

## РАСЧЕТ УТЕЧКИ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ИЗ КАМУФЛЕТНОЙ ПОЛОСТИ ПРИ ВЗРЫВЕ

И. Г. Захарова

(Гюмень)

В [1—4] рассматривался вопрос о тепломассообмене со средой на начальной стадии развития взрыва. В настоящей работе проведены расчеты влияния теплообмена, характеристик проницаемости пористой среды и начальных условий в камуфлетной полости на процесс фильтрации продуктов детонации.

Задача формулируется следующим образом. Пусть в начальный момент времени газ заполняет сферическую полость радиуса  $r_0$  в неограниченной пористой среде. Плотность газа в полости —  $\rho_0$ , давление —  $p_0$ . Поры заполнены воздухом под давлением  $p_1$ . Сделаем также следующие предположения: 1) газ считается идеальным, 2) пористость и проницаемость среды в процессе движения газа не меняются, 3) движение частиц пористой среды и расширение камуфлетной полости не учитывается, так как рассматривается начальная стадия развития взрыва.

Уравнение движения (двучленный закон фильтрации с учетом инерционных членов) имеет вид

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\mu \Pi}{k} v - \frac{\Pi^2}{k_T} v^2, \quad (1)$$

где  $v$  — скорость движения;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $\mu$  — коэффициент вязкости фильтрующегося газа;  $k$  и  $k_T$  — проницаемости при ламинарном и турбулентном течении;  $\Pi$  — пористость среды. Уравнение неразрывности для сферически-симметричного движения запишется следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v) + \frac{2}{x} \rho v = 0. \quad (2)$$

Пусть пористая среда состоит из шаровидных частиц некоторого характерного радиуса  $r_*$ , плотность частиц —  $\rho_*$ , теплоемкость —  $c_*$ , коэффициент теплопроводности частиц —  $\kappa_*$ . В этом случае мощность «теплого стока»  $Q$  в единичном объеме газа можно представить в виде:

$$Q = 3 \frac{1 - \Pi}{\Pi r_*} \kappa_* \left. \frac{\partial T'}{\partial r} \right|_{r=r_*}, \quad (3)$$

где  $T'$  — температура частицы, определяется из уравнения

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \frac{\kappa_*}{\rho_* c_*} \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} \right). \quad (4)$$

С учетом (1), (3) общее уравнение переноса тепла [5] в случае сферически-симметричного движения идеального газа примет вид

$$\rho c_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \rho R T \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{2}{x} v \right) + \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - Q + v \left( \frac{\mu \Pi}{k} v + \rho \frac{\Pi^2}{k_T} v^2 \right), \quad (5)$$

где  $c_v$  — теплоемкость,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности газа. Систему (1)–(5) замыкает уравнение состояния идеального газа:

$$p = \rho R T. \quad (6)$$

В дополнение к приведенной выше постановке задачи естественно предположить, что в начальный момент времени температура частиц  $T'$  совпадает с температурой воздуха в порах  $T_1$ . Температура продуктов детонации в полости определяется из соотношения (6)

$$T_0 = p_0 / \rho_0 R.$$

Переходя к безразмерным переменным

$$\bar{x} = x/r_0, \quad \bar{r} = r/r_0, \quad \bar{v} = v \sqrt{\rho_0/p_0}, \quad \bar{p} = p/p_0, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_0, \quad \bar{T} = T/T_0, \quad \bar{t} = t \frac{\sqrt{p_0/\rho_0}}{r_0}$$

и исключая давление  $p$ , приходим к следующей системе уравнений (черточки в дальнейшем опускаем):

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - A_1 \frac{v}{\rho} - A_2 v^2, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) + \frac{2}{x} \rho v = 0, \quad (8)$$

$$\rho c_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = A_3 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - A_4 \frac{\partial T'}{\partial r} - R \rho T \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{2}{x} v \right) + Rv (A_1 v + A_2 \rho v^2), \quad (9)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = A_5 \left( \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} \right), \quad (10)$$

где  $A_1 = \mu \Pi / k \cdot r_0 \sqrt{p_0 \rho_0}$ ;  $A_2 = r_0 \Pi^2 / k x$ ;  $A_3 = \kappa / r_0 \sqrt{p_0 / \rho_0}$ ;

$A_4 = 3(1 - \Pi) \kappa_* / Pr_* \sqrt{p_0 \rho_0}$ ;  $A_5 = \kappa_* \sqrt{\rho_0 / p_0} / \rho_* c_* r_0$ .

Начальные условия запишутся следующим образом:

$$\rho(x, 0) = \begin{cases} 1 & \text{при } x = 1, \\ \rho_1 / \rho_0 & \text{при } x > 1, \end{cases}$$

$$v(x, 0) = 0 \quad \text{при } x \geq 1,$$

$$T(x, 0) = \begin{cases} 1 & \text{при } x = 1, \\ T_1 / T_0 & \text{при } x > 1, \end{cases}$$

$$T'(r, 0) = T_1 / T_0, \quad 0 \leq r \leq r_* / r_0.$$

Получим краевые условия на границе полости. Тепловыми потерями непосредственно через стенки полости по сравнению с потерями, обусловленными конвективным переносом и теплопередачей к частицам пористой среды, можно пренебречь и записать краевое условие для температуры

$$T(1, t) = [\rho(1, t)]^{\gamma-1},$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты. Закон сохранения массы в полости дает краевое условие для плотности

$$\partial \rho(1, t) / \partial t = -3\Pi \rho(1, t) v(1, t).$$

Краевые условия для уравнения (10):

$$\partial T' / \partial r = 0 \quad \text{при } r = 0.$$

На поверхности частиц при  $r = r_* / r_0$ , учитывая, что  $T' = T'(x, r, t)$ , где  $x$  — пространственная координата частицы, получим следующее условие:

$$\kappa_* / r_0 \cdot \partial T' / \partial r = \alpha (T - T'),$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплопередачи.

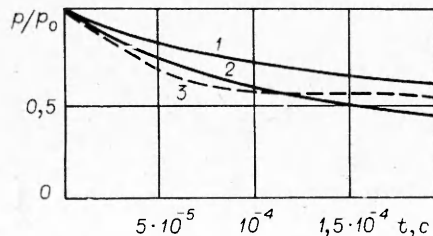


Рис. 1. Зависимость давления в камуфлетной полости от времени для различных тепловых режимов фильтрации.

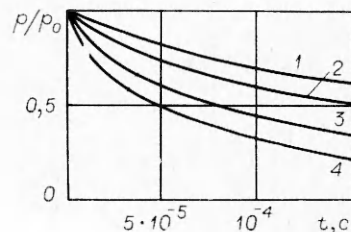
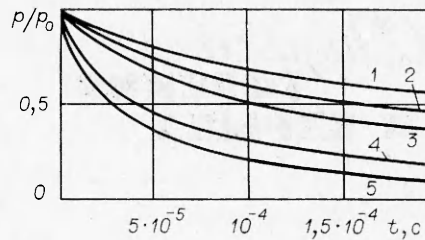


Рис. 2. Зависимость давления в камуфлетной полости от времени для различных начальных значений плотности продуктов детонации в камуфлетной полости.

$\rho_0$ , кг/м<sup>3</sup>: 1 — 100, 2 — 50, 3 — 10, 4 — 3.

Рис. 3. Зависимость давления в камуфлетной полости от времени для различных значений проницаемости пористой среды.

1 -  $k = 10^{-4} \text{ м}^2$ ,  $k_T = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ; 2 -  $k = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$ ,  $k_T = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ; 3 -  $k = 4 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$ ,  $k_T = 10^{-5} \text{ м}$ ; 4 -  $k = 10^{-10} \text{ м}^2$ ,  $k_T = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ ; 5 -  $k = 2 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$ ,  $k_T = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ .



Поставленная задача решалась численно. Для аппроксимации уравнений (7) — (9) использовалась разностная схема, аналогичная приведенной в [6, 7] для модели вязкого теплопроводного газа. Соотношение (10) аппроксимировалось неявной схемой [8].

Расчеты проводились для взрыва в кварцевом песке. Для графиков, представленных на рис. 1 и 3, начальное значение плотности продуктов детонации  $\rho_0 = 50 \text{ кг/м}^3$ , для графиков рис. 1 и 2  $k = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$ ,  $k_T = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ .

Во всех вариантах расчетов значения следующих параметров были постоянными:  $\Pi = 0,4$ ,  $r_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ ,  $p_0 = 5 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$ ,  $p_1 = 10^5 \text{ Н/м}^2$ ,  $\rho_1 = 1,13 \text{ кг/м}^3$ ,  $\gamma = 1,25$ ,  $c_v = 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{град)}$ ,  $\mu = 1,72 \cdot 10^{-5} \text{ П} \cdot \text{с/м}^2$ ,  $\kappa = 0,3 \text{ Дж/(м} \cdot \text{с} \cdot \text{град)}$ . Для кварцевого песка, согласно [9],

$r_* = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ ,  $\rho_* = 2,25 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $\kappa_* = 4,6 \text{ Дж/(м} \cdot \text{с} \cdot \text{град)}$ ,  $c_* = 792,3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{град)}$ .

Использовалась эмпирическая зависимость для расчета теплообмена в пористом теле [10]

$$Nu = 2 + 0,03Pr^{0,33}Re^{0,54} + 0,35Pr^{0,356}Re^{0,58}$$

Числа Re, Pr, Nu определяются соотношениями [11]

$$Re = 2vr_*/\nu \cdot \Pi / (1 - \Pi),$$

$$Pr = \nu/\chi,$$

$$Nu = 2\alpha r_*/\kappa \cdot \Pi / (1 - \Pi),$$

где  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\chi$  — коэффициент температуропроводности газа.

На рис. 1 показано изменение со временем давления в камуфлетной полости при фильтрации с учетом теплообмена между газом и частицами пористой среды (2), без учета теплообмена (1), а также без учета конвективного теплопереноса в фильтрующемся газе и теплообмена (3).

Влияние плотности продуктов детонации в камуфлетной полости в начальный момент времени при фиксированном для всех вариантов значении давления  $p_0$  (т. е. фактически, влияние начальной температуры продуктов детонации) на падение давления в полости проиллюстрировано на рис. 2. На рис. 3 представлена зависимость давления в камуфлетной полости от времени для различных значений проницаемости пористой среды.

Полученные результаты подтверждают важность учета проникновения продуктов детонации в пористую среду, как важный фактор, влияющий на уменьшение эффективности взрыва.

В заключение выражаю искреннюю благодарность В. М. Кузнецову за постановку задачи и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию  
4/VII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1978, 14, 2.
3. К. Е. Губкин, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ПМТФ, 1978, 6.
4. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1979, 15, 4.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
6. Н. И. Никитенко. Исследование нестационарных процессов тепло- и массообмена методом сеток. Киев, Наукова думка, 1971.
7. Н. И. Никитенко. Исследование процессов тепло- и массообмена методом сеток. Киев, Наукова думка, 1978.
8. А. А. Самарский. Теория разностных схем. М., Наука, 1977.
9. Таблицы физических величин. Справочник. М., Автомиздат, 1976.
10. Д. П. Тимофеев. Кинетика адсорбции. М., Изд. АН СССР, 1962.
11. А. В. Лыков. Теплообмен. Справочник. М., Энергия, 1978.