

давления лавы пучение почвы аппроксимируется экспоненциальными зависимостями от расстояния до забоя;

– поддирка почвы интенсифицирует ее смещения, при этом выделено три фазы деформирования: в активную фазу, длящуюся порядка 3-4 недель, интенсивность смещений возрастает до 10 раз; в затухающую (до 1-1,5 месяцев) – в 5 раз, а далее, в фазу стабилизации – устанавливается на уровне до поддирки;

– предварительная надработка снижает вертикальную конвергенцию выработки до 40 %, при этом, по мере удаления от целика смещения кровли и почвы уменьшаются по логарифмическим зависимостям.

Установленные закономерности влияния отдельных горно-геологических и горнотехнических факторов на устойчивость почвы подготовительных выработок позволят определять комплекс необходимых и достаточных мероприятий по эффективной охране подготовительных выработок в конкретных условиях их заложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курносов А.Т. Геомеханическое обоснование устойчивости почвы выработок / А.Т. Курносов, С.А. Курносов, И.Н.Слашев [и др.] Деформирование и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках: Матер. 21 межд. Научн. Школы. им. С.А. Христановича. – ТНУ. – Симферополь. – 2011 – с.200-202.

2. Курносов С.А. Опытные-промышленные испытания крепления почвы выработки стеклопластиковыми анкерами / С.А. Курносов // Геотехническая механика: Межвед. сб. науч. тр. / Ин-т геотехнической механики им. Н.С. Полякова НАН Украины. – Днепропетровск, 2011. – Вып. 94. – С. 110-115.

3. Отчет о НИР № 78. Научные основы управления и контроля устойчивости боков и почвы горных выработок с анкерным креплением нового технического уровня. – Часть 2. – 2004 г.

4. Зорин Л.Ф. Изучение пучения пород в штреках шахты № 8 «Нововолынская» / Л.Ф. Зорин, Г.В. Кузькин, И.С. Дышкант [и др.] // Уголь. – 1969. – № 5. – С. 13–14.

5. Зорин Л.Ф. Пучение пород на шахтах Волынского месторождения // Проектирование и строительство угольных предприятий. – ЦНИИТЭИуголь. – 1964. – № 61. – С. 21–25.

6. Курносов С.А. Научно-технические принципы эффективного заложения полевой газообразной выработки / С.А. Курносов // Геотехническая механика: Межвед. сб. науч. тр. / Институт геотехнической механики им. Н.С. Полякова НАН Украины. – Днепропетровск. 2011. – Вып 95. – с.85-90

УДК 622.236.4.001.1

Д-р техн. наук В. П. Куринной,
канд. физ.-мат. наук И. П. Гаркуша
(Государственный ВУЗ «НГУ»)

УРАВНЕНИЕ АДИАБАТЫ ДЛЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ И ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА С ДОБАВКАМИ

Одержано рівняння адиабати для продуктів детонації вибухових речовин та продуктів вибуху з домішками і виконано порівняння роботи продуктів вибуху, що визначаються адиабатами для продуктів детонації вибухових речовин і для газу Ван-дер-Ваальса.

THE ADIABATIC EQUALIZATION FOR PRODUCTS OF DETONATION EXPLOSIVES AND PRODUCTS OF EXPLOSION WITH ADDITIONS

Equalization of adiabatic is got for the products of detonation of explosives and products of explosion with additions and comparison of work of products of explosion is executed, determined adiabatic for the products of detonation of explosives and for the Van-der-Vaalsa gas.

Одним из путей повышения эффективности взрыва скважинного заряда является повышение запирающих свойств забойки. Для этих целей весьма пер-

спективным зарекомендовал себя прием, при котором между колонкой ВВ и забойкой помещают низкоплотный пористый материал. Наиболее качественного запираания продуктов в газовой полости можно добиться, выбирая соответствующие конструкции зарядов. Повышению запирающих свойств забойки способствует также размещение ее в верхней части дополнительного заряда небольшой мощности. Однако широкого распространения заряды с так называемой «активной» забойкой не получили из-за ряда технологических и технических трудностей, связанных с дополнительными работами по формированию зарядов в забойке и подготовкой взрыва в целом.

Исследование газодинамических процессов в скважинном заряде с промежутком из пористого низкоплотного материала между зарядом и забойкой позволило установить, что, благодаря наличию промежутка, создаются условия, при которых УВ в породе перегоняет УВ в забойке. При этом нижняя часть забойки обжимается волной разгрузки от УВ в породе, а это приводит к частичному запираению полости взрыва.

При взрыве бризантных ВВ давление во фронте детонационной волны за приблизительно 2 мкс вырастает до давления приблизительно на порядок больше границы прочности породы. Сдвиг породы при отсутствии УВ начинается лишь через 1÷2 мс с момента прохождения детонационной волны (он равняется удвоенному времени прохождения волны напряжения от заряда к свободной поверхности). Все это время порода раздавливается и переизмельчается. Для существенного уменьшения зоны раздавливания давление в полости взрыва должно расти не за 2 мкс, а приблизительно за одну миллисекунду (рис. 1). Этого можно добиться, вводя во ВВ добавки. На основе изучения термодинамических процессов, протекающих при детонации взрывчатого вещества с инертными добавками, показано, как с помощью добавок можно снизить максимальное давление в полости взрыва до необходимого и на 2÷3 порядка увеличить время химических реакций, тем самым управлять энергией ВВ в процессе взрыва.

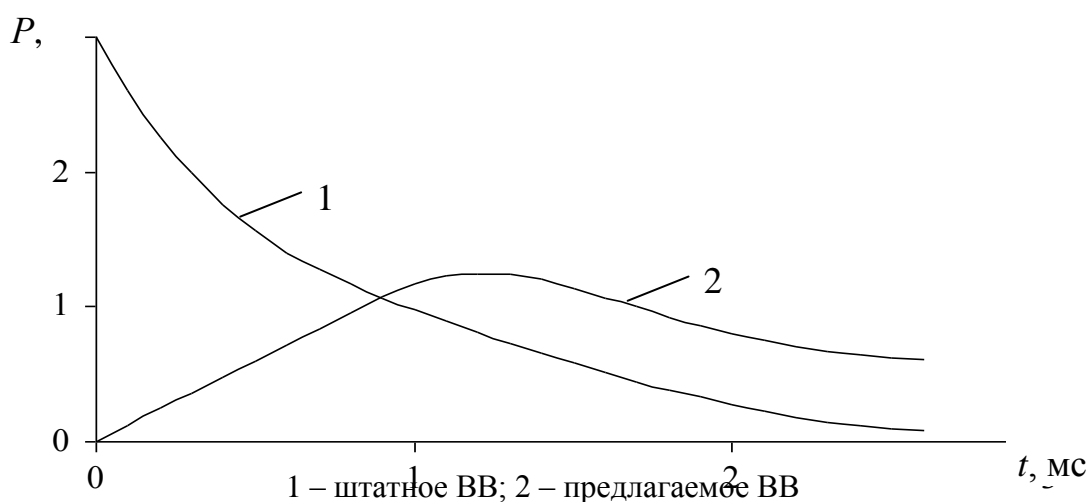


Рис. 1 – Зависимость давления продуктов взрыва от времени в сечении скважины.

При исследовании газодинамических процессов, протекающих в зарядной полости при детонации комбинированных зарядов ВВ, которые состоят из попеременно расположенных ВВ и различаются по мощности, установлено, что

первые миллисекунды, начиная с момента инициирования скважинного заряда, волновые процессы в зарядах характеризуются значительной сложностью и интенсивностью и являются источником сильно неоднородного нестационарного поля напряжений в породе. В этом случае заряд по всей длине взрывается каскадно, обеспечивая определенную последовательность импульсов в течение промежутка времени, значительно большего, чем при взрыве однородных ВВ.

Изучены термодинамические и газодинамические процессы, протекающие при взрыве накладного заряда из гелекса 650. Установлено, что если во ВВ заменить частицы алюминия размером 100 мкм на частицы размером 10÷20 мкм, давление в полости взрыва повышается на 35–45 %, а поскольку плотность гелекса на 35–45 % больше плотности, например, аммонита, то гелекс 650 будет приблизительно в два раза более эффективен при разрушении негабарита, чем аммонит.

При исследовании механизма детонации эмульсионных взрывчатых веществ с примесями микросфер установлено, что полые шары являются достаточно хорошими сенсibilизаторами эмульсионных взрывчатых веществ. При количестве введенных примесей, не превышающих 5 %, потери энергии продуктов детонации на примесях незначительны.

При исследовании процессов, происходящих в полости взрыва взрывчатого вещества, получено уравнение адиабаты и состояния для продуктов взрыва с примесями

$$p(V - V_0)^{1 + \frac{2\rho}{(\rho + \rho_0)i}} = \text{const}, \quad (1)$$

где p – давление продуктов взрыва (ПВ) при температуре T ; ρ – плотность ПВ; ρ_0 – массы единицы объема взрывчатых веществ; V – объем моля ПВ; V_0 – суммарный объем добавок эффективного собственного объема молекул в единице объема ПВ.

При сжатии продуктов взрыва у отраженной от частиц ударной волны температура продуктов взрыва растет и равняется

$$T = T_n (p / p_n)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (2)$$

где T_n – температура ПВ на химпике; γ – показатель адиабаты.

Изменение давления в полости взрыва в этом случае изменяется таким образом:

$$p_p = R \left(\frac{m_\delta}{M_\delta V_\delta - V_\delta} + \frac{m}{M V - \alpha} \right) \frac{C_m T_0 - \int_{T_{nl}}^{T_{kp}} C_{ж\delta} m_\delta dT + C_{г\delta} m_\delta T_{kp}}{C_{г\delta} m_\delta + C_m}, \quad (3)$$

где T_0 , T_{kp} , T_{nl} – соответственно начальная температура, критическая и температура плавления добавки; $C_{ж\delta}$, $C_{г\delta}$ – удельная теплоемкость добавки в жидком и газообразном состоянии; V_δ – объем вещества добавки.

При известных термодинамических параметрах добавок, применяя получен-

ные равнения адиабаты и состояния совместимо с зависимостями (2) и (3), можно определить массовую частицу и фракционный состав добавки.

Известно, что бризантное и фугасное действие взрыва определяется полем напряжений в породе. Определить параметры поля напряжений невозможно без рассмотрения волновых процессов в полости взрыва. Волновые процессы можно исследовать, лишь зная адиабату продуктов взрыва (ПВ). Чаще всего адиабату задают в виде

$$pV^\gamma = p_n V_n^\gamma, \quad (4)$$

где p, p_n – соответственно текущее и начальное давление ПВ; V, V_n – текущий и начальный объем ПВ; γ – показатель адиабаты.

Обычно показатель адиабаты ПВ бризантных взрывчатых веществ (ВВ), применяемых в горном деле, полагают равным $\gamma = 3$ [1]. В этом случае давление в полости взрыва скважинного заряда убывает с увеличением радиуса скважины r пропорционально r^{-6} . При увеличении радиуса скважины в $1,5 \div 2$ раза давление ПВ становится меньше динамического предела прочности скальных пород при неравнокомпонентном трехосном сжатии. Строго говоря, показатель адиабаты ПВ зависит от объема. Л. Д. Ландау и К. П. Станюкович предложили [2] заменить реальную адиабату двумя адиабатами с разными показателями. Давление ПВ в точке сопряжения, в которой показатель адиабаты $\gamma = 3$ меняется на показатель $\gamma_1 = 1,2 \div 1,4$, меньше $0,1$ ГПа, т.е. в интересующем нас диапазоне давлений показатель равен 3.

В физике показатель адиабаты для идеальных газов равен $\gamma = (i+2)/i$, где i – число степеней свободы молекулы. Без учета колебательных степеней свободы показатель адиабаты изменяется в пределах $\gamma = 1,33 \div 1,67$. При учете колебательных степеней свободы для трехатомного газа $\gamma = 1,25$. Продукты детонации имеют высокое давление и в этом случае необходимо учитывать собственный объем молекул газа. На начальной стадии расширения ПВ ведут себя как газ с показателем, существенно большим, чем γ .

Простейшим уравнением, в котором учитывается собственный объем молекул и их взаимодействие, является уравнение Ван-дер-Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) V_m - b = RT, \quad (5)$$

где p – давление газа; V_m – объем моля газа; a, b – поправки в уравнении Ван-дер-Ваальса; R – газовая постоянная; T – температура.

Начальная температура ПВ равна $T = 3 \div 4$ кК, что в $3 \div 4$ раза выше температуры Бойля [3] $T_B = a/Rb$, при которой необходимо учитывать силы молекулярного притяжения. Расчет дополнительного давления по формуле (5), при типичных значениях величины, также позволяет не учитывать их.

Запишем уравнение Пуассона для газа Ван-дер-Ваальса, не учитывая взаимодействие молекул. Из первого закона термодинамики вытекает, что

$p dV_m = -dU_m$, где $U_m = \frac{p(V_m - b)}{\gamma - 1} - \frac{a}{V_m} \approx \frac{p(V_m - b)}{\gamma - 1}$, где γ – показатель адиабаты для газа Ван-дер-Ваальса; U_m – внутренняя энергия моля газа.

Дифференциал

$$dU_m = dp \frac{V_m - b}{\gamma - 1} + p \frac{dV_m}{\gamma - 1}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в выражение для первого закона термодинамики, получим $\gamma p dV_m - dp(V_m - b) = 0$ или $d \ln p (V_m - b)^\gamma = 0$, т.е. уравнение адиабаты имеет вид

$$p(V_m - b)^\gamma = p_n(V_{m_n} - b)^\gamma, \quad (7)$$

где V_{m_n} – объем моля ПВ при давлении p_n .

Воспользовавшись уравнением (5), можно получить уравнение адиабаты в переменных T, p и V, T

$$T = T_n \left(\frac{p}{p_n} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}; \quad T = T_n \left(\frac{V_n - vb}{V - vb} \right)^{\gamma-1}; \quad V = (V - vb) \left(\frac{T}{T_n} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} + vb, \quad (8)$$

где V_n, V – соответственно начальный и текущий объем ПВ; T_n – начальная температура ПВ; v – число молей газа.

В (8) не учитывается взаимодействие молекул газа.

Запишем выражение для показателя адиабаты рассматриваемого газа. Первый закон термодинамики для изохорного процесса имеет вид:

$$C_v dT = p dV_m + dU_m \Rightarrow C_v dT = R dT + \frac{i}{2} R dT.$$

Откуда $C_v = iR/2$, где C_v – молярная теплоемкость газа при изохорном процессе. Аналогично находим молярную теплоемкость газа при постоянном давлении $C_p = (i + 2)R/2$. Т.е. показатель адиабаты газа Ван-дер-Ваальса без учета взаимодействия молекул совпадает с показателем для идеального газа. Таким образом, уравнение (7) более точно описывает адиабатный процесс, чем уравнение (4), которое дает малую погрешность лишь на самой начальной стадии расширения ПВ.

Основным препятствием для получения количественных результатов с помощью уравнения Ван-дер-Ваальса является сложность в определении числа степеней свободы молекул ПВ и поправки b (ковольюма). При температурах $T = 3 \div 4$ кК у некоторых молекул (тяжелых) возбуждаются колебательные степени свободы и необходимо рассматривать квантовую теплоемкость, т.е. распределение Бозе-Эйнштейна. Теоретическое значение средней степени свободы \bar{i} для смеси газов найти сложно. Однако, если не учитывать колебательные степени свободы, то, зная состав продуктов детонации, среднее значение \bar{i} можно

определить, используя уравнение Клапейрона. Поправку b теоретически определить очень трудно. Для бризантных ВВ, используемых в горном деле, она изменяется в пределах $1,5V_{\text{мол}} < b \leq 3V_{\text{мол}}$, где $V_{\text{мол}}$ – объем молекул в моле газа.

Для более точного определения показателя адиабаты γ и поправки b определим связь показателей адиабаты n и γ . Для этого рассмотрим увеличение объема ПВ от $V_{\text{мн}}$ до $V_{\text{м}} = V_{\text{мн}} + \Delta V$, где $V_{\text{мн}}$ – объем моля при давлении p_n . При малом изменении объема $\Delta V \ll V_{\text{мн}}$ адиабаты (4) и (7) должны давать одинаковые результаты:

$$p_n V_{\text{мн}}^n = (p - \Delta p)(V_{\text{мн}} + \Delta V)^n; \quad p_n (V_{\text{мн}} - b)^\gamma = (p - \Delta p)(V_{\text{м}} - b + \Delta V)^\gamma.$$

Деление уравнений дает

$$\left(1 + \frac{\Delta V}{V_{\text{мн}}}\right)^n = \left(1 + \frac{\Delta V}{V_{\text{мн}} - b}\right)^\gamma.$$

Учитывая малость ΔV , разлагаем правую и левую часть в ряд, берем два члена разложения и получаем

$$n = \frac{\gamma}{1 - \frac{b}{V_{\text{мн}}}}. \quad (9)$$

Зависимость показателя n от объема ПВ легко получить, подставив в (9) вместо $V_{\text{мн}}$ объем газа V

$$n = \frac{\gamma}{1 - \frac{vb}{V}}. \quad (10)$$

Формулу (9) можно записать в виде

$$n = \frac{\gamma}{1 - b_1}, \quad (11)$$

где b_1 – недоступный объем для молекул в 1 м^3 или коволюм, отнесенный к 1 м^3 ПВ при начальных значениях p_n и T_n . Коволуом b_1 равен

$$b_1 = \frac{\rho_n}{\bar{M}} b, \quad (12)$$

где ρ_n – плотность ПВ при $p = p_n$; \bar{M} – средняя молярная масса молекул ПВ.

Таким образом, зная экспериментальное значение показателя адиабаты n и коволюма b_1 , можно определить значение γ по формуле (11). Кроме того, ково-

люм b_1 можно определить из уравнения Ван-дер-Ваальса, записанного для объема $V_H = 1 \text{ м}^3$,

$$p_H(1 - b_1) = \frac{\rho_H}{M} RT \Leftrightarrow b_1 = 1 - \frac{\rho_H RT}{p_H M}. \quad (13)$$

Сравним работу продуктов взрыва, определяемую адиабатой с показателем n и γ . Работа ПВ при адиабатном процессе с показателем n равна

$$A_1 = \frac{p_H V_H}{n - 1} \left(1 - \left(\frac{V_H}{V} \right)^{n-1} \right). \quad (14)$$

Работа ПВ при адиабатном процессе с показателем γ имеет вид:

$$A_1 = \frac{p_H (V_H - v b)}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{V_H - v b}{V - v b} \right)^{\gamma-1} \right). \quad (15)$$

Если взять часть скважины с объемом 1 м^3 и ввести переменную $k = r/r_c$, где r_c, r – соответственно начальный и текущий радиус скважины, то работы A_1 и A_2 можно записать в виде:

$$A_1 = \frac{p_H}{n - 1} \left(1 - k^{-2(n-1)} \right); \quad A_2 = \frac{p_H(1 - b_1)}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{1 - b_1}{k^2 - b_1} \right)^{\gamma-1} \right). \quad (16)$$

Для примера, найдены отношения A_2/A_1 при типичных для бризантных ВВ значениях $n = 3$; $b_1 = 0,57$; $\gamma = 1,29$. Получено, что при $k = 1,5$; 2 ; $2,5$ значения $A_2/A_1 = 1,27$; $1,52$; $1,72$.

Таким образом, полученные формулы более точно определяют зависимость давления от объема продуктов взрыва и их работу при расширении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович [и др]. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
2. Ландау Л. Д., Определение скорости истечения продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ / Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович // ДАН СССР. – Т.47. – № 3, 4. – 1945.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Том 2. / Д. В. Сивухин. – М.: Наука. – 1975. – 519 с.

Инженеры В.И. Литвинюк, Ю. А. Косарыгин,
Д. В. Румянцев, О. Ю. Сытниченко
(ОДО «Лафарж-гипс»)

АНАЛИЗ ОПЫТА ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО КОНТРОЛЯ ЗА ДЕФОРМАЦИЯМИ ПОТОЛОЧИНЫ ГИПСОВОЙ ШАХТЫ

Проаналізовано багаторічний досвід спостережень за деформаціями стелини з блоковою структурою з використанням різних механічних засобів контролю.

THE ANALYSIS OF INSTRUMENTAL CONTROL AT DEFORMATIONS ROOF OF GYPSUM MINE

The long experience of observation at deformations roof with block structure with use of various mechanical means of the control is analused.

Транспортные выработки Артемовской гипсовой шахты эксплуатируются весьма продолжительное время – некоторые в течение нескольких десятков лет. Медленно протекающие необратимые геомеханические процессы приводят к снижению устойчивости породных обнажений. В наибольшей степени они сказываются на устойчивости потолочины [1, 2].

Высота выработок главной транспортной галереи на отдельных участках достигает 18-20 м. Возможности регулярного визуального осмотра потолочины в этих условиях ограничены. Тем не менее, обеспечение безопасности эксплуатации транспортной галереи является одной из важнейших задач и достигается эффективным использованием комплекса средств контроля за деформациями потолочины на потенциально опасных участках. Наиболее опасной формой нарушения потолочины являются блочная структура породного массива [3]. Блоки могут иметь как естественное происхождение (наличие естественных систем трещин), так и техногенное, вызванное перераспределением напряжений в массиве после проведения выработки и воздействием буровзрывных работ.

Исходя из канонів геомеханіки, первичні тріщини в потолочині повинні були б виникати, вблизи осі виробки, где значение горизонтального растягивающего напряжения в нижней породной пачке наибольшее. Однако, в реальности формирование трещин, очевидно, происходит по границе естественных крупных блоков, в связи с чем их положение в кровле камеры случайное. Длина таких трещин может достигать десятков метров, а раскрытие – до 10 мм. Внешний вид одной из таких трещин представлен на рис. 1.

Второй этап формирования блочной структуры в кровле – образование вторичных трещин, отходящих от первичной или пересекающих ее. Первичные или базовые трещины имеют в плане форму, близкую к отрезку прямой линии. Вторичные трещины имеют преимущественно вид ломаной линии и раскрытие в несколько раз меньше чем у первичной. Несмотря на меньшие размеры, динамика их развития более интенсивная по сравнению с первичными.

Параллельно с образованием трещин в горизонтальной плоскости происходит ее расслоение и в вертикальном направлении. Отслоение породного блока от основной кровли иллюстрируется рис. 2. В результате действия упомянутых процессов и происходит формирование в потолочине трехмерных блоков.