УДК 534.222

МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА НА НАСЫЩЕННУЮ ЖИДКОСТЬЮ СРЕДУ

А. Н. Поляничев

(Москва)

В настоящее время довольно полно изучен и продолжает интенсивно изучаться вопрос о воздействии камуфлетного взрыва на монолитную среду (см., например, [1, 2]). В то же время действие взрыва на пористую насыщенную хрупкую среду пока практически не исследовано, хотя оно имеет большое прикладное значение.

В данной работе сделана попытка теоретического построения модели для расчета действия камуфлетного взрыва на насыщенную жидкостью хрупкоразрушаемую среду. При этом учитывается возможность вытекания жидкости из образовавшихся при разрушении блоков и стержней в окружающие их пустоты и трещины. В модели пренебрегается сжимаемостью твердой фазы по сравнению со сжимаемостью скелета и жидкости и считается, что средние «макроскорости» жидкости и твердого скелета совпадают, несмотря на наличие микроперетоков жидкости.

Выписана полная система уравнений для сферически-симметричного движения. Рассмотрены предельные случаи, когда переток жидкости отсутствует и когда он столь большой, что давления жидкости в блоках (стержнях) разрушенной среды и окружающих их пустотах выравниваются за времена, много меньшие характерного времени изменения остальных параметров среды при взрыве. В последнем случае сделаны квазистатические оценки размеров зон разрушения и области зоны дробления, где давление жидкости из-за дилатансии падает до нуля.

Общие уравнения. Для сферически-симметричного взрывного движения всегда имеют место уравнения сохранения массы и импульса [1, 2]:

$$d\rho/dt = -\rho\varepsilon,\ \rho dv/dt = \partial\Gamma_r/\partial r + 2(\Gamma_r - \Gamma_\theta)/r, \tag{1}$$

где r — радиус; t — время; ρ — плотность среды; v — скорость среды (средняя скорость жидкости считается совпадающей со скоростью твердой фазы); $d/dt = \partial/\partial t + v\partial/\partial r$; $\varepsilon = \partial v/\partial r + 2v/r$; Γ_r, Γ_θ — соответственно полные радиальные и азимутальные напряжения в среде.

Уравнение изменения пористости m найдем из соотношений баланса объемов. Так как твердая фаза считается несжимаемой, то изменение объема среды V, имеющего массу $M = \rho V$, совпадает с изменением объема порового пространства $V_p : dV = dV_p$. Используя определение $m = V_p/V$, найдем $dm = (1-m)dV/V = -(1-m)d\rho/\rho$ и

$$dm/dt = (1-m)\varepsilon,\ m(\rho) = 1-(1-m_\infty)\rho/\rho_\infty, \tag{2}$$

где индекс ∞ означает фоновые (до взрыва) значения переменных. Уравнение (2) можно также получить, используя результаты работы [3].

Зона упругих деформаций. В зоне упругих деформаций к (1), (2) добавляются уравнения Гука

$$\beta_e d\Gamma/dt = -\varepsilon,\ d(\Gamma_r - \Gamma_\theta)/dt = 2G\gamma,$$

где $\gamma = \partial v/\partial r - v/r$ — скорость сдвиговых деформаций; G — модуль сдвига; β_e — сжимаемость неразрушенной среды, которую можно выразить через сжимаемости скелета β_s и жидкости β_f. По определению, для среды с точечными контактами зерен и несжимаемой твердой фазой $dV = -V\beta_s d(\Gamma - p)$, $dV_p = -V_p\beta_f dp$. Из условия $dV = dV_p$ находим $dp/d\Gamma = \beta_s/(\beta_s + m\beta_f)$ и

$$\beta_e = m\beta_f\beta_s/(\beta_s + m\beta_f), \tag{3}$$

что совпадает с результатами работ [4, 5]. Аналогично, используя соотношения баланса объемов, найдем изменения плотности жидкости ρ_f и ее давления p. Поскольку при деформировании масса жидкости $\rho_f V_p = \mathrm{const}$, то

$$\frac{d\rho_f}{dt} = -\frac{\rho_f \varepsilon}{m}, \quad \frac{\rho_f(\rho)}{\rho_{f\infty}} = \frac{m_\infty \rho/\rho_\infty}{1-(1-m_\infty)\rho/\rho_\infty},$$
$$\frac{dp}{dt} = \frac{-\varepsilon}{m\beta_f}, \quad p(\rho) - p_\infty = \frac{\rho/\rho_\infty - 1}{\beta_f[1-(1-m_\infty)\rho/\rho_\infty]}. \tag{4}$$

Здесь явная зависимость $p(\rho)$ получена при $\beta_f = \mathrm{const}$, $\beta_f p \ll 1$.

Запишем условия разрушения насыщенной среды. Как известно, среда, состоящая из сцементированных зерен, разрушается по их контактам. С другой стороны, часть напряжений, которая передается по контактам зерен, представляет собой эффективные напряжения Терцаги [3]. Поэтому критерии разрушения насыщенной среды должны быть записаны для эффективных напряжений. Критерий сдвигового разрушения

$$|\Gamma_\theta - \Gamma_r| = y_s + 3k_s(\Gamma - p), \quad \Gamma = -(\Gamma_r + 2\Gamma_\theta)/3, \quad y_s,\ k_s = \mathrm{const} \tag{5}$$

и критерий возможного образования зоны множественных радиальных трещин

$$\Gamma_\theta = \sigma_0 - p. \tag{6}$$

Зона дробления. При выполнении критерия (5) образуется зона дробления, состоящая из блоков неразрушенной породы и пространства между ними. Образующиеся блоки пористые и насыщены жидкостью, среднее давление которой обозначим p. В результате фильтрации часть жидкости перетекает из блоков в пустоты между ними. Обозначим этот поток массы в единичном объеме среды через q (его вид будет рассмотрен ниже), а давление жидкости в пустотах — через p_0.

Из-за более сложной структуры для описания такой среды надо вводить большее число переменных, чем в зоне упругих деформаций. Кроме полных напряжений в среде надо знать средние напряжения в блоках σ_r, σ_θ, $\sigma = -(\sigma_r + 2\sigma_\theta)/3$ и давления жидкости p и p_0. Кроме полной пористости m необходимо определить часть пористости, соответствующую пространству между блоками $m_0 = V_0/V$ (V_0 — объем пустот между блоками) и пористость блоков $m_1 = V_p/V_1$ (V_p — объем неразрушенных пор, V_1 — объем блоков, $V = V_1 + V_0$). Для описания объемных деформаций находим коэффициент сжимаемости блоков β_1, который аналогично формуле (3) запишется как

$$\beta_1 = m_1\beta_f\beta_s/(\beta_s + m\beta_f),$$

и коэффициент сжимаемости среды β при $p_0 = \mathrm{const}$, который не зависит от β_1 и определяется геометрией кусков и их упаковкой.

Найдем уравнения для описания зоны дробления. Во-первых, это условие пластического течения, которое записывается для эффективных напряжений на контактах блоков $|\Gamma_\theta - \Gamma_r| = y - 3k(\Gamma - p_0)$, y, $k = \mathrm{const}$. Кроме того, используя очевидные соотношения $\Gamma_r = (1-m_0)\sigma_r - m_0 p_0$, $\Gamma_\theta = (1-m_0)\sigma_\theta - m_0 p_0$, $\Gamma = (1-m_0)\sigma + m_0 p_0$, а также соотношения баланса объемов и условие несжимаемости твердой среды, найдем уравнения для p, p_0, m_0, m_1

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\beta_1}{(m-m_0)[\beta_f - \beta_1 - (\sigma - p_0)\beta_f\beta_1]}\left[\frac{d\Gamma}{dt} + \frac{q}{\beta_f}\left(\frac{1}{m_1\rho_1} - \frac{1}{\rho_0}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{\varepsilon}{\beta_f} + \varepsilon(\sigma - p_0)(1-m_0)\right] - \frac{q}{(m-m_0)\beta_f\beta_1}, \tag{7}$$
$$m_0\frac{dp_0}{dt} = -(m-m_0)\frac{dp}{dt} - \frac{\varepsilon}{\beta_f} + \frac{q}{\beta_f}\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right), \quad m_1 = \frac{m-m_0}{1-m_0},$$

$$\frac{dm_0}{dt}=\frac{\varepsilon[\beta_f-m_0(\beta_f-\beta_1)]+\beta_f\beta_1\left[\frac{d\Gamma}{dt}+\frac{q}{\beta_f}\left(\frac{1}{m_1\rho_1}-\frac{1}{\rho_0}\right)\right]}{\beta_f-\beta_1-(\sigma-p_0)\beta_f\beta_1}.$$

Здесь $\rho_1\approx\rho_{00}(1+\beta_f p)$, $\rho_0\approx\rho_{00}(1+\beta_f p_0)$ — соответственно плотности жидкости в порах блоков и пустотах между ними; ρ_{00} — плотность жидкости при нулевом давлении. Обычно можно считать $(\sigma-p_0)\rho_f\ll 1$, что упрощает полученную систему уравнений.

Система (7) справедлива, когда все пространство между блоками заполнено жидкостью, т. е. при $\rho_0>\rho_{00}$, $p_0>0$. В противном случае надо считать $p_0=0$ и тогда для p, m_0, ρ_0 получим уравнения

$$\frac{dp}{dt}=\frac{\beta_1}{(m-m_0)\beta_f}\left(\frac{d\Gamma}{dt}+\sigma\frac{dm_0}{dt}+\frac{q}{\rho_1\beta_f m_1}\right)-\frac{q}{(m-m_0)\beta_f\rho_1},$$

$$\frac{dm_0}{dt}=\frac{(1-m_0)\varepsilon+\beta_1\left(\frac{d\Gamma}{dt}+\frac{q}{m_1\rho_1\beta_f}\right)}{1-\beta_1\sigma},\quad m_1=\frac{m-m_0}{1-m_0}, \tag{8}$$

$$m_0\frac{d\rho_0}{dt}=q-\rho_0\varepsilon-\rho_0\rho_1\left(\frac{d\Gamma}{dt}+\sigma\frac{dm_0}{dt}+\frac{q}{m_1\rho_1\beta_f}\right).$$

Здесь под ρ_0 подразумевается не истинная плотность, а отношение массы жидкости в пустотах между блоками к объему этих пустот. Когда ρ_0 достигнет значения ρ_{00}, вместо (8) используется система уравнений (7).

Из (8) при $q=0$ получаем уравнения для описания взрывного движения в зоне дробления, когда во время взрыва жидкость не успевает вытекать из блоков из-за малой проницаемости или своей большой вязкости. Уравнение для изменения объема среды запишем в виде, учитывающем влияние дилатансии [2, 6] и p_0:

$$\varepsilon=-\beta d\Gamma/dt+\beta_0 dp_0/dt+\Lambda|\gamma|, \tag{9}$$

где β — сжимаемость среды при $p_0=\text{const}$. Параметр β_0, характеризующий влияние p_0 на изменение объема среды, найдем при помощи формулы — $(\partial V/\partial p_0)_\Gamma=(\partial V_0/\partial\Gamma)_{p_0}$ [7]. Подставляя $V_0=m_0V$ и записывая dV_0 через dp_0 и $d\Gamma$, с помощью (7), (9) найдем

$$\beta_0=\beta_f\frac{\beta[1-m_0\beta_1(\sigma-p_0)]-\beta_1}{\beta_f-\beta_1-\beta_f\beta_1(\sigma-p_0)}.$$

Рассмотрим зону радиальных трещин. Она образуется при взрыве в монолитной среде [2] и вполне вероятно ее образование при взрыве в пористой насыщенной породе. Критерием разрушения при этом является критерий отрыва (6).

Среда, образующаяся при таком разрушении, характеризуется наличием радиально направленных стержней и отсутствием передачи напряжений между стержнями в азимутальном направлении по их контактам. Если p_0 — давление жидкости в трещинах между стержнями, то азимутальные напряжения в стержнях $\sigma_\theta=-p_0$. Запишем упругую связь напряжений и деформаций в стержнях в дифференциальном виде:

$$du_{rr}=(d\sigma_r-2\nu d\sigma_\theta)/E, \tag{10}$$

где u_{rr} — составляющая тензора деформаций материала стержней; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона. Поскольку $du_{rr}/dt\approx\partial v/\partial r$, то из (10) следует $d\sigma_r/dt=E\partial v/\partial r-2\nu dp_0/dt$.

Уравнения для давлений p, p_0 и пористостей m_0, m_1, определенных так же, как и в зоне дробления, получаются из баланса объемов при условии несжимаемости твердой фазы. Если радиальные трещины заполнены жидкостью полностью ($p_0>0$, $\rho_0>\rho_{00}$), то

$$\frac{dm_0/dt}{1-m_0} = \varepsilon - \frac{E\dfrac{\partial v}{\partial r} - \dfrac{2(1+\nu)}{m_0\beta_f}\left(\dfrac{q}{\rho_0} - \varepsilon\right) - \dfrac{3q}{\beta_f\rho_1(m-m)}}{\dfrac{3}{\beta_s} + \dfrac{1-m_0}{m_0(m-m_0)\beta_f}[2(1+\nu)(m-m_0)+3m_0]},$$

$$\beta_f\rho_1(m-m_0)\cdot dp/dt = -q - \rho_1(1-m_0)\varepsilon + \rho_1\cdot dm_0/dt,$$

$$m_0\beta_f\rho_0\cdot dp_0/dt = q - \rho_0 m_0\varepsilon - \rho_0\cdot dm_0/dt,\ m_1 = (m-m_0)/(1-m_0).$$

При этом полные напряжения в среде определяются формулой

$$\Gamma_r = (1-m_0)\sigma_r - m_0 p_0,\ \Gamma_\theta = -p_0. \tag{11}$$

Если же радиальные трещины заполнены жидкостью лишь частично, то

$$p_0 = 0,\quad \frac{d\sigma_r}{dt} - E\frac{\partial v}{\partial r},\quad \frac{dm_0/dt}{1-m_0} = \varepsilon - \frac{\beta_1}{3}\left[E\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{3q}{\beta_f\rho_1(m-m_0)}\right],$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{-q}{(m-m_0)\beta_f\rho_1} - \frac{\beta_1}{3\beta_f m_1}\left[E\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{3q}{\beta_f\rho_1(m-m_0)}\right], \tag{12}$$

$$\Gamma_r - (1-m_0)\sigma_r - m_0p_0,\ \ \Gamma_\theta = -p_0.$$

Уравнение для ρ_0, определяющее переход от (12) к (11), имеет вид

$$m_0\frac{d\rho_0}{dt} = q - \rho_0\varepsilon + (1-m_0)\frac{\rho_0\beta_1}{3}\left[E\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{3q}{\beta_f\rho_1(m-m_0)}\right].$$

Если в (12) положить $q=0$, то получим систему уравнений для зоны радиальных трещин, когда во время взрыва жидкость не успевает вытекать из стержней.

Поток q. В формулы, описывающие поведение среды в зонах разрушения, входит q — поток массы жидкости из образовавшихся при разрушении блоков или стержней в пространство между ними. Вообще говоря, величина q должна находиться из решения задачи фильтрации жидкости в каждом конкретном случае. Однако можно использовать и простейшую формулу, полученную из соображений размерности в [8] для фильтрации нефти в трещиновато-пористом коллекторе:

$$q = \Omega\cdot\rho_1\varkappa/\mu l^2\cdot(p-p_0). \tag{13}$$

Здесь Ω — безразмерная постоянная порядка единицы; $\varkappa$ — проницаемость блоков или стержней; μ — вязкость жидкости; l — размер блоков или поперечный размер стержней. Возможны и другие, более сложные представления потока q.

Используя формулу (13), оценим время заполнения жидкостью (при $p_0=0$) пустот или трещин в зонах разрушения t_ρ и время выравнивания давлений t_p (при $p_0\neq 0$). Для оценки t_ρ из систем (9) и (12) оставим только слагаемые, содержащие поток q, и запишем уравнения для ρ_0 в виде $d\rho_0/dt = \rho_{00}/t_\rho$, считая $\rho_0\approx\rho_1\approx\rho_{00}$, $\beta_1\sigma\ll 1$. Тогда в зоне дробления

$$t_\rho = m_0\mu l^2/p\Omega\varkappa\cdot[1-\beta_1/(m-m_0)\beta_f]^{-1}$$

и в зоне радиальных трещин

$$t_\rho = m_0\mu l^2/\Omega\varkappa p\cdot(1-\beta_1/m_1\beta_f)^{-1}.$$

Аналогично, записывая в зонах разрушения уравнения вида $d(p_0 - p)/dt = (p-p_0)/t_p$, найдем t_p в зоне дробления

$$t_p = m_0(m-m_0)(\beta_f-\beta_1)\mu l^2/\varkappa m\Omega\cdot(1-\beta_1/m_1\beta_f)^{-1}$$

и в зоне радиальных трещин

$$t_p = \frac{\mu l^2}{m\Omega\varkappa}\left\{(m-m_0)m_0\beta_f + \frac{\beta_s}{3}(1-m_0)[2(1+\nu)(m-m_0)+3m_0]\right\}.$$

Оценим численные значения t_ρ и t_p, считая $\Omega \approx 1$, для следующих параметров среды: $m = 0{,}2$, $\beta_f = \beta_s = 10^{-4}$ бар$^{-1}$, $p = 10^2$ бар, $\mu = 10^{-2}$ П, $\varkappa = 10^{-1}$ Да, $m_0 = 0{,}1$ в зоне дробления и $m_0 = 0{,}01$ в зоне радиальных трещин. Тогда в зоне дробления $t_\rho \approx 10^{-2} l^2$, $t_p \approx 10^{-4} l^2$, где t_ρ, t_p измеряются в секундах, а l — в сантиметрах. Аналогично в зоне радиальных трещин $t_\rho \approx 10^{-2} l^2$, $t_p \approx 10^{-3} l^2$.

Модель среды при $p_0 = p$. Если вязкость жидкости достаточно мала, а проницаемость среды достаточно велика, так что давления p_0 и p выравниваются за времена, много меньшие характерных времен изменения остальных параметров среды при взрыве, можно считать $p_0 = p$. При этом системы уравнений, описывающие поведение среды в зонах разрушения, упрощаются и имеют следующий вид:
в зоне дробления

$$\beta_1 \cdot d\Gamma/dt = -\varepsilon + \Lambda|\gamma| + \beta \cdot dp_0/dt, \ |\Gamma_\theta - \Gamma_r| = y + 3k(\Gamma - p),$$

$$\frac{dm_0}{dt} = \frac{(1 - m_0)\,\varepsilon + \beta_1 (d\Gamma/dt - dp/dt)}{1 - \beta_1 (\Gamma - p)/(1 - m_0)}, \quad m_1 = \frac{m - m_0}{1 - m_0};$$

в зоне радиальных трещин

$$\Gamma_r = (1 - m_0)\sigma_r - m_0 p, \ \Gamma_\theta = -p, \ d\sigma_r/dt - E \cdot \partial v/\partial r - 2\nu \cdot dp/dt,$$

$$\frac{dm_0}{dt} = (1 - m_0)\left\{\varepsilon - \frac{\beta_s}{3}\left[E\frac{\partial v}{\partial r} + (1 - 2\nu)\frac{dp}{dt}\right]\right\}, \ m_1 = \frac{m - m_0}{1 - m_0}.$$

К этим уравнениям добавляются уравнения для p, имеющие такой же вид, как и в зоне упругих деформаций (4), и общие для всех зон уравнения (1), (2).

Квазистатическое приближение при $p_0 = p$. Используя модель среды при $p_0 = p$, сделаем квазистатическую оценку размеров зон разрушения. Для этого необходимо найти изменение давления в зоне дробления (в остальных зонах в этом приближении $p = p_\infty$). Используя подход, предложенный в [9], найдем изменение плотности в зоне дробления

$$\rho(r)/\rho_\infty = \left[1 - \left(a^{n+1} - a_0^{n+1}\right)/r^{n+1}\right]^\Lambda,$$

где a — радиус полости; a_0 — начальный радиус полости. Отсюда, используя (4), найдем

$$p(r) = p_\infty + \frac{\left[1 - \left(a^{n+1} - a_0^{n+1}\right)/r^{n+1}\right]^\Lambda - 1}{\beta_f \left\{1 - (1 - m_\infty)\left[1 - \left(a^{n+1} - a_0^{n+1}\right)/r^{n+1}\right]^\Lambda\right\}}$$

и размер зоны нулевого давления жидкости

$$R^{n+1} = \frac{\Lambda\left(a^{n+1} - a_0^{n+1}\right)}{m_\infty p_\infty \beta_f}.$$

Формулы для $\rho(r)$ и $p(r)$ в области зоны дробления, где $p \neq 0$ $(r > R)$, упрощаются при $a \gg a_0$ и $a^{n+1} \ll r^{n+1}$ и имеют вид $\rho(r)/\rho_\infty = 1 - \Lambda a^{n+1}/r^{n+1}$, $p(r) = p_\infty - \Lambda a^{n+1}/(\beta_f m_\infty r^{n+1})$.

Распределение напряжений вокруг полости найдем из стандартных соотношений квазистатического приближения [2]. В зоне дробления при $a < r < R$ (p_a — давление в полости, $y = 0$) $\Gamma_r = -p_a a^\alpha/r^\alpha$, $\Gamma_\theta = (1 - k)\Gamma_r/(1 + 2k)$, $\alpha = 6k/(1 + 2k)$ и при $R < r < b$ (b — размер зоны дробления)

$$\Gamma_r = -p_\infty - \left[p_a - \frac{1 + n}{1 + n - \alpha} p_\infty \left(\frac{\Lambda}{m_\infty p_\infty \beta_f}\right)^{\frac{\alpha}{1+n}}\right]\frac{a^\alpha}{r^\alpha} - \frac{\Lambda \alpha a^{n+1}}{(1 + n - \alpha)\,\beta_f m_\infty r^{n+1}}, \tag{14}$$

$$\Gamma_0 = \frac{(1 - k)\,\Gamma_r - 3kp(r)}{1 + 2k}.$$

В зоне интенсивных радиальных трещин, внешнюю границу которой обозначим b_0,

$$\Gamma_r = -p_\infty - \frac{y_s b^2}{(1-k_s) r^2}, \quad \Gamma_\theta = -p_\infty, \quad b < r < b_0$$

и в зоне упругих деформаций

$$\Gamma_r = -\Gamma_\infty - \frac{4GQ}{r^3}, \quad \Gamma_\theta = -\Gamma_\infty + \frac{2GQ}{r^3}, \quad Q = \int\limits_{a_0}^{a} a^n b^{2-n}(a)\, da.$$

Используя критерии разрушения (5), (6) и условие непрерывности Γ_r, найдем уравнения, определяющие размеры зон разрушения. Одно из уравнений имеет вид

$$\left[p_a - \frac{1+n}{1+n-\alpha} p_\infty \left(\frac{\Lambda}{m_\infty \beta_f p_\infty}\right)^{\frac{\alpha}{1+n}}\right] \frac{a^\alpha}{b^\alpha} + \frac{\Lambda \alpha a^{n+1}}{m_\infty \beta_f (1+n-\alpha) b^{n+1}} = \frac{y_s}{1-k_s}$$

и при $(n+1)/\alpha \cdot (b/R)^{1+n-\alpha} \gg 1$ переходит в

$$b^\alpha = \frac{1-k_s}{y_s}\left[p_a - \frac{1+n}{1+n-\alpha} p_\infty \left(\frac{\Lambda}{m_\infty \rho_f p_\infty}\right)^{\frac{\alpha}{1+n}}\right] a^\alpha.$$

Отсюда видно, что наличие поровой жидкости уменьшает отношение b/a. Объяснение этого явления состоит в следующем. Как видно из (14), $\Gamma_r(r)$ в зоне дробления по сравнению с сухой средой уменьшено на p_∞ и увеличивается из-за падения p при дилатансии. А на границе зоны дробления $\Gamma_r(r)$ должно иметь фиксированное значение $\Gamma_r(b) = -p_\infty - y_s/(1-k_s)$, которое не содержит Λ и также «подправлено» на p_∞. Так как $\Gamma_r(r)$ увеличивается при удалении от полости, то его большие значения при наличии дилатансии в насыщенной среде приводят к достижению $\Gamma_r(b)$ на меньших расстояниях от полости, чем в сухой среде. Смысл этого явления заключается в росте прочности пропорционально $(\Gamma - p)$ в соответствии с законом Терцаги при уменьшении p из-за дилатансии.

Размер зоны радиальных трещин определяется формулой

$$b_0^2 = \frac{y_s b^2}{(1-k_s)[3(\Gamma_\infty - p_\infty) + 2\sigma_0]},$$

в которую фоновое давление жидкости входит через эффективное давление Терцаги. Заметное влияние жидкости на b_0/b будет при $p_\infty \sim \Gamma_\infty$, когда большая часть фонового давления среды компенсируется поровым давлением.

Кроме того, необходимо отметить, что жидкость влияет на размеры зон разрушения, уменьшая прочность [11], а также, как это следует из формулы (3), сжимаемость насыщенной среды по сравнению с сухим скелетом. Снижение сжимаемости приводит к меньшей диссипации энергии на фронте ударной волны [12], что так же, как и уменьшение прочности, должно вызвать увеличение размера зоны разрушения по сравнению с ненасыщенной пористой средой.

Результаты работы. Предложена модель для описания сферически-симметричного взрывного движения насыщенной среды, основанная на предположении несжимаемости твердой фазы и учитывающая возможность вытекания жидкости из образовавшихся при разрушении блоков (или стержней) породы в окружающие пустоты (трещины). Получены уравнения для двух предельных случаев, когда переток жидкости в пустоты отсутствует и когда давление жидкости в блоках и пустотах одинаково. На основе последней модели сделаны квазистатические оценки размеров зон разрушения, области зоны дробления, где из-за дилатансии давление жидкости падает до нуля. Показано, что при взрыве в насыщенной жидкостью среде размер зоны повышенной проницаемости больше, чем при взрыве в сухой пористой среде.

Необходимо отметить, что в предлагаемой модели не известна и не выписана зависимость размера блока от параметров среды и динамики развития взрыва. Этот вопрос требует особого исследования.

Автор выражает благодарность В. К. Сироткину за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию 19/I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. **П. Чедвик, А. Кокс, Г. Гопкинс.** Механика глубинных подземных взрывов. М.: Мир, 1966.
2. **В. Н. Родионов и др.** Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971.
3. **В. Н. Николаевский и др.** Механика насыщенных пористых сред. М.: Недра, 1970.
4. **A. W. Bishop.** Soils and soft rocks as engineering Materials, 1966, 6, 289.
5. **J. Geertsma.** Trans. ASME, 1957, 219, 3.
6. **В. Н. Николаевский.** Докл. АН СССР, 1967, 177, 3.
7. **M. A. Biot.** J. Appl. Phys., 1941, 12, 2.
8. **Г. И. Баренблатт, В. М. Ентов, В. М. Рыжик.** Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. М.: Недра, 1972.
9. **С. З. Дунин, В. К. Сироткин.** ПМТФ, 1977, 4.
10. **М. И. Койфман, Е. И. Ильницкая.**— В сб.: Исследование механических свойств и взрывного способа разрушения горных пород. М.: Наука, 1970.
11. **С. Е. Чирков, А. Н. Мельников.**— В сб.: Исследование механических свойств взрывного способа разрушения горных пород.— М.: Недра, 1970.
12. **Г. М. Ляхов.** Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра, 1974.

УДК 621.7.044.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА СВАРКИ ВЗРЫВОМ ВОЛОКНИСТЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

А. М. Ханов, И. В. Яковлев

(Новосибирск)

Выбор метода создания композиционных материалов зависит в первую очередь от физико-механических характеристик соединяемых компонентов и возможности образования связи между ними, что и определяет условия и режимы соединения. Сварка металлов взрывом позволяет соединять практически любые металлы и сплавы, существенно отличающиеся по своим физическим и механическим свойствам. Таким образом, в большинстве случаев задача сводится к определению параметров процесса сварки взрывом, обеспечивающих связь на границе раздела.

Имеется значительное число работ, в которых рассматривается выбор режимов сварки плоских пластин в зависимости от свойств свариваемых металлов и характеристик используемых взрывчатых веществ. При этом приводятся результаты экспериментальной проверки соответствия теоретических расчетов параметров метания и соударения при сварке металлов взрывом.

Отличительной особенностью создания сваркой взрывом волокнистых композиционных материалов (по сравнению с листовыми композициями) является наличие в зоне соударения волокон, имеющих размеры, соизмеримые с толщиной матричных пластин. Это создает ряд специфических трудностей при расчете начальных параметров соударения по известным методикам расчета при соударении двух или более плоских пластин. Эти трудности объясняются более сложным характером взаимодействия элементов волокнистого композиционного материала в условиях высокоскоростного соударения.