

О ПОСТРОЕНИИ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОТКЛИКА ГЕТЕРОГЕННОЙ СРЕДЫ НА СИЛЬНЫЕ ВЗРЫВНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ.

Хачай О.А.

Институт геофизики УрО РАН,

Хачай О.Ю.

Уральский Федеральный Университет

Исследования состояния удароопасного массива Таштагольской шахты с использованием подходов теории динамических систем [1-3] проводились с целью выяснения критериев смены режимов диссипативности для реальных горных массивов, находящихся под сильным техногенным воздействием.

- 1. Наймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. // М.: Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, 2009.-С.424.**
- 2. Чуличков А.И. Математические модели нелинейной динамики. М.: Физматлит, 2003.-С.294.**
- 3. Хачай О.А., Хачай О.Ю., Климко В.К., Шипеев О.В. Отражение синергетических свойств состояния массива горных пород под техногенным воздействием в данных шахтного сейсмологического каталога. // Горный информационно-аналитический бюллетень МГГУ, №6, 2010, с.259-271.**
- 4. O. A. Hachay, O.Yu Khachay, V.K.Klimko. O.Yu.Shipeev. The reflection of synergetic features in the response of geological medium on outer force actions. // Advances in heterogeneous Material Mechanics (2011), Shanghai, China, p.361-366.**

Для реализации этого исследования были использованы данные сейсмического каталога Таштагольского подземного рудника за два года с июня 2006 года по июнь 2008г. В качестве данных использованы пространственно-временные координаты всех динамических явлений-откликов массива, происшедших за этот период внутри шахтного поля, а также взрывов, произведенных для отработки массива, и значения зафиксированной сейсмической станцией энергии [3]. Фазовые портреты состояния массивов северного и южного участков построены в координатах $E_v(t)$ и $d(E_v(t))/dt$, t -время, выраженное в долях суток, E_v -выделенная массивом сейсмическая энергия в дж. В этой работе проанализирована морфология фазовых траекторий сейсмического отклика на взрывные воздействия в различные последовательные промежутки времени южного участка шахты.

8.Хачай О.А., Хачай О.Ю., Климко В.К., Шипеев О.В. Отражение синергетических свойств состояния массива горных пород под техногенным воздействием в данных шахтного сейсмологического каталога.// ГИАБ,№6, 2010, с.259-271.

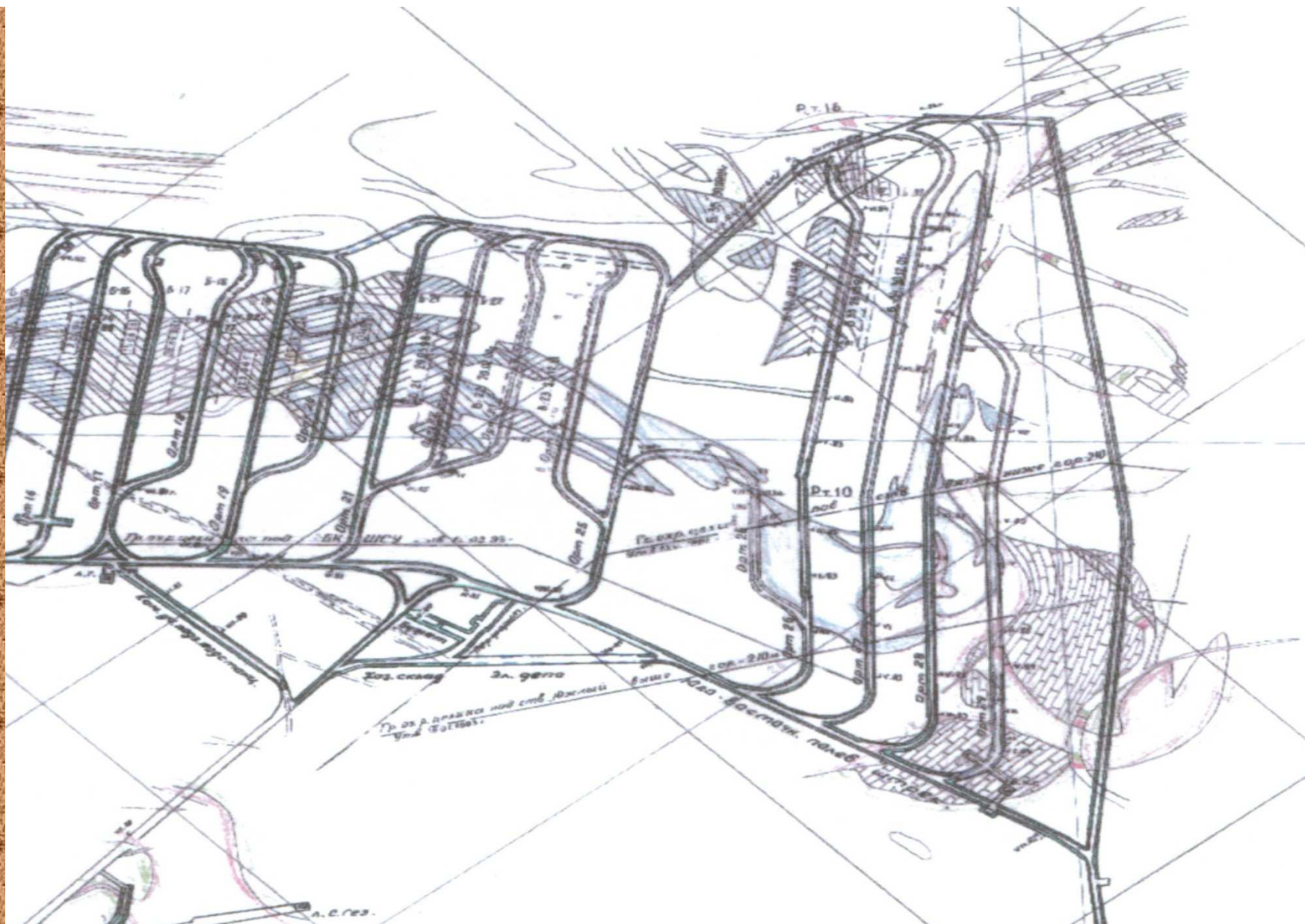


Рис.1. План расположения ортов горизонта -210, южный участок.
Орты (16-31, ЮСВО, ЮВПШ)

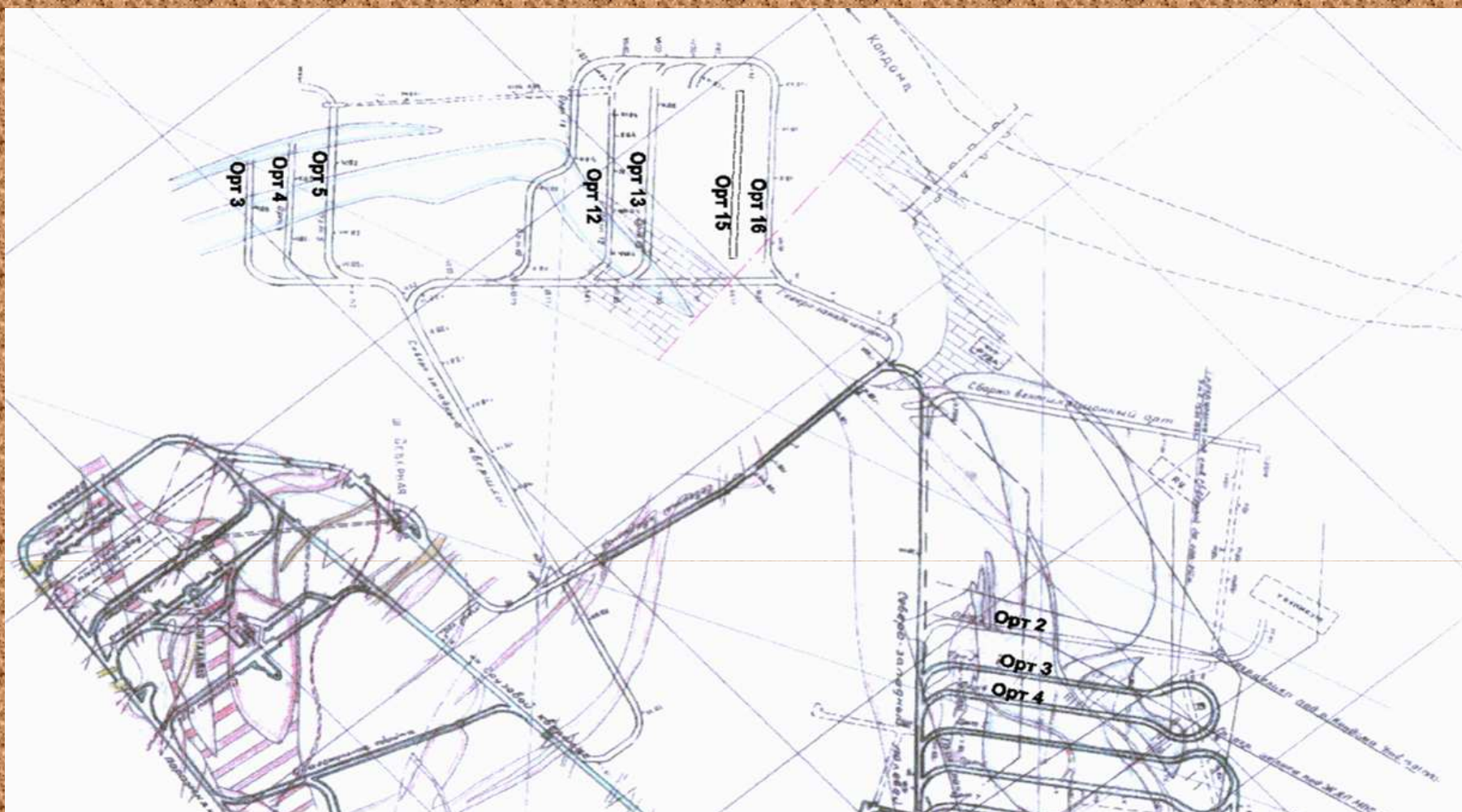


Рис.2. План расположения ортов горизонта -210, северный участок.

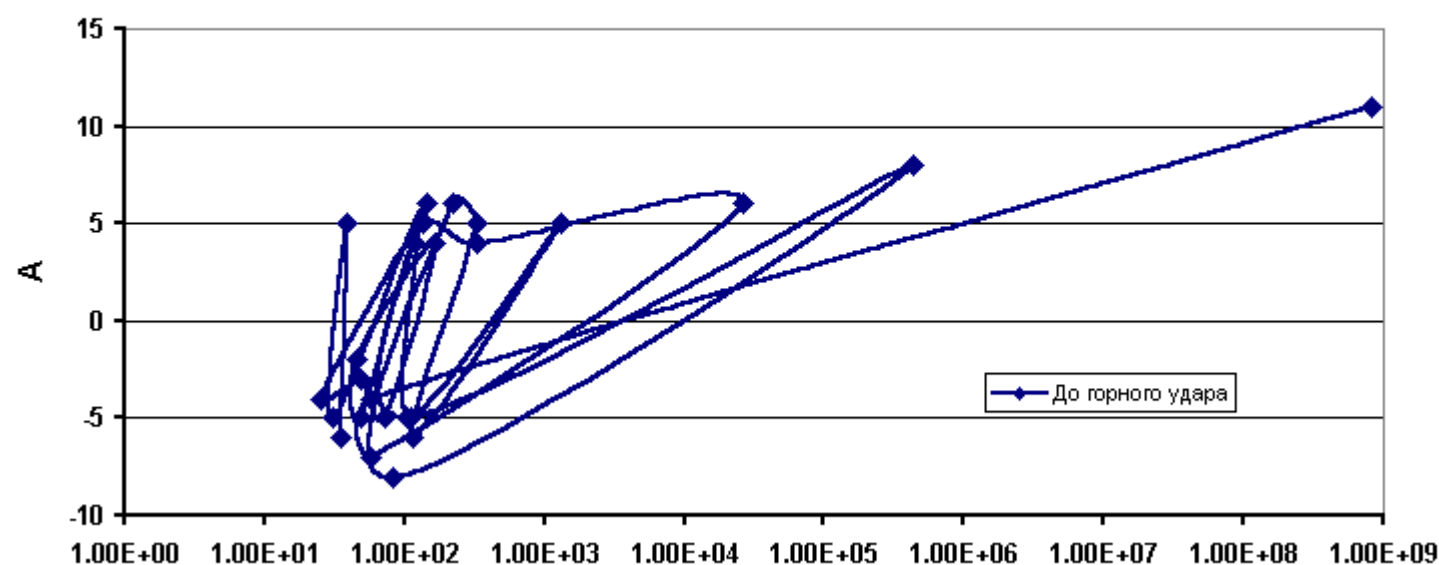
Орты (3-5,12-16)-северо-западный участок предстоящей отработки, орты 2-14 –участок старой отработки месторождения, стволы шахты Западная и Ново-Капитальная.



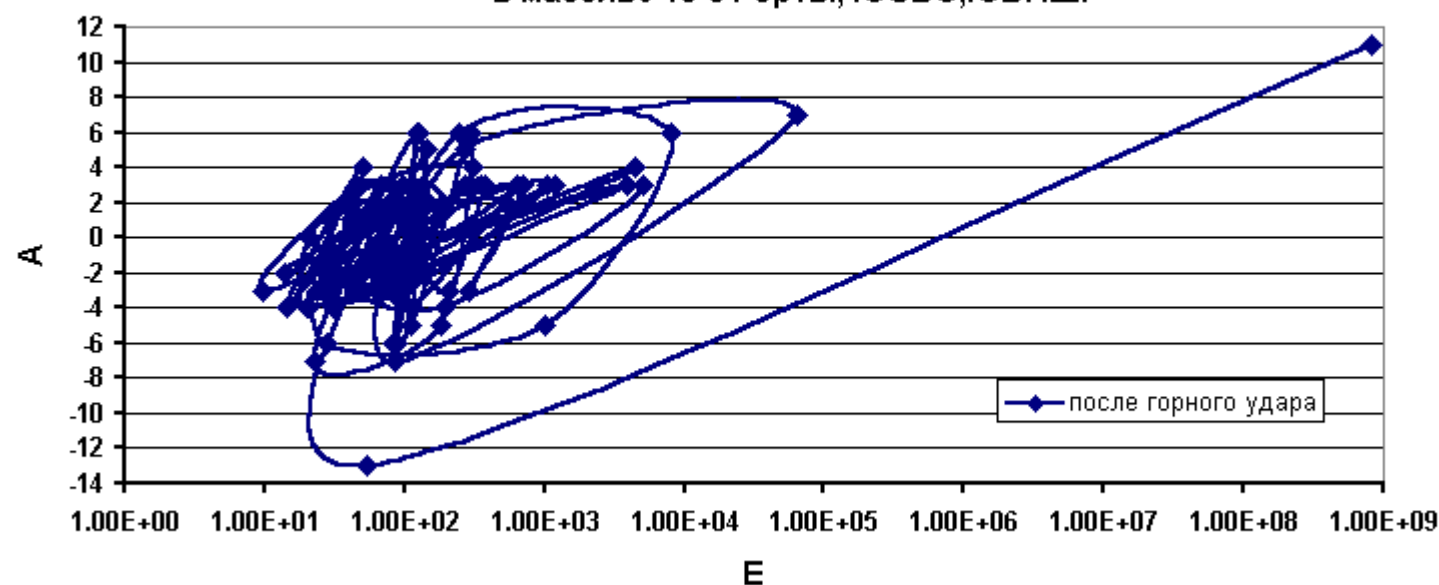
Рис.3. Распределение во времени поглощенной сейсмической энергии в результате отработки массива технологическими и массовыми взрывами.

Ось ОУ : $D = \sum \lg(E_p(N))$, N-промежутки времени в сутках (ось ОХ)

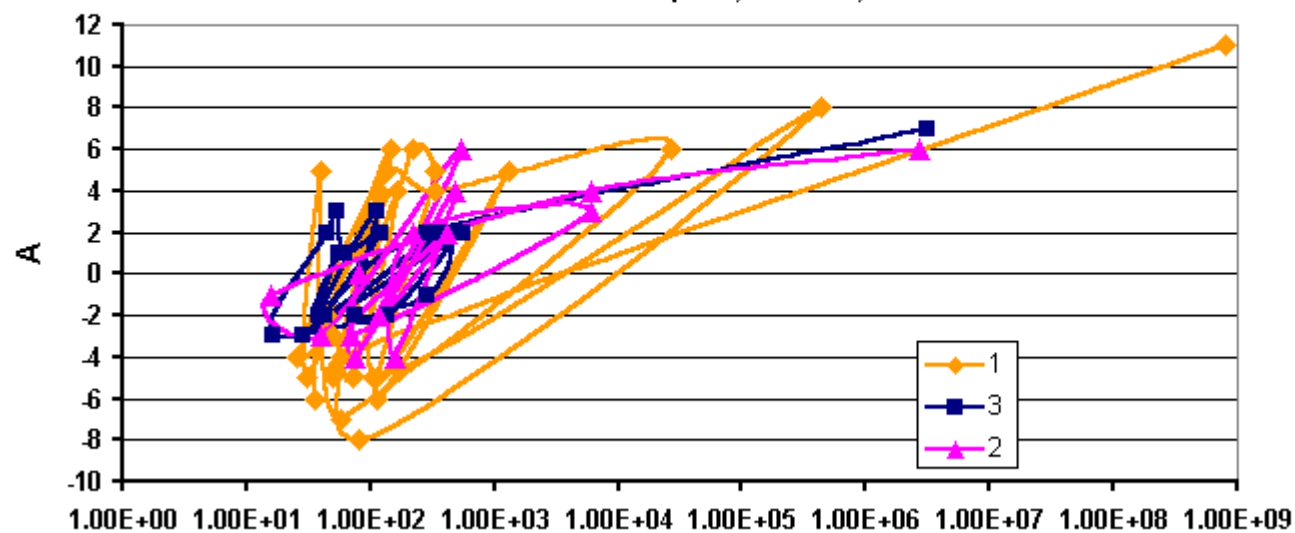
Морфология фазовых траекторий до горного удара 25.11 2007 в массиве 15-31 орты, ЮСВО, ЮВПШ



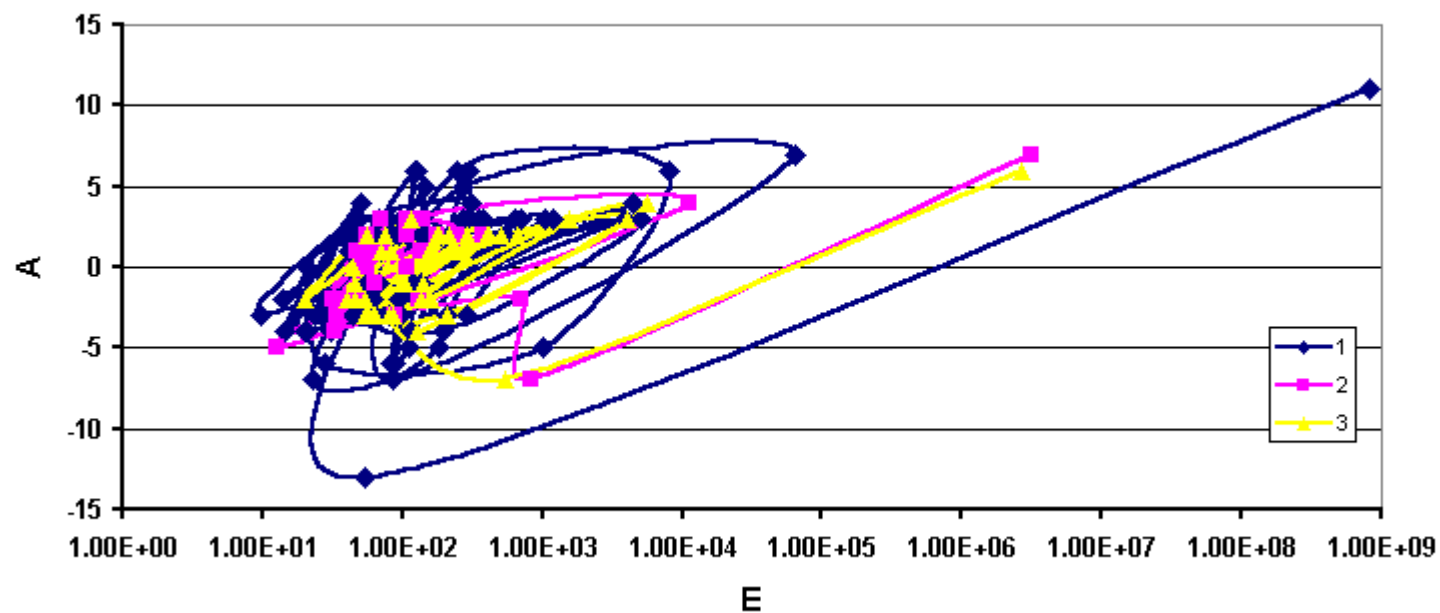
Фазовый портрет динамических явлений после горного удара за период 25.11-29.12 2007 в массиве 15-31 орты, ЮСВО, ЮВПШ.



Сравнение фазовых портретов до горного удара за периоды
(1) 25.11 2007, (3) 27.09-11.10, (2) 01.01-28.01 2007
в массиве 15-31 орты, ЮСВО, ЮВПШ



После удара (1) 25.11 - 29.12, (3) 11.10 - 24.11, (2) 01.01-28.01 2007
в массиве 15-31 орты, ЮСВО, ЮВПШ

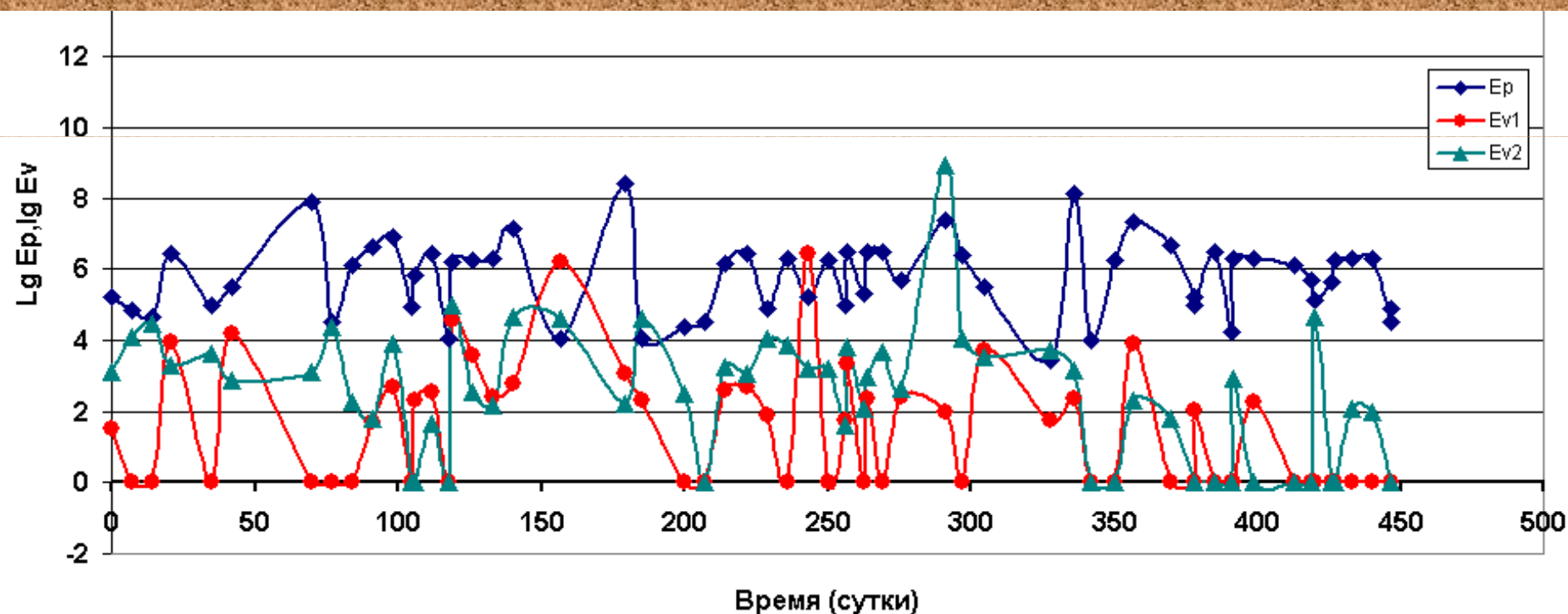


Так как исследуемый объем массива один и тот же и мы изучаем процесс его активизации и спада, то очевидно имеют место два взаимозависящих друг от друга процесса: накопление энергии в притягивающей фазовые траектории области и резонансного сброса накопленной энергии. Интересно отметить, что после этого сброса система возвращается снова в эту же притягивающую фазовые траектории область. Это подтверждается и детальным анализом фазовых траекторий сейсмического отклика массива до и после самого сильного горного удара (рис.1а-в). Сопоставление фазовых портретов отклика состояния массива до и после горных ударов различной интенсивности и в различные промежутки времени свидетельствуют о том, что выбранный нами объем в виде южного участка реагирует на оказываемое на него воздействие подобным образом, отражая слаженный или совместный механизм освобождения накопленной энергии.

В работе [1] и представленной там обширной библиографии приводится математический аппарат для моделирования процессов в локально активных сплошных средах. При этом подчеркивается, что только в нелинейных активных средах возникновение возмущений может носить локализованный и даже спонтанный характер.

1. Наймарк Ю.И.,Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания.//М.: Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, 2009.-С.424.

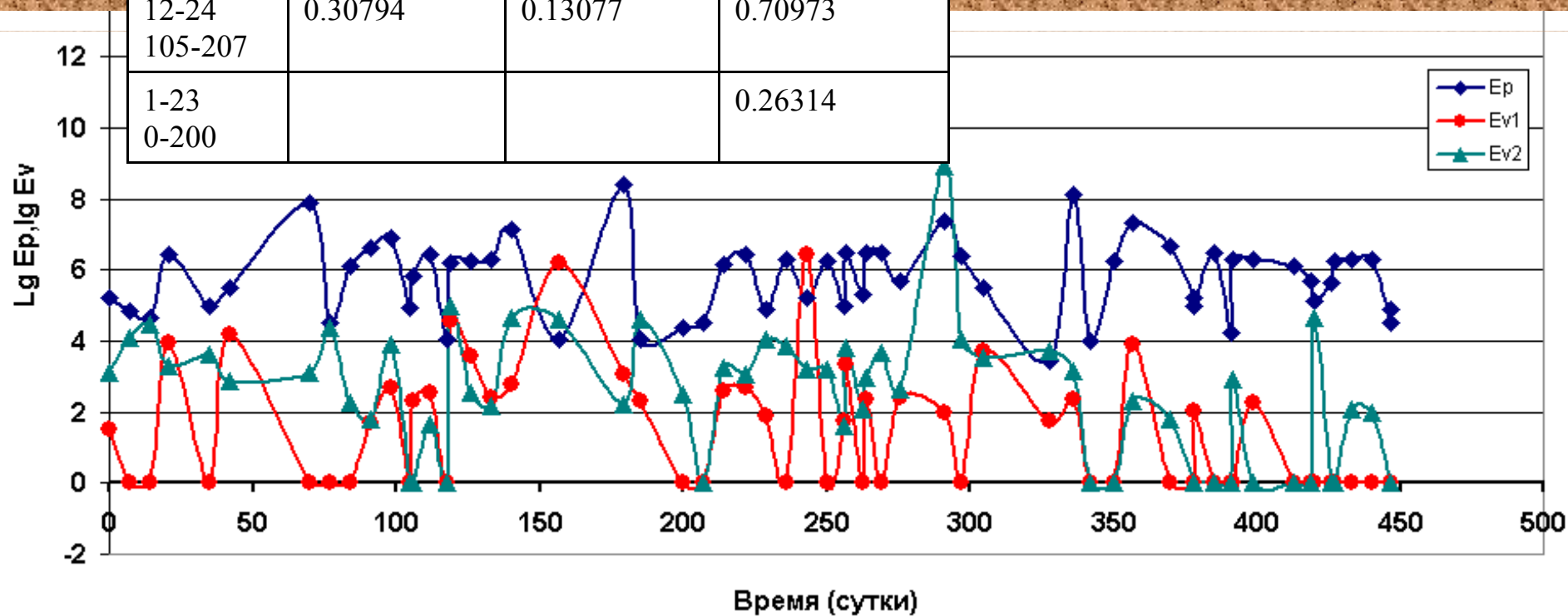
В настоящей работе мы продолжили более детальные исследования процесса поглощения взрывной энергии и ее выделения в южной части шахты в блоке (2), включающем орты с 23 по 31, ЮСВШ и ЮСВО и в блоке (1), включающем орты 13-16, в пределах околорудного пространства, включающего горизонты -280,-350, по данным шахтного каталога с 14 января 2007 года по 17 мая 2008гг. (рис.2)



Интер-валы	$R(\lg E_p, \lg E_{v2})$
1-21 0-179	-0.0062
21-60 179-450	0.240683
23-42 200-342	0.535269

Интер-валы	$R(\lg E_p, \lg E_{v1})$	$R(\lg E_p, \lg E_{v2})$	$R(\lg E_{v2}, \lg E_{v1})$
24-41 207-336	-0.00881		0.12652
12-24 105-207	0.30794	0.13077	0.70973
1-23 0-200			0.26314

Таблица 2
Исследование
корреляционной
взаимосвязи R процессов
поглощения и выделения
массивом энергии для
отдельных временных
интервалов (Ni).



Из результатов таблицы 2. следует, что процесс поглощения и выделения энергии в исследуемых блоках 1 и 2 как правило носит нелинейный характер, однако степень нелинейности изменяется во времени, так в интервале 23-42, соответствующему интервалу DT (200-342)(таблица1), коэффициент корреляции между $\lg(E_p)(DT)$ и $\lg(E_{v2})(DT)$ достигает максимума. А этот интервал включает процесс подготовки резонансного выброса массивом энергии в виде горного удара 9-го класса. С другой стороны в интервале 12-42 присутствует изменение типа корреляционной зависимости между функциями $R(\lg E_{v2}, \lg E_{v1})$: в интервале 12-24 коэффициент корреляции соответствует практически линейной функции, что может отражать упругое взаимодействие между двумя блоками (орт15-16) и (орт 27-29). При этом от $\lg(E_p)$ зависимость функций $\lg E_{v2}$ и $\lg E_{v1}$ практически нелинейная. На интервале 24-41 тип корреляционной функции $R(\lg E_{v2}, \lg E_{v1})$ меняется на нелинейную, взаимосвязь между $\lg E_p$ и E_{v1} практически отсутствует (таблица2), однако за 48 суток происходит горный удар 6.4-го класса в блоке 1 при взрыве класса 5.2 в блоке 2 (рис.2.). Можно ли считать этот удар форшоком для удара 9-го класса в блоке 2? На этот вопрос ответить можно только, присоединив детальные ежесуточные наблюдения в рамках электромагнитного активного индукционного и деформационного мониторинга в околорыботочном пространстве 1-го и второго блоков.

Имеется глубокое принципиальное отличие между механикой линейных и нелинейных колебаний, которое сохраняется даже при рассмотрении слабо нелинейных колебаний, описываемых дифференциальными уравнениями, отличающимися от линейных наличием малых членов, влияние которых будет сказываться особенно на промежутках времени больших, чем период колебаний. В системе могут присутствовать источники и поглотители энергии, которые производят и поглощают весьма малую работу за один период колебаний, но при длительном их действии производимый ими эффект может накапливаться и оказывать существенное влияние на протекание колебательного процесса: затухание, раскачивание, устойчивость. Малые нелинейные члены могут оказывать кумулятивное действие и разрушают принцип суперпозиции, отдельные гармоники вступают во взаимодействие между собой, в результате чего индивидуальное рассмотрение поведения каждого гармонического колебания в отдельности делается невозможным.

1. **5.Боголюбов Н.Н.Собрание научных трудов. Математика и нелинейная механика Т.III.М.-Наука.2005.С.605.**

Незатухающие колебания практически могут существовать лишь в случае, если в системе имеется источник энергии, который может компенсировать расход энергии, возникший в результате наличия диссипативных сил. Такой источник играет роль отрицательного трения. Колебания, поддерживаемые источником, не обладающим определенной периодичностью воздействия, называются автоколебаниями и любая автоколебательная система описывается нелинейным дифференциальным уравнением.

Широкое распространение в природе имеют релаксационные колебания, при которых колебательный процесс распадается на две стадии: медленное накопление энергии системой и последующая разрядка энергии, происходящая почти мгновенно после того, как достигнут некоторый критический потенциальный порог для указанного накопления энергии..

1. **5.Боголюбов Н.Н.Собрание научных трудов. Математика и нелинейная механика Т.III.М.-Наука.2005.С.605.**

Для количественного изучения поведения различных типов нелинейных динамических систем будем опираться на асимптотические методы нелинейной механики, разработанные Н. М. Крыловым, Н. Н. Боголюбовым и Ю. А. Митропольским [библиография в[4]]. Однако для того, чтобы использовать имеющиеся данные сейсмического каталога, необходимо от энергетических характеристик перейти к силам и перемещениям. Для этого понадобится дополнительная информация о деформациях, происходящих в массиве под воздействием взрывов.

Математический аппарат, разработанный академиком Н. Н. Боголюбовым, позволяет понять на количественном уровне причины самовозбуждения нелинейной механической системы и возникновение пространственно – временного локального резонанса системы, как отклика на внешнее воздействие.

В качестве примера рассмотрены несколько модельных задач и предложен алгоритм асимптотического их решения.

1. **5.Боголюбов Н.Н.Собрание научных трудов. Математика и нелинейная механика Т.III.М.-Наука.2005.С.605.**

Когда возмущающие колебательную систему силы f не зависят явно от времени, они зависят только от динамического состояния самой системы. Эти колебания определяются дифференциальным уравнением вида:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega^2 x = \varepsilon f\left(x, \frac{dx}{dt}\right), \quad (1)$$

где ε – малый положительный параметр. При $\varepsilon=0$, колебания будут чисто гармоническими: $x = a \cos \psi$

с постоянной амплитудой и равномерно меняющимся фазовым углом.

$$\frac{da}{dt} = 0, \quad \frac{d\psi}{dt} = \omega \quad (\psi = \omega t + \theta) \quad (2)$$

амплитуда a и фаза колебания θ будут постоянными во времени, зависящими от начальных условий).

Решение уравнения (1), следуя (2) будем искать в виде:

$$x = a \cos \psi + \varepsilon u_1(a, \psi) + \varepsilon^2 u_2(a, \psi) + \varepsilon^3 u_3(a, \psi) + \dots$$

(3),

в котором $u_1(a, \psi), u_2(a, \psi), \dots$ являются периодическими функциями угла ψ с периодом 2π , величины a и ψ как функции времени определяются дифференциальными уравнениями:

$$\frac{da}{dt} = \varepsilon A_1(a) + \varepsilon^2 A_2(a) + \dots \quad \frac{d\psi}{dt} = \omega + \varepsilon B_1(a) + \varepsilon^2 B_2(a) + \dots \quad (4)$$

Алгоритм решения задачи сводится к нахождению явного вида для функций:

$$u_1(a, \psi), u_2(a, \psi), \dots, A_1(a), B_1(a), A_2(a), B_2(a), \dots$$

таким образом, чтобы выражение (3) оказалось решением уравнения (1), а

$$a, \psi$$

удовлетворяли системе (2). При этом задача интегрирования уравнения (1) сводится к более простой задаче интегрирования системы (4) с разделяющимися переменными.

Однако процедура явного определения коэффициентов разложений (3) и (4) очень быстро усложняется, практически эффективно могут быть найдены два – три первых члена разложения, поэтому метод решения (1) имеет смысл асимптотического метода для данного фиксированного $m=1, 2, 3, \dots$ при $\varepsilon \rightarrow 0$

Таким образом задача формулируется следующим образом: найти функции

$$u_1(a, \psi), u_2(a, \psi), \dots, A_1(a), B_1(a), A_2(a), B_2(a), \dots$$

чтобы выражение , $x = a \cos \psi + \varepsilon u_1(a, \psi) + \varepsilon^2 u_2(a, \psi) + \dots \varepsilon^m u_m(a, \psi) + \dots (m = 1, 2, \dots)$ 5)

в котором функции времени a, ψ определяются "уравнениями m -го приближения" :

$$\frac{da}{dt} = \varepsilon A_1(a) + \varepsilon^2 A_2(a) + \dots \varepsilon^m A_m(a)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \omega + \varepsilon B_1(a) + \varepsilon^2 B_2(a) + \dots \varepsilon^m B_m(a)$$

I – свободные псевдогармонические колебания без затухания. Предположим, что зависимость между упругой силой и перемещением нелинейная, но достаточно “слабая”. Следуя алгоритму, описанному выше, в первом приближении амплитуда колебания от времени не будет зависеть, изучаемое колебание в первом приближении будет гармоническим, но частота колебаний системы будет зависеть от амплитуды, при этом потеря изохронности будет тем меньше, чем меньше нелинейная часть действующей силы по сравнению с линейной. Анализируя второе приближение, описанным алгоритмом мы снова убеждаемся в том, что амплитуда колебания не будет зависеть от времени. Это свойство справедливо для консервативных систем для любого приближения. В выражении для частоты, появляются члены, зависящие от гармоник действующей силы, которые тем меньше, чем меньше параметр ε при нелинейной части действующей силы.

II – свободные псевдогармонические колебания без затухания. Предположим, что зависимость между упругой силой и перемещением нелинейная, но достаточно “слабая”. Следуя алгоритму, описанному выше, в первом приближении амплитуда колебания от времени не будет зависеть, изучаемое колебание в первом приближении будет гармоническим, но частота колебаний системы будет зависеть от амплитуды, при этом потеря изохронности будет тем меньше, чем меньше нелинейная часть действующей силы по сравнению с линейной. Анализируя второе приближение, описанным алгоритмом мы снова убеждаемся в том, что амплитуда колебания не будет зависеть от времени. Это свойство справедливо для консервативных систем для любого приближения. В выражении для частоты, появляются члены, зависящие от гармоник действующей силы, которые тем меньше, чем меньше параметр ε при нелинейной части действующей силы.

III Рассмотрим случай колебаний системы под воздействием линейной упругой силы и нелинейного слабого трения, зависящего от скорости. Этот случай является частным случаем рассмотренного алгоритма решения нелинейной задачи. В первом приближении амплитуда колебаний затухает в зависимости от частоты, амплитуды и параметра ε , в то время как колебания системы являются гармоническими с постоянной частотой, т. е. в первом приближении система остается изохронной. Во втором приближении закон затухания амплитуды остается тем же, что и для первого приближения, а частота колебаний изменяется пропорционально квадрату параметра ε , что свидетельствует о небольшом возможном ее изменении под влиянием нелинейного трения.

I – свободные псевдогармонические колебания без затухания. Предположим, что зависимость между упругой силой и перемещением нелинейная, но достаточно “слабая”. Следуя алгоритму, описанному выше, в первом приближении амплитуда колебания от времени не будет зависеть, изучаемое колебание в первом приближении будет гармоническим, но частота колебаний системы будет зависеть от амплитуды, при этом потеря изохронности будет тем меньше, чем меньше нелинейная часть действующей силы по сравнению с линейной. Анализируя второе приближение, описанным алгоритмом мы снова убеждаемся в том, что амплитуда колебания не будет зависеть от времени. Это свойство справедливо для консервативных систем для любого приближения. В выражении для частоты, появляются члены, зависящие от гармоник действующей силы, которые тем меньше, чем меньше параметр ε при нелинейной части действующей силы.

Рассмотрим случай колебаний системы под воздействием линейной упругой силы и нелинейного слабого трения, зависящего от скорости. Этот случай является частным случаем рассмотренного алгоритма решения нелинейной задачи. В первом приближении амплитуда колебаний затухает в зависимости от частоты, амплитуды и параметра ε , в то время как колебания системы являются гармоническими с постоянной частотой, т. е. в первом приближении система остается изохронной. Во втором приближении закон затухания амплитуды остается тем же, что и для первого приближения, а частота колебаний изменяется пропорционально квадрату параметра ε , что свидетельствует о небольшом возможном ее изменении под влиянием нелинейного трения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотренный набор решений нелинейной механики [5] могут образовать аппроксимационные конструкции для локального пространственно-временного моделирования состояния сложнопостроенной нестационарной среды, какой является горный массив, находящийся под сильным техногенным. Использование совместных теоретических подходов [1,2,5] позволит сформулировать и решать эти задачи.

При этом требуется расширить комплекс входных данных, куда должны войти данные сейсмического каталога, деформационного и индукционного электромагнитного мониторинга.

Кроме того использование совместных теоретических подходов [2,5] и комплекса входных данных: сейсмического каталога, деформационного и индукционного электромагнитного мониторинга позволит ставить и решать задачу о прогнозе критического состояния активизированного локального участка горного массива.

2. Чуличков А.И. Математические модели нелинейной динамики. М.: Физматлит, 2003.-С.294.

5. Боголюбов Н.Н. Собрание научных трудов. Математика и нелинейная механика Т.III. М.-Наука. 2005. С.605.



Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-05-00013-а и в рамках Интеграционного проекта с СО РАН 2012-2014.