временах процесса становления.

2.8. Фиксация сейсмоэлектрического эффекта в полевых условиях

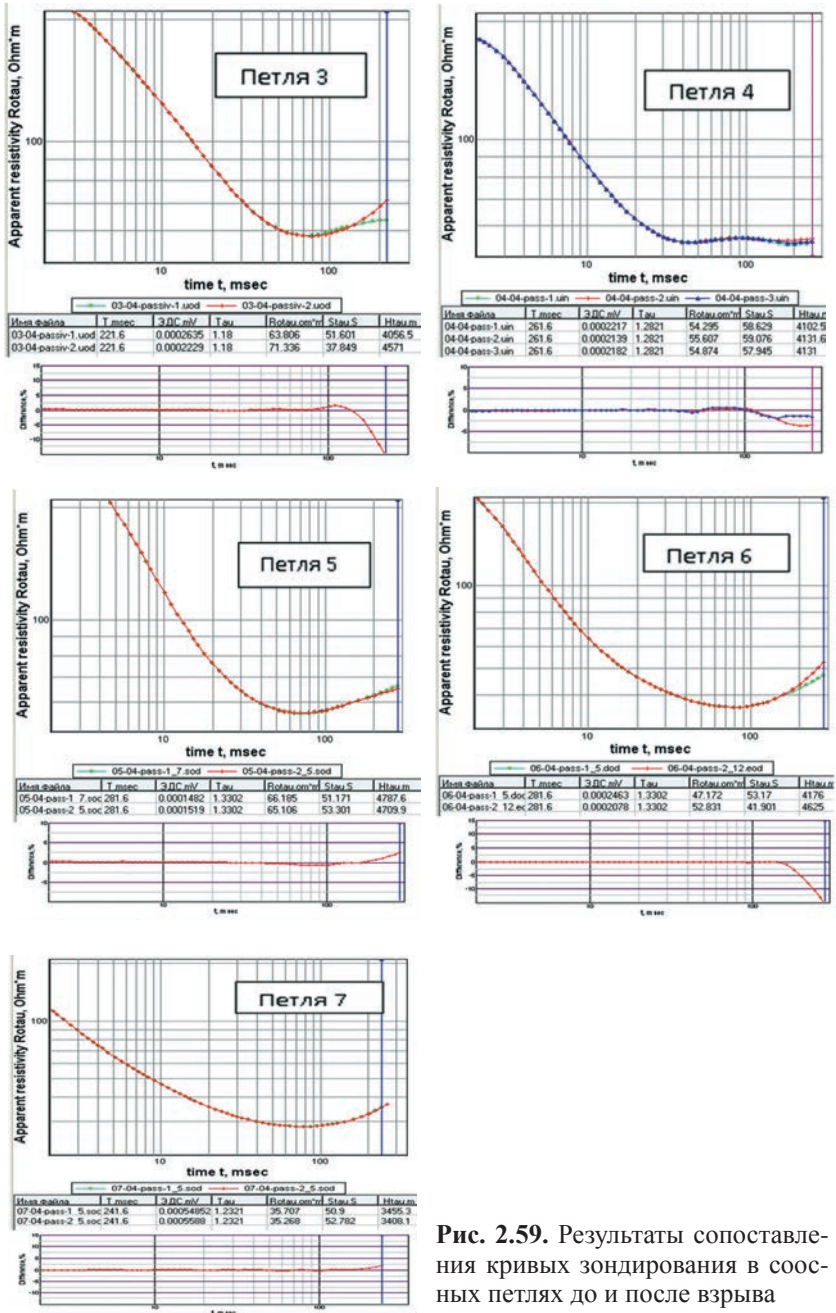


Рис. 2.59. Результаты сопоставления кривых зондирования в соседних петлях до и после взрыва

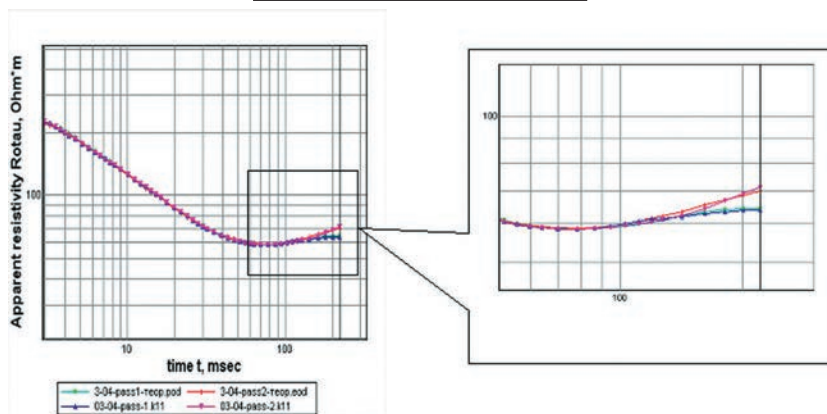


Рис. 2.60. Примеры сопоставления теоретических и экспериментальных кривых кажущегося сопротивления с проявлением повышения поляризуемости после взрыва

Результаты интерпретации по профилю показаны на рис. 2.61, где для отражения распределения поляризуемости η в верхнем слое введена дополнительная шкала. Можно отметить, что источники ВП различной интенсивности располагаются на глубинах от 300 до 600 м. Различие в значениях поляризуемости, в соответствии с результатами моделирования, может быть связано с увеличением количества мелких трещин в поровом пространстве, и может являться одной из характеристик коллекторских свойств пласта.

2.8.3. Стратиграфическая привязка

В представленных результатах интерпретации в виде геоэлектрического разреза можно отметить, что его средняя часть, относящаяся к сводовой области структуры, отличается выдержанностью строения по латерали. Верхняя часть разреза, в которой сосредоточены аномалии ВП, проявляющиеся в результате сейсмического воздействия, может быть стратифицирована следующим образом. (рис. 2.62)

Если исключить из рассмотрения четвертичные отложения, отмечаемые незначительной мощностью (до 50–100 м), первый верхний слой мощностью порядка 500 м, который

2.8. Фиксация сейсмoeлектрического эффекта в полевых условиях

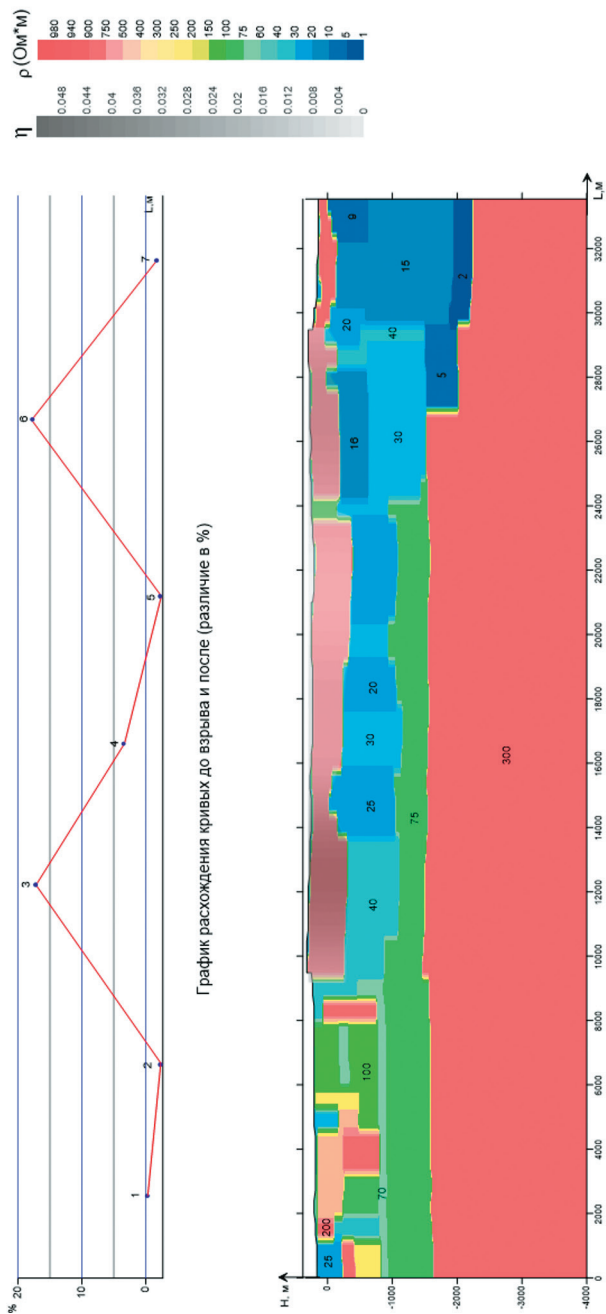


Рис. 2.61. Геоэлектрический разрез по результатам 3D интерпретации после взрыва

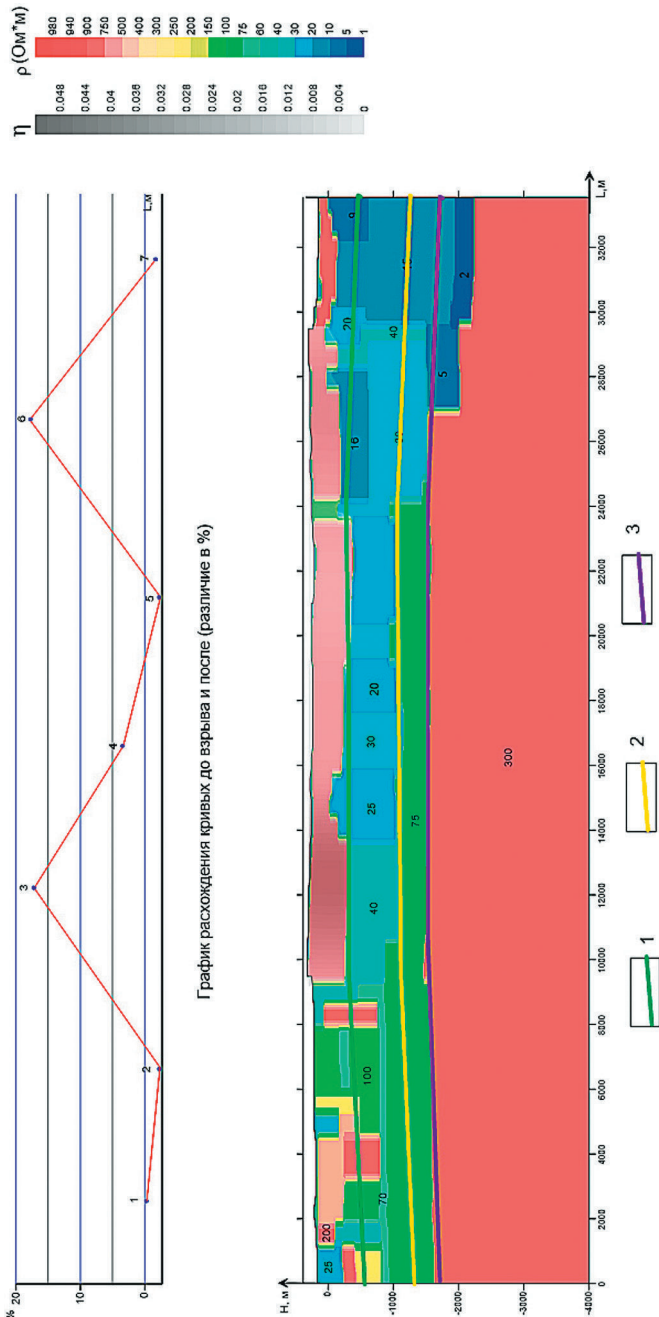


График расхождения кривых до взрыва и после (различие в %)

Рис. 2.62. Геоэлектрический разрез по результатам 3D интерпретации после взрыва с сейсмическими границами
 1 – кровля венда, 2 – кровля теригеного венда, 3 – кровля рифея

в средней части профиля отмечается как достаточно высокоомный (200–300 Ом·м), можно отнести к карбонатному комплексу нижнего кембрия, и представлен он, скорее всего, усольской свитой.

Граница этого комплекса в центральной части профиля хорошо коррелирует с кровлей венда, глубина залегания которой по сейсмическим данным составляет 600 м (рис. 2.62).

Отложения карбонатного венда могут быть ассоциированы со вторым слоем, имеющим мощность 400–600 м и представленным в центральной части профиля породами с сопротивлением порядка 30 Ом·м, что может быть обусловлено их повышенной трещиноватостью.

Отметим, что такие сопротивления, обусловленные трещиновато-кавернозным состоянием, отмечаются в карбонатном венде, зафиксированном в скважине Имбинской 180.

Третий слой можно связать с отложениями терригенного венда. Ниже расположена толща рифея.

В южной и северной частях профиля выдержанность разреза нарушается. Здесь, возможно, вступает в силу тектонический фактор, обуславливающий погружение слоев разреза за пределами профиля М-ЗСБ и создающий условия для появления водонасыщенных разломных зон.

Таким образом, наблюдаемые аномальные зоны ВП, проявляющиеся в результате сейсмического воздействия, расположены в центральном, выдержанном по латерали отделе верхней части разреза, и приурочены к высокоомным карбонатным отложениям усольской свиты. Эти зоны могут быть связаны с зонами повышенной микротрещиноватости или зонами с закрытой пористостью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Горные породы в общем случае являются многокомпонентной гетерогенной средой, представляющей собой самоорганизованную систему, которая начиная с определённого масштаба характеризуется некоторыми эффективными ЭМ свойствами (электропроводность, диэлектрическая проницаемость и магнитная проницаемость). Представительным для такой породы является некоторый минимальный объём, физические свойства которого могут быть отнесены к системе в целом. В этом случае мы можем рассматривать модель этой породы на макроуровне и считать её на этом уровне однородной.

Пропускание через такую среду переменного тока приводит к накоплению зарядов на границах между компонентами и фазами. Иначе говоря, в такой среде возникает вызванная поляризация (ВП). В результате эффективные электропроводность и диэлектрическая проницаемость становятся зависимыми от времени и частоты во временной и частотной области соответственно.

При учете поляризационных процессов можно отметить два аспекта. Один – это увеличение количества параметров при решении обратной задачи, что можно преодолеть, например, разделив процессы становления и ВП.

Второй аспект – это связь обобщённых поляризационных параметров, входящих в формулу Cole-Cole, с реальными параметрами среды. Здесь до сих пор допускаются различные толкования. Один из возможных вариантов истолкования этих параметров базируется на фрактальной модели среды, которая и была использована в данной работе.

Исследования, проведенные различными авторами, показали целесообразность применения фракталов как единой параметрической базы при исследовании геологических сред геофизическими методами. Изучение в рамках фрактальной модели явления вызванной поляризации не является исключением. С помощью фрактального подхода к описанию горных пород геометрические характеристики порового пространства увязаны с такими свойствами среды, как поляризуемость и характеристики временного спада процессов ВП. В частности, дать истолкование параметров такой эмпирической закономерности, наблюдаемой в эксперименте, как формула Cole-Cole.

Соотношение, отражающее связь динамических параметров с импедансом во фрактальных средах, может быть использовано для решения задачи прогноза отдельных петрофизических параметров, в случае, когда информация об этих параметрах неполна или отсутствует.

Отметим, что этот подход позволяет описывать не только такие относительно регулярные структуры, как вкрапленные руды и песчаники, но и оперировать с достаточно сложными образованиями типа порово-кавернозных известняков.

В работе показано, что поисковый фактор – наличие зон эпигенеза над УВ-залежами, отмечаемых в виде зонально-кольцевого распределения аномальных характеристик электромагнитных полей, находит отражение и в спектральных характеристиках геохимических полей, что дает возможность рассматривать его как объективный надежный признак для установления собственно УВ-месторождения.

Аппарат «физики дробного исчисления» позволяет связать задачи аномальной диффузии с конкретными вопросами интерпретации геолого-геофизических данных, устанавливая возможность анализа явлений, истолкование которых в рамках традиционных технологий сложно. В частности, трудно дать объяснение многочисленным экспериментам с использованием плотных пространственно-временных сетей наблюдения в электроразведке, в которых данные осложнены

нелинейными составляющими в широком временном диапазоне. На основе фрактального подхода можно не только свести сложный процесс распространения поля в гетерогенной среде к компактным уравнениям в дробных производных, но и установить связь показателя дробности производной с петрофизическими параметрами среды.

Этот же подход позволил установить и промоделировать закономерности изменения сопротивления горных пород в результате упругого воздействия, с помощью аппроксимации процесса релаксации сопротивления функциями Миттаг-Леффлера. Это дало возможность унифицировать все измерения и тем самым более объективно подходить к установлению корреляционных связей СЭЭ1 и петрофизических параметров.

На основе анализа петрофизических данных установлены зависимости между амплитудой СЭЭ1 и такими параметрами, как пористость, проницаемость и интервальные скорости пробега продольных и поперечных волн, что позволяет использовать амплитуду СЭЭ1 как один из прогнозных параметров при изучении коллекторских свойств среды.

Показано, что с точность прогноза фильтрационно-емкостных характеристик может быть увеличена при использовании полных кривых релаксации сопротивления. Это позволяет применять при установлении латентных связей между параметрами СЭЭ1 и петрофизическими свойствами математический аппарат, используемый для описания поведения динамических систем.

Проведенный полевой эксперимент показал, что СЭЭ1 может быть зафиксирован даже при однократном импульсном воздействии на среду. В результате сопоставления 3D моделей до и после взрыва на профиле отмечено изменение электрических свойств среды, связанное со взрывными работами. Выделенный сейсмoeлектрический эффект может быть обусловлен появлением дополнительных процессов ВП в верхнем слое разреза. Наблюдаемые аномальные зоны ВП, проявляющиеся в результате сейсмического воздействия, ока-

зались приурочены к высокоомным карбонатным отложениям усольской свиты. Эти аномалии могут быть связаны с зонами повышенной микротрещиноватости или зонами с закрытой пористостью

Таким образом, проведенные исследования указывают на реальную возможность связать данные сейсмоэлектроразведки с задачей прогноза коллекторских свойств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Archie G. E. The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. *Trans. Am. Inst. Min., Metallurg., Petr. Eng.*, 1942, v.146, p. 54–62.
2. Arneodo A., Bacry E. and Muzy J. F., Wavelet analysis of fractal signals: direct determination of the singularity spectrum of fully developed turbulence data. Berlin, Springer-Verlag, 1991.
3. Barnsley M. F., Rising H. *Fractals Everywhere*. Morgan Kaufmann, 1993. 531 p.
4. Cole K. S., Cole R. H. Dispersion and absorption in dielectrics, 1. Alternating current field, *Journ. of Chem. Phys.*, 1941, no. 9, pp. 341–351.
5. Daubechies I. The wavelet transform, time- frequency localization and signal analysis. *IEEE Trans. on Information Theory*, 1990, v. 36, pp. 961–1005-
6. Dorovsky V., Imomnazarov Kh. A mathematical model for the movement of a conducting liquid through a conducting porous medium. *Mathematical and Computer Modelling*, 1994, v. 20, pp. 91–97.
7. Dorovsky V., Dorovsky S. A hydrodynamic model of water-oil layered systems containing gas. *Mathematical and Computer Modelling*, 2002, v. 35, pp. 751–757.
8. Capelas de Oliveira E., Mainardi F., Vaz J. Jr. Models based on Mittag-Leffler functions for anomalous relaxation in dielectrics. *The European Physical Journal, Special Topics*, 2011, v. 193, pp. 161–171.
9. Kamenetsky F. M., Trigubovich G. M. Transient electromagnetic field in magneto-viscous medium. *Journal of Applied Geophysics*, 2011, v. 75, pp. 373–378.
10. Filatov V. V., Larichev A. I., Dikhan S. V. Fractal geochemical anomaly features and hydrocarbon reservoir forecast. Abstract 32nd International Geological Congress. Scientific Session 215. Florence, 2004, pp. 965.

11. Flekkoy E. G. A physical basis for the Cole-Cole description of electrical conductivity of mineralized porous media. *Geophysics*, 2013, v. 78(5), D355–D368.
12. Ge J., Everett M. E., Weiss C. J. Fractional diffusion analysis of the electromagnetic field in fractured media. Part 1: 2D approach. *Geophysics*, 2012, v. 77(4), WB213–WB218. doi:10.1190.
13. Ge J., Everett M. E., Weiss C. J. Fractional diffusion analysis of the electromagnetic field in fractured media. Part 2: 3D approach. *Geophysics*, 2012, v. 80 (3), E175–E185/
14. Gorenó R., Loutchko J, Luchko Yu, Computation of the Mittag-Leffer function and its derivatives. *Fract, Calc, Appl, Anal.*, 2002, v. 5, pp. 491–518/
15. Gurin G., Tarasov A., Ilyin Yu., Titov K. Application of the Debye decomposition approach to time domain induced polarization profiling data: a mining example. 3rd International Workshop on Induced Polarization (6–9 April), Abstracts, Oléron Island, France, 2014, pp. 104–105.
16. Helióder F., Nigmatullin R. R., Riot P., Le Mehaute A., Du Temps Irréversible en Géométrie Fractale. Paris, Hermes Publ., 1994. 246 p.
17. Jouniaux L., Zyserman F. A review on electrokinetically induced seismo-electrics, electro-seismics, and seismo-magnetics for Earth sciences. *Solid Earth*, European Geosciences Union, 2016, v. 7, pp. 249–284.
18. Kamenetsky F. M., Stettler E. H, Trigubovich G. M. *Transient Geo-Electromagnetics*. L–M University of München, Germany, 2010. 306 p.
19. Kamenetsky F. M., Trigubovich G. M., Chernyshev A. V. *Three lectures on geological medium induced polarization*. L–M University of München, Vela Verlag, 2014. 56 p.
20. Katz A. J., Thompson A. H. Fractal Sandstone Pores Implication for Conductivity and Pore Formation. *Physical Review Letters*, 1985, v. 54, pp. 1325–1328.
21. Khamzin A. A., Nigmatullin R. R., Popov I. I. Log-periodic corrections to the Cole-Cole expression in dielectric relaxation. *Physica A.*, 2013, v. 392, no. 1, pp. 136–148.

22. Khamzin A. A., Nigmatullin R. R., Popov I. I. Description of the anomalous dielectric relaxation in disordered systems in the frame of the Mori-Zwanzig formalism. *Journal of Physics: Conference Series*. 2012. v. 394, pp. 012013–1–6.
23. Lorenz E. N. Deterministic Nonperiodic Flow. *J. Atmos. Sci.*, 1963, v. 20, pp. 30–41.
24. Mandelbrot B. B. *The fractal geometry of nature*. San Francisco, 1983. 460 p.
25. Morlet J. *Sampling Theory and Wave Propagation*. Springer, New York, 1983, v.1, pp. 233–261.
26. Nigmatullin P. P., Dissado L. A., Soutougin N. N. A fractal pore model for Archie’s law in sedimentary rocks. *Phys. D.*, 1992, v. 25, pp. 32–37.
27. Nigmatullin R. R. On the theory of relaxation with “remnant” memory. *Phys. Stat. Sol(b)*, 1984, v. 124, pp. 389–393.
28. Nigmatullin R. R. The realisation of the generalized transfer equation in a medium with fractal geometry. *Phys. Stat. Sol(b)*, 1986, v. 133, p. 425–430.
29. Oldham K. B., Spanier. *The Fractional Calculus*. New York, Academic Press, 1974.
30. Packard N. H., Crutchfield J. P., Farmer J. D., Shaw R. S. Geometry from a Time Series. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 45, pp. 712–715.
31. Pride S. R., Garambois S. Electro seismic wave theory of Frenkel and more recent developments. *Journal of Engineering Mechanics*, 2005, vol. 131.
32. Pride S. R., Haartsen M. W. Electro seismic wave properties. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1996, v. 100.
33. Ressler O. E. Chemical Turbulence: Chaos in a Small Reaction-Diffusion System. *Z. Naturforsch.*, 1976, v. 31, pp. 1168–1172.
34. Revil A., Jardani A., Sava P., Haas A. *The Seismoelectric Method: Theory and Applications*. J. Wiley & Sons Inc., 2015.
35. Roy Sh., Tarafdar S. Archie’s law from fractal model for porous rocks. *Physical Review B.*, 1997, v. 55, no. 13, pp. 8038–8041.
36. Solazzi S. G. m Jougnot D. Predicting the frequency-dependent effective excess charge density: A new up-scaling approach for

- seismoelectric modelling. *Geophysics*, Jan. 2021, pp. 1–40. <https://doi.org/10.1190/geo2020-0524.1>.
37. Sen P. N., Scala C., Cohen M. H. A Self Similar Model for Sedimentary Rocks with Application to the Dielectric Constant of Fused Glass Beads. *Geophysics*, 1981, v. 46(5), pp. 781–795.
 38. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence. *Dynamical Systems and Turbulence. Lecture Notes in Mathematics*. Eds D. A. Rand, L.-S. Young. Berlin. Springer-Verlag, 1980, v. 898, pp. 366–381.
 39. Tarasov A., Titov K Relaxation time distribution from time domain induced polarization measurements. *Geophys. J. Int.*, 2007, v. 170, pp. 31–43.
 40. Thompson H., Hornbostel S., Burns J., Field tests of electroseismic hydrocarbon detection. *Geophysics*, 2007, v. 72, no. 1, pp. N1–N9.
 41. Trigubovich G. M., Epov M. I., et al. Technology of electromagnetic scanning of surface layer for solving engineering for International Geophysical Conference and Exhibition EAGE, 15–18 September 1997. Moscow, 1997.
 42. Turcotte D. L. *Fractal and Chaos in Geology and Geophysics*. Second edition. Cambridge Univ. Press, New York, 1997. 398 p.
 43. Volterra V. *Theory of Functionals and of Integral and Integro-differential Equations*. London. Blackie & Son. 1931, 226 p.
 44. Zhdanov M. N. Generalized effective-medium theory of induced polarization. *Geophysics*, 2008. v. 5, pp. 197–211.
 45. Безрук И. А., Ерхов В. А., Маркаров Э. С., Потапов О. А., Руденко Г. Е., Чарушин А. Г., Липилин А. В. Сейсмоэлектроразведка нефтяных месторождений // *Разведка и охрана недр*. 2004. № 7.
 46. Бондаренко А. Н., Иващенко Д. С. Численное решение обратных задач аномальной диффузии // *Тез. докл. Всерос. науч. конф. «Наука. Технологии. Инновации»*. Новосибирск, 2003, 4.1. С. 223–224.
 47. Былов Б. Ф., Виноград Р. Э., Гробман Д. М., Немыцкий В. В. *Теория показателей Ляпунова и ее приложения к вопросам устойчивости*. М., 1966. 576 с.

48. В. Гейзенберг. Роль феноменологических теорий в системе теоретической физики // Успехи физических наук. 1967. Т. 91, вып. 4. С. 731–733.
49. Геннадиник Б. И. Уравнения и параметры осредненного электромагнитного поля в гетерогенной среде // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980. № 6. С. 69–75.
50. Горяинов П. М., Иванюк Г. Ю. Самоорганизация минеральных систему М.: ГЕОС, 2001. 312 с.
51. Дахнов В. Н. Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. М.: Недра, 1982. 448 с.
52. Добрынин В. М. Деформации и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. М.: Недра, 1970. 239 с.
53. Доровский С. В., Доровский В. Н., Блохин А. М. О возможностях электроразведки при исследовании устойчивости водонефтяных слоистых систем // Геология и геофизика. 2006. № 11. С. 1185–1191.
54. Дремин И. М., Иванов О. В., Нечитайло В. А. Вейвлеты и их использование // УФН. 2001. № 171. С. 465–501.
55. Духин С. С. б Шилов В. Н. Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсионных системах и полиэлектролитах. Киев: Наукова Думка, 1972. 205 с.
56. Дьяконов Б. П., Файзуллин И. С. Реакция трещиновато-блочных сред на сейсмоакустические воздействия и естественные колебания // Геофизика. 2009. № 3.
57. Зейгарник В. А., Ключкин В. Н. Физическое моделирование электросейсмического эффекта в горных породах // Триггерные эффекты в геосистемах: материалы третьего Всероссийского семинара-совещания. М.: ГЕОС. 2015. С. 252–259.
58. Зеленый Л. М., Милованов А. В. Фрактальная топология и странная кинетика: от теории перколяции к проблемам космической электродинамики // УФН. 2004. Т. 74, № 8. С. 810–853.
59. Иванов А. Г. Сейсмоэлектрический эффект 1-го рода в приэлектродной области // Докл. АН СССР. 1949. Т. 68, № 1.
60. Иванов А. Г. Сейсмоэлектрический эффект 2-го рода // Изв. АН СССР, Сер. географических и геофизических наук. 1940. № 5.

61. Иванов А. Г. Эффект электризации пластов земли при прохождении через них упругих волн // Докл. АН СССР. 1939. Т. 24, № 11.
62. Иванюк Г. Ю., Горяинов П. М., Пахомовский Я. А., Коноплева Н. Г., Яковенчук В. Н., Базай А. В., Калашников А. О. Самоорганизация рудных комплексов. Синергетические принципы прогнозирования и поисков полезных ископаемых. М.: ГЕОКАРТ-ГЕОС, 2009. 392 с.
63. Калашников А. О. Степень дифференцированности геохимического поля как поисковый признак // Разведка и охрана недр. 2008. № 3. С. 34–40.
64. Комаров В. А. Электроразведка методом вызванной поляризации. Л.: Недра, 1980. 321 с.
65. Комаров В. А. Геоэлектрохимия. СПб.: Изд-во ун-та, 1994. 136 с.
66. Кормильцев В. В. Вызванная поляризация в уравнениях электродинамики. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1981. 44 с.
67. Кормильцев В. В., Мезенцев А. Н. Электроразведка в поляризующихся средах. Свердловск: Изд-во АН СССР, 1989. 127 с.
68. Кроновер Р. М. Фракталы и хаос в динамических системах. Основы теории. М., 2000. 352 с.
69. Крылов С. С., Бобров Н. Ю. Частотная дисперсия электрических свойств мёрзлых пород при электромагнитных зондированиях с вертикальным магнитным диполем // Физика Земли. 1997. № 3. С. 64–70.
70. Кузнецов А. Н. Физическое моделирование задач сейсмоэлектроразведки // Геофизика. 2004. № 5.
71. Кузнецов А. Н., Соколова И. П., Мороз И. П. и др. Общие черты проявления сейсмoeлектрических эффектов 1-го и 2-го рода в Саратовском Заволжье, Днепровско-Донецкой впадине и Западной Сибири // Физика Земли. 2007. № 4. С. 48–52.
72. Кузнецов С. П. Динамический хаос (курс лекций). М.: Изд-во физико-математической литературы, 2001. 296 с.
73. Ландау Л. Д. Теория сверхтекучести гелия II // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1941. № 11. С. 592.

74. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
75. Лящук Д., Борсук В., Бодляк П. Нові дані прогнозування покладів вуглеводнів в Передкарпатському прогині на основі взаємодії сейсмічного і електричного полів // Західно-Українська геофізична розвідувальна експедиція ДГП «Укр-геофизика». Львів.
76. Лящук Д. Н., Борсук В. А.. Нова технологія геофізичної розвідки нафтогазових родовищ на основі взаємодії сейсмічного і електричного полів // Західно-Українська геофізична розвідувальна експедиція ДГП «Укргеофизика». Львів.
77. Майбук З.-Ю. Я. Триггерный механизм нелинейных механоэлектрических преобразований в орудненных разломах // Физика Земли. 2006. № 10.
78. Манштейн А. К., Нестерова Г. В., Филатов В. В., Саева О. П. Об оценке величины сейсмоэлектрического эффекта первого рода // Технологии сейсморазведки. 2013. № 4. С. 81–88.
79. Наймарк А. А. Структурированность геологической среды и корректность реконструкций ее напряженного состояния // Вестник Московского университета. Сер. 4. Геология. 1995. № 3. С. 14–21.
80. Нигматуллин Р. Р. «Физика» дробного исчисления и ее реализация на фрактальных структурах: дис. ... д. ф. - м. н. Казань, 1992. 231 с.
81. Новиков В. В., Комкова О. А. Диэлектрическая релаксация Коул-Коула // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2004. № 5. С. 61–64.
82. Озерков Э. Л. Опытнo-методические работы по сейсмо- и электроразведке для выявления неантиклинальных ловушек во внутришельфовых отложениях Каменско-Золотовской площади: отчет по теме 281. Саратов: СГЭ НВНИИГГ, 1987. 198 с.
83. Озерков Э. Л. Пути использования сейсмоэлектрического воздействия полей при прогнозировании залежей нефти и газа // Сб. докл. международной конференции по разведочной геофизике. М., 1992.

84. Петкевич Г. И. Информативность акустических характеристик неоднородных геологических сред. Киев. Наукова думка, 1986. 216 с.
85. Савинов В. Н., Ахматов Е. В., Моисеева Т. В., Бывальцев Д. В., Гилёва О. А., Залалова Ю. М. Характеристика сейсмоэлектрического эффекта первого рода в породах продуктивных горизонтов // Геология, геофизика и разработка нефтяных и газовых месторождений. 2014. № 7. С. 73–79.
86. Самко С. Г., Килбас А. А., Маричев О. И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. Минск: Наука и техника, 1987. 688 с.
87. Светов Б. С. К теоретическому обоснованию сейсмоэлектрического метода геофизической разведки // Геофизика. 2000. № 1.
88. Светов Б. С. Основы геоэлектрики. М.: Изд-во ЛКИ, 2008. 656 с.
89. Светов Б. С., Агеев В. В., Александров П. Н. и др. Некоторые результаты экспериментальных полевых сейсмоэлектрических исследований // Геофизика. 2001. № 6.
90. Светов Б. С., Губатенко В. П. Электромагнитное поле механоэлектрического происхождения в пористых влагонасыщенных горных породах. 1. Постановка задачи // Физика Земли. 1999. № 10.
91. Светов Б. С. Геоэлектромагнитные исследования по грантам РФФИ // Материалы РАН 1997–2007.
92. Учайкин В. В. Метод дробных производных. Ульяновск: АРТИШОК, 2008. 512 с.
93. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 256 с.
94. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике. Пер. с англ. Т. 4. М., 1965.
95. Филатов В. В. О связи физических параметров горных пород с процессами аномальной диффузии // ГЕО-Сибирь-2006. Недропользование. Новые направления и технологии поиска, разведки и разработки месторождений полезных ископаемых: сб. матер. междунар. науч. конгр., 24–28 апреля 2006 г., Новосибирск: СГГА, 2006. С. 71–76.

96. Филатов В. В. Динамические системы и задачи геолого-геофизического прогноза / В, В, Филатов // Разведка и охрана недр. 2012. № 2. С. 85–90.
97. Филатов В. В. Электросейсмические эффекты и вызванная поляризация неоднородных сред//Геофизические методы исследования земной коры // Матер. Всерос. конф., посвящ. 100-летию со дня рождения акад. Н. Н. Пузырева. Новосибирск, 8–13 декабря 2014. Новосибирск: ИНГГ, 2014. С. 319–324.
98. Филатов В. В. Формула Коула-Коула и фрактальность среды // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2017: 13-й междунар. науч. конгр. и выставка. Недропользование. Горное дело. Направления и технологии поиска, разведки и разработки месторождений полезных ископаемых. Экономика. Геоэкология: междунар. науч. конф., Новосибирск, 18–22 апр. 2016 г.: сб. матер. в 4 т. Т. 2. Новосибирск: СГУГиТ, 2016. С. 255–261.
99. Филатов В. В. О некоторых проблемах феноменологического подхода в теории электромагнитного поля в пористых флюидонасыщенных средах // Геология и минерально-сырьевые ресурсы Сибири. 2017. № 6с. С. 139–146.
100. Филатов В. В., Ларичев А. И., Дыхан С. В. Фрактальный анализ геохимических аномалий // Геология, геофизика и разработка нефтяных и газовых месторождений. 2007. № 12. С. 81–85.
101. Филатов В. В., Савинов В. Н., Светозерский О. Ю. О связи сейсмоэлектрического эффекта 1-го рода с петрофизическими параметрами среды // Геология и минерально-сырьевые ресурсы Сибири. 2015. № 1. С. 93–102.
102. Филатов В. В., Светозерский О. Ю. Синергетические аспекты интерпретации геолого-геофизических данных. М.: ГЕОКАРТ- ГЕОС, 2010. 136 с.
103. Филатов В. В., Тригубович Г. М. Релаксация сопротивления в задачах сейсмоэлектроразведки и задачи прогноза [Электронный ресурс] // Материалы VI Всероссийской школы-сем. им. М. Н. Бердичевского и Л. Л. Ваньяна – ЭМЗ-2013. Режим доступа: emf.ru/ems2013/section7/Филатов_Тригубович.pdf.99.

104. Френкель Я. И. К теории сейсмических и сейсмоэлектрических явлений во влажной почве // Изв. АН СССР. Сер. географических и геофизических наук. 1944. Т. 8. № 4.
105. Хамзин А. А., Нигматуллин Р. Р., Попов И. И. Микроскопическая модель недебаевской диэлектрической релаксации. Закон Коула–Коула и его обобщение // Теоретическая и математическая физика. 2012. Т. 173, № 2. С. 314–331.
106. Шейнманн С. М. Современные физические основы теории электроразведки. Л.: Недра, 1969. 224 с.
107. Шейнманн С. М., Исаев Г. А., Полетаева Н. Г. О влиянии вызванной поляризации на результаты измерений в методе переходных процессов // Методы разведочной геофизики. Л., 1982. Вып. 57.

Филатов Владимир Викторович
Тригубович Георгий Михайлович

О ФЕНОМЕНОЛОГИИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Редактор
В. Ф. Свиньин

Компьютерная верстка
Т. А. Воронина

ООО «Свиньин и сыновья»
www.isvis.ru, isvis@mail.ru

Подписано в печать 15.04.2022.
Формат 60×90 $\frac{1}{16}$. Усл. печ. л. 11,00
Тираж 500 экз. Заказ 180708

Типография АО «Т8 Издательские Технологии»
109316, г. Москва, Волгоградский пр., д. 42, к. 5
тел.: (495) 322-38-30, www.t8print.ru