УДК 622.235

Ю.В.ГЛАЗКОВ
ООО «РОКИ ЛТД», Москва, Россия
Г.М.КРЮКОВ
Московский государственный горный университет, Россия
С.Н.ЖАВОРОНКО
ЗАО «ПСУ Гидроспецстрой», Москва, Россия

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ПО ФКСВ ТЕОРИИ ПРОЦЕССОВ РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД КАМУФЛЕТНЫМ ВЗРЫВОМ УДЛИНЕННЫХ ЗАРЯДОВ

Предложена расчетная схема по феноменологической квазистатическо-волновой (ФКСВ) теории для определения параметров зон разрушения при взрыве камуфлетного заряда. Получены соотношения изменения параметров нагружения горных пород от конструкции зарядов взрывчатых веществ.

The settlement circuit on FKSV is offered to the theory for definition of parameters of zones of destruction at explosion camouflet a charge. Parities of change of parameters influence rocks from a design of charges of explosives are received.

Исходные данные. Квазинепрерывная, квазиоднородная, квазиизотропная линейно-упругая порода, разрушаемая взрывом удлиненного заряда промышленного взрывчатого вещества (ПВВ), характеризуется следующими феноменологическими параметрами: ρ – плотностью, кг/м^3; E – модулем упругости (Юнга), Па; μ – коэффициентом Пуассона; $\sigma_{рас}$ – пределом прочности на одноосное растяжение, Па; $\tau_{сдв}$ и $\sigma_{сж}$ – пределом прочности на сдвиг и на одноосное сжатие соотвественно, Па.

Параметры заряда: $d_ç = 2à_0$ – диаметр заряда, м; a_0 – радиус круглой зарядной полости, м; $l_ç$ – длина заряда, м, $l_ç >> d_ç$.

Параметры ПВВ: Δ – плотность заряжания, кг/м^3; Q – теплота быстрого химического превращения ПВВ в продукты детонации (ПД), Дж/кг; D – скорость детонации, м/с; $P_Ж$ – давление ПД в химпике (точке Жуге), Па; γ – показатель изоэнтропы ПД.

Все закономерности установлены в общем виде, вместе с тем для определенности все параметры деформирования и разрушения породы рассчитываются для взрыва граммонита 79/21 в граните при следующих значениях параметров: $\rho = 2{,}7 \cdot 10^3$ кг/м^3; $E = 6{,}6 \cdot 10^{10}$ Па; $\mu = 0{,}22$; $\sigma_{рас} = 1 \cdot 10^7$ Па; $\tau_{сдв} = 2{,}75 \cdot 10^7$ Па; $\sigma_{сж} = 1{,}38 \cdot 10^8$ Па; $a_0 = 0{,}125$ м; $l_ç = 8$ м; $d_ç = 0{,}25$ м; $\Delta = 1{,}1 \cdot 10^3$ кг/м^3; $D = 5{,}02 \cdot 10^3$ м/с; $P_Ж = 6{,}8 \cdot 10^9$ Па; $\gamma = 3{,}08$.

Камуфлетный взрыв бесконечного заряда. Рассмотрение процессов деформирования и разрушения горных пород взрывом удлиненного заряда ПВВ начнем с установления соответствующих закономерностей при мгновенном взрыве в безграничной, упругой, невесомой среде заряда ПВВ, размещенного в бесконечной круговой цилиндрической полости с мгновенным формированием по всей длине полости давления $P_Ж$. Волны, формирующиеся при взрывах зарядов ПВВ в средних и выше по крепости породах, являются упругими и малыми (неударными).

Процессы деформирования породы. Точное решение соответствующей плоской задачи без учета изменения давления в зарядной полости вследствие ее расширения, т.е. при $P = P_Ж = \text{const}$, установлено

Дж.Селбергом [5] и выражается через специальные функции и комплексные интегралы в плоскости отображения, что вызывает серьезные вычислительные трудности при использовании этого решения для анализа напряженно-деформированного состояния и разрушения породы около зарядной полости. Аналогичные обстоятельства имеют место и при использовании для этого анализа решения [4]. Вместе с тем в [5] установлено, что скорости частиц породы на переднем фронте упругой цилиндрической волны убывают с удалением от заряда обратно пропорционально $\sqrt{r}$. Закономерность изменения скоростей частиц породы с удалением от зарядной полости вблизи последней очень быстро принимает вид

$$V = A(\tau)\frac{a_0}{r}, \qquad (1)$$

где $A(\tau)$ – некоторая функция τ упругих параметров среды и давления $P_{Ж}$. Причем именно этой второй составляющей скоростей частиц в цилиндрической волне определяется формирование квазистатических напряжений в породе около зарядной полости.

С учетом этого обстоятельства в [1] предложен способ построения приближенного решения задачи о процессе деформирования упругой среды вблизи бесконечной круговой цилиндрической полости под действием давления $P_{Ж}$ в этой полости, приняв за основу соотношение (1). Соответствующее решение с учетом изменения давления P в зарядной полости вследствие ее расширения впервые приводится в настоящей работе и имеет вид

$$U = \frac{U_0}{k_3}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right)\frac{a_0}{r}; \qquad (2)$$

$$V = V_0 e^{-k_1 k_3 \tau}\frac{a_0}{r}; \qquad (3)$$

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \frac{P_{Ж}}{k_3}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right)\left(\frac{a_0}{r}\right)^2 - 0{,}5 P_{Ж} e^{-k_1 k_3 \tau}\left(\frac{a_0}{r}\right); \qquad (4)$$

$$\sigma_{rr} = -\frac{P_{Ж}}{k_3}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right)\left(\frac{a_0}{r}\right)^2 - P_{Ж} e^{-k_1 k_3 \tau}\left(\frac{a_0}{r}\right); \qquad (5)$$

$$\sigma_{zz} = \mu(\sigma_{\alpha\alpha} + \sigma_{rr}), \qquad (6)$$

где r, α, z – цилиндрическая система координат, в которой ось z направлена по оси бесконечного заряда, а r – перпендикулярна к ней; U – радиальное перемещение частиц породы, м; $\sigma_{\alpha\alpha}$ – нормальное азимутальное напряжение, Па; σ_{rr} – нормальное радиальное напряжение, Па; σ_{zz} – нормальное напряжение, направленное параллельно оси z, Па; $\sigma_{rr}^{сд} = -\frac{Đ_{Æ}}{k_3}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \tau}\right)\left(\frac{a_0}{r}\right)^2$ – квазистатическая составляющая радиального напряжения, Па; $k_1 = \frac{E}{a_0(1+\mu)\rho_{пр} C_1}$, с$^{-1}$; $k_3 = 1 + \frac{2\gamma P_{Ж}(1+\mu)}{E}$; $U_0 = \frac{P_{Ж} a_0 (1+\mu)}{E}$, м; $V_0 = \frac{Đ_{Æ}}{\rho Ñ_1}$, м/с; $\tau = t - (r - a_0)/C_1$ – локальное время для рассматриваемой точки породы на расстоянии r от оси заряда, с; t – время действия ПД на породу, $t = 0$ – начало действия, с.

Изменение давления P в расширяющейся полости определяется соотношением

$$P = P_{Ж}(\rho/\Delta)^{\gamma} = P_{Ж}\left(\frac{a_0}{a}\right)^{2\gamma};$$

$$a = a_0 + U_a(t), \qquad (7)$$

где a – радиус расширяющейся зарядной полости с ПД, м; $U_a(t)$ – радиальное перемещение частиц породы на поверхности этой полости при $r = a_0$,

$$U_a(t) = U_0\left(1 - e^{-k_1 k_3 t}\right)/k_3. \qquad (8)$$

Максимальное значение $U_a(t)$, соответствующее $t = \infty$, для рассматриваемого примера составляет $U_a(\infty) = U_0/k_3 = 0{,}0085$ м и существенно меньше $a_0 = 0{,}125$ м. Поэтому при выводе решения (2)-(6) вместо (7) приближенно принято

$$P = P_{Ж}\left(1 - 2\gamma U / a_0\right). \qquad (9)$$

Соотношения (2)-(6) получены путем решения уравнения

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_1}\left[P_{Æ} - \frac{EUk_3}{a_0(1+\mu)}\right] \qquad (10)$$

при начальных и граничных условиях на стенках зарядной полости ($r = a_0$)

$$U\big|_{t=0} = 0;\ V\big|_{t=0} = -P_{Æ} / \rho \tilde{N}_1;$$

$$\sigma_{rr}\big|_{t=0} = -P_{Ж};\ \sigma_{\alpha\alpha}\big|_{t=0} = -0{,}5P_{Ж}. \qquad (11)$$

Таким образом, коэффициентом k_3 впервые учтено уменьшение давления ПД в зарядной полости вследствие расширения зарядной полости. В свою очередь (10) определено из известного соотношения для скоростей частиц породы в волне:

$$V\big|_{r=a} = \left(P + \sigma_{rr}^{\text{ñò}}\right)/\rho C_1, \qquad (12)$$

где $\sigma_{rr}^{\text{ст}}$ – квазистатическая компонента радиальных напряжений на стенках зарядной полости.

Вторым членом в числителе (12) учтено противодавление сформировавшегося в породе квазистатического поля напряжений, причем $\sigma_{rr}^{\text{ст}} < 0$. При $r \to \infty$ все компоненты напряженно-деформированного состояния стремятся к нулю, т.е. выполняются и условия на бесконечность.

При $t \to \infty$ и $\gamma \to 0$ решение (2)-(6) переходит в известное решение статической задачи Ляме [2]:

$$U = \frac{P_{Ж} a_0 (1+\mu)}{k_3 E}\frac{a_0}{r};\ \ \sigma_{rr} = -\frac{P_{Ж}}{k_3}\left(\frac{a_0}{r}\right)^2;$$

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \frac{P_{Ж}}{k_3}\left(\frac{a_0}{r}\right)^2. \qquad (13)$$

Таким образом, приближенное решение (2)-(6) удовлетворяет всем начальным и граничным условиям и при предельном переходе $t \to \infty$ совпадает со скорректированным решением Ляме для соответствующей статической задачи. Аналогичное приближенное решение, установленное в [1] для камуфлетного взрыва сосредоточенного заряда ПВВ при постоянном P_0 в зарядной полости, очень близко к точному решению. Кроме того, теоретические оценки размеров зон разрушения пород по обоим приближенным решениям удовлетворительно согласуются [1, 3] с данными опытно-промышленного и промышленного ведения взрывных работ. Все эти обстоятельства свидетельствуют о близком к действи-

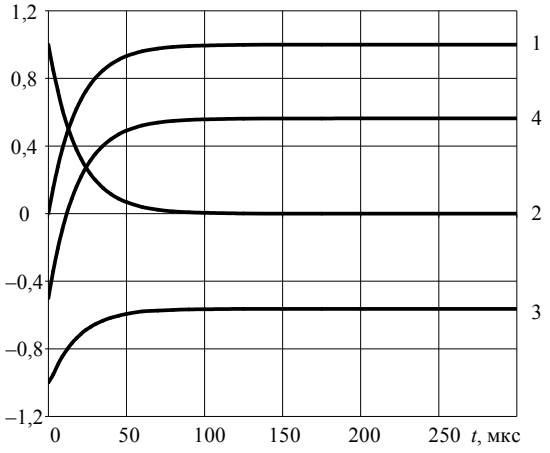


Рис.1. Зависимости от времени относительных величин перемещений, скоростей частиц гранита и напряжений в нем на поверхности зарядной полости при мгновенном взрыве цилиндрического заряда

1 – $\overline{U}_a$; 2 – $\overline{V}_a$; 3 – $\overline{\sigma}_{rr}$; 4 – $\overline{\sigma}_{\alpha\alpha}$

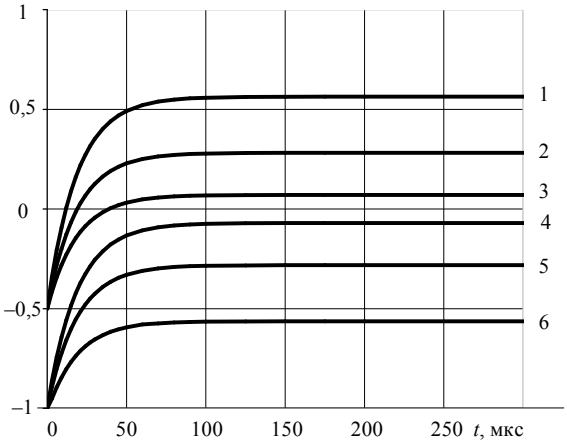


Рис.2. Изменение с течением времени относительных полярных и радиальных напряжений при разных расстояниях от зарядной полости $\bar{r}$

1-3 – $\overline{\sigma}_{\alpha\alpha}$; 4-6 – $\overline{\sigma}_{rr}$; 1, 6 – $\bar{r} = 1$; 2, 5 – $\bar{r} = 2$; 3, 4 – $\bar{r} = 8$

тельности описании по формулам (2)-(6) процессов деформирования породы при камуфлетном взрыве в ней бесконечного заряда ПВВ.

Расчеты, выполненные по соотношениям (2)-(6), показали, что при мгновенном взрыве в породе бесконечного заряда ПВВ распределение напряжений около зарядной полости очень быстро ($\tau_{ст} \geq 80$ мкс) становится квазистатическим, отличаясь от решения статической задачи Ляме не более чем на 2-3 % (рис.1, 2). При этом локальное время τ_*, при котором полярные напряжения $\sigma_{\alpha\alpha} = 0$, будет меньше $\tau_{ст}$ и определяется соотношением

$$\tau_* = \frac{1}{k_1 k_3} \ln\left(1 + 0{,}5\bar{r}\right). \qquad (14)$$

Соответствующий график $\tau_*(\bar{r})$ для рассматриваемого примера представлен на рис.3 (кривая 1).

Также очень быстро (при $\tau = \tau_2$ после прихода в рассматриваемую точку породы взрывной волны) полярные напряжения $\sigma_{\alpha\alpha}$ в этой точке достигают значения $\sigma_{рас}$. После этого в этой точке породы (при $\tau > \tau_2$) начнутся процессы разрушения. Локальное время τ_2 определяется соотношением

$$\tau_2 = \frac{1}{k_1 k_3} \ln \frac{1 + 0{,}5\bar{r}}{1 - \sigma_{рас} \bar{r}^2 k_3 / P_Ж}. \qquad (15)$$

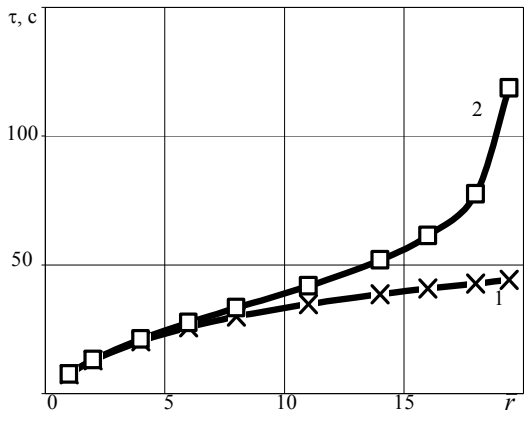


Рис.3. Зависимости времени $\tau_*(\sigma_{\alpha\alpha} = 0)$ и $\tau_2(\sigma_{\alpha\alpha} = \sigma_{рас})$ от $\bar{r}$

1 – τ_*; 2 – τ_2

Зависимость $\tau_2(\bar{r})$ для рассматриваемого примера приведен на рис.3 (кривая 2).

В заключение отметим, что приведенные выше выводы, формулы (14), (15) и другие оценки установлены по соотношениям (2)-(6), описывающим приближенное решение поставленной задачи, приняв за основу распределение (1). В действительности же распределение скоростей частиц породы в цилиндрической волне, распространяющейся от зарядной полости после взрыва в ней бесконечного заряда ПВВ, содержит еще по крайней мере один член, обратно пропорциональный $\sqrt{r}$. Поэтому формирование квазистатического поля напряжений около зарядной полости будет происходить даже несколько быстрее, чем это установлено соотношениями (2)-(6).

Проанализировав процесс деформирования породы взрывом бесконечного заряда, отметим, что для рассматриваемого примера максимальное расширение зарядной полости $a = a_0 + U_0 / k_3 = 0{,}1308$ м, при этом давление в зарядной полости уменьшится до $0{,}663\, P_Ж$.

Процессы разрушения породы. В феноменологической квазистатистическо-волновой теории [1] на основе обобщения результатов большого количества исследований принято, что при взрывах зарядов ПВВ в горных породах происходят три основных процесса их разрушения:

- радиальное трещинообразование в результате достижения растягивающими полярными напряжениями критических значений $\sigma_{\alpha\alpha} = \sigma_{рас}$. При этом в породе формируются клиновидные сектора;
- разрушение клиновидных секторов на отдельные куски при достижении радиальными сжимающими напряжениями критических значений $\sigma_{rr} = 2\tau_{сдв}$, в результате чего в клиновидных секторах формируются трещины сдвига, образующие с направлением r углы в 30-60°;
- интенсивное мелкодисперсное дробление породы на частицы размером $l_÷ \leq 0{,}5$ мм, происходящее при достижении радиальными сжимающими напряжениями

значений $\sigma_{rr} \geq \sigma_{\text{мд}}$. Напомним, что ранее для $\sigma_{\text{мд}}$ было установлено следующее соотношение:

$$\sigma_{\text{ïä}} = 13[1 + 0{,}079(f - 15) + 0{,}0019\,(f - 15)^2]\,10^8, \qquad (16)$$

где f – коэффициент крепости пород по М.М.Протодьяконову.

Причем, как известно, предел прочности пород на одноосное растяжение $\sigma_{\text{рас}}$ существенно меньше $\sigma_{\text{сж}}$ и $\tau_{\text{сдв}}$.

Рассмотрим более подробно указанные процессы разрушения породы в представленной задаче. Прежде всего, подчеркнем ряд фактов.

1. Передний фронт взрывной волны не является одновременно и фронтом разрушения породы, поскольку на этом фронте волны все напряжения сжимающие [см. формулы (4)-(6)].

2. За передним фронтом взрывной волны происходит упругое деформирование породы с очень быстрой трансформацией напряженно-деформированного состояния от всестороннего сжатия к квазистатическому, при котором полярные напряжения становятся растягивающими (см. рис.1, 2).

Любой процесс разрушения пород – это формирование и развитие одной или нескольких трещин. Для рассматриваемой задачи – разрушения горных пород мгновенным взрывом бесконечного заряда ПВВ – время развития каждого из указанных процессов разрушения в любой точке породы

$$\tau_{\text{раз}} = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3, \qquad (17)$$

где $\tau_1 = \dfrac{r - a_0}{C_1}$ – время прихода взрывной волны в рассматриваемую точку породы для радиального трещинообразования, с; τ_2 – время формирования в этой точке породы критических напряжений для разрушения клиновидных секторов, с; τ_3 – время развития конкретного процесса разрушения для мелкодисперсного дробления пород, с.

С учетом установленных выше закономерностей деформирования породы взрывом бесконечного заряда ПВВ и указанных процессов разрушения пород будем считать, что первым происходит процесс формирования в породе радиальных трещин. Радиус зоны радиального трещинообразования

$$b_0 = a_0 \sqrt{P_{\text{Ж}} / k_3 \sigma_{\text{рас}}}, \qquad (18)$$

где $b_0 = 2{,}45$ м.

Для этого процесса величины $\tau_{1,1}$ и $\tau_{2,1}$ [см. формулы(17) и (15)] установлены. Время развития радиальной трещины в заданной точке породы оценивается по формуле

$$\tau_{3,1} = d_{\text{х}} / C^{\text{ä}}_{\text{òp}}, \qquad (19)$$

где $d_{\text{х}}$ – характерный линейный размер разрушаемой трещиной части породы, м; $C^{\text{д}}_{\text{тр}}$ – скорость развития трещин при интенсивном динамическом нагружении, м/с.

В качестве $d_{\text{хт}}$ выбран параметр ориентации $l_{\text{ор}}$, при котором любая часть породы с линейными размерами не менее $l_{\text{ор}} = 10 d_{\text{кр}} = 5$ см, где $d_{\text{кр}}$ – средний размер зерен породы, может быть принята как среда квазинепрерывная, квазиоднородная, квазиизотропная. В теории трещин доказано, что при интенсивном динамическом нагружении твердых тел скорость развития индивидуальных трещин ограничена значением $C^{\text{д}}_{\text{тр}} = 0{,}4 C_1$. Таким образом, для рассматриваемого примера оценочное значение $\tau_{3,1} = 23{,}7$ мкс, так что на поверхности зарядной полости развитие радиальных трещин в соответствии с (17) произойдет через $\tau_{\text{раз}}\big|_a = 0 + 7{,}6 + 23{,}7 = 31{,}3$ мкс, когда напряженное состояние породы будет близко к квазистатическому.

На границе $r = b_0$ процесс радиального трещинообразования завершится через $\tau_{\text{раз}}\big|_{b_0} = 440{,}1 + 119{,}0 + 23{,}7 \approx 583$ мкс после начала воздействия ПД на гранит. При этом распределение напряжений в породе при $r = b_0$ в этот момент будет отличаться от статического на доли процента.

Развитие радиальных трещин в породе приводит к формированию в ней свободных поверхностей, на которых полярные напряжения $\sigma_{\alpha\alpha}$ должны быть равны нулю. Соответствующий процесс перераспределения напряжений в этой части породы происходит путем формирования и распространения поверхностных волн по свободным поверхностям трещин. Скорость поверхностных волн существенно меньше C_1, поэтому происходящее в зоне радиального трещинообразования перераспределение напряжений не может заметно изменить напряженно-деформированное состояние в распространяющейся по породе взрывной волне. Сразу же после развития радиальных трещин не успевают произойти и заметные изменения радиальных напряжений сжатия σ_{rr} в зоне радиального трещинообразования, поэтому их значения в этой зоне приближенно принимаются равными (5) при $\sigma_{\alpha\alpha} = 0$. Таким образом, в локальных точках породы характер напряженно-деформированного состояния после развития радиальных трещин будет близок к одноосному сжатию при изменении σ_{rr} с увеличением r по (5). С учетом этих обстоятельств рассмотрим особенности второго процесса разрушения горных пород – разрушения клиновидных секторов на отдельные куски.

Радиус зоны разрушения клиновидных секторов

$$b_\tau = a_0\sqrt{P_Ж / k_3 2\tau_{сдв}}\ . \qquad (20)$$

Для рассматриваемого примера $b_\tau = 1{,}04$ м. В соответствии с изложенными выше предположениями этот процесс происходит после формирования радиальных трещин при $|\sigma_{rr}| > 2\tau_{сдв}$. Следовательно, момент прихода взрывной волны в рассматриваемую точку породы $\tau_{1,2} = \tau_{1,1} = \dfrac{r - a_0}{C_1}$. Время формирования в этой точке породы критического напряженно-деформированного состояния $\tau_{2,2} = \tau_{2,1} + \tau_{3,1}$, т.е. равно времени процесса радиального трещинообразования в рассматриваемой точке породы. Время развития трещин сдвига в заданной точке породы

$$\tau_{3,2} = l_{ê} / 0{,}4\tilde{N}_1, \qquad (21)$$

где $l_{ê}$ – линейный размер кусков породы, достигающий 50 см на границе зоны разрушения клиновидных секторов, при $r = b_\tau$.

Значению $l_{ê} = 50$ см для рассматриваемого примера соответствует $\tau_{3,2}\big|_{b_\tau} = 240$ мкс. Необходимо еще раз подчеркнуть, что сразу же после развития радиальной трещины в некоторой точке породы на расстоянии $r < b_\tau$ от оси заряда в породе формируется напряженное состояние вида $|\sigma_{rr}| > 2\tau_{сдв}$, а $\sigma_{\alpha\alpha} = 0$, под действием которого сразу же после формирования этой трещины начнется процесс разрушения клиновидных секторов. Причем σ_{rr}, рассчитываемое по (5) для соответствующих моментов времени, отличается от статических значений (по Ляме) на доли процентов. Процесс разрушения клиновидных секторов закончится через $\tau_{раз}\big|_{b_\tau} = 173 + 34 + 24 + 240 = 470$ мкс после начала действия ПД на породу, т.е. даже раньше, чем завершится в ней процесс радиального трещинообразования.

Радиус зоны мелкодисперсного дробления

$$b_* = a_0\sqrt{P_Ж / k_3\sigma_{мд}}\ , \qquad (22)$$

где $\sigma_{мд} = 11{,}8\cdot10^8$ Па; $b_* = 0{,}225$ м.

Этот процесс происходит сразу же после формирования радиальных трещин в точках породы, где $|\sigma_{rr}| \ge \sigma_{мд}$ и $\sigma_{\alpha\alpha} \approx 0$, при этом $\tau_{1,3} = \tau_{1,2} = \tau_{1,1} = r - a_0 / C_1$, а $\tau_{2,3} = \tau_{2,2} = \tau_{2,1} + \tau_{3,1}$. Это значит, что время формирования критических напряжений, соответствующих интенсивному мелкодисперсному дроблению пород, соответствует моменту формирования радиальных тещин. Время самого мелкодисперсного дробления, соответствующее времени разрушения зерен (кристаллитов) породы и на внешней границе этой зоны, приближенно

$$\tau_{3,3} = d_{\text{кр}} / 0{,}4C_1, \qquad (23)$$

где $d_{\text{кр}}$ – средний размер кристаллитов породы, $d_{\text{кр}} = 5$ мм.

Для рассматриваемого примера $\tau_{3,3} = 2{,}4$ мкс, а сам процесс мелкодисперсного дробления породы с момента начала воздействия ПД на породу закончится при $\tau_{\text{раз}}\big|_{b_*} = 19 + 12{,}824 + 2{,}4 \cong 50$ мкс. Этот процесс завершится намного быстрее, чем процесс развития в породе радиальных трещин. Хотя в локальной точке породы сначала формируются радиальные трещины и лишь потом происходит разрушение клиновидных секторов и мелкодисперсное дробление породы. И в этом случае значения σ_{rr}, определенные по (5), для расчета процесса мелкодисперсного дробления породы отличаются от статических (по Ляме) на проценты.

Приведенные теоретические оценки свидетельствуют о практически одновременном протекании всех трех процессов разрушения горных пород при взрывах в последних удлиненных зарядов ПВВ, что согласуется с результатами экспериментальных исследований и опытно-промышленных взрывных работ. При этом все процессы разрушения пород происходят в тех точках породы, в которых напряженно-деформированное состояние практически полностью трансформировалось в решение [2] в виде

$$\sigma_{rr} = -\frac{P_{\text{Ж}}}{k_3}\left(\frac{a_0}{r}\right)^2; \quad \sigma_{\alpha\alpha} = -\sigma_{rr}. \qquad (24)$$

Напомним, в (24) параметром k_3 учтено уменьшение с течением времени давления в зарядной полости вследствие ее расширения.

Этот факт – формирование одним и тем же распределением напряжений (24) разных процессов разрушения пород при взрывах удлиненных зарядов ПВВ – теоретически подтверждает достоверность давно установленного эмпирически соотношения, принятого всеми как главный принцип расчета параметров БВР, имеющего вид

$$M = qV, \qquad (25)$$

где M – масса зарядов ПВВ, кг; q – удельный расход, кг/м^3; V – объем разрушаемой взрывом породы, м^3.

Как известно [3], соотношение (25) применяется для расчета массы зарядов практически всегда для любой степени дробления разных пород взрывом зарядов различных типов ПВВ с использованием соответствующих значений q.

Камуфлетный взрыв удлиненного заряда ПВВ конечной длины. Взрывные работы в промышленности выполняются, как правило, с точечным инициированием удлиненных зарядов ПВВ конечной длины. От точки инициирования по заряду со скоростью D распространяется автомодельная детонационная волна (АДВ), в которой происходит быстрое химическое превращение ПВВ в газообразные ПД. Эта волна имеет очень быстро возрастающий передний фронт – химпик (точку Жуге), на которой термодинамические параметры ПД имеют следующие значения:

$$V_{\text{ПД}} = D/(\gamma+1); \; W = D\gamma/(\gamma+1);$$

$$P_{\text{Ж}} = \Delta D^2/(\gamma+1); \; \rho_{\text{ж}} = \Delta(\gamma+1)/\gamma, \qquad (26)$$

где $V_{\text{ПД}}$ – массовая скорость частиц ПД, направленная параллельно оси заряда в сторону распространения фронта детонационной волны, м/с; W – скорость распространения продольных волн в ПД за химпиком, м/с; $P_{\text{Ж}}$ – давление ПД в химпике. Для идеализированного случая взрыва заряда в цилиндрической полости с абсолютно жесткими стенками установлено точное решение для процессов формирования и распространения АДВ по заряду ПВВ, имеющее следующие особенности:

1. АДВ имеет длину l (в метрах), равную половине пути, пройденного этой волной по заряду от точки инициирования

$$l = 0{,}5Dt, \qquad (27)$$

где t – время с момента точечного инициирования заряда, с.

2. Плотность ПД в АДВ убывает с удалением фиксированного сечения заряда от химпика по закону:

$$\overline{\rho} = 1 - (1 - \overline{\rho}_k)\overline{z}\,, \quad 0 \le \overline{z} \le 1, \qquad (28)$$

где $\overline{\rho}_k = \rho_k / \rho_{\text{Ж}}$; $\rho_k = 8\Delta/9$; $\overline{z} = z/l$; z – расстояние рассматриваемого сечения зарядной полости до химпика, м, причем $z = 0$ соответствует моменту прихода химпика в рассматриваемое сечение зарядной полости, а $z = l$, $(\overline{z} = 1)$ – когда химпик ушел от него на расстояние l. Здесь введена подвижная (относительно наблюдателя) цилиндрическая система координат (r, α, z), начало которой размещено в химпике, а положительное направление оси z – в сторону точки инициирования. Поэтому в этой системе координат по мере распространения АДВ по заряду точка инициирования заряда от химпика удаляется со скоростью D.

3. Давление ПД в любом сечении зарядной полости рассчитывается по формуле

$$P = P_{\text{Ж}}(\rho / \rho_{\text{Ж}})^{\gamma}. \qquad (29)$$

В начальной половине пути ($1 \le \overline{z} \le 2$), пройденного АДВ по заряду, формируется зона «покоя», в которой скорости частиц ПД равны нулю, а их плотность постоянно равна ρ_k, давление составляет $P_k \cong 0{,}25 P_{\text{Ж}}$.

Приближенное решение (например, типа (2)-(6)) для камуфлетного взрыва удлиненного заряда ПВВ при точечном его инициировании с учетом соотношений (26)-(29) встречает непреодолимые математические трудности. Поэтому для выяснения особенностей деформирования и разрушения горных пород при взрывах в них удлиненных зарядов конечной длины при их точечном инициировании разработан алгоритм численного решения соответствующей задачи, основой которого является гипотеза плоских сечений. В соответствии с последней после прихода АДВ в данное сечение заряда в породе формируются только радиальные перемещения и скорости, а также напряжения в соответствии с (2)-(6) с учетом изменения давления в данном сечении зарядной полости по (28) и (29). Последовательность поцикличных расчетов по этому алгоритму следующая*.

Первый цикл расчета:

1. Изменение давления в заданном сечении зарядной полости с удалением от него АДВ:

- интервал времени $\Delta\tau$ = 1,5 мкс;
- удаление химпика от исходного сечения $\Delta z_1 = D \cdot \Delta\tau (7{,}5 \cdot 10^3)$ м;
- $\Delta\overline{z} = \Delta z / l$ 0,015;
- по формуле (28) ρ_1 – плотность ПД в конце первого цикла (0,9951 $\rho_{\text{ж}}$);
- по формуле (29) давление ПД в АДВ к концу первого цикла в рассматриваемом сечении зарядной полости $P_{1\text{ДВ}} = P_{\text{Ж}}(\rho_1 / \rho_{\text{Ж}})^{\gamma}$ (0,98537 $P_{\text{Ж}}$).

Уменьшение давления ПД в АДВ для фиксированного сечения зарядной полости к концу первого цикла $\Delta P_{1\text{ДВ}} = P_{\text{Ж}} - P_{1\text{ДВ}}$ (0,01463 $P_{\text{Ж}}$).

2. Напряжения в породе около зарядной полости и ее расширение в конце первого цикла:

- квазистатическая составляющая радиального напряжения

$$\Delta\sigma^{\text{ст}}_{rr,1} = -P_{\text{Ж}} / k_3 \left(1 - e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}\right) \ (-0{,}043723\ P_{\text{Ж}});$$

- по (5) полное значение радиального напряжения

$$\sigma_{rr,1} = \Delta\sigma^{\text{ст}}_{rr,1} - P_{\text{Ж}} e^{-k_1 k_3 \Delta t} \ (-0{,}96614 P_{\text{Ж}});$$

- по (4) полярное напряжение

$$\sigma_{\alpha\alpha} = P_{\text{Ж}} / k_3 \left(1 - e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}\right) - 0{,}5 P_{\text{Ж}} e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}$$

$$(-0{,}45628\ P_{\text{Ж}});$$

- по (2) приращение радиуса зарядной полости

$$U_{0,1} = P_{\text{Ж}} a_0 (1 + \mu) / E \ (0{,}015712);$$

---

* В скобках приведен конкретный расчет для рассматриваемого примера, полагая $l = 0{,}5$ и принимая $\rho_k = \frac{8}{9}\Delta$, при $\rho_{\text{Ж}} = 1{,}457 \cdot 10^3$ кг/м^3, так что в соответствии с (26) $\overline{\rho}_k = 0{,}6711$.

$\Delta U_1 = U_{0,1} / k_3 \left(1 - e^{-k_1 k_3 \Delta t}\right)$ $(6{,}8697 \cdot 10^{-4})$;

• радиус зарядной полости в конце первого цикла $a_1 = a_0 + \Delta U_1$ (0,12569 м);

• давление ПД в зарядной полости с учетом ее расширения $P_{1,ш} = P_Ж (a_0 / a_1)^{2\gamma}$ $(0{,}96765 P_Ж)$.

Уменьшение давление ПД в заданном сечении зарядной полости за счет ее расширения к концу первого цикла $\Delta P_{1,ш} = P_Ж - P_{1,ш}$ $(0{,}03235 P_Ж)$.

Общее уменьшение давления в заданном сечении зарядной полости в конце первого цикла $\Delta P_1 = \Delta P_{1,ДВ} + \Delta P_{1,ш}$ $(0{,}04698 P_Ж)$, а само давление в этом сечении $P_{ДВ,1} = P_Ж - \Delta P_1$ $(0{,}9342 P_Ж)$.

Второй цикл расчета:

1. Изменение давления в заданном направлении зарядной полости с удалением от него АДВ:

• интервал времени действия АДВ в конце второго цикла $2\Delta\tau$ (3 мкс);

• удаление химпика от исходного сечения $\Delta z_2 = 2D\Delta\tau$ (0,015);

• $\Delta \bar{z}_2 = \Delta z_2 / l$ (0,03);

• по (28) ρ_2 – плотность ПД в конце второго цикла $(0{,}99013\, \rho_Ж)$;

• по (29) давление ПД в АДВ к концу второго цикла в рассматриваемом сечении зарядной полости $P_{2,ДВ} = P_Ж (\rho_2 / \rho_Ж)^{\gamma}$ $(0{,}97069\, P_Ж)$.

Уменьшение давления ПД в АДВ к концу второго цикла $\Delta P_{2,ДВ} = P_{1,ДВ} - P_{2,ДВ}$ $(0{,}01468 P_Ж)$.

2. Напряжения в породе около зарядной полости и ее расширение в конце второго цикла:

• расчеты выполняются по (2)-(6). При этом избыточное давление в зарядной полости в начале второго цикла $P_2 = P_Ж - \Delta P_1 - \Delta\sigma_{rr}^{ст}$ $(0{,}90930 P_Ж)$;

• начальный радиус зарядной полости $a_{0,2} = a_1$ (0,12569 м);

• приращение квазистатического радиального напряжения на поверхности зарядной полости $\Delta\sigma_{rr,2}^{ст} = -P_2 \left(1 - e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}\right) / k_3$ $(-0{,}039757 P_Ж)$;

• полная величина квазистатической составляющей радиального напряжения на поверхности заданной полости $\sigma_{rr,2} = \Delta\sigma_{rr,1}^{ст} + \Delta\sigma_{rr,2}^{ст}$ $(-0{,}083480 P_Ж)$;

• полное значение радиального напряжения на поверхности зарядной полости $\sigma_{rr,2} = \sigma_{rr,2}^{ст} - P_1 e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}$ $(-0{,}92224 P_Ж)$;

• полярное напряжение $\sigma_{\alpha\alpha}$ на поверхности зарядной полости $\sigma_{\alpha\alpha,2} = -\sigma_{rr,2}^{ст} - 0{,}5 P_2 e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}$ $(-0{,}33589 P_Ж)$;

• по (2) приращение радиуса зарядной полости $U_{0,2} = P_2 a_{0,2} (1 + \mu) / E$ (0,014365 м); $\Delta U_{0,2} = U_{0,2} \left(1 - e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}\right) / k_3$ $\left(6{,}2811 \cdot 10^{-4}\right)$;

• полное увеличение радиуса зарядной полости $U_2 = \Delta U_1 + \Delta U_2$ $(1{,}3178 \cdot 10^{-3}$ м);

• радиус зарядной полости в конце второго цикла $a_2 = a_1 + \Delta U_2$ (0,12631 м);

• давление ПД в зарядной полости с учетом ее расширения $P_{2,д} = Р_2 (\dot{a}_1 / a_2)^{2\gamma}$ $(0{,}97091 P_2)$.

При этом уменьшение давления ПД в заданном сечении зарядной полости за счет ее расширения к концу второго цикла составит $\Delta Р_{2,д} = Р_2 - Р_{2,д}$ $(0{,}02909 P_2 = 0{,}026452 P_Ж)$.

Общее уменьшение давления в заданном сечении зарядной полости в конце второго цикла $\Delta Р_2 = \Delta Р_{2,ÄÂ} + \Delta Р_{2,д}$ $(0{,}04114\, P_Ж)$.

Полное уменьшение давления ПД в заданном сечении зарядной полости к концу второго цикла $\Delta P_2^{об} = \Delta P_1 + \Delta P_2$ $(0{,}073482 P_Ж)$, а само давление в этом сечении $P_{ДВ,2} = P_Ж - \Delta P_2^{об}$ $(0{,}92652 P_Ж)$.

Третий цикл расчета:

1. Изменение давления в заданном сечении зарядной полости с удалением от нее АДВ:

• интервал времени действия АДВ в конце третьего цикла $3\Delta\tau$ (4,5 мкс);

• удаление химпика от исходного сечения $\Delta z_3 = 3D\Delta\tau$ (0,0225);

• $\Delta\bar{z}_3 = \Delta z_3 / l$ (0,045);

• по (28) ρ_3 – плотность ПД в конце третьего цикла $(0{,}9852\,\rho_{\text{Ж}})$;

• по (29) давление ПД в АДВ к концу третьего цикла в рассматриваемом сечении зарядной полости

$$P_{3,\text{ДВ}} = P_{\text{Ж}}(\rho_3 / \rho_{\text{Ж}})^{\gamma} \quad (0{,}95625\,P_{\text{Ж}}).$$

Уменьшение давления ПД в АДВ к концу третьего цикла составит $\Delta P_{3,\text{ДВ}} = P_{2,\text{ДВ}} - P_{3,\text{ДВ}}$ $(0{,}01444P_{\text{Ж}})$.

2. Напряжения в породе около зарядной полости и ее расширение в конце третьего цикла:

• расчеты выполняются по (2)-(6). При этом избыточное давление в зарядной полости в начале третьего цикла $P_3 = P_2 - \Delta P_2^{\text{об}} - \Delta\sigma_{rr,2}^{\text{ст}}$ $(0{,}75234P_{\text{Ж}})$;

• начальный радиус зарядной полости $a_{0,3} = a_2$ (0,12631 м);

• приращения квазистатического радиального напряжения на поверхности зарядной полости рассчитываются по формуле $\Delta\sigma_{rr,3}^{\text{ст}} = -P_3 / k_3\left(1 - e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}\right)$ $(-0{,}032894P_{\text{Ж}})$;

• полная величина квазистатической составляющей радиального напряжения на поверхности заданной полости $\sigma_{rr,3} = \Delta\sigma_{rr,1}^{\text{ст}} +$ $+ \Delta\sigma_{rr,2}^{\text{ст}} + \Delta\sigma_{rr,3}^{\text{ст}}$ $(-0{,}11637P_{\text{Ж}})$;

• полное значение радиального напряжения на поверхности зарядной полости $\sigma_{rr,3} = \sigma_{rr,3}^{\text{ст}} - P_3 e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}$ $(-81034P_{\text{Ж}})$;

• полярное напряжение $\sigma_{\alpha\alpha}$ на поверхности зарядной полости $\sigma_{\alpha\alpha,3} =$ $= -\sigma_{rr,3}^{\text{ст}} - 0{,}5P_3 e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}$ $(-0{,}23062P_{\text{Ж}})$;

• по (2) приращение радиуса зарядной полости $U_{0,3} = P_3 a_{0,3}(1+\mu)/E$ (0,015877 м); $\Delta U_{0,3} = U_{0,3}\left(1 - e^{-k_1 k_3 \Delta\tau}\right)/k_3$ $\left(6{,}94184\cdot 10^{-4}\right)$. При этом полное увеличение радиуса зарядной полости $U_3 = \Delta U_1 + \Delta U_2 + \Delta U_3$ $(2{,}0120\cdot 10^{-3}$ м);

• радиус зарядной полости в конце третьего цикла $a_3 = a_2 + \Delta U_3$ (0,12700 м);

• давление ПД в зарядной полости с учетом ее расширения $P_{3,\text{ð}} = Ð_3\left(\dot{a}_2 / a_3\right)^{2\gamma}$ $\left(0{,}96784P_3 = 0{,}7281P_{\text{Ж}}\right)$.

Уменьшение давления ПД в заданном сечении зарядной полости за счет ее расширения к концу третьего цикла $\Delta Ð_{3,\text{ð}} = Ð_3 - Ð_{3,\text{ð}}$ $\left(0{,}024194P_{\text{Ж}}\right)$.

Общее уменьшение давления в заданном сечении зарядной полости в конце третьего цикла $\Delta Ð_3 = \Delta Ð_{3,\text{ÄÂ}} + \Delta Ð_{3,\text{ð}}$ $(0{,}038634\,P_{\text{Ж}})$.

Полное уменьшение давления ПД в заданном сечении зарядной полости к концу третьего цикла $\Delta P_3^{\text{об}} = \Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3$ $\left(0{,}11212\ P_{\text{Ж}}\right)$, а само давление в этом сечении $P_{\text{ДВ},3} = P_{\text{Ж}} - \Delta P_3^{\text{об}}$ $\left(0{,}88788\,P_{\text{Ж}}\right)$.

Аналогичные расчеты (4, 5-й циклы и т.д.) приближенной последовательной оценки расширения зарядной полости, снижения в ней давления и формирования в породе напряжений с течением времени при учете изменения давления в АДВ (по мере ее удаления от заданного сечения зарядной полости [см. формулы (28), (29)] и вследствие расширения полости под действием ПД на породу [см. формулы (2)-(6)] выполнялись до тех пор, пока избыточное давление в зарядной полости P_i (приблизительно расчета) не становилось равным нулю. В рассматриваемом примере расчета (при $l = 0{,}5$ м) такое равновесное положение наступило при $\tau_{\text{ðàâí}} \cong 45$ мкс. При этом давление в зарядной полости $P_{\text{ДВ}}^{\text{рв}} = 0{,}375P_{\text{Ж}}$. В то время как при мгновенном взрыве бесконечного заряда оно происходит при $\tau_{\text{ðàâí}} \cong 88$ мкс при давлении в зарядной полости $P_{\text{ДВ}}^{\text{рв}} = 0{,}663P_{\text{Ж}}$. В первом случае (заряд конечной длины) b_0 – радиус зоны регулируемого дробления составил всего $0{,}9b_{0,\infty}$, где $b_{0,\infty} = 2{,}45$ м –

радиус этой зоны при взрыве бесконечного заряда.

Аналогичные расчеты были выполнены для ряда значений l. Соответствующие зависимости параметров нагружения и разрушения породы с изменением l представлены на рис.4. Главный вывод из этих оценок состоит в том, что с увеличением длины зарядов существенно увеличивается $Ð_ä^{ðâ}$ в заданном сечении полости, при котором формируется уравновешенное состояние породы около этой полости, поэтому при $l_ç \geq 4d_ç$ процессы деформирования и разрушения пород отличаются от соответствующих процессов при взрывах бесконечных зарядов не более чем на 5 %. При этом с увеличением l при $l \geq 4d_ç$ намного увеличивается поршневой эффект действия взрыва на разрушенную горную массу при незначительном увеличении радиуса зоны регулируемого дробления.

Из приведенных расчетов следует также, что на расстоянии $z \leq d_ç$ от точки инициирования заряда радиус регулируемого дробления на 15 % и более меньше возможного для данной пары «порода-заряд ПВВ». Это теоретически подтверждает известный факт о недостаточной степени разрушения пород по СПП, если промежуточный детонатор небольшой мощности располагается на линии подошвы уступа.

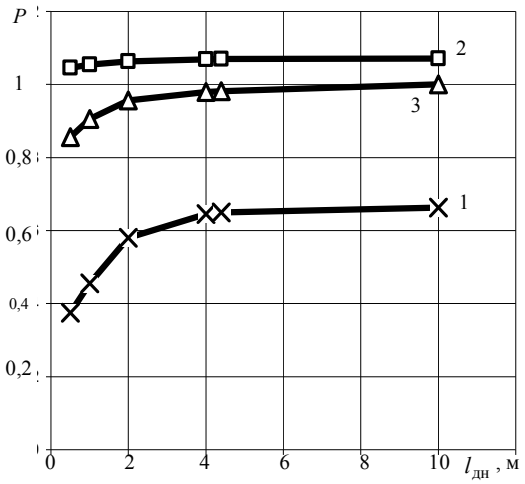


Рис.4. Изменение параметров нагружения пород с изменением длины зарядов

1 – $\overline{P}_{ДВ}^{рв} = P_{ДВ}^{рв} / P_{Ж}$; 2 – $\overline{a} = a / a_0$; 3 – $\overline{b}_{0,i} = b_{0,i} / b_{0,\infty}$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Крюков Г.М.* Феноменологическая квазистатическо-волновая теория деформирования и разрушения материалов взрывом промышленных ВВ / Г.М.Крюков, Ю.В.Глазков; МГГУ. М., 2003. 67 с.

2. *Крюков Г.М.* Напряженное равновесное состояние среды с полостью с учетом ее расширения в линейном приближении / Г.М.Крюков, Э.А.Дугарцыренова, А.В.Дугарцыренов // Обозрение прикладной и промышленной математики. 2005. Т.12. Вып.6. С.103-105.

3. Нормативный справочник по буровзрывным работам / Ф.А.Авдеев, В.Л.Барон, Н.В.Гуров, В.Х.Кантор. М.: Недра, 1986. 511 с.

4. *Огурцов К.И.* Оценка упругого волнового поля в различных точках обнажения поверхности от одного и двух углубленных зарядов / К.И.Огурцов, Д.Н.Климова // Известия вузов. Горный журнал. 1967. № 4. С.71-77.

5. *SelbergH.L.* Trasient Compression Wave from Spherical and Cilindrical Cavities, Arkiv Fisik, 5 1952. ?.97-108.