

С. С. Крылов, Н. Ю. Бобров

АНОМАЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕД ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЯХ

Поляризационные эффекты, наблюдаемые при электромагнитных зондированиях, обычно учитываются в рамках феноменологического подхода путем введения комплексного частотнозависимого удельного электрического сопротивления. Как правило, для этой цели используется формула Коула — Коула (Cole — Cole), параметры которой (поляризуемость η и время релаксации τ) подбираются так, чтобы экспериментальные данные совпадали с расчетными. При этом часто для подбора кривых требуется выбор аномально высоких значений поляризуемости, достигающих 60–90 %.

Существующие в настоящее время представления о физической природе поляризации горных пород не дают оснований для выбора столь больших значений η . В диапазоне частот 10–100 кГц поляризация обычно связывается с эффектом Максвелла-Вагнера, который наблюдается в гетерогенных средах с высокой контрастностью проводимостей компонент. Этот эффект подробно исследован в работах [1, 2] для среды, состоящей из чередования плоскопараллельных слоев, а в работе [3] показано, что параметры такой среды (относительная толщина высокоомного слоя α , проводимости слоев на низких и высоких частотах σ_0 и σ_∞ , диэлектрические проницаемости на низких и высоких частотах ϵ_0 и ϵ_∞) связаны с параметрами формулы Коула — Коула. Используя полученные в работе [3] выражения, можно оценить относительные толщины высокоомных прослоев, которые необходимы для получения указанных выше поляризуемостей (для τ , соответствующих килогерцовому диапазону частот). Эти значения, как показывают расчеты, не должны превышать $10^{-3} - 10^{-5}$. Аналогичные оценки можно получить и для модели перегороженной поры, используемой в работе [4]. Наличие столь тонких изолирующих прослоев, имеющих достаточную протяженность, или столь тонких поровых перегородок в реальной геологической среде маловероятно.

В данной работе проблема аномальной поляризуемости рассматривается с помощью представлений, широко применяющихся в физике при исследованиях иерархически построенных гетерогенных сред. В последние годы подобные подходы получили распространение и в геофизике. Мы будем рассматривать только электрофизическую поляризацию, связанную с эффектом Максвелла — Вагнера, игнорируя электрокинетические и электрохимические эффекты, которые, возможно, также играют существенную роль в возникновении аномальной поляризуемости.

Экспериментальные данные получены нами при проведении электромагнитных зондирований в районах распространения многолетнемерзлых пород на Ямале с целью выявления залежей пластовых льдов и ледогрунтов. Аномальная поляризуемость наблюдалась над разрезами, содержащими слой засоленных суглинков морского генезиса с высоким (до 70 %) содержанием льда. При выполнении зондирований в частотном режиме на кривых появлялись характерные искажения, которые соответствовали высоким значениям поляризуемости [5].

Необходимо сделать одно замечание, касающееся используемой терминологии. Встречающиеся в геофизической литературе понятия “низкочастотная дисперсия электрических свойств” и “вызванная поляризация” описывают, по сути дела, одно

и то же явление [6]. Первый термин используется обычно при изучении физических свойств образцов породы, второй — при проведении электроразведочных работ. В данной статье эти термины употребляются как равнозначные, хотя следует отметить, что понятие “поляризация” в большей мере соответствует физической сущности исследуемых процессов.

1. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред

Представим себе среду, состоящую из смеси компонент, имеющих высокую и низкую проводимость. Условно будем называть эти компоненты “проводник” и “изолятор”. В дальнейшем будем использовать термины без кавычек, подразумевая, что изолятор может иметь конечное удельное сопротивление. Как известно, обычные формулы смесей неприменимы при высокой контрастности сопротивлений компонент. В таком случае для оценок электрических свойств используется теория эффективной среды и/или теория протекания (теория перколяции). Последняя теория рассматривает распространение некоей условной жидкости через среду, состоящую из случайного набора каналов, называемых “связями”, и их пересечений, называемых “узлами”. Связи и узлы могут пропускать жидкость, а могут быть разорваны. Абстрактные понятия “жидкость” и “среда” имеют различные значения в зависимости от физического смысла конкретной задачи [7]. Свойства перколяционной системы определяются долей проводящих связей p в общем числе связей. Очевидно, в случае исследования электрических свойств параметр p — это концентрация проводящей компоненты. Если концентрация проводника мала, среда в целом является изолятором и ее удельное сопротивление определяется удельным сопротивлением высокоомной компоненты. При постепенном повышении p наступает момент, когда проводимость резко возрастает и среда в целом становится проводником. Концентрация p_c , соответствующая этому моменту, называется критической, или порогом протекания. Наиболее интересными свойствами перколяционная система обладает в окрестностях критической точки, которая в физике твердого тела рассматривается как точка фазового перехода металл — диэлектрик.

Здесь мы не имеем возможности излагать основы теории протекания, поэтому остановимся только на некоторых выводах, существенных для электроразведки и, в частности, для проблемы аномально высокой поляризуемости, наблюдаемой в ряде случаев при электромагнитных зондированиях.

1. При концентрациях, близких к критической, среда обладает свойством масштабной инвариантности, т. е. является геометрическим фракталом [8]. Размеры фрактальной области ограничены так называемой корреляционной длиной перколяционной структуры ξ , которая при приближении к порогу протекания расходится и ее поведение описывается соотношением $\xi \sim |p - p_c|^{-\nu}$. Здесь и далее, как это принято в работах по теории протекания, значок \sim означает пропорциональность, что позволяет опускать в равенствах численный множитель. Индекс ν и вводимые ниже s и t — так называемые критические индексы теории протекания, которые, вообще говоря, зависят лишь от размерности перколяционной системы.

Сам факт фрактальности свидетельствует о наличии неоднородностей в любых масштабах. В таких структурах понятия удельного сопротивления ρ или удельной электропроводности σ теряют смысл и необходимо рассматривать средние по большому числу реализаций значения $\langle \rho \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$, при этом $\langle \rho \rangle$ не обязательно равно $1/\langle \sigma \rangle$.

При электромагнитных зондированиях мы имеем дело с кажущимися значениями ρ или σ . В случае фрактальной среды, если характерные размеры установки или

длина волны меньше ξ , необходимо также рассматривать усредненные значения.

2. При приближении к порогу протекания статическая диэлектрическая проницаемость подчиняется соотношению $\epsilon_0 \sim |p - p_c|^{-s}$ и может достигать аномально больших величин, при этом наблюдается частотная дисперсия электрических свойств. Статическая проводимость при $p > p_c$ возрастает: $\sigma_0 \sim |p - p_c|^t$ [9].

Эффект аномального увеличения ϵ_0 при $p \rightarrow p_c$ получил в физике твердого тела название "поляризационной катастрофы" при фазовом переходе металл — диэлектрик. Простое физическое истолкование этого эффекта дано в работе [10].

3. Поскольку корреляционная длина ξ при $p \rightarrow p_c$ неограниченно возрастает, в системах конечного размера наступает момент, когда фрактальная область достигает границ системы. В этом случае зависимость электрических свойств от p исчезает, а вместо нее появляется зависимость от размера системы L [11].

При концентрациях проводящей компоненты выше критической средняя проводимость на постоянном токе становится степенной функцией L :

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_1 \left(\frac{L}{a_0} \right)^{-t/\nu}, \quad (1)$$

а при концентрациях ниже критической аналогичная зависимость существует для среднего удельного сопротивления:

$$\langle \rho \rangle = \rho_2 \left(\frac{L}{a_0} \right)^{s/\nu}. \quad (2)$$

Здесь σ_1 — проводимость хорошо проводящей компоненты, ρ_2 — удельное сопротивление плохо проводящей компоненты, a_0 — минимальный характерный размер системы.

Формулы (1) и (2) соответствуют случаю $\sigma_2/\sigma_1 = 0$, т. е. для $p > p_c$ полагаем $\sigma_2 = 0$, а для $p < p_c$ полагаем $\rho_1 = 0$. Если отношение проводимостей конечно, зависимости становятся сложнее, однако характер их сохраняется

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_1 \frac{\theta_L + \theta}{2\theta_L} \left(\frac{L}{a_0} \right)^{-t/\nu} + \sigma_2 \frac{\theta_L + \theta}{2\theta_L} \left(\frac{L}{a_0} \right)^{s/\nu}, \quad p > p_c, \quad (3)$$

$$\langle \rho \rangle = \rho_1 \frac{\theta_L + \theta}{2\theta_L} \left(\frac{L}{a_0} \right)^{t/\nu} + \rho_2 \frac{\theta_L + \theta}{2\theta_L} \left(\frac{L}{a_0} \right)^{-s/\nu}, \quad p < p_c, \quad (4)$$

где $\theta = (p - p_c)/p_c$, $\theta_L = (L/a_0)^{-1/\nu}$. Формулы (3), (4) получены А. Е. Морозовским и А. А. Снарским [11].

2. Частотная дисперсия вблизи порога протекания

Для среды, обладающей частотной дисперсией, обычно вводится комплексная диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ или связанная с ней комплексная удельная электрическая проводимость $\tilde{\sigma} = j\omega\tilde{\epsilon} = \sigma' + j\sigma''$. Для наглядного представления зависимости электрических свойств от частоты используется диаграмма Коула — Коула: график $\epsilon''(\epsilon')$ в комплексной плоскости. Предложено несколько эмпирических формул, описывающих электрические свойства пород и материалов.

Частотная дисперсия в среде с одним временем релаксации задается формулой Дебая:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau}, \quad (5)$$

где ϵ_{∞} — диэлектрическая проницаемость на высоких частотах, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость на низких частотах, τ — постоянная времени релаксации, ω — круговая частота. Диаграмма Коула — Коула, соответствующая дебаевской релаксации, представляет полуокружность с центром на вещественной оси.

Для описания более широкого круга релаксационных процессов Коул и Коул [12] предложили формулу, получившую впоследствии их имя:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}}. \quad (6)$$

Диаграмма Коула — Коула для формулы Коула — Коула имеет вид дуги окружности с центром ниже вещественной оси (рис. 1, а).

Формулы Дебая и Коула — Коула описывают частотную дисперсию электрических свойств чистых диэлектриков. Пелтон и соавт. [13] предложили формулу для комплексного удельного электрического сопротивления горных пород, обладающих проводимостью на постоянном токе:

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho_{\infty}}{1 - \eta} \left[1 - \eta \frac{(j\omega\tau)^c}{1 + (j\omega\tau)^c} \right] = \rho_{\infty} + \frac{\rho_0 - \rho_{\infty}}{1 + (j\omega\tau)^c}, \quad (7)$$

где ρ_{∞} — сопротивление на высоких частотах, ρ_0 — сопротивление на низких частотах, η — поляризуемость. Формула (7) для $\tilde{\rho}$ имеет вид, аналогичный формуле (6) для $\tilde{\epsilon}$, и ее часто также называют формулой Коула — Коула.

Дисперсионные свойства перколяционных систем при воздействии переменным полем изучались с помощью численного моделирования на случайной прямоугольной сетке сопротивлений R и емкостей C . В этом случае p — доля проводящих связей, $1-p$ — доля емкостных связей. Результаты расчетов на двумерной модели приведены в работе [14]. При малых значениях p ниже порога протекания диаграмма Коула — Коула соответствует дебаевской релаксации. При приближении к p_c одновременно возрастает статическая (ϵ_0) и уменьшается динамическая (ϵ_{∞}) диэлектрическая проницаемость, а диаграмма Коула — Коула приобретает характерный вид: на низких частотах она представляет собой полуокружность с центром на вещественной оси, а на высоких частотах — прямую линию, направленную к вещественной оси под углом $\pi/4$.

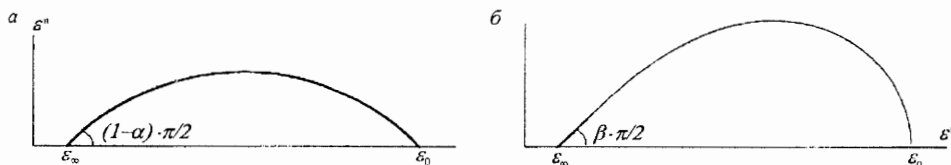


Рис. 1. Диаграммы Коула — Коула.

а — дисперсия задается формулой Коула — Коула, б — дисперсия задается формулой Коула — Лэвидсона.

Обобщением свойств комплексной $\tilde{\epsilon}$ бесконечной перколяционной системы вблизи критической точки является скейлинговое соотношение [15]:

$$\tilde{\epsilon} \cong |p - p_c|^{-s} f_{\pm} \left(j \frac{\omega}{\omega_0} |p - p_c|^{-s-t} \right), \quad (8)$$

где $\omega_0 = 1/RC$, $\omega \ll \omega_0$. Примем обозначения $x = j\omega/\omega^*$, $\omega^* = \omega_0 |p - p_c|^{s+t}$. Функция $f(x)$ называется скейлинговой функцией (индекс $f(x)$ соответствует знаку разности $p - p_c$). На низких частотах

$$f_-(x \ll 1) \sim 1 + \alpha x + \dots, \quad (9a)$$

где α — константа. На высоких частотах

$$f_{\pm}(x \gg 1) \sim x^{s/s+t}. \quad (9b)$$

Величину ω^* называют частотой перехода от низкочастотной к высокочастотной области.

Аналогичное поведение $\tilde{\epsilon}$ может быть описано с помощью известной из теории диэлектрической релаксации эмпирической формулы, впервые предложенной в работе Коула и Дэвидсона [16]

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{(1 + j\omega\tau)^{\beta}}. \quad (10)$$

Соответствующая формуле (10) диаграмма Коула — Коула приведена на рис. 1, б.

Рассмотрим асимптотики формулы (10) на низких и высоких частотах. При $\omega\tau \rightarrow 0$, раскладывая знаменатель в ряд по степеням $j\omega\tau$, получим

$$\tilde{\epsilon} \cong \epsilon_{\infty} + (\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})[1 - \beta * j\omega\tau]. \quad (11a)$$

При $\omega\tau \rightarrow \infty$

$$\tilde{\epsilon} \cong \epsilon_{\infty} + (\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})(j\omega\tau)^{\beta}. \quad (11b)$$

Учитывая, что на пороге протекания $\epsilon_0 \gg \epsilon_{\infty}$, и сравнивая (9) с (11), можно видеть, что постоянная времени релаксации $\tau \sim 1/\omega^*$. Параметр β связан с критическими индексами теории протекания: $\beta = s/(s+t)$. Для двумерной модели протекания $s = t = \nu = 1,3$, $\beta = 1/2$. При приближении к порогу протекания τ возрастает, т. е. дисперсионный переход смещается в область более низких частот. На пороге протекания $\epsilon_0 \rightarrow \infty$, $\tau \rightarrow \infty$ и диаграмма Коула — Коула переходит в прямую линию, идущую под углом $\beta \cdot \pi/2$ к вещественной оси.

Возникновение протекания при $p > p_c$ должно привести к появлению в формуле Коула — Дэвидсона добавочного члена $-j\sigma_0/\omega$, отражающего вклад статической проводимости. Диаграмма Коула — Коула на низких частотах в этом случае будет стремиться к вертикальной асимптоте.

Скейлинговое соотношение (8) справедливо, пока выполняется условие $L \gg \xi$. При $p \rightarrow p_c$ диэлектрическая проницаемость конечной системы, как и проводимость, начинает зависеть от размера системы. В [14] показано, что вблизи порога протекания при $x \rightarrow 0$ эта зависимость имеет вид

$$\tilde{\epsilon} \sim L^{s/\nu}, \quad \sigma \sim L^{-t/\nu}. \quad (12)$$

Эти соотношения согласуются с уравнениями (3), (4) для постоянного тока, если считать, что вклад в проводимость плохо проводящей компоненты имеет чисто емкостной характер. Частота перехода ω^* также зависит от размера системы:

$$\omega^* \sim \frac{\omega_0}{L^{(s+t)/\nu}}$$

В случае, если корреляционная длина ξ и характерные размеры измерительной установки (разнос, длина волны) сравнимы, аномальный рост $\tilde{\epsilon}$ и конечный скейлинг могут наблюдаться одновременно при выполнении электромагнитных зондирований. Необходимо еще раз подчеркнуть, что зависимость электрических свойств от масштаба будет проявляться статистически, т. е. для устойчивого выявления этой зависимости необходимо усреднение наблюдаемых параметров по множеству реализаций. Статистический подход использовался авторами при изучении электрических свойств мерзлых пород на п-ве Ямал.

3. Аномальная поляризуемость реальных пород

Двухкомпонентные среды с высокой контрастностью сопротивлений компонент широко распространены в природе. Большинство горных пород соответствует модели двухфазной среды, в которой твердая фаза — минеральный скелет — является изолятором, а жидкая — поровый электролит — проводником. Многими исследователями отмечалась аномальная поляризуемость мерзлых тонкодисперсных осадочных пород, проявляющаяся в высоких значениях диэлектрической проницаемости на низких частотах [17, 18]. В работах А. Д. Фролова и соавт. [17, 19], которые изучали частотную дисперсию электрических свойств мерзлых пород на образцах, предложена теория поляризации, опирающаяся на понятие макродиполей — фактически капилляров, перегороженных тонкими изолирующими перемычками. Следует отметить, что в ряде экспериментов А. Д. Фроловым установлено соответствие поведения комплексной $\tilde{\epsilon}$ мерзлых глинистых пород формуле Коула — Дэвидсона в широком интервале отрицательных температур.

При рассмотрении на макроуровне мерзлые засоленные глины и суглинки также могут быть представлены как двухкомпонентная среда, в которой исходная глинистая порода — хороший проводник, а ультрапресный лед, содержащийся в ней в виде прожилок и шпиров, — изолятор. В этом случае необходимо учитывать, что размеры ледяных образований могут быть сравнимы с характерными размерами установок при электромагнитных исследованиях. Подход, объясняющий поляризацию мерзлых пород эффектом Максвелла — Вагнера на макронеоднородностях, был впервые предложен В. А. Сидоровым [20]. Он связал характерные искажения кривых становления поля (процессы со сменой знака сигнала), наблюдавшиеся в Якутии, с наличием в среде вертикальных, заполненных льдом трещин, являющихся оперением кимберлитовых трубок. Отметим, что упоминавшаяся выше теория макродиполей также может быть представлена в терминах поляризации Максвелла — Вагнера, и в этом смысле она не противоречит подходу В. А. Сидорова, а отличается пространственным уровнем неоднородностей, вызывающих поляризацию.

Принято считать, что концентрация проводника в горной породе значительно превышает критическую. Это, безусловно, верно для макроскопически однородных пород, обладающих проводимостью на постоянном токе, однако совсем не обязательно должно выполняться для сложных образований, например для ледогрунта, в естественном залегании. Современные исследования показывают, что объекты, обладающие свойствами фрактала, широко распространены в природе. Как отмечалось

выше, фрактальная геометрия распределения неоднородностей в двухкомпонентной контрастной среде соответствует близости к критической концентрации. Среда может находиться в таком состоянии вследствие процессов, связанных с явлением "самоорганизующейся критичности", широко изучаемым в последнее время физиками [21]. В случае мерзлоты "критичность" может быть как результатом имеющих фрактальный характер процессов растрескивания и диффузии, с которыми связано образование криогенного комплекса пород, так и отражением динамической неустойчивости. В последнем случае мы имеем дело с перманентным фазовым переходом из талого в мерзлое состояние. Известно, что в засоленных породах этот переход происходит в некотором интервале отрицательных температур, который, вообще говоря, близок к реальным температурам в верхней части мерзлотного разреза.

Рассмотрим экспериментальные данные, подтверждающие возможную связь аномальной поляризуемости и критичности распределения льдистых включений в засоленных мерзлых породах.

4. Экспериментальные исследования аномальной поляризуемости мерзлых пород

Комплекс электромагнитных методов, применявшихся при исследованиях, включал в себя дистанционные зондирования и профилирование с аппаратурой ДЭМП-СЧ, рабочие частоты 40, 80, 320 кГц и частотно-дистанционные зондирования с аппаратурой "Ямал-4", диапазон рабочих частот 2–200 кГц. Источником электромагнитного поля во всех случаях был вертикальный магнитный диполь. При дистанционных зондированиях изменяется разнос r между источником и приемником при фиксированной частоте f и по измеренному отношению модулей вертикальной и горизонтальной компонент электромагнитного поля H_z/H_r вычисляется кажущееся значение удельного электрического сопротивления ρ_k . Под кажущимся сопротивлением мы понимаем сопротивление, рассчитанное для нормального поля над недиспергирующей средой (в пренебрежении токами смещения). При частотно-дистанционных изопараметрических зондированиях частота и разнос меняются одновременно так, чтобы выполнялось условие $\sqrt{f} \cdot r = \text{const}$. Измеряемым параметром является угол наклона эллипса поляризации, по значениям которого вводится ρ_k .

Влияние частотной дисперсии проявляется в характерных искажениях кривых зондирований $\rho_k(r)$, на которых устойчиво наблюдается аномальный рост ρ_k и уменьшение эффективной продольной проводимости S при увеличении глубины проникновения поля [5]. Определение параметров поляризации осуществляется путем подбора по экспериментальным точкам теоретической кривой, рассчитанной с учетом дисперсии в одном из слоев.

В ходе исследований на п-ве Ямал были выполнены многочисленные зондирования на участке с известным по данным бурения геологическим строением (рис. 2). Анализ результатов показал, что второму слою разреза — засоленным суглинкам морского генезиса с высокой льдистостью — соответствует аномально высокая поляризуемость. Этот слой перекрывается озерно-речными отложениями, имеющими более высокое сопротивление, и подстилается мощным слоем ледогрунта и песка. Можно показать [22], что такая структура разреза способствует наиболее сильному проявлению частотной дисперсии. Однако если при решении прямой задачи использовать формулу (3), невозможно подобрать поляризуемость и время релаксации таким образом, чтобы одновременно описать искажения кривых дистанционных и изопараметрических зондирований. Во всех случаях для подбора дистанционных кривых требуется задание более высоких значений поляризуемости, чем для под-

бора частотно-дистанционных изопараметрических кривых. Оценки ν отличаются значительно (например 0,65 для первых и 0,9 для вторых), и это не может быть объяснено ошибками измерений или влиянием приповерхностных неоднородностей.

Если принять модель мерзлой породы как двухкомпонентной среды, находящейся вблизи порога протекания, можно рассмотреть влияние на результаты зондирования масштабной зависимости электрических свойств. При этом предполагается, что данный эффект имеет место в макромасштабе, т. е. корреляционная длина перколяционной системы сравнима с геометрическими размерами установки для электромагнитных зондирований. Мерзлые суглинки имеют характерную шпировую криогенную текстуру, в них присутствуют многочисленные тонкие горизонтальные слои льда и песка. Это дает основание считать, что в поле вертикального магнитного диполя может происходить самоусреднение электрической проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ , т. е. среда представляет собой совокупность соединенных параллельно горизонтально ориентированных двумерных перколяционных систем. В точке каждого единичного зондирования глинистый слой обладает, таким образом, некоторой усредненной комплексной проводимостью

$$\tilde{\sigma}_{\Sigma} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \tilde{\sigma}_i,$$

где $\tilde{\sigma}_i$ — комплексная проводимость элементарного глинистого прослоя, отделенного от соседних тонкими изолирующими горизонтальными прослоями, m — число глинистых прослоев, пачка которых образует слой в геологическом разрезе. Если бы было возможно непосредственно измерить $\tilde{\sigma}_{\Sigma}$, мы получили бы оценку средней комплексной проводимости $\langle \tilde{\sigma} \rangle$. Однако мы имеем дело с кажущимися вещественными значениями σ_k , которые определяются в результате интерпретации кривых электромагнитных зондирований. Разброс этих значений зависит от наличия неоднородностей во всех слоях разреза. Надежность оценки можно повысить, определив средние значения σ_k по результатам нескольких зондирований. При этом мы полагаем, что масштабная зависимость $\langle \sigma_k \rangle$ отражает масштабную зависимость $\langle \tilde{\sigma} \rangle$.

Рассмотрим результаты одного из специально выполненных экспериментов, поставленных для выявления масштабной зависимости.

На территории с известным геологическим строением был выбран тестовый участок $80 \times 80 \text{ м}^2$, в пределах которого можно ожидать постоянства геологических границ. На этом участке по схеме, изображенной на рис. 3, было выполне-

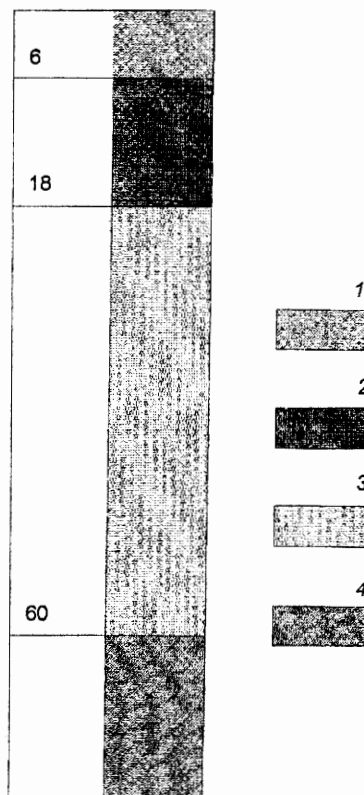


Рис. 2. Геологический разрез кустовой площадки 63, Бованенковское ГКМ (по данным бурения НФ "Криос").

1 — супеси, 2 — суглинки, 3 — пески, 4 — глины пластичномерзлые; цифры слева — глубина в метрах.

но 36 дистанционных зондирований (ДЗ) на частоте 40 кГц. Значения $\sigma_k = 1/\rho_k$ усреднялись на каждом разnose:

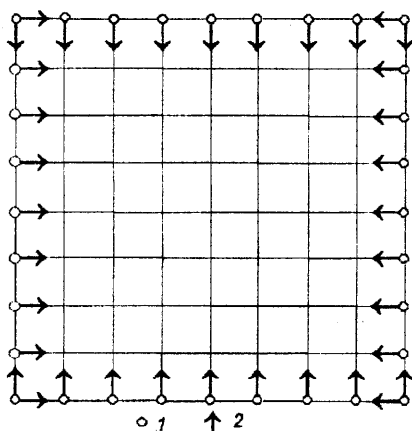


Рис. 3. Схема выполнения дистанционных зондирований в эксперименте по выявлению масштабной зависимости электрических свойств мерзлых пород.

1 — точки, в которых размещался источник электромагнитного поля (вертикальный магнитный диполь), 2 — направление разносов; шаг сетки — 10 м.

находится слой супеси мощностью около 6 м и с сопротивлением 150–200 Ом·м. Изопараметрические зондирования более трудоемки, чем дистанционные, поэтому не было возможности выполнить их в объеме, пригодном для статистической обработки.

$$\langle \sigma_k \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \sigma_{kj}$$

(в данном случае $n = 36$). В дальнейшем рассматривалась усредненная кривая $\langle \rho_k \rangle = 1 / \langle \sigma_k \rangle$ (рис. 4). Она является довольно гладкой и может быть проинтерпретирована в рамках двухслойной модели “проводник на изоляторе”. Интерпретация дает удельное сопротивление первого слоя 50 Ом·м, мощность 10 м (теоретическая кривая 3 на рис. 4, а). Однако этот результат находится в противоречии с данными бурения в районе тестовой площадки (см. рис. 2) и с данными выполненных на том же участке изопараметрических зондирований (ИЗ). По результатам бурения граница слоя низкоомных суглинков и высокоомных мерзлых песков лежит в интервале 15–18 м, кроме того, в приповерхностной части разреза находится слой супеси мощностью около 6 м и с сопротивлением 150–200 Ом·м.

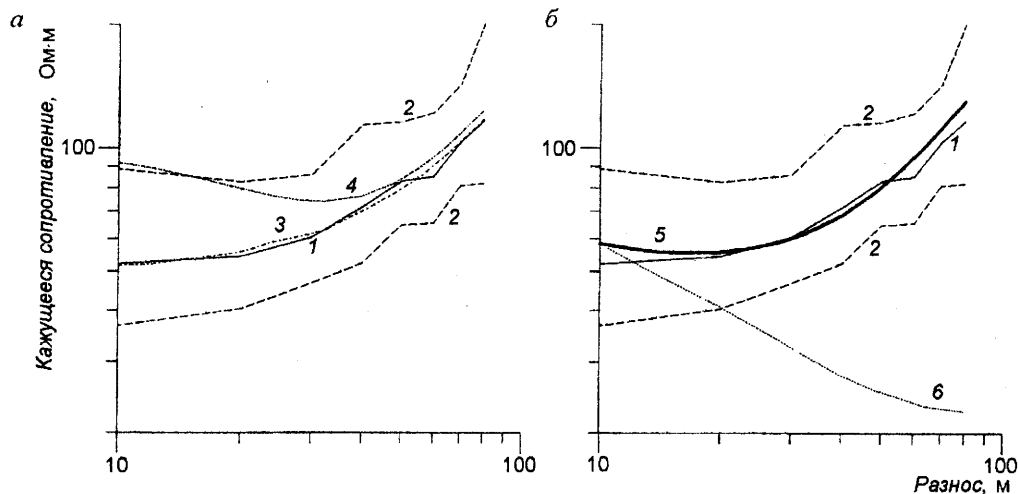


Рис. 4. Кривые дистанционных зондирований, выполненных на тестовой площадке. а — для моделей А и В; б — для модели С. 1 — усредненная кривая, 2 — границы разброса значений ρ_k , 3 — модель А, 4 — модель В, 5 — модель С с масштабной зависимостью, 6 — модель В без масштабной зависимости.

На рис. 5 представлены кривые двух ИЗ, выполненных в пределах тестовой площадки навстречу одно другому. Глубинность ИЗ выше, чем ДЗ, поэтому на больших разносах кривые выходят на асимптоту четвертого слоя — низкоомных пластично-мерзлых глин, являющихся опорным горизонтом для электромагнитных зондирований. При переходе к значениям ρ_k , соответствующим третьему слою, на кривых ИЗ наблюдается аномальный рост ρ_k (они идут под углом, большим, чем предельное значение 54°). На этом же рисунке приведены результаты расчета теоретических кривых ρ_k для различных моделей, представленных в таблице.

Слой	Модель А	Модель В	Модель С
1	$h = 10 \text{ м}, \rho = 50 \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$h = 6 \text{ м}, \rho = 100 \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$h = 10 \text{ м}, \rho = 50 \text{ Ом}\cdot\text{м}$
2	$\rho = 50 \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$h = 12 \text{ м}, \rho_0 = 150 \text{ Ом}\cdot\text{м},$ $\epsilon_0 = 500, \tau = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$	$h = 12 \text{ м}, \rho_{01} = 14 \text{ Ом}\cdot\text{м},$ $\epsilon_{01} = 500, \tau_1 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ с}$
2		$h = 42 \text{ м}, \rho = 1000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$h = 42 \text{ м}, \rho = 1000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$
4		$\rho = 5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$\rho = 5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$

Модель А соответствует параметрам глинистого слоя, полученным при формальной интерпретации усредненной кривой ДЗ. Рассчитанная по этой модели кривая ИЗ идет гораздо ниже экспериментальных точек (кривая 3 на рис. 5, а). Для учета аномальных эффектов в модель В, границы слоев в которой соответствуют буровой колонке, была введена частотная дисперсия проводимости второго слоя $\tilde{\sigma} = j\omega\tilde{\epsilon}$, где $\tilde{\epsilon}$ задается формулой (10) с добавочным членом $-j\sigma_0/\omega$. Это позволило воспроизвести аномальный рост ρ_k (кривая 4 на рис. 5, а). Однако расчет по модели В для ДЗ дает завышенные значения $\rho_{эф}$ на малых разносах (кривая 4 на рис. 4, а).

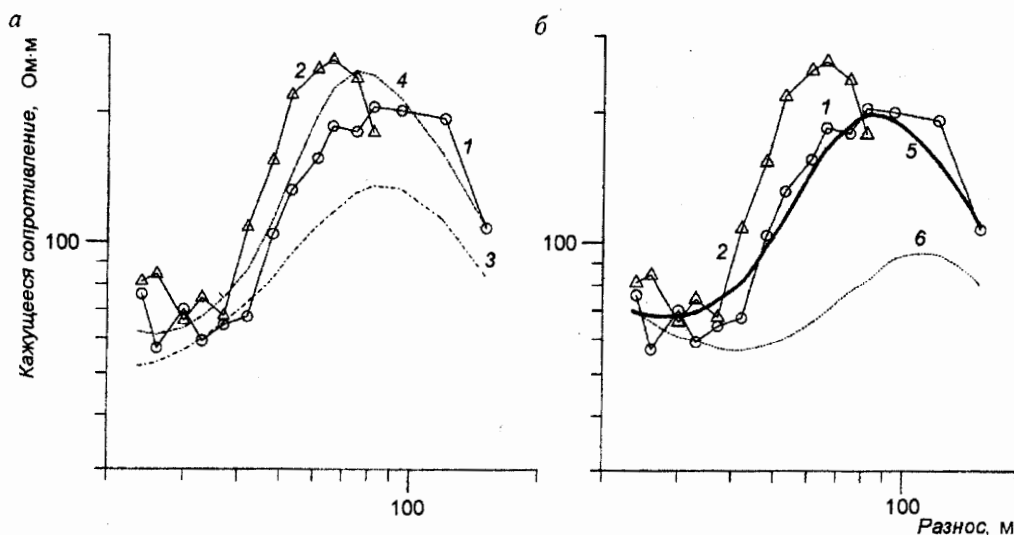


Рис. 5. Кривые изопараметрических зондирований, выполненных на тестовой площадке.

а — для моделей А и В; б — для модели С. 1, 2 — полевые кривые, 3 — модель А, 4 — модель В, 5 — модель С с масштабной зависимостью, 6 — модель С без масштабной зависимости.

Отмеченное несоответствие между данными ДЗ и ИЗ можно устранить, если ввести в расчеты масштабную зависимость электрических параметров диспергирующего слоя. В модели *C* параметры формулы (10), описывающей дисперсию во втором слое, полагались зависящими от разноса установки:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{01} \cdot r, \quad \sigma_0 = \sigma_{01} \cdot r^{-1}, \quad \tau = \tau_1 \cdot r^2,$$

где $\varepsilon_{01}, \sigma_{01}, \tau_1$ — начальные значения для минимального разноса 10 м. Показатели степени в масштабных зависимостях соответствуют двумерной модели протекания. На рис. 4, б, 5, б приведены результаты расчетов теоретических кривых зондирований на основании модели *C*. По-видимому, в действительности степенная зависимость является более сильной, тем не менее, интервал разносов, где имеет место аномальный рост ρ_k , и абсолютные значения ρ_k соответствуют экспериментальным данным как для ДЗ, так и для ИЗ. Для сравнения на тех же рисунках показаны теоретические кривые зондирований для начальных значений параметров $\tilde{\varepsilon}$ второго слоя при отсутствии масштабной зависимости.

Другим экспериментом, направленным на выявление возможных фрактальных свойств среды, являлось выполненное на участке, где наблюдалась аномальная поляризуемость, дипольное электромагнитное профилирование с шагом 1 м. Использовалась аппаратура ДЭМП-СЧ. Частота (40 кГц) и разнос (40 м) были выбраны так, что основное влияние на наблюдаемое поле оказывали два верхних слоя разреза. Длина профиля — более 1024 м — обеспечивала достаточное для статистического анализа число точек наблюдений. Кроме того, было выполнено профилирование на участках, где аномальная поляризуемость не наблюдалась.

Электромагнитное поле возбуждалось вертикальным магнитным диполем, а измерялись вертикальная и горизонтальная магнитные компоненты, по отношению которых определялось эффективное удельное сопротивление. Полученные ряды данных подвергались различным видам фрактального анализа. Использовались процедуры исследования самоафинных кривых (*R/S*-метод, метод “циркуля”, спектральный метод [8]), а также мультифрактальный формализм [23]. Результаты анализа выявили фрактальные свойства профильной кривой, полученной над засоленными суглинками, с которыми связывалась аномальная поляризуемость. Другие профильные кривые подобными свойствами не обладали.

Для примера на рис. 6 приведены две профильные кривые, а на рис. 7 соответствующие им пространственные спектры мощности, построенные в двойном логарифмическом масштабе. Вычислениям спектров предшествовала стандартная обработка данных (удаление тренда, ганирование). Для спектра на рис. 7, а характерен участок с линейным наклоном, что свидетельствует о фрактальности ряда данных в соответствующем интервале периодов. Спектр на рис. 7, б близок к спектру белого шума на всех периодах. По наклонному участку спектра можно оценить фрактальную размерность ряда *D* [8]:

$$D = \frac{5 - \beta}{2},$$

где β — тангенс угла наклона линейно спадающей части спектра. Для кривой на рис. 6, а $D=1,5$, однако эта величина не обязательно совпадает с размерностью реальной среды. Исследования, в частности, проведенное нами физическое моделирование на структурах типа канторовского множества, показывают, что такое совпадение возможно только в ограниченном диапазоне периодов. Известно, что для надежного определения фрактальной размерности спектральным методом интервал пространственных частот должен перекрывать несколько порядков. Тем не менее,

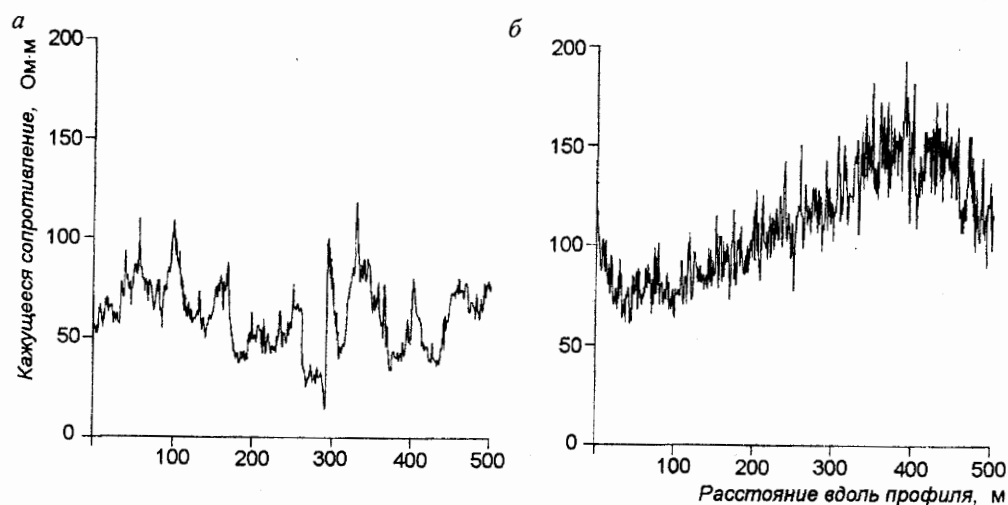


Рис. 6. Результаты дипольного электромагнитного микропрофилирования на участках, где наблюдалась (а) и не наблюдалась (б) аномальная поляризуемость мерзлых пород.

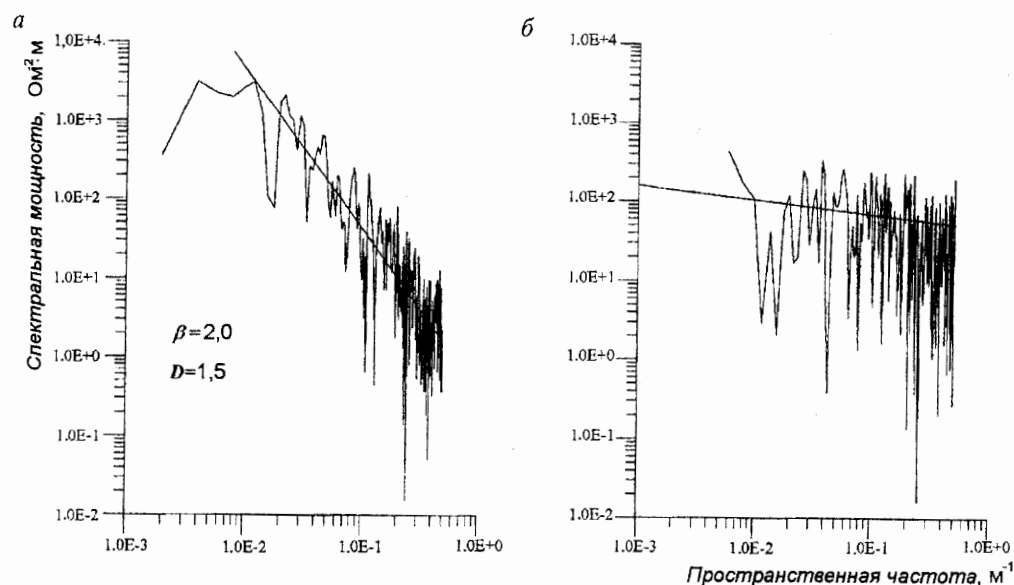


Рис. 7. Пространственные спектры мощности для профильных кривых, представленных на рис. 6.

полученный результат свидетельствует в пользу предположения о фрактальности распределения неоднородностей (льדיстых образований) в верхней части разреза.

Формальное применение к рядам данных процедур мультифрактального анализа позволило построить спектры сингулярности и оценить энтропийную размерность, совпадающую с размерностью подмножества, на котором концентрируется мера и, соответственно, показатель степени для проводимости в скейлинговом соотношении (12). Полученная оценка соответствует критическим индексам, характерным для двухмерной модели протекания ($t/\nu \approx 1$), что подтверждает предположение о воз-

можно самоусреднении проводимостей в поле вертикального магнитного диполя.

Итак, сформулируем основные выводы и отметим некоторые перспективы применения изложенного подхода.

1. Аномально высокие значения поляризуемости контрастной по электрическим свойствам гетерогенной среды могут быть связаны с близостью концентрации проводящей компоненты к критической. Этот эффект может иметь место и на микро-, и на макроуровне. При таких концентрациях частотная дисперсия электрических свойств описывается формулой Коула — Дэвидсона.

2. В макромасштабе, когда размеры неоднородностей сравнимы с характерными размерами электроразведочных установок, может наблюдаться масштабная зависимость (конечный скейлинг) электрических характеристик среды. Эффекты, связанные с масштабной зависимостью, проявляются статистически, однако в некоторых случаях может происходить самоусреднение эффективных электрических характеристик. Масштабная зависимость имеет место в так называемой фрактальной области, размер которой стремится к бесконечности при приближении к критической точке. В этой области среда обладает свойством масштабной инвариантности и может исследоваться методами фрактального анализа.

3. Результаты экспериментов, специально выполненных на мерзлых засоленных суглинках с высоким содержанием льда, позволили выявить масштабную зависимость электрических свойств среды, определить параметры дисперсии и оценить скейлинговый показатель для эффективной проводимости. Полученные результаты подтвердили предположение о фрактальном характере распределения неоднородностей в сильнольдистых ямальских суглинках морского генезиса.

4. Фрактальные среды достаточно широко распространены в природе. Фракталы встречаются во многих физических и геологических задачах. Подобное состояние вещества может быть связано с процессами, происходившими при его образовании, а может отражать динамическую неустойчивость системы, являться признаком фазового перехода. Изучение распространения электромагнитных полей в подобных средах представляется интересной и перспективной задачей. Полученные по данным электроразведки характеристики фрактальной среды (например фрактальная размерность) могут применяться в качестве поисковых признаков при решении геологоразведочных задач, в частности, для определения интегральной и локальной льдистости при изучении криогенного строения пород.

Другим важным аспектом предлагаемого подхода является возможность выявления областей динамической неустойчивости. Аномальная поляризуемость и масштабная зависимость могут использоваться как индикатор фазового перехода. Это открывает перспективы построения мониторинговых систем, позволяющих предсказывать катастрофические процессы, связанные с протайкой мерзлоты, с размывом гидросооружений и т. д. Особенно важен этот подход для проблемы предсказания землетрясений по данным электромагнитных наблюдений, однако задача выделения поляризационных и масштабных эффектов в методах глубинной геоэлектрики представляется нам весьма сложной и требующей для своего решения усилий широкого круга геофизиков.

Указатель литературы

1. Губатенко В. П. Эффект Максвелла — Вагнера в электроразведке // *Физика Земли*. 1991. № 4. С. 88–98.
2. Бердичевский М. Н., Губатенко В. П., Светов Б. С. Частотная дисперсия электрических свойств макроанізотропной среды // Там же. 1995. № 9. С. 42–48.

3. Каменецкий Ф. М., Тимофеев В. М. Представление эффекта Максвелла — Вагнера через модель Коул — Коул в частотной и временной области // Там же. 1992. № 12. С. 94–98.
4. Талалов А. Д., Даев Д. С. О структурном механизме частотной дисперсии электрических свойств гетерогенных горных пород // Там же. 1996. № 8. С. 56–66.
5. Крылов С. С., Бобров Н. Ю. Частотная дисперсия электрических свойств мерзлых пород при электромагнитных зондированиях с вертикальным магнитным диполем // Там же. 1997. № 3. С. 64–70.
6. Каменецкий Ф. М., Светов Б. С. Низкочастотная дисперсия электропроводности и ее влияние на результаты электромагнитных и геофизических исследований // Неклассическая геоэлектрика: Матер. международной конференции (28 августа – 1 сентября 1995, Саратов). Саратов, 1995. С. 4–22.
7. Stauffer D. Introduction to percolation theory. London, 1985. 124 p.
8. Turcotte D. L. Fractals and Chaos in Geology and Geophysics. Cambridge, 1993.
9. Clerc J. P., Giraud D., Laugier J. M., Luck J. M. The AC conductivity of binary disordered systems, percolation clusters, fractals and related models (Review) // Advances in Physics. 1990. Vol. 39. N 3. P. 191–308.
10. Дубров В. Е., Левинштейн М. Е., Шур М. С. Аномалия диэлектрической проницаемости при переходе металл-диэлектрик. Теория и моделирование // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 2014–2024.
11. Морозовский А. Е., Снарский А. А. Конечный скейлинг эффективной проводимости в перколяционных системах с ненулевым отношением проводимостей фаз // Там же. Т. 109. С. 674–682.
12. Cole K. S., Cole R. H. Dispersion and absorption in dielectrics. I. Alternating current characteristics // J. Chem. Phys. 1941. Vol. 9. N 4. P. 341–351.
13. Pelton W. H., Ward S. H., Hallof P. G. e. a. Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP // Geophysics. 1978. Vol. 43. N 3. P. 588–609.
14. Laugier J. M., Clerc J. P., Giraud D., Luck J. M. AC properties of 2D percolation networks: a transfer matrix approach // J. Phys. A. 1986. Vol. 19. P. 3153–3164.
15. Daoud M., Family F., Hong D. C. Dynamics of random-media anomalous wave-propagation and damping near the percolation threshold // Ibid. 1988. Vol. 21. L917–L922.
16. Davidson D. W., Cole R. H. Dielectric relaxation in glicerine // J. Chem. Phys. 1950. Vol. 18. P. 1417.
17. Фролов А. Д. Электрические и упругие свойства криогенных пород // М., 1976. 254 с.
18. Olhoft G. R. Electrical properties of natural clay permafrost // Can. J. Earth Sci. 1977. Vol. 14. P. 16–24.
19. Фролов А. Д., Федюкин И. В. О поляризации мерзлых дисперсных пород в переменных электромагнитных полях // Изв. вузов. Геология и разведка. 1983. № 6. С. 90–96.
20. Шабаев Ю. Н., Сидоров В. А. Трещиноватость пород в окрестностях кимберлитового тела // Вопросы поляризации горных пород / Под ред. В. А. Сидорова, А. А. Молчанова. Октябрьский, 1985. Деп. в ВИНТИ № 5847–85. С. 89–98.
21. Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. Self-organized criticality // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. N 1. P. 364–374.
22. Крылов С. С., Бобров Н. Ю., Сорока И. В. Поляризация криогенных пород и ее проявления на кривых электромагнитных зондирований // Геофизические исследования криолитозоны. Вып. 1 / Под ред. А. Д. Фролова. М., 1995. С. 112–123.
23. Mandelbrot B. B. Multifractal measures, especially for geophysicists // Pure & Appl. Geoph. 1989. Vol. 131. N 1/2. P. 7–52.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства общего и профессионального образования РФ и РФФИ.