

МАСШТАБНЫЙ ФАКТОР ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ИЗ КАМУФЛЕТНОЙ ПОЛОСТИ

Н. А. Кудряшов

(Москва)

В [1, 2] высказывается мнение, подтвержденное данными экспериментов, что процессы утечки существенным образом влияют на энергетические потери при взрывах. Расчеты камуфлетного взрыва в песке, выполненные нами с учетом истечения продуктов детонации, показали, что результаты математического моделирования согласуются с экспериментальными данными [1]. Поскольку в лабораторных экспериментах использовались заряды малой массы (0,2—20 г), которые не применяются в практике взрывного дела, то возникает естественный вопрос о влиянии масштабного фактора при истечении продуктов детонации (ПД) из камуфлетной полости. Под масштабным фактором далее подразумеваем лишь влияние радиуса камуфлетной полости a_0 на процесс истечения ПД. Обсуждению этого обстоятельства и посвящена данная работа.

Масса газообразных продуктов в полости изменяется из-за истечения газа в массив разрушенной среды, окружающей полость. Такое изменение описывается уравнением

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\varepsilon S}{V} u \rho. \quad (1)$$

Здесь $\rho(t)$ — плотность продуктов детонации; $u(t)$ — скорость истечения через поверхность полости; V , S — объем и поверхность полости; ε — пористость разрушенной среды вблизи камуфлетной полости. Предполагая камуфлетную полость сферической, получаем $S/V = 3/a_0$.

Движение ПД в массиве разрушенной среды описывается уравнениями механики сплошной среды [3]. В работе [4] определены условия, при выполнении которых для описания движения газообразных продуктов в разрушенной среде можно пользоваться представлениями теории фильтрации. Для оценки $u(t)$ воспользуемся моделью фильтрации газа при квадратичной зависимости градиента давления от скорости движения [5]. Для описания движения газа в разрушенной среде вблизи полости используем систему уравнений [5]

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(vp) = 0, \quad \frac{\lambda v^2 p}{kc_0^2} = -\frac{\partial p}{\partial r}, \quad (2)$$

где $p(r, t)$ — давление ПД в порах разрушенной среды; c_0 — скорость звука; λ — характерный размер пористой среды; k — проницаемость разрушенной среды; $v(r, t)$ — скорость движения газа в пористом массиве; r — расстояние от поверхности полости. Скорость истечения ПД из полости связана с $v(r, t)$; $u(t) = v(0, t)$.

Система уравнений (2) допускает автомодельное решение

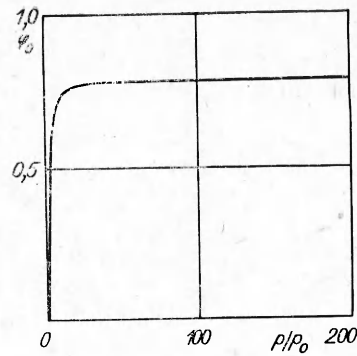
$$p(r, t) = p_0 f(\Theta), \quad v(r, t) = \sqrt[3]{\frac{2kc_0^2}{3\lambda t}} \varphi(\Theta), \quad (3)$$

$$\Theta = r \sqrt[3]{\frac{4\lambda}{9kc_0^2 t}}.$$

Здесь $f(\Theta)$ и $\varphi(\Theta)$ — безразмерные аналоги зависимостей давления и скорости движения газа в пористой среде; Θ — автомодельная координата; p_0 — начальное давление газа в порах. Подставив вместо $u(t)$ выражение $v(0, t) = \sqrt[3]{\frac{2kc_0^2}{3\lambda t}} \varphi(\Theta = 0)$ в (1), получим

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{3\varepsilon\rho}{a_0} \varphi_0 \sqrt[3]{\frac{2kc_0^2}{3\lambda t}}, \quad (4)$$

φ_0 — скорость истечения газа из полости ($\varphi_0 = \varphi(\Theta = 0)$), величина которой зависит от отношения давления ПД в полости к начальному давлению газа в каналах разрушенной среды. На рисунке представлена зависимость $\varphi_0 = \varphi(\Theta = 0)$ от $N = p_1/p_0$ (p_1 — давление газа в полости). Особенность этой зависимости состоит в том, что при достаточно больших N (практически уже при $N > 10$) φ_0 — величина постоянная. Это обстоятельство позволяет φ_0 в (4) взять постоянной, поскольку для истечения ПД из камуфлетной полости характерны большие значения N . При $a_0 = \text{const}$ решение (4) запишется в виде



$$\rho(t) = \rho_0 \exp \left\{ -\frac{2\varepsilon\varphi_0^3}{a_0} \sqrt{\frac{2kc_0^2}{3\lambda} t^2} \right\} \quad (5)$$

(ρ_0 — начальная плотность ПД в камуфлетной полости).

Формула (5) применима для описания истечения ПД на начальной стадии, когда давление в полости остается еще большим по сравнению с давлением газа в массиве пористой среды. Она характеризует изменение с течением времени плотности продуктов детонации в полости из-за их утечки в массив разрушенной среды. Коэффициенты k и λ связаны с пористостью разрушенной среды ε и характерной величиной пор δ [4]:

$$k \simeq \frac{\delta^2 \varepsilon^3}{180(1-\varepsilon)^2}, \quad \lambda \simeq \frac{0,012\delta}{1-\varepsilon}. \quad (6)$$

Подставив (6) и $\varphi_0 = 0,78$ в (5), получим

$$\rho(t) = \rho_0 \exp \left\{ -\frac{1,02\varepsilon^2}{a_0} \delta^{1/3} c_0^{2/3} t^{2/3} \right\}. \quad (7)$$

Логарифм плотности газа в полости уменьшается с течением времени по степенному закону с показателем $2/3$. Это качественно подтверждается экспериментальными [4] и расчетными [6] данными. Отметим, что процесс истечения ПД из камуфлетной полости происходит интенсивнее, если температура ПД выше, а следовательно, и значения c_0 для газа в полости также больше. То, что пористость среды, в которой выполнен камуфлетный взрыв, существенно влияет на процесс истечения газообразных продуктов из полости — факт хорошо известный и достаточно очевидный. Для конкретной геометрии порохового пространства, вообще говоря, можно найти взаимно-однозначную связь δ и ε , поэтому влияние пористости на процесс утечки может выражаться и иной зависимостью, чем в формуле (7).

Используя (7), из формул для изоэнтропы и уравнений состояния ПД, приведенных в [6], можно найти зависимость от времени температуры газов в камуфлетной полости, а также давления и энергии ПД. Подставив в (7) параметры среды из работы [4] ($\varepsilon = 4 \cdot 10^{-1}$, $a_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $c_0 \simeq 4 \cdot 10^3$ м/с, $\delta \simeq 10^{-3}$ м), получим

$$\rho(t) = \rho_0 \exp(-805 t^{2/3}). \quad (8)$$

Из (8) видно, что за время $t_0 \approx 10^{-5}$ с плотность продуктов детонации в камуфлетной полости может существенно изменяться.

Одним из принципиальных и дискуссионных вопросов до настоящего времени остается вопрос о влиянии характерного радиуса полости a_0 на процесс истечения ПД. Зависимость (7) позволяет ответить на этот вопрос. Оценим изменение плотности продуктов детонации в полости за время ее динамического расширения. Известно [7, 8], что $t_0 = a_0/u_0$ (u_0 — средняя скорость расширения полости при детонации). Из (7)

находим

$$\rho^* = \rho_0 \exp[-1,02\varepsilon^2 (c_0/u_0)^{2/3} (\delta/a_0)^{1/3}]. \quad (9)$$

Выражение (9) можно использовать для оценки изменения плотности продуктов детонации в камуфлетной полости из-за утечки газов на динамической стадии взрыва: если величина, стоящая под знаком экспоненты, мала, то и энергетические потери при камуфлетном взрыве из-за истечения ПД также малы, параметры взрыва в этом случае определяются прочностными свойствами среды, в которой проводится взрыв.

По данным [1], изменение плотности продуктов детонации в полости за счет истечения равно 40%. Подставив это значение в (9) и учитывая, что $\varepsilon = 0,4$, $\delta \approx 10^{-3}$ м, $a_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ м, получим $(c_0/u_0)^{2/3} \approx 7,1$. Выражение (9) можно записать иначе:

$$\rho^* = \rho_0 \exp[-7,1\varepsilon^2 (\delta/a_0)^{1/3}]. \quad (10)$$

Отсюда следует, что уменьшение ε существенно снижает возможность утечки ПД. Увеличение масштаба взрыва также приводит к снижению относительной доли вышедших газообразных продуктов на динамической стадии взрыва.

Отметим, что оценка влияния радиуса полости a_0 на истечение ПД по формулам, полученным в данной работе, дает завышенные результаты по сравнению с данными работы [1]. Приведенные здесь формулы, конечно, имеют оценочный характер. В них не учтен ряд процессов, которые в той или иной степени могут повлиять на характер изменения плотности продуктов детонации в полости. Прежде всего возможно изменение характера истечения из-за дилатансионного разрыхления среды при камуфлетном взрыве [9]. Процессы теплообмена при утечке ПД могут также изменить характеристики изучаемого явления. В настоящее время с помощью вычислительного эксперимента проводится изучение влияния всех перечисленных выше факторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов В. П., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1974, 7, 3, 441.
2. Комир В. М., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ФТПРПИ, 1979, 6.
3. Колобашкин В. М., Кудряшов П. А., Мурзенко В. В. ФГВ, 1985, 21, 6, 126.
4. Гордеев Ю. П., Колобашкин В. М., Кудряшов П. А. Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, 1, 183.
5. Колобашкин В. М., Кудряшов П. А., Мурзенко В. В. Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, 2, 73.
6. Захарова П. Г. ФГВ, 1984, 20, 3, 101.
7. Компанец А. С. Докл. АН СССР, 1956, 109, 1, 49.
8. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Костюченко В. В. и др. Механический эффект подземного взрыва. — М.: Недра, 1971.
9. Николаевский В. П. Докл. АН СССР, 1967, 177, 3, 542.

Поступила в редакцию 9/VI 1986,
после доработки — 15/XII 1986

ПРЕДЕЛЬНЫЙ И КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТРЫ ЗАРЯДА В ПРЕДДЕТОНАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ

В. С. Жученко, Н. К. Мошатин, А. А. Орлов
(Москва)

Критический $d_{кр}$ и предельный $d_{пр}$ диаметры — фундаментальные характеристики детонации, определяющие возможность ее стационарного распространения и границу идеального режима. В преддетонационной области эти понятия имеют тот же физический смысл: при $d > d_{пр}$ краевые эффекты не влияют на развитие детонации, при $d < d_{кр}$ детонационный процесс в заряде затухает. Для установившейся детонации $d_{кр}$ и