© А.В. Дугарцыренов,
В.В. Семенов, 2008

УДК 622.235

А.В. Дугарцыренов, В.В. Семенов

РАЗРУШЕНИЕ ПОРОДЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ СКВАЖИННОГО ЗАРЯДА И ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОЛИРОВАННОГО ТЕРМИКА НА НАЧАЛЬНОМ ЭТАПЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПЫЛЕГАЗОВОГО ОБЛАКА

Начальный этап процесса образования пылегазового облака (ПГО) определяется выносом взрывных газов и пылевых частиц из скважины, смешиванием с окружающим воздухом и образованием так называемого изолированного термика (отдельного объема взрывных газов с пылью) над каждой скважиной [1].

Рассмотрим процесс свободного истечения продуктов взрыва в атмосферу через устье скважины. Учитывая высокие давления газов (порядка 10^9 Па) в скважине по сравнению с атмосферным, можно считать, что истечение продуктов взрыва происходит в критическом режиме. При теоретическом анализе этого процесса следует учесть, что истечение газов происходит в переменном режиме, когда имеет место изменение давления в скважине, связанное с ограниченной массой газов в взрывной полости. Независимо от конфигурации скважины ее верхняя часть имеет цилиндрическую форму т.е. представляет собой часть пионерной скважины. Используем закономерности истечения газового потока через цилиндрическое сопло. Как известно [2] критическая скорость газового потока в таком сопле достигается в его выходном сечении. Так как давление продуктов детонации достигает значительных величин, то можно считать, что в течение всего процесса истечения имеет место критический режим.

В критическом режиме массовый расход газа G в цилиндрическом сопле зависит от давления P в скважине и определяется выражением [2]:

$$G = \frac{dm}{d\tau} = \eta \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \times \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \cdot \frac{\mu}{R\ T}} \cdot S_{вых} \cdot P \qquad (1)$$

где η - коэффициент расхода; μ - молекулярная масса продуктов детонации; γ – показатель изоэнтропы продуктов детонации ВВ; R - газовая постоянная, R = 8,314 Дж / (моль·К); T - температура продуктов детонации, К; $S_{вых}$ - площадь сечения выходной части (устья) скважины, м^2.

Коэффициент расхода учитывает отклонение профиля сопла от идеального, его шероховатость и т. д. и для оценочных расчетов может быть принят в пределах от 0,7–0,8. В силу незначительной продолжительности истечения считаем процесс адиабатическим. Для оценки изменения давления $P(\tau) = P$ в скважине во времени примем, что в момент завершения детонации достигается мак-

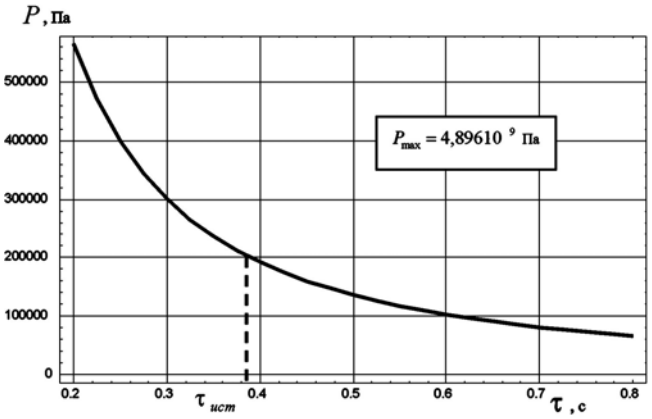

Рис. 1

симальное давление P_{max}, причем оно равномерно и
одинаково во всей скважине (критическая скорость истечения имеет место только на выходе из скважины). При таком допущении максимальное давление P_{max}, соответствующее точке Чепмена-Жуге определяется выражением [3]:

$$P_{max} = \frac{\rho_{вв} D^2}{\gamma + 1} = \frac{m_{вв} D^2}{V_{вв} \quad (\gamma + 1)}, \qquad (2)$$

где $\rho_{вв}$ и $m_{вв}$ - соответственно плотность и масса ВВ; D - скорость детонации ВВ; $V_{вв}$ - объем заряда ВВ.

Критический режим истечения, для которого справедлива формула (1), выполняется при $P > 2P_{атм}$, где $P_{атм}$ - атмосферное давление. Уравнение адиабаты для продуктов взрыва в скважине имеет вид:

$$P \cdot \upsilon^{\gamma} = P_{max} \cdot \upsilon_d^{\gamma} \Leftrightarrow P \cdot m_{вв}^{\gamma} = P_{max} \cdot m^{\gamma}, \quad (3)$$

где P и $\upsilon(m)$ - переменные (текущие) давление и удельный объем (масса) газов, Па и м ^{3}/кг (кг); P_{max} и $\upsilon_д(m_{вв})$ - давление и удельный объем (масса) в момент окончания детонации, Па и м^3/кг (кг).

Дифференцируя (3) и учитывая, что $\upsilon(\tau) = V_{скв} / m(\tau)$ и

$\upsilon_д = V_{скв} / m_{вв}$,

где $V_{скв}$ - объем скважины, получим

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{m_{вв}}{\gamma P_{max}^{1/\gamma}} P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \frac{dP}{d\tau}. \qquad (4)$$

В силу закона сохранения массы из (1) и (4) находим

$$\frac{m_{ВВ}}{\gamma P_{max}^{1/\gamma}} P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \frac{dP}{d\tau} = -\eta Q S_{вых} P, \qquad (5)$$

где

$$Q = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma\mu}{(\gamma + 1) R T}}.$$

Представим уравнение (5) в виде

$$\frac{dP}{d\tau} = -Q_1 \cdot P^{\frac{2\gamma - 1}{\gamma}}, \qquad (6)$$

где $Q_1 = \frac{\eta \cdot \gamma \cdot Q}{\ell_{ВВ} \cdot \rho_{ВВ}} \cdot P_{max}^{\frac{1}{\gamma}}$; $\ell_{ВВ}$ - высота заряжаемой части скважины, м.

Интегрируя уравнение (6) при начальном условии $\tau = 0 \Rightarrow P = P_{max}$, получим

$$P(\tau) = \left(P_{max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - \frac{\gamma}{1 - \gamma} \cdot Q_1 \cdot \tau\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}. \qquad (7)$$

Расчетная зависимость $P(\tau)$ для взрыва заряда граммонита 79/21 с плотностью $\rho_{вв}$ = 850 кг/м^3 вблизи момента $\tau_{ист}$ окончания процесса истечения газов из скважины (в интервале времени 0,2–0,8 с) в графическом виде представлена на рис. 1. Остальные величины имеют следующие значения: глубина скважины ℓ_c = 17 м, высота и диаметр заряжаемой части - $\ell_{вв} = \frac{2}{3} \cdot \ell_c$ =

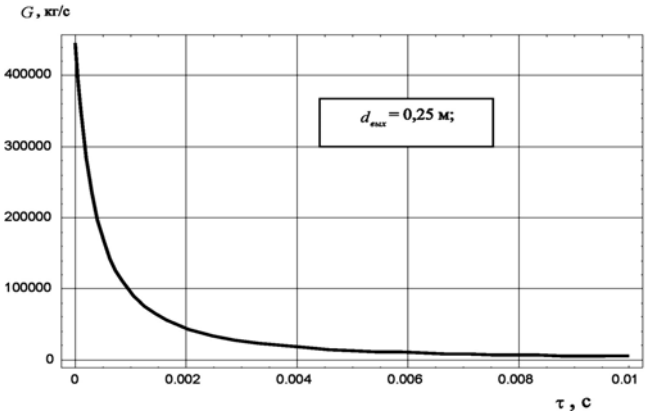

Рис. 2

11,333 м и $d_{скв} = 0,25$ м, $\eta =$ 0,8, $\gamma = 2,8$,

$T = 4000$ К.

Подставляя в (7) $P(\tau) = 2P_{атм}$ найдем продолжительность $\tau_{ист}$ процесса истечения газов из скважины:

$$\tau_{ист} = \frac{\gamma}{Q_1(1-\gamma)} \cdot \left[P_{max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - (2P_{атм})^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right]. \quad (8)$$

Продолжительность истечения продуктов взрыва из скважины при $P_{атм} = 101325$ Па, полученная по формуле (8) составляет 0,387 с. Действительное значение времени истечения будет меньше, поскольку в результате разрушения стенок скважины и в целом всего блока продукты взрыва истекают не только через устье скважины, но и через образованные трещины в массиве.

Объединяя (1) и (7), получим зависимость расхода продуктов взрыва при их истечении из устья скважины от времени, характеристик ВВ и геометрических параметров скважины:

$$G = \frac{dm}{d\tau} = \frac{\pi}{4}\eta \cdot Q \cdot d_{скв}^2 \cdot \left(P_{max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - \frac{1-\gamma}{\gamma} \cdot Q_1 \cdot \tau \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}. \quad (9)$$

На рис. 2 представлен график зависимости величины G от времени истечения при $d_{скв} = 0,25$ м. Расход (вынос) продуктов взрыва из скважины в начальный момент времени достигает значительной величины 445301 кг/с и снижается по мере увеличения времени истечения. В частности, резкое падение расхода имеет место при увеличении τ от 0 до 0,001 с, далее темп убывания расхода уменьшается. Большая величина расхода в начальный момент времени объясняется тем, что плотность взрывных газов в начале истечения практически равна плотности конденсированного взрывчатого вещества.

Количество вынесенного из скважины вещества M_t (продуктов детонации ВВ) за время t можно найти интегрированием зависимости (9):

$$M_t = \int_0^t \frac{\pi}{4}\eta \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{2\gamma\mu}{(\gamma+1)RT}} \cdot d_{скв}^2 \times \left(P_{max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - \frac{\gamma}{1-\gamma} Q_1 \tau \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} d\tau \quad (10)$$

Общее количество продуктов взрыва равно массе взрывчатого вещества, т.е. $\frac{\pi}{4} d_{скв}^2 \cdot \ell_{ВВ} \cdot \rho_{ВВ} \approx 472,7$ кг.

Зависимость количества (массы) продуктов взрыва, истекающих из скважины, от времени дана в графическом виде на рис. 3. Результаты расчета, по-

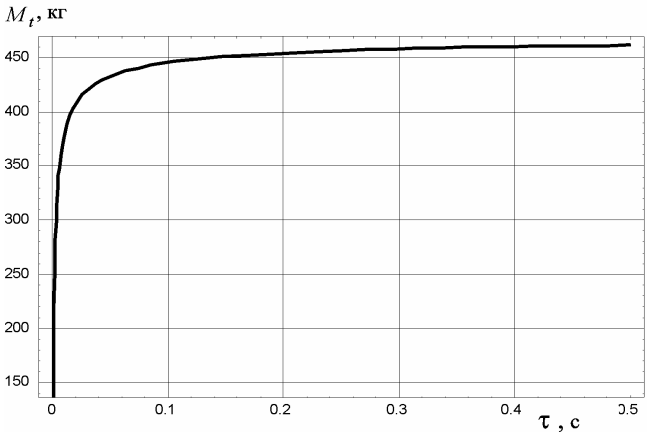

Рис. 3

казывают, что основная масса продуктов взрыва выносится в начальный момент после взрыва. Так при колонковом заряде диаметром $d = 0,25$ м в течение 50 мс, т.е. одной шестой части продолжительности истечения, из скважины выносится 95 % всей массы вещества (рис. 3).

Приведенные графики справедливы при условии разрушения породы в ближней зоне, т.е. до разрушения массива горных пород (блока) в целом. Они достаточно достоверно описывают выброс массы продуктов взрыва в атмосферу.

Скорость ω истечения продуктов детонации из скважины определяется выражением

$$\omega = \sqrt{\frac{2k}{k+1} P\upsilon} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \cdot \frac{RT}{\mu}} \quad . \qquad (11)$$

Поскольку в силу малости времени истечения температура взрывных газов в скважине остается практически постоянной, то и скорость их истечения постоянна и равна примерно 450 м/с. Постоянство скорости ω вызвано тем, что в критическом режиме произведение $P\upsilon$ переменных давления и удельного объема представляет собой постоянную величину.

Одновременно с истечением продуктов детонации ВВ из скважины происходит процесс разрушения породы в ближней зоне скважинного заряда. Разрушение в этой зоне имеет место в начальный момент воздействия давления на стенки скважины, когда порода находится под действием сжимающих радиального и полярного напряжений, т.е. когда в точках возмущенной зоны наблюдается всестороннее сжатие [4]. Известно, что в ближней зоне заряда разрушение породы при взрывном воздействии происходит за счет ее раздавливания, причем радиус $r_{мд}$ этой зоны определяется пределом прочности породы $\sigma_{мд}$, соответствующем ее мелкодисперсному дроблению [5]:

$$r_{мд} = 0,5\, d_{зар} \sqrt{\frac{P_{max}}{\sigma_{мд}}}, \qquad (12)$$

где $d_{зар}$ - диаметр скважинного заряда, м.

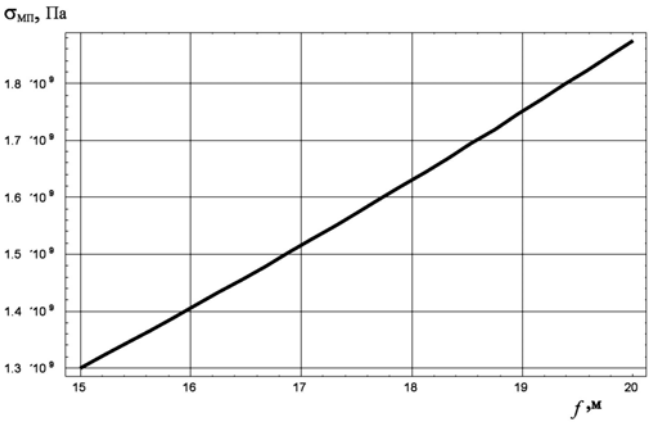

Рис. 4

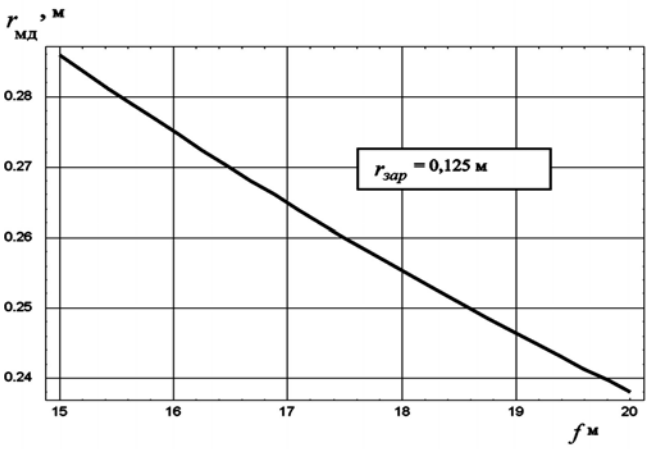

Рис. 5

Эмпирическая зависимость $\sigma_{мд}$ от крепости породы по М.М. Протодъяконову f имеет вид [5]:

$$\sigma_{мд} = 13\left[1 + 0{,}079\left(f - 15\right) + 0{,}0019\left(f - 15\right)^2\right] \cdot 10^8 \quad (13)$$

Объем ближней зоны или объем мелкодисперсного разрушения находится из выражения

$$V = \pi(r_{мд}^2 - r_{зар}^2)\ell_{зар} = \pi(r_{мд}^2 - r_{зар}^2)\ell_{вв}. \quad (14)$$

В графическом виде зависимости предела прочности $\sigma_{мд}$ и радиуса мелкодисперсного дробления $r_{мд}$ от крепости породы f приведены на рис. 4 и 5. Непосредственно видно, что для крепких пород радиус зоны мелкодисперсного дробления примерно в два раза превышает радиус скважины.

Скорость распространения трещин можно принять равной $\upsilon = 0{,}38\,C_1$, где C_1 - скорость продольных волн в среде (в железистом кварците C_1 = 5300 м/с) [6]. С учетом этого оценим продолжительность t_p процесса разрушения в ближней зоне:

$$t_p = \frac{r_{мд} - r_0}{\upsilon_p} = \frac{0{,}125}{0{,}38 \cdot 5300} \approx 62{,}06 \text{ мкс.}$$

Полученная величина t_p на три порядка меньше времени истечения (□ 387 мс). Это говорит о том, что вся масса пыли и мелких фракций разрушенной породы из ближней зоны выносится из скважины в область изолированного термика в самом начале процесса истечения газов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дугарцыренов А.В., Анисимов В.Н., Семенов В.В.* Об определяющих факторах формирования пылегазового облака при массовых взрывах на карьерах. Горный информационно-аналитический бюллетень, № 11, 2006.
2. *Дейч М.Е.* Техническая газодинамика. М.-Л., Госэнергоиздат, 1961. 671 с.
3. *Чедвик П., Кокс А., Гопкинсон Г.* Механика глубинных подземных взрывов. – М.: Мир, 1966.
4. *Крюков Г.М., Дугарцыренов А.В.* Динамические поля напряжений и деформаций при камуфлетном взрыве сосредоточенного и удлиненного зарядов с учетом расширения взрывной полости. Горный информационно-аналитический бюллетень, № 9, 2007, с. 13 – 28.
5. *Крюков Г.М., Глазков Ю.В.* Феноменологическая квазистатическо-волновая теория деформирования и разрушения материалов взрывом промышленных ВВ. Отдельные статьи ГИАБ. – 2003. - №11. – 67 с. – М.: Изд-во МГГУ. ГИАБ

Коротко об авторах

Дугарцыренов А.В. – докторант кафедры «Физика горных пород и процессов», Московский государственный горный университет.
Семенов В.В. – горный инженер, Стойленский ГОК.

Рецензент проф. *О.М. Гридин.*