

Раздел 3. Физика горных процессов на больших глубинах

УДК 622.81:534.222.2

В.Г. Агеев, И.Н. Зинченко

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЛОЖЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН НА ПУТИ ИХ ДВИЖЕНИЯ ПРИ ПОВТОРНЫХ ВЗРЫВАХ

НИИГД «Респиратор»
83048, Донецк-48, ул. Артема, 157

В статье приведены результаты математического моделирования возникновения и распространения ударных волн в горных выработках при одиночных и повторных взрывах метана и угольной пыли как при задании начального давления в эпицентре зоны воспламенения смеси газов, так и с учётом цепной реакции быстрого горения. Как показали результаты моделирования, учёт цепной реакции горения даёт более достоверные данные, согласующиеся с экспериментальными данными формирования кривой давления и в эпицентре взрыва, и на пути движения ударной волны при повторном взрыве метана и угольной пыли.

При подземных авариях на шахтах, сопровождающихся взрывами метана и угольной пыли, формируется мощная ударная волна, распространяющаяся на большие расстояния. При подходе к удалённому локальному скоплению взрывчатой смеси ударная волна, как показывают расследования подземных аварий, способна воспламенить эту смесь и вызвать повторные взрывы. Кроме того, взрывы могут возникнуть за счёт электрической дуги при обрыве силового кабеля или фрикционной дуги при соударении металлических конструкций.

Математическая модель возникновения и распространения ударных волн при одиночных и повторных взрывах метана и угольной пыли базируется на уравнениях газодинамики, которые приведены в работах [1 – 3]. Для удобства моделирования введены в рассмотрение относительные величины плотности газов, давления, температуры и скорости движения газов, а именно:

$$\bar{\rho} = \rho / \rho_0; \bar{P} = P / P_0; \bar{T} = T / T_0; \bar{u} = u / c, \quad (1)$$

где ρ – плотность газов, кг/м³; P – давление, МПа; T – температура, К; $c = \sqrt{P_0 / \rho_0}$ – параметр, пропорциональный скорости звука при нормальных условиях, м/с.

Остальные параметры с нулевым индексом соответствуют нормальным условиям. Путём введения безразмерных параметров система уравнений газодинамики представлена в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + c \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u})}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u})}{\partial t} + c \frac{\partial (\bar{P} + \bar{\rho} \bar{u}^2)}{\partial x} &= -\frac{\lambda \Pi c}{8S} \bar{\rho} \bar{u} |\bar{u}|; \\ \frac{\partial (\bar{E})}{\partial t} + c \frac{\partial [(\bar{E} + \bar{P}) \bar{u}]}{\partial x} &= \frac{\alpha \Pi}{\rho_0 B S} (1 - \bar{P} / \bar{\rho}) + \bar{q}, \end{aligned} \quad (2)$$

где t – время с момента возникновения взрыва, с; x – пространственная координата вдоль горной выработки, м; λ – коэффициент аэродинамического сопротивления; Π – периметр поперечного сечения выработки, м; S – площадь поперечного сечения выработки, м²; α – коэффициент теплоотдачи стенкам выработки, Вт/(м²·К); B – разность удельных теплоёмкостей газов при постоянном давлении и постоянном объёме, Дж/(кг·К); \bar{q} – функция скорости тепловыделения при взрыве, 1/с.

Безразмерная функция внутренней энергии представлена в виде:

$$\bar{E} = E / (\rho_0 c^2) = \frac{1}{\gamma - 1} \bar{P} + \frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2}, \quad (3)$$

где γ – отношение удельных теплоёмкостей газов (для воздуха $\gamma = 1,4$).

Таким образом, система уравнений (2.16) сводится к трём искомым функциям: относительному давлению, плотности газов и их скорости. При этом температура выражена через отношение давления к плотности газов согласно уравнению их состояния.

При моделировании использовался численный метод решения системы уравнений (2) с центральными разностями по пространственным координатам, а также со схемными диффузией газов и диссипацией энергии и с комбинированной схемой для аэродинамического трения о стенки выработки. Расчётные формулы имеют вид:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_m^{n+1} &= \bar{\rho}_m^n + Cu(\bar{u}_{m-1}^n - \bar{u}_{m+1}^n) / 2 + kCu(\bar{\rho}_{m-1}^n - 2\bar{\rho}_m^n + \bar{\rho}_{m+1}^n); \\ \bar{u}_m^{n+1} &= \frac{(1 - \bar{r}Cu \left| \frac{\bar{u}_m^n}{2\bar{\rho}_m^n} \right| \bar{u}_m^n + Cu(\bar{P}_{m-1}^n - \bar{P}_{m+1}^n + \frac{\bar{u}_{m-1}^n{}^2}{\bar{\rho}_{m-1}^n} - \frac{\bar{u}_{m+1}^n{}^2}{\bar{\rho}_{m+1}^n}) / 2}{1 + \bar{r}Cu \left| \frac{\bar{u}_m^n}{2\bar{\rho}_m^n} \right|}; \\ \bar{P}_m^{n+1} &= \bar{P}_m^n + (\gamma - 1)(\frac{\bar{u}_m^n{}^2}{\bar{\rho}_m^n} - \frac{\bar{u}_m^{n+1}{}^2}{\bar{\rho}_m^{n+1}}) / 2 + \\ &+ Cu\{[\gamma \bar{P}_{m-1}^n + (\gamma - 1)\frac{\bar{u}_{m-1}^n{}^2}{2\bar{\rho}_{m-1}^n}] \bar{u}_{m-1}^n / \bar{\rho}_{m-1}^n - \\ &- [\gamma \bar{P}_{m+1}^n + (\gamma - 1)\frac{\bar{u}_{m+1}^n{}^2}{2\bar{\rho}_{m+1}^n}] \bar{u}_{m+1}^n / \bar{\rho}_{m+1}^n\} / 2 + kCu(\bar{P}_{m-1}^n - 2\bar{P}_m^n + \bar{P}_{m+1}^n) + \\ &+ \bar{\alpha}Cu(1 - \bar{P}_m^n / \bar{\rho}_m^n) + Cu\bar{q}_m^n, \end{aligned} \quad (4)$$

где $Cu = c\Delta t / \Delta x$ – число Куранта; k – коэффициент схемной диффузии газов; $\bar{u} = \rho u / (\rho_0 c)$ – относительная массовая скорость газов; $\bar{r} = \frac{\lambda \Delta x}{2\sqrt{S}}$ – относительное аэродинамическое сопротивление участка выработки; $\bar{\alpha} = \frac{(\gamma-1)\alpha\Pi\Delta x}{\rho_0 c B S}$ – безразмерный коэффициент теплоотдачи стенкам выработки; $\bar{q}_m^n = \frac{(\gamma-1)q_m^n \Delta x}{c\rho_0 B T_0}$ – безразмерная функция тепловыделения при цепных реакциях горения.

Верхний индекс "n" в формулах (4) соответствует предыдущему временному слою, а индекс "n + 1" – искомому временному слою. Нижний индекс "m" соответствует данным в центральной точке на определённой длине выработки, с плюсом и минусом соответственно справа и слева от центральной точки.

При расчётах в первую очередь принималось начальное распределение давления в виде его скачка на некоторой длине выработки при отсутствии цепной реакции горения ($\bar{q}_m^n = 0$); периметр выработки принимался равный $\Pi = 4\sqrt{S}$.

Как показали расчёты, коэффициент схемной диффузии должен зависеть от начального удельного давления. Данные расчётов при $P_1/P_0 \leq 30$ показывают, что указанный коэффициент может быть определён по формуле:

$$k = 0,05P_1 / P_0. \quad (5)$$

При расчёте по формуле (5) исключаются огромные осцилляции, не соответствующие действительности при числе Куранта $Cu \leq 0,1$ и коэффициенте аэродинамического сопротивления $\lambda \geq 0,02$. Расчёты были выполнены при цепной реакции горения метана, когда не задаётся начальное распределение давления в виде скачка на некоторой площадке, а вводится в третью формулу (4) функция мгновенного источника тепловыделения на каждой итерации по времени в виде:

$$\bar{q}_m^n = 3,5n\Delta x / \sqrt{S}. \quad (6)$$

При этом принято, что число $n < N \approx 70\sqrt{S} / \Delta x$ меньше некоторого целого числа, соответствующего длине зоны загазирования выработки при достижении в её конце максимального значения давления 28 атмосфер.

Математическое моделирование взаимодействия ударных волн при взрывах метана, а затем пыли выполнялось сначала в тупиковой выработке. При этом был принят начальный скачок давления $P_1/P_0 = 4$ на длине выработки 50 м от её забоя. В остальной части выработки принималось начальное давление $P_1/P_0 = 1$.

На рис.1 приведены результаты моделирования распространения ударных волн при взрывах метана с последующим взрывом пыли на расстоянии от забоя выработки 200 – 250 м при тех же исходных данных, что и в предыдущем примере.

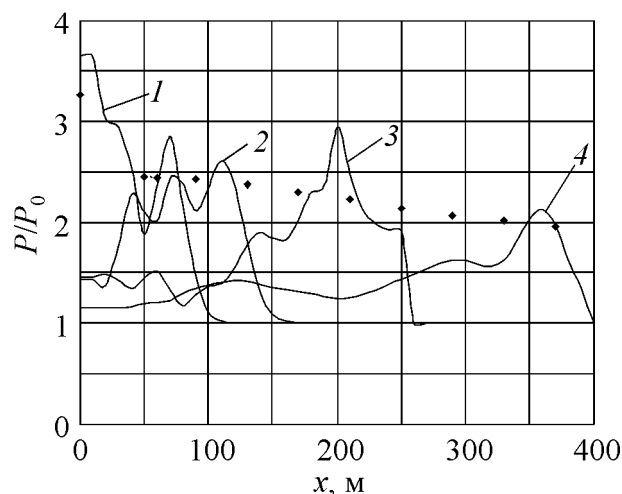


Рис. 1. Распределение давления в тупиковой выработке в различные моменты времени после взрыва метана с последующим взрывом пыли (1 – 0,066 с; 2 – 0,165 с; 3 – 0,33 с; 4 – 0,66 с)

Здесь же приведены известные данные [2] моделирования изменения максимального давления вдоль тупиковой выработки в виде огибающей кривой (маркеры) без взрыва пыли. Расчёты проводились при общих одинаковых исходных данных: площадь поперечного сечения выработки $S = 10 \text{ м}^2$; $\bar{r} = 0,1$; $\bar{\alpha} = 0,001$.

Данные моделирования показывают, что на расстоянии 200–250 м от забоя выработки слой пыли на стенках выработки переходит во взвешенное состояние и взрывается. При этом принималось в соответствии с данными [2], что дополнительное избыточное давление при взрыве пыли составляет 30 % от первоначального и равно 0,9 атмосфер.

Как видно, взрыв пыли вызывает дополнительный скачок давления на расстоянии 200 м от забоя почти до 3-х атмосфер, после чего скачок быстро уменьшается и уже на расстоянии 350 м всего на 10 % превышает давление при взрыве только метана.

Дальнейшее математическое моделирование взаимодействия ударных волн при взрывах метана, а затем пыли выполнялось в сквозной выработке.

На рис. 2 приведены результаты моделирования распространения ударных волн в сквозной выработке при взрыве метана с последующим взрывом пыли на расстоянии от эпицентра первого взрыва 200 м, расположенного в 400 м от входа в выработку, при тех же исходных данных, что и в предыдущих примерах.

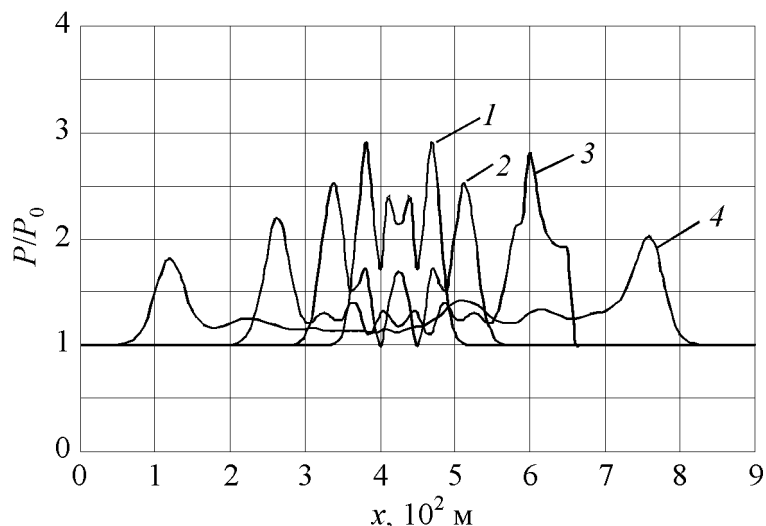


Рис. 2. Распределение давления в сквозной выработке в различные моменты времени после взрыва метана с последующим взрывом пыли (1 – 0,066 с; 2 – 0,165 с; 3 – 0,33 с; 4 – 0,66 с)

Как видно, повторный взрыв пыли мощностью 30% от первоначально-го, к примеру в вентиляционной выработке после взрыва метана в лаве, приводит к асимметрии распространения ударных волн. В этом случае через 0,66 с после первого взрыва волна давления справа на расстоянии 760 м от входа уже превышает 2 атмосферы, а слева на расстоянии 120 м от входа это давление такое же, как и в первом случае, то есть меньше 2 атмосфер.

Математическое моделирование взаимодействия ударных волн при повторных взрывах метана проводилось при первом взрыве метана в тупиковой выработке с последующим взрывом в лаве. При этом задавался скачок давления не на некотором участке выработки, а в виде цепной реакции быстрого горения, переходящего во взрыв, как уже подтверждено экспериментально.

На рис. 3 представлены результаты моделирования взаимодействия ударных волн при мощных взрывах сначала в тупиковой выработке, а затем в лаве.

При математическом моделировании взаимодействия ударных волн принималось, что взрыв метана в тупиковой выработке произошёл в забое на длине 100 м, а затем на всей длине лавы 200 м, начиная от 500 м от устья тупика. Это вызвало скачок давления в тупике на величину до 10 атмосфер, а в лаве – на величину 22 атмосферы, что полностью соответствует данным [2], если принять площади сечения выработок 10 м^2 и аэродинамические сопротивления $0,015 \text{ Н} \cdot \text{с}^2/\text{м}^4$.

Как видно (рис. 3), между эпицентрами взрывов через некоторое время возникает разрежение, а в забое тупика - удвоение скачка давления.

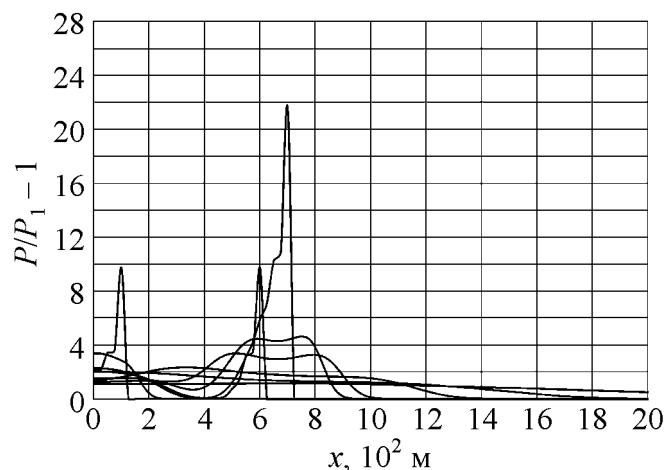


Рис. 3. Взаємодія ударних хвиль при вибухах метану спочатку в тупиковій вироботці, потім в лаві

Таким чином, результати математичного моделювання показали, що тільки з введенням схемних коефіцієнтів дифузії газів і дисипації енергії, а також з допомогою ланцюгової реакції горіння можна достовірно відобразити процеси взаємодії ударних хвиль при повторних вибухах метану.

1. Роуч П. Вычислительная гидродинамика [Текст] / П. Роуч. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
2. Палеев Д.Ю. Математическое моделирование активного воздействия на взрывоопасные области и очаги горения в угольных шахтах [Текст] / Д.Ю. Палеев, О.П. Брабандер. – Томск: Изд-во Томского университета, 1999. – 199 с.
3. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика [Текст] / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука, 1969. – 824 с.

В.Г. Агєєв, І.М. Зинченко

МОДЕЛЮВАННЯ НАКЛАДАННЯ І ВЗАЄМОДІЇ УДАРНИХ ХВИЛЬ НА ШЛЯХУ ЇХ РУХУ ПРИ ПОВТОРНИХ ВИБУХАХ

У статті наведені результати математичного моделювання виникнення і розповсюдження ударних хвиль в гірничих виробках при одиночних і повторних вибухах метану і вугільного пилу як при задаванні початкового тиску в епіцентрі зони займання суміші газів, так і з урахуванням ланцюгової реакції швидкого горіння. Як показали результати моделювання, урахування ланцюгової реакції горіння дає достовірніші дані, що узгоджуються з експериментальними даними формування кривої тиску і в епіцентрі вибуху, і на шляху руху ударної хвилі при повторному вибуху метану і вугільного пилу.

V.G. Ageyev, I.N. Zinchenko

**MODELLING OF SUPERIMPOSITION AND INTERACTION
OF SHOCK WAVES ON THE WAY OF THEIR MOTION
BY REPEATED EXPLOSIONS**

The results of the mathematical modelling of the origin and spreading of the shock waves in mine workings by the single and repeated explosions of methane and coal dust both by setting the initial pressure in the epicentre of the ignition zone of the gas mixture and taking into account the fast burning chain reaction are adduced in the article. As the results of the modelling have shown, taking into account the burning chain reaction gives the truer data coordinating with the experimental data, of the forming of a pressure curve both in the epicentre of the explosion and on the way of the shock wave motion by the repeated methane and coal dust explosion.