УДК 519.6:622.235.5

А.К. Ищенко, асп.,
(НГУ)
С.В. Коновал, инженер
(ЧГТУ)

МЕТОД КРУПНЫХ ЧАСТИЦ В РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ГИДРОДИНАМИКИ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ НАПРЯЖЕННЫХ СРЕД

Запропонована модифікована система чисельного розрахунку рівнянь гідродинаміки методом великих часток для рішення задач вибухового руйнування гетерогенних конденсованих середовищ

THE DECISION HYDRODYNAMICS PROBLEMS OF LARGE PARTICLES METHOD IN STRESSED ENVIRONMENTS BY BLASTING

The numeral calculation of equalizations modified system the decision hydrodynamics problems of large particles method in heterogeneous condensed environments by blasting.

Рост добычи полезных ископаемых как открытым, так и подземным способами определяется эффективностью использования буровзрывных работ. Поэтому поиск рациональных параметров конструкции зарядов был и остается актуальным, как с научной точки зрения, так и производственной необходимости. Решение этой проблемы является сложной научно-технической задачей, решение которой затруднено в связи с ее многофакторностью, недостатком достоверных знаний о поведении гетерогенных сред в условиях динамического воздействия. Поэтому, исследования ограничиваются только теоретическими расчетами с последующим их сравнением с фактическими результатами работы взрыва.

Анализ работ показал, что результаты исследований, приведенные в них, как правило, базируются на проведении аналитических расчетов параметров волн напряжений в горных породах, что позволяет оценить размеры зон разрушения и переизмельчения их в массиве [1, 2], а так же исследовать роль забойки в процессе разрушения горных пород от взрыва удлиненного заряда [3].

В настоящей работе для решения задачи поиска и обоснования рациональных параметров шпуровых и скважинных зарядов предлагается метод численного решения уравнений гидродинамики – метод крупных частиц (МКЧ) [4].

Нами предпринята попытка модифицировать этот метод для решения динамических задач в гетерогенных средах, в частности – задачи разрушения горной породы взрывом цилиндрического заряда.

Пусть в момент времени $t=0$ осуществляется детонация заряда ВВ с заданной скоростью детонации D и давлением за фронтом детонационной волны P_d, схема которого представлена на рис. 1.

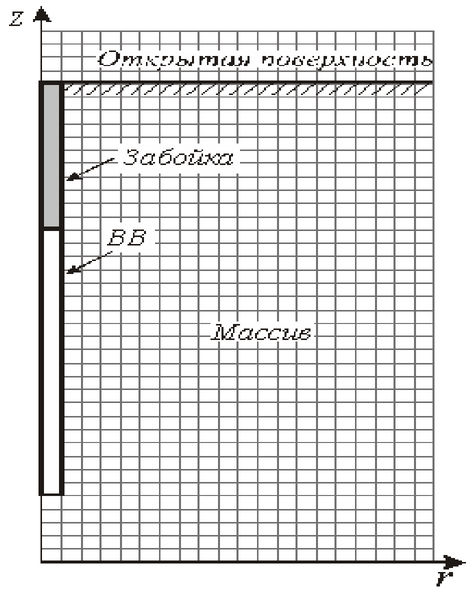

Рис. 1 – Схема для постановки и решения задачи

Движение среды в цилиндрической системе координат описывается следующими уравнениями Эйлера:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{W}) = 0, \qquad \text{неразрывности;}$$

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial \rho u}{\partial t} + div(\rho u \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial z} = 0, \\ &\frac{\partial \rho v}{\partial t} + div(\rho v \vec{W}) + \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad \text{движения;} \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + div(\rho E \vec{W}) + div(P\vec{W}) = 0, \qquad \text{энергии;}$$

где ρ – плотность; P – давление; $\vec{W}$ – скорость; u, v– компоненты скорости $\vec{W}$ по оси z и r соответственно; $E = J + \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$ – полная энергия; J – внутренняя энергия.

Для решения этой системы воспользуемся уравнением состояния (УРС), предложенным в работе [3], которое получено на основе упруго-пластической модели С.С. Григоряна и представленное в виде:

$$P = P_x(\rho) - \rho\Gamma(E - E_x(\rho)); \qquad E_x(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{P_x(\rho)}{\rho^2} d\rho = \frac{k}{n}\left[\frac{y^{n-1}}{n-1} + \frac{1}{y} - \frac{1}{n-1} - 1\right], \qquad (2)$$

где $P_x(\rho) = \frac{k}{n}\left(\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^n - 1\right)$.

Здесь k и n – константы, k = 36 ГПа, n = 3; Γ – коэффициент Грюнайзена, Γ = 1; $\psi = \frac{\rho}{\rho_0}$, где ρ_0, ρ – соответственно, начальная и текущая плотность массива.

Рассматриваемая задача предполагает в расчетной области учет основных параметров: продуктов детонации (ПД) ВВ, состояние массива горных пород, характер дробления и перемещения сплошной части массива и атмосферного воздуха. При этом УРС продуктов детонации для ТНТ и атмосферного воздуха приведены в работе [5].

Применительно к конденсированным средам постановка задачи модифицируется следующим образом.

Уравнение неразрывности в этом случае не изменяется:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + div(\rho\vec{W}) = 0. \qquad (3)$$

Тогда уравнения движения и энергии приобретают вид [3]:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial(\rho\cdot v)}{\partial t} + div(\rho v\vec{W}) = \frac{\partial\sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial\sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\Theta\Theta}}{r}\\
&\frac{\partial(\rho\cdot u)}{\partial t} + div(\rho u\vec{W}) = \frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial\sigma_{zr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rz}}{r}
\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho E\vec{W}) + \mathrm{div}(P\vec{W}) = (S_{rr}\varepsilon_{rr} + S_{zz}\varepsilon_{zz} + 2S_{zr}\varepsilon_{zr} + S_{\Theta\Theta}\varepsilon_{\Theta\Theta}), \qquad (5)$$

где $S_{rr}, S_{zz}, S_{rz}, S_{\Theta\Theta}$ – компоненты девиатора напряжений; $\varepsilon_{rr}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{zr}, \varepsilon_{\Theta\Theta}$ – компоненты тензора скорости деформирования,

$$P = -\frac{1}{3}(\sigma_{rr} + \sigma_{zz} + \sigma_{\Theta\Theta}) = -\frac{1}{3}(\sigma_{ii}) = -\sigma$$

$$S_{rr} = \sigma_{rr} - \sigma, \quad S_{zz} = \sigma_{zz} - \sigma, \quad S_{rz} = \sigma_{rz}, \quad S_{\Theta\Theta} = -\sigma;$$

В гидродинамическом приближении $(\sigma_{ij} = -\sigma\delta_{ij})$ уравнения (4) переходят в уравнение (1).

Компоненты тензора скорости деформирования имеют вид:

$$\xi_{rr} = \frac{\partial v}{\partial r}; \quad \xi_{\Theta\Theta} = \frac{v}{r}; \quad \xi_{zz} = \frac{\partial u}{\partial z}; \quad \xi_{rz} = \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial r}. \qquad (6)$$

Определение компонент тензора напряженного состояния массива в области неразрушающих нагрузок описывается, согласно закону Гука:

$$\sigma_{mk} = \frac{E}{1+\chi}(\varepsilon_{mk} + \frac{\chi}{1-2\chi}\varepsilon_{ll}\cdot\delta_{mk}), \qquad (7)$$

где E – модуль Юнга; χ – коэффициент Пуассона; δ_{mk} – символ Кронеккера.

Таким образом, система уравнений (3–7) является замкнутой и полностью описывает поведение среды в динамических задачах механики твердого тела.

Для установления области разрушения массива горных пород в уравнения (3–7) необходимо ввести критерий предельного состояния (критерий разрушения). В нашем случае это использовался обобщенный критерий Мизеса и Мизеса–Хилла. Критерий Мизеса имеет вид:

$$\frac{1}{2}\left[(\sigma_{rr}-\sigma_{zz})^2+(\sigma_{zz}-\sigma_{\theta\theta})^2+(\sigma_{\theta\theta}-\sigma_{rr})^2\right]=Y^2(P),$$

где $Y(P)=Y_0+\dfrac{\mu P}{\left[(1+\mu P)/(Y_{pl}-Y_0)\right]^3}$, Y_0 – сцепление, для песчаников (0,2ГПа), μ– коэффициент внутреннего трения (0,4), Y_{pl} – предельное значение сдвиговой прочности (1,8ГПа).

Критерий Мизеса-Хилла

$$\frac{(\sigma_r-\sigma_z)^2}{4\gamma^2}+\tau_{rz}^2\geq\tau_s^2,$$

где γ – коэффициент анизотропии, $\gamma=\dfrac{\sigma_s}{\tau_s\sqrt{3}}$, $\sigma_s=\begin{cases}[\sigma_{сж}]\,\text{при}\,P<0\\ [\sigma_p]\,\text{при}\,P>0\end{cases}$, Р – среднее гидростатическое давление; τ_s – предельное значение сдвиговой прочности.

Апробация модифицированной схемы расчета по методу крупных частиц, выполненная при решении задач разрушения крепкой породы цилиндрическим зарядом, показала удовлетворительную согласованность с экспериментальными данными.

Предложенный метод расчета предполагается использовать для обоснования рациональных параметров забойки в применяемых на практике цилиндрических зарядах, а так же для решения задачи оптимизации конструкции заряда в целом в n–мерном пространстве его параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нейман И.Б. Определение размеров зоны взрывного разрушения в массиве /И.Б. Нейман // ФТПРПИ. – 1979. – №5. – С. 62-67.

2. Яковенко В.Г. Применение забойки переменной плотности / В.Г. Яковенко, Е.Б. Бекетаев, А.И. Берг и др. // Изв. Металлургии. – 1990. – №6. – С. 37-39.

3. Вовк А.А. Действие взрывов в грунтах /А.А. Вовк, Г.И.Черный, В.Г. Кравец. – Киев: Наукова думка, 1974. – 207 С.

4. Белоцерковский О.М. Метод крупных частиц в газовой динамике /О.М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов. – М.: Наука, 1982. – 391с.

5. Баум Ф.А. Физика взрыва /Ф.А. Баум, Л.П. Орленко, К.П. Станюкович и др. – М.: Наука, 1975. – 704 с.