УДК 622.537.8

А.В. Анциферов

КОНЕЧНО - РАЗНОСТНЫЙ ПОДХОД МОДЕЛИРОВАНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В УГЛЕНОСНОЙ ТОЛЩЕ

У цій роботі описано основи кінцево-різницевого підходу до моделювання процесу розповсюдження хвильового поля у вуглевміщуючій товщі.

THE END-DIFFERENCE APPROACH OF MODELLING SEISMIC FLUCTUATIONS IN CARBONIFEROUS THICKNESS

In this work bases the end-difference approach to modelling process of spreading of a wave field in carboniferous thickness are described.

В настоящее время развитие компьютерной техники позволяет широко применять численные методы математического моделирования для решения практических задач шахтной сейсморазведки. Этот факт особенно актуален в случае применения сейсмоакустического метода для прогноза нарушений угольных пластов для сложных условий залегания, осложняющих интерпретацию результатов натурных наблюдений. Цель настоящей работы – описание основ конечно-разностного подхода применительно к задачам шахтной сейсморазведки.

Для описания процесса распространения сейсмических колебаний в угленосной толще необходимо обратиться к теории упругости. При этом в качестве модели можно рассматривать упругое твердое тело (в физическом понимании), состоящее из набора изотропных слоев, соответствующих угольному пласту и вмещающим породам. Возникающие в процессе возбуждения и распространения сейсмических волн напряжения не превышают пределов упругости сред, слагающих толщу; значения смещений участков породы при этом по своим значениям составляют сотые доли процентов от характерных размерностей модели. С физической точки зрения такие возмущения рассматриваются как обратимые и малые.

Как известно из положений теории упругости, уравнения движения в перемещениях для твердых тел, удовлетворяющих закону Гука в случае малых деформаций

$$p^{ij} = \lambda\, \nabla_i w^i g^{ij} + 2\mu\, \varepsilon^{ij},$$

$$\varepsilon^{ij} = \tfrac{1}{2}\left(\nabla^j w^i + \nabla^i w^j\right),$$

(где p^{ij} – компоненты тензора напряжений; ε^{ij} – компоненты тензора деформаций; w^i – компоненты вектора перемещения; λ, μ - коэффициенты Ламе) носят название уравнений Ламе и имеют следующий вид:

$$(\lambda + \mu)\, grad\; div\, \vec{w} + \mu\, \Delta\vec{w} + \rho\, \vec{F} = \rho\, \vec{a}, \tag{1}$$

где $\vec{F}$ - вектор объемных сил; $\vec{a}$ - вектор ускорений; ρ - плотность.

В декартовой системе координат уравнения Ламе записываются в следующем виде:

$$\begin{cases} \rho a_x = (\lambda+\mu)\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\mu\left(\dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)+\rho F_x \\ \rho a_y = (\lambda+\mu)\dfrac{\partial}{\partial y}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\mu\left(\dfrac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right)+\rho F_y \\ \rho a_z = (\lambda+\mu)\dfrac{\partial}{\partial z}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\mu\left(\dfrac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)+\rho F_z \end{cases},$$

где через u, v, w обозначены компоненты вектора перемещений.

Уравнение неразрывности в теории упругости с малыми деформациями не рассматривается, поскольку оно служит для определения изменений плотности. Очевидно, что в данной задаче, исходя из положения о малой величине деформаций, без потери точности решения можно сделать предположение о малом изменении плотности и рассматривать эту величину как постоянную (ρ_0).

Для рассматриваемой модели малы не только деформации, но и скорости и ускорения. Поэтому в данном случае можно в определении ускорения пренебречь нелинейными членами и записать:

$$\vec{a} = \frac{\partial^2 \vec{w}}{\partial t^2}.$$

Массовые силы распределены по объему и действуют на элемент массы. Число массовых сил очень невелико. Из всех известных только сила тяжести реально имеет место в углепородном массиве. Но ее вкладом в процесс формирования сигнала можно пренебречь. Этот факт был доказан Бромвичем (1899), который показал, что рассмотрение силы тяжести как дополнительного фактора не вносит сколь-нибудь значимого влияния на акустический сигнал.

В результате вышеизложенных предположений уравнения Ламе (1) приобретают упрощенный вид:

$$\frac{(\lambda+\mu)}{\rho_0}\, grad\; div\, \vec{w} + \frac{\mu}{\rho_0}\Delta\vec{w} = \frac{\partial^2\vec{w}}{\partial t^2}. \tag{2}$$

В декартовой системе координат упрощенные уравнения (2) можно записать:

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \dfrac{(\lambda+\mu)}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)\\
\dfrac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \dfrac{(\lambda+\mu)}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial y}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right)\\
\dfrac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \dfrac{(\lambda+\mu)}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial z}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)
\end{cases}. \qquad (3)
$$

Данная система является замкнутой и может быть решена аналитическими либо численными методами для определенных начальных и граничных условий.

Как правило, при решении задач о распространении сейсмических волн в ненарушенной угленосной толще можно допустить, что компоненты вектора перемещения w^i зависят только от времени, от величины проекции расстояния между сейсмоприемником и источником на плоскость напластования, и от величины проекции этого расстояния на перпендикуляр к плоскости напластования. Тогда, в выбранной нами системе координат, возможно перейти к плоской задаче. Для такой постановки вопроса система уравнений (3) запишется в виде:

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \dfrac{(\lambda+\mu)}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)\\
\dfrac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right)\\
\dfrac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \dfrac{(\lambda+\mu)}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial z}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial w}{\partial z}\right)+\dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)
\end{cases}. \qquad (4)
$$

Следующим этапом необходимо сделать предположение, что компоненты вектора перемещений можно представить в следующем виде:

$$
\begin{aligned}
u &= ue^{-\alpha^1 t}\\
v &= ve^{-\alpha^2 t}\\
w &= we^{-\alpha^3 t}
\end{aligned}.
$$

Такое представление означает введение затухания колебаний со временем. Такой вид затухания отличается от реально существующего. Оно не зависит ни от частоты, ни от каких-либо иных факторов. Необходимость его ввода описана Корном и Стоком [1] для решения задачи о погашении колебаний в граничной области расчетной решетки при использовании метода конечных разностей (МКР). Тогда систему уравнений (4) можно записать в виде:

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \alpha_1 \dfrac{\partial u}{\partial t} + \alpha_1{}^2 u = \dfrac{(\lambda+\mu)}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial w}{\partial z}\right) + \dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \\
\dfrac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \alpha_2 \dfrac{\partial v}{\partial t} + \alpha_2{}^2 v = \dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) \\
\dfrac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \alpha_3 \dfrac{\partial w}{\partial t} + \alpha_3{}^2 w = \dfrac{(\lambda+\mu)}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial z}\left(\dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial w}{\partial z}\right) + \dfrac{\mu}{\rho}\left(\dfrac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)
\end{cases}
. \quad (5)
$$

Общий подход к получению конечно-разностного численного решения таких систем описан многими авторами [1-9]. В качестве модельной рассмотрим двухмерную однородную, прямоугольную решетку, цепочки узлов которой ориентированы вдоль горизонтальной осей x и z выбранной нами системы координат. Каждому из узлов решетки поставим в соответствие участок реальной углевмещающей толщи с соответствующими физико-механическими параметрами.

Используя стандартные методы приведения дифференциальных уравнений к конечно-разностному виду(13.142 из [2]), для (5) можно записать соотношения:

$$
\begin{aligned}
u_{m,n}^{p+1} = {} & -C_{m,n}^{1} u_{m,n}^{p-1} + A_{m,n}^{1} u_{m,n}^{p} + \\
& N_{m+0.5,n}^{1} u_{m+1,n}^{p} + N_{m-0.5,n}^{1} u_{m-1,n}^{p} + M_{m,n-0.5}^{1} u_{m,n-1}^{p} + M_{m,n+0.5}^{1} u_{m,n+1}^{p} + \\
& L_{m+0.5,n+0.5}^{1} w_{m+1,n+1}^{p} + L_{m-0.5,n-0.5}^{1} w_{m-1,n-1}^{p} - L_{m+0.5,n-0.5}^{1} w_{m+1,n-1}^{p} + L_{m-0.5,n+0.5}^{1} w_{m-1,n+1}^{p}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
v_{m,n}^{p+1} = {} & -C_{m,n}^{2} v_{m,n}^{p-1} + A_{m,n}^{2} v_{m,n}^{p} + \\
& M_{m+0.5,n}^{2} v_{m+1,n}^{p} + M_{m-0.5,n}^{2} v_{m-1,n}^{p} + M_{m,n-0.5}^{2} v_{m,n-1}^{p} + M_{m,n+0.5}^{2} v_{m,n+1}^{p}
\end{aligned}
\quad (6)
$$

$$
\begin{aligned}
w_{m,n}^{p+1} = {} & -C_{m,n}^{3} w_{m,n}^{p-1} + A_{m,n}^{3} w_{m,n}^{p} + \\
& M_{m+0.5,n}^{3} w_{m+1,n}^{p} + M_{m-0.5,n}^{3} w_{m-1,n}^{p} + N_{m,n-0.5}^{3} w_{m,n-1}^{p} + N_{m,n+0.5}^{3} w_{m,n+1}^{p} + \\
& L_{m+0.5,n+0.5}^{3} u_{m+1,n+1}^{p} + L_{m-0.5,n-0.5}^{3} u_{m-1,n-1}^{p} - L_{m+0.5,n-0.5}^{3} u_{m+1,n-1}^{p} + L_{m-0.5,n+0.5}^{3} u_{m-1,n+1}^{p},
\end{aligned}
$$

в которых используются значения коэффициентов в дополнительных узлах, расположенных на полшага в соответствующую сторону от центрального, m и n – индексы, определяющие положение узла и принимающие значения $m = 1...M, n = 1...N$; p – номер шага во времени. Коэффициенты соотношений (6) можно вычислить по следующим формулам:

$$
C_{m,n}^{i} = \frac{1}{1-\alpha_{m,n}^{i}\Delta t},
$$

$$
M_{m,n}^{i} = C_{m,n}^{i}\gamma\mu_{m,n} / \rho_{m,n},
$$

$$
L_{m,n}^{i} = C_{m,n}^{i}\gamma\left(\mu_{m,n} + \lambda_{m,n}\right) / 4\rho_{m,n},
$$

$$N^i_{m,n} = C^i_{m,n}\gamma\left(2\mu_{m,n} + \lambda_{m,n}\right)/\rho_{m,n},$$

$$A^1_{m,n} = C^1_{m,n}\left(2 - \alpha^1_{m,n}\Delta t - \left(\alpha^1_{m,n}\Delta t\right)^2\right) - 2N^1_{m,n} - 2M^1_{m,n},$$

$$A^3_{m,n} = C^3_{m,n}\left(2 - \alpha^3_{m,n}\Delta t - \left(\alpha^3_{m,n}\Delta t\right)^2\right) - 2N^3_{m,n} - 2M^3_{m,n},$$

$$A^2_{m,n} = C^2_{m,n}\left(2 - \alpha^3_{m,n}\Delta t - \left(\alpha^3_{m,n}\Delta t\right)^2\right) - 4M^2_{m,n},$$

$$\gamma = \left(\frac{\Delta t}{\Delta h}\right)^2,$$

где Δt – шаг по времени; Δh – пространственный шаг расчетной решетки.

Условия устойчивости подобных расчетных схем достаточно хорошо исследованы [3,10]. Для данной задачи их можно записать в виде:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta h}{\sqrt{V^2_{S_{MAX}} + V^2_{P_{MAX}}}}$$

- для расчета x и z компонент вектора перемещений,

$$\Delta t \leq \frac{\Delta h}{V_{S_{MAX}}\sqrt{2}}$$

-для расчета y компоненты,

где $V_{S_{MAX}}$ и $V_{P_{MAX}}$ - максимальные скорости распространения сдвиговых волн и волн сжатия в рассматриваемой модели.

Основанный на этих соотношениях алгоритм решения системы конечно-разностных уравнений реализован в разработанном в УкрНИМИ комплекте программ [11].

Общая для всех конечно-разностных методов проблема состоит в том, что неограниченная в пространстве среда моделируется ограниченной в пространстве моделью. При этом граница модели ведет себя как свободная граница среды. На ней формируется отраженный сигнал и поверхностная волна. В результате «полезная часть решения» искажается. В используемом программном средстве реализованы два механизма подавления искажений. Первый механизм – введение вокруг области модели зоны затухания сигнала по методу Korn M. и Stock H. Второй механизм основан на применении разработанных в УкрНИМИ соотношений для приближенного моделирования в граничных узлах счетной решетки поля, соответствующего неограниченной среде. Значения для смещений в граничных узлах счетной решетки вычисляются по следующим соотношениям:

$$v_{m,N}^{p+1} = 2v_{m,N-1}^{p} - v_{m,N-2}^{p-1},$$
$$u_{m,N}^{p+1} = 2u_{m,N-1}^{p} - u_{m,N-2}^{p-1},$$
$$w_{m,N}^{p+1} = 2w_{m,N-1}^{p} - w_{m,N-2}^{p-1}$$

- на верхней границе;

$$v_{m,1}^{p+1} = 2v_{m,2}^{p} - v_{m,3}^{p-1},$$
$$u_{m,1}^{p+1} = 2u_{m,2}^{p} - u_{m,3}^{p-1},$$
$$w_{m,1}^{p+1} = 2w_{m,2}^{p} - w_{m,3}^{p-1}$$

- на нижней границе;

$$v_{1,n}^{p+1} = 2v_{2,n}^{p} - v_{3,n}^{p-1},$$
$$u_{1,n}^{p+1} = 2u_{2,n}^{p} - u_{3,n}^{p-1},$$
$$w_{1,n}^{p+1} = 2w_{2,n}^{p} - w_{3,n}^{p-1}$$

- на левой границе;

$$v_{M,n}^{p+1} = 2v_{M-1,n}^{p} - v_{M-2,n}^{p-1},$$
$$\alpha_{21} = \alpha_{2} / \alpha_{1},$$
$$w_{M,n}^{p+1} = 2w_{M-1,n}^{p} - w_{M-2,n}^{p-1}$$

- на правой границе.

Эти соотношения «переносят» значения из приграничных узлов в граничные с учетом изменения амплитуды. Эти формулы были получены эмпирическим путем и их применение позволяет сократить ширину зоны затухания по Korn и Stock.

В методах подземной сейсморазведки обычно используются ударные либо взрывные источники сейсмических колебаний. Удар производится металлическим тампером по обнажению пласта. Взрывы - в шпурах при заглублении в пласт на 2-3 метра. Это импульсные источники с широким частотным спектром колебаний. Метод конечных разностей позволяет моделировать оба типа источника. Ударный - наиболее простой. Для его моделирования достаточно для узла решетки соответствующему положению источника задать дискретные функции $u(t)$, $v(t)$, $w(t)$, описывающие x, y, z компоненты смещения соответственно. При исследовании процесса распространения сейсмических волн Лява достаточно задать только $v^{p}_{m,n}$, а для волн Релея – $u^{p}_{m,n}$, $w^{p}_{m,n}$.

Соотношение между $u^p{}_{m,n}$, и $w^p{}_{m,n}$ для каждого момента времени задаст поляризацию смещения в плоскости *xz*. Хотя в реальности поляризация колебаний носит очень сложный характер, для простоты рассмотрения можно положить $w^p{}_{m,n}$ для источника на период его действия равными нулю, что приближенно будет соответствовать удару тампером строго по оси *x* (перпендикулярно мощности залегания пласта).

Моделирование взрывного источника качественно отличается от ударного. Для его формирования необходимо по крайней мере в пяти крестообразно расположенных узлах счетной решетки задать центрально симметричные относительно центрального узла смещения. Лучший результат достигается, если выделить в зоне расположения источника круговую область и задать начальные перемещения для каждого узла, попадающего в эту область.

При реализации на ЭВМ конечно-разностного метода расчета волнового поля особое внимание было уделено обеспечению устойчивости и точности решения. Для сравнения в УкрНИМИ проводились при непосредственном участии автора исследования погрешностей реализации на ЭВМ различных численных методов, ориентированных на решение задач сейсморазведки. Любые математические методы описания волнового поля имеют проблему потери точности при реализации вычислений на ЭВМ. Эти проблемы связаны как с приближенностью численных методов реализации аналитических выражений, так и с погрешностями вносимой самими ЭВМ при выполнении вычислений. Большинство методов используют дискретное преобразование Фурье (ПФ) в качестве одного из ключевых алгоритмов для получения теоретических сейсмограмм. Этот факт накладывает определенные ограничения на точность вычислений и предъявляет значительные требования к гладкости функции, описывающей спектр, а также ограничивает частотный диапазон сигнала. Точность результата при этом зависит в первую очередь от шага дискретизации спектра по частоте. Этот вопрос достаточно хорошо исследован и доказано, что такой подход неизбежно сопровождается искажением формы получаемых теоретических сигналов [12,13]. Необходимо отметить, что ввиду трудоемкости и большого объема сейсмических задач приходится использовать различные версии быстрого преобразования Фурье (БПФ), реализация которых компактна, обладает высокими скоростными показателями, не требует значительных объемов оперативной памяти и иных вычислений. В то же время БПФ отличается и наибольшей погрешностью [12,13]. На теоретических сейсмограммах это проявляется в смешении границ волновых пакетов, их дроблении, и даже в появлении колебаний, не отвечающих физике процесса. Поэтому анализ структуры сигнала и скоростные характеристики волновых пакетов следует проводить с учетом этих особенностей, что в случае сложных моделей чрезвычайно затруднительно. Наиболее высокоточные из ПФ (например, метод наименьшей энтропии) могут иметь только ограниченное применение ввиду относительной сложности алгоритма и неудовлетворительных скоростных показателей реализации. В целом по результатам применения аналитических методов расчета теоретических сейсмограмм был сделан вывод о том, что структура реальных сигналов существенно отличается от прогнозируемых. Уступая вышеупомянутым методам по точности передачи частотных характеристик сигнала (ввиду допустимости относительно узкого частотного диапазона согласно условиям устойчивости), МКР чрезвычайно точно передает его структуру и скоростные показатели [2,10].

Рассмотрим проблемы, возникающие при реализации конечно-разностной схемы. Устойчивость решения методом конечных разностей зависит от ряда параметров. Как уже отмечалось выше, для получения результата требуется выполнение условия устойчивости решения. Приближение значений временных интервалов к предельным приводит к росту погрешности решения с определенной ориентацией относительно счетной решетки. Величина погрешности и направления ее формирования относительно решетки зависят от способа приведения уравнений Ламе к конечно-разностному виду.

Наряду с этим. как показывают проведенные ранее исследования [2,10], конечно-разностная схема налагает требования к частотной характеристике функции, описывающей смещение в области источника. Для гармонической функции это проявляется в условии, что период колебаний источника должен на порядок превышать шаг дискретизации по времени. В случае, если данное условие не будет выполнено, на теоретических сейсмограммах будут наблюдаться высокочастотные пакеты помех, которые всегда располагаются в хвостовой части сигнала. Хотя этих помех легко избежать, в используемом для реализации метода программном модуле реализован блок принудительной проверки выполнимости условия устойчивости решения, исключающий случайную ошибку.

Поскольку расположению узлов счетной решетки присуща определенная симметрия, то, как результат счета, так и погрешность зависят от угла между фронтом моделируемой волны и осями координат. Для оценки такой зависимости были проведены тестовые расчеты на однородной модели. Результаты проведенных исследований говорят о том, что для любых углов распространения отклонение значений смещения от среднего значения не превышает 2-5%. Не зависимо от размеров среды, область наибольшей погрешности для выбранной схемы приведения уравнений к конечно-разностному представлению располагается в диапазоне от -20 до +20 градусов к оси z. Поскольку в расчетной схеме ось z перпендикулярна плоскости залегания, то с наибольшей погрешностью будет описываться покидающая угольный пласт часть колебаний волнового поля, не являющаяся инструментом сейсморазведки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Korn M., Stock H. Reflection and Transmission of Love channel Waves at Coal Seam Discontinuitis Computed with A Finite-Difference Method. -J. Geophys., 1982,50. P. 171-176.

2. Азаров Н. Я., Яковлев Д. В. Сейсмоакустический метод прогноза горно-геологических условий эксплуатации угольных месторождений. -М.: Недра, 1988. –199 с.

3. Kenneth D.Mahrer, An empirical study of instability and improvement of absorbing boundary conditions for the elastic wave equation. -Geophysics, vol. 51.N7.

4. Kelly K. R., Ward R.W., Treitel S. .Alford R. M. Synthetic Seismograms, a finite-difference approach. - Geophysics,1976,41, P. 2-27.

5. Aki K., Larner K.L. Surface motion of layered medium having an irregular interface due to incident plane SH waves. -J. Geophys. Res.,1970,75, P. 933-954.

6. Jean Virieux, H-wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method.- Geophysics.vol.49,N. 11. P .1933 -1957.

7. Virieux J., Madariaga R. Dynamic faulting studied by a finite-difference method. - Bull. Seism. Soc. Am.,1982,72,P.345-369.

8. Smith W.D. A nonreflecting plane boundary for wave propagation problems.- J. Comp. Phys. 15,1974, P. 492-503.

9. Smith W.D. The application of finite-element analysis to body wave propagation problems. Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 1975. 42, P. 747-768.

10. Аки. К ,Ричардс П. Количественная сейсмология. Теория и методы. Т. 2. Пер. с англ.- М.: Мир. ,1983. – 360 с.

11. Анциферов А.В., Захаров В.Н, Глухов А.А. Комплект программ моделирования процесса распространения сейсмических волн в угленосной толще // Каталог прогр. средств / ГосФАП, М.1991, №50910000379

12. Kanasewich. E.R., 1973. Time Sequence Analysis in Geophysics. The University of Alberta Press, 352 pp.

13. Kanasewich. E.R., Hemmings. C. D. and Alpaslan. T., 1973. Nth-root stack nonlinear multichannel filter. Geophysics,38:327-338 p.

УДК 622.831.24

В.Б. Демченко, В.Г. Колесников,
В.Г. Перепелица, Г.Л. Сергийченко,
А.А. Подорванов

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СДВИЖЕНИЯ ГОРНОГО МАССИВА ПРИ ОТРАБОТКЕ ОДИНОЧНОГО КРУТОГО ПЛАСТА

Показано, що обчислення параметрів зсуву гірського масиву і земної поверхні при відробці пластів з кутом падіння, більшим за 35°, необхідно виконувати з урахуванням формування мульди ковзання порід по напластуванню.

SOME LEGALITY-MEASURES OF DISPLACEMENT OF A ROCK MASS AT IMPROVEMENT OF A SINGLE ABRUPT LAYER

It shown, that the calculation of parameters of displacement of a rock mass and ground surface at the extraction of seams with the angle of dip more then 35° is necessary to emplement with registration formation of through sliding of mining rocks to the bedding.

Выемка угольного пласта сопровождается перераспределением напряжений в породах его кровли и почвы, вследствие чего они претерпевают сдвижения и деформации.

На рис.1,а представлена общепринятая в настоящее время схема сдвижения горного массива при выемке одиночного крутопадающего пласта. Согласно существующим представлениям [1,2], после выемки пласта, в его кровле формируются зона обрушения пород непосредственной кровли I, зона прогиба с расчленением пород II и зона плавного прогиба пород без разрыва сплошности III.