УДК 622.81

Г.М. Крюков

ОЦЕНКИ ВРЕМЕН РАЗРУШЕНИЯ ПОРОДЫ ПРИ ВЗРЫВЕ В НЕЙ УДЛИНЕННОГО ЗАРЯДА ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Оценки выполнены для взрыва удлиненного заряда граммонита 79/21 при плотности заряжания $\Delta = 1{,}1 \cdot 10^3$ кг/м^3, которому соответствуют: показатель изоэнтропы продуктов детонации (ПД), равный $\gamma = 3{,}08$; скорость детонации $D = 5{,}02 \cdot 10^3$ м/с; давление в плоскости Жуге $P_Ж = 6{,}8 \cdot 10^9$ Па. Диаметр заряда $d_{зр} = 0{,}25$ м; длина заряда $l_{зр} = 12$ м при точечности инициирования внизу заряда на 1 м выше забоя скважины, длина которой составляет 17 м.

Разрушается гранит (месторождение Ровное, север Ленинградской обл.), имеющий свойства: плотность $\rho_{пр} = 2{,}7 \cdot 10^3$ кг/м^3; модуль Юнга $E = 6{,}6 \cdot 10^{10}$ Па; коэффициент Пуассона $\mu = 0{,}22$; предел прочности на одноосное сжатие $\sigma_{сж} = 1{,}38 \cdot 10^8$ Па; предел прочности на сдвиг $\tau_{сдв} = 2{,}75 \cdot 10^7$ Па; предел прочности на одноосное растяжение $\sigma_{рас} = 1 \cdot 10^7$ Па; скорость распространения продольных волн $C_1 = 5{,}283 \cdot 10^3$ м/с; скорость распространения поперечных волн $C_2 = 3{,}165 \cdot 10^3$ м/с; четвертую группу по трещиноватости с $l_{ср} = 1$ м.

При выполняемых оценках использована ФКСВ модель Н.В. Родионова деформирования и разрушения горных пород, развитая в [1, 2] для случая взрыва в них зарядов ПВВ. В [1, 2] построено приближенное решение, описывающее распределение напряжений в породе при мгновенном взрыве бесконечного цилиндрического заряда в виде:

$$\sigma_{rr} = -P_Ж \left\{ \begin{aligned} &\left[e^{-k_1 k_3 \tau} \frac{a_0}{r} + \frac{1}{k_3}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right)\left(\frac{a_0}{r}\right)^2 \right]\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right) + \\ &+ \left[e^{-0,5 k_1 k_3 \tau}\left(\frac{a_0}{r}\right)^{0,5} + \frac{1}{k_3}\left(1 - e^{-0,5 k_1 k_3 \tau}\right)\left(\frac{a_0}{r}\right)^{1,5} \right] e^{-k_1 k_3 \tau} \end{aligned} \right\}, \text{ Па} \qquad (1)$$

$$\sigma_{\alpha\alpha} = P_{Ж}\left\{\begin{aligned}&\left[-\frac{\mu}{1-\mu}e^{-k_1k_3\tau}\frac{a_0}{r}+\frac{1}{k_3}\left(1-e^{-k_1k_3\tau}\right)\left(\frac{a_0}{r}\right)^2\right]\left(1-e^{-k_1k_3\tau}\right)+\\&+\left[-\frac{\mu}{1-\mu}e^{-0,5k_1k_3\tau}\left(\frac{a_0}{r}\right)^{0,5}+\frac{1}{k_3}\left(1-e^{-0,5k_1k_3\tau}\right)\left(\frac{a_0}{r}\right)^{1,5}\right]e^{-k_1k_3\tau}\end{aligned}\right\}, \text{ Па} \quad (2)$$

$$U = \frac{U_0}{k_3}\left[2\left(1-e^{-0,5k_1k_3\tau}\right)e^{-k_1k_3\tau}\left(\frac{a_0}{r}\right)^2+\left(1-e^{k_1k_3\tau}\right)^2\frac{a_0}{r}\right], \text{ Па} \quad (3)$$

$$\sigma_{zz} = \mu\left(\sigma_{rr}+\sigma_{\alpha\alpha}\right);\ U_0 = \frac{P_{Ж}a_0\left(1+\mu\right)}{2E};\ k_1 = \frac{1-2\mu}{1-\mu}\frac{C_1}{a_0};\ k_3 = 1+\frac{2\gamma P_{Ж}\left(1+\mu\right)}{E},$$

где σ_{rr}, $\sigma_{\alpha\alpha}$, σ_{zz} - главные нормальные напряжения, направленные соответственно по радиусу r, по положительному изменению полярного угла α и вдоль оси Z – оси заряда; $\tau = t - \frac{r-a_0}{C_1}$ - локальное время в заданной точке породы, находящейся на расстоянии r от оси заряда, с; t – время, начинающееся с момента формирования в зарядной полости давления $P_{Ж}$ (момент инициирования заряда) в ПД. Приближенное решение (1)-(3) удовлетворяет всем граничным и начальным условиям, отличаясь от точного решения Селберга не более чем на 20% и то только в начальный момент трансформации неуравновешенного напряженного состояния породы в уравновешенное, соответствующее решению статической задачи Ляме

$$\sigma_{rr} = -P_{Ж}\left(\frac{a_0}{r}\right)^2; \quad \sigma_{\alpha\alpha} = P_{Ж}\left(\frac{a_0}{r}\right)^2. \quad (4)$$

Как известно, во всех решениях линейной механики сплошных сред (в том числе в упомянутом решении Селберга и в соотношениях (1)-(3)) формирование статических напряженно-деформированных состояний (НДС) при волновых нагружениях происходит при $\tau = \infty$. Принято считать, что для описания этими решениями реальных процессов деформирования сплошных сред моменты формирования статических НДС при динамических нагружениях соответствуют моментам времени, начиная с которых волновые компоненты НДС отличаются от статических не более чем на 5 %. В некоторых случаях рассматриваются соседние точки, расположенные от рассматриваемых на расстояниях, отличающихся от расстояний рассматриваемых точек не более чем на ±5 %. Волновые компоненты НДС в (1-3) отличаются от статических (4) всего на 5 % при условии

$$e^{-k_1k_3\tau} \le 0,05. \quad (5)$$

Отсюда получаем, что решения (1)-(3) будут отличаться от статических не более чем на 5% при

$$\tau \ge \tau_{ст} = 55,7 \text{ мкс}. \quad (6)$$

Причем, НДС в породе около зарядной полости при $\tau \ge \tau_{ст}$ с погрешностью менее 5 % описывается соотношениями:

$$\sigma_{rr} = -P_{Ж}\left[e^{-k_1 k_3 \tau}\frac{1}{\bar{r}} + \frac{1}{k_3 \bar{r}^2}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right)\right], \text{ Па}; \tag{7}$$

$$\sigma_{\alpha\alpha} = P_{Ж}\left[-\frac{\mu}{(1-\mu)\bar{r}}e^{-k_1 k_3 \tau} + \frac{1}{k_3 \bar{r}^2}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right)\right], \text{ Па}, \tag{8}$$

здесь $\bar{r} = r / a_0$.

- В [1, 2] показано, что под действием статических напряжений (4) в породе как в сплошной среде в первую очередь происходит развитие радиальных трещин, формирующих в ней систему клиновидных секторов около зарядной полости. Радиус этой зоны равен

$$b_0^* = a_0\sqrt{\frac{P_{Ж}}{k_3 \sigma_{рас}}}, \text{ м.} \tag{9}$$

Одновременно с развитием радиальных трещин происходит трансформация НДС в клиновидных секторах путем распространения в них волн сдвига, приводящая к уменьшению $\sigma_{\alpha\alpha}$ до значений, близких к нулю. В то же время радиальные напряжения σ_{rr} в этих секторах вследствие развития радиальных трещин изменяются незначительно, так что НДС в этих секторах становится близким к одноосному сжатию. Под действием σ_{rr} в клиновидных секторах происходят еще два процесса разрушения:

- развитие трещин при значениях $\sigma_{rr} \geq -2\tau_{сдв}$ и
- интенсивное мелкодисперсное дробление при $\sigma_{rr} \geq -\sigma_{мд}$.

Внешний радиус зоны дезинтеграции клиновидных секторов трещинами на отдельные куски, содержащие десятки, сотни и более зерен породы, равен

$$b_\tau^* = a_0\sqrt{\frac{P_{Ж}}{2k_3 \tau_{сдв}}}, \text{ м.} \tag{10}$$

Внешний радиус зоны мелкодисперсного дробления породы на частицы от 1-2 мм до пылевидных равен

$$b_*^* = a_0\sqrt{\frac{P_{Ж}}{k_3 \sigma_{мд}}}, \text{ м.} \tag{11}$$

Для $\sigma_{мд}$ автором в 80-х годах прошлого века установлены соотношения:

$$\sigma_{мд} = 13\left[1 = 0{,}079(f-15) + 0{,}0019(f-15)^2\right] \cdot 10^8 \text{ Па при } f \geq 5{,}5;$$

$$\sigma_{мд} = 10\sigma_{сж} \text{ при } f \leq 5{,}5, \tag{12}$$

где f – крепость пород по М.М. Протодьяконову.

- В [3] для оценки влияния конечности длины заряда ПВВ и точечности его инициирования была принята гипотеза плоских сечений, заключающаяся в следующем.

а. После прохода данного сечения заряда детонационной волной (ДВ) изменения термодинамических параметров в ПД описываются соотношениями, установленными А.А. Грибом [4] для автомодельной волны разрежения, формирующейся за ДВ. Напомним, установленное им решение соответствует случаю распространения ДВ по цилиндрическому заряду, расположенному в абсолютно жестких стенках.

б. В фиксированном сечении породы плоскостью, перпендикулярной оси заряда, НДС породы описывается соотношениями (1)-(3), предполагая уменьшение давления ПД в этом сечении зарядной полости как в соответствии с решением А.А. Гриба, так и за счет расширения полости по (3). Последнее автоматически учитывается соотношениями (1)-(3). В соответствии с принятой гипотезой плоских сечений в [3] выполнено совместное решение уравнений (1)-(3) и соотношений А.А. Гриба для автомодельной волны разрежения. При этом теоретически был подтвержден факт снижения относительных объемов разрушения породы с уменьшением длины взрываемых зарядов ПВВ, установленный ранее по результатам ведения взрывных работ в промышленности [5]. Для этого снижения в [3] установлена зависимость корректирующего коэффициента $F\left(\overline{l}\right)$, где $\overline{l} = l_{зр} / d_{зр}$, в виде

$$F\left(\overline{l}\right) = 0{,}735\sqrt[12]{\overline{l}}\ ; \quad \overline{l} \le 40\ ;$$

$$F\left(\overline{l}\right) = 1; \quad \overline{l} \ge 40\ . \qquad (13)$$

При этом радиусы указанных выше зон разрушения будут равны

$$b_0 = F\left(\overline{l}\right)\cdot b_0^*; \quad b_\tau = F\left(\overline{l}\right)\cdot b_\tau^*; \quad b_* = F\left(\overline{l}\right)\cdot b_*^*\ . \qquad (14)$$

Для рассматриваемого примера $\overline{l} = l_{зр} / d_{зр}$=48 и в соответствии с (11) коэффициент $F\left(\overline{l}\right)$=1.

- Выполним с учетом изложенного оценки времен разных видов разрушения при взрыве в нем указанного заряда граммонита 79/21.

На поверхности зарядной полости ($r = a_0$) в момент прохода ДВ данного сечения заряда в граните на поверхности зарядной полости напряжения равны $\sigma_{rr} = -6{,}8\cdot10^9$ Па; $\sigma_{\alpha\alpha} = -1{,}92$ Па. Время формирования полярными напряжениями $\sigma_{\alpha\alpha}$ предельного напряжения $\sigma_{рас}$ в соответствии с (10) равно $\tau_2^{тр} = 7{,}6$ мкс, а время развития радиальной трещины в глубь гранита от зарядной полости равно $\tau_3^{тр} = 16{,}6$ мкс. Таким образом, не позже чем через 24 мкс после прохода ДВ данного сечения заряда в граните от зарядной полости начнут развиваться радиальные трещины.

- Рассматривается некоторая точка породы М$_1$, находящаяся на расстоянии $r_1 = 0{,}1875$ м (т.е. $\overline{r_1} = 1{,}5$) от оси заряда, при этом напряжения в этой точке гранита в момент прихода в нее взрывной волны будут равны $\sigma_{rr} = -4{,}53\cdot10^9$ Па, $\sigma_{\alpha\alpha} = -1{,}28\cdot10^9$ Па. Как указывалось выше, первым в ней будет происходить процесс радиального трещинообразования. Взрывная волна придет в рассматриваемую точку породы после прохода соответствующего сечения заряда ДВ через $\tau_1^{тр} = \left(r_1 - a_0\right)/C_1 = 11{,}8$ мкс. В соответствии с (8) величина растягивающего напряжения при $\tau = 55{,}7$ мкс (см. (6)) будет равна

$\sigma_{\alpha\alpha} = 1,682 \cdot 10^9$ Па и намного превышает $\sigma_{рас} = 1 \cdot 10^7$ Па. Поскольку уже через 10мкс после прихода в точку M_1 взрывной волны полярное растягивающее напряжение становится положительным, то за время $\tau_{ст} - 10 = 45,7$ мкс в этой точке гранита произойдет формирование радиальной трещины. Итак, в т. M_1 не позже чем через 67,5мкс после прохода ДВ данного сечения заряда произойдет формирование радиальной трещины. При этом в клиновидном секторе $\sigma_{\alpha\alpha}$ будет близко к нулю, а σ_{rr}, равное $1,845 \cdot 10^9$Па будет больше, чем $\sigma_{мд} = 1,18 \cdot 10^9$ Па. Следовательно, к этому времени, равному $\tau_{ст}$, в точке M_1 обязательно произойдет мелкодисперсное дробление гранита. Напомним, σ_{rr} является монотонно убывающей функцией времени τ и с самого начала действия взрывной волны на гранит в точке M_1 больше $\sigma_{мд}$. Таким образом, в точке M_1 процессы формирования радиальной трещины и мелкодисперсного дробления гранита происходят практически одновременно.

- Рассматривается вторая точка M_2, находящаяся на расстоянии $r_2 = 0,625$ м (т.е. при $\bar{r} = 5$) от оси заряда. Взрывная волна приходит в эту точку в момент $\tau_1^{тр} = 94,64$ мкс и имеет напряжения $\sigma_{rr} = -3,04 \cdot 10^9$ Па, $\sigma_{\alpha\alpha} = -8,58 \cdot 10^8$ Па. С течением времени τ напряжение σ_{rr} в этой точке гранита быстро уменьшается, а $\sigma_{\alpha\alpha}$ возрастает, принимая положительные значения не позже чем через 10 мкс после начала воздействия взрывной волны на гранит в этой точке. Рассмотрим НДС в точке M_2 через $\tau_{ст} = 55,7$ мкс после начала волнового воздействия на гранит, когда это НДС становится близким к статическому: $\sigma_{rr} = -2,14 \cdot 10^9$ Па, $\sigma_{\alpha\alpha} = 1,236 \cdot 10^8$ Па. Полярное напряжение $\sigma_{\alpha\alpha}$ значительно больше $\sigma_{рас} = 1 \cdot 10^7$ Па, следовательно, в этом случае обязательно будет формироваться радиальная трещина. Радиальное сжимающее напряжение σ_{rr} после формирования радиальной трещины почти не изменится и меньше $\sigma_{мд}$, но больше $2\tau_{сдв} = 5,5 \cdot 10^7$ Па в течение всего $\tau_{ст}$. Значит, в точке M_2 будет происходить дезинтеграция клиновидных секторов без мелкодисперсного дробления гранита. Таким образом, в точке M_2 дезинтеграция клиновидных секторов произойдет не позже 150 мкс после прохода ДВ данного сечения заряда и практически сразу же после формирования в ней радиальных трещин.
- Время мелкодисперсного дробления гранита. Радиус его мелкодисперсного дробления по (11) равен

$$b_*^* = a_0 \sqrt{\frac{P_Ж}{k_3 \sigma_{мд}}} = 0,225 \text{ м}, \quad (\bar{r} = 1,8). \tag{15}$$

Обозначим соответствующую точку гранита буквой M_3. Время прихода взрывной волны в эту точку равно $\tau_1^{кл} = 18,93$ мкс при напряжениях в волне, равных $\sigma_{rr} = -3,78 \cdot 10^9$ Па; $\sigma_{\alpha\alpha} = -1,066 \cdot 10^9$ Па. Через $\tau_{ст} = 55,7$ мкс после прихода взрывной волны в точку M_3 НДС в этой точке будет близко к статическому при напряжениях $\sigma_{rr} = -1{,}313 \cdot 10^9$ Па и $\sigma_{\alpha\alpha} = 1{,}071 \cdot 10^9$ Па. Последнее на два порядка больше $\sigma_{рас}$, поэтому в точке М$_3$ обязательно сформируются радиальная трещина и клиновидные сектора, которые в рассматриваемый момент будут находиться в условиях, близких к одноосному сжатию с радиальным напряжением несколько большим, чем $\sigma_{мд}$. Таким образом, в точке М$_3$ обязательно произойдет мелкодисперсное дробление гранита за время $\tau_{рз}^{мд} = 74{,}6$ мкс после прохода ДВ данного сечения заряда.

- Время дезинтеграции клиновидных секторов. Радиус этой зоны по (10) равен

$$b_\tau^* = a_0\sqrt{\frac{P_Ж}{2k_3\tau_{сдв}}} = 1{,}04 \text{ м}, \quad (\bar{r} = 8{,}35). \tag{16}$$

Обозначим соответствующую точку гранита буквой М$_4$. Время прихода взрывной волны в эту точку с напряжениями в волне $\sigma_{rr} = -8{,}14 \cdot 10^8$ Па; $\sigma_{\alpha\alpha} = -2{,}30 \cdot 10^8$ Па равно $\tau_1^{кл} = 197{,}4$ мкс. Причем $|\sigma_{rr}| \prec \sigma_{мд}$ и достаточно быстро уменьшается по амплитуде, оставаясь сжимающим, а $\sigma_{\alpha\alpha}$ быстро (не позже чем через 10 мкс) становится положительным, т.е. растягивающим.

Для оценки времени формирования в точке М$_4$ гранита радиальными сжимающими напряжениями значений $\sigma_{rr} = -2\tau_{сдв} = -5{,}5 \cdot 10^7$ Па применим известный из линейной механики сплошных сред прием, рассматривая вместо точки М$_4$ ($\bar{r} = 8{,}35$) соседнюю точку $М_4'$ ($\bar{r}_4' = 8{,}6$) ($\bar{r}_4' / \bar{r}_4 = 1{,}03$). Полагая $\sigma_{rr} = -5{,}5 \cdot 10^7$ и $\bar{r} = \bar{r}_4'$, из (7) получаем искомую оценку.

$$\tau_2^{кл} = \frac{1}{k_3 k_1}\ln\frac{k_3\bar{r}_4' - 1}{\left[2\tau_{сдв} \cdot k_3 \cdot \left(\bar{r}_4'\right)^2 / P_Ж\right] - 1} = 101 \text{ мкс}. \tag{17}$$

Таким образом, к времени воздействия $\tau_2^{кл}$ полярное напряжение в точке М$_4$ примет значение $\sigma_{\alpha\alpha} = 5{,}398 \cdot 10^7$ Па, значительно большее, чем $\sigma_{рас} = 1 \cdot 10^7$ Па, что приведет к формированию в точке М$_4$ радиальных трещин и клиновидных секторов. Последние будут находиться в условиях, близких к одноосному сжатию при $\sigma_{rr} \geq 5{,}5 \cdot 10^7$ Па, так что под действием последних произойдет дезинтеграция клиновидных секторов на отдельные достаточно большие куски, содержащие сотни и тысячи зерен гранита.

Итак, процесс разрушения клиновидных секторов завершится не позже чем через ~300 мкс после прохода ДВ данного сечения заряда.

- Время радиального трещинообразования. Этот процесс по сути дела определяет размер зоны регулируемого дробления. Радиус этой зоны по (9) равен

$$b_0 = a_0\sqrt{\frac{P_Ж}{\sigma_{рас}}} = 2{,}45\text{, м}, \left(\bar{r} = b_0 / a_0 = 19{,}6\right). \tag{18}$$

Обозначим эту точку $\left(\overline{r}=19,6\right)$ буков M_5. Время прихода в точку M_5 взрывной волны с $\sigma_{rr}=-3,47\cdot10^8$ Па и $\sigma_{\alpha\alpha}=-9,79\cdot10^7$ Па равно 440 мкс. Опять рассматривается соседняя с M_5 точка M_5' ($r_5'=2,35$ м, $\overline{r}_5'=18,8$). Подставив в (8) значения $\sigma_{\alpha\alpha}=1\cdot10^7$ Па и $\overline{r}_5'=18,8$, получим оценку $\tau_2^{кл}$ - времени формирования в точке M_5 полярными напряжениями растягивающих напряжений, равных $\sigma_{рас}=1\cdot10^7$ Па

$$\tau_2^{кл}=\frac{1}{k_3k_1}\ln\frac{1+k_3\overline{r}_1'\cdot\mu/\left(1-\mu\right)}{\left[1-k_3\cdot\left(\overline{r}_1'\right)^2\sigma_{рас}/P_Ж\right]}=91\,\text{мкс}. \qquad (19)$$

Полярное напряжение $\sigma_{\alpha\alpha}$ в рассматриваемом случае взрывного нагружения в граните является монотонно возрастающей функцией времени (см. (8)), поэтому при $\tau\prec91$ мкс оно меньше критического $\sigma_{рас}$ и до этого времени развитие радиальной трещины в точке M_5 не происходит. Оно будет иметь место при $\tau\geq91$ мкс. Значит, для оценки времени формирования, развития радиальной трещины в точке M_5 необходимо установить время развития этого процесса, который в сплошных, однородных, изотропных средах происходит со скоростью $C_{тр}=0,4C_1$. Гранит является средой квазинепрерывной, квазиоднородной, квазиизотропной, при объемах, линейный размер которых $l_{ор}\geq10d_{зрн}$, где $l_{ор}$ - параметр ориентации, $d_{зрн}$ - средний размер горной породы. Для рассматриваемого гранита $d_{зрн}$ =3 мм. Следовательно, для этого гранита характерный размер его объемов как сред квазинепрерывных, квазиоднородных, квазиизотропных будет составлять $l_{ор}=3$ см. Поэтому время развития трещины в точке M_5 этого гранита будет равно

$$\tau_3^{тр}=l_{ор}/0,4C_1=14,2\ \text{мкс}. \qquad (20)$$

Таким образом, формирование радиальной трещины в точке M_5 гранита произойдет не раньше чем через

$$\tau_{рз}^{тр}=440+91+14,2=545\ \text{мкс} \qquad (21)$$

после прохождения ДВ конкретного сечения заряда

- Итак, выполненные оценки показали, что после прохода детонационной волной любого конкретного сечения заряда процессы бризантного разрушения гранита около этого сечения происходят в следующей последовательности:

- мелкодисперсного дробления при $\tau_{рз}^{мд}\leq75$ мкс;
- дезинтеграции клиновидных секторов при $\tau_{рз}^{кл}\leq300$ мкс;
- радиального трещинообразования при $\tau_{рз}^{тр}\leq550$ мкс,

несмотря на то, что в каждой конкретной точке гранита сначала происходит процесс радиального трещинообразования с формированием клиновидных секторов и только потом дезинтеграция этих секторов и мелкодисперсное дробление породы.

• Время бризантного разрушения породы взрывом *всего* удлиненного заряда ПВВ. Процесс формирования ДВ в заряде и соответствующей особой волны разрежения начинается в точке его инициирования нижним промежуточным детонатором, расположенным на расстоянии 1 м от забоя скважины. Время инициирования всего заряда составляет $\tau_{ин}^{зр} = 2{,}191$ мс. При этом около каждого сечения заряда будут происходить указанные выше процессы разрушения гранита. Следовательно, при взрыве указанного заряда граммонита 79/21 процесс бризантного разрушения гранита по всей длине этого заряда завершится за время не более чем $\tau_{рз}^{зр} \le 2{,}74$ мс после инициирования нижнего промежуточного детонатора. Причем давление ПД в разрушенном граните с учетом его уменьшения в особой волне разрежения и вследствие расширения зарядной полости будет не более

$$P_{ПД} \le P_Ж \frac{\left(\gamma^2 - 1\right)}{\gamma^3}\left[1 - \frac{2\gamma P_Ж\left(1+\mu\right)}{E}\right] = 4{,}91 \cdot 10^8 \text{ Па.} \qquad (22)$$

Именно под действием этого давления в ПД и будет происходить вылет забойки из скважины и поршневое воздействие этих ПД на разрушенную породу.

• Приведенное в настоящей статье описание закономерностей разрушения горной породы при взрыве в ней одного заряда ПВВ впервые позволило теоретически обосновать давно установленный в практике взрывного дела первый, главный принцип расчета массы заряда ПВВ в виде

$$Q = qV \text{ , кг,} \qquad (23)$$

где Q масса зарядов ПВВ, кг; q – удельный расход, кг/м^3; V – объем разрушаемой породы, м^3. Причем (23) выполняется всегда для любой степени дробления породы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Крюков Г.М., Глазков Ю.В.* Феноменологическая квазистатическо-волновая теория деформирования и разрушения материалов взрывом промышленных ВВ. Отдельные статьи ГИАБ, 2003, №11, - М.: МГГУ, 67 с.
2. *Крюков Г.М., Каширский С.Н., Глазков Ю.В., Жаворонко С.Н.* Развитие одномерной волновой теории Сен-Венана на случай камуфлетного взрыва сосредоточенного и бесконечно-длинного зарядов ПВВ // ГИАБ, Отдельный выпуск, "Взрывное дело" под ред. Белина В.А., 2007, №ОВ7, с. 215-233.
3. *Глазков Ю.В., Крюков Г.М., Жаворонко С.Н.* Теоретические оценки по ФКСВ теории процессов разрушения горных пород камуфлетным взрывом удлиненных зарядов. Записки горного института, - С-Пб.: 2007, т. 171, с. 91-101.
4. *Гриб А.А.* // ПММ, №8, 1944.
5. *Эткин М.Б., Азаркович А.Е.* Взрывные работы в энергетическом и промышленном строительстве. Научно-практическое руководство. – М.: МГГУ, 2004, 317 с. ГИАБ

Коротко об авторе

Крюков Г.М. – профессор, доктор технических наук, кандидат технических наук, Московский государственный горный университет.

Рецензент д-р техн. наук, проф. *В.А. Белин.*