

**ОТРАЖЕНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ И
СИНЕРГЕТИКИ ОТКРЫТЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД
В ДАННЫХ ВОЛНОВЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
И АЛГОРИТМАХ МАТЕМАТИЧЕСКОГО
МОДЕЛИРОВАНИЯ**

Хачай О.А.¹, Хачай А.Ю.²

1- Институт геофизики УрО РАН,

2-Уральский Федеральный Университет,

Екатеринбург,Россия.

Olgakhachay@yandex.ru

Принципы парадигмы физической мезомеханики, введенной академиком Паниным В.Е. и его школой [1], являются конструктивным средством для изучения состояния нестационарной геологической среды [2].

• Натурные эксперименты в реальных горных массивах, находящихся под сильным техногенным влиянием, позволяют выявить особенности поведения геологической среды, фиксируемые в используемых геофизических полях [3–4]. Важную роль для исследования таких динамических систем играет активный геофизический мониторинг, который можно осуществить с использованием электромагнитных или сейсмических полей [5–7].

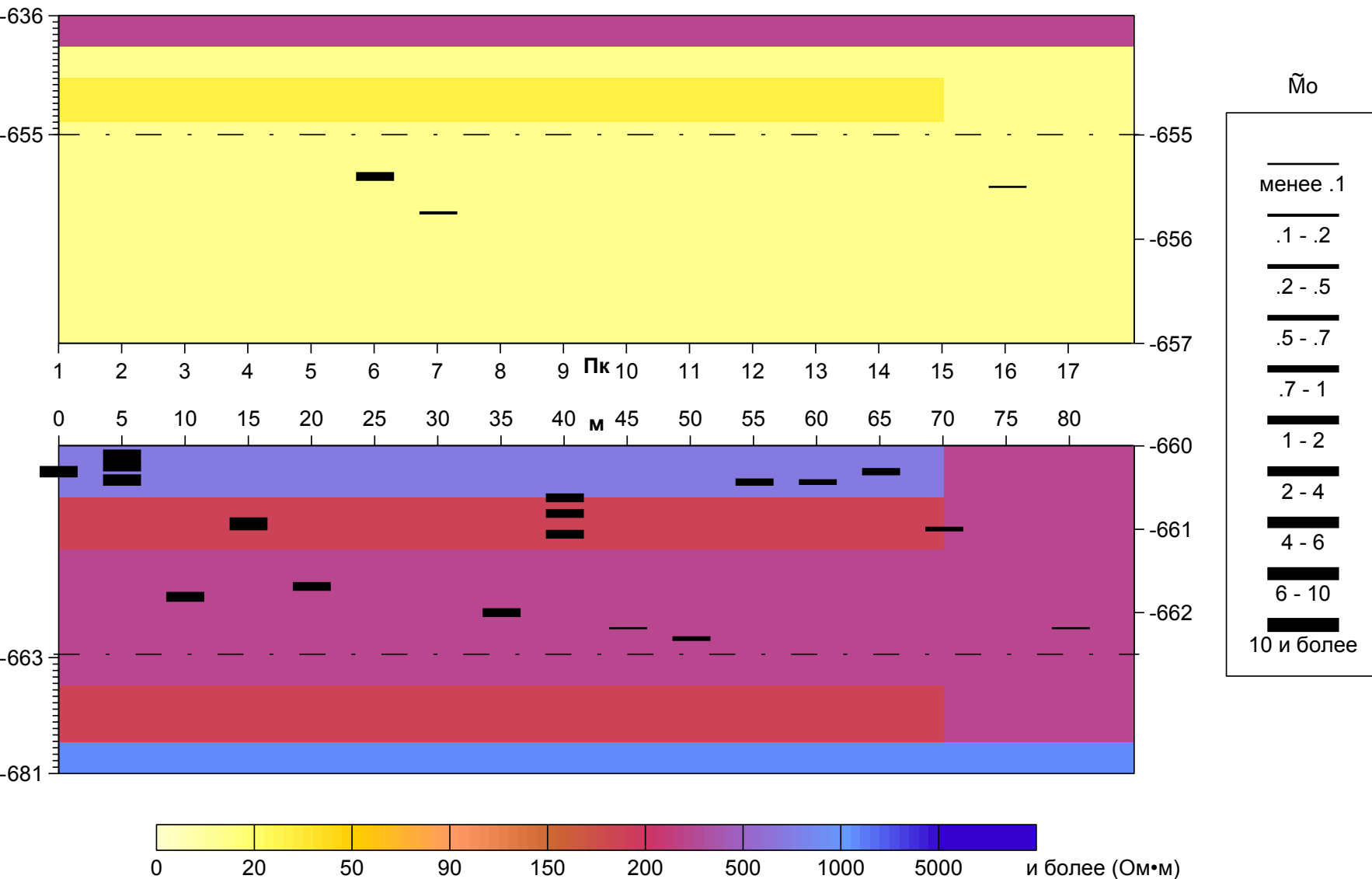
- 1. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов- Новосибирск.: Наука, СИФР, Т.1,1995.**
- 2. Хачай О.А., Хачай О.Ю. Новый метод оценки и классификации устойчивости массива горных пород с использованием парадигмы физической мезо-механики. / Вопросы теории и практики интерпретации гравитационных магнитных и электрических полей. Материалы 33-й сессии Международного семинара им. Д.Г.Успенского.— Екатеринбург: ИГФ УрО РАН, 2006.**
- 3. Хачай О.А. К вопросу об изучении строения и состояния геологической гетерогенной нестационарной среды в рамках дискретной иерархической модели // Российский геофизический журнал .— 2004,— № 33–34.**

Принципы парадигмы физической мезомеханики, введенной академиком Паниным В.Е. и его школой [1], являются конструктивным средством для изучения состояния нестационарной геологической среды [2].

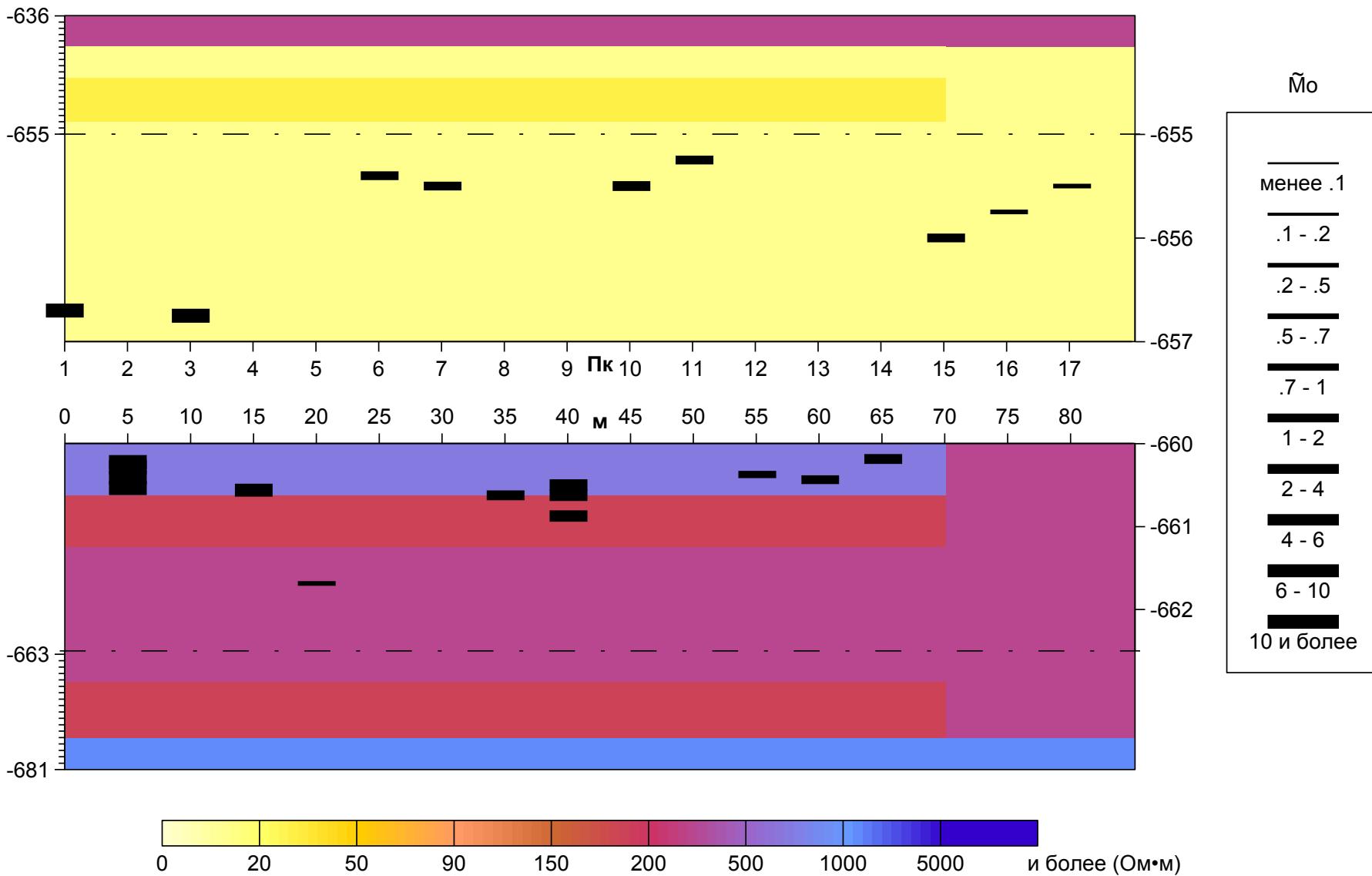
• Как показал опыт наших исследований, изменение состояния системы на исследуемых пространственных базах и временах проявляется в параметрах, связанных со структурными особенностями среды второго ранга. Таким образом, изучение динамики состояния, его структуры и явлений самоорганизации массива можно вести геофизическими методами, настроенными на много-ранговую иерархическую модель среды.

- 4. Хачай О.А., Влох Н.П., Новгородова Е.Н., Хачай А.Ю., Худяков С.В. Трехмерный электромагнитный мониторинг состояния массива горных пород. // Физика Земли.— 2001.— №2.**
- 5. Хачай О.А., Хачай О.Ю. Изучение явления самоорганизации в массивах удароопасных шахт с использованием активного электромагнитного мониторинга. // Горный Информационно-аналитический бюллетень.— 2005.— №5.**
- 6. Хачай О.А. Изучение самоорганизации в иерархических структурах на основе данных пространственно-временного электромагнитного мониторинга удароопасных массивов горных пород. // Российский геофизический журнал.— 2005.— № 37–38.**

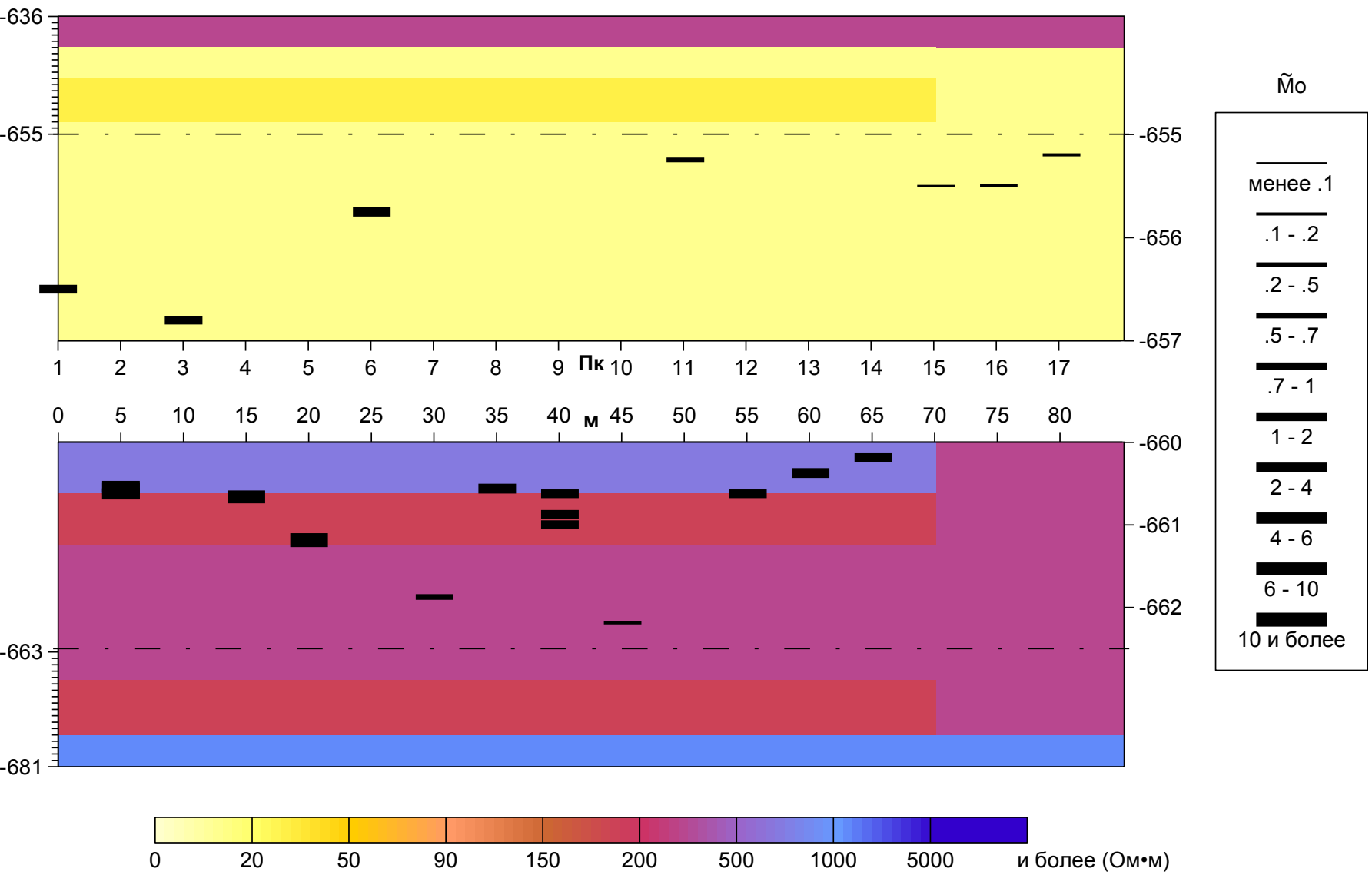
Геоэлектрический разрез по профилю. Горизонт -210, СЗУ, Орт 3, для частоты 10.15 кГц.
Таштагольский подземный рудник. 9 июля 2010г.



Геоэлектрический разрез по профилю. Горизонт -210, СЗУ, Орт 3, для частоты 10.15 кГц.
Таштагольский подземный рудник. 16 июля 2010г.



Геоэлектрический разрез по профилю. Горизонт -210, СЗУ, Орт 3, для частоты 10.15 кГц.
Таштагольский подземный рудник. 23 июля 2010г.



03.06.2006г.-13.01.2007г.

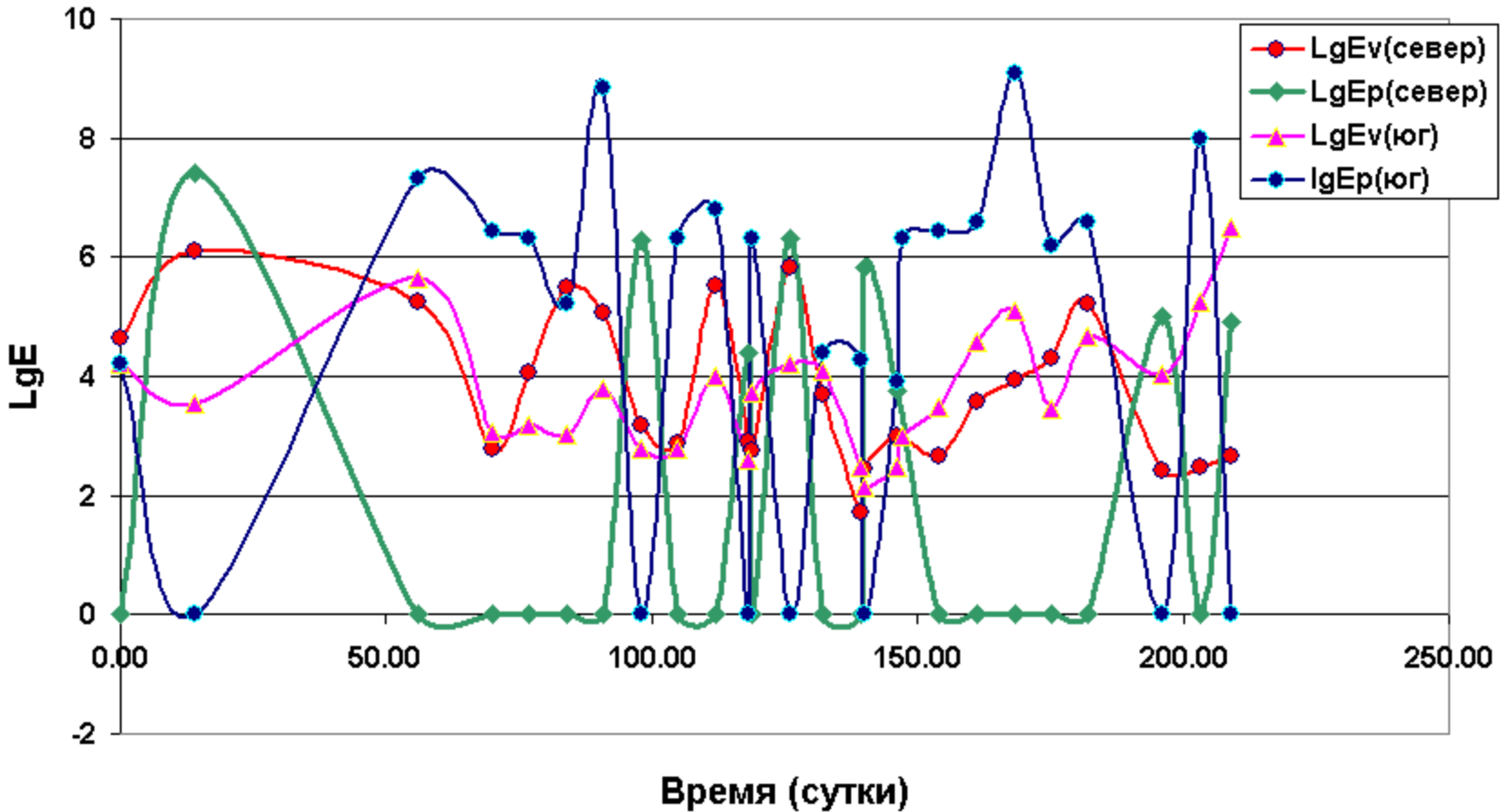


Рис.3.Распределение поглощенной и выделенной массивом всего шахтного поля энергии за период I 03.06.2006г.-13.01.2007г.

13.01.2007г.-17.05.2008г.

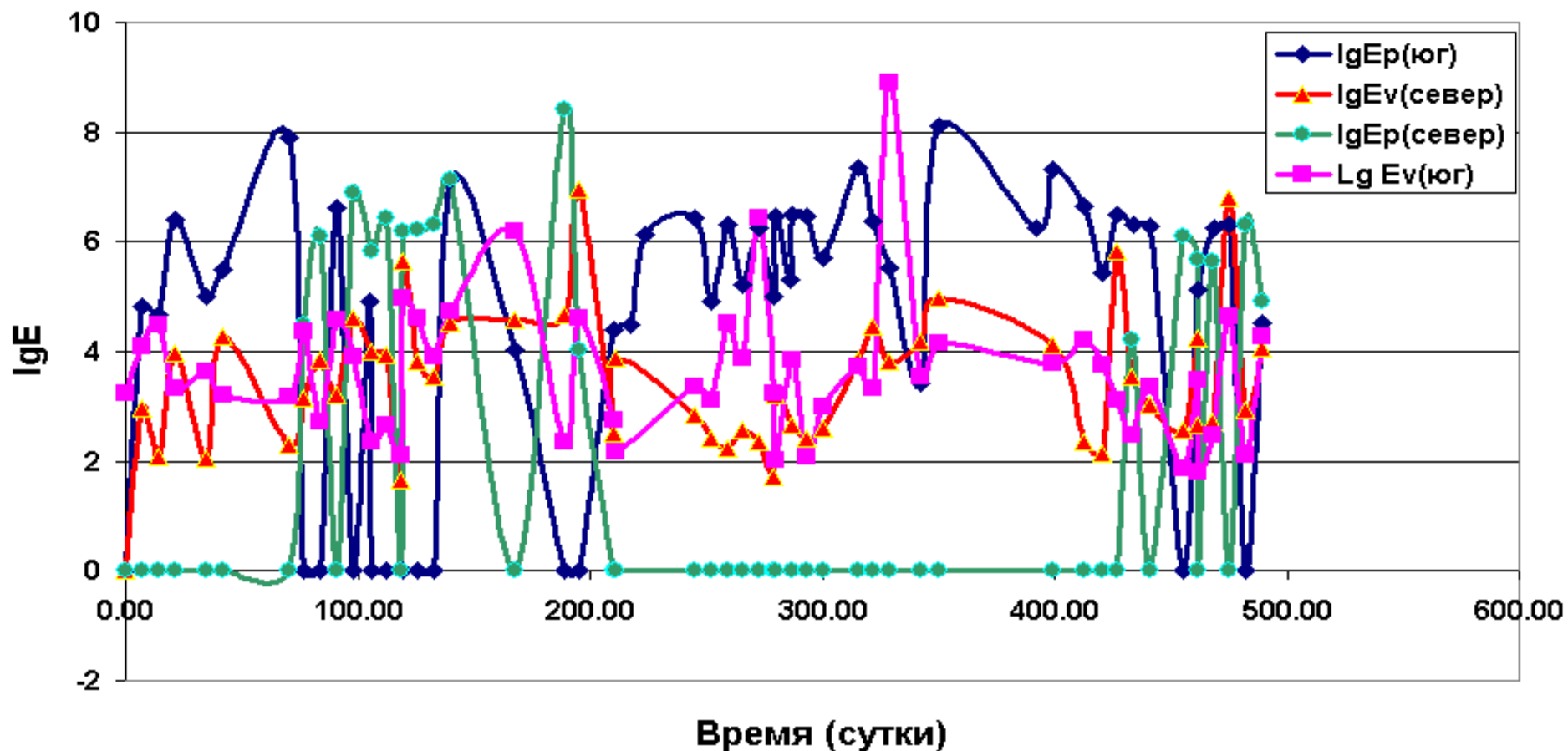


Рис.4.Распределение поглощенной и выделенной массивом всего шахтного поля энергии за период II 13.01.2007г.-17.05.2008г.

24.05.2008г.-26.07.2009г.

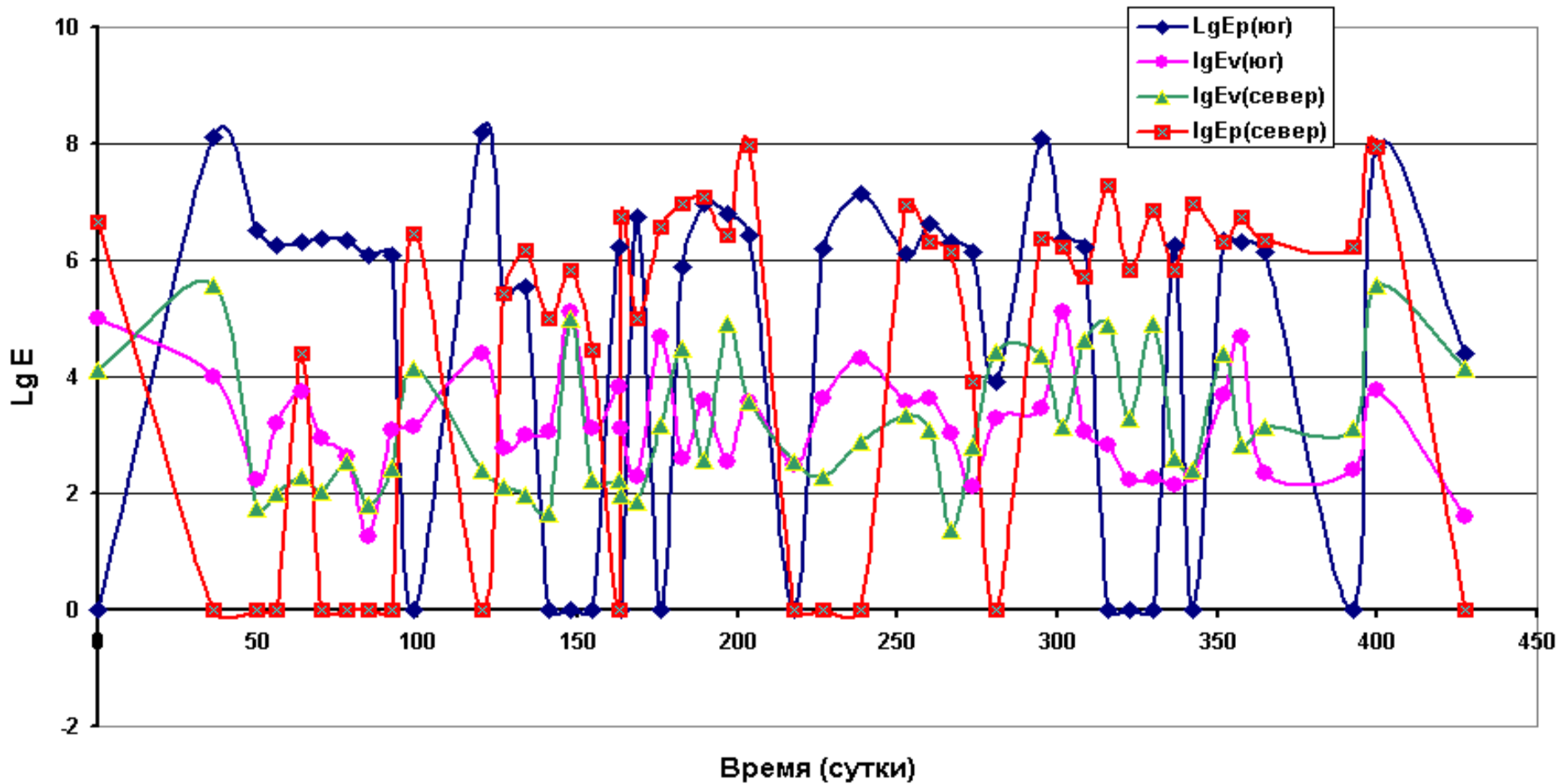


Рис.5.Распределение поглощенной и выделенной массивом всего шахтного поля энергии за период III 24.05.2008г.-26.07.2009г.

28.06 2009-18.07 2010

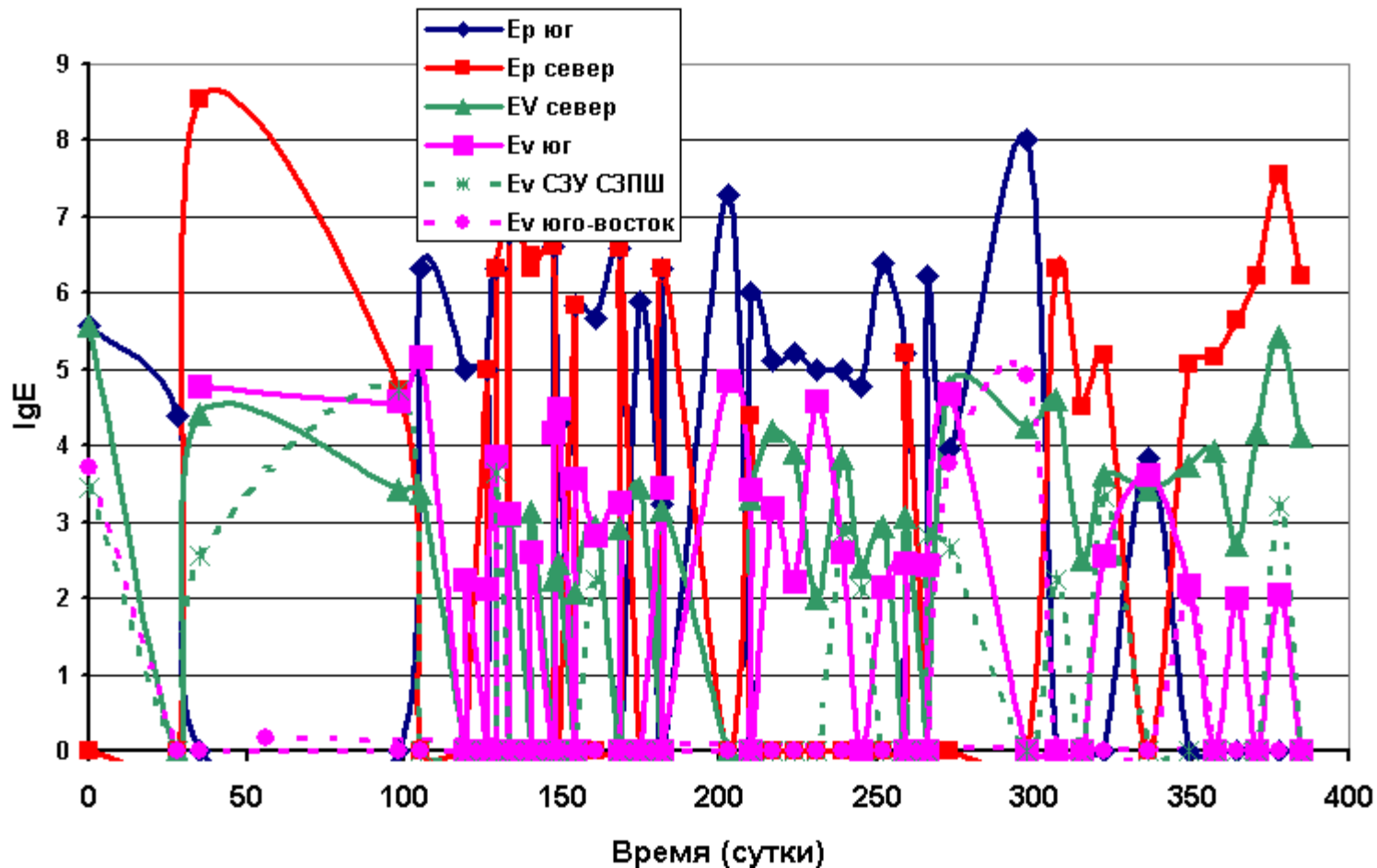


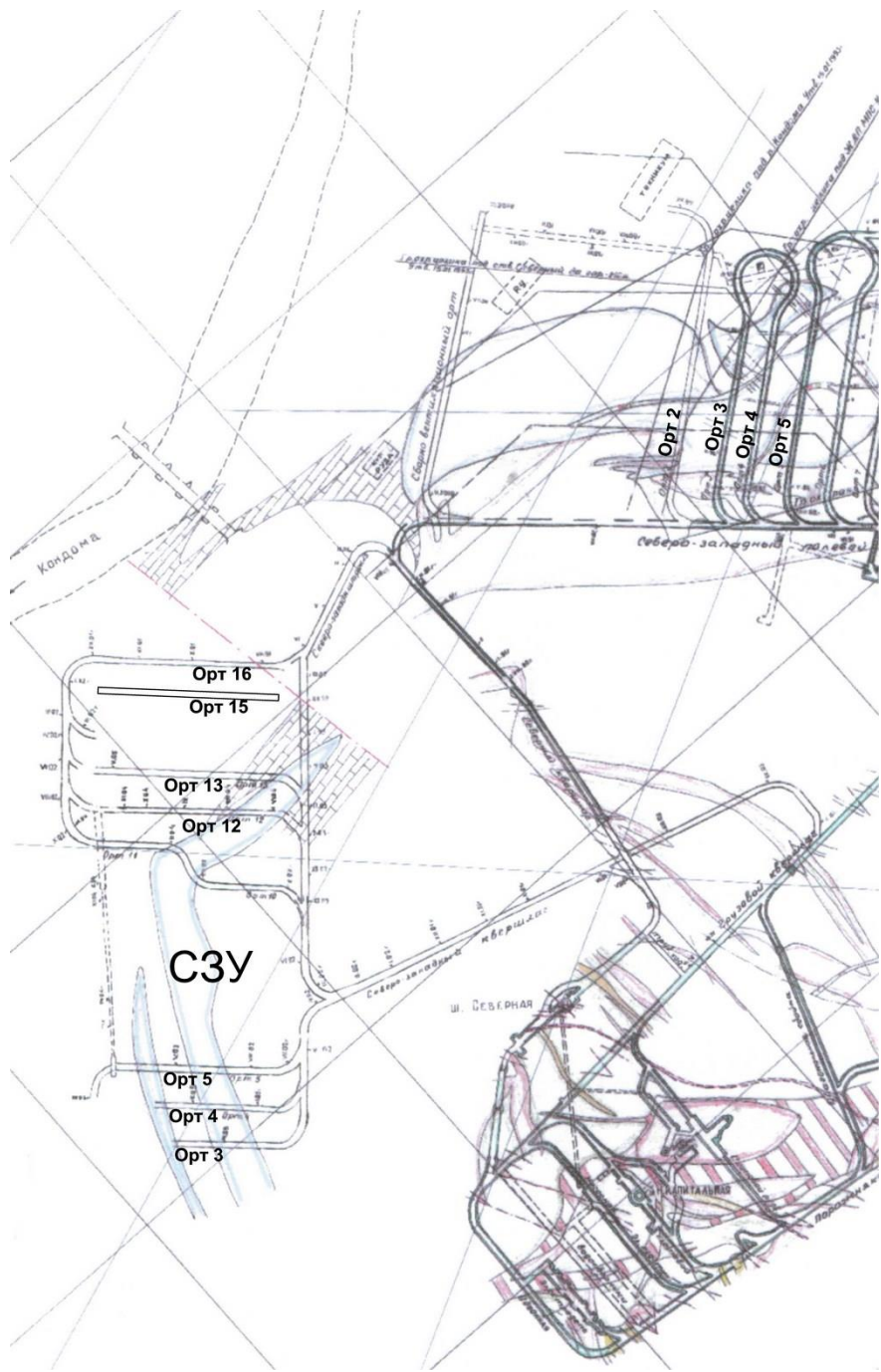
Рис.5.Распределение поглощенной и выделенной массивом всего шахтного поля энергии за период IV 28.06.2009г.-18.07.2010г

Период I						
Северная часть(А)		Южная часть(Б)		Коэффициенты корреляции		
Ер(дж)	Еν(дж)	Ер(дж)	Еν(дж)	R(Ер,Еν)(А)	R(Ер,Еν)(Б)	R(Еν,Еν)(А,Б)
$3.1 \cdot 10^7$	$3.1 \cdot 10^6$	$2.04 \cdot 10^9$	$4.11 \cdot 10^6$	0	0.3	0.34
Период II.						
$2.98 \cdot 10^8$	$1.67 \cdot 10^7$	$3.02 \cdot 10^8$	$8.2 \cdot 10^8$	-0.03	-0.12	-0.03
Период III						
$2.91 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^6$	$5.72 \cdot 10^8$	$5.81 \cdot 10^5$	0.3	-0.005	0.21

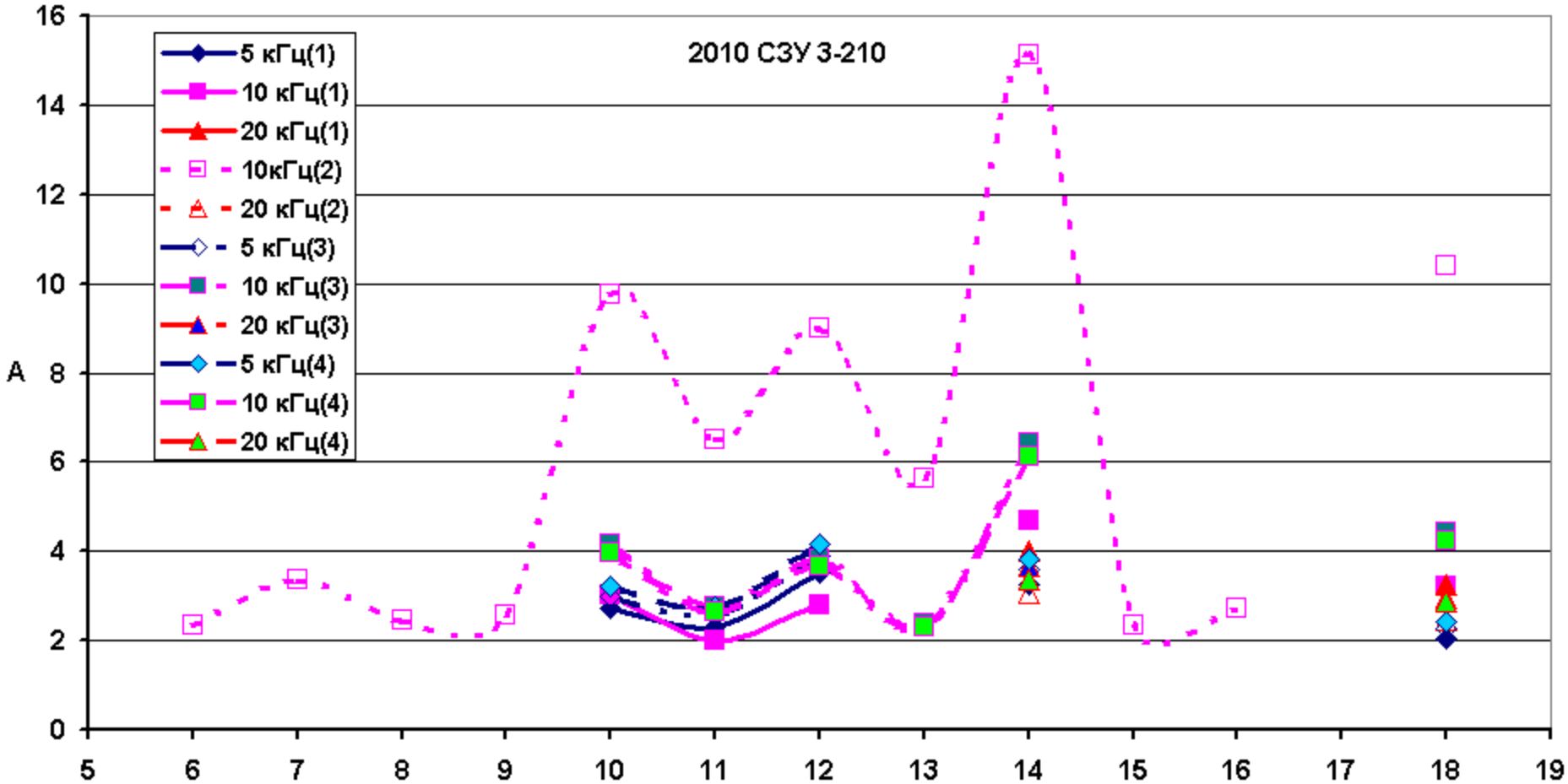
Таблица. Распределение значений коэффициентов корреляции за IV период за выделенные временные интервалы.

Сутки	Период 129-182	Период 203-259	Период 307-385
Северная часть	R(Ер,Еν)=0.02		R(Ер,Еν)=0.52
Южная часть	R(Ер,Еν)=0.68	R(Ер,Еν)=0.24	

Представленные в таблице результаты свидетельствуют об изменении степени нелинейности во времени состояния массива при активном на него воздействии. Описание движения в рамках модели линейной динамической системы не будет соответствовать имеющей место практической ситуации.



Очередной цикл индукционного активного электромагнитного мониторинга проводился в 2010г. с 9 июля по 26 июля в выработках северо-западного участка и в нескольких выработках южного участка шахтного поля. В это же время шли технологические работы в блоке 4-5 северного участка. Технологические взрывы производились 04.07 – энергия взрыва $1.7E+06$ дж, 11.07- энергия взрыва $3.50E+07$ дж., 18.07- энергия взрыва $1.7E+06$ дж., 25.07- энергия взрыва $1.7E+06$ дж., 01.08- энергия взрыва $1.4E+05$ дж. Повторные электромагнитные наблюдения проводились в орту 3 СЗУ 9.07, 16.07, 23.07 и 26. 07. Анализ электромагнитных данных за 4 цикла наблюдений с 2007 по 2010г. показал, что массив 3 орта СЗУ проявляет наибольшую чувствительность к изменению напряженно деформированного состояния в северо-западной части шахтного поля, вызванного воздействиями за его пределами.



Условные обозначения: $A = \text{Sp}(\text{СЗУ 3-210}) / \text{Sp}(N)$, $N=6$ -СЗУ 3-210 (3), $N=7$ - СЗУ 3-210 (4), $N=8$ - СЗУ 4-210 (1), $N=9$ - СЗУ 4-210 (2), $N=10$ - СЗУ 5-210 (1), $N=11$ - СЗУ 5-210 (2), $N=12$ - СЗУ 5-210 (3), $N=13$ - СЗУ 16-210 (1), $N=14$ - СЗУ 13-210 (1), $N=15$ - СЗУ 15-280 (1), $N=16$ - СЗУ 16-280 (1), $N=17$ - СЗУ11-280 (1), $N= 18$ - орт24 -350 (1) (i), $i=1,2,3,4$ номера циклов наблюдения за 2010г.,

$$S_p = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^k \tilde{M}_0(i, j)$$

где $i=1, \dots, m, j=1, \dots, k$ по горизонтали и вертикали разреза в почве для одного из циклов рис.5(а-г), 210, 280,350-номера горизонтов.

- Анализ сейсмологической и электромагнитной информации показал:
- взаимно дополняющую информативность на различных пространственно-временных масштабных уровнях состояния горных массивов, находящихся под энергетическим воздействием в виде взрывов в процессе отработки.
- Выявлено изменение степени нелинейности во времени состояния массива при активном на него воздействии. Описание движения массива в рамках модели линейной динамической системы не будет соответствовать имеющей место практической ситуации.
- Как следует из полученных результатов анализа изменение состояния массива - уменьшение или увеличение его активизации происходит не зависимо от пространственного положения источника техногенного взрыва и с запаздыванием по времени.

**ЗАДАЧА О ДИФРАКЦИИ ЗВУКА НА ДВУМЕРНОЙ УПРУГОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ,
РАСПОЛОЖЕННОЙ В j –ОМ СЛОЕ n-СЛОЙНОЙ СРЕДЫ**

10.Дмитриев В.И. Дифракция плоского электромагнитного поля на цилиндрических телах, расположенных в слоистых средах.// Вычислительные методы и программирование в слоистых средах. Изд-во МГУ, 1965, вып.III, с. 307-316.

11.Купрадзе В.Д. Граничные задачи теории колебаний и интегральные уравнения. М.-Ленинград, Гос. Изд-во технико-теоретической литературы. 1950,С.280.

- Рассмотрим задачу дифракции звука на двумерной упругой неоднородности, расположенной в j-ом слое n-слойной среды. Эту задачу будем решать, используя подход, изложенный в работе [10]. Массовые силы будем считать потенциальными и сосредоточенными в первом слое n-слойной среды. Плоскость XOY совпадает с верхней плоскостью 1-го слоя, z=0. Ось OZ направлена вертикально вниз. Образующие двумерной неоднородности в виде цилиндра произвольного сечения направлены вдоль оси OY. Положим $\mu=0$, тогда в каждом из слоев выполняется первое уравнение из системы уравнений для прямой динамической задачи сейсмологии [11], преобразованное к виду:

- $$\Delta \varphi_i + k_{li}^2 \varphi_i = -2\pi f_i(M); \quad \vec{u} = grad \varphi; \tag{1}$$

$$f_i(M) = \frac{\sigma_i}{2\pi\lambda_i} \Phi_i;$$

- где $i=1, \dots, n$, $\Phi_i = \Phi$ при $i=1$, при $i \neq 1$ $\Phi_i = 0$. Волновое число в i-ом слое равно согласно [11]:

- $$k_{li}^2 = k_1^2 = \omega^2 \frac{\sigma_i}{\lambda_i}; \tag{2}$$

Граничные условия для суммарного потенциала

- В общем случае в произвольном слое или внутри неоднородности уравнение (1) с учетом (2) и (2') будет иметь вид:

(3)

$$K(M) = \begin{cases} k_{1ji} & \text{при } M \in S_0 \\ \tilde{k}(M) & \text{при } M \notin S_0 \end{cases}$$

$$\Delta \varphi_i + K^2(M) \varphi_i = -2\pi f_i(M);$$

- Граничные условия в среде без разрывов заключающиеся в непрерывности вектора смещения и тензора напряжений согласно [11] на границах раздела имеют вид:

(4)

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial z} - \frac{\partial \varphi_{i+1}}{\partial z} = 0 \Big|_{z \in L_i}; \quad \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{ji} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{ja};$$

$$\left[\sigma_i(\omega^2 \varphi_i + \Phi_i) \right] - \left[\sigma_{i+1}(\omega^2 \varphi_{i+1} + \Phi_{i+1}) \right] = 0 \Big|_{z \in L_i};$$

$$\left[\sigma(\omega^2 \varphi + \Phi) \right]_{ji} = \left[\sigma(\omega^2 \varphi + \Phi) \right]_{ja};$$

$$\left[\sigma(\omega^2 \varphi + \Phi) \right] \Big|_{z=0} = 0;$$

- индекс ji -обозначает значения на границе неоднородности с внутренней стороны, ja - с внешней стороны границы неоднородности, которая расположена в j -ом слое, L -граница раздела слоя, с индексом i -со стороны i -го слоя, с индексом $i+1$ – со стороны $i+1$ – го слоя.
- Условия затухания на бесконечности согласно [11] имеют вид:

$$r \operatorname{grad} \varphi_i = O(1), \quad r \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial r} - ik_1 \varphi_i \right) = o(1)$$

(5)

Граничные условия для потенциала нормального поля

- Пусть: $\tilde{\varphi}_i = \varphi_i - \varphi_i^0$, (6)

- где $i=1, \dots, j, j+1, \dots, n$, - φ_i^0 - потенциал нормального сейсмического поля в слоистой среде в отсутствие неоднородности: $\varphi_{ji}^0 = \varphi_i^0$ и

- $$\Delta \varphi_i^0 + k_{1i}^2 \varphi_i^0 = -2\pi f_i(M);$$
 (7)

- $$\frac{\partial \varphi_i^0}{\partial z} - \frac{\partial \varphi_{i+1}^0}{\partial z} = 0 \Big|_{z \in L_i};$$
 (8)

- $$\left[\sigma_i (\omega^2 \varphi_i^0 + \Phi_i) \right] - \left[\sigma_{i+1} (\omega^2 \varphi_{i+1}^0 + \Phi_{i+1}) \right] = 0 \Big|_{z \in L_i};$$

- На контуре неоднородности φ^0 и $\frac{\partial \varphi^0}{\partial n}$
- непрерывны.

Граничные условия для аномального потенциала

- Потенциал аномального сейсмического поля удовлетворяет уравнению:

$$\Delta \tilde{\varphi}_i + K^2(M) \tilde{\varphi}_i = -(K^2(M) - \tilde{k}^2(M)) \varphi_i^0; \quad (9)$$

- и граничным условиям:

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}_i}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{\varphi}_{i+1}}{\partial z} = 0 \Big|_{z \in L_i}; \quad \left(\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial n} \right)_{ji} = \left(\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial n} \right)_{ja}; \quad (10)$$
$$[\sigma_i \omega^2 \tilde{\varphi}_i] - [\sigma_{i+1} \omega^2 \tilde{\varphi}_{i+1}] = 0 \Big|_{z \in L_i};$$

- На контуре неоднородности: (10')

$$[\sigma \tilde{\varphi}]_{ja} - [\sigma \tilde{\varphi}]_{ji} = (\sigma_{ja} - \sigma_{ji}) \varphi^0$$

Граничные условия для функции источника

- Функция источника сейсмического поля

$$G_{Sp}(M, M^0)$$

- определяется как решение следующей краевой задачи:

$$\Delta G_{Sp_i} + \tilde{k}^2 G_{Sp_i}(M, M^0) = -2\pi\delta(M - M^0); \quad (11)$$

- и граничным условиям:

$$\frac{\partial G_{Sp,i}}{\partial z} - \frac{\partial G_{Sp,i+1}}{\partial z} = 0 \Big|_{z \in L_i}; \quad [\sigma \omega^2 G_{Sp}] \Big|_{z=0} = 0; \quad (12)$$

$$[\sigma_i \omega^2 G_{Sp,i}] - [\sigma_{i+1} \omega^2 G_{Sp,i+1}] = 0 \Big|_{z \in L_i};$$

- На контуре неоднородности

$$G_{Sp}(M, M^0) \text{ и } \frac{\partial G_{Sp}(M, M^0)}{\partial n}$$

- непрерывны.

ЗАДАЧА О ДИФРАКЦИИ ЗВУКА НА ДВУМЕРНОЙ УПРУГОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В J –ОМ СЛОЕ N-СЛОЙНОЙ СРЕДЫ

$$\frac{(k_{1ji}^2 - k_{1j}^2)}{2\pi} \iint_{S_C} \varphi(M) G_{Sp,j}(M, M^0) d\tau_M + \frac{\sigma_{ja}}{\sigma_{ji}} \varphi^0(M^0) -$$

$$- \frac{(\sigma_{ja} - \sigma_{ji})}{\sigma_{ji} 2\pi} \oint_C G_{Sp,j} \frac{\partial \varphi}{\partial n} dc = \varphi(M^0) \quad \text{при } M^0 \in S_C$$

$$\frac{\sigma_{ji}(k_{1ji}^2 - k_{1j}^2)}{\sigma(M^0) 2\pi} \iint_{S_C} \varphi(M) G_{Sp,j}(M, M^0) d\tau_M + \varphi^0(M^0) -$$

$$- \frac{(\sigma_{ja} - \sigma_{ji})}{\sigma(M^0) 2\pi} \oint_C G_{Sp,j} \frac{\partial \varphi}{\partial n} dc = \varphi(M^0) \quad \text{при } M^0 \notin S_C$$

Таким образом, решив первое интегро-дифференциальное уравнение и определив распределение потенциала вектора упругих смещений внутри неоднородности, мы можем определить, используя второе интегро-дифференциальное представление определить потенциал вектора упругих смещений в любом слое, затем используя соотношение (1), вычислить распределение вектора упругих смещений в любом слое.

АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ УПРУГОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ НА ДВУМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В J-ОМ СЛОЕ N-СЛОЙНОЙ СРЕДЫ

- Рассмотрим задачу о дифракции линейно поляризованной упругой поперечной волны на двумерной неоднородности, расположенной в j-ом слое n-слойной среды, используя подход, описанный в работе [10] для электромагнитной двумерной задачи (случай Н- поляризации). Геометрическая модель среды аналогична описанной выше в предыдущей задаче. В этом случае равны нулю,

$$u_z = u_y = 0; \quad (24)$$

- а составляющая вдоль оси OX не зависит от x . Составляющие тензора напряжения[11]:

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 0;$$

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial y}; \tau_{xz} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial z}; \tau_{yz} = 0;$$

- Тогда наша задача с учетом (8), сводится к решению следующей задачи:

$$\Delta u_{xi} + k_{2i}^2 u_{xi} = -2\pi f_i(M);$$

$$f_i(M) = \frac{\sigma_i}{2\pi\mu_i} F_{xi};$$

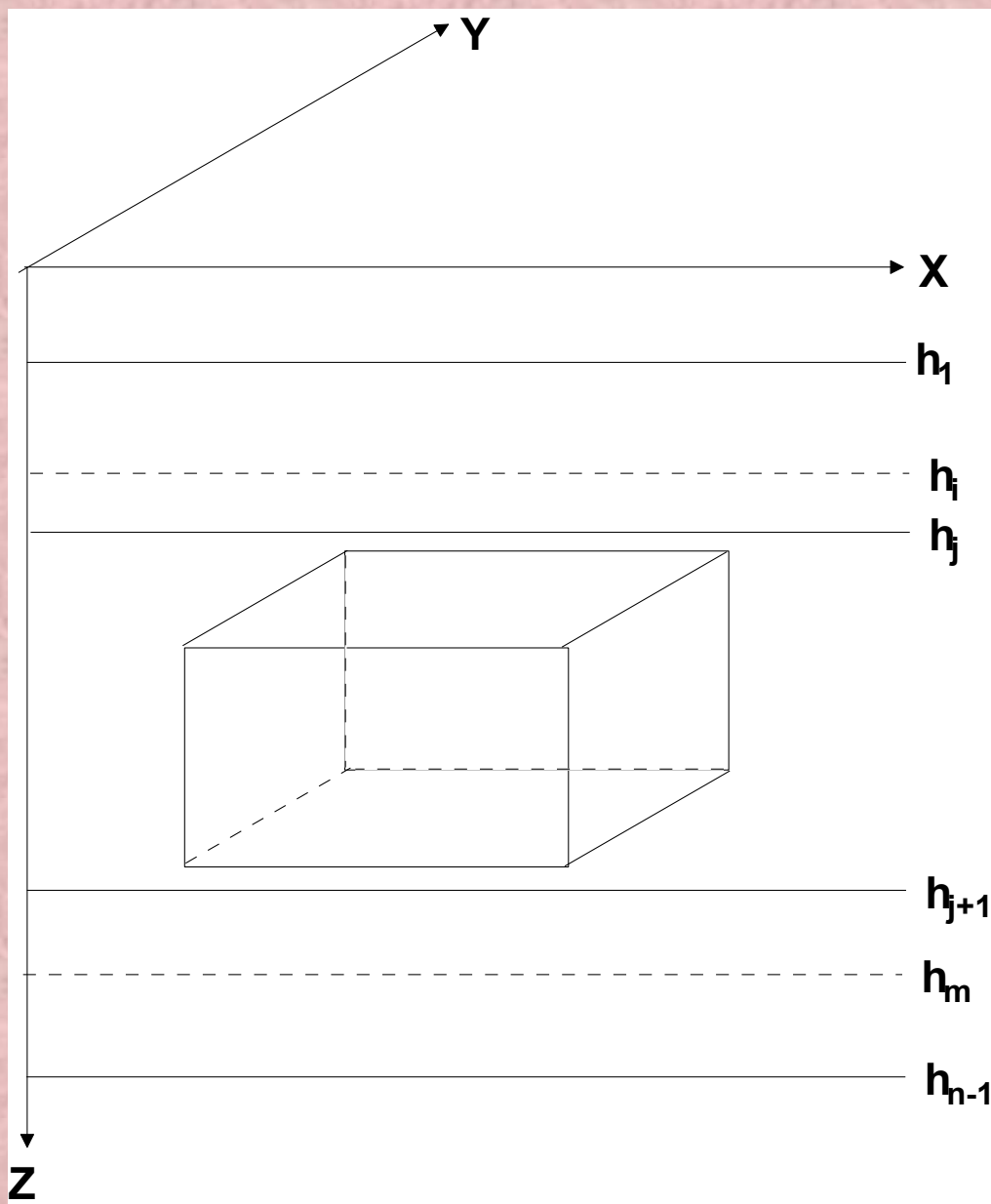
- где $i=1, \dots, n$, $F_{xi}=F$ при $i=1$, при $i \neq 1$ $F_{xi}=0$. Волновое число в i-ом слое равно согласно [11]:

$$k_{2i}^2 = k_2^2 = \omega^2 \frac{\sigma_i}{\mu_i}; \quad (27)$$

АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ УПРУГОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ НА ДВУМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В J-ОМ СЛОЕ N-СЛОЙНОЙ СРЕДЫ

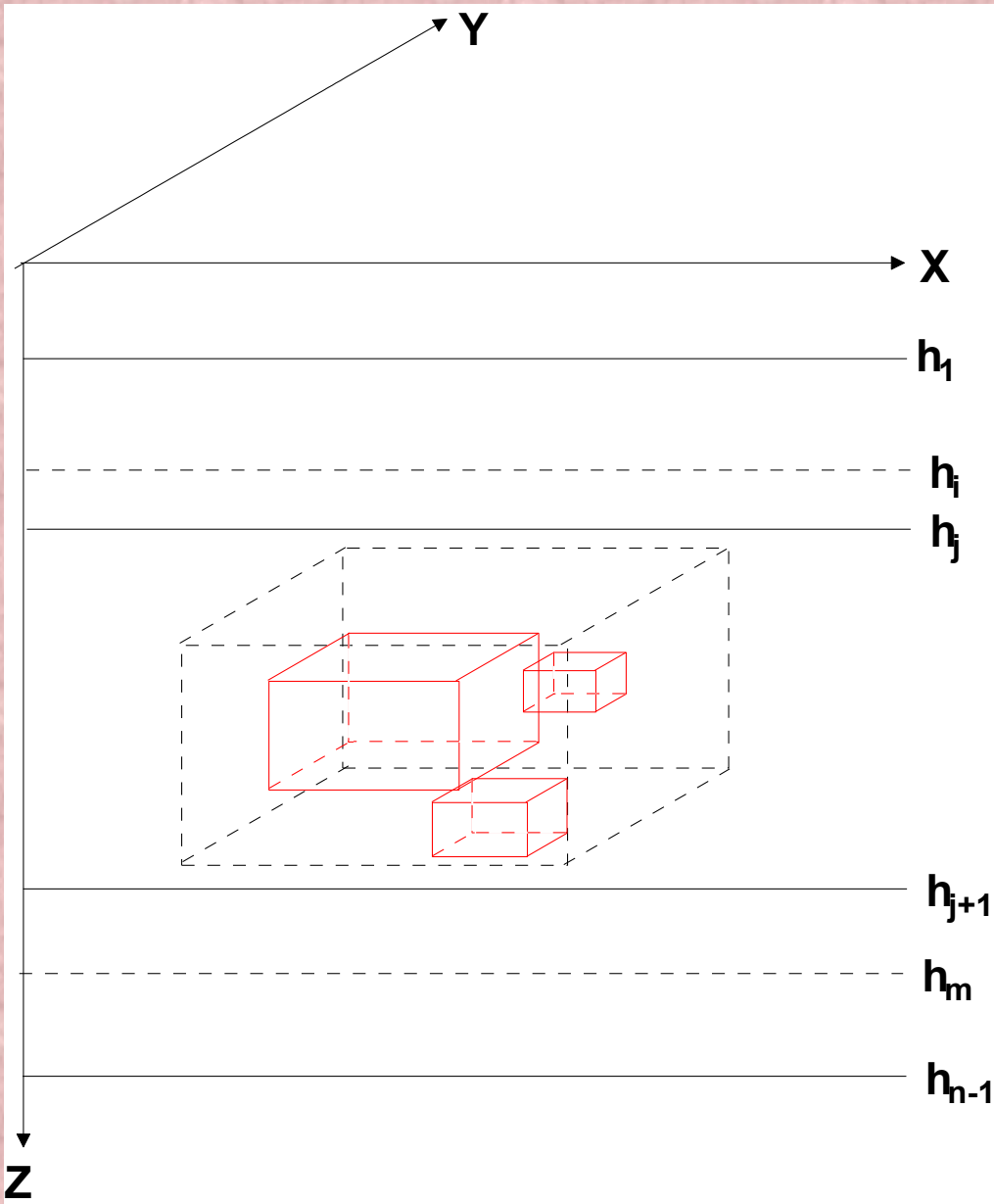
$$\begin{aligned} & \frac{(k_{2ji}^2 - k_{2j}^2)}{2\pi} \iint_{S_c} u_x(M) G_{Ss,j}(M, M^0) d\tau_M + \frac{\mu_{ja}}{\mu_{ji}} u_x^0(M^0) + \\ & + \frac{(\mu_{ja} - \mu_{ji})}{\mu_{ji} 2\pi} \oint_C u_x(M) \frac{\partial G_{Ss,j}}{\partial n} dc = u_x(M^0) \quad \text{при } M^0 \in S_c \\ & \frac{\mu_{ji}(k_{2ji}^2 - k_{2j}^2)}{\mu(M^0) 2\pi} \iint_{S_c} u_x(M) G_{Ss,j}(M, M^0) d\tau_M + u_x^0(M^0) + \\ & + \frac{(\mu_{ja} - \mu_{ji})}{\mu(M^0) 2\pi} \oint_C u_x(M) \frac{\partial G_{Ss,j}}{\partial n} dc = u_x(M^0) \quad \text{при } M^0 \notin S_c \end{aligned}$$

В приведенных выражениях выписан алгоритм моделирования сейсмического поля для поперечных упругих колебаний в n-слойной среде, содержащей двумерную неоднородность. Первое выражение есть интегральное нагруженное уравнение Фредгольма второго рода, решением которого есть распределение составляющей вектора упругих смещений для поперечных колебаний внутри неоднородности. Второе выражение есть интегральное представление для вычисления вектора упругих смещений в любом слое n-слойной среды.

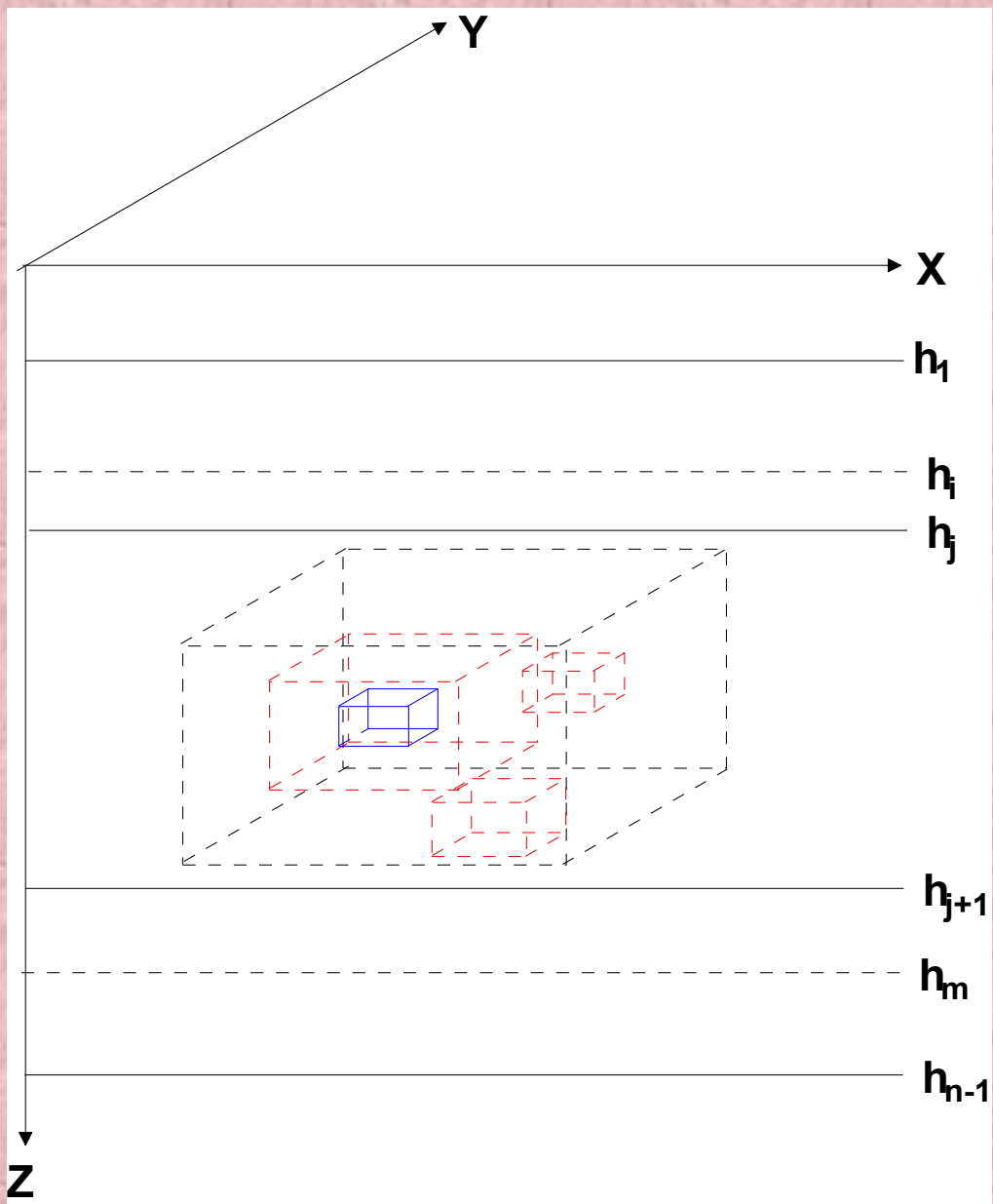


Пусть локальная неоднородность имеет следующую структуру: на первом иерархическом уровне- это неоднородность объема V_1 с проводимостью σ_{a1} или упругими параметрами и плотностью

$$\lambda_{a1}, \mu_{a1}, \sigma_{a1}$$



На втором уровне-это неоднородности, расположенные внутри объема V_1 и занимающие объем V_2 с проводимостью σ_2 или упругими параметрами $\lambda_{a2}, \mu_{a2}, \sigma_{a2}$ в общем случае. Мы будем рассматривать более простой случай, когда неоднородности второго и большего ранга будут иметь внутри своего ранга одинаковые параметры.



Неоднородности третьего ранга будут занимать объем V_3 в пределах объема V_2 с c проводимостью σ_{a3} или упругими параметрами $\lambda_{a3}, \mu_{a3}, \sigma_{a3}$

Объемные интегральные уравнения и соответственно интегральные представления для составляющих электрического и магнитного поля выписываются в виде:

$$\vec{H}_i(M_0) = \vec{H}^{i-1}(M_0) + \left(\frac{\sigma_{ai} - \sigma_{k(M_0)}}{i\omega\mu_0} \right) \int_{V_i} \vec{H}_i(M) \hat{G}_H(M, M_0) dV_i$$

$$\vec{E}_i(M_0) = \vec{E}^{i-1}(M_0) + (\sigma_{ai} - \sigma_{k(M_0)}) \int_{V_i} \vec{E}_i(M) \hat{G}_E(M, M_0) dV_i$$

i -номер итерации, $\hat{G}_E(M, M_0)$ и $\hat{G}_H(M, M_0)$ определяются известным способом, описанным в работе [Хачай О.А., 1994]. При $i=1$ $\vec{E}^{i-1}(M_0)$ и $\vec{H}^{i-1}(M_0)$ -составляющие напряженностей электрического и магнитного возбуждающего или нормального поля слоистой среды.

Рассмотрим задачу дифракции звука на двумерной упругой неоднородности с иерархической структурой, расположенной в J-ом слое N-слойной среды. Если при переходе на следующий иерархический уровень ось двумерности не меняется, а меняются только геометрии сечений вложенных структур, то аналогично (1) можно выписать итерационный процесс моделирования сейсмического поля (случай формирования только продольной волны). Итерационный процесс относится к моделированию отклика перехода с предыдущего иерархического уровня на последующий уровень внутри каждого иерархического уровня. Интегро-дифференциальное уравнение и интегро-дифференциальное представление вычисляются с помощью алгоритмов аналогично описанным выше.

$$\frac{(k_{1jil}^2 - k_{1j}^2)}{2\pi} \iint_{S_{Cl}} \varphi_l(M) G_{Sp,j}(M, M^0) d\tau_M + \frac{\sigma_{ja}}{\sigma_{jil}} \varphi_{l-1}^0(M^0) -$$

$$- \frac{(\sigma_{ja} - \sigma_{jil})}{\sigma_{jil} 2\pi} \oint_{Cl} G_{Sp,j} \frac{\partial \varphi_l}{\partial n} dc = \varphi_l(M^0) \quad \text{при } M^0 \in S_{Cl}$$

$$\frac{\sigma_{jil} (k_{1jil}^2 - k_{1j}^2)}{\sigma(M^0) 2\pi} \iint_{S_{Cl}} \varphi_l(M) G_{Sp,j}(M, M^0) d\tau_M + \varphi_{l-1}^0(M^0) -$$

$$- \frac{(\sigma_{ja} - \sigma_{jil})}{\sigma(M^0) 2\pi} \oint_{Cl} G_{Sp,j} \frac{\partial \varphi_l}{\partial n} dc = \varphi_l(M^0) \quad \text{при } M^0 \notin S_C$$

Обозначения в (2) те же, что и в (3). Сравнивая (2) и (3) легко заметить, что имеет место различие в структуре свободного члена в интегро-дифференциальном уравнении для внутренней задачи. Это безусловно скажется на различии в решении внешней задачи для этих двух моделей. Однако наличие пористого включения не приводит к изменению волнового числа для рассматриваемой задачи распространения продольной волны в рамках двух разных моделей среды, что может свидетельствовать о не информативности кинематических характеристик продольных волн для идентификации пористого влагонасыщенного включения. Если $l=L+1$ и на следующем уровне неоднородность снова упругая то для дальнейшего продолжения итерационного процесса мы снова можем использовать выражения (2).

$$\begin{aligned} & \frac{(k_{1jil}^2 - k_{1j}^2)}{2\pi} \iint_{S_{0l}} \varphi_l(M) G_{Sp,j}(M, M^0) d\tau_M + \frac{\sigma_{ja}}{\sigma_{jil}} \varphi_{l-1}^0(M^0) - \\ & - \frac{(\sigma_{ja} - \sigma_{jil})}{\sigma_{jil} 2\pi} \oint_{cl} G_{Sp,j} \frac{\partial \varphi_l}{\partial n} dc = (\varphi_l(M^0) + \alpha p_2), M^0 \in S_{0l} \\ & \frac{\sigma_{jil} (k_{1jil}^2 - k_{1j}^2)}{\sigma(M^0) 2\pi} \iint_{S_{0l}} \varphi_l(M) G_{Sp,j}(M, M^0) d\tau_M + \varphi_{l-1}^0(M^0) - \\ & - \frac{(\sigma_{ja} - \sigma_{jil})}{\sigma(M^0) 2\pi} \oint_{cl} G_{Sp,j} \frac{\partial \varphi_l}{\partial n} dc = \varphi_l(M^0), M^0 \notin S_{0l} \quad \text{при } l = L \end{aligned}$$

3

$$\alpha = 1 - \chi - \frac{K}{K_0}$$

$$G_{sj}(M, M^0)$$

функция источника сейсмического поля рассматриваемой задачи,

$$k_{1jil}^2 = \omega^2 (\sigma_{jil} / \lambda_{jil});$$

индекс j_i обозначает принадлежность свойств среды внутри неоднородности, j_a - вне неоднородности, индекс $l = 1, \dots, L$ - номер иерархического уровня, λ, μ - постоянные Ламэ, σ - плотность среды, ω - круговая частота, $i = 1, \dots, j, j_i, \dots, n$. Если на некотором иерархическом уровне структура локальной неоднородности распадается на несколько неоднородностей, то двойной и поверхностные интегралы в выражениях (2) берутся по всем неоднородностям. В данном алгоритме рассмотрен случай, когда физические свойства неоднородностей одного и того же уровня одинаковы, различаются только границы областей. K_0 - модуль всестороннего сжатия при $\mu=0$ - K_0 модуль сжимаемости твердой фазы, χ - пористость.

Аналогично выписывается такой же процесс моделирования распространения упругой поперечной волны в N-слойной среде с двумерной иерархической структурой произвольной морфологии. $G_{Ss,j}(M, M^0)$ – функция источника

сейсмического поля рассматриваемой задачи, она совпадает с функцией Грина, выписанной в работе [Хачай О.А., Хачай А.Ю., 2011] для соответствующей задачи,

$$k_{2jil}^2 = \omega^2(\sigma_{jil} / \mu_{jil})$$

– волновое число для поперечной волны, μ – постоянная Ламэ, – составляющая вектора смещений, $l=1 \dots L$ – номер иерархического уровня, – составляющая вектора смещений сейсмического поля в слоистой среде в отсутствие неоднородности предыдущего ранга, если $l=2 \dots L$, если $l=1$, , что совпадает с соответствующим выражением для нормального поля в работе [13].

4

$$\begin{aligned} & \frac{(k_{2jil}^2 - k_{2j}^2)}{2\pi} \iint_{S_{Cl}} u_{xl}(M) G_{Ss,j}(M, M^0) d\tau_M + \frac{\mu_{ja}}{\mu_{jil}} u_{x(l-1)}^0(M^0) + \\ & + \frac{(\mu_{ja} - \mu_{jil})}{\mu_{jil} 2\pi} \oint_{Cl} u_{xl}(M) \frac{\partial G_{Ss,j}}{\partial n} dc = u_{xl}(M^0) \quad \text{при } M^0 \in S_{Cl} \\ & \frac{\mu_{jil}(k_{2jil}^2 - k_{2j}^2)}{\mu(M^0) 2\pi} \iint_{S_{Cl}} u_{xl}(M) G_{Ss,j}(M, M^0) d\tau_M + u_{x(l-1)}^0(M^0) + \\ & + \frac{(\mu_{ja} - \mu_{jil})}{\mu(M^0) 2\pi} \oint_{Cl} u_{xl}(M) \frac{\partial G_{Ss,j}}{\partial n} dc = u_{xl}(M^0) \quad \text{при } M^0 \notin S_{Cl} \end{aligned}$$

Хачай, О.А. , Хачай, А.Ю О комплексировании сейсмических и электромагнитных активных методов для картирования и мониторинга состояния двумерных неоднородностей в N-слойной среде //Вестник ЮУРГУ, серия “Компьютерные технологии, управление, радиоэлектроника”. – 2011. –№ 2(219). – С. 49-56

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Таким образом итерационные процессы (2 -4) позволяют определить при заданных модулях упругости во вмещающей иерархическую неоднородность слоистой среде и в неоднородности на каждом иерархическом уровне и проанализировать пространственное распределение составляющих сейсмического поля.
- Затем по известным формулам для каждого иерархического уровня вычислить распределение составляющих тензора деформации и тензора напряжений по распределению составляющих перемещений. Эта информация играет важную роль при оценке состояния среды в зависимости от структуры ее иерархичности и степени ее изменчивости.
- Представляет интерес исследовать вопрос об изучении связи между тензорами напряжения и деформации на каждом иерархическом уровне и о возможном отклонении ее от обобщенного закона Гука.
- С другой стороны с увеличением степени иерархичности среды увеличивается степень пространственной нелинейности распределения составляющих сейсмического поля, что предполагает исключение методов линеаризации задачи при создании алгоритмов интерпретации.
- Лурье А.И. Пространственные задачи теории упругости. М.: Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1956.
- Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-05-00149-а, 10-05-00013а и в рамках ИП СО и УрО РАН.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

