УДК 622.272

С. В. ТИЩЕНКО*, д-р техн. наук. проф, Криворожский национальный университет
Г. И. ЕРЕМЕНКО, канд. техн. наук, Академия горных наук Украины
Д. Ю. МАЛЫХ, директор по производству и планированию ЧАО «ИнГОК»

АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДОЙ СРЕДЫ И МЕХАНИКИ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ

Цель. Исследовать равнодействующие силы, действующие на противоположные грани рассматриваемого элементарного параллелепипеда; получить уравнения, образующие систему четырех дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, определяющих четыре неизвестных функции.

Методы исследований. Метод математического моделирования взрывных процессов достаточно апробирован . Схемы построения математических моделей взрывного разрушения твердой среды основаны на качественном анализе рассматриваемого явления. Причем при необходимости сложные процессы расчленяются на отдельные предельно простые блоки, учитывающие только самые основные черты явления. После строгой формулировки сделаны предположения отдельные блоки сводятся в одно решение поставленной задачи в целом, не вызывающей затруднений с чисто математической стороны.

Научная новизна. В данной задаче исследование действия взрыва заряда ВВ в твердой сплошной среде базируется на изучении поля скоростей, которое возникает в ней после взрыва. При этом учитывается, что в разных местах среды действие взрыва будет различным, и для верного представления процесса определяется величина скорости в любой момент времени.

Практическое значение. Анализируя математические модели взрывного нагружения твердой среды, необходимо отметить условность их построения. В действительности не существует четких границ между зонами или этапами, на которых построено рассмотрение процесса. При этом до сих пор не существует общепринятой единой точки зрения на механизм взрывного разрушения. Тем не менее, рассмотренные математические модели, в силу своей физической ясности и простоты могут быть использованы для качественного анализа процессов, происходящих при взрывном разрушении горных пород.

Результаты. Большой практический интерес представляет задача о границе области с определенной интенсивностью дробления. Решение этой задачи вызывает определенные трудности, так как одним из основных факторов дробления является структура горного массива, характеризующаяся очень большим количеством параметров, поэтому методы механики сплошной среды не могут дать точного решения.

Ключевые слова: математическая модель, поле скоростей, действие взрыва, интенсивность дробления.

doi: 10.31721/2306-5435-2018-1-104-42-47

Проблема и ее связь с научными и практическими заданиями. Большой практический интерес представляет задача о границе области с определенной интенсивностью дробления. Решение этой задачи вызывает определенные трудности, так как одним из основных факторов дробления является структура горного массива, характеризующаяся очень большим количеством параметров, поэтому методы механики сплошной среды не могут дать точного решения.

Исследование действия взрыва заряда ВВ в твердой сплошной среде базируется на изучении поля скоростей, которое возникает в ней после взрыва. При этом учитывается, что в разных местах среды действие взрыва будет различным, и для верного представления процесса определяется величина скорости в любой момент времени.

Анализ исследований и публикаций. Метод математического моделирования взрывных процессов достаточно апробирован [1-5]. Схемы построения математических моделей взрывного разрушения твердой среды основаны на качественном анализе рассматриваемого явления. Причем при необходимости сложные процессы расчленяются на отдельные предельно простые блоки, учитывающие только самые основные черты явления. После строгой формулировки сделаны предположения отдельные блоки сводятся в одно решение поставленной задачи в целом, не вызывающей затруднений с чисто математической стороны.

О.Е. Власов, исследуя действие взрыва заряда ВВ, окруженного со всех сторон сплошной средой, сделал допущение о несжимаемости твердой среды и о мгновенности действия взрыва [1]. При сделанных предположениях была поставлена задача определения уравнения движения среды. Вокруг произвольной точки пространства был рассмотрен элементарный прямоугольный параллелепипед, ребра которого параллельны осям координат и равны соответственно *dx, dy, dz*.

Рассмотрев поток среды, проходящий через каждую грань параллелепипеда, была получена общая масса, вышедшая из данной области

$$\left(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho \upsilon)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}\right)dzdydz. \qquad (1)$$

где u, υ, w - проекции вектора скорости произвольной точки среды.

Согласно закону сохранения материи и изменению плотности ρ, масса в параллелепипеде также изменится, за единицу времени она составит

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}dzdydz. \qquad (2)$$

Исходя из того, что общее количество массы не изменяется, сумма величин (1.1) и (1.2) должна быть равна нулю

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho \upsilon)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0. \qquad (3)$$

Поскольку рассматривается несжимаемая среда, т.е. $\rho=\text{const}$; $\frac{\partial\rho}{\partial t}=0$, то уравнение (3) примет вид

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial \upsilon}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0. \qquad (4)$$

Случай несжимаемой среды важен с теоретической точки зрения, так как при этом условии все уравнения упрощаются, и их решение может быть доведено до конца. Необходимо также отметить, что уравнение (3) связывает величину и направление вектора скорости в любом месте поля скоростей с соответствующим изменением плотности среды и является основным во всех расчетах по движению сплошной среды.

Постановка задания. При рассмотрении равнодействующих сил, действующих на противоположные грани рассматриваемого элементарного параллелепипеда, были получены три уравнения, образующие вместе с уравнением (4) систему четырех дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, определяющих четыре неизвестных функции ρ, u, υ, w

$$\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial x};\ \frac{\partial \upsilon}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial y};\ \frac{\partial w}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial t}, \qquad (5)$$

где p – давление, действующее на произвольную точку среды при взрывном воздействии.

При введении функции φ, называемой потенциалом скорости, определяемой как

$$\varphi=s/\rho,$$

где s - величина удельного импульса,

и при интегрировании по времени t уравнения (5) было получено уравнение (6)

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=0. \qquad (6)$$

Изложение материала и результаты. Для уяснения физической стороны процесса взрывного нагружения твердой среды рассматриваемая задача сводится к решению одного дифференциального уравнения (6).

Зная потенциал скорости, можно вычислить кинетическую энергию, сообщаемую твердой среде взрывом заряда. Если обозначить элемент поверхности заряда dF, а через υ значение нормальной составляющей скорости, то эмпирическая работа dQ будет равна

$$dQ=\frac{s\upsilon}{z}dF.$$

Находя скорость υ как производную от φ по нормали $\overline{\eta}$ к поверхности F и учитывая, что $s=\rho\varphi$, окончательно имеем

$$dQ=\frac{\rho\varphi}{2}\cdot\frac{\partial u}{\partial n}dF.$$

Выполнив интегрирование по всей поверхности заряда F получаем полную энергию, аккумулированную средой

$$Q = \frac{\rho}{2}\int_F \varphi \frac{\partial u}{\partial n} dF .$$

С учетом того, что в несжимаемой среде потерь энергии нет, последняя формула дает точное значение кинетической энергии взрыва, полученной средой.

В данной задаче исследование действия взрыва заряда ВВ в твердой сплошной среде базируется на изучении поля скоростей, которое возникает в ней после взрыва. При этом учитывается, что в разных местах среды действие взрыва будет различным, и для верного представления процесса определяется величина скорости в любой момент времени.

Большой практический интерес представляет задача о границе области с определенной интенсивностью дробления. Решение этой задачи вызывает определенные трудности, так как одним из основных факторов дробления является структура горного массива, характеризующаяся очень большим количеством параметров, поэтому методы механики сплошной среды не могут дать точного решения.

Приближенные оценки границ зон действия взрыва при условии квазистатического расширения цилиндрической взрывной полости для случая двухмерной задачи изложены в работе [6]. Размеры зоны интенсивного дробления определены как

$$R_{\max} = a_0 \left(\left(\left(p_0 \left(-\frac{k}{f} \right) + (\sigma_c + \frac{k}{f}) \right) \right)^{-1} \cdot \left(\frac{\mu}{\sigma_c (1 + \ln\sigma_c - \ln\sigma_p)} \right)^{-\frac{f}{1+f}} \right)^{\frac{1}{2y}} \times \left(\frac{\mu}{\sigma_c (1 + \ln\sigma_c + \ln\sigma_p)} \right)^{\frac{1}{2}} r_{\max} ,$$

где $R_{\max}$ - максимальный радиус зоны интенсивного дробления; a_0 - начальный радиус цилиндрической полости; p_0 - начальное давление в полости; k - сцепление; f - коэффициент внутреннего трения; σ_c - предел прочности пород на сжатие; μ - коэффициент Лямэ; σ_p – предел прочности пород на растяжение; γ - показатель адиабаты; $r_{\max}$ - максимальный радиус зоны радиальных трещин.

Давление p_0 определяется по формуле

$$\rho_0 = \frac{1}{8}\rho_{BB} D^2 ,$$

где ρ_{BB} - плотность ВВ; D - скорость детонации ВВ.

Формула для определения радиуса зоны радиальных трещин имеет вид

$$r = a_0 \left(\frac{p_0}{p_{\max}} \right)^{1/6} \left(\frac{E}{6\sigma_{сж}(1-\nu)} \right)^{1/3} \left(\frac{\nu\sigma_{сж}}{(1-\nu)\sigma_\gamma} \right)^{1/2} ,$$

где E - модуль упругости; $\sigma_{сж}$ - допустимое напряжение при одноосном сжатии; ν - коэффициент Пуассона; $p_{\max}$ - максимальное давление во взрывной камере.

Для многорядного взрывания зависимость между радиусом дробления и гранулометрическим составом взорванной горной массы предполагается определять по формуле

$$\eta_i - \eta_{oi} = \frac{\pi \cdot N \cdot (1-\eta_{oi})}{3aH((N-1)в + W)} \times \left((L-l)(1+\alpha+\alpha^2) + \frac{r}{4}(1+\alpha+\alpha^2+\alpha^3) \right),$$

где η_i - суммарное содержание фракций a_i; η_{oi} - суммарное содержание фракций a_i в неразрушенном массиве; N - число рядов скважин; r - радиус зоны дробления; $в$ - расстояние между рядами скважин; H - высота уступа горных пород; W - сопротивление по подошве уступа; L - длина заряда ВВ; l - величина перебура.

Величина α - есть отношение размера зоны, в которой величина кусков не превышает a_i и радиуса дробления. Для трещиноватых горных пород величина α принимается равной ≈ 1. При этом условии из последнего уравнения можно определить радиус дробления как решение кубического уравнения

$$r^3 + cr^2 + d = 0 ,\ h \to \eta ,$$

где $c = 3(L - l)$; $d = 3\dfrac{aH(\eta_i - \eta_{oi})((N-1)в + W}{\pi N(\eta_{oi} - 1)}$.

По мнению авторов, поскольку радиус дробления однозначно определяется свойствами разрушаемой среды и типом ВВ, он будет постоянен при сохранении неизменными данных факторов, и может быть использован для прогнозирования гранулометрического состава и регулирования качества дробления горных пород.

Подземный взрыв в горной породе был рассчитан Л.П. Орленко [1] в первом приближении на основе схемы подземного взрыва, предложенной М.А. Садовским [2]. Весь рассматриваемый процесс разбивается на четыре стадии.

При взрыве заряда ВВ в среде, прилегающей к заряду, распространяется сильная ударная волна. В области вокруг взрывной полости движение среды рассматривается как движение жидкости, подчиняющейся основным уравнениям гидродинамики. На первом этапе движения происходит переход части потенциальной энергии продуктов детонации в кинетическую энергию среды. Эта энергия в любой момент времени t (время первого этапа) определяется как

$$E_к = \int_{a_1}^{R_1} 4\pi\rho_1 r^2 \frac{u^2}{2} dr \approx 2\pi\rho_0 a_1'^2 a_1^3,$$

где a_1, R_1, ρ_1 - величина радиуса взрывной полости, радиус фронта ударной волны и плотность среды соответственно для первого этапа.

Величина радиуса a_1 может быть определена как

$$a_1 = (p_н / p_1)^{1/3к} \cdot a_0^{-1/2},$$

где a_0 - начальный радиус полости.

Из предположения, что вся работа продуктов детонации во время t_1 идет на приращение кинетической энергии разрушаемой среды, получено равенство

$$E_к = E_2\,(1 - E_1/E_2),$$

где E_1 - энергия продуктов детонации в момент времени t_1, E_2 - энергия взрыва.

С учетом того, что в момент времени t_1

$$E_1 = 4\pi a_1^3 p_1 \cdot (3(к-1))^{-1},$$

а начальная энергия E_1, при t=0 равна

$$E_1 = 4\pi a_0^3 p_н \cdot (3(к-1))^{-1}.$$

Можно получить скорость движения границы ПД-среда на первом этапе

$$a_1'(t) = \left(\frac{E_2}{2\pi\rho_0 \cdot a_1^3} \cdot \left(1 - \left(\frac{a_1}{a_0} \right)^{3(1-)} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (7)$$

Интегральное решение уравнения (7) дает закон изменения радиуса взрывной полости от времени t_1.

На втором этапе горная порода считается твердой средой и принимается, что фронт разрушения совпадает с ударным фронтом. Движение среды описывается уравнением

$$\rho_0(u_t' + uu_r') = \frac{\partial\sigma_r}{\partial r} + 2(\sigma_r - \sigma_\theta)r^{-1}. \quad (8)$$

Во фронте ударной волны выполняются следующие условия

$$u_{уд} = \varepsilon R'(t), \quad \sigma_{r\,уд} = -\rho_0 \varepsilon R'^2(t),$$

где $\varepsilon = (\rho_1 - \rho_0) \cdot \rho_1^{-1}$.

Равновесное давление продуктов детонации во взрывной полости определяется уравнением

$$p = p_н(a_0/a)^{3к}.$$

Уравнение движения границы взрывной полости на рассматриваемом этапе имеет вид

$$a_2'(t) = \left(\frac{c}{a^{\alpha 1}} + \frac{\beta_1 p(a)}{\rho_0(\alpha_1 - 3к)} \right)^{1/2},$$

где c - const, $\beta_1 = 2(2-n)\left(\varepsilon^{\frac{n-2}{n+2}} - 1\right)$, $p(a) = p_н (a_0 / a)^{3к}$, α_1 - функция величины сжимаемости среды ε.

Второй период продолжается до того момента t_2, когда фронт ударной волны отделяется от фронта разрушения и его скорость равна скорости упругой волны.

Предельное значение скорости a_2^1 в момент времени t_2 определяется из условия, что σ_r равно критическому значению прочности среды на раздавливание σ_c

$$\sigma_r = -\sigma_c. \tag{9}$$

Третий этап начинается с момента, когда скорость фронта разрушения становится меньше скорости фронта ударной волны. А этом временном промежутке не берется в расчет перераспределение энергии за счет волновых процессов. Радиус взорванной полости расширяется до максимального a_m.

Уравнением движения разрушенной среды для третьего этапа является уравнение (8). Также имеет место условие (9). В условиях безволновой динамики процесса выполняется геометрическое подобие при расширении полости и зоны дробления, т.е.

$$в / a = (E(\sigma_c (n+1))^{-1})^{1/n+1} = \eta,$$

где $в=\eta a$ - радиус зоны дробления; E - модуль Юнга, η - константа для данной среды, зависящая от E; n - коэффициент, зависящий от изменения объема гранулированной среды при сдвиге (дилатансия).

Уравнение для границы взрывной полости имеет вид

$$a'^2(t) = \frac{c_1}{a^{\alpha 2}} + \frac{\beta \cdot P_н}{(\alpha_2 + 3к)\rho_0} \times \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3к} - \frac{\beta_2}{\alpha_2 \rho_0} \times \eta\sigma_0,$$

где c_1 - постоянная интегрирования.

Полость в среде достигает максимального радиуса, когда скорость полости $a'(t) = 0$ $(n=2)$,

$$a_m = a_2 \left(1 + \frac{\alpha_2 \rho_0 a_2'^2}{\beta_2 \cdot \eta\sigma_0} - \frac{\alpha_2 P_н}{(\alpha_2 - 3к)\cdot \eta\sigma_0}\left(\frac{a_0}{a}\right) \times \left(1 - \left(\frac{a_2}{a_m}\right)^{3к-\alpha 2}\right)\right)^{1/\alpha 2},$$

где $\alpha_2 = 4 - \dfrac{4}{3\ln\eta} + \dfrac{4}{3\eta^3 \cdot \ln\eta}$, $\quad \beta_2 = \dfrac{3}{\ln\eta}$.

Максимальный радиус зоны дробления

$$в_m = \eta \cdot a_m.$$

Время расширения полости и зоны дробления T на порядок больше, чем время t_2, определяемое как суммарный интервал времени первого и второго этапов.

Последний этап характеризуется распространением волновых процессов. Ударная волна быстро обгоняет расширяющиеся стенки взрывной полости и фронт разрушения. Характеристики распространяющейся в среде волны зависят от размеров источника. Принимается, что эффективный радиус волны равен максимальному радиусу зоны дробления $в_m$, смещение на поверхности источника $\upsilon(t)$ нарастает во времени до определенного максимального значения $\upsilon_m(t)$

$$\upsilon_m(t) = (\sigma_c / E) в_m$$

если

$$\upsilon_m(t) = (\sigma_c / E)\eta \cdot a_m.$$

Время движения волны от центра взрыва на больших расстояниях равно

$$r = 1{,}2\frac{bm}{c_y},$$

максимальная массовая скорость u_m при $r=в_m$ равна

$$u_m = 2\upsilon_m \cdot r^{-1}.$$

Исследованы четыре этапа движения хрупко разрушаемой среды, которая по своим свойствам близка к раздробленной горной породе.

Выводы и направление дальнейших исследований. Анализируя математические модели взрывного нагружения твердой среды, необходимо отметить условность их построения [7-10]. В действительности не существует четких границ между зонами или этапами, на которых построено рассмотрение процесса. При этом до сих пор не существует общепринятой единой точки зрения на механизм взрывного разрушения. Тем не менее, рассмотренные математические модели, в силу своей физической ясности и простоты могут быть использованы для качественного анализа процессов, происходящих при взрывном разрушении горных пород.

Список литературы

1. **Власов О.Е., Смирнов С.А.** Основы расчета дробления горных пород под действием взрыва / **О.Е.Власов, С.А. Смирнов** // М.: Изд-во АН СССР, 1962. - 107 с.

2. Механический эффект подземного взрыва / **Родионов.В.Н., Адушкин В.В.** и др. / Под. ред. М.А.Садовского. - М.: Недра, 1971. - 220 с.

3. Физика взрыва / **Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П**. и др./ Под. ред. К.П.Станюковича. - М.: Наука, 1975. - 407 с.

4. **Адушкин В.В., Сухотин Л.П.** О разрушении твердой среды взрывом / **В.В.Адушкин, Л.П. Сухотин** // ПМТФ,1961. - № 4. - 94-101.

5. **Седвик П., Кокс А., Гопкинс Г.** Механика глубинных подземных взрывов / **П.Седвик, А.Кокс, Г. Гопкинс** //М.: Мир, 1966. – 188 с.

6. Управление действием взрыва скважинных зарядов на карьерах / **М.Ф. Друкованный, В.С. Куц, Ильин В.Н.** // М.: Недра, 1980. – 223 с.

7. **Жуков С.А., Тищенко С.В.** Физические процессы взрывных геотехнологий / **С.А. Жуков, С.В. Тищенко** // Кривой Рог: Минерал, 2007. - 212 с.

8. **Тищенко С.В., Еременко Г.И., Малых Д.Ю**. Временные параметры взаимодействия скважинных зарядов и энергетические характеристики процесса взрывного разрушения / **С.В.Тищенко, Г.И. Еременко, Д.Ю**. **Малых**. // Гірничий вісник, 2015. Кривий Ріг. - КНУ. - Вип. 100. - С. 22-27.

9.**Тищенко С.В., Еременко Г.И., Малых Д.Ю.** Формирование полей напряжений при взрыве скважинных зарядов ВВ в разрушаемом объеме горных пород / **С.В.Тищенко, Г.И. Еременко, Д.Ю**. **Малых**. // Вісник Криворізького національного університету, 2016. - Вип. 43. - С. 153-158.

10. **Тищенко С.В., Еременко Г.И., Малых Д.Ю.** Эффективность использования энергии взрыва при взрывании скважинного заряда взрывчатыми веществами / **С.В.Тищенко, Г.И. Еременко, Д.Ю**. **Малых**. // Гірничий вісник, 2014. - Кривий Ріг. - КНУ. - Вип. 97. - С. 19-21.

Рукопись поступила в редакцию 09.04.2018

UDC 004.056.52:334.78

N. O. KARABUT, Senior Lecturer, D. V. SHVETS, Teaching Assistant,
S. O. LUKASH, Undergraduate Student
Kryvyi Rih national university

SAFE CORPORATE NETWORK ACCESS

Purpose. To analyze existing techniques and means of improved security corporate network data and to identify weak links of hardware and software which can threaten the data security and network functionality. The data security in corporate networks is an urgent issue due to the rapid increase in the number of incidents of information technology. Many of them were confronted with a wide range of private, corporate and governmental interests.

Methodology. Existing methods for organizing a corporate network, as well as methods for improving security data transmission and storage are as follows: access control to network resources, network connection, (DMZ) demilitarized zone, network segmentation, service division into Front- and Back- ends. Comparative analysis of the corporate networks in view of design characteristics, their pros and cons is provided.

Scientific novelty. The methods of data protection in corporate networks that exist today, and further develop of new methods to improve the security of corporate systems, which reduce the vulnerability of corporate networks and increase the confidentiality of data transmitted, are analyzed.

Practical value. Main incidents and a number of possible solutions to the problem of data security in corporate networks and means of preventing attacks of cybercriminals on information systems, which increase the security of corporate networks are considered.

Results. Considered software and hardware means to ensure an appropriate security of corporate networks are of a great significance in the use today. The following analysis allows us to further synthesize new methods of protecting corporate networks.